

## Nico Güttler

»Methodik für numerische Lackiersimulationen:  
Bedeutung der Modell- und Eingangsparameter  
bei der Hochrotationszerstäubung«







**Nico Güttler**

»Methodik für numerische Lackiersimulationen: Bedeutung der Modell- und  
Eingangsparameter bei der Hochrotationszerstäubung«

**Herausgeber**

Univ.-Prof. Dr.-Ing. Thomas Bauernhansl<sup>1,2</sup>

Univ.-Prof. Dr.-Ing. Dipl.-Kfm. Alexander Sauer<sup>1,3</sup>

Univ.-Prof. Dr.-Ing. Kai Peter Birke<sup>4</sup>

Univ.-Prof. Dr.-Ing. Marco Huber<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Fraunhofer-Institut für Produktionstechnik und Automatisierung IPA, Stuttgart

<sup>2</sup>Institut für Industrielle Fertigung und Fabrikbetrieb (IFF) der Universität Stuttgart

<sup>3</sup>Institut für Energieeffizienz in der Produktion (EEP) der Universität Stuttgart

<sup>4</sup>Institut für Photovoltaik (*ipv*) der Universität Stuttgart

**Kontaktadresse:**

Fraunhofer-Institut für Produktionstechnik und Automatisierung IPA  
Nobelstr. 12  
70569 Stuttgart  
Telefon 0711 970-1101  
info@ipa.fraunhofer.de  
www.ipa.fraunhofer.de

**Bibliographische Information der Deutschen Nationalbibliothek**

Die Deutsche Nationalbibliothek verzeichnet diese Publikation in der Deutschen Nationalbibliographie; detaillierte bibliografische Daten sind im Internet über <http://dnb.de> abrufbar.

Zugl.: Stuttgart, Univ., Diss., 2024

**D 93**

2024

**Druck und Weiterverarbeitung:**

Fraunhofer Verlag, Mediendiensteleistungen, Stuttgart, 2024  
Für den Druck des Buches wurde chlor- und säurefreies Papier verwendet.



Dieses Werk steht, soweit nicht gesondert gekennzeichnet, unter folgender Creative-Commons-Lizenz:  
Namensnennung – Nicht kommerziell – Keine Bearbeitungen  
International 4.0 (CC BY-NC-ND 4.0).

**Methodik für numerische Lackiersimulationen:  
Bedeutung der Modell- und Eingangsparameter bei der  
Hochrotationszerstäubung**

**Von der Fakultät Konstruktions-, Produktions- und  
Fahrzeugtechnik  
der Universität Stuttgart  
zur Erlangung der Würde eines Doktor-Ingenieurs (Dr.-Ing.)  
genehmigte Abhandlung**

**Vorgelegt von**

**Nico Güttler  
aus Wolmirstedt**

Hauptberichter: Univ.-Prof. Dr.-Ing. Thomas Bauernhansl

Mitberichter: Assoc. Prof. Dr.-Ing. Fredrik Edelvik

Tag der mündlichen Prüfung: 17.05.2024

Institut für Industrielle Fertigung und Fabrikbetrieb der Universität Stuttgart



# Vorwort

Geprägt durch die Themen meiner Bachelor- und Masterarbeit im Bereich der Lackiertechnik entschloss ich mich nach meinem Studium der Verfahrenstechnik, mein Fachwissen diesbezüglich wissenschaftlich zu vertiefen. Eine Stelle als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Fraunhofer-Institut für Produktionstechnik und Automatisierung IPA eröffnete mir die Möglichkeit, intensiv an der Hochrotationszerstäubung und Lackapplikationen zu forschen und diese Arbeit anzufertigen. Dabei habe ich bis zum letzten geschriebenen Satz dieser Arbeit sehr viel Unterstützung und Ermutigung erhalten, wofür ich mich an dieser Stelle herzlich bedanken möchte.

Ich bedanke mich bei Univ.-Prof. Dr.-Ing. Thomas Bauernhansl für die Übernahme des Hauptberichts, die fachlichen sowie überfachlichen Anmerkungen bzw. wertvollen Ratschläge zum Inhalt und überdies zur strukturierten Vorgehensweise zur Erstellung dieser Arbeit. Weiterhin bedanke ich mich bei Assoc. Prof Dr.-Ing. Fredrik Edelvik für die Übernahme des Mitberichts, die jahrelange intensive Zusammenarbeit, den fachlichen Austausch mit seinen Teamkollegen und die Gastfreundschaft für einen dreimonatigen Forschungsaufenthalt am Fraunhofer-Chalmers Centre in Göteborg.

Mein ganz besonderer Dank geht an Dr. Oliver Tiedje. Als Vorgesetzter ermöglichte er mir Freiräume zur Anfertigung dieser Arbeit und leistete darüber hinaus durch unzählige wissenschaftliche Diskussionen einen wichtigen inhaltlichen als auch konzeptionellen Beitrag zu dieser Arbeit.

Gleichfalls spreche ich meinen Kollegen der Gruppe Nassapplikation- und Simulationstechnik vom Fraunhofer IPA, insbesondere Dr.-Ing. Qiaoyan Ye und Dr.-Ing. Bo Shen für die Unterstützung in allen Themen bezüglich der computergestützten Berechnungen sowie an Stephan Paustian und Phillip Knee für die Durchführung von Lackierversuchen und die Diskussion der experimentellen Ergebnisse, meinen großen Dank aus. Darüber hinaus bedanke ich mich bei meinen gesamten Teamkollegen für die sehr angenehme Arbeitsatmosphäre und die mentale Unterstützung.

Ein großer Dank gebührt auch Julia Fink und Fabian Seeler, die meine Arbeit sorgfältig auf Grammatik- und Rechtschreibfehler überprüft haben und durch Korrekturen bzw. Anmerkungen zur Verbesserung der sprachlichen Qualität dieser Dissertation beigetragen haben.

Der größte Dank gilt meiner Familie und meinen Freunden für ihre unermüdliche Unterstützung und ihr Verständnis während dieser intensiven Zeit.



# Kurzfassung

Beschichtungen haben aufgrund ihrer optischen und funktionalen Eigenschaften eine hohe Bedeutung für die Wertschöpfungskette und dienen darüber hinaus der Werterhaltung der beschichteten Objekte. Aufgetragen werden Lacke überwiegend mittels Spritzverfahren wie der elektrostatisch unterstützten Hochrotationszerstäubung, wobei bis zu 25 % des versprühten Lacks in Form von Overspray nicht auf das Werkstück gelangt. Um den Oversprayanteil zu reduzieren, wird in der Lackiertechnik vorwiegend auf Expertenwissen und Trial-and-Error-Methoden zurückgegriffen. Virtuelle Lackierversuche mittels numerischer Strömungssimulationen hingegen werden aufgrund der komplexen Modellbildung sowie den zu setzenden Rand- und Anfangsbedingungen selten verwendet.

Um die Anwendung von numerischen Lackiersimulationen voranzutreiben, besteht das wissenschaftliche Ziel dieser Arbeit darin, die Einflüsse zwischen Modell- und Eingangsparametern auf das simulierte Lackierergebnis zu bestimmen. Aus anwendungsorientierter Sicht wird mit dieser Arbeit eine Methodik für numerische Lackiersimulationen vorgeschlagen, die neue Modelle und Verfahren zur Ableitung der initialen Tropfenbedingungen beinhaltet.

Zum Zweck der virtuellen Abbildung der Spritzlackierung werden drei Themenfelder in dieser Arbeit bearbeitet: die experimentellen Eingangsdaten, die konzeptionelle Modellierung und die numerische Modellierung. Hinsichtlich der experimentellen Eingangsdaten wird erarbeitet, welche Daten benötigt werden, wie diese gemessen werden sollten und welche Auswirkungen auf das Simulationsergebnis damit verbunden sind. Die konzeptionelle sowie numerische Modellierung umfasst den simulativen Teil dieser Arbeit und wird für die kontinuierliche Phase (Luft), für das elektrostatische Feld sowie für die disperse Phase (Lacktröpfchen) separat betrachtet.

Da über das verwendete Euler-Lagrange-Verfahren die Tropfenflugbahn, nicht jedoch der Zerstäubungsprozess als solcher, simuliert wird, bildet das Partikel-Injektionsmodell den Schwerpunkt der konzeptionellen Modellierung. Dieses Modell ist eine Approximation des Zerstäubungsprozesses, worüber die initialen Partikelpositionen, -geschwindigkeiten, -größen und -ladungen erzeugt werden. Die unbekannt Parameter in diesem Modell werden über ein metamodellbasiertes Kalibrierungsverfahren bestimmt, wodurch die gewünschte Genauigkeit der virtuellen Lackierversuche erreicht wird.





# Abstract

Coatings represent an essential part of the value chain due to their optical and functional properties. They serve to maintain the value of the coated objects. In most cases, coatings are applied using spraying processes such as electrostatically-assisted high-speed rotary atomization. Up to 25% of the sprayed coating does not reach the workpiece – the so-called overspray. To reduce the amount of overspray, painting technology mainly relies on expert knowledge and trial-and-error methods. In contrast, virtual painting tests through computational fluid dynamics simulations are rarely used because of the complex modeling and the initial conditions that must be set.

To advance the application of numerical painting simulations, the scientific goal of this work is to determine the influences between model and input parameters on the simulated painting result. On the application-oriented side, this work proposes a methodology for numerical painting simulations that includes new models and procedures for deriving the initial droplet conditions.

For a virtual representation of spray painting, three topics are addressed in this thesis: the experimental input data, the conceptual modeling, and the numerical modeling. Concerning the experimental input data, it is detailed which data are needed, how they should be measured, and which effects on the simulation result are associated with it. The conceptual and numerical modeling comprises the simulative part of this work and is considered separately for the continuous phase (air), the electrostatic field, and the dispersed phase (paint droplets).

Since the Euler-Lagrange method is used to simulate the droplet trajectory but not the atomization process, the particle injection model is the focus of the conceptual modeling. This model approximates the atomization process by which the initial particle positions, velocities, sizes, and charges are generated. The unknown parameters in this model are determined via a metamodel-based calibration procedure, resulting in the desired accuracy of the virtual painting experiments.



# Inhaltsverzeichnis

Abkürzungsverzeichnis	15
Symbolverzeichnis	17
Abbildungsverzeichnis	23
Tabellenverzeichnis	27
<b>Kapitel 1 Einleitung</b>	<b>29</b>
1.1 Problemstellung	30
1.2 Forschungsfrage und Zielsetzung	32
1.3 Wissenschaftstheoretischer Bezugsrahmen	33
1.4 Aufbau der Arbeit	37
<b>Kapitel 2 Stand der Wissenschaft und Technik</b>	<b>39</b>
2.1 Lackapplikation mittels elektrostatisch unterstützter Hochrotationszerstäuber	39
2.2 Grundlagen numerischer Modellierung von turbulenten Zweiphasenströmungen im elektrostatischen Feld	43
2.2.1 Modellierung der kontinuierlichen Phase	43
2.2.2 Modellierung des elektrostatischen Felds	49
2.2.3 Modellierung der dispersen Phase	51
2.3 Forschungsstand zur elektrostatisch unterstützten Hochrotationsapplikation	55
2.3.1 Zerstäubungsmechanismen und -modelle	55
2.3.2 Ladungsmechanismen und -modelle	59
2.3.3 Lenkluftströmung und Partikelverteilung im Sprühkegel	62
2.3.4 Numerische Lackiersimulationen	64
<b>Kapitel 3 Experimentelle Eingangs- und Validierungsdaten</b>	<b>69</b>
3.1 Übersicht der Eingangs- und Validierungsdaten	70
3.2 Verwendete Hochrotationzerstäuber, Prozessparameter und Lackmaterialien	70
3.3 Virtuelle Nachbildung eines Hochrotationszerstäubers	73
3.3.1 Methodik der virtuellen Nachbildung	74
3.3.2 Auswirkung der Nachbildungsunsicherheiten	77
3.4 Lackcharakterisierung	79
3.4.1 Versuchsdurchführung/-auswertung	79

3.4.2	Ergebnisse/Messunsicherheiten . . . . .	81
3.5	Partikelgrößenverteilung . . . . .	83
3.5.1	Laserbeugungsspektroskopie . . . . .	84
3.5.2	Versuchsaufbau/-durchführung . . . . .	85
3.5.3	Experimentelle und numerische Untersuchung der Messunsicherheiten . . . . .	88
3.6	Lenkluftgeschwindigkeit . . . . .	106
3.6.1	Laser-Doppler-Anemometrie . . . . .	106
3.6.2	Versuchsaufbau/-durchführung . . . . .	107
3.6.3	Messunsicherheiten . . . . .	108
3.7	Spritzbild, Auftragswirkungsgrad und Ableitstrom . . . . .	109
3.7.1	Versuchsdurchführung/-auswertung . . . . .	109
3.7.2	Messunsicherheiten/Reproduzierbarkeit . . . . .	111
3.8	Zusammenfassung der Messunsicherheiten . . . . .	114
<b>Kapitel 4 Simulation der kontinuierlichen Phase und des elektr. Felds</b>		<b>117</b>
4.1	Konzeptionelle Modellierung . . . . .	118
4.1.1	Konzept der statischen und dynamischen Lackiersimulation . . . . .	118
4.1.2	Simulationsgebiet mit Rand- und Anfangsbedingungen . . . . .	121
4.1.3	Fluid- und Materialeigenschaften . . . . .	122
4.1.4	Vergleich stationärer und transienter Simulation . . . . .	122
4.1.5	Turbulenzmodellstudie . . . . .	125
4.2	Numerische Modellierung . . . . .	133
4.2.1	Darstellung der verwendeten numerischen Methoden . . . . .	133
4.2.2	Gitterabhängigkeitsstudie . . . . .	134
<b>Kapitel 5 Simulation der dispersen Phase</b>		<b>139</b>
5.1	Konzeptionelle Modellierung . . . . .	140
5.1.1	Partikelmodelle . . . . .	140
5.1.2	Partikelinjektionsmodell . . . . .	143
5.2	Numerische Modellierung . . . . .	154
5.2.1	Partikel-Parcel-Anzahlstudie . . . . .	155
5.3	Untersuchung der Injektionsmodellfaktoren . . . . .	155
5.3.1	Versuchsplan . . . . .	155
5.3.2	Faktoranalyse . . . . .	156
5.3.3	Abgrenzung des physikalischen Faktorraums . . . . .	170
5.4	Semi-empirisches Ligamentmodell . . . . .	175

---

5.5	Quantifizierung der Unsicherheiten in numerischen Lackiersimulationen . . . . .	179
5.6	Metamodellbasierte Mehrzielkalibrierung der Injektionsmodellfaktoren . . . . .	183
<b>Kapitel 6 Implikationen für Wissenschaft und Praxis</b>		<b>191</b>
6.1	Implikationen für die Wissenschaft . . . . .	191
6.2	Implikationen für die Praxis . . . . .	193
<b>Kapitel 7 Zusammenfassung und Fazit</b>		<b>197</b>
<b>Literatur</b>		<b>199</b>
<b>Anhang A Abbildungen</b>		<b>221</b>
A.1	Spritzbilder . . . . .	221
A.2	Lenkluftgeschwindigkeiten . . . . .	226
A.3	Wechselwirkungsdiagramme . . . . .	229
A.4	Sonstige . . . . .	235
<b>Anhang B Tabellen</b>		<b>236</b>
B.1	Partikelgrößenverteilungen . . . . .	236
B.2	Simulationseinstellungen . . . . .	243
B.3	Sonstige . . . . .	243
<b>Anhang C Simulationsabläufe</b>		<b>244</b>



# Abkürzungsverzeichnis

<b>CAD</b>	Computer-Aided Design
<b>CFD</b>	Computational Fluid Dynamics
<b>DNS</b>	Direkte Numerische Simulation
<b>DPM</b>	Diskrete Phasen Modell
<b>DRW</b>	Discrete-Random-Walk
<b>IDDES</b>	Improved-Delayed-Detached-Eddy-Simulation
<b>LDA</b>	Laser-Doppler-Anemometrie
<b>LES</b>	Large-Eddy Simulation
<b>LHS</b>	Latin-Hypercube Sampling
<b>LL<sub>au</sub></b>	Lenkluft außen
<b>LL<sub>in</sub></b>	Lenkluft innen
<b>OFAT</b>	One-factor-at-a-time
<b>PDA</b>	Phasen-Doppler-Anemometrie
<b>PGV</b>	Partikelgrößenverteilung
<b>RANS</b>	Reynolds-gemittelte Navier-Stokes-Gleichungen
<b>RMSE</b>	Root Mean Square Error
<b>RSM</b>	Reynolds-Spannungsmodell
<b>SST</b>	Shear-Stress-Transport
<b>TAB</b>	Taylor-Analogy-Breakup
<b>VoF</b>	Volume-of-Fluid
<b>wMAPE</b>	Weighted Mean Absolut Percentage Error





# Symbolverzeichnis

## Griechische Symbole

Symbol	Einheit	Beschreibung
$\Omega$	$\text{m}^3$	Kontrollvolumen (Rechenzelle)
$\alpha_{\text{SG}}$	$^\circ$	Kreissegmentwinkel des Simulationsgebiets
$\alpha_{\text{inj}}$	$^\circ$	Zerstäubungswinkel
$\beta_{\text{GT}}$	$^\circ$	Winkel der Glockentellerkante zur Rotationsachse
$\eta_{\text{g}}$	%	gravimetrischer Auftragswirkungsgrad
$\eta_{\text{l}}$	Pa s	dynamische Viskosität eines flüssigen Lacks
$\eta_{\text{pr}}$	%	profilometrischer Auftragswirkungsgrad
$\gamma$	-	Isentropenexponent
$\kappa_{\text{q}}$	S/m	elektrische Leitfähigkeit
$\kappa$	W/(m K)	Wärmeleitfähigkeit
$\mu_{\text{f}}$	Pa s	dynamische Viskosität eines Fluids
$\mu_{\text{t}}$	Pa s	turbulente Viskosität
$\omega_{\text{GT}}$	rad/s	Winkelgeschwindigkeit des Glockentellers
$\omega_{\text{t}}$	1/s	spezifische Dissipationsrate
$\rho_{\text{f}}$	$\text{kg}/\text{m}^3$	Dichte eines Fluids
$\rho_{\text{l}}$	$\text{kg}/\text{m}^3$	Dichte eines flüssigen Lacks
$\rho_{\text{p}}$	$\text{kg}/\text{m}^3$	Dichte eines Partikels
$\rho_{\text{q}}$	$\text{A s}/\text{m}^3$	Raumladungsdichte
$\rho_{\text{tr}}$	$\text{kg}/\text{m}^3$	Dichte eines ausgehärteten Lacks
$\sigma_{\text{l}}$	N/m	Oberflächenspannung eines flüssigen Lacks
$\sigma$	wie Merkmal	Standardabweichung
$\tau_{\text{e}}$	s	integrales Zeitmaß der Turbulenz
$\tau_{\text{p}}$	s	Partikel-Relaxationszeit
$\tau_{\text{q}}$	s	Relaxationszeit der elektrischen Ladungsverschiebung
$\tau_{\text{t,p}}$	s	Verweilzeit eines Partikels im Messvolumen
$\theta_{\text{LL}}$	$^\circ$	Verkipfungswinkel einer Lenkluftdüse
$\varepsilon_0$	A s/(V m)	absolute Permittivität des Vakuums
$\varepsilon_{\text{r}}$	-	relative Permittivität

Symbol	Einheit	Beschreibung
$\varepsilon_t$	$\text{m}^2/\text{s}^3$	turbulente Dissipationsrate
$\varepsilon$	$\text{A s}/(\text{V m})$	Permittivität
$\varphi_{\text{LL}}$	$^\circ$	Rotationswinkel einer Lenkluftdüse
$\varphi$	V	elektrisches Potential

## Lateinische Symbole

Symbol	Einheit	Beschreibung
$A_{\text{pr}}$	$\text{m}^2$	Fläche unter dem Profil des Spritzbildes
$A$	$\text{m}^2$	Fläche
$C_L$	-	Koeffizient für Lagrang'sches integrales Zeitmaß
$C_q$	%	Koeffizient der Partikelladung
$FK_g$	Gew.%	gravimetrischer Festkörperanteil eines Lacks
$FK_v$	Vol.%	volumetrischer Festkörperanteil eines Lacks
$GCI$	%	Grid Convergence Index
$HV$	$\text{m}/\text{s}^2$	Hochspannung
$I_a$	A	Ableitstrom auf dem Lackierobjekt
$I_{\text{inj}}$	A	Injektionsstrom im Injektionsmodell
$K$	$\text{m}^2/\text{s}$	Verdampfungskonstante
$L_e$	m	turbulente Längenskala
$P_{\text{LL}}$	m	Position der Lenkluftdüsen
$Q_h$	J	Quell-/Senkenterm für Wärme
$Q_m$	kg	Quell-/Senkenterm für Masse
$Q_r$	-	Summenverteilung der Partikelgrößen
$Q_f$	N	Volumenkräfte
$R_s$	$\text{kg m}^2/(\text{s}^2 \text{ mol K})$	spezifische Gaskonstante
$Re_{\text{p,krit}}$	-	kritische Partikel-Reynolds-Zahl
$Re_{\text{p}}$	-	Partikel-Reynolds-Zahl
$Re$	-	Reynolds-Zahl
$R$	%	Spanne einer Verteilung
$SB_{50}$	m	charakteristische Spritzbildbreite
$S_{\text{int}}$	-	integrale Drallzahl
$S_{\text{krit}}$	-	kritische Drallzahl
$S$	%	Schlupffaktor

Symbol	Einheit	Beschreibung
$T_p$	K	Temperatur eines Partikels
$T$	K	Temperatur
$U$	V	elektrische Spannung
$We$	-	Weber-Zahl
$\Delta t_{\text{AWG}}$	s	Beschichtungszeit
$\Delta t$	s	Zeitschritt
$\dot{V}_{\text{LL,au}}$	std l/min	Volumenstrom der äußeren Lenkluft
$\dot{V}_{\text{LL,in}}$	std l/min	Volumenstrom der inneren Lenkluft
$\dot{V}_1$	l/min	Volumenstrom eines ausgebrachten Lacks
$\dot{m}_1$	kg/s	Massenstrom des flüssigen Lacks
$\dot{m}_p$	kg/s	Massenstrom einer Partikeltrajektorie
$b_{\text{Blech}}$	m	Breite eines zu beschichtenden Blechs
$c_p$	J/(kg K)	spezifische Wärmekapazität bei konstantem Druck
$c_v$	J/(kg K)	spezifische Wärmekapazität bei konstantem Volumen
$c_w$	-	Luftwiderstandskoeffizient
$d_{3,2}$	m	Sauterdurchmesser
$d_{\text{LL,major}}$	mm	Majordurchmesser des Lenkluftdüsenaustritts
$d_{\text{LL,minor}}$	mm	Minordurchmesser des Lenkluftdüsenaustritts
$d_{\text{lig}}$	m	Durchmesser eines Ligaments
$d_p$	m	Durchmesser eines Partikels
$d_v(10)$	m	10-%-Perzentil einer volumetrischen Partikelgrößenverteilung
$d_v(50)$	m	50-%-Perzentil einer volumetrischen Partikelgrößenverteilung
$d_v(90)$	m	90-%-Perzentil einer volumetrischen Partikelgrößenverteilung
$d_{i,o}$	m	obere Grenze einer i-ten Partikelgrößenklasse
$d_{i,u}$	m	untere Grenze einer i-ten Partikelgrößenklasse
$d_i$	m	Äquivalenzdurchmesser einer i-ten Partikelgrößenklasse
$e$	J/m <sup>3</sup>	spezifische innere Energie
$h_{1,\text{GT}}$	m	Schichtdicke der Filmströmung auf dem Glockenteller
$h_{\text{tr}}$	m	Schichtdicke eines ausgehärteten Lacks
$k$	m <sup>2</sup> /s <sup>2</sup>	turbulente kinetische Energie
$l_{\text{Blech}}$	m	Länge eines zu beschichtenden Blechs
$m_p$	kg	Masse eines Partikels
$m_{\text{tr}}$	kg	Masse eines ausgehärteten Lacks
$n_f$	-	Faktoranzahl eines statistischen Versuchsplans

Symbol	Einheit	Beschreibung
$n_{\text{par}}$	-	Anzahl der Partikel-Parcels
$n_{\Omega}$	-	Anzahl der Rechenzellen in einem Rechengitter
$n_{\text{GT}}$	1/min	Drehzahl des Glockentellers
$n_{\text{PK}}$	-	Anzahl Partikelklassen in Partikelgrößenverteilung
$n_{\text{r}}$	-	Anzahl der Testpunkte eines Versuchsplans
$p_{\text{gci}}$	-	Konvergenzordnung
$p$	Pa	Druck
$q_{\text{p,lim}}$	C	Rayleigh-Limit
$q_{\text{p}}$	C	elektrische Ladung eines Partikels
$q_{\text{r}}$	-	Dichteverteilung der Partikelgrößen
$q$	C	elektrische Ladung
$r_{\text{GT}}$	m	Radius eines Glockentellers
$r_{\text{LL}}$	mm	radiale Position einer Lenkluftdüse
$r_{\text{eff}}$	-	effektives Gitterverfeinerungsverhältnis
$r_{\text{off}}$	m	radialer Versatz zur Glockentellerkante
$t_{\text{La}}$	s	Lagrangsches integrales Zeitmaß
$t_{\text{cross}}$	s	Zeit zum Durchqueren eines turbulenten Wirbels
$t_{\text{kap}}$	s	kapillare Zerfallszeit eines Ligaments
$t$	s	Zeit
$v_{\text{la}}$	m/s	Lackiergeschwindigkeit
$z_{\text{la}}$	m	Lackierabstand
$z_{\text{off}}$	m	axialer Versatz zur Glockentellerkante

## Vektoren und Matrizen

Symbol	Einheit	Beschreibung
$\mathbf{I}$	-	Einheitstensor
$\boldsymbol{\sigma}$	-	Spannungstensor
$\boldsymbol{\tau}$	-	Schubspannung
$\mathbf{D}$	C/m <sup>2</sup>	elektrische Flussdichte
$\mathbf{E}$	V/m	elektrische Feldstärke
$\mathbf{F}_{\text{C}}$	N	Coulomb-Kraft
$\mathbf{F}_{\text{G}}$	N	Schwerkraft
$\mathbf{F}_{\text{w}}$	N	aerodynamische Widerstandskraft

Symbol	Einheit	Beschreibung
$F_{\text{zus}}$	N	zusätzliche Kräfte
$a_{\text{zyl}}$	$\text{m/s}^2$	Beschleunigung eines Zylinders
$g$	$\text{m/s}^2$	Feldstärke des Schwerfeldes
$q$	$\text{W/m}^2$	Wärmestromdichte
$v_{\text{p}}$	$\text{m/s}$	Geschwindigkeit eines Partikels
$v_{\text{rel}}$	$\text{m/s}$	Relativgeschwindigkeit zwischen Luft und Partikel
$v$	$\text{m/s}$	Geschwindigkeit eines Fluids
$x$	m	Ortsvektor im kartesischen Koordinatensystem

## Indizes

Symbol	Beschreibung
$\perp$	senkrecht
0	initial
ax	axial
inj	Injektion
mag	Betrag
max	maximal
min	minimal
rad	radial
tan	tangential
x	x-Richtung
y	y-Richtung
z	z-Richtung
$\parallel$	parallel



# Abbildungsverzeichnis

1.1	Anwendungsbeispiele von numerischen Lackiersimulationen . . . . .	30
1.2	Einordnung des Forschungsziels dieser Arbeit . . . . .	33
1.3	Vorgehensmodell des wissenschaftlichen Bezugsrahmens . . . . .	34
1.4	Aufbau und Struktur dieser Arbeit . . . . .	37
2.1	Kotschützerlackierung im Lackiertechnikum des Fraunhofer IPA . . . . .	40
2.2	Hochrotationszerstäuber mit Außen- und Kontaktaufladung . . . . .	40
2.3	Strukturierungsarten einer Glockentellerkante . . . . .	41
2.4	Schematische Darstellung der Funktionsweise eines Hochrotationszerstäubers . . . . .	42
2.5	Zerstäubungsmodi bei der Hochrotationszerstäubung . . . . .	56
2.6	VoF-Simulation des primären Zerstäubungsprozesses an der Glockentellerkante . . . . .	59
2.7	Geschwindigkeitsprofile gedrahter Lenkluftströmung eines Hochrotationszerstäubers . . . . .	63
3.1	Grafischer Leitfaden: experimentelle Eingangs- und Validierungsdaten . . . . .	69
3.2	Verwendete Hochrotationszerstäuber . . . . .	72
3.3	Benötigte Komponenten eines Hochrotationszerstäubers für Lackiersimulationen . . . . .	74
3.4	Nachgebildeter Glockenteller auf Basis eines 3D-Scans . . . . .	75
3.5	Bemaßungsskizze der Lenkluftdüsen im 3D-Modell . . . . .	76
3.6	Methoden zur Nachbildung der Lenkluftdüsen . . . . .	76
3.7	Haupteffektdiagramm zum Einfluss der Nachbildungsfehler . . . . .	78
3.8	Vergleich der Dichte mittels archimedischen Prinzips und Schwebeverfahrens . . . . .	82
3.9	Funktionsprinzip der Laserbeugungsspektroskopie . . . . .	84
3.10	Beispiel für Anzahl-, Oberflächen- und Volumenverteilung . . . . .	85
3.11	Versuchsaufbau zur Bestimmung der Partikelgrößenverteilung . . . . .	86
3.12	Ishikawa-Diagramm zur Messung der Partikelgrößenverteilung . . . . .	89
3.13	Volumetrische Verteilungskennwerte in Abhängigkeit vom Messwinkel . . . . .	91
3.14	Einfluss von Mehrfachzählung bei der Partikelgrößenmessung . . . . .	92
3.15	Partikelverteilung im simulierten Sprühkegel bei der Partikelgrößenmessung . . . . .	93
3.16	Einfluss der Partikelverweilzeit bei der Partikelgrößenmessung . . . . .	93
3.17	Einfluss der Partikelverweilzeit bei der Partikelgrößenmessung unter variierenden Messabständen . . . . .	95
3.18	Abnahme des volumetrischen Festkörperanteils ( $d^2$ -Modell) . . . . .	97
3.19	Einfluss der Lösemittelverdunstung auf die Volumenverteilung ( $d^2$ -Modell) . . . . .	98

3.20	Einfluss der Lösemittelverdunstung bei der Partikelgrößenmessung . . . . .	99
3.21	Einfluss des Messabstands bei der Partikelgrößenmessung im 90°-Versuchsaufbau	101
3.22	Haupteffektediagramm zum Einfluss von Materialeigenschaften und Prozesseinstellungen auf die Partikelgrößenverteilung mittels PDA . . . . .	103
3.23	Beispiel einer gemessenen Partikelgrößenverteilung mit sehr großen Partikeln . .	104
3.24	Versuchsaufbau der LDA-Messungen . . . . .	107
3.25	Horizontaler Versuchsaufbau zur Lackierung eines Spritzbilds . . . . .	109
3.26	Beispiel eines Spritzbilds mittels Hochrotationsapplikation . . . . .	110
3.27	Beispiel einer Messkurve des Erdableitstroms . . . . .	111
3.28	Reproduzierbarkeitsuntersuchung zum Spritzbild . . . . .	112
3.29	Einfluss des Magnus-Effekts auf das Spritzbild . . . . .	113
4.1	Grafischer Leitfaden: Simulation der kontinuierlichen Phase und des elektr. Felds	117
4.2	Betrachtungsweise statisches und dynamisches Spritzbild . . . . .	118
4.3	Experimentelle Validierung der stat. und dyn. Konzeption von Spritzbildern . .	119
4.4	Vergleich zwischen statischen und dynamischen Spritzbildsimulationen . . . . .	120
4.5	Kreissegment des periodischen Simulationsgebiets . . . . .	121
4.6	Differenzdarstellung des Strömungsfelds stationärer und transienter Simulationen	123
4.7	RMSE des Betrags der Lenkluftgeschwindigkeit . . . . .	124
4.8	Ergebnisse der Turbulenzmodellstudie bei einem Messabstand von 2 mm . . . . .	126
4.9	Ergebnisse der Turbulenzmodellstudie bei einem Messabstand von 100 mm . . . .	128
4.10	Ergebnisse der Turbulenzmodellstudie bei einem Messabstand von 180 mm . . . .	130
4.11	Einfluss des Turbulenzmodells auf das simulierte Spritzbild . . . . .	131
4.12	Polyeder-Gitter des Simulationsgebiets . . . . .	134
4.13	Einfluss der Gitterfeinheit auf Lenkluftgeschwindigkeit und elektr. Feld . . . . .	135
4.14	Einfluss der Gitterfeinheit auf das simulierte Spritzbild . . . . .	136
5.1	Grafischer Leitfaden: Simulation der dispersen Phase . . . . .	139
5.2	Einfluss der Lagrange'schen Zeitkonstante auf die turbulente Partikeldispersion im Sprühkegel . . . . .	141
5.3	Einfluss der Lagrange'schen Zeitskalenkonstante auf das Spritzbild . . . . .	142
5.4	Injektionsposition der Partikel an der Glockentellerkante . . . . .	144
5.5	Schematische Darstellung zur Ableitung der initialen Partikelgeschwindigkeit . .	146
5.6	Messwerte: $d_v(10)$ und $d_v(90)$ in Abhängigkeit von $d_v(50)$ . . . . .	150
5.7	Partikelgrößenverteilungen generiert mittels logistischer Funktion . . . . .	151
5.8	Histogramme zur Partikel-Parcel-Verteilung . . . . .	153



---

5.9	Simulierte Spritzbilder des Versuchsplans zur Untersuchung der Injektionsmodellfaktoren . . . . .	156
5.10	Haupteffektdiagramm der Injektionsmodellfaktoren . . . . .	157
5.11	Einzelfaktoranalyse: Radialer Versatz vs. Spritzbild . . . . .	158
5.12	Simulierter Sprühkegel unter Variation des Radialversatzes . . . . .	159
5.13	Einzelfaktoranalyse: Axialgeschwindigkeit vs. Spritzbild . . . . .	159
5.14	Simulierter Sprühkegel unter Variation der axialen Injektionsgeschwindigkeit . . . . .	160
5.15	Einzelfaktoranalyse: Schlupffaktor vs. Spritzbild . . . . .	161
5.16	Simulierter Sprühkegel unter Variation des Schlupffaktors . . . . .	162
5.17	Einzelfaktoranalyse: Zerstäubungswinkel vs. Spritzbild . . . . .	163
5.18	Simulierter Sprühkegel unter Variation des Zerstäubungswinkels . . . . .	163
5.19	Simulierter Sprühkegel unter Variation der Partikelgrößenverteilung . . . . .	164
5.20	Einzelfaktoranalyse: Partikelgrößenverteilung vs. Spritzbild . . . . .	165
5.21	Einfluss der Partikelgrößenverteilung auf Spritzbildbreite, Auftragswirkungsgrad und Ableitstrom . . . . .	166
5.22	Fraktioneller Auftragswirkungsgrad . . . . .	167
5.23	Einzelfaktoranalyse: Partikelladung vs. Spritzbild . . . . .	168
5.24	Simulierter Sprühkegel unter Variation des Injektionsstroms . . . . .	169
5.25	Abgrenzung des physikalischen Faktorraums mittels LDA-Messergebnissen . . . . .	172
5.26	Abgrenzung des physikalischen Faktorraums mittels VoF-Simulation . . . . .	173
5.27	Abgrenzung des physikalischen Faktorraums mittels des semi-empirischen Ligamentmodells . . . . .	174
5.28	Konzeptskizze des semi-empirischen Ligamentmodells . . . . .	175
5.29	Partikel- und Ligamentgrößenverteilung zur Berechnung der Ligamentflugbahnen . . . . .	177
5.30	Darstellung der berechneten Ligamente an der Glockentellerkante . . . . .	178
5.31	Vergleich der relevanten Einflussfaktoren auf das Spritzbild . . . . .	181
5.32	Ablaufschema der metamodellbasierten Kalibrierung der Injektionsmodellfaktoren . . . . .	184
5.33	Konturflächendiagramme der erzeugten Metamodelle . . . . .	187
5.34	Pareto-Front der Injektionsmodellfaktoren . . . . .	188
5.35	Validierung der kalibrierten Injektionsmodellfaktoren anhand des Spritzbilds unter Variation des Lackierabstands . . . . .	189
6.1	Systematische Vorgehensweise für numerische Lackiersimulationen . . . . .	195
A.1	Spritzbilder der verwendeten Hochrotationszerstäuber und Prozessparameter . . . . .	221
A.2	Einfluss der Oberflächenspannung auf das simulierte Spritzbild . . . . .	221
A.3	Einfluss der Flüssiglackdichte auf das simulierte Spritzbild . . . . .	222

---

A.4	Einfluss der Trockenlackdichte auf das simulierte Spritzbild . . . . .	222
A.5	Einfluss des Festkörperanteils auf das simulierte Spritzbild . . . . .	222
A.6	Einfluss der Kabinensinkluft auf das simulierte Spritzbild . . . . .	223
A.7	Einfluss des Lackierabstands auf das simulierte Spritzbild . . . . .	223
A.8	Einfluss der Lenkluft auf das simulierte Spritzbild . . . . .	223
A.9	Einfluss der Farbmenge auf das simulierte Spritzbild . . . . .	224
A.10	Einfluss der Hochspannung auf das simulierte Spritzbild . . . . .	224
A.11	Einfluss der Glockentellerdrehzahl auf das simulierte Spritzbild . . . . .	224
A.12	Einfluss der Gitterfeinheit auf das simulierte Spritzbild . . . . .	225
A.13	Einfluss des Zeitmodus auf das simulierte Spritzbild . . . . .	225
A.14	Einfluss der Partikel-Parcel-Anzahl pro Zeitschritt auf das simulierte Spritzbild .	225
A.15	Simulierte Spritzbilder vor der metamodellbasierten Mehrzielkalibrierung . . . .	226
A.16	Turbulenzmodellstudie mit Platte bei einem Abstand von 10 mm . . . . .	226
A.17	Turbulenzmodellstudie mit Platte bei einem Abstand von 50 mm . . . . .	227
A.18	Turbulenzmodellstudie am Freistrahls bei einem Abstand von 50 mm . . . . .	227
A.19	Turbulenzmodellstudie am Freistrahls bei einem Abstand von 100 mm . . . . .	228
A.20	Turbulenzmodellstudie am Freistrahls bei einem Abstand von 180 mm . . . . .	228
A.21	Wechselwirkungsdiagramm zum Injektionsmodell: maximale Schichtdicke . . . .	229
A.22	Wechselwirkungsdiagramm zum Injektionsmodell: Spritzbildbreite . . . . .	230
A.23	Wechselwirkungsdiagramm zum Injektionsmodell: Auftragswirkungsgrad . . . .	231
A.24	Wechselwirkungsdiagramm zum Injektionsmodell: Ableitstrom . . . . .	232
A.25	Wechselwirkungsdiagramm zur Partikelgrößenmessung im 45°-Versuchsaufbau .	233
A.26	Wechselwirkungsdiagramm zur Partikelgrößenmessung im 90°-Versuchsaufbau .	234
A.27	Vergleich der nicht relevanten Einflussfaktoren auf das Spritzbild . . . . .	235
A.28	Parcelbilanz über Strömungszeit . . . . .	235

# Tabellenverzeichnis

2.1	Näherungsgleichungen für den Widerstandsbeiwert $c_w$ sphärischer Partikel . . . . .	52
2.2	Partikelmodelle mit Bedeutung . . . . .	53
2.3	Abschätzung der Ladung auf einem Tropfen für repräsentative Beispiellacke . . . . .	60
2.4	Zusammenfassung der Drallzahlbereiche einer Lenkluftströmung . . . . .	63
2.6	Initiale Partikelbedingungen verschiedener Autoren . . . . .	67
3.1	Übersicht der Eingangs- und Validierungsdaten für numerische Lackiersimulationen . . . . .	71
3.2	Prozessparameter der verwendeten Hochrotationszerstäuber . . . . .	72
3.3	Versuchsplan zum Einfluss der Nachbildungsfehler . . . . .	77
3.4	Lackeigenschaften mit Messunsicherheit . . . . .	82
3.5	Messmethoden zur Bestimmung der Partikelgrößenverteilung . . . . .	84
3.6	Versuchsplan zu Einflüssen der Partikelgrößenmessung . . . . .	90
3.7	Unsicherheiten der experimentellen Eingangs- und Validierungsdaten . . . . .	115
4.1	Rand- und Anfangsbedingungen an den begrenzenden Simulationsgebietszonen . . . . .	122
4.2	Numerische Methoden zur Simulation der kontinuierlichen Phase und des elektrostatischen Felds . . . . .	133
4.3	Gitterabhängigkeit der Betragsgeschwindigkeit und des elektrischen Potentials . . . . .	136
4.4	Tabellarische Auswertung der Gitterabhängigkeit . . . . .	137
5.1	Partikel-Parcel-Anzahlstudie . . . . .	155
5.2	Faktorraum des Versuchsplans zur Untersuchung der Injektionsmodellfaktoren . . . . .	156
5.3	Physikalischer Bereich der Injektionsmodellfaktoren . . . . .	175
5.4	Quantitative Zusammenfassung der Auswirkungen auf die Spritzbildbreite und den Auftragswirkungsgrad . . . . .	180
5.5	Versuchsplan: Injektionsmodellfaktoren für die metamodellbasierte Kalibrierung . . . . .	185
5.6	Ergebnisse der kalibrierten Injektionsmodellfaktoren . . . . .	188
B.1	Partikelgrößenverteilung: Mittelwert der experimentellen Datenbank . . . . .	236
B.2	Partikelgrößenverteilung: Messung an der RB1000 SSD . . . . .	237
B.3	Partikelgrößenverteilung: metamodellkalibriert (Injektionsmodell) . . . . .	238
B.4	Partikelgrößenverteilung: metamodellkalibriert (Ligamentmodell) . . . . .	239
B.5	Partikelgrößenverteilung: generiert mittels Algorithmus 4 mit $d_v(50) = 15 \mu\text{m}$ . . . . .	240

B.6	Partikelgrößenverteilung: generiert mittels Algorithmus 4 mit $d_v(50) = 25 \mu\text{m}$	241
B.7	Partikelgrößenverteilung: generiert mittels Algorithmus 4 mit $d_v(50) = 35 \mu\text{m}$	242
B.8	Standardparameter initialer Partikelbedingungen	243
B.9	Vergleich der Turbulenzmodelle mittels wMAPE	243

# Kapitel 1

## Einleitung

Fahren Sie ein schwarzes Auto, wird mit Ihnen Willensstärke und Erfolg assoziiert. Ist ihre Autofarbe blau, so werden Ihnen Selbstsicherheit und Glaubhaftigkeit zugeschrieben. Egal welche Farbe das Auto hat, Farbpsychologen ziehen daraus Rückschlüsse auf den Charakter des Fahrers. Die Farbe erhalten Autos, wie auch Flugzeuge, Boote, Möbel etc. über einen Lack. Neben optischen Effekten hat der Lack auch funktionale Zwecke wie den Korrosionsschutz und leistet somit einen bedeutenden Beitrag sowohl in der Wertschöpfung als auch für die Werterhaltung. Darüber hinaus ist der Autolack wesentlich für die Kaufentscheidung (Axalta 2021) und wird als Markenzeichen von Fahrzeugherstellern genutzt (z. B. die Farbe »Rosso Corsa« – Ferrari).

Obwohl der mehrschichtige Autolack nur so dick wie ein menschlichen Haar ist (ca. 100  $\mu\text{m}$ ), wurden im Jahr 2021 allein in Deutschland 64 000 t Lack im Wert von 410 Mio. EUR (VdL 2021) für die Lackierung von 3 Mio. Autos (VDA 2022) verarbeitet. Aufgetragen wird der Lack überwiegend über Sprühverfahren wie die Hochrotationszerstäubung, welche neben zahlreichen Vorteilen (z. B. Feinheit der Zerstäubung, Prozessstabilität) den Nachteil mit sich bringen, dass rund 25 % des versprühten Lacks als sogenannter Overspray nicht auf der Karosserie landen. Nicht nur der damit verbundene direkte Lackmaterialverlust (102 Mio. EUR am gewählten Beispiel), sondern auch die zum Abtransport des Oversprays über die Lackierkabinenbelüftung benötigte Energie verursachen hohe Kosten. Die Tragweite wird umso deutlicher, wenn man bedenkt, dass die in Deutschland produzierten Autos lediglich 4,5 % (VDA 2022) der weltweiten Produktion ausmachen.

Automobilhersteller sind daher an der Zusammenarbeit mit Lackherstellern, Anlagenbauern und Forschungsinstituten interessiert, um ein perfektes Zusammenspiel zwischen Lackeigenschaften (z. B. Viskosität), Zerstäuber und Prozesseinstellungen (z. B. Lenkluft, Lackierroboterbahn) zu schaffen und den Oversprayanteil zu minimieren. Trotzdem wird in der Lackiertechnik überwiegend auf Expertenwissen und Trial-and-Error-Methoden zurückgegriffen, was im industriellen Umfeld mit hohen Kosten und Risiken verbunden ist (Edelvik et al. 2017).

In vielen anderen Bereichen der Industrie werden die Entwicklung und Optimierung bereits stark virtuell unterstützt, wohingegen numerische Lackiersimulationen bislang selten verwendet werden (Pulli 2021; Günther 2022) und überwiegend in der anwendungsorientierten Forschung Thema sind. Dabei können numerische Lackiersimulationen helfen, die Effizienz-

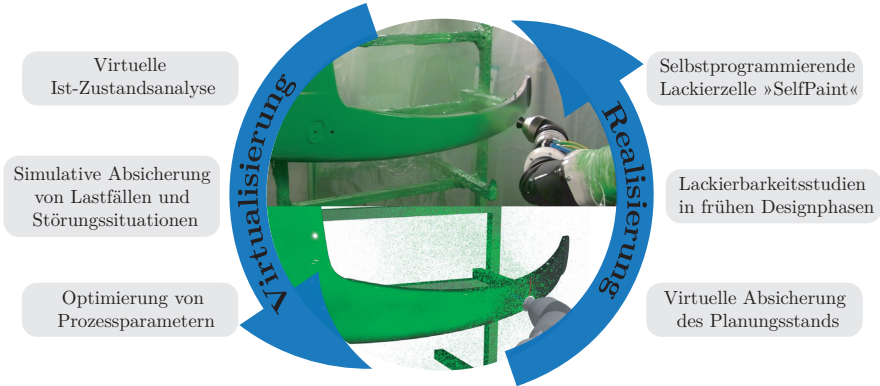


Abbildung 1.1: Anwendungsbeispiele von numerischen Lackiersimulationen. Quelle: eigene Darstellung, enthält Bilder aus Fraunhofer IPA (o. J.)

und Qualitätsziele einer Lackierung sowohl durch Optimierung bestehender Lackierprozesse (Virtualisierung) als auch bei der Einführung neuer effizienterer Verfahren (Realisierung) schneller und besser zu erreichen. (Edelvik et al. 2017)

Von den in Abbildung 1.1 dargestellten Anwendungsbeispielen numerischer Lackiersimulationen soll die selbstprogrammierende Lackierzelle »SelfPaint« (Edelvik et al. 2018; Güttler et al. 2021) besonders hervorgehoben werden. Diese wurde im Rahmen eines Fraunhofer-Verbundprojekts entwickelt und ermöglichte zugleich als Forschungsprojekt die Erkenntnisse dieser Arbeit.

## 1.1 Problemstellung

Obwohl numerische Lackiersimulationen immenses Potential bieten, konnte eine weitreichende industrielle Anwendung in der Lackiertechnik noch nicht erreicht werden. Eine Umfrage unter 42 Teilnehmenden aus unterschiedlichen Unternehmen der Lackierbranche ergab, dass 43 % keine numerischen Strömungssimulationen nutzen (Pulli 2021). Auch im Trendbarometer der Fachzeitschrift »BESSER LACKIEREN« haben 51 % der befragten Entscheider aus der Lackiertechnik angegeben, noch keine Entscheidung auf Basis von Simulationen getroffen zu haben, dies allerdings in Erwägung zu ziehen (Günther 2022).

Um die Ursachen für die geringe Nutzung trotz der großen Potentiale zu finden, wurden 70 Expertinnen und Experten befragt, was die größten Herausforderungen seien, Lackiersimulationen erfolgreich anzuwenden. Am häufigsten (34 %) wurde genannt, dass die komplexe Modellbildung und die Bestimmung der Rand- und Anfangsbedingungen die größte Herausforderung sei (Tiedje & Ye 2021).

Dass die Modellbildung sowie die Eingangsparameter die größten Herausforderungen sind, ist nicht verwunderlich, denn im Mittelpunkt der Lackapplikation mittels elektrostatisch unterstützter Hochrotationszerstäuber steht eine Mehrphasenströmung in einem elektrostatischen Feld. Die simulative Abbildung der vielschichtigen Wechselwirkungen zwischen Tropfeneigenschaften, Luftströmung und elektrostatischem Feld erfordert tiefgründiges Domänenwissen der Strömungsmechanik und Simulationstechnik. (Scheibe 2000)

Für die modellhafte Beschreibung tropfenbeladener Strömungen ist in der numerischen Strömungsmechanik das Euler-Lagrange-Verfahren fest verankert, da dieses Verfahren schnelle Berechnungen ermöglicht und Partikeleigenschaften, wie z. B. Größe und Dichte, gezielt zugewiesen werden können. (Rüger et al. 2000; Sommerfeld et al. 2008; Crowe 2012; Lipovsky 2013) Numerische Strömungssimulationen mittels Euler-Lagrange-Verfahren bestehen aus Rand- und Anfangsbedingungen (z. B. initiale Tropfengröße) sowie Entwicklungsgesetzen (z. B. Bewegungsgleichung von Partikeln). Durch jahrzehntelange Forschung und Entwicklung an grundlegenden Modellen, wie den Turbulenzmodellen (Menter 1994; Smirnov & Menter 2009; Menter et al. 2020) sowie Gleichungslösern, stehen bereits effiziente Modelle und Methoden zur numerischen Berechnung von Strömungen zur Verfügung. Eine spezifische Anpassung der Modelle und Methoden an die Lackiertechnik erfolgte ebenfalls in zahlreichen Forschungsarbeiten (Scheibe 2000; Ye et al. 2005; Viti et al. 2010; Mark et al. 2013; Ritz 2018), sodass eine verlässliche Basis zur Durchführung von Lackiersimulationen bereits gegeben ist.

Durch das verwendete Euler-Lagrange-Verfahren kann die Zerstäubung des Lacks nicht direkt abgebildet werden, sodass die initialen Tropfenbedingungen Position, Geschwindigkeit, Größe und Oberflächenladung aufgrund messtechnischer Grenzen teilweise über Modelle abgebildet werden müssen. Die Lackzerstäubung ist jedoch ein hochkomplexer Prozess, welcher insbesondere durch die Lackeigenschaften (z. B. Viskosität, Oberflächenspannung), Zerstäuber-geometrie, Prozessparameter (z. B. Drehzahl, Hochspannung) und Strömungszustand (z. B. Geschwindigkeit, Turbulenz) beeinflusst wird (Dombrowski & Lloyd 1974; Corbeels et al. 1992; Liu et al. 2012; Ahmed & Youssef 2014; Goldschmidt & Streitberger 2014).

Die größte Herausforderung besteht konkret darin, aus dem realen Lackierprozess die Eingangsdaten für die Simulation zu erzeugen. Damit verbunden sind folgende Leitfragen:

- Welche Eingangsdaten werden mit welcher Genauigkeit benötigt?
- Wie werden diese Eingangsdaten bestimmt?
- Wie werden diese als Rand- und Anfangsbedingung gesetzt?

Direkt auf diese Leitfragen folgt die Frage, welchen Einfluss haben die Rand- und Anfangsbedingungen auf das Simulationsergebnis.

Die Zielgröße der realen Lackapplikation wie auch der numerischen Lackiersimulationen ist die Lackschichtdicke, welche strengen Qualitätsvorgaben von Lackherstellern und Lackieranlagenbetreibern unterliegt. Ist die Schichtdicke zu gering, ist eine gute Schutzwirkung

nicht gewährleistet. Ist die Schichtdicke zu hoch, ist auch der Materialverbrauch zu hoch (Kostenfaktor) und die Risiken für Oberflächendefekte wie Lacknasen und Koche steigen an (Qualitätsfaktor). (Goldschmidt & Streitberger 2014)

Zusammengefasst scheiterte die weitreichende industrielle Anwendung von numerischen Lackiersimulationen bisher daran, dass eine transparente, systematische und dokumentierte Vorgehensweise fehlt. Interessierte Anwender und Entscheider finden sich in einem Dschungel von Methoden, Modellen und Annahmen wieder, sodass den Ergebnissen der numerischen Lackiersimulationen weniger Glaubwürdigkeit zugeschrieben wird und die Akzeptanz sinkt (Harper et al. 2021).

## 1.2 Forschungsfrage und Zielsetzung

Aus der dargestellten Problemstellung wurde die folgende Forschungsfrage für diese Arbeit abgeleitet:

»Welchen Einfluss haben die Modell- und Eingangsparameter in numerischen Lackiersimulationen unter Verwendung des Euler-Lagrange-Verfahrens auf die prognostizierte Lackschichtdicke?«

Das Ziel dieser Arbeit ist es somit einen Beitrag zum Verständnis der Bedeutung von Eingangs- und Modellparametern und den damit verbundenen Wechselwirkungen in numerischen Lackiersimulationen zu liefern und eine strukturierte Vorgehensweise sowohl für wissenschaftliche als auch für praxisnahe Anwendungen zu schaffen. Untergliedert ist dieser anwendungsorientierte Forschungsbeitrag in folgende Teilziele:

1. Systematische Zusammenstellung der benötigten experimentellen Eingangsdaten mit Quantifizierung der Messunsicherheiten
2. Entwicklung eines Modells zur Erzeugung der initialen Tropfenbedingungen
3. Untersuchung der Ursache-Wirkungs-Beziehung zwischen Eingangs- und Modellparametern und simulierter Schichtdickenverteilung
4. Quantifizierung der Unsicherheiten in numerischen Lackiersimulationen
5. Entwicklung einer effizienten Vorgehensweise zur Kalibrierung von Modellkoeffizienten

Durch diesen gesetzten Schwerpunkt der Arbeit wird eine thematische Abgrenzung hinsichtlich einer grundlegenden Entwicklung von numerischen Methoden der Strömungsmechanik (methodischer Auftrag s. Abbildung 1.2) genommen. Diese sind bereits in der verwendeten Simulationssoftware implementiert und werden als verifiziert betrachtet.



Nicht explizit als Ziel dieser Arbeit formuliert, soll zusätzlich ein Beitrag zum Verständnis der Spritzlackierung geleistet werden. Implikationen für die Spritzlackierung aus den gewonnenen Simulationsdaten werden an geeigneter Stelle abgeleitet. Sie können als Unterstützung für zukünftige deduktiv-empirische Arbeiten herangezogen werden.

### 1.3 Wissenschaftstheoretischer Bezugsrahmen

Die Bedeutung des Worts *Dissertation* ist laut Duden eine »für die Erlangung des Doktorgrades angefertigte wissenschaftliche Arbeit« (Dudenredaktion 2022). Wenngleich diese Bedeutung einfach erscheinen mag, beinhaltet sie den Begriff *Wissenschaft*, der nach Ulrich & Hill (1976) »kein analytisch ein für allemal definierbares Phänomen, sondern eine gesellschaftliche Erscheinung in jeweils einem bestimmten soziokulturellen Zusammenhang« ist. Um den Begriff Wissenschaft abzugrenzen, erscheint es für Ulrich & Hill (1976) als sinnvoll, die Wissenschaftskategorien systematisch aufzugliedern und die eigene Arbeit gemäß den verschiedenen Wissenschaftskategorien einzuordnen.

Ulrich & Hill (1976) unterscheiden grundlegend zwischen Formalwissenschaften (Konstruktion von Sprachen) und Realwissenschaften (Beschreibung, Erklärung und Gestaltung von empirisch wahrnehmbaren Phänomenen). Die Realwissenschaften untergliedern Ulrich & Hill (1976) weiterhin in Grundlagenwissenschaften (z. B. Naturwissenschaften) und angewandte Wissenschaften (z. B. Ingenieurwissenschaften). Diese Arbeit zur Methodik für numerische Lackiersimulationen ist den angewandten Wissenschaften zuzuordnen, da die Beschreibung sowie die konzeptionelle und die numerische Gestaltung der Lackierung mittels eines Hochtrationszerstäubers im Vordergrund stehen.

In Anlehnung an die Gliederung von Forschungszielen nach Becker et al. (2003) verfolgt diese Arbeit überwiegend einen *inhaltlich-funktionalen* Auftrag in der *Gestaltung* (s. Abbildung 1.2).

	Erklärungsziel (Theorieebene)	Gestaltungsziel (Technologieebene)
Methodischer Auftrag	Verständnis von Methoden und Techniken der Simulationsgestaltung	Entwicklung von Methoden und Techniken der Simulationsgestaltung
Inhaltlich-funktionaler Auftrag	Verständnis der Spritzlackierung	<b>Diese Arbeit</b> Bereitstellung von numerischen Simulationen der Spritzlackierung

Abbildung 1.2: Einordnung des Forschungsziels dieser Arbeit.

Quelle: eigene Darstellung in Anlehnung an Becker et al. (2003)

Durch die Herausforderungen eines Forschenden mit ingenieurwissenschaftlichem Hintergrund eine wissenschaftstheoretische Positionierung vorzunehmen, wurde als Orientierungshilfe der methodische Leitfaden von Braun & Esswein (2006) aus dem Bereich der konzeptionellen Modellierungsforschung herangezogen. Grundlegend ist dieser methodische Leitfaden an die Modellierung von real-weltlichen Systemen aus der Wirtschaftsinformatik angelehnt. Dennoch besteht durch das inhaltlich-funktionale Gestaltungsziel dieser Arbeit eine starke Themenverbundenheit, was die Verwendung legitimiert.

Der methodische Leitfaden von Braun & Esswein (2006) umfasst eine sequentielle Positionierung zu den in Abbildung 1.3 dargestellten Themenfeldern.

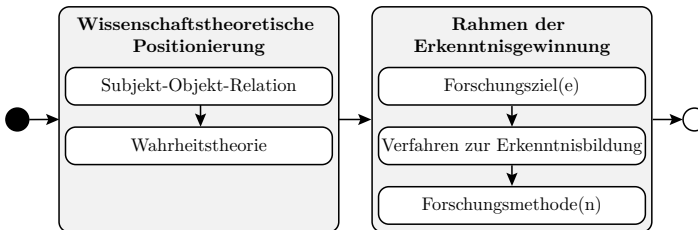


Abbildung 1.3: Vorgehensmodell des wissenschaftlichen Bezugsrahmens.

Quelle: eigene Darstellung nach Braun & Esswein (2006)

## Wissenschaftstheoretische Positionierung

Im ersten Schritt der wissenschaftstheoretischen Positionierung muss Stellung zur Subjekt-Objekt-Relation genommen werden. Diese Relation umfasst einen ontologischen und einen epistemologischen Aspekt. Der ontologische Aspekt, kann vereinfacht ausgedrückt, als Gegenstand der Modellierung aufgefasst werden. Nach Braun & Esswein (2006) ist eine Positionierung durch die Beantwortung der Frage, ob eine ontische Realität existiert, bereits hinreichend. Der epistemologische Aspekt beinhaltet den Realitätsbezug zur Wahrnehmung. In Bezug auf die ontische Realität ergeben sich nach Braun & Esswein (2006) vier Möglichkeiten zur Positionierung, in deren Folge zusammen mit der Wahrheitstheorie die Prüfmethode festgelegt werden:

1. Eine ontische Realität existiert. Eine objektive Wahrnehmung ist möglich.
2. Eine ontische Realität existiert. Die Wahrnehmung ist subjektgebunden.
3. Eine ontische Realität existiert nicht. Die Realität ist vollständig subjektgebunden.
4. Die Position zur ontischen Realität bleibt offen.

Es werden keine Aussagen zur Subjekt-Objekt-Relation gemacht.

Durch das bereits eingeleitete Thema dieser Arbeit sind grundlegend zwei Untersuchungsobjekte gegeben und dadurch unterschiedliche Antworten auf diese Frage bedingt. Zum einen

besteht das Untersuchungsobjekt in dem »realen« Spray eines Hochrotationszerstäubers, wobei von einer subjektiv wahrnehmbaren Existenz einer ontischen Realität ausgegangen wird. Zum anderen werden jedoch auch die numerischen Lackiersimulationen selbst zum Untersuchungsobjekt, wobei eine offene Position eingenommen wird. Unter dem gesetzten Forschungsziel stehen jedoch beide Objekte in einer wechselseitigen Beziehung, was zu Konflikten in der wissenschaftstheoretischen Positionierung und dem anwendbaren Rahmen der Erkenntnisgewinnung führt, welche folgend näher diskutiert werden.

Im zweiten Schritt der wissenschaftstheoretischen Positionierung muss eine Festlegung zum Verständnis von Wahrheit erfolgen. Dies ist nach Braun & Esswein (2006) die zentrale Fragestellung der wissenschaftstheoretischen Positionierung, weil darüber die Gültigkeit einer »wahren« Erkenntnis sowie die Werkzeuge zur Überprüfung dieser festgelegt werden. Als Grundlage der eigenen Positionierung im *nicht-repräsentativen Realismus* dienen sowohl die kritische Betrachtung von Chalmers & Bergemann (1994) der Korrespondenztheorie der Wahrheit (realistische Position) als auch Poppers Idee einer *Annäherung an die Wahrheit*.

Betrachtet man die Physik als die Suche nach der Wahrheit, so werden Newtons Theorien gegenüber Einsteins Theorien unter einer rein realistischen Betrachtung als unwahr bezeichnet. Im nicht-repräsentativen Realismus wird durch die von Newtons Theorien beschriebene Wirklichkeit unter gewissen Bedingungen nicht als *wahr*, sondern als *anwendbar* betrachtet. Unter welchen Bedingungen Newtons Theorien anwendbare Gültigkeit besitzen, kann über Einsteins Theorien abgesteckt werden. Das Bestreben im nicht-repräsentativen Realismus bleibt dennoch darin bestehen, neue Theorien zu entwickeln, welche zum einen die Aspekte der vorherigen beinhalten und zum anderen für eine größere Vielfalt von Bedingungen anwendbar sind. (Chalmers & Bergemann 1994)

Wenngleich Newtons Theorien nach Einsteins Theorien unwahr erscheinen, so sind diese durch die große Spanne der Anwendbarkeit vor allem in den Ingenieurwissenschaften wiederzufinden. Nach eigener Auffassung lässt sich der nicht-repräsentative Realismus auch auf numerische Simulationen übertragen. Wenn die Ergebnisse der numerischen Simulationen kritischen empirischen Überprüfungen standhalten, so kann diesen entsprechend den gesetzten Bedingungen eine gewisse Wirklichkeit zugesprochen werden. Diese Sichtweise löst somit (teilweise) die Konflikte des wissenschaftlichen Status einer rein instrumentalistischen oder realistischer Betrachtung von Simulationen, welche im Diskurs von Weber (2004) behandelt werden.

### **Rahmen der Erkenntnisgewinnung**

Der zweite Teil der von Braun & Esswein (2006) vorgeschlagenen Vorgehensweise beschreibt den Rahmen der Erkenntnisbildung, in welchem die Forschungsziele, das Verfahren der Erkenntnisbildung sowie die Forschungsmethode festgelegt werden.

Die im vorherigen Abschnitt 1.2 bereits näher dargestellten Forschungsziele dieser Arbeit umfassen einen methodischen sowie inhaltlich-funktionalen Auftrag im Bereich der Technologieebene.

Als Verfahren der Erkenntnisbildung wird in dieser Arbeit der deduktive Erkenntnisweg nach den Ansätzen des kritischen Rationalismus (Popper 2002) verwendet. In diesem deduktiven Erkenntnisweg werden allein durch den Verstand (Erkenntnisquelle) Theorien bzw. Hypothesen formuliert, welche anschließend durch Beobachtungen oder Experimente kritisch überprüft werden müssen. Eine Theorie gilt dabei solange als bewährt, bis diese durch Beobachtungen oder Experimente falsifiziert wird und dies zum Anlass genommen wird, die Theorie zu modifizieren. In dem Formalablauf einer Theorieprüfung nach dem deduktiv-monologischen Schema werden Gesetze und Anfangsbedingungen (Explanans) benötigt, aus denen das Explanandum logisch geschlussfolgert wird. Als ein Kriterium für eine wissenschaftlich gültige Erklärung fordert Stegmüller (1969), wie auch Popper (2002), dass das Explanans empirischen Gehalt besitzen muss. In der strengeren Betrachtung des Ausdrucks »empirischer Gehalt« von Popper (2002) fordert dieser, dass die Theorie tatsächlich empirisch überprüft werden kann und nicht wie von Schlick (1932) gefordert nur eine rein logische Möglichkeit der Überprüfung gegeben ist.

Der Konflikt, welchem das Thema dieser Arbeit mit der Untersuchung zur Bedeutung der Modell- und Eingangsparameter für numerische Lackiersimulationen unterliegt, ist, dass numerische Lackiersimulationen selbst zum Untersuchungsobjekt werden und Hypothesen zu Rand- und Anfangsbedingungen formuliert werden. Durch die damit verbundene offene Position zur Existenz einer ontischen Realität beziehen sich jegliche Aussagen auf das Verhalten des Modells (instrumentalistische Sichtweise) und nicht auf das Verhalten des modellierten Systems (realistische Sichtweise) (Weber 2004). Der kritische Rationalismus lehnt den Instrumentalismus jedoch strikt ab.

Durch die nicht-repräsentative realistische Positionierung wird die Ansicht vertreten, dass unwahre Theorien (z. B. newtonsche Gesetze) unter einer gesetzten Spanne anwendbar sind. Bezogen auf die numerischen Strömungssimulationen als Untersuchungsobjekt ist bereits eine äußerliche Anwendungsspanne durch die gesetzten Systemgrenzen vordefiniert. Da an diesen Systemgrenzen empirische Untersuchungen zur Absicherung der Simulation vorgenommen werden können und die Modelle der numerischen Strömungsmechanik einen geforderten empirischen Gehalt besitzen, ist ein deduktives Erkenntnisverfahren eigener Ansicht nach gerechtfertigt.

Betrachtet man die numerischen Simulationen selbst als eine einzelne große Theorie bzw. Theoriekomposition, so ist die Aufgabe im nicht-repräsentativen Realismus die Spanne der Anwendbarkeit zu überprüfen, was in diesem Sinne als Kernthema dieser Arbeit im Anwen-

dungsfeld der Spritzlackierung mittels elektrostatisch unterstützter Hochrotationszerstäuber betrachtet werden kann.

Um die gesetzten Ziele dieser Arbeit zu erreichen, werden empirische Experimente, numerische Strömungssimulationen sowie statistische Verfahren als Forschungsmethoden herangezogen. Zum Teil stehen diese auch in einer wechselseitigen Beziehung. So werden einerseits numerische Simulationen zur Quantifizierung der Messunsicherheiten in der Partikelgrößenbestimmung angewendet und andererseits empirische Ergebnisse als Eingangs- und Validierungsdaten der numerischen Lackiersimulationen herangezogen.

Durch den dargestellten wissenschaftlichen Bezugsrahmen dieser Arbeit wird deutlich, dass eine wissenschaftliche Positionierung zwischen den zwei in Beziehung zueinanderstehenden Untersuchungsobjekten (reale Spritzlackierung und numerische Lackiersimulation) nur dann (teilweise) konfliktfrei vorgenommen werden kann, wenn die Simulationen den kritischen empirischen Überprüfungen innerhalb einer zu bestimmenden Anwendungsspanne standhalten.

## 1.4 Aufbau der Arbeit

Mit der Struktur und dem Aufbau dieser Arbeit (s. Abbildung 1.4) ist bereits eine übergeordnete systematische Vorgehensweise zur Durchführung von numerischen Lackiersimulationen festgelegt. In **Kapitel 2** wird nach einer kurzen Darstellung des Funktionsprinzips der Spritzlackierung mittels elektrostatisch unterstütztem Hochrotationszerstäuber, auf die allgemeinen theoretischen Grundlagen der numerischen Modellierung von Mehrphasenströmungen ein-

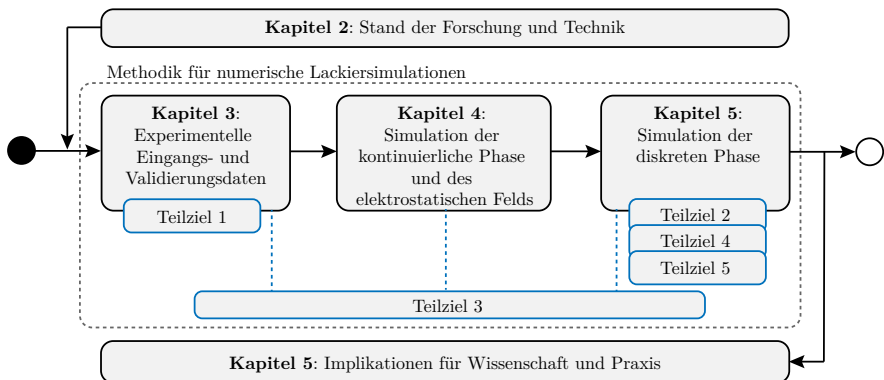


Abbildung 1.4: Aufbau und Struktur dieser Arbeit

gegangen. Darüber hinaus werden der Forschungsstand dargestellt und die Forschungslücke kenntlich gemacht.

**Kapitel 3** beinhaltet den experimentellen Teil dieser Arbeit. Hierin werden die benötigten Eingangs- und Validierungsdaten für numerische Lackiersimulationen im Zusammenhang mit Messunsicherheiten thematisiert (Teilziel 1). Den Schwerpunkt dieses Kapitels bildet die Bestimmung der Partikelgrößenverteilung mittels Laserbeugungsspektroskopie, welche experimentell und numerisch umfassend untersucht wurde.

**Kapitel 4** und **Kapitel 5** umfassen den simulativen Teil dieser Arbeit. Die Struktur beider Kapitel ist an die von Roache (1997) vorgeschlagene Vorgehensweise zur Quantifizierung der Unsicherheiten numerischer Simulationen angelehnt. Unterschieden wird dabei zwischen konzeptioneller Modellierung (*solving the right equations*) und numerischer Modellierung (*solving the equations right*).

In **Kapitel 4** wird auf die konzeptionelle und numerische Modellierung in Bezug auf die kontinuierliche Phase und das elektrostatische Feld eingegangen. Es wird ein Grundkonzept zur Reduzierung des benötigten Rechenaufwands vorgestellt und diskutiert. Weiterhin steht eine Turbulenzmodellstudie im Fokus dieses Kapitels.

**Kapitel 5** beinhaltet die Modellierung der dispersen Phase, in welcher zugleich die größten Herausforderungen hinsichtlich der Modell- und Eingangsparameter für numerische Lackiersimulationen bestehen. Im Vordergrund dieses Kapitels steht die konzeptionelle Modellierung, insbesondere das in Teilziel 2 angesprochene Partikel-Injektionsmodell. Weiterhin werden umfassende Untersuchungen zur Ursache-Wirkungs-Beziehung (Teilziel 3) zwischen Eingangs- und Modellparametern und Simulationsergebnis in diesem Kapitel thematisiert und anschließend in Abschnitt 5.5 als quantifizierte Unsicherheiten (Teilziel 4) zusammengefasst. Im Abschnitt 5.6 wird eine effiziente Vorgehensweise zur Kalibrierung von Injektionsmodellfaktoren vorgestellt und beispielhaft demonstriert (Teilziel 5).

In **Kapitel 6** wird die Bedeutung dieser Arbeit für die Wissenschaft und Praxis dargestellt. Basierend auf den Untersuchungen und Ergebnissen dieser Arbeit werden auf der wissenschaftlichen Seite neue Ideen und Vorschläge für anknüpfende Forschungsfragen in Ausblick gestellt. Auf der Praxisseite werden die wichtigsten Erkenntnisse dieser Arbeit und deren Bedeutung für die Spritzlackierung dargestellt.

Abschließend bildet **Kapitel 7** eine Zusammenfassung mit Fazit hinsichtlich der Forschungsfrage und den Zielstellungen dieser Arbeit.

# Kapitel 2

## Stand der Wissenschaft und Technik

In diesem Kapitel werden in drei thematisch gegliederten Blöcken die Lackapplikation mittels elektrostatisch unterstützten Hochrotationszerstäubern, die Fundamentalgleichungen zur Modellierung von Zweiphasenströmungen und Elektrostatik sowie der aktuelle Forschungsstand aus einer Literaturrecherche dargestellt. Auf der wissenschaftlichen Seite verdeutlicht dieses Kapitel, an welche wissenschaftlichen Erkenntnissen die vorliegende Arbeit anknüpft. Dem Anwender von numerischen Lackiersimulationen vermittelt dieses Kapitel das wichtigste Basiswissen.

### 2.1 Lackapplikation mittels elektrostatisch unterstützter Hochrotationszerstäuber

In modernen Lackieranlagen der Automobilindustrie werden heutzutage vorwiegend Hochrotationszerstäuber mit elektrostatischer Unterstützung verwendet, um Füller sowie Basis- und Klarlacke zu applizieren. Durchgesetzt haben sich Hochrotationszerstäuber insbesondere aufgrund der Feinheit der Zerstäubung, des Grads der Automatisierbarkeit, der Prozessstabilität sowie der Effizienz in der Materialausbeute des aufzutragenden Lacks. Aufgrund der Bauweise und Art der Verwendung erfolgt die Lackapplikation mittels Hochrotationszerstäuber ausschließlich mit speziellen Lackierrobotern in einer Lackierkabine (s. Abbildung 2.1). Die Lackierkabine stellt zum einen sicher, dass die Lackierung unter kontrollierten Umgebungsbedingungen erfolgt, zum anderen, dass sowohl emittierte Lösungsmittel als auch nicht auf dem Werkstück abgeschiedene Lacktropfen (ugs. Overspray) durch eine Sinkluft mit einer Geschwindigkeit (0,3 m/s) abtransportiert werden. (Goldschmidt & Streitberger 2014; DIN EN 16985)

Angepasst an das zu lackierende Werkstück und das verwendete Lackmaterial werden Hochrotationszerstäuber mit unterschiedlicher Art der elektrostatischen Aufladung sowie Ausprägung der Glockentellerform und -kante verwendet. Die elektrostatische Aufladung kann entweder durch eine Außenaufladung (auch Koronaaufladung) oder durch eine Kontaktaufladung (auch Direktaufladung) erfolgen (s. Abbildung 2.2). Bei der Außenaufladung befinden sich die Elektroden zur Erzeugung des elektrostatischen Felds, oftmals ringförmig in einem Abstand von mehreren Zentimetern, leicht oberhalb der Glockentellerkante. Die Aufladung der Tropfen erfolgt dabei durch Beschuss mit von der Elektrode erzeugten Ionen in

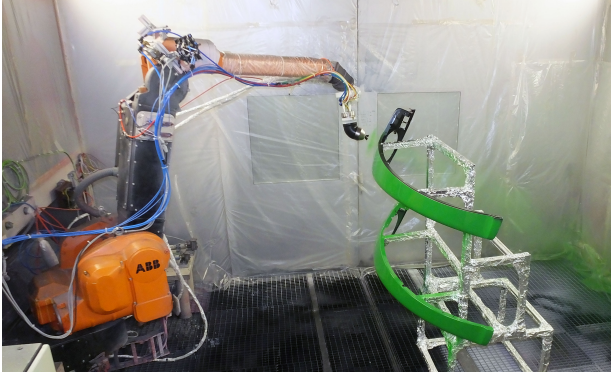


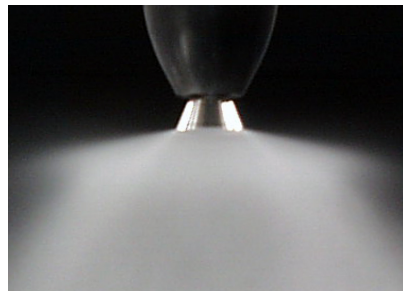
Abbildung 2.1: Kotschützerlackierung im Lackiertechnikum des Fraunhofer IPA.  
Quelle: Fraunhofer IPA (o. J.)

der Luft. Dieses Verfahren kommt vor allem bei leitfähigen Lackmaterialien zum Einsatz, was eine technisch anspruchsvolle Potentialtrennung überflüssig macht (Im et al. 2003; Domnick et al. 2006; Goldschmidt & Streitberger 2014). Es bringt jedoch den Nachteil mit sich, dass der Zerstäuber in seinen Dimensionen oftmals größer ausfällt (s. Abbildung 2.2).

Bei der Kontaktaufladung steht der Glockenteller selbst unter Hochspannung. Das Lackmaterial wird dabei durch den Kontakt zum Glockenteller aufgeladen. Hochrotationszerstäuber mit Kontaktaufladung haben im Vergleich zur Außenaufladung die Vorteile einer kompakteren Bauweise und einer gleichmäßigeren Lackaufladung, können jedoch ohne periphere Potentialtrennungssysteme oftmals nur für lösemittelhaltige Lacke mit geringer Leitfähigkeit verwendet werden (Goldschmidt & Streitberger 2014).



(a) Außenaufladung

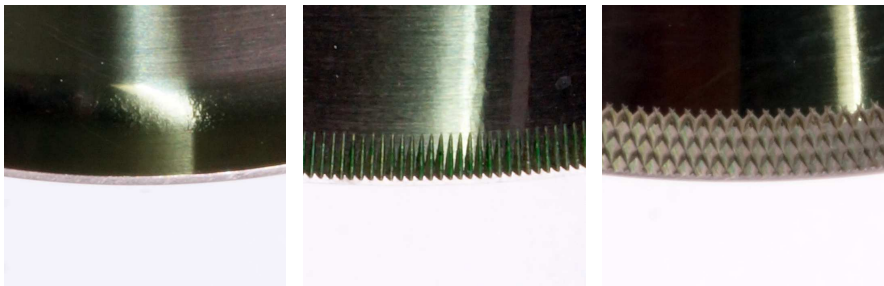


(b) Kontaktaufladung

Abbildung 2.2: Beispiel eines elektrostatisch unterstützten Hochrotationszerstäubers mit Außen- und Kontaktaufladung. Quelle: Fraunhofer IPA (o. J.)



Im Mittelpunkt der Hochrotationsapplikation, und in der Lackapplikation im Allgemeinen, steht die Feinheit der Zerstäubung. Beeinflusst wird diese durch Zerstäuberparameter (z. B. Drehzahl des Glockentellers, Lackmenge), Lackeigenschaften (z. B. Viskosität, Oberflächenspannung) und durch die Form und Ausprägung der Glockentellerkante. An der Glockentellerkante wird direkt über die Ausprägung Einfluss auf den Zerstäubungsmechanismus genommen (s. Kapitel 2.3.1). Diese Ausprägungen (s. Abbildung 2.3) treten heutzutage in glatter, strichgerändelter sowie kreuzgerändelter Form auf und werden empirisch optimiert, um die Prozessspezifikationen zu erfüllen.



(a) glatt

(b) strichgerändelt

(c) kreuzgerändelt

Abbildung 2.3: Strukturierungsarten einer Glockentellerkante. Quelle: Fraunhofer IPA (o. J.)

Der große Arbeitsbereich von Hochrotationszerstäubern ermöglicht dem Anwender, seine Lackapplikation in Abhängigkeit vom Lackmaterial und vom zu lackierenden Werkstück passgenau zu gestalten, jedoch setzt dies einen hohen Grad an Verständnis der Parameterabhängigkeiten voraus.

### Funktionsprinzip von elektrostatisch unterstützten Hochrotationszerstäubern

Die Lackapplikation mittels elektrostatisch unterstützter Hochrotationszerstäuber folgt, wie bei anderen Spritzlackierverfahren, den fundamentalen Grundprozessen: Zerstäubung des Lackmaterials, Tropfentransport in der Mehrphasenströmung sowie Tropfendeponierung auf dem Werkstück. (Bell & Hochberg 1981)

Der Lackierprozess beginnt bereits mit dem Anpumpen des Lacks aus dem Vorratsbehälter, woraufhin der Lack durch die Ringleitung der Lackieranlage über das Farbwechselventil bis zum Zerstäuber befördert wird. Über eine kleine innenseitige Bohrung auf der Rotationsachse des Glockentellers tritt der Lack aus der Leitung und fließt anschließend aufgrund der wirkenden Zentrifugalkraft in Form eines dünnen Filmes in radialer Richtung entlang der innen liegenden Oberfläche des Glockentellers bis zur Glockentellerkante. An der Glockentellerkante findet die Zerstäubung infolge der hohen Relativgeschwindigkeit zwischen Lack und Luft statt. Die

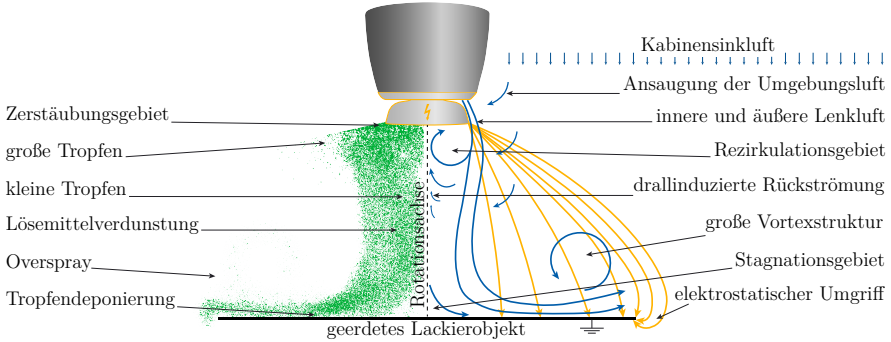


Abbildung 2.4: Schematische Darstellung der Funktionsweise eines elektrostatisch unterstützten Hochrotationszerstäubers. Links der Rotationsachse: Merkmale der diskreten Phase; Rechts der Rotationsachse: Merkmale der Luftströmung und Elektrostatik. Farblich differenziert sind die Lacktröpfchen (grün), die Luftströmung (blau) und die elektrischen Feldlinien (orangefarben).

erzeugten Tropfen würden theoretisch die Glockentellerkante mit einer vorwiegend tangential gerichteten Geschwindigkeit verlassen (Mehrhardt & Brauer 1980), wie das bei Sprühscheiben mit parallel vorbeigeführten Werkstücken der Fall ist. Bei Hochrotationszerstäubern befindet sich das zu lackierende Objekt in der Regel in Richtung der Rotationsachse des Zerstäubers, weshalb die sogenannte Lenkluft mit einem ausgeprägten axialen Impuls die Tropfenflugbahn zum Lackierobjekt umlenkt. Aufgrund der partikelgrößenabhängigen Massenträgheit folgen kleine Tropfen schneller der Lenkluftströmung als große Tropfen, wodurch es zu einer für Hochrotationszerstäuber typischen Ausbildung eines Torus der Sprühwolke (s. Abbildung 2.2) im Bereich des Glockentellers kommt. Durch die hohe Lenkluftgeschwindigkeit im Nahfeld des Glockentellers wird eine starke Sogwirkung erzeugt, sodass das Gros der Tropfen außerhalb des Hauptsprühkegels zurückgesaugt werden. (Bell & Hochberg 1981; Colbert & Cairncross 2006; Soma et al. 2017; Toda et al. 2013)

Neben der primär aerodynamischen Kraft werden geladene Tropfen durch die elektrostatische Kraft zusätzlich zum Lackierobjekt forciert. Die elektrostatische Unterstützung bietet den Vorteil, dass weniger Overspray entsteht und somit im Umkehrschluss eine effiziente Materialausbeute von bis zu 90 % erreicht wird. (Goldschmidt & Streitberger 2014; Poozesh et al. 2018)

Der Tropfenaufprall selbst stellt ein eigenständiges Forschungsgebiet dar und wird im Rahmen dieser Arbeit nicht thematisiert. Die Annahme ist, dass ein deponierter Tropfen in keinem Austausch von Kräften, Stoffen und Ladung mit dem umgebenden Fluid steht.

## 2.2 Grundlagen numerischer Modellierung von turbulenten Zweiphasenströmungen im elektrostatischen Feld

Ein fundamentales mathematisches Gerüst der numerischen Strömungsmechanik sind die Navier-Stokes-Gleichungen, welche aus den physikalischen Grundprinzipien der Massen-, Impuls- und Energieerhaltung von Fluiden hervorgehen. Die numerische Berechnung dieser Modellgleichungen erfolgt durch Vereinfachungen und Annahmen in Abhängigkeit der Strömungseigenschaften (z. B. Kompressibilität, Turbulenzgrad, Viskosität) mit unterschiedlichen Modellen (z. B. Turbulenzmodell) und numerischen Methoden (z. B. Finite-Volumen-Methode, Finite-Elemente-Methode). (Chung 2010; Oertel et al. 2011; Laurien & Oertel 2018)

Die Sprühwolke eines elektrostatisch unterstützten Hochrotationszerstäubers ist eine disperse Zweiphasenströmung, die sich – als Besonderheit in der Spritzlackierung – in einem elektrostatischen Feld befindet. Zu dessen Modellierung wird das Euler-Lagrange-Verfahren verwendet, in welchem sowohl die kontinuierliche Gasphase als auch das elektrostatische Feld in einem ortsfesten Koordinatensystem (Euler'sche Betrachtungsweise) und die disperse Phase in einem mitbewegten Koordinatensystem (Lagrange'sche Betrachtungsweise) berechnet wird. Die Wechselwirkung zwischen disperser und kontinuierlicher Phase erfolgt über eine Zwei-Wege-Kopplung. (Domnick et al. 2005; Sommerfeld et al. 2008; Crowe 2012)

Im Folgenden werden die wesentlichen Gleichungen und Modellierungsansätze zur numerischen Berechnung von dispersen Zweiphasenströmungen zusammengefasst dargestellt, die in der vorliegenden Arbeit angewandt wurden. Ausführliche Herleitungen mit weiterführenden Quellen sind in der Literatur von Ferziger & Perić (2008), Wendt & Anderson (2009), Durst (2006), Laurien & Oertel (2018), Crowe (2012), Oertel et al. (2015) und Marinescu (2009) und Sommerfeld et al. (2008) zu finden.

### 2.2.1 Modellierung der kontinuierlichen Phase

Ausgangspunkt für die Beschreibung einer Strömung sind die Erhaltungssätze für Masse, Impuls und Energie, aus denen die Kontinuitätsgleichungen unter der Annahme eines abgeschlossenen Systems abgeleitet werden. In der numerischen Strömungsmechanik mittels Finite-Volumen-Methode erfolgt die Bilanzierung der Erhaltungsgrößen Massendichte  $\rho_f$ , Impulsdichte  $\rho_f \mathbf{v}$  und Energiedichte  $\rho_f e$  in Kontrollvolumina  $\Omega \subset \mathbb{R}^3$  – den Rechenzellen.

#### Erhaltungsgleichungen

Im Folgenden werden die drei Kontinuitätsgleichungen in ihrer nicht-konservativen Form und Operatorschreibweise für eine kompressible Strömung angegeben. Die verwendeten

physikalischen Größen Dichte  $\rho_f$ , Massenquelle  $Q_m$ , Geschwindigkeit  $\mathbf{v}$ , wirkende Volumenkraft  $Q_f$ , Gesamtenergiedichte  $e$ , Wärmequelle  $Q_h$ , sowie Wärmefluss  $\mathbf{q}$  sind abhängig von der Zeit  $t \in [0, \infty)$  und der Raumkoordinate  $\mathbf{x} \in \Omega$ . Die mathematische Notation aller folgenden Gleichungen orientiert sich an den gebräuchlichen Bezeichnungen der Vektoranalysis und Tensoralgebra: partielle Ableitung  $\frac{\partial}{\partial t}$ , Gradient  $\nabla p$ , Divergenz  $\nabla \cdot \mathbf{v}$ , Laplace-Operator  $\Delta \varphi$ , Tensorprodukt  $\otimes$  sowie Frobenius-Skalarprodukt  $\boldsymbol{\sigma} : \nabla \mathbf{v}$ .

$$\frac{\partial \rho_f}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_f \mathbf{v}) = Q_m \quad (2.1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho_f \mathbf{v}) + \nabla \cdot (\rho_f \mathbf{v} \otimes \mathbf{v}) - \nabla \cdot \boldsymbol{\sigma} = \rho_f Q_f \quad (2.2)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho_f e) + \nabla \cdot (\rho_f e \mathbf{v}) - \boldsymbol{\sigma} : \nabla \mathbf{v} + \nabla \cdot \mathbf{q} = \rho_f Q_h \quad (2.3)$$

Dieses System von partiellen Differentialgleichungen enthält mehr unbekannte Zustandsgrößen als die zur Verfügung stehenden Gleichungen und muss durch zusätzliche Beziehungen zwischen Materialgleichungen und thermodynamischen Gesetze geschlossen werden.

Es wird angenommen, dass es sich bei dem betrachteten Gas um ein newtonsches Fluid handelt, in welchem lineare Materialgesetze zwischen Spannung und Verzerrungsgeschwindigkeit vorliegen. Der Spannungstensor  $\boldsymbol{\sigma}$  ist unter dieser Annahme gegeben durch:

$$\boldsymbol{\sigma} = -p\mathbf{I} + \mu_f \left( \{\nabla \mathbf{v} + \nabla \mathbf{v}^T\} - \frac{2}{3} (\nabla \cdot \mathbf{v}) \mathbf{I} \right) \quad (2.4)$$

Mit dieser Beziehung wird der Druck  $p$  als eine weitere unbekannte Zustandsgröße eingeführt. Das Fluid wird weiterhin als ein perfektes Gas betrachtet, d. h. es gilt sowohl die thermische Zustandsgleichung idealer Gase als auch die temperaturunabhängige spezifische Wärmekapazität bei konstantem Druck  $c_p$  und konstantem Volumen  $c_v$ . Folgende bekannte thermodynamischen Beziehungen

$$p = \rho_f R_s T, \quad R_s = c_p - c_v, \quad \gamma = \frac{c_p}{c_v}, \quad e = c_v T \quad (2.5)$$

mit der spezifischen Gaskonstante  $R_s$ , dem Isentropenexponenten  $\gamma$  und der Temperatur  $T$  werden herangezogen. Abschließend wird das Fourier'sches Gesetz für die Wärmeleitung hinzugezogen, worin die Wärmestromdichte  $\mathbf{q}$  über den Temperaturgradienten und der Wärmeleitfähigkeit  $\kappa$  berechnet wird.

$$\mathbf{q} = -\kappa \nabla T \quad (2.6)$$

Aus den Erhaltungsgleichungen (2.1), (2.2) und (2.3) für die konservativen Variablen Massendichte  $\rho_f$ , Impulsdichte  $\rho_f \mathbf{v}$  und Energiedichte  $\rho_f e$  in Verbindung mit dem Materialgesetz

(2.4) und thermodynamischer Gleichungen (2.5) sowie (2.6) ergibt sich ein bestimmtes Gleichungssystem zur Berechnung der Dichte, Geschwindigkeit und Temperatur – die Navier-Stokes-Gleichungen.

$$\frac{\partial \rho_f}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_f \mathbf{v}) = Q_m \quad (2.7)$$

$$\rho_f \left( \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} \right) - \nabla \cdot \boldsymbol{\sigma} + \nabla p = \rho_f Q_f \quad (2.8)$$

$$\rho_f c_p \left( \frac{\partial T}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla T \right) - \nabla \cdot (\kappa \nabla T) = \rho_f Q_h \quad (2.9)$$

### Reynolds-gemittelte Navier-Stokes-Gleichungen

Um Strömungen von Hochrotationszerstäubern mit den Navier-Stokes-Gleichungen numerisch direkt berechnen zu können (Direkte Numerische Simulation (DNS)), müssten die heutigen Grenzen der Rechenleistung deutlich überschritten werden. Grund dafür ist, dass das Rechengitter sowie der proportional dazu erforderliche Zeitschritt klein genug sein müssen, um alle Größenskalen der Turbulenz auflösen zu können. Der Rechenaufwand steigt dabei proportional zur Reynolds-Zahl hoch 3 (Laurien & Oertel 2018). Um dieses Dilemma zu umgehen und numerische Simulationen für ingenieurtechnische Anwendungen nutzbar zu machen, haben sich die Modelle der gemittelten Transportgleichungen durchgesetzt. Das bekannteste Modell stellen die Reynolds-gemittelten Navier-Stokes-Gleichungen (RANS) dar. Das Konzept der RANS besteht darin, dass sich ein Momentanwert (z. B. Strömungsgeschwindigkeit  $\mathbf{v}$ ) der Strömung aus einem zeitlichen Mittelwert  $\bar{\mathbf{v}}$  sowie einem fluktuierenden Anteil  $\mathbf{v}'$  zusammensetzt:

$$\mathbf{v} = \bar{\mathbf{v}} + \mathbf{v}' \quad (2.10)$$

Es gilt, dass die zeitlich gemittelte Fluktuation um den Mittelwert  $\overline{\mathbf{v}'}$  gleich Null ergibt. Für kompressible Strömung wird zusätzlich die Favre-Zerlegung herangezogen, da die Reynolds-Zerlegung nur für inerte, inkompressible Strömung gültig ist. Die Favre-Zerlegung beruht auf dichtegewichteten Mittelwerten  $\tilde{\mathbf{v}}$  und beinhaltet analog zur Reynolds-Zerlegung einen Fluktuationsterm  $\mathbf{v}''$ .

$$\mathbf{v} = \tilde{\mathbf{v}} + \mathbf{v}'' \quad \text{mit} \quad \tilde{\mathbf{v}} = \frac{\bar{\rho}_f \mathbf{v}}{\bar{\rho}_f} \quad (2.11)$$

Es gilt ebenfalls, dass die zeitlich gemittelte Fluktuation in der Favre-Zerlegung  $\overline{\mathbf{v}''} \neq 0$  sowie das Produkt  $\overline{\rho_f \mathbf{v}''}$  gleich Null sind. Die Favre-Zerlegung wird im Strömungsgleichungssystem auf die Variablen Geschwindigkeit, Temperatur und Energie angewandt, wohingegen für Dichte und Druck die Reynolds-Zerlegung verwendet wird. Daraus folgt für die Impulsgleichung:

$$\bar{\rho}_f \left( \frac{\partial \tilde{\mathbf{v}}}{\partial t} + (\tilde{\mathbf{v}} \cdot \nabla) \tilde{\mathbf{v}} \right) - \nabla \bar{\boldsymbol{\tau}} - \nabla \bar{p} + \nabla \bar{p} = \bar{\rho}_f Q_f \quad (2.12)$$

Gegenüber Gleichung (2.8) tauchen in dieser Gleichung die Terme  $\nabla \bar{\boldsymbol{\tau}}$  und  $\nabla \boldsymbol{\tau}_t$  auf, welche die Schwankungsbewegung der Strömung beschreiben. Für den dreidimensionalen Fall sind diese wie folgt definiert.

$$\bar{\boldsymbol{\tau}} = \begin{pmatrix} \bar{\boldsymbol{\sigma}}_{xx} & \bar{\boldsymbol{\tau}}_{yx} & \bar{\boldsymbol{\tau}}_{zx} \\ \bar{\boldsymbol{\tau}}_{xy} & \bar{\boldsymbol{\sigma}}_{yy} & \bar{\boldsymbol{\tau}}_{zy} \\ \bar{\boldsymbol{\tau}}_{xz} & \bar{\boldsymbol{\tau}}_{yz} & \bar{\boldsymbol{\sigma}}_{zz} \end{pmatrix}, \quad \boldsymbol{\tau}_t = \begin{pmatrix} -\overline{\rho_f \mathbf{v}'_x \mathbf{v}'_x} & -\overline{\rho_f \mathbf{v}'_y \mathbf{v}'_x} & -\overline{\rho_f \mathbf{v}'_z \mathbf{v}'_x} \\ -\overline{\rho_f \mathbf{v}'_x \mathbf{v}'_y} & -\overline{\rho_f \mathbf{v}'_y \mathbf{v}'_y} & -\overline{\rho_f \mathbf{v}'_z \mathbf{v}'_y} \\ -\overline{\rho_f \mathbf{v}'_x \mathbf{v}'_z} & -\overline{\rho_f \mathbf{v}'_y \mathbf{v}'_z} & -\overline{\rho_f \mathbf{v}'_z \mathbf{v}'_z} \end{pmatrix} \quad (2.13)$$

Darin sind die gemittelte (scheinbare) Normalspannung  $\bar{\boldsymbol{\sigma}}_{ii}$  und Schubspannung  $\bar{\boldsymbol{\tau}}_{ij}$ , welche auch als Reynolds-Spannungen bezeichnet werden, enthalten.

$$\bar{\boldsymbol{\sigma}}_{ii} = \mu_f \left( 2 \frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_i} - \frac{2}{3} (\nabla \cdot \bar{\mathbf{v}}) \right) + \mu_f \left( 2 \frac{\partial \overline{v''_i}}{\partial x_i} - \frac{2}{3} (\nabla \cdot \overline{\mathbf{v}''}) \right) \quad (2.14)$$

$$\bar{\boldsymbol{\tau}}_{ij} = \mu_f \left( \frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{v}_j}{\partial x_i} \right) + \mu_f \left( \frac{\partial \overline{v''_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{v''_j}}{\partial x_i} \right) \quad (2.15)$$

Es ist bereits bekannt, dass die zweiten Summanden in Gleichung (2.14) und (2.15) einen zu vernachlässigenden Einfluss auf die gemittelte Normal- und Schubspannung haben. Analog zur dargestellten Impulsgleichung muss die Mittelung für die Energiegleichung durchgeführt werden.

Der Schwankungsterm  $\nabla \boldsymbol{\tau}_t$  beschreibt eine zusätzliche Trägheitskraft der Strömung, welche auch als eine scheinbare Viskosität des Fluids interpretiert werden kann. Aufgrund der Schwankungsterme in der Impuls- und Energiegleichung ist das Gleichungssystem unterbestimmt, weshalb es über Turbulenzmodelle geschlossen werden muss.

## Zweigliederturbulenzmodelle

Turbulenzmodelle sind, vereinfacht ausgedrückt, weitere Transportgleichungen, welche die Produktion, den Transport und die Dissipation von orts- und zeitabhängigen turbulenten Wirbeln modellieren. Weitverbreitete Modelle in industriellen Simulationsanwendungen sind das  $k$ - $\varepsilon$ -Modell und das  $k$ - $\omega$ -Modell und davon ausgehend modifizierte Versionen. Diese Turbulenzmodelle bestehen aus zwei partiellen Differentialgleichungen, weshalb sie auch – nach der Anzahl der Gleichungen – als Zweigliederturbulenzmodelle bezeichnet werden.

Fundamental wird bei diesen Turbulenzmodellen für die unbekanntenen Schwankungsgrößen  $-\overline{\rho_f \mathbf{v}'_i \mathbf{v}'_j}$  angenommen, dass diese aus den gemittelten Größen sowie einer Proportionalitätskonstante, der turbulenten Viskosität  $\mu_t$ , approximiert werden können. Aus dieser sogenannten

Boussinesq-Annahme ergibt sich folgende Beziehungen:

$$-\overline{\rho_f \mathbf{v}'_i \mathbf{v}'_j} = \mu_t \left( \frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{v}_j}{\partial x_i} \right) \quad (2.16)$$

Die turbulente Viskosität ist in diesem Fall nicht als physikalische Stoffkonstante des Fluids zu verstehen, sondern vielmehr als eine unbekannte Funktion, welche bestimmt werden muss.

Im Folgenden wird das  $k$ - $\varepsilon$ -Modell für inkompressible Strömungen betrachtet, welches für kompressible Strömungen lediglich durch entsprechende Terme der Favre-Zerlegung erweitert wird. Zweigleichungsmodelle zeichnen sich durch die Modellierung der turbulenten kinetischen Energie  $k$  sowie der turbulenten Dissipationsrate  $\varepsilon_t$  aus. Die turbulente kinetische Energie  $k$  wird durch folgende partielle Differentialgleichung in Komponentenschreibweise ausgedrückt:

$$\underbrace{\rho_f \frac{\partial k}{\partial t}}_{\text{zeitl. Änderung}} + \underbrace{\rho_f \bar{v}_j \frac{\partial k}{\partial x_j}}_{\text{Konvektion}} = \underbrace{\mu_t \left( \frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{v}_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_j}}_{\text{Produktion}} + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \rho_f + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right]}_{\text{Diffusion}} - \underbrace{\rho_f \varepsilon_t}_{\text{Dissipation}} \quad (2.17)$$

Für die turbulente Dissipationsrate  $\varepsilon_t$  gilt die Gleichung:

$$\underbrace{\rho_f \frac{\partial \varepsilon_t}{\partial t}}_{\text{zeitl. Änderung}} + \underbrace{\rho_f \bar{v}_j \frac{\partial \varepsilon_t}{\partial x_j}}_{\text{Konvektion}} = \underbrace{C_{\varepsilon_t,1} \frac{\varepsilon_t}{k} \mu_t \left( \frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{v}_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_j}}_{\text{Produktion}} + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \mu_t + \frac{\mu_t}{\sigma_{\varepsilon_t}} \right) \frac{\partial \varepsilon_t}{\partial x_j} \right]}_{\text{Diffusion}} - \underbrace{C_{\varepsilon_t,2} \rho_f \frac{\varepsilon_t^2}{k}}_{\text{Dissipation}} \quad (2.18)$$

Über die beiden obigen Gleichungen kann jetzt die turbulente Viskosität berechnet werden, sodass die RANS-Gleichungen geschlossen werden.

$$\mu_t = \rho_f C_{\mu_t} \frac{k}{\varepsilon_t} \quad (2.19)$$

In den beiden Transportgleichungen (2.17) und (2.18) sowie in Gleichung (2.19) für die turbulente Viskosität sind mehrere Konstanten enthalten, welche überwiegend durch einschlägige experimentelle Untersuchungen empirisch bestimmt wurden.

Mittels der RANS-Gleichungen und dem  $k$ - $\varepsilon$ -Modell können turbulente Strömungen zeitgemittelt und kosteneffizient berechnet werden. Das  $k$ - $\varepsilon$ -Modell bietet für eine Vielzahl an technischen Strömungen eine hinreichende Genauigkeit, zeigt jedoch deutliche Schwächen bei stark drallbehafteten Strömungen, niedrigen Reynolds-Zahlen und Strömungen mit Ablösungen. Letzteres ist Grund dafür, dass bei genauerer Betrachtung von wandnahen Strömungen die turbulente Dissipationsrate  $\varepsilon_t$  durch die spezifische Dissipationsrate  $\omega_t = k/\varepsilon_t$  ersetzt wurde – dem  $k$ - $\omega$ -Modell. Die Kombination der positiven Eigenschaften des  $k$ - $\varepsilon$ -Modells zur Beschreibung von Freistrahlsströmungen mit den positiven Eigenschaften des  $k$ - $\omega$ -Modells

zur Beschreibung von wandnahen Strömungen wurden im  $k$ - $\omega$ -SST (Shear-Stress-Transport) Turbulenzmodell umgesetzt.

### Reynolds-Spannungsmodelle

Die Zweigleichungsmodelle stellen einen guten Kompromiss zwischen Rechenaufwand und Genauigkeit dar, dennoch ist für einige technischen Anwendungen eine höhere Genauigkeit gefordert. Vor allem bei Strömungen, in denen eine anisotrope Turbulenz (z. B. Drallströmungen) erwartet wird, wird die Verwendung von Reynolds-Spannungsmodellen (RSM) empfohlen. Bei diesen Turbulenzmodellen werden sechs Transportgleichungen für die sechs Reynolds-Spannungen (2.13) angesetzt, wohingegen die Dissipationsrate weiterhin als isotrop betrachtet wird. Der Rechenaufwand nimmt zwangsläufig durch die höhere Anzahl zu lösender Gleichungen bedeutend zu, jedoch kann auch eine signifikant höhere Genauigkeit erwartet werden.

### Grobstruktursimulation

Zuletzt sind noch die Grobstruktursimulationen (engl. Large-Eddy Simulation (LES)) zu erwähnen, bei denen turbulente Strukturen über einen Tiefpassfilter (zeitlich und räumlich) in Grob- und Feinstrukturen klassifiziert werden. Die Grobstrukturen werden analog zur DNS direkt gelöst, während die feinen Strukturen weiterhin über Ein- und Zweigleichungsturbulenzmodelle berechnet werden. Die Anwendung von Grobstruktursimulationen stoßen vor allem in wandnahen Bereichen an ihre Grenzen, da sich dort die turbulenten Zeitskalen stark ändern. Um diese dennoch zu erfassen, können diese entweder über sehr feine Rechengitter aufgelöst oder analog zu den Zweigleichungsmodellen über eine Wandfunktion approximiert werden. Letzteres führt zu den deutlich performanteren Detached-Eddy-Simulationen.

### Numerische Berechnungsmethode

Die oben erwähnten strömungsmechanischen Gleichungen werden unter Einhaltung der Rand- und Anfangsbedingungen iterativ gelöst. In der vorliegenden Arbeit wird die kommerzielle Software Ansys®Fluent (v19.2) verwendet, in welcher die Finite-Volumen-Methode implementiert ist. Bei dieser Methode wird das zu betrachtende Strömungsgebiet in eine endliche Anzahl von räumlichen Kontrollvolumina diskretisiert – dem Rechengitter. In jeder Rechenzelle werden die Grundgleichungen in ihrer integralen Form herangezogen, um die gesuchten Zustandsgrößen zu berechnen. Die iterativen Berechnungen können zunächst in druck- und dichte-basierte sowie segregierte und gekoppelte Verfahren unterteilt werden. In der vorliegenden Arbeit wird primär ein druckbasierter gekoppelter Löser verwendet.



Druckbasierte Löser berechnen neben dem bereits hergeleiteten Gleichungssystem zusätzlich eine Druck-Korrektur-Gleichung, welche aus den Erhaltungsgleichungen für die Massendichte und dem Impuls so abgeleitet wird, dass das Geschwindigkeitsfeld korrigiert durch den Druck gleich die Massenerhaltung erfüllt. Im gekoppelten Verfahren wird das Gleichungssystem, bestehend aus Massenerhaltungsgleichung und druckkorrigierter Impulsgleichung, simultan gelöst. Dieses Lösungsverfahren ist gegenüber den segregierten Verfahren in der Größenordnung 1,5- bis 2-mal performanter, jedoch werden größere Zwischenspeicher benötigt.

## 2.2.2 Modellierung des elektrostatischen Felds

Die Modellierung der elektrostatischen Unterstützung bei der Lackapplikation fußt auf den Fundamentalgleichungen elektrostatischer Felder, welche im Folgenden ohne Betrachtung der magnetischen Felder zusammenfassend dargestellt werden.

Die Grundlagen elektrostatischer Felder gehen zurück auf die Untersuchungen von Charles Auguste de Coulomb, welcher erkannte, dass die auf einer Ladung wirkende Kraft  $\mathbf{F}_C$  proportional zur Größe der Ladung  $q$  und einem Faktor abhängig ist. Dieser Faktor ist als elektrische Feldstärke  $\mathbf{E}$  bekannt und beschreibt in vektorieller Form die Stärke und Richtung der wirkenden Kraft. Aus dem Coulomb'schen Gesetz folgt für die elektrische Feldstärke  $\mathbf{E}$ .

$$\mathbf{E} = \frac{\mathbf{F}_C}{q} \quad (2.20)$$

Da die Coulomb-Formel (2.20) keine Verbindung zwischen Ladung und von der Ladung erzeugtem elektrischen Feld liefert, wurde die elektrische Flussdichte  $\mathbf{D}$  eingeführt. Die elektrische Flussdichte ist ebenfalls eine vektorielle Größe (gleiche Richtung wie  $\mathbf{E}$  in isotropen Medien) und beschreibt die Dichte der Feldlinien in einer beliebigen Fläche  $A$ . Über den Gauß'schen Satz der Elektrostatik kann die elektrische Ladung  $q$  in einem Kontrollvolumen  $\Omega$  mittels der elektrischen Flussdichte  $\mathbf{D}$  durch die Oberfläche  $A$  des Kontrollvolumens berechnet werden. Die elektrische Ladung im Kontrollvolumen kann ebenfalls als Volumenintegral der Ladungsdichte  $\rho_q$  des Kontrollvolumens ausgedrückt werden.

$$\oiint \mathbf{D} d\vec{A} = \iiint \rho_q d\Omega = q \quad (2.21)$$

Die Verknüpfung zwischen materialunabhängiger Feldstärke und materialabhängiger Flussdichte erfolgt über die Permittivität  $\varepsilon$ , welche als ein skalarer Faktor zwischen beiden Feldgrößen fungiert.

$$\mathbf{D} = \varepsilon \mathbf{E} = \varepsilon_0 \varepsilon_r \mathbf{E} \quad (2.22)$$

Die absolute Permittivität des Vakuums  $\varepsilon_0$  ist eine dimensionsbehaftete Naturkonstante, wohingegen  $\varepsilon_r$  dimensionslos ist und als Verhältnisfaktor zwischen  $\varepsilon$  und  $\varepsilon_0$  herangezogen wird. Wird das Materialgesetz der Elektrostatik (2.22) auf den Satz von Gauß (2.21) angewandt, ergibt dies für die Ladungsdichte

$$\iiint \rho_q d\Omega = \varepsilon \oiint \mathbf{E} d\vec{A} = \varepsilon \iiint \nabla \mathbf{E} d\Omega, \quad (2.23)$$

beziehungsweise ausgedrückt in differentieller Form

$$\nabla \mathbf{E} = \frac{\rho_q}{\varepsilon}. \quad (2.24)$$

Betrachtet man eine positive Ladung, welche über eine Feldlinie von einem beliebigen Punkt A zu einem Punkt B bewegt werden soll, so muss dafür Arbeit verrichtet werden. Da die positive Ladung dabei beschleunigt wird (kinetische Energie steigt), muss die potentielle Energie abnehmen (Energieerhaltungssatz). Das Maß für die Arbeit, welche dabei verrichtet werden muss, wird elektrische Spannung  $U$  genannt und kann über das Kurvenintegral der Feldlinie zwischen Punkt A und Punkt B berechnet werden. Die elektrische Spannung ist dabei wegunabhängig, weswegen diese vereinfacht über die Differenz einer skalaren Ortsfunktion – dem elektrischen Potential  $\varphi$  – berechnet werden kann.

$$U_{AB} = \int_A^B \mathbf{E} d\vec{s} = \varphi_A - \varphi_B \quad (2.25)$$

Die elektrische Feldstärke kann demzufolge mathematisch über den Gradienten des Potentials ausgedrückt werden.

$$\mathbf{E} = -\nabla \varphi \quad (2.26)$$

Mit Anwendung der Divergenz ergibt sich:

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = -\Delta \varphi \quad (2.27)$$

Durch Einsetzen von Gleichung (2.24) in (2.27) erhält man die Poisson-Gleichung des elektrostatischen Felds.

$$\Delta \varphi = -\frac{\rho_q}{\varepsilon} \quad (2.28)$$

Im Spezialfall eines ladungsfreien Raumes  $\rho_q = 0$  führt dies zur Laplace-Gleichung.

$$\Delta \varphi = 0 \quad (2.29)$$

Berechnet werden in den Lackiersimulationen die Laplace- und Poisson-Gleichung auf dem gleichen Rechengitter wie für die Berechnung der Strömung. Es wird weiterhin angenommen, dass bei der Direktaufladung die Ladung ausschließlich über die Tropfen eingebracht wird, d. h. es findet keine Koronaentladung statt. (Marinescu 2009)

### 2.2.3 Modellierung der dispersen Phase

Die disperse Phase des Sprühkegels wird in der Spritzlackierung typischerweise durch die Lacktropfen repräsentiert. Mit Abschluss der Lackzerstäubung wird der geladene Tropfen als ein geladenes kugelförmiges Partikel betrachtet, welches in einer Wechselwirkung sowohl mit dem umgebenden Fluid als auch dem elektrostatischen Feld steht. Ausgehend von diesem Punkt, welcher durch Rand- und Anfangsbedingungen definiert werden muss, kann die Flugbahn eines Partikels berechnet werden.

#### Bewegungsgleichung zur Berechnung einer Partikelflugbahn

Die Bewegung eines Partikels mit dem Durchmesser  $d_p$ , der Dichte  $\rho_p$  und der Masse  $m_p = \frac{\pi}{6} d_p^3 \rho_p$  wird als die Bilanz der wirkenden Kräfte verstanden. Die Flugbahn des Partikels wird im Lagrange'schen Bezugssystem durch Integration des Kräftegleichgewichts berechnet. In der Grundgleichung der Partikelbewegung wird die Trägheitskraft des Partikels mit den zusätzlich zu betrachteten Kräften  $\mathbf{F}_{\text{zus}}$  auf das Partikel gleichgesetzt.

$$m_p \frac{d\mathbf{v}_p}{dt} = m_p \underbrace{\frac{\mathbf{v} - \mathbf{v}_p}{\tau_p}}_{\mathbf{F}_w} + m_p \underbrace{\frac{\mathbf{g}(\rho_p - \rho_f)}{\rho_p}}_{\mathbf{F}_G} + \mathbf{F}_{\text{zus}} \quad (2.30)$$

Der erste Term auf der rechten Seite der Gleichung (2.30) beschreibt im Wesentlichen die Widerstandskraft  $\mathbf{F}_w$  in Folge der Relativbewegung zwischen Fluid und Partikel. Die darin enthaltene Partikel-Relaxationszahl  $\tau_p$  ist ein charakteristisches Zeitmaß, welche das Folgevermögen von Partikeln bei einer Änderung der Strömungsgeschwindigkeit beschreibt. Je kleiner die Partikel-Relaxationszahl, desto stärker sind die Partikel an die Strömung gekoppelt, woraus ein stärkeres Folgevermögen resultiert. (Stephan et al. 2019)

$$\tau_p = \frac{\rho_p d_p^2}{18\mu_f c_w Re_p} \quad (2.31)$$

Besonderes Augenmerk liegt in dieser Gleichung auf dem nicht-linearen Term  $\frac{24}{c_w Re_p}$ , in welchem der Widerstandsbeiwert  $c_w$  und die Partikel-Reynolds-Zahl  $Re_p$  verwendet werden. Die

Partikel-Reynolds-Zahl  $Re_p$  ist definiert als das Verhältnis von Trägheits- zu Reibungskraft.

$$Re_p = \frac{\rho_f d_p |\mathbf{v}_p - \mathbf{v}|}{\mu_f} \quad (2.32)$$

Der Widerstandsbeiwert  $c_w$  ist eine dimensionslose Kennzahl, welche als das Verhältnis von Widerstandskraft zum Staudruck der Anströmung auf den Anströmquerschnitt definiert ist. Der  $c_w$ -Wert ist abhängig von  $Re_p$ , sprich direkt von der Relativgeschwindigkeit. Bei sphärischen Partikeln wird dieser, im anwendungsspezifischen Fall der Lackiertechnik ( $Re_p < 10\,000$ ), in drei Bereiche unterteilt und kann durch analytische Gleichungen bzw. empirische Korrelationen beschrieben werden (s. Tabelle 2.1).

Tabelle 2.1: Näherungsgleichungen für den Widerstandsbeiwert  $c_w$  sphärischer Partikel

Bereich	Gültigkeitsbereich	Gleichung	Quelle
Stokes-Bereich	$Re_p < 0,5$	$c_w = \frac{24}{Re_p}$	Stephan et al. (2019)
Übergangsbereich	$0,5 < Re_p < 1000$	$c_w = a_1 + \frac{a_2}{Re_p} + \frac{a_3}{Re_p^2}$	Morsi & Alexander (1972)
Newton-Bereich	$1000 < Re_p < Re_{p,krit}$	$c_w = 0,44$	Stephan et al. (2019)

Neben der Widerstandskraft ist in Gleichung (2.30) bereits die Schwerkraft  $\mathbf{F}_G$  berücksichtigt. In der Zweiphasenströmung von Hochrotationszerstäubern sind die Dichteunterschiede zwischen Lacktropfen und Luft sehr groß, sodass dieser Term auf die bekannte Beziehung  $\mathbf{F}_G = m_p \mathbf{g}$  reduziert werden kann.

Zusätzlich zur Schwerkraft gehört die Coulomb-Kraft  $\mathbf{F}_C$  zu den äußeren Feldkräften, welche auf die Partikel in der Lackapplikation wirken und dadurch die Tropfendeposition signifikant beeinflusst. Diese basiert auf dem linearen Zusammenhang zwischen elektrischer Feldstärke  $\mathbf{E}$  und der Partikelladung  $q_p$ .

$$\mathbf{F}_C = q_p \mathbf{E} \quad (2.33)$$

Die Flugbahn eines Partikels wird theoretisch weiterhin durch die Summe zahlreicher zusätzlichen Kräfte beeinflusst, welche in der Gleichung (2.30) als  $\mathbf{F}_{zus}$  gekennzeichnet sind. Diese können jedoch in Lackiersimulationen aufgrund des Dichteverhältnisses zwischen Luft und Partikel  $\rho_f/\rho_p$ , zu geringer Partikeloberfläche bzw. -größe oder fehlender Kraftursachen, wie z. B. Wandkontakt der Partikel ohne Deposition, vernachlässigt werden. In der folgenden Tabelle 2.2 sind die wichtigsten Modelle mit deren Vernachlässigkeitskriterien zusammengefasst.

Tabelle 2.2: Weitere Partikelmodelle mit Bedeutung nach Sommerfeld et al. (2008)

Bezeichnung	Beschreibung	Vernachlässigkeitskriterium
Druckkraft	Kraft infolge von Druck- und Schergradienten in einem ungestörten Strömungsfeld.	Dichteverhältnis $\rho_t/\rho_p$
Virtuelle Masse	Anteil der Fluidmasse um ein Partikel, welcher durch die Beschleunigung eines Partikels mit beschleunigt wird.	Dichteverhältnis $\rho_t/\rho_p$
Querkraft	Kraft infolge einer ungleichmäßigen Anströmung auf ein Partikel	zu geringe Partikelgröße $d_p$
Drehimpuls	Drehmoment eines Partikels infolge von Reibungskräften bei einer Strömung relativ zur Partikeldrehung	Partikelgröße und Ursache in Lacksprays zu gering

Somit folgt für die Bewegungsgleichung für numerische Lackiersimulationen, dass nur die Widerstandskraft, Schwerkraft und Coulomb-Kraft in der Modellierung berücksichtigt werden müssen.

$$m_p \frac{d\mathbf{v}_p}{dt} = \mathbf{F}_w + \mathbf{F}_G + \mathbf{F}_C \quad (2.34)$$

### Turbulente Partikeldispersion

Die turbulente Partikeldispersion, d. h. der Einfluss der Turbulenz aus der Luftströmung auf die Partikelbewegung, wird im Stand der Technik durch stochastische Modelle realisiert. Dabei wird die Geschwindigkeit des Partikels  $\mathbf{v}_p$  analog zur Fluidgeschwindigkeit über die Reynolds-Zerlegung berechnet.

$$\mathbf{v}_p = \bar{\mathbf{v}}_p + \mathbf{v}'_p \quad (2.35)$$

Die mittlere Partikelgeschwindigkeit  $\bar{\mathbf{v}}_p$  wird durch Interpolation aus dem Strömungsfeld gewonnen, wohingegen die momentane Schwankungsgeschwindigkeit  $\mathbf{v}'_p$  aus einem normalverteilten Zufallswert  $\mathcal{N}(0,1)$  multipliziert mit der Standardabweichung der turbulenten Fluktuation  $\sigma$  approximiert wird. Die Standardabweichung  $\sigma$  wird dabei über die turbulente kinetische Energie aus dem Turbulenzmodell erhalten. Für ein isotropes Turbulenzmodell, wie das  $k$ - $\varepsilon$ -Turbulenzmodell, gilt:

$$\sigma = \sqrt{\mathbf{v}'_x{}^2} = \sqrt{\mathbf{v}'_y{}^2} = \sqrt{\mathbf{v}'_z{}^2} = \sqrt{\frac{2k}{3}} \quad (2.36)$$

Die Interaktionsdauer zwischen Partikel und turbulentem Wirbel besteht solange wie das Partikel sich im Wirbel befindet oder der Wirbel sich aufgelöst hat. Das Zeitmaß bis zur

Wirbeldissipation  $\tau_e$

$$\tau_e = 2t_{La} \quad (2.37)$$

wird hierbei über das Lagrange'sche integrale Zeitmaß der Turbulenz  $t_{La}$

$$t_{La} = C_L \frac{k}{\varepsilon_t} \quad (2.38)$$

mit einem konstanten Faktor  $C_L=0,15$  (Zweigliederturbulenzmodelle) berechnet. Die Aufenthaltszeit des Partikels im Wirbel folgt aus der Bewegungsgleichung (2.30) und der Wirbelgröße  $L_e$ , welche ebenfalls aus Turbulenzmodellwerten des Strömungsfelds abgeschätzt wird. Somit ergibt dies für die Zeit, die ein Partikel zum Durchqueren eines turbulenten Wirbels benötigt:

$$t_{cross} = -\tau_p \ln \left[ 1 - \left( \frac{L_e}{\tau_p |\mathbf{v} - \mathbf{v}_p|} \right) \right] \quad (2.39)$$

Hat das Partikel den Wirbel durchquert oder ist dieser dissipiert, so wird eine neue momentane Schwankungsgeschwindigkeit berechnet. (ANSYS 2018)

### Kopplung zwischen kontinuierlicher und disperser Phase

Zwischen der kontinuierlichen und dispersen Phase findet in der Realität ein kontinuierlicher Impuls-, Massen- und Wärmeaustausch statt. Berücksichtigt wird dies in der Simulation durch Zwischenspeichern von Quell- und Senkentermen während der Berechnung der Partikelflugbahn in den Rechenzellen der kontinuierlichen Phase. Hierbei spricht man von der Zwei-Wege-Kopplung zwischen Fluid und Partikeln.

Für den Impulsaustausch wird lediglich die Änderung des Partikelimpulses aufsummiert, während es ein Kontrollvolumen durchquert. Da eine berechnete Partikelflugbahn ein Kollektiv von Partikeln mit konstanten Eigenschaften (Partikeldurchmesser, Dichte usw.) repräsentiert, wird der Austauschterm über den Massenstrom  $\dot{m}_p$  der jeweiligen Partikelflugbahn in Verbindung mit dem Zeitschritt  $\Delta t$  skaliert.

$$Q_i = \sum (\mathbf{F}_w + \mathbf{F}_G + \mathbf{F}_C) \dot{m}_p \Delta t \quad (2.40)$$

Der Quellterm für den Massenaustausch wird als Massenstrom angegeben und aus der Beziehung zwischen Änderung der Partikelmasse  $\Delta m_p$ , initialer Partikelmasse  $m_{p,0}$  sowie initialem Partikelmassenstrom  $\dot{m}_{p,0}$  berechnet.

$$Q_m = \frac{\Delta m_p}{m_{p,0}} \dot{m}_{p,0} \quad (2.41)$$

Der Wärmeaustausch wurde hier bewusst nicht aufgeführt, da zum einen die initiale Partikeltemperatur gleich der Umgebungstemperatur ist und zum anderen die Partikeltemperatur eine weitestgehend zu vernachlässigende Rolle in der Lackiertechnik spielt. Lediglich bei Berechnungen mit Lösemittelverdunstung würde ein Temperatúraustausch stattfinden, dessen Einfluss gegenüber den anderen Austauschgrößen als vernachlässigbar eingeschätzt wird.

### **Numerische Berechnung der dispersen Phase**

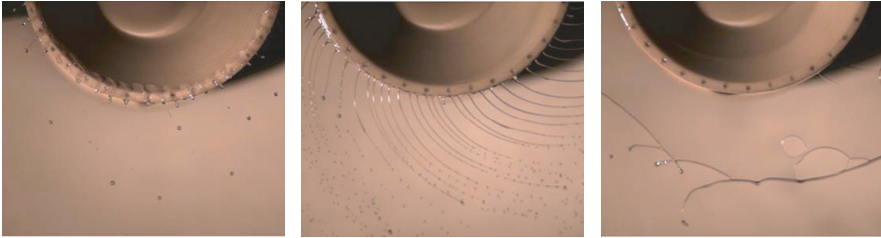
Um die riesige Anzahl an realen Partikeln im Sprühkegel numerisch sinnvoll abzubilden, repräsentiert eine berechnete Flugbahn immer ein Kollektiv an Partikeln gleicher Eigenschaften – die sogenannten *Parcels*. Skaliert wird die Anzahl der realen Partikel in einer simulierten Flugbahn durch Setzen eines Massenstroms. Der Skalierungsfaktor, d. h. die Anzahl an Partikeln in einer Flugbahn, wird ebenfalls in der Kopplung zwischen Fluid und disperser Phase berücksichtigt, um Massen-, Impuls- und Energieerhalt sicherzustellen. Die Berechnung einer Partikelflugbahn in Ansys®Fluent erfolgt mittels numerischer Integration über die Trapezregel. (ANSYS 2018)

## **2.3 Forschungsstand zur elektrostatisch unterstützten Hochrotationsapplikation**

In diesem Abschnitt werden der aktuelle Forschungsstand zur elektrostatisch unterstützten Hochrotationsapplikation auf Basis einer fachübergreifenden (z. B. Sprühtrocknung, Brennersysteme) Literaturrecherche zusammenfassend dargestellt und die Forschungslücke kenntlich gemacht.

### **2.3.1 Zerstäubungsmechanismen und -modelle**

Die Feinheit der Zerstäubung in Abhängigkeit der Prozessparameter steht häufig im Fokus der Forschung in nahezu allen Anwendungsbereichen von Rotationszerstäubern. So auch in Untersuchungen von Hinze & Milbourn (1950), Liu et al. (2012) und Frost (1981), welche den Zerstäubungsprozess über Fotoaufnahmen in drei Modi (s. Abbildung 2.5) unterteilt und durch Modelle die Übergänge zwischen diesen beschrieben haben. Zu diesen Modi gehören die direkte Tropfenbildung, die Ligamentzerstäubung und die Lamellenzerstäubung.



(a) direkte Tropfenbildung

(b) Ligamentzerstäubung

(c) Lamellenzerstäubung

Abbildung 2.5: Zerstäubungsmodi bei der Hochrotationszerstäubung. Quelle: Liu et al. (2012)

Nach Hinze & Milbourn (1950) erfolgt die direkte Tropfenbildung bei geringen Flüssigkeitsvolumenströmen ausgehend von einem Flüssigkeitstorus an der Glockenkante, welcher im Gleichgewicht zwischen Zentrifugalkraft und Oberflächenspannung steht. Kleine Störungen führen dabei zur zufälligen Bildung von Tropfen. Mit Erhöhung des Flüssigkeitsvolumenstromes führt dies zu einer Ligamentbildung. Die Anzahl der Ligamente wächst zudem mit steigendem Flüssigkeitsvolumenstrom bis zu einem konstanten Grenzwert an, wonach die Ligamente durch weiteres Erhöhen zunehmend dicker werden.

Wird der Flüssigkeitsvolumenstrom noch weiter erhöht, sodass die Ligamente nicht mehr in der Lage sind, die Flüssigkeit abzutransportieren, kollabiert der Torus. Es kommt zur Lamellenbildung und durch deren Zerfall wiederum zur Tropfenbildung.

Liu et al. (2012) untersuchte diese Modi unter Berücksichtigung der Glockentellerdrehzahl mit der Erkenntnis, dass bei konstantem Volumenstrom und steigender Drehzahl der Übergang von direkter Tropfenbildung zum Ligamentzerfall durch steigende Zentrifugalkräfte auf den Torus hervorgerufen wird. Mit weiter steigender Drehzahl verbinden sich die Ligamente, wodurch es zu einer Lamellenbildung kommt. Diese Verbindung der Ligamente unterscheidet sich von der Vorstellung von Hinze & Milbourn (1950), in welcher der Torus kollabiert.

Für die meisten technischen Anwendungen ist die Ligamentzerstäubung am bedeutsamsten, da diese eine stabile Prozessführung sichert und ein enges Tropfenspektrum erzeugt. Die Feinheit der Zerstäubung wird in der Lackiertechnik häufig durch den Tropfendurchmesser des 50%-Perzentils der volumetrischen Tropfengrößenverteilung  $d_v(50)$  sowie dem Sauterdurchmesser  $d_{3,2}$  beschrieben (s. Abschnitt 3.5.1). In den Untersuchungen von Dombrowski & Lloyd (1974) und Liu et al. (2012) wurde herausgefunden, dass mit steigendem Volumenstrom die charakteristischen Verteilungsdurchmesser zunehmen und mit steigender Drehzahl abnehmen, was in weiteren experimentellen sowie numerischen Forschungsarbeiten bestätigt wurde (Corbeels et al. 1992). Corbeels et al. (1992) fanden zudem heraus, dass mit Verringerung der Oberflächenspannung des Fluids bei niedriger Viskosität der Sauterdurchmesser ebenfalls abnimmt. Auch die Viskosität des Fluids hat eine Auswirkung auf die Feinheit der



Zerstäubung, welche von Shirota et al. (2012) und Thieme & Domnick (2006) experimentell untersucht und durch ein analytisches Modell approximiert wurde. Deren Ergebnissen zufolge steigt der  $d_v(50)$  mit zunehmender Viskosität. Betrachtet wurden in diesen Studien jedoch ausschließlich newtonsche Fluide.

Bezüglich der Viskosität muss bei den nicht-newtonischen Lackmaterialien zwischen Scher- und Dehnviskosität unterschieden werden. Oswald et al. (2019a) untersuchten an mehreren Substanzen mit sehr ähnlichen scherverdünnenden Eigenschaften bei zugleich unterschiedlicher Dehnviskosität den Einfluss auf die Ligamentlänge und die Tropfengrößenverteilung. Mittels Hochgeschwindigkeitsaufnahmen und Bildverarbeitungsalgorithmen bestimmten sie die Länge der Ligamente, welche annähernd linear mit steigender Drehzahl abnimmt. Sie begründeten dieses Verhalten mit der abnehmenden Filmschichtdicke an der Glockentellerkante mit steigender Drehzahl, wodurch das Ligament an der Glockentellerkante dünner ist und somit schneller in Tropfen zerfällt. Dies beobachteten und schlussfolgerten auch Wilson et al. (2018) in Untersuchungen mit ähnlichem Versuchsaufbau.

Eine Volumenstromerhöhung führt laut Oswald et al. (2019a) jedoch nur in sehr geringem Maße zu größeren Tropfen. Sie schlussfolgerten, dass sich durch den größeren Volumenstrom die Schichtdicke an der Glockentellerkante zwar erhöht, sich parallel dazu jedoch auch die Zerfallszeit des Ligaments erhöht, sodass sich diese Effekte gegenseitig kompensieren. Eine Abschätzung der Ligament-Zerfallszeit  $t_{\text{kap}}$  ist nach Oswald et al. (2019a) gegeben durch

$$t_{\text{kap}} = \sqrt{\frac{\rho_l h_{l,GT}^3}{\sigma_l}}. \quad (2.42)$$

Aus einer Versuchsreihe mit Substanzen, welche unterschiedliche Dehnrelaxationszeiten bei nahezu gleichen Scherrateneigenschaften hatten, konnten sie ableiten, dass die Ligamente zwar länger werden, jedoch der charakteristische Durchmesser konstant bleibt. Demzufolge muss der Ligamentzerfall auf einem kritischen Durchmesser anstatt auf der Ligamentlänge basieren.

Nicht nur die Prozessparameter und die Lackeigenschaften beeinflussen die Tropfenbildung, sondern auch die Geometrie des Glockentellers (abgesehen von der Rändelung) selbst. Ahmed & Youssef (2014) verglichen den Sauterdurchmesser von mehrere Glockentellerformen gegenüber den von flachen Scheiben und fanden heraus, dass für alle untersuchten Formen der Sauterdurchmesser im 95%-Konfidenzintervall des Sauterdurchmessers der flachen Scheibe lag. Zu der gleichen Schlussfolgerung kamen Walton & Prewett (1949), welche unterschiedliche Kantenformen an rotierenden Scheiben untersuchten. Anderer Auffassung ist Kazama (2003), welcher mit einer konvexen Innenkontur des Glockentellers merklich feinere Tropfendurchmesser gegenüber herkömmlichen Glockentellern mit Lackmaterial erzeugen und nachweisen konnte.

Zusätzlich zu der grundlegenden Form des Glockentellers hat die Rändelung des Glockentellerkante einen signifikanten Einfluss auf die erzeugte Tropfengrößenverteilung. So kann durch die Rändelung die Ligamentzerstäubung erzwungen werden (Ogasawara et al. 2010). Aufgrund dieser Forcierung nimmt mit steigender Anzahl an Zähnen der Sauterdurchmesser ab. Dies konnte sowohl experimentell (Ahmed & Youssef 2014) als auch numerisch (Igari et al. 2019) nachgewiesen werden.

Ferner wurden auch pulsierende Schwankungen der Filmströmung auf die Zerstäubung untersucht, welche nach experimentellen Untersuchungen von Oswald et al. (2019b) überwiegend auf die Befestigungsbolzen der Verteilerscheibe am Glockenteller zurückzuführen sind. Der Einfluss der Bolzen auf die Filmströmung ist ebenfalls in den VoF-Simulationen und Experimenten von Shen et al. (2019a) gut zu erkennen. Schlussfolgerung von Oswald et al. (2019b) ist, dass die Pulse einzelne sehr große Tropfen erzeugen, wodurch Oberflächendefekte im Lackfilm entstehen könnten.

Auch die Anwesenheit eines elektrostatischen Felds beeinflusst die Zerstäubung. In Untersuchungen an einer rotierenden Scheibe haben Balachandran & Bailey (1984) gezeigt, dass mit zunehmender elektrischer Spannung die Oberflächenspannung vermindert wird und feinere Tropfen entstehen. Dies wurde auch in Untersuchungen von lackiertypischen Hochrotationszerstäubern durch Scholz (1998) experimentell bestätigt.

Die Anzahl experimenteller Untersuchungen des Zerstäubungsprozesses an Hochrotationszerstäubern überwiegt deutlich gegenüber der Anzahl numerischer Untersuchungen, was an den immensen benötigten Rechenkapazitäten für derartige Simulationen liegt.

Mittels VoF-Simulationen wurden in den Arbeiten von Shen et al. (2017) und Shen et al. (2019a) sowohl die Filmströmung auf dem Glockenteller als auch der Zerstäubungsprozess (s. Abbildung 2.6) in mehrstufigen Simulationen untersucht. Das nicht-newtonsche Lackverhalten wurde dabei über ein Cross-Modell abgebildet, welches an mittels Rotationsviskosimeter gemessenen Scherkurven kalibriert wurde. An der Glockentellerkante konnte über die Simulationen eine Viskosität von 16 mPa·s ermittelt werden, was in guter Übereinstimmung mit der Methode von Oswald et al. (2018) liegt. Zusätzlich untersuchten Shen et al. (2019a) den Einfluss der Oberflächenspannung mit dem Ergebnis, dass der Zerstäubungsprozess bei höherer Oberflächenspannung gehindert ist. Dieser Trend deckt sich mit den Ergebnissen von Balachandran & Bailey (1984) und Scholz (1998). Die Simulationen von Shen et al. (2019a) bieten zudem die Möglichkeit, die initialen Partikelbedingungen, wie z. B. die Partikelgrößenverteilung, für die Euler-Lagrange-Methode auszugeben, wie es in jüngsten Ansätzen mit der Kopplung von VoF und Euler-Lagrange-Simulationen der Fall ist (Shen et al. 2019b).

Eine weitere Möglichkeit, über Simulationen eine Vorhersage zur Partikelgrößenverteilung zu erlangen, ist das Taylor-Analogy-Breakup-Modell (TAB). Andersson et al. (2013) und Pendar & Páscoa (2020) implementierten modifizierte Versionen und untersuchten Auswirkungen

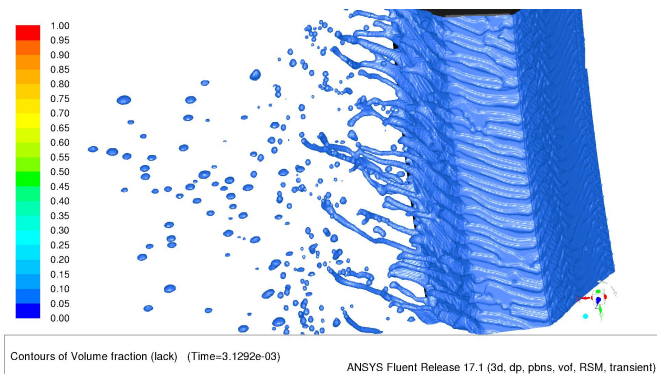


Abbildung 2.6: VoF-Simulation des primären Zerstäubungsprozesses an der Glockenkante.  
Quelle: Shen et al. (2019a)

von Modellkoeffizienten sowie Prozessparametern auf die Verteilungen. Generelle Trends der Prozessparameter auf die Feinheit der Zerstäubung konnten dabei gut abgebildet werden. Andersson et al. (2013) nutzten ein globales Optimierungsverfahren, um die Modellparameter an eine gemessene Partikelgrößenverteilung zu fiten und erzielten sehr gute Ergebnisse. Eine Projektion dieser Modellparameter auf andere Hochrotationszerstäuber und Materialien wurde nicht gezeigt. Pendar & Páscoa (2020) untersuchten zudem mehrere Modifikationen mit LES-Simulationen, jedoch ohne deren experimentelle Validierung.

Im Speziellen sind die Mechanismen und Einflussgrößen auf die Zerstäubung gut verstanden und vor allem experimentell zahlreich untersucht worden. Über analytische Modelle können generelle Trends über charakteristische Verteilungswerte, wie z. B. den Sauterdurchmesser, abgebildet werden. Mit Ausnahme der VoF- und TAB-Simulationen sind experimentelle Verfahren zur Bestimmung der vollen Partikelgrößenverteilung bisher unumgänglich, da die Partikelgrößenverteilungen zum Teil sehr asymmetrisch im Verhältnis zur logarithmischen Normalverteilung sind.

### 2.3.2 Ladungsmechanismen und -modelle

Die Partikelladung ist eine bedeutsame Eigenschaft der dispersen Phase, da durch Wechselwirkung mit dem elektrostatischen Feld die Sprayeigenschaften und somit direkt auch die Schichtdickenverteilung sowie der Auftragswirkungsgrad beeinflusst werden. Bei der Direktaufladung erfolgt der Aufladungsprozess der Tropfen durch Kontakt des Lacks mit dem unter Hochspannung stehenden Glockenteller. Die chemisch-physikalischen Vorgänge unterscheiden sich für leitende (z. B. Wasserbasislack) und nicht-leitende bzw. schwach-leitende

Fluide (z. B. lösemittelbasierte Lacke), welche aufgrund der komplexen Lackrezeptur nicht trennscharf betrachtet werden können.

Bereits im vorherigen Abschnitt wurde ausgeführt, dass eine Wechselwirkung zwischen Oberflächenspannung und repulsiven Abstoßungskräften durch die Ladung besteht. Für Tropfen gilt ebenfalls ein durchmesserabhängiges Kräftegleichgewicht zwischen repulsiven Kräften aus der Ladung und zusammenhaltenden Oberflächenkräften. Übersteigen die repulsiven Kräfte einen kritischen Grenzwert, so zerfällt der Tropfen und gibt einen Teil seiner Masse ab. Die dadurch neu entstandenen Tropfen werden infolge der resultierten Oberflächenvergrößerung wiederum durch die Oberflächenspannung zusammengehalten (Taflin et al. 1989). Dieser Grenzwert wurde von Lord Rayleigh (1882) mathematisch beschrieben und ist als heute als Rayleigh-Limit  $q_{p,\text{lim}}$  bekannt.

$$q_{p,\text{lim}} = 8\pi \sqrt{\varepsilon_0 \sigma_1 \left(\frac{d_p}{2}\right)^3} \quad (2.43)$$

Über die elektrische Leitfähigkeit  $\kappa_q$ , der relativen  $\varepsilon_r$  und absoluten Permittivität  $\varepsilon_0$  eines Fluids kann nach Bailey (1984) die Relaxationszeit der Ladungsverschiebung  $\tau_q = \varepsilon_r \varepsilon_0 / \kappa_q$  berechnet werden, welche – vereinfacht ausgedrückt – eine Aussage darüber gibt, wie schnell Ladungen durch ein Material transportiert werden können.

Nach Berechnungen von Colbert & Cairncross (2006) liegt diese Ladungsrelaxationszeit in der gleichen Größenordnung wie die Zeitskala zur Tropfenbildung durch die Ligamentzerstäubung, sodass nur ein prozentualer Anteil des Rayleigh-Limits vorliegen kann. Die folgende Tabelle 2.3 zeigt eine eigene Überschlagsrechnung für einen wasser- und lösemittelbasierten Lack, woraus ersichtlich ist, dass Wasserbasislacke schneller aufgeladen werden und in diesem Fall die Größenordnung nicht, wie von Colbert (2007) abgeschätzt, in etwa gleich ist. Nach dem Stand der Forschung existieren mehrere Ansätze und Vorstellungen zur Parti-

Tabelle 2.3: Abschätzung der Ladung auf einem Tropfen für repräsentative Beispiellacke

Lackmaterial	Materialeigenschaften			Annahmen	Berechnung		
	$\varepsilon_r$	$\kappa_q$	$\sigma_1$	$h_{1,\text{GT}}$	$\tau_q$	$t_{\text{kap}}$	$\tau_q/t_{\text{kap}}$
Wasserbasislack	65,6	75,8 $\mu\text{S/m}$	24,3 $\text{mN/m}^*$	15 $\mu\text{m}$	7,7 $\mu\text{s}$	12,5 $\mu\text{s}$	0,6
Lösemittellack	1,6	0,4 $\mu\text{S/m}$	29,5 $\text{mN/m}$	15 $\mu\text{m}$	37,2 $\mu\text{s}$	11,3 $\mu\text{s}$	3,3

\* dynamische Oberflächenspannung gegebenenfalls höher

kelladung als Funktion des Partikeldurchmessers. In Anlehnung an die Klassifizierung nach Toljic et al. (2010) sind diese durch die allgemeine Gleichung  $q_p = C_q d_p^n$  gegeben, wobei in der Literatur auch das Verhältnis  $q_p/m_p$  verwendet wird. Der Faktor  $C_q$  bildet den prozentualen Anteil einer theoretischen Gesamtladung ab und ist abhängig von den Fluideigenschaften, den Prozessparametern sowie der Art und Weise des Zerstäubungsprozesses, weshalb dieser

entweder empirisch oder iterativ (Güttler et al. 2020) durch den Abgleich mit experimentellen Daten bestimmt werden muss. Der Exponent  $n$  gibt an, ob die Ladung proportional zum Partikeldurchmesser ( $n=1$ ), zur Partikeloberfläche ( $n=2$ ), zum Partikelvolumen ( $n=3$ ) oder zum Rayleigh-Limit ( $n=3/2$ ) ist. Insbesondere dieser Exponent wird in der Literatur viel diskutiert. Toljic et al. (2008) widmeten sich intensiv dieser Fragestellung im Bereich der Hochrotationszerstäubung mittels experimenteller sowie numerischer Untersuchungen und diskutierten dies ausführlich in mehreren Veröffentlichungen Toljic et al. (2008), Toljic et al. (2010) und Toljic et al. (2011). Sie fassten zusammen, dass für Lackapplikation mittels a) induktiv geladener Feststoffpartikel (z. B. Puvlerlack) die Ladung proportional zur Oberfläche  $n=2$  ist und b) mittels direktaufgeladener Hochrotationszerstäuber mit Ligamentzerstäubung die Ladung proportional zum Partikeldurchmesser  $n=1$  ist. Bei der Ligamentzerstäubung steigt auch die Ladung auf den Partikeln mit zunehmender Ligamentlänge, was sich mit den Ergebnissen von Osman et al. (2016) deckt. Osman et al. (2016) fügten ebenfalls hinzu, dass die Ladung mit sinkendem Abstand zwischen den Ligamenten abnimmt.

Es muss dennoch berücksichtigt werden, dass in vielen numerischen Lackiersimulationen mittels Euler-Lagrange-Verfahren das Rayleigh-Limit-Modell verwendet wurde und gute Ergebnisse erzielt wurden (s. Tabelle 2.6). In diesen Arbeiten wurde ein prozentualer Anteil  $C_q$  des Rayleigh-Limits als Tropfenladung angenommen  $q_p = C_q q_{p,\text{lim}}$ .

Die Bestimmung des Koeffizienten  $C_q$  im Rahmen des Rayleigh-Limit-Modells kann nach dem Stand der Technik nicht durch analytische Gleichungen beschrieben werden, weshalb empirische Werte und iterative Kalibrierungsmethoden mit experimentellen Daten genutzt werden.

Die experimentelle Bestimmung ist unterdessen gleichermaßen herausfordernd. In den Arbeiten von Brown (1997) und Toljic et al. (2008) wurden diese in statische und dynamische Messmethoden unterteilt. Unter statischen Messmethoden wird darin verstanden, dass alle geladenen Partikel, welche auf einem geerdeten leitfähigen Objekt deponieren, ihre Ladung abgeben, sodass diese als Ableitstrom  $I_a$  gemessen werden kann. Darüber hinaus kann das Verhältnis  $q/m$  als der Ableitstrom  $I_a$  über den Lackmassenstrom  $\dot{m}_l$  als  $I_a/\dot{m}_l$  angegeben werden. Diese Methode lässt es jedoch nicht zu, Aussagen über die Abhängigkeit der Ladung zum Partikeldurchmesser zu machen.

Dynamische Methoden hingegen nutzen die durchmesserabhängige Mobilität der Tropfen in einem elektrostatischen Feld, um Messwerte zur Partikelgröße und Partikelladung simultan zu erfassen. In den meisten Fällen werden dabei wenige Partikel im Sprühkegel durch eine kleine Öffnung im Messgerät abgefangen und in ein homogenes elektrostatisches Feld geleitet. Aus dem Ort der Deponierung kann über eine Kräftebilanz ein Rückschluss auf deren Größe und Ladung getroffen werden. Nachteil dieser Methode ist zum einen, dass ein Ort im Sprühkegel gefunden werden muss, um eine repräsentative Fraktion der Partikel abzufangen,

und zum anderen, dass die Partikel im Moment des Durchtritts durch die Öffnung nicht die gleiche Geschwindigkeit aufweisen, wodurch es zu starker Varianz in den Messergebnissen kommt. Auch optische Messmethoden, wie die Phasen-Doppler-Anemometrie (PDA), können herangezogen werden, um über die Geschwindigkeit in Verbindung mit der Partikelgröße Rückschlüsse auf die Partikelladung zu ziehen (Gemci et al. 2002).

### 2.3.3 Lenkluftströmung und Partikelverteilung im Sprühkegel

Bisher wurde der Stand der Forschung und Technik mit Fokus auf den Zerstäubungsprozess betrachtet und soll in diesem Abschnitt um bisherige numerische und experimentelle Untersuchungen des Sprühkegels von Hochrotationszerstäubern, d. h. Lenkluft und Partikeltransport, erweitert werden. Hochrotationszerstäuber nutzen eine starke axiale Luftströmung – die Lenkluft – um die ursprüngliche tangential und radiale Bewegungsrichtung der Lacktropfen von der Glockentellerkante in Richtung des Lackierobjekts umzulenken. Die Lenkluft kann dabei variabel eingestellt werden, um die Breite des Sprühkegels zielgenau an die Bauteilgeometrie anzupassen. Grundsätzlich zeigt die Lenkluft an vielen Hochrotationszerstäubern folgende Merkmale (s. auch Abbildung 2.4): (Toda et al. 2013; Stevenin et al. 2015; Darwish et al. 2018; Pendar & Páscoa 2020)

- kompressible Strömung mit bis zu 400 m/s am Austritt der Lenkluftdüsen
- Unterdruckgebiete oberhalb und unterhalb des Glockentellers
- Hauptströmung entlang der äußeren Glockentellerkontur
- Vortex mit Rezirkulation der Lenkluft direkt unterhalb des Glockentellers
- Drallströmung, zum Teil mit Wirbelauflösung
- Prallströmung mit Stagnationspunkt (Staudruckgebiet) auf dem Lackierobjekt
- große äußere Wirbelstrukturen erzeugt durch Prallströmung

Untersucht wurde die Lenkluft in Abhängigkeit der Prozessparameter bereits mit Staudrucksonden (Stevenin et al. 2015) sowie optischen Messmethoden, wie Schlieren (Darwish et al. 2018) oder Infrarot-Thermografie (Akafuah et al. 2010), Laser-Doppler-Anemometrie (Güttler et al. 2019), Phasen-Doppler-Anemometrie (Im et al. 2000; Scholz 1998) und Laserlichtschnitten mit Fotoaufnahmen (Im et al. 2000; Scholz 1998).

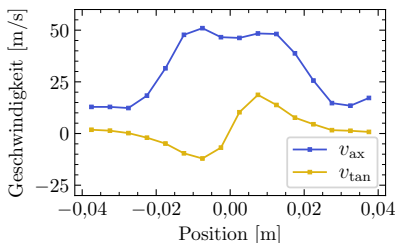
Zur Charakterisierung der gedrahten Lenkluftströmung in Abhängigkeit der Prozessparameter hat sich die dimensionslose Drallzahl, die als Verhältnis von axialer zu tangentialer Geschwindigkeit verstanden werden kann, als sehr wirkungsvoll erwiesen. Stevenin et al. (2015) definierte eine Drallzahl auf Basis der Glockentellerdrehzahl zu sonst rein axial gerichteter Lenkluftdüsen und korrelierte diese zu den Ausprägungen der Geschwindigkeitsprofile der Lenkluft. Dabei kommt es bei der kritischen Drallzahl von  $S_{\text{krit}} = 1,0$  zu einer abrupten Aufweitung des Sprühkegels mit einer starken Rückströmung im Bereich der Rotationsachse,

was im Allgemeinen als Wirbelauflbruch (engl. Vortex Breakdown (Leibovich 1978)) bekannt ist.

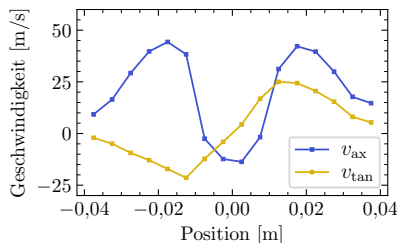
Ein weitaus allgemeinerer Ansatz ist die integrale Drallzahl  $S_{\text{int}}$  nach Beér & Chigier (1972), die zudem die Lenkluft aus angewinkelten Lenkluftdüsen berücksichtigt. Über die integrale Drallzahl kann die Lenkluft in zwei charakteristische Bereiche unterteilt werden, die durch den Umschlagpunkt an der kritischen Drallzahl  $S_{\text{krit}}$  voneinander getrennt sind. In der folgenden Tabelle 2.4 sind die Merkmale der Bereiche aus der Literatur von Lucca-Negro & O’Doherty (2001) und Güttler et al. (2019) zusammengefasst. Die drallinduzierte Rückströmung entlang der

Tabelle 2.4: Zusammenfassung der Drallzahlbereiche einer Lenkluftströmung aus Lucca-Negro & O’Doherty (2001) und Güttler et al. (2017)

Schwache bis moderate Drallzahl	Hohe Drallzahl
<ul style="list-style-type: none"> <li>▪ Bereich: <math>S_{\text{int}} &lt; S_{\text{krit}}</math></li> <li>▪ kleine axiale Druckgradienten</li> <li>▪ keine Rückströmung im Sprühkegelinneren</li> <li>▪ schmaler Sprühkegel</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>▪ Bereich: <math>S_{\text{int}} &gt; S_{\text{krit}}</math></li> <li>▪ große axiale und radiale Druckgradienten</li> <li>▪ Rückströmung im Sprühkegelinneren</li> <li>▪ breiter Sprühkegel</li> </ul>



(a) schwacher Drall



(b) starker Drall

Abbildung 2.7: Axiale ( $v_{ax}$ ) und tangentielle ( $v_{tan}$ ) Geschwindigkeitsprofile gedrahter Lenkluftströmung eines Hochrotationszerstäubers. Eigene Darstellung der Messreihen E01 und E04 aus Güttler et al. (2017)

Rotationsachse sowie die Rezirkulationszone unterhalb des Glockentellers in Verbindung mit einer großen Variation der Partikelrelaxationszeiten führen zu einer Partikelklassierung im Sprühkegel. Vor allem feine Partikel sind im Rückströmungsgebiet entlang der Rotationsachse zu finden, da diese sehr kleine Partikelrelaxationszeiten haben und stark an die Strömung gekoppelt sind.

Eine Partikelklassierung findet ebenfalls einen Schritt zuvor im Zerstäubungsbereich nahe der Glockentellerkante statt. Auch hier folgen die sehr kleinen Partikel schnell der Lenkluftströmung und werden regelrecht instantan von ihrem ursprünglichen Impuls von der Lenkluftströmung mitgerissen. Sehr große Partikel mit großen Partikelrelaxationszeiten werden nur wenig umgelenkt und behalten ihre initiale Bewegungsrichtung bei. Die mittleren Partikelgrößen bilden einen charakteristischen Torus rund um den Glockenteller aus, dessen

Form und Ausprägung von den Prozessparametern abhängt. Diese Phänomene wurden qualitativ und quantitativ in experimentellen (Scholz 1998; Akafuah et al. 2010; Ahmad et al. 2019) und numerischen (Ye & Domnick 2017; Zhu et al. 2010) Arbeiten bereits untersucht und näher beschrieben.

### 2.3.4 Numerische Lackiersimulationen

Die Entwicklung von industriell nutzbaren numerische Lackiersimulationen mittels Euler-Lagrange-Methode hat ihren Ursprung in den 90er Jahren. Ziele dieser Simulationen sind in erster Linie die Vorhersage der Schichtdickenverteilung auf dem Lackierobjekt sowie ein vertieftes Verständnis der physikalischen Vorgänge bei der Spritzlackierung. Die bisherigen Arbeiten umfassen sowohl statische Simulationen (Zerstäuber wird nicht bewegt) als auch dynamische Simulationen (Zerstäuber entlang eines Lackierpfads bewegt).

In den statischen Simulationen wird der Zerstäuber senkrecht zu einem Lackierobjekt (meistens ebene Platte) in einem definierten Lackierabstand positioniert und die Schichtdickenverteilung berechnet. Untersucht wurden in diesen Arbeiten (Ye et al. 2005; Domnick et al. 2005; Colbert & Cairncross 2006; Viti et al. 2010; Güttler et al. 2017) die Implementierung von Modellen (z. B. Elektrostatik), der Einfluss von Prozessparametern, Turbulenzmodellen sowie zu einem sehr geringen Teil der initialen Partikelbedingungen (Colbert 2007).

Die Implementierung und Berechnung des elektrostatischen Felds kann derzeit als verifiziert betrachtet werden, jedoch ist die Partikelladung als Eingangsgröße (s. Abschnitt 2.3.2) nicht hinreichend modellierbar.

Hinsichtlich der Turbulenzmodelle wurden sowohl mit dem  $k-\varepsilon$  (Colbert & Cairncross 2006) als auch dessen Modifikationen  $k-\varepsilon$ -Renormalisation-Group (Domnick et al. 2005) und  $k-\varepsilon$ -Realizable (Ye & Domnick 2017) sowie Reynolds-Spannungsmodellen (Güttler et al. 2017) gute Ergebnisse der simulierten Schichtdickenverteilung erzielt. Dennoch gibt es bei allen Autoren keine Einigkeit über ein zu verwendendes Turbulenzmodell. Nicht zuletzt ist die Frage nach den implementierten Turbulenzmodellen in dem verwendeten Computational-Fluid-Dynamics (CFD)-Programm hierfür ausschlaggebend.

Dynamische Simulationen stellen letztendlich den industriellen Anwendungsfall dar, in welchem die Simulation entlang des Lackierroboterpfads durchgeführt wird. Die dynamischen Simulationen können wiederum in zwei Modellansätze unterteilt werden, die in Bezug auf die Vorhersagegüte und der Performanz signifikante Unterschiede aufweisen (Chen et al. 2017). Der erste Ansatz ist die sogenannte Projektionsmethode (Andulkar et al. 2015a; Andulkar et al. 2015b; Conner et al. 2005), in welcher – vereinfacht ausgedrückt – ein statisches Spritzbild entlang des Lackierpfads auf dem Lackierobjekt aufintegriert wird. Diese Methode ist äußerst performant, zeigt jedoch erhebliche Defizite bei gekrümmten bzw. komplexen Bauteilen und



kann keine Sekundäreffekte, wie z. B. elektrostatischen Umgriff, auflösen. Der zweite Ansatz, welcher zugleich im Fokus dieser Arbeit steht, sind die numerischen Lackiersimulationen.

Im Mittelpunkt der Forschung hinsichtlich der dynamisch durchgeführten numerischen Lackiersimulationen stehen hierbei Fragestellungen rund um die Handhabung der Rechengitter, da mit jeder Zerstäuberbewegung körperkonforme Rechengitter aktualisiert werden müssen. Toljic et al. (2012) sowie Poppner (2007) nutzten in ihren Simulationen die kommerzielle CFD-Software Ansys®Fluent unter Verwendung von dynamischen Gittern mit dem Ergebnis, dass die Rechenzellen sehr grob gewählt werden mussten, um eine dynamische Gittererzeugung zu realisieren. Insbesondere um die kompressible Strömung in der Glockentellernähe aufzulösen, mussten auf umständliche Art und Weise fixierte Gitter in imaginären Boxen (auch Cage-Target-Technik (Poppner 2007)) implementiert werden.

Ein moderner Ansatz ist das Chimera-Verfahren (auch Overset-Methode), wobei geometrisch zugeordnete Gitter überlappt werden. Diesen Ansatz verfolgte Ritz (2018) in einer Simulation der Decklackapplikation entlang eines Roboterpfads mit mehreren Hochrotationszerstäubern. Damit konnten die bisherigen Probleme der dynamischen Gitter zwar gelöst werden, jedoch betrug die Rechenzeit vier Wochen auf einem Rechengitter mit ca. 30 Mio. Zellen.

Eine sehr effiziente Methode für eine dynamische Simulation ist die Immersed-Boundary-Methode. Für die Anwendung in Lackiersimulationen haben Mark et al. (2011), Mark et al. (2013) und Edelvik et al. (2017) ein eigenes CFD-Programm (IPS AB 2021) entwickelt, das zudem Grafikkarten zur beschleunigten Rechnung nutzt. Dieses nicht-körperkonforme Gitter ist rein statisch und wird nur im Bereich der Lenkluftströmung durch dynamische Gitterverfeinerung adaptiert. Der Hochrotationszerstäuber kann durch dieses statische Gitter bewegt werden, da im Grenzschichtbereich die Immersed-Boundary-Zellen verwendet werden.

Unabhängig davon, ob die Simulationen statisch oder dynamisch durchgeführt wurden, mussten Rand- und Anfangsbedingungen zur Berechnung der Partikelflugbahnen gesetzt werden. In der Tabelle 2.6 sind die initialen Partikelbedingungen von mehreren Autoren zusammengefasst.

Die überwiegende Mehrheit der Autoren verwendete für die Partikelgrößenverteilung experimentelle Daten, die zumeist mittels Laserbeugungsspektroskopie gemessen wurden. Einige Autoren weisen insbesondere auf die Sensitivität dieser als Eingangsdaten hin. Auch das Rayleigh-Limit-Modell wurde vielfach verwendet, wobei oftmals der Skalierungsfaktor von Domnick et al. (2005) in Höhe von  $C_q = 5\%$  zitiert und verwendet wurde.

Hinsichtlich der initialen Partikelpositionen und -geschwindigkeiten sind die Angaben lückenhaft und intransparent. Die initialen Partikelgeschwindigkeiten weisen zudem eine große Spannweite auf und beinhalten mehrheitlich keine Angaben zur initialen Axialgeschwindigkeit. Die Bedeutung der initialen Partikelbedingungen auf die Partikeldeponierung haben sowohl

Osman et al. (2015) als auch Colbert (2007) erkannt und analysiert. Osman et al. (2015) untersuchten die Variationen der initialen Partikelpositionen und -geschwindigkeiten mit dem Ergebnis, dass die initiale Geschwindigkeit und Richtung die größten Auswirkungen auf die Partikeldeponierung hatten. Colbert (2007) kam zu den Ergebnissen, dass

- mit größerer radialer Position der Partikelinjektion der Sprühkegel ganzheitlich breiter wird und der Auftragswirkungsgrad steigt,
- eine Änderung der axialen Position unterhalb des Glockentellers bis zu 1 mm eine signifikante Auswirkung auf die Partikeldeponierung hat,
- die Axialgeschwindigkeit erst bei höheren Werten (hier 96 % der Luftgeschwindigkeit) signifikant ist und das Spray schmaler macht,
- die Radialgeschwindigkeit und Tangentialgeschwindigkeit keinen signifikanten Einfluss auf die Partikeldeponierung hat,
- die Art der Ladungsverteilung auf den Partikeln signifikant ist und Oberflächenmodelle gegenüber Volumenmodellen zu höheren Deponierungsraten führen und
- durch höhere Hochspannung das Spritzbild breiter wird.

Es ist anzumerken, dass Colbert (2007) in seinen Untersuchungen einen Hochrotationszerstäuber verwendete, der in seinen Betriebsparametern eine sehr geringe Lenkluftgeschwindigkeit im Bereich der Glockentellerkante (0,66 m/s bis 8,90 m/s) gegenüber derzeit gebräuchlichen Hochrotationszerstäuber von bis zu 150 m/s hatte.

Basierend auf der Zusammenstellung zu den initialen Partikelbedingungen in Tabelle 2.6 wird der Kern der Forschungslücke deutlich, welcher darin besteht, dass eine systematische Vorgehensweise sowie Transparenz zur Ableitung der initialen Partikelbedingungen fehlt. Mit Ausnahme der Arbeit von Colbert (2007), existiert nur sehr wenig Wissen zu den Ursache-Wirkungs-Beziehungen zwischen den initialen Partikelbedingungen und den damit simulierten Lackierergebnissen. Neben den initialen Partikelbedingungen wurden weitere Eingangsgrößen, wie z. B. CAD-Modell des Zerstäubers, sowie der Einfluss von konzeptioneller und numerischer Modellierung, wie z. B. Turbulenzmodell, Gitterfeinheit, bisher nicht in einer ganzheitlichen Betrachtung einbezogen.

Tabelle 2.6: Initiale Partikelbedingungen für numerische Lackiersimulationen verschiedener Autoren

Autor	Position	Geschwindigkeit	Größe	Ladung
Scheibe (2000)	$z_{\text{off}} = n. a.$ $r_{\text{off}} = n. a.$ »close to bell edge«	nach Hinze & Milborn (1950)	experimentell	Rayleigh-Limit-Modell mit $C_q = n. a.$
Ye et al. (2005)		$\mathbf{v}_{\text{ax,p,inj}} = n. a.$ $\mathbf{v}_{\text{tan,p,inj}} = n. a.$ $\mathbf{v}_{\text{rad,p,inj}} = n. a.$	experimentell	Rayleigh-Limit-Modell mit $C_q = 5\%$
Donnick et al. (2005)	$z_{\text{off}} = n. a.$ $r_{\text{off}} = n. a.$	$\mathbf{v}_{\text{ax,p,inj}} = n. a.$ $\mathbf{v}_{\text{tan,p,inj}} = \mathbf{v}_{\text{tan,p,0}}$ $\mathbf{v}_{\text{rad,p,inj}} = n. a.$	experimentell	Rayleigh-Limit-Modell mit $C_q = 5\%$
Colbert & Cairncross (2005)	$z_{\text{off}} = 0 \text{ mm}$ $r_{\text{off}} = 0 \text{ mm}$ bis 1,5 mm	$\mathbf{v}_{\text{ax,p,inj}} = n. a.$ $\mathbf{v}_{\text{tan,p,inj}} = n. a.$ $\mathbf{v}_{\text{rad,p,inj}} = n. a.$	Log-Normalverteilung	Oberflächenmodell mit $C_q = n. a.$
Poppner (2007)	$z_{\text{off}} = n. a.$ $r_{\text{off}} = n. a.$	$\mathbf{v}_{\text{ax,p,inj}} = n. a.$ $\mathbf{v}_{\text{tan,p,inj}} = n. a.$ $\mathbf{v}_{\text{rad,p,inj}} = n. a.$	26 Partikelklassen	Rayleigh-Limit-Modell mit $C_q = 1\%$ bis 10%
Viti et al. (2010)	$z_{\text{off}} = 1 \text{ mm}$ $r_{\text{off}} = 0 \text{ mm}$	$\mathbf{v}_{\text{ax,p,inj}} = n. a.$ $\mathbf{v}_{\text{tan,p,inj}} = 0,8\mathbf{v}_{\text{tan,p,0}}$ $\mathbf{v}_{\text{rad,p,inj}} = n. a.$	experimentell	Rayleigh-Limit-Modell mit $C_q = 5\%$
Toljic et al. (2011)	$z_{\text{off}} = n. a.$ $r_{\text{off}} = n. a.$	$\mathbf{v}_{\text{ax,p,inj}} = 40 \text{ m/s}$ $\mathbf{v}_{\text{tan,p,inj}} = n. a.$ $\mathbf{v}_{\text{rad,p,inj}} = 13 \text{ m/s}$	experimentell	variiert in Untersuchung
Mark et al. (2013)	experimentell (LDA)	experimentell (LDA)	experimentell	Oberflächenmodell mit $C_q$ durch Abgleich exp. Daten nach Bell & Hochberg (1981)
Soma et al. (2017)	»located at the rim of the bell«	$\mathbf{v}_{\text{ax,p,inj}} = n. a.$ $\mathbf{v}_{\text{tan,p,inj}} = 0,1$ bis $0,35\mathbf{v}_{\text{tan,p,0}}$ $\mathbf{v}_{\text{rad,p,inj}} = n. a.$	experimentell	
Ritz (2018)	$z_{\text{off}} = \text{»Dicht unterhalbdes Glockentellers«}$ $r_{\text{off}} = n. a.$	$\mathbf{v}_{\text{ax,p,inj}} = n. a.$ $\mathbf{v}_{\text{tan,p,inj}} = n. a.$ $\mathbf{v}_{\text{rad,p,inj}} = n. a.$	experimentell	Rayleigh-Limit-Modell mit $C_q = 5\%$
Pendar & Páscoa (2021)	$z_{\text{off}} = n. a.$ $r_{\text{off}} = n. a.$	$\mathbf{v}_{\text{ax,p,inj}} = n. a.$ $\mathbf{v}_{\text{tan,p,inj}} = \mathbf{v}_{\text{tan,p,0}}$ $\mathbf{v}_{\text{rad,p,inj}} = n. a.$	TAB-Modell	variiert in Untersuchung



# Kapitel 3

## Experimentelle Eingangs- und Validierungsdaten

Im Sinne einer systematischen Vorgehensweise zur Durchführung von numerischen Simulation (s. Abbildung 3.1) muss sich im ersten Schritt ein Bild über das zu simulierende System gemacht werden und die benötigten experimentellen Eingangsdaten müssen zusammengetragen werden. Welche Eingangsdaten als Minimalanforderung benötigt werden und welche nur unter Verwendung bestimmter Modelle zum Zuge kommen, wird in diesem Kapitel dargestellt. Darüber hinaus liegt der Fokus dieses Kapitels auf die experimentelle Bestimmung dieser Eingangsdaten und der Quantifizierung der damit verbundenen Unsicherheiten. Die quantifizierten Unsicherheiten der Messmethoden zur Bestimmung der Eingangsdaten dienen später als Grundlage zur ganzheitlichen Quantifizierung der Unsicherheiten in den numerischen Lackiersimulationen. Neben den reinen Eingangsdaten werden in diesem Kapitel zudem experimentelle Validierungsdaten thematisiert. Die Datengrundlage in diesem Kapitel stützt sich auf drei Säulen: a) Literaturdaten, b) Daten aus abgeschlossenen Forschungsprojekten des Fraunhofer IPA sowie c) eigene Untersuchungen. Es wird im jeweiligen Abschnitt darauf hingewiesen, welche Datengrundlage verwendet wurde, um die Eigenleistung des Autors darzustellen.

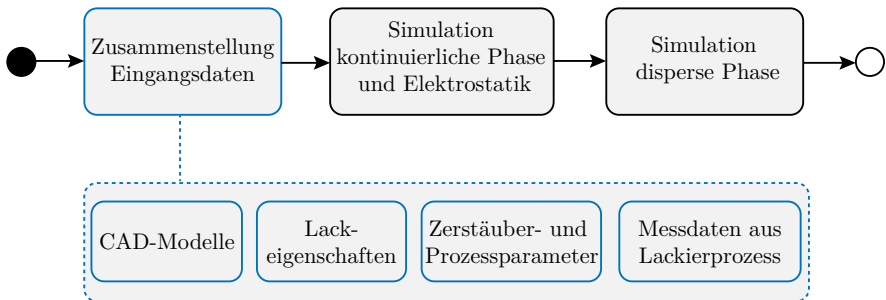


Abbildung 3.1: Darstellung zur systematischen Vorgehensweise von numerischen Lackiersimulationen: experimentelle Eingangs- und Validierungsdaten.

### 3.1 Übersicht der Eingangs- und Validierungsdaten

Eingangsdaten für numerische Lackiersimulationen werden in erster Linie dafür benötigt, den realen Lackierprozess in Form von Rand- und Anfangsbedingungen im virtuellen Lackierprozess abzubilden. Hierzu zählen 3D-Modelle vom Zerstäuber und Werkstück, Zerstäuber- und Prozessparameter, wie z. B. Farbmenge, Lenkluft oder Lackierabstand, sowie Lackeigenschaften, wie z. B. Flüssiglackdichte oder Festkörperanteil. Diese Informationen müssen im Vorfeld vom Anwender zusammengetragen und in den richtigen Einheiten und Datenformaten für die numerischen Lackiersimulationen bereitgestellt werden. Ergänzend zu den Eingangsdaten werden in dieser Arbeit auch experimentelle Validierungsdaten herangezogen, um Modelle (z. B. Turbulenzmodelle) zu validieren. Nicht immer kann zwischen Eingangs- und Validierungsdaten scharf getrennt werden. Am Beispiel eines Spritzbilds würde man vermuten, dass dieses in erster Linie zur Validierung dient, jedoch wird sich im Zuge dieser Arbeit herausstellen, dass dies eine der wichtigsten Eingangsgrößen darstellt. Tabelle 3.1 bietet eine Übersicht der Eingangs- und Validierungsdaten mit Verweis auf die Verwendung in numerischen Lackiersimulationen.

### 3.2 Verwendete Hochrotationzerstäuber, Prozessparameter und Lackmaterialien

In der vorliegenden Arbeit wurden hauptsächlich zwei Hochrotationszerstäuber mit Kontaktaufladung: picoBell HiBlow II (Fa. LacTec-EISENMANN) und RoboBell RB1000-SSD (Fa. ABB), verwendet. Obwohl beide Zerstäuber vom Grundprinzip her gleich sind, so unterscheiden sich diese in mehreren Details (z. B. Glockentellerform und -durchmesser, Anzahl und Winkel der Lenkluftdüsen). Mit der Wahl dieser beiden Hochrotationszerstäuber wurde auf der wissenschaftlichen Seite beabsichtigt, ein breiteren Erkenntnisgewinn abzudecken. Auf anwendungstechnischen Seite hingegen sowohl die Allgemeinindustrie als auch die Automobilindustrie zu adressieren.

Abbildung 3.2 zeigt die äußeren Zerstäuberkomponenten der picoBell HiBlow II (Fa. LacTec-EISENMANN) sowie der RoboBell RB1000-SSD (Fa. ABB). Beide Hochrotationszerstäuber sind im grundlegenden Aufbau und der Bauform sehr ähnlich. Die Lenkluftringe bestehen aus einer inneren ( $LL_{in}$ ) sowie einer äußeren Lenkluft ( $LL_{au}$ ), welche aus ringförmig und gleichmäßig verteilten Lenkluftdüsen mit unterschiedlichem Radialabstand zur Rotationsachse bestehen.

Der unterschiedliche Austrittswinkel der inneren und äußeren Lenkluftdüsen dient zur variablen Einstellung der Spritzbildbreite. Durch höhere Volumenströme auf der äußeren

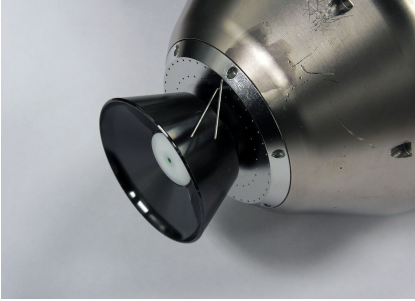
Tabelle 3.1: Übersicht der Eingangs- und Validierungsdaten für numerische Lackiersimulationen mit Art der Verwendung. Eingangsdaten sind in der Spalte mit dem Buchstaben E und Validierungsdaten mit dem Buchstaben V gekennzeichnet.

	Verwendung	E	V
<b>3D-Modelle</b>			
Hochrotationszerstäuber	Bestandteil des simulierten Systems	•	
Lackierobjekt	Bestandteil des simulierten Systems	•	
<b>Lackeigenschaften</b>			
Flüssiglackdichte	Berechnung Partikelmasse	•	
Trockenlackdichte <sup>1</sup>	Berechnung Spritzbild und Auftragswirkungsgrad	•	
Festkörperanteil (gravimetrisch) <sup>1</sup>	Berechnung Spritzbild und Auftragswirkungsgrad	•	
Festkörperanteil (volumetrisch) <sup>1</sup>	Berechnung Spritzbild und Auftragswirkungsgrad	•	
Oberflächenspannung (optional)	Partikelinjektionsmodell	•	
<b>Zerstäuberparameter</b>			
Farbmenge	Partikelinjektionsmodell	•	
Drehzahl Glockenteller	Randbedingung Drehzahl Glockenteller	•	
Hochspannung	Randbedingung Elektrostatik	•	
Lenkluftvolumenströme	Massenstrom-Einlass Lenkluftdüsen	•	
<b>Prozessparameter</b>			
Kabinensinklufte	Geschwindigkeitseinlass an Lackierkabinendecke	•	
Lackierabstand	Bestandteil des simulierten Systems	•	
Lackierwinkel	Bestandteil des simulierten Systems	•	
Lackiergeschwindigkeit	Berechnung Spritzbild und Auftragswirkungsgrad	•	
Lackierbahn	dynamische Lackiersimulation	•	
<b>Messdaten aus Lackierprozess</b>			
Auftragswirkungsgrad	metamodellbasierte Kalibrierung		•
Spritzbild	metamodellbasierte Kalibrierung	•	•
Ableitstrom	metamodellbasierte Kalibrierung	•	•
Partikelgrößenverteilung	Partikelinjektionsmodell	•	
<b>Lenkluftgeschwindigkeit</b>			
LDA-Messung	Validierung Turbulenzmodell		•

<sup>1</sup> Zwingend erforderlich ist der volumetrische Festkörperanteil. Steht dieser nicht zur Verfügung, muss dieser gemäß Gleichung (3.1) über Flüssig- und Trockenlackdichte sowie gravimetrischem Festkörperanteil berechnet werden.

Lenkluft wird das Spritzbild durch den stärker induzierten Drall breiter und durch höhere Volumenströme auf der inneren Lenkluft schmaler.

Der glatte Glockenteller der picoBell HiBlow II hat einen Durchmesser von 50 mm. Die RB1000 SSD hingegen ist mit einem strichgerändelten Glockenteller mit 70 mm Durchmesser ausgestattet. Die verwendeten Prozesseinstellungen beider Zerstäuber sind in Tabelle 3.2 angegeben. Die Wahl der Zerstäuberparameter, insbesondere die der Lenkluftvolumenströme, erfolgte im Hinblick auf den zu erwartenden Drall der Strömung im Zusammenhang mit den Spritzbildern in Abbildung A.1. Die experimentellen Spritzbilder der picoBell HiBlow II



(a) LacTec-EISENMANN picoBell HiBlow II



(b) ABB RB1000 SSD

Abbildung 3.2: In dieser Arbeit verwendete Hochrotationszerstäuber. In (a) wurden Nadeln in die Lenkluftdüsen gesteckt, um deren Austrittswinkel zu visualisieren. Äquivalent dazu ist in Abbildung 3.6 der Austrittswinkel der Lenkluftdüsen an der RB1000 SSD visualisiert. Quelle: Fraunhofer IPA (o. J.)

Tabelle 3.2: Prozessparameter der verwendeten Hochrotationszerstäuber

Parameter	picoBell HiBlow II		RB1000 SSD		Einheit
	Brush 1	Brush 2	Brush 1	Brush 2	
Volumenstrom Lack $\dot{V}_l$	250	300	250	250	ml/min
Volumenstrom innere Lenkluft $\dot{V}_{LL_{in}}$	200	300	500	75	std l/min
Volumenstrom äußere Lenkluft $\dot{V}_{LL_{au}}$	250	240	75	500	std l/min
Glockentellerdrehzahl $n_{GT}$	50000	50000	35000	35000	1/min
Hochspannung $HV$	65000	65000	65000	65000	V
Lackierabstand $z_{la}$	200	200	200	200	mm
Lackiergeschwindigkeit $v_{la}$	150	180	150	150	mm/s

für Brush 1 und Brush 2 unterscheiden sich erheblich in ihrer Spritzbildbreite, obwohl die Lenkluftvolumenströme lediglich moderat unterschiedlich sind.

Im Gegensatz dazu sind die Spritzbilder der RB1000 SSD nahezu identisch, obwohl die Lenkfluteinstellungen sich deutlich voneinander unterscheiden. Dies stellt einen besonders interessanten Untersuchungsfall dar, da die Drallintensität beider Brushes erheblich voneinander abweichen, sollten dadurch bedingt auch die Spritzbildbreiten merklich unterschiedlich sein. Die anderen Zerstäuberparameter wurden bei beiden Hochrotationszerstäubern nach Expertenwissen der Mitarbeiter des Fraunhofer IPA in der Hinsicht gewählt, dass diese zum einen an Parametern der Automobilindustrie orientiert sind und zum anderen nicht in Grenzbereichen der Zerstäuber gearbeitet wird.

Die experimentellen Untersuchungen wurden im Lackiertechnikum des Fraunhofer IPA im industriellen Maßstab bei kontrollierten Betriebsbedingungen von 23 °C und einer relativen Luftfeuchtigkeit von 60 % durchgeführt. Zudem verfügt die Lackierkabine (s. Abbildung 2.1)



über eine Frischluftzufuhr mit einer Luftsinkgeschwindigkeit von konstanten 0,3 m/s sowie einer Nassauswaschung, um entstandenen Overspray abzutransportieren. Die Steuerung, Versorgung und Bewegung der Hochrotationszerstäuber erfolgte durch einen 6-Achs-Lackierroboter der Firma ABB vom Typ IRB 5400.

In den experimentellen Untersuchungen wurde primär ein lösemittelbasierter Zweikomponentenlack (Lackeigenschaften s. Tabelle 3.4) aus der Landmaschinenindustrie verwendet. Gewählt wurde dieser, da er mit kontaktaufgeladenen Hochrotationszerstäubern versprüht werden kann und eine lange Lagerstabilität (12 Monate) aufweist, sodass Einflüsse durch Chargenschwankungen über einen längeren Untersuchungszeitraum vermieden werden. Darüber hinaus ermöglicht dieser Decklack eine vernetzte Beschichtung (Zielschichtdicke 50  $\mu\text{m}$ ) über einen Einschichtaufbau zu erzeugen. Dadurch werden die Unsicherheiten bei der magnetinduktiven Schichtdickenmessung (z. B. kein geschlossener Lackfilm oder Eindrücken der Messsonde in die Beschichtung) reduziert.

### 3.3 Virtuelle Nachbildung eines Hochrotationszerstäubers

Das 3D-Modell des Hochrotationszerstäubers ist für Lackiersimulationen essentiell, jedoch aus Sicht des Anwenders von numerischen Lackiersimulationen eines der am wenigsten greifbaren Eingangsdaten. Lackiersimulationen werden in den meisten Fällen vom Lackieranlagenbetreiber durchgeführt bzw. gefordert, welcher i. d. R. keinen Zugriff auf die 3D-Modelle des Zerstäuberherstellers hat. In diesem Fall muss das 3D-Modell aus anderen Quellen nachgebildet werden.

In diesem Abschnitt wird ein mögliches methodisches Vorgehen dargestellt, für den Fall, dass ein Zerstäuber physisch vorliegt und die simulationsrelevanten Komponenten nachgebildet werden müssen. Im Rahmen eines statistischen Versuchsplans werden die potentiellen Unsicherheiten bei der virtuellen Nachbildung auf das Spritzbild und dessen Kennwerte untersucht und kenntlich gemacht. Im Vorfeld wird angemerkt, dass der Fokus auf der Ursache-Wirkungs-Beziehung liegt und dieser Abschnitt nicht als eine detaillierte Anleitung für virtuelle Nachbildungen verstanden werden soll.

Für die Simulation der externen Strömung (Lenkluftströmung) werden der Glockenteller (s. Abbildung 3.3a), der Lenkluffring mit Lenklufthäusern (s. Abbildung 3.3b) sowie ein Teil des Zerstäubergehäuses (s. Abbildung 3.3c) benötigt. Interne Strömung werden, mit Ausnahme der Lenklufthäusern, in dieser Arbeit nicht näher betrachtet, da von einer homogenen Volumenstromverteilung auf den Lenklufthäusern ausgegangen wird und interne Zerstäuberkomponenten sehr schwierig virtuell nachzubilden sind. Als Anforderung an die virtuelle Nachbildung wird für die anschließende Gittergenerierung vorausgesetzt, dass das 3D-Modell ein geschlossener

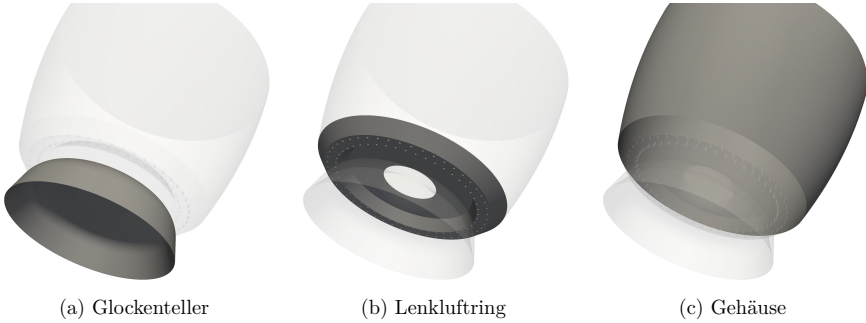


Abbildung 3.3: Benötigte Komponenten eines Hochrotationszerstäubers für numerische Lackiersimulationen

Volumenkörper ist. Als nicht notwendige Voraussetzung, jedoch für CFD-Simulationen empfehlenswert, sollte der Detaillierungsgrad des 3D-Modells so gering wie möglich gestaltet sein, um eine unnötig hohe Anzahl an Rechenzellen an diesen Stellen zu vermeiden.

### 3.3.1 Methodik der virtuellen Nachbildung

Für die virtuelle Nachbildung sind in vielen Bereichen der Produktentwicklung und Produktionstechnik bereits Methoden, wie z. B. 3D-Scanner, fest etabliert, welche auch in dieser Arbeit herangezogen wurden. Auch einfache Hilfsmittel, wie Messschieber, Winkellehren oder Düsenlehren, können für die virtuelle Nachbildung herangezogen werden.

#### Virtuelle Nachbildung des Glockentellers

Grob betrachtet sind die Konturen von Glockentellern an allen Hochrotationszerstäubern sehr ähnlich, dennoch unterscheiden sich diese vor allem im Durchmesser, der äußeren und inneren Konturlinien, der Rändelung sowie der verwendeten Verteilerscheibe. Einige Glockenteller haben lineare Konturformen, welche mit händischen Messlehren zuverlässig nachgebildet werden können. Bestehen die Konturen des Glockentellers aus komplexeren Formen können diese mit einem 3D-Scanner aufgenommen werden. Bei der virtuellen Nachbildung des Glockentellers wird der Detaillierungsgrad des realen Pendants reduziert. Zum einen wird auf die Rändelung verzichtet, da die sehr feinen Rillen unweigerlich zu einer sehr hohen Anzahl an Rechenzellen in diesem Bereich führen würden. Zum anderen wird die Verteilerscheibe (s. Abbildung 3.2a) durch eine einfache geschlossene Fläche ersetzt.

Einige Hochrotationszerstäuber verfügen zudem über eine Freihalteluft zur Vermeidung von Lackkontamination, welche über kleine Düsen im oberen innenseitigen Bereich des Glockentellers zugeführt wird. Der Volumenstrom der Freihalteluft wird auf der Prozessseite in der Regel

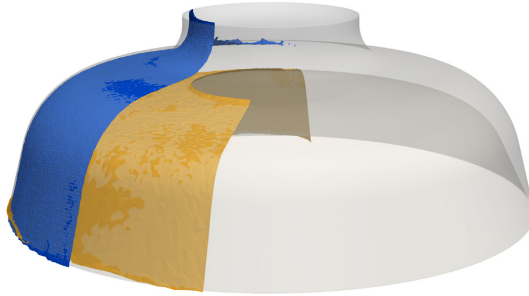


Abbildung 3.4: Nachgebildeter Glockenteller auf Basis eines 3D-Scans.

nicht exakt erfasst, weil dieser zum Teil auf Abzweigungen von internen Volumenströmen, wie z. B. Turbinenluft, besteht. Aufgrund dieser nicht quantifizierten Randbedingung wurde entschieden, diese Freihalteluft nicht abzubilden. Gleiches gilt für etwaige Luftströme oberhalb der Verteilerscheibe des Glockentellers.

### Virtuelle Nachbildung des Lenkluftrings und des Zerstäubergehäuses

Der Lenkluftring ist diejenige Zerstäuberkomponente, welche die angelegten Lenkluftvolumenströme entsprechend der Anzahl und Richtung der Lenkluftdüsen verteilt. Während die Nachbildung der äußeren Kontur trivial ist, muss bei den Lenkluftdüsen höchstmögliche Präzision angestrebt werden. Da die Düsendurchmesser im Bereich von 0,5 mm bis 1,0 mm liegen, führt dies bei hohen Lenkluftvolumenströmen zu größeren Unsicherheiten der Düsenaustrittsgeschwindigkeiten. Aus diesem Grund stehen im Mittelpunkt der Nachbildung der Düsendurchmesser sowie die Winkelorientierung ( $\theta_{LL}$ ,  $\varphi_{LL}$ ) der Düsen relativ zum Punkt  $P_{LL}$  entsprechend der Definition in Abbildung 3.5. Um die Dimensionen und Winkel der Lenkluftdüsen zu bestimmen, haben sich methodisch Mikroskopaufnahmen, Passstifttests (s. Abbildung 3.6b) und der Wassertest (s. Abbildung 3.6c) bewährt. Mikroskopaufnahmen in Aufsicht oder mittels Laserscanning haben den Vorteil, dass diese die Düsen stark vergrößern und die benötigten Durchmesser  $d_{LL,major}$  und  $d_{LL,minor}$  über entsprechende Bildauswertesoftware vermessen werden können. Über die Durchmesser  $d_{LL,major}$  und  $d_{LL,minor}$  des ellipsenförmigen Düsenaustritts kann der Verkippungswinkel  $\theta_{LL} = \arccos(d_{LL,minor}/d_{LL,major})$  berechnet werden, wohingegen der Rotationswinkel  $\varphi_{LL}$  manuell über die Richtung von  $d_{LL,major}$  mittels Winkelmesser bestimmt werden kann. Unsicherheiten bestehen bei den Mikroskopaufnahmen vor allem durch das verwendete Aufsicht, was je nach verwendeter Intensität die Konturlinie der Lenkluftdüsen visuell leicht verschiebt. Die händische Bildauswertung beinhaltet ebenso Unsicherheiten in der Durchmesserbestimmung. Um die Ergebnisse der optischen Maßbestimmung zu kontrollieren, können Passstifte mit definierten Durchmessern

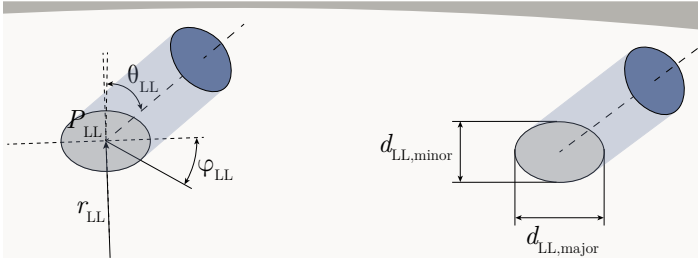
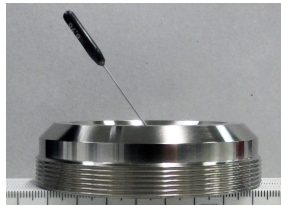


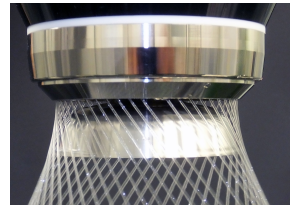
Abbildung 3.5: Bemaßungsskizze der Lenkluftdüsen im 3D-Modell. Die Position  $P_{LL}$  ist gegeben durch die Radialkoordinate  $r_{LL}$  am Boden des Lenkluft rings und die Anzahl der Düsen auf einem Kreis. Die Position  $P_{LL}$  bestimmt zugleich den Koordinatenursprung für die Winkelkoordinaten  $\theta_{LL}$  und  $\varphi_{LL}$ , welche die Austrittsrichtung der Lenkluftströmung definieren.



(a) Laserscanning



(b) Passtifttest, Quelle: Fraunhofer IPA (o. J.)



(c) Wassertest, Quelle: Fraunhofer IPA (o. J.)

Abbildung 3.6: Methoden zur Nachbildung der Lenkluftdüsen. Mittels Mikroskopieaufnahmen (a) kann mit hoher Präzision der Durchmesser der Lenkluftbohrung bestimmt werden. Beim Passtifttest (b) wird ein Passtift mit entsprechendem Durchmesser in die Lenkluftbohrung geführt. Beim Wassertest (c) wird die Druckluft durch eine Wasserzufuhr ersetzt, was zudem eine Überprüfung der Funktionsfähigkeit jeder einzelnen Düse ermöglicht.

bzw. von Wasser (s. Abbildung 3.6c) anstelle der Lenkluft verwendet werden. Der Passtifttest unterliegt zum einen der Fertigungstoleranz der Passtifte selbst, zum anderen der diskreten Durchmessereinteilung der vorhandenen Passtifte. Der Nachteil dieser mechanischen Überprüfungsmethode besteht in der potentiellen Gefahr, die Lenkluftdüsen zu beschädigen, weshalb diese nur im Rahmen einer Spielpassung angewandt werden kann und somit einen entsprechenden Fehler beinhaltet.

Der Wassertest umgeht die Spielpassung unter der Voraussetzung, dass der angelegte Wasserdruck hoch genug ist, um zugleich auch Schwerkrafteinflüsse zu vermeiden. Darüber hinaus ist der Wassertest für die Lackiertechnik ein wichtiger Funktionstest zur Überprüfung der Lenkluftdüsen.

Eine weitere, jedoch hier nicht verwendete Methode stellen computertomographische 3D-Scans dar, welche sowohl für den Glockenteller als auch den Lenkluftring genutzt werden können. Der Vorteil dieses Verfahrens besteht, neben dem hohen Detaillierungsgrad, in der Möglichkeit, auch die inneren Strukturen zu erfassen.

### 3.3.2 Auswirkung der Nachbildungsunsicherheiten

Die Auswirkung der Unsicherheiten in der virtuellen Nachbildung des Lenkluftrings, genau genommen der Lenklufldüsen, wurde über einen zweistufig vollfaktoriellen Versuchsplan mit fünf Faktoren (s. Tabelle 3.3) in numerischen Lackiersimulationen untersucht. Als Hochrotationszerstäuber dient die RB1000 SSD unter Verwendung der Prozessparameter Brush 1 und des Simulationsablaufs 3 sowie der initialen Partikelbedingungen gegeben in Tabelle B.8.

Tabelle 3.3: Versuchsplan zum Einfluss der Nachbildungsfehler auf das simulierte Spritzbild. Der Faktorraum wurde über die Messwerte und Unsicherheiten der Messmittel ausgelegt.

Faktor	Zentralpunkt	Minimum	Maximum
Radialkoordinate innere Lenkluft $r_{LL_{in}}$	30,75 mm	30,50 mm	31,00 mm
Radialkoordinate äußere Lenkluft $r_{LL_{au}}$	34,50 mm	34,20 mm	34,70 mm
Winkel innere Lenkluft $\theta_{LL_{in}}$ ( $\varphi_{LL_{in}} = 90^\circ$ )	8°	3°	13°
Winkel äußere Lenkluft $\theta_{LL_{au}}$ ( $\varphi_{LL_{au}} = 0^\circ$ )	35°	30°	40°
Düsendurchmesser <sup>1</sup> $d_{LL,minor}$	0,71 mm	0,66 mm	0,76 mm

<sup>1</sup> für  $LL_{in}$  und  $LL_{au}$  identisch

Mit der Wahl der Prozessparameter für diesen Versuchsplan wird bereits im Vorfeld erwartet, dass die Einflüsse der inneren Lenkluft deutlich überwiegen, da diese im Brush 1 der RB1000 SSD einen 6,66-mal höheren Lenkluftvolumenstrom bei gleicher Anzahl und Dimensionen der Düsen gegenüber der äußeren Lenkluft hat. Dennoch fiel die Wahl auf diese Prozesseinstellung, da die Quantifizierung der Unsicherheiten in dieser Arbeit überwiegend an diesem Brush vorgenommen wurde und somit eine Vergleichbarkeit gegeben ist.

Als Bewertungskriterien wurden der Auftragswirkungsgrad  $\eta_{pr}$  sowie die charakteristische Spritzbildbreite  $SB_{50}$  herangezogen. Aus der Faktoranalyse mit den Haupteffektdiagrammen in Abbildung 3.7 geht erwartungsgemäß hervor, dass Faktoren der inneren Lenkluft denen der Äußeren überwiegen. Mit Bezug zu den Faktoren, welche die innere Lenkluft betreffen, zeigt der Einfluss der (recht genau messbaren) Ortskoordinate keinen signifikanten Einfluss auf die Spritzbildbreite und dem Auftragswirkungsgrad. Es ist ebenso ersichtlich, dass die Änderungen in der Winkelverkipfung einen größeren Einfluss als die Änderungen des Düsendurchmessers haben.

Die Bestimmung der Ortskoordinate der Lenklufldüsen mittels Messschieber kann schlussfolgernd aus der Sensitivitätsanalyse als zuverlässig und hinreichend genau betrachtet werden.

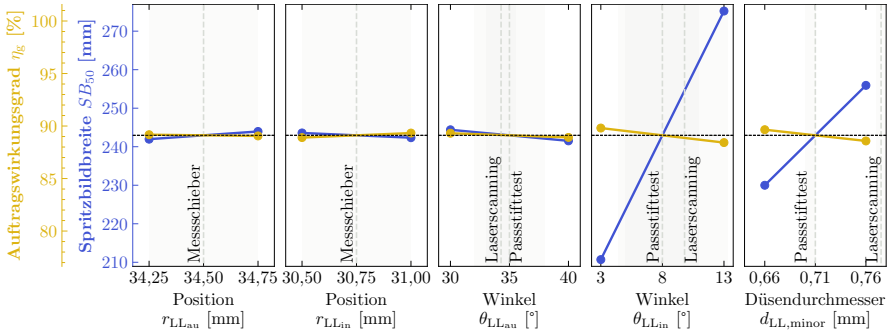


Abbildung 3.7: Haupteffektdiagramm zum Einfluss der Nachbildungsfehler auf die Spritzbildbreite und Auftragswirkungsgrad. Der grau hinterlegte Bereich entspricht dem Unsicherheitsbereich des angegebenen Messmittels. Für eine bessere Vergleichbarkeit sind die y-Achsen prozentual in Bezug zum Mittelwert gleich skaliert. Zerstäuber: RB1000 SSD, Parameter: Brush 1

Größte Unsicherheit in der virtuellen Nachbildung des Lenkluftrings mit zugleich signifikanten Auswirkungen auf die Spritzbildgeometrie ist die Winkelverkipfung, gefolgt vom Düsendurchmesser.

Wenngleich diese Untersuchung ausschließlich an Brush 1 durchgeführt wurde, so wird erwartet, dass Düsendurchmesser und Verkipfungswinkel ebenfalls für andere Prozesseinstellungen signifikant sind. Für die weiteren numerischen Untersuchungen wurde das 3D-Modell an den dargestellten Zentralpunkten verwendet.

### Zusammenfassung

Lenkluftring, Glockenteller sowie ein Teil des Zerstäubergehäuses sind essentieller Bestandteil in numerischen Lackiersimulationen und können nachgebildet werden, wenn kein originales 3D-Modell vorliegt.

Verwendung: Hauptbestandteil der Simulationsszene  
 Bestimmungsmethoden: Messlehren, Mikroskopaufnahmen, 3D-Scans, Fotos  
 größte Unsicherheit: Winkel und Düsendurchmesser der Lenkluft  
 Rückfalllösung: Ohne 3D-Modell kann keine Lackiersimulation durchgeführt werden. Dieser Fall ist in Praxisanwendung jedoch noch nicht eingetreten, da Bildaufnahmen i. d. R. zur Verfügung stehen.

## 3.4 Lackcharakterisierung

Als Minimalanforderung werden für alle numerischen Lackiersimulationen die Flüssiglackdichte für die Berechnung der Tropfenmasse im flüssigen Zustand sowie der volumetrische Festkörperanteil zur Berechnung der gehärteten Lackschichtdicke auf dem Lackierobjekt benötigt. Optional bei Verwendung des Rayleigh-Limit-Modells wird zusätzlich die Oberflächenspannung benötigt. In diesem Abschnitt werden die gängigen Messmethoden zur Bestimmung dieser Lackeigenschaften für den gewählten Zweikomponentenlack aufgeführt, hinsichtlich der Messunsicherheiten diskutiert sowie mit den Angaben aus dem technischen Datenblatt des Herstellers verglichen.

### 3.4.1 Versuchsdurchführung/-auswertung

Die Versuchsdurchführungen zur Bestimmung der Lackeigenschaften ist weitestgehend in Normen vorgeschrieben, weshalb diese Methoden nur soweit zum Verständnis dieser Arbeit dargestellt werden. Für detaillierte Vorgehensweisen wird auf die entsprechende Norm verwiesen.

#### Flüssiglackdichte

Die Flüssiglackdichte  $\rho_l$  ist die Dichte, welche der flüssige Lack vor dem Versprühen im Lieferzustand hat. Bestimmt wird diese mittels Pyknometer-Methode. Bei der Pyknometer-Methode wird die Dichte durch Wägung eines leeren und mit Lack gefüllten Pyknometers bei bekanntem Volumen nach der in DIN EN ISO 2811-1 angegebenen Vorgehensweise ermittelt.

#### Trockenlackdichte

Die Trockenlackdichte  $\rho_{tr}$  ist die Dichte, welche der Lack im ausgehärteten Zustand nach der Applikation auf dem Werkstück hat. Im Rahmen dieser Arbeit wurde die Trockenlackdichte über das Auftriebsverfahren (archimedisches Prinzip) sowie die Schwebemethode bestimmt. Bei der Auftriebsmethode wird ein genormtes Blech mit Lackmaterial entweder durch Eintauchen in einen Lacktopf oder mittels Spritzlackierung beschichtet und eingebrannt. Das beschichtete Blech wird anschließend in ein Eintauchmedium (dest. Wasser) bekannter Dichte getaucht, sodass mittels verbundener Wägung eine Auftriebskraft der Probe ermittelt wird. Ist zudem die Masse des unbeschichteten und des beschichteten Blechs in Luft sowie im Eintauchmedium bestimmt worden, kann die Trockenlackdichte bei bekannter Dichte des Eintauchmediums berechnet werden. (DIN EN ISO 3233-2)

Auch die Schwebemethode funktioniert nach dem Prinzip der Auftriebskraft, wobei diese den Spezialfall ausnutzt, dass bei gleicher Dichte einer Prüfflüssigkeit und der zu messenden

Festkörperprobe sich ein Schwebезustand einstellt. Hierzu wird eine kleine Probe des gehärteten Lackmaterials zusammen mit einer Prüfflüssigkeit in ein zylindrisches Probengefäß gegeben und die Dichte der Prüfflüssigkeit durch ein Wasser-Phosphorsäure-Gemisch variiert. Aufgrund des Dichteunterschieds zwischen Wasser und Phosphorsäure kann durch Zugabe von Wasser bzw. Phosphorsäure diejenige Dichte der Prüfflüssigkeit eingestellt werden, bei welcher die Lackprobe schwebt und somit die Dichte der Prüfflüssigkeit gleich der Trockenlackdichte entspricht. Die Dichte der Prüfflüssigkeit im Gleichgewichtszustand wird anschließend über ein Aräometer bestimmt.

### Festkörperanteil

Der Festkörperanteil ist der nicht-flüchtige Anteil (z. B. Bindemittel, Pigmente) in einem Flüssiglack, welcher nach der Applikation und Härtung den eigentlichen Lackfilm auf dem Werkstück bildet. Dieser kann sowohl gravimetrisch  $FK_g$  als auch volumetrisch  $FK_v$  bestimmt und angegeben werden. Vom Prinzip her wird nur der volumetrische Festkörperanteil zur Berechnung der Lackschichtdicke auf dem Lackierobjekt verwendet, da die Lackschichtdicke durch das Volumen bezogen auf eine Fläche definiert ist.

Bei der gravimetrischen Festkörperbestimmung wird der flüssige Lack in eine Prüfschale bekannter Masse gegeben und anschließend für einen definierten Zeitraum eingebrannt, sodass das Lösemittel verdampft. Über eine Differenzmassenmessung der Probenschale kann der gravimetrische Festkörperanteil berechnet werden (DIN EN ISO 3251).

Die Berechnung erfolgt über Gleichung (3.1) aus den bereits bekannten Lackeigenschaften Flüssiglackdichte, Trockenlackdichte sowie gravimetrischem Festkörperanteil.

$$FK_v = FK_g \frac{\rho_l}{\rho_{tr}} \quad (3.1)$$

### Oberflächenspannung

Die Oberflächenspannung  $\sigma_1$  eines Tropfens ist eine infolge von Molekularkräften ziehende Kraft einer Flüssigkeitsoberfläche mit der Auswirkung, diese zu verringern.

In dieser Arbeit wurde die Oberflächenspannung des flüssigen Lackmaterials mittels optischer Pendant-Drop-Methode statisch bestimmt. Bei dieser Methode wird die Kontur eines an einer Dosiernadel hängenden Tropfens optisch vermessen. Der hängende Tropfen steht im Gleichgewicht zwischen Oberflächenspannung und Schwerkraft, woraus sich eine Art Birnenform des Tropfens ergibt. Unter bekannter Dichte und gemessener optischer Tropfenkontur kann die Oberflächenspannung über die Young-Laplace-Gleichung durch Angleichen der theoretischen Tropfenform an die reale Tropfenform berechnet werden.



### 3.4.2 Ergebnisse/Messunsicherheiten

Die Lackcharakterisierung wurde in der vorliegenden Arbeit primär an einem lösemittelbasierten Zweikomponentenlack durchgeführt und wurde für einen Methodenvergleich durch weitere Lackarten, wie z. B. Wasserbasis- oder Klarlack, ergänzt. Diese Experimente wurden vom Fachpersonal des Fraunhofer IPA durchgeführt.

Die Bestimmung der Flüssiglackdichte mittels Pyknometer sowie die gravimetrische Festkörperbestimmung sind sehr zuverlässige Methoden mit wenig Fehlerquellen. Neben gerätespezifischen Fehlern (z. B. Waage) beziehen sich die Fehlerursachen auf die Handhabung des Lackmaterials. So muss beim Befüllen des Pyknometers darauf geachtet werden, dass möglichst keine Luftblasen im Lackmaterial entstehen, insbesondere bei zuvor angemischten Zweikomponentenlacken. Ist dies der Fall, empfiehlt es sich, diese vorher im Ultraschallbad auszugasen.

Bei der gravimetrischen Festkörperbestimmung muss darauf geachtet werden, dass das Lackmaterial gleichmäßig in der Probenschale verteilt ist, sodass die Verdampfung bei der Temperaturbehandlung nicht durch lokale Materialanhäufung gehindert wird.

Vergleicht man die Ergebnisse der Trockenlackdichtebestimmung nach dem archimedischen Prinzip und der Schwebemethode (s. Abbildung 3.8), so stellt man fest, dass ab Dichten von  $1,3 \text{ g/cm}^3$  über die Schwebemethode tendenziell geringere Dichten ermittelt werden. Grundsätzlich sind beide Methoden sehr anfällig gegenüber Luftblasen im Lackmaterial. Die Tauchbeschichtung des Probenblechs erzeugt grundsätzlich sehr hohe Schichtdicken, sodass bei Lackmaterialien mit geringen Zielschichtdicken, wie Basislacken, schnell Lösemitelein-schlüsse erzeugt werden können. Alternativ kann das Probenblech mittels Spritzlackierung beschichtet werden, sodass zwar dünne Lackfilme erzeugt werden können, jedoch aufgrund von Partikelklassierung im Sprühkegel nicht immer eine repräsentative Probe gegeben ist, vor allem bei Lacken mit Effektpigmenten. Die Schwebemethode ist, neben der Empfindlichkeit gegenüber Lufteinschlüssen, zudem empfindlich gegenüber Anlösen bzw. Auflösen der Lackprobe durch die Phosphorsäure. Dieser Fehler wird minimiert, indem die Verweilzeit der Probe so kurz wie möglich gehalten wird. Da bei längeren Verweilzeiten die Lackproben zum Absinken neigen, zeigt sich dieser Effekt entgegengesetzt zu den unterschätzten Dichtewerten des archimedischen Prinzips.

Aufgrund der geringen Datenlage bei höheren Dichten ist dieses Phänomen nicht gänzlich erklärbar. Für das in dieser Arbeit verwendete Lackmaterial stimmen die Trockenlackdichten mit ermittelten Werten von  $1,32 \text{ g/cm}^3$  (archimedisches Prinzip) und  $1,27 \text{ g/cm}^3$  (Schwebemethode) gut überein.

Die Bestimmung des volumetrischen Festkörperanteils unterliegt den gleichen Fehlerquellen wie die der Trockenlackdichte, da Messprinzip und Versuchsdurchführung gleichartig sind.

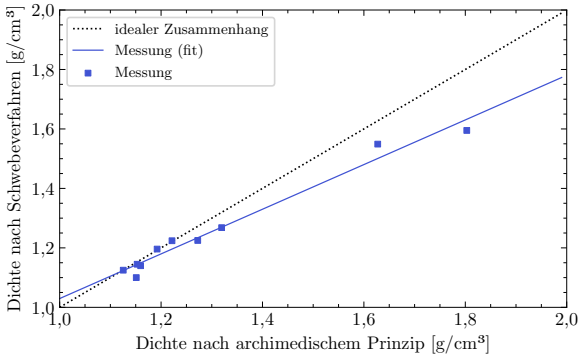


Abbildung 3.8: Ergebnisvergleich der Dichtebestimmung mittels archimedischen Prinzips und Schwebeverfahrens

Da dessen Berechnung nach Gleichung (3.1) zusätzlich die Flüssiglackdichte beinhaltet, muss dieser Fehler mitberücksichtigt werden.

Die Unsicherheit der Oberflächenspannung mittels Pendant-Drop-Methode hat nach Untersuchungen an zehn Lackmaterialien eine Schwankung von  $\pm 2\%$  (95%-Intervall). Die folgende Tabelle 3.4 zeigt die Messergebnisse sowie Herstellerangaben für den gewählten Zweikomponentenlack. Es zeigt sich eine gute Übereinstimmung in den Werten der Lackeigenschaften aus

Tabelle 3.4: Vergleich der gemessenen Lackeigenschaften mit Messunsicherheit und den Herstellerangaben aus dem technischen Datenblatt

	Wert	Quelle
<b>Flüssiglackdichte</b>		
Pyknometer Methode	$1,13 \text{ g/cm}^3 \pm 0,01 \text{ g/cm}^3$	Messung
Herstellerangabe	$1,12 \text{ g/cm}^3 \pm 0,05 \text{ g/cm}^3$	Technisches Datenblatt
<b>Trockenlackdichte</b>		
Archimed'sches-Prinzip	$1,32 \text{ g/cm}^3 \pm 0,01 \text{ g/cm}^3$	Messung
Schwebeverfahren	$1,27 \text{ g/cm}^3 \pm \text{n. a.}$	Messung
Herstellerangabe	n. a.	n. a.
<b>Festkörperanteil</b>		
Gravimetrische Methode	$70\% \pm 4\%$ (absolut)	Messung
Gravimetrische Herstellerangabe	$71\% \pm 2\%$ (absolut)	Technisches Datenblatt
Volumetrische Methode	$57\% \pm 2\%$ (absolut)	Messung
Volumetrische Herstellerangabe	$61\% \pm 2\%$ (absolut)	Technisches Datenblatt
<b>Oberflächenspannung</b>		
Pendant-Drop-Methode	$27,5 \text{ mN/m} \pm 2\%$	Messung

den gemessenen Werten sowie den Herstellerangaben, wobei die Unsicherheiten des Herstellers tendenziell etwas höher ausfallen. Hintergrund ist, dass Lackeigenschaften auch mit den

produzierten Chargen schwanken. Es wird angenommen, dass diese Schwankungen in den Herstellerangaben berücksichtigt wurden. In den Untersuchungen der vorliegenden Arbeit wurden die gemessenen Werte als Eingangsdaten für die numerischen Lackiersimulationen herangezogen.

#### Zusammenfassung

Flüssiglackdichte und volumetrischer Festkörperanteil sind notwendige Eingangsdaten für Lackiersimulationen, um die Schichtdickenverteilung zu berechnen. Der Fehlerbereich in den Herstellerangaben ist größer als in den experimentellen Bestimmungen, da Erstere auch Chargenschwankungen berücksichtigen.

Verwendung: Partikel- und Filmschichteigenschaften, Zerstäubungs- und Ladungsmodelle (optional)

größte Unsicherheit: Lufteinschlüsse im Flüssiglack sowie im gehärtetem Lackfilm

Rückfalllösung: Steht kein Lackmaterial für Messungen zur Verfügung, kann auf Herstellerangaben zurückgegriffen werden. Stehen auch diese nicht zur Verfügung können Daten von ähnlichen Lackmaterialien herangezogen werden.

### 3.5 Partikelgrößenverteilung

Die Partikelgrößenverteilung (PGV) oder auch Tropfengrößenverteilung von Sprays ist eine notwendige Eingangsbedingung für numerische Lackiersimulationen, welche zugleich signifikante Auswirkungen auf das Lackierergebnis zeigt (s. Abschnitt 5.5, Goldschmidt & Streitberger (2014) und Seeler et al. (2017)). Neben rein modellierten Partikelgrößenverteilungen (s. Abschnitt 5.1.2) werden heute gemessene Partikelgrößenverteilungen als Eingangsdaten bevorzugt, da vor allem die rheologischen Lackeigenschaften über Modelle nicht hinreichend genau abgebildet werden können. Für die experimentelle Bestimmung können unterschiedliche berührungslöse Messmethoden verwendet werden. Ein Vergleich zwischen etablierten Messmethoden ist in Tabelle 3.5 gegeben, wobei die Laserbeugungsspektroskopie zur Bestimmung der PGV aufgrund der Unabhängigkeit von optischen Lackeigenschaften, der verhältnismäßig geringen Komplexität und Kosten in der Durchführung am häufigsten verwendet wird.

Das Ziel der Untersuchungen in diesem Abschnitt ist es, zum einen die Messunsicherheiten zu quantifizieren, zum anderen ein tieferes Verständnis der Einflussgrößen auf das Messergebnis aufzubauen, welche bei der Bestimmung der PGV mittels Laserbeugungsspektroskopie auftreten.

Die Datengrundlage für die folgenden Untersuchungen basiert auf einer selbst erstellten Datenbank von gemessenen Partikelgrößenverteilungen an Hochrotationszerstäubern aus

Projekten des Fraunhofer IPA der letzten 15 Jahre (Fraunhofer IPA o. J.) sowie selbst durchgeführten numerischen Simulationen.

Tabelle 3.5: Messmethoden zur Bestimmung der Partikelgrößenverteilung

Messmethode	Messprinzip	Messbereich	Voraussetzung	Komplexität
Laserbeugungsspektroskopie	räumlich	0,25 bis 1000 $\mu\text{m}^*$	sphär. Partikel	gering
Phasen-Doppler-Anemometrie	zeitlich	1 bis 300 $\mu\text{m}^*$	opt. Lackeig.	sehr hoch
Time-Shift-Verfahren	zeitlich	1 bis 250 $\mu\text{m}^*$	opt. Lackeig.	moderat
Bildgebende Verfahren	zeitlich	1 bis 1000 $\mu\text{m}^*$	–	moderat

\* Angaben können je nach verwendetem System, Optik, Auflösung und Messeinstellungen abweichen.

### 3.5.1 Laserbeugungsspektroskopie

Das Messprinzip der Laserbeugungsspektroskopie basiert auf der winkelabhängigen Intensitätsverteilung von gestreutem Licht eines monochromatischen, kohärenten Laserstrahls, welcher eine dispergierte Probe in einem gegebenen Messvolumen durchdringt. Die Streuung einer Lichtwelle an einem sphärischen Partikel entsteht infolge von Beugung, Brechung und Reflexion. (Stieß 2009; Wozniak 2003)

Bei der Messung an einem Tropfenkollektiv wird die Intensitätsverteilung der Vorwärtsstreuung in der Brennebene einer nachgeschalteten Fourier-Linse auf einem Detektor mit konzentrischen Ringen in Form eines Beugungsmusters gemessen. Insbesondere wird hier die antiproportionale Abhängigkeit des Streuwinkels von der Partikelgröße ausgenutzt: Große Partikel erzeugen kleine Streuwinkel und kleine Partikel erzeugen große Streuwinkel, wie dies in Abbildung 3.9 dargestellt ist. Die Berechnung der Partikelgrößenverteilung erfolgt iterativ,

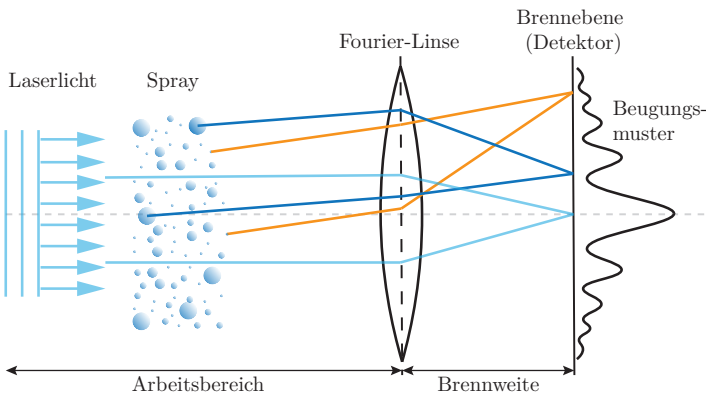


Abbildung 3.9: Funktionsprinzip der Laserbeugungsspektroskopie zur Bestimmung der volumetrischen Partikelgrößenverteilung.

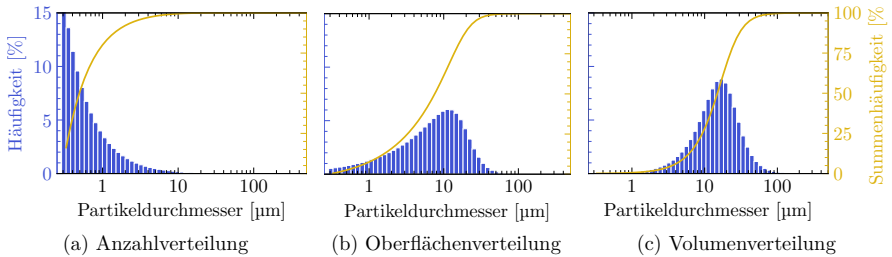


Abbildung 3.10: Beispiel für Anzahl-, Oberflächen- und Volumenverteilung

wobei Modelle der Fraunhofer-Beugung und Mie-Theorie herangezogen werden, um eine PGV zu finden, welche dem gemessenen Beugungsmuster entspricht. Als Ergebnis erhält man die PGV in Form einer Volumenverteilung  $q_3(d_i)$ , welche aus  $n_{\text{PK}}$  Partikelklassen besteht. Jede  $i$ -te Partikelklasse enthält das anteilige Volumen bezogen auf das Gesamtvolumen in einem Partikelgrößenintervall  $d_{i,u}$  (untere Grenze) bis  $d_{i,o}$  (obere Grenze) mit dem Äquivalenzdurchmesser  $d_i = \frac{d_{i,u} + d_{i,o}}{2}$ . Dargestellt werden Volumenverteilungen üblicherweise in logarithmisch skalierten Histogrammen, da hier die Beurteilung der Verteilung hinsichtlich der Zerstäubungseigenschaften, wie z. B. signifikante Fein- oder Grobanteile, gut abgelesen werden können. Die Volumenverteilung ist streng genommen keine Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion, da die Breite der Partikelklassen mit steigendem Äquivalenzdurchmesser ebenfalls zunimmt. Die Volumenverteilung gibt demnach im Gegensatz zu einer Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung an, wie das Volumen verteilt ist und nicht mit welcher Wahrscheinlichkeit ein Partikel im Sprühkegel gefunden werden kann. Zusätzlich zu den Verteilungsfunktionen  $q_r(d_i)$  (Anzahl  $r=0$ , Oberfläche  $r=2$  und Volumen  $r=3$ ) in Abbildung 3.10 werden spezielle Kenngrößen bzw. statistische Momente der Verteilungen für deren Charakterisierung herangezogen. In der Lackiertechnik haben vor allem das volumenbasierte 10%-Perzentil ( $d_v(10)$ ), 50%-Perzentil ( $d_v(50)$ ) sowie 90%-Perzentil ( $d_v(90)$ ) eine entscheidende Bedeutung, da diese in Relation zum Volumenanteil der aufgetragenen Lackschicht stehen.

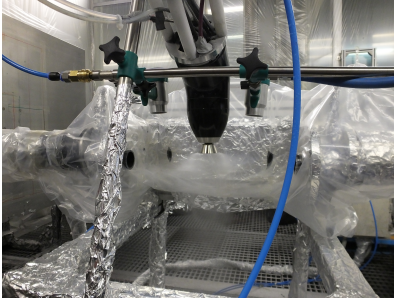
Die drei Verteilungsfunktionen sind für die Lackiertechnik allesamt in unterschiedlichen Betrachtungen relevant: Anzahlverteilung für die Raumladungsdichte, die Oberflächenverteilung für Lösemittelverdunstung und Volumenverteilung für die Schichtdicke.

### 3.5.2 Versuchsaufbau/-durchführung

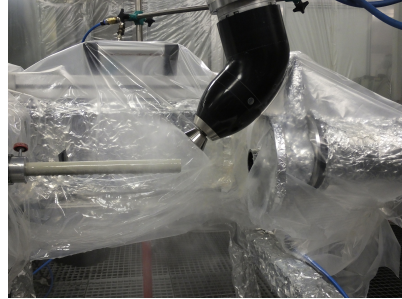
Hinsichtlich der Eingangsdaten für numerische Lackiersimulationen müssen die Partikelgrößenmessungen einerseits so nah wie möglich am Zerstäuber stattfinden, um Verdunstungseffekte zu reduzieren. Andererseits muss der Messabstand groß genug gewählt werden, sodass der Zerstäubungsvorgang vollständig abgeschlossen ist und die Bedingung sphärischer Tropfen

sowohl für die Laserbeugungsspektroskopie als auch für das Euler-Lagrange-Simulationsmodell erfüllt ist.

Durchgeführt wurden die Messungen mit einem SPRAYTEC RTS 5001 der Fa. Malvern Instruments, wobei sich aufgrund der gerätespezifischen Arbeitsbreite zwei Möglichkeiten für einen Versuchsaufbau bei Hochrotationszerstäubern ergeben. Aus langjähriger Erfahrung der



(a) 90°-Versuchsaufbau



(b) 45°-Versuchsaufbau

Abbildung 3.11: Versuchsaufbau zur Bestimmung der Partikelgrößenverteilung mittels Laserbeugungsspektroskopie. Links: Vertikaler Versuchsaufbau mit zusätzlicher Unterstützungsluft, um den Sprühkegel in das Messvolumen zu forcieren. Rechts: Gewinkelter 45°-Versuchsaufbau unter Verwendung eines »Strahlteilers« (graues Rohr).

Quelle: Fraunhofer IPA (o. J.)

Fachexperten des Fraunhofer IPA ist der 45°-Versuchsaufbau (Standardaufbau) gegenüber dem 90°-Versuchsaufbau vorzuziehen, da aufgrund der horizontalen Tropfenflugrichtung von der Glockentellerkante eine geometrisch günstige Position zum Messvolumen gegeben ist. Dennoch können oftmals nicht die gesetzten Zerstäuberparameter im 45°-Versuchsaufbau verwendet werden.

Aus einem Expertengespräch mit einem Wissenschaftler des Fraunhofer IPA (Knee 2022) wurden folgende Leitfragen zur Messung im 45°-Versuchsaufbau und zu verwendeten Zerstäuberparametern identifiziert:

1. Fliegen die Partikel möglichst senkrecht durch das Laservolumen?

Hintergrund: Bei der Messung soll der typische Partikeltorus im Bereich der Glockentellerkante vermieden werden, um eine Übergewichtung einer spezifischen Partikelgröße zu vermeiden.

Anpassung: Ist dies nicht der Fall, wird die Lenkluft angepasst. In der Regel dahingehend, dass ein sehr breiter Sprühkegel erzeugt wird.

## 2. Kommt es zu schneller Verschmutzung der laserseitigen Optik?

Hintergrund: Bei sehr schmalen Sprühstrahl und hohen Lenklufteinstellungen fliegen vermehrt Partikel in den Strahlteiler und verschmutzen die Optik. Die eingesetzte Freihalteluft ist bei sehr starken Lenklüften nicht ausreichend, um Lackkontaminationen zu verhindern.

Anpassung: Die Lenkluftvolumenströme müssen verringert werden.

## 3. Kommt es zu schneller Verschmutzung der detektorseitigen Optik?

Hintergrund: Sind die Lenkluftvolumenströme zu gering, fliegen vermehrt Partikel auf die detektorseitige Optik. Ursachen dafür liegen unter anderem in der gegenüberliegenden beaufschlagten Freihalteluft aus dem Strahlteiler.

Anpassung: Die Lenklüfte müssen erhöht werden.

## 4. Können alle Faktorstufen eines Versuchsplans bei gesetzter Lenkluft vorgenommen werden?

Hintergrund: Oftmals werden Partikelgrößenmessungen im Rahmen eines Versuchsplans durchgeführt. Über den gesamten Versuchsplan sollen möglichst keine weiteren Anpassungen der Lenkluft vorgenommen werden.

Anpassung: Die Anpassung der Lenklüfte wird im Einklang mit den Eckpunkten des Versuchsplans durchgeführt.

Zusammengefasst ist der bevorzugte 45°-Versuchsaufbau an die Unsicherheiten geknüpft, dass mit Änderung der Lenklufteinstellungen auch zugleich deren Einfluss auf den Zerstäubungsprozess verändert wird. Dies ist für Untersuchungen z. B. zum Einfluss der Drehzahl oder zum Einfluss des Lackmaterials, wo ein relativer Vergleich zu einem Basis-Bezugspunkt gezogen wird, weniger kritisch. Als Eingangsdaten für Lackiersimulationen, wo Absolutwerte bei vorgegebenen Zerstäuberparameter essentiell sind, stellt dies einen maßgeblichen Unsicherheitsfaktor dar.

Soll dennoch unter strikter Vorgabe der Zerstäuberparameter gemessen werden, wird der 90°-Versuchsaufbau verwendet. Aus dem Expertengespräch bezüglich des 90°-Versuchsaufbaus ging hervor:

## 1. Passt der Sprühstrahl in den Arbeitsbereich des Messgeräts?

Hintergrund: Ein sehr schmaler Sprühstrahl kann sehr gut im 90°-Versuchsaufbau vermessen werden. Ein sehr breiter Sprühstrahl hingegen verschmutzt die Optiken des Messgeräts.

Anpassung: Ist der Sprühstrahl zu breit, muss eine Unterstützungsluft (s. Abbildung 3.11a) verwendet werden.

Hinweis: »Die Einstellungen der Unterstützungsluft haben signifikante Auswirkungen auf das Messergebnis.« (Knee 2022)

Der 90°-Versuchsaufbau eignet sich primär für schmale Sprühstrahlbreiten, wobei bei Messabständen bis 50 mm zur Glockentellerkante damit zu rechnen ist, dass im Rezirkulationsgebiet gemessen wird, weshalb sich eine Überrepräsentation der kleinen Partikelgrößen in diesem Gebiet mit hoher Wahrscheinlichkeit in der PGV widerspiegelt. Muss zwingend ein breiter Sprühstrahl im 90°-Versuchsaufbau vermessen werden, kann es zu einer starken Beeinflussung der Ergebnisse in Abhängigkeit der notwendigen Unterstützungsluft kommen. Diese Notwendigkeit stellt einen signifikanten, jedoch nicht quantifizierten Unsicherheitsfaktor für die PGV als Eingangsdaten für die Lackiersimulationen dar.

Das Ergebnis aus dem Expertengespräch ist, dass ein sehr breiter Sprühstrahl ohne Anpassungen im 45°-Versuchsaufbau und ein sehr schmaler Sprühstrahl im 90°-Versuchsaufbau vermessen werden können. Für die überwiegende Mehrheit von Sprühstrahlen an Hochrotationszerstäubern, wie auch bei der RB1000 SSD, müssen entweder Anpassungen der Lenklüfte vorgenommen oder zusätzliche Unterstützungsluft verwendet werden.

Weiterhin müssen die Messungen aus Schutz vor möglichen Spannungsüberschlägen und damit verbundener Explosionsgefahr zwingend ohne Hochspannung durchgeführt werden.

Die Messung der PGV erfolgt über eine zeitliche Mittelwertbildung über mind. 3 s und wird frühestens 1 s nach Einschalten der Lackzufuhr gestartet. Ausgegeben wird von der Steuer- und Auswertesoftware die gemittelte PGV mit zugehörigen Verteilungskennwerten.

### 3.5.3 Experimentelle und numerische Untersuchung der Messunsicherheiten

Die Einflussfaktoren in der PGV-Messung sind vielfältiger Natur, wie dies im Ishikawa-Diagramm in Abbildung 3.12 dargestellt ist. Im Untersuchungsrahmen dieser Arbeit wird davon ausgegangen, dass das Messgerät zu jedem Zeitpunkt einwandfrei funktioniert hat, die Umgebungsbedingungen konstant waren sowie die Probenvorbereitung nach den Vorgaben aus Lackdatenblättern und ISO 13320:2020-01 vollzogen wurde. Im Fokus stehen daher vor allem Faktoren, welche die Messung selbst betreffen, sowie mögliche Faktoren, welche bedingt durch die Zerstäuberparameter und verwendeten Lacke auftreten können. Dazu gehören:

- Einfluss des Messwinkels
- Einfluss des Messabstands
- Einfluss von Mehrfachzählungen im Rezirkulationsgebiet
- Einfluss der Lösemittelverdunstung
- Einfluss der Partikelverweilzeit im Messvolumen
- Einfluss der (fehlenden) Hochspannung
- Einfluss von Overspray, welches am Messvolumen vorbeifliegt



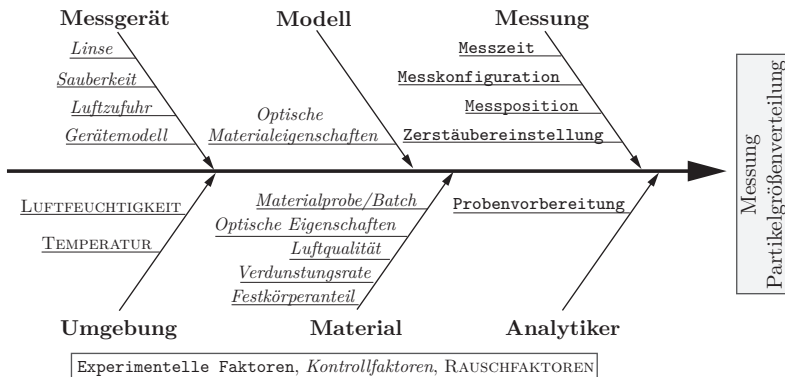


Abbildung 3.12: Ishikawa-Diagramm zur Messung der Partikelgrößenverteilung mittels Laserbeugungsspektroskopie. Quelle: eigene Darstellung nach ISO 13320:2020-01

### Numerische Simulationen

Neben der experimentellen Datenbank wurden eigene numerische Untersuchungen unter Verwendung der RB1000 SSD am Brush 1 auf einem vollen 360° Rechengitter mit den numerischen Methoden aus Tabelle 4.2 sowie Simulationsablauf 4 durchgeführt. Die Lösemittelverdunstung wurde unter Verwendung des in Ansys®Fluent (v19.2) bereits vorimplementierten Verdunstungsmodells (ANSYS 2018) berücksichtigt. Die Verdunstung von Lösemitteln in Lacken ist aufgrund von Lösemittelkompositionen von Leicht- und Schwersiedern weitaus komplexer (Jülke 1962) als dies mit dem Verdunstungsmodell berücksichtigt werden könnte, weshalb auf einfache Lösemittel (Wasser und Ethanol) zurückgegriffen wurde. Die Intention bei der Wahl der Lösemittel bestand darin, dass der Einfluss eines schnell und eines langsam verdunstenden Lösemittels auf die Partikelgrößenmessung untersucht werden kann.

Simulierte Partikel, welche das Messvolumen passieren, wurden an jedem Ein- und Austrittspunkt auf einer internen Fläche, welche dem Messvolumen entspricht, detektiert und mit einem eindeutigen Partikel-Identifikator exportiert. Im Post-Processing wurden der Geschwindigkeitsbetrag  $v_p$ , die Verweilzeit  $\tau_{t,p}$ , der gravimetrische Festkörperanteil  $FK_g$  sowie der Partikeldurchmesser  $d_p$  im Messvolumen über den Mittelwert bzw. über die Differenz zwischen Ein- und Austrittspunkt der Messvolumenoberfläche berechnet.

Im Gegensatz zur Laserbeugungsspektroskopie ist diese Simulation grundlegend ein anzahlbasiertes Bestimmungsverfahren. Um eine Vergleichbarkeit zur gemessenen PGV herzustellen, wurden die detektierten Partikel mit der Verweilzeit im Laservolumen gewichtet.

In den numerischen Untersuchungen wurde eine initiale PGV mit  $d_v(50) = 21,4 \mu\text{m}$  (s. Tabelle B.1) verwendet, welche als Mittelwert der experimentellen Datenbank berechnet wurde. Variiert wurden die Faktoren entsprechend Tabelle 3.6.

Tabelle 3.6: Versuchsplan zu Einflüssen der Partikelgrößenmessung

	Faktortyp	Minimum	Maximum	Faktorstufen
Messaufbau				
Messwinkel	kategorisch	45°	90°	2
Messabstand (45°-Messwinkel)	numerisch	0 mm	40 mm	5
Messabstand (90°-Messwinkel)	numerisch	0 mm	100 mm	4
Strahlteiler*	kategorisch	ohne	mit	2
Lackmaterial				
Festkörperanteil	numerisch	20 Gew.%	100 Gew.%	5
Lösemittel	kategorisch	Ethanol	Wasser	2
Sonstige				
Mehrfachzählungen*	kategorisch	ohne	mit	2
Verweilzeitverteilung*	kategorisch	ohne	mit	2
Verdunstung*	kategorisch	ohne	mit	2

\* Berechnung im Post-Processing

### Einfluss des Messwinkels

Eine Vergleichbarkeit der Messergebnisse zwischen beiden Messwinkeln ist gegeben, wenn der Sprühstrahl im 45°-Versuchsaufbau sowie im 90°-Versuchsaufbau (optional mit Unterstützungsluft) bei gleichen Zerstäuberparametern vermessen werden kann. Diese beiden Szenarien stellen die Grundlage für die folgenden Untersuchungen dar. Aus der experimentellen Datenbank konnten nur wenige Messungen gefunden werden, in welchen diese Bedingung erfüllt ist. Die Gegenüberstellung der Verteilungsperzentile in Abbildung 3.13 zeigt, dass die Abweichung vom idealen Zusammenhang mit größeren Verteilungsperzentilen tendenziell zunimmt. Es ist zudem erkennbar, dass mit größerer Zerstäubung im 90°-Versuchsaufbau gegenüber dem 45°-Versuchsaufbau kleinere Verteilungskennwerte ermittelt werden. Auch die Simulationen bilden diesen Trend weitestgehend ab.

### Einfluss von Mehrfachzählungen

Der Messabstand von 25 mm im Standardaufbau befindet sich in der Regel im Rezirkulationsgebiet unterhalb des Glockentellers. Auch unter der Voraussetzung, dass der Sprühstrahl so eingestellt wird, dass visuell die Mehrheit der Partikel senkrecht durch das Messvolumen fliegt, kann die Rezirkulation der Partikel nicht verhindert werden, da die Rückseite umströmter Körper immer ein Niederdruckgebiet entsteht und die Rotation des Glockentellers über den Pumpeneffekt dieses zusätzlich verstärkt. Es wird die These aufgestellt, dass die rezirkulierenden Partikel zu einer Übergewichtung der feinen Partikelklassen in der Partikelgrößenverteilung führen.

Um dies zu untersuchen, wurden Partikel herausgefiltert, welche das Messvolumen mehrfach passiert haben. Der entsprechende Anteil ist in der Anzahlverteilung in Abbildung 3.14

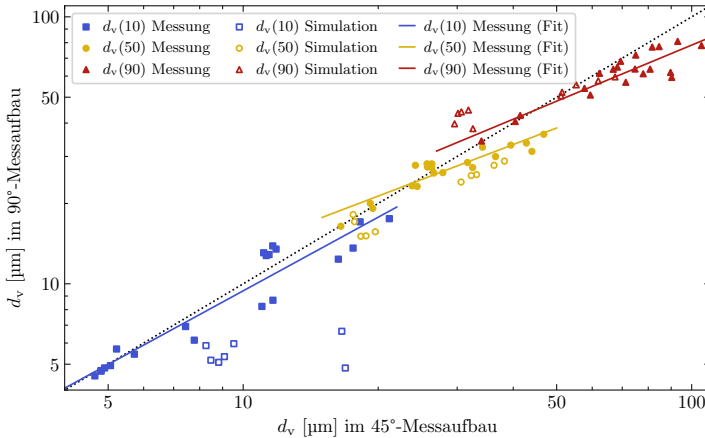


Abbildung 3.13: Volumetrische Verteilungskennwerte in Abhängigkeit vom Messwinkel. Die gestrichelte Linie zeigt den idealen Zusammenhang.

farblich markiert. Mehrfachzählungen treten im 90°-Versuchsaufbau häufiger auf als im 45°-Versuchsaufbau, da durch den geometrischen Winkel des Versuchsaufbaus verstärkt in der Rezirkulationszone gemessen wird, wie dies in Abbildung 3.15 qualitativ dargestellt ist. Mehrfachzählungen, d. h. öfter als zweimal gemessen, konnten hierbei nur in Ausnahmefällen beobachtet werden. Partikel, welche durch die Rezirkulation auf die Unterseite des Glockentellers strömten, haben auch seine Oberfläche berührt und wurden entsprechend dem Simulationsmodell neu injiziert. Diese Erkenntnis hat unabhängig von den betrachteten Volumenverteilungen potentiellen Einfluss auf die Qualität der Beschichtung, denn die sehr feinen Partikel bestehen nahezu aus reinem Festkörper und könnten dadurch als Fremdkörpereinschlüsse im Lackfilm wahrgenommen werden, insofern diese nicht vollständig vom Lack wieder aufgelöst werden.

Obwohl der prozentuale Anteil an Mehrfachzählungen anzahlbasiert recht hoch ausfällt, hat dies keinen signifikanten Einfluss auf die Volumenverteilung (s. Abbildung 3.14).

### Einfluss der Geschwindigkeits-/Verweilzeitverteilung

Der Idealfall, dass die Partikel größenunabhängig sowohl lokal als auch zeitlich im Messvolumen homogen verteilt sind, ist bei der Hochrotationszerstäubung aufgrund von Klassierungseffekten durch partikelgrößenabhängiges Folgevermögen zur Lenkluft nicht gegeben. Es wird die These aufgestellt, dass durch die ungleiche Verweilzeitverteilung kleiner und großer Partikel im Messvolumen eine Übergewichtung jener Partikelgrößen hervorgerufen wird, welche sich am längsten im Messvolumen befinden.

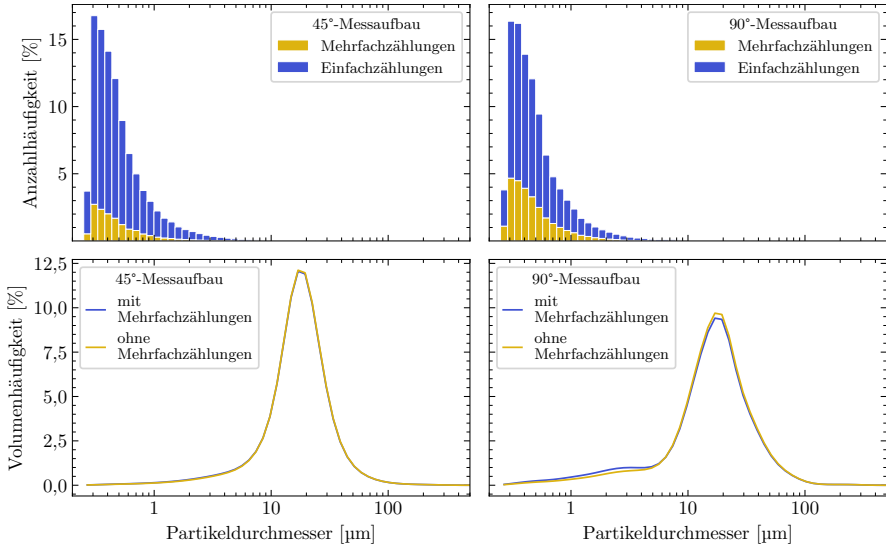


Abbildung 3.14: Einfluss von Mehrfachzählung bei der Partikelgrößenmessung anhand der Anzahlverteilung (obere Reihe) und Volumenverteilung (untere Reihe). Die dargestellten Ergebnisse beziehen sich auf eine Simulation ohne Lösemittelverdunstung bei einem Messabstand von 25 mm.

Untersucht wurde dies zunächst anhand der durchgeführten Simulationen unter Verwendung von inerten Partikeln mit 100 % Festkörperanteil, um Verdunstungseffekte zu unterbinden. In der qualitativen Auswertung in Abbildung 3.15 ist deutlich zu erkennen, dass im 45°-Versuchsaufbau die Partikelflugbahnen im Größenbereich  $10\ \mu\text{m}$  bis  $25\ \mu\text{m}$  entlang der Kontur der Rezirkulationszone verlaufen und dadurch länger im Messvolumen verweilen. Der 90°-Versuchsaufbau zeigt in diesem Partikelgrößenbereich hingegen eine homogenere Geschwindigkeitsverteilung mit verhältnismäßig senkrecht zum Messvolumen verlaufenden Flugbahnen. Allerdings ist die Unterstützungsluft nicht hinreichend groß, dass auch sehr große Partikel ( $d_p > 100\ \mu\text{m}$ ) umgelenkt werden, sodass diese entsprechend der gesetzten initialen Partikelbedingungen in einem flachen (horizontal) Winkel durch das Messvolumen fliegen.

In der quantitativen Betrachtung der Partikelverweilzeit im Messvolumen (s. Abbildung 3.16) erkennt man, dass die sehr feinen Partikel ( $d_p < 2\ \mu\text{m}$ ) in beiden Messkonfigurationen im Mittel in etwa gleich lang im Messvolumen verweilen. Die sehr großen Partikel hingegen fliegen im 90°-Versuchsaufbau in einem flachen Winkel durch das Messvolumen, sodass die Verweilzeit länger ist. Die mittleren Partikelgrößen zeigen jedoch signifikante Unterschiede in den Verweilzeitverteilungen beider Messkonfigurationen, welche sich direkt auch in der Volumenverteilung widerspiegeln (s. Abbildung 3.16).

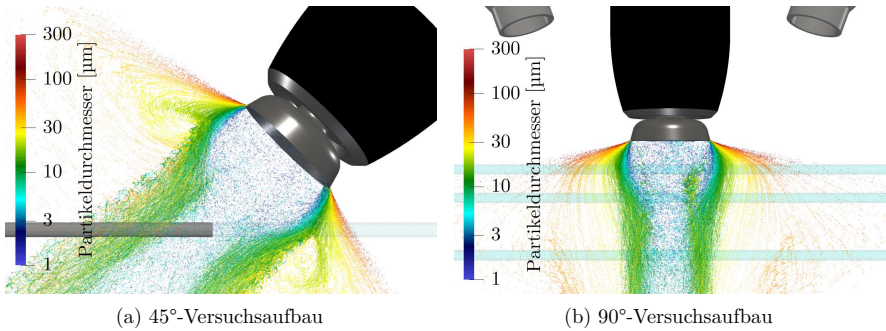


Abbildung 3.15: Qualitative Darstellung der Partikelverteilung im simulierten Sprühkegel bei der Partikelgrößenmessung (ohne Lösemittelverdunstung)

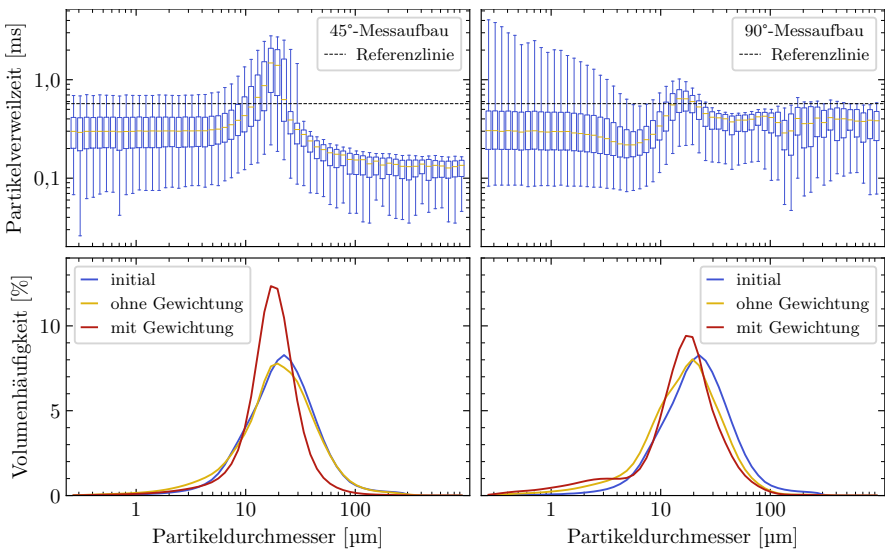


Abbildung 3.16: Einfluss der Partikelverweilzeit im Messvolumen bei der Partikelgrößenmessung. Obere Reihe: Partikelverweilzeiten; Untere Reihe: Volumenverteilungen; Linke Spalte: 45°-Versuchsaufbau; Rechte Spalte: 90°-Versuchsaufbau. Die Kästen der Kastengrafik sind hier und im Folgenden durch das untere und obere Quartil des Datensatzes definiert. Die Antennen hingegen zeigen das 5%- bzw. 95%-Perzentil. Der Median des Datensatzes ist innerhalb der Box orange gekennzeichnet.

Um herauszufinden, wie groß der Effekt der Verweilzeitgewichtung ist, wurde die PGV ebenfalls ohne Gewichtung berechnet. Ohne Verweilzeitgewichtung ist die PGV sehr nah an der initialen Partikelgrößenverteilung, wobei der 45°-Versuchsaufbau etwas besser ab-

schneidet, da ein geometrisch repräsentativerer Ausschnitt aus dem Sprühkegel gegeben ist. Im 90°-Versuchsaufbau fliegen ab einem Messabstand von 50 mm vor allem die sehr großen Partikel nicht mehr durch das Messvolumen (s. Abbildung 3.17), sodass die PGV feiner wird. Obwohl dies nur sehr wenige, gar nur vereinzelte sehr große Partikel sind, haben diese in der Volumenverteilung eine starke Gewichtung, was im Folgenden tiefer thematisiert wird.

Es wurde vermutet, dass die PGV im 90°-Versuchsaufbau aufgrund der homogeneren Verweilzeitverteilung ganzheitlich breiter gemessen werden. In der experimentellen Datenbank konnte daraufhin jedoch kein allgemeiner Trend identifiziert werden. Es wurde zusätzlich erwartet, dass die Verweilzeitverteilung für unterschiedliche Messabstände stark variiert und gleichermaßen signifikante Änderungen in der gemessenen PGV hervorruft. Für diesen Untersuchungsfall wurden die mittleren Verweilzeiten der Partikelgrößenklassen sowie die PGV für die gegebenen Abstände in den beiden Messgeometrien berechnet und in Abbildung 3.17 dargestellt.

Im 45°-Versuchsaufbau zeichnet sich der Trend ab, dass sich mit zunehmendem Messabstand die Verweilzeit der sehr feinen Partikel ( $d_p < 2 \mu\text{m}$ ) asymptotisch der Verweilzeit von  $\tau_{t,p} = 0,3 \text{ ms}$  annähert. Partikel größer  $d_p = 100 \mu\text{m}$  haben, mit Ausnahme des Messabstands 10 mm, gleiche Verweilzeiten, was ebenfalls aus den geometrischen Bedingungen und der nahezu senkrechten Flugbahn zum Messvolumen herrührt. Für die bedeutungsvollen Partikelgrößen im Bereich  $10 \mu\text{m}$  bis  $40 \mu\text{m}$  zeigt sich mit steigendem Messabstand eine zunehmend längere Verweilzeit im Verhältnis zu den sehr feinen und sehr groben Partikeln. Die Partikelgrößenverteilung erscheint dadurch gröber. Wie in Abbildung 3.15a veranschaulicht, ist neben dem Rezirkulationsgebiet ein größerer turbulenter Wirbel zu erkennen, welcher für dieses Phänomen verantwortlich ist. Zusammenfassend wird die PGV im 45°-Versuchsaufbau aufgrund der Verweilzeitgewichtung mit zunehmendem Messabstand gröber gemessen.

Aufgrund der Tatsache, dass die Verweilzeiten bei variierendem Messabstand stark vom Partikelort sowie der Kontur der Rezirkulationszone abhängen, kann der hier dargestellte Trend nicht verallgemeinert werden. Änderungen der Drehzahl, Farbmenge, Flüssiglackdichte sowie der Partikelgrößen selbst beeinflussen diesen Strömungsbereich und führen zu unterschiedlichen Ergebnissen, wenngleich die ganzheitliche Ursache-Wirkungs-Beziehung valide bleibt.

Im 90°-Versuchsaufbau gehen mit steigendem Messabstand einerseits vorrangig sehr große Partikel verloren, da diese über das Messvolumen hinwegfliegen. Andererseits nimmt die Verweilzeit von Partikeln im Größenbereich  $30 \mu\text{m}$  bis  $80 \mu\text{m}$  erheblich zu, was sich in der PGV gleichermaßen widerspiegelt. Die überproportionale Zunahme der Verweilzeit dieser Partikel im Messvolumen entsteht dadurch, dass diese zunächst sehr weit aus dem Partikelort herausfliegen und anschließend durch Kabinensinkluftströmung sowie Gravitation am Außenbereich des Sprühkegels herabrieseln. Kritisch reflektiert ist dieses Phänomen in diesem Maße im

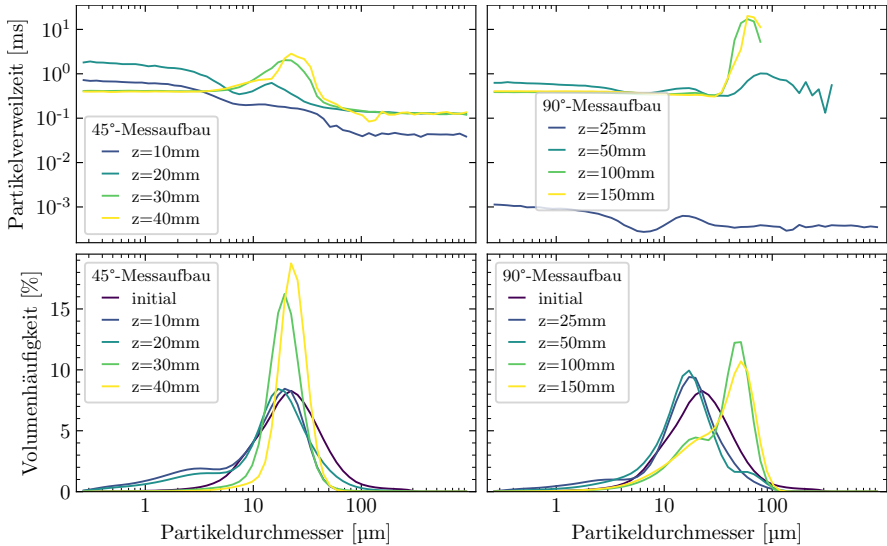


Abbildung 3.17: Einfluss der Partikelverweilzeit bei der Partikelgrößenmessung unter variierendem Messabstand. Obere Reihe: Verweilzeiten; Untere Reihe: Volumenverteilungen; Linke Spalte: 45°-Versuchsaufbau; Rechte Spalte: 90°-Versuchsaufbau

Experiment weniger zu erwarten, da durch die Verwendung des RANS-Modells die turbulente Dispersion nicht hinreichend abgebildet wird, wie dies bei einer Grobstruktursimulation der Fall wäre.

Aufgrund der Sensitivität der Verweilzeitgewichtung ist bei der Interpretation von Messergebnissen immer die Wechselwirkung zwischen »echten« Zerstäubungseffekten aus der Zerstäubung selbst und »unechten« aus der resultierenden Verweilzeitverteilung zu bedenken. Wird beispielsweise die Drehzahl erhöht, ist davon auszugehen, dass die Tropfen kleiner werden. Allerdings führt eine Drehzahlerhöhung auch zu einem größeren Partikelortus sowie stärkerer Rezirkulation der Lenkluftströmung durch den Pumpeneffekt. Verallgemeinert wirken all diejenigen Faktoren auf die Verweilzeitverteilung, welche sowohl im Partikelinjektionsmodell (s. Abschnitt 5.3.2) eine Rolle spielen als auch zu Änderungen im Spritzbild führen (s. Tabelle 5.4).

Die Handlungsempfehlung aus dem Expertengespräch, dass die Lenkluft derart angepasst werden soll, dass die Partikel möglichst senkrecht durch das Messvolumen fliegen, ist definitiv sinnvoll hinsichtlich der Messung selbst. Jedoch wird hierdurch der Einfluss der Lenkluft auf die Feinheit der Zerstäubung eliminiert. Auch die hohe Varianz unter Verwendung der

Unterstützungsluft im 90°-Versuchsaufbau ist eine indirekte Validierung der hier dargestellten Ergebnisse.

Die Laserbeugungsspektroskopie weist in diesem Punkt einen erheblichen Nachteil gegenüber zeitlich-zählenden Messprinzipien, wie Phasen-Doppler-Anemometrie (PDA) oder Time-Shift-Verfahren, auf. Dennoch muss auch bei zählenden Messprinzipien bedacht werden, dass ein Bias in der Datenrate mit höheren Partikelgeschwindigkeiten vorliegt, wie dies äquivalent bei der LDA-Messung der Fall ist (s. Abschnitt 3.6).

### Einfluss der Lösemittelverdunstung

Unverkennbares Merkmal der meisten Flüssiglacken ist, dass sie einen anwendungsspezifischen Anteil an Lösemitteln bzw. Lösemittelkompositionen enthalten. Häufig verwendete Lösemittel sind Wasser (z. B. in Wasserbasislack), Butylacetat als Leichtsieder und Butylglykol als Schwersieder (z. B. in Klarlack) in Massenanteilen zwischen 20 % und 80 %. Da die Tropfen bis zum Messvolumen eine gewisse Wegstrecke zurücklegen und dabei Lösemittel verdunstet, werden die Partikel im Messvolumen kleiner sein als direkt nach der Zerstäubung. Die Lösemittelverdunstung der Tropfen sollte daher zu einer Erhöhung des Feinanteils in der Partikelgrößenverteilung führen.

Um die Auswirkung der Lösemittelverdunstung auf die PGV zu verstehen, wurde zunächst ein vereinfachtes Verdunstungsmodell angewandt – das  $d^2$ -Modell. Nach diesem Modell nimmt die Tropfenoberfläche von einem Partikel mit dem Anfangsdurchmesser  $d_{p,0}$  linear proportional zur Verdampfungskonstanten  $K$  mit der Zeit ab.

$$d_p^2 = d_{p,0}^2 - Kt \quad (3.2)$$

Beim  $d^2$ -Modell werden vereinfachend alle thermodynamischen Stoffwerte als räumlich und zeitlich konstant angenommen. Für eine detaillierte Darstellung des  $d^2$ -Modells wird auf weiterführende Literatur von Langmuir (1918), Spaling (1950), Faeth (1977) und Dalla Barba et al. (2021) verwiesen.

Das  $d^2$ -Modell wurde für die folgenden Untersuchungen derart angepasst, dass der volumetrische Festkörperanteil  $FK_v$  der initialen PGV zum Zeitpunkt  $t_0 = 0$  s in der Partikeldurchmesserberechnung berücksichtigt wurde. Für die vereinfachten Verdunstungsberechnungen wurde Wasser als Lösemittel mit einer Verdampfungskonstante von  $K = 5 \cdot 10^{-9} \text{ m}^2/\text{s}$  sowie die PGV der numerischen Simulationen verwendet. Die Partikelanzahl wurde analog zur Parcel-Methode (s. Abschnitt 2.2.3) der CFD-Simulationen über die Farbmenge skaliert. Über das  $d^2$ -Modell wurde zunächst ermittelt, wie schnell die Tropfen ihr Lösemittel verlieren, was in Abbildung 3.18 als Festkörperanteil bezogen auf den initialen Partikeldurchmesser  $d_{p,0}$  dargestellt ist und in grober Näherung mit den ermittelten Festkörperanteilen der nu-



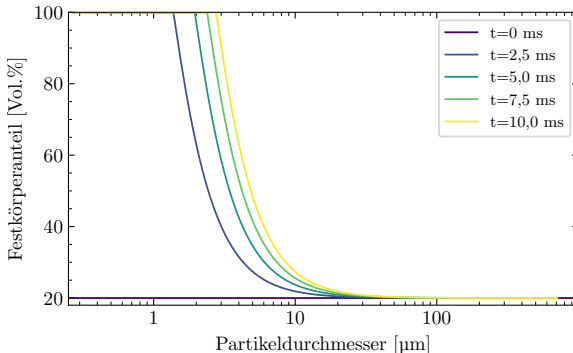


Abbildung 3.18: Abnahme des volumetrischen Festkörperanteils bezogen auf den initialen Partikeldurchmesser  $d_{p,0}$  berechnet mittels  $d^2$ -Modell. Die gewählten Verdunstungszeiten entsprechen grob dem Zeitbereich, der bis zum Erreichen des Messvolumens bei einem Abstand von 25 mm in der numerischen Simulationen vergeht. Lösemittel: Wasser mit einer Verdampfungskonstante von  $K=5 \cdot 10^{-9} \text{ m}^2/\text{s}$ ;  $FK_v(t=0 \text{ s})=20 \text{ Vol.}\%$

merischen Simulation aus Abbildung 3.20 übereinstimmt. Dabei ist deutlich zu erkennen, dass das Lösemittel von Partikeln kleiner  $d_p < 3 \mu\text{m}$  nahezu instantan vollständig verdunstet. Der Partikeldurchmesser zum Zeitpunkt  $t$  ist dabei antiproportional zu  $\sqrt[3]{FK_v}$ , sodass bei  $FK_v = 100 \text{ Vol.}\%$  der Partikeldurchmesser 60 % des initialen Durchmessers entspricht. Dies bedeutet, dass bei der unteren Messbereichsgrenze von  $0,25 \mu\text{m}$  alle Partikel entsprechend  $\frac{0,25 \mu\text{m}}{\sqrt[3]{FK_v(t)}}$  nicht mehr gemessen werden können, was volumetrisch nicht ins Gewicht fällt, in den anzahlbasierten Kennwerten jedoch enorme Auswirkungen hat.

Die Ergebnisse in Abbildung 3.18 zeigen ebenfalls, dass der lineare Bereich der Kurvenverläufe sehr steil ist und im zeitlichen Verlauf parallel verschoben wird. Da mit zunehmender Verdunstungszeit auch größere Partikel mit größerem initialen Volumenanteil verdunsten, spiegelt sich diese Verschiebung äquivalent in der Volumenverteilung (s. Abbildung 3.19) wider. Die Volumenverteilung verliert dadurch zunächst hauptsächlich Volumenanteile in den sehr feinen Partikelklassen, sodass infolge dessen der  $d_v(50)$  steigt. Erreicht die Verschiebung des linearen Bereichs den Partikeldurchmesser des initialen  $d_v(50)$  selbst, nimmt dieser wiederum ab. Dieser Prozess findet solange statt bis die komplette Volumenverteilung um  $\sqrt[3]{FK_v}$  verschoben wurde. Dabei sei angemerkt, dass im Zuge dieser Verschiebung signifikante Ausbeulungen bis hin zu bimodalen Verteilungen – je nach Form der initialen Volumenverteilung – als Zwischenzustände entstehen können.

Eine direkte experimentelle Validierung konnte aufgrund von Wechselwirkungen mit anderen hier diskutierten Einflussfaktoren nicht erfolgen, dennoch konnten in der experimentellen

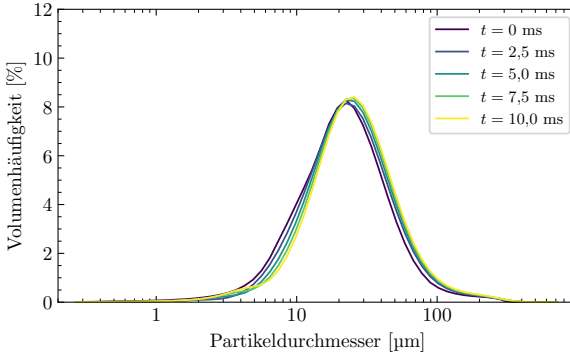


Abbildung 3.19: Einfluss der Lösemittelverdunstung auf die Volumenverteilung in Abhängigkeit der Zeit berechnet mittels  $d^2$ -Modell. Lösemittel: Wasser mit einer Verdampfungskonstante von  $K = 5 \cdot 10^{-9} \text{ m}^2/\text{s}$ ;  $FK_v(t=0 \text{ s}) = 20 \text{ Vol.}\%$

Datenbank zahlreiche Verteilungen mit Ausbeulungen im Feinbereich gefunden werden, was als ein erster Plausibilitätshinweis aufgefasst wird.

Über das vereinfachte  $d^2$ -Modell können zudem Ableitungen auf weitere Einflussgrößen getroffen werden, welche im Wesentlichen durch Prozesse der Wärme- und Stoffübertragung getrieben sind. Beispiele:

- Je höher die Umgebungstemperatur, desto größer die Verdampfungskonstante und desto schneller die volumetrische Umverteilung.
- Je höher die Luftfeuchtigkeit, desto geringer die Verdampfungskonstante (gilt nur für Wasser) und desto langsamer die volumetrische Umverteilung.
- Je höher der volumetrische Festkörperanteil, desto geringer die Partikeldurchmesserabnahme entsprechend  $\sqrt[3]{FK_v}$ .

Die gleichen Trends in der Festkörperentwicklung konnten weitestgehend auch in den numerischen Simulationen (s. Abbildung 3.20) beobachtet werden, wobei die Verschiebung des linearen Bereichs weniger stark ausfällt und die Übergänge hin zu sehr hohen Festkörperanteilen sanfter sind, was vor allem auf die weitaus breiteren statistisch verteilten Verdunstungszeiten, bedingt durch die Partikelflugbahnen, zurückzuführen ist. Auffällig sind vor allem die Ausprägungen im Partikelgrößenbereich  $20 \mu\text{m}$  bis  $60 \mu\text{m}$ , welche im  $45^\circ$ -Versuchsaufbau gegenüber dem  $90^\circ$ -Versuchsaufbau stärker ausfallen. Obwohl die PGV ohne Verweilzeitgewichtung berechnet wurden, müssen bei der Interpretation der Ergebnisse mehrere Wechselwirkungen bedacht werden. Erstens liegt aufgrund der unterschiedlichen Lösemittel eine unterschiedliche Flüssiglackdichte vor, welche zudem bei unterschiedlichen

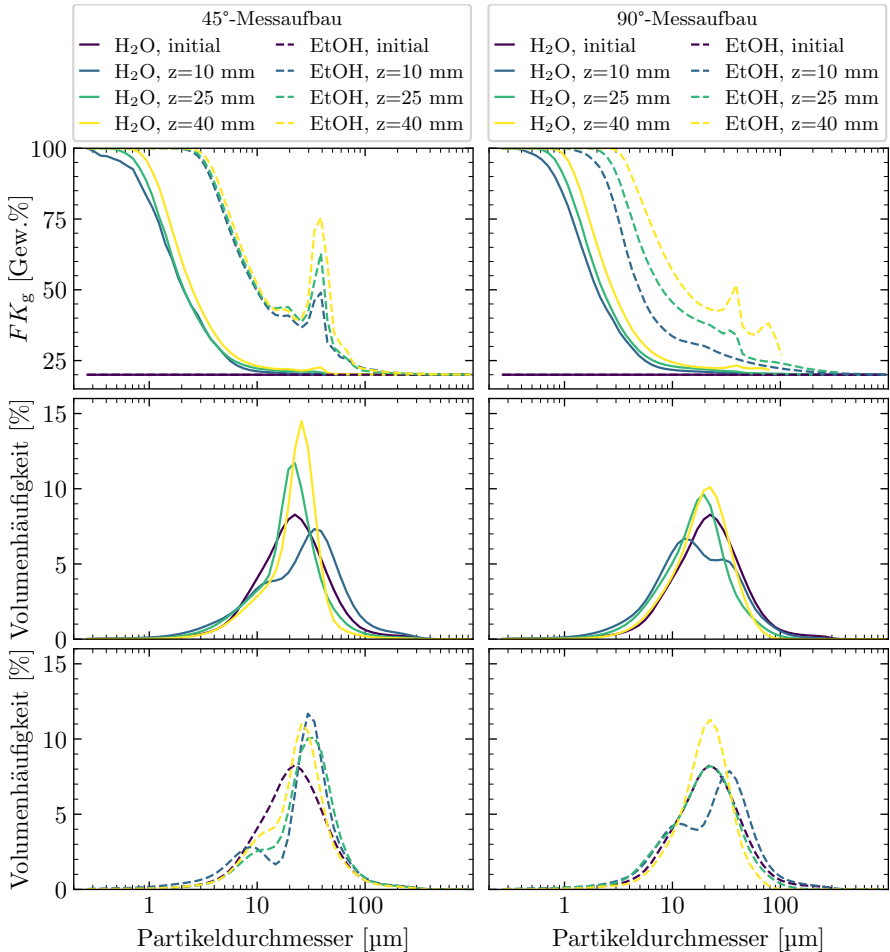


Abbildung 3.20: Einfluss der Lösemittelverdunstung bei der Partikelgrößenmessung (numerische Simulation). Die Volumenverteilungen wurden ohne Verweilzeitgewichtung berechnet, um den Verdunstungseffekt zu fokussieren.  $FK_g=20$  Gew.% zum Zeitpunkt  $t=0$  s

Festkörperanteilen zusätzlich variiert. Da der Einfluss der Flüssiglackdichte auch in den Spritzbildern (s. Abbildung A.3) signifikant ist, wird diese auch direkt Einfluss auf den Partikelort und die Partikelflugbahnen im Bereich der Rezirkulationszone haben. Vor allem im 90°-Versuchsaufbau ist bei einem Messabstand von 25 mm eine starke Wechselwirkung (s. Abbildung A.26) sowohl in der Variation des Festkörperanteils sowie dem verwendeten

Lösemittel zu erkennen. Im 45°-Versuchsaufbau treten diese Wechselwirkungen bei 10 mm Messabstand in ähnlichem Maße auf, wobei Schwankungen im Festkörperanteil nur gegenüber dem Szenario mit 100 Gew.% zu erkennen sind.

Vernachlässigt man die Schwankungen bei 10 mm im 45°-Versuchsaufbau sowie bei 25 mm im 90°-Versuchsaufbau, folgen die Ergebnisse den bereits angesprochenen Trends aus dem  $d^2$ -Modell, sodass mit größerem Messabstand die Volumenverteilung feiner wird und der  $d_v(50)$  steigt. Die Volumenverteilungen mit Ethanol als Lösemittel zeigen zudem die erwarteten Ausbeulungen bzw. gar bimodale Formen, welche bereits aus dem  $d^2$ -Modell prognostiziert wurden.

Um den reinen Effekt der Verdunstung zu beurteilen, unabhängig von den geänderten Partikelflugbahnen, wurde im Post-Processing die PGV sowohl mit dem momentanen Partikeldurchmesser als auch unter Verwendung des initialen Partikeldurchmessers berechnet. Dabei wurde lediglich ein relativer Unterschied von 0,5 % festgestellt, was ebenfalls in den Wechselwirkungsdiagrammen in Abbildung A.26 sowie Abbildung A.25 zu erkennen ist. Die Schlussfolgerung aus diesen Erkenntnissen ist, dass die eigentliche Auswirkung der Verdunstung auf die PGV nicht signifikant ist, jedoch aufgrund der zeitabhängigen Dichteunterschiede und Festkörperanteile in Verbindung mit der Verdunstungskinetik selbst erhebliche Änderungen der Partikelflugbahnen hervorgerufen werden, was wiederum erhebliche Auswirkungen auf das Messergebnis hat.

### **Einfluss des Messabstands**

In einer experimentellen Versuchsreihe aus der Datenbank wurde an einer EcoBell 2 HD mit unterschiedlichen Lenklufteinstellungen und Drehzahlen im 90°-Versuchsaufbau die Partikelgrößenverteilung in Abhängigkeit vom Messabstand untersucht. Die Ergebnisse in Abbildung 3.21 zeigen, dass der  $d_v(50)$  bis zum Messabstand von 30 mm zunächst sehr stark fällt, dort ein Minimum ausbildet und anschließend mit steigendem Messabstand zunimmt. Die EcoBell 2 HD ist ein Hochrotationszerstäuber, welcher zu dem Zweck ausgelegt wurde, Detaillackierungen, wie z. B. Türeinstiege an Autos, mit sehr schmalen Sprühstrahlen durchzuführen. Im Vergleich zu Hochrotationszerstäubern, welche für den Flächenauftrag entwickelt wurden, hat dieser Zerstäuber einen kleineren Glockenteller, oftmals geringe Drehzahlen, geringe Hochspannung sowie hohe Lenkluftvolumenströme, sodass die Abnahme des  $d_v(50)$  in erster Linie aus einer längeren Zerstäubungszone resultieren könnte. Dem gegenüber stehen die Ergebnisse der numerischen Simulationen, wo selbiges Phänomen auftritt, jedoch keine Zerstäubung stattfand. Die Ursachen für die Abnahme müssen daher zusätzlich auf anderen Einflussfaktoren beruhen.

Der Einfluss von Mehrfachzählungen, welcher eine Übergewichtung der feinen Partikel hat, kann auf Grundlage der bereits dargestellten Ergebnisse ausgeschlossen werden. Die Lösemittel-

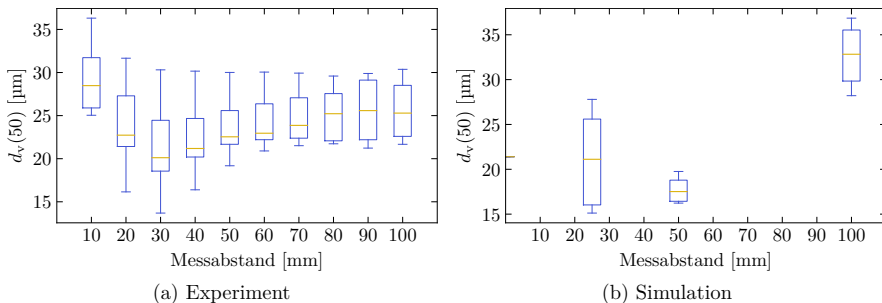


Abbildung 3.21: Einfluss des Messabstands bei der Partikelgrößenmessung im 90°-Versuchsaufbau. In (a) experimentelle Ergebnisse aus Datenbank; in (b) Ergebnisse der numerischen Simulation an der RB1000 SSD (Brush 1)

telverdunstung führt zum Anstieg des  $d_v(50)$  und kann ebenfalls ausgeschlossen werden. Bleibt auf Basis des derzeitigen Kenntnisstands zum einen der Einfluss der Partikelverweilzeiten im Messvolumen, zum anderen der Verlust sehr großer Partikel.

Hinsichtlich der Verweilzeittheorie werden die Ergebnisse von Stevenin et al. (2015) herangezogen, welcher die Ausprägung der Rezirkulationszone untersuchte. Nach seinen Berechnungen kann die Länge der Rezirkulationszone grob mit 70 % des Glockentellerdurchmessers abgeschätzt werden kann. An der EcoBell 2 HD wurde ein 40-mm-Glockenteller verwendet, sodass die Rezirkulationszone in etwa bei 30 mm endet. Das heißt, dass die Partikelflugbahnen zur Rotationsachse hin abgelenkt werden, eine höhere Verweilzeit im Messvolumen haben und somit eine Übergewichtung von vorwiegend feinen bis mittleren Partikelgrößen im Messergebnis hervorruft. Diese steht im Einklang mit den simulierten Ergebnissen entsprechend Abbildung 3.15. In den Simulationen unter Verwendung der RB1000 SSD wurde an den ausgewerteten Messabständen der Tiefpunkt im  $d_v(50)$  bei 50 mm ermittelt, was bei dem Glockentellerradius von 70 mm ebenfalls den Abschätzungen von Stevenin et al. (2015) entspricht.

Anhand der Ergebnisse aus dem Wechselwirkungsdiagramm (s. Abbildung A.26) ist der Kurvenverlauf des  $d_v(50)$  mit und ohne Verweilzeitgewichtung bis 50 mm identisch, sodass – zumindest in den Simulationen – dies nicht die Ursache ist. Die eigentliche Ursache für die Abnahme des  $d_v(50)$  ist auf Verlust der sehr großen Partikel zurückzuführen, welche über das Messvolumen hinweg fliegen.

Der Anstieg des  $d_v(50)$  nach dem Tiefpunkt beruht sowohl auf dem Verdunstungseffekt als auch auf dem Verweilzeiteffekt. Auf Basis der Simulationsergebnisse im Wechselwirkungsdiagramm Abbildung A.26 sowie der Darstellung zum Einfluss der Verweilzeit auf die PGV in Abbildung 3.15 überwiegt der Verweilzeiteffekt. Größere Partikel, welche weit aus dem Partikelorus herausgeschleudert wurden, werden durch Kabinensinkluff sowie Gravitation erst

sehr spät in Richtung Messvolumen bzw. auch Lackierobjekt umgelenkt. Bildhaft ausgedrückt fliegen diese wie Nieselregen durch das Messvolumen, sodass lange Verweilzeiten zu größeren Partikelgrößenverteilungen führen. Kritisch reflektiert wurde bereits festgehalten, dass der Nieselregen aufgrund der RANS-Modelle äußerst homogen ist, was bei visueller Betrachtung der Sprühkegel von Hochrotationszerstäubern nicht in diesem Maße auftritt. Dennoch ist es plausibel, dass im äußeren Sprühkegel deutlich geringere Partikelgeschwindigkeiten bei der Hochrotationszerstäubung vorliegen, sodass der Anstieg des  $d_v(50)$  eine Mischung aus Verdunstungs- und Verweilzeiteffekt ist, wenngleich die Effektstärke gegenüber der Simulation nicht identisch sein wird.

### **Einfluss der Elektrostatik**

Aufgrund möglicher Spannungsüberschläge und damit verbundener Arbeitssicherheitsrichtlinien sowie durch das Messgerät stark abgelenkter Feldlinien kann eine Messung der PGV mittels Laserbeugungsspektroskopie nicht bei eingeschalteter Hochspannung bestimmt werden. Da jedoch auch bisherige Zerstäubungsmodelle von Hochrotationszerstäubern zur Abschätzung des PGV den Einfluss der Hochspannung nicht berücksichtigen, wird als Eingangsgröße für Lackiersimulation mit elektrostatischer Unterstützung auf Messungen ohne Hochspannung zurückgegriffen. Dies wirft die Frage auf, welchen Einfluss die Hochspannung auf den Zerstäubungsprozess und die PGV hat. Um diesen Einfluss auf die PGV zu bewerten, stützt sich die folgende Betrachtung auf die Ergebnisse von Wunsch (2022) und Scholz (1998).

Wunsch (2022) untersuchte die Einflüsse auf die PGV mittels PDA-Messungen, welche in Analogie zu den LDA-Messungen dieser Arbeit (s. Abschnitt 3.6.2) durchgeführt wurden. Der Rohdatensatz wurde zum Zwecke der folgenden Betrachtungen vom Fraunhofer IPA zur Verfügung gestellt. Im eigens erzeugten Haupteffektediagramm Abbildung 3.22 steht im Fokus der Betrachtung die Faktorstärke der Hochspannung im Verhältnis zu den bereits bekannten Einflussfaktoren, wie z. B. Farbmenge oder Drehzahl. Die Hochspannung zeigt hierbei – überraschend – einen ebenso starken Einfluss wie die Drehzahl des Glockentellers. Die Ergebnisse liegen dabei in der gleichen Größenordnung wie in den Untersuchungen von Scholz (1998), welcher den Einfluss der Hochspannung sowohl mittels Laserbeugungsspektroskopie als auch PDA untersuchte. Beide Autoren begründen den Einfluss der Hochspannung auf eine Abnahme der Oberflächenspannung infolge von repulsiven Oberflächenladungskräften, welche auf den theoretischen Betrachtungen von Kräftegleichgewichten beruhen, wie z. B. beim Rayleigh-Limit-Modell. Zieht man das Rayleigh-Limit-Modell als Grundlage heran, wo in bisherigen (s. Tabelle 2.6) sowie eigenen Simulationen lediglich bis zu 5% der maximalen Ladung verwendet wurden, so scheint eine reine Abnahme der Oberflächenspannung durch abstoßende Ladungskräfte nicht alleinige Ursache für die ermittelte Einflussstärke zu sein.

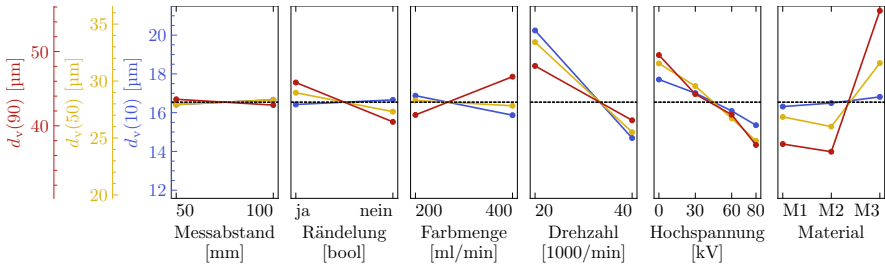


Abbildung 3.22: Haupteffektdiagramm zum Einfluss von Materialeigenschaften und Prozesseinstellungen auf die Partikelgrößenverteilung mittels PDA, Materialien: M1: Butylacetat, M2: Butylacetat mit 2% BYK ES-80 (Leitfähigkeitsadditiv), M3: Mischung Butylglykol/Leitungswasser im Massenverhältnis 80/20

Es wird vermutet, dass die Ligamente durch die Hochspannung sowohl in Anzahl (Balachandran & Bailey 1984) als auch in ihrer Form stark verändert werden und dadurch signifikant feinere Tropfen erzeugen. Eine detaillierte Betrachtung zum Einfluss der Hochspannung auf die Zerstäubung ist ein eigenständiges komplexes Themenfeld und wird nicht weiter in dieser Arbeit thematisiert. Im Fokus steht die Forschungsfrage, welche Auswirkung diese Unsicherheit in der Bestimmung der PGV auf das Simulationsergebnis hat.

### Theoretische Überlegungen über die Existenz von sehr großen Partikeln bei der Hochrotationszerstäubung

Abschließend zu diesen Untersuchungen zur Messung der PGV mittels Laserbeugungsspektroskopie wurden rein theoretische Überlegungen über die Existenz von sehr großen Tropfen über 100 µm durchgeführt. Hintergrund dieser Überlegungen war es, dass in Lackiersimulationen sehr große Tropfen nahezu horizontal aus der Zerstäubungszone fliegen und weder durch Kabinensinkluft oder Gravitation noch durch elektrostatische Kräfte merklich Richtung Lackierobjekt forciert werden. Auch wenn dies rein theoretisch betrachtet plausibel erscheint, so konnten diese großen Tropfen dennoch in keinem Experiment, bei dem ein großer Pappzuschnitt neben dem Zerstäuber platziert wurde, gefunden werden. Ein Beispiel für eine Partikelgrößenverteilung, welche repräsentativ für zahlreiche Verteilungen in der Datenbank steht, wird in Abbildung 3.23 gezeigt. Große Tropfen könnten durch lokale oder temporäre Einflüsse an der Glockentellerkante, wie z. B. Beschädigung oder auch starke Vibration durch Roboterbewegung, entstehen. Dadurch würde die Filmschicht an einer Stelle der Glockentellerkante ansteigen, ein großer Tropfen wäre die Folge. Dieser große Tropfen müsste jedoch, wie im Modell, stark horizontal wegfliegen und wäre auf dem Pappzuschnitt zu finden, was jedoch nicht beobachtet wurde.

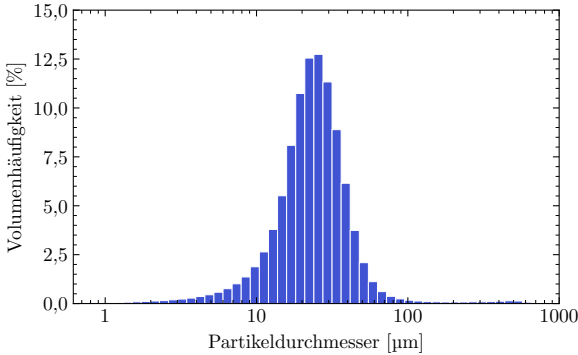


Abbildung 3.23: Beispiel einer gemessenen Partikelgrößenverteilung mit sehr großen Partikeln. Zerstäuber: RB1000 SSD, Parameter: Brush 1, Messkonfiguration: 45°-Versuchsaufbau mit angepassten Lenklüften

Da große Tropfen entsprechend den Messungen im Hauptsprühkegel auftreten, könnten diese durch Tropfenkoaleszenz entstanden sein. Dies impliziert jedoch, dass sich viele Tropfen im Sprühkegel bzw. kurz nach der eigentlichen Primärzerstäubung zusammengefunden haben müssen, um einen einzelnen großen Tropfen zu bilden. Die Wahrscheinlichkeit, dass dieses Ereignis häufig genug eintritt, um die Messung merklich zu beeinflussen, ist sowohl nach Expertenmeinung (Tiedje 2020) als auch eigener Auffassung aufgrund der geringen Partikeldichte äußerst unwahrscheinlich.

Eine weitaus plausible Theorie ist, dass die Tropfen vom Prinzip her nicht real existieren, jedoch auf physikalische Effekte bei der Messung der Streulichtintensität zurückzuführen sind. Vor jeder Messung wird das Umgebungsrauschen aufgenommen, welches im Wesentlichen den Einfluss der Umgebungsluft kalibriert. Durch die Lösemittelabdunstung ist die grundlegende Annahme, dass das Umgebungsmedium dem der Kalibrierung entspricht, nicht gegeben, was zu diesen Messunsicherheiten führen könnte. Im Extremfall führt dies zum sogenannten Beam-steering-Effekt, welcher allerdings sehr deutlich in den Messergebnissen zu erkennen ist. Weiterhin könnte Mehrfachstreuung an den vielen Tropfen im Messvolumen das Beugungsmuster beeinflussen.

Ebenfalls konnte im Rahmen eigener Untersuchungen zum Einfluss der Lösemittelverdunstung festgestellt werden, dass durch die Partikeldurchmesserabnahme der vorwiegend feinen Partikelfractionen die Volumenverteilung im Grobbereich zunimmt. Je schneller die Verdunstung und je mehr feine Partikel direkt nach der Zerstäubung entstanden sind, desto mehr verschiebt sich die Volumenverteilung hin zu größeren Partikeln.

Fazit dieser Überlegungen ist, dass die Existenz von großen Partikeln in der Häufigkeit, wie es die Ergebnisse der Laserbeugungsspektroskopie zeigen, angezweifelt wird, jedoch die



Überprüfung derzeit eine offene Forschungsfrage ist. Ebenfalls ist fragwürdig, ob für den Fall, dass ein sehr großer Tropfen als seltenes Einzelereignis in der Zerstäubung entsteht, dieser in den Lackiersimulationen abgebildet werden muss, da große Tropfen ausschließlich horizontal von der Glockentellerkante wegfliegen.

### Zusammenfassung

Die Partikelgrößenverteilung ist eine notwendige Eingangsbedingung für Lackiersimulationen und wird nach dem Stand der Technik vorwiegend über Laserbeugungsspektroskopie experimentell bestimmt. Praxisbedingt müssen unter Umständen die Zerstäuberparameter der Lenkluft angepasst werden, wodurch starker Einfluss auf das Messergebnis genommen wird. Die systematischen Fehler bei der Partikelgrößenmessung mittels Laserbeugungsspektroskopie führen zu Abweichungen von bis zu 79 % im Vergleich zur initialen PGV. Durch die sicherheitsbedingt fehlende Hochspannung wird ein ebenfalls signifikanter Effekt mit einer Effektstärke von 9 % pro 10 kV auf den  $d_v(50)$  vernachlässigt. Messtechnische Alternativen, wie PDA oder Time-Shift-Verfahren, sind durch die zusätzlichen Geschwindigkeitsinformation der Laserbeugungsspektroskopie überlegen, bringen jedoch andere Nachteile, wie Kosten, Komplexität der Durchführung sowie oftmals einen limitierten Messbereich, mit sich.

Messwinkel:	breiter Sprühstrahl → 45°-Messwinkel oder 90°-Messwinkel mit Unterstützungsluft schmalere Sprühstrahl → 90°-Messwinkel. Relativer Unterschied zwischen beiden Messgeometrien beträgt ca. 10 % im $d_v(50)$
Mehrfachzählung:	kein signifikanter Einfluss
Verweilzeitgew.:	signifikanter Einfluss durch Partikel mit längerer Verweilzeit im Messvolumen
Verdunstung:	Durch die Lösemittelverdunstung werden die Partikel kleiner und führen zu einer Umverteilung zu größerer PGV, was jedoch nicht signifikant ist. Signifikant sind die durch die Verdunstung bedingten Änderungen der Partikelflugbahnen und Partikelverweilzeiten im Messvolumen.
Hochspannung:	signifikanter Einfluss: Je höher die Hochspannung, desto feiner die PGV.
Rückfalllösung:	Falls PGV nicht vorhanden, Datenbank-basierte PGV in erster Näherung, Zerstäubungsmodelle in Kombination mit z. B. logarithmischer Normalverteilung oder rein synthetische Verteilung. Bestimmung über metamodellbasierte Kalibrierung am Spritzbild

## 3.6 Lenkluftgeschwindigkeit

Die gemessenen Lenkluftgeschwindigkeiten mittels Laser-Doppler-Anemometrie (LDA) sind Validierungsgrößen und werden primär zur Validierung der Turbulenzmodelle herangezogen. Prinzipiell können die gemessenen Lenkluftgeschwindigkeiten auch als Eingangsdaten für die Simulation genutzt werden, z. B. als Strömungsprofil kurz oberhalb der Glockentellerkante, wobei in diesem Fall die Messpunktdichte sehr hoch sein muss, was aus ökonomisch Gesichtspunkten für industrielle Anwendungen nicht vertretbar ist. Die Ergebnisse der LDA-Messungen werden im Abschnitt 4.1.5 zusammen mit den Turbulenzmodellen dargestellt und diskutiert.

### 3.6.1 Laser-Doppler-Anemometrie

Die Laser-Doppler-Anemometrie ist ein etabliertes Messverfahren zur punktuellen Bestimmung von Strömungsgeschwindigkeiten. Das Messprinzip basiert auf dem Doppler-Effekt, welcher die auftretende Frequenzverschiebung durch die Relativbewegung zwischen Sender und Empfänger beschreibt. Laser-Doppler-Anemometer arbeiten mit zwei gekreuzten kohärenten Laserstrahlen mit bekannter Wellenlänge, welche im Schnittpunkt ein Interferenzstreifenmuster erzeugen. Konstruktiv ist dies so umgesetzt, dass ein Laserstrahl durch einen Strahlteiler in zwei Laserstrahlen gleicher Intensität aufgeteilt wird, die durch optische Elemente parallel ausgerichtet werden. Anschließend werden diese durch eine konvexe Linse im Linsenbrennpunkt – dem Messvolumen – zusammengeführt. Das Interferenzstreifenmuster besteht aus äquidistanten Interferenzflächen, welche senkrecht zur vom Laser aufgespannten Ebene stehen. Bewegt sich ein kleines Partikel durch das Interferenzstreifenmuster, so wird es mit einer geschwindigkeitsabhängigen Frequenz die gitterartige, gaußverteilte Intensität des Interferenzstreifenmusters streuen. Das proportional zur Teilchengeschwindigkeit gestreute Lichtsignal wird mit einem Photodetektor in Rückstreuung erfasst und in ein elektrisches Signal umgewandelt – das Burst-Signal. Die Geschwindigkeit des detektierten Teilchens ist proportional zur Frequenz des Burst-Signals.

In der Praxis haben sich Zweistrahl-LDA-Systeme durchgesetzt, um zwei Geschwindigkeitskomponenten des Partikels simultan erfassen zu können. Die komplizierte Signalverarbeitung bis hin zu einem validierten gemessenen Partikel wird in der Literatur von Durst et al. (1987) detailliert beschrieben. (Wozniak 2003)

Wird ein Partikel nach der Signalverarbeitung als valide betrachtet, werden dessen Geschwindigkeit  $\mathbf{v}_p$  und Durchlaufzeit  $\tau_{t,p}$  durch das Messvolumen für den jeweiligen Laser ausgegeben. Dieser Rohdatensatz ist demzufolge eine transiente Aufzeichnung individueller Partikelgeschwindigkeiten. In der Lenkluftströmung eines Hochrotationszerstäubers sind allerdings die Tracer weder räumlich ideal verteilt, noch liegt eine konstante Strömungsgeschwindigkeit vor, sodass es zu einer Abhängigkeit zwischen Geschwindigkeit und Datenrate

kommt. Diese äußert sich in einer Neigung zu höheren berechneten Geschwindigkeiten mit steigender Datenrate. Um diesen Bias in der statistischen Auswertung der Strömungsgeschwindigkeit  $\bar{v}$  zu kompensieren, wurde die Partikelgeschwindigkeit mit der Durchlaufzeit  $\tau_{t,p}$  gewichtet. (Nobach 1999; Hoesel & Rodi 1977)

$$\bar{v} = \frac{\sum_{i=1}^n \mathbf{v}_{p,i} \tau_{t,p,i}}{\sum_{i=1}^n \tau_{t,p,i}} \quad (3.3)$$

### 3.6.2 Versuchsaufbau /-durchführung

Um alle drei Geschwindigkeitskomponenten zu messen, wurde der Messpunkt entlang der x-Achse und der y-Achse bewegt. Wird der Sprühkegel in einem Zylinderkoordinatensystem betrachtet, so wird über die in Abbildung 3.24 dargestellte x-Achse die Tangentialgeschwindigkeit und über die y-Achse die Radialgeschwindigkeit ermittelt. Die Axialgeschwindigkeit wird somit doppelt vermessen und anschließend in den Auswertungen gemittelt. Die Messwerte entlang der Raumachsen wurden zudem an der Rotationsachse des Hochrotationszerstäubers punktgespiegelt gemittelt. In der Lackiertechnik können aus Reinheitsgründen in den Lackierkabinen keine Feststoffpartikel (z. B. feine Pulver) als Tracer genutzt werden, daher werden entweder der zerstäubte Lack selbst oder von außen zugeführter Glycerinnebel verwendet. Letzterer wird zur Analyse der Lenkluftströmung bevorzugt und wurde auch in dieser Arbeit verwendet, da die ausgebrachten Massenströme deutlich geringer sind als bei der Zerstäubung von Lacken, wodurch die Wechselwirkung mit der Luftphase geringer ausfällt. Der Glycerinnebel wurde über eine Verdampfungseinheit oberhalb des Zerstäubers der Lenkluftströmung zugeführt (s. Abbildung 3.24). Als Abbruchkriterium für einen Messpunkt wurden 10000 gezählte Partikel und eine maximale Messdauer von 10 s festgelegt.

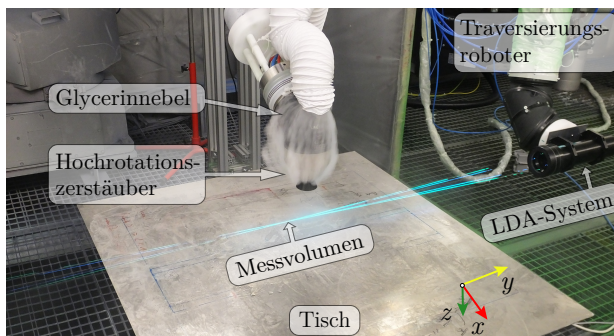


Abbildung 3.24: Versuchsaufbau der LDA-Messungen zur Analyse der Geschwindigkeitsprofile im Sprühkegel. Quelle: eigene ergänzte Darstellung in Anlehnung an Fraunhofer IPA (o. J.)

### 3.6.3 Messunsicherheiten

Die Ursachen für Messunsicherheiten in den durchgeführten LDA-Messungen liegen vorrangig in den verwendeten Tracern sowie in der Ausrichtungs- und Positioniergenauigkeit des Messvolumens im Koordinatensystem des Zerstäubers. Als Tracer wurde Glycerinnebel verwendet, welcher visuell ein sehr gutes Folgevermögen der Strömung zeigt, jedoch ist dessen Partikelgrößenverteilung unbekannt. Es muss davon ausgegangen werden, dass ein gewisser Anteil an Tracern Stokes-Zahlen größer eins hat, sodass Strömung und Partikel nicht die gleiche Geschwindigkeit haben. Durch den zum Teil einseitig eingeleiteten Glycerinnebel oberhalb des Lenkluftringes ist eine homogene Tracerverteilung nicht gegeben, was sich insbesondere in schwankenden Datenraten äußert. Durch das gesetzte Abbruchkriterium von 10 000 detektierten Partikeln und einer maximalen Messpunktdauer von 10 s konnten die Mittelwerte der Strömungsgeschwindigkeit, vor allem am Rand des Sprühkegels, nicht immer hinreichend statistisch gesichert werden.

Durch die Verwendung eines Roboters zur Bewegung des LDA-Messpunkts durch den Sprühkegel musste dessen Koordinatensystem an der Rotationsachse des Hochrotationszerstäubers ausgerichtet werden. Hierfür wurde das Messvolumen des LDA an der Hauptnadel des Hochrotationszerstäubers ausgerichtet, wobei durch die manuelle Justierung mit visueller Kontrolle ein Fehler von 1 mm sowie ein Verkippungswinkel von  $1^\circ$  als Toleranzbereich festgelegt und eingehalten wurden. Translatorische Fehler bei der Justierung führen zu asymmetrischen Geschwindigkeitsprofilen in den gemittelten Messergebnissen. Einen signifikanteren Einfluss hat eine rotatorische Abweichung auf die Geschwindigkeitskomponenten, speziell, wenn die Axialgeschwindigkeit gegenüber der tangentialen bzw. radialen Komponente merklich höher ist. Zusätzlich zu den Messunsicherheiten in diesem lackierspezifischen Messaufbau kommen weitere systematische sowie messprinzipbedingte Unsicherheiten (z. B. Effekt der Geschwindigkeitsverzerrung) hinzu. Diese wurden in den Arbeiten von Albrecht et al. (2003) und Zhang (2010) detailliert beschrieben und diskutiert.

#### Zusammenfassung

Die Lenkluftgeschwindigkeit dient vorwiegend der Validierung von Turbulenzmodellen. Berührunglose Messsysteme wie das LDA sind hier das Mittel der Wahl.

- Verwendung: Validierung der Lenkluftgeschwindigkeit der Turbulenzmodelle
- Fehlerquellen: Translatorische und rotatorische Positioniergenauigkeit, Glycerinnebel als Tracer, geringe Datenraten am Rand des Sprühkegels
- Rückfalllösung: Neben LDA-Messungen kann die Strömung auch mittels Hitzdrahtsonden, Flügelradanemometern oder Staudrucksonden gemessen werden.

### 3.7 Spritzbild, Auftragswirkungsgrad und Ableitstrom

Das Spritzbild, d. h. die charakteristische Schichtdickenverteilung eines Lackapplikationsprozesses auf einer ebenen Platte, ist eng verwandt mit dem Auftragswirkungsgrad, welcher als Verhältnis der auf dem Lackierobjekt abgeschiedenen zur ursprünglich ausgebrachten Lackmasse definiert ist. Beide Größen beinhalten die abgeschiedene Lackmasse auf dem Lackierobjekt, wobei das Spritzbild eine Auskunft darüber gibt, wie diese Masse verteilt ist.

#### 3.7.1 Versuchsdurchführung/-auswertung

Durch die enge Verbindung zwischen Spritzbild und Auftragswirkungsgrad ist die experimentelle Bestimmung des Spritzbilds an die genormte Bestimmung des Auftragswirkungsgrads nach DIN EN 13966-1 angelehnt. Die als Prüfmethode 1 bezeichnete Vorgehensweise in DIN EN 13966-1 schreibt vor, dass in einem einzigen linearen Spritzgang das Lackmaterial aufgebracht werden muss. Das Spritzbild wurde in den Versuchen auf einem Edelstahlblech mit der Breite  $b_{\text{Blech}} = 150 \text{ mm}$  und Länge  $l_{\text{Blech}} = 1 \text{ m}$ , welches auf einem Hintergrundtisch befestigt war, aufgenommen. Bei der Bestimmung muss sichergestellt sein, dass der Zerstäuber erst dann die Blechkante erreicht, wenn der Sprühkegel vollständig entwickelt ist. Die Bestimmung

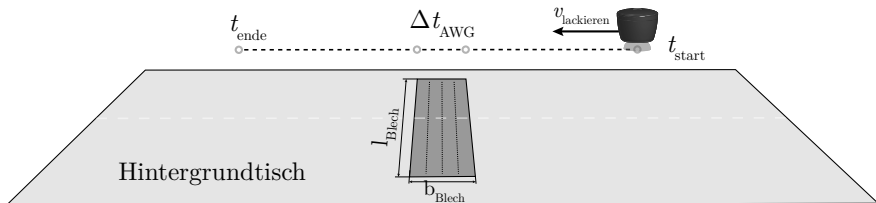


Abbildung 3.25: Horizontaler Versuchsaufbau zur Lackierung eines Spritzbilds.

der Schichtdicke des Spritzbilds erfolgte durch magnetinduktive Schichtdickenmessung nach DIN EN ISO 2178 auf dem gehärteten Lack senkrecht zur Lackierrichtung des Spritzgangs. Die Schichtdickenmessung erfolgt vollautomatisch auf einem Messtisch über die Länge des Blechs mit einem frei wählbaren Messpunktabstand (i. d. R. 5 mm). Die Schichtdicke des Spritzbilds wird als Mittelwert aus drei Messlinien angegeben. Beurteilt wird das Spritzbild im praxisnahen Umfeld anhand der maximalen Schichtdicke  $h_{\text{tr,max}}$ , der charakteristischen Spritzbildbreite  $SB_{50}$  sowie dem profilometrischen Auftragswirkungsgrad  $\eta_{\text{pr}}$ . Die charakteristische Spritzbildbreite  $SB_{50}$  ist die Breite des Spritzbilds in der Höhe, in der die Schichtdicke 50 % der maximalen Schichtdicke  $h_{\text{tr,max}}$  beträgt.

Der profilometrische Auftragswirkungsgrad ( $\eta_{\text{pr}}$ ) ist das flächenbasierte Pendant zum gravimetrischen Auftragswirkungsgrad  $\eta_{\text{g}}$  nach DIN EN 13966-1 (Prüfmethode 1), welcher »als Verhältnis der Festkörpermasse des Beschichtungsstoffs, die auf der Oberfläche eines Objektes

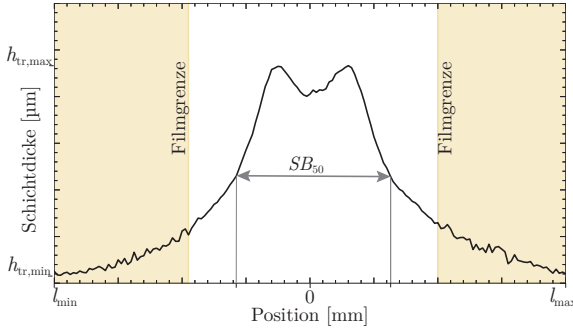


Abbildung 3.26: Beispiel eines Spritzbilds mittels Hochrotationsapplikation mit eingezeichneten Spritzbild-Kennwert  $SB_{50}$  und Filmgrenze (orangefarbener Bereich)

abgeschieden wurde und einen trockenen Film bildet, zu der Gesamtfestkörpermasse des Beschichtungsstoffs, der durch die Spritz- und Sprühgeräte verspritzt wird« (DIN EN 13966-1, S. 4) definiert ist. Der Auftragswirkungsgrad ist demnach eine Leistungszahl, welche die Effizienz eines Lackierprozesses ausdrückt. Der gravimetrische Auftragswirkungsgrad  $\eta_g$  wird nach Gleichung (3.4) berechnet.

$$\eta_g = \frac{m_{tr}}{\dot{V}_1 \rho_l \Delta t_{AWG} F K_g} \quad (3.4)$$

Der profilometrische Auftragswirkungsgrad  $\eta_{pr}$  wird bestimmt, indem die Masse des abgeschiedenen Lackmaterials durch Multiplikation der Gesamtfläche unter dem Spritzbild  $A_{pr}$  mit der Lackiergeschwindigkeit  $v_{la}$  ermittelt und durch den ausgebrachten volumetrischen Festkörperanteil  $FK_v$  dividiert wird.

$$\eta_{pr} = \frac{A_{pr} v_{la}}{\dot{V}_1 F K_v} \quad (3.5)$$

Die Gesamtfläche  $A_{pr}$  wird über numerische Integration berechnet. Da bei sehr geringen Schichtdicken an den Rändern des Spritzbilds oftmals kein geschlossener Lackfilm vorliegt, dies bei der magnetinduktiven Schichtdickenmessung jedoch vorausgesetzt wird, kommt es zu Differenzen von bis zu 5 % zwischen profilometrischem und gravimetrischem Auftragswirkungsgrad.

Neben dem dynamischen Spritzbild wird seltener auch das statische Spritzbild für Validierungszwecke lackiert. Hierbei steht der Zerstäuber senkrecht über einem 1 m x 1 m großen Blech. Der Lackiervorgang dauert in Abhängigkeit der Farbmenge zwischen 2 s und 5 s.

Die Bestimmung des Ableitstromes, welcher die Summe der abgeschiedenen Partikelladungen pro Zeiteinheit darstellt, wurde mit dem gleichen Messaufbau bestimmt. Hierfür wurde der Hintertisch über Isolatoren vom Kabinenboden entkoppelt und ein Erdleiter wurde angeklemt, welcher mit einem Messgerät zur Erfassung des Ableitstroms verbunden war. Der Ableitstrom wurde während des gesamten Spritzvorgangs als eine zeitliche Messkurve

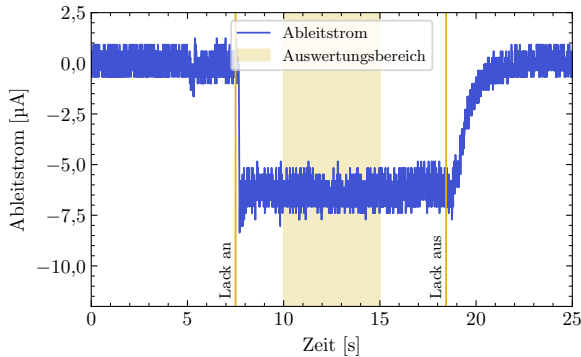


Abbildung 3.27: Beispiel einer Messkurve des Erdableitstroms während der Spritzlackierung eines Spritzbilds

aufgezeichnet (s. Abbildung 3.27). Mit Einschalten der Lackzufuhr steigt der gemessene Ableitstrom, wobei kleinere Überschwinger aufgrund des noch instationären Sprühkegels entstehen können. Der Ableitstrom wird als Mittelwert aus einem gewählten Zeitintervall im stationären Zustand berechnet. Mit Ausschalten der Lackzufuhr fällt weiterhin Lacknebel auf das Blech, wodurch die Stromkurve sich sanfter dem Ausgangsniveau annähert.

Alle drei Messgrößen können in der Regel gleichzeitig in einem einzigen Spritzgang aufgenommen werden, insofern der profilometrische Auftragswirkungsgrad genutzt wird. Muss zwingend der gravimetrische Auftragswirkungsgrad bestimmt werden, müssen versuchsbedingt zwei Spritzgänge durchgeführt werden.

### 3.7.2 Messunsicherheiten/Reproduzierbarkeit

Die Messunsicherheiten bei der Bestimmung der Schichtdickenverteilung, des Auftragswirkungsgrads und des Ableitstroms bestehen vorwiegend aus der Fehlerfortpflanzung aus den Unsicherheiten der gemessenen Lackeigenschaften, der Prozessstabilität sowie den Messunsicherheiten der Messgeräte. Eine detaillierte Auflistung ist in der Norm DIN EN 13966-1 tabellarisch dargestellt und die Messunsicherheit beträgt insgesamt 5%.

Bei der Schichtdickenmessung ist zudem zu beachten, dass der Lack vollständig ausgehärtet und abgekühlt sein muss, da ansonsten die Messspitze des magnetinduktiven Messgeräts spürbar in die Lackschicht eindringt und geringere Schichtdicken ausgibt.

Die Reproduzierbarkeit der Spritzbilder (s. Abbildung 3.28) wurde in einer Langzeituntersuchung über drei Jahre in unregelmäßigen Versuchsabständen an der picoBell HiBlow II untersucht. Die mittlere prozentuale Abweichung der Schichtdicke beträgt hierbei  $\pm 12\%$ .

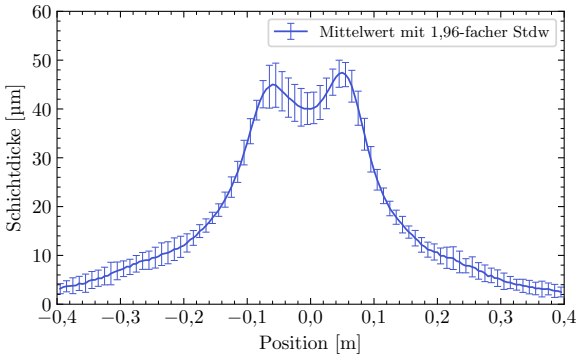


Abbildung 3.28: Reproduzierbarkeitsuntersuchung zum Spritzbild.  
Zerstäuber: picoBell HiBlow II, Parameter: Brush 2

Neben den bisher erwähnten Unsicherheiten sind mit der Langzeituntersuchung zusätzliche Unsicherheiten verbunden. Dazu gehören Verschleiß des Zerstäubers, Chargenschwankungen des Lackmaterials sowie Eigenschaftsänderungen durch Lackalterung.

### Asymmetrie in Spritzbildern

Dynamische Spritzbilder neigen unter bestimmten Prozessparametern zu asymmetrischen Doppelhöckern. Als erste Vermutung könnte die Ursache eine Asymmetrie am Hochrotationszerstäuber selbst sein, z. B. durch verstopfte Lenkluftdüsen, welche am statischen Spritzbild (s. Abbildung 4.3a) sehr gut bewertet werden können.

Eine Theorie für die Ursachen der Asymmetrie in den Spritzbildern wird über den Magnus-Effekt aufgestellt. Anschaulich dargestellt, ist dieser für die Kurvenflugbahn (vertikale Flugbahn vernachlässigt) einer Flanke im Fußball bekannt, wobei durch die Rotation des Balls die Luft an der einen Seite verringert und auf der anderen Seite beschleunigt wird. Gemäß der Bernoulli-Gleichung entsteht dadurch ein Druckunterschied auf beiden Seiten, sodass eine Kraft hin zur Niederdruckseite entsteht, was die Kurvenflugbahn erzeugt. Überträgt man den Magnus-Effekt auf eine gedrahlte Lenkluftströmung bei gleichzeitig linearer Zerstäuberbewegung, so können asymmetrische Höcker im Spritzbild ausgebildet werden.



Um diese Theorie zu stützen, müsste demzufolge bei höheren Lackiergeschwindigkeiten eine stärkere Asymmetrie entstehen sowie bei Umkehrung der Lackierrichtung die Asymmetrie gespiegelt auftreten. In einer experimentellen Versuchsreihe (s. Abbildung 3.29) wurden diese beiden Szenarien untersucht. Die Lackiererergebnisse in Abbildung 3.29 untermauern

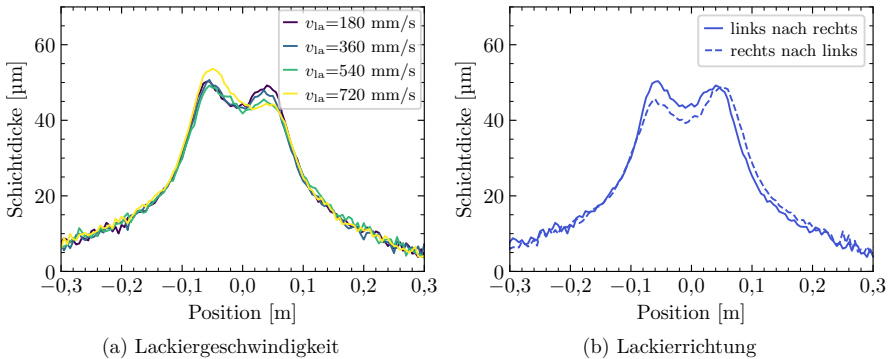


Abbildung 3.29: Einfluss des Magnus-Effekts auf das Spritzbild.

Zerstäuber: picoBell HiBlow II, Parameter: Brush 2

die aufgestellte Theorie, wenngleich auch in der Geschwindigkeitsreihe bei  $v_{\text{la}} = 180$   $\text{mm/s}$  sowie  $v_{\text{la}} = 360$   $\text{mm/s}$  die Ergebnisse innerhalb der Prozessschwankung nicht eindeutig sind. Dennoch ist ab  $v_{\text{la}} = 540$   $\text{mm/s}$  eine stärkere Asymmetrie wahrzunehmen. Diese Spritzbilder wurden jedoch an einem vertikalen Versuchsaufbau aufgenommen, was zu einer höheren Schichtdicke auf der linken Seite (in Gravitationsrichtung und Kabinensinkluff) führt.

In Abbildung 3.29 werden die Spritzbilder mit zwei unterschiedlichen Lackierrichtungen gezeigt. Durch diese Versuchsergebnisse wird die Magnus-Effekt-Theorie zusätzlich gestützt, da die Asymmetrie gespiegelt ist und gleichzeitig den Einfluss der Gravitation und Kabinensinkluff abschwächt. Mannam (2019) untersuchte in seiner Forschungsarbeit ebenfalls diesen Effekt mittels dynamischer Lackiersimulationen, wobei die Trends in der Geschwindigkeitsvariation deutlich schärfer abgebildet sind.

Schlussfolgernd deuten die Ergebnisse in den Spritzbildern auf den Magnus-Effekt als Ursache der Asymmetrie hin, wobei Fertigungstoleranzen an den Lenkluftringen diesen Effekt bei der Spritzbildlackierung verstärken oder gänzlich kompensieren könnten.

### Zusammenfassung

Spritzbild, Auftragswirkungsgrad sowie Ableitstrom sind wichtige Validierungsgrößen, wobei dem Spritzbild ein übergeordneter Stellenwert zugesprochen wird. Da das Spritzbild auch in industriellen Lackieranlagen wichtiges Werkzeug ist Prozesse zu überwachen, steht dies i. d. R. für Lackiersimulationen zur Verfügung. Im Rahmen dieser Forschungsarbeit konnte der Magnus-Effekt für Asymmetrien in Spritzbildern identifiziert werden. Mit steigender Lackiergeschwindigkeit nimmt die Stärke des Magnus-Effekts auf das Spritzbild zu.

Verwendung:	Validierungsgrößen der Lackiersimulation, optional als Eingangsgröße zur metamodellbasierten Kalibrierung der Injektionsmodellfaktoren
Bestimmungsmethode:	linearer Spritzgang nach DIN EN 13966-1
größte Unsicherheiten:	Chargenschwankungen, Prozessstabilität und Messgenauigkeit
Rückfalllösung:	Lackiersimulation kann auch ohne diese Daten durchgeführt werden.

## 3.8 Zusammenfassung der Messunsicherheiten

Um numerische Lackiersimulationen mittels Euler-Lagrange-Verfahrens durchzuführen, werden Informationen zu 3D-Modellen des Zerstäubers, Prozess- und Zerstäuberparametern, Lackeigenschaften sowie Messdaten zur Partikelgrößenverteilung benötigt, welche im Vorfeld erfasst werden müssen. Die überwiegende Mehrheit der Eingangsdaten, wie Prozess- und Zerstäuberparameter oder Lackeigenschaften, stehen i. d. R. über den Lackieranlagenbetreiber bzw. den Lackhersteller zur Verfügung.

Die größten Unsicherheiten bestehen in der Bestimmung der Partikelgrößenverteilung mittels Laserbeugungsspektroskopie, was vor allem auf inhomogene Partikelgeschwindigkeiten im Messvolumen sowie die sicherheitsbedingt fehlende Hochspannung zurückgeführt werden konnte. Andere Messmethoden, wie PDA oder Time-Shift-Verfahren, können die systematischen Fehler der Laserbeugungsspektroskopie durch die zusätzliche Information über die Partikelgeschwindigkeit teilweise umgehen, haben jedoch andere Nachteile hinsichtlich der Komplexität und Kosten der Durchführung sowie dem Messbereich sehr feiner Partikel unterhalb  $d_p = 1 \mu\text{m}$ .

Muss der Hochrotationszerstäuber virtuell nachgebildet werden, so bestehen nicht zu unterschätzende Unsicherheiten hinsichtlich der Durchmesser und Ausrichtung der Lenkluftdüsen.

Um final zu bewerten, wie stark sich die Einflüsse der Messunsicherheiten in numerischen Lackiersimulationen auswirken, wird im Abschnitt 5.5 unter Verwendung der Angaben in Tabelle 3.7 anhand des Spritzbilds dargestellt.

Kritisch reflektierend beinhalten die dargestellten Unsicherheiten keine Fehlerfortpflanzungen. Fehler können sich dabei sowohl aufsummieren als auch kompensieren. Die Angaben in Tabelle 3.7 beziehen sich daher auf die größtmögliche Unsicherheit, welche in den vorhandenen Datensätzen ermittelt wurde.

Tabelle 3.7: Zusammenfassung der Unsicherheiten experimenteller Eingangs- und Validierungsdaten. Für die Angaben der Unsicherheiten aus den Normen wurde die Vergleichsgrenze herangezogen.

	Unsicherheit	Quelle
<b>3D-Modell</b>		
Radialkoordinate innere Lenkluft	$\pm 0,5$ mm	eigene Untersuchung
Radialkoordinate äußere Lenkluft	$\pm 0,5$ mm	eigene Untersuchung
Winkel innere Lenkluft	$\pm 2^\circ$	eigene Untersuchung
Winkel äußere Lenkluft	$\pm 2^\circ$	eigene Untersuchung
Düsendurchmesser	$\pm 0,05$ mm	eigene Untersuchung
<b>Lackeigenschaften</b>		
Flüssiglackdichte (Pyknometer-Methode)	$\pm 0,01$ g/cm <sup>3</sup>	DIN EN ISO 2811-1
Trockenlackdichte (archimedisches Prinzip)	$\pm 0,01$ g/cm <sup>3</sup>	DIN EN ISO 2811-2
Festkörperanteil (gravimetrische Methode)	$\pm 4$ % (absolut)	DIN EN ISO 3251
Festkörperanteil (volumetrische Methode)	$\pm 1,06 + (0,0096FK_v)\%$ (abs.)	DIN EN ISO 3233-2
Oberflächenspannung (Pendant-Drop-Methode)	$\pm 2$ % vom Messwert	eigene Untersuchung
<b>Prozessparameter</b>		
Massenstrom des Beschichtungsstoffs	$\pm 2$ %	DIN EN 13966-1
Beschichtungszeit	$\pm 1$ % des festgelegten Werts	DIN EN 13966-1
Winkelstellung der Zerstäuberachse	$\pm 2^\circ$	DIN EN 13966-1
Lackierabstand	$\pm 1$ mm	DIN EN 13966-1
Lackiergeschwindigkeit	$\pm 1$ % des festgelegten Werts	DIN EN 13966-1
Drehzahl Glockenteller	$\pm 1$ % des festgelegten Werts	DIN EN 13966-1
Hochspannung	$\pm 5$ % des festgelegten Werts	DIN EN 13966-1
Lenkluftvolumenstrom	$\pm 5$ % des festgelegten Werts	DIN EN 13966-1
Kabinensinklufte	$\pm 35$ % des festgelegten Werts	eigene Untersuchung
<b>Partikelgrößenverteilung (<math>d_v(50)</math>)</b>		
Messwinkel	$\pm 10$ % vom Messwert	eigene Untersuchung
Messprinzip ( $45^\circ$ -Messwinkel)	$\pm 79$ % vom Messwert	eigene Untersuchung
Messprinzip ( $90^\circ$ -Messwinkel)	$\pm 35$ % vom Messwert	eigene Untersuchung
(fehlende) Hochspannung	$\pm 9$ % pro 10 kV	(Wunsch 2022)
<b>Lackierspezifische Kennwerte</b>		
Auftragswirkungsgrad (gravimetrisch)	$\pm 5$ % (absolut)	DIN EN 13966-1
Schichtdickenmessung (magnetinduktiv)	$\pm 5$ % vom Messwert	DIN EN ISO 2178
Reproduzierbarkeit des Spritzbilds	$\pm 12$ % vom Messwert	eigene Untersuchung
Ableitstrom	$\pm 10$ % vom Messwert	Abschätzung über Auftragswirkungsgrad
<b>Lenkluftgeschwindigkeit – LDA</b>		
Positioniergenauigkeit	$\pm 1$ mm	eigene Untersuchung
Winkelgenauigkeit	$\pm 1^\circ$	eigene Untersuchung



# Kapitel 4

## Simulation der kontinuierlichen Phase und des elektrostatischen Felds

Nachdem die experimentellen Eingangsdaten zusammengetragen, aufbereitet und in einer Datenbank abgelegt wurden, wird im weiteren Vorgehen das zu simulierende System konzeptionell und numerisch modelliert (s. Abbildung 4.1). Das Ziel ist, das Simulationskonzept möglichst einfach bei zugleich höchstem Informationsgehalt zu gestalten. Wie dies erreicht wurde, wird in diesem Kapitel vorgestellt, und die Grenzen der konzeptionellen Modellierung werden diskutiert.

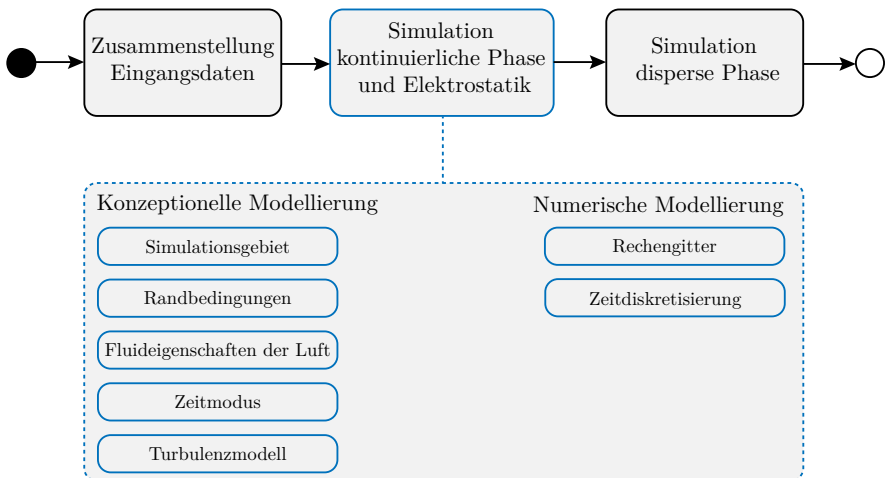


Abbildung 4.1: Darstellung zur systematischen Vorgehensweise für numerischen Lackiersimulationen: Simulation der kontinuierlichen Phase und des elektrostatischen Felds

## 4.1 Konzeptionelle Modellierung

Die konzeptionelle Modellierung, d. h. nach der Auffassung von Roache (1997) das Lösen der *right model equations*, ist ein essentieller Schritt in der Auslegung von Lackiersimulationen sowie Simulationen im Allgemeinen. Die Frage nach dem *richtigen* Modell bezieht sich dabei immer auf den spezifischen Anwendungsfall. Während das Modell für kompressible und inkompressible Strömung eindeutig gewählt werden kann, kann, z. B. für die Wahl des Turbulenzmodells, diese Frage oft nicht eindeutig beantwortet werden.

Zusätzlich zu den *right model equations* umfasst die konzeptionelle Modellierung die Dimensionierung des Simulationsgebiets, das Setzen von Materialeigenschaften sowie auch Rand- und Anfangsbedingungen des zu simulierenden Systems.

### 4.1.1 Konzept der statischen und dynamischen Lackiersimulation

Die wichtigste Konzeption, welche zu einer massiven Reduktion des benötigten Rechenaufwands führt, ist die Simulation des statischen anstelle des dynamischen Spritzbilds. Das dynamische Spritzbild zeigt die Volumenverteilung auf einer Linie, auf welcher das statische Spritzbild bei der Bewegung des Zerstäubers überlagert ist (s. Abbildung 4.2b). Im mathematischen Umkehrschluss kann das dynamische Spritzbild auch als Linienintegral des Volumens eines statischen Spritzbilds berechnet werden (s. Abbildung 4.2a). Dieser Ansatz ist nicht

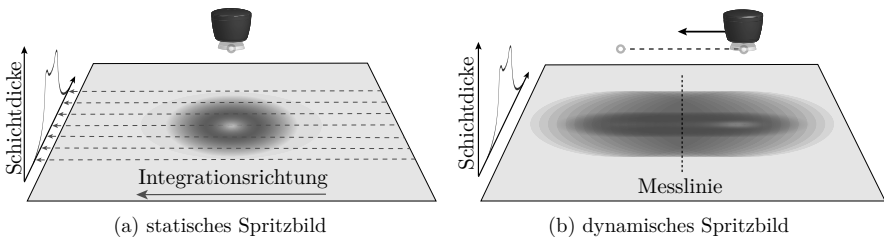


Abbildung 4.2: Betrachtungsweise statisches und dynamisches Spritzbild

neu und wurde bereits in mehreren numerischen Forschungsarbeiten (Toljic et al. 2013; Ye et al. 2005; Ye et al. 2003) herangezogen, jedoch wurden auftretende Unterschiede nicht ausdrücklich dargestellt und diskutiert.

Das statische Spritzbild liegt in der Regel in diskreten Werten auf einem zweidimensionalen Gitter vor. Aus experimenteller Sichtweise wird das Gitter durch das Messabstandsrastrer vorgegeben, wohingegen es in numerischen Lackiersimulationen durch das Oberflächengitter repräsentiert ist. Die Konvertierung erfolgt im einfachsten Fall durch die Aufsummierung der Schichtdicken entlang einer gewünschten Koordinatenachse – dem Linienintegral. Um den sogenannten Binning-Effekt (Tafari et al. 2012) in Lackiersimulationen zu vermeiden,

d. h. sehr hohe Schichtdicken, bedingt durch große Lackvolumina in sehr kleinen Rechenzellen, kann im Post-Processing ein separates Auswertegitter erzeugt oder auf Kerndichteschätzer zurückgegriffen werden (Güttler et al. 2020).

Die Konvertierung vom statischen ins dynamische Spritzbild wurde in einer ersten Phase an der picoBell HiBlow II mittels Radon-Transformation (s. Abbildung 4.3) experimentell überprüft, wobei eine sehr gute Übereinstimmung zum dynamischen Spritzbild erzielt wurde. Wenngleich eine gute Übereinstimmung gegeben ist, sind dynamische Effekte, wie der in Abschnitt 3.7.2 beschriebene Magnus-Effekt, in statischen Spritzbildern nicht enthalten. Da der Magnus-Effekt letztlich nur eine gespiegelte Umverteilung von Lackvolumen ist, empfiehlt es sich, das experimentelle Spritzbild für die Validierung der Lackiersimulationen als spiegelsymmetrischen Mittelwert heranzuziehen. In der zweiten Phase wurde nach der

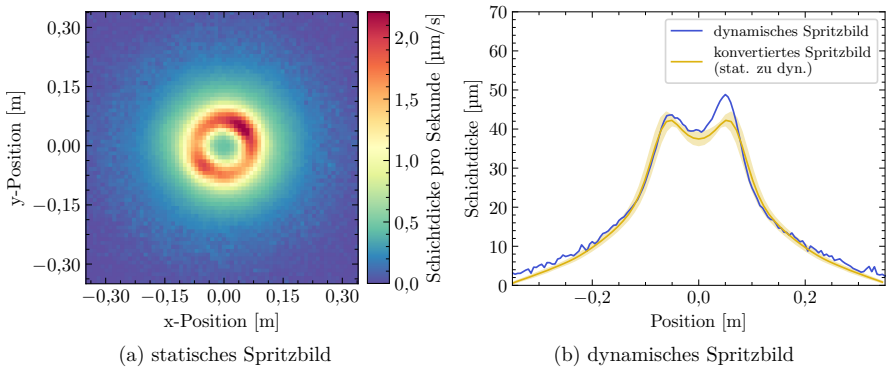


Abbildung 4.3: Experimentelle Validierung der statischen und dynamischen Konzeption von Spritzbildern. Zerstäuber: picoBell HiBlow II, Parameter: Brush 2

gleichen Vorgehensweise das dynamische Spritzbild aus dem simulierten statischen Spritzbild berechnet. Während das statische Spritzbild mittels Ansys®Fluent (v19.2) berechnet wurde, wurde das dynamische Spritzbild vom schwedischen Fraunhofer-Chalmers Research Centre for Industrial Mathematics mittels IPS Virtual Paint (v3.8) (IPS AB 2021) simuliert. Analog zur Vorgehensweise der selbstprogrammierenden Lackierzelle »SelfPaint« (Edelvik et al. 2018; Güttler et al. 2021) wurde ein zweistufiges Simulationsverfahren herangezogen, in welchem der kompressible Strömungsbereich nahe dem Glockenteller mittels Ansys®Fluent berechnet und anschließend in IPS Virtual Paint (v3.8) eingekoppelt wurde. Die Ergebnisse dieser Simulationen sind in Abbildung 4.4 dargestellt. Hierbei zeigt sich eine sehr gute Übereinstimmung in den statischen Spritzbildern, insbesondere unter der Berücksichtigung, dass in der IPS-Simulation gegenüber der Simulation mittels Ansys®Fluent signifikant weniger Rechenzellen verwendet wurden. Abweichungen sind vor allem dem geschuldet, dass das statische Spritzbild in einem horizontalen und das dynamische Spritzbild in einem vertikalen Versuchsaufbau

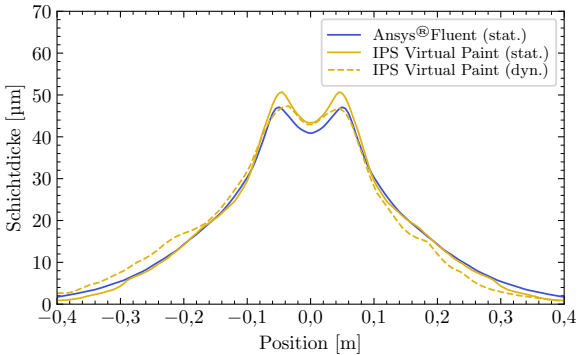


Abbildung 4.4: Vergleich zwischen statischen und dynamischen Spritzbildsimulationen.  
Zerstäuber: RB1000 SSD, Parameter: Brush 1

simuliert wurden, was zu einer tendenziell höheren Schichtdicke links (entspricht unten im Experiment) der Zentralachse führt.

Obwohl dieses Konvertierungskonzept sehr gut funktioniert, hat es den erheblichen Nachteil, dass es nur für dynamische Spritzbilder verwendet werden kann, welche mit einem Hintergrundisch aufgenommen wurden bzw. bei denen die Lackierbleche mindestens doppelt so breit wie der Sprühstrahl selbst sind. Ist diese Voraussetzung nicht gegeben, kann nicht davon ausgegangen werden, dass der Sprühkegel über dem Lackierobjekt vollständig ausgebildet ist.

Sind alle Voraussetzung gegeben, eröffnet dieses Konzept weitere Möglichkeiten, den Rechenaufwand drastisch zu reduzieren, was in den folgenden Abschnitten weiter thematisiert wird.

#### Zusammenfassung

Die Berechnung des dynamischen Spritzbilds über eine statische Lackiersimulation ist eine äußerst effektive Methode, den Rechenaufwand zu reduzieren, wenngleich dynamische Effekte, wie der Magnus-Effekt, nicht berücksichtigt werden können.

Verwendung:	Massive Reduktion des benötigten Rechenaufwands
Voraussetzung:	Hintergrundisch oder sehr breite Lackierbleche während der dynamischen Spritzbildlackierung
Fehlerquellen:	Magnus-Effekt nicht berücksichtigt, Binning-Effekt in Lackiersimulation durch zu feine Oberflächengitter auf dem Blech
Fehlervermeidung:	Magnus-Effekt: Spiegelmittelung der experimentellen Spritzbilder Binning-Effekt: Verwendung von zusätzlichen Rechengittern oder Kerndichteschätzern



### 4.1.2 Simulationsgebiet mit Rand- und Anfangsbedingungen

Ein weiterer Ansatz, den benötigten Rechenaufwand darüber hinaus drastisch zu reduzieren, basiert auf den rotationssymmetrischen Eigenschaften der Hochrotationszerstäuber, wodurch das Simulationsgebiet in periodische Kreissegmente aufgeteilt werden kann. Das Kreissegment mit dem Winkel  $\alpha_{\text{SG}}$  ergibt sich aus Division eines Vollkreises mit der Düsenanzahl der inneren bzw. äußeren Lenkluft. Liegt eine unterschiedliche Düsenanzahl vor, so muss mindestens das kleinste gemeinsame ganzzahlige Vielfache verwendet werden. Die entstandenen Schnittflächen des Kreissegments wurden im Gittergenerierungsprozess über eine 1:1-Zellverbindung vernetzt, d. h. Zellgröße und Position sind auf beiden Seiten der periodischen Flächen identisch. Zusätzlich wurden an den Schnittflächen periodische Randbedingungen gesetzt.

Die Dimensionen des periodischen Simulationsgebiets (s. Abbildung 4.5) wurden entsprechend den Lackierprozessparametern gesetzt. Dazu zählen der Lackierabstand  $z_{\text{la}}$  entlang der z-Achse zwischen Glockentellerkante und Lackierobjekt sowie die Länge des Spritzbildblechs  $l_{\text{Blech}}$ , welche in der Simulation als Durchmesser der Platte gesetzt wurde. Die Simulationsgebietsgrenzen wurden in einem Abstand von 0,1 m zum nächsten Wandkörper (z. B. Zerstäubergehäuse oder Platte) gesetzt. Aufgrund der komplizierten Gittergenerierung

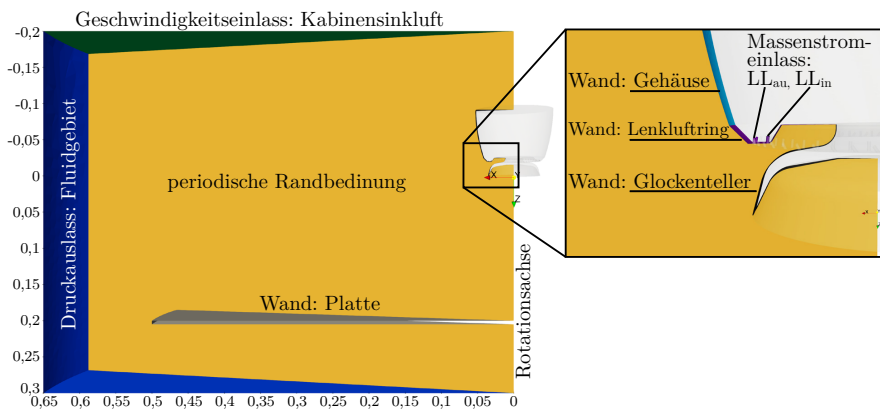


Abbildung 4.5: Kreissegment des periodischen Simulationsgebiets mit Beschriftung der Randbedingungen

von sehr dünnen und kleinen geometrischen Objekten ist die Platte in der Simulation 5 mm stark, während die reale 1 mm stark ist. Weiterhin wurde das Gehäuse des Zerstäubers in der Höhe signifikant gekürzt.

Die Spezifikationen der jeweiligen Randbedingungen an den begrenzenden Simulationsgebietszonen für Momentum, elektrisches Potential sowie disperse Phase sind in Tabelle 4.1 in allgemeiner Form aufgelistet.

Tabelle 4.1: Rand- und Anfangsbedingungen an den begrenzenden Simulationsgebietszonen. Eine grafische Darstellung der Simulationsgebietszonen zeigt Abbildung 4.5.

	Momentum	elektr. Potential	disperse Phase
<b>Geschwindigkeitseinlass</b>			
Kabinensinkluft	Geschwindigkeit [m/s]	Isolator (ideal)	Austritt
<b>Massenstromeinlass</b>			
Lenkluft innen	Massenstrom [kg/s]	Isolator (ideal)	Austritt
Lenkluft außen	Massenstrom [kg/s]	Isolator (ideal)	Austritt
<b>Druck-Auslass</b>			
Seite/Unterseite	n. a.	Isolator (ideal)	Austritt
<b>Wand</b>			
Platte	n. a.	0 V (geerdet)	Deponieren
Glockenteller	Drehzahl [rad/s]	Hochspannung [V]	Deponieren
Lenkluftring / Lenkluftdüsen	n. a.	Hochspannung [V]	Austritt
Zerstäubergehäuse	n. a.	Isolator (ideal)	Austritt

### 4.1.3 Fluid- und Materialeigenschaften

Durch die druckluftversorgte Lenkluft mit Maximalgeschwindigkeiten am Düsenaustritt von bis zu 450 m/s muss die kontinuierliche Phase als kompressibel betrachtet werden. Weil die Lösemittelverdunstung vernachlässigt wird, wird die Luft als Idealgas ohne Luftfeuchtigkeit betrachtet.

Jegliche Wandzonen des Hochrotationszerstäubers sowie des zu lackierenden Objekts werden ohne Materialeigenschaften hinsichtlich Stoff- und Wärmeübertragung (adiabat) gesetzt. In Bezug auf die elektrische Leitfähigkeit wird an den Wandzonen zwischen ideal leitfähig und ideal isolierend unterschieden. In den Rand- und Anfangsbedingungen sowie bei der Initialisierung der Simulation wurde die lackiertypische Temperatur von 23 °C bei Normaldruck (Ausnahme: Massenstrom-Einlässe der Lenkluft) gesetzt.

### 4.1.4 Vergleich stationärer und transienter Simulation

Für das in dieser Arbeit verwendete statische Simulationskonzept wird die stationäre Berechnung bevorzugt, insbesondere im Hinblick auf eine große Anzahl durchzuführender statistischer Versuchspläne zur Untersuchung der initialen Partikelbedingungen. Dem stationären Ansatz stehen jedoch transiente Strömungseffekte aus der Turbulenz und Druckschwankungen der Drallströmung gegenüber.

Um die Auswirkung beider Zeitmodi (stationär und transient) zu bewerten, wurden an der RB1000 SSD sowohl am Brush 1 als auch Brush 2 je eine stationäre und eine transiente Simulation nach den Simulationsabläufen 1 und 2 (s. Anhang) simuliert. Das Strömungsfeld der transienten Simulationen wurde über eine Strömungszeit von 0,5 s bei einem konstanten Zeitschritt von  $\Delta t = 1 \cdot 10^{-5}$  s (Courant-Zahl  $< 10$ ) gemittelt.

Die Ergebnisse in Abbildung 4.6 bestätigen die Vermutung, dass mit stark gedrahter Lenkluft (Brush 2) größere Abweichungen zwischen stationärer und transienter Simulation gegenüber weniger gedrahter Lenkluft erzeugt werden. In Anbetracht der geringen Differenzen im Geschwindigkeitsbetrag wird an dieser Stelle bereits das Fazit gezogen, dass durch die immens höheren Rechenkosten bei der transienten Simulation dieser Fehler für weitere Untersuchungen akzeptiert wird. Dennoch ist zusätzlich festzuhalten, dass die Unterschiede

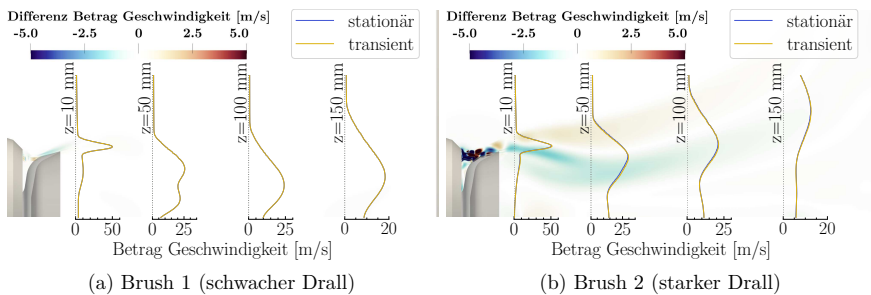
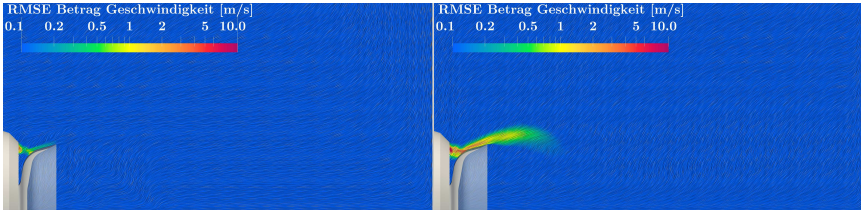


Abbildung 4.6: Darstellung des Betrags der Geschwindigkeit als Differenz zwischen stationärer und transienter Simulationen (Farbbalken) sowie der absoluten Werte an ausgewählten Abständen zum Zerstäuber (Liniendiagramm). Zerstäuber: RB1000 SSD

im Nahfeld des Glockentellers stärker sind als im Hauptströmungsbereich unterhalb des Glockentellers. Hier wird vermutet, dass die transiente Simulation die Mischung, sprich das Aufeinandertreffen von innerer und äußerer Lenkluft, dynamischer auflöst und Pulsationen sowie gekrümmte Stromlinien natürlicher abbildet.

Einen interessanten Aspekt in diesem Zusammenhang beschrieb Poppner (2007) an einer äquivalenten Untersuchung zu stationären und transienten Simulationen an Hochrotationszerstäubern, in welcher er wiederholende Schwankungen des Strömungsfelds um die Rotationsachse feststellte. Das von ihm als *Wobbling* bezeichnete Phänomen wurde auch in diesen Untersuchungen beobachtet.

Wie auch Poppner (2007) in seinen stationären Simulationen bemerkt hat, führt der Wobbling-Effekt zu einem oszillierenden Verhalten im Bereich der konvergierten Lösung. Ergänzend zu seinen Erkenntnissen ist in Abbildung 4.7 die Wurzel der mittleren quadratischen Abweichung (RMSE) vom Geschwindigkeitsbetrag der Lenkluft dargestellt. Bei der Deutung des RMSE in Abbildung 4.7a muss beachtet werden, dass dieser in der stationären Simulation



(a) stationär (Mittlung: 10000 Iterationen)    (b) transient (Mittlung: 0,5s Strömungszeit)

Abbildung 4.7: RMSE vom Betrag der Lenkluftgeschwindigkeit. Zerstäuber: RB1000 SSD, Parameter: Brush 1

allein auf die bereits angesprochenen Oszillationen zurückzuführen ist. In der transienten Simulation beschreibt der in Abbildung 4.7b dargestellte RMSE die Fluktuationen der Strömung.

Auch wenn der RMSE in der transienten Simulation ein größeres Gebiet im Nahfeld des Glockentellers umfasst, ist die Schwankungsbreite deutlich geringer gegenüber den von Poppner (2007) berechneten Werte, auch wenn ein quantitativer Vergleich aufgrund der unterschiedlichen verwendeten Zerstäuber und Betriebsparameter zu seinen Ergebnissen nicht gegeben ist.

Visuell konnte der Wobbling-Effekt an der RB1000 SSD mit dem Parametersatz Brush 1 im Experiment nicht beobachtet werden, jedoch zeigte die picoBell HiBlow II mit stark gedrahten Lenkluftparametern erhebliche Schwankungen entsprechend der Wobbling-Theorie.

Warum in der stationären Simulation der Wobbling-Effekt in ähnlicher Weise auftritt wie in der transienten Simulation, kann hier, wie auch nach der Schlussfolgerung von Poppner (2007), nur auf numerische Effekte zurückgeführt werden.

Für die weiteren Untersuchungen in dieser Arbeit wurde auf Basis dieser Ergebnisse weiterhin die stationäre Berechnung verwendet, da die Auswirkung auf das Spritzbild (s. Abbildung A.13) welches im Vordergrund dieser Arbeit steht, sehr gering ist.

#### Zusammenfassung

Mittels stationärer Berechnung der kontinuierlichen Phase und des elektrostatischen Felds in Lackiersimulationen wird gegenüber transienten Simulationen erheblich Rechenkapazität (mehr als Faktor 100) eingespart. Die Unsicherheit der stationären Lösung nimmt mit zunehmender Drallintensität zu. Sowohl stationäre als auch transiente Simulationen schwanken um die Rotationsachse.

### 4.1.5 Turbulenzmodellstudie

Die Wahl eines Turbulenzmodells für die Berechnung der Lenkluftströmung in Lackiersimulationen stellt immer einen Kompromiss zwischen Güte der Vorhersage in Bezug auf physikalische Strömungsmerkmale, der numerischen Robustheit sowie der benötigten Rechenkapazität dar. In dieser Untersuchung wurden drei Turbulenzmodell-Klassen mit wichtigen Vertretern hinsichtlich der Anwendbarkeit in numerischen Lackiersimulationen verglichen und gegen die LDA-Messdaten aus Abschnitt 3.6 validiert.

Untersucht wurden die Wirbelviskositätsmodelle (Zweigliedungsmodelle)  $k$ - $\varepsilon$ -Realizable (Shih et al. 1995) und  $k$ - $\omega$ -SST (Menter 1994), ein lineares Reynolds-Spannungsmodell RSM (Gibson & Launder 1978; Launder 1989; Fu et al. 1987) sowie die Grobstruktursimulation Improved-Delayed-Detached-Eddy-Simulation IDDES (Gritskevich et al. 2012; Shur et al. 2008) mit dem  $k$ - $\omega$ -SST zur Modellierung der wandnahen Strömungen. Die Zweigliedungsmodelle wurden primär vor dem Hintergrund gewählt, dass diese im industriellen Umfeld in einer Vielzahl von kommerziellen CFD-Programmen bereits implementiert sind.

Durchgeführt wurden transiente Simulationen auf dem gleichen Gitter mit einem Zeitschritt von  $\Delta t = 1 \cdot 10^{-5}$  s über eine Strömungszeit von 0,5 s gemäß des Simulationsablaufs 2. Entsprechend den Turbulenzmodellen wurden die numerischen Methoden angepasst. Das zeitgemittelte Strömungsfeld wurde zudem bei der Auswertung auf den radial verlaufenden Auswertungslinien azimuthal über die Winkelspanne des Kreissegments gemittelt.

Aufgrund der Ausprägung und Eigenschaften der Lenkluftströmung bei der Hochrotationszerstäubung werden die Ergebnisse in Teilbereiche der Strömung (nahe dem Glockenteller, der Hauptströmung und nahe dem Lackierobjekt) diskutiert, wobei in die Diskussion zusätzlich der Einfluss des Lackierobjekts (hier Platte) einbezogen wird. Dies stellt ein Novum gegenüber bisherigen Forschungsarbeiten dar und zielt darauf ab, herauszufinden, in welchen Teilabschnitten die größten Unsicherheiten be- bzw. entstehen.

#### Bereich nahe dem Glockenteller

Die Strömung im Bereich des Glockentellers ist geprägt durch den Austritt der kompressiblen Strömung aus den Lenkluftdüsen mit anschließender Mischung dieser, der wandnahen Strömung am rotierenden Glockenteller sowie der Strömungsbilgung an der Glockentellerkante. Die Dimension dieses Bereichs ist nicht explizit festgelegt, wobei die Länge des Rezirkulationsgebiets nach Stevenin et al. (2015) mit 70 % des Glockentellerdurchmessers eine gute Abschätzung darstellt.

Experimentelle Validierungsdaten aus den LDA-Messungen liegen in diesem Bereich für die Abstände (zur Glockentellerkante)  $z=2$  mm (Abbildung 4.8) und  $z=10$  mm (Abbildung A.16) für den Versuchsaufbau mit Platte sowie  $z=50$  mm (Abbildung A.17) mit Platte und ohne Platte vor. Im Validierungsbereich  $z=2$  mm zeigen alle untersuchten Turbulenzmodelle eine

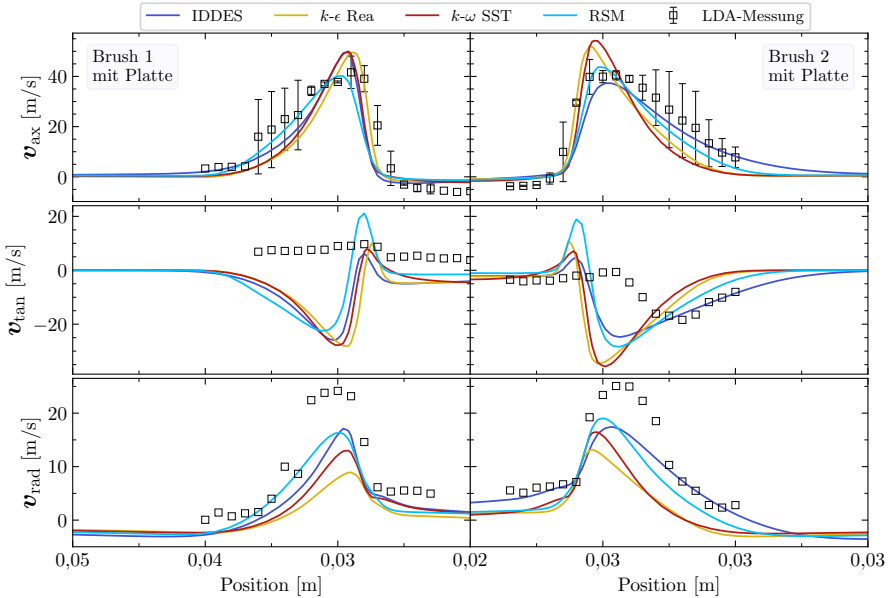


Abbildung 4.8: Ergebnisse der Turbulenzmodellstudie mit Platte in Form eines Spiegeldiagramms (links: Brush 1, rechts: Brush 2) bei einem Messabstand von 2 mm zur Glockentellerkante. Fehlerbalken der Messwerte zeigen die Standardabweichung der punktsymmetrischen Mittelung. Aufgrund geometrischer Gegebenheiten nahe der Glockentellerkante konnten die Geschwindigkeitsprofile für  $v_{tan}$  und  $v_{rad}$  nur auf einer Seite der Rotationsachse gemessen werden, sodass kein Fehlerbalken angegeben ist. Zerstäuber: picoBell HiBlow II

gute Vorhersagegenauigkeit der axialen Geschwindigkeitskomponente in Bezug auf das Geschwindigkeitsmaximum sowie die Ausprägung des Geschwindigkeitsprofils. Defizite sind vor allem in der tangentialen und radialen Geschwindigkeit zu erkennen, wobei die Messdaten der tangentialen Geschwindigkeit an dieser Stelle aufgrund der ungünstigen ellipsenförmigen Ausrichtung des Messvolumens zur Glockentellerkante, verglichen mit der messtechnisch Ausrichtung der Radialgeschwindigkeit, mit größeren Unsicherheiten verbunden sind. Aus diesem Grund kann keine zuverlässige Validierung und Interpretation der Tangentialgeschwindigkeit vorgenommen werden. Mit Blick auf die Radialgeschwindigkeit zeigen alle Turbulenzmodelle deutliche Abweichungen zu den Messwerten. Dies ist insofern unerwartet, da die Radialgeschwindigkeit zusammen mit der Axialgeschwindigkeit durch den Winkel der äußeren Glockentellerkontur dominiert werden sollte. Insbesondere die Wirbelviskositätsmodelle zeigen hier stark unterrepräsentierte Radialgeschwindigkeiten im Brush 1 gegenüber dem RSM und der IDDES. Mögliche Ursache für die überrepräsentierte Axialgeschwindigkeit

zusammen mit der unterrepräsentierten Radialgeschwindigkeit könnte eine leichte Verkipfung des LDA-Messaufbaus in Bezug zum Koordinatensystem des Hochrotationszerstäubers sein.

Gleiches Verhalten zeigt sich auch im Validierungsbereich bei  $z=10$  mm in Abbildung A.16. Hier sind jedoch auch signifikante Defizite in der Vorhersage der Tangentialgeschwindigkeit, insbesondere bei den Wirbelviskositätsmodellen, zu erkennen. Die Schwächen der Wirbelviskositätsmodelle wurden aufgrund der Boussinesq-Approximation des Reynolds'schen-Spannungsterms erwartet und äußern sich hier in deutlich größeren Tangentialgeschwindigkeiten gegenüber RSM und IDDES.

Die Rezirkulationszone unterhalb des Glockentellers endet bei ca.  $z=50$  mm und äußert sich in der Einschnürung des Strömungsfelds mit negativen Radialgeschwindigkeiten infolge des vorherrschenden Unterdrucks im Rezirkulationsgebiet. Die Grobstruktursimulation IDDES zeigt vor allem hier ihre Stärken und erzeugt sehr gute Vorhersagen. Auch die Wirbelviskositätsmodelle können den Trend der Geschwindigkeitskomponenten aus den Messdaten, wenngleich auch mit größeren Abweichungen, verhältnismäßig gut abbilden. Das RSM hingegen zeigt vor allem unterrepräsentierte Tangentialgeschwindigkeiten bei zugleich überrepräsentierten negativen Radialgeschwindigkeiten, was angesichts der grundsätzlich besseren konzeptionellen Modellierung dieser gegenüber den Wirbelviskositätsmodellen erstaunlich ist. Nach der Schlussfolgerung von Fu et al. (1987) ist die geringe Vorhersagegenauigkeit von rotationssymmetrischen Drallströmungen mit linearen Druck-Scher-RSM vor allem auf die isotropisch vereinfachten konvektiven Terme des Modells zurückzuführen. Fu et al. (1987) empfehlen zugleich, dass bei rotationssymmetrischen Drallströmungen ein Wirbelviskositätsmodell einem linearen Druck-Scher-RSM vorgezogen werden sollte, wenn kein nichtlineares RSM angewandt werden kann. Ein quadratisches RSM wurde auch im Rahmen dieser Arbeit ausprobiert, jedoch traten erhebliche numerische Instabilitäten auf, sodass keine konvergierte Lösung erzielt werden konnte.

Um die Abweichungen der Turbulenzmodellergenergebnisse zu den experimentellen Ergebnissen quantitativ zu bewerten, wurde der gewichtete mittlere absolute prozentuale Fehler (engl. Weighted Mean Absolute Percentage Error wMAPE) herangezogen. Die Gewichtung wird verwendet, da im Strömungsprofil oftmals Geschwindigkeiten um 0 m/s vorliegen, welche zu einem überproportional großen Fehler führen würden.

$$\text{wMAPE} = \frac{\sum_{i=1}^n |\mathbf{v}_{\text{exp}} - \mathbf{v}_{\text{sim}}|}{\sum_{i=1}^n |\mathbf{v}_{\text{exp}}|} \quad (4.1)$$

Im tabellarischen Vergleich des wMAPE (s. Tabelle B.9) im Bereich des Glockentellers bei  $z=2$  mm und  $z=10$  mm zeigen die IDDES sowie das RSM ähnliche Vorhersagegenauigkeiten, welche durch die Wirbelviskositätsmodelle nicht erreicht wurden. Im Einschnürungsbereich der

Rezirkulationszone zeigt allein die Grobstruktursimulation IDDES eine gute Übereinstimmung, wohingegen die anderen Modelle signifikante Defizite aufweisen.

### Bereich der Hauptströmung

Der Hauptströmungsbereich umfasst die Strömung in Höhe des halben Lackierabstands bei  $z=100$  mm. Messdaten liegen hierfür bei  $z=100$  mm für den Fall mit (s. Abbildung 4.9) und ohne Platte (s. Abbildung A.19) vor. Im betrachteten Abstand  $z=100$  mm für den Fall

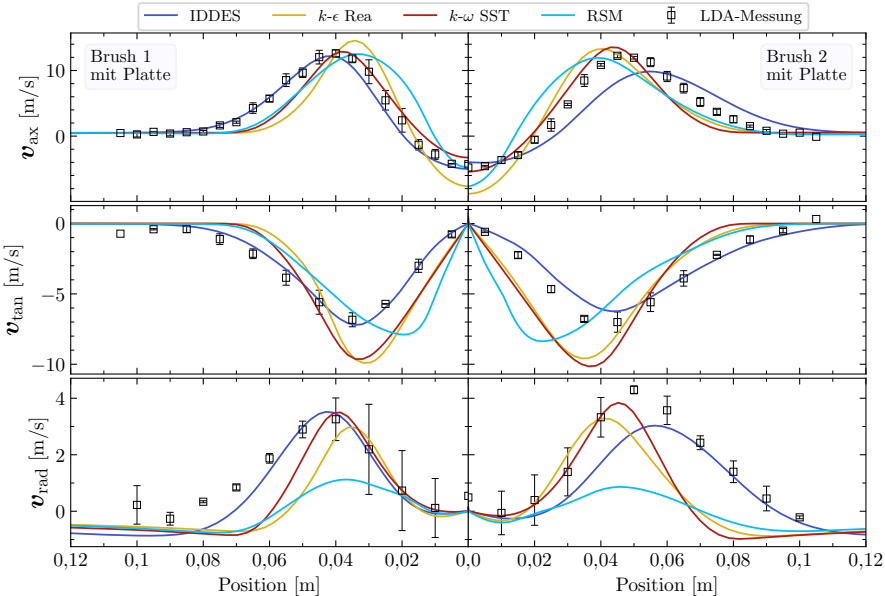


Abbildung 4.9: Ergebnisse der Turbulenzmodellstudie mit Platte in Form eines Spiegeldiagramms (links: Brush 1, rechts: Brush 2) bei einem Abstand von 100 mm zur Glockentellerkante. Fehlerbalken der LDA-Messwerte zeigen die Standardabweichung der punktsymmetrischen Mittelung. Zerstäuber: picoBell HiBlow II

mit Platte zeigen die Wirbelviskositätsmodelle sowie die IDDES ähnlich gute Vorhersagen der Strömungsgeschwindigkeit sowohl im Profil als auch in den Maxima der einzelnen Strömungskomponenten. Bei näherer Betrachtung kann die IDDES Das Strömungsprofil bei Brush 1 besser abbilden als bei Brush 2, wo alle Geschwindigkeitskomponenten unterrepräsentiert sind. Die Wirbelviskositätsmodelle zeigen auch hier wiederum überrepräsentierte Geschwindigkeiten, was durch das generell schmalere Strömungsprofil bei gleichem Luftvolumenstrom erklärbar ist. Einzig das Strömungsfeld der RSM wird weiterhin dominiert durch den bereits entstanden Fehler im Rezirkulationsgebiet, was sich auch hier in größeren



Abweichungen der Radialgeschwindigkeit widerspiegelt. Bei der Freistrahlsimulation sind die Ähnlichkeiten zwischen Wirbelviskositätsmodell und IDDES noch deutlicher, sodass prinzipiell davon ausgegangen werden kann, dass in der vorliegenden Drallströmung die anisotropischen Strömungseffekte zu gering ausfallen oder aber auch über den verwendeten Spalart-Shur-Korrekturterm (Smirnov & Menter 2009) (auch Curvature-Correction genannt) gut modelliert werden können.

Die Merkmale und Eigenschaften der Geschwindigkeitsvorhersagen im Freistrahlsimulation setzen sich auch bei  $z=150$  mm in gleichem Maße wie auch bei  $z=100$  mm fort. In der relativen Betrachtung über wMAPE in Tabelle B.9 beginnt der Trend sowohl bei Brush 1 als auch Brush 2, dass die Genauigkeit der IDDES, wenngleich immer noch auf sehr gutem Niveau, leicht abnimmt und die der Wirbelviskositätsmodelle zunimmt. Innerhalb der untersuchten Wirbelviskositätsmodelle zeichnet sich zudem ab, dass das  $k-\omega$ -SST genauere Vorhersagen trifft als das  $k-\varepsilon$ -Realizable, welches tendenziell mehr zu den Ergebnissen der RSM Simulationen passt.

### Bereich nahe dem Lackierobjekt

Der Bereich nahe dem Lackierobjekt umfasst in dieser Untersuchung den Strömungsbereich bei  $z=180$  mm bzw. 20 mm oberhalb der Platte, wo phänomenologisch die Strömung auf die Platte prallt und eine starke Krümmung der Stromlinien erfährt. Diese Prallströmung an der ebenen Platte ist hinsichtlich realer Lackierszenarien im Automobilbereich ein idealisierter Fall der Flächenbeschichtungen (z. B. Motorhauben und Dächer) und wird bei Lackierung von konkaven Formen (z. B. Nummernschildfläche an der Heckklappe) zunehmend komplexer.

In Anbetracht der geringen Eigenschaftsänderungen der Strömung im Freistrahlsimulation folgen die Ergebnisse für  $z=180$  mm den bereits diskutierten Vorhersagen der Strömungsgeschwindigkeiten bei  $z=100$  mm.

In der auftretenden Prallströmung hingegen wird naturgemäß der Axialimpuls radial nach außen umgeleitet. Die starke Stromlinienkrümmung sollte erwartungsgemäß von den Wirbelviskositätsmodellen nur bedingt abgebildet werden können. Diese Erwartung wird jedoch in dieser Turbulenzmodellstudie nur teilweise bestätigt. Das  $k-\omega$ -SST Modell, wie auch IDDES und RSM zeigen in allen Geschwindigkeitskomponenten Defizite im Profil sowie in den Geschwindigkeitsspitzen. Tendenziell ist das Strömungsfeld des RSM und des  $k-\varepsilon$ -Realizable-Modells gegenüber der Messung zu schmal. Die IDDES-Simulation zeichnet sich in diesem Strömungsbereich zudem durch eine erhöhte Verzögerung der Axialgeschwindigkeit bei zugleich guter Repräsentation der anderen Geschwindigkeitsprofile aus. Der Axialgeschwindigkeit in diesem Strömungsbereich wird jedoch eine große Bedeutung zugeordnet, denn er ist der letzte Abschnitt vor der eigentlichen Tropfendeponierung auf dem Lackierobjekt. Aus lackiertechnischer Sichtweise ist gewünscht, dass möglichst alle Tropfen deponieren. Durch

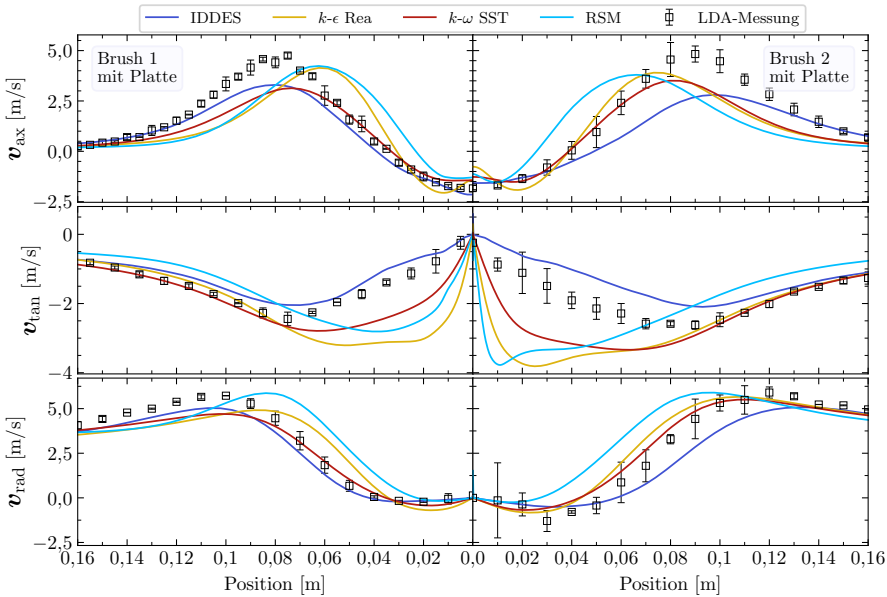


Abbildung 4.10: Ergebnisse der Turbulenzmodellstudie mit Platte in Form eines Spiegeldiagramms (links: Brush 1, rechts: Brush 2) bei einem Messabstand von 180 mm zur Glockentellerkante. Fehlerbalken der LDA-Messwerte zeigen die Standardabweichung aus der punktsymmetrischen Mittelung. Zerstäuber: picoBell HiBlow II

die Prallströmung und die damit verbundene Stromlinienkrümmung können nur Tropfen in dem gewünschten Bereich deponieren, welche im Grunde genommen Stokes-Zahlen größer 1 haben und nicht ideal an die lokale Strömung gekoppelt sind. Verbildlicht ausgedrückt, sind das die Partikel, welche die Stromlinienkrümmung durchfliegen können. Aus selbigem Grund besteht das Overspray i. d. R. aus sehr feinen Tropfen, da diese eng an die Strömung gekoppelt sind und mit der Stromlinienkrümmung nach außen wegfliegen, insofern keine elektrostatischen Kräfte wirken. Ist die Axialgeschwindigkeit bei zugleich guter Repräsentation der Radialgeschwindigkeit unterrepräsentiert, tendieren die Tropfen dazu schneller und weiter nach außen zu fliegen, wodurch ein breites Spritzbild erzeugt wird.

Aufgrund der modellbedingt übermäßigen Produktion turbulenter kinetischer Energie in den Wirbelviskositätsmodellen wurde hier prinzipiell eine verringerte Vorhersagegüte erwartet. Da jedoch in Ansys®Fluent (v19.2) standardmäßig ein Produktions-Limiter (Menter 1994) verwendet wird, bleibt die Auswirkung der massiven Überproduktion von turbulenter kinetischer Energie aus. Kritisch reflektiert wurden jedoch auch keine genaueren Untersuchungen

zu diesem oder zum Einfluss der Curvature-Correction durchgeführt und die Verwendung der Modellkorrekturen wurde für sinnvoll erachtet.

Der wMAPE für diesen Bereich zeigt, dass das Wirbelviskositätsmodell  $k\text{-}\omega\text{-SST}$  im Fehlerbereich der Grobstruktursimulation IDDES liegt und das  $k\text{-}\varepsilon\text{-Realizable}$  tendenziell den Ergebnissen der Simulation mit RSM folgt, welche zudem einen zum Teil nahezu doppelt so großen wMAPE aufzeigen.

### Einfluss auf das Spritzbild

Der Einfluss des Turbulenzmodells wurde am Spritzbild der RB1000 SSD am Parametersatz Brush 1 berechnet, um eine Vergleichbarkeit im ganzheitlichen Ansatz dieser Arbeit zu gewährleisten. Die Wahl der Turbulenzmodelle fiel auf das  $k\text{-}\omega\text{-SST}$  sowie die IDDES, da diese beiden Turbulenzmodelle an der simulierten Lenkluftströmung bereits gute Ergebnisse erzielten. Die in Abbildung 4.11 dargestellten Spritzbilder beider Turbulenzmodelle weichen stark voneinander ab, wobei die IDDES ein signifikant schmaleres Spritzbild erzeugt. Überträgt

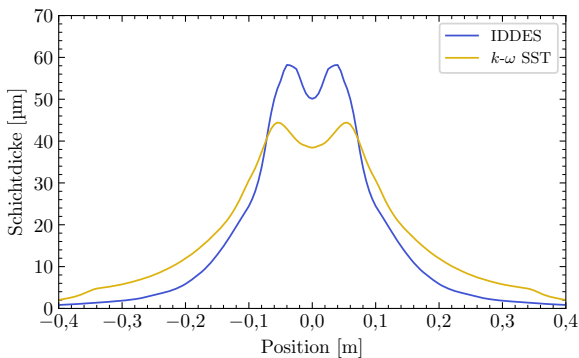


Abbildung 4.11: Einfluss des Turbulenzmodells auf das simulierte Spritzbild.  
Zerstäuber: RB1000 SSD, Parameter: Brush 1

man die Erkenntnisse aus der Luftströmung an der picoBell HiBlow II, so erscheint dies zunächst kontraintuitiv, denn das  $k\text{-}\omega\text{-SST}$  hat dort gegenüber der IDDES im Durchschnitt eine schmalere Lenkluftströmung erzeugt. Wenngleich ein direkter Vergleich zwischen den Ergebnissen der Luftströmung der picoBell HiBlow II zur RB1000 SSD nicht gegeben ist, konnte die Ursache auf die turbulente Dispersion zurückgeführt werden. Dadurch, dass die Grobstruktursimulation die großen turbulenten Wirbel auflöst, ist eine deutlich stärkere Durchmischung von Partikeln unterschiedlicher Größe im Sprühkegel gegeben, wodurch mehr Partikel zwischen  $10\ \mu\text{m}$  und  $30\ \mu\text{m}$  in das Sprühkegelinnere gelangen und somit zu höheren Schichtdicken führen. Im Wirbelviskositätsmodell  $k\text{-}\omega\text{-SST}$  ist diese Form der Durchmischung

nicht gegeben. Partikel, welche weit aus dem Partikeltorus der Glockentellerkante herausfliegen, haben durch die mit RANS modellierte Strömung geringere Möglichkeiten, ins Innere des Sprühkegels zu gelangen, sodass eine starke Klassierung stattfindet. Das Spritzbild der Wirbelviskositätsmodelle ist daher vergleichsweise breit.

### Zusammenfassung

Die Turbulenzmodellstudie mit zwei Wirbelviskositätsmodellen, einem linearen Reynolds-Spannungsmodell sowie einer Grobstruktursimulation ergab, dass das präferierte Wirbelviskositätsmodell  $k\text{-}\omega\text{-SST}$  mit einer Curvature-Correction und Produktion-Limiter in Anbetracht der isotropen Strömungseigenschaften eine zufriedenstellende Vorhersagegüte erzielte.

Das verwendete lineare Reynolds-Spannungsmodell hingegen zeigte erhebliche Defizite im Bereich der Hauptströmung sowie im Prallströmungsbereich. Da diese Klasse von Turbulenzmodellen hohe Ansprüche an die Qualität der Rechengitter stellt, der Rechenbedarf gegenüber den Wirbelviskositätsmodellen deutlich höher ist und bei nicht-linearen Modellen numerische Instabilitäten auftreten, sind diese Turbulenzmodelle für industrielle Lackiersimulationen ungeeignet.

Die zunehmend häufiger verwendeten Grobstruktursimulationen zeigen ihre Stärken auch in Simulationen der Hochrotationszerstäubung, sowohl beim Freistrahler als auch mit Platte. In Verbindung mit polyedrischen Rechenzellen können Stromlinienkrümmungen sowie Drallströmungen gut abgebildet werden. Dennoch ist der benötigte Rechenbedarf für transiente dynamische Lackiersimulationen derzeit noch zu hoch, da diese nur mit sehr kleinen Zeitschritten durchgeführt werden können.

Weitere Erkenntnisse aus dieser Turbulenzmodellstudie:

- Alle untersuchten Turbulenzmodelle konnten den Trend zum breiteren Strömungsprofil von Brush 2 (hoher Drall) gegenüber Brush 1 (geringer Drall) korrekt abbilden.
- Der relative Fehler  $wMAPE$  steigt mit zunehmender Drallintensität.
- Alle untersuchten Turbulenzmodelle zeigen Schwachpunkte innerhalb ihres Fehler-niveaus am Ende der Rezirkulationszone bei  $z=50$  mm.
- Der relative Fehler  $wMAPE$  der Tangential- und Radialgeschwindigkeit ist tendenziell größer als für die Axialgeschwindigkeit.

## 4.2 Numerische Modellierung

Numerische Modellierung im Sinne von Roache (1997) ist der Prozess, ein Gleichungssystem partieller Differentialgleichungen *richtig zu lösen*. Darunter versteht er, dass ein Programmcode-Autor das zu lösende Gleichungssystem präzise beschreibt und demonstriert, dass dies auch unter Einbeziehung von Diskretisierungsfehlern richtig gelöst wurde. In der vorliegenden Arbeit wurde das kommerzielle CFD-Programm Ansys<sup>®</sup>Fluent (v19.2) verwendet, sodass an dieser Stelle darauf vertraut wird, dass die Implementierung der angebotenen Löser korrekt umgesetzt und erfolgreich verifiziert wurde. Dem Anwender obliegt die Auswahl der numerischen Methoden für die anwendungsspezifische Fragestellung sowie die Untersuchung des Diskretisierungsfehlers auf die gewünschte Zielgröße.

In den folgenden zwei Abschnitten werden die verwendeten numerischen Methoden beschrieben und der Diskretisierungsfehler über eine Gitterabhängigkeitsstudie ermittelt.

### 4.2.1 Darstellung der verwendeten numerischen Methoden

Die in Tabelle 4.2 dargestellten numerischen Methoden basieren auf Expertenwissen zu numerischen Lackiersimulationen des Fraunhofer IPA sowie selbst durchgeführten Versuchsreihen mit unterschiedlichen Einstellungen. Die Einstellungen wurden so gewählt, dass das Konvergenzverhalten robust ist und dass sie in der räumlichen Diskretisierung eine hinreichende Genauigkeit liefern. Eine Untersuchung der unterschiedlichen Kombinationen numerischer Methoden wurde unter dem gesetzten Rahmen dieser Arbeit nicht berücksichtigt.

Tabelle 4.2: Numerische Methoden zur Simulation der kontinuierlichen Phase und des elektrostatischen Felds

	Einstellung
<b>Löser</b>	
Bezeichnung nach Ansys <sup>®</sup> Fluent	Pseudo Transient Coupled Solver
Druck-Geschwindigkeits-Kopplung	gekoppelt
<b>Räumliche Diskretisierung</b>	
Gradient	Green-Gauss Node Based
Druck	Second Order Upwind
Dichte, Momentum	Second Order Upwind
Turbulente Kinetische Energie	Second Order Upwind
Spezifische Dissipationsrate	Second Order Upwind
elektr. Potential	Second Order Upwind

### 4.2.2 Gitterabhängigkeitsstudie

Das Rechengitter ist eine weitere Stellgröße, um die Kosten der numerischen Simulationen zu reduzieren, wobei zwischen Diskretisierungsfehler und benötigtem Rechenaufwand abgewogen werden muss. Unter der Betrachtung, dass Lackiersimulationen einen klaren industriellen Anwendungsbezug haben, ist aktuell die Verwendung von polyedrischen Rechenzellen eine sehr gute Wahl, da diese hervorragende Eigenschaften zur Berechnung von gedrahten Strömungen aufweisen, ein sehr gutes Volumen-zu-Oberfläche-Verhältnis haben und im manuellen Generierungsaufwand sehr effizient sind.

Das erzeugte Polyeder-Gitter in Abbildung 4.12 umfasst insgesamt 443 516 Rechenzellen mit 2 040 395 Knoten und ist sowohl im Bereich der erwarteten Hauptströmung als auch im Bereich der Lenkluftdüsen und des Glockentellers lokal verfeinert. In den Düsenkanälen, am Glockenteller sowie auf der Oberseite der Platte wurde eine Prismenschicht mit sieben Schichten angelegt, um die wandnahen Strömungen aufzulösen. Aufgrund des periodischen Simulationsgebiets wurde mit einer Wachstumsfunktion der Zellgröße ausgehend von der Rotationsachse gearbeitet, sodass in dem Verjüngungsbereich des Kreissegments die Zelldichte ansteigt. Als Qualitätsmerkmal des Gitters wurde das Seitenverhältnis der Rechenzellen herangezogen, welches auf den Maximalwert von 100 begrenzt wurde. Grundlage für die

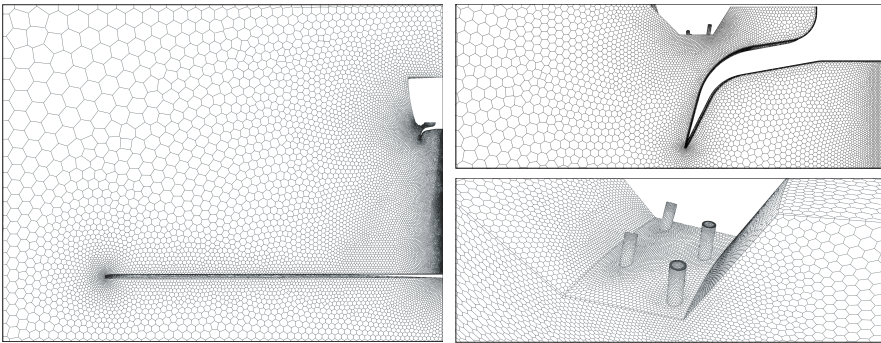


Abbildung 4.12: Polyeder-Gitter des Simulationsgebiets (links), im Bereich des Glockentellers (oben rechts) sowie im Bereich der Lenkluftdüsen (unten rechts)

Gitterabhängigkeitsstudie sind drei unterschiedlich feine Gitter. Das angestrebte Gitterverfeinerungsverhältnis  $r_{\text{eff}}$  von zwei wurde in metrischen Werten an gezielten Oberflächen (z. B. Lenkluftdüsen, Glockenteller) und zusätzlich hinzugefügten Hilfskörpern gesetzt. Aufgrund unterschiedlicher Wachstumsfunktionen, ausgehend von den gesetzten Oberflächen, kommt es jedoch zu lokal unterschiedlichen Gitterverfeinerungsverhältnissen, welche vom Idealwert  $r_{\text{eff}} = 2$  abweichen.

Eine qualitative und quantitative Auswertung auf den drei verwendeten Rechengittern ist in Abbildung 4.13 dargestellt. Qualitativ kann dabei weder im Strömungsfeld noch im

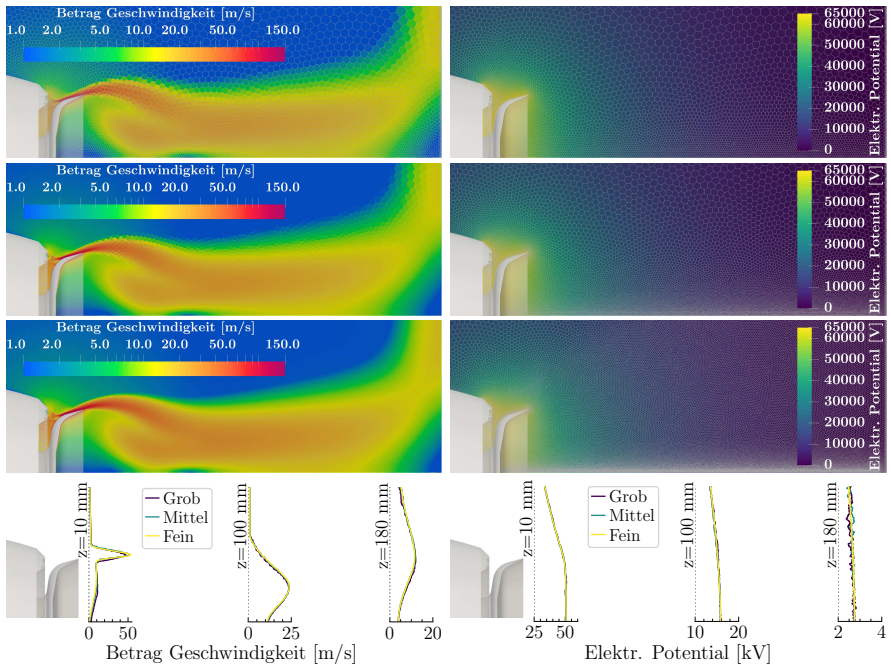


Abbildung 4.13: Qualitative und quantitative Darstellung der Lenkluftgeschwindigkeit (linke Spalte) und des elektrostatischen Felds (rechte Spalte) in Abhängigkeit der Gitterfeinheit. Von oben nach unten nimmt die Gitterfeinheit zu. Zerstäuber: RB1000 SSD, Parameter: Brush 1

elektrostatischen Feld ein signifikanter Unterschied zwischen den drei Gittern festgestellt werden. In den quantitativen Auswertungen hingegen (s. Abbildung 4.13 und Tabelle 4.3) zeichnen sich insbesondere bei  $z=10$  mm Unterschiede in der Betragsgeschwindigkeit ab, wobei mit feinerem Gitter die Maximalgeschwindigkeit zunimmt. Der relative Fehler ist an der Glockentellerkante am größten und nimmt mit zunehmendem Abstand von dieser ab. Die Gitterabhängigkeit anhand der von Roache (1997) vorgeschlagenen und etablierten Methode über den Grid Convergence Index (*GCI*) zu ermitteln, konnte nicht umgesetzt werden, da Oszillationen, genauer der Wobbling-Effekt, zu keiner asymptotischen Näherung mit zunehmender Gitterfeinheit an den ausgewählten Messlinien führten. Da das feine Gitter in der Injektionszone zum Teil kleinere Zellgrößen ( $20\ \mu\text{m}$  bis  $50\ \mu\text{m}$ ) hat als die Partikeldurchmesser der dispersen Phase, entstehen wiederum neue numerische Fehler, sodass

Tabelle 4.3: Gitterabhängigkeit der Betragsgeschwindigkeit und des elektrischen Potentials

Gitter	$n_{\Omega}$	$r_{\text{eff}}$	wMAPE Geschwindigkeit			wMAPE elektr. Potential		
			z=10 mm	z=100 mm	z=180 mm	z=10 mm	z=100 mm	z=180 mm
Grob g	106 452							
Mittel m	443 516	1,6 <sub>(g,m)</sub>	13,2 % <sub>(g,m)</sub>	2,9 % <sub>(g,m)</sub>	10,6 % <sub>(g,m)</sub>	0,6 % <sub>(g,m)</sub>	1,0 % <sub>(g,m)</sub>	5,5 % <sub>(g,m)</sub>
Fein f	3 599 089	2,0 <sub>(m,f)</sub>	8,6 % <sub>(m,f)</sub>	1,6 % <sub>(m,f)</sub>	2,6 % <sub>(m,f)</sub>	0,5 % <sub>(m,f)</sub>	0,9 % <sub>(m,f)</sub>	1,8 % <sub>(m,f)</sub>

der relative Fehler zwischen mittlerem und feinem Gitter von durchschnittlich 4,3 % in der Betragsgeschwindigkeit bzw. 1,6 % im elektr. Potential einen hinreichenden Kompromiss darstellt.

Letztlich stellt sich die Frage, welche Auswirkungen dies auf das simulierte Spritzbild hat. Unter Verwendung von Simulationsablauf 3 und den initialen Partikelbedingungen aus Tabelle B.8 sowie den drei Gittern wurden die Spritzbilder simuliert. Die Ergebnisse der Schichtdickenverteilung sind in Abbildung 4.14 dargestellt. Die Auswirkung der Gitterab-

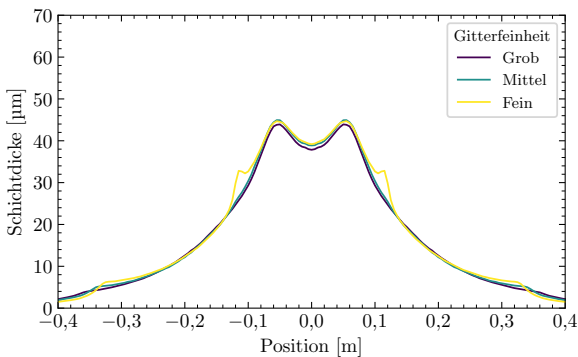


Abbildung 4.14: Einfluss der Gitterfeinheit auf das simulierte Spritzbild.  
Zerstäuber: RB1000 SSD, Parameter: Brush 1

hängigkeit auf die Lenkluftgeschwindigkeit im Bereich der Glockentellerkante äußert sich im Spritzbild für das grobe und mittlere Gitter in einer geringfügig höhere, Schichtdicke, da durch die höheren axialen Lenkluftgeschwindigkeiten die Partikel stärker zum Lackierobjekt gelenkt werden. Die Ergebnisse des feinen Gitters hingegen weichen vom groben und mittleren Gitter vor allem durch eine entstandene Ausprägung im Bereich der Flanken ab. Für diese Abweichung werden zwei Ursachen vermutet. Einerseits kommen die bereits erwähnten numerischen Fehler durch zu kleine Zellen im Verhältnis zur Partikelgröße im Injektionsbereich infrage, indem der anfänglich entstandene Fehler fortgesetzt wird und sich im Spritzbild niederschlägt. Andererseits wird durch die Gitterfeinheit indirekt auch Einfluss auf die turbulente Dispersion der Partikel genommen, da mit feinerem Gitter mehr modellbedingte Aktualisierungsstellen



in der Berechnung verfügbar sind. Je größer das Gitter ist, desto mehr sind die Partikel statistisch verteilt, jedoch nicht im physikalischer Sinne, sondern durch die verwendeten numerischen Methoden.

Dieser Effekt kann ebenfalls am äußeren Rand des Spritzbilds beobachtet werden. Auch in der Arbeit von Brentjes et al. (2019) sind diese Ausprägungen zu sehen und konnten im Rahmen dieser Arbeit auf den Bremsweg (engl. stopping distance) einer spezifischen Partikelgröße zurückgeführt werden. Größere Partikel fliegen sehr weit aus dem Partikeltorus hinaus und deponieren infolge des Bremswegs, der Kabinensinkluftgeschwindigkeit und der Gravitation an diesen Positionen. In Abhängigkeit von der Volumenverteilung ist diese Ausprägung mehr oder weniger prägnant.

Aufgrund der außergewöhnlichen Ausprägung im feinen Gitter wurde die quantifizierte Beurteilung zum Einfluss der Gitterfeinheit auf das Spritzbild über den Auftragswirkungsgrad vorgenommen (s. Tabelle 4.4). Der Auftragswirkungsgrad zeigte asymptotisches Verhalten  $GCI_{asympt} \approx 1$ , welches sich über die Richards-Extrapolation dem Wert  $\eta_g = 91\%$  annähert. Der  $GCI$  für das mittlere und feine Gitter liegt im angestrebten 5%-Bereich, sodass die Entscheidung für die folgenden Untersuchungen auf das mittlere Gitter fiel. Kritisch reflektiert

Tabelle 4.4: Tabellarische Auswertung der Gitterabhängigkeit anhand des Auftragswirkungsgrads

Gitter	$\eta_g$	$n_\Omega$	$r_{\text{eff}}$	$GCI$	$p_{\text{gci}}$	$GCI_{\text{m,v}}/r_{\text{eff}}^{p_{\text{gci}}} GCI_{\text{g,m}}$
Grob g	86,74 %	106 452	$1,6_{(\text{g,m})}$	$3,37\%_{(\text{g,m})}$		
Mittel m	88,62 %	443 516	$2,0_{(\text{m,f})}$	$1,42\%_{(\text{m,f})}$	1,22	1,02
Fein f	89,98 %	3 599 089				
Extrapoliert	91,01 %					

ist die Berechnung des  $GCI$  am Auftragswirkungsgrad unter dem Wissen, dass im Spritzbild außergewöhnliche Artefakte im feinen Gitter auftraten, bedachtsam zu interpretieren. Da die Abweichung vom groben zum mittleren Gitter jedoch bereits geringfügig im Verhältnis zu den bereits thematisierten konzeptionellen Einflüssen ist, ist die Verwendung des mittleren Gitters gerechtfertigt.

#### Zusammenfassung

Die Gitterfeinheit ist eine wichtige Stellgröße zwischen Genauigkeit und Kosten der Simulation. Polyeder-Gitter haben gute Eigenschaften in Bezug auf das zu simulierende Strömungsfeld, ermöglichen kosteneffiziente Simulationen und sind über moderne Software-Werkzeuge einfach zu erstellen. Die größten Unsicherheiten wurden im Bereich der Glockentellerkante festgestellt, wo auch die Strömungsgeschwindigkeit der Lenkluft sehr hoch ist. Auswirkungen auf das Spritzbild sind gegenüber der konzeptionellen Modellierung sehr gering.



# Kapitel 5

## Simulation der dispersen Phase

Sobald eine stabile Lenkluftströmung vorliegt, wird sowohl in realen als auch in virtuellen Lackierprozessen die eigentliche Spritzlackierung gestartet. Während in realen Prozessen durch Öffnen der Hauptnadel im Hochrotationszerstäuber der Lack zugeführt wird, wird in numerischen Lackiersimulationen ein sogenanntes Injektionsmodell verwendet, um den Startpunkt der zu berechnenden Partikelflugbahn zu erzeugen. Dieses Kapitel umfasst neben dem Injektionsmodell auch die Untersuchung der Ursache-Wirkungs-Beziehung zwischen den Eingangsdaten und dem simulierten Spritzbild, in der auch die Ergebnisse aus den vorangegangenen Kapiteln gebündelt dargestellt werden (Teilziel 3 und 4). Das Kapitel schließt mit dem Vorschlag einer effizienten Vorgehensweise zur Kalibrierung der Injektionsmodellfaktoren (Teilziel 5).

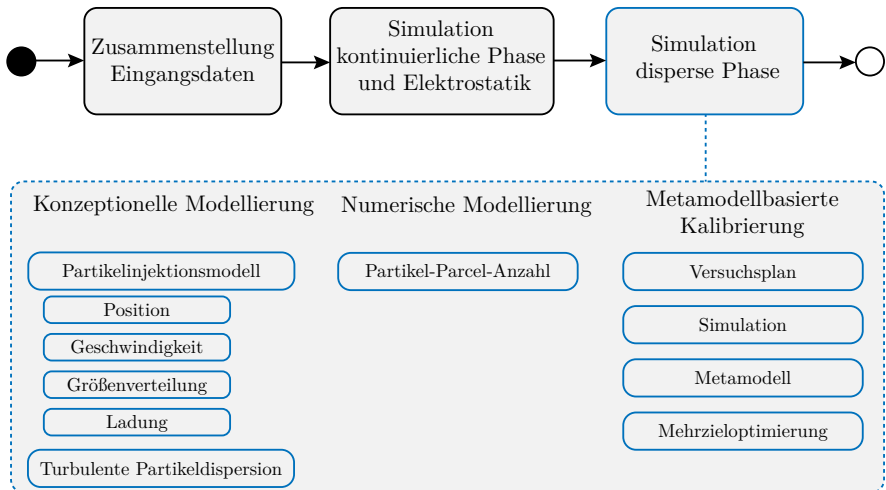


Abbildung 5.1: Darstellung zur systematischen Vorgehensweise für numerischen Lackiersimulationen: Simulation der dispersen Phase

## 5.1 Konzeptionelle Modellierung

In der konzeptionellen Modellierung der dispersen Phase über das Diskrete-Phasen-Modell (DPM) wird in dieser Arbeit zwischen zwei Themenfeldern differenziert. Das erste Themengebiet behandelt jene Modelle, welche in die Berechnung der Partikelflugbahn eingehen und im Vorfeld nicht ausgeschlossen werden konnten sowie in einschlägiger Literatur nicht hinreichend in Bezug auf numerische Lackiersimulationen untersucht wurden.

Das zweite Themengebiet umfasst die Modellierung der initialen Partikelbedingungen, wie z. B. Größe und Geschwindigkeit, welche im Folgenden unter dem Begriff Partikelinjektionsmodell (kurz: Injektionsmodell) zusammengefasst werden.

### 5.1.1 Partikelmodelle

Das allgemeine Konzept des Diskrete-Phasen-Modells wurde bereits im Abschnitt 2.2.3 in seinen Grundzügen beschrieben. Ebenfalls wurden für numerische Lackiersimulationen bereits Modelle, wie z. B. Quer- oder Druckkraft auf ein Partikel, durch eine theoretische Betrachtung ausgeschlossen, sodass das Diskrete-Phasen-Modell für Lackiersimulationen auf die Widerstands-, Gewicht- und Coulomb-Kraft reduziert werden konnte.

### Lösemittelabdunstung

Reale Lacksprays zeichnen sich allerdings zusätzlich durch eine Lösemittelabdunstung der Tropfen aus, welche in Abhängigkeit vom verwendeten Lösemittel und der Partikelgrößenverteilung unterschiedliche Auswirkungen hat. Eine direkte Implementierung eines derartigen Modells wurde im Rahmen dieser Arbeit angedacht, allerdings aus den folgend genannten Gründen nicht weiter berücksichtigt. Die Lösemittelverdunstung aus einem Lacktropfen ist ein komplexer Vorgang, wobei die Lösemittelabdunstung stets auch in Wechselwirkung mit der Bindemittelmatrix sowie der Ladung auf der Tropfenoberfläche steht (Jülke 1962). Die für die Modellierung der Lösemittelabdunstung benötigten Stoffdaten sind somit zeitlich von der Lackzusammensetzung abhängig und können experimentell nur unter sehr hohem Aufwand bestimmt werden. Letztlich macht dies die Anwendung von Lackiersimulationen unrentabel. Die im Zusammenhang mit der Lösemittelabdunstung stehende Forschungsfrage beläuft sich darauf, festzustellen, ob die Lösemittelabdunstung einen signifikanten Einfluss auf das Spritzbild hat. Um diese Frage dennoch nicht gänzlich unbeantwortet zu lassen, werden Ergebnisse zum Einfluss der Partikelgrößenverteilung auf das Spritzbild und den Auftragswirkungsgrad in dieser Arbeit verwendet. Eine Lösemittelabdunstung führt schließlich nur auf eine Verfeinerung der Partikelgrößenverteilung, vor allem in den feinen Partikelklassen, die hohe spezifische Oberflächen der Partikelkollektive vorweisen (siehe auch Abschnitt 3.5.3).

## Turbulente Partikeldispersion

Die Dispersion von Partikeln bezeichnet im Allgemeinen die Ausbreitung bzw. Verteilung von Partikeln infolge von Diffusion oder erzwungenen äußeren Kräften. In der Mehrphasenströmung des Sprühkegels dominieren die äußeren Kräfte in Form von Lenkluftströmung und deren Turbulenz – die turbulente Partikeldispersion. Um diese in numerischen Simulationen abzubilden, hat sich das Discrete-Random-Walk (DRW)-Modell von Gosman & Ioannides (1983) (siehe Abschnitt 2.2.3) durchgesetzt. Das in dieser Form in Ansys®Fluent (v19.2) implementierte Modell wurde jedoch ursprünglich für homogen-turbulente Strömungen entwickelt, wodurch Vorhersageschwächen im inhomogenen Sprühkegel zu erwarten sind. In einer Untersuchung zum DRW-Modell zeigten Mofakham & Ahmadi (2020a) und Mofakham & Ahmadi (2020b), dass die Konzentrationsprofile sowie Deponierungsgeschwindigkeiten der Partikel auf einem Objekt nur ungenügend vorhergesagt werden können.

Das Ziel der vorliegenden Untersuchung ist es, den Einfluss der Lagrange'schen Zeitskalenkonstante  $C_L$  auf das Spritzbild zu untersuchen. Hintergrund zu dieser Untersuchung ist zudem, dass Ansys®Fluent im Handbuch selbst anmerkt, dass »where  $C_L$  is to be determined as it is not well known« (ANSYS 2018).

Da  $C_L$  in Gleichung (2.38) linear die Lebensdauer eines Turbulenzwirbels beeinflusst, wurde darauf basierend die Hypothese aufgestellt: Je größer  $C_L$ , desto mehr gelangen größere Partikel in das Sprühkegelinnere.

In der folgenden Abbildung 5.2 sind die simulierten Tropfen zum Zeitpunkt  $t=1\text{ s}$  im Größenbereich von  $5\text{ }\mu\text{m}$  bis  $35\text{ }\mu\text{m}$  für zwei  $C_L$ -Werte gegenübergestellt. In dieser qualitativen

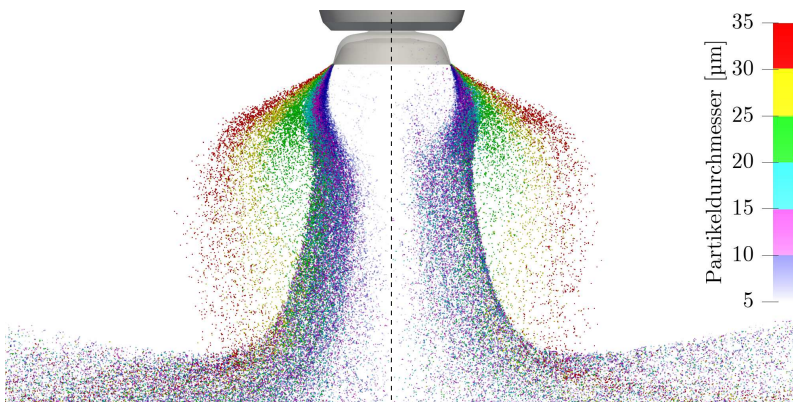


Abbildung 5.2: Einfluss der Lagrange'schen Zeitkonstante auf die turbulente Partikeldispersion im Sprühkegel. Links der Rotationsachse:  $C_L=0,15$  (voreingestellter Wert), rechts der Rotationsachse:  $C_L=0,9$ . Zerstäuber: RB1000 SSD, Parameter: Brush 1

Betrachtung ist eine stärkere Durchmischung mit höherem  $C_L$  im Bereich der Hauptströmung zu erkennen. Partikel im Größenbereich  $20\ \mu\text{m}$  bis  $30\ \mu\text{m}$  gelangen vermehrt durch die scharf abgegrenzte Scherschicht zurück in das Hauptströmungsfeld, wohingegen sich diese bei  $C_L = 0,15$  im Scherströmungsbereich anreichern. Die Auswirkungen auf das Spritzbild äußern sich in einer Abnahme der Doppelhöckerstruktur und in der allgemeinen Breite in diesem Bereich. Experimentelle Daten zur Validierung der turbulenten Dispersion stehen für die

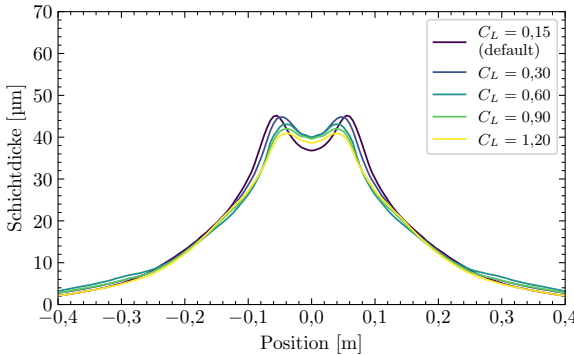


Abbildung 5.3: Einfluss der Lagrange'schen Zeitskalenkonstante auf das Spritzbild.  
Zerstäuber: RB1000 SSD, Parameter: Brush 1

Untersuchung nicht zur Verfügung, sodass keine gezielte Anpassung von  $C_L$  vorgenommen werden konnte. In den betrachteten Fällen ergab sich, dass eine Anpassung für  $C_L$  im Bereich zwischen 0,3 und 0,6 für numerische Lackiersimulationen ratsam ist.

### Randbedingungen des Simulationsgebiets

Die allgemeinen Randbedingungen des Simulationsgebiets wurden bereits in Tabelle 4.1 aufgeführt. Partikel deponieren demnach nur auf der Platte und werden aus der Berechnung genommen, sobald diese das Simulationsgebiet verlassen oder den Zerstäuber bzw. Lenkluftring treffen. Die Randbedingung auf dem Glockenteller, genauer auf der Glockentellerinnenwand, wurde bisher über eine reflektierende Randbedingung gesetzt. Trifft ein realer Lacktropfen den darauf befindlichen Lackfilm, so sollte der Lacktropfen jedoch von dem Lackfilm aufgenommen werden und erneut zerstäubt werden. Die reflektierende Randbedingung führt unweigerlich dazu, dass feine Partikel in der Rezirkulationszone unterhalb des Glockentellers überrepräsentiert sind und unter Verwendung elektrostatischer Unterstützung schließlich einen Fehler in der berechneten Raumladung erzeugen. Um dies zu vermeiden, wurde eine Funktion implementiert, die innerhalb eines Zeitschrittes die Masse der deponierten Tropfen auf der Glockentellerinnenseite akkumuliert und dem nächsten Zeitschritt zusätzlich als Massenstrom hinzufügt.

### 5.1.2 Partikelinjektionsmodell

In Euler-Lagrange-Lackiersimulationen wird modellbedingt der Zerstäubungsprozess an der Glockenkante nicht simuliert, weshalb initiale Partikelbedingungen gesetzt werden müssen. Diese umfassen die Position, Geschwindigkeit und Größe der Partikel, wobei zusätzlich auch die Oberflächenladung unter Verwendung elektrostatischer Unterstützung berücksichtigt werden muss. In Abhängigkeit der verwendeten Modelle kommen zusätzliche Anfangsbedingungen hinzu, wie z. B. die Temperatur bei Verdunstungsmodellen. Das Partikelinjektionsmodell hat die Aufgabe, aus den gegebenen Lackierprozessparametern die initialen Partikelbedingungen abzuleiten und als Eingangsdaten bereitzustellen. Dass die Modellierung des Zerstäubungsprozesses an der Glockenkante des Hochrotationszerstäubers die größte Herausforderung bei der Durchführung von numerischen Lackiersimulationen ist, ist einerseits der Vielfalt der Zerstäuber, Glockenteller sowie verwendeten Rändelungen und andererseits den rheologischen Eigenschaften des Lackmaterials geschuldet.

Für eine anwendungsorientierte Darstellung des Injektionsmodells mit den dazugehörigen Ein- und Ausgabedaten, Modellen und Algorithmen werden im Folgenden Pseudocodes verwendet.

---

#### Pseudocode 1: Erzeugung der initialen Partikelbedingungen

---

**Input:**  $n_{\text{par}}, z_{\text{off}}, r_{\text{off}}, \sigma_1, C_q, \dot{m}_1, r_{\text{GT}}, n_{\text{GT}}, \beta_{\text{GT}}, \eta, \sigma_1, q_3(d_i), \varepsilon_0, R$   
**Output:**  $\text{InjData}(x_{\text{p,inj}}, y_{\text{p,inj}}, z_{\text{p,inj}}, \mathbf{v}_{\text{x,p,inj}}, \mathbf{v}_{\text{y,p,inj}}, \mathbf{v}_{\text{z,p,inj}}, d_{\text{p,inj}}, T_{\text{p,inj}}, q_{\text{p,inj}}, \dot{m}_{\text{p,inj}})$   
**Function Injektion():**

```

for p ← 1 to  $n_{\text{par}}$  do
     $x_{\text{p,inj}}, y_{\text{p,inj}}, z_{\text{p,inj}} \leftarrow \text{Partikelposition}(r_{\text{GT}}, z_{\text{off}}, r_{\text{off}});$ 
     $\mathbf{v}_{\text{x,p,inj}}, \mathbf{v}_{\text{y,p,inj}}, \mathbf{v}_{\text{z,p,inj}} \leftarrow \text{Partikelgeschwindigkeit}(x_{\text{p,inj}}, y_{\text{p,inj}}, r_{\text{GT}}, n_{\text{GT}}, \beta_{\text{GT}}, \eta);$ 
     $d_{\text{p,inj}}, \dot{m}_{\text{p,inj}} \leftarrow \text{Partikelgröße}(q_3(d_i), \dot{m}_1);$ 
     $q_{\text{p,inj}} \leftarrow \text{Partikelladung}(d_{\text{p,inj}}, \sigma_1, C_q);$ 
     $T_{\text{p,inj}} \leftarrow 293,15 \text{ K};$ 
     $\text{InjData}[p] \leftarrow x_{\text{p,inj}}, y_{\text{p,inj}}, z_{\text{p,inj}}, \mathbf{v}_{\text{x,p,inj}}, \mathbf{v}_{\text{y,p,inj}}, \mathbf{v}_{\text{z,p,inj}}, d_{\text{p,inj}}, T_{\text{p,inj}}, q_{\text{p,inj}}, \dot{m}_{\text{p,inj}};$ 
end
return InjData;
```

---

#### Partikelposition

Die initiale Partikelposition (auch Injektionsposition) sollte theoretisch genau dort initialisiert werden, wo der Zerstäubungsprozess abgeschlossen ist und die Tropfen als sphärische Partikel vorliegen, wie dies auch in VoF-to-DPM Simulationen (Shen et al. 2019b) numerisch praktiziert wurde.

Der hier vorgestellte Ansatz für die Injektionsposition beruht auf der Überlegung, dass die Geschwindigkeitsverhältnisse umso definierter und zugleich besser bekannt sind, je näher die Position an der Glockentellerkante ist. Je weiter die Position von der Glockentellerkante entfernt ist, desto mehr müssen Effekte, wie z. B. die Wechselwirkung mit der Lenkluftströmung, berücksichtigt werden. Aus dieser Sichtweise heraus, könnten die Partikel theoretisch auch direkt aus der Glockentellerkante heraus injiziert werden. Vorversuche haben hingegen ergeben, dass es schwierig ist, eine allgemeingültig geeignete Position auf der Konturlinie der Glockentellerkante zu finden, da sich Glockentellerkanten mitunter stark in Form und Ausprägung unterscheiden (z. B. »dicke« Glockentellerkante der picoBell HiBlow II).

Wie auch in den bereits zitierten Arbeiten in Tabelle 2.6 in Bezug auf die initialen Partikelbedingungen hat sich ein radialer Versatz  $r_{\text{off}}$  zwischen 0,5 mm und 1 mm für sinnvoll und praktikabel erwiesen. Generell müsste mit größerem Radialversatz auch der Axialversatz  $z_{\text{off}}$  entsprechend der Flugbahn eines Partikels bzw. des dort noch vorliegenden Ligaments angepasst werden. Da diese wiederum auf Kenntnissen zur Form und Länge der Ligamente beruht, ist eine Abschätzung nicht trivial. Eindrucksvoll ist diese Herausforderung in Abbildung 2.6 (Shen et al. 2019a) dargestellt, wo an der dicken Glockentellerkante der picoBell HiBlow II die Ligamente zum Teil aufwärts anstatt abwärts verlaufen.

Beruhend auf den bisherigen Gedankengängen wurde das Modell derart umgesetzt, dass in einer radial verlaufenden Ebene bei gegebenem minimalen und maximalen Versatz ( $r_{\text{off,min}}$  und  $r_{\text{off,max}}$ ) zur Glockentellerkante bei zugleich fixiertem Axialversatz die Injektionsposition durch eine gleichförmige Zufallsverteilung für jedes einzelne Partikel-Parcel erzeugt wird (s. Abbildung 5.4b). Prinzipiell könnte diese Ebene auch auf mehrere Axialebenen oder

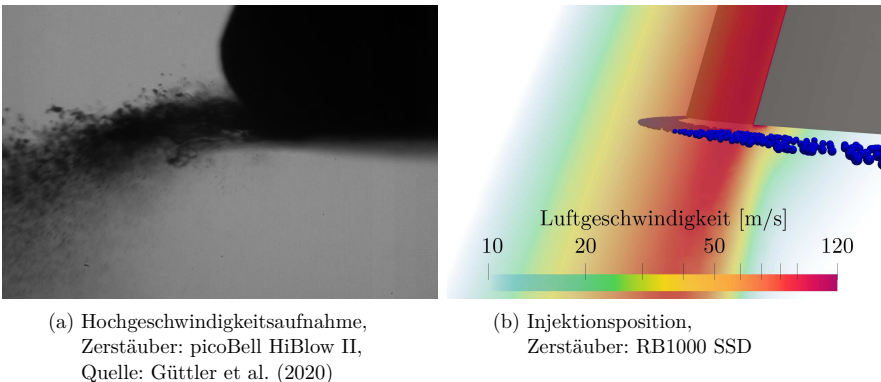


Abbildung 5.4: Injektionsposition der Partikel an der Glockentellerkante definiert durch eine Ebene, welche durch einen minimalen und maximalen Radialversatz ( $r_{\text{off,min}}$ ,  $r_{\text{off,max}}$ ) bei fixiertem Axialversatz  $z_{\text{off}}$  begrenzt ist



gänzlich auf einen Volumenkörper erweitert werden. Da davon ausgegangen wird, dass das Gros der Partikel während der Zerstäubung im gesetzten Positionsring entsteht bzw. diesen durchquert, wurde von mehreren Ebenen abgesehen. Zudem ist zum gegenwärtigen Zeitpunkt der Einfluss der Injektionsposition nicht untersucht worden, weshalb zum Zwecke einer Verdeutlichung dieses Faktoreinflusses auf mehrere Injektionsebenen verzichtet wurde.

---

**Pseudocode 2:** Generierung der Injektionsposition
 

---

```

Input:  $z_{\text{off}}, r_{\text{off,min}}, r_{\text{off,max}}, r_{\text{GT}}, \alpha_{\text{SG}}$ 
Output:  $x_{\text{p,inj}}, y_{\text{p,inj}}, z_{\text{p,inj}}$ 
Function Partikelposition():
     $\theta_{\text{inj}} \leftarrow \mathcal{U}([0, \alpha_{\text{SG}}]);$  // Zufallswinkel
     $r_{\text{off}} \leftarrow \mathcal{U}([r_{\text{off,min}}, r_{\text{off,max}}]);$  // Zufallsversatz
     $r_{\text{p}} \leftarrow r_{\text{GT}} + r_{\text{off}};$  // zufällige radiale Injektionsposition

    /* Konvertiere ins kartesische Koordinatensystem */
     $x_{\text{p,inj}} \leftarrow r_{\text{p}} \cos(\theta_{\text{inj}});$  // x-Position
     $y_{\text{p,inj}} \leftarrow r_{\text{p}} \sin(\theta_{\text{inj}});$  // y-Position
     $z_{\text{p,inj}} \leftarrow z_{\text{off}};$  // z-Position

    return  $x_{\text{p,inj}}, y_{\text{p,inj}}, z_{\text{p,inj}};$ 
  
```

---

### Partikelgeschwindigkeit

Die initiale Partikelgeschwindigkeit (auch Injektionsgeschwindigkeit) an den Injektionspositionen ist in erster Linie durch die Umfangsgeschwindigkeit und die Lenkluftströmung im Bereich der Glockentellerkante gegeben. Liegen die Injektionspositionen sehr nah an der Glockentellerkante, so sollte der Einfluss der Lenkluft gering sein. Eine hinreichend genaue Abschätzung sollte über die Umfangsgeschwindigkeit (Domnick et al. 2005) bzw. eines prozentualen Anteil dieser, wie z. B. 80 % (Viti et al. 2010), gegeben sein. Warum die Abschätzung der Geschwindigkeit durchaus komplexer ist, wird in diesem Abschnitt erläutert.

Ausgehend von einem Zerstäubungsprozess im Ligamentmodus nimmt die Flugbahn eines Ligaments typischerweise eine Spiralforn, ähnlich einer Kreisevolventen an, wie in der experimentellen Aufnahme Abbildung 2.5b dargestellt ist. Betrachtet man ein einzelnes Fluidelement des Ligaments an der Glockentellerkante in einer Ebene, so ist dessen Geschwindigkeit durch die Tangentialgeschwindigkeit  $\mathbf{v}_{\text{tan,p,0}} = r_{\text{GT}} \omega_{\text{GT}}$  der Glockentellerkante und durch die Radialgeschwindigkeit  $\mathbf{v}_{\text{rad,p,0}}$  der Filmströmung auf der Glockentelleroberfläche gegeben. Aufgrund der Tatsache, dass Letztere viel kleiner als die Tangentialgeschwindigkeit ist (Shirota et al. 2012), ist deren Vernachlässigung legitim. Obwohl die Abschätzung der dynamischen Viskosität des Lackmaterials an der Glockentellerkante mit großen Unsicherheiten verbunden ist, wurde in dieser Arbeit die Berechnung der Filmströmungsgeschwindigkeit nach

Hinze & Milborn (1950) bei  $\mu_f = 20 \text{ mPa}\cdot\text{s}$  verwendet. Eine dynamische Viskosität unter sehr hohen Scherraten (laut Shen et al. (2019a) bis zu  $150\,000 \text{ 1/s}$ ) von rund  $\mu_f = 20 \text{ mPa}\cdot\text{s}$  ist laut Tiedje (2020) ein adäquater Richtwert für Automobillacke, welcher zudem über Kapillarviskosimeter-Messungen am Fraunhofer IPA vielfach beobachtet wurde. Würde das Fluidelement

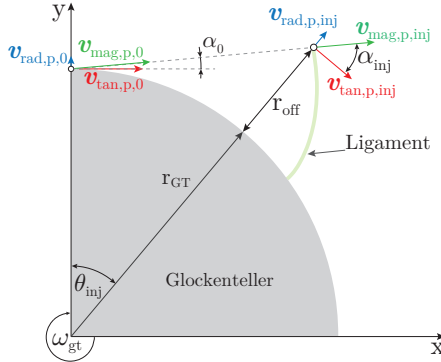


Abbildung 5.5: Schematische Darstellung zur Ableitung der initialen Partikelgeschwindigkeit in Anlehnung einer Kreisevolventen

keinerlei äußere Kräfte durch die Lenkluft sowie Kräfte aus dem Inneren des Ligaments erfahren, wäre dessen Flugbahn eine Gerade entlang des Zerstäubungsvektors  $\mathbf{v}_{\text{mag,p},0}$ . Dadurch dass sich der Glockenteller jedoch kontinuierlich weiterdreht, kommt es zur Bildung eines spiralförmigen Ligaments. Erreicht das Fluidelement die gesetzte Injektionsposition, muss der resultierende Vektor durch den Zerstäubungswinkel  $\alpha_{\text{inj}}$  wiederum in Tangential- und Radialgeschwindigkeit zerlegt werden. In dem folgend dargestellten Pseudocode 3 ist die Vorgehensweise zur Berechnung der initialen Partikelgeschwindigkeit mit Gleichungen untermauert aufgeführt. Neben den Eingangsdaten, Zerstäüberparametern und Lackeigenschaften wurden der Schlupffaktor  $S$  und der Zerstäubungswinkel  $\alpha_{\text{inj}}$  (siehe nachfolgende Abschnitte) in dieser Funktion eingeführt. Gegenüber den bisher existierenden Modellen aus Tabelle 2.6, stellt dieses Modell ein Novum dar. Um ein natürlicheres Abbild des Zerstäubungsprozesses im Injektionsmodell umzusetzen, werden die Injektionsgeschwindigkeiten über eine Normalverteilung ausgeschmiert. Die Standardabweichung  $\sigma$  der Normalverteilung wird über eine vom Anwender vorgegebene prozentuale Spanne  $R$  gesetzt. Bei einer vorgegebenen Spanne von 20 % sind die tatsächlichen Injektionsgeschwindigkeit um  $\pm 10 \%$  der vorgegebenen Injektionsgeschwindigkeit verteilt. Je höher die Injektionsgeschwindigkeit, desto größer der absolute Verteilungsbereich. Experimentelle Daten zur Abschätzung der Streubreite existieren nicht, ein Wert von mindestens 20 % scheint in Anbetracht von Bildaufnahmen, wie Abbildung 5.4, als grobe Abschätzung sinnvoll.

**Pseudocode 3:** Generierung der Partikelgeschwindigkeit am Injektionspunkt**Input:**  $x_{p,\text{inj}}, y_{p,\text{inj}}, S, \alpha_{\text{inj}}, \mathbf{v}_{\text{ax},p,\text{inj}}, r_{\text{GT}}, \hat{V}_1, n_{\text{GT}}, \rho_1, \beta_{\text{GT}}, \mu_f, R$ **Output:**  $\mathbf{v}_{x,p,\text{inj}}, \mathbf{v}_{y,p,\text{inj}}, \mathbf{v}_{z,p,\text{inj}}$ **Function** Partikelgeschwindigkeit():

```

/* Berechnung der Geschwindigkeiten an der Glockentellerkante */
 $\mathbf{v}_{\text{rad},p,0} \leftarrow \left( \frac{\rho_1 \omega_{\text{GT}}^2 \sin \beta_{\text{GT}} \hat{V}_1^2}{12\pi^3 \mu_f r_{\text{GT}}} \right)^{\frac{1}{3}};$  // Radialgeschwindigkeit (Hinze & Milborn 1950)
 $\mathbf{v}_{\text{tan},p,0} \leftarrow \omega_{\text{GT}} r_{\text{GT}};$  // Tangentialgeschwindigkeit
 $\mathbf{v}_{\text{mag},p,0} \leftarrow \sqrt{\mathbf{v}_{\text{tan},p,0}^2 + \mathbf{v}_{\text{rad},p,0}^2};$  // Zerstäubungsvektor
 $\mathbf{v}_{\text{mag},p,\text{inj}} \leftarrow S \mathbf{v}_{\text{mag},p,0};$  // Zerstäubungsvektor mit Schlupffaktor

/* Zerstäubungswinkel */
 $\alpha_0 \leftarrow \arctan\left(\frac{\mathbf{v}_{\text{rad},p,0}}{\mathbf{v}_{\text{tan},p,0}} + \frac{\pi}{2}\right);$  // Winkel an der Glockentellerkante
 $\alpha_{\text{inj}} \leftarrow \arcsin\left(\frac{r_{\text{GT}} \sin(\alpha_0)}{r_{\text{GT}} + r_{\text{off}}}\right);$  // Zerstäubungswinkel

/* Tangential- und Radialgeschw. aus Zerstäubungsvektor am Injektionspunkt */
 $\mathbf{v}_{\text{tan},p,\text{inj}} \leftarrow \sin(\alpha_{\text{inj}}) \mathbf{v}_{\text{mag},p,\text{inj}};$  // Tangentialgeschw. am Injektionspunkt
 $\mathbf{v}_{\text{rad},p,\text{inj}} \leftarrow \cos(\alpha_{\text{inj}}) \mathbf{v}_{\text{mag},p,\text{inj}};$  // Radialgeschw. am Injektionspunkt

/* Normalverteilung für natürlichere Sprayabbildung */
 $\mathbf{v}_{\text{ax},p,\text{inj},\text{min}} \leftarrow \mathbf{v}_{\text{ax},p,\text{inj}} \left(1 - \frac{R}{2}\right);$  // Minimale Geschwindigkeit
 $\mathbf{v}_{\text{ax},p,\text{inj},\text{max}} \leftarrow \mathbf{v}_{\text{ax},p,\text{inj}} \left(1 + \frac{R}{2}\right);$  // Maximale Geschwindigkeit
 $\sigma_{\text{ax}} \leftarrow \frac{1}{4} (\mathbf{v}_{\text{ax},p,\text{inj},\text{max}} - \mathbf{v}_{\text{ax},p,\text{inj},\text{min}});$  // 95%-Abschätzung für  $\sigma_{\text{ax}}$ 
 $\mathbf{v}_{\text{ax},p,\text{inj}} \leftarrow \mathcal{N}(\mathbf{v}_{\text{ax},p,\text{inj}}, \sigma_{\text{ax}});$  // Normalverteilung Geschwindigkeit
 $\mathbf{v}_{\text{rad},p,\text{inj}}, \mathbf{v}_{\text{tan},p,\text{inj}};$  // analog zu  $\mathbf{v}_{\text{ax},p,\text{inj}}$ 

/* Konvertiere in kartesische Koordinaten mit  $\theta_{\text{inj}}$  aus Partikelposition() */
 $\mathbf{v}_{x,p,\text{inj}} \leftarrow -\mathbf{v}_{\text{tan},p,\text{inj}} \sin(\theta_{\text{inj}}) + \mathbf{v}_{\text{rad},p,\text{inj}} \cos(\theta_{\text{inj}});$  // x-Geschwindigkeit
 $\mathbf{v}_{y,p,\text{inj}} \leftarrow \mathbf{v}_{\text{tan},p,\text{inj}} \cos(\theta_{\text{inj}}) + \mathbf{v}_{\text{rad},p,\text{inj}} \sin(\theta_{\text{inj}});$  // y-Geschwindigkeit
 $\mathbf{v}_{z,p,\text{inj}} \leftarrow \mathbf{v}_{\text{ax},p,\text{inj}}$  if  $\mathbf{v}_{\text{ax},p,\text{inj}} > 0$  m/s else 0 m/s; // z-Geschwindigkeit

return  $\mathbf{v}_{y,p,\text{inj}}, \mathbf{v}_{y,p,\text{inj}}, \mathbf{v}_{z,p,\text{inj}};$ 

```

**Schlupffaktor**

Der Schlupffaktor  $S$  ist ein prozentuales Maß, welches die Geschwindigkeit am Injektionspunkt  $\mathbf{v}_{\text{mag},p,\text{inj}}$  im Verhältnis zur Geschwindigkeit an der Glockentellerkante  $\mathbf{v}_{\text{mag},p,0}$  darstellt ( $S = \mathbf{v}_{\text{mag},p,\text{inj}} / \mathbf{v}_{\text{mag},p,0}$ ). Über den Schlupffaktor wird demnach die geschlupfte Geschwindigkeit  $\mathbf{v}_{\text{mag},p,\text{inj}}$  ausgedrückt. Eine allgemeingültige Abschätzung des Schlupffaktors ist bis dato nicht gelungen, da in diesem mehrere wechselwirkende Einflussfaktoren zusammengeführt sind.

Mögliche Einflussfaktoren sind:

- Luftwiderstand von Ligament bzw. Tropfen
- Wechselwirkung mit Lenkluftströmung und dem elektrostatischen Feld
- Relaxationszeiten bei Änderungen der Strömung
- Energieverlust während der Zerstäubung

Es muss davon ausgegangen werden, dass zudem in allen Einflussfaktoren eine Abhängigkeit von der Partikelgröße vorliegt, die theoretisch im Schlupffaktor mitberücksichtigt werden müsste. Nach dem derzeitigen Stand der Forschung und Technik wurde die Partikelgrößenabhängigkeit jedoch nicht im Modell einbezogen, da experimentelle Validierungsdaten nahe der Glockentellerkante aufgrund der hohen Geschwindigkeiten und feinen Tröpfchengrößen messtechnisch schwer zu erfassen sind.

Gegensätzlich zu den bisher genannten verringernden Einflussfaktoren kann ein Ligament auch als eine künstliche Erweiterung des Glockentellers aufgefasst werden, sodass der Schlupffaktor rein hypothetisch Werte größer 1 annehmen könnte, insbesondere dann, wenn die Viskosität sehr hoch ist und starke Kräfte im Inneren des Ligaments wirken.

### Zerstäubungswinkel

Der Zerstäubungswinkel  $\alpha_{inj}$  teilt den Zerstäubungsvektor  $\mathbf{v}_{mag,p,inj}$  in eine Radial- und eine Tangentialkomponente auf. Unter der Annahme, dass keine Kräfte auf das gedachte Fluidelement wirken, kann dieser über geometrische Beziehungen am gegebenen Injektionspunkt abgeleitet werden. Im Zerstäubungsprozess hingegen bewirken vor allem die Kräfte im Inneren des Ligaments, dass der Zerstäubungsvektor zum Glockenteller hin gekrümmt wird. Neben den inneren Kräften im Ligament wirken zudem auch die zum Schlupffaktor bereits erwähnten Kräfte. Diese Wechselwirkung wird aus theoretischer Betrachtung umso bedeutsamer, je größer die inneren Ligamentkräfte sind, da dadurch die Wegstrecke des gedachten Fluidelements zum Injektionspunkt verlängert wird und demnach eine längere Interaktionszeit für die Wechselwirkungsfaktoren zur Verfügung steht.

### Axialgeschwindigkeit

Bisher wurden die Geschwindigkeitskomponenten nur zweidimensional betrachtet, sollen jetzt aber um die axiale Injektionsgeschwindigkeit  $\mathbf{v}_{ax,p,inj}$  erweitert werden. Diese wird überwiegend durch die axial wirkende Lenkluft erzeugt, in äußerst geringem Maß auch durch die Filmströmung auf dem Glockenteller, solange die Glockentellerkante nicht waagrecht gerichtet ist. Gravitationseffekte können aufgrund des geringen Abstands zum Glockenteller vernachlässigt werden.

Nach dem derzeitigen Stand der Technik wird davon ausgegangen, dass keine signifikanten Axialgeschwindigkeiten vorliegen können, solange der radiale Versatz der Injektionspositionen kleiner 1 mm ist. Es ist jedoch bereits bekannt, dass sehr kleine Partikel durch die kleinen Partikelrelaxationszeiten eng an die Strömung gekoppelt sind und nahezu instantan die Strömungsgeschwindigkeit annehmen. Sehr große Partikel folgen der Strömung nur wenig und fliegen geradezu in einer horizontalen Ebene von der Glockentellerkante weg.

### Partikelgrößenverteilung

Die Partikelgrößenverteilung ist nicht nur in realen Spritzlackierungen entscheidend für das Lackiererergebnis, sondern auch im Injektionsmodell von Bedeutung. In bisherigen Forschungsarbeiten sowie industriellen Anwendungen wurden überwiegend gemessene Partikelgrößenverteilungen verwendet, wie z. B. aus der in Abschnitt 3.5 dargestellten Laserbeugungsspektroskopie. Neben der Laserbeugungsspektroskopie kann die Partikelgrößenverteilung ebenfalls über Phasen-Doppler-Anemometrie (Domnick et al. 2005), Time-Shift-Verfahren (Gödeke et al. 2020; Weich et al. 2020) oder bildverarbeitende (Oswald et al. 2019a; Wilson et al. 2018) Verfahren gemessen und anschließend in Lackiersimulationen verwendet werden. Weiterhin ist eine Bestimmung der PGV auch über vollständig digitale Methoden möglich, wie z. B. Volume-of-Fluid (Shen et al. 2019b), Smoothed-Particle-Hydrodynamics (Igari et al. 2019) oder Taylor-Analogy-Breakup-Modelle (Pendar & Páscoa 2020; Andersson et al. 2013). Allerdings sind diese nur durch Expertenwissen und hohen Rechenaufwand umsetzbar, sodass für die angestrebten anwendungsorientierten Lackiersimulationen kein optimales Kosten-Nutzen-Verhältnis erreichbar ist. Zuletzt können auch empirische Modelle (Bell & Hochberg 1981) herangezogen werden, um mittlere Partikelgrößendurchmesser abzuschätzen. Nachteilig an diesem Ansatz ist, dass die Form der Partikelgrößenverteilung nicht bekannt ist. Colbert (2007) nutzte das Potenzansatz-Modell von Bell & Hochberg (1981), um zusätzlich über eine logarithmische Normalverteilung eine Partikelgrößenverteilung zu erzeugen. Der Nachteil des Normalverteilungsansatz ist, dass der Grob- und Feinbereich nur unzureichend abgebildet wird, welche in gemessenen PGV oftmals beobachtet werden.

In dieser Arbeit wird ein neuer Ansatz zur Generierung einer PGV vorgestellt, welcher auf 1336 gemessenen Partikelgrößenverteilungen an unterschiedlichen Hochrotationszerstäubern, Glockentellern, Lackmaterialien etc. aus über 15 Jahren Forschungsarbeit am Fraunhofer IPA basiert. Um eine PGV zu generieren, wurde in einem ersten Schritt die gemessenen Verteilungsperzentile  $d_v(10)$  und  $d_v(90)$  über den  $d_v(50)$  aufgetragen und eine Potenzfunktion der Form  $y=Cx^a$  mit  $a=1$  an die Daten gefittet (s. Abbildung 5.6. Auf Basis der Potenzfunktionen kann für einen gegebenen  $d_v(50)$  der Feinanteil ( $d_v(10)$ ) und Grobanteil ( $d_v(90)$ ) ermittelt werden. Anschließend wird eine verallgemeinerte logistische Funktion (Richards 1959) herangezogen und an die Verteilungsperzentilen eine PGV gefittet, woraus eine Summenverteilung

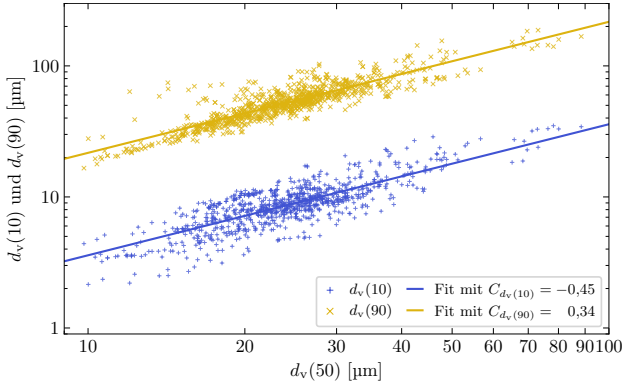


Abbildung 5.6: Messwerte:  $d_v(10)$  und  $d_v(90)$  in Abhängigkeit vom  $d_v(50)$ . Die gefitteten Geraden sind eine Potenzfunktion der Form  $y=Cx^a$  mit  $a=1$

$Q_3(d_i)$  resultiert. Für eine robustere Anpassung der logistischen Funktion werden zusätzliche Begrenzungspunkte im Fein- und Grobanteil mittels  $d_v(0)$  und  $d_v(100)$  festgelegt. Die untere Grenze mit  $d_v(0)=0,25\ \mu\text{m}$  wurde durch die kleinste Partikelgrößenklasse des Laserbeugungsspektroskops gesetzt. Die obere Grenze  $d_v(100)=300\ \mu\text{m}$  wurde durch einen gerundeten Wert auf Grundlage der Messdatenbank festgelegt. Die verwendeten Anpassungsparameter  $A$ ,  $B$  und  $\nu$  erfüllen im Rahmen dieser Arbeit keine weiteren Funktionen. Im dritten Schritt

---

#### Pseudocode 4: Erzeugung einer Partikelgrößenverteilung mittels logistischer Funktion

---

**Input:**  $d_v(0)$ ,  $d_v(50)$ ,  $d_v(100)$

**Output:**  $q_3(d_i)$

**Function Partikelgrößenverteilung():**

```

 $d_v(10) \leftarrow 10^{-0,45} d_v(50);$  //  $d_v(10)$  aus Fit (s. Abbildung 5.6)
 $d_v(90) \leftarrow 10^{0,34} d_v(50);$  //  $d_v(90)$  aus Fit (s. Abbildung 5.6)
 $d_{v,\text{array}} \leftarrow [d_v(0), d_v(10), d_v(50), d_v(90), d_v(100)];$  // Array mit Partikeldurchmessern
 $Q_3(d_i) \leftarrow \text{fit}\left(1 / \left(1 + A e^{-B \log_{10}(d_{v,\text{array}})}\right)^{1/\nu}\right);$  // z.B. Methode der kleinsten Quadrate
for  $i \leftarrow 1$  to  $n_{\text{PK}}$  do
   $q_3(d_i) \leftarrow \frac{Q_3(d_{i,o}) - Q_3(d_{i,u})}{d_{i,o} - d_{i,u}};$  // Umrechnung in Volumenverteilung
end
for  $i \leftarrow 1$  to  $n_{\text{PK}}$  do
   $q_3(d_i) \leftarrow \frac{q_3(d_i)}{\sum_{i=1}^{n_{\text{PK}}} q_3(d_i)};$  // normalisiere PGV
end
return  $q_3(d_i);$ 

```

---

wird die Summenverteilung  $Q_3(d_i)$  (s. Abbildung 5.7a) mittels der Partikelgrößenklassen aus der experimentellen Laserbeugungsspektroskopie (s. Abschnitt 3.5 und Tabelle B.2) in die Volumenverteilung  $q_3(d_i)$  umgerechnet (s. Abbildung 5.7b).

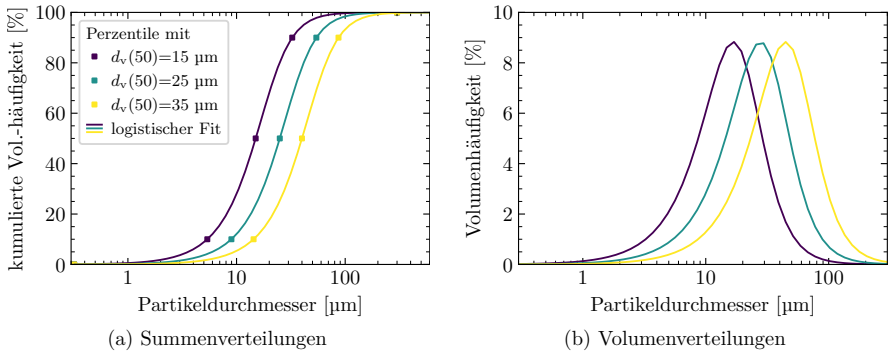


Abbildung 5.7: Partikelgrößenverteilungen generiert mittels logistischer Funktion (s. Algorithmus 4)

Im Zusammenhang mit der Partikelgrößenverteilung steht direkt auch die Partikel-Parcel-Verteilung. Methodisch werden derzeit zwei Konzepte in numerischen Lackiersimulationen verfolgt. Im gleichverteilten Ansatz (*Uniform Sampling*) werden die Partikeldurchmesser über einen Zufallsgenerator logarithmisch gleichverteilt erzeugt, sodass alle Partikelgrößen der Verteilung gleichmäßig im zu simulierenden Sprühkegel vertreten werden. Der zweite Ansatz basiert auf der Verwerfungsmethode (*Rejection Sampling*) von Neumann (1951), wodurch die Häufigkeitsverteilung der Parcels entsprechend der gegebenen Partikelgrößenverteilung erfolgt.

Beide Methoden setzen dieselben Eingangsparameter voraus: die gewünschte Anzahl der Parcels, die volumetrische Partikelgrößenverteilung sowie der Lackmassenstrom zur korrekten Skalierung der dispersen Phase. Die Umsetzung der beiden Konzepte für die Eingangsbedingungen in numerischen Lackiersimulationen ist in den folgenden Pseudocodes 5 und 6 dargestellt. Der Rejection-Sampling-Algorithmus wurde vereinfacht, indem zur Erzeugung des Zufallsvolumens die Hilfsdichteverteilung eine Gleichverteilung im Intervall  $[0, 1]$  ist. Um mehr Performanz zu erreichen, sollte die Hilfsverteilung z. B. durch eine logarithmische Normalverteilung approximiert werden. Abbildung 5.8 veranschaulicht das Ergebnis beider Methoden anhand einer gegebenen Partikelgrößenverteilung bei einer festgelegten Anzahl von 10 000 Parcels. Das Rejection-Sampling hat gegenüber dem Uniform-Sampling Vorteile in der erzielbaren Performanz der Lackiersimulation, da nur auf die Partikelgrößen abgezielt wird, welche auch das Lackvolumen (sprich: Schichtdicke) ausmachen. Der Vorteil der Rejection-Sampling-Methode besteht, solange keine elektrostatische Unterstützung verwendet wird. Wird im unteren Grenzbereich der Parcel-Anzahl gearbeitet, kann es zur Unterrepräsentation

**Pseudocode 5:** Generierung der Partikelgröße via Uniform-Sampling

---

```

Input:  $q_3(d_i), \dot{m}_i$ 
Output:  $d_{p,\text{inj}}, \dot{m}_{p,\text{inj}}$ 
Function UniformSampling():
     $f_{q_3} \leftarrow \text{interp}(q_3(d_i));$  // interpoliere Volumenverteilung
     $d_{p,\text{min}} \leftarrow \min(d_i);$  // Min Partikeldurchmesser
     $d_{p,\text{max}} \leftarrow \max(d_i);$  // Max Partikeldurchmesser
     $d_{p,\text{inj}} \leftarrow \mathcal{U}_{\text{Log}}([d_{p,\text{min}}, d_{p,\text{max}}]);$  // Zufallspartikeldurchmesser
     $\dot{m}_{p,\text{inj}} \leftarrow f_{q_3}(d_{p,\text{inj}}) \dot{m}_i;$  // Massenstrom Partikel-Parcel
    return  $d_{p,\text{inj}}, \dot{m}_{p,\text{inj}};$ 

```

---

**Pseudocode 6:** Generierung der Partikelgröße via Reject-Sampling

---

```

Input:  $q_3(d_i), \dot{m}_i$ 
Output:  $d_{p,\text{inj}}, \dot{m}_{p,\text{inj}}$ 
Function RejectSampling():
     $f_{q_3} \leftarrow \text{interp}(q_3(d_i));$  // interpoliere Volumenverteilung
     $d_{p,\text{min}} \leftarrow \min(d_i);$  // Min Partikeldurchmesser
     $d_{p,\text{max}} \leftarrow \max(d_i);$  // Max Partikeldurchmesser
    while  $q_3 > f_{q_3}(d_{p,\text{inj}})$  do
         $d_{p,\text{inj}} \leftarrow \mathcal{U}_{\text{Log}}([d_{p,\text{min}}, d_{p,\text{max}}]);$  // Zufallspartikeldurchmesser
         $q_3 \leftarrow \mathcal{U}([0, 1]);$  // Zufallsvolumen
    end
     $\dot{m}_{p,\text{inj}} \leftarrow f_{q_3}(d_{p,\text{inj}}) \dot{m}_i;$  // Massenstrom Partikel-Parcel
    return  $d_{p,\text{inj}}, \dot{m}_{p,\text{inj}};$ 

```

---

der feinen Partikel kommen, wodurch die statistische Verteilung der Partikelladung und der Raumladungsdichte im Sprühkegel abnimmt. Welche der beiden Methoden in numerischen Simulationen verwendet werden sollte, bestimmt der zu betrachtende Fall, die zur Verfügung stehenden Rechenkapazität sowie die zu beobachtende Zielgröße. Beispiel: Für Untersuchungen, wie die in Abschnitt 3.5 durchgeführten Simulationen zur Bestimmung der Partikelgrößenverteilung ist der Feinanteil statistisch möglichst gut abzubilden, weshalb die Uniform-Sampling-Methode verwendet werden sollte. Für numerische Lackiersimulationen von Zerstäubern ohne elektrostatische Unterstützung ist die Rejection-Sampling-Methode vorzuziehen, da die Schichtdicke aus den Partikeln mit hohen Volumenanteilen resultiert. In dieser Arbeit wurde die Uniform-Sampling-Methode verwendet, um die elektrostatischen Effekte durch die Partikelladung (insbesondere die der sehr feinen Partikel) möglichst gut durch die Partikel-Parcel-Verteilung zu repräsentieren.



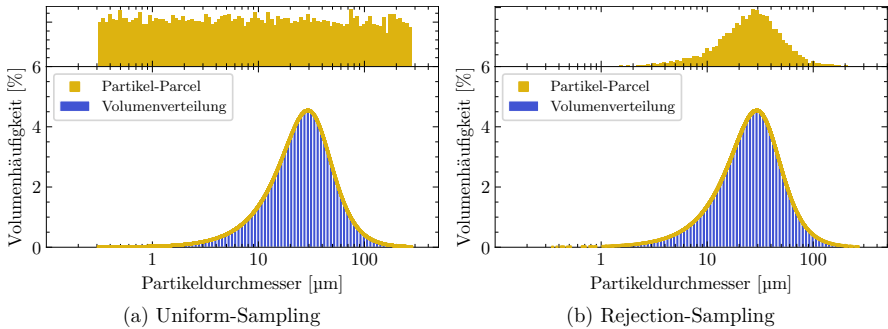


Abbildung 5.8: Histogramme zur Partikel-Parcel-Verteilung bei einer festgelegten Anzahl von 10000 Parcels. In blau dargestellt ist die zu repräsentierende Partikelgrößenverteilung. Oberhalb ist das Histogramm (orangefarben) zur Partikel-Parcel-Verteilung unter Verwendung selbiger Partikelklassen abgebildet.

### Partikelladung

Die Form der Sprühwolke, das Spritzbild sowie der Auftragswirkungsgrad sind abhängig von der Partikelladung und Partikelgrößenverteilung. Dies gilt allem voran für die sehr feinen Partikel, welche durch ihre große Anzahl zugleich viel Gesamtladung in das Sprühkegelinnere bringen. Das am häufigsten zitierte (s. Tabelle 2.6) und verwendete Modell ist das Rayleigh-Limit-Modell, in welchem ein gewählter Prozentsatz, ausgedrückt in der Partikelladungskonstante  $C_q$ , der maximalen Oberflächenladung nach Rayleigh entspricht (s. Pseudocode 7).

---

#### Pseudocode 7: Generierung der Partikelladung mittels Rayleigh-Limit-Modell

---

```

Input:  $d_{p,inj}$ ,  $C_q$ ,  $\sigma_1$ ,  $\varepsilon_0$ ,  $R$ 
Output:  $q_{p,inj}$ 
Function Partikelladung():
     $q_{p,lim} \leftarrow 8\pi\sqrt{\varepsilon_0\sigma_1}(d_{p,inj}/2)^3$ ; // Rayleigh-Limit
     $q_p \leftarrow C_q q_{p,lim}$ ; // Partikelladung
     $q_{p,inj} \leftarrow \mathcal{N}(q_p, \sigma_q)$ ; // Normalverteilung analog zu  $v_{ax,p,inj}$ 
    return  $q_{p,inj}$ ;
    
```

---

Ein weiterer Modellansatz besteht darin, dass dem System zugeführte Strom (auch Injektionsstrom  $I_{inj}$ ) festgelegt wird. Die Partikelladungskonstante wird in diesem Modell als Verhältnis vom Injektionsstrom zur Summe der Ladung aller Tropfen gesetzt (s. Pseudocode 8). Dieses strombegrenzte Modell bildet somit ab, a) wieviel Ladung insgesamt auf den Partikeln ist und b) wie diese Ladung verteilt ist. Im Pseudocode 8 wurde das Rayleigh-Limit-Modell für

die Ladungsverteilung verwendet. Allgemeiner können alle Verteilungsansätze nach Gleichung  $q_p = C_q d_p^n$  (s. Abschnitt 2.3.2) verwendet werden. Der Injektionsstrom könnte theoretisch

---

**Pseudocode 8:** Generierung der Partikelladung über Eingangsstrom

---

```

Input:  $d_{p,\text{inj}}, I_{\text{inj}}, q_3(d_i), n_{\text{PK}}, \sigma_1, \varepsilon_0, \dot{m}_1, R$ 
Output:  $q_{p,\text{inj}}$ 
Function Partikelladung():
  for  $i \leftarrow 1$  to  $n_{\text{PK}}$  do
     $q_{3,m}(d_i) \leftarrow q_3(d_i) \dot{m}_1$ ; // Massenverteilung
     $q_0(d_i) \leftarrow q_{3,m}(d_i) / \frac{\pi}{6} d_i^3$ ; // Anzahlverteilung
     $q_q(d_i) \leftarrow 8\pi \sqrt{\varepsilon_0 \sigma_1 (d_i/2)^3}$ ; // Ladungsverteilung am Rayleigh-Limit
  end
   $C_q \leftarrow I_{\text{inj}} / \sum_{i=1}^{n_{\text{PK}}} q_q(d_i)$ ; // Koeffizient für Rayleigh-Limit
   $q_p \leftarrow C_q 8\pi \sqrt{\varepsilon_0 \sigma_1 (d_{p,\text{inj}}/2)^3}$ ; // Berechne Partikelladung
   $q_{p,\text{inj}} \leftarrow \mathcal{N}(q_p, \sigma_q)$ ; // Normalverteilung analog zu  $\mathbf{v}_{\text{ax},p,\text{inj}}$ 
  return  $q_{p,\text{inj}}$ ;

```

---

durch den Kaskadenstrom des Hochrotationszerstäubers als direkte Eingangsbedingung aus den Anlagendaten bereitgestellt werden. Dieser ist jedoch selbst durch Kriech- und Leckageströme stark fehlerbehaftet, sodass der Injektionsstrom anderweitig abgeschätzt werden muss, wie z. B. über den gemessenen Ableitstrom (s. Abschnitt 3.7).

## 5.2 Numerische Modellierung

Im DPM-Modell werden Partikel gleicher Eigenschaften in sogenannten Partikel-Parcels zusammengefasst und der Phasenaustausch über den Massenstrom skaliert. Dieser Ansatz ermöglicht es, die reale Anzahl an Partikeln in einer gewählten kleineren Anzahl an Parcels abzubilden. Im Gegensatz zur stationär gelösten kontinuierlichen Phase wurde die disperse Phase in dieser Arbeit transient berechnet. Der Vorteil dieses Ansatzes besteht zum einen darin, dass mit jedem Zeitschritt die Partikelinjektion statistisch verteilt werden kann. Zum anderen erlaubt erst dieser Ansatz die Verwendung von Modellen, wie die Partikelkumulation mit Reinjektion an der Glockentelleroberfläche. Die Verwendung dieses Ansatzes hat auch eine praktikable Bedeutung, da nur an einer Codebasis sowohl für statische als auch dynamische Simulationen programmiert und entwickelt wird. Dadurch werden Entwicklungszeiten reduziert.

### 5.2.1 Partikel-Parcel-Anzahlstudie

In diesem Abschnitt wird analog zur Gitterabhängigkeitsstudie die Abhängigkeit des Spritzbilds von der Partikel-Parcel-Anzahl  $n_{\text{par}}$  analysiert. Für die Untersuchung wurde die Anzahl der Partikel-Parcels am Brush 1 der RB1000 SSD unter Verwendung von Simulationsablauf 3 stetig erhöht. Ausgewertet wurden die Ergebnisse anhand der Merkmale des Spritzbilds, welche in Abbildung A.14 und Tabelle 5.1 dargestellt sind. Unter Verwendung des  $GCI$  werden zur Erreichung der Toleranz von  $GCI < 1\%$  2026 Partikel-Parcels hinsichtlich des Auftragswirkungsgrads und 12 833 Partikel-Parcels für die Spritzbildbreite benötigt. In Abhängigkeit von der Versuchsplangröße zur Untersuchung der Einflussfaktoren auf das Spritzbild wurde mit Partikel-Parcel-Anzahlen zwischen 5000 und 10 000 gearbeitet, sodass ausgehend von den vorliegenden Ergebnissen in Tabelle 5.1 mit einem maximalen  $GCI$  von 2,3% gerechnet werden muss.

Tabelle 5.1: Partikel-Parcel-Anzahlstudie, Zerstäuber: RB1000 SSD, Parameter: Brush 1

	$n_{\text{par}}$	$\eta_g$	$r_{\text{eff}}$	$GCI$	$p_{\text{gci}}$	$GCI_{\text{m,v}}/r_{\text{eff}}^{p_{\text{gci}}} GCI_{\text{g,m}}$
g	1000	91,25 %	4,0 <sub>(g,m)</sub>	0,32 % <sub>(g,m)</sub>		
m	4000	89,20 %			1,65	1,0
f	16 000	88,99 %	4,0 <sub>(m,f)</sub>	0,03 % <sub>(m,f)</sub>		
Extrapoliert		88,97 %				
	$n_{\text{par}}$	$SB_{50}$	$r_{\text{eff}}$	$GCI$	$p_{\text{gci}}$	$GCI_{\text{m,v}}/r_{\text{eff}}^{p_{\text{gci}}} GCI_{\text{g,m}}$
g	1000	274 mm	4,0 <sub>(g,m)</sub>	2,26 % <sub>(g,m)</sub>		
m	4000	266 mm			0,71	0,99
f	16 000	263 mm	4,0 <sub>(m,f)</sub>	0,86 % <sub>(m,f)</sub>		
Extrapoliert		261 mm				

## 5.3 Untersuchung der Injektionsmodellfaktoren

Das Injektionsmodell beinhaltet sechs freie Faktoren, deren Faktor-Wirkungs-Beziehung über einen allgemein-vollfaktoriellen Versuchsplan untersucht wurde. Ziel dieser Untersuchung ist es, die Hauptfaktoren des Injektionsmodells zu identifizieren und die Ursache-Wirkungs-Beziehungen zu analysieren.

### 5.3.1 Versuchsplan

Der Versuchsplan zur Untersuchung der Injektionsmodellfaktoren wurde als ein allgemein-vollfaktorieller Versuchsplan angelegt. Der Faktorraum (s. Tabelle 5.2) wurde derart angelegt, dass der Wertebereich unter allen Umständen den physikalischen Bereich abdeckt und darüber hinaus die Effekte deutlich hervorhebt. Unter dem Terminus *physikalischer Bereich*

wird verstanden, dass dieser den vorherrschenden physikalischen Bedingungen der realen Zerstäubung abdeckt. Durchgeführt wurde der Versuchsplan am Brush 1 der RB1000 SSD mit elektrostatischer Unterstützung.

Tabelle 5.2: Faktorraum des Versuchsplans zur Untersuchung der Injektionsmodellfaktoren. Fixierte Werte für die Einzelfaktoranalyse (OFAT) sind in der Spalte 5 dargestellt.

Faktor	Minimum	Maximum	Faktorstufen	OFAT
Radialversatz	0,5 mm	1,5 mm	3	1 mm
Axialgeschwindigkeit	0 m/s	45 m/s	4	15 m/s
Schlupffaktor	0	1	4	0,33
Zerstäubungswinkel	0°	15°	4	5°
Ladung	7,5 $\mu\text{C/s}$	15 $\mu\text{C/s}$	4	10 $\mu\text{C/s}$
Fixierte Parameter		Fixierte Parameter		
Axialversatz	0,5 mm			
Partikelgrößenverteilung	synthetisch generiert mit $d_v(50) = 25 \mu\text{m}$ (s. Tabelle B.6)			

### 5.3.2 Faktoranalyse

Das Ziel der Faktoranalyse ist die Untersuchung der Faktor-Wirkungs-Beziehung zwischen den Faktoren des Injektionsmodells und dem Spritzbild (maximale Schichtdicke  $h_{\text{tr,max}}$ , Spritzbildbreite  $SB_{50}$ , dem profilometrischen Auftragswirkungsgrad  $\eta_{\text{pr}}$ ) sowie dem Ableitstrom  $I_a$ . Die simulierten Spritzbilder des gesamten Versuchsplans in Abbildung 5.9 zeigen in einem ersten Überblick, dass die Varianz über den Faktorraum sehr groß ist und zum Teil außergewöhnliche Spritzbilder enthält, worauf auch mit dem gesetzten Faktorraum abgezielt wurde. In der zweiten ganzheitlichen Betrachtung wird das Haupteffektdiagramm

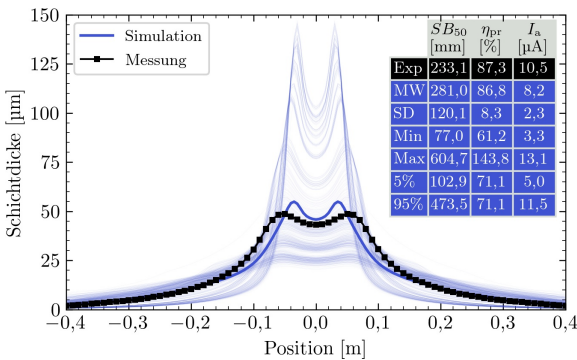


Abbildung 5.9: Gesamtheit der Spritzbilder des vollfaktoriellen Versuchsplans zur Untersuchung der Injektionsmodellfaktoren. Die dunkelblaue Linie zeigt den Mittelwert aller Spritzbilder. Zerstäuber: RB1000 SSD, Parameter: Brush 1

(s. Abbildung 5.10) herangezogen. Dem zu entnehmen ist, dass der Schlupffaktor gefolgt vom Injektionsstrom den stärksten Einfluss auf das Spritzbild und den Auftragswirkungsgrad hat. Die Effektstärke des Schlupffaktors ist in diesem Fall auf die absolute tangentielle und radiale Injektionsgeschwindigkeit zurückzuführen, welche im Betrag bei  $S=1$  ca. dreimal so hoch ist wie die initiale Axialgeschwindigkeit der Partikel. Werden Hochrotationszerstäuber mit deutlich geringerer Drehzahl simuliert, ändert sich auch das Verhältnis der Faktorstärke zwischen Axialgeschwindigkeit und Schlupffaktor. Durch einen höheren Injektionsstrom steigt linear auch der Ableitstrom. Zudem wird die Sprühwolke mit größerer Partikelladung breiter, was sich ebenfalls in breiteren und flacheren Spritzbildern widerspiegelt. Der Einfluss der

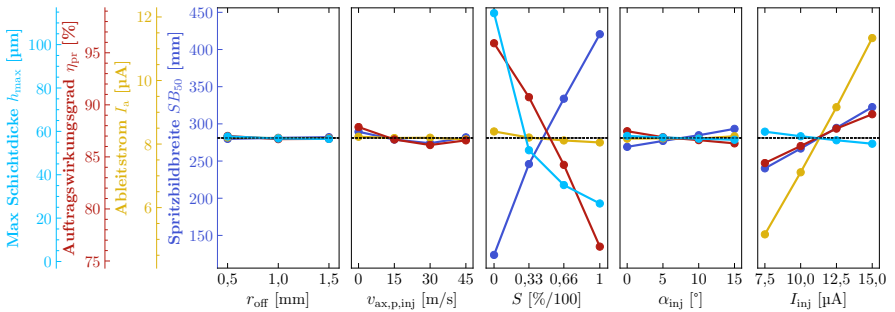


Abbildung 5.10: Haupteffektediagramm der Injektionsmodellfaktoren

einzelnen Faktoren wird im Folgenden anhand der gewählten OFAT-Faktoren ausgewertet und unter Berücksichtigung der Wechselwirkungen (s. Abbildung A.21, A.22, A.23 und A.24) der Faktoren untereinander diskutiert.

### Partikelposition

In der konzeptionellen Beschreibung des Injektionsmodells wurde bereits erörtert, dass die Injektionsposition möglichst nah an der Glockentellerkante sein sollte und in der Praxis oftmals ein Radialversatz von  $r_{off}=1$  mm verwendet wurde. Mit größerem Radialversatz sollte weniger Axialimpuls der Lenkluft im Bereich der Glockentellerkante auf die Partikel gewirkt haben. Es wird darauf basierend die Hypothese aufgestellt: Je größer der Radialversatz der initialen Partikelposition, desto breiter und flacher das Spritzbild.

Auf Grundlage der vorliegenden Ergebnisse (s. Abbildung 5.11) muss diese Hypothese als widerlegt betrachtet werden. Vielmehr ist genau das Gegenteil der Fall. Das Spritzbild bildet höhere Schichtdicken und geringere  $SB_{50}$  mit größerem Radialversatz aus. Der Auftragswirkungsgrad sowie der Ableitstrom bleiben hingegen nahezu konstant. Allgemein wird zunächst festgehalten, dass die sehr kleinen Partikel aufgrund sehr kurzer Partikelrelaxationszeiten annähernd instantan der Luftströmung folgen. Die sehr großen Partikel hingegen

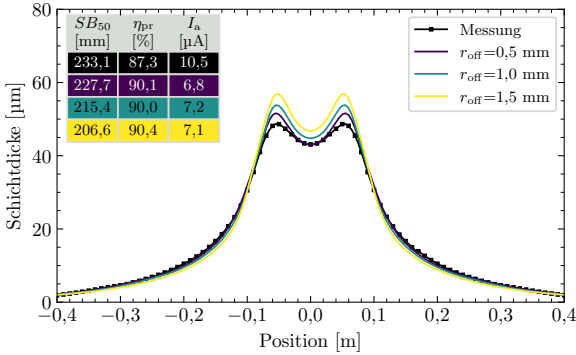


Abbildung 5.11: Einfluss des Radialversatzes der initialen Partikelposition auf das Spritzbild

folgen dieser sehr wenig und fliegen weitestgehend in Richtung ihres Injektionsvektors aus dem Luftströmungsfeld heraus. Dieses Phänomen, im Folgenden als Klassiereffekt bezeichnet, ist bereits bekannt und zugleich Grundlage zum Verständnis der Faktoreinflüsse. Die schichtdickenrelevanten Partikelgrößen zwischen  $10\ \mu\text{m}$  und  $50\ \mu\text{m}$  (folgend als mittlere Partikelgrößen bezeichnet) stehen aufgrund ihrer Größe und dem hohen volumetrischen Anteil in der Partikelgrößenverteilung in einer starken Wechselwirkung mit der Lenkluftströmung.

Bei einem Radialversatz von  $r_{\text{off}}=0,5\ \text{mm}$  wird die Axialgeschwindigkeit der Lenkluft im Injektionsbereich durch die Wechselwirkung mit den Partikeln stärker verzögert und stärker nach außen abgelenkt als bei  $r_{\text{off}}=1,5\ \text{mm}$ . Dies wiederum hat Auswirkungen auf den Sogeffekt des Partikeltorus und der Hauptströmung. Der Sogeffekt, der nach dem Bernoulli-Prinzip funktioniert, wird durch die Axialgeschwindigkeit der Lenkluftströmung beeinflusst, d. h. je höher die Axialgeschwindigkeit der Lenkluft, desto stärker die Sogwirkung. Für den Fall  $r_{\text{off}}=0,5\ \text{mm}$  ist der Sogeffekt schwächer ausgeprägt und zugleich fliegen die Partikel schneller in Richtung des Lackierobjekts. Es steht dadurch weniger Zeit und Saugkraft zur Verfügung, um die Partikel zurück in den Hauptsprühkegel zu ziehen.

Durch die höhere Axialgeschwindigkeit der Lenkluft bei  $r_{\text{off}}=1,5\ \text{mm}$  ist die Sogwirkung stärker, was qualitativ durch den leicht flacheren Eintrittswinkel der Partikel zurück in die Hauptströmung (gelber Partikelgrößenbereich) in Abbildung 5.12 zu erkennen ist. Durch die stärkere Sogwirkung werden somit mehr Partikel in den Hauptsprühkegel gesaugt und höhere Schichtdicken gebildet.

### Partikelgeschwindigkeit: Axial

Mit höherer axialer Injektionsgeschwindigkeit ist auch der Injektionsvektor von vornherein steiler zum Lackierobjekt gerichtet, sodass schmalere und höhere Spritzbilder resultieren

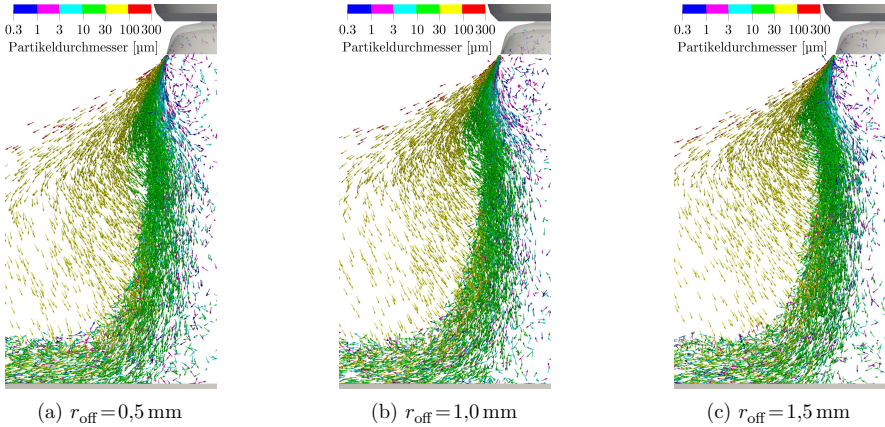


Abbildung 5.12: Partikelverteilung im simulierten Sprühkegel unter Variation des Radialversatzes im Injektionsmodell

sollten. Auch diese Hypothese ist anhand der ausgewerteten Spritzbilder bei den fixierten Parametern der OFAT in Abbildung 5.13 nicht zutreffend. Mit steigender Axialgeschwindigkeit

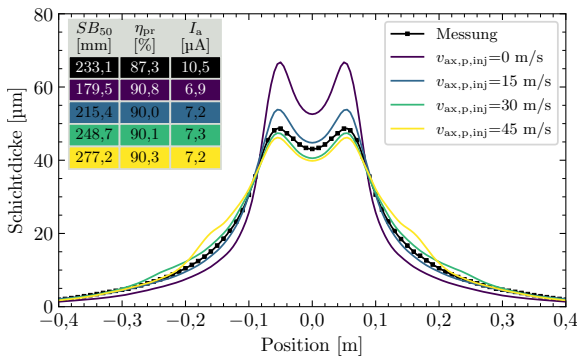


Abbildung 5.13: Einfluss der Axialgeschwindigkeit auf das Spritzbild und dessen Qualitätsmerkmale

wird gemäß dem geometrischen Modell der Injektionsvektor steiler zum Lackierobjekt gerichtet und nimmt zugleich betragsmäßig eine höhere Geschwindigkeit an. Aufgrund des veränderten Injektionswinkels ist auch die Flugbahn der sehr großen Partikel von Anfang an steiler zum Lackierobjekt gerichtet. Deponieren diese großen Partikel im Spritzbildbereich, kommt es zur Bildung von Ausbeulungen im Randbereich des Spritzbilds, welche mit steigender Axialgeschwindigkeit ins Zentrum des Spritzbilds wandern. Begrenzt ist dieses Phänomen durch den Radius des Glockentellers plus dem Radialversatz der Injektionsposition.

Zur Deutung der Faktor-Wirkungs-Beziehung müssen wiederum die mittleren Partikelgrößen unter Wechselwirkung mit dem bereits angesprochenen Sogeffekt betrachtet werden. Bedingt durch die höhere initiale Axialgeschwindigkeit der Partikel wird die Lenkluftströmung kurz unterhalb des Glockentellers weniger verzögert oder zum Teil auch durch die sehr großen Partikel beschleunigt. Infolge dessen müsste auch mit höherer initialen Axialgeschwindigkeit der Partikel eine stärkere Sogwirkung vorliegen. Dem gegenüber steht die Tatsache, dass mit höherer initialer Axialgeschwindigkeit der Partikel weniger Zeit für eine effektive Sogwirkung zur Verfügung steht. Die Partikel werden später in die Hauptströmung gesaugt, woraus flachere und breitere Spritzbilder resultieren. Für den Grenzfall  $S=0$  führt eine

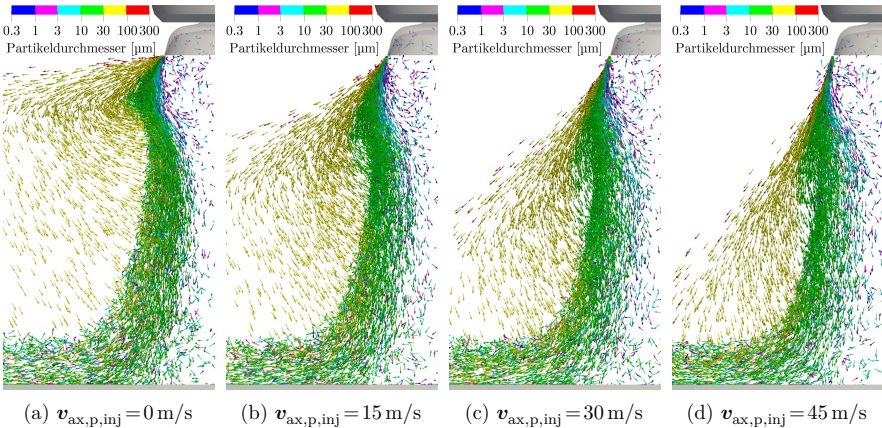


Abbildung 5.14: Partikelverteilung im simulierten Sprühkegel unter Variation der axialen Injektionsgeschwindigkeit im Injektionsmodell

höhere Axialgeschwindigkeit auch zu den hypothetisch erwarteten höheren und schmaleren Spritzbildern.

Für höhere Schlupffaktoren ( $S=0,66$  und  $S=1$ ) kommt ein Wechselwirkungseffekt zum tragen, bei dem die Richtung des Injektionsvektors mit zunehmendem Schlupffaktor weniger zum Lackierobjekt gerichtet ist und die bereits genannten Phänomene bei  $S=0,33$  merklich reduziert werden.

An dieser Stelle zeigt sich bereits die Schwäche des Injektionsmodells, dass die Injektionsgeschwindigkeit für alle Partikelgrößen gleich ist. Hohe Axialgeschwindigkeiten sind vor allem für sehr große Partikel fragwürdig und führen in diesem Modell zu ungewollten Ausbeulungen.

### Partikelgeschwindigkeit: Schlupffaktor

Der Schlupffaktor repräsentiert in abstrakter Weise all diejenigen Einflüsse, welche zu einer Geschwindigkeitsreduktion der Partikel am Injektionspunkt im Verhältnis zur Umfangsge-



schwindigkeit des Glockentellers führen. Es wird die Hypothese aufgestellt: Je größer der Schlupffaktor ist, desto breiter und flacher ist das Spritzbild ausgeprägt.

Die Ergebnisse der Spritzbilder in Abbildung 5.15 folgen der aufgestellten Hypothese. Mit zunehmendem Schlupffaktor werden der Injektionswinkel zum Lackierobjekt verringert und zugleich der Geschwindigkeitsbetrag signifikant erhöht, sodass die Partikel zunehmend weiter horizontal herausgeschleudert werden (s. Abbildung 5.16). Gleichzeitig wird die Sogwirkung verringert. Gemäß der aufgestellten Theorie zum Verhalten der Axialgeschwindigkeit müsste

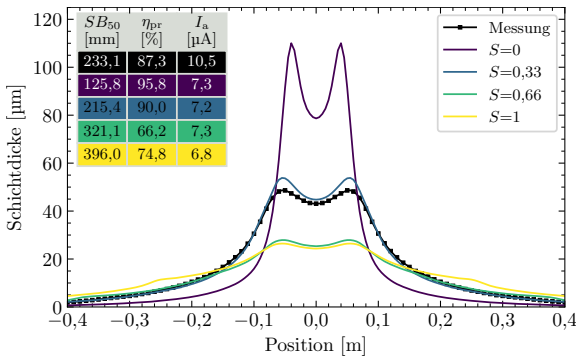


Abbildung 5.15: Einfluss des Schlupffaktors auf das Spritzbild

mit zunehmend horizontal ausgerichtetem Injektionsvektor das Spritzbild schmäler werden.

Diese Theorie behält zwar nach wie vor ihre Gültigkeit, jedoch wird die Änderung des Injektionswinkels über den Schlupffaktor durch eine drastische Änderung des Geschwindigkeitsbetrags begleitet. Mit jeder Faktorstufe im Schlupffaktor wird der Zerstäubungsvektor  $\mathbf{v}_{\text{mag,p,inj}}$  um 42,3 m/s erhöht, wodurch der Effekt der Axialgeschwindigkeit überblendet wird. Die großen Geschwindigkeitsänderungen sind zudem Hauptursache für die generelle Faktorstärke des Schlupffaktors. Der Zerstäubungsvektor  $\mathbf{v}_{\text{mag,p,inj}}$  skaliert durch den Schlupffaktor ist letztlich maßgeblich durch die Drehzahl des Glockentellers und somit durch die Tangentialgeschwindigkeit an der Glockenkante gegeben. Wechselwirkungen treten mit der Axialgeschwindigkeit und in geringem Maße auch mit dem Zerstäubungswinkel und der Partikelladung auf. Durch eine höhere axiale Initialgeschwindigkeit wird den Effekten des Schlupffaktors stärker entgegengewirkt, sodass das Spritzbild schmäler und höher wird. Mit zunehmendem Schlupffaktor und größerem Zerstäubungswinkel werden höhere absolute Radialgeschwindigkeiten am Injektionspunkt erzeugt, wodurch die Partikel schneller horizontal aus der Hauptströmung der Lenkluftströmung fliegen. Die dabei verkürzte Interaktionszeit mit der Lenkluftströmung führt zu einem ähnlichen Effekt wie der Schlupffaktor selbst, sodass das Spritzbild breiter und flacher wird. Die Wechselwirkung mit der Partikelladung besteht

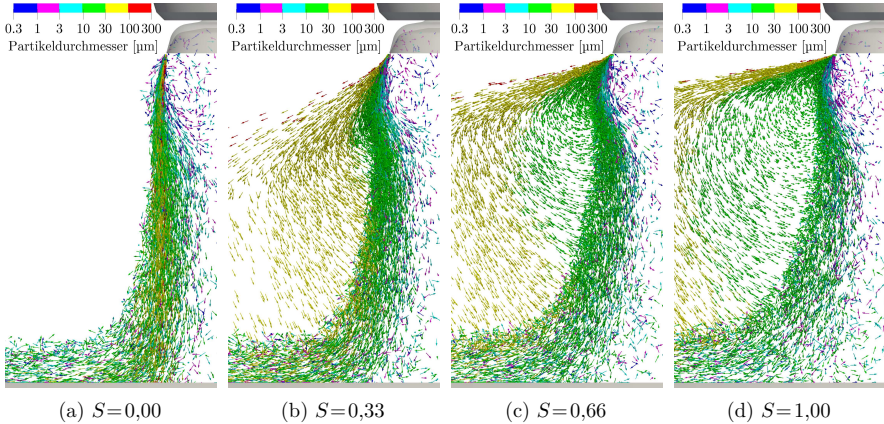


Abbildung 5.16: Partikelverteilung im simulierten Sprühkegel unter Variation des Schlupffaktors im Injektionsmodell

dahingehend, dass mit steigendem Schlupffaktor der Einfluss der Ladung zunimmt und das Spritzbild breiter wird.

Zusammengefasst zeigt der Schlupffaktor durch die starke Skalierung des Zerstäubungsvektors die größten Auswirkungen auf das Spritzbild.

### Partikelgeschwindigkeit: Zerstäubungswinkel

Der Zerstäubungswinkel  $\alpha_{inj}$  teilt den Zerstäubungsvektor  $\mathbf{v}_{mag,p,inj}$  nach dem geometrischem Injektionsmodell in Tangential- und Radialgeschwindigkeit auf und repräsentiert somit in abstrakter Weise die inneren Kräfte eines Ligaments. Ein größerer Zerstäubungswinkel  $\alpha_{inj}$  führt zu höheren Radialgeschwindigkeiten, sodass das Spritzbild breiter und flacher ausfallen sollte.

Die aufgestellte Hypothese beruht darauf, dass mit höherer Radialgeschwindigkeit die Partikel in einer – geometrisch betrachtet – kürzeren Strecke durch die umgebende Lenkluft fliegen und weniger Interaktionszeit mit dieser zur Verfügung steht. Die aufgestellte Hypothese muss nach den Spritzbildern in Abbildung 5.17 ebenfalls als widerlegt betrachtet werden, da die Schichtdicke der Spritzbilder bei zugleich geringfügig kleineren  $SB_{50}$  zunimmt. Durch die verkürzte Interaktionszeit mit der Lenkluftströmung im Injektionsbereich bei zugleich konstant axialgerichtetem Injektionswinkel kommt der Sogeffekt stärker zum Tragen.

Eine Wechselwirkung besteht mit dem Schlupffaktor, welche sich darin äußert, dass sich mit zunehmendem Schlupffaktor ( $S \geq 0,66$ ) das Verhalten der Faktor-Wirkungs-Beziehung umkehrt. Die Ursache wird damit begründet, dass durch den hohen Schlupffaktor die Partikel

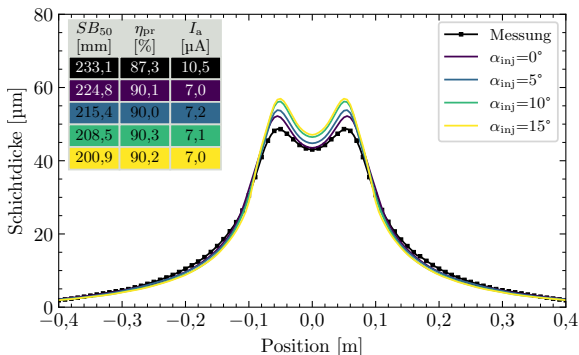


Abbildung 5.17: Einfluss des Zerstäubungswinkels auf das Spritzbild

soweit hinausgeschleudert werden, dass diese weitestgehend der Sogwirkung entkommen und nicht zurück in die Hauptströmung gelangen.

Der Auftragswirkungsgrad sowie der Ableitstrom werden vom Zerstäubungswinkel vernachlässigbar gering beeinflusst. Vielmehr kommt es durch die aerodynamisch dominierte Faktor-Wirkungs-Beziehungen zu einer Umverteilung der deponierenden Partikelgrößen im Spritzbild.

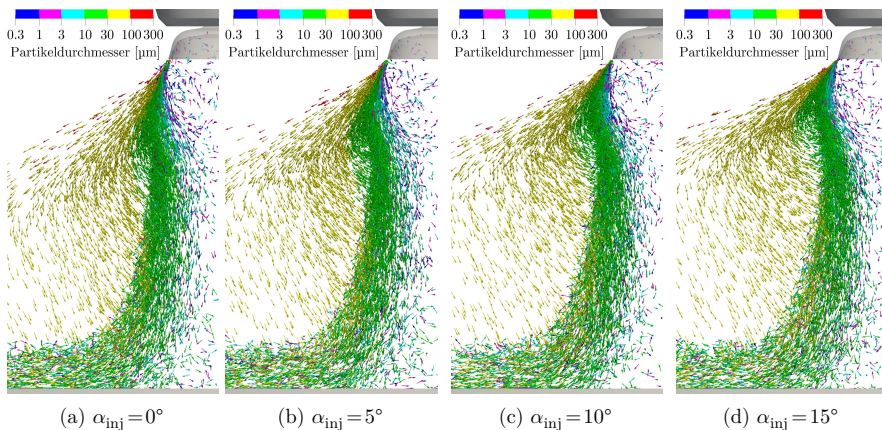


Abbildung 5.18: Partikelverteilung im simulierten Sprühkegel unter Variation des Zerstäubungswinkels

### Partikelgrößenverteilung

Die Partikelgrößenverteilung ist die am häufigsten diskutierte Einflussgröße nicht nur im Injektionsmodell, sondern in der Lackiertechnik allgemein, welche zugleich mit einer sehr großen Messunsicherheit verbunden ist. Der Einfluss der Partikelgrößenverteilung auf das Spritzbild wurde anhand eines eigenständigen Versuchsplan am Brush 1 der RB1000 SSD untersucht, in welchem der  $d_v(50)$  im Bereich von  $15\ \mu\text{m}$  bis  $40\ \mu\text{m}$  variiert und die PGV über die logistische Funktion (s. Abschnitt 5.1.2) erzeugt wurde. Brush 1 wurde zudem auch ohne elektrostatische Unterstützung simuliert.

Für Lackiersimulationen wurden die in Tabelle B.8 dargestellten initialen Partikelbedingungen verwendet, mit dem einzigen Unterschied, dass ein festgelegter Injektionsstroms mit ( $I_{\text{inj}} = 15\ \mu\text{A}$ ) anstelle eines fixierten Rayleigh-Koeffizienten zur Modellierung der Partikelladung dar (s. Pseudocode 8) verwendet wurde.

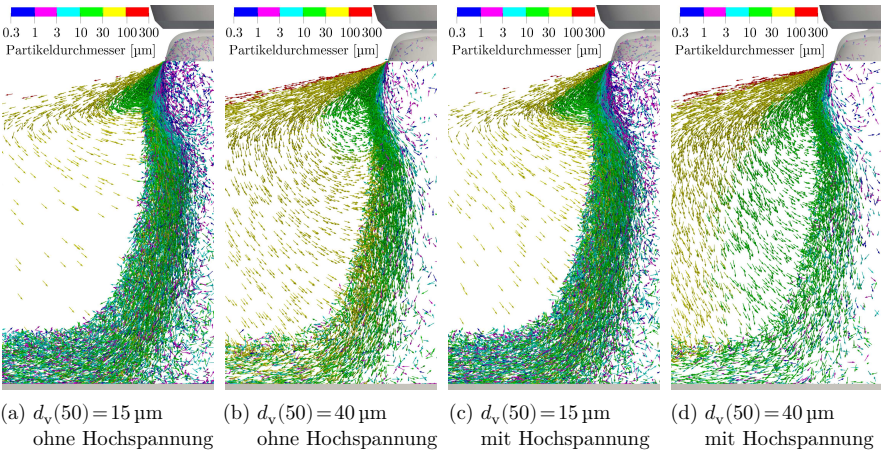


Abbildung 5.19: Partikelverteilung im simulierten Sprühkegel unter Variation der Partikelgrößenverteilung und der elektrostatischen Unterstützung.

Durch den bereits erwähnten Klassiereffekt wurde die Hypothese abgeleitet, dass mit steigendem  $d_v(50)$  der Partikelgrößenverteilung das Spritzbild breiter und flacher wird.

Mit Blick auf die Spritzbilder in Abbildung 5.20 ist zu erkennen, dass mit steigendem  $d_v(50)$  die Spritzbildbreite  $SB_{50}$  drastisch zunimmt, wohingegen ohne elektrostatische Unterstützung kaum ein Einfluss zu verzeichnen ist. Die Zunahme der Spritzbildbreite kann aus den bisherigen Erkenntnissen dieser explorativen Faktoranalyse folgendermaßen erklärt werden: Je gröber die Partikelgrößenverteilung, desto mehr Volumenanteil fliegt mit den großen und sehr großen Partikeln horizontal nach außen weg, wodurch die Axialgeschwindigkeit im Injektionsbereich verzögert und der Sogeffekt verringert wird (s. Abbildung 5.19). Überarra-

schenderweise wird der Großteil der schichtdickenrelevanten Partikelgrößen rechtzeitig in den Sprühkegel zurückgesaugt, sodass das Spritzbild nur geringfügig flacher ausfällt. Es wird vermutet, dass dies auf den geringfügig flacher (horizontaler) ausgerichteten Injektionswinkel zurückzuführen ist, wodurch eine verhältnismäßig lange Zeitspanne für die Sogwirkung auf die abwärts fliegenden Partikel gegeben ist.

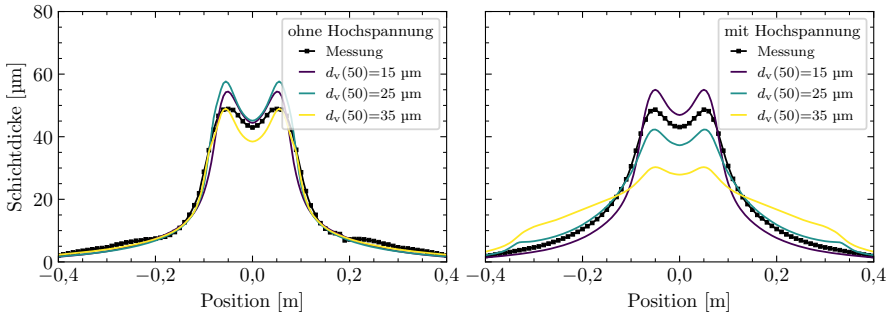


Abbildung 5.20: Einfluss der Partikelgrößenverteilung auf das Spritzbild. Verwendet wurden symmetrische Partikelgrößenverteilungen in Bezug auf Fein- und Grobanteil (Werte in Tabelle B.5 bis B.7) Links: Simulation ohne Hochspannung. Rechts: mit Hochspannung.

Für den Fall mit elektrostatischer Unterstützung steht dem Sogeffekt das Raumladungsfeld im Sprühkegelzentrum gegenüber, welches die Rückströmung der Partikel durch die Sogwirkung verringert und zu flacheren sowie breiteren Spritzbildern führt. Dieser Effekt tritt jedoch erst ab Partikelgrößenverteilungen mit  $d_v(50) > 17,5\ \mu\text{m}$  auf. Da der Partikeltorus mit und ohne elektrostatische Unterstützung für die Partikelgrößenverteilung mit  $d_v(50) = 15\ \mu\text{m}$  (s. Abbildung 5.19) sehr ähnlich ist, wird davon ausgegangen, dass die aerodynamischen Kräfte in diesem Strömungsbereich die der Coulomb-Kraft übersteigen, sodass ähnliche Spritzbildbreiten erzeugt werden. Mit zunehmendem  $d_v(50)$  und größerem Partikeltorus ist der Volumenanteil jener Partikelgrößen höher, die nur sehr langsam zurück in den Hauptsprühkegel strömen. Die geringere Sogwirkung auf diese Partikelgrößen in Verbindung mit der entgegengesetzt wirkenden Coulomb-Kraft aus dem Raumladungsfeld verhindert die Rückströmung und führt zu breiteren Spritzbildern.

Die zweite Hypothese im Zusammenhang mit der Partikelgrößenverteilung stützt sich auf die experimentellen Beobachtungen, dass das Overspray aus überwiegend feinen Partikeln besteht und den Auftragswirkungsgrad mindert. Invers formuliert: Je größer die Partikelgrößenverteilung (größer der  $d_v(50)$ ), desto höher der Auftragswirkungsgrad.

Die Ergebnisse im Haupteffektediagramm zum Auftragswirkungsgrad in Abbildung 5.21 zeigen hingegen, dass ein Maximum des Auftragswirkungsgrads bei ca.  $d_v(50) = 23\ \mu\text{m}$  ohne

elektrostatische Unterstützung und bei ca.  $d_v(50) = 27 \mu\text{m}$  mit elektrostatischer Unterstützung erreicht wird, wobei ein breiteres Plateau um das Optimum mit elektrostatischer Unterstützung zu verzeichnen ist. Die generelle Ausprägung deckt sich mit den Ergebnissen von Colbert & Cairncross (2005), wobei diese in ihren Untersuchungen ein Maximum bei ca.  $d_v(50) = 12 \mu\text{m}$  ermittelten. Der generelle Versatz beider Kurven ist die Folge der verwendeten elektrostatischen Unterstützung, d. h. der Auftragswirkungsgrad sowie die Spritzbildbreite nehmen unter Verwendung der elektrostatischen Unterstützung erwartungsgemäß zu. Mit elektrostatischer Unterstützung wird der Einfluss der Partikelgrößenverteilung auf die Spritzbildbreite bedeutsamer, wohingegen diese in puncto Auftragswirkungsgrad an Bedeutung verliert. Es wird jedoch angemerkt, dass die überwiegende Mehrheit der Partikelgrößenverteilungen der Messdatenbank im  $d_v(50)$ -Bereich zwischen  $17 \mu\text{m}$  und  $25 \mu\text{m}$  liegt, wo auch ohne elektrostatische Unterstützung, bedingt durch das Hochplateau, nur eine geringe Schwankungsbreite im Auftragswirkungsgrad vorliegt.

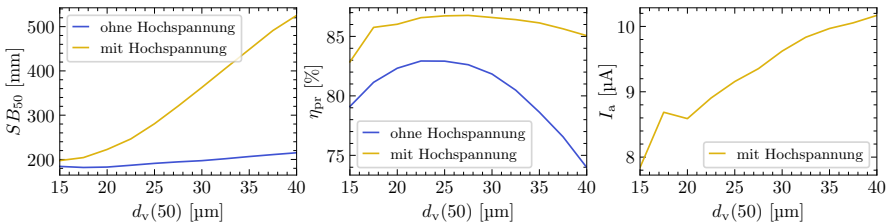


Abbildung 5.21: Einfluss der Partikelgrößenverteilung auf Spritzbildbreite, Auftragswirkungsgrad und Ableitstrom.

Um die Ergebnisse zum Auftragswirkungsgrad zu interpretieren und die Ursache-Wirkungs-Beziehung darzustellen, wird der fraktionelle Auftragswirkungsgrad eingeführt, welcher den Auftragswirkungsgrad für jede Partikelgrößenklassen angibt. Der fraktionelle Auftragswirkungsgrad in Abbildung 5.22a zeigt, dass die elektrostatische Unterstützung vor allem auf die sehr feinen Partikel wirkt. Entgegen der Erklärung zur Spritzbildbreite muss an dieser Stelle bedacht werden, dass kurz vor dem Lackierobjekt geringe Axialgeschwindigkeiten vorliegen und die Coulomb-Kraft an den feinen Partikeln im Verhältnis zu den aerodynamischen Kräften in Richtung des Lackierobjekts überwiegt. Der fraktionelle Auftragswirkungsgrad verdeutlicht einerseits, dass die feinen Partikel mit dem Overspray verloren gehen und andererseits, dass keine Partikel größer ca.  $d_p = 105 \mu\text{m}$  unter Verwendung dieses Injektionsmodells auf der Platte deponieren.

Über eine grafische Konvolution des fraktionellen Auftragswirkungsgrads mit der Partikelgrößenverteilung wird der Kurvenverlauf des Auftragswirkungsgrads über den  $d_v(50)$  deutlich. Je mehr Volumenanteil bei höheren Werten des fraktionellen Auftragswirkungsgrads liegen, desto höher ist der Gesamtauftragswirkungsgrad, was bei den Partikelgrößenverteilungen

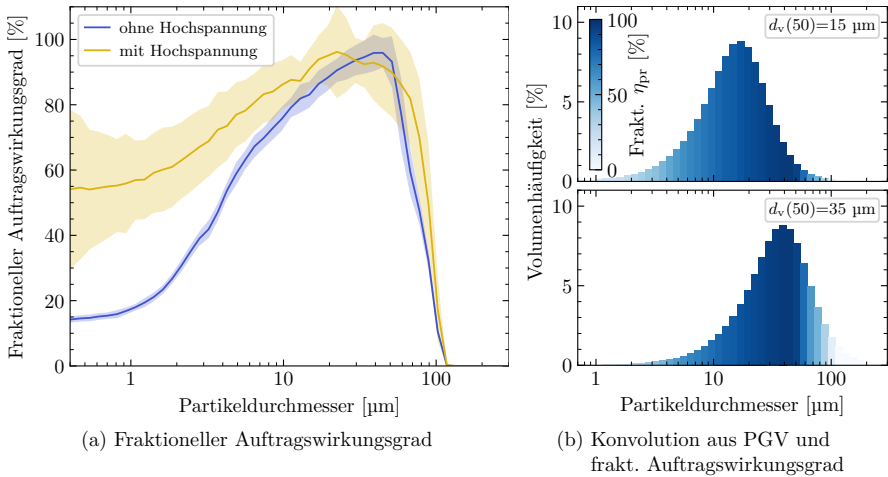


Abbildung 5.22: Links: Mittelwert des fraktionellen Auftragswirkungsgrads aus 54 Simulationen mit unterschiedlichen Partikelgrößenverteilungen. Rechts: Grafische Konvolution aus fraktionellem Auftragswirkungsgrad und Partikelgrößenverteilung

um  $d_v(50) = 25 \mu\text{m}$  der Fall ist. Ist die Partikelgrößenverteilung sehr fein, entsteht viel Overspray. Ist diese zu grob, fliegt ein hoher Volumenanteil mit den großen Partikeln aus dem Simulationsgebiet.

Der Ableitstrom ist als Summe der Partikelladung auf dem Lackierobjekt in einem gegebenen Zeitintervall definiert. Über das verwendete Rayleigh-Limit-Modell skaliert die Partikelladung proportional zu  $d_p^{3/2}$ , sodass das Gros der Gesamtladung von den feinen Partikeln übertragen wird. Die Ergebnisse im Haupteffektediagramm in Abbildung 5.21 zeigen, dass der Ableitstrom im betrachteten  $d_v(50)$ -Intervall kontinuierlich steigt, wobei eine quadratische Tendenz entsprechend zum Auftragswirkungsgrad vorliegen könnte. Dieses Phänomen ist ebenfalls über den fraktionellen Auftragswirkungsgrad erklärbar, wobei anstelle der Volumenverteilung die Ladungsverteilung in der Konvolution herangezogen werden muss. Wird die Volumenverteilung gröber, wird zugleich die Anzahl- und Ladungsverteilung gröber, sodass die feinen Partikel in höheren fraktionellen Auftragswirkungsgraden vorliegen und somit den Ableitstrom erhöhen. Es wurde erwartet, dass auch hier ein Optimum vorliegt, allerdings bei weitaus größeren  $d_v(50)$ -Werten.

Wechselwirkungen zu den anderen Injektionsmodellfaktoren liegen aufgrund des separierten Versuchsplans nicht vor. Es wird jedoch erwartet, dass vor allem Wechselwirkungen mit Einflüssen bestehen, die einen Impulsaustausch zwischen Partikel und Strömung hervorrufen.



## Partikelladung

Für die Partikelladung modelliert über das Rayleigh-Limit bei gegebenem Injektionsstrom wurden folgende Hypothesen im Vorfeld aufgestellt: Je höher der Injektionsstrom, a) desto breiter und flacher das Spritzbild, b) desto höher der Auftragswirkungsgrad und c) desto höher der Ableitstrom.

Es wurde erwartet, dass mit steigendem Injektionsstrom die Raumladungsdichte im Sprühkegelzentrum ebenfalls zunimmt und dadurch das Spritzbild breiter und flacher wird, was sich auch in den Spritzbildern in der OFAT-Analyse in Abbildung 5.23 zeigt. Im Detail

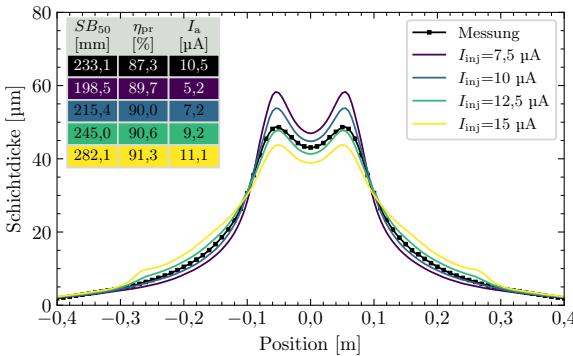


Abbildung 5.23: Einfluss der Partikelladung auf das Spritzbild

beruht die Ursache für diesen Effekt darauf, dass die sehr feinen Partikel (blauer Bereich der Farbskala in Abbildung 5.24) mit einer hohen Anzahldichte im Sprühkegelzentrum die Raumladungsdichte erhöhen. Aufgrund dessen, dass diese feinen Partikel stark an die Strömung gekoppelt sind, ändert sich deren Flugbahn mit steigendem Injektionsstrom nur geringfügig. Die Raumladungsdichte steigt indes weiterhin mit steigendem Injektionsstrom an. Der bereits genannte Sogeffekt, bezogen auf die mittleren Partikelgrößen, wird durch die Raumladungsdichte vermindert, wodurch das Spritzbild breiter und flacher wird. Durch die steigende nominelle Partikelladung mit zunehmenden Injektionsstrom wird auch die Coulomb-Kraft  $F_C$  erhöht, sodass mehr Partikel auf dem Lackierobjekt deponieren und den Auftragswirkungsgrad steigern.

Eine gleichermaßen triviale Beziehung besteht zum Ableitstrom. Ein höherer Injektionsstrom führt zu einem höheren Ableitstrom. Aus dem Haupteffektdiagramm ist darüber hinaus zu erkennen, dass die Zielgrößen linear mit dem Faktor skalieren, was aus theoretischer Betrachtung ebenso nach Gleichung (2.33) zur Coulomb-Kraft gegeben ist.

Die stärksten Wechselwirkungen bestehen zur Partikelgrößenverteilung sowie zum Schlupf-faktor. Wird der Feinanteil in der Partikelgrößenverteilung erhöht, wird der Raumladungseffekt



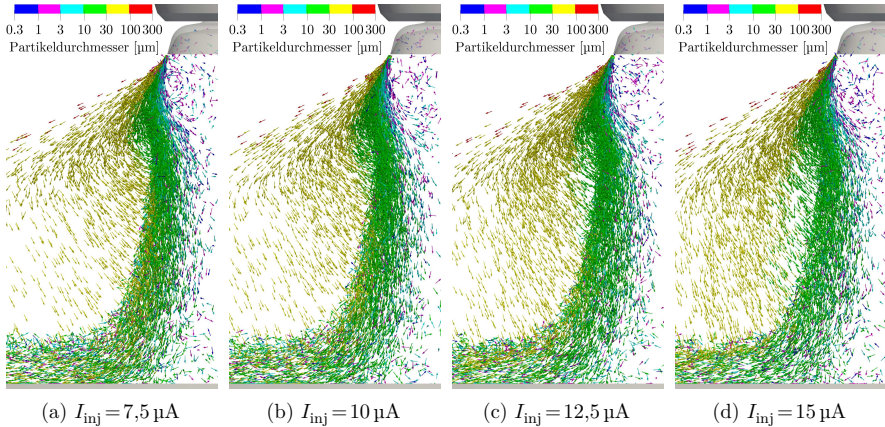


Abbildung 5.24: Partikelverteilung im simulierten Sprühkegel unter Variation des Injektionsstroms im Injektionsmodell

verstärkt, sodass das Spritzbild breiter wird. In ähnlicher Weise kommt dieser Wechselwirkungseffekt beim Schlupffaktor zum Tragen. Durch den höheren Schlupffaktor fliegen die mittleren Partikelgrößen stärker nach außen, wohingegen die sehr feinen fortwährend der Lenkluftströmung ins Sprühkegelzentrum folgen. Der Raumladungseffekt wirkt dem Sogeffekt entgegen, sodass das Spritzbild breiter und flacher wird.

#### Zusammenfassung

Ziel dieser Untersuchung zum Einfluss der Injektionsmodellfaktoren auf das Spritzbild war es, ein tieferes Verständnis der Faktor-Wirkungs-Beziehung aufzubauen und die Effektstärken zu determinieren. Dabei stellte sich heraus, dass komplexe Strömungsverhältnisse, wie der Partikelorus im Glockentellerbereich, die Sogwirkung durch die Rezirkulationszone und die axiale Strömungsgeschwindigkeit sowie die Prallströmung, durch die Injektionsmodellfaktoren beeinflusst werden. Dies wiederum führt zu weiteren Wechselwirkungen mit den Partikelflugbahnen. Der stärkste Faktor im Injektionsmodell ist der Schlupffaktor, gefolgt vom Injektionsstrom. Es muss jedoch bedacht werden, dass die Faktorstärke des Schlupffaktors im Zusammenhang mit der Glockentellerdrehzahl steht, welche bei den hier vorliegenden Zerstäuberparametern sehr groß war. Werden Zerstäuberparameter mit geringeren Umfangsgeschwindigkeiten des Glockentellers im Verhältnis zur axialen Lenkluftgeschwindigkeit verwendet, wird eine Verschiebung der Faktorstärke hin zur Axialgeschwindigkeit erwartet.

### 5.3.3 Abgrenzung des physikalischen Faktorraums

Der vollfaktorielle Versuchsplan wurde bewusst über den größtmöglichen Faktorraum erstellt, um eine deutliche Sichtbarkeit und Wirkungsweise der Faktoren auf die Spritzbilder zu provozieren. Die Herausforderung besteht nun darin, den physikalischen Faktorraum innerhalb des vollfaktoriellen Versuchsplans einzugrenzen. Dieses Unterfangen stellt jedoch zugleich immense Ansprüche an die Messtechnik, um Partikelgeschwindigkeiten nahe dem Glockenteller zu messen, sodass in der vorliegenden Arbeit ein Konsens aus vier Datenquellen gebildet wurde. Zu diesen vier Datenquellen gehören

1. Literaturdaten,
2. Laser-Doppler-Messungen,
3. Volume-of-Fluid-Simulationen und
4. eine semi-empirische Simulation der Ligamente.

Im Fokus der physikalischen Abgrenzung stehen die Partikelgeschwindigkeiten, ausgedrückt über die Axialgeschwindigkeit, den Schlupffaktor und den Zerstäubungswinkel, da die Partikkelladung zum gegenwärtigen Zeitpunkt messtechnisch nicht für Einzeltropfen im Sprühkegel erfasst werden kann.

#### Literaturdaten

Als erste Maßnahme, um den physikalischen Faktorraum einzugrenzen, diente eine spezifisch für diese Fragestellung durchgeführte Literaturrecherche. Die Ergebnisse zusammen mit den vom jeweiligen Autor verwendeten Methoden werden nachfolgend in kurzen Absätzen dargestellt und diskutiert.

In der Arbeit von Scheibe (2000) über die Teilchenbahnberechnung zur Simulation von elektrostatisch unterstützten Hochrotationszerstäubern wurde der Schlupf direkt an der Oberfläche der Glockentellerkante berechnet. Quantifizierte Angaben sind jedoch in seiner Arbeit nicht gegeben. Wörtlich beschreibt Scheibe (2000), dass »[...] bei Glockenzerstäubern mit den heute eingesetzten Lackmaterialien nicht mit einem nennenswerten Schlupf zu rechnen« ist. Die Startbedingungen für die Berechnung der Partikelflugbahnen leitete Scheibe aus einer Gleichung der Filmschichtdicke zusammen mit der gegebenen Farbmenge ab. Übertragen auf das in dieser Arbeit vorgestellte Injektionsmodell bedeutet dies, dass ein Schlupffaktor von  $S=1$  und initiale Axialgeschwindigkeiten kleiner 3 m/s verwendet wurden.

Wilson et al. (2018) untersuchten die Ligament- und Partikelgeschwindigkeit an einem Hochrotationszerstäuber unter Verwendung von Wasser mittels einer bildverarbeitenden Messmethode. In einer Versuchsreihe mit variierender Drehzahl kam heraus, dass der Schlupffaktor mit steigender Drehzahl fällt, sich jedoch auf hohem Niveau  $S>0,9$  befindet. Kritisch

angemerkt, lagen die gewählten Drehzahlen merklich unterhalb derer von typischen lackertechnischen Anwendungen von Hochrotationszerstäubern. Aussagen zur Axialgeschwindigkeit liegen, bedingt durch die zweidimensionale Messmethode, nicht vor.

Auch in den bildverarbeitenden Untersuchungen von Oswald et al. (2019a) an der Glockenkante eines Hochrotationszerstäubers konnte ein Schlupf festgestellt werden. Bei einer Drehzahl von  $n_{GT}=20\,000\text{ 1/s}$  lag der Schlupffaktor für eine Farbmenge  $\dot{V}_1=200\text{ ml/min}$  bei  $S=0,90$  und fiel linear mit steigender Farbmenge bis auf  $S=0,78$  bei  $\dot{V}_1=550\text{ ml/min}$ . Eine explizite Erklärung zu diesen Phänomenen bieten Oswald et al. (2019a) jedoch nicht.

Untersuchungen zur Ligamentzerstäubung von Bizjan et al. (2014) an einer vertikal orientierten rotierenden Scheibe mittels bildverarbeitender Messmethode zeigten ebenfalls einen Schlupf zwischen Tropfengeschwindigkeit im Injektionsbereich und Umfangsgeschwindigkeit der Scheibe. Der Schlupffaktor variierte in dieser Arbeit im Bereich von  $S=0,9$  bis  $0,97$  und das, obwohl keine Lenkluft in den Untersuchungen eingesetzt wurde. Bizjan et al. (2014) begründen den Schlupffaktor damit, dass der Film auf der Scheibe an der Messposition aufwärts strömt und durch die Gravitation verzögert wird und so schlussendlich den Schlupffaktor hervorruft.

Als Fazit aus diesen Literaturdaten kann gezogen werden, dass der Schlupffaktor im Bereich der Partikelinjektion zwischen  $S=0,8$  und  $0,9$  liegt. Trends, welche hierbei beobachtet wurden, bestehen darin, dass mit steigender Farbmenge (Oswald et al. 2019a) und steigender Drehzahl (Wilson et al. 2018) der Schlupffaktor fällt. Zur Axialgeschwindigkeit und zum Zerstäubungswinkel konnten keine Literaturdaten im Bereich der Glockentellerkante ausfindig gemacht werden.

### Laser-Doppler-Messungen an der Glockentellerkante

Die zweite Maßnahme, um den physikalischen Faktorraum abzugrenzen, umfasst selbst durchgeführte LDA-Messungen an der Glockentellerkante nach der Vorgehensweise aus Abschnitt 3.6.1. Die Messposition befand sich hierbei bei  $z_{\text{off}}=1\text{ mm}$  und  $r_{\text{off}}=1\text{ mm}$ . Die Messungen wurden unter Variation der Lenkluft, der Farbmenge, der Drehzahl, des Materials und der Viskosität an der RB1000 SSD durchgeführt und sind zusammenfassend in Abbildung 5.25 dargestellt. Die Axialgeschwindigkeit der Tropfen lag entgegen der Erwartung, dass keine nennenswerte Axialgeschwindigkeit vorliegen kann, bereits bei sehr hohen Werten zwischen ca.  $30\text{ m/s}$  und  $40\text{ m/s}$ . Aufgrund dessen, dass die LDA-Messmethode ein zählendes Messverfahren ist, wird vermutet, dass überwiegend sehr feine Tropfen beobachtet wurden und diese entsprechend dem Klassiereffekt bereits hohe Axialgeschwindigkeiten aufweisen. Darüber hinaus wird davon ausgegangen, dass in der festgelegten Messposition auch nur überwiegend feine Partikel vorliegen können, da größere Partikel zum Teil über das Messvolumen hinweg fliegen. Gestützt wird diese Begründung durch die Beobachtung, dass mit

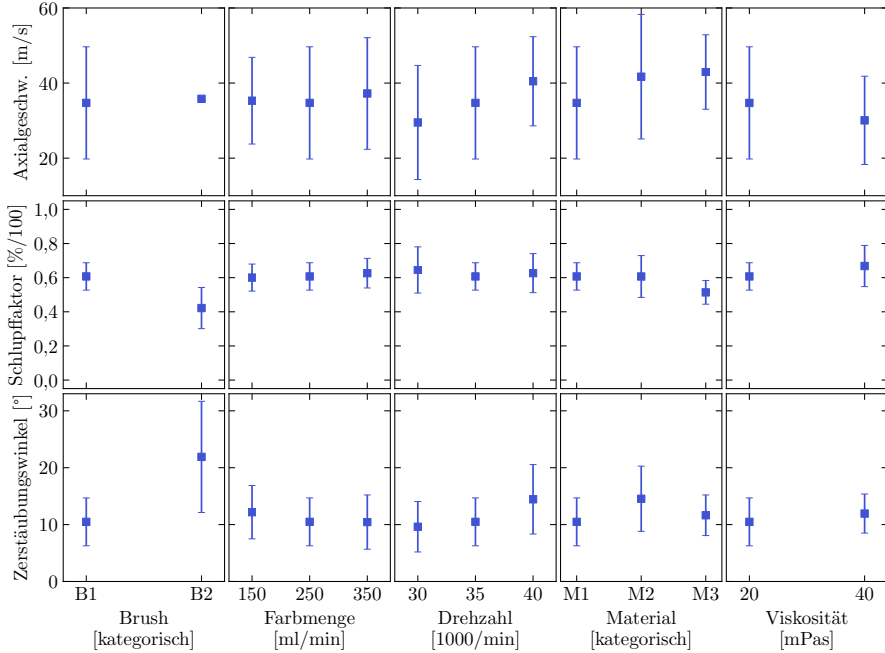


Abbildung 5.25: Abgrenzung des physikalischen Faktorraums mittels LDA-Messergebnissen, Zerstäuber: RB1000 SSD

steigender Drehzahl die Axialgeschwindigkeit zunimmt und mit höherer Viskosität abnimmt. Beide Einflüsse sind dafür bekannt, feinere Partikelgrößen zu erzeugen, sodass dies in den LDA-Messungen abgebildet wird.

Der Schlupffaktor wird durch Einflüsse aus der Farbmenge, der Drehzahl und dem Material bzw. der Viskosität wenig beeinflusst und befindet sich auf nahezu konstantem Niveau bei ca.  $S=0,66$ , was im Verhältnis zu den Literaturdaten deutlich geringer ist. Die LDA-Ergebnisse unter Variation der Lenkluft anhand von Brush 1 und Brush 2 zeigen den erwarteten Trend, dass der zunehmende Drall, hier durch Brush 2 gegeben, einen merklichen reduzierenden Einfluss auf den Schlupffaktor erzeugt. Insbesondere ist dieser Trend stärker als bei der Variation der anderen Faktoren.

Der Zerstäubungswinkel ist ebenfalls ein Maß, welches eng mit dem Einfluss der Lenkluft auf die Tropfen zusammenhängt. Je größer der Zerstäubungswinkel, desto mehr muss ein Einfluss der Lenkluft vorliegen. Diese Abhängigkeit ist anhand der Messdaten bei der Variation der Lenkluft von Brush 1 und Brush 2 erkennbar. Mit zunehmender Glockendrehzahl steigt auch der Zerstäubungswinkel. Das stützt die Hypothese, dass überwiegend feine Partikel

beobachtet wurden. In gleichem Maße äußert sich auch der Einfluss der Viskosität und der Farbmenge.

Hinsichtlich der Abgrenzung des physikalischen Faktorraums wird geschlussfolgert, dass die vorliegenden LDA-Ergebnisse den Maximalbereich abgrenzen. Zum einen ist dies durch die Messposition gegeben und zum anderen durch die Messung von wahrscheinlich überwiegend feinen Partikeln.

### Volume-of-Fluid-Simulation

Als dritte Maßnahme zur Abgrenzung des physikalischen Faktorraums wurden drei VoF-Simulationsdatensätze von Shen et al. (2019a) herangezogen. Dieser Datensatz ist eine Momentaufnahme transienter Simulationen an der picoBell HiBlow II. Im Post-Processing wurden eigenständig die Geschwindigkeitskomponenten von Rechenzellen, die mehr als 80 % Lackmaterial beinhaltenen, bestimmt, unabhängig davon, ob ein Tropfen oder ein Ligament vorlag. Der Auswertebereich wurde mit  $z_{\text{off}}=1$  mm und  $r_{\text{off}}=1$  mm abgegrenzt. Die Ergebnisse ausgedrückt als Axialgeschwindigkeit, Schlupffaktor und Zerstäubungswinkel sind in Abbildung 5.26 dargestellt. Die Axialgeschwindigkeit an der picoBell HiBlow II ist im Verhältnis zu den

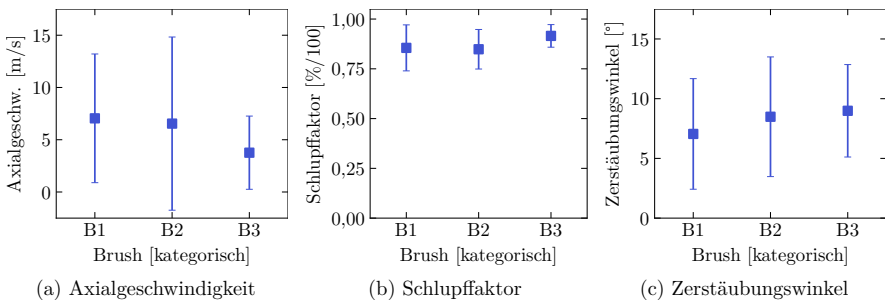


Abbildung 5.26: Abgrenzung des physikalischen Faktorraums mittels VoF-Simulation. Die Simulationsdaten, bestehend aus drei unterschiedlichen Brushvarianten (B1, B2, B3) wurden von Shen et al. (2019a) für diese Auswertung zur Verfügung gestellt. Zerstäuber: picoBell HiBlow II

LDA-Messungen an der RB1000 SSD deutlich geringer mit Werten im Bereich zwischen 4 m/s und 7 m/s. Die picoBell HiBlow II hat eine dicke Glockentellerkante, an welcher der Lack emporsteigt, wie dies in Abbildung 2.6 zu sehen ist, sodass im Auswertevolumen sogar negative Axialgeschwindigkeiten vorliegen.

Die Schlupffaktoren liegen in diesen Ergebnissen näher an den Literaturdaten als an den LDA-Messungen, was nicht zuletzt darauf zurückzuführen ist, dass auch Geschwindigkeiten des Ligaments in der Mittelwertbildung ausgewertet wurden.

Die picoBell HiBlow II mit dem vorliegenden Glockenteller mit dicker Glockentellerkante muss als ein Exot in der Lackiertechnik betrachtet werden. Die Ergebnisse, vor allem hinsichtlich der Axialgeschwindigkeit, sind daher unter Vorsicht auf andere Hochrotationszerstäuber übertragbar. Der Schlupffaktor wiederum ist weitestgehend unabhängig von der dicken Glockentellerkante und verdeutlicht hier nochmals, dass der bereits erwähnte Bereich um  $S=0,8$  ein zunehmend höheres Vertrauensniveau erreicht.

### Semi-empirisches Ligamentmodell

Auch das im Rahmen dieser Arbeit entwickelte semi-empirische Ligamentmodell (s. Abschnitt 5.4) wurde für die Abgrenzung des physikalischen Faktorraums herangezogen. Die in Abbildung 5.27 dargestellten Ergebnisse zeigen einen deutlichen Unterschied zwischen Brush 1 und Brush 2 hinsichtlich des Schlupffaktors und des Zerstäubungswinkels bei zugleich identischen Axialgeschwindigkeiten. Bedingt durch den stärkeren Drall der Lenkluftströmung (entgegen der Glockendrehrichtung) im Brush 2 ist der Schlupffaktor für die schichtdickenrelevanten Partikelgrößen nur halb so groß wie im Brush 2. Vergleicht man die LDA-Daten mit den Ergebnissen des semi-empirischen Modells, erkennt man eine sehr starke Trendfolge für Brush 1 und Brush 2.

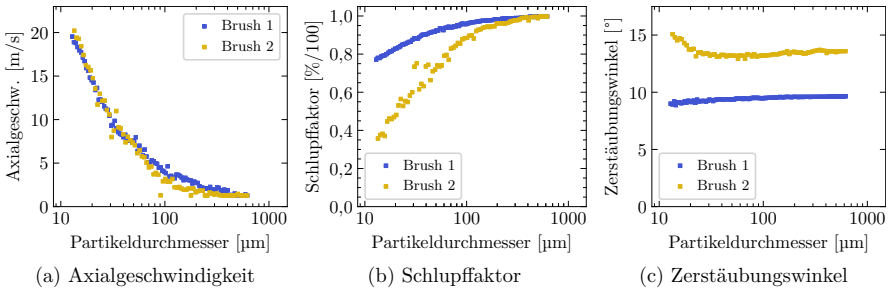


Abbildung 5.27: Abgrenzung des physikalischen Faktorraums mittels des semi-empirischen Ligamentmodells. Zerstäuber: RB1000 SSD, Parameter: Brush 1 und Brush 2

**Zusammenfassung**

Der physikalische Faktorraum im Injektionsmodell beschreibt jenen Bereich der Tropfengeschwindigkeiten, welche direkt nach der Hochrotationszerstäubung vorliegen können. Aufgrund der äußerst hohen messtechnischen Herausforderung wurde ein Konsens aus vier Datenquellen gebildet, um diesen Bereich einzuzgrenzen. Abweichungen von diesem Faktorraum werden vor allem bei exotischen Hochrotationszerstäubern, wie Hybridzerstäubern mit geringer Drehzahl und hoher Lenkluft, erwartet. Die folgend dargestellten Werte sind unter der Annahme angegeben, dass alle Partikelgrößen die gleiche Geschwindigkeit haben.

Tabelle 5.3: Physikalischer Bereich der Injektionsmodellfaktoren

Faktor	Minimum	Maximum
Axialgeschwindigkeit	0 m/s	15 m/s
Schlupffaktor	0,6	0,95
Zerstäubungswinkel	5°	15°

### 5.4 Semi-empirisches Ligamentmodell

Das bis zu diesem Punkt vorgestellte Injektionsmodell hat als größte Schwäche, dass keine Partikelgrößenabhängigkeit der Axialgeschwindigkeit, des Schlupffaktors und des Zerstäubungswinkels berücksichtigt wird. Um tieferes Verständnis aufzubauen, wurde im Rahmen dieser Arbeit das semi-empirische Ligamentmodell erarbeitet. Die Idee hinter diesem Modell besteht in Analogie zu dem Ansatz von Eckel et al. (2016) darin, dass ausgehend von der Glockentellerkante die Partikelflugbahn mittels des Euler-Lagrange-Verfahrens an einem Zylinder berechnet wird.

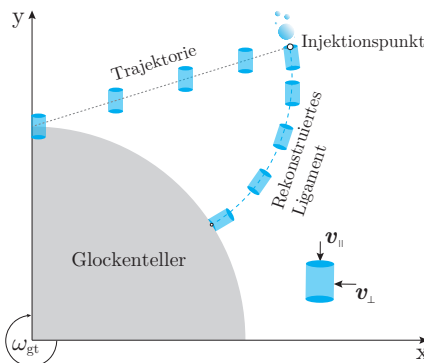


Abbildung 5.28: Konzeptskizze des semi-empirischen Ligamentmodells

Der Zylinder repräsentiert in erster Näherung ein finites Stück eines Ligaments. Für die Berechnung wird das zuvor gelöste Luftströmungsfeld herangezogen. Die Berechnung selbst findet in einem separaten Simulationsmodell statt, das in der Programmiersprache Python umgesetzt wurde. Grundlage für dieses Modell bildet die gewöhnliche Differentialgleichung für die Bewegung von Partikeln (2.30). Der Beschleunigungsterm wird hierbei aus einer parallelen und einer senkrechten Komponente zur Zylinderoberfläche zusammengesetzt.

$$\mathbf{a}_{\text{zyl}} = \frac{2}{\pi d_{\text{lig}} \rho_l} (c_{w,\parallel} |\mathbf{v}_{\text{rel},\parallel}| \mathbf{v}_{\text{rel},\parallel} + c_{w,\perp} |\mathbf{v}_{\text{rel},\perp}| \mathbf{v}_{\text{rel},\perp}) \quad (5.1)$$

Durch Aufspaltung der Relativgeschwindigkeit zwischen Luft und Partikel  $\mathbf{v}_{\text{rel}}$  in eine parallele  $\mathbf{v}_{\text{rel},\parallel}$  und eine senkrechte  $\mathbf{v}_{\text{rel},\perp}$  Komponente

$$\mathbf{v}_{\text{rel}} = \mathbf{v} - \mathbf{v}_p \quad (5.2)$$

$$\mathbf{v}_{\text{rel},\parallel} = \frac{\mathbf{v}_p \mathbf{v}_{\text{rel}}}{|\mathbf{v}_p|^2} \mathbf{v}_p \quad (5.3)$$

$$\mathbf{v}_{\text{rel},\perp} = \mathbf{v}_{\text{rel}} - \mathbf{v}_{\text{rel},\parallel} \quad (5.4)$$

sowie die Verwendung des Widerstandsbeiwerts für einen senkrecht angeströmten Zylinder  $c_{w,\perp}$  nach Cheng (2013) kann die Ligamentflugbahn vereinfacht berechnet werden. Da der Widerstandsbeiwert parallel zum Zylinder  $c_{w,\parallel}$  nur auf Reibungskräften basiert und diese im Verhältnis zu den senkrecht wirkenden Kräften um ein Vielfaches kleiner sind, wurde der Widerstandsbeiwert im Modell nicht berücksichtigt, sprich  $c_{w,\perp} = 0$ .

$$c_{w,\parallel} = 11Re_p^{0,75} + 0,9 \left( 1 - \exp\left(\frac{-1000}{Re_p}\right) \right) + 1,2 \left( 1 - \exp\left(\left(\frac{-Re_p}{4500}\right)^{0,7}\right) \right) \quad (5.5)$$

Weitere getroffene Modellannahmen:

- kein Impulsaustausch vom Ligament zur Lenkluftströmung (Ein-Weg-Kopplung)
- keine Coulomb-Kräfte
- konstanter Ligamentdurchmesser, d. h. keine Dehneffekte
- keine inneren Reibungskräfte im Ligament, d. h. keine Scher- und Dehnviskosität

Da das Ligamentmodell die Ligamentflugbahn berechnet, muss aus der experimentell gegebenen Partikelgrößenverteilung die Ligamentdurchmesserverteilung abgeleitet werden. Hierfür wurden Modelle des Strahlzerfalls herangezogen, welche auf die fundamentale Betrachtung von Lord Rayleigh (1878) zurückgehen. Rayleigh leitete aus Gleichungen zur linearen Instabilität ab, dass der Strahlzerfall einer Flüssigkeit unter Vernachlässigung des Umgebungsfluids, der Viskosität und der Gravitation auf Störwellen beruht. Er fand heraus, dass die am stärksten wachsende Störwelle 143,7% des Strahlumfangs beträgt, sodass der entstehende



Tropfendurchmesser 1,89-mal größer als der Strahldurchmesser ist. (Wozniak 2003)

$$\frac{d_p}{d_{\text{lig}}} = 1,89 \quad (5.6)$$

Weber (1931) verallgemeinerte das Strahlzerfall-Modell unter Berücksichtigung der Viskosität des Strahlfluids und der Dichte des Umgebungsfluids, sodass das Verhältnis von Strahldurchmesser zu Tropfendurchmesser nach Gleichung (5.7) angegeben werden kann. Die darin enthaltene dimensionslose Kennzahl, welche Trägheitskräfte sowie Viskositätseffekte berücksichtigt, ist nach ihrem Entwickler als Weber-Zahl  $We$  benannt.

$$\frac{d_{\text{lig}}}{d_p} = 1,88 \left( 1 + 3 \frac{\sqrt{We}}{Re} \right)^{\frac{1}{3}} \quad \text{mit} \quad Re = \frac{\rho_f d_p v_{\text{rel}}}{\mu_f} \quad \text{und} \quad We = \frac{\rho_f v_{\text{rel}}^2 d_{\text{lig}}}{\sigma_1} \quad (5.7)$$

Reale Zerstäubungsprozesse werden in der Regel von Satellitentropfen begleitet, welche z. B. durch Störwellen oder Einschnürungseffekte durch die Oberflächenspannung entstehen können. Im semi-empirischen Ligamentmodell wird auf Basis dieser Theorien bei gegebener Partikelgrößenverteilung davon ausgegangen, dass alle Partikel unterhalb des  $d_v(10)$  entweder direkt als Satellitentropfen im primären Zerstäubungsprozess oder als Resultat der Sekundärzerstäubung entstanden sind (s. Abbildung 5.29a). Der Primärzerstäubungsanteil wird über Gleichung 5.7 in eine Ligamentdurchmesserverteilung umgerechnet (s. Abbildung 5.29b), die als Basis für die Berechnung der Ligamentflugbahnen dient.

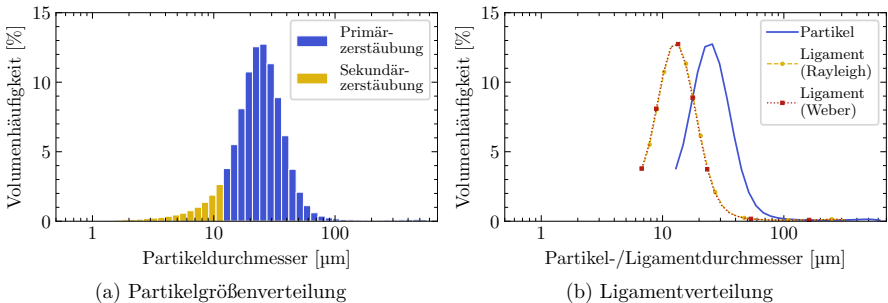


Abbildung 5.29: Partikel- und Ligamentgrößenverteilung zur Berechnung der Ligamentflugbahnen. In (a) ist der über den  $d_v(10)$  spezifizierte Anteil aus Primär- und Sekundärzerstäubung farblich gekennzeichnet. In (b) ist die berechnete Ligamentgrößenverteilung gegenüber dem Primärzerstäubungsanteil der Partikel dargestellt.

Aus der gegebenen Ligamentgrößenverteilung wurden 100 Ligamente über die gesamte Spanne der Durchmesser berechnet. Da das Ligamentmodell als Erweiterung zum Injektionsmodell betrachtet wird, werden die Flugbahnen auf einem Vierteltorus evaluiert, d. h. die

Berechnung wird an diesem Punkt gestoppt und die vorliegenden Positions- und Geschwindigkeitswerte werden abgespeichert. Die Flugbahn der berechneten Zylinderflugbahn wurde zu jedem gegebenen Zeitschritt mit der zurückgelegten Winkelstrecke des Glockentellers rotiert, woraus eine Ligamentdarstellung wie in Abbildung 5.29 erreicht wurde. Die Ergebnisse in Abbildung 5.30 zeigen die berechneten Ligamente anhand der RB1000 SSD am Brush 1 unter Verwendung von Webers Strahlerfallmodell.

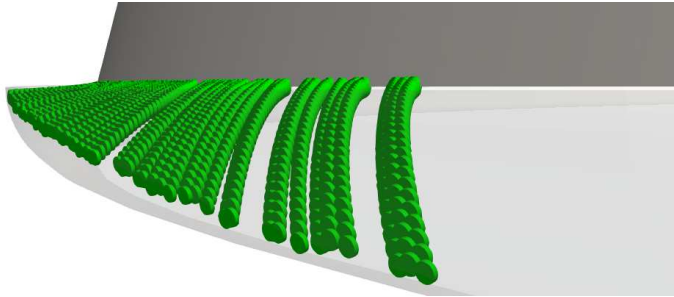


Abbildung 5.30: Darstellung der berechneten Ligamente (grün) an der Glockentellerkante. Der hellgraue Bereich markiert den Viertelortus, an welchem die Berechnungen gestoppt und als initiale Partikelbedingungen evaluiert werden.  
Zerstäuber: RB1000 SSD, Parameter: Brush 1

Die Bedeutung des Viertelortus besteht darin, dass die Bildung von Tropfen aus den Ligamenten an diesem Punkt erwartet wird. Hier wurde angenommen, dass dies bei einem Radius von 1 mm zur Kreislinie des Torus der Fall ist. Aus den evaluierten Daten an dessen Oberfläche wurden die Injektionsmodellfaktoren unter Berücksichtigung des inversen Partikel-Ligament-Faktors berechnet, welche anschließend als Eingangsbedingungen über das Injektionsmodell in die Simulation des Spritzbilds eingehen.

#### Zusammenfassung

Das semi-empirische Ligamentmodell ist ein neuartiger Ansatz, die initialen Partikelbedingungen innerhalb des physikalischen Faktorraums zu erzeugen. Unter Verwendung von experimentell bestimmten Partikelgrößenverteilungen konnte jedoch keine hinreichende Güte in den simulierten Spritzbildern (s. Abbildung A.15) erreicht werden, was entweder auf generelle Defizite im Ligamentmodell durch die getroffenen Annahmen oder auf die Unsicherheit bei der experimentellen Bestimmung der Partikelgrößenverteilung zurückzuführen ist.

## 5.5 Quantifizierung der Unsicherheiten in numerischen Lackiersimulationen

Eine Lackiersimulation ist mit Unsicherheiten aus experimentellen Eingangsdaten, aus der konzeptionellen sowie aus der numerischen Modellierung der kontinuierlichen und dispersen Phase verbunden. Diese wurde im bisherigen Verlauf dieser Arbeit bereits quantifiziert und erörtert. In diesem Abschnitt zum Teilziel 4 steht die Frage im Vordergrund, wie sich diese Unsicherheiten auf das Spritzbild und den Auftragswirkungsgrad auswirken.

Um die Auswirkungen zu evaluieren, wurden in einem ersten Schritt die Unsicherheiten durch Variationen in einem festgelegten Wertebereich ( $\pm 10\%$  bei Lackeigenschaften und Prozessparameter) berechnet und eine lineare Regression bzw. multiple lineare Regression bei vorhandenen statistischen Versuchsplänen angewandt. Die in Tabelle 5.4 angegebenen Koeffizienten (Geradenanstiege) für die Spritzbildbreite  $SB_{50}$  und den Auftragswirkungsgrad  $\eta_{pr}$  repräsentieren den Einfluss der Unsicherheit. Es wurden bewusst die Spritzbildbreite  $SB_{50}$  und der Auftragswirkungsgrad als Kennwerte gewählt, da diese zum einen die Schichtdickenverteilung geometrisch über Höhe und Breite ( $SB_{50}$ ) sowie in Summe ( $\eta_{pr}$ ) sehr gut beschreiben und zum anderen in der Praxis zentrale Beurteilungskennwerte sind. Der entstehende Fehler bzw. die Auswirkung in der Simulation ergibt sich aus dem Produkt des Koeffizienten mit der Unsicherheit. Ist die angegebene Standardabweichung des Koeffizienten größer als der Koeffizient selbst, muss davon ausgegangen werden, dass keine Korrelation vorliegt und der Faktor nicht signifikant ist.

Beispiel: Wird die Drehzahl um 1000 1/min erhöht, steigt die Spritzbildbreite um 7,9 mm. Durch die Verwendung linearer Beziehungen sind die angegebenen Koeffizienten zusätzlich fehlerbehaftet, da nicht immer eine lineare Beziehung vorliegt, wie es z. B. auf die Partikelgrößenverteilung zutrifft. Alle angegebenen Werte basieren auf den simulierten Ergebnissen der RB1000 SSD am Brush 1, sodass einerseits eine sehr gute Abschätzung hinsichtlich dieses Brushes vorgenommen werden kann, jedoch andererseits allgemeingültige Schlussfolgerungen für andere Zerstäuber oder Zerstäuberparameter nur bedingt zulässig sind. Ebenfalls kritisch reflektiert beinhaltet diese Tabelle keine Angaben zu Wechselwirkungen der Faktoren, die jedoch in vielfacher Weise nicht nur erwartet, sondern auch bereits in dieser Arbeit mehrfach dargestellt und diskutiert wurden.

Abbildung 5.31 sowie Abbildung A.27 zeigen den relativen Einfluss relevanter und nicht-relevanter Faktoren auf die Spritzbildbreite und den Auftragswirkungsgrad. Der Basisbezugspunkt wurde ebenfalls aus den linearen Regressionsmodellen gewählt, um den Fehler der linearen Regression selbst nicht zusätzlich einzubeziehen. Als Grundlage für die Abschätzung experimenteller Unsicherheiten dient Tabelle 3.7 sowie für die Abschätzung der Injektionsmodellfaktoren Tabelle 5.3. Kategorische Werte, wie z. B. Turbulenzmodell und Gitterfeinheit,

Tabelle 5.4: Quantitative Zusammenfassung der Auswirkungen auf die Spritzbildbreite und den Auftragswirkungsgrad. Zerstäuber: RB1000 SSD, Parameter: Brush 1

	Einheit	Bereich	Koeff. $SB_{50}$	Koeff. $\eta_{pr}$
<b>Experimentelle Eingangsdaten</b>				
<b>3D-Modell</b>				
Radialkoordinate innere Lenkluft <sup>2</sup>	mm	[30,5; 31,0]	-2,46 ±22,99	0,86 ±0,57
Radialkoordinate äußere Lenkluft <sup>2</sup>	mm	[34,25; 34,75]	4,00 ±22,99	-0,24 ±0,57
Winkel innere Lenkluft <sup>2</sup>	°	[3; 13]	6,45 ±1,15	-0,14 ±0,29
Winkel äußere Lenkluft <sup>2</sup>	°	[30; 40]	-0,29 ±1,15	-0,04 ±0,29
Düsendurchmesser Lenkluft <sup>2</sup>	µm	[660; 760]	0,26 ±0,12	0,01 ±0,00
<b>Lackeigenschaften</b>				
Flüssiglackdichte <sup>1</sup>	kg/m <sup>3</sup>	[1013; 1238]	0,18 ±0,02	0,06 ±0,01
Trockenlackdichte <sup>1</sup>	kg/m <sup>3</sup>	[1188; 1451]	kein Einfluss*	kein Einfluss*
Festkörperanteil <sup>1</sup>	Gew.%	[63; 76]	kein Einfluss*	kein Einfluss*
Oberflächenspannung <sup>1</sup>	mN/m	[24,8; 30,3]	5,72 ±1,16	1,28 ±0,44
<b>Prozessparameter</b>				
Lackierabstand <sup>1</sup>	mm	[150; 250]	0,83 ±0,06	-0,02 ±0,02
Lackiergeschwindigkeit <sup>1</sup>	m/s	[0,135; 0,165]	kein Einfluss*	kein Einfluss*
Kabinensinkluft <sup>1</sup>	m/s	[0,27; 0,33]	-3,36 ±48,61	-9,99 ±18,55
Farbmenge <sup>1</sup>	ml/min	[225; 275]	0,59 ±0,12	-0,01 ±0,04
Lenkluft innen <sup>1</sup>	l/min	[450; 550]	-0,71 ±0,06	0,01 ±0,02
Lenkluft außen <sup>1</sup>	l/min	[67,5; 82,5]	0,11 ±0,01	0,002 ±0,003
Hochspannung <sup>1</sup>	kV	[58,5; 71,5]	0,51 ±0,45	-0,01 ±0,17
Drehzahl <sup>1</sup>	1000/min	[31,5; 38,5]	7,92 ±0,83	-0,16 ±0,32
<b>Kontinuierliche Phase</b>				
<b>Konzeptionelle Modellierung</b>				
Zeitmodi		[stationär, transient]	0,002	2,10
Turbulenzmodell		[ <i>k</i> - $\omega$ -SST, IDDES]	-82,29	-8,18
<b>Numerische Modellierung</b>				
Gitterfeinheit		[grob, fein]	n. a.	-3,24
<b>Disperse Phase</b>				
<b>Konzeptionelle Modellierung</b>				
Zeitskalenkonstante <sup>1</sup>	0,1 $C_L$	[0,15; 1,2]	2,27 ±1,12	0,52 ±0,08
Radialversatz <sup>2</sup>	mm	[0,5; 1,5]	0,03 ±3,44	-0,24 ±0,38
Axialgeschwindigkeit <sup>2</sup>	m/s	[0,0; 15,0]	0,25 ±0,08	-0,05 ±0,01
Schlupffaktor <sup>2</sup>	0,1 $S$	[0,6; 0,95]	26,06 ±0,51	-2,14 ±0,06
Zerstäubungswinkel <sup>2</sup>	°	[5,0; 15,0]	2,13 ±0,25	-0,10 ±0,03
Partikelgrößenverteilung <sup>1</sup>	µm $d_v(50)$	[15; 40]	14,06 ±1,53	0,04 ±0,07
Injektionsstrom (Rayleigh-Limit-Modell) <sup>2</sup>	µA	[7,5; 15]	14,32 ±0,50	0,76 ±0,06
<b>Numerische Modellierung</b>				
Anzahl Partikel-Parcel		[1000; 16 000]	6,00	2,26

<sup>1</sup> Einfache lineare Regression

\* skaliert linear die Schichtdicke

<sup>2</sup> Multiple lineare Regression aus Versuchsplan

graue Koeffizienten sind nicht signifikant

wurden über die maximale Abweichung dividiert durch den Median berechnet. Eine Relevanzschwelle sowohl für die Spritzbildbreite als auch für den Auftragswirkungsgrad wurde auf 1 % festgelegt.

Die relevanten Einflussfaktoren in Abbildung 5.31 unterscheiden sich sowohl in der Anzahl als auch in ihrer Bedeutung für die Spritzbildbreite und den Auftragswirkungsgrad. Die Spritzbildbreite weist gegenüber dem Auftragswirkungsgrad doppelt so viele relevante

Faktoren auf, was dadurch begründet wird, dass der Auftragswirkungsgrad eine integrale Größe ist und keine Information darüber gibt, wie die Schichtdicke verteilt ist.

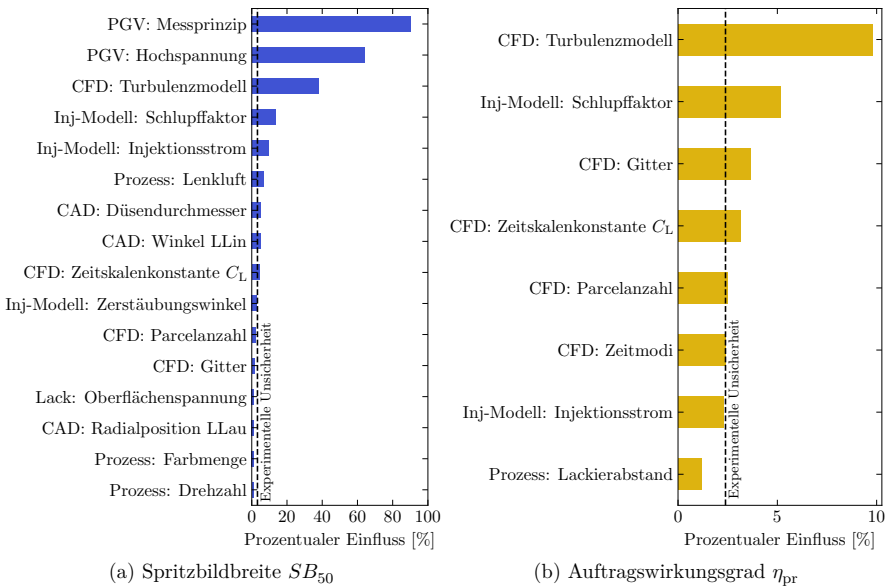


Abbildung 5.31: Vergleich der relevanten Einflussfaktoren auf die Spritzbildbreite in (a) und den profilometrischen Auftragswirkungsgrad in (b). Die vertikale gestrichelte Linie stellt eine Referenzlinie, ermittelt aus der Varianz der Spritzbilder, dar und ist nicht zu verwechseln mit der Signifikanzschwelle aus herkömmlichen Pareto-Diagrammen statistischer Auswertungen.

Die größten Unsicherheiten in der Spritzbildbreite kommen aus der Partikelgrößenverteilung, die jedoch im Auftragswirkungsgrad keine Relevanz zeigt. Der geringe Einfluss im Auftragswirkungsgrad liegt jedoch nur durch den gewählten Evaluationsbereich im Bereich des Wendepunkts der Einflusskurve des  $d_v(50)$  begründet (s. Abbildung 5.21).

Der Schlupffaktor des Injektionsmodells ist, wie auch das Turbulenzmodell, als ein wesentlicher konzeptioneller Faktor in Lackiersimulationen zu betrachten. Die Bedeutung des Schlupffaktors ist jedoch an die Drehzahl des Glockentellers gekoppelt. Je höher die Drehzahl, desto stärker der Einfluss. In Lackiersimulationen mit Hochrotationszerstäubern mit geringer Drehzahl wurde bereits festgestellt, dass die initiale Axialgeschwindigkeit der Partikel von größerer Bedeutung als der Schlupffaktor ist.

Ebenfalls von Bedeutung ist der Injektionsstrom im Injektionsmodell zur Bestimmung der Partikelladung. Analog zum Schlupffaktor kann hier nur ein grober Bereich abgeschätzt

werden und muss gemäß dem Stand der Technik iterativ bestimmt werden, zum Beispiel über das metamodellbasierte Kalibrierungsverfahren (s. Abschnitt 5.6).

Weiterhin haben Faktoren mit direktem Einfluss auf die Lenkluftströmung spürbare Auswirkungen auf die Ausprägung des Spritzbilds. Während die Unsicherheiten aus den numerischen Methoden, wie z. B. aus der Gitterfeinheit, unter Kompromissen weitestgehend minimiert werden können, so stellt die virtuelle Nachbildung der Lenkluftdüsen als CAD-Modell die größte Herausforderung dar. Die Sensitivität nimmt dabei mit kleinerem Abstand des Düsenaustritts zur Glockentellerkante zu. Bei der virtuellen Nachbildung sollten daher alle zur Verfügung stehenden Mittel und Methoden verwendet werden, um größtmögliche Sicherheit in den zu bestimmenden Maßen zu erreichen.

Zusätzlich kann festgehalten werden, dass die Unsicherheit aus den Lackeigenschaften und Prozessparametern vergleichsweise gering ist, was nicht zuletzt aus der präzisen experimentellen Bestimmung hervorgeht.

Weitere Einflussfaktoren wie Trockenlackdichte, Festkörperanteil und Lackiergeschwindigkeit haben keinen Einfluss auf  $SB_{50}$  und  $\eta_{pr}$ , gehen jedoch linear in die Schichtdicke ein. Alle drei Faktoren sind kein direkter Bestandteil der numerischen Lackiersimulation, da diese erst im Post-Processing zur Berechnung der Schichtdicke (s. Abschnitt 3.7) herangezogen werden. Dadurch, dass diese linear in die Gesamtschichtdicke eingehen, wird keine Änderung in der Spritzbildbreite hervorgerufen, wenngleich die Schichtdicken signifikant unterschiedlich sein können. Im Auftragswirkungsgrad wird ebenfalls keine Änderung hervorgerufen, da die Trockenlackdichte sowie der Festkörperanteil in der Verhältnisgleichung bereits vor der Applikation enthalten sind.

#### Zusammenfassung

Unsicherheiten in Lackiersimulationen bestehen bei den der experimentellen Eingangsdaten, der konzeptionellen sowie der numerischen Modellierung. Die größte Unsicherheit besteht in der verwendeten Partikelgrößenverteilung, da mit dieser zahlreiche Wechselwirkungen zu anderen Faktoren gekoppelt sind und sie zugleich große Herausforderungen an die Messtechnik stellt. Mit Ausnahme der Partikelgrößenverteilung und einer eventuell notwendigen virtuellen Nachbildung des Hochrotationszerstäubers sind die Auswirkungen der Unsicherheiten aus experimentellen Eingangsdaten vergleichsweise gering. Während die Einflüsse der numerischen Methoden durch Kompromisse minimiert werden können, stellen sowohl das Turbulenzmodell als auch die Injektionsmodellfaktoren eine größere Unsicherheit dar.

## 5.6 Metamodellbasierte Mehrzielkalibrierung der Injektionsmodellfaktoren

Im bisherigen Verlauf dieser Arbeit wurden die Unsicherheiten von numerischen Lackiersimulationen dargestellt und quantifiziert. In diesem Abschnitt wird anhand eines industriellen Anwendungsfalls unter Verwendung der RB1000 SSD mit Brush 1 demonstriert, wie die Injektionsmodellfaktoren effizient kalibriert werden können.

In einem bereits veröffentlichten Paper (Güttler et al. 2020) wurden die Injektionsmodellfaktoren für eine gemessene Partikelgrößenverteilung mittels metamodellbasierter Mehrzieloptimierung kalibriert, was einerseits zu sehr guten Ergebnissen hinsichtlich der Spritzbilder führte, andererseits Injektionsmodellfaktoren außerhalb des physikalischen Bereichs erzeugte.

Im Rahmen dieser Arbeit konnten jedoch erhebliche Unsicherheiten in der experimentellen Bestimmung der Partikelgrößenverteilung nachgewiesen werden. Für die metamodellbasierte Kalibrierung wird daher die Partikelgrößenverteilung im bereits bestimmten Unsicherheitsbereich herangezogen. Dieser Ansatz hat zugleich mehrere Vorteile. Die zu kalibrierenden Injektionsmodellfaktoren bestehen jetzt nur noch aus dem  $d_v(50)$  der Partikelgrößenverteilung und dem Injektionsstrom  $I_{inj}$  anstelle der zuvor verwendeten fünf Injektionsmodellfaktoren. Letztere Injektionsmodellfaktoren können über das semi-empirische Ligamentmodell physikalisch abgeschätzt werden. Ein weiterer nicht zu unterschätzender Vorteil ist, dass im industriellen Anwendungsfeld oftmals keine experimentelle Partikelgrößenverteilung zur Verfügung steht und sie über diesen Ansatz jetzt invers bestimmt werden kann.

Als Eingangsinformation für die metamodellbasierte Mehrzielkalibrierung wird das experimentelle Spritzbild herangezogen. Dieses steht in der Regel in allen automatisierten Lackieranlagen zur Verfügung, da es fester Bestandteil der Anlagenüberwachung ist und in regelmäßigen Abständen kontrolliert wird. Nachteil ist allerdings, dass durch diese Voraussetzung die Lackiersimulationen nicht im Vorfeld für neue Zerstäuber, Zerstäuberparameter, Lacke etc. durchgeführt werden können, was die Anwendungsfälle einschränkt.

Neben dem Spritzbild wird in dieser demonstrierten Kalibrierung der Ableitstrom herangezogen, um die Partikelladung zu bestimmen. Der gemessene Ableitstrom steht in der Regel nicht zur Verfügung, wengleich Messgeräte in Lackieranlagen bei der Spritzbildlackierung integriert werden könnten.

### Prozess der metamodellbasierten Mehrzielkalibrierung

Die Kalibrierung von Injektionsmodellfaktoren mittels globaler Mehrzieloptimierer erfordert eine große Anzahl an Funktionsevaluierungen, welche die Grenzen der Rechenkapazität und der Wirtschaftlichkeit von numerischen Lackiersimulationen überschreitet. Anstatt die

Funktionsevaluierungen direkt über die numerischen Lackiersimulationen umzusetzen, wurde ein Metamodell angelernt und verwendet.

Ein Metamodell wird in dieser Arbeit als »ein Modell eines Modellbereichs, das bedeutet einer Menge gleichartiger – insbesondere nach der gleichen Technik – erstellter Modelle« (Lipinski et al. 2013) verstanden. Das Metamodell ist somit ein Approximationsmodell, welches die Zusammenhänge zwischen Eingangsdaten (Injektionsmodellfaktoren) und Systemantwort der Simulation (Spritzbild und Ableitstrom) in einem gesetzten Faktorraum abbildet und somit eine effiziente Optimierung ermöglicht.

Das Ablaufschema in Abbildung 5.32 zeigt die Arbeitsschritte zur Durchführung der metamodellbasierten Kalibrierung. Das Ziel der metamodellbasierten Kalibrierung ist es, auf

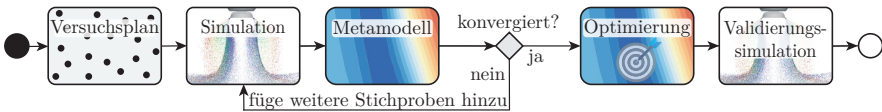


Abbildung 5.32: Ablaufschema der metamodellbasierten Kalibrierung der Injektionsmodellfaktoren

effiziente Weise die Injektionsmodellfaktoren so zu bestimmen, dass die simulierte Schichtdickenverteilung sowie der Ableitstrom im Toleranzbereich des Experiments (s. Abschnitt 3.7.2) liegen.

### Versuchsplanung: Trainings- und Validierungsdaten

Statistische Versuchspläne für Computereperimente, insbesondere mit der Absicht ein Metamodell zu erzeugen, haben die Aufgabe, den Faktorraum mit der Faktoranzahl  $n_f$  mittels einer begrenzten Anzahl an Testpunkten  $n_r$  bestmöglich auszufüllen, um dadurch einen maximalen Informationsgehalt zwischen Faktoren und Simulationsantwort zu erzeugen.

Für diesen Zweck haben sich Latin-Hypercube-Testfelder (LHS) durchgesetzt, welche aus einer Matrix  $n_r \times n_f$  bestehen. Um korrelationsbehaftete sowie ungleich verteilte Testfelder zu vermeiden, werden Gütekriterien, wie das MaxiMin-Kriterium (Johnson et al. 1990; Morris & Mitchell 1995), das Entropie-Kriterium (Shannon 2001) oder das zentrierte  $L_2$ -Diskrepanz Kriterium (Hickernell 1998; Fang et al. 2000), zu deren Optimierung herangezogen. In dieser Arbeit wurde auf die LHS-Optimierung von Siebertz et al. (2017) zurückgegriffen, welche in der Python-Toolbox von Bouhlel & Martins (2019) implementiert ist und die genannten Gütekriterien mittels eines erweiterten stochastischen evolutionären Algorithmus optimiert.

In diesem Demonstrationsbeispiel werden sowohl das Injektionsmodell als auch das Ligamentmodell verwendet. Im Injektionsmodell wurden alle Injektionsmodellfaktoren entsprechend Tabelle 5.5 innerhalb des physikalischen Bereichs fixiert. Das Ligamentmodell benötigt keine anderen Faktoren als den bereits erwähnten  $d_v(50)$  und den Injektionsstrom.



Auf Basis des  $d_v(50)$  erfolgte eine Rekonstruktion der Partikelgrößenverteilung nach der in Abschnitt 5.3.2 dargestellten Vorgehensweise. Der Faktorraum für den  $d_v(50)$  wurde auf Grundlage der gemessenen Partikelgrößenverteilung mit  $d_v(50) = 23,1 \mu\text{m}$  abgeschätzt. Da die experimentelle Partikelgrößenverteilung ohne Hochspannung gemessen wurde und Brush 1 der RB1000 SSD die elektrostatische Unterstützung ( $HV = 65\,000 \text{ V}$ ) beinhaltet, wurde die untere Grenze durch die Hochspannungskorrektur von 9% pro 10 kV aus den ausgewerteten Daten von Wunsch (2022) abgeschätzt. Da die Vorversuche (Abbildung A.15) bereits sehr breite Spritzbilder erzeugten, wurde erwartet, dass der obere Grenzbereich den der gemessenen Partikelgrößenverteilung nicht merklich übersteigt. Stehen keinerlei Anhaltspunkte zur Abschätzung des Faktorraums zum  $d_v(50)$  zur Verfügung, wird empfohlen, den Bereich für  $d_v(50)$  zwischen  $10 \mu\text{m}$  und  $40 \mu\text{m}$  entsprechend der Datenbankanalyse in Abschnitt 5.3.2 zu setzen.

Der Injektionsstrom wurde zunächst auf Basis des gemessenen Ableitstroms in Höhe von  $11 \mu\text{A}$  unter Berücksichtigung des inversen experimentellen Auftragswirkungsgrads ( $\eta_{\text{pr}} = 87\%$ ) im Minimum begrenzt. Für das Maximum stehen nach dem Stand der Technik keine Abschätzungsmethoden zur Verfügung, weshalb das Maximum über das 1,5-Fache des Minimums abgeschätzt wurde. Steht kein gemessener Ableitstrom zur Verfügung, so kann optional auf das Rayleigh-Limit-Modell (s. Abschnitt 2.3.2) mit Koeffizienten  $C_q$ , wie z. B. in Arbeiten von Domnick et al. (2005) und Viti et al. (2010) und Poppner (2007), oder auf Spiegelladungsansätze von Brentjes et al. (2021) zurückgegriffen werden. Für die metamodellbasierte

Tabelle 5.5: Faktorbereich der Injektionsmodellfaktoren für die metamodellbasierte Kalibrierung

Faktor	Minimum	Maximum
Partikelgrößenverteilung $d_v(50)$	$10 \mu\text{m}$	$25 \mu\text{m}$
Injektionsstrom $I_{\text{inj}}$	$12 \mu\text{A}$	$17 \mu\text{A}$
Fixierte Injektionsparameter		
Radialversatz $r_{\text{off}}$		$0,5 \text{ mm}$
Axialversatz $z_{\text{off}}$		$0,5 \text{ mm}$
Axialgeschwindigkeit $v_{\text{ax,p,inj}}$		$10 \text{ m/s}$
Schlupffaktor $S$		$0,75$
Zerstäubungswinkel $\alpha_{\text{inj}}$		$10^\circ$

Kalibrierung werden Trainings- und Validierungsdaten benötigt, welche über ein LHS-Testfeld mit  $n_r = 100$  bzw.  $n_r = 20$  erzeugt wurden. Die gewählte Anzahl an Testpunkten kann nicht allgemein pauschalisiert werden, wie dies auch in weiterführender Literatur von Siebertz et al. (2017) angemerkt wird. Als Mindestanzahl empfehlen Siebertz et al. (2017) diese entsprechend einem Central Composite Design (hier  $n_r = 9$ ) zu setzen.

### Metamodell: Gauß-Prozess-Regression

Der Gauß-Prozess ist ein spezieller stochastischer Prozess, welcher im Kontext des maschinellen Lernens zu den überwachten Lernverfahren gehört und häufig für Regressions- sowie Klassifikationsaufgaben verwendet wird. Er kann grundlegend als eine Wahrscheinlichkeitsverteilung von Funktionen, deren Funktionswerte nur mit bestimmten Wahrscheinlichkeiten berechnet werden können, aufgefasst werden. In Analogie zu einer mehrdimensionalen Gaußverteilung tritt anstelle des Erwartungswertvektor bei dem Gauß-Prozess die Erwartungswertfunktion und anstelle der Kovarianzmatrix die Kovarianzfunktion (Siebertz et al. 2017). Die Gauß-Prozess-Regression ist eine sehr gute Interpolationsmethode für hoch-dimensionale Faktorräume mit dem Nachteil einer weniger guten Skalierbarkeit mit zunehmender Anzahl von Testpunkten. Für ausführlichere Informationen zu Gauß-Prozessen wird auf weiterführende Literatur von Siebertz et al. (2017) und Rasmussen & Williams (2006) verwiesen.

Mit dem Ziel, die Injektionsmodellfaktoren derart zu kalibrieren, dass die Abweichung zwischen Experiment und Simulation minimiert wird, wurden für die Metamodelle berechnete prozentuale Abweichungen herangezogen. Für jeden Testpunkt aus dem Trainings- und Validierungsdatensatz wurde der relative Fehler als Summe der Abweichungen in jedem Schichtdickenpunkt zwischen simulierter und experimenteller Schichtdicke über den wMAPE berechnet. Für den Ableitstrom wurde ein einfacher relativer Fehler herangezogen. Beide Abweichungsmetriken wurden zudem vor der Gauß-Prozess-Regression standardisiert, sodass die resultierende Verteilung den Mittelwert 0 mit der Standardabweichung 1 hat.

Die Metamodell-Bildung wurde unter Verwendung der Python-Toolbox *GPflow* (Matthews et al. 2017) durchgeführt. Als Kovarianzfunktion wurde die quadratisch-exponentielle verwendet, womit im Vergleich zu  $\text{Matérn}_{5/2}$  und  $\text{Matérn}_{3/2}$  das höchste Bestimmtheitsmaß (Injektionsmodell:  $R_{h_{tr}}^2 = 0,99$ ,  $R_{I_a}^2 = 0,85$ ; Ligamentmodell:  $R_{h_{tr}}^2 = 0,99$ ,  $R_{I_a}^2 = 0,98$ ) erreicht wurde. In Abbildung 5.33 sind die Ergebnisse der Metamodelle sowohl für das Injektionsmodell als auch für das Ligamentmodell anhand von Konturflächendiagrammen dargestellt. Dabei ist eine relative Ähnlichkeit im Trendverhalten erkennbar, wobei das Ligamentmodell geringfügig kleinere prozentuale Abweichungen erreicht. Diese Visualisierung zeigt zusätzlich, dass die Abweichungen im Spritzbild im gewählten Faktorbereich nur geringfügig vom Injektionsstrom abhängig sind. In der Visualisierung der Abweichung des Ableitstroms hingegen wirken sowohl  $d_v(50)$  als auch  $I_a$  in ähnlicher Faktorstärke, woraus diagonal verlaufende Konturlinien resultieren. Dieses Phänomen lässt sich wiederum über den fraktionellen Auftragswirkungsgrad erklären (s. Abschnitt 5.3.2). Je feiner die Partikelgrößenverteilung, desto mehr Overspray entsteht, welches nicht vollständig durch die elektrostatische Unterstützung zum Lackierobjekt forciert werden kann. Durch die Verwendung des Rayleigh-Limit-Modells geht mit feinerer Partikelgrößenverteilung auch zugleich mehr Oberflächenladung mit diesem verloren, sodass dies nur durch höhere Injektionsströme kompensiert werden kann.

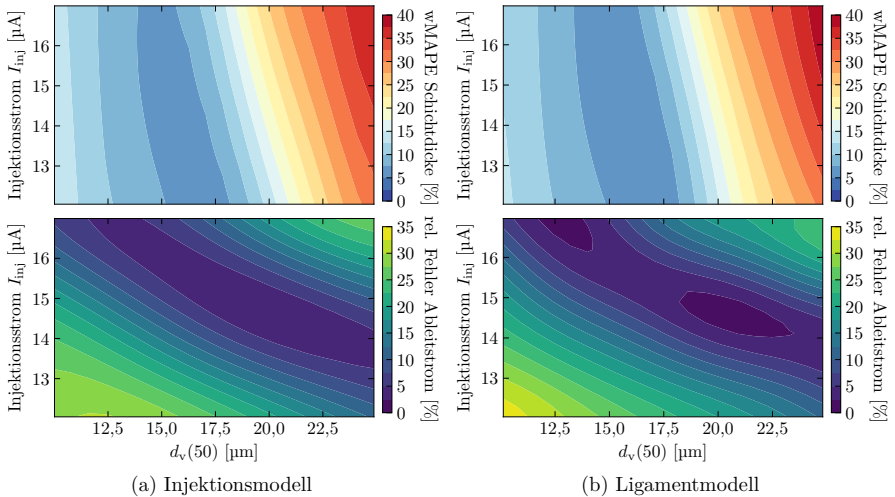


Abbildung 5.33: Konturflächendiagramme der erzeugten Metamodelle

Die starke Ähnlichkeit der Ergebnisse zwischen dem Injektionsmodell und dem Ligamentmodell beruht darauf, dass die fixierten Faktoren des Injektionsmodells in grober Näherung denen des Ligamentmodells entsprechen. Es wird daher erwartet, dass bei Änderungen der fixierten Injektionsmodellfaktoren sichtbarere Unterschiede zwischen den beiden Modellen entstehen können.

### Globale Mehrzielkalibrierung

Für die Mehrzielkalibrierung der Injektionsmodellfaktoren wurden zwei Zielfunktionen definiert. Zum einen ist dies die Minimierung der Abweichung zwischen simuliertem und experimentellem Spritzbild über den wMAPE. Zum anderen die Minimierung der Abweichung zwischen simuliertem und experimentellem Ableitstrom über den relativen Fehler.

Für die Berechnung der Pareto-Front wurde der globale Mehrzieloptimierer »Adaptive Geometry Estimation based Multi-Objective Evolutionary Algorithm« (Panichella 2019) aus der Python-Toolbox *Pymoo* (Blank & Deb 2020) herangezogen.

Die Funktionsevaluierungen des Optimierers wurden unter Verwendung der Metamodelle durchgeführt. Die Pareto-Fronten in Abbildung 5.34 liegen aufgrund der Ähnlichkeiten der Metamodelle des Injektions- sowie des Ligamentmodells entsprechend nah beieinander. Ein geringfügig tieferes Optimum ist auch hier über das Ligamentmodell gegeben. Ein entscheidender Schritt bei der Durchführung einer Mehrzieloptimierung unter Verwendung von Pareto-Fronten ist die Entscheidungsfindung des Pareto-Optimums, da eine Minimierung einer einzelnen

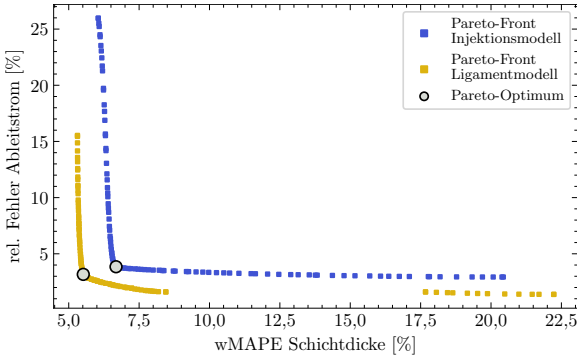


Abbildung 5.34: Pareto-Front der Injektionsmodellfaktoren

Zielfunktion zugleich nur auf Kosten der anderen Zielfunktion erfolgen kann. Zum Zwecke der Kalibrierung von Injektionsmodellfaktoren für Lackiersimulationen ist eine 50/50-Gewichtung ein adäquater Kompromiss. Am vorliegenden Beispiel wurde die Gewichtung händisch justiert, wobei die Pareto-Optima nur sehr geringfügig von der 50/50-Gewichtung abweichen.

In der folgenden Tabelle 5.6 sind die Pareto-Optima, genauer die kalibrierten Injektionsmodellfaktoren  $d_v(50)$  und  $I_{inj}$ , dargestellt. Im Vorfeld wurde erwartet, dass der  $d_v(50)$  aus der Kalibrierung kleiner ausfällt als der experimentell bestimmte Wert mit  $d_v(50) = 23,1 \mu\text{m}$ . Dennoch liegt der kalibrierte Wert deutlich höher als der über die angewandte Hochspannungskorrektur bestimmte Wert. Die Gründe hierfür liegen darin, dass über die metamodellbasierte Kalibrierung auch all die in Kapitel 5.5 aufgeführten Unsicherheiten einbezogen und kompensiert werden.

### Stresstest – erweiterte Validierung

Im finalen Schritt wurden die kalibrierten Injektionsmodellfaktoren in der numerischen Lackiersimulation verwendet und anhand des experimentellen Spritzbilds bei gegebenem Lackierabstand validiert. Sowohl mit dem Injektionsmodell als auch mit dem Ligamentmodell konnten dabei sehr gute Ergebnisse erzielt werden (s. Abbildung 5.35). Ganzheitlich betrachtet besteht das Ziel allerdings darin, mit diesen kalibrierten Injektionsmodellfaktoren komplexe 3D-Bauteile virtuell zu lackieren, weshalb deren Gültigkeit auf Abweichungen im

Tabelle 5.6: Ergebnisse der kalibrierten Injektionsmodellfaktoren

	Partikelgrößenverteilung $d_v(50)$	Injektionsstrom $I_{inj}$
Injektionsmodell	15,1 $\mu\text{m}$	15,9 $\mu\text{A}$
Ligamentmodell	15,4 $\mu\text{m}$	15,7 $\mu\text{A}$

Simulationsszenario bzw. auf anderen Bauteilgeometrien geprüft werden muss. Diese Prüfung (im Folgenden als Stresstest bezeichnet) ist von hoher Bedeutung, da aufgrund der Uneindeutigkeit des Optimums oder der unbekanntenen physikalischen Einflüsse der Zerstäubung die Allgemeingültigkeit der Injektionsmodellfaktoren nachgewiesen werden muss. Der Stresstest dient somit gleichzeitig als kritische Prüfung zum Teilziel 5, dass mit diesen Modellen und Verfahren zuverlässige Injektionsmodellfaktoren gefunden werden können.

Der Stresstest umfasst in dieser Arbeit eine Variation des Lackierabstands um  $\pm 50$  mm. Diese Änderung stellt bereits einen Extremfall für industrielle Lackierprozesse dar, weil diese i. d. R. bei konstantem Lackierabstand gemäß Prozessspezifikationen arbeiten.

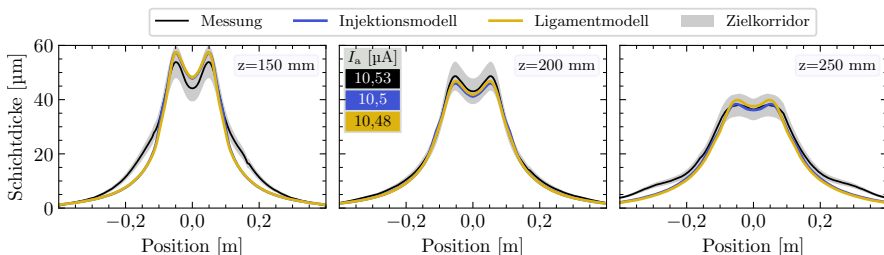


Abbildung 5.35: Validierung der kalibrierten Injektionsmodellfaktoren anhand des Spritzbilds unter Variation des Lackierabstands. Zerstäuber: RB1000 SSD, Parameter: Brush 1

Die Ergebnisse dieses Stresstests zeigen ebenfalls sehr gute Übereinstimmung mit den experimentellen Spritzbildern. Generelle Trends, wie die Verringerung der Doppelhöcker sowie eine Aufweitung der Spritzbildbreite, sind konsistent. Es sei angemerkt, dass projektbedingt die experimentellen Spritzbilder vertikal lackiert wurden und in der Validierung als spiegelsymmetrisches Mittel gegenüber dem horizontalem Simulationsszenario validiert wurden. Daten zum Ableitstrom standen für den Stresstest bei variiertem Abstand jedoch nicht zur Verfügung.

Optional können weitere Szenarien, wie z. B. eine Änderung des Lackierwinkels, in den Stresstest aufgenommen werden. Darüber hinaus besteht die Möglichkeit, alle Szenarien des Stresstests ganzheitlich in die metamodellbasierte Kalibrierung einzubeziehen und für jedes Szenario die beiden Zielfunktionen heranzuziehen oder auch neue zusammengefasste Zielfunktionen zu bilden.

Ebenfalls wurden die kalibrierten Injektionsmodellfaktoren von Brush 1 auf Brush 2 übertragen, jedoch wurden dabei größere Abweichungen verzeichnet. Da Brush 2 deutlich andere Lenklufteinstellungen hat, wird die Schlussfolgerung gezogen, dass die äußere Lenkluft einen Einfluss auf den Zerstäubungsprozess hat, was sich wiederum auf den  $d_v(50)$  auswirkt.

**Zusammenfassung**

Das Verfahren der metamodellbasierten Mehrzielkalibrierung ist eine effiziente und zugleich flexible Methode, nicht nur, um Injektionsmodellfaktoren zu justieren, sondern auch um die Unsicherheiten aus konzeptioneller und numerischer Modellierung zu kompensieren. Im demonstrierten Anwendungsbeispiel erfolgte die Mehrzielkalibrierung der Partikelgrößenverteilung und der Partikelladung auf Basis des experimentellen Spritzbilds und des Ableitstroms. Diese grundlegende Bedingung, dass das Experiment vor der Simulation existieren muss, schränkt die numerischen Lackiersimulationen hinsichtlich einer Realisierungsanwendung zwar ein, eröffnet zugleich aber neue Ansätze, um schwer zu erfassende Messgrößen, wie die Partikelgrößenverteilung, zu bestimmen. Der Stresstest stellt in der metamodellbasierten Mehrzielkalibrierung einen zentralen Schritt dar, der die Injektionsmodellfaktoren eines Brushes auf Allgemeingültigkeit hin absichert.

# Kapitel 6

## Implikationen für Wissenschaft und Praxis

### 6.1 Implikationen für die Wissenschaft

Die identifizierte Forschungslücke bestand darin, dass eine transparente Methodik zur Durchführung von numerischen Lackiersimulationen fehlte. Dies beruht vor allem darauf, dass die Ursache-Wirkungs-Beziehungen von Modell- und Eingangsparametern auf die simulierte Schichtdickenverteilung nicht hinreichend bekannt waren. Diese Forschungslücke wurde mit dieser Arbeit geschlossen, indem Methoden zur experimentellen Bestimmung der Eingangsdaten sowie zur konzeptionellen und numerischen Modellierung der kontinuierlichen Phase (Luftströmung), Elektrostatik und disperse Phase (Partikelflugbahnen) untersucht wurden und die Auswirkungen der bestehenden Unsicherheiten auf das simulierte Spritzbild quantifiziert wurden.

In Kapitel 3 wurde auf die Messmethoden und -unsicherheiten der experimentellen Eingangsdaten eingegangen, vor allem wurde die bislang unterschätzte Bedeutung der Partikelgrößenmessung für die Simulationen herausgearbeitet. Im Ergebnis wurden Unsicherheiten von bis zu 79 % infolge von Wechselwirkungen zwischen Messaufbau, Partikelflugbahnen, Lösemittelverdunstung und Messprinzip ermittelt, wodurch die Partikelgrößenverteilung zum größten Unsicherheitsfaktor für numerische Lackiersimulationen wird.

Im Fokus der konzeptionellen Modellierung stand, neben einer anfänglichen drastischen Reduktion des benötigten Rechenaufwands, das Injektionsmodell zur Erzeugung der initialen Partikelbedingungen. Der Einfluss der Injektionsmodellfaktoren auf das Spritzbild sowie die Wechselwirkungen mit der Lenkluftströmung und dem elektrostatischen Feld wurden untersucht. Als Ergänzung zum Injektionsmodell wurde zusätzlich ein neuer Ansatz für eine semi-empirische Ligamentsimulation vorgestellt, an die zukünftige Forschungsvorhaben anknüpfen können.

Diese Arbeit hat auch einen wichtigen Beitrag in der Quantifizierung der Unsicherheiten in numerischen Lackiersimulationen geleistet, indem die Unsicherheiten der experimentellen Eingangsdaten und der konzeptionellen und numerischen Modellierung bestimmt wurden und die Auswirkungen dieser Unsicherheiten auf die simulierte Schichtdickenverteilung untersucht wurden. Die tabellarisch erfassten Auswirkungen zeigen die Einflussfaktoren mit den wichtigsten Bedeutungen. Dazu gehören die Partikelgrößenverteilung, die Initialgeschwindigkeiten sowie die elektrische Ladung der Partikel, welche allerdings sowohl messtechnisch als auch

über Modelle schwer zu erfassen sind. Aufgrund der Bedeutsamkeit dieser Faktoren sollten sie in zukünftigen wissenschaftlichen Arbeiten nachvollziehbar angegeben werden, um eine gute wissenschaftliche Praxis sicherzustellen.

Basierend auf den gewonnenen Erkenntnissen in dieser Arbeit werden nachfolgend in Kürze Anknüpfungspunkte für weiterführende Forschungsarbeiten vorgeschlagen.

- Im Abschnitt zur experimentellen Bestimmung der Partikelgrößenverteilung wurde anhand von zwei Literaturquellen der Einfluss der Hochspannung auf die Partikelgrößenverteilung dargestellt. Jedoch liefern die Autoren keine hinreichenden Erklärungs- und Modellierungsansätze. Durch die große Bedeutung der elektrostatischen Unterstützung sollte dieses Themenfeld experimentell und numerisch tiefer erforscht werden. Auch die Abhängigkeiten zwischen Partikelladung und Prozess- sowie Zerstäuberparametern (z. B. Drehzahl, Farbmenge) sind nicht ausreichend erforscht.
- In der Bestimmung der Partikelgrößenverteilung mittels Laserbeugungsspektroskopie konnte ebenfalls im Rahmen dieser Arbeit erhebliche Messunsicherheiten auf die partikelgrößenabhängige Verweilzeit im Messvolumen zurückgeführt werden. Um diese systematische Unsicherheit zu minimieren, könnten numerische Simulationen herangezogen werden, um eine initiale Partikelgrößenverteilung zu suchen, die im Messvolumen der experimentellen Partikelgrößenverteilung entspricht. Als Ergebnis würde man somit die Partikelgrößenverteilung erhalten, welche mit gleichen Partikelgeschwindigkeiten aller Partikelgrößen hätte gemessen werden sollen. Zusätzlich können Verdunstungsmodelle hinzugezogen werden, um weitere Rückschlüsse auf den Zustand der Partikelgrößenverteilung direkt nach der Zerstäubung zu ziehen.
- Die Verwendung von Zweigleichungsturbulenzmodellen zeigt ihre Schwächen bei einer stark gedrahten Strömung, die bei vielen Hochrotationszerstäubern bewusst zur Einstellung der Spritzbildbreite genutzt werden. Um diese Modellschwächen zu reduzieren ohne direkt kostenintensivere Turbulenzmodelle (z. B. Grobstruktursimulation) zu verwenden, besteht die Möglichkeit, flexibel gestaltete Turbulenzmodelle, wie dem *Generalized-k- $\omega$*  (Menter et al. 2020), auf den spezifischen Anwendungsfall der Lenkluft an Hochrotationszerstäubern zu kalibrieren. Eine mögliche Kalibrierung der Turbulenzmodellkoeffizienten könnte anhand größerer LDA-Datensätze der Lenkluft von unterschiedlichen Zerstäubern und Prozessparametern mittels metamodellbasierter Mehrzielkalibrierung erfolgen.
- Als eine wichtige Erkenntnis geht aus dieser Arbeit hervor, dass die Faktoren des Injektionsmodells zum Teil starken Einfluss auf das simulierte Spritzbild haben. Diese Arbeit gibt jedoch keine abschließende Antwort auf die Frage, wie diese mit den Prozessparametern des Hochrotationszerstäubers (z. B. Lenkluft) korrelieren. Das vorgestellte semi-empirische



Ligamentmodell bietet das Potential, diese Forschungslücke zu schließen. Darüber hinaus könnte man gänzlich auf das Injektionsmodell verzichten und das semi-empirische Ligamentmodell vollumfänglich in die numerischen Lackiersimulationen integrieren. Über diesen methodisch neuen Ansatz wurde eine spannende Gestaltungsperspektive zur Untersuchung von bisher schwer zu erfassenden Eingangsgrößen, wie der Partikelladung, eröffnet.

Zusammenfassend liefert diese Arbeit die Antwort auf die gestellte Forschungsfrage zur Bedeutung der Modell- und Eingangsparameter in numerischen Lackiersimulationen und bildet zugleich eine transparente Grundlage für anknüpfende Forschungsprojekte.

## 6.2 Implikationen für die Praxis

Für (zukünftige) Anwender von numerischen Lackiersimulationen ohne oder mit geringen Vorkenntnissen in numerischer Strömungsmechanik werden, mit der ganzheitlichen Betrachtung dieser Arbeit, die Eintritts- und Anwendungshürden in dieses vielschichtige Themenfeld durch die dargestellte transparent und nachvollziehbare Methodik erleichtert. Der Aufwand bis zur ersten durchgeführten numerischen Lackiersimulation wird dadurch reduziert und eine profitable Anwendung schnellstmöglich erreicht. Diese Methodik ist übergeordnet durch den Aufbau dieser Arbeit dargestellt, der an die sequentiellen Arbeitsschritte zur Durchführung von numerischen Simulationen angelehnt ist. In den jeweiligen Kapiteln wurden Messmethoden und Modelle ausführlich dargestellt und durch Untersuchungen zu den Auswirkungen auf das simulierte Spritzbild beleuchtet. Ein zusätzlicher Grad an Transparenz wurde über Pseudocodes anstelle von Gleichungssystemen zur Erzeugung der initialen Partikelbedingungen erreicht, welche Anwendern einen konkreten Vorschlag zur programmiertechnischen Implementierung bieten.

Weiterhin wurde ein konkretes Vorgehen zur Auswahl der Modell- und Eingangsparameter für numerische Lackiersimulationen in Abbildung 6.1 vorgestellt. Die thematische Ausrichtung dieser Arbeit auf statische Lackiersimulationen basierte auf dem Hintergrund, diese als eine Vorstufe (»Near-Bell«-Simulation) vor der dynamischen Lackiersimulation (»Laydown«-Simulation) zum Lackieren eines ganzen Autos zu nutzen, um die Modellkoeffizienten zu kalibrieren. Die »Near-Bell«-Simulation beinhaltet im Schwerpunkt die entscheidenden Modellierungen, wie zum Beispiel die Partikelinjektion, wohingegen die »Laydown«-Simulation für Performanz und Anwenderfreundlichkeit sorgt. Dieser Ansatz bringt zwar zunächst einen Mehraufwand mit sich, reduziert jedoch drastisch die Anzahl der dynamischen Simulationsdurchläufe, sodass die dadurch entstehenden Kosten schnell amortisiert werden und die Gesamtzeit bis zur erfolgreich durchgeführten dynamischen Lackiersimulation reduziert wird. Dieser Ansatz wurde bereits in der selbstprogrammierenden Lackierzelle »SelfPaint« erfolgreich umgesetzt und führte bereits zu mehreren industriellen Anwendungsprojekten.

Fortgeschrittenen Anwendern bietet dieser Forschungsbeitrag Antworten auf vielfach diskutierte Forschungsfragen, wie z. B. zu Messunsicherheiten in der Partikelgrößenbestimmung und deren Einfluss auf die simulierte Schichtdicke. Auf deren Basis können bestehende Prozesse in der Durchführung von numerischen Lackiersimulationen überdacht und angepasst werden, insbesondere vor dem Hintergrund, dass über die metamodellbasierte Mehrzielkalibrierung die benötigte Genauigkeit erreicht wird.

Die demonstrierte metamodellbasierte Mehrzielkalibrierung ist eine flexible Methode, die nicht nur für Kalibrierungs- und Optimierungszwecke genutzt werden kann, sondern auch zur Quantifizierung von Unsicherheiten. Dies beschränkt sich nicht nur auf simulierte Datensätze, sondern kann auch im experimentellen Bereich eingesetzt werden. Beispielhaft sei hier die Anwendung auf die Tropfenbildung in Abhängigkeit von den Prozessparametern in oversprayfreien Lackapplikationen mittels Drop-on-Demand genannt.

Zusammenfassend leistet diese Arbeit einen wesentlichen Beitrag zur Strukturierung des vielschichtigen Angebotsspektrums an Modellen und Methoden. Mit dieser strukturierten Vorgehensweise wird eine Grundlage für weitreichende industrielle Anwendungen von numerischen Lackiersimulationen gesetzt.

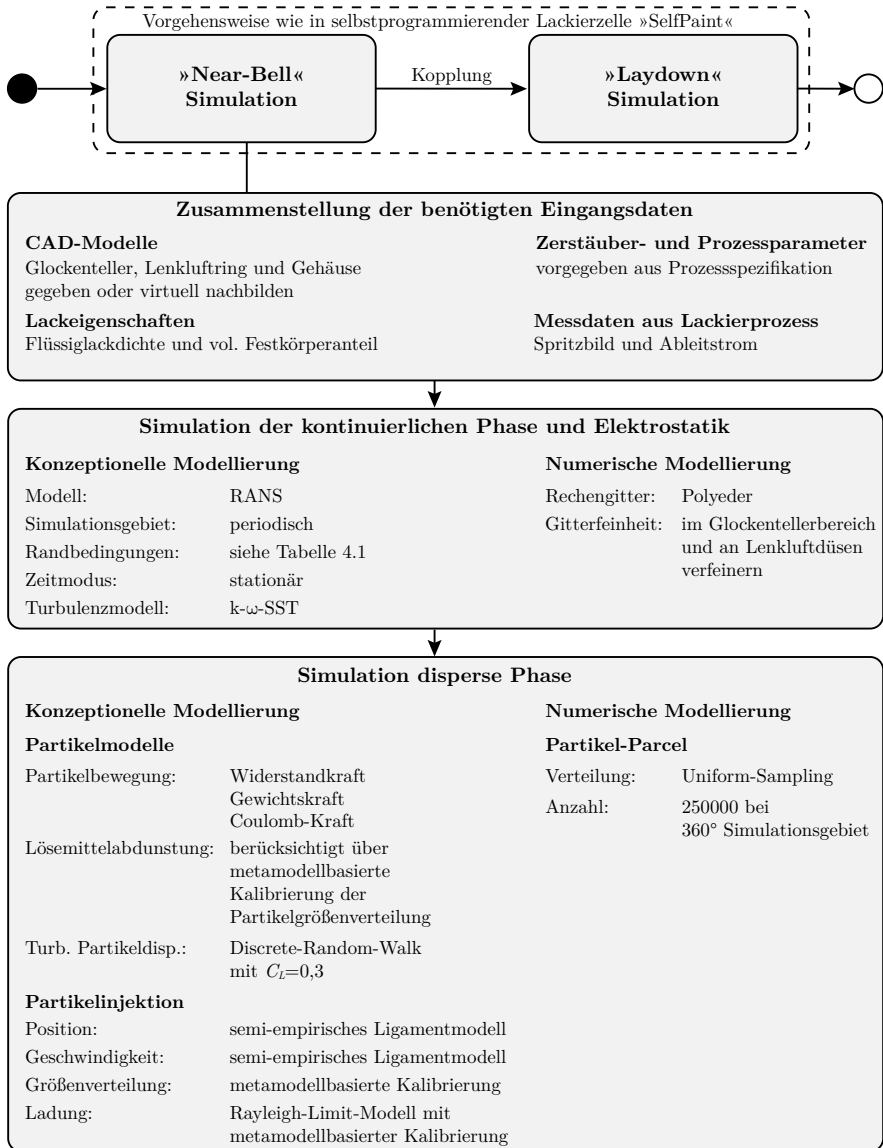


Abbildung 6.1: Systematische Vorgehensweise für numerische Lackiersimulationen



# Kapitel 7

## Zusammenfassung und Fazit

Die weitreichende industrielle Anwendung von numerischen Lackiersimulationen scheiterte bisher an der herausfordernden Modellbildung sowie den zu setzenden Rand- und Anfangsbedingungen. Die Motivation dieser Arbeit bestand darin, einen wichtigen Beitrag zur weiteren Verbreitung der numerischen Lackiersimulationen zu leisten, um die vielen Vorteile von numerischen Lackiersimulationen zukünftig mehr auszunutzen. Das übergeordnete Forschungsziel wurde in fünf Teilziele untergliedert, welche folgend in Kürze resümiert werden.

### **1. Systematische Zusammenstellung der benötigten experimentellen Eingangsdaten mit Quantifizierung der Messunsicherheiten**

Essentielle Vorstufe zur Durchführung von numerische Lackiersimulationen ist die Bereitstellung von experimentellen Eingangsdaten. In dieser Arbeit wurde erarbeitet, welche experimentellen Eingangsdaten benötigt werden (s. Tabelle 3.1), wie diese gemessen werden (s. Kapitel 3) und welche Messunsicherheiten bei deren Bestimmung (s. Tabelle 3.7) bestehen. Während die benötigten Prozessparameter sowie Lackeigenschaften sehr gut bestimmt werden können, treten erhebliche Unsicherheiten bei der Bestimmung der Partikelgrößenverteilung auf, was zugleich als die größte Herausforderung von numerischen Lackiersimulationen identifiziert wurde.

### **2. Entwicklung eines Modells zur Erzeugung der initialen Tropfenbedingungen**

Im Mittelpunkt dieses Teilziels stand die fehlende Systematik und Transparenz in der Bestimmung der initialen Partikelbedingungen. Für dessen Lösung wurden zwei Modelle vorgestellt. Das erste Modell – Injektionsmodell – basiert auf einer zweidimensionalen geometrischen Beziehung. Das zweite Modell – Ligamentmodell – beruht auf einem semi-empirischen Ansatz. Beide Modelle erzielten nach der Kalibrierung der Modellfaktoren eine sehr gute Vorhersagegüte der Schichtdickenverteilung. Das Ligamentmodell bietet darüber hinaus die Vorteile, dass dieses Modell einerseits weniger freie Parameter hat und andererseits eine bessere Abbildung der Wirklichkeit über die Partikelgrößenabhängigkeit der Initialgeschwindigkeiten erreicht wird.

### 3. Untersuchung der Ursache-Wirkungs-Beziehung zwischen Rand- und Anfangsbedingungen und simulierter Schichtdickenverteilung

Teilziel 3 und 4 bestimmen inhaltlich den Großteil dieser Arbeit. Es wurden umfangreiche Untersuchungen zu den Wirkmechanismen und Wechselwirkungen zwischen Rand- und Anfangsbedingungen sowie simulierter Schichtdickenverteilung durchgeführt und analysiert. Die Ergebnisse sind in Tabelle 5.4 gebündelt dargestellt und betonen zugleich die Bedeutung der Modell- und Eingangsparameter für numerische Lackiersimulationen.

### 4. Quantifizierung der Unsicherheiten in numerischen Lackiersimulationen

Tabelle 5.4 stellt zusammen mit den beiden Balkendiagrammen in Abbildung 5.31 zugleich den Höhepunkt dieser Arbeit dar, in welchem die Erkenntnisse zu den Unsicherheiten aus experimentellen Eingangsdaten, konzeptioneller sowie numerischer Modellierung zusammenfließen. Zu den größten Unsicherheitsfaktoren numerischer Lackiersimulationen von elektrostatisch unterstützten Hochrotationszerstäubern zählen die Partikelgrößenverteilung, die Wahl des Turbulenzmodells, die Initialgeschwindigkeit sowie die Oberflächenladung der Partikel. Insofern kein 3D-Modell des Zerstäubers zur Verfügung steht und simulationsrelevante Komponenten virtuell nachgebildet werden müssen, bestehen weitere Unsicherheiten hinsichtlich der Düsendimension und -ausrichtung.

### 5. Entwicklung einer eff. Vorgehensweise zur Kalibrierung von Modellkoeffizienten

Durch die Identifizierung der größten Unsicherheiten wurde die Grundlage für eine Kalibrierungsstrategie gelegt, welche in dieser Arbeit über eine metamodellbasierte Mehrzielkalibrierung umgesetzt und an einem gewählten Beispiel demonstriert wurde. Als Vorstufe der Kalibrierung wurde der physikalische Bereich der Injektionsmodellfaktoren hinsichtlich der Geschwindigkeitskomponenten evaluiert und für eine Faktorreduzierung herangezogen. Übrig blieben die Injektionsmodellfaktoren Partikelgrößenverteilung und Partikelladung, die auf Basis des experimentellen Spritzbilds kalibriert wurden. Über eine erweiterte Validierung durch Variation des Lackierabstands wurde der erforderliche Gültigkeitsbereich für lackiertechnische Anwendungen nachgewiesen.

Mit dieser Arbeit ist ein maßgeblicher Beitrag für die Modell- und Eingangsparameter bei numerischen Lackiersimulationen gesetzt worden, um Lackiersimulationen im Sinne des nicht-repräsentativen Realismus *anwendbar* zu machen. Als Fazit dieser Arbeit wird gezogen, dass eine transparente Methodik für anwendungsorientierte numerische Lackiersimulationen erreicht wurde, die nicht nur die Bedeutung der Modell- und Eingangsparameter verdeutlicht, sondern auch ein Verfahren darlegt, um eine höhere Vorhersagegenauigkeit der Lackschichtdickenverteilung zu erreichen. Somit wurde eine Basis geschaffen, um die industrielle Nutzung von numerischen Lackiersimulationen zu beschleunigen.

# Literatur

- Ahmad et al. 2019** Ahmad, A. D.; Singh, B. B.; Doerre, M.; Abubaker, A. M.; Arabghahestani, M.; Salaimeh, A. A.; Akafuah, N. K., 2019. Spatial Positioning and Operating Parameters of a Rotary Bell Sprayer: 3D Mapping of Droplet Size Distributions. *Fluids* **4** (3), S. 165.  
DOI: 10.3390/fluids4030165
- Ahmed & Youssef 2014** Ahmed, M.; Youssef, M. S., 2014. Influence of spinning cup and disk atomizer configurations on droplet size and velocity characteristics. *Chemical Engineering Science* (107), S. 149–157.  
DOI: 10.1016/j.ces.2013.12.004
- Akafuah et al. 2010** Akafuah, N. K.; Salazar, A. J.; Saito, K., 2010. Infrared thermography-based visualization of droplet transport in liquid sprays. *Infrared Physics & Technology* **53** (3), S. 218–226.  
DOI: 10.1016/j.infrared.2009.12.002
- Albrecht et al. 2003** Albrecht, H.-E.; Borys, M.; Damaschke, N.; Tropea, C., 2003. *Laser Doppler and Phase Doppler Measurement Techniques*. Berlin: Springer. Experimental Fluid Mechanics.  
ISBN: 978-3-662-05165-8
- Andersson et al. 2013** Andersson, B.; Golovitchev, V.; Jakobsson, S.; Mark, A.; Edelvik, F.; Davidson, L.; Carlson, J., 2013. A Modified TAB Model for Simulation of Atomization in Rotary Bell Spray Painting. *Journal of Mechanical Engineering and Automation* **3** (2), S. 54–61.  
DOI: 10.5923/j.jmea.20130302.05
- Andulkar et al. 2015a** Andulkar, M. V.; Chiddarwar, S. S.; Marathe, A. S., 2015. Novel integrated offline trajectory generation approach for robot assisted spray painting operation. *Journal of Manufacturing Systems* **37** (1), S. 201–216.  
DOI: 10.1016/j.jmsy.2015.03.006
- Andulkar et al. 2015b** Andulkar, M. V.; Chiddarwar, S. S.; Paigwar, A. K., 2015. Optimal velocity trajectory generation for spray painting robot in offline mode. In: *Proceedings of the 2015 Conference on Advances In Robotics*. AIR '15: Advances In Robotics. Goa, Indien, 02.07.2015–04.07.2015, S. 1–6.  
ISBN: 978-1-4503-3356-6

- ANSYS 2018** ANSYS, I., 2018.  
*ANSYS Fluent Theory Guide: Release 19.0*. Canonsburg: ANSYS, Inc.
- Axalta 2021** Axalta Coating Systems, 2021.  
*Automotive Color Preferences: Axalta's 2021 Consumer Survey in USA*,  
URL: <https://www.axalta.com/content/dam/New%20Axalta%20Corporate%20Website/Images/Color/axalta-color-preferences-survey-2021-usa.pdf>  
Zugriff am: 01.12.2022
- Bailey 1984** Bailey, A. G., 1984.  
Electrostatic Spraying of Liquids.  
*Physics Bulletin* **35** (4), S. 146–148.  
DOI: 10.1088/0031-9112/35/4/018
- Balachandran & Bailey 1984** Balachandran, W.; Bailey, A. G., 1984.  
The Dispersion of Liquids Using Centrifugal and Electrostatic Forces.  
*IEEE Transactions on Industry Applications* **IA-20** (3), S. 682–686.  
DOI: 10.1109/TIA.1984.4504468
- Becker et al. 2003** Becker, J.; Holten, R.; Knackstedt, R.; Niehaves, B., 2003.  
*Forschungsmethodische Positionierung in der Wirtschaftsinformatik: Epistemologische, ontologische und linguistische Leitfragen*. Arbeitsberichte des Instituts für Wirtschaftsinformatik 93
- Beér & Chigier 1972** Beér, J. M.; Chigier, N. A., 1972.  
*Combustion aerodynamics*. London: Applied Science Publishers Ltd. Fuel and energy science series.  
ISBN: 978-0-85334-513-8
- Bell & Hochberg 1981** Bell, G. C.; Hochberg, J., 1981.  
Mechanism of Electrostatic Atomization, Transport, and Deposition of Coating.  
In: *Proceedings of the 7th International Conference in Organic Science & Technology*.  
7th International Conference in Organic Science & Technology. Athen, Griechenland, S. 59–115
- Bizjan et al. 2014** Bizjan, B.; Širok, B.; Hočevár, M.; Orbanić, A., 2014.  
Ligament-type liquid disintegration by a spinning wheel.  
*Chemical Engineering Science* **116**, S. 172–182.  
DOI: 10.1016/j.ces.2014.04.043
- Blank & Deb 2020** Blank, J.; Deb, K., 2020.  
Pymoo: Multi-Objective Optimization in Python.  
*IEEE Access* **8**, S. 89497–89509.  
DOI: 10.1109/ACCESS.2020.2990567



- Bouhlef & Martins 2019** Bouhlef, M. A.; Martins, J. R. R. A., 2019. Gradient-enhanced kriging for high-dimensional problems. *Engineering with Computers* **35** (1), S. 157–173. DOI: 10.1007/s00366-018-0590-x
- Braun & Esswein 2006** Braun, R.; Esswein, W., 2006. Eine Methode zur Konzeption von Forschungsdesigns in der konzeptuellen Modellierungsforschung. In: *Proceedings of Integration, Informationslogistik und Architektur*. Integration, Informationslogistik und Architektur. Friedrichshafen, Deutschland, 21.09.2006–22.09.2006, S. 143–171. ISBN: 978-3-88579-184-3
- Brentjes et al. 2019** Brentjes, A.; Pozarlik, A. K.; Brem, G., 2019. CFD Simulation of evaporating electrically charged sprays in food chilling warehouses. In: *Proceeding of the VIII International Conference on Computational Methods on Coupled Problems in Science and Engineering*. VIII International Conference on Computational Methods on Coupled Problems in Science and Engineering. Sitges, Spanien, 03.06.2019–05.06.2019, S. 634–644
- Brentjes et al. 2021** Brentjes, A.; Pozarlik, A. K.; Brem, G., 2021. Estimating droplet charge in numerical simulations of charged sprays. *Journal of Electrostatics* **112**. DOI: 10.1016/j.elstat.2021.103591
- Brown 1997** Brown, R. C., 1997. Tutorial review: Simultaneous measurement of particle size and particle charge. *Journal of Aerosol Science* **28** (8), S. 1373–1391. DOI: 10.1016/S0021-8502(97)00034-7
- Chalmers & Bergemann 1994** Chalmers, A. F.; Bergemann, N. (Hrsg.), 1994. *Wege der Wissenschaft: Einführung in die Wissenschaftstheorie*. 3., durchgesehene Auflage. Berlin: Springer. ISBN: 978-3-540-58474-2
- Chen et al. 2017** Chen, Y.; Chen, W.; Li, B.; Zhang, G.; Zhang, W., 2017. Paint thickness simulation for painting robot trajectory planning: a review. *Industrial Robot* **44** (5), S. 629–638. DOI: 10.1108/IR-07-2016-0205

- Cheng 2013** Cheng, N.-S., 2013.  
Calculation of Drag Coefficient for Arrays of Emergent Circular Cylinders with Pseudofluid Model.  
*Journal of Hydraulic Engineering* **139** (6), S. 602–611.  
DOI: 10.1061/(ASCE)HY.1943-7900.0000722
- Chung 2010** Chung, T. J., 2010.  
*Computational fluid dynamics*. 2. Auflage. Cambridge: Cambridge University Press.  
ISBN: 978-0-521-76969-3
- Colbert & Cairncross 2005** Colbert, S. A.; Cairncross, R. A., 2005.  
A computer simulation for predicting electrostatic spray coating patterns.  
*Powder Technology* **151** (1-3), S. 77–86.  
DOI: 10.1016/j.powtec.2004.11.039
- Colbert & Cairncross 2006** Colbert, S. A.; Cairncross, R. A., 2006.  
A discrete droplet transport model for predicting spray coating patterns of an electrostatic rotary atomizer.  
*Journal of Electrostatics* **64** (3-4), S. 234–246.  
DOI: 10.1016/j.elstat.2005.06.003
- Colbert 2007** Colbert, S. A., 2007.  
*Numerical Simulations of Droplet Trajectories from an Electrostatic Rotary-Bell Atomizer*. Philadelphia: Drexel University.  
Philadelphia, Univ., Diss., 2006.  
ISBN: 978-0-549-26336-4
- Conner et al. 2005** Conner, D. C.; Greenfield, A. L.; Atkar, P.; Rizzi, A.; Choset, H., 2005.  
Paint Deposition Modeling for Trajectory Planning on Automotive Surfaces.  
*IEEE Transactions on Automation Science and Engineering* **2** (4), S. 381–392.  
DOI: 10.1109/TASE.2005.851631
- Corbeels et al. 1992** Corbeels, P. L.; Sensor, D. W.; Lefebvre, A. H., 1992.  
Atomization characteristics of a high-speed rotary-bell paint applicator.  
*Atomization and Sprays* **2** (2), S. 87–99.  
DOI: 10.1615/AtomizSpr.v2.i2.20
- Crowe 2012** Crowe, C. T., 2012.  
*Multiphase flows with droplets and particles*. 2. Auflage. Boca Raton: CRC Press.  
ISBN: 978-1-4398-4051-1
- Dalla Barba et al. 2021** Dalla Barba, F.; Wang, J.; Picano, F., 2021.  
Revisiting D<sup>2</sup>-law for the evaporation of dilute droplets.  
*Physics of Fluids* **33** (5).  
DOI: 10.1063/5.0051078

- Darwish et al. 2018** Darwish, A.; Adnan; Abubaker, A.; Salameh, A.; Akafuah, N., 2018.  
Schlieren Visualization of Shaping Air during Operation of an Electrostatic Rotary Bell Sprayer: Impact of Shaping Air on Droplet Atomization and Transport.  
*Coatings* **8** (8), S. 279.  
DOI: 10.3390/coatings8080279
- DIN EN 13966-1** DIN EN 13966-1:2003-09.  
*Bestimmung des Auftragswirkungsgrades von Spritz- und Sprühgeräten für Beschichtungsstoffe - Teil 1: Flächenbeschichtung*
- DIN EN 16985** DIN EN 16985:2019-04.  
*Lackierkabinen für organische Beschichtungsstoffe – Sicherheitsanforderungen*
- DIN EN ISO 2178** DIN EN ISO 2178:2016-11.  
*Nichtmagnetische Überzüge auf magnetischen Grundmetallen - Messen der Schichtdicke - Magnetverfahren*
- DIN EN ISO 2811-1** DIN EN ISO 2811-1:2016-08.  
*Beschichtungsstoffe - Bestimmung der Dichte - Teil 1: Pyknometer-Verfahren*
- DIN EN ISO 2811-2** DIN EN ISO 2811-2:2011-06.  
*Beschichtungsstoffe - Bestimmung der Dichte - Teil 2: Tauchkörper-Verfahren*
- DIN EN ISO 3233-2** DIN EN ISO 3233-2:2020-01.  
*Beschichtungsstoffe - Bestimmung des Volumens nichtflüchtiger Anteile - Teil 2: Verfahren mit Bestimmung des Gehaltes an nichtflüchtigen Anteilen nach ISO 3251 und Bestimmung der Trockenfilmdichte beschichteter Probenplatten nach dem Archimedes-Prinzip*
- DIN EN ISO 3251** DIN EN ISO 3251:2019-09.  
*Beschichtungsstoffe und Kunststoffe - Bestimmung des Gehaltes an nichtflüchtigen Anteilen*
- Dombrowski & Lloyd 1974** Dombrowski, N.; Lloyd, T. L., 1974.  
Atomisation of liquids by spinning cups.  
*The Chemical Engineering Journal* **8** (1), S. 63–81.  
DOI: 10.1016/0300-9467(74)80019-5
- Domnick et al. 2005** Domnick, J.; Scheibe, A.; Ye, Q., 2005.  
The Simulation of the Electrostatic Spray Painting Process with High-Speed Rotary Bell Atomizers. Part I: Direct Charging.  
*Particle & Particle Systems Characterization* **22** (2), S. 141–150.  
DOI: 10.1002/ppsc.200400968

- Domnick et al. 2006** Domnick, J.; Scheibe, A.; Ye, Q., 2006.  
The Simulation of Electrostatic Spray Painting Process with High-Speed Rotary Bell Atomizers. Part II: External Charging.  
*Particle & Particle Systems Characterization* **23** (5), S. 408–416.  
DOI: 10.1002/ppsc.200601018
- Dudenredaktion 2022** Dudenredaktion, 2022.  
*Begriffsdefinition "Dissertation"*,  
URL: <https://www.duden.de/rechtschreibung/Dissertation>  
Zugriff am: 29.11.2022
- Durst et al. 1987** Durst, F.; Melling, A.; Whitelaw, J. H., 1987.  
*Theorie und Praxis der Laser-Doppler-Anemometrie*.  
Karlsruhe: Braun. Wissenschaft + Technik.  
ISBN: 978-3-7650-2022-3
- Durst 2006** Durst, F., 2006.  
*Grundlagen der Strömungsmechanik: Eine Einführung in die Theorie der Strömung von Fluiden*. Berlin: Springer.  
ISBN: 978-3-540-31323-6
- Eckel et al. 2016** Eckel, G.; Rachner, M.; Le Clercq, P.; Aigner, M., 2016.  
Semi-empirical model for the unsteady shear breakup of liquid jets in cross-flow.  
*Atomization and Sprays* **26** (7), S. 687–712.  
DOI: 10.1615/AtomizSpr.2015011185
- Edelvik et al. 2017** Edelvik, F.; Mark, A.; Karlsson, N.; Johnson, T.; Carlson, J. S., 2017.  
Math-Based Algorithms and Software for Virtual Product Realization Implemented in Automotive Paint Shops.  
In: Ghezzi, L.; Hömberg, D.; Landry, C. (Hrsg.): *Math for the Digital Factory*.  
Cham: Springer, S. 231–251.  
ISBN: 978-3-319-63957-4
- Edelvik et al. 2018** Edelvik, F.; Tiedje, O.; Jonuscheit, J.; Carlson, J. S., 2018.  
SelfPaint-A self-programming paint booth.  
In: *Procedia CIRP*.  
51st CIRP Conference on Manufacturing Systems.  
Stockholm, Schweden, 16.05.2018–18.06.2018, S. 474–479.  
DOI: 10.1016/j.procir.2018.03.167
- Faeth 1977** Faeth, G. M., 1977.  
Current status of droplet and liquid combustion.  
*Progress in Energy and Combustion Science* **3** (4), S. 191–224.  
DOI: 10.1016/0360-1285(77)90012-0

- Fang et al. 2000** Fang, K.-T.; Ma, C.-X.; Winker, P., 2000.  
Centered L2-discrepancy of random sampling and Latin hypercube design, and construction of uniform designs. *Mathematics of Computation* **71** (237), S. 275–297.  
DOI: 10.1090/S0025-5718-00-01281-3
- Ferziger & Perić 2008** Ferziger, J. H.; Perić, M., 2008.  
*Numerische Strömungsmechanik*. Berlin: Springer.  
ISBN: 978-3-540-68228-8
- Fraunhofer IPA o. J.** Fraunhofer IPA, o. J.  
*Sammlung von Bild- und Projektdaten aus dem Lackiertechnikum des Fraunhofer IPA*
- Frost 1981** Frost, A. R., 1981.  
Rotary atomization in the ligament formation mode. *Journal of Agricultural Engineering Research* **26** (1), S. 63–78.  
DOI: 10.1016/0021-8634(81)90127-X
- Fu et al. 1987** Fu, S.; Launder, B. E.; Leschziner, M. A., 1987.  
Modelling strongly swirling recirculating jet flow with Reynolds-stress transport closures.  
In: *Proceeding of the 6th Symposium on Turbulent Shear Flows*.  
6th Symposium on Turbulent Shear Flows.  
Toulouse, Frankreich, 07.09.1987–09.09.1987, 17\_6\_1–17\_6\_6
- Gemci et al. 2002** Gemci, T.; Hitron, R.; Chigier, N., 2002.  
Determination of individual droplet charge in electrosprays from PDPA measurements.  
In: *Proceedings of 18th Conference on Liquid Atomization and Spray Systems*.  
18th Conference on Liquid Atomization and Spray Systems.  
Saragossa, Spanien, 09.09.2002–11.09.2002.  
ISBN: 84-95480-70-0
- Gibson & Launder 1978** Gibson, M. M.; Launder, B. E., 1978.  
Ground effects on pressure fluctuations in the atmospheric boundary layer.  
*Journal of Fluid Mechanics* **86** (3), S. 491–511.  
DOI: 10.1017/S0022112078001251
- Gödeke et al. 2020** Gödeke, L.; Oswald, W.; Willenbacher, N.; Ehrhard, P., 2020.  
Dimensional analysis of droplet size and ligament length during high-speed rotary bell atomization.  
*Journal of Coatings Technology and Research* **18** (2), S. 1–7.  
DOI: 10.1007/s11998-020-00389-2
- Goldschmidt & Streitberger 2014** Goldschmidt, A.; Streitberger, H.-J., 2014.  
*BASF Handbuch Lackiertechnik*. Hannover: Vincentz Network.  
FARBE UND LACK / BIBLIOTHEK.  
ISBN: 978-3-74860-039-8

- Gosman & Ioannides 1983** Gosman, A. D.; Ioannides, E., 1983.  
Aspects of Computer Simulation of Liquid-Fueled Combustors.  
*Journal of Energy* **7** (6), S. 482–490.  
DOI: 10.2514/3.62687
- Gritskevich et al. 2012** Gritskevich, M. S.; Garbaruk, A. V.; Schütze, J.;  
Menter, F. R., 2012.  
Development of DDES and IDDES Formulations for the k-Shear Stress Transport Model.  
*Flow, Turbulence and Combustion* **88** (3), S. 431–449.  
DOI: 10.1007/s10494-011-9378-4
- Günther 2022** Günther, A., 2022.  
Trendbarometer: Haben Sie auf Basis einer Simulation eine Entscheidung getroffen?  
*BESSER LACKIEREN* **2022** (18), S. 13
- Güttler et al. 2017** Güttler, N.; Paustian, S.; Ye, Q.; Tiedje, O., 2017.  
Numerical and Experimental Investigations on rotary Bell Atomizers with predominant Air Flow Rates.  
In: *Proceedings of 28th Conference on Liquid Atomization and Spray Systems*.  
28th Conference on Liquid Atomization and Spray Systems.  
Valencia, Spanien, 06.09.2017–08.09.2017.  
ISBN: 978-84-9048-580-4
- Güttler et al. 2019** Güttler, N.; Shen, B.; Paustian, S.; Knee, P.; Ye, Q.;  
Tiedje, O., 2019.  
Study of initial droplet conditions for numerical spray painting by electrostatic assisted rotary bell atomizer.  
In: *Proceedings of the 10th International Conference on Multiphase Flow*.  
10th International Conference on Multiphase Flow.  
Rio de Janeiro, Brasilien, 19.05.2019–24.05.2019
- Güttler et al. 2020** Güttler, N.; Knee, P.; Ye, Q.; Tiedje, O., 2020.  
Initial droplet conditions in numerical spray painting by electrostatic rotary bell sprayers.  
*Journal of Coatings Technology and Research* **17** (5),  
S. 1091–1104.  
DOI: 10.1007/s11998-020-00352-1
- Güttler et al. 2021** Güttler, N.; Sandgren, N.; Weber, S.; Knee, P.; Salman, R.;  
Klier, J.; Edelvik, F.; Tiedje, O., 2021.  
A self-programming painting cell »SelfPaint«:  
Simulation-based path generation with automatized quality control for painting in small lot sizes.  
In: Weißgraeber, P.; Heieck, F.; Ackermann, C. (Hrsg.):  
*Advances in Automotive Production Technology – Theory and Application*.  
Berlin: Springer, S. 302–310.  
ISBN: 978-3-662-62961-1

- Harper et al. 2021** Harper, A.; Mustafee, N.; Yearworth, M., 2021. Facets of trust in simulation studies. *European Journal of Operational Research* **289** (1), S. 197–213. DOI: 10.1016/j.ejor.2020.06.043
- Hickernell 1998** Hickernell, F. J., 1998. A generalized discrepancy and quadrature error bound. *Mathematics of Computation* **67** (221), S. 299–322. DOI: 10.1090/S0025-5718-98-00894-1
- Hinze & Milborn 1950** Hinze, J. O.; Milborn, H., 1950. Atomization of liquids by means of a rotating cup. *Journal of Applied Mechanics Transaction of the ASME* **17** (2), S. 145–153
- Hoesel & Rodi 1977** Hoesel, W.; Rodi, W., 1977. New biasing elimination method for laser-Doppler velocimeter counter processing. *Review of Scientific Instruments* **48** (7), S. 910–919. DOI: 10.1063/1.1135131
- Igari et al. 2019** Igari, N.; Iso, T.; Nishio, Y.; Izawa, S.; Fukunishi, Y., 2019. Numerical simulation of droplet-formation in rotary atomizer. *Theoretical and Applied Mechanics Letters* **9** (3), S. 202–205. DOI: 10.1016/j.taml.2019.03.015
- Im et al. 2000** Im, K.-S.; Lai, M.-C.; Liu, Y.; Sankagiri, N.; Loch, T.; Nivi, H., 2000. Visualization and Measurement of Automotive Electrostatic Rotary-Bell Paint Spray Transfer Processes. *Journal of Fluids Engineering* **123** (2), S. 237–245. DOI: 10.1115/1.1359210
- Im et al. 2003** Im, K.-S.; Lai, M.-C.; Yoon, S.-J., 2003. Spray characteristics on the electrostatic rotating bell applicator. *KSME International Journal* **17** (12), S. 2053–2065. DOI: 10.1007/BF02982446
- IPS AB 2021** Industrial Path Solutions Sweden AB, 2021. *Industrial Path Solutions IPS*, Version 3.8, Göteborg
- ISO 13320:2020-01** ISO 13320:2020-01:2020-01. *Partikelgrößenanalyse - Partikelmessung durch Laserlichtbeugung*
- Johnson et al. 1990** Johnson, M. E.; Moore, L. M.; Ylvisaker, D., 1990. Minimax and maximin distance designs. *Journal of Statistical Planning and Inference* **26** (2), S. 131–148. DOI: 10.1016/0378-3758(90)90122-b

- Jülke 1962** Jülke, E. K., 1962.  
*Über die Verdunstung von Lösungsmitteln aus Lackschichten.*  
Zürich, Eidgenössische Technische Hochschule, Diss.  
DOI: 10.3929/ethz-a-000088709
- Kazama 2003** Kazama, S., 2003.  
Steady-state paint flow under high centrifugal force:  
Atomization in spray painting.  
*JSAE Review* **24** (4), S. 489–494.  
DOI: 10.1016/S0389-4304(03)00075-4
- Knee 2022** Knee, P., 2022.  
*Gespräch über experimentelle Bestimmung der  
Partikelgrößenverteilung an Hochrotationszerstäubern mittels  
Laserebeugungsspektroskopie.*  
Fraunhofer IPA, Nobelstraße 12, 07.04.2022
- Langmuir 1918** Langmuir, I., 1918.  
The Evaporation of Small Spheres.  
*Physical Review* **12** (5), S. 368–370.  
DOI: 10.1103/PhysRev.12.368
- Lauder 1989** Launder, B. E., 1989.  
Second-moment closure and its use in modelling turbulent  
industrial flows.  
*International Journal for Numerical Methods in Fluids* **9** (8),  
S. 963–985.  
DOI: 10.1002/FLD.1650090806
- Laurien & Oertel 2018** Laurien, E.; Oertel, H., 2018.  
*Numerische Strömungsmechanik: Grundgleichungen und  
Modelle - Lösungsmethoden - Qualität und Genauigkeit : mit  
229 Abbildungen und über 530 Wiederholungs- und  
Verständnisfragen.* 6., überarbeitete und erweiterte Auflage.  
Wiesbaden: Springer Vieweg. Lehrbuch.  
ISBN: 978-3-658-21059-5
- Leibovich 1978** Leibovich, S., 1978.  
The Structure of Vortex Breakdown.  
*Annual Review of Fluid Mechanics* **10** (1), S. 221–246.  
DOI: 10.1146/annurev.fl.10.010178.001253
- Lipinski et al. 2013** Lipinski, K.; Lackner, H.; Laué, O. P.; Kafka, G.;  
Niemann, A.; Raasch, E.; Schoon, B.; Radonic, A., 2013.  
*Metamodell.*  
Peterskirchen, URL:  
<https://www.itwissen.info/Metamodell-meta-model.html>  
Zugriff am: 25.02.2021



- Lipowsky 2013** Lipowsky, J., 2013.  
*Zur instationären Euler-Lagrange-Simulation partikelbeladener Drallströmungen.*  
Halle, Martin-Luther-Universität Halle-Wittenberg, Diss.,  
urn:nbn:de:gbv:3:4-11362.  
DOI: 10.25673/1038
- Liu et al. 2012** Liu, J.; Yu, Q.; Guo, Q., 2012.  
Experimental investigation of liquid disintegration by rotary cups.  
*Chemical Engineering Science* **73**, S. 44–50.  
DOI: 10.1016/j.ces.2012.01.010
- Lord Rayleigh 1878** Lord Rayleigh, 1878.  
On the Instability of Jets.  
*Proceedings of the London Mathematical Society* **s1-10** (1),  
S. 4–13.  
DOI: 10.1112/plms/s1-10.1.4
- Lord Rayleigh 1882** Lord Rayleigh, 1882.  
XX. On the equilibrium of liquid conducting masses charged with electricity.  
*The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science* **14** (87), S. 184–186.  
DOI: 10.1080/14786448208628425
- Lucca-Negro & O’Doherty 2001** Lucca-Negro, O.; O’Doherty, T., 2001.  
Vortex breakdown: a review.  
*Progress in Energy and Combustion Science* **27** (4),  
S. 431–481.  
DOI: 10.1016/S0360-1285(00)00022-8
- Mannam 2019** Mannam, N. V. S., 2019.  
*Numerical Investigation of Flow Characteristics and Paint Film Thickness of High-speed Rotary Bell Atomizer in Electrostatic Spray Painting Processes.*  
Duisburg-Essen, Univ., Masterarbeit
- Marinescu 2009** Marinescu, M., 2009.  
*Elektrische und magnetische Felder: eine praxisorientierte Einführung.* 2., vollständig neu bearbeitete Auflage. Berlin: Springer.  
ISBN: 978-3-540-89696-8
- Mark et al. 2011** Mark, A.; Rundqvist, R.; Edelvik, F., 2011.  
Comparison between different immersed boundary conditions for simulation of complex fluid flows.  
*Fluid Dynamics & Materials Processing* **7** (3), S. 241–258.  
DOI: 10.3970/fdmp.2011.007.241

- Mark et al. 2013** Mark, A.; Andersson, B.; Tafuri, S.; Engstrom, K.; Sorod, H.; Edelvik, F.; Carlson, J. S., 2013. Simulation of electrostatic rotary bell spray painting in automotive paint shops. *Atomization and Sprays* **23** (1), S. 25–45. DOI: 10.1615/AtomizSpr.2013006232
- Matthews et al. 2017** Matthews, A. G. d. G.; van der Willk, M.; Nickson, T.; Fujii, K.; Boukouvalas, A.; León-Villagrà, P.; Ghahramani, Z.; Hensman, J., 2017. GPflow: A Gaussian process library using TensorFlow. *Journal of Machine Learning Research* **18** (40), S. 1–6. DOI: 10.48550/arXiv.1610.08733
- Mehrhardt & Brauer 1980** Mehrhardt, E.; Brauer, H., 1980. Zerstäubung von Flüssigkeiten mit rotierenden Scheiben. *Forschung im Ingenieurwesen* **46** (1), S. 26–30. DOI: 10.1007/BF02560879
- Menter 1994** Menter, F. R., 1994. Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications. *AIAA Journal* **32** (8), S. 1598–1605. DOI: 10.2514/3.12149
- Menter et al. 2020** Menter, F. R.; Matyushenko, A.; Lechner, R., 2020. Development of a Generalized K- Two-Equation Turbulence Model. In: Dillmann, A.; Heller, G.; Krämer, E.; Wagner, C.; Tropea, C.; Jakirlić, S. (Hrsg.): *New Results in Numerical and Experimental Fluid Mechanics XII*. Cham: Springer International Publishing, S. 101–109. ISBN: 978-3-030-25252-6
- Mofakham & Ahmadi 2020a** Mofakham, A. A.; Ahmadi, G., 2020. Improved Discrete Random Walk Stochastic Model for Simulating Particle Dispersion and Deposition in Inhomogeneous Turbulent Flows. *Journal of Fluids Engineering* **142** (10). DOI: 10.1115/1.4047538
- Mofakham & Ahmadi 2020b** Mofakham, A. A.; Ahmadi, G., 2020. On random walk models for simulation of particle-laden turbulent flows. *International Journal of Multiphase Flow* **122**. DOI: 10.1016/j.ijmultiphaseflow.2019.103157
- Morris & Mitchell 1995** Morris, M. D.; Mitchell, T. J., 1995. Exploratory designs for computational experiments. *Journal of Statistical Planning and Inference* **43** (3), S. 381–402. DOI: 10.1016/0378-3758(94)00035-t

- Morsi & Alexander 1972** Morsi, S. A.; Alexander, A. J., 1972.  
An investigation of particle trajectories in two-phase flow systems.  
*Journal of Fluid Mechanics* **55** (2), S. 193–208.  
DOI: 10.1017/s0022112072001806
- Neumann 1951** Neumann, J. v., 1951.  
Various Techniques Used in Connection with Random Digits.  
In: Householder, A. S.; Forsythe, G. E.; Germond, H. H.  
(Hrsg.): *Monte Carlo Method*.  
Washington, D.C.: US Government Printing Office, S. 36–38
- Nobach 1999** Nobach, H., 1999.  
Processing of stochastic sampled data in laser doppler anemometry.  
In: *Proceedings of the 3rd International Workshop on Sampling Theory and Applications*.  
3rd International Workshop on Sampling Theory and Applications.  
Loen, Norwegen, 11.08.1999–14.08.1999
- Oertel et al. 2011** Oertel, H.; Böhle, M.; Reviol, T., 2011.  
*Strömungsmechanik: Grundlagen - Grundgleichungen - Lösungsmethoden - Softwarebeispiele*. 6., überarbeitete und erweiterte Auflage. Wiesbaden: Vieweg+Teubner.  
ISBN: 978-3-8348-8110-6
- Oertel et al. 2015** Oertel, H.; Böhle, M.; Reviol, T., 2015.  
*Strömungsmechanik: Für Ingenieure und Naturwissenschaftler*. 7., überarbeitete Auflage. Wiesbaden: Springer Vieweg. Lehrbuch.  
ISBN: 978-3-658-07786-0
- Ogasawara et al. 2010** Ogasawara, S.; Daikoku, M.; Shirota, M.; Inamura, T.; Saito, Y.; Yasumuray, K.; SHOJI, M.; Aoki, H.; MIURA, T., 2010.  
Liquid Atomization Using a Rotary Bell Cup Atomizer.  
*Journal of Fluid Science and Technology* **5** (3), S. 464–474.  
DOI: 10.1299/jfst.5.464
- Osman et al. 2015** Osman, H.; Castle, G. S. P.; Adamiak, K., 2015.  
Numerical study of particle deposition in electrostatic painting near a protrusion or indentation on a planar surface.  
*Journal of Electrostatics* **77**, S. 58–68.  
DOI: 10.1016/j.elstat.2015.07.005
- Osman et al. 2016** Osman, H.; Ghazian, O.; Adamiak, K.; Castle, G. S. P.; Fan, H.-T.; Simmer, J., 2016.  
Charging Level of a Ligament-Droplet System Atomized in a Uniform Electric Field.  
*IEEE Transactions on Industry Applications* **52** (2), S. 1814–1822.  
DOI: 10.1109/TIA.2015.2498898

- Oswald et al. 2018** Oswald, W.; Gödeke, L.; Ehrhard, P.; Willenbacher, N., 2018. Effect of Elongational Flow behavior on Ligament Disintegration and Drop Formation by mean of a High-Speed Rotary Bell Atomizer.  
In: *Proceedings of 14th Triennial International Conference on Liquid Atomization and Spray Systems*.  
14th Triennial International Conference on Liquid Atomization and Spray Systems.  
Chicago, USA, 22.07.2018–26.07.2018, S. 913–935.  
DOI: 10.1615/AtomizSpr.2020031712
- Oswald et al. 2019a** Oswald, W.; Lauk, J.; Gödeke, L.; Ehrhard, P.; Willenbacher, N., 2019.  
Analysis of Paint Flow Pulsations during High-Speed Rotary Bell Atomization.  
*Coatings* **9** (10).  
DOI: 10.3390/coatings9100674
- Oswald et al. 2019b** Oswald, W.; Gödeke, L.; Ehrhard, P.; Willenbacher, N., 2019.  
Influence of the elongational flow resistance and pigmentation of coating fluids on high-speed rotary bell atomization.  
*Atomization and Sprays* **29** (10), S. 913–935.  
DOI: 10.1615/AtomizSpr.2020031712
- Panichella 2019** Panichella, A., 2019.  
An adaptive evolutionary algorithm based on non-euclidean geometry for many-objective optimization.  
In: *Proceedings of the Genetic and Evolutionary Computation Conference 2019*.  
Genetic and Evolutionary Computation Conference 2019.  
Prag, Tschechische Republik, 13.07.2019–17.07.2019,  
S. 595–603.  
ISBN: 978-1-450361-118
- Pendar & Páscoa 2020** Pendar, M.-R.; Páscoa, J. C., 2020.  
Atomization and spray characteristics around an ERBS using various operational models and conditions: numerical investigation.  
*International Journal of Heat and Mass Transfer* **161**.  
DOI: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2020.120243
- Pendar & Páscoa 2021** Pendar, M.-R.; Páscoa, J. C., 2021.  
Numerical analysis of charged droplets size distribution in the electrostatic coating process: Effect of different operational conditions.  
*Physics of Fluids* **33** (3).  
DOI: 10.1063/5.0041021

- Poozesh et al. 2018** Poozesh, S.; Akafuah, N.; Saito, K., 2018.  
Effects of automotive paint spray technology on the paint transfer efficiency – a review.  
*Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part D: Journal of Automobile Engineering* **232** (2), S. 282–301.  
DOI: 10.1177/0954407017695159
- Popper 2002** Popper, K. R., 2002.  
*Logik der Forschung*. Nachdr. der 10., verb. und vermehrten Aufl., Jubiläumsausg. Tübingen: Mohr Siebeck. Gesammelte Werke 3.  
ISBN: 978-3161478376
- Poppner 2007** Poppner, M., 2007.  
*Modellierung und Simulation der Lackierung von PKW-Karosserien mit bewegten, elektrostatisch unterstützten Hochrotationszerstäubern*. Aachen: Shaker. Forschungsberichte Strömungslehre und Aerodynamik 12.  
Darmstadt, Techn. Univ., Diss., 2007.  
ISBN: 978-3-8322-5793-4
- Pulli 2021** Pulli, K., 2021.  
*Expertenwissen zur Lackiertechnik: Simulationen in der Pulverlackierung*.  
Webinar, 13.04.2021
- Rasmussen & Williams 2006** Rasmussen, C. E.; Williams, C. K. I., 2006.  
*Gaussian processes for machine learning*. Cambridge: MIT Press. Adaptive computation and machine learning.  
ISBN: 978-0-262-25683-4
- Richards 1959** Richards, F. J., 1959.  
A Flexible Growth Function for Empirical Use.  
*Journal of Experimental Botany* **10** (2), S. 290–301.  
DOI: 10.1093/jxb/10.2.290
- Ritz 2018** Ritz, V., 2018.  
*Entwicklung einer numerischen Simulationsmethode zur digitalen Abbildung des automobilen Decklackierprozesses*. Aachen: Shaker. Innovationen der Fabrikplanung und -organisation 39.  
Clausthal, Univ., Diss., 2018.  
ISBN: 978-3-8440-6067-6
- Roache 1997** Roache, P. J., 1997.  
Quantification of uncertainty in computational fluid dynamics.  
*Annual Review of Fluid Mechanics* **29** (1), S. 123–160.  
DOI: 10.1146/annurev.fluid.29.1.123

- Rüger et al. 2000** Rüger, M.; Hohmann, S.; Sommerfeld, M.; Kohnen, G., 2000. Euler/Lagrange calculations of turbulent sprays: The effect of droplet collisions and coalescence. *Atomization and Sprays* **10** (1), S. 47–81. DOI: 10.1615/AtomizSpr.v10.i1.30
- Scheibe 2000** Scheibe, A., 2000. *Teilchenbahnrechnung zur Simulation von elektrostatischen Lackiervorgängen mit Hochrotationszerstäubern*. Heimsheim: Jost-Jetter. IPA-IAO Forschung und Praxis 328. Stuttgart, Univ., Diss., 2000. ISBN: 978-3-931388-51-5
- Schlick 1932** Schlick, M., 1932. Positivismus und Realismus. *Erkenntnis* **3** (1), S. 1–31. DOI: 10.1007/BF01886406
- Scholz 1998** Scholz, T., 1998. *Experimentelle Untersuchungen zur Mehrphasenströmung im Sprühkegel eines elektrostatisch unterstützten Hochrotationszerstäubers*. Düsseldorf: VDI-Verlag. Fortschrittberichte VDI: Reihe 7, Strömungstechnik 346. Bremen, Univ., Diss., 1998. ISBN: 978-3-18-334607-3
- Seeler et al. 2017** Seeler, F.; Hager, C.; Tiedje, O.; Schneider, M., 2017. Simulations and experimental investigation of paint film leveling. *Journal of Coatings Technology and Research* **14** (4), S. 767–781. DOI: 10.1007/s11998-017-9934-5
- Shannon 2001** Shannon, C. E., 2001. A mathematical theory of communication. *ACM SIGMOBILE Mobile Computing and Communications Review* **5** (1), S. 3–55. DOI: 10.1145/584091.584093
- Shen et al. 2017** Shen, B.; Ye, Q.; Tiedje, O.; Domnick, J., 2017. Primary breakup of liquids using a high-speed rotary bell atomizer for spray painting processes. In: *Proceedings of 28th Conference on Liquid Atomization and Spray Systems*. 28th Conference on Liquid Atomization and Spray Systems. Valencia, Spanien, 06.09.2017–08.09.2017. ISBN: 978-84-9048-580-4

- Shen et al. 2019a** Shen, B.; Ye, Q.; Güttler, N.; Tiedje, O.; Domnick, J., 2019. Primary breakup of a non-Newtonian liquid using a high-speed rotary bell atomizer for spray-painting processes. *Journal of Coatings Technology and Research* **16** (6), S. 1581–1596.  
DOI: 10.1007/s11998-019-00231-4
- Shen et al. 2019b** Shen, B.; Ye, Q.; Tiedje, O.; Domnick, J., 2019. Simulation of the primary breakup of non-Newtonian liquids at a high-speed rotary bell atomizer for spray painting processes using a VOF-Lagrangian hybrid model. In: *Proceedings of 29th Conference On Liquid Atomization and Spray Systems*. 29th Conference On Liquid Atomization and Spray Systems. Paris, Frankreich, 02.09.2019–04.09.2019
- Shih et al. 1995** Shih, T.-H.; Liou, W. W.; Shabbir, A.; Yang, Z.; Zhu, J., 1995. A new k- $\epsilon$  eddy viscosity model for high reynolds number turbulent flows. *Computers & Fluids* **24** (3), S. 227–238.  
DOI: 10.1016/0045-7930(94)00032-T
- Shirota et al. 2012** Shirota, M.; Hatayama, Y.; Haneda, T.; Inamura, T.; Daikoku, M.; Saito, Y.; Aokiz, H., 2012. Formation and breakup of ligaments from a rotary bell cup atomizer. In: *Proceedings of 12th Triennial International Conference on Liquid Atomization and Spray Systems*. 12th Triennial International Conference on Liquid Atomization and Spray Systems. Heidelberg, Deutschland, 02.09.2012–06.09.2012
- Shur et al. 2008** Shur, M. L.; Spalart, P. R.; Strelets, M. K.; Travin, A. K., 2008. A hybrid RANS-LES approach with delayed-DES and wall-modelled LES capabilities. *International Journal of Heat and Fluid Flow* **29** (6), S. 1638–1649.  
DOI: 10.1016/j.ijheatfluidflow.2008.07.001
- Siebertz et al. 2017** Siebertz, K.; van Bebber, D.; Hochkirchen, T., 2017. *Statistische Versuchsplanung: Design of Experiments (DoE)*. 2. Auflage. Berlin: Springer Vieweg. VDI-Buch. ISBN: 978-3-662-55742-6
- Smirnov & Menter 2009** Smirnov, P. E.; Menter, F. R., 2009. Sensitization of the SST Turbulence Model to Rotation and Curvature by Applying the Spalart–Shur Correction Term. *Journal of Turbomachinery* **131** (4).  
DOI: 10.1115/1.3070573

- Soma et al. 2017** Soma, T.; Amemiya, S.; Katayama, T.; Saito, Y.; Matsushita, Y.; Aoki, H.; Inamura, T.; Daikoku, M.; Fukuno, J., 2017. Numerical Simulations of Particle-Laden Turbulent Flows to Characterize the Two Different Types of Paint Spray; Bell-Cup Atomizer and Powder Spray Gun. *Journal of Chemical Engineering of Japan* **50** (4), S. 254–261. DOI: 10.1252/jcej.16we251
- Sommerfeld et al. 2008** Sommerfeld, M.; van Wachem, B.; Oliemans, R. (Hrsg.), 2008. *Best practice guidelines for computational fluid dynamics of dispersed multi-phase flows*. Brüssel: European Research Community on Flow, Turbulence and Combustion. ISBN: 978-91-633-3564-8
- Spaling 1950** Spaling, D. B., 1950. Combustion of Liquid Fuels. *Nature* **165** (4187). DOI: 10.1038/165160a0
- Stegmüller 1969** Stegmüller, W., 1969. *Probleme und Resultate der Wissenschaftstheorie und analytischen Philosophie*. Berlin: Springer. ISBN: 3-540-15705-0
- Stephan et al. 2019** Stephan, P.; Kabelac, S.; Kind, M., 2019. *VDI-Wärmeatlas: Fachlicher Träger VDI-Gesellschaft Verfahrenstechnik und Chemieingenieurwesen*. 12. Auflage. Berlin: Springer. VDI Springer Reference. ISBN: 978-3-662-52989-8
- Stevenin et al. 2015** Stevenin, C.; Béreaux, Y.; Charmeau, J.-Y.; Balcaen, J., 2015. Shaping Air Flow Characteristics of a High-Speed Rotary-Bell Sprayer for Automotive Painting Processes. *Journal of Fluids Engineering* **137** (11). DOI: 10.1115/1.4030703
- Stieß 2009** Stieß, M., 2009. *Mechanische Verfahrenstechnik - Partikeltechnologie 1. 3.*, vollständig neu bearbeitete Auflage. Berlin: Springer. Springer-Lehrbuch. ISBN: 978-3-540-32552-9
- Taffin et al. 1989** Taffin, D. C.; Ward, T. L.; Davis, E. J., 1989. Electrified droplet fission and the Rayleigh limit. *Langmuir* **5** (2), S. 376–384. DOI: 10.1021/la00086a016



- Tafari et al. 2012** Tafari, S.; Ekstedt, F.; Carlson, J. S.; Mark, A.; Edelvik, F., 2012.  
Improved Spray Paint Thickness Calculation From Simulated Droplets Using Density Estimation.  
In: *Proceedings of the ASME International Design Engineering Technical Conferences and Computers and Information in Engineering Conference*.  
ASME 2012 International Design Engineering Technical Conferences and Computers and Information in Engineering.  
Chicago, USA, 12.08.2012–15.08.2012, S. 339–347.  
ISBN: 978-0-7918-4501-1
- Thieme & Domnick 2006** Thieme, M.; Domnick, J., 2006.  
Atomization characteristics of high-speed rotary bell atomizers.  
*Atomization and Sprays* **16** (8), S. 857–874.  
DOI: 10.1615/AtomizSpr.v16.i8.10
- Tiedje 2020** Tiedje, O., 2020.  
*Gespräch über experimentelle und numerische Untersuchungen der Lackapplikation mittels elektrostatisch unterstützten Hochrotationszerstäubern*.  
Fraunhofer IPA, Nobelstraße 12, 22.05.2020
- Tiedje & Ye 2021** Tiedje, O.; Ye, Q., 2021.  
*Expertenwissen zur Lackiertechnik: Lackiersimulationen*.  
Webinar, 06.07.2021
- Toda et al. 2013** Toda, K.; Salazar, A.; Saito, K., 2013.  
*Automotive Painting Technology: A Monozukuri-Hitozukuri Perspective*. Dordrecht: Springer.  
ISBN: 978-94-007-5095-1
- Toljic et al. 2008** Toljic, N.; Adamiak, K.; Castle, G. S. P., 2008.  
Determination of particle charge to mass ratio distribution in electrostatic applications: a brief review.  
In: *Proceedings of the 2008 ESA Annual Meeting on Electrostatics*.  
Annual Meeting on Electrostatics ESA.  
Minneapolis, USA, 17.06.2008–19.06.2008, S. 1–9
- Toljic et al. 2010** Toljic, N.; Castle, G. S. P.; Adamiak, K., 2010.  
Charge to radius dependency for conductive particles charged by induction.  
*Journal of Electrostatics* **68** (1), S. 57–63.  
DOI: 10.1016/j.elstat.2009.10.002
- Toljic et al. 2013** Toljic, N.; Adamiak, K.; Castle, G. S. P.; Kuo, H.-H.; Fan, H.-T., 2013.  
A full 3D numerical model of the industrial electrostatic coating process for moving targets.  
*Journal of Electrostatics* **71** (3), S. 299–304.  
DOI: 10.1016/j.elstat.2012.12.032

- Toljic et al. 2011** Toljic, N.; Adamiak, K.; Castle, G. S. P.; Kuo, H.-H.; Fan, H.-T., 2011.  
Three-dimensional numerical studies on the effect of the particle charge to mass ratio distribution in the electrostatic coating process.  
*Journal of Electrostatics* **69** (3), S. 189–194.  
DOI: 10.1016/j.elstat.2011.03.008
- Toljic et al. 2012** Toljic, N.; Adamiak, K.; Castle, G. P. S.; Kuo, H.-H.; Fan, H.-T., 2012.  
3D numerical model of the electrostatic coating process with moving objects using a moving mesh.  
*Journal of Electrostatics* **70** (6), S. 499–504.  
DOI: 10.1016/j.elstat.2012.08.001
- Ulrich & Hill 1976** Ulrich, P.; Hill, W., 1976.  
Wissenschaftstheoretische Grundlagen der Betriebswirtschaftslehre: Teil 1.  
*WiSt Wirtschaftswissenschaftliches Studium* **5** (7), S. 304–309
- VDA 2022** Verband der Automobilindustrie e. V., 2022.  
*Jahresbericht 2022: Themen und Zahlen zur Entwicklung der deutschen Automobilindustrie*. Berlin.  
ISSN: 1869-2915
- VdL 2021** Verband der deutschen Lack- und Druckfarbenindustrie e. V., 2021.  
*Die deutsche Lack- und Druckfarbenindustrie in Zahlen*. Frankfurt am Main, URL: [https://www.wirsindfarbe.de/fileadmin/user\\_upload/Dokumente/Statistiken/2022-08\\_VdL\\_Wirtschaftsbericht\\_2021.pdf](https://www.wirsindfarbe.de/fileadmin/user_upload/Dokumente/Statistiken/2022-08_VdL_Wirtschaftsbericht_2021.pdf)  
Zugriff am: 29.11.2022
- Viti et al. 2010** Viti, V.; Kulkarni, J.; Watve, A., 2010.  
Computational fluid dynamics analysis of the electrostatic spray painting process with a rotating bell cup.  
*Atomization and Sprays* **20** (1), S. 1–17.  
DOI: 10.1615/AtomizSpr.v20.i1.10
- Walton & Prewett 1949** Walton, W. H.; Prewett, W. C., 1949.  
The Production of Sprays and Mists of Uniform Drop Size by Means of Spinning Disc Type Sprayers.  
*Proceedings of the Physical Society. Section B* **62** (6), S. 341–350.  
DOI: 10.1088/0370-1301/62/6/301
- Weber 1931** Weber, C., 1931.  
Zum Zerfall eines Flüssigkeitsstrahles.  
*ZAMM - Zeitschrift für Angewandte Mathematik und Mechanik* **11** (2), S. 136–154.  
DOI: 10.1002/zamm.19310110207

- Weber 2004** Weber, K., 2004.  
Der wissenschaftstheoretische Status von Simulationen.  
In: Frank, U. (Hrsg.): *Wissenschaftstheorie in Ökonomie und Wirtschaftsinformatik*.  
Wiesbaden: Deutscher Universitätsverlag, S. 191–210.  
ISBN: 978-3-8244-0738-5
- Weich et al. 2020** Weich, D.; Tiedje, O.; Knee, P.; Mayer, B., 2020.  
Comparative study of an industrial rotary bell spray painting atomization process using laser diffraction and time-shift techniques.  
*Atomization and Sprays* **30** (11), S. 825–841.  
DOI: 10.1615/AtomizSpr.2020035254
- Wendt & Anderson 2009** Wendt, J. F.; Anderson, J. D., 2009.  
*Computational fluid dynamics: An introduction*. 3. Auflage.  
Berlin: Springer.  
ISBN: 978-3-540-85055-7
- Wilson et al. 2018** Wilson, J.; Grib, S.; Darwish Ahmad, A.; Renfro, M.; Adams, S.; Salaimeh, A., 2018.  
Study of Near-Cup Droplet Breakup of an Automotive Electrostatic Rotary Bell (ESRB) Atomizer Using High-Speed Shadowgraph Imaging.  
*Coatings* **8** (5).  
DOI: 10.3390/coatings8050174
- Wozniak 2003** Wozniak, G., 2003.  
*Zerstäubungstechnik: Prinzipien, Verfahren, Geräte*. Berlin: Springer.  
ISBN: 978-3-642-55835-1
- Wunsch 2022** Wunsch, M., 2022.  
*Material- und Prozesseinflüsse auf die Aufladbarkeit von Lacken bei der Hochrotationszerstäubung*.  
Esslingen, Hochschule, Bachelorarbeit
- Ye et al. 2003** Ye, Q.; Domnick, J.; Scheibe, A., 2003.  
Numerical simulation of spray painting in the automotive industry.  
In: *Proceedings of 1st European Automotive CFD Conference*.  
1st European Automotive CFD Conference.  
Bingen, Deutschland, 25.06.2003–26.06.2003, S. 195–207
- Ye et al. 2005** Ye, Q.; Domnick, J.; Scheibe, A.; Pulli, K., 2005.  
Numerical Simulation of Electrostatic Spray-painting Processes in the Automotive Industry.  
In: Krause, E.; Resch, M.; Jäger, W. (Hrsg.): *High Performance Computing in Science and Engineering ' 04*.  
Berlin: Springer, S. 261–275.  
ISBN: 978-3-540-26589-8

**Ye & Domnick 2017**

Ye, Q.; Domnick, J., 2017.  
Analysis of droplet impingement of different atomizers used in spray coating processes.  
*Journal of Coatings Technology and Research* **14** (2),  
S. 467–476.  
DOI: 10.1007/s11998-016-9867-4

**Zhang 2010**

Zhang, Z., 2010.  
*LDA application methods: Laser Doppler anemometry for fluid dynamics*. Berlin: Springer. Experimental Fluid Mechanics 1613-222X.  
ISBN: 978-3-642-13514-9

**Zhu et al. 2010**

Zhu, Y.; Zhao, D.-a.; Li, F.-z.; Kong, D.-y., 2010.  
Numerical simulation of the gas flow field of electrostatic rotary-bell spray system.  
In: *Proceedings of 3rd International Conference on Computer Science and Information Technology*.  
3rd IEEE International Conference on Computer Science and Information Technology.  
Chengdu, China, 09.07.2010–11.07.2010, S. 1–4.  
ISBN: 978-1-4244-5537-9

# Anhang A

## Abbildungen

### A.1 Spritzbilder

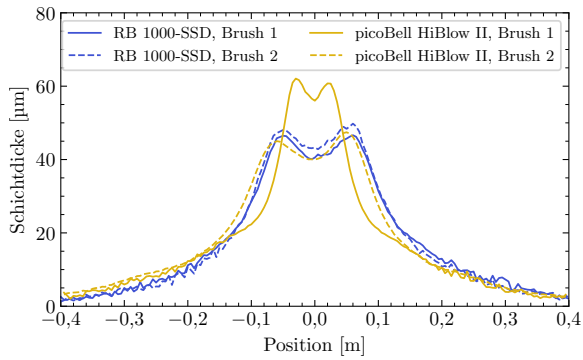


Abbildung A.1: Spritzbilder der verwendeten Hochrotationszerstäuber und Prozessparameter

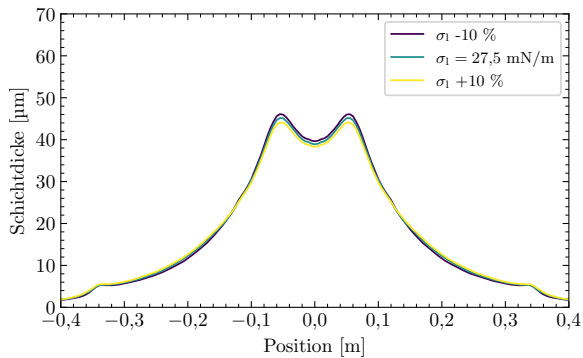


Abbildung A.2: Einfluss der Oberflächenspannung auf das simulierte Spritzbild.  
Zerstäuber: RB1000 SSD, Parameter: Brush 1

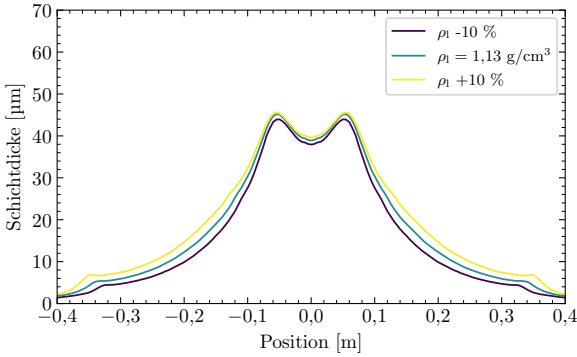


Abbildung A.3: Einfluss der Flüssiglackdichte auf das simulierte Spritzbild.  
Zerstäuber: RB1000 SSD, Parameter: Brush 1

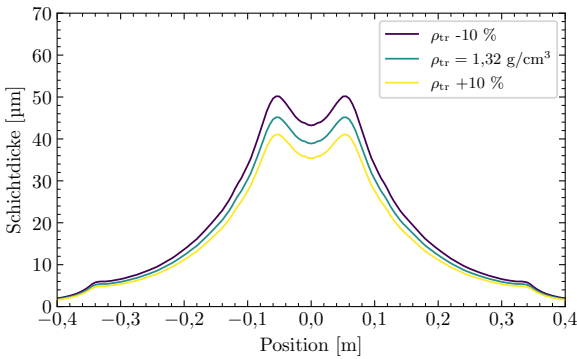


Abbildung A.4: Einfluss der Trockenlackdichte auf das simulierte Spritzbild.  
Zerstäuber: RB1000 SSD, Parameter: Brush 1

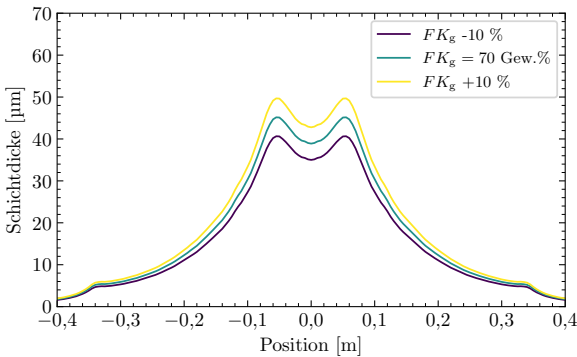


Abbildung A.5: Einfluss des gravimetrischen Festkörperanteils auf das simulierte Spritzbild.  
Zerstäuber: RB1000 SSD, Parameter: Brush 1

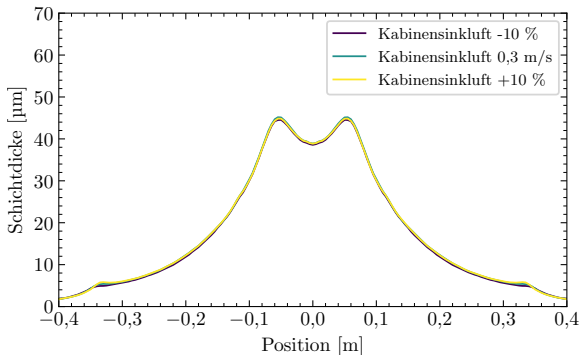


Abbildung A.6: Einfluss der Kabinensinkluft auf das simulierte Spritzbild.  
Zerstäuber: RB1000 SSD, Parameter: Brush 1

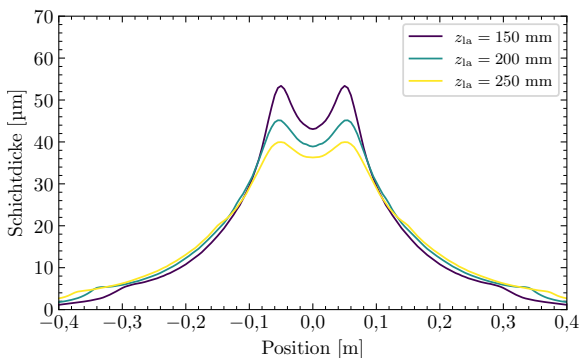


Abbildung A.7: Einfluss des Lackierabstands auf das simulierte Spritzbild.  
Zerstäuber: RB1000 SSD, Parameter: Brush 1

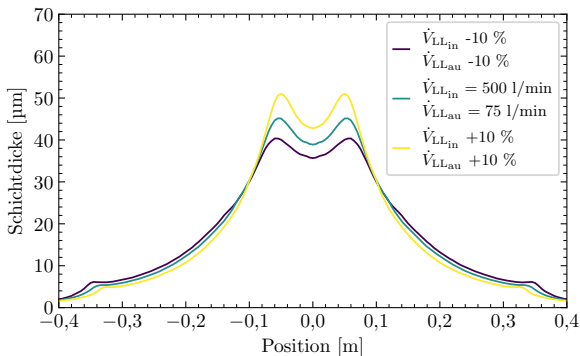


Abbildung A.8: Einfluss der Lenkluft auf das simulierte Spritzbild.  
Zerstäuber: RB1000 SSD, Parameter: Brush 1

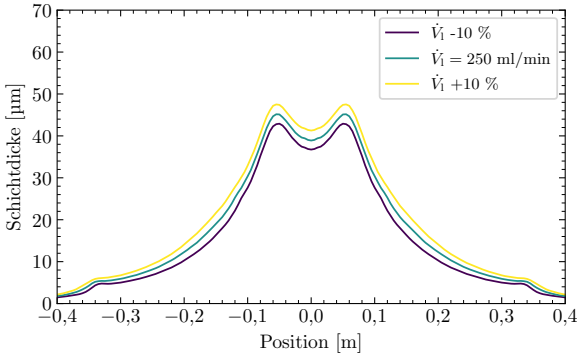


Abbildung A.9: Einfluss der Farbmenge auf das simulierte Spritzbild.  
Zerstäuber: RB1000 SSD, Parameter: Brush 1

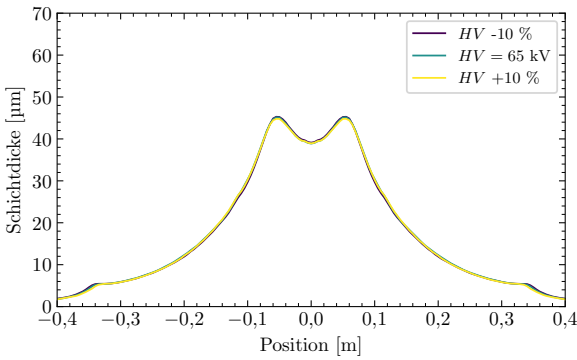


Abbildung A.10: Einfluss der Hochspannung auf das simulierte Spritzbild.  
Zerstäuber: RB1000 SSD, Parameter: Brush 1

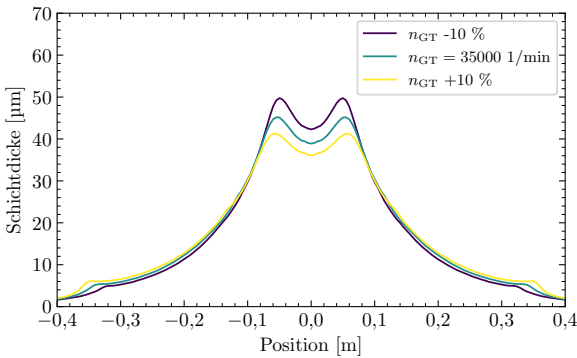


Abbildung A.11: Einfluss der Glockentellerdrehzahl auf das simulierte Spritzbild.  
Zerstäuber: RB1000 SSD, Parameter: Brush 1



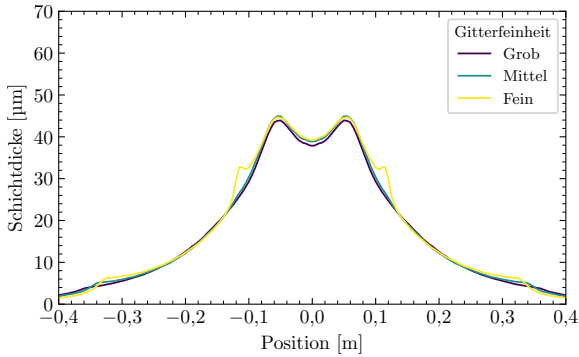


Abbildung A.12: Einfluss der Gitterfeinheit auf das simulierte Spritzbild.  
Zerstäuber: RB1000 SSD, Parameter: Brush 1

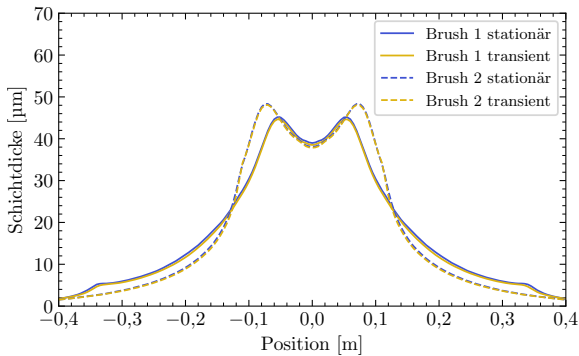


Abbildung A.13: Einfluss des Zeitmodus auf das simulierte Spritzbild.  
Zerstäuber: RB1000 SSD, Parameter: Brush 1

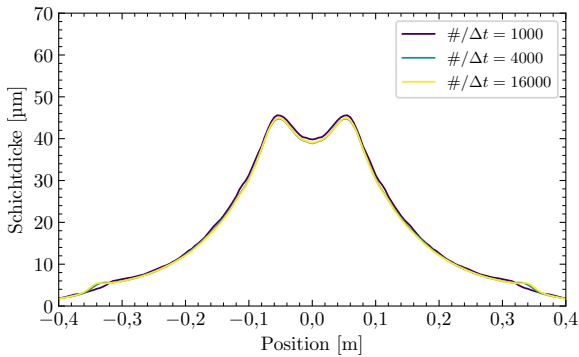


Abbildung A.14: Einfluss der Partikel-Parcel-Anzahl pro Zeitschritt auf das simulierte Spritzbild.  
Zerstäuber: RB1000 SSD, Parameter: Brush 1

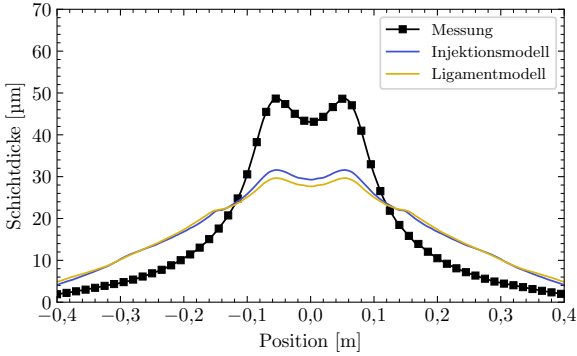


Abbildung A.15: Simulierte Spritzbilder vor der metamodelbasierten Mehrzielkalibrierung.  
Zerstäuber: RB1000 SSD, Parameter: Brush 1

## A.2 Lenkluftgeschwindigkeiten

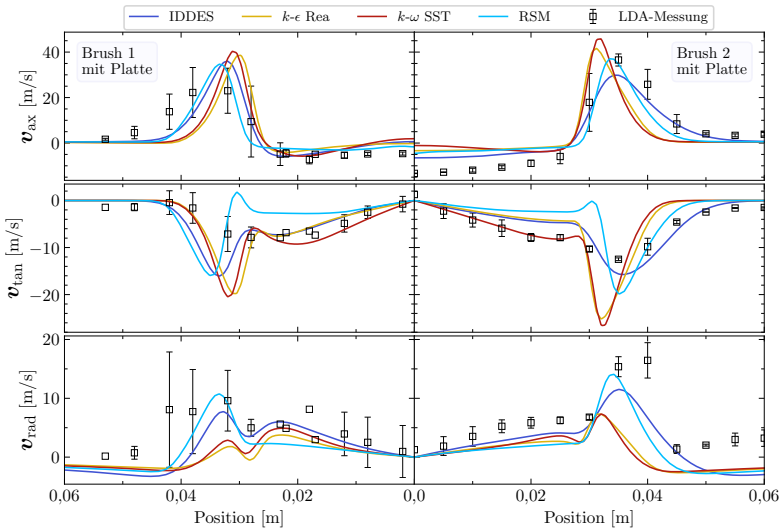


Abbildung A.16: Ergebnisse der Turbulenzmodellstudie mit Platte bei einem Abstand von 10 mm zur Glockentellerkante. Fehlerbalken der Messwerte zeigen die Standardabweichung der punktsymmetrischen Mittelung. Zerstäuber: picoBell HiBlow II

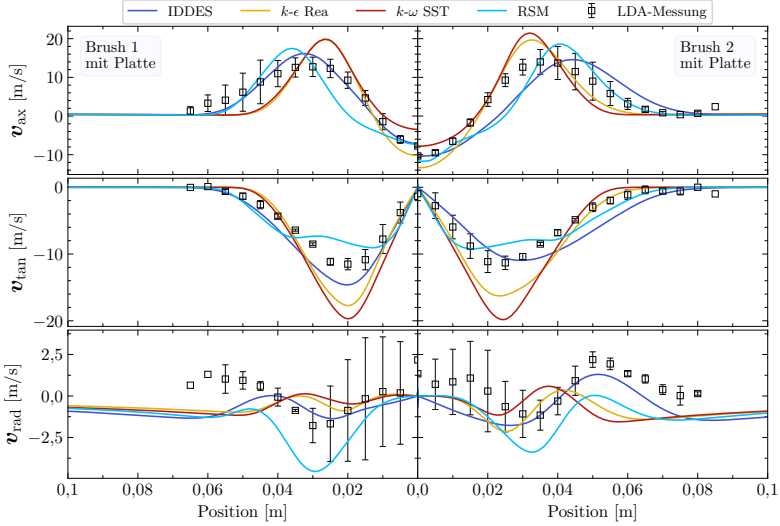


Abbildung A.17: Ergebnisse der Turbulenzmodellstudie mit Platte bei einem Abstand von 50 mm zur Glockentellerkante. Fehlerbalken der Messwerte zeigen die Standardabweichung der punktsymmetrischen Mittelung. Zerstäuber: picoBell HiBlow II

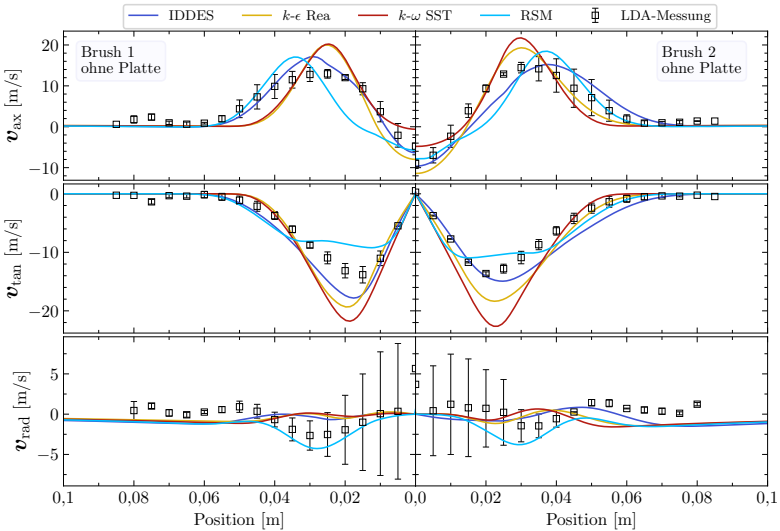


Abbildung A.18: Ergebnisse der Turbulenzmodellstudie des Freistrahls bei einem Abstand von 50 mm zur Glockentellerkante. Fehlerbalken der Messwerte zeigen die Standardabweichung der punktsymmetrischen Mittelung. Zerstäuber: picoBell HiBlow II

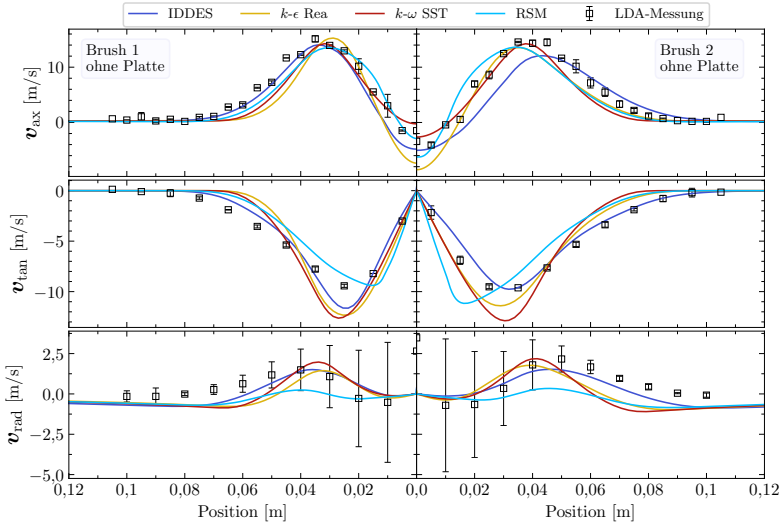


Abbildung A.19: Ergebnisse der Turbulenzmodellstudie des Freistrahls bei einem Abstand von 100 mm zur Glockentellerkante ohne Platte. Fehlerbalken der Messwerte zeigen die Standardabweichung der punktsymmetrischen Mittelung. Zerstäuber: picoBell HiBlow II

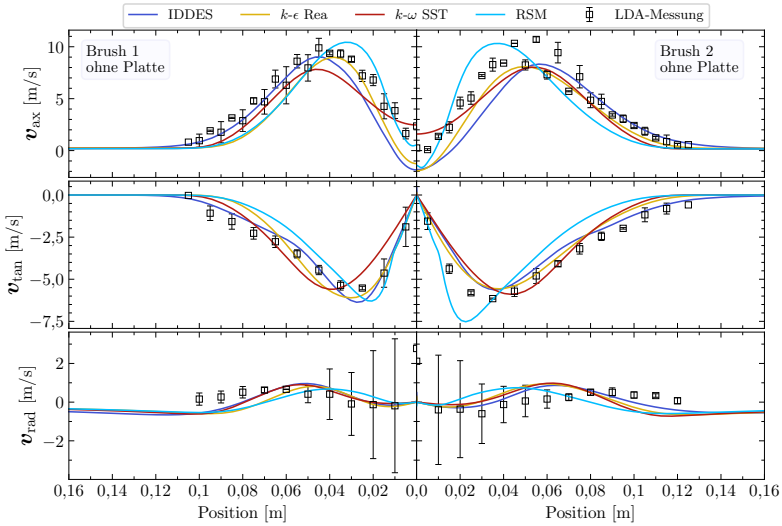


Abbildung A.20: Ergebnisse der Turbulenzmodellstudie des Freistrahls bei einem Abstand von 180 mm zur Glockentellerkante ohne Platte. Fehlerbalken der Messwerte zeigen die Standardabweichung der punktsymmetrischen Mittelung. Zerstäuber: picoBell HiBlow II

### A.3 Wechselwirkungsdiagramme

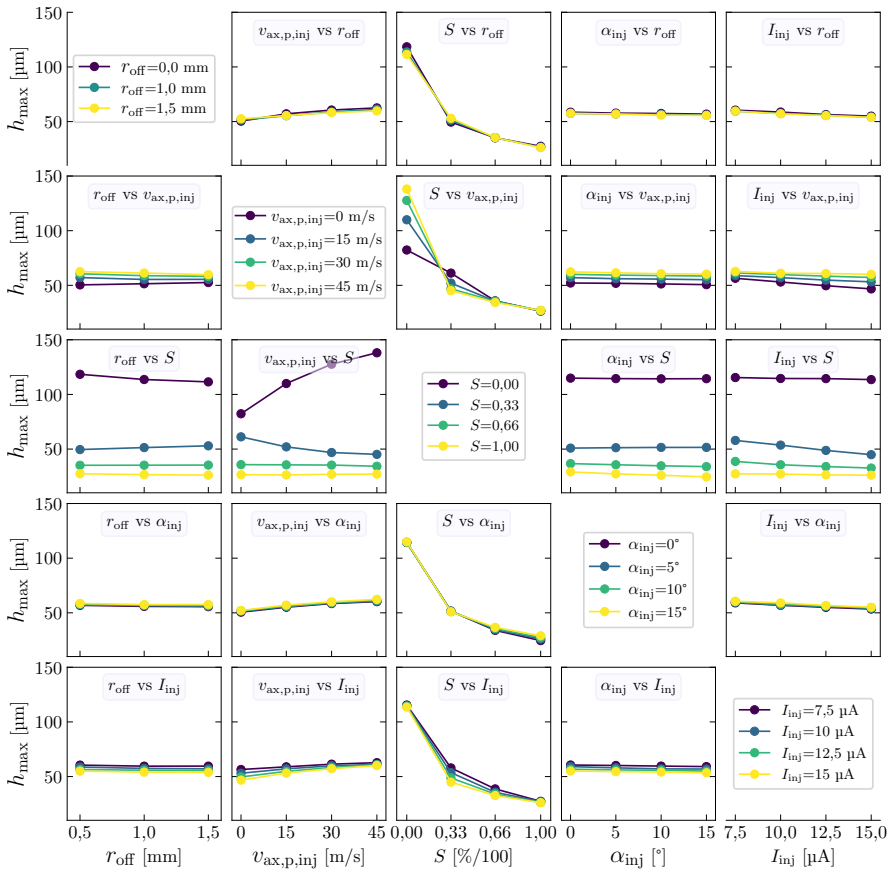


Abbildung A.21: Wechselwirkungsdiagramm zum Injektionsmodell: maximale Schichtdicke.  
Zerstuber: RB1000 SSD, Parameter: Brush 1

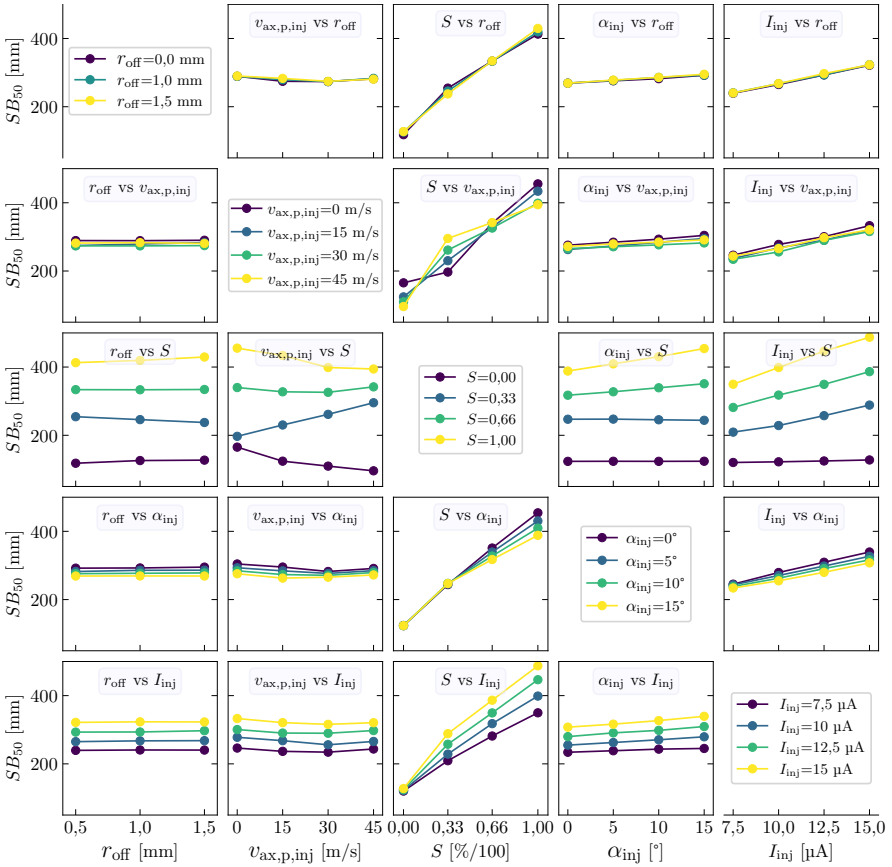


Abbildung A.22: Wechselwirkungsdiagramm zum Injektionsmodell: Spritzbildbreite  $SB_{50}$ .  
 Zerstäuber: RB1000 SSD, Parameter: Brush 1

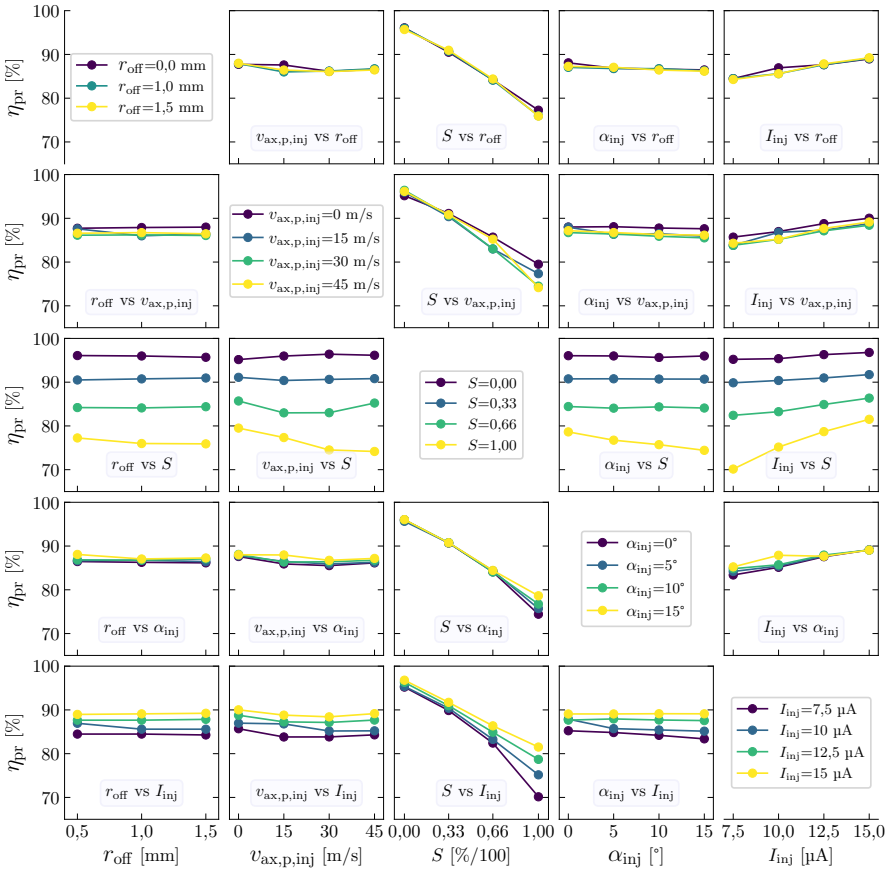


Abbildung A.23: Wechselwirkungsdiagramm zum Injektionsmodell: Auftragswirkungsgrad  $\eta_{pr}$ .  
Zerstauber: RB1000 SSD, Parameter: Brush 1

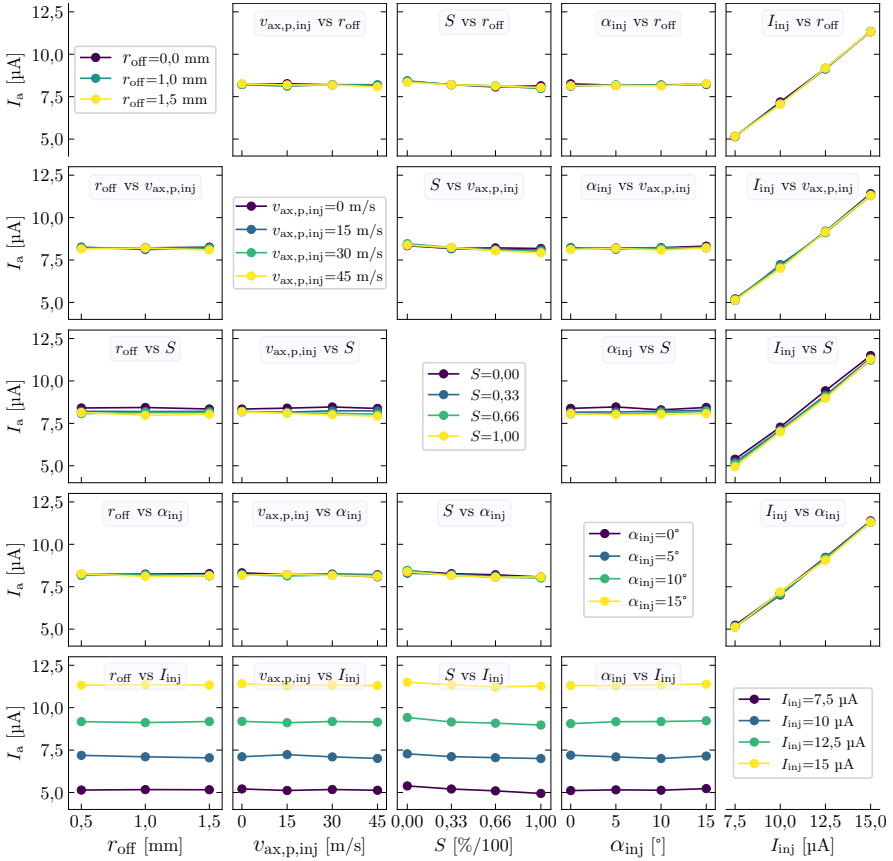


Abbildung A.24: Wechselwirkungsdiagramm zum Injektionsmodell: Ableitstrom  $I_a$ .  
 Zerstauer: RB1000 SSD, Parameter: Brush 1



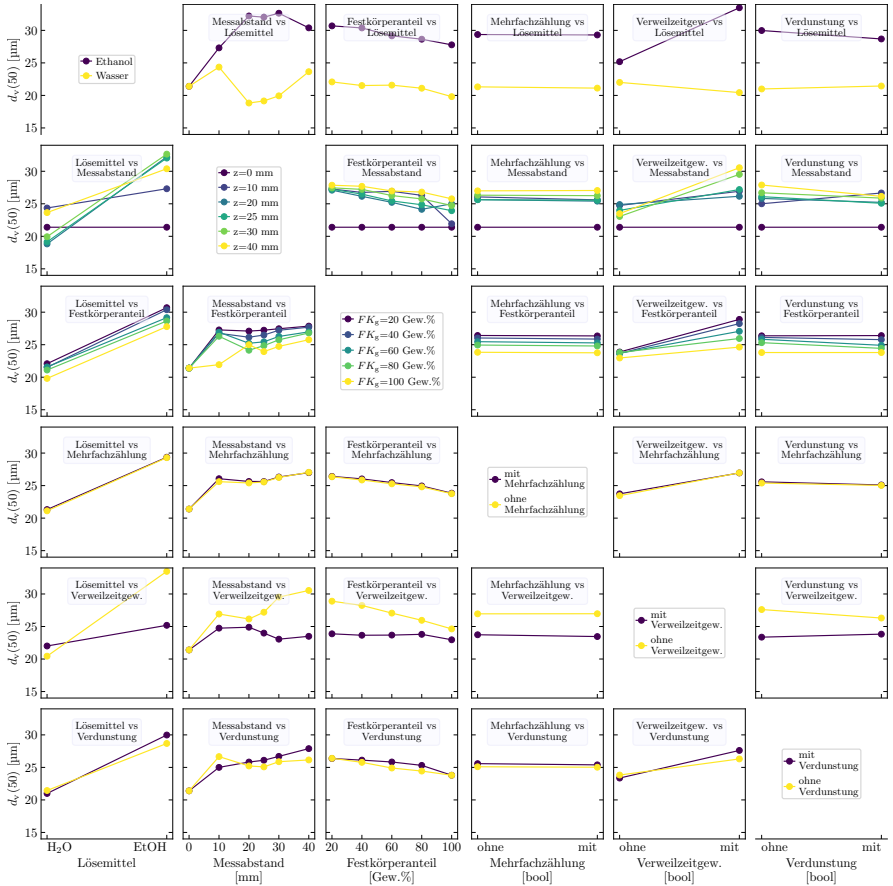


Abbildung A.25: Wechselwirkungsdiagramm zur Partikelgrößenmessung im 45°-Versuchsaufbau. Zerstäuber: RB1000 SSD, Parameter: Brush 1

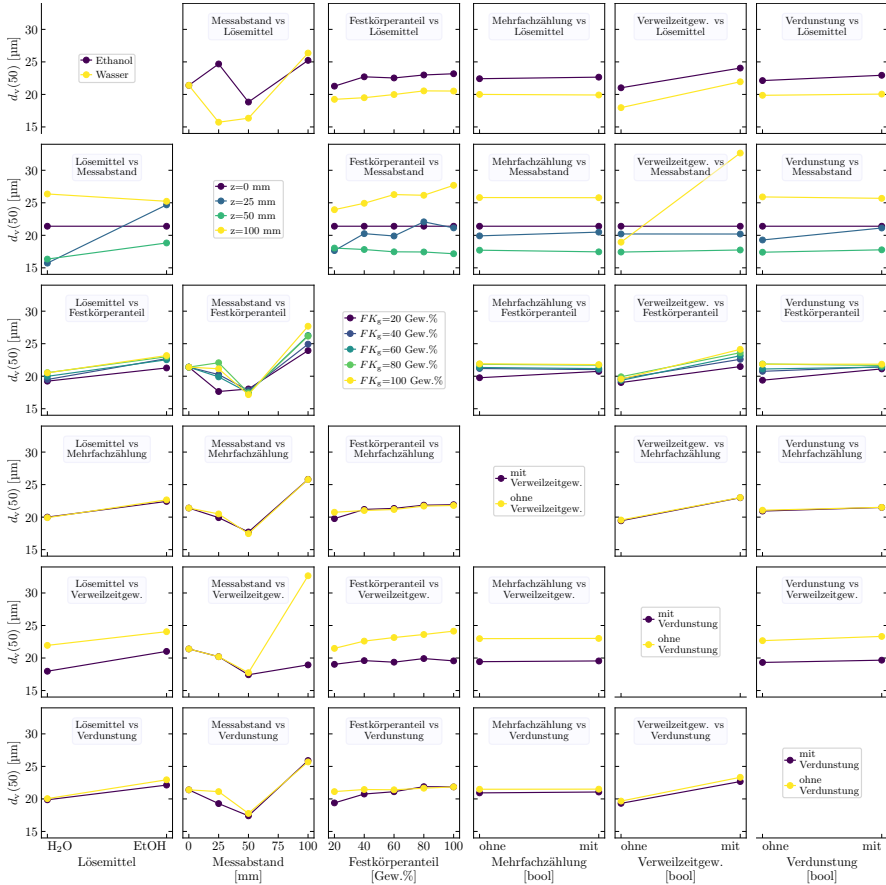


Abbildung A.26: Wechselwirkungsdiagramm zur Partikelgrößenmessung im 90°-Versuchsaufbau.

Zerstäuber: RB1000 SSD, Parameter: Brush 1

## A.4 Sonstige

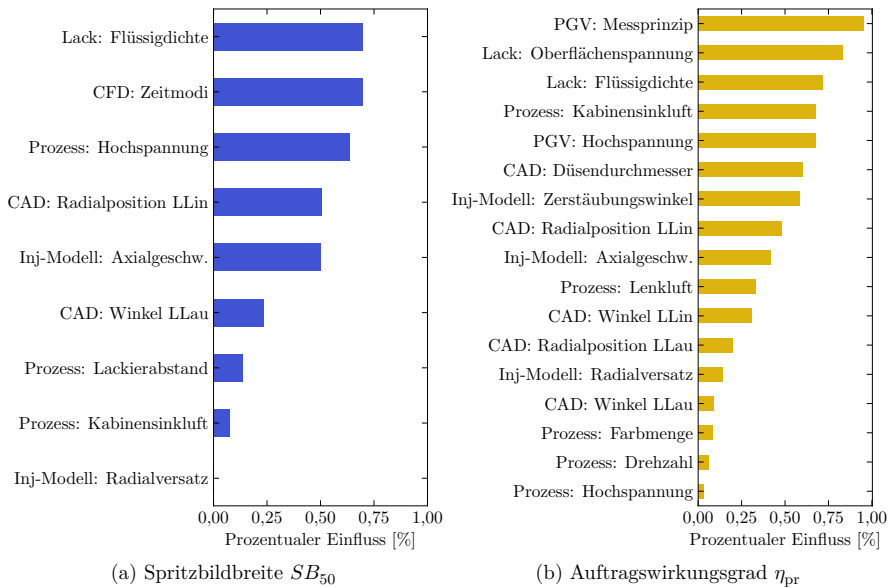


Abbildung A.27: Vergleich der relevanten Einflussfaktoren auf das Spritzbild

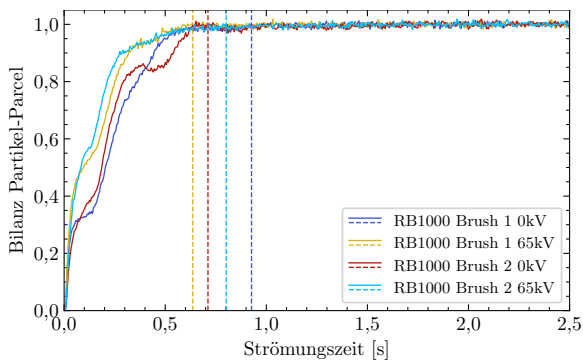


Abbildung A.28: Parcelbilanz über Strömungszeit zur Bestimmung des stationären Zustands. Es wurden pro Zeitschritt  $\Delta t=0,005$  s 25 600 Partikel-Parcels injiziert. Die vertikalen Linien zeigen den rechnerisch bestimmten Zeitpunkt (Standardabweichung 1 %) des Beginns des stationären Strömungszustands

# Anhang B

## Tabellen

### B.1 Partikelgrößenverteilungen

Tabelle B.1: Partikelgrößenverteilung: Mittelwert der experimentellen Datenbank

$d_{i,u}$ [ $\mu\text{m}$ ]	$d_{i,o}$ [ $\mu\text{m}$ ]	$q_3(d_i)$ [%]	$d_{i,u}$ [ $\mu\text{m}$ ]	$d_{i,o}$ [ $\mu\text{m}$ ]	$q_3(d_i)$ [%]
0,250	0,287	0,001	15,811	18,155	7,300
0,287	0,330	0,013	18,155	20,847	7,960
0,330	0,378	0,018	20,847	23,937	8,281
0,378	0,435	0,024	23,937	27,486	7,946
0,435	0,499	0,032	27,486	31,560	7,278
0,499	0,573	0,036	31,560	36,239	6,398
0,573	0,658	0,039	36,239	41,611	5,363
0,658	0,756	0,044	41,611	47,780	4,289
0,756	0,868	0,051	47,780	54,863	3,282
0,868	0,996	0,065	54,863	62,996	2,406
0,996	1,144	0,075	62,996	72,335	1,709
1,144	1,313	0,084	72,335	83,058	1,191
1,313	1,508	0,108	83,058	95,371	0,806
1,508	1,732	0,123	95,371	109,509	0,582
1,732	1,988	0,153	109,509	125,743	0,441
1,988	2,283	0,191	125,743	144,384	0,348
2,283	2,621	0,237	144,384	165,788	0,287
2,621	3,010	0,298	165,788	190,365	0,249
3,010	3,456	0,381	190,365	218,586	0,222
3,456	3,968	0,502	218,586	250,990	0,195
3,968	4,557	0,679	250,990	288,198	0,150
4,557	5,232	0,922	288,198	330,922	0,044
5,232	6,008	1,295	330,922	379,979	0,002
6,008	6,899	1,821	379,979	436,309	0,001
6,899	7,921	2,513	436,309	500,989	0,001
7,921	9,096	3,201	500,989	575,258	0,000
9,096	10,444	3,930	575,258	660,537	0,000
10,444	11,992	4,663	660,537	758,458	0,000
11,992	13,770	5,434	758,458	870,895	0,000
13,770	15,811	6,331	870,895	1000,000	0,000

Tabelle B.2: Partikelgrößenverteilung: Messung an der RB1000 SSD (Laserbeugungsspektroskopie)

$d_{i,u}$ [ $\mu\text{m}$ ]	$d_{i,o}$ [ $\mu\text{m}$ ]	$q_3(d_i)$ [%]	$d_{i,u}$ [ $\mu\text{m}$ ]	$d_{i,o}$ [ $\mu\text{m}$ ]	$q_3(d_i)$ [%]
0,250	0,287	0,00	15,811	18,155	8,09
0,287	0,330	0,00	18,155	20,847	10,74
0,330	0,378	0,00	20,847	23,937	12,55
0,378	0,435	0,00	23,937	27,486	12,74
0,435	0,499	0,00	27,486	31,560	11,33
0,499	0,573	0,00	31,560	36,239	8,89
0,573	0,658	0,01	36,239	41,611	6,15
0,658	0,756	0,03	41,611	47,780	3,74
0,756	0,868	0,04	47,780	54,863	2,09
0,868	0,996	0,05	54,863	62,996	1,12
0,996	1,144	0,05	62,996	72,335	0,61
1,144	1,313	0,06	72,335	83,058	0,37
1,313	1,508	0,07	83,058	95,371	0,24
1,508	1,732	0,09	95,371	109,509	0,17
1,732	1,988	0,11	109,509	125,743	0,13
1,988	2,283	0,13	125,743	144,384	0,10
2,283	2,621	0,15	144,384	165,788	0,09
2,621	3,010	0,19	165,788	190,365	0,08
3,010	3,456	0,23	190,365	218,586	0,08
3,456	3,968	0,28	218,586	250,990	0,08
3,968	4,557	0,36	250,990	288,198	0,09
4,557	5,232	0,45	288,198	330,922	0,09
5,232	6,008	0,58	330,922	379,979	0,10
6,008	6,899	0,76	379,979	436,309	0,12
6,899	7,921	1,01	436,309	500,989	0,14
7,921	9,096	1,36	500,989	575,258	0,13
9,096	10,444	1,88	575,258	660,537	0,07
10,444	11,992	2,64	660,537	758,458	0,00
11,992	13,770	3,79	758,458	870,895	0,00
13,770	15,811	5,51	870,895	1000,000	0,00

Tabelle B.3: Partikelgrößenverteilung; metamodellkalibriert unter Verwendung des Injektionsmodells

$d_{i,u}$ [ $\mu\text{m}$ ]	$d_{i,o}$ [ $\mu\text{m}$ ]	$q_3(d_i)$ [%]	$d_{i,u}$ [ $\mu\text{m}$ ]	$d_{i,o}$ [ $\mu\text{m}$ ]	$q_3(d_i)$ [%]
0,250	0,287	0,000	15,811	18,155	8,828
0,287	0,330	0,016	18,155	20,847	8,586
0,330	0,378	0,021	20,847	23,937	7,754
0,378	0,435	0,026	23,937	27,486	6,502
0,435	0,499	0,033	27,486	31,560	5,095
0,499	0,573	0,042	31,560	36,239	3,773
0,573	0,658	0,054	36,239	41,611	2,672
0,658	0,756	0,068	41,611	47,780	1,832
0,756	0,868	0,087	47,780	54,863	1,228
0,868	0,996	0,110	54,863	62,996	0,810
0,996	1,144	0,140	62,996	72,335	0,529
1,144	1,313	0,178	72,335	83,058	0,343
1,313	1,508	0,225	83,058	95,371	0,221
1,508	1,732	0,286	95,371	109,509	0,143
1,732	1,988	0,364	109,509	125,743	0,092
1,988	2,283	0,462	125,743	144,384	0,059
2,283	2,621	0,586	144,384	165,788	0,038
2,621	3,010	0,744	165,788	190,365	0,024
3,010	3,456	0,944	190,365	218,586	0,015
3,456	3,968	1,197	218,586	250,990	0,010
3,968	4,557	1,515	250,990	288,198	0,006
4,557	5,232	1,914	288,198	330,922	0,004
5,232	6,008	2,412	330,922	379,979	0,003
6,008	6,899	3,026	379,979	436,309	0,002
6,899	7,921	3,771	436,309	500,989	0,001
7,921	9,096	4,651	500,989	575,258	0,001
9,096	10,444	5,649	575,258	660,537	0,000
10,444	11,992	6,707	660,537	758,458	0,000
11,992	13,770	7,712	758,458	870,895	0,000
13,770	15,811	8,487	870,895	1000,000	0,000

Tabelle B.4: Partikelgrößenverteilung: metamodelkalibriert unter Verwendung des Ligamentmodells

$d_{i,u}$ [ $\mu\text{m}$ ]	$d_{i,o}$ [ $\mu\text{m}$ ]	$q_3(d_i)$ [%]	$d_{i,u}$ [ $\mu\text{m}$ ]	$d_{i,o}$ [ $\mu\text{m}$ ]	$q_3(d_i)$ [%]
0,250	0,287	0,000	15,811	18,155	8,830
0,287	0,330	0,016	18,155	20,847	8,568
0,330	0,378	0,021	20,847	23,937	7,719
0,378	0,435	0,026	23,937	27,486	6,458
0,435	0,499	0,034	27,486	31,560	5,051
0,499	0,573	0,043	31,560	36,239	3,734
0,573	0,658	0,054	36,239	41,611	2,642
0,658	0,756	0,069	41,611	47,780	1,810
0,756	0,868	0,087	47,780	54,863	1,212
0,868	0,996	0,111	54,863	62,996	0,799
0,996	1,144	0,141	62,996	72,335	0,522
1,144	1,313	0,179	72,335	83,058	0,338
1,313	1,508	0,227	83,058	95,371	0,218
1,508	1,732	0,289	95,371	109,509	0,141
1,732	1,988	0,366	109,509	125,743	0,090
1,988	2,283	0,465	125,743	144,384	0,058
2,283	2,621	0,591	144,384	165,788	0,037
2,621	3,010	0,750	165,788	190,365	0,024
3,010	3,456	0,951	190,365	218,586	0,015
3,456	3,968	1,206	218,586	250,990	0,010
3,968	4,557	1,526	250,990	288,198	0,006
4,557	5,232	1,928	288,198	330,922	0,004
5,232	6,008	2,430	330,922	379,979	0,003
6,008	6,899	3,048	379,979	436,309	0,002
6,899	7,921	3,797	436,309	500,989	0,001
7,921	9,096	4,681	500,989	575,258	0,001
9,096	10,444	5,682	575,258	660,537	0,000
10,444	11,992	6,741	660,537	758,458	0,000
11,992	13,770	7,741	758,458	870,895	0,000
13,770	15,811	8,505	870,895	1000,000	0,000

Tabelle B.5: Partikelgrößenverteilung: generiert mittels Algorithmus 4 mit  $d_v(50) = 15 \mu\text{m}$ 

$d_{i,u}$ [ $\mu\text{m}$ ]	$d_{i,o}$ [ $\mu\text{m}$ ]	$q_3(d_i)$ [%]	$d_{i,u}$ [ $\mu\text{m}$ ]	$d_{i,o}$ [ $\mu\text{m}$ ]	$q_3(d_i)$ [%]
0,250	0,287	0,000	15,811	18,155	8,829
0,287	0,330	0,017	18,155	20,847	8,454
0,330	0,378	0,022	20,847	23,937	7,513
0,378	0,435	0,028	23,937	27,486	6,205
0,435	0,499	0,035	27,486	31,560	4,799
0,499	0,573	0,045	31,560	36,239	3,516
0,573	0,658	0,056	36,239	41,611	2,471
0,658	0,756	0,072	41,611	47,780	1,685
0,756	0,868	0,091	47,780	54,863	1,125
0,868	0,996	0,116	54,863	62,996	0,740
0,996	1,144	0,147	62,996	72,335	0,482
1,144	1,313	0,187	72,335	83,058	0,312
1,313	1,508	0,237	83,058	95,371	0,202
1,508	1,732	0,301	95,371	109,509	0,130
1,732	1,988	0,383	109,509	125,743	0,083
1,988	2,283	0,486	125,743	144,384	0,053
2,283	2,621	0,617	144,384	165,788	0,034
2,621	3,010	0,783	165,788	190,365	0,022
3,010	3,456	0,993	190,365	218,586	0,014
3,456	3,968	1,259	218,586	250,990	0,009
3,968	4,557	1,593	250,990	288,198	0,006
4,557	5,232	2,012	288,198	330,922	0,004
5,232	6,008	2,533	330,922	379,979	0,002
6,008	6,899	3,174	379,979	436,309	0,002
6,899	7,921	3,948	436,309	500,989	0,001
7,921	9,096	4,856	500,989	575,258	0,001
9,096	10,444	5,873	575,258	660,537	0,000
10,444	11,992	6,932	660,537	758,458	0,000
11,992	13,770	7,904	758,458	870,895	0,000
13,770	15,811	8,603	870,895	1000,000	0,000



Tabelle B.6: Partikelgrößenverteilung: generiert mittels Algorithmus 4 mit  $d_v(50) = 25 \mu\text{m}$ 

$d_{i,u}$ [ $\mu\text{m}$ ]	$d_{i,o}$ [ $\mu\text{m}$ ]	$q_3(d_i)$ [%]	$d_{i,u}$ [ $\mu\text{m}$ ]	$d_{i,o}$ [ $\mu\text{m}$ ]	$q_3(d_i)$ [%]
0,250	0,287	0,000	15,811	18,155	6,193
0,287	0,330	0,007	18,155	20,847	7,242
0,330	0,378	0,009	20,847	23,937	8,153
0,378	0,435	0,011	23,937	27,486	8,727
0,435	0,499	0,014	27,486	31,560	8,777
0,499	0,573	0,018	31,560	36,239	8,218
0,573	0,658	0,023	36,239	41,611	7,139
0,658	0,756	0,030	41,611	47,780	5,773
0,756	0,868	0,038	47,780	54,863	4,386
0,868	0,996	0,048	54,863	62,996	3,169
0,996	1,144	0,061	62,996	72,335	2,204
1,144	1,313	0,077	72,335	83,058	1,492
1,313	1,508	0,098	83,058	95,371	0,991
1,508	1,732	0,125	95,371	109,509	0,650
1,732	1,988	0,158	109,509	125,743	0,423
1,988	2,283	0,201	125,743	144,384	0,273
2,283	2,621	0,255	144,384	165,788	0,176
2,621	3,010	0,324	165,788	190,365	0,113
3,010	3,456	0,412	190,365	218,586	0,073
3,456	3,968	0,523	218,586	250,990	0,047
3,968	4,557	0,663	250,990	288,198	0,030
4,557	5,232	0,842	288,198	330,922	0,019
5,232	6,008	1,067	330,922	379,979	0,012
6,008	6,899	1,352	379,979	436,309	0,008
6,899	7,921	1,710	436,309	500,989	0,005
7,921	9,096	2,158	500,989	575,258	0,003
9,096	10,444	2,714	575,258	660,537	0,002
10,444	11,992	3,394	660,537	758,458	0,001
11,992	13,770	4,210	758,458	870,895	0,001
13,770	15,811	5,154	870,895	1000,000	0,001

Tabelle B.7: Partikelgrößenverteilung: generiert mittels Algorithmus 4 mit  $d_v(50) = 35 \mu\text{m}$ 

$d_{i,u}$ [ $\mu\text{m}$ ]	$d_{i,o}$ [ $\mu\text{m}$ ]	$q_3(d_i)$ [%]	$d_{i,u}$ [ $\mu\text{m}$ ]	$d_{i,o}$ [ $\mu\text{m}$ ]	$q_3(d_i)$ [%]
0,250	0,287	0,000	15,811	18,155	3,838
0,287	0,330	0,004	18,155	20,847	4,729
0,330	0,378	0,005	20,847	23,937	5,734
0,378	0,435	0,006	23,937	27,486	6,793
0,435	0,499	0,008	27,486	31,560	7,785
0,499	0,573	0,010	31,560	36,239	8,532
0,573	0,658	0,013	36,239	41,611	8,828
0,658	0,756	0,017	41,611	47,780	8,534
0,756	0,868	0,021	47,780	54,863	7,659
0,868	0,996	0,027	54,863	62,996	6,384
0,996	1,144	0,034	62,996	72,335	4,976
1,144	1,313	0,043	72,335	83,058	3,669
1,313	1,508	0,055	83,058	95,371	2,591
1,508	1,732	0,070	95,371	109,509	1,772
1,732	1,988	0,088	109,509	125,743	1,186
1,988	2,283	0,112	125,743	144,384	0,781
2,283	2,621	0,143	144,384	165,788	0,510
2,621	3,010	0,181	165,788	190,365	0,330
3,010	3,456	0,230	190,365	218,586	0,213
3,456	3,968	0,292	218,586	250,990	0,137
3,968	4,557	0,371	250,990	288,198	0,088
4,557	5,232	0,471	288,198	330,922	0,057
5,232	6,008	0,598	330,922	379,979	0,036
6,008	6,899	0,759	379,979	436,309	0,023
6,899	7,921	0,963	436,309	500,989	0,015
7,921	9,096	1,220	500,989	575,258	0,010
9,096	10,444	1,544	575,258	660,537	0,006
10,444	11,992	1,951	660,537	758,458	0,004
11,992	13,770	2,458	758,458	870,895	0,003
13,770	15,811	3,082	870,895	1000,000	0,002

## B.2 Simulationseinstellungen

Tabelle B.8: Standardparameter initialer Partikelbedingungen

Faktor	Wert
Partikelposition	
Axialposition $z_{\text{off}}$	0,0 mm
Radialposition $r_{\text{off}}$	0,5 mm
Partikelgeschwindigkeit	
Axialgeschwindigkeit $\mathbf{v}_{\text{ax,p,inj}}$	10 m/s
Schlupffaktor $S$	0,5
Zerstäubungswinkel $\alpha_{\text{inj}}$	nach geometrischem Modell
Partikelgrößenverteilung	experimentell bestimmt, Werte siehe Tabelle B.2
Partikelladung	
Modell	Rayleigh-Limit-Modell
Ladungskoeffizient $C_q$	1,5 %

## B.3 Sonstige

Tabelle B.9: Vergleich der Turbulenzmodelle mittels wMAPE. Die Werte wurden für eine übersichtlichere Darstellung ganzzahlig gerundet. Zerstäuber: picoBell HiBlow II, Parameter: Brush 1, Simulation mit Platte

	wMAPE $\mathbf{v}_{\text{ax}}$ [%]				wMAPE $\mathbf{v}_{\text{rad}}$ [%]				wMAPE $\mathbf{v}_{\text{tan}}$ [%]			
	IDDES	$k$ - $\epsilon$ Rea	$k$ - $\omega$ SST	RSM	IDDES	$k$ - $\epsilon$ Rea	$k$ - $\omega$ SST	RSM	IDDES	$k$ - $\epsilon$ Rea	$k$ - $\omega$ SST	RSM
Brush 1												
$z=2$ mm	36	39	40	31	53	80	65	45	230	232	218	202
$z=10$ mm	49	73	65	53	62	84	74	68	42	41	52	77
$z=50$ mm	21	52	53	45	114	123	137	206	31	40	53	29
$z=100$ mm	14	44	26	42	38	76	60	94	12	55	48	52
$z=180$ mm	26	45	30	55	14	23	14	25	16	44	26	43
Brush 2												
$z=2$ mm	23	36	42	26	27	70	61	42	79	142	147	115
$z=10$ mm	35	70	70	50	59	88	89	74	38	57	39	63
$z=50$ mm	45	36	39	40	121	166	175	181	34	42	57	28
$z=100$ mm	37	41	29	44	36	68	61	96	17	44	52	57
$z=180$ mm	37	37	32	58	19	16	13	30	28	41	31	52

# Anhang C

## Simulationsabläufe

---

### Simulationsablauf 1: Stationäre Simulation der kontinuierlichen Phase

---

**Input:** Randbedingungen für Strömung und elektrostatisches Feld/Löseereinstellungen

**Result:** Strömungsfeld der Lenkluft sowie elektrostatisches Feld

```
begin
  setze Pseudo-Timestep=2;           // grobe Berechnung bis Strömungsfeld
  Initialisierung;
  for 10000 Iterationen do
    löse Differentialgleichungen der Modelle;
    if Residuen <  $1 \cdot 10^{-3}$  then
      stoppe Iteration;
    end
  end
  Setze Pseudo-Timestep=0,5;         // feinere Berechnung des Strömungsfelds
  for 5000 Iterationen do
    löse Differentialgleichungen der Modelle;
    if Residuen konstantes Niveau then
      stop;           // optional, falls mit grafischer Oberfläche gearbeitet wird
    end
  end
  end
  Speichern und Export;
end
```

---

### Simulationsablauf 2: Transiente Simulation der kontinuierlichen Phase

---

**Input:** Randbedingungen/Löseereinstellungen

**Data:** Daten der stationären Simulation aus Simulationsablauf 1

**Result:** Mittelwert und RMSE des Strömungsfelds der Lenkluft sowie des elektr. Felds

```
begin
  setze  $\Delta t=1 \cdot 10^{-5}$  s;           // sehr kleiner Zeitschritt um CFL<10 zu erfüllen
  Initialisierung;
  for 25000 Zeitschritte do
    löse Differentialgleichungen der Modelle;
  end
  aktiviere statistische Mittelung;
  for 50000 Zeitschritte do
    löse Differentialgleichungen der Modelle;
    berechne Mittelwert und RMSE der kontinuierlichen Phase;
  end
  end
  Speichern und Export;
end
```

---

---

**Simulationsablauf 3: Simulation eines Spritzbildes**

---

**Input:** Randbedingungen/Lösereinstellungen

**Data:** Daten der stationären Simulation aus Simulationsablauf 1

**Result:** Mittelwert und RMSE des Strömungsfelds der Lenkluft sowie des elektr. Felds unter Wechselwirkung mit Partikeln; Deponierte Partikel auf dem Lackierobjekt

**begin**

setze Partikelzeitschritt  $\Delta t_p = 5 \cdot 10^{-3}$  s;

Initialisierung;

**for** 200 Zeitschritte **do**

  Partikelinjektion;

  Berechnung der Partikelflugbahnen;

**for** 10 Iterationen **do**

    iteriere kontinuierliche Phase und elektrostatisches Feld;

**end**

**end**

aktiviere Partikelmessung;           // Die Aufzeichnung des Spritzbilds beginnt ab 1 s  
  Strömungszeit entsprechend der Auswertung in Abbildung A.28

**for** 200 Zeitschritte **do**

  Partikelinjektion

  Berechnung der Partikelflugbahnen;

**for** 10 Iterationen **do**

    iteriere kontinuierliche Phase und elektrostatisches Feld;

**end**

**end**

Speichern und Export;

**end**

---

---

**Simulationsablauf 4:** Simulation zur Messung der Partikelgrößenverteilung

---

**Input:** Randbedingungen/Löseereinstellungen

**Data:** Daten der stationären Strömungssimulation aus Simulationsablauf 1

**Result:** Mittelwert und RMSE des Strömungsfelds der Lenkluft sowie des elektrostatischen Felds unter Wechselwirkung mit Partikeln; Partikelinformationen auf den Grenzflächen des Messvolumens

```
begin
  setze Partikelzeitschritt  $\Delta t_p = 5 \cdot 10^{-3}$  s
  Initialisierung;
  for 200 Zeitschritte do
    Partikelinjektion;
    Berechnung der Partikelflugbahnen;
    for 10 Iterationen do
      | iteriere kontinuierliche Phase und elektrostatisches Feld;
    end
  end
  end
  aktiviere Partikelmessung;
  for 200 Zeitschritte do
    Partikelinjektion;
    Berechnung der Partikelflugbahnen;
    for 10 Iterationen do
      | iteriere kontinuierliche Phase und elektrostatisches Feld;
    end
  end
  end
  Speichern und Export;
end
```

---



