

**Validierungsexperiment für Modelle
zur Vorhersage von Tropfenbewegungen
bei der Nassverdichtung**

Von der Fakultät für Ingenieurwissenschaften,
Abteilung Maschinenbau und Verfahrenstechnik der
Universität Duisburg-Essen

zur Erlangung des akademischen Grades

eines

Doktors der Ingenieurwissenschaften

Dr.-Ing.

genehmigte Dissertation

von

Dipl.-Ing. Tobias Dörr

aus

Mainz

Erstgutachter: Univ.-Prof. Dr.-Ing. Dieter Brillert
Zweitgutachter: Univ.-Prof. Dr.-Ing. Jens Friedrichs
Tag der mündlichen Prüfung: 27.03.2024

DuEPublico

Duisburg-Essen Publications online

UNIVERSITÄT
DUISBURG
ESSEN

Offen im Denken

ub | universitäts
bibliothek

Diese Dissertation wird via DuEPublico, dem Dokumenten- und Publikationsserver der Universität Duisburg-Essen, zur Verfügung gestellt und liegt auch als Print-Version vor.

DOI: 10.17185/duepublico/82329

URN: urn:nbn:de:hbz:465-20240927-144453-0

Alle Rechte vorbehalten.

Danksagung

Die vorliegende Arbeit ist im Rahmen meiner Zeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Lehrstuhl für Strömungsmaschinen der Universität Duisburg-Essen entstanden.

Zunächst bedanke ich mich bei Herrn Prof. Dr.-Ing. Dieter Brillert, der mir als Doktorvater die Möglichkeit gab, dieses spannende Thema auszuarbeiten und durch den regen Austausch hilfreiche Denkanstöße gab. Weiterhin möchte ich mich bei Prof. Dr.-Ing. Jens Friedrichs der technischen Universität Braunschweig für die Übernahme des Zweitgutachtens sowie seine interessanten Anmerkungen bedanken.

Mein weiterer Dank geht an die Projektpartner der Siemens Energy und des deutschen Wirtschaftsministeriums für die Ermöglichung der wissenschaftlichen Projekte im Bereich der Wassereinspritzung in Verdichtern. Durch den regen Austausch ergaben sich stets sehr interessante Fragestellungen und Anregungen, die zum Gelingen der Arbeit beitrugen.

Besonders möchte ich auch den Kollegen der mechanischen Werkstätten und dem Labor des Lehrstuhls für Strömungsmaschinen für ihre große Unterstützung bei der Fertigung und dem Aufbau der Experimente bedanken. Außerdem bedanke ich mich bei den Kollegen am Lehrstuhl für die gegenseitige Unterstützung, den wissenschaftlichen Austausch und die Erlebnisse über die Arbeit hinaus.

Ein ganz großer Dank geht an meine Familie, die immer für mich da war und mir die Kraft gab, die herausfordernden Momente zu meistern.

Mein größter Dank gilt meiner Partnerin Maria, die mich während der Zeit am Lehrstuhl und der Anfertigung meiner Dissertation unermüdlich unterstützte und mir zu jeder Zeit das Vertrauen in meine Fähigkeiten gab. Grazie Mille per tutto!

Kurzfassung

In Deutschland und weltweit gewinnt der Anteil regenerativer Energien am Strommix zunehmend an Bedeutung. Dies macht Konzepte erforderlich, die deren schwankende Verfügbarkeit ausgleichen können. Hierfür sind stationäre Gasturbinen aufgrund ihrer Fähigkeit, in wenigen Minuten Nennleistung zu liefern, ein geeignetes Mittel. Zudem können sie mit der Technologie der Nassverdichtung, engl. Wet Compression, ausgerüstet werden, um in wenigen Sekunden die Ausgangsleistung um circa 10 % zu erhöhen. Hierbei wird Wasser in feinen Tropfen vor oder zwischen den Verdichterstufen eingespritzt, das durch Verdunstung die Prozessluft kühlt und eine isotherme Verdichtung annähert. Um das volle Potenzial der Wassereinspritzung ausschöpfen zu können, müssen in der Auslegungsphase die optimalen Einspritzparameter bestimmt werden. Zum Beispiel müssen Tropfenablagerungen auf Schaufeln reduziert werden, da sich diese aerodynamisch und mechanisch nachteilig auf den Prozess auswirken. Zudem erhöhen große Tropfen durch das Aufschlagen auf den Schaufeln das Risiko der Schaufelerosion und des Flammenabbrisses in der Brennkammer.

In dieser Arbeit wird die Methode *CODICS* entwickelt, mit der die Tropfenbewegung in rotierenden Strömungen, insbesondere von Axialverdichtern, vorhergesagt werden kann. Die Methode basiert mathematisch auf der lagrange'schen Partikelbewegung in einer Trägerphase. Als Grundlage werden hierfür CFD-Berechnungen der trockenen Strömung herangezogen. Zudem wird die Tropfenablagerung auf den Schaufeln und deren Wiedereintritt durch ablösende Filme berücksichtigt. Um die Tropfen unmittelbar nach der Einspritzung und beim Wiedereintritt zu initialisieren, werden in den Axialspalten eines vierstufigen Axialverdichters Lasermessungen durchgeführt. Mit diesen und Messungen der Stufenparameter wird *CODICS* experimentell validiert. Mit der entwickelten Methode lassen sich Zonen erhöhten Erosionsrisikos identifizieren, die in der Auslegung durch gezielte Maßnahmen geschützt werden können. Bei Anwendung auf mehrere Stufen können zudem Verdunstungsmodelle implementiert werden, mit denen sich die Leistungsausbeute der Wet Compression maximieren lässt.

Die Analyse zeigt, dass für die erzeugten Sprays bis zu 70 % der Tropfen auf den Schaufeln ablagern. Sekundärtropfen, die durch ablösende Filme entstehen, zeigen im Vergleich zur Luft geringe Geschwindigkeiten auf. Größere Tropfen mit Durchmessern von 20 bis 40 μm lagern in der nächsten Schaufelreihe erneut ab. Kleine Primär- und Sekundärtropfen $<15 \mu\text{m}$ hingegen können der Luft gut folgen. Weiterhin zeigt sich eine Erhöhung des Antriebsmoments aufgrund höherer mechanischer Verluste und eine Reduzierung der Stufendruckverhältnisse aufgrund von Impulsverlusten.

Abstract

In Germany and worldwide, the share of renewable energies in the electricity mix is growing steadily. This requires concepts that can compensate for their fluctuating availability. Stationary gas turbines are a suitable means as they can be started up in just a few minutes. They can also be equipped with the Wet Compression technology to increase the output power by around 10 % within seconds. Here, water is injected in the form of fine droplets before or between the compressor stages, which subsequently cools the air through evaporation which approaches an isothermal compression. In order to utilise the full potential of water injection, the optimum injection parameters must be determined during the design phase. For example, droplet deposits on blades must be reduced, as this has an aerodynamically and mechanically detrimental effect on the process. In addition, large droplets lead to higher risk of blade erosion by hitting the blades and of flameout in the combustion chamber.

In this work, the method *CODICS* is developed, with which the droplet motion in rotating flows, in particular of axial compressors, can be predicted. The method is mathematically based on the Lagrangian particle motion in carrier gases. As a basis CFD calculations of the dry flow are used for this purpose. In addition, droplet deposition on the blades and their re-entry through detaching films are taken into account. In order to initialise the droplets immediately after injection and during re-entry, laser measurements are carried out in the axial gaps of a four-stage axial compressor. These and measurements of the stage parameters are used to experimentally validate *CODICS*. The developed method can be used to identify zones of increased erosion risk, which can be protected by targeted measures in the design. When applied to several stages, evaporation models can also be implemented to maximise the performance yield of wet compression.

The analysis shows that up to 70 % of the droplets are deposited on the blades for the sprays produced. Secondary droplets, which are formed by detaching films, show low velocities compared to air. Larger droplets with diameters of 20 to 40 μm redeposit in the next blade row. Small primary and secondary droplets $<15 \mu\text{m}$, on the other hand, can follow the air well. Furthermore, there is an increase in the drive torque due to higher mechanical losses and a reduction in the stage pressure ratios due to momentum losses.

Inhaltsverzeichnis

| | |
|---|-------------|
| Kurzfassung | iii |
| Abstract | v |
| Abbildungsverzeichnis | ix |
| Tabellenverzeichnis | xiii |
| Erklärung Eigenzitate | xv |
| Formelzeichen und Indizes | xvii |
| 1 Einleitung | 1 |
| 1.1 Motivation | 1 |
| 1.2 Ziel der Arbeit | 3 |
| 2 Stand des Wissens | 5 |
| 2.1 Leistungssteigerung von Gasturbinen durch Wassereinspritzung . . . | 6 |
| 2.2 Weitere Einsatzbereiche tropfenbeladener Strömungen | 14 |
| 2.3 Untersuchungen zu Tropfen- und Filmbewegungen | 16 |
| 2.4 Risiken durch Tropfen in der Gasströmung | 18 |
| 3 Grundlagen | 21 |
| 3.1 Strömungsgrößen in einem Schaufelgitter | 21 |
| 3.2 Kräftebilanz an einem überströmten Tropfen | 22 |
| 3.3 Charakteristische Mehrphasenparameter | 29 |
| 3.4 Tropfenverteilungen | 33 |
| 3.5 Tropfenverformung | 34 |
| 3.6 Tropfenzerfall | 35 |
| 3.7 Schwarmeffekte | 37 |
| 4 Experimentelle Methoden | 39 |
| 4.1 Prüfstands Aufbau <i>eco.MAC</i> | 39 |
| 4.2 Versuchsdurchführung | 42 |
| 4.3 Globale Messgrößen | 43 |
| 4.4 Optische Messverfahren | 48 |
| 5 Modell der Tropfenbewegung | 63 |
| 5.1 Berechnung der dreidimensionalen trockenen Verdichterströmung . . . | 63 |

| | | |
|----------|--|------------|
| 5.2 | Berechnung der Tropfenbewegung in einem Trägergas | 64 |
| 5.3 | Modellannahmen | 70 |
| 5.4 | Zusammenfassung zum Modell | 71 |
| 5.5 | Überprüfung der Trajektorienauflösung | 73 |
| 5.6 | Stufenkennwerte mit Hilfe der Impulsbilanz | 74 |
| 6 | Validierung des Modells | 79 |
| 6.1 | Experimentelle Unterscheidung von Primär- und Sekundärtropfen . . | 80 |
| 6.2 | Vergleich der Tropfengeschwindigkeiten | 83 |
| 6.3 | Vergleich der Tropfenverteilung zwischen Modell und Experiment . . | 86 |
| 6.4 | Änderung der Geschwindigkeit für verschiedene Tropfendurchmesser . | 88 |
| 6.5 | Einfluss der Tropfen auf das Stufendruckverhältnis | 90 |
| 6.6 | Zwischenfazit | 92 |
| 7 | Analyse der Tropfenbewegung in der Stufe | 93 |
| 7.1 | Trajektorien | 93 |
| 7.2 | Geschwindigkeitsentwicklung | 95 |
| 7.3 | Ablagerungsraten | 97 |
| 7.4 | Einfluss der Tropfen auf die Stufenleistung | 100 |
| 8 | Zusammenfassung | 101 |
| 8.1 | Schlussfolgerungen | 101 |
| 8.2 | Ausblick | 103 |
| | Literatur | 105 |

Abbildungsverzeichnis

| | | |
|------|---|----|
| 1.1 | Öffentliche Nettostromerzeugung in Deutschland - Ausschnitt aus Kalenderwoche 18 in 2018 - Quelle: [2] | 1 |
| 2.1 | Anwendungsgebiete tropfenbeladener Strömungen in Turbomaschinen | 5 |
| 2.2 | Vergleich von Joule- und Ericson-Prozess | 6 |
| 2.3 | Einfacher offener Joule-Prozess mit Wet Compression (White und Meacock [10]) | 7 |
| 2.4 | Ideale Wet Compression im thermischen Gleichgewicht (White und Meacock [10]) | 9 |
| 2.5 | Kontinuierliche Kühlung durch Interstage Injection nach Doerr et al. [32] | 11 |
| 2.6 | Leistungssteigerung am Beispiel der Gasturbine Rolls-Royce Trent (Meacock [14]) | 13 |
| 2.7 | Relative Stufendruckverluste in der zweiten Stufe eines 4-stufigen Axialverdichters während der Interstage Injection (Doerr et al. [43]) . | 17 |
| 2.8 | Relative Stufendruckverhältnisse an einem 4-stufigen Axialverdichter während Overspray Fogging (Schnitzler et al. [30]) | 19 |
| 3.1 | Geschwindigkeitsdreiecke an einem Lauf- und Leitschaufelgitter eines Verdichters | 21 |
| 3.2 | Kräftegleichgewicht an einem strömenden Partikel | 22 |
| 3.3 | Beschreibung des Widerstandskoeffizienten für Reynoldszahlen mit verschiedenen Ansätzen, ([83], [84], [85]) | 24 |
| 3.4 | Wirkung der Saffmankraft und der Magnuskraft | 26 |
| 3.5 | Vortizität der Strömung auf dem Mittelschnitt der betrachteten Stufe | 27 |
| 3.6 | Einfluss der Magnuskraft auf die Tropfenbewegung für eine Vortizität von $\omega = 30000 \text{ 1/s}$ | 29 |
| 3.7 | Zeitdauer zur Beschleunigung eines Tropfens auf 99 % der Luftgeschwindigkeit bei einer Startgeschwindigkeit von 0 m/s und Vorgabe einer konstanten Luftgeschwindigkeit von 50 m/s | 31 |
| 3.8 | Verbleibende Geschwindigkeitsdifferenz nach einer Stufe für verschiedene Tropfengrößen und Betriebspunkte | 32 |
| 3.9 | Geometrische Größen am Ellipsoid | 34 |
| 3.10 | Zerfallsarten eines Primärtropfen nach [94] | 35 |
| 3.11 | Abschätzung der Weberzahlen für die vorliegenden Randbedingungen | 36 |
| 4.1 | Versuchsaufbau | 39 |

| | | |
|------|---|----|
| 4.2 | Konzept der <i>Interstage Injection</i> durch die Leitschaufelhinterkante . . . | 41 |
| 4.3 | Globale Messgrößen | 43 |
| 4.4 | Messebene in der Einlaufstrecke | 46 |
| 4.5 | Validierung der Einlaufströmung zum Verdichter - $\dot{m}_{red}^* = 1,0$ | 46 |
| 4.6 | Validierung der Druckmessung unter Nassbedingungen | 47 |
| 4.7 | Zweistrahilverfahren (gemäß [99]) | 50 |
| 4.8 | Strahlengänge und Brechungsmechanismen am Tropfen | 51 |
| 4.9 | PDA-Anordnung | 53 |
| 4.10 | Aufbau der PDA-Messtechnik (gemäß [102]) | 54 |
| 4.11 | Kalibrierung zur Festlegung der Messposition | 56 |
| 4.12 | Filmverhalten an der Gehäusewand | 59 |
| 4.13 | Einfluss der Maßnahmen auf das Verdichterdruckverhältnis | 60 |
| 5.1 | Randbedingungen der CFD-Rechnung für Luft, ohne Tropfen | 63 |
| 5.2 | Modellierung der Tropfenbewegung in einem Schaufelgitter | 65 |
| 5.3 | Diskretisierung (schematisch) der gemessenen Tropfenverteilung | 67 |
| 5.4 | Algorithmus <i>trajectories</i> zur Beschreibung der Trajektorien | 68 |
| 5.5 | Flussdiagramm des Modells | 72 |
| 5.6 | Einfluss der Trajektorienauflösung (Variation der Anzahl Eintrittstra- jektorien J und Trajektorien vor Leitrad L) auf die Verteilung in der Austrittsebene der 2. Stufe, $n^* = 0,97$, BP2 | 73 |
| 5.7 | Impulserhaltung an einem Kontrollraum eines Laufschaufelgitters | 75 |
| 6.1 | Auswerteebenen für die Vermessung der Tropfen | 80 |
| 6.2 | Darstellung der Tropfenablösung an der Hinterkante der Leitschaufel- reihe 2 (Ebene S2-R3) | 80 |
| 6.3 | Relative Tropfenanzahl in Abhängigkeit der Tropfengeschwindigkeit (Fensterbreite 5 m/s) an verschiedenen Umfangspositionen hinter Stufe 2, $n^* = 0,97$ % | 82 |
| 6.4 | Tropfengeschwindigkeit bei verschiedenen Betriebspunkten in Ebene S1-R2 - $n^* = 0,97$, $p_{Vordruck} = 140$ bar | 83 |
| 6.5 | Tropfengeschwindigkeit bei verschiedenen Betriebspunkten in Ebene S2-R3 - $n^* = 0,97$, $p_{Vordruck} = 140$ bar | 84 |
| 6.6 | Geschwindigkeiten in Ebene S2-R3 für das Modell <i>WKD+RK</i> und Experiment - $n^* = 0,97$, $p_{Vordruck} = 140$ bar | 86 |
| 6.7 | Vergleich der Datenraten in Ebene S2-R3 in Abhängigkeit der Um- fangsposition zwischen dem Modell <i>WKD+RK</i> und Experiment | 87 |
| 6.8 | Vergleich der Geschwindigkeiten in Ebene S2-R3 in Abhängigkeit der Tropfendurchmesser für verschiedene Modelle und Experiment | 89 |

| | | |
|------|---|----|
| 6.9 | Relative Stufendruckverhältnisse Nass zu Trocken in der Stufe 2, $n^* = 0,97$, $T_{umg} = 24\text{ °C}$, $p_{Vordruck} = 140\text{ bar}$ | 90 |
| 6.10 | Vergleich verschiedener Düsenvordrücke auf die Tropfengeschwindigkeit hinter der Einspritzung in Ebene S1-R2, $n^* = 0,97$, $T_{umg} = 24\text{ °C}$, BP1 | 91 |
| 6.11 | Vergleich relativer Stufendruckverhältnisse Nass zu Trocken in der Stufe 2 zwischen Experiment und Modell, $n^* = 0,97$, $T_{umg} = 24\text{ °C}$ für verschiedene Einspritzmengen | 91 |
| 7.1 | Trajektorien für verschiedene Tropfendurchmesser - BP1 | 93 |
| 7.2 | Trajektorien für verschiedene Tropfendurchmesser - BP2 | 94 |
| 7.3 | Geschwindigkeitsverlauf innerhalb der Stufe für ausgewählte Trajektorien aus Abb. 7.1a - BP1 | 96 |
| 7.4 | Kumulierte Ablagerungen in der Stufe für verschiedene Tropfendurchmesser - BP1 | 98 |
| 7.5 | Kumulierte Ablagerungen in der Stufe für verschiedene Tropfendurchmesser - BP2 | 99 |

Tabellenverzeichnis

| | | |
|-----|---|-----|
| 2.1 | Teilprozesse beim Joule- und Ericson-Prozess | 6 |
| 4.1 | Auslegungspunkt des Verdichters | 40 |
| 4.2 | Messaufnehmer und Genauigkeit | 44 |
| 6.1 | Stufenparameter gemäß CFD (Exp.) für die ausgewählten Betriebspunkte | 79 |
| 7.1 | Leistungsänderung aufgrund der Geschwindigkeitsdifferenz Tropfen zu Luft | 100 |

Erklärung Eigenzitate

Teile dieser Arbeit wurden zuvor vom Autor veröffentlicht und sind unter folgenden Quellen zu finden:

von Deschwanden, I., Dörr, T. und Brillert, D., „Untersuchung der Sprayausbreitung im Axialverdichter mit Wassereinspritzung aus der Leitradhinterkante: Abschlussbericht: Verbundprojekt: ECOFLEX-turbo: Vorhaben-Nr. 1.1.1.“, BMWi 03ET7092G, Universität Duisburg-Essen, 2021. DOI: 10.2314/ KXP:1809080975.

Doerr, T., Braun, S., Schuster, S. und Brillert, D., „Proof of Concept for a Novel Interstage Injection Design in Axial Compressors.“, *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, Jg. 143 Nr. 6, 061030 – pp. 1–7, 2021. DOI: 10.1115/1.4049306.

Doerr, T., Schuster, S. und Brillert, D., „Evaluation of Performance Gain by Interstage Injection in a Four-Stage Axial Compressor.“, *Proceedings of ASME Turbo Expo 2021*. Virtual, Online, 2021. DOI: 10.1115/GT2021-58560.

Doerr, T., Schuster, S. und Brillert, D., „PDA Laser Measurements of Droplet-Laden Flows in a Four-Stage Axial Compressor.“, *Journal of Turbomachinery* Jg. 145 Nr. 2, 021013 – pp. 1–11, 2023. DOI: 10.1115/1.4055767.

Formelzeichen und Indizes

Lateinische Symbole

| | | |
|---------------|----------------|--|
| A | m^2 | Fläche des Strömungsquerschnitts |
| a | m/s^2 | Beschleunigung |
| a | J/kg | Spezifische Verdichterarbeit |
| b | m | Längenmaß |
| b_b | m | Halbe Breite eines Ellipsoids |
| b_h | m | Halbe Höhe eines Ellipsoids |
| b_R | m | Brennweite Receiver |
| b_T | m | Brennweite Transceiver |
| c | m/s | Absolutgeschwindigkeit |
| c_m | m/s | Meridiangeschwindigkeit |
| c_D | - | Widerstandskoeffizient |
| c_P | J/kgK | spezifische isobare Wärmekapazität |
| c_L | m/s | Lichtgeschwindigkeit |
| c_R | - | Auftriebskoeffizient durch Partikelrotation |
| c_u | m/s | Umfangskomponente der Absolutgeschwindigkeit |
| DR | - | Datenrate |
| d_{10} | m | Arithmetisch gemittelter Durchmesser |
| d_{32} | m | Sauter-Mean-Durchmesser |
| $E = b_b/b_h$ | - | Halbachsenverhältnis |
| \mathbf{e} | - | Einheitsvektor |
| e | - | Messgenauigkeit |
| F | N | Kraft |
| F_A | N | Auftriebskraft |
| F_B | N | Bassetkraft |
| F_C | N | Corioliskraft |
| F_D | N | Widerstandskraft |
| F_G | N | Gewichtskraft |
| F_I | N | Instationäre Kräfte |
| F_i | N | Allgemeiner Kraftvektor |
| F_M | N | Magnuskraft |
| F_P | N | Druckkraft |
| F_R | N | Scheinkräfte (im Relativsystem) |

| | | |
|--------------|------------------|--|
| F_{VM} | N | Virtuelle Massenkraft |
| F_Z | N | Zentrifugalkraft |
| F_τ | N | Schubkraft |
| f | 1/s | Frequenz |
| f_E | - | Formfaktor |
| f_K | - | Korrekturfaktor |
| f_t | - | Faktor für Zeitschritt |
| g | m/s ² | Gravitationsbeschleunigung |
| H | % | Relative Feuchte |
| h | J/kg | Spezifische Enthalpie |
| i | - | Indizierung der Raumrichtungen und Zeitschritt |
| j | - | Indizierung der Einspritzposition |
| k | - | Indizierung der Tropfenklassen |
| l | - | Indizierung der instationären Tropfen |
| J | - | Anzahl der Einspritzpositionen |
| K | - | Anzahl der Tropfenklassen |
| L | - | Anzahl der instationären Tropfen |
| I | - | Anzahl Zeitschritte bis Schaufelaustritt oder Ablagerung |
| M | Nm | Drehmoment |
| m | kg | Masse |
| \dot{m} | kg/s | Massenstrom |
| \mathbf{N} | - | Resultierender Vektor aus Summe von Einheitsvektoren |
| n | 1/s | Drehzahl |
| n_a | - | Brechungszahl Luft |
| n_W | - | Brechungszahl Wasser |
| P_T | W | Turbinenleistung |
| P_V | W | Verdichterleistung |
| p | Pa | Druck |
| R | J/kgK | Spezifische Gaskonstante |
| r | m | Radialkoordinate/Radius |
| r^* | - | Normalisierter Radius (Nabe=0 & Gehäuse=1) |
| r_E | m | Euler-Radius |
| T | K | Temperatur |
| t | s | Zeit |
| u | m/s | Umfangsgeschwindigkeit |
| u | m | Koordinate in Umfangsrichtung |
| V | m ³ | Volumen |
| v | m/s | Geschwindigkeit |

| | | |
|----------------|-----|--|
| Δv | m/s | Geschwindigkeitsdifferenz |
| \mathbf{v} | m/s | Geschwindigkeitsvektor |
| w | m/s | Relativgeschwindigkeit |
| w_u | m/s | Umfangskomponente der Relativgeschwindigkeit |
| X | % | Massenanteil Wasser zu Luft |
| x | m | Axialkoordinate/Axiale Position |
| x^* | - | Axialkoordinate normiert |
| \mathbf{x}_P | m | Tropfenposition (x, r, s) |
| Y | - | Volumenanteil flüssiges Wasser zu Luft |
| y | m | Koordinatenrichtung im kartesischen System |
| y | - | Generalisierte Variable |
| Z | - | Anzahl von Messpunkten |
| z | - | Schaufelzahl |

Griechische Symbole

| | | |
|----------------------------|-------------------|---|
| α | ° | Strömungswinkel (absolut) |
| β | ° | Strömungswinkel (relativ) |
| κ | - | Verhältnis der spez. Wärmekapazitäten |
| γ | - | Phasenversatz |
| γ | - | Rotationsrate |
| η_P | - | Polytroper Wirkungsgrad |
| θ | - | Anzahl der Samples |
| λ | m | Wellenlänge |
| 2κ | ° | Winkel zwischen zwei Laserstrahlen (LDA) |
| μ | Pa·s | Dynamische Viskosität |
| π_T | - | Verhältnis der totalen Drücke |
| π | - | Verhältnis statischer Drücke |
| ρ | kg/m ³ | Dichte |
| σ_P | N/m ² | Oberflächenspannung Wasser |
| τ_a | ms | Charakteristische Strömungszeit für Luft |
| τ_{Br} & τ'_{Br} | ° | Brechungswinkel an Grenzflächen Luft zu Tropfen |
| τ_P | ms | Tropfenrelaxationszeit |
| τ_{ik} | N/m ² | Schubspannung |
| ϕ | ° | Offsetwinkel von Receiver zu Transceiver |
| φ^* | ° | Normalisierter Umfangswinkel relativ zur Schaufelposition |
| $\bar{\psi}$ | - | Mittelwert eines generalisierten Parameters |

| | | |
|----------|-------|--|
| ψ | ° | Winkel zweier optischer Empfänger zueinander |
| Ω | rad/s | Vektor der Tropfenrotation |
| ω | rad/s | Winkelgeschwindigkeit |
| ω | rad/s | Vortizität der Luftströmung |

Dimensionslose Kenngrößen

| | | |
|--------|---|---|
| Re | - | Reynoldszahl |
| Re_P | - | Reynoldszahl der Relativgeschwindigkeit des Partikels |
| Re_S | - | Reynoldszahl der Scherrate |
| Re_R | - | Reynoldszahl der Tropfenrotation |
| We | - | Weberzahl |
| St | - | Stokeszahl |
| Oh | - | Ohnesorgezahl |
| Ma | - | Machzahl |

Indizes

| | |
|------|--|
| 0 | Totalgröße |
| 1 | Eintritt Laufschaufelreihe |
| 2 | Austritt Lauf-/Eintritt Leitschaufelreihe |
| 3 | Austritt Leitschaufelreihe |
| Aus | Verdichteraustritt |
| a | Luft |
| abs | Absolut |
| DP | Auslegungspunkt |
| Dep | Abgelagert |
| Ein | Verdichtereintritt |
| FS | Freie Strömung |
| f | Film |
| G | Gehäusewand |
| i | Indizierung der Raumrichtungen |
| ik | Indexschreibweise für Tensoren |
| M | Position des Messvolumens im Koordinatensystem |
| max | Maximum |
| mess | Messung |
| min | Minimum |

| | |
|-------|--|
| N | Nabe |
| Na | Nass |
| nenn | Nennwert |
| R | Receiver |
| red | Reduziert |
| ref | Referenz |
| P | Wasserpartikel |
| Pf | Partikel, resultierend aus der Filmintegration |
| Proj. | Projektionsfläche |
| T | Transceiver |
| Tr | Trocken |
| tot | Total |
| umg | Umgebung |
| w | Wasser |
| x,y,z | Richtungen im kartesischen Koordinatensystem |
| x,r,s | Richtungen im zylindrischen Koordinatensystem |

Abkürzungen

| | |
|--------|--|
| 1 | Eintritt Laufschaufelreihe |
| 2 | Austritt Lauf- /Eintritt Leitschaufelreihe |
| 3 | Austritt Leitschaufelreihe |
| AA | Analytischer Ansatz |
| Abb. | Abbildung |
| abs. | Absolut |
| BP | Betriebspunkt |
| CDA | Controlled Diffusion Airfoil |
| CFD | Computational Fluid Dynamics |
| CODICS | Calculation of Droplets In Compressor Stages |
| DP | Auslegungspunkt |
| Dep | Abgelagert |
| E | Ericson-Prozess |
| Gl. | Gleichung |
| IGV | Inlet Guide Vane |
| J | Joule-Prozess |
| Kum | Kumulativ |
| KS | Kernströmung |

| | |
|------------------|--|
| LDA | Laser-Doppler-Anemometrie |
| LE | Schaufelvorderkante |
| max. | Maximal |
| NOx | Stickoxide |
| PDA | Phasen-Doppler-Anemometrie |
| Pri.tropfen & PT | Primärtropfen |
| PS | Druckseite |
| R | Empfänger |
| R01-R04 | Laufschaufelreihe 1-4 |
| R2-S2 | Axialspalt Laufschaufelreihe 2 und Leitschaufelreihe 2 |
| RK | Rotationskräfte |
| rel. | Relativ |
| S01-S04 | Leitschaufelreihe 1-4 |
| S1-R2 | Axialspalt Leitschaufelreihe 1 und Laufschaufelreihe 2 |
| S2-R3 | Axialspalt Leitschaufelreihe 2 und Laufschaufelreihe 3 |
| Sek.tropfen & ST | Sekundärtropfen |
| SS | Saugseite |
| SLM | Selective Laser Melting |
| spez. | Spezifisch |
| T | Transceiver |
| TE | Schaufelhinterkante |
| Tab. | Tabelle |
| WKN | Widerstandskräfte nicht-deformierbarer Tropfen |
| WKD | Widerstandskräfte deformierbarer Tropfen |

1 Einleitung

1.1 Motivation

Um der globalen Klimaerwärmung entgegenzuwirken, gewinnt der Ausbau der regenerativen Energien für die elektrische Energieversorgung in Deutschland und weltweit zunehmende Beachtung. Der Vergleich der jährlich erzeugten elektrischen Energie im deutschen Stromnetz aus den Jahren 2003 und 2022 zeigt, dass sich der regenerative Anteil von 8,6 % auf 49,6 % erhöht [1] hat. Die installierte Leistung betrug hierbei im Jahr 2022 für Kraftwerke fossiler Energien 81,6 GW und regenerativer Energien 146,0 GW. Der regenerative Anteil setzt sich vor allem aus den Energiequellen Onshore-/Offshore-Wind und Solarenergie zusammen. Deren erzeugter Strom ist aufgrund der natürlichen Gegebenheiten nur sehr schwankend verfügbar. Daher wird die Ausregelung zwischen Nachfrage und Verfügbarkeit für Netzbetreiber zunehmend zu einer Herausforderung. Ganz konkret kann dies am Fallbeispiel eines plötzlichen Abfalls der verfügbaren Windleistung im deutschen Energienetz an einem Tag im Jahr 2018 gezeigt werden. In Abb. 1.1 ist die momentane Leistung im 15-Minuten-Intervall für verschiedene Energiequellen über Tag und Zeit aufgetragen. Erwartungsgemäß verläuft die Netzlast für die gezeigten Tage wellenförmig.

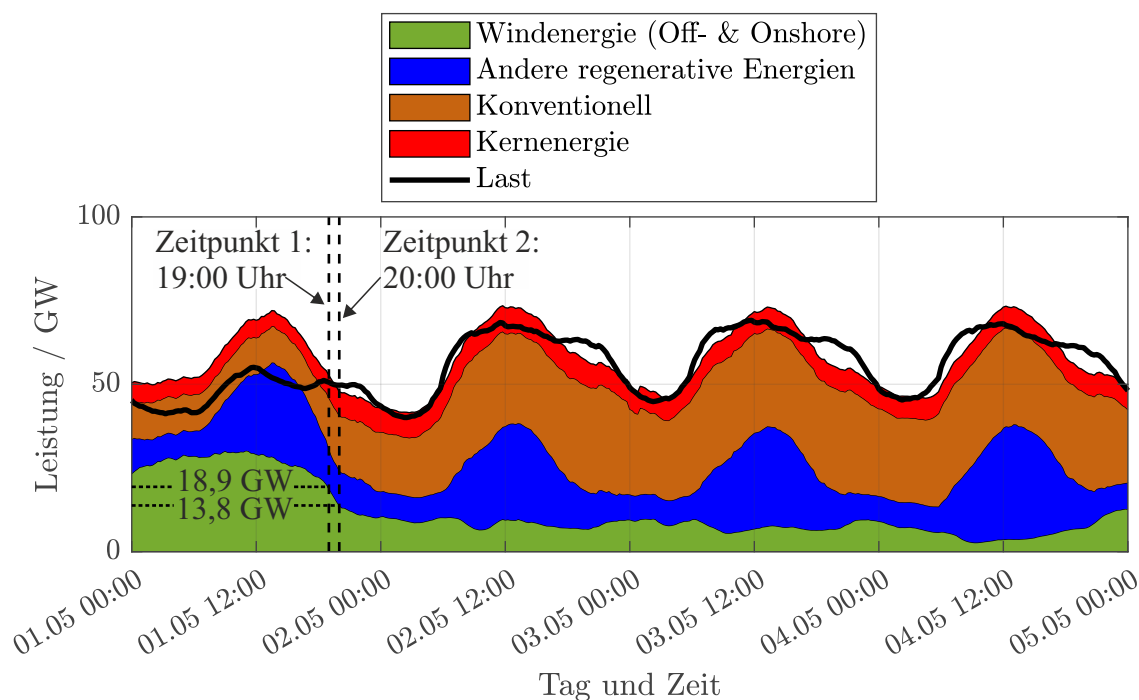


Abbildung 1.1: Öffentliche Nettostromerzeugung in Deutschland - Ausschnitt aus Kalenderwoche 18 in 2018 - Quelle: [2]

Beim Blick auf den Energiemix am 01.Mai fallen die Änderungen der eingespeisten Leistung aus Windkraft bis ungefähr 19.00 Uhr auf einem relativ hohen Niveau zwischen 20 und 30 GW moderat aus. Dies ändert sich deutlich zum Zeitpunkt 01.05.2018 19:00 Uhr. Innerhalb der folgenden Stunde fällt die eingespeiste Windleistung von 18,9 GW auf 13,8 GW ab. Der Gradient von 5,1 GW/h stellt für Deutschland die größte gemessene Änderung in der Verfügbarkeit aus Windkraft im Jahr 2018 dar [2] [3]. Schnelle Änderungen im Netz, wie zum Beispiel zuvor beschrieben, machen den Einsatz bzw. die Bereithaltung von Gasturbinen interessanter. Deren installierte Leistung beträgt im Jahr 2022 33,9 GW. Gasturbinen der neuesten Generation können aus dem Warmstart heraus in weniger als zehn Minuten Nennleistung liefern. Um noch schneller auf Änderungen zu reagieren, können Gasturbinen mit dem Verfahren der Nassverdichtung, engl. Wet Compression ausgerüstet werden, um innerhalb von Sekunden eine Leistungssteigerung von bis zu 10 % zu erzielen (Utamura [4]). Diese Technologie beruht auf dem Prinzip der Verdunstungskühlung, wodurch die verdichtete Luft gekühlt und die Leistungsdichte der Gasturbine erhöht wird. Wenn in einem Fall, wie dem zuvor genannten, die Wet Compression für alle Gasturbinen eingeschaltet würde, könnte eine Leistungssteigerung von 10 % bereits 50 % des plötzlichen Leistungseinbruchs ausgleichen.

Um das Potenzial der Wassereinspritzung zur instantanen Erhöhung der elektrischen Netzleistung von Gasturbinen ausschöpfen zu können, muss die Einspritztechnologie optimiert werden und die optimale Position im Verdichter sowie eine sinnvolle Düsenanzahl und Einspritzmenge gefunden werden. Bei Mehrfacheinspritzung in verschiedenen Verdichterstufen kann zudem eine homogene Tropfenverteilung durch den gesamten Verdichter erzielt werden, was durch Verringerung von Verlusten, z.B. Verringerung von Tropfenablagerungen auf Schaufeln aero- und thermodynamisch sowie mechanisch vorteilhaft ist.

Mehrphasige Strömungen in Turbomaschinen spielen nicht nur in der elektrischen Stromerzeugung eine Rolle, sondern auch bei Flugzeugtriebwerken, wenn sie Regengebiete passieren. Durch die großen Tropfen wird das Risiko verstärkter Erosion an Schaufelteilen sowie Flammenabriss in der Brennkammer verstärkt [5]. In diesem Fall sind während der Auslegung Schaufelbereiche mit erhöhtem Tropfeneinschlag zu identifizieren, um durch gezielte Maßnahmen, wie zum Beispiel Beschichtungen oder lokale Filmentnahmestellen im Verdichtergehäuse, die mechanische Integrität zu gewährleisten. Dies reduziert das Risiko von Triebwerksausfällen oder -schäden und erhöht die Lebensdauer der Bauteile.

1.2 Ziel der Arbeit

Die genannten Anwendungen dienen als Motivation, das veröffentlichte Wissen zu sammeln und offene Fragen in dieser Arbeit zu behandeln.

Auf theoretischer Seite wurden zahlreiche Modelle zur Berechnung von Tropfenbewegungen veröffentlicht und der Verdunstungseinfluss auf das Betriebsverhalten in mehrstufigen Axialverdichtern untersucht. Tropfenablagerungen auf Schaufeln bzw. deren Wiedereintritt an der Schaufelhinterkante werden dabei bisher kaum berücksichtigt. Auf experimenteller Seite wurden zahlreiche Messungen für den relevanten Betriebsbereich in stationären Prüfständen mit mehrphasigen Strömungen veröffentlicht. Tropfen in rotierenden Strömungen wurden vor allem in Dampfturbinenstufen untersucht (z.B. Schatz und Eberle et al. [6]). Diese Tropfen entstehen durch Nukleation und sind mit Durchmessern $<1 \mu\text{m}$ (Young et al. [7]) um ein Vielfaches kleiner als bei den Fällen der Wassereinspritzung mit 5 bis $30 \mu\text{m}$ und dem Regeneinzug von circa $100 \mu\text{m}$. Aus diesem Grund werden anwendungsspezifische Experimente benötigt, um die Modelle für diese Fälle validieren zu können.

Um die genannten Wissenslücken zu füllen, wird in dieser Arbeit das Modell *CODICS* „*Calculation Of Droplets In Compressor Stages*“ entwickelt und im Anschluss durch experimentelle Versuche in einem vierstufigen Axialverdichter validiert. Das Modell ermöglicht die Vorhersage von Tropfenbewegungen unter Berücksichtigung von Ablagerungen auf Schaufeln in Axialverdichterstufen. Zudem lassen sich damit Leistungsdaten wie Druckverluste oder Drehmomentänderungen aufgrund der Tropfenträgheit und Minderumlenkung berechnen. Der Fokus liegt in dieser Arbeit auf der Bewegung der Tropfen in der umgebenden Luftströmung und nicht auf der Verdunstung. Für die Validierung werden an der zweiten Stufe eines 4-stufigen Axialverdichters PDA-Messungen zur Erfassung der Tropfenbewegung durchgeführt und Leistungsdaten des Verdichters gemessen und evaluiert.

2 Stand des Wissens

Tropfenbeladene Strömungen liegen in vielen Turbomaschinen vor. Einerseits können sie durch gezielten Einsatz technologisch genutzt werden um thermodynamische Prozesse zu optimieren, z.B. bei der Wet Compression in Gasturbinen. Andererseits sind sie durch äußere Randbedingungen, z.B. bei Flugtriebwerken in Regengebieten, häufig unvermeidbar und können sich nachteilig auf den Kreisprozess auswirken. Eine Übersicht der verschiedenen Anwendungsgebiete ist in Abb. 2.1 gegeben.

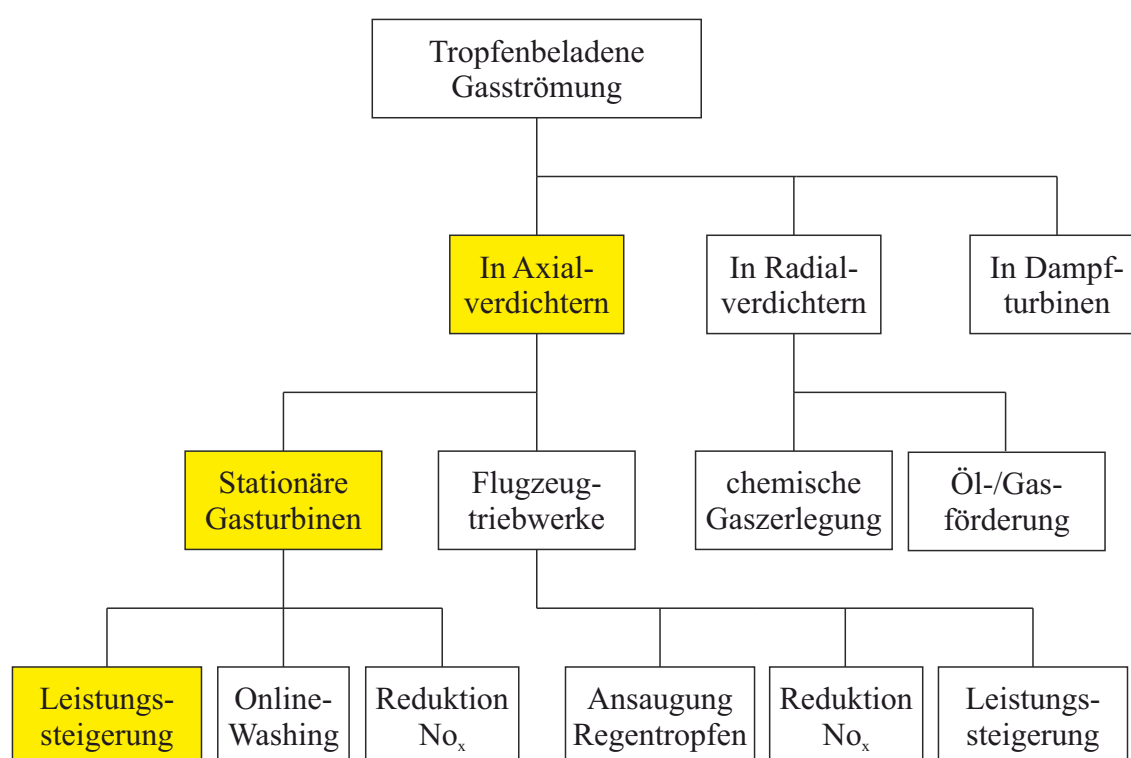


Abbildung 2.1: Anwendungsgebiete tropfenbeladener Strömungen in Turbomaschinen

Tropfenbeladene Strömungen entstehen in Dampfturbinen durch Nukleation und Kondensation des Dampfes. Daneben können Tropfen in Prozessverdichtern für die Gaszerlegung eingespritzt werden, um durch Verdunstungskühlung den Strombedarf zu optimieren. Andererseits kommt es bei der Förderung von Öl und Gas zu Volumenanteilen von Wasser von bis zu 5-%, das bei der Gestaltung von Verdichtern mitberücksichtigt werden muss. Da das Ziel dieser Arbeit eine Berechnungsmethode für Tropfenbewegungen in Axialverdichtern ist, wird diese Thematik für stationäre Gasturbinen und Flugtriebwerke in den folgenden Kapiteln ausführlich behandelt.

2.1 Leistungssteigerung von Gasturbinen durch Wassereinspritzung

Gasturbinen sind Kraftmaschinen und geben demzufolge durch das Einbringen thermischer Energie Nettoleistung in Form von mechanischer Energie an der Wellenkupplung ab. Der thermodynamische Vergleichsprozess für eine Gasturbine ist der offene Joule-Prozess bzw. Brayton-Prozess. Der Prozess ist schematisch in Abb. 2.2 in Rot dargestellt. Die Prozessschritte sind in Tabelle 2.1 beschrieben.

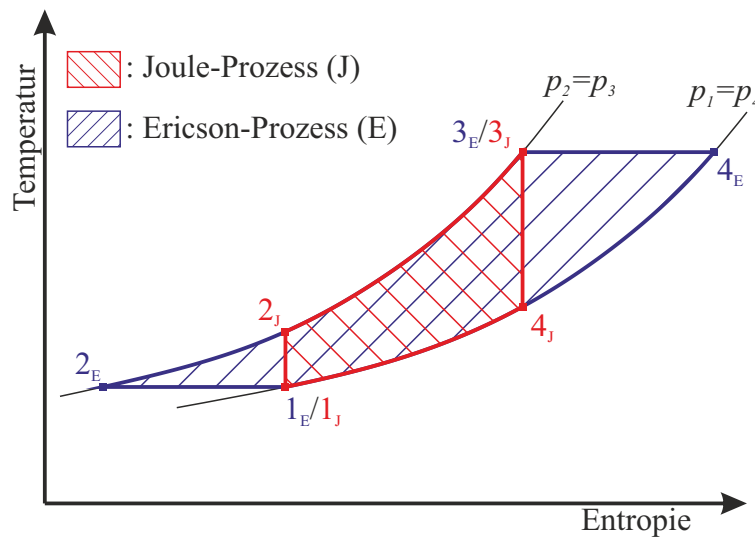


Abbildung 2.2: Vergleich von Joule- und Ericson-Prozess

Tabelle 2.1: Teilprozesse beim Joule- und Ericson-Prozess

| Joule-Prozess | | Ericson-Prozess | |
|-------------------------|---------------------------|-------------------------|-----------------------|
| $1_J \rightarrow 2_J$: | isentropische Verdichtung | $1_E \rightarrow 2_E$: | isotherme Verdichtung |
| $2_J \rightarrow 3_J$: | isobare Wärmezufuhr | $2_E \rightarrow 3_E$: | isobare Wärmezufuhr |
| $3_J \rightarrow 4_J$: | isentropische Expansion | $3_E \rightarrow 4_E$: | isotherme Expansion |
| $4_J \rightarrow 1_J$: | isobare Wärmeabfuhr | $4_E \rightarrow 1_E$: | isobare Wärmeabfuhr |

In der Realität ergeben sich bei der Verdichtung und Expansion irreversible Verluste, die zu einer Zunahme der Entropie führen, zudem ergeben sich Druckverluste bei der Wärmezufuhr und -abfuhr. Darüber hinaus ist der Wirkungsgrad beim Joule-Prozess geringer als bei den Carnot- oder Ericson-Prozessen, die ideale Prozesse sind [8].

Der Ericson-Prozess erfordert eine isotherme Verdichtung und Expansion (in Abb. 2.2 in Blau dargestellt). Um eine Annäherung an diesen Prozess zu erreichen, kann das Medium verdichterseitig stufenweise gekühlt und turbinenseitig stufenweise durch Zwischenverbrennung aufgewärmt werden. Diese Prozessführung ist technologisch sehr aufwendig und daher zumeist nicht wirtschaftlich.

Eine Alternative zur Zwischenkühlung stellt die Nassverdichtung, engl. *Wet Compression* dar. Erstmals erwähnt wird diese Prozessführung von Kleinschmidt [9]. Das Fließschema dieses Prozesses ist in Abb. 2.3 dargestellt.

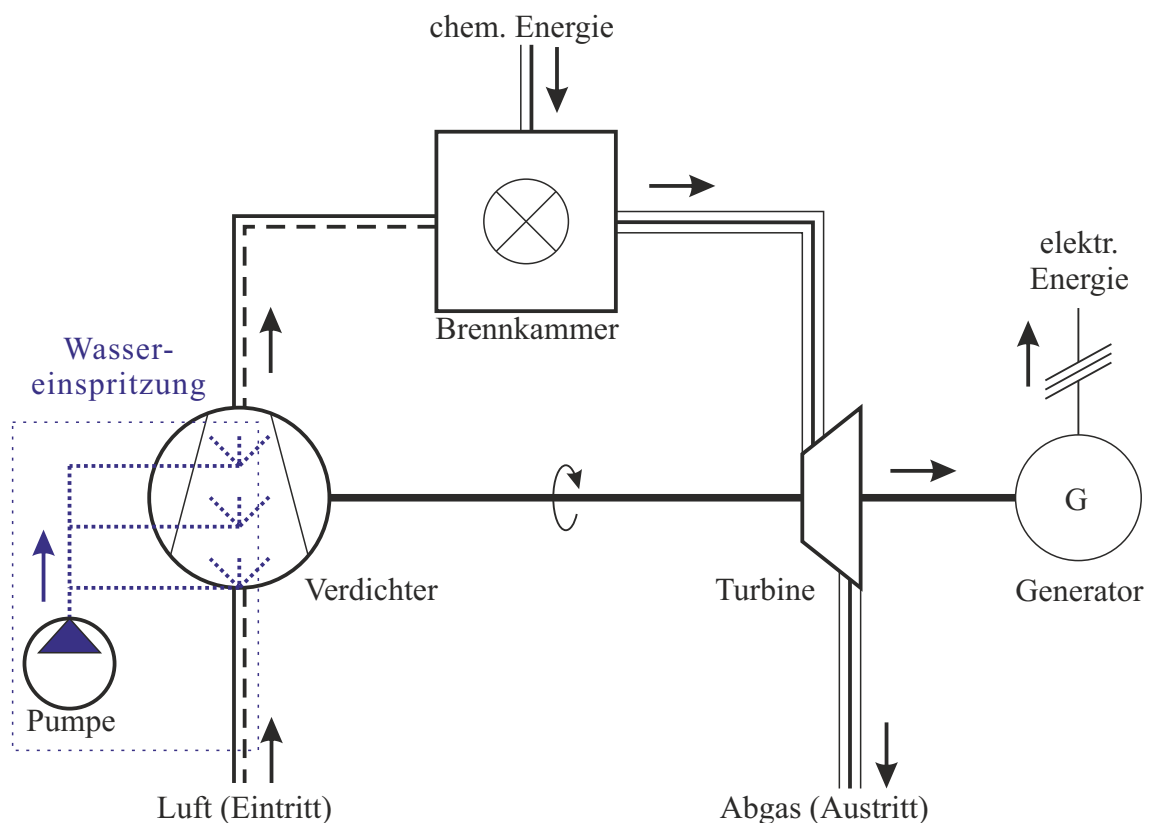


Abbildung 2.3: Einfacher offener Joule-Prozess mit Wet Compression (White und Meacock [10])

Bei diesem Verfahren wird Wasser in Form von feinen Tropfen in den Verdichter eingespritzt, sodass dieses im Verlauf der Verdichtung verdunstet. Um den Phasenwechsel zu vollziehen, benötigt das Wasser Energie, die sogenannte Verdampfungsenthalpie, die sie wiederum dem Trägermedium Luft entzieht. Gegenüber der trockenen Verdichtung wird die Gastemperatur reduziert und somit die Dichte erhöht. Dies führt zu einer Annäherung an eine isotherme Verdichtung und somit zumindest verdichterseitig an den Ericson-Prozess (Bräunling [11]).

Anschaulich lässt sich die Leistungseinsparung im adiabatisch betrachteten Verdichter mit Gl. 2.1 erklären.

$$a_c = \int dh = \int \frac{dp}{\eta_p \rho} \quad (2.1)$$

Wenn eine Stufe den gleichen Durchflusskoeffizient zwischen trockener und nasser Verdichtung aufweist, wird auch die spezifische Arbeit und die Enthalpieerhöhung gleich sein. Ist die Dichte nun aufgrund der verringerten Temperatur durch Verdunstungskühlung höher, wird, wenn η_p konstant bleibt, im Umkehrschluss das Druckverhältnis nach Gl. 2.1 ansteigen. Darüber hinaus muss bei konstanter Durchflusskennziffer und höherer Dichte gemäß Kontinuitätsgleichung der Massenstrom zunehmen (White und Meacock [10]). Druck- und Massenstromanstieg werden in der theoretischen Betrachtung von Hill [12] und der numerischen Studie von Payne und White [13] bestätigt.

Durch den höheren Wasseranteil in der Gaszusammensetzung nimmt die Wärmekapazität c_p zu. Aufgründessen und der Zunahme im Massenstrom muss die Brennstoffzufuhr erhöht werden, um die Turbineneintrittstemperatur konstant zu halten. Dadurch steigt die spezifische Enthalpie und die abgegebene Leistung der Turbine an (Meacock [14], Zheng et al. [15]).

In dieser Arbeit wird die Wet Compression in das *Overspray Fogging* bzw. *High Fogging* sowie die *Interstage Injection* unterschieden. Beim *Overspray Fogging* wird Wasser in Form von feinen Tropfen vor dem Verdichter und bei der *Interstage Injection* zwischen den Verdichterstufen eingespritzt.

Die Wet Compression ist von der Verdunstungskühlung der Ansaugluft, engl. *Inlet Fogging* zu unterscheiden, da hier der Verdunstungsprozess bereits vor dem Verdichtereintritt abgeschlossen ist. Das *Inlet Fogging* bietet ein großes Potenzial in ariden Regionen, da eine Erhöhung der Umgebungstemperatur um 1 °C zu einer Minderung der Gasturbinenleistung um 0,54-0,9 % (Chaker et al. [16]) führt. Die zumeist trockene und heiße Ansaugluft ermöglicht ein hohes Verdunstungspotential von eingespritzten Tropfen, die die Luft theoretisch bis auf die Nasskugeltemperatur herunterkühlen können. In kühleren und feuchten Umgebungen ist das Verdunstungspotenzial in der Umgebungsluft jedoch gering. Dies macht den Einsatz der Wet Compression interessant, da im Verlauf der Verdichtung durch Temperaturerhöhung die relative Feuchtigkeit wieder absinkt und somit das Verdunstungspotenzial ansteigt.

2.1.1 Overspray Fogging

Der maximale Kühleffekt ergibt sich für den Fall, dass eine 100-prozentige Sättigung des Gasgemischs mit Dampf zu jedem Zeitpunkt der Verdichtung erreicht wird. Abb. 2.4 zeigt für verschiedene Druckverhältnisse die resultierende Einsparung der spezifischen Verdichterarbeit (White und Meacock [10]) für den idealen Fall der gesättigten Luft zu jedem Zeitpunkt. Beispielsweise reduziert sich die spezifische Arbeit bei einem Druckverhältnis von 15 um 23 % gegenüber der trockenen Verdichtung. Für diesen Fall beträgt die spezifische Feuchte am Austritt 7,7 %. Mit zunehmendem Druckverhältnis steigt die Austrittstemperatur und somit die mögliche Verdunstungsmenge, wie Abb. 2.4 ebenfalls zeigt. Diese Betrachtung setzt allerdings eine Verdunstung im thermischen Gleichgewicht voraus, das in der Realität aufgrund der schnellen Strömung und einer endlichen Verdunstungsrate, die wiederum von der Tropfengröße und weiteren Faktoren abhängt, nicht auftritt. Härtel und Pfeiffer [17] vergleichen die Wet Compression im thermischen Gleichgewicht mit der Modellierung disperser Tropfen nach den Methoden von Young [18], Berlemont et al. [19] und Faeth [20] unter Vernachlässigung aerodynamischer Verluste. Sie geben unter anderem Druckerhöhungsraten von 870 bar/s vor, vergleichbar mit Axialverdichtern in modernen Gasturbinen (beispielsweise mit 5 m Länge, einer Axialgeschwindigkeit von 145 m/s und einem Enddruck von 30 bar). Sie zeigen für 20 μm große Tropfen bei einem polytropen Wirkungsgrad von 80 % sowie einer Einspritzmenge von 5 % eine Verringerung der spezifischen Verdichterarbeit auf 94 %. Bei einer idealen Wet Compression beträgt der Vorteil hingegen 84 %.

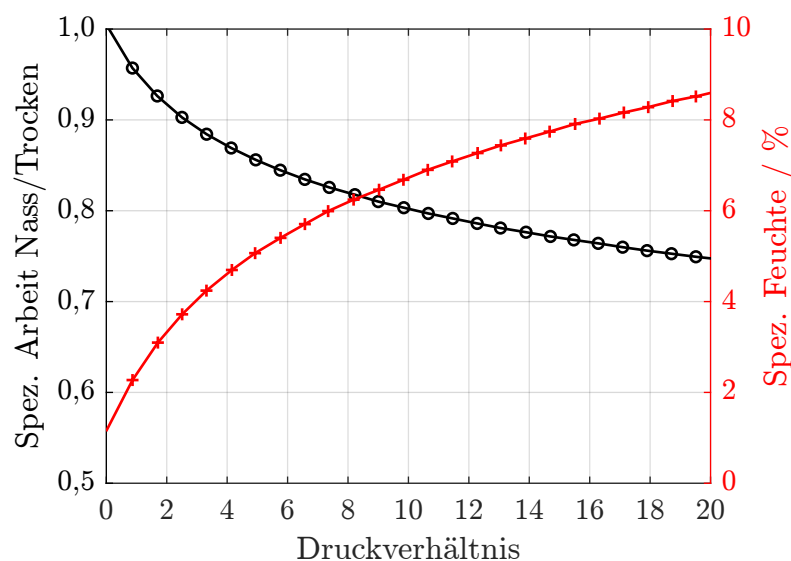


Abbildung 2.4: Ideale Wet Compression im thermischen Gleichgewicht (White und Meacock [10])

Zheng et al. [21] stellen unter Verwendung vorgegebener Verdunstungsraten fest, dass der Polytropenexponent gegenüber der trockenen Verdichtung kleiner wird, was zu einer Verringerung der Verdichterarbeit führt. Luo et al. [22] zeigt in einer CFD-Studie eines einstufigen Verdichters bei Tropfengrößen von 5 μm und Wasseranteilen von 2 % einen zunehmenden Anstieg des Druckverhältnisses und des Wirkungsgrads in der Nähe der Pumpgrenze sowie eine Reduzierung des Massenstroms in der Nähe der Schluckgrenze gegenüber einer trockenen Verdichtung.

White und Meacock [23] zeigen bei Rechnungen mit Schlupf, dass dieser für Tropfendurchmesser kleiner 5 μm vernachlässigt werden kann. Bei größeren Tropfen führt Schlupf allerdings zu einer Erhöhung der Verdunstungsrate. Dies wird durch DNS-Simulationen von Tropfen (Seck et al. [24]) bestätigt. Meacock [14] stellt in seiner Arbeit hingegen fest, dass sich große Tropfen auf Schaufeln ablagern und daher diesen Vorteil nahezu aufheben.

In einer jüngeren Analyse zeigen Chaker et al. [25], dass der DV90 als charakteristischer Tropfenparameter für das Verdunstungsverhalten wichtiger als der D32 ist. Der DV90 beschreibt den Durchmesser, bei dem 90 % des Gesamtvolumens in kleineren Tropfen vorliegt. Der D32 setzt das Gesamtvolumen aller Tropfen ins Verhältnis mit der Gesamtoberfläche aller Tropfen. Eine Studie von Bhargava et al. [26] verwendet das Programm *IN.FO.G.T.E.*, vorgestellt in [27], zur Untersuchung polydisperser Tropfenverteilungen. Demzufolge ist der Verdunstungsprozess mit Sprays kleinerer Sauter-Mean-Durchmesser früher abgeschlossen, die spezifische Verdichterarbeit geringer und die Steigerung im Druckverhältnis größer.

Experimentell zeigt Bettocchi et al. [28] beim Vergleich zwischen Nass- und Trockenverdichtung bei gleichem Druckverhältnis eine höhere Leistungsaufnahme aufgrund höherer Massenströme. Außerdem wird der maximal mögliche Nutzen durch mechanische Verluste aufgrund von Tropfenaufprall, und damit durch das Abbremsen des Rotors, reduziert. Dies wird durch eine höhere Leistungsaufnahme in experimentellen Studien von Roumeliotis et al. [29] und Bettocchi et al. [28] nachgewiesen. Aerodynamische Effizienzverluste durch eine Verlagerung der Stufenbelastung von den vorderen Stufen zu den hinteren Stufen werden von Hill [12] und White und Meacock [10] beschrieben und durch experimentelle Ergebnisse von Schnitzler [30] bestätigt. Myoren et al. [31] stellt in einer 40 MW Testgasturbine das gleiche Verhalten fest und schlägt eine Erhöhung der Staffelungswinkel in den hinteren Stufen vor.

2.1.2 Interstage Injection

Das Verfahren der Interstage Injection ist schematisch in Abb. 2.5 anhand eines vierstufigen Axialverdichters dargestellt. Im Beispiel befinden sich Düsen in der Leitschaufelhinterkante, die das Wasser zerstäuben (Doerr et al. [32]). Das Verfahren nutzt ebenfalls den Effekt der kontinuierlichen Kühlung der Luft aus, lässt sich jedoch gegenüber dem Overspray Fogging in mehreren Verdichterstufen integrieren. Arsen'ev und Berkovich [33] zeigen, dass durch die lokal höhere Gasdichte der Tropfenzerfall und somit das Folgevermögen der Tropfen begünstigt wird. Dadurch verdunsten die Tropfen schneller als in den vorderen Stufen. Weiterhin erwähnen sie, dass hydrodynamische Verluste durch die Einspritzung in den hinteren Stufen reduziert werden. Hydrodynamische Verluste umfassen das Fördern unverdunsteten Wassers in den vorderen Stufen sowie Rotorbremsen aufgrund der Filmablagerungen. Insgesamt wird im Falle der Einspritzung durch die dritte Stufe ein Wirkungsgradgewinn von bis zu 4,5 %, und beim Overspray Fogging von 3,5 %, ermittelt ([33]). Zudem beschreiben Roumeliotis und Mathioudakis [34] den Vorteil der Unterdrückung von Vereisung der ersten Stufen, ein Risiko beim Overspray Fogging, da die Luft zum Zeitpunkt der Einspritzung bereits vorgewärmt ist.

Bagnoli et al. [35] variieren in einem Gasturbinenmodell einer GE Fr7EA unter Einfluss der Interstage Injection die Einspritzposition. Dabei nimmt die Leistungssteigerung der Gasturbine mit wachsendem Wasseranteil stetig zu und erreicht ihr Maximum von 4 % bei heißer Umgebung und unmittelbarer Einspritzung vor dem Verdichter bei einem Einspritzverhältnis von 1,78 %. Die Ergebnisse deuten zudem darauf hin, dass die Interstage Injection an heißen Tagen dafür sorgen kann, die aerodynamische Entlastung der vorderen Stufen bzw. Überlastung der hinteren Stufen zu reduzieren. Zur Berücksichtigung der Tropfengröße zeigt Bagnoli et al. [27], [36] bei Variation der Einspritzposition, dass die Trends mit [35] übereinstimmen.

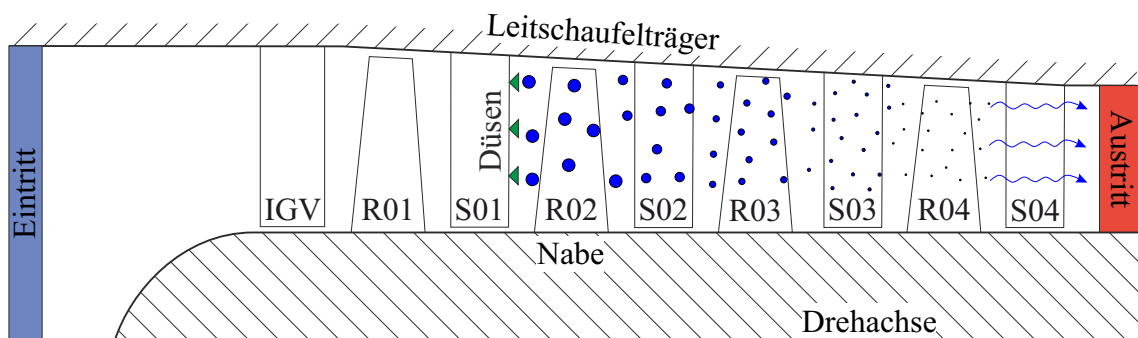


Abbildung 2.5: Kontinuierliche Kühlung durch Interstage Injection nach Doerr et al. [32]

Ein ähnliches Modell von Roumeliotis und Mathioudakis [34] unter Berücksichtigung der Tropfendynamik zeigt eine Erhöhung der Gesamtmassenströme, wobei die Interstage Injection gegenüber dem Overspray Fogging diesen Effekt verringert. Eine Verschiebung der Stufenbelastung wird in allen Einspritzszenarien festgestellt, wobei die Unterschiede zwischen den Einspritzpositionen nur geringfügig sind. Wang et al. [37], [38] verwenden ein Modell zur Beschreibung der 2D-Profilumströmung und berechnen die Verdunstung im thermischen Gleichgewicht. Demnach fällt die Druckerhöhung gegenüber dem Overspray Fogging um 10 % geringer aus. Vergleichbar mit dem Modell von Härtel [17] für Overspray Fogging zeigt von Deschwanden et al. [39] bei Variation der Einspritzposition bei einem Austrittsdruck von 15 bar und Einspritzmengen von 6 % Temperaturreduzierungen von circa 260 K. Außerdem wird aufgrund der mehrfachen Einspritzung und somit besser verteilten Wassermenge auf die Möglichkeit verringerter Tropfenkoagulation hingewiesen.

Experimentelle Untersuchungen der Interstage Injection in einer Gasturbine im Feldeinsatz werden von Ingistov in [40] und [41] vorgestellt, mit dem Ziel durch die optimierte Einspritzung zwischen den Stufen den Verdichter im Online-Washing zu reinigen und Fouling zu reduzieren. Hierfür werden im Leitschaufelträger Düsen eingebracht, die ein Spray in radialer Richtung generieren, das durch die Überströmung während des Betriebs mitgerissen wird und die Schaufelablagerungen entfernen soll. Während bei einer herkömmlichen Gasturbine der Offline-Waschzyklus 30 Tage beträgt, zeigen die Ergebnisse für die angewandte Maßnahme bei gleichem Leistungsabfall durch Fouling eine Verdopplung der Laufzeit. Der Anteil der Verdunstungskühlung an diesem Vorteil wird nicht betrachtet.

Da in dieser Arbeit die Interstage Injection als Einspritzverfahren ausgewählt wurde, liegen Erkenntnisse aus Vorarbeiten zu diesem Thema am Lehrstuhl für Strömungsmaschinen der Universität-Duisburg-Essen vor. In der Arbeit von Schnitzler [42] wird eine Leitschaufel der letzten Stufe in einem vierstufigen Axialverdichter durch eine SLM-gedruckte Leitschaufel mit integrierten Zweistrahl-düsen, einer Einspritztechnologie bekannt aus der Automobilbranche, ersetzt. Dieses Verfahren erweist sich durch seine Kompaktheit als vielversprechende Möglichkeit zur Sprayerzeugung im meist sehr kurzen Axialspalt zwischen den Stufen. Auslegung und Prüfstandskonzept zur Einspritzung durch die gesamte Leitschaufelreihe der ersten Stufe in dem zuvor genannten vierstufigen Axialverdichter sind in Doerr et al. [32] vorgestellt. Das Verdichterdruckverhältnis nimmt von trocken zu nass bei gleichen Luftmassenströmen um 1,5 % zu (Doerr et al. [43]). Zudem zeigen die Daten einen linearen Zusammenhang zwischen relativer Druckerhöhung und Austrittstemperatur.

Lasermessungen von von Deschwanden et al. [44] mit der selben Einspritztechnologie in einem Umlenkgritterkanal deuten auf eine Energetisierung bzw. Beschleunigung der Luftströmung im Nachlaufbereich durch das Einbringen der Tropfen hin. Bereits 15 mm hinter der Schaufelhinterkante haben sich die Tropfen auf über 80 % der Schaufelteilung in Umfangsrichtung ausgebreitet.

2.1.3 Potenziale der Wet Compression in Gasturbinen

MeeFog Systems [45] gibt für eine Siemens SGT5-4000F durch Nutzung des Overspray Foggings und einer Einspritzmenge von 2 % eine Leistungssteigerung von fast 13 % an. Meacock [14] verwendet in seiner Arbeit ein umfangreiches Gasturbinenmodell unter Berücksichtigung der Tropfenverdunstung sowie Tropfenschlupf. In einer Fallstudie an der Gasturbine des Typs Rolls-Royce Trent (Abb. 2.6) zeigen die Ergebnisse eine Steigerung der Ausgangsleistung von 15 % und des Wirkungsgrades von 4,8 % bei einer Einspritzmenge von 1 % und Tropfendurchmessern der Größe 10 μm . Darüber hinaus wird angemerkt, dass niedrigere Verdichteraustrittstemperaturen den Einsatz einer Wärmerückgewinnung interessant machen, um dadurch die Restwärme am Turbinenaustritt der verdichteten Luft vor der Brennkammer zuzuführen. Utamura et al. [4] zeigen an einer Gasturbine mit einer Nennleistung von 115 MW und 17 Verdichterstufen eine gemessene Leistungssteigerung von 8 % bei einer Einspritzmenge von 0,7 %. Experimentelle Untersuchungen von Cataldi et al. [46] an der GT24/GT26-Familie mit einer Einspritzrate von 1,2 % bestätigen weitestgehend die vorangehenden Ergebnisse mit einer Leistungserhöhung von 7,1 %.

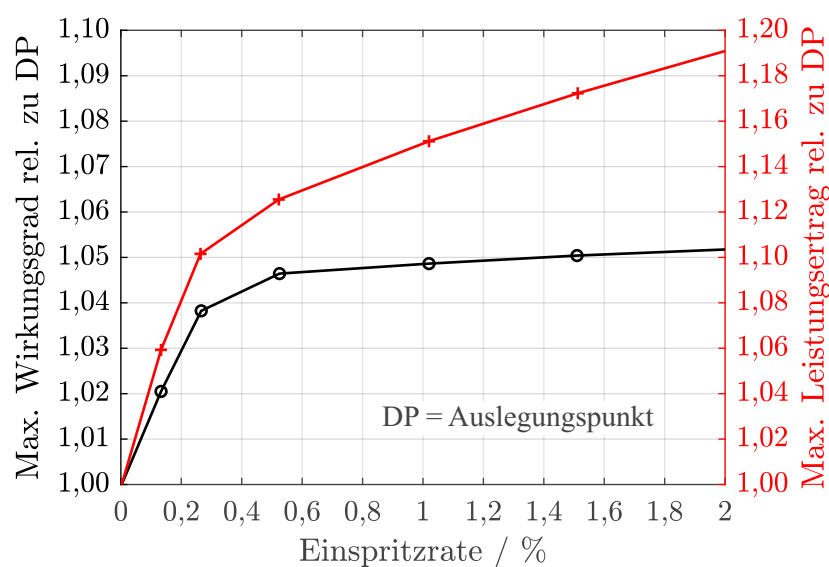


Abbildung 2.6: Leistungssteigerung am Beispiel der Gasturbine Rolls-Royce Trent (Meacock [14])

Eine gute Übersicht über die Einlasskühlung und die Wet Compression wird im Jahre 2007 von Bhargava et al. [47], [48] und [49] gegeben. Sie zeigen auf, dass die Wet Compression weltweit in mehr als 1000 Gaskraftwerken zum Einsatz kommt. In [49] werden praktische Hinweise bezüglich der Installation von Düsengittern, Risiken und Sicherheitsanforderungen bezüglich der Einspritzsysteme in Gasturbinen gegeben. Bhargava et al. [50] vergleichen verschiedene Kühlverfahren für Gasturbinen aus technischer und wirtschaftlicher Sicht für zwei ausgewählte Standorte. Sie zeigen, dass die Wet Compression zusammen mit der Dampfeinspritzung in die Brennkammer die höchsten Zuwächse im Leistungsertrag pro Jahr erzielt. Auch aus wirtschaftlicher Sicht zeigen diese zwei Technologien die höchsten Gewinne durch niedrige Kapitalkosten und hohe Leistungszugewinne an.

2.2 Weitere Einsatzbereiche tropfenbeladener Strömungen

2.2.1 Online-Washing in stationären Gasturbinen

Bei stationären Gasturbinen kommt es je nach Aufstellort der Anlage durch Verunreinigungen wie Öl, Feuchtigkeit, Sand und gelöste Mineralien im Wasser zu Ablagerungen auf den Verdichterschaufeln, engl. *Fouling*. Um die daraus resultierenden Leistungs- und Wirkungsgradeinbußen zu reduzieren, werden die Verdichter in regelmäßigen Abständen entweder im Stillstand, engl. *Offline-Washing* oder während des Betriebs, engl. *Online-Washing* gereinigt ([27],[40] und [41]). Hierbei werden Gemische aus Wasser und speziellen Reinigungsmitteln eingesetzt, die die Rückstände entfernen sollen. Das Online-Washing erfährt zunehmendes Interesse, da in diesem Falle der Reinigungsaufwand minimiert werden kann und Standzeiten vermieden werden. Syverud und Bakken [51] zeigen, dass für dieses Verfahren hohe Wassermengen von 0,8 bis 2 % empfehlenswert sind. Kleine Mengen und geringe Tropfengrößen begünstigen Fouling in den hinteren Stufen. In diesem Falle kann die Interstage Injection ein interessantes Verfahren sein, um auch in den hinteren Stufen bei kleinen Tropfengrößen zur Reduzierung von Schaufelerosion eine effektive Reinigung zu bieten ([40] und [41]).

2.2.2 Flugzeugtriebwerke

In der Luftfahrtindustrie wurde in den 40er und 50er Jahren die Wassereinspritzung untersucht, um den Schub zu erhöhen. Baron et al. [52] und Dietz und Fleming [53] geben Schubsteigerungen von 15 % an.

Baron et al. [52] beschreibt allerdings bei höheren Einspritzmengen ein Anstreifen des Verdichters und überhitzte Turbinenteile aufgrund einer beeinträchtigten Verbrennung und Nachbrennen im Turbinentrakt. Dietz und Fleming [53] weist zudem auf die notwendige Luftvorheizung hin, um Vereisen zu unterdrücken. Hinzugabe von Alkohol kann das Gefrieren des Wassers verhindern. Sun et al. [54] führen eine CFD-Studie an einer kleinen Gasturbine mit drei Verdichterstufen und einer Turbinenstufe durch. Sie zeigen durch die Wet Compression bei einer Einspritzmenge von 2,5 % eine Erhöhung des Axialschubs um 12 % sowie eine Erhöhung des Verdichterwirkungsgrads um 5 %-Punkte.

Bei modernen Flugzeugtriebwerken wird zudem die Reduzierung der NO_x-Emissionen angestrebt. Durch die Wassereinspritzung sorgt der erhöhte Wasserdampf in der Brennkammer für eine Absenkung der Flammentemperaturen, sodass die Entstehung von Stickoxiden reduziert wird (Meacock [14]). Nach Daggett und Hendricks [55] kann die Wassereinspritzung vor dem Verdichter bzw. vor der Brennkammer während des Abflugs und des Landanflugs die NO_x-Emissionen um 46,5 % und den Brennstoffverbrauch bezogen auf die Schubkraft um bis zu 3,5 % reduzieren.

Andererseits kann das Durchfliegen von Wolkengebieten oder Regengebieten auf niedriger Flughöhe zum Ansaugen von Regentropfen mit Tropfengrößen bis zu 100 µm führen, die ein Sicherheitsrisiko darstellen. Gemäß den Richtlinien von AGARD [5] ist der Maschinenleerlauf in Flughöhen von 1500 bis 6000 m am anfälligsten gegenüber Wasser- und Regeneinzug, da hier das Verhältnis von Wasser bzw. Hagel zu Luft sowie die Wasserkonzentration in der Kernströmung und damit im Nieder- und Hochdruckverdichter am höchsten ist. 70 % der Tropfen lagern sich in Form von Filmen ab, der Rest prallt z.B. ab. An der Hinterkante werden entstehende Tropfengrößen von 2500 µm genannt. Zudem verringert sich den Autoren zufolge die Pumpreserve. Dies erklären sie durch den geringen Wärmeaustausch und Massentransfer zwischen Luft und Film im Vergleich zur kurzen Aufenthaltszeit im Verdichter, sodass ein großer Teil der Flüssigkeit in die Brennkammer eintritt. Da das Wasser schließlich auch in der Brennkammer verdunstet, bewirkt dies eine Verdrängung der Luft und führt zu einem Drosseleffekt. Weiterhin wird ein möglicher Flammenabriss bei einer Reduktion des Verbrennungswirkungsgrads um 40 % aufgrund des flüssigen Wassers genannt. Die Anfälligkeit im Leerlaufbetrieb wird in Day et al. [56] experimentell an einem vierstufigen Axialverdichter während des Tropfeneinzugs bei Wassermengen von bis zu 17 % und Tropfen größer 100 µm untersucht. Die Ergebnisse zeigen eine Reduzierung des Abstands zur Pumpgrenze, einen reduzierten Druckaufbau sowie einen linearen Anstieg im Antriebsdrehmoment mit Erhöhung der eingebrachten Wassermenge.

Tasdelen et al. [57] präsentiert eine CFD-Analyse an einem Fan eines Triebwerks für den Fall von Regeneinzug und berücksichtigt dabei die Tropfen-Luft-, Tropfen-Wand- und Tropfen-Tropfen-Interaktion für Tropfen zwischen 1 und 5 mm Durchmesser. Die Analyse zeigt, dass 44 % des Wassers für Tropfendurchmesser der Größe 1 mm im Kerntriebwerk verbleiben. Zudem zeigen die Ergebnisse mit Zunahme der Drehzahl eine lineare Erhöhung der Abscheidung.

2.3 Untersuchungen zu Tropfen- und Filmbewegungen

2.3.1 Impulsaustausch in Luftströmungen

Der Impulsaustausch von Tropfen und Luft wird im Detail mittels Lasermessungen in einem Kaskadenprüfstand von Eisfeld und Joos [58] untersucht. Sie zeigen, dass für Strömungen mit hohen Inzidenzen die Profilverluste durch Dämpfung des Stoßes auf der Saugseite reduziert werden können. In anderen Betriebspunkten steigen die Verluste jedoch. Der Einfluss von Tropfen auf Sekundärströmungen wird von Geist et al. [59] und Harbeck et al. [60] diskutiert. Sie zeigen, dass einerseits das Vorhandensein von Tropfen im Vergleich zu einer trockenen Strömung eine Unterdrückung von räumlichen Wirbeln bewirken kann. Andererseits setzen jedoch im tropfenbeladenen Fall profilnahe Rückströmungen bereits bei 40 % Sehnenlänge gegenüber bei 60 % im trockenen Fall ein. Zudem merken sie an, dass generell Sprays kleiner Tropfen erzeugt werden sollten, um Sekundärströmungen klein zu halten. Wang et al. [61] spritzen in einer CFD-Studie an einer Verdichterkaskade saugseitig an verschiedenen Positionen Wasser ein, um die energiearmen Strömungszonen zu reenergetisieren. Luo et al. [62] zeigen numerisch, dass die Einspritzung in der Nähe der Schaufelspitze den Spaltwirbel reduzieren kann und sich somit das Einsetzen von großen Ablösungsgebieten verzögert.

Doerr et al. [43] messen über die zweite Stufe eines vierstufigen Verdichters unmittelbar nach der Einspritzung hinter der ersten Stufe, bei gleichen Luftmassenströmen und Einspritzmengen von 2,2 %, Druckverluste von bis zu 0,3 % gegenüber der trockenen Verdichtung. Diese werden auf den Impulsaustausch der zu beschleunigenden Tropfen mit der Luft zurückgeführt (Abb. 2.7). Dieser Aspekt wird in Kapitel 6.5 aufgegriffen.

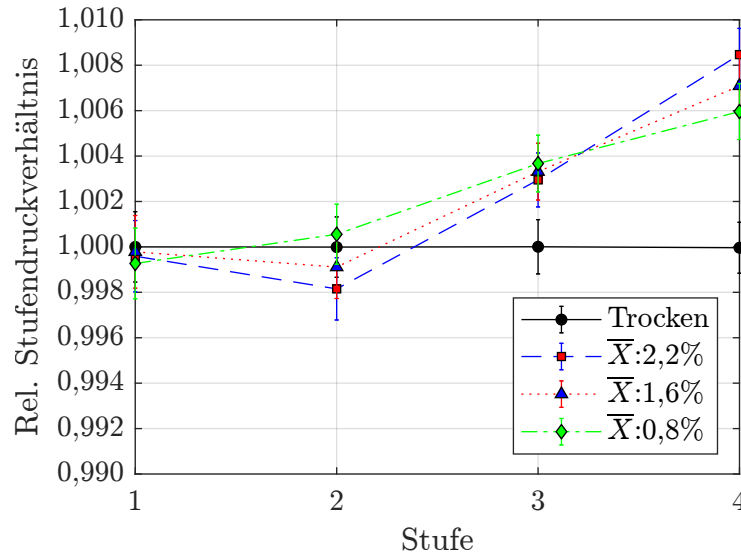


Abbildung 2.7: Relative Stufendruckverluste in der zweiten Stufe eines 4-stufigen Axialverdichters während der Interstage Injection (Doerr et al. [43])

2.3.2 Filmbewegung

Neupert et al. [63] zeigen, dass sich Tropfen auf den Schaufeln ablagern und Flüssigkeitsfilme bilden, die je nach Anstellwinkel in Strähnen zerfallen. Berechnungen des Zerfalls von Filmen zu Strähnen auf Schaufeln in Seck und Weigand [64] zeigen weitestgehende Übereinstimmung mit den Experimenten aus Neupert et al. [65]. Eisfeld [66] zeigt mittels Shadowgraphieaufnahmen Filmligamente im Bereich der Schaufelhinterkante, die sich anschließend ablösen und in Tropfen zerfallen. Im Bereich der Hinterkante reduziert sich die Tropfengeschwindigkeit relativ zur mittleren Luftströmung auf bis zu 60 %. PDA-Messungen von Ulrichs und Joos [67] geben dort Tropfendurchmesser zwischen 20 und 30 μm an. Dass der Effekt der Filmdesintegration signifikant ist, zeigen hohe gemessene Tropfenkonzentrationen von Day et al. [56] im Bereich der Hinterkante im äußeren Drittel. Hammitt et al. [68] legen auf 2D-Profilen Filme auf und lassen diese mit Dampf überströmen. Bilder im Bereich der Hinterkante zeigen Filme, die eine raue Oberfläche aufweisen, wobei das Oberflächenprofil und die Frequenz der Filmwellenbewegung stark von Geschwindigkeit und Filmdicke abhängen. Des weiteren zeigen Bilder, dass Zerfallsform und -dauer stark von der Weberzahl abhängen.

Neupert et al. [69] und Eisfeld und Joos [70] zeigen, dass Splashing an der Vorderkante zu vielen kleinen Tropfen führt. Seck et al. [71] untersuchen Tropfeneinschlag, Splashing und Rebounding an einem Verdichterprofil. Die höchsten Ablagerungsraten können an der Schaufelvorderkante erwartet werden und die Filmdicke von Vorder- bis Hinterkante steigt um das 15-fache an.

Liu et al. [72] zeigt an einem Verdichterlaufrad ($n=2400$ U/min sowie Außendurchmesser 500 mm) mit Plexiglasgehäuse bei einer Einspritzmenge von 0,064 % Gehäusefilme im Radialspalt, die sich von der Vorderkante bis über $2/3$ der axialen Rotorlänge erstrecken. Bei Androsseln reduziert sich die Erstreckung. Im Stall sowie für höhere Wasseranteile wird das Film- bzw. Tropfenbild chaotisch und die Filmbewegung erstreckt sich bis ungefähr $2/3$ stromaufwärts der axialen Schaufellänge. Nikolaidis et al. [73] modellieren auf Grundlage einer CFD und Ablagerungspositionen der Tropfen die Filmbewegung auf Schaufeln. Demnach ergeben sich hohe Ablagerungen auf der Druckseite verglichen zur Saugseite. Mit zunehmendem Radius steigt zudem die Filmdicke an. Um die Drehzahl konstant zu halten erhöht sich proportional zur Einspritzmenge das Drehmoment. Dies ist in guter Übereinstimmung mit den Experimenten von Williams [74] und Bettocchi et al. [28]. In seiner Arbeit zeigt Williams [75] eine gute Übereinstimmung in der Drehmomentzunahme zwischen den Experimenten in einem 4-stufigen Axialverdichter und der sogenannten *Tangential Momentum Theory*, die eine Impulsbilanz aus den Ablagerungen ist.

In Nikolaidis und Pilidis [76]) wird auf Basis von bekannten Filmdicken eine geänderte Schaufelgeometrie erzeugt sowie eine Anpassung der hydraulischen Rauheit aufgrund der Filmstruktur gebildet. Die Autoren stellen bei Nenndrehzahl und einer Einspritzmenge von 4 % eine Minderung des Wirkungsgrades von 1,8 % und einen Druckverlust von 0,4 % fest. Bei niedrigeren Drehzahlen, z.B. 65 %, und somit niedrigeren Zentrifugalkräften fließt gemäß Kontinuitätsgleichung der Film langsamer, die Filmdicke erhöht sich und die Verluste erhöhen sich auf 8,5 %. Nach einem Modell von Williams und Young [77] zur Beschreibung von Filmbewegungen auf gekrümmten Laufschaufeln sind die Coriolis- und Zentrifugalkraft sowie die der Bewegung entgegengesetzte Reibungskraft entscheidend für die Filmbewegung.

2.4 Risiken durch Tropfen in der Gasströmung

2.4.1 Schaufelerosion und -korrosion durch Tropfen

Allen Anwendungsfällen ist gemein, dass die Tropfen je nach Tropfendurchmesser und weiteren Parametern der Strömung nicht vollständig folgen können und sich dadurch teilweise auf den Bauteilen ablagern. Die Tropfen treffen dabei mit hohem Impuls auf den Bauteilen auf und stellen ein hohes Erosionsrisiko dar. Das physikalische Folgeverhalten der Tropfen muss folglich verstanden werden, um die strömungsführenden Bauteile entsprechend zu gestalten, z.B. durch Schaufelbeschichtungen.

Am Beispiel von Online-Wäsche mit flüssigen Reinigungsmitteln zeigt Brun et al. [78] an den Schaufelvorderkanten der ersten Stufen deutliche Erosionsspuren.

Während im Trockenbetrieb Salzablagerungen hauptsächlich in den vorderen Stufen zu finden sind, werden durch Online-Wäsche auch in den hinteren Stufen höhere Salzanteile erfasst, da diese in den ersten Stufen abgelöst werden und sich erneut ablagern. Dies begünstigt Korrosion. In einer Abschätzung wird gezeigt, dass nach 22.000 Stunden die Gasturbinenleistung mit Wassereinspritzung geringer ausfällt als ohne. Dies ist zu 35 % auf Erosion der Schaufelkanten zurückzuführen. Jolly und Scott [79] zeigen mittels Boroskopuntersuchungen an den Turbinentypen GT24 und 26 nach 1100 Betriebsstunden mit Wet Compression Erosionserscheinungen, vor allem der ersten Laufschaufelreihe. Die Anordnung von Düsen unmittelbar vor dem Verdichter gegenüber weit vor dem Verdichter ist den Autoren zufolge jedoch wünschenswert, da Tropfenkoaleszenz und Ablagerungen am Verdichtereintritt unterbunden werden.

2.4.2 Stufenverhalten und Pumpgrenzabstand

In zahlreichen theoretischen Untersuchungen wird durch die Wet Compression eine aerodynamische Entlastung der vorderen Stufen und Überlastung der hinteren Stufen beschrieben (z.B. [10] [35] [36] [34], [26]). Abb. 2.8 zeigt die vermessenen Stufendruckverhältnisse an einem vierstufigen Axialverdichter (Schnitzler [30]) und bestätigt die theoretischen Erkenntnisse. Erklärt wird dieser Effekt in den hinteren Stufen durch die relative Erhöhung der Dichte aufgrund der Kühlung verglichen zur trockenen Verdichtung. Dies führt folglich auf der Stufenkennlinie zu höheren Drücken und somit näher an die Pumpgrenze. Unter Annahme einer gleichbleibenden Durchflusskennziffer in den hinteren Stufen würde durch die höhere Dichte ein höherer Massenstrom resultieren.

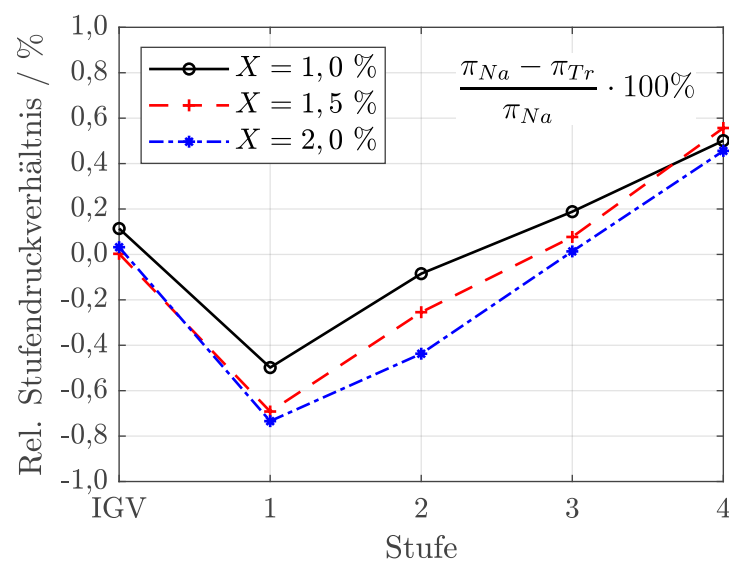


Abbildung 2.8: Relative Stufendruckverhältnisse an einem 4-stufigen Axialverdichter während Overspray Fogging (Schnitzler et al. [30])

Da der Kühleffekt in den vorderen Stufen noch unerheblich ist, wandert durch den höheren Massenstrom der Betriebspunkt auf der Stufenkennlinie zu niedrigeren Drücken. Somit werden die vorderen Stufen entlastet.

Brun et al. [80] erkennen durch einen verminderten Pumpgrenzenabstand von 13 auf 9 % aufgrund der Wassereinspritzung die Gefahr von rotierenden Ablösungen und Schaufelflattern, die zu hochzyklischen Schwingbrüchen führen können. Weiterhin kann es während der Einlasskühlung durch Eisbildung am Gasturbineneinlass zu Anstreifen der Laufschaufeln kommen. Zudem reduziert sich die Lebensdauer von Heißgasbauteilen nach Einschätzung der Autoren auf 88 % der ursprünglichen Lebensdauer, da der hohe Feuchtigkeitsanteil für eine höhere Wärmeübertragung auf die Bauteile sorgt.

Williams [74] zeigt für Tropfen mit hohem initialen Axialimpuls, dass die Strömung der ersten Stufen kaum, jedoch die Charakteristik der hinteren Stufen stärker beeinflusst wird und dadurch die Pumpgrenze in Richtung des Auslegungspunkts verschoben wird. Berechnungen ergeben, dass ein angenommener Pumpgrenzenabstand von 25 % im trockenen Fall bei 2,5 % Wasser zu Luft aufgebraucht wäre. Day [56] zeigt für große Wasseranteile von 16 % bei vernachlässigbarer Verdunstung im Verdichter größere Druckverluste. Das Wasser wird im Ringspalt vor allem radial außen detektiert und sorgt dort für höhere Strömungsverluste. Durch den Druckverlust und eine Verringerung des Durchflusskoeffizienten bewegt sich der lokale Betriebspunkt in Richtung der Pumpgrenze. Da der innere Ringspalt trocken ist und dort höhere Durchflusskennziffern ermittelt werden, bewegt sich dieser lokale Betriebspunkt auf der Verdichterkennlinie in Richtung der Schluckgrenze.

Die Gruppe um Munari [81] untersucht an einem 6-stufigen Axialverdichter mit radialer Endstufe das dynamische Verhalten in Nähe der Pumpgrenze bei Wasseranteilen bis zu 2,7 %. Bei kontinuierlichem Zufahren der Drossel wird kein Unterschied im Grenzmassenstrom, bei dem Pumpen einsetzt, festgestellt. Zudem setzt das Pumpen beim Zufahren der Drossel bei kleineren Drosselstellungen ein, während beim Öffnen das Pumpen erst bei größeren Drosselstellungen wieder aufhört. Zeitaufgelöste Druckmessungen zeigen eine Erhöhung der Frequenz der rotierenden Ablösung bei höheren Drehzahlen.

3 Grundlagen

Da in dieser Arbeit ausschließlich Luft und das disperse Medium Wasser verwendet werden, werden die theoretischen Grundlagen für diese zwei Medien näher betrachtet.

3.1 Strömungsgrößen in einem Schaufelgitter

Die Definitionen der aerodynamischen Größen in dieser Arbeit sind in Abb. 3.1 für eine trockene Strömung in einem abgewinkelten Zylinderschnitt einer Verdichterstufe dargestellt. Die Anströmung vor der Laufschaufelreihe und die Abströmung aus der Leitschaufelreihe werden als drallfrei angenommen, sodass die Umfangskomponenten c_{u1} und c_{u3} der Absolutgeschwindigkeit c gleich null werden. Ebenso gilt, dass die Meridiangeschwindigkeit c_m über die gesamte Stufe konstant bleibt. Die Stufe ist somit eine Repetierstufe, sodass die Geschwindigkeiten der Ebene 1 und der Ebene 3 einander entsprechen.

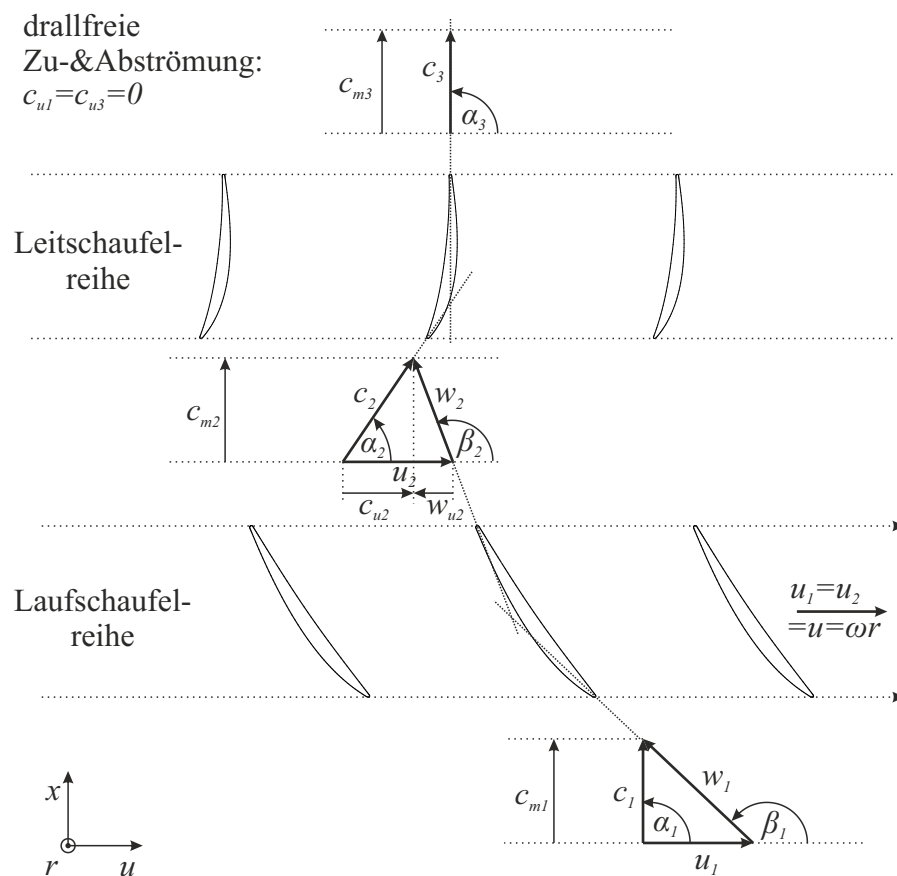


Abbildung 3.1: Geschwindigkeitsdreiecke an einem Lauf- und Leitschaufelgitter eines Verdichters

3.2 Kräftebilanz an einem überströmten Tropfen

Für einen Tropfen im überströmten Trägermedium Luft wird zunächst das Kräftegleichgewicht aufgestellt. Als Grundlage dient das zweite Newton'sche Axiom, wonach ein Körper nur dann seine Geschwindigkeit ändert, wenn er eine äußere Kraft erfährt. Dieser Zusammenhang ist in Gl. 3.1 mathematisch für das betrachtete Partikel P mit dem Durchmesser d_P und dessen Masse m_P formuliert.

$$m_P \cdot \frac{d\mathbf{v}_P}{dt} = \sum_i \mathbf{F}_i \quad (3.1)$$

Dieses bewegt sich in Abb. 3.2 mit der vektoriellen Geschwindigkeit \mathbf{v}_P in einem Medium mit der Geschwindigkeit \mathbf{v}_a . Die äußeren Kräfte ergeben sich gemäß Gl. 3.2:

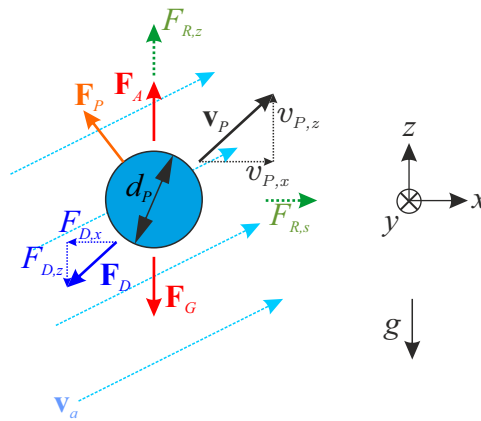


Abbildung 3.2: Kräftegleichgewicht an einem strömenden Partikel

$$\sum_i \mathbf{F}_i = \mathbf{F}_D + \mathbf{F}_A + \mathbf{F}_G + \mathbf{F}_R + \mathbf{F}_P + \mathbf{F}_I \quad (3.2)$$

Da im Beispiel $|\mathbf{v}_P| > |\mathbf{v}_a|$ ist, ist die sogenannte Widerstandskraft \mathbf{F}_D entgegen der Bewegungsrichtung dargestellt. In Richtung der Gravitation wirkt die Gewichtskraft \mathbf{F}_G des Tropfens und entgegengesetzt die Auftriebskraft \mathbf{F}_A . Weiterhin müssen in bewegten Inertialsystemen die Scheinkräfte \mathbf{F}_R , Coriolis- und Zentrifugalkraft, berücksichtigt werden. Zudem ergeben sich aufgrund von lokalen Druckunterschieden die Kräfte \mathbf{F}_P . Instationäre Effekte bewirken am Tropfen die Kräfte \mathbf{F}_I . Die äußeren Kräfte lassen sich folgendermaßen formulieren:

3.2.1 Widerstandskraft \mathbf{F}_D

Zur Beschreibung des Widerstandes von Störkörpern in Fluiden wird die dimensionslose Größe des Widerstandskoeffizienten c_D eingeführt.

Dieser ist allgemein definiert als das Verhältnis der Widerstandskraft bezogen auf den dynamischen Druck und die Projektionsfläche des Körpers. Daraus ergibt sich Gl. 3.3.

$$\mathbf{F}_D = \frac{1}{2} c_D \frac{\pi}{4} d_P^2 \rho_a |\mathbf{v}_a - \mathbf{v}_P| (\mathbf{v}_a - \mathbf{v}_P) \quad (3.3)$$

Die Herausforderung besteht in der Bestimmung des Widerstandskoeffizienten. Hierzu wird die Reynoldszahl des Tropfens herangezogen, die sich aus der Geschwindigkeitsdifferenz von Tropfen zu Luft ergibt:

$$Re_P = \frac{\rho_a \cdot |\mathbf{v}_a - \mathbf{v}_P| \cdot d_P}{\mu_a} \quad (3.4)$$

Für Kriechströmungen mit Reynoldszahlen $Re_P < 0,8$ lässt sich eine analytische Lösung für Kugeln nach Gl. 3.5 ermitteln, die sich aus dem *Stokes'schen Gesetz* ergibt (Rein [82]):

$$F_D = 6\pi\mu_a\Delta v \frac{d_P}{2} \quad (3.5)$$

Einsetzen von Gl. 3.5 und Gl. 3.4 in die eindimensionale Form von Gl. 3.3 ergibt den Widerstandskoeffizienten für diesen Bereich:

$$c_D = \frac{F_D}{\frac{\rho_a}{2} \Delta v^2 \frac{\pi d_P^2}{4}} = \frac{24}{Re_P} \quad \text{für } Re_P < 1 \quad (3.6)$$

Die in dieser Arbeit vorkommenden Tropfen (e.g. $\Delta v = 60$ m/s, $d_{P,max} = 100$ μm) liegen allerdings bei Reynoldszahlen bis zu 370. Um auch für diesen Bereich eine gültige Beschreibung zu finden, wird Gl. 3.6 mit einem Korrekturfaktor f multipliziert. Durch Experimente ist der Widerstandskoeffizient für undeformierbare kugelförmige Körper gut bestimmt (Abb. 3.3). Im Bereich von $Re_P < 1$ beschreibt das *Stoke'sche Gesetz* das reale Verhalten aus den Experimenten gut. Mit zunehmender Reynoldszahl weicht der experimentell ermittelte Koeffizient von der Stokes'schen Lösung ab. Bis zu Reynoldszahlen von 800 kann die empirische Beziehung von Schiller und Naumann [84] nach Gl. 3.7 verwendet werden.

$$c_D = \frac{24}{Re_P} \cdot \left(1 + 0,15 Re_P^{0,687}\right) \quad \text{für } 1 < Re_P < 800 \quad (3.7)$$

Für höhere Reynoldszahlen empfiehlt sich die Beschreibung durch Clift und Gauvin ([85]). In der Literatur sind weitere zahlreiche Modelle und Experimente zur Beschreibung von Widerstandskoeffizienten in Abhängigkeit der Reynoldszahl für sphärische Partikel beschrieben (z.B. in Crowe et al. [86], Mikhailov und Freire [87] oder Rudinger [83]).

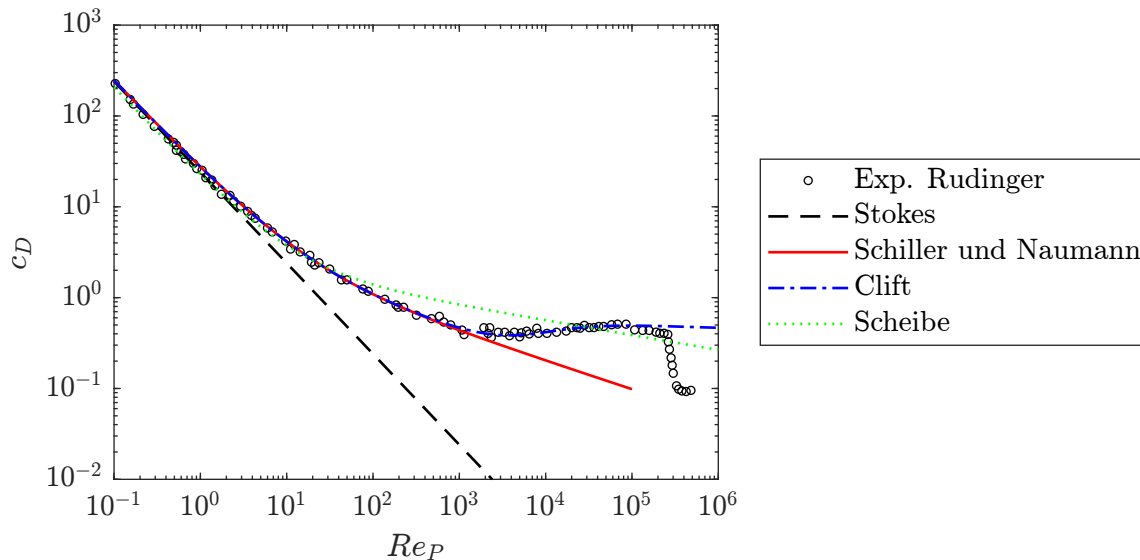


Abbildung 3.3: Beschreibung des Widerstandskoeffizienten für Reynoldszahlen mit verschiedenen Ansätzen, ([83], [84], [85])

3.2.2 Rotationskräfte \mathbf{F}_R

Als Rotationskräfte werden in dieser Arbeit Scheinkräfte bezeichnet, die sich nur aus Sicht eines mitbewegten Betrachters im Relativsystem beschreiben lassen. Als Scheinkräfte werden die Zentrifugalkraft \mathbf{F}_Z und die Corioliskraft \mathbf{F}_C (Gross et al. [88]) eingeführt. In dieser Arbeit werden die Gleichungen im zylindrischen Koordinatensystem angewendet. Für die Corioliskraft gilt:

$$\mathbf{F}_C = \begin{pmatrix} F_{C,x} \\ F_{C,r} \\ F_{C,u} \end{pmatrix} = m_P \begin{pmatrix} 0 \\ v_u \cdot \omega \\ -v_r \cdot \omega \end{pmatrix} \quad (3.8)$$

Es fällt auf, dass im rotierenden System im Falle eines radial nach außen fliegenden Partikels mit der Geschwindigkeit $v_r > 0$ die Coriolisbeschleunigung aufgrund des Vorzeichens negativ ist. Demzufolge wirkt die Corioliskraft, die ein Tropfen erfährt, der Bewegung des Schaufelblatts ($v_u = \omega r$) entgegen.

Die Zentrifugalkraft wirkt nur in radialer Richtung gemäß Gl. 3.9:

$$\mathbf{F}_Z = \begin{pmatrix} F_{Z,x} \\ F_{Z,r} \\ F_{Z,u} \end{pmatrix} = m_P \begin{pmatrix} 0 \\ r\omega^2 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (3.9)$$

3.2.3 Weitere Kräfte an einem Tropfen

Neben den genannten Kräften sind noch weitere Effekte an einem Tropfen zu nennen, die im Folgenden kurz zusammengefasst werden und in dieser Arbeit nicht weiter verfolgt werden:

Gewichtskraft \mathbf{F}_G

Die Gewichtskraft ergibt sich zu:

$$\mathbf{F}_G = -\rho_P \cdot V_P \cdot \begin{pmatrix} 0 \\ g \\ 0 \end{pmatrix} \quad (3.10)$$

mit g für die Erdbeschleunigung. Die Bedeutung dieser Kraft im Vergleich zur Widerstandskraft kann abgeschätzt werden. Hierfür wird eine Tropfengröße von $20 \mu\text{m}$ bei einer Geschwindigkeitsdifferenz zur Luft Δv von 10 m/s angenommen. Das resultierende Verhältnis F_G/F_D beträgt $1,15 \%$. Für kleinere Tropfen wird aufgrund des kubischen Volumenwachstums eines kugelförmigen Tropfens das Verhältnis noch kleiner. Für größere Tropfen werden für den konkreten Anwendungsfall die Geschwindigkeitsdifferenzen größer, sodass die Widerstandskraft zunimmt und auch in diesem Fall ein niedriges Kräfteverhältnis erwartet werden kann. Deshalb wird die Gewichtskraft in den folgenden Kapiteln vernachlässigt.

Druck- und Scherkräfte

Unter der Annahme, dass das lokale Druckfeld der Luftströmung durch den Tropfen nicht beeinflusst wird, erfährt dieser eine Kraft. Diese ergibt sich aufgrund des Druckunterschieds einer Seite des Tropfens gegenüber der anderen entlang des Druckgradienten. Somit folgt die Druckkraft gemäß Gl. 3.11 für die drei Raumrichtungen i (Crowe et al. [86]):

$$F_{P,i} = -V_P \frac{\partial p}{\partial x_i} \quad (3.11)$$

Im Falle eines positiven Druckgradienten zeigt sich durch das vorstehende Minus, dass die Kraft entgegen der Bewegung steht und der Tropfen gebremst wird. Aus dieser Gleichung leitet sich auch der Spezialfall der Auftriebskraft ab, die sich durch den hydrostatischen Druck ergibt. Sie steht der Gravitation entgegen und lautet:

$$\mathbf{F}_A = \rho_a V_P \cdot \begin{pmatrix} 0 \\ g \\ 0 \end{pmatrix} \quad (3.12)$$

wobei V_P das verdrängte Volumen durch den Partikel repräsentiert.

Für die Scherkraft ergibt sich durch die herrschenden Scherspannungen an der Oberfläche zwischen Luft und Tropfen Gl. 3.13 (Crowe et al. [86]).

$$\mathbf{F}_{\tau,i} = V_P \frac{\partial \tau_{ik}}{\partial x_k} \quad (3.13)$$

Gemäß Crowe et al. [86] und Neupert [89] können beide Kräfte aufgrund des Dichteverhältnisses Luft zu Wasser von 0,001 vernachlässigt werden.

Instationär wirkende Kräfte

Aufgrund der Beschleunigung eines Körpers in der überströmenden Luft, wird ebenfalls vom Körper verdrängte Luft beschleunigt, die einen Teil der geleisteten Arbeit des Körpers aufnimmt. Dieser Zusammenhang wird auch *Virtueller Masseneffekt* genannt (Crowe et al. [86]). Letztendlich ergibt sich die richtungsabhängige Kraft $F_{VM,i}$ in Gl. 3.14 ([86]).

$$F_{VM,i} = \frac{\rho_a V_P}{2} \left(\frac{dv_{a,i}}{dt} - \frac{dv_{P,i}}{dt} \right) \quad (3.14)$$

mit der relativen Beschleunigung von Luft $\frac{dv_{a,i}}{dt}$ zu Tropfen $\frac{dv_{P,i}}{dt}$.

Darüber hinaus ergibt sich aus Überlegungen heraus die Bassetkraft nach Gl. 3.15, die sich aus den viskosen Effekten der Grenzschicht ergibt. Im Falle einer Änderung der relativen Geschwindigkeit wird die Entwicklung der Grenzschicht verzögert.

$$F_{B,i} = \frac{3}{2} d_P^2 \sqrt{\pi \rho_a \mu_a} \int_0^t \frac{d}{dt'} (v_{P,i} - v_{a,i}) \frac{dt'}{\sqrt{t-t'}} \quad (3.15)$$

Abschätzungen von Neupert [89] zeigen, dass die Virtuelle Massenkraft und die Bassetkraft für $\frac{\rho_a}{\rho_P}$ von circa 10^{-3} lediglich für große Tropfen im Bereich von oszillierenden Stößen relevant sind. Da dies in dieser Anwendung nicht der Fall ist, können die instationär wirkenden Kräfte vernachlässigt werden.

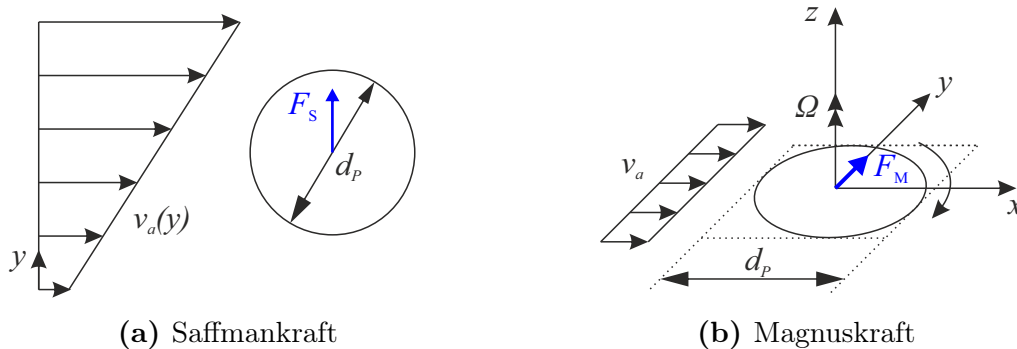


Abbildung 3.4: Wirkung der Saffmankraft und der Magnuskraft

Saffman- und Magnuskraft

Herrscht bei konstantem Totaldruck ein Geschwindigkeitsgradient von Ober- zu Unterseite des Tropfens vor, ergibt sich dadurch ein statischer Druckunterschied an der Oberfläche (Abb. 3.4a). Die resultierende Kraft wird als Saffmankraft bezeichnet ([86]). Um die Größe dieser Kraft abzuschätzen, wird die Reynoldszahl der Scherrate gemäß Gl. 3.16 gebildet

$$Re_S = \frac{\rho_a d_P^2}{\mu_a} |\boldsymbol{\omega}|, \quad (3.16)$$

wobei $\boldsymbol{\omega} = \nabla \times \mathbf{v}$ die Vortizität beschreibt. McLaughlin [90] zeigt, dass die Bedeutung der Saffmankraft bei Reynoldszahlen $Re_P \gg Re_S$ stark nachlässt. Um den Einfluss der Saffmankraft für die Strömungsgebiete dieser Arbeit abzuschätzen, wird die Vortizität auf dem Mittelschnitt der CFD (Kapitel 5.1) in Abb. 3.5 dargestellt.

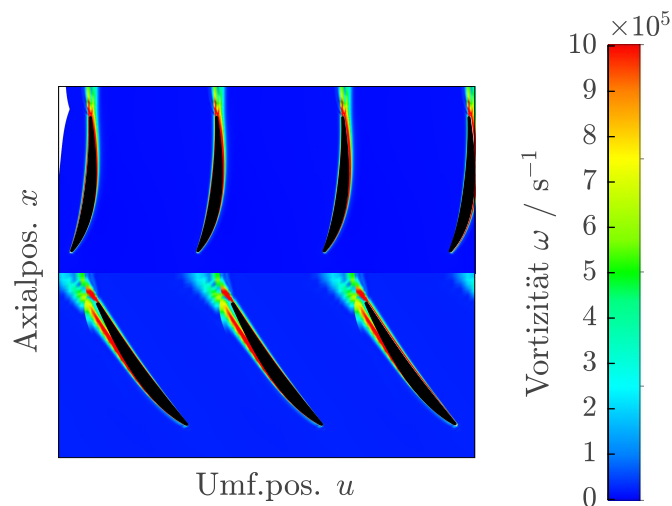


Abbildung 3.5: Vortizität der Strömung auf dem Mittelschnitt der betrachteten Stufe

Im Mittel beträgt die Vortizität im Laufradgitter 30000 1/s . Daraus ergibt sich eine Reynoldszahl Re_S von $0,2$ für $d_P = 10 \text{ }\mu\text{m}$ und $2,0$ für $d_P = 30 \text{ }\mu\text{m}$ und ist somit in weiten Bereichen deutlich geringer als Re_P . Lediglich im Bereich der Saugseite steigt die Vortizität auf maximal 10^7 1/s an, wodurch sich Re_S von größer 500 ergeben. Wie später gezeigt wird, liegen in diesem Bereich aufgrund ihrer Trägheit jedoch kaum Tropfen vor, weshalb die Saffmankraft in dieser Arbeit vernachlässigt wird.

Durch eine relative Rotation des Tropfens zur umgebenden Strömung wird die Geschwindigkeit auf einer Seite des Tropfens höher als auf der anderen Seite sein, wodurch ein Druckunterschied und somit eine Auftriebskraft induziert wird (Abb. 3.4b). Diese Kraft wird als Magnuskraft bezeichnet ([91]). Sie kann mit folgender Gleichung berechnet werden:

$$\mathbf{F}_M = \frac{\pi}{8} \rho_a d_P^2 \cdot c_R \cdot |\mathbf{v}_a - \mathbf{v}_P| \cdot \frac{\boldsymbol{\Omega} \times (\mathbf{v}_a - \mathbf{v}_P)}{|\boldsymbol{\Omega}|} \quad (3.17)$$

wobei $\boldsymbol{\Omega}$ gemäß Gl. 3.18 die Rotation des Partikels relativ zur Eigenrotation des Trägerfluids

$$\boldsymbol{\Omega} = \frac{1}{2} \nabla \times \mathbf{v}_a - \boldsymbol{\omega} \quad (3.18)$$

und c_R ein von der Rotationsrate $\gamma = Re_R/2Re_P$ abhängiger Auftriebskoeffizient ist. Hierfür wird die Reynoldszahl der Partikelrotation gebildet:

$$Re_R = \frac{\rho_a d_P^2 |\boldsymbol{\Omega}|}{\mu_a} \quad (3.19)$$

Experimentelle Studien empfehlen, den Auftriebskoeffizienten c_R gemäß Gl. 3.20 zu berechnen ([91]).

$$c_R = 0,45 + (2\gamma - 0,45) \cdot \exp(-0,075 \cdot \gamma^{0,4} \cdot Re_P^{0,7}) \quad (3.20)$$

Um die Bedeutung dieser Kraft für diese Arbeit zu bewerten, wird folgendes Gedankenexperiment durchgeführt:

- Zunächst rotiert ein Tropfen mit der Vortizität der umgebenden Strömung ($\boldsymbol{\Omega} = 0$).
- Als nächstes wird angenommen, dass die Vortizität der umgebenden Strömung schlagartig stoppt, während der Tropfen durch seine Trägheit unverändert weiter rotiert. Für diesen Fall ergibt sich die maximal mögliche Magnuskraft.
- Unter dieser Annahme wird deren Einfluss für diese Arbeit abgeschätzt. Demzufolge wird $\boldsymbol{\Omega} = \boldsymbol{\omega}_{max}$ gesetzt und somit $Re_R = Re_S$.

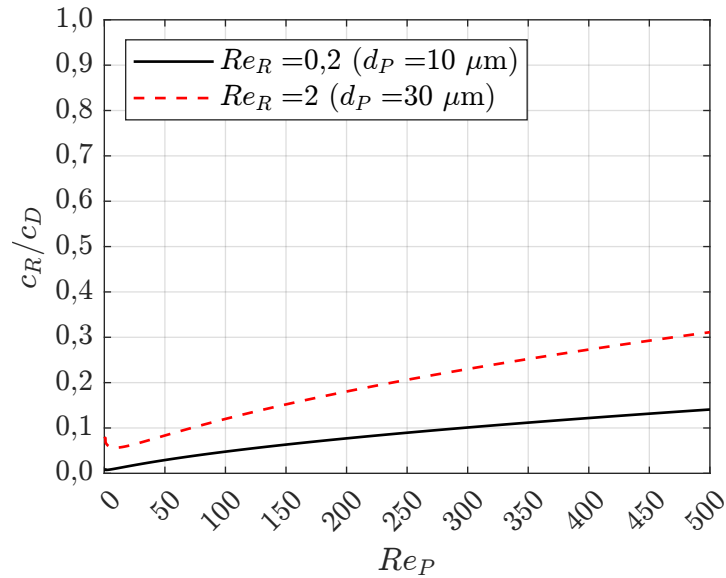


Abbildung 3.6: Einfluss der Magnuskraft auf die Tropfenbewegung für eine Vortizität von $\omega = 30000$ 1/s

Das Verhältnis des resultierenden Auftriebs- zum Widerstandskoeffizienten nach Gl. 3.7 für verschiedene Tropfenreynoldszahlen ist in Abb. 3.6 für zwei Re_R dargestellt. Es zeigt sich, dass bei kleinen Re_R der Einfluss auf das Bewegungsverhalten in einem großen Bereich gering ist. Insbesondere die kleinen Tropfen werden durch ihre geringe Trägheit sehr schnell die Geschwindigkeit an die Luft anpassen, sodass in diesem Falle sehr kleine Re_P vorliegen und das Verhältnis Auftrieb- zu Widerstandskoeffizient $\ll 0,05$ ist. Größere Re_R liegen gemäß Abb. 3.5 lediglich in lokalen Bereichen der Saugseite vor. Durch ihre Trägheit werden in diesem Bereich jedoch nur wenige Tropfen vorliegen, sodass die Magnuskraft nachfolgend vernachlässigt wird.

3.3 Charakteristische Mehrphasenparameter

Eine Mehrphasenströmung, insbesondere im Falle der Tropfenbeladung einer Gasphase, wie hier am Beispiel Luft, ist durch eine Vielzahl an mikroskopischen und makroskopischen Phänomenen charakterisiert. Um diese unterscheiden zu können, werden zunächst einige Bewertungsparameter definiert.

3.3.1 Massenbilanzierung

Der Massenanteil der Flüssigphase an der Gasphase ergibt sich aus dem Verhältnis der eingespritzten Wassermenge \dot{m}_w zum einströmenden Luftmassenstrom \dot{m}_a .

$$X = \frac{\dot{m}_w}{\dot{m}_a} \quad (3.21)$$

3.3.2 Relaxationszeit

Um das Folgevermögen zu beschreiben, also die Zeit, die ein Tropfen braucht um auf eine Änderung der umgebenden Strömung zu reagieren, wird eine charakteristische Zeit definiert. Zur Definition der Relaxationszeit wird für die Kräftebilanz aus Gl. 3.1 nur die Widerstandskraft nach Gl. 3.3 berücksichtigt:

$$m_P \frac{d\mathbf{v}_P}{dt} = \frac{1}{2} c_D \frac{\pi d_P^2}{4} \rho_a (\mathbf{v}_a - \mathbf{v}_P) |\mathbf{v}_a - \mathbf{v}_P| \quad (3.22)$$

In diese Gl. wird nun die Reynoldszahl aus Gl. 3.4 eingefügt und durch die Masse m_P geteilt:

$$\frac{d\mathbf{v}_P}{dt} = \frac{18\mu_a}{\rho_P d_P^2} \frac{c_D Re_P}{24} (\mathbf{v}_a - \mathbf{v}_P) \quad (3.23)$$

Der erste Term wird reziprok als Tropfenrelaxationszeit definiert. Somit gilt:

$$\tau_P = \frac{\rho_P d_P^2}{18\mu_a} \quad (3.24)$$

Unter der Annahme konstanter Viskosität μ_a und Tropfendichte ρ_P folgt z.B. für einen 100 μm großen Tropfen, die 100-fache Zeit eines 10 μm großen Tropfens.

Weiterhin wird der zweite Term $(c_D Re_P)/24$ für Kriechströmungen ($Re_P \approx 1$) gleich 1 und Gl. 3.23 zu ([86]):

$$\frac{d\mathbf{v}_P}{dt} = \frac{1}{\tau_P} \cdot 1 \cdot (\mathbf{v}_a - \mathbf{v}_P) \quad (3.25)$$

Für den eindimensionalen Fall lautet die Lösung dieser Differentialgleichung:

$$v_P = v_a (1 - e^{-t/\tau_P}) \quad (3.26)$$

Daraus folgt, dass ein Tropfen die Zeit $t = -\ln(1 - 0,99)\tau_P = 4,6\tau_P$ benötigt, um 99 % der Luftgeschwindigkeit zu erreichen. Das folgende Rechenbeispiel zeigt den Einfluss des Tropfendurchmessers bzw. der Relaxationszeit auf diese Zeit:

Unter der Annahme einer konstanten Luftgeschwindigkeit von 50 m/s benötigt ein 100 μm großer Tropfen aus der Ruhe heraus 140 ms um die Geschwindigkeit der Luft anzunehmen (Abb. 3.7).

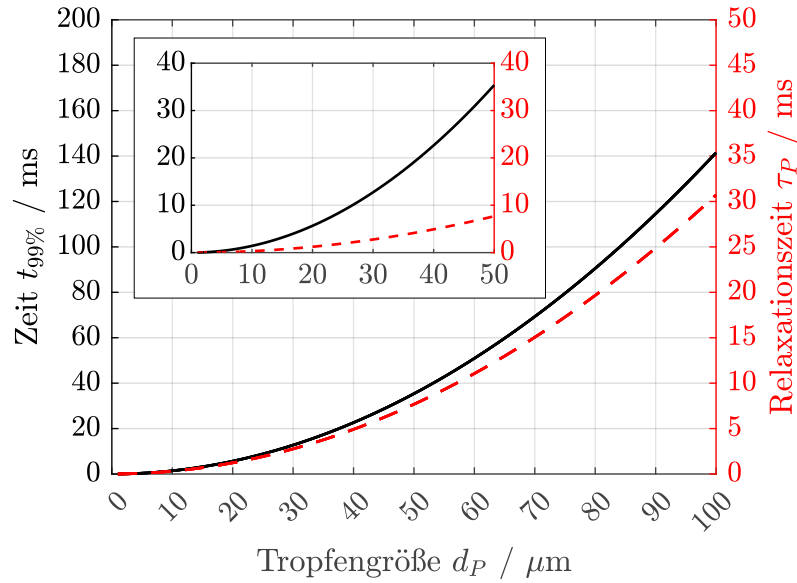


Abbildung 3.7: Zeitdauer zur Beschleunigung eines Tropfens auf 99 % der Luftgeschwindigkeit bei einer Startgeschwindigkeit von 0 m/s und Vorgabe einer konstanten Luftgeschwindigkeit von 50 m/s

3.3.3 Stokeszahl

Um den Einfluss der Relaxationszeit τ_P anwendungsspezifisch bewerten zu können, wird in Gl. 3.27 das Verhältnis zu einer charakteristischen Strömungszeit der Luft τ_a aufgestellt, die sogenannte Stokeszahl St ([86]).

$$St = \frac{\tau_P}{\tau_a} \quad (3.27)$$

Für St kleiner 1 kann davon ausgegangen werden, dass ein Tropfen der umgebenden Strömung gut folgen kann. Bei $St > 1$ wird der Tropfen die Luftgeschwindigkeit nach vorgegebener Aufenthaltsdauer τ_a nicht erreichen.

Folgendes vereinfachtes Beispiel berücksichtigt die Aufenthaltsdauern für zwei Betriebspunkte der zweiten Stufe für den in dieser Arbeit betrachteten Verdichter (BP1: $\tau_a = 0,76$ ms & BP2: 0,49 ms). Es wird jeweils die gemittelte Luftgeschwindigkeit in der Austrittsebene der Stufe 2 aus der CFD (Kapitel 5.1) gebildet. Diese sowie die thermodynamischen Parameter für Luft und Wasser sind hierbei konstant. Trajektorienabweichungen werden ebenso vernachlässigt. Mit Hilfe der Gleichungen 3.25 und 3.24 ergibt sich Abb. 3.8. Sie zeigt die resultierenden Geschwindigkeiten am Austritt der Stufe, wobei die durchgezogenen Linien einen Betriebspunkt nahe der Pumpgrenze ($v_a = 147$ m/s) und die gestrichelten Linien einen Betriebspunkt nahe der Schluckgrenze ($v_a = 173$ m/s) repräsentieren. Es zeigt sich, dass Tropfen mit Durchmessern bis zu 10 μm die Geschwindigkeit der Luft für beide Betriebspunkte gut annehmen können. Bis zu diesem Durchmesser ist die Stokeszahl kleiner als 1.

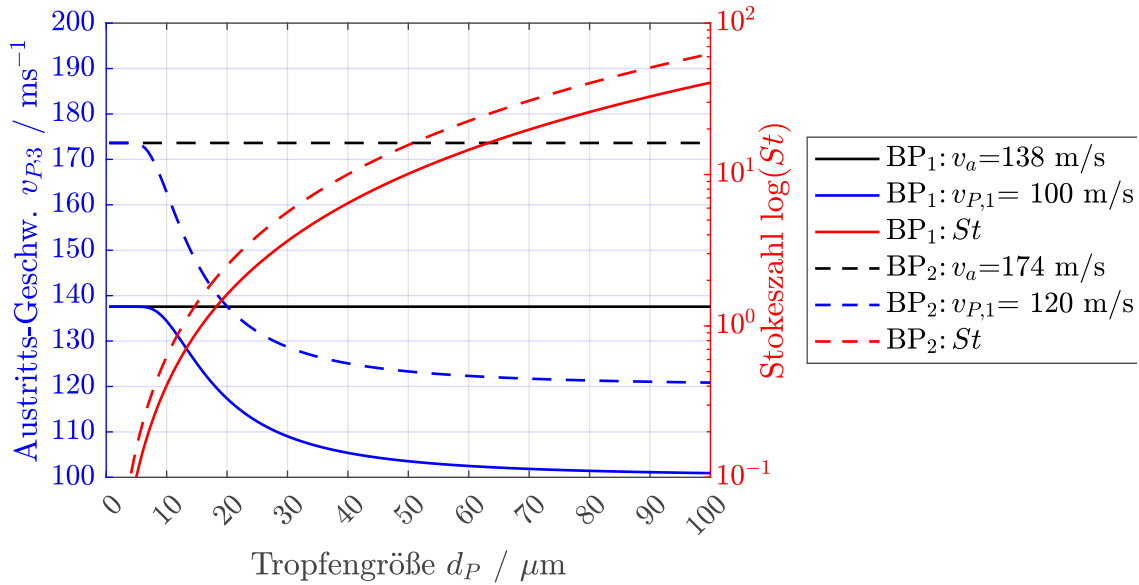


Abbildung 3.8: Verbleibende Geschwindigkeitsdifferenz nach einer Stufe für verschiedene Tropfengrößen und Betriebspunkte

Für größere Durchmesser nähert sich die Tropfenaustrittsgeschwindigkeit der Luft nicht an. Z.B. erhöht sich die Tropfengeschwindigkeit für BP1 vom Eintritt zum Austritt bei dem Tropfendurchmesser 100 μm lediglich von 100 m/s auf 101 m/s. Somit zeigt sich, dass Stokeszahlen größer 1 ein Maß für ein schlechtes Folgevermögen sind.

3.3.4 Weberzahl

Die Weberzahl ist eine dimensionslose Kennzahl, die das Verhältnis von Trägheits- zur Oberflächenkraft beschreibt. Dabei sorgen die Trägheits- bzw. aerodynamischen Kräfte für eine Destabilisierung des Tropfens, während die Oberflächenkräfte des Tropfens diesen zusammenhalten und somit stabilisieren. Die Weberzahl ist wie folgt definiert (Ashgriz [92]):

$$We = \frac{\rho_a \cdot \Delta v^2 \cdot b}{\sigma_P} \quad (3.28)$$

wobei b in diesem Fall eine charakteristische Länge, in dieser Arbeit der Tropfendurchmesser d_P , ist.

3.3.5 Ohnesorgezahl

Die Viskosität eines Tropfens führt zu einer Reduzierung der Tropfendeformation und dissipiert den Energieeintrag durch aerodynamische Kräfte. Dadurch wird die Wahrscheinlichkeit eines möglichen Tropfenzerfalls reduziert. Dieser Effekt wird in der Ohnesorgezahl berücksichtigt.

Sie beschreibt das Verhältnis der viskosen Kräfte zu den Oberflächenkräften [92].

$$Oh = \frac{\sqrt{We}}{Re} = \frac{\mu_P}{\sqrt{\rho_P \cdot \sigma_P \cdot b}} \quad (3.29)$$

Eine niedrige Ohnesorgezahl ergibt sich für Fluide niedriger Viskosität oder hoher Oberflächenspannungen [92]. Hohe Ohnesorgezahlen sorgen für einen schlechten Tropfenzerfall.

3.4 Tropfenverteilungen

Disperse Tropfenverteilungen bestehen nie aus einer einzigen Tropfengröße sondern weisen eine Größenverteilung auf. Um diese Verteilung dennoch mit wenigen Parametern zu charakterisieren, stehen verschiedene Möglichkeiten zur Verfügung. Allgemein kann ein statistischer Durchmesser nach Gl. 3.30 ermittelt werden.

$$d_{pq} = \frac{\sum_i^n d_i^p}{\sum_i^n d_i^q} \quad (3.30)$$

Daraus lassen sich verschiedene Definitionen ableiten. Der arithmetisch gemittelte Durchmesser ist der d_{10} nach Gl.3.31.

$$d_{10} = \frac{\sum_i^n d_i^1}{\sum_i^n d_i^0} \quad (3.31)$$

Der Nenner wird hierbei zur Tropfenanzahl n . Für thermodynamische Betrachtungen ist häufig der d_{32} oder auch *Sauter-Mean-Durchmesser* nach Gl. 3.32 vorzufinden.

$$d_{32} = \frac{\sum_i^n d_i^3}{\sum_i^n d_i^2} \quad (3.32)$$

Da er das aufsummierte Volumen der Tropfen ins Verhältnis zur Oberfläche setzt, werden große Tropfen stärker gewichtet als kleine. Hiermit kann das Verdunstungsverhalten der Flüssigphase gut abgeschätzt werden.

Da in dieser Arbeit jedoch das Folge- und Abscheideverhalten der Tropfen entscheidend ist, würde die Berechnung für einen einzigen charakteristischen Durchmesser möglicherweise eine 100%-Ablagerung oder keine Ablagerung ergeben - beides würde nicht der Realität entsprechen. Daher wird kein einzelner Wert betrachtet, sondern Tropfenklassen in festgelegten Grenzen gebildet und jeweils der d_{10} gebildet. Somit lassen sich Ablagerungsbilanzen in der Stufe ermitteln.

3.5 Tropfenverformung

Der in Kapitel 3.2.1 eingeführte Widerstandskoeffizient c_D wurde zunächst nur für undeformierbare, sphärische Tropfen beschrieben. Aufgrund der Interaktion mit der umgebenden Phase wird ein Tropfen allerdings seine Form variieren und möglicherweise so instabil sein, dass er über verschiedene Übergangsphasen schlussendlich zerfällt. In welchem Maße dieser Vorgang stattfindet, wird in diesem Kapitel erörtert. Die Verformung findet entlang der Hauptbewegungsrichtung bzw. in der Normalebene dazu statt, sodass sich der Tropfen zu einer Ellipse verformt. In seiner extremsten Form nähert sich diese Ellipse einer Scheibe an, für die die Korrelation zwischen Reynoldszahl und Widerstandskoeffizient gemäß Gl. 3.33 bekannt ist. Das Resultat ist in Abb. 3.3 dargestellt.

$$c_{D,Scheibe} = 1,1 + \frac{64}{\pi Re_P} \quad (3.33)$$

Der Widerstandskoeffizient für den deformierten Tropfen berechnet sich gemäß Schmehl [85] aus der linearen Interpolation zwischen sphärischem und scheibenförmigen Tropfen nach Gl. 3.34 mittels Formfaktor f_E .

$$c_D = f_E \cdot c_{D,Scheibe} + (1 - f_E) \cdot c_{D,Kugel} \quad (3.34)$$

Der Formfaktor f_E wird über eine quadratische Interpolation aus dem Halbachsenverhältnis einer Ellipse E nach Gl. 3.35 ermittelt (Schmehl [85]).

$$f_E = 1 - E^2 \quad (3.35)$$

Die geometrischen Maße für eine Ellipse sind in Abb. 3.9 definiert.

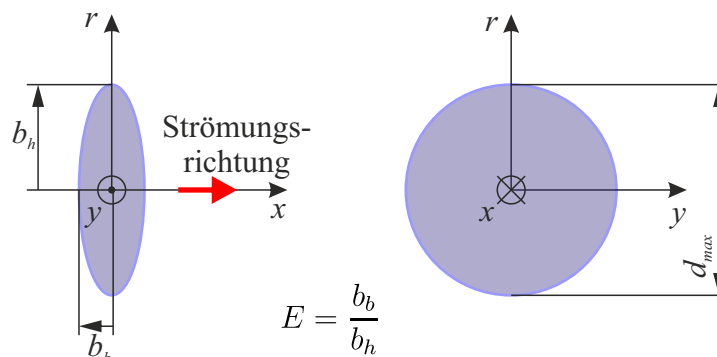


Abbildung 3.9: Geometrische Größen am Ellipsoid

Weiterhin ist zur Bestimmung der Widerstandskraft die Fläche durch die flache Projektionsfläche des Ellipsoids nach Gl. 3.36 zu ersetzen.

Dies folgt der Annahme der Volumenerhaltung.

$$A = \frac{\pi}{4} \cdot d_0^2 \cdot E^{2/3} \quad (3.36)$$

Nach Hsiang und Faeth [93] lässt sich das Durchmesser Verhältnis einer Ellipse über die Weberzahl in einem Bereich von $We < 100$ und $Oh < 0,1$ nach Gl. 3.37 bestimmen.

$$\frac{d_{max}}{d_P} = 1 + 0,19 \cdot We^{0,5} \quad (3.37)$$

3.6 Tropfenzerfall

Wird die aerodynamische Belastung zu hoch, zerfällt der Tropfen nach einer kurzen Zeit. Ein Maß zur Bewertung der Tropfenstabilität ist die Weberzahl (Kapitel 3.3.4). Gemäß Pilch und Erdman [94] gibt es eine kritische Weberzahl bei ≈ 12 für kleine Ohnesorgezahlen $OH < 0,1$. Darüber hinaus hat eine hohe Ohnesorgezahl zur Folge, dass die Zähigkeit den Tropfen stabilisiert. Ein mathematischer Zusammenhang der kritischen Weberzahl und der Ohnesorgezahl ist in Gl. 3.38 gegeben.

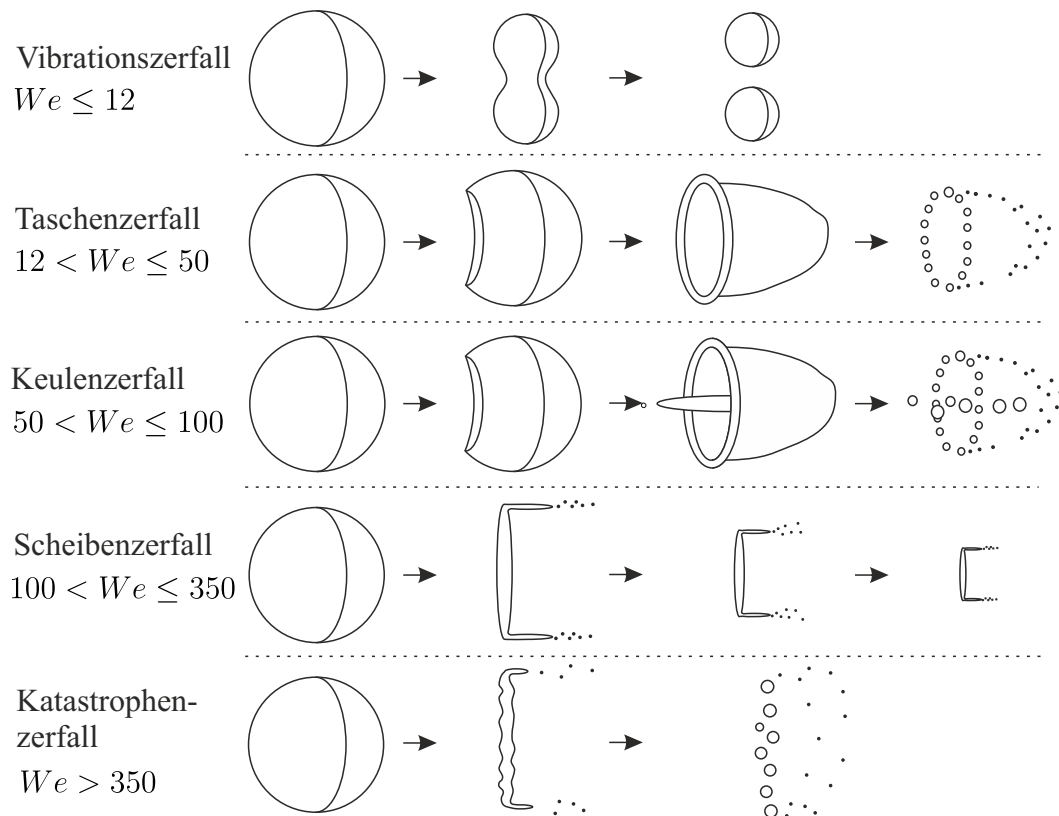


Abbildung 3.10: Zerfallsarten eines Primärtropfen nach [94]

$$We_{Krit} = 12 \cdot (1 + 1,077 \cdot Oh^{1,6}) \quad (3.38)$$

Der Zeitpunkt, bei dem der Zerfall beginnt, kann nach Gl. 3.39 in dimensionsloser Form bestimmt werden [94].

$$\tau_{init} = 1,9 \cdot (We - 12)^{-0,25} \cdot (1 + 2,2 \cdot Oh^{1,6}) \quad (3.39)$$

In Abhängigkeit von der Weberzahl lassen sich verschiedene Zerfallsarten unterscheiden (Abb. 3.10). Demnach können unter bestimmten Bedingungen die Tropfen für Weberzahlen $We \leq 12$ oszillieren und in kleinere Tropfen zerfallen.

Für etwas größere Weberzahlen $12 < We \leq 45$ bildet der Tropfen zunächst eine Tasche mit dünner Wandstärke die im Anschluss zerplatzt. Ist die Weberzahl noch größer $45 < We \leq 100$, bildet sich neben der Tasche noch eine Wassersäule im Kern, die anschließend in etwas größere Tropfen zerfällt. Bei Weberzahlen $45 < We \leq 350$ entsteht zunächst eine Scheibe, die am Rand in sehr kleine Tropfen zerfällt. Bei Weberzahlen $We > 350$ zerfällt der Tropfen in chaotischer Form.

In Abb. 3.11 sind die Weberzahlen nach Gl. 3.28 für den relevanten Bereich dieser Arbeit dargestellt. Bei einer konservativen Annahme einer Geschwindigkeitsdifferenz von 75 m/s beträgt die Weberzahl für große Durchmesser 10. Sie liegt somit unter der kritischen Weberzahl von 12. Zudem liegen in dieser Arbeit Tropfen $> 100 \mu\text{m}$ in sehr geringer Zahl vor. Somit kann ein (Primär-)Tropfenzerfall vernachlässigt werden.

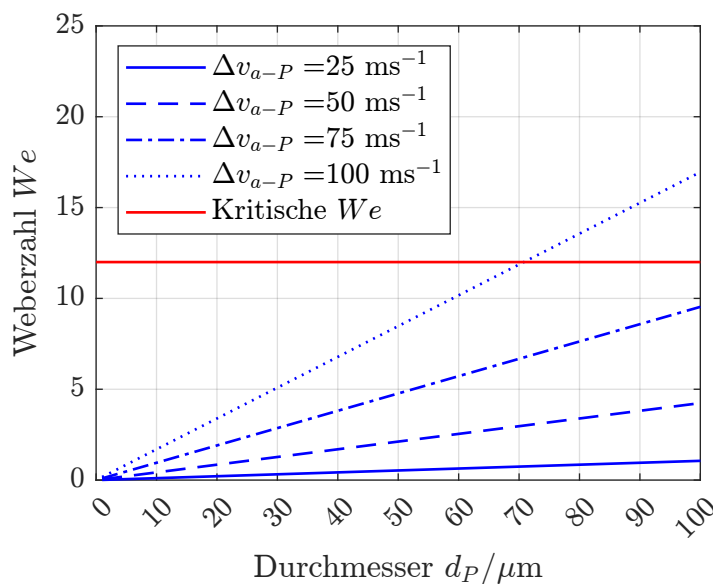


Abbildung 3.11: Abschätzung der Weberzahlen für die vorliegenden Randbedingungen

3.7 Schwarmeffekte

Die Tropfen liegen in dieser Arbeit in einem Spray vor. Dadurch besteht die Möglichkeit der Interaktion der Tropfen untereinander. Der Einfluss der Interaktion auf die Widerstandskraft kann mittels Gl. 3.40 abgeschätzt werden [91]. c_D beschreibt hier den Widerstandskoeffizienten für den Schwarm und $c_{D,0}$ für den Einzeltropfen.

$$\frac{c_D}{c_{D,0}} = (1 - Y_P)^{-f_K} \quad (3.40)$$

f_K kann nach di Felice [95] mittels Gl. 3.41 approximiert werden.

$$f_K = 3,7 - 0,65 \exp\left(-\frac{(1,5 - \log(Re_P))^2}{2}\right) \quad (3.41)$$

Bei Annahme einer Einspritzmenge X von 2 % beträgt der Volumenanteil $Y = X * \frac{\rho_a}{\rho_P}$ lediglich 0,002 %. Bei Reynoldszahlen Re_P kleiner 800 ändern sich die Widerstandskoeffizienten und somit auch die Widerstandskräfte um weniger als 0,01 %. Für den Anwendungsfall dieser Arbeit können Schwarmeffekte daher vernachlässigt werden.

4 Experimentelle Methoden

4.1 Prüfstands Aufbau *eco.MAC*

Der Prüfstand *eco.MAC* („Evaporation COoling, Multiphase Axial Compressor“) besteht aus einem 4-stufigen Axialverdichter sowie der Peripherie zur Steuerung und Gewährleistung eines sicheren Betriebs. Für die Versorgung der Wassereinspritzung werden zwei in Reihe geschaltete Kreiselpumpe und Kolbenpumpe und deren Peripherie eingesetzt. Die strömungsrelevanten Komponenten sind in Abb. 4.1 zu sehen. Zunächst wird die Prozessluft (rote Pfeile) durch einen Filter und einen Schalldämpfer angesaugt. Anschließend strömt die Luft durch eine Rohrstrecke zum Verdichter, deren Länge 8,8 m beträgt. In diesem Abschnitt ist als Rohrzwischenstück ein Ultraschallsensor zur Messung des angesaugten Luftmassenstroms eingebaut. Unmittelbar stromabwärts folgt der zu untersuchende vierstufige Verdichter mit der Einspritzung durch die Leitschaufelreihe der ersten Stufe. Das Einspritzkonzept wird in Kapitel 4.1.2 erklärt. Hinter dem Verdichter folgt eine Drosselklappe mit der der Betriebspunkt auf der Kennlinie eingestellt werden kann. Bevor die Luft durch einen Schalldämpfer zur Umgebung abgegeben wird, wird nicht verdunstetes oder kondensiertes Wasser mit einem Wasserabscheider von der Luft getrennt.

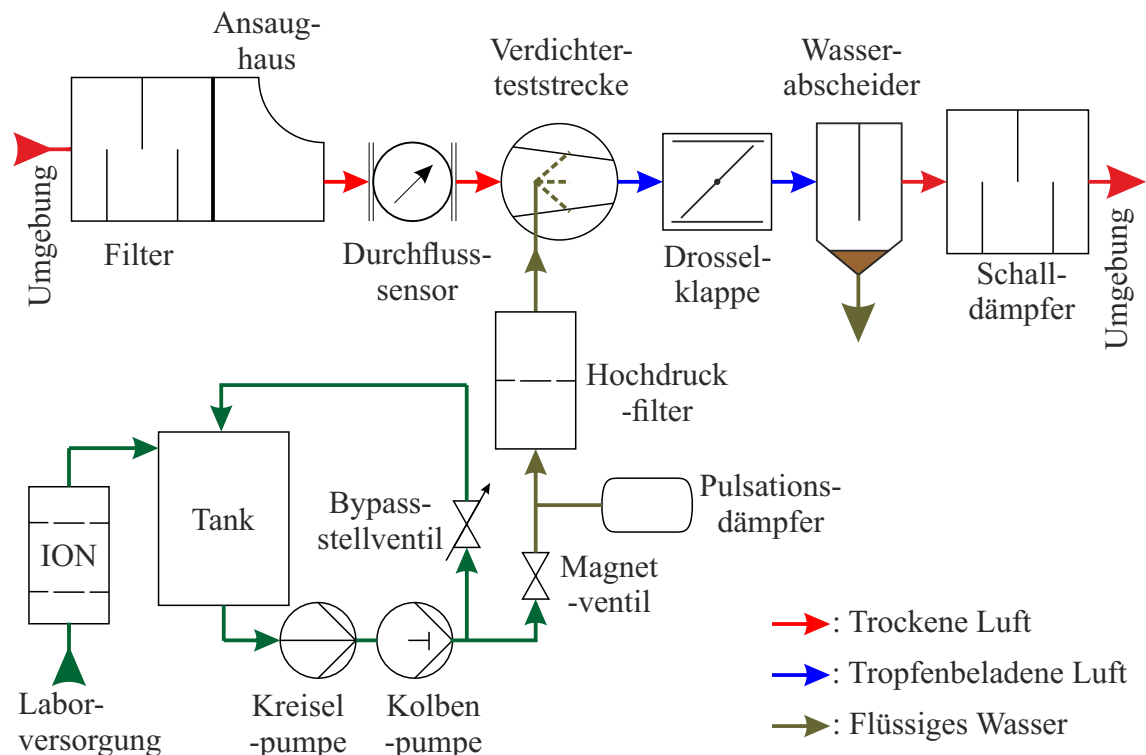


Abbildung 4.1: Versuchsaufbau

Für die Wassereinspritzung (grüne Pfeile) kommt vollentsalztes Wasser zum Einsatz. Zunächst wird teilentsalztes Wasser vom Labornetz durch Harzpatronen gepresst und dadurch vollentsalzt einem Tank zugeführt. Um aus diesem anzusaugen, wird der Druck zunächst mit einer Kreiselpumpe auf ungefähr 2 bar erhöht. Die darauffolgende Kolbenpumpe der Firma Uraca kann den Druck auf bis zu 200 bar erhöhen. Der Druck, mit dem das Wasser den Düsen zur Verfügung gestellt wird, kann mittels Bypassventil und einer Drehzahlregelung der Kolbenpumpe, in einem Bereich von 5 bis 200 bar eingestellt werden. Das nicht benötigte Wasser fließt durch den Bypass zurück in den Tank. Die Zuführung des Wassers zur Einspritzung kann über ein Magnetventil ein- und ausgeschaltet werden. Um Pulsationen aufgrund der zyklisch arbeitenden Kolbenpumpe zu reduzieren, ist ein Pulsationsdämpfer zwischengeschaltet. Zudem sorgt ein Feinstpartikelfilter mit Maschenweite 10 μm für ein sauberes Medium, um Verstopfungen der Düsen zu verhindern.

Weitere Details zum Prüfstand und allen notwendigen Aggregaten können in Clauss et al. [96] und Schnitzler [30] nachgelesen werden.

4.1.1 Auslegung des Verdichters

Der Axialverdichter besteht aus vier Stufen sowie einem Vorleitrad. Im Auslegungspunkt saugt der Verdichter 14,7 kg/s an und komprimiert die Luft mit einem Druckverhältnis von 1,85 bei einer Nenndrehzahl von 11.500 U/min. Weitere Informationen sind Tab. 4.1 zu entnehmen. Jede Stufe ist als Repetierstufe ausgelegt und die Anströmung erfolgt jeweils nahezu drallfrei. Für die Strömungsumlenkung werden CDA-Profile (*Control diffusion airfoils*) verwendet. Dieses Auslegungsverfahren ist in Köller et al. [97] im Detail erklärt.

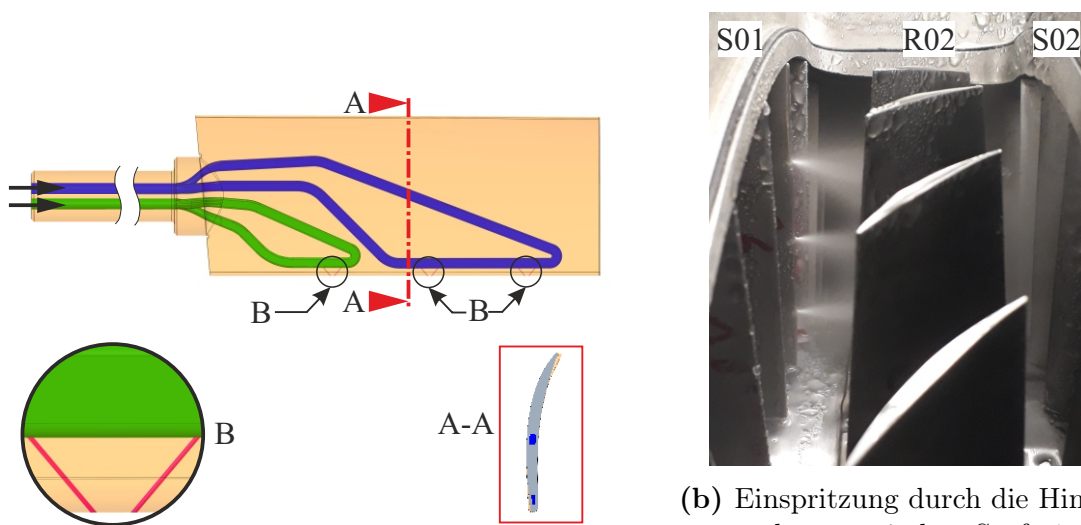
Tabelle 4.1: Auslegungspunkt des Verdichters

| Parameter | Wert | Einheit |
|--|--------|---------|
| Massenstrom | 14,737 | kg/s |
| Druckverhältnis | 1,85 | - |
| Drehzahl | 11.500 | U/min |
| Laufschaufeln/Stufe 1-4 | 31 | - |
| Leitschaufeln/Stufe 1-4 | 33 | - |
| Eintrittsleitschaufeln | 29 | - |
| Außendurchmesser am Verdichtereintritt | 400 | mm |
| Nabendurchmesser (konstant) | 230,4 | mm |
| Kalter Radialspalt Nabe | 0,5 | mm |
| Kalter Radialspalt Gehäuse | 0,25 | mm |

Hierfür werden in radialer Richtung fünf im Abstand gleichmäßig verteilte Schaufel-schnitte parametrisiert ($r^* = 0\%$, 25% , 50% , 75% , 100%). Die Hinterkante weist im Originalzustand eine Dicke von $0,5\text{ mm}$ auf. Weitere Parameter zur Definition der Profilgeometrie sind Schnitzler et al. [42] zu entnehmen. Besondere Beachtung erfährt im nächsten Kapitel die Leitschaufelreihe der ersten Stufe.

4.1.2 Auslegung der Einspritzung durch die erste Leitschaufelreihe

Das Konzept für die Einspritzung ist in Abb. 4.2a dargestellt. Die Düsen, durch die das Wasser in den Verdichterraum eingespritzt wird, sind im Bild links unten in Ausschnitt B dargestellt. Zwei Düsen sind unter einem Winkel zueinander angeordnet. Dieses Konzept wird zumeist *Zweistrahldüse* genannt und kommt ursprünglich aus der Dieseleinspritztechnologie (Durst et al. [98]). Die zwei mit hohem Impuls aufeinander treffenden Wasserstrahlen bilden ein flaches Wasserschild aus, das sich in Normalrichtung zur Hinterkante ausbreitet. Schnitzler et al. [42] nutzt dieses Konzept in einer einzelnen Leitschaufel der letzten Stufe des vierstufigen Axialverdichters. Das entstehende Spray wird von von Deschwanden [44] im Detail vermessen und beschrieben. Die Zweistrahldüsen sind in radialer Richtung mit gleichem Abstand zueinander an den Positionen $r^* = \frac{r-r_N}{r_G-r_N} = 3/16$, $7/16$ und $11/16$ angeordnet und somit leicht zur Nabe hin versetzt um der konischen Gehäusekonturierung Rechnung zu tragen. In Grün und Blau sind zwei wasserführende Schleifen gezeigt, durch die das Wasser vom Schaftende kommend den Düsen zugeführt wird.



(a) Einspritzkonzept durch die Schaufelhinterkante

(b) Einspritzung durch die Hinterkante zwischen Stufe 1 und 2

Abbildung 4.2: Konzept der *Interstage Injection* durch die Leitschaufelhinterkante

Die Konstruktion zweier Schleifen und eigens entwickelter Dichtungen, die auf dem Schaftende aufliegen, ermöglichen, verschiedene Einspritzkonzepte experimentell zu untersuchen. Folgende Konzepte sind möglich:

- Aktivierung der zwei nabennahen Düsen
- Aktivierung einer gehäusenahen Düse
- Aktivierung aller drei Düsen

Fertigungstechnisch und aufgrund hoher Druckverluste des Wassers, dürfen die Zweistrahldüsen nur wenige Millimeter lang sein. Deshalb ist die Schleife zwei Millimeter vor der Hinterkante platziert. Da die Schaufel mittels *Selective Laser Melting* gedruckt wird, darf die Schleife eine Höhe von 0,6 mm nicht unterschreiten und die verbleibende Wandstärke zur Schaufeloberfläche nicht geringer als 0,4 mm sein. Aufgrunddessen muss die Hinterkante von ihrem ursprünglichen Zustand auf 1,5 mm aufgedickt werden (Abb. 4.2a). Deren Einfluss wird in [32] analysiert und weist bei Nenndrehzahl vernachlässigbar höhere Druckverluste auf. Am Schaftende befindet sich ein M10x1-Feingewinde, auf welches ein Adapter zur Verbindung mit Hochdruckschläuchen aufgeschraubt wird. Um eine hydraulisch glatte Oberfläche zu erhalten, ist die Schaufeloberfläche mittels Gleitschleifen, dem sogenannten *Trowalisieren* optimiert. Im letzten Fertigungsschritt werden die Zweistrahldüsen bohrerodiert. Details zur Fertigungsabfolge sind in Doerr et al. [32] zu finden.

Die resultierende Sprayerzeugung im Verdichterprüfstand ist in Abb. 4.2b dargestellt.

4.2 Versuchsdurchführung

1. Zunächst wird eine gewünschte reduzierte Drehzahl gemäß Gl. 4.1 nach Bräunling [11] eingestellt und überwacht, um den Betriebspunkt auf ISO-Bedingungen zu korrigieren.

$$n_{red} = n_{nenn} = n_{mess} \cdot \sqrt{\frac{T_{ref}}{T_{mess}}} \quad (4.1)$$

Ebenso wird ein korrigierter Massenstrom während der Auswertung mit der Gl. 4.2 ermittelt.

$$\dot{m}_{red} = \dot{m}_{mess} \cdot \frac{p_{ref}}{p_{mess}} \cdot \sqrt{\frac{T_{mess}}{T_{ref}}} \quad (4.2)$$

2. Unmittelbar nach Einstellen der Drehzahl wird die Drossel in eine Stellung gefahren, bei der sich der gewünschte Luftmassenstrom und das zugehörige Verdichterdruckverhältnis einstellt.

3. Anschließend wird der Verdichter betrieben bis er stabile Betriebsbedingungen erreicht hat.
4. Die Wassereinspritzung wird aktiviert und auf einem konstanten Düsenauslegungsdruck gehalten.
5. Der Verdichter wird gefahren bis er konstante Betriebsbedingungen erreicht und die Komponenten im thermischen Gleichgewicht sind.
6. Die Vermessung der Strömung bzw. der Tropfen auf einem definierten Messgitter kann erfolgen. Während der gesamten Messdauer werden die Betriebsparameter des Prüfstands überwacht.
7. Schließlich wird die Einspritzung abgeschaltet. Der Verdichter wird einige Minuten weiter betrieben bis ein stabiles Betriebsverhalten erreicht ist und er vollständig trocken ist.

4.3 Globale Messgrößen

Zur Bestimmung des Betriebspunkts und der Stufenkenndaten werden zeitunabhängige Messungen und Leistungsmessungen mit einer Abtastrate von 1 Hz durchgeführt. Jeder Betriebspunkt wird für 1 Minute lang aufgezeichnet. Die Positionen der Messstellen sind Abb. 4.3 zu entnehmen. In der Anströmung werden die Umgebungsbedingungen wie Druck p_{umg} , Temperatur T_{umg} und Feuchtigkeit H_{umg} erfasst. Zudem wird vor dem Verdichter mittels Ultraschall der Massenstrom $\dot{m}_{a, ein}$ der Prozessluft gemessen. Unmittelbar vor dem Eintrittleitapparat werden erneut Druck p_{Ein} und Temperatur T_{Ein} aufgenommen. Zudem werden zwischen jeder Stufe und hinter der letzten Leitschaufelreihe die Stufendrucke und -temperaturen gemessen.

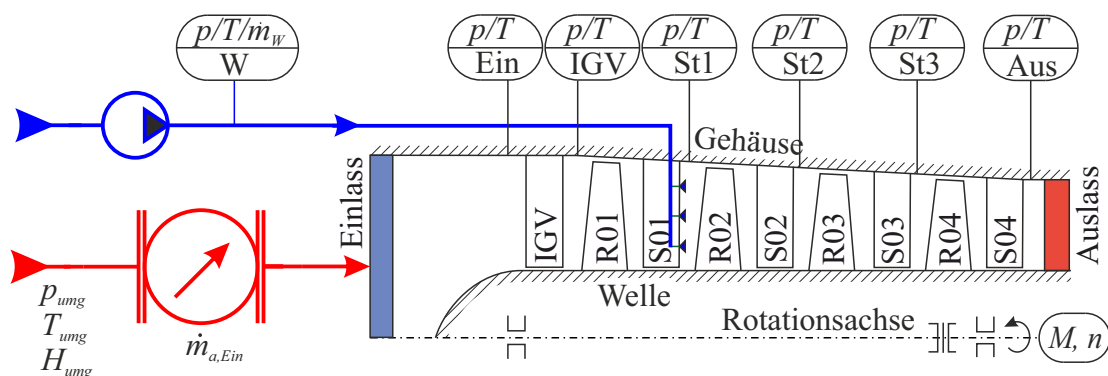


Abbildung 4.3: Globale Messgrößen

Für die Messung des jeweiligen Stufendrucks sind acht Druckbohrungen mit einem Durchmesser von 1 mm im Umfang verteilt und über eine Ringleitung miteinander verbunden, um somit einen mittleren Druck zu erhalten. Näheres zur Messung des Drucks in Nassbedingungen ist Kapitel 4.3.3 zu entnehmen.

Darüber hinaus werden die Drehzahl und das Drehmoment an der Wellenkupplung erfasst. Hierfür ist ein Messflansch mit Dehnungsmessstreifen im Antriebsstrang integriert.

Um eine definierte Einspritzmenge an Wasser einstellen zu können, werden zudem der Wassermassenstrom, dessen Vordruck und die Temperatur gemessen. Die Produkttypen und Sensorgenauigkeiten der einzelnen Messaufnehmer sind Tabelle 4.2 zu entnehmen.

4.3.1 Fehlerbetrachtung

Alle Messgrößen sind arithmetische Mittelwerte entsprechend Gl. 4.3

$$\bar{y} = \frac{1}{\theta} \sum_i^{\theta} y_i \quad (4.3)$$

Die Fehler können der Tabelle 4.2 entnommen werden. Indirekt erfasste Größen wie z.B. ein Druckverhältnis werden mit der Fehlerfortpflanzung gemäß Gl. 4.4 bestimmt.

$$\sigma_y = \sqrt{\left(\frac{\partial y}{\partial x_1} \cdot e_1\right)^2 + \left(\frac{\partial y}{\partial x_2} \cdot e_2\right)^2 + \dots} \quad (4.4)$$

Hierbei ist e_y der ermittelte Fehler der indirekten Messgröße und e_1, e_2, \dots die Fehler der direkt gemessenen Größen. Hierfür wird die Funktion y zur Berechnung der indirekten Messgröße nach der jeweiligen Messgröße x_1, x_2, \dots abgeleitet.

Tabelle 4.2: Messaufnehmer und Genauigkeit

| Bezeichnung | Produktbez. | Einheit | Genauigkeit | |
|--------------------|------------------------|-------------------|-------------|-------------|
| Stufendrucke | GE Unik 5000 | bar,abs. | ±0,04 % | v. Endwert |
| Stufentemperaturen | Thermoelement Typ K | °C | Klasse 1 | |
| Luftmassenstrom | Krohne Optisonic 7300C | kg/s | ±0,2 % | v. Messwert |
| Feuchte Umgebung | | % | ±0,2% | v. Messwert |
| Wasserdruck | TC-Direct 716-136 | bar,abs. | ±0,3 % | v. Messwert |
| Wassertemperatur | Rösler+Cie Instruments | °C | Klasse A | |
| Wasserdurchfluss | Kracht TM2.2 Turbinrad | l/min | ±0,5% | v. Endwert |
| Drehmoment | HBM T40B | Nm | ±0,03 % | v. Endwert |
| Drehzahl | HBM T40B | min ⁻¹ | ±0,03 % | v. Endwert |

Folgende Ursachen können während der Messung in einem eingestellten Betriebspunkt zu systematischen Messfehlern führen:

- Ungenauigkeit beim Einstellen der mechanischen Drehzahl
- Änderung der Umgebungsbedingungen p_{umg} , T_{umg} , H_{umg}
- Aufheizen des Messaufnehmers \rightarrow Abweichung vom Kalibrierpolynom
- Aufheizung von Prüfstandskomponenten \rightarrow Änderung des Betriebsverhaltens
- Änderung der Lagerreibung durch Viskositätseinflüsse des Öls

4.3.2 Validierung der trockenen Strömung

Um die Strömung in der Einlaufstrecke zu validieren, werden lokal in der trockenen Strömung 5-Lochsonden eingesetzt. Diese können über Sondenzugänge in die Einlaufströmung eingeführt werden. Die 5-Lochsonden werden am Differenzdruckscanner DSA 3217 von Scanivalve Corp angeschlossen, der über einen Druckbereich von 0 bis 2,5 bar und einer Sensorgenauigkeit von 0,05 % vom Endwert verfügt. Zudem befindet sich am Fuß der Sonde ein Thermoelement, mit dem die Temperatur der Strömung ermittelt wird. Mit den 5 Drücken lassen sich mittels Kalibrierpolynomen folgende Größen ermitteln:

- statischer Druck
- Totaldruck
- Strömungsgeschwindigkeit
- Strömungswinkel in Umfangsrichtung
- Strömungswinkel in Radialrichtung

Die Einlaufstrecke vor dem Verdichter ist in Abb. 4.4 dargestellt. Am Übergang vom Ansaughaus in die Einlaufstrecke befindet sich zur Gleichrichtung der Strömung ein Wabengitter mit einer Maschenweite von 5 mm. Die Einlaufstrecke vor dem Verdichter beträgt 7,3 m. Um die Homogenität der Eintrittsströmung vor dem Verdichter bewerten zu können, wird ein Vergleich zwischen numerischen Untersuchungen und 5-Lochsondenmessungen durchgeführt. Mögliche Strömungsasymmetrien in Umfangsrichtung können über drei radiale Messpfade mit einem Winkel von 120° zueinander 1500 mm vor dem Verdichter bei einem Rohrdurchmesser von 693 mm detektiert werden.

Die jeweiligen Winkelpositionen sind in Abb. 4.5a dargestellt. Abb. 4.5b zeigt die Strömungsgeschwindigkeit v gegenüber der radialen Sondenposition.

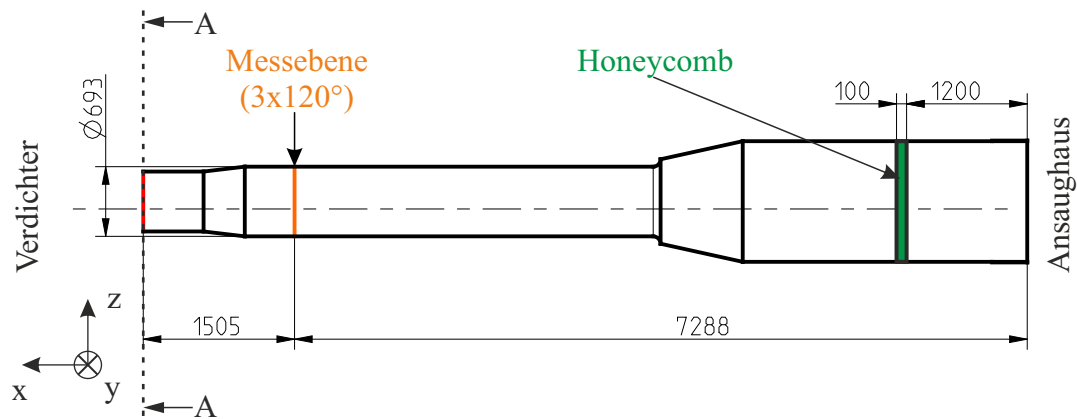
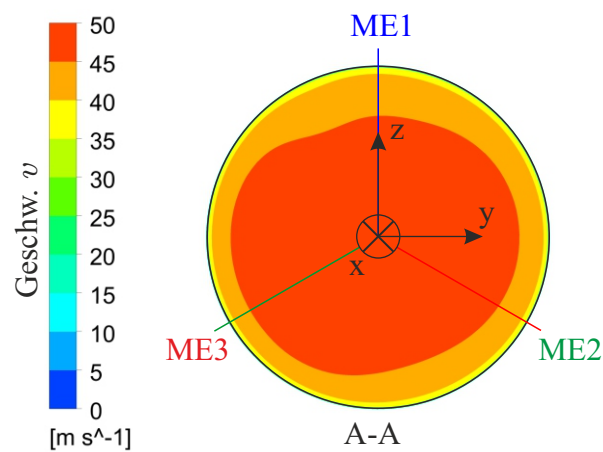
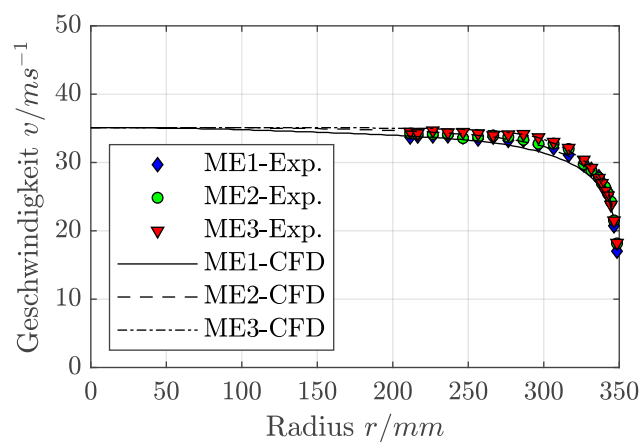


Abbildung 4.4: Messebene in der Einlaufstrecke



(a) Messebenen und Kontur der Geschwindigkeit aus der CFD



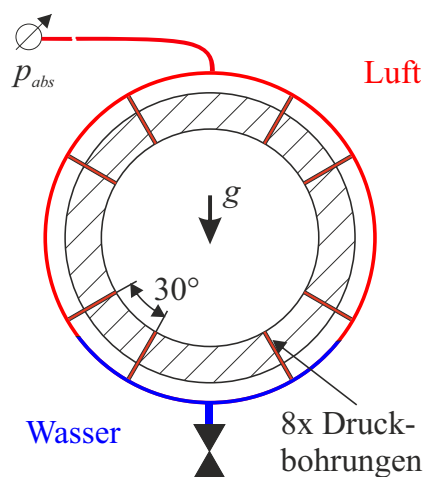
(b) Vergleich mit den experimentellen Daten

Abbildung 4.5: Validierung der Einlaufströmung zum Verdichter - $\dot{m}_{red}^* = 1,0$

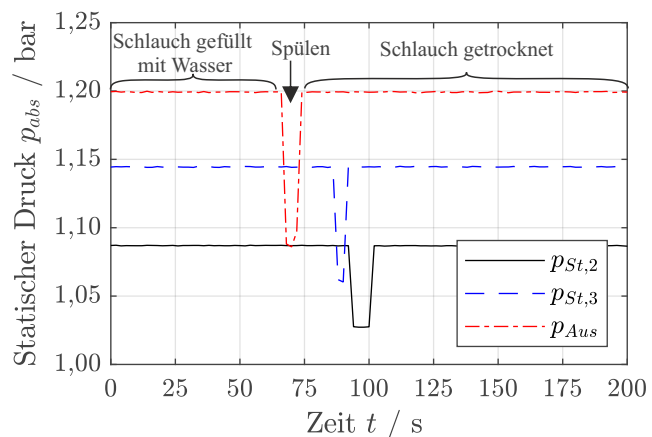
Der gewählte Ansaugmassenstrom liegt im Auslegungspunkt von 14,7 kg/s. Der Radius $r = 0$ mm entspricht der Rotationsachse und der Wert 350 mm dem Außenradius des Rohres. Die drei Symbolformen stehen für die drei Messebenen. Die Linien gehören zur Auswertung der CFD auf dem jeweiligen Pfad der Messung. Im Kernbereich $r \approx 0$ weist die Strömung einen Wert von 35 m/s auf, wobei keine Unterschiede zwischen den Ebenen zu erkennen sind. Mit zunehmendem Radius fallen die Geschwindigkeiten erwartungsgemäß ab, wobei für die Ebene ME1 die CFD einen stärkeren Abfall detektiert. Z.B. beträgt der Unterschied der CFD von ME3 zu ME1 bei Radius $r = 300$ mm 6 %. Dieser Unterschied kann im Experiment nicht bestätigt werden. Die Abweichungen in der CFD lassen sich durch Ungenauigkeiten der Berechnung im modellierten Ansaughaus begründen, das in Abb. 4.4 nicht dargestellt ist. Insgesamt sind die Unterschiede sehr gering, weshalb von einer symmetrischen Anströmung des Verdichters ausgegangen werden kann.

4.3.3 Wanddruckmessungen unter Nassbedingungen

Abbildung 4.6a zeigt die Anordnung der Wanddruckmessung im Verdichter. Im Umfang verteilt befinden sich acht Druckbohrungen im Gehäuse. Für den Fall, dass sich Wasser in den Schläuchen ansammelt, fließt dieses mit der Schwerkraft an die unterste Position in der Ringleitung (in Blau dargestellt). Sinnvollerweise ist die Leitung zum Messaufnehmer auf der Gegenseite an der höchsten Stelle des Rings angeordnet. Dadurch kann auf dem Messaufnehmer keine Wassersäule aufliegen, die durch die Schwerkraft das Ergebnis verfälschen würde. Weiterhin kann die Ringleitung am tiefsten Punkt über einen Kugelhahn entleert werden.



(a) Konzept zur Messung der Drücke



(b) Auswertung verschiedener Stufendrucke während des Spülens

Abbildung 4.6: Validierung der Druckmessung unter Nassbedingungen

Das Konzept wurde mit folgendem Versuch validiert, um den Einfluss von anstehendem Wasser zu untersuchen:

1. Zunächst werden die Ringleitungen hinter den Stufen 2, 3 und 4 manuell geöffnet und mit Wasser befüllt.
2. Der Prüfstand wird auf eine Drehzahl von $n_{red}^* = 80 \%$ und einen Massenstrom von $\dot{m}_{red}^* = 68 \%$ eingestellt. Die Wassereinspritzung ist zu jedem Zeitpunkt deaktiviert.
3. Nach Erreichen eines thermischen Gleichgewichts werden die Messwerte für 200 s aufgezeichnet.
4. Nach circa 60 s wird der Kugelhahn jeder Ringleitung geöffnet und somit die Ringleitung gespült.
5. Nach wenigen Sekunden, wenn die transparente Ringleitung augenscheinlich wieder frei ist, wird der Kugelhahn geschlossen.
6. Für mindestens 60 s läuft der Test mit der Kenntnis, dass die Druckbohrungen und die Ringleitungen komplett trocken sind.

Der resultierende Verlauf der Druckmessung ist in Abb. 4.6b für die drei Drücke $p_{St,2}$, $p_{St,3}$ und p_{Aus} dargestellt. Der Druckabfall im geöffneten Zustand ist dabei klar zu erkennen, da der Sensor nun einen unbestimmten Druck zwischen dem anliegenden Stufendruck und der Umgebung aufzeichnet. Sobald die Leitung geschlossen ist, stellt sich der reale Stufendruck wieder ein. Die Niveaus der Drücke bei befüllter Leitung und der gespülten Leitung sind nicht zu unterscheiden. Weiterhin zeigen sich keine Einflüsse des Wassers auf das Schwankungsverhalten bei der Druckmessung.

4.4 Optische Messverfahren

Optische Messverfahren eignen sich gut für die Messung von tropfenbeladenen Strömungen. Sie zeichnen sich durch eine hohe Genauigkeit aus und schließen eine Wechselwirkung der Sonde mit der Strömung aus. Mit dem Verfahren der PDA (Phasen-Doppler-Anemometrie) können die Tropfengröße und -geschwindigkeit bestimmt werden, die in dieser Arbeit von Interesse sind. Ihre Anwendung in rotierenden Systemen ist jedoch aufgrund der komplexen Geometrie und Strömung eine Herausforderung. Der Bauraum für optische Zugänge ist begrenzt und die Krümmung des Gehäuses verursacht Brechungseffekte. Daher wird im Folgenden ein erweitertes Konzept vorgestellt, um die Tropfen in einer radialen Ebene zwischen den Stufen mit PDA-Techniken zu messen.

4.4.1 Laser-Doppler-Anemometrie

Die Phasen-Doppler-Anemometrie (PDA) ist eine Erweiterung der Laser-Doppler-Anemometrie (LDA). Daher wird im Folgenden zunächst die LDA beschrieben, mit deren Hilfe die Strömungsgeschwindigkeit bestimmt werden kann. Sie ist ein indirektes Messverfahren, da sie nicht die Information des Trägermediums, hier Luft, erfasst, sondern die Störungen in einer Strömung, die durch eingebrachte Partikel entstehen. Hierbei wählt man sinnvollerweise Partikel, die eine vergleichbare Dichte zum Trägergas aufweisen, um ein gutes Folgevermögen zur Strömung aufzuweisen. Weitere Informationen sind in Albrecht et al. [99] zu finden.

In der Praxis wird hierfür das sogenannte *Zweistrahilverfahren* mit zwei Laserlichtquellen angewandt. Es kann mit Hilfe des optischen Dopplereffekts im Folgenden erklärt werden.

Optischer Dopplereffekt

Der Dopplereffekt ergibt sich im Falle einer Lichtquelle und einem „bewegten Beobachter“. Im Falle der LDA wird der Effekt gleich zweimal ausgelöst. Zunächst trifft der vom Sender ausgesendete Laserstrahl mit der Wellenlänge λ bzw. der Frequenz $f_T = c_L/\lambda$ auf das Partikel, wobei c_L die Lichtgeschwindigkeit ist. Das Partikel mit seiner Geschwindigkeit v_P ist der Beobachter und nimmt die Dopplereffrequenz f_P wahr. Das Licht wird über Reflexion oder Brechung gestreut und von einer Empfangsoptik R empfangen. Dem gestreuten Licht ist somit ein zweiter Dopplereffekt aufgeprägt, sodass der Lichtempfänger eine Frequenz f_R aufnimmt. Die Frequenz des Empfängers errechnet sich mit Gl. 4.5 ([99]).

$$f_R = f_P \frac{1}{1 - \frac{\mathbf{e}_{PR} \cdot \mathbf{v}_P}{c_L}} = f_T \frac{1 - \frac{\mathbf{e}_{PR} \cdot \mathbf{v}_P}{c_L}}{1 - \frac{\mathbf{e}_{PR} \cdot \mathbf{v}_P}{c_L}} \quad (4.5)$$

Da $|v_P| \ll c_L$ ist, kann diese Gleichung zu Gl. 4.6 vereinfacht werden.

$$f_R \approx f_T + \frac{v_P \cdot (\mathbf{e}_{PR} - \mathbf{e}_T)}{\lambda} \quad (4.6)$$

Mit diesem Verfahren ist es theoretisch schon denkbar, die Geschwindigkeit der Partikel zu bestimmen. Da die Frequenz des Laserlichts allerdings in der Größenordnung von 10^{14} Hz und die Dopplerverschiebung lediglich im Bereich bis zu 100 MHz liegt, lässt sich diese technisch nicht oder nur schwer auflösen.

Zweistrahilverfahren

Daher wird das sogenannte *Zweistrahilverfahren* mit zwei Laserlichtquellen angewandt, die im Kreuzpunkt ein Messvolumen aufspannen (Abb. 4.7). Jeder einzelne Strahl generiert auf der vom Messvolumen abgewandten Seite eine Dopplerfrequenz gemäß Gl. 4.6. Ein Empfänger, der auf das Messvolumen fokussiert ist, nimmt jedoch die Frequenzdifferenz $f_R = f_{R2} - f_{R1}$ auf, die sich aus dem Interferenzmuster der beiden Laserstrahlen ergibt. Durch Einsetzen der Gl. 4.5 für Strahl 1 und Strahl 2 ergibt sich Gl. 4.7.

$$f_R = f_{PR2} - f_{PR1} = \left(f_{T2} + \frac{v_{\perp} \cdot (\mathbf{e}_{PR} - \mathbf{e}_{T2})}{\lambda} \right) - \left(f_{T1} + \frac{v_{\perp} \cdot (\mathbf{e}_{PR} - \mathbf{e}_{T1})}{\lambda} \right) \quad (4.7)$$

Da für die zwei Laserstrahlen die gleiche Quelle benutzt wird, kürzen sich deren Frequenzen f_{T1} und f_{T2} heraus. Weiterhin fallen die Einheitsvektoren \mathbf{e}_{PR} heraus. Somit vereinfacht sich Gl. 4.7 zu Gl. 4.8:

$$f_R = f_{PR,2} - f_{PR,1} = \frac{v_{\perp} \cdot (\mathbf{e}_{T1} - \mathbf{e}_{T2})}{\lambda} \quad (4.8)$$

Die Gleichung enthält keine Frequenz der Lichtquelle selbst. Zudem ist kein Richtungsvektor bezüglich des Empfängers R enthalten. Daraus lässt sich ableiten, dass dieser räumlich beliebig angeordnet werden kann, solange er auf das Messvolumen fokussiert ist. Weiterhin ergibt sich durch Vektorsubtraktion der beiden Einheitsvektoren $\mathbf{e}_{T1} - \mathbf{e}_{T2}$ der Vektor \mathbf{N} , der im Falle der Abb. 4.7 der x -Richtung entspricht. Mit Hilfe von trigonometrischen Beziehungen ergibt sich Gl. 4.9.

$$f_R = f_{PR,2} - f_{PR,1} = \frac{2 \cdot \sin \kappa}{\lambda} \cdot v_{\perp} \quad (4.9)$$

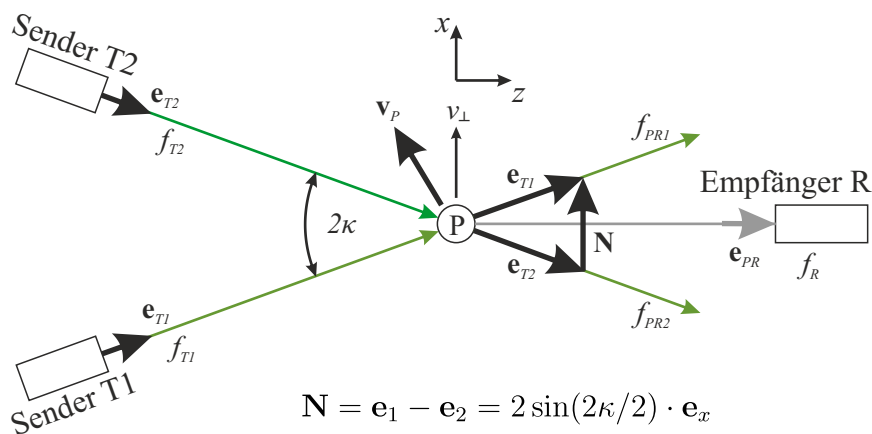


Abbildung 4.7: Zweistrahilverfahren (gemäß [99])

Daraus folgt, dass für die Bestimmung der Geschwindigkeit nur der Winkel beider Laserstrahlen zueinander und die Wellenlänge des verwendeten Lasers bekannt sein muss.

Braggzelle

Mit den zuvor beschriebenen Zusammenhängen kann die Bewegungsrichtung des Partikels nicht unterschieden werden. Aufgrund dessen wird einem der beiden Laserstrahlen mittels einer Braggzelle eine Frequenzverschiebung von 40 MHz aufgeprägt und Gl. 4.9 ändert sich zu Gl. 4.10

$$f_R = f_{Bragg} + \frac{2 \cdot \sin \kappa}{\lambda} \cdot v_{\perp} \quad (4.10)$$

Bei einer Wellenlänge λ von 514 nm und einem Winkel der Laserpaare zueinander von $2\kappa = 9,6^\circ$ kann durch die Frequenzverschiebung für den kleinsten möglichen Fall einer gemessenen Frequenz von 0 Hz eine Geschwindigkeit von -122,9 m/s bestimmt werden. In Richtung positiver Geschwindigkeiten ist keine Grenze festzulegen. Jedoch schränkt ein nachgeschalteter Bandpass das messbare Frequenzband ein. Weitere Informationen können [99], [100] und [101] entnommen werden.

4.4.2 Phasen-Doppler-Anemometrie

Streng genommen ist die LDA nur bei sehr kleinen Partikeln zulässig. Bei Partikeldurchmessern größer als der Laserwellenlänge $d_P > \lambda$ ändert sich die Streuintensität und die Phasenverschiebung des Lichtes ([99]). Die Bestimmung der Tropfengeschwindigkeit über die Dopplerfrequenz ist dennoch möglich.

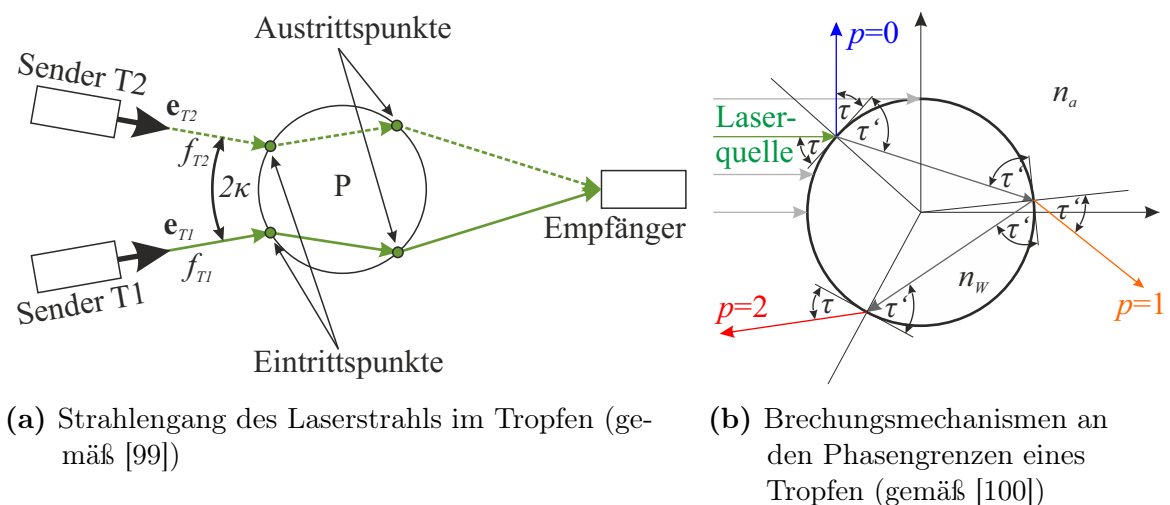


Abbildung 4.8: Strahlengänge und Brechungsmechanismen am Tropfen

Die Phasenverschiebung kann hingegen für die Bestimmung des Tropfendurchmessers verwendet werden. Abb. 4.8a zeigt einen Tropfen sowie die Ein- und Austrittspunkte der Laserstrahlengänge am Tropfen. Durch Brechungs- bzw. Reflexionsmechanismen an der Tropfenoberfläche ändert der Strahlengang seine Richtung, sodass ein Detektor eine Phasenverschiebung eines Strahls gegenüber dem zweiten aufnimmt. Nur für sehr kleine Partikel würden die Austrittspunkte zusammenfallen, sodass sich die Phasenverschiebungen gegenseitig aufheben und somit keine Detektion der Phasenverschiebung möglich ist.

Bei größeren Tropfen treten verschiedene Brechungsmechanismen der Laserstrahlengänge auf, die in Abb. 4.8b qualitativ dargestellt sind. An der Grenzfläche können folgende Brechungsmechanismen vorliegen, die in ihrer Brechungsordnung p unterschieden werden:

- $p = 0 \rightarrow$: **Reflexion**: Strahl wird auf der Oberfläche reflektiert. Hierbei ist der Einfallswinkel gleich dem Ausfallswinkel.
- $p = 1 \rightarrow$: **Brechung 1. Ordnung**: Strahl wird an der Grenzfläche zwischen zwei Medien gebrochen und tritt in das zweite Medium ein und verlässt es nach einer zweiten Brechung an der Grenzfläche zum ersten Medium wieder. Hierbei kommt das Brechungsgesetz nach Gl. 4.11 zur Anwendung. In diesem Verhältnis sind n_W und n_a die Brechzahlen für den Partikel und das umgebende Medium respektive.
- $p = 2 \rightarrow$: **Brechung höherer Ordnung**: Der Strahl wird zunächst an der Grenzfläche zum Inneren des zweiten Mediums gebrochen. Anschließend wird der Strahl an der inneren Grenzfläche reflektiert und verlässt das Medium erst nach einer erneuten Brechung an einer anderen Grenzfläche. Dies ist eine Kombination aus Brechung und Reflexion.

$$\frac{n_W}{n_a} = \frac{\cos \tau_{br}}{\cos \tau'_{br}} \quad (4.11)$$

Dieser Beschreibung liegt die Annahme eines homogenen, sphärischen Partikels zugrunde. Physikalisch kommt es an den Grenzflächen zu verschiedenen Anteilen von Reflexion und Brechung. Hierfür ist die Anordnung des Empfängers gegenüber den Laserquellen entscheidend. Je nach Wahl des Winkels ϕ zwischen Laser und Empfänger in Abb. 4.9 dominiert ein anderer Brechungsmechanismus und dementsprechend ist eine andere mathematische Beschreibung notwendig.

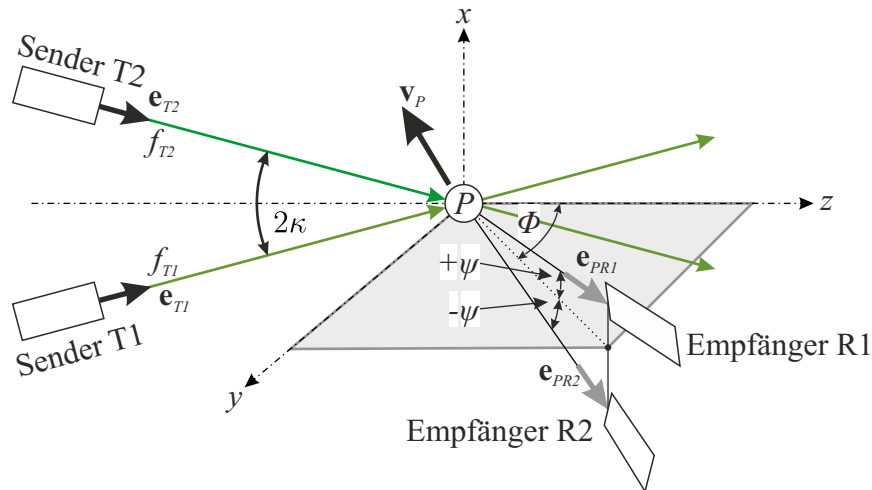


Abbildung 4.9: PDA-Anordnung

Vom Winkel ϕ hängt ebenfalls die empfangene Streulichtintensität ab. Diese kann mit Hilfe der *Mie-Theorie* beschrieben werden ([66]). Grundsätzlich weist die Vorwärtsstreuung ($\phi < 90^\circ$) bei einem Winkel ϕ von 0° die höchste Intensität auf während die Rückwärtsstreuung ($\phi > 90^\circ$) im Allgemeinen einen einfacheren Messaufbau ermöglicht. Für die Bestimmung des Tropfendurchmessers sind zudem zwei Empfänger notwendig, die an zwei verschiedenen räumlichen Orten positioniert sind (Abb. 4.9). Die Achse beider Empfänger wird zunächst auf der $y - z$ -Ebene um den Winkel ϕ gedreht. An diesem Punkt wird ein Empfänger um den definierten Winkel $+\psi$ in Richtung der x -Achse aus der Ebene heraus positioniert, sowie der andere entsprechend um den betragsmäßig gleichen Winkel in die entgegengesetzte Richtung $-\psi$ positioniert.

Es ergibt sich idealisiert ein linearer Zusammenhang zwischen Phasenverschiebung und Tropfendurchmesser nach Gl. 4.12

$$\Delta\gamma = \frac{2\pi}{\lambda} d_P f_\phi^p, \quad (4.12)$$

wobei $f_\phi^p = f(\phi, \psi, 2\kappa, m)$ über das Brechungsgesetz nach Gl. 4.11 sowie das Reflexionsgesetz bestimmt werden kann. Der Hochindex p beschreibt in diesem Fall die Brechungsordnung.

Darüberhinaus muss für die Bestimmung des Tropfendurchmessers die Polarisationsrichtung technisch eingestellt werden.

Zusammenfassend sind also zur Bestimmung der Tropfendurchmesser folgende Größen festzulegen:

- Brechungsindizes der vorliegenden Medien n_a und n_w
- Polarisationsrichtung

- Laserwellenlänge λ
- Streuanordnung Winkel ϕ
- Winkel ψ (zumeist vom Hersteller der Sonde vorgegeben)

4.4.3 Messaufbau der PDA-Sonde

Die Abbildungen 4.10a und 4.10b zeigen die Komponenten des Messsystems und ihre Anordnung im Meridianschnitt als auch im Achsnormalschnitt. Im Leitschaufelträger sind gekrümmte Fenster mit einer Wandstärke von 10 mm aus PMMA eingebaut.

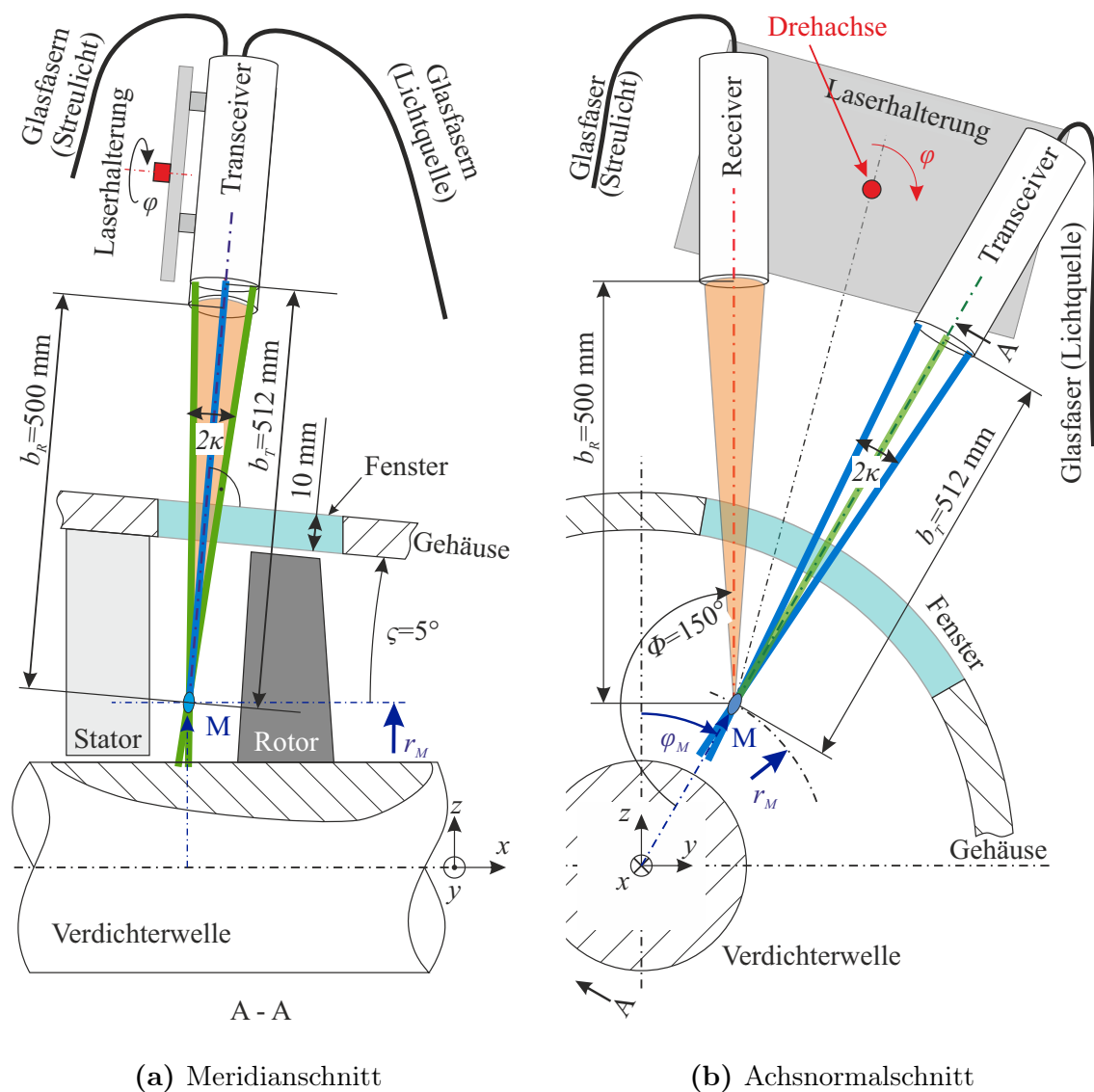


Abbildung 4.10: Aufbau der PDA-Messtechnik (gemäß [102])

Durch drehende Bearbeitung der Innenkontur des Gehäuses einschließlich der Fenster werden radiale Fluchtungsfehler beseitigt, so dass die Grenzschichtströmung nicht gestört wird. Um die Lichtdurchlässigkeit zu erhöhen, werden die Fenster anschließend poliert. In weiß dargestellt ist der Transceiver, der das Laserlicht, das durch Glasfasern übertragen wird, mittels einer Linse bündelt. Die Laserpaare für die grüne Phase ($\lambda = 514,5 \text{ nm}$) und die blaue Phase ($\lambda = 488 \text{ nm}$) kreuzen sich bei einer Brennweite von $b_T = 512 \text{ mm}$ um das Messvolumen zu erzeugen. Die grüne Phase erfasst die Meridiankomponente der absoluten Geschwindigkeit der Tropfen (Abb. 4.10a), die blaue Phase die Umfangskomponente (Abb. 4.10b). Die Laserpaare treffen sich in einem Winkel von $2\kappa = 9,6^\circ$. Das Messvolumen hat einen Durchmesser von $127 \text{ }\mu\text{m}$ und eine Länge von $2,6 \text{ mm}$. Der Receiver mit einer Brennweite von $b_R = 500 \text{ mm}$ ist in Rückstreuung angeordnet, was einen Versatz von 150° gegenüber dem Transceiver bedeutet. Das empfangene Licht wird schließlich über Lichtwellenleiter zum Photomultipliermodul übertragen. Dort wird das Licht in die beiden Wellenlängen aufgeteilt. Für das empfangene Licht der grünen Phase wird neben der Detektion der Meridiangeschwindigkeit die Tropfengröße bestimmt. Nach Angaben des Herstellers beträgt die Messgenauigkeit für Geschwindigkeiten $< 0,2 \%$ und Tropfengrößen $\max(0,5 \text{ }\mu\text{m}, 1\% \cdot d_{P,max} + 1\% \cdot d_{P,mess})$.

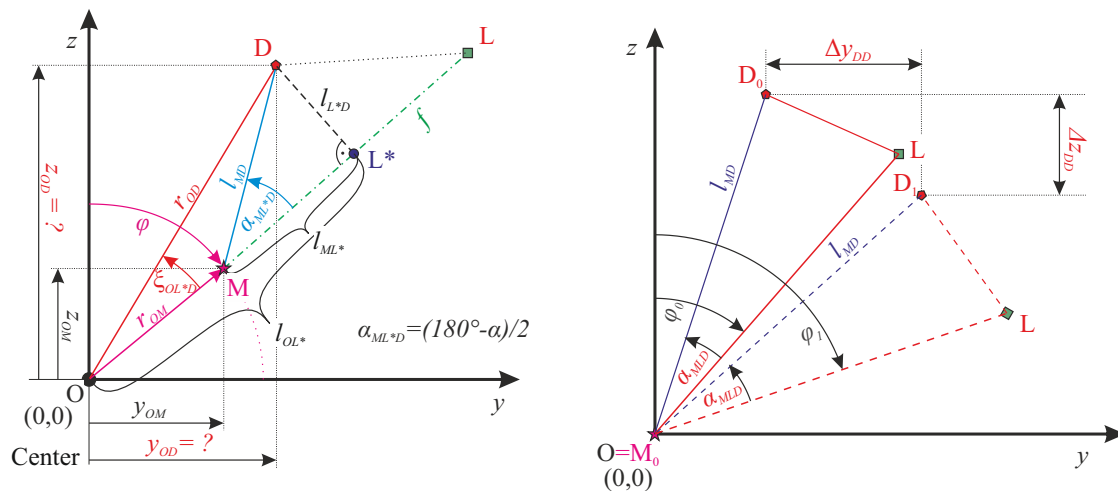
Transceiver und Receiver sind auf einer drehbaren Halterung, die im Folgenden „Laserhalterung“ genannt wird, unter einem definierten Winkel zueinander montiert. Somit kann die gesamte Apparatur rotiert werden.

4.4.4 Traversierung der Messsonde

Ziel ist es, die Lichtbrechung an den Grenzflächen des Fensters für jede gewünschte Messposition auf ein Minimum zu reduzieren. Daher müssen die Laserstrahlen durch eine Drehung der Laserhalterung und deren Verschiebung in kartesischen Koordinaten oberflächennormal durch das gekrümmte Fenster geführt werden.

Der gewünschte Messpunkt in einer radialen Ebene (in Abb. 4.10 mit einem M gekennzeichnet) wird durch die Polarkoordinaten Radius r_M und Winkel φ_M beschrieben. Der Ursprung des Koordinatensystems fällt mit der Drehachse der Verdichterwelle zusammen. Der mechanische Drehpunkt der Laserhalterung liegt jedoch außerhalb des Ursprungs des Koordinatensystems, sodass das Messvolumen nach Drehung der Vorrichtung vom gewünschten Messpunkt abweicht. Um dies zu kompensieren, müssen die kartesischen Koordinaten in y -Richtung und z -Richtung der Halterung translatorisch angepasst werden (Abb. 4.10b). Die notwendigen Verschiebungen der einzelnen Achsen lassen sich mathematisch wie folgt bestimmen.

Mathematische Beschreibung der Traversierung



(a) Trigonometrische Beschreibung der Traversenparameter

(b) Kalibrierung der Sondenposition

Abbildung 4.11: Kalibrierung zur Festlegung der Messposition

Die Abb. 4.11a zeigt die trigonometrischen Beziehungen für die Beschreibung eines beispielhaften Messpunktes M , welcher mit den Polarkoordinaten φ und r_{OM} beschrieben werden kann. Der Winkel φ zwischen Transceiver und der z -Achse ist unmittelbar durch die Drehung der Laserhalterung festgelegt. Nichtsdestotrotz muss der Radius r_{OM} in die kartesischen Anteile y und z zerlegt werden, da die Laserhalterung nicht in radialer Richtung verschoben werden kann. Demzufolge sind die Koordinaten des Messpunktes durch die Gleichungen 4.13 definiert.

$$y_{OM} = r_M \cdot \sin(\varphi) \quad (4.13a)$$

$$z_{OM} = r_M \cdot \cos(\varphi) \quad (4.13b)$$

Darüber hinaus liegt die Rotationsachse der Laserhalterung weit vom Zentrum des Koordinatensystems entfernt. Dies hat zur Folge, dass sich das Messvolumen nach Drehung der Laserhalterung um einen Winkel $\Delta\varphi$ von seiner vorherigen Position weg bewegt. Um dennoch die gewünschten Koordinaten nach der Rotation zu finden, muss dieser entstandene Versatz Δy_D und Δz_D der Rotationsachse (hier mit D benannt) berechnet werden. Im kartesischen Koordinatensystem wird die Rotationsachse mit den Gleichungen 4.14 berechnet:

$$y_{OD} = r_{OD} \cdot \sin(\varphi - \xi_{OL^*D}) \quad (4.14a)$$

$$z_{OD} = r_{OD} \cdot \cos(\varphi - \xi_{OL^*D}) \quad (4.14b)$$

Die verbleibende Frage ist, wie der Radius r_{OD} und der Winkel ξ_{OL^*D} bestimmt werden können, da sie sich ebenfalls ändern, wenn sich der Radius von Koordinatenursprung zu Messvolumen r_{OM} ändert. Hierfür müssen weitere trigonometrische Beziehungen aus Abb. 4.11 verwendet werden. Zunächst gilt, dass sich das Dreieck $M - L - D$ unabhängig des gewünschten Messpunktes nicht verzerrt. Zudem ist die Konstruktion so aufgebaut, dass die Rotationsachse D auf der Winkelhalbierenden ($\alpha_{ML^*D} = (180^\circ - 150^\circ)/2 = 15^\circ$) zwischen Transceiver und Receiver liegt. Wenn die Länge l_{MD} bekannt ist, kann die Länge l_{L^*D} ermittelt werden:

$$l_{L^*D} = l_{MD} \cdot \sin(\alpha_{ML^*D}) \quad (4.15)$$

Weiterhin kann die Länge l_{OL^*} berechnet werden:

$$l_{OL^*} = r_{OM} + l_{MD} \cdot \cos(\alpha_{ML^*D}) \quad (4.16)$$

Mit den Gleichungen 4.15 und 4.16 wird der Winkel ξ_{OL^*D} ermittelt:

$$\xi_{OL^*D} = \arctan(l_{L^*D}/l_{OL^*}) \quad (4.17)$$

Letztendlich ergibt sich der gesuchte Radius r_{OD} :

$$r_{OD} = l_{OL^*} / \cos(\xi_{OL^*D}) \quad (4.18)$$

Kalibrierung der Traversierung

Die Länge l_{MD} kann durch eine initiale Kalibrierung bei der Einrichtung des Messsystems bestimmt werden (vgl. Abb. 4.11b). Hierzu wird die Laserhalterung auf einen definierten Winkel $\varphi_0 - \alpha_{MLD}$ gedreht und die Traverse so verfahren, dass das Messvolumen genau auf einem punktförmigen Objekt im Raum liegt. Dieser Punkt wird folgend als Ursprung bezeichnet und die Koordinaten der Traverse genullt. Im Anschluss wird die Laserhalterung um einen bestimmten Winkel $\Delta\varphi$ auf den Winkel $\varphi_1 - \alpha_{MLD}$ gedreht. Nun wird die Traverse so verfahren, dass das Messvolumen wieder genau auf dem Ursprung liegt. Mit den bekannten Verschiebungen Δy_{DD} und Δz_{DD} kann mit den trigonometrischen Beziehungen in Abb. 4.11b und den Gleichungen 4.19 die Länge l_{MD} bestimmt werden:

$$\Delta y_{DD} = l_{MD} \cdot (\sin(\varphi_1 - \alpha_{MLD}) - \sin(\varphi_0 - \alpha_{MLD})) \quad (4.19a)$$

$$\Delta z_{DD} = l_{MD} \cdot (\cos(\varphi_1 - \alpha_{MLD}) - \cos(\varphi_0 - \alpha_{MLD})) \quad (4.19b)$$

4.4.5 Maßnahmen zur Unterdrückung optischer Störungen

Störungen des Laserstrahlengangs müssen minimiert werden um eine zuverlässige Erfassung der Tropfeninformationen zu erhalten. Folgende Lösungen werden daher beschrieben:

Da sich die Verdichterwelle im Hintergrund der optischen Achse des PDA-Systems befindet, kommt es zu Reflexionen, die vom Empfänger erfasst werden und die Messung erheblich verfälschen würden. Um dies zu vermeiden, wird die Welle mit schwarzer Ofenrohrfarbe eingefärbt, die sich durch hohe Opazität und Lichtabsorption auszeichnet.

Zudem ergeben sich am Gehäuse Flüssigkeitsfilme die in Abb. 4.12a zu sehen sind. Diese werden durch Zentrifugalkräfte, die auf Tropfen und Flüssigkeitsfilme auf den Schaufeln wirken, verursacht. Folglich erscheinen die Leitschaufeln nur verschwommen. Versuche, die Tropfen in der Strömung mit dem PDA-System zu erkennen, erweisen sich als unwirksam. Dies liegt an der zufälligen Brechung des Strahlengangs an der Grenzfläche zwischen Luftstrom und Flüssigkeitsfilm, die einen hohen Rauigkeitsgrad aufweist. Um die Störungen zu reduzieren, werden verschiedene Konzepte untersucht und im Folgenden vorgestellt.

- **Wasserfilmabsaugung:** Stromaufwärts des Fensters, unmittelbar hinter der Leitschaufelhinterkante, wird ein definierter Saugdruck an speziell ausgelegten Gehäuseschlitten angelegt, um den Flüssigkeitsfilm am Gehäuse abzusaugen. Das abgesaugte Wasser wird anschließend in einem Zentrifugalabscheider von der gleichzeitig abgesaugten Luftphase getrennt und in einem Behälter aufgefangen. Die Messungen des Wasservolumens zeigen eine stetige Zunahme mit zunehmender Zeit. Dies bestätigt, dass ein Teil des Flüssigkeitsfilms tatsächlich extrahiert wird. Bilder des Fensters hinter der Filmabsaugung zeigen jedoch noch einen bestehenden Flüssigkeitsfilm. Eine Hypothese ist, dass der axiale Impuls des Flüssigkeitsfilms zu groß ist, so dass ein Teil dem anliegenden Saugdruck nicht folgen kann und über den Gehäuseschlitz fließt.
- **Wasserfilmlegung in die Gehäusegrenzschicht:** Stromaufwärts des Fensters, unmittelbar hinter der Hinterkante des Leitschaufelhinterkante, wird durch Gehäuseschlitz ein definierter Wasserfilm auf die Innenkontur des Fensters aufgebracht. Das Ziel ist ein gleichmäßiges Flüssigkeitsfilmprofil und damit die Realisierung einer homogenen Lichtbrechung. Die hohe Überströmungsgeschwindigkeit der Luft bewirkt jedoch ein wellenförmiges Verhalten und damit eine zufällige Brechung. Die Messungen erweisen sich als unwirksam.

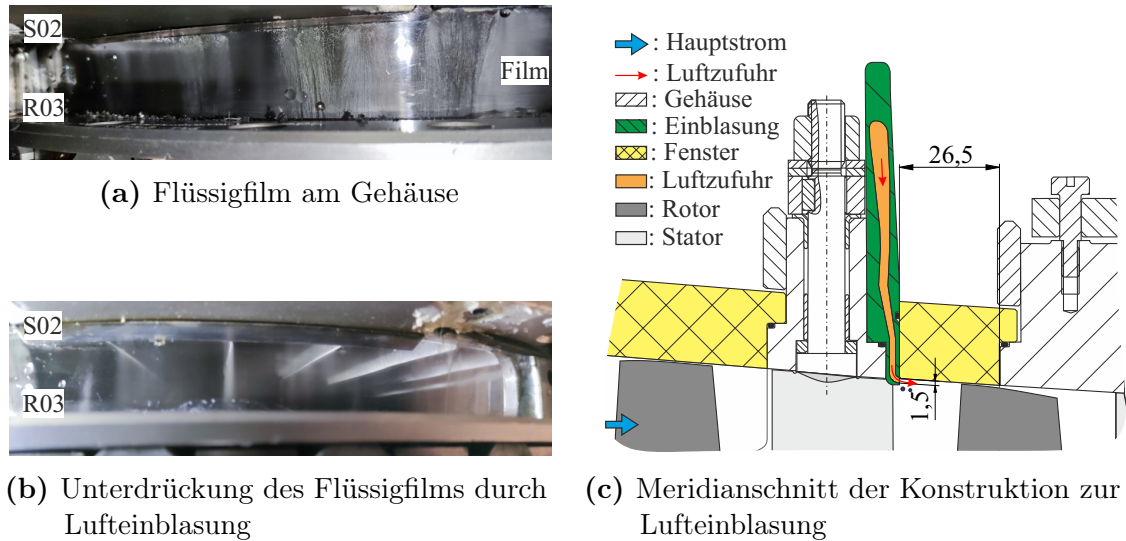


Abbildung 4.12: Filmverhalten an der Gehäusewand

- Lufteinblasung in die Gehäusegrenzschicht:** Die Grenzschicht wird durch das Einblasen von trockener Luft energetisiert. Der Coandaeffekt sorgt dafür, dass diese eingeblasene Luft an der inneren Gehäusewand haftet und den Flüssigkeitsfilm von der Wand fernhält. Zu diesem Zweck wird der Gehäuseschlitz mit einem definierten Überdruck beaufschlagt. In diesem Zusammenhang wird auf die Arbeit von Eisfeld und Joos [103] verwiesen, in der diese Methode erfolgreich an einem Kaskadenwindkanal eingesetzt wird. Für die Experimente in dieser Arbeit wird Druckluft aus dem vorhandenen Labornetz mit einem relativen Druck von 0,5 bar verwendet. Höhere Drücke erweisen sich als kontraproduktiv, da sich die eingeblasene Luft von der Wand ablöst und sich ein Flüssigkeitsfilm zwischen dem abgelösten Luftstrom und dem Fenster bildet. Bei sorgfältiger Bestimmung der Einblasgeometrie und des Drucks erweist sich dieses Konzept als zuverlässig, wie Abb. 4.12b zeigt.

Nachdem alle Methoden getestet wurden, werden die anschließenden Lasermessungen mit dem Konzept der „Grenzschichtlufteinblasung“ fortgesetzt. Der Aufbau dieser Methode ist in Abb. 4.12c dargestellt. Die Abbildung zeigt das Gehäuse mit dem Fenster, das sich über den Laufschaufeln und den Leitschaufeln befindet. Die Fenster sind mit Niederhaltern auf einer Gehäuseschulter befestigt. Die Fenster hinter den Stufen 2, 3 und 4 erstrecken sich über den Axialspalt zwischen dem Leitrad und dem Laufrad der nächsten Stufe stromabwärts. Im Falle der Stufe 1 erstreckt sich das Fenster über den Axialspalt hinter den Leitschaufeln der ersten Stufe bis zur Vorderkante der Leitschaufeln der zweiten Stufe, so dass für diesen Fall theoretisch auch im Laufrad umfangsgemittelte PDA-Messungen möglich sind.

Die Einblasvorrichtung wird in eine Aussparung im Fenster eingesetzt. Der Fließweg innerhalb der Einspritzdüse ist orange dargestellt. Der Schlitz für die Einspritzung ragt 1,5 mm in die Grenzschicht hinein. Die Düse hat eine Krümmung von 90° , um eine axiale Anströmung entlang der Gehäusewand zu gewährleisten und damit die gewünschte Luftströmung am Fenster zu ermöglichen. Um den Einfluss auf das Betriebsverhalten des Verdichters zu reduzieren, ist die Einblasvorrichtung auf drei Schaufelteilungen in Umfangsrichtung begrenzt.

4.4.6 Einfluss der Maßnahmen auf das Betriebsverhalten des Verdichters

Wie oben beschrieben, werden Maßnahmen ergriffen, um den optischen Zugang zur Strömung im Verdichter zu optimieren. Ihr Einfluss wird durch Untersuchung der trockenen Leistungskennfelder ohne Wassereinspritzung während den verschiedenen Maßnahmen analysiert. Abbildung 4.13 zeigt das Verhältnis der statischen Drücke für den gesamten Verdichter über dem Luftmassenstrom aufgetragen. Es werden vier verschiedene Testfälle betrachtet: Für den Referenzfall in schwarz werden keine Maßnahmen vorgenommen. Der zweite Fall in blau zeigt den Einfluss der lackierten Welle, der dritte in grün bei lackierter Welle und installiertem Gehäuseeinschub, wenn die Einspritzung deaktiviert ist. Der vierte Fall in rot zeigt den Einfluss der lackierten Welle und der Lufteinblasung durch den Gehäuseeinschub. Die Ergebnisse zeigen geringfügige Abweichungen des Druckverhältnisses vom Referenzfall, die innerhalb der Messgenauigkeit von 0,04 % liegen und daher als vernachlässigbar angesehen werden können.

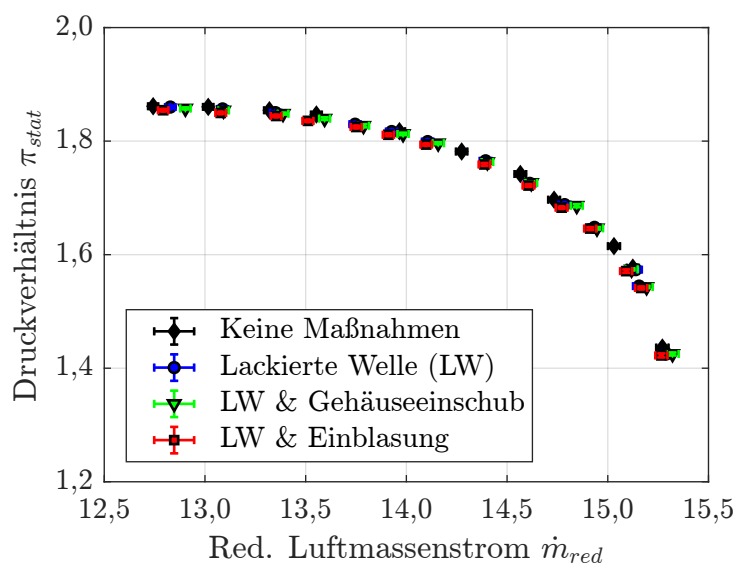


Abbildung 4.13: Einfluss der Maßnahmen auf das Verdichterdruckverhältnis

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass die Methode der lokalen Grenzschichtinjektion gut geeignet ist, um genaue Lasermessungen in einer tropfenbeladenen Verdichterströmung zu ermöglichen und gleichzeitig den Einfluss auf die Betriebsparameter gering zu halten.

5 Modell der Tropfenbewegung

In diesem Kapitel wird der Aufbau des Modells *CODICS* „*Calculation Of Droplets In Compressor Stages*“ zur Beschreibung der Tropfenbewegung auf einem Mittelschnitt, folgend S1-Ebene genannt, in einer Verdichterstufe beschrieben. Diese Berechnung erfolgt auf Basis einer dreidimensionalen Lösung der trockenen Luftströmung innerhalb der Stufe und berücksichtigt Filmablagerung und Hinterkantendesintegration. Zudem fließen experimentelle Daten zur Initialisierung der Tropfentrajektorien ein.

5.1 Berechnung der dreidimensionalen trockenen Verdichterströmung

Für die Tropfenbetrachtungen in dieser Arbeit wird die zweite Stufe eines vierstufigen Axialverdichters (Kapitel 4) ausgewählt. Die Modellierung der Tropfentrajektorien wird auf Basis einer 3D-berechneten trockenen Luftströmung, also Luft ohne Flüssigphasenanteile, durchgeführt. Hierfür wird die erste und zweite Stufe des Verdichters mit Einlauf und Auslauf modelliert und berechnet (Abb. 5.1). Als Gleichungslöser wird Ansys® Academic Research CFX, Version 18.0 [104] verwendet. Für den Einlauf und Auslauf sowie die Laufschaufel- und Leitschaufelreihen werden jeweils nur eine Teilung berücksichtigt und auf den periodischen Rändern rotationssymmetrische Bedingungen vorgegeben.

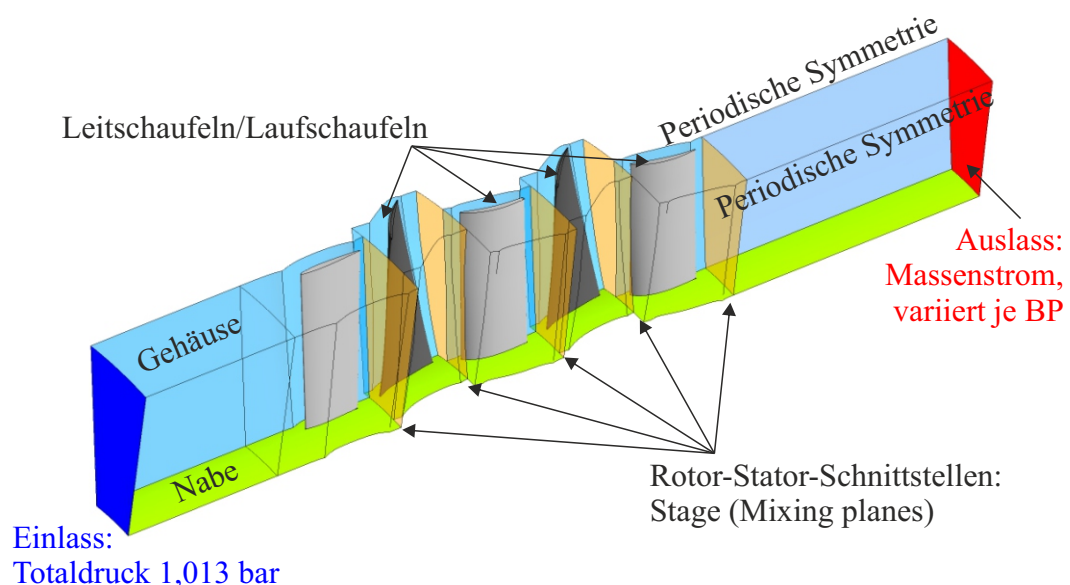


Abbildung 5.1: Randbedingungen der CFD-Rechnung für Luft, ohne Tropfen

Die Lauf- und Leitschaufeln sowie Naben- und Gehäusewände werden als Wände mit Haftbedingungen definiert. Zur Berücksichtigung der turbulenten Strömung wird das $k\text{-}\omega\text{-SST}$ -Modell verwendet. Auf den Laufrad-Leitrad-Schnittstellen wird eine Umfangsmittelung der Strömungsgrößen vorgenommen, engl. *Mixing Plane*. Der Betriebspunkt wird durch die Vorgabe des Massenstroms am Auslass eingestellt. Das Netz besteht insgesamt aus 2,48 Mio. Zellen.

5.2 Berechnung der Tropfenbewegung in einem Trägergas

Um die Tropfenbewegung als Partikel im Kontinuum zu beschreiben, wird das Kräftegleichgewicht nach Gl. 3.1 aufgestellt. Berücksichtigt werden in diesem Modell die äußeren Kräfte der Widerstandskraft nach Gl. 3.3 und die Rotationskräfte Corioliskraft (Gl. 3.8) und Zentrifugalkraft (Gl. 3.9). Für die Widerstandskraft kann der Widerstandskoeffizient mit oder ohne Deformationsmodell berechnet werden. Zudem wird durch die Tropfenmasse m_P geteilt, sodass sich folgende Gl. ergibt:

$$\frac{d\mathbf{v}_P}{dt} = \frac{3}{4} \frac{\rho_a}{\rho_P} c_D \frac{1}{d_P} |\mathbf{v}_a - \mathbf{v}_P| (\mathbf{v}_a - \mathbf{v}_P) + \begin{pmatrix} 0 \\ v_{P,u} \cdot \omega \\ -v_{P,r} \cdot \omega \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 \\ r_P \omega^2 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (5.1)$$

Um aus der Beschleunigung $d\mathbf{v}_P/dt$ die Geschwindigkeit entlang der Trajektorie berechnen zu können, wird ein Eulerverfahren erster Ordnung verwendet, sodass daraus Gl. 5.2 folgt.

$$\frac{d\mathbf{v}_{P,i}}{dt} \approx \frac{\Delta \mathbf{v}_{P,i}}{\Delta t} \quad (5.2)$$

Hierbei muss ein hinreichend kleiner Zeitschritt gewählt werden. Dies wird sichergestellt, indem der adaptive Zeitschritt auf Basis der Tropfenrelaxationszeit τ_P nach Gl. 3.24 in Gl. 5.3 verwendet wird [91]:

$$\Delta t = f_t \cdot \tau_P = f_t \cdot \frac{4}{3} \frac{\rho_P \cdot d_P^2}{Re_P \cdot c_D \cdot \mu_a} \quad (5.3)$$

f_t ist hierbei ein Faktor, der vom Nutzer festzulegen ist und in dieser Arbeit 0,005 für $d_P > 50$ und 0,01 für $d_P < 50$ beträgt. Die Wahl dieser Werte erlaubt eine hinreichend schnelle Berechnung bei vernachlässigbarer Abhängigkeit des Ergebnisses vom Zeitschritt.

Somit ergibt sich die schrittweise Berechnung der Tropfengeschwindigkeit entlang der Trajektorie gemäß Gl. 5.4.

$$\mathbf{v}_{P,i+1} = \mathbf{v}_{P,i} + \Delta \mathbf{v}_{P,i} = \mathbf{v}_{P,i} + \frac{d\mathbf{v}_{P,i}}{dt} \cdot \Delta t \quad (5.4)$$

Ebenso lässt sich die neue Tropfenposition mit Gl. 5.5 beschreiben.

$$\mathbf{x}_{P,i+1} = \mathbf{x}_{P,i} + \mathbf{v}_{P,i} \cdot \Delta t \quad (5.5)$$

Mit Hilfe der zuvor beschriebenen Gleichungen werden die Trajektorien in Matlab [105] gemäß Abb. 5.2 in diesem Modell berechnet. Um diese auf eine gesamte Verdichterstufe anzuwenden, sind die folgenden Berechnungsschritte durchzuführen:

- Initialisierung des Strömungsfelds und Tropfeneintritt (Kapitel 5.2.1)
- Trajektorien im Laufradgitter (Kapitel 5.2.2)
- Schnittstelle im Axialspalt (Kapitel 5.2.3)
- Trajektorien im Leitradgitter (Kapitel 5.2.2)
- Filmdesintegration an der Hinterkante (Kapitel 5.2.4)

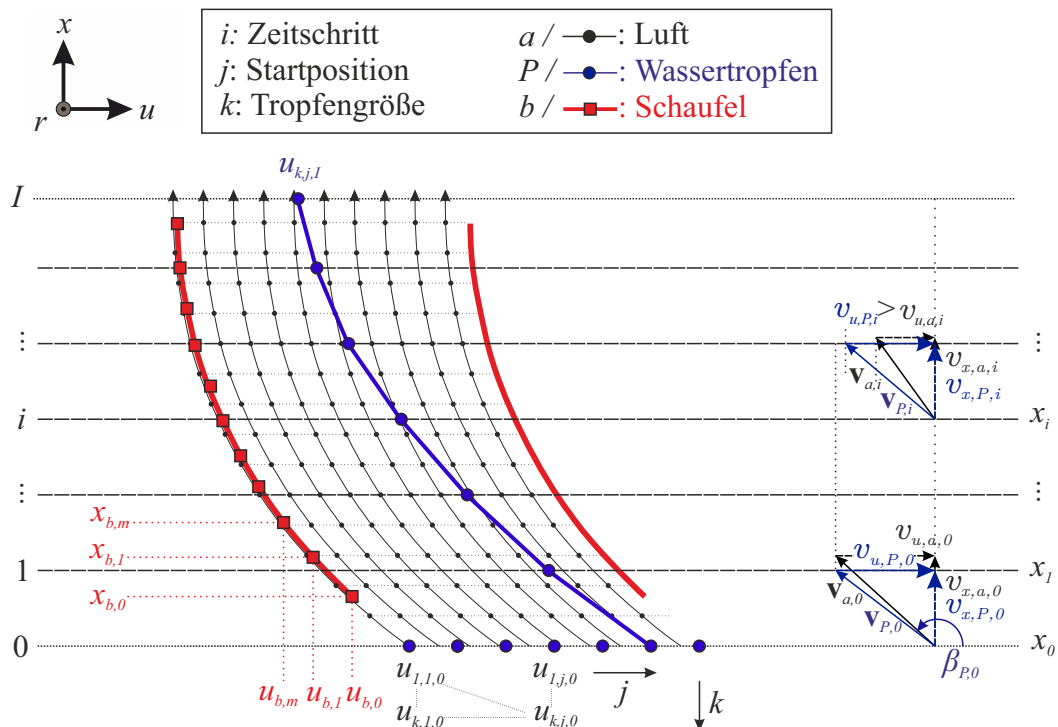


Abbildung 5.2: Modellierung der Tropfenbewegung in einem Schaufelgitter

5.2.1 Initialisierung des Strömungsfelds und Tropfeneintritt

Diskretisierung des trockenen Strömungsfeldes

Zunächst wird das Strömungsfeld der Gasphase Luft aus der CFD verwendet. Hierzu stehen an diskreten Koordinaten dreidimensionale CFD-Daten der Strömung in Lauf- und Leitrad zur Verfügung. In dieser Arbeit wird allerdings nur das Strömungsfeld in der S1-Ebene betrachtet. Dieses Strömungsfeld ist in Abb. 5.2 exemplarisch mit schwarzen Stromlinien und schwarzen Kreisen dargestellt. Weiterhin sind die Schaufelkoordinaten x_b, u_b bekannt.

Diskretisierung der Tropfenstartposition in Umfangsrichtung

Die Tropfen starten in Abb. 5.2 an der Position 0. Da das Spray eine Ausdehnung in Umfangsrichtung hat und das Laufradgitter je nach Zeitpunkt seine Position relativ zum stromaufwärtigen Leitradgitter verändert, wird eine hinreichend große Zahl $1, j, \dots, J$ an Tropfenstartpositionen homogen über den Umfang verteilt. Somit kann der Einfluss der Einspritzposition auf eine mögliche Schaufelablagerung aufgelöst werden. Der Einfluss der Diskretisierung der Einspritzposition wird in Kapitel 5.5 untersucht.

Diskretisierung der Tropfenverteilung

Das Modell benötigt zur Tropfeninitialisierung Tropfengrößen und -durchmesser. Durch Berücksichtigung eines polydispersen Tropfenspektrums ist es möglich, Ablagerungsbilanzen innerhalb der Stufe im Verhältnis zur initialisierten Tropfenmenge zu bestimmen. Würde ein gemittelter Durchmesser verwendet werden, wäre das Ergebnis möglicherweise 0 % oder 100 %. In Realität würde sich allerdings ein Ablagerungswert dazwischen als Ergebnis vieler verschiedener Tropfendurchmesser ergeben, da kleine Tropfen der Strömung gut folgen können und große nicht.

Das Modell ermöglicht die Initialisierung experimentell erfasster polydisperser Tropfenverteilungen. Die importierten Tropfendaten werden bei der Initialisierung dieses Modells diskret aufgelöst: Für jede Tropfendurchmesserklasse, hier mit k identifiziert, wird eine Trajektorie initialisiert. Um den volumetrischen Anteil jeder Tropfenklasse am Gesamtvolumen aller Tropfen abzubilden, wird gemäß Abb. 5.3 je Tropfenklasse das Volumen jedes gemessenen Tropfens einer Tropfenklasse aufsummiert und somit das Klassenvolumen ermittelt. Anschließend wird das Klassenvolumen durch das Volumen aller Tropfen geteilt, um eine relative Volumengröße zu erhalten. Die relative Volumeninformation der jeweiligen Tropfenklasse wird anschließend noch durch die Anzahl J der Startpositionen geteilt.

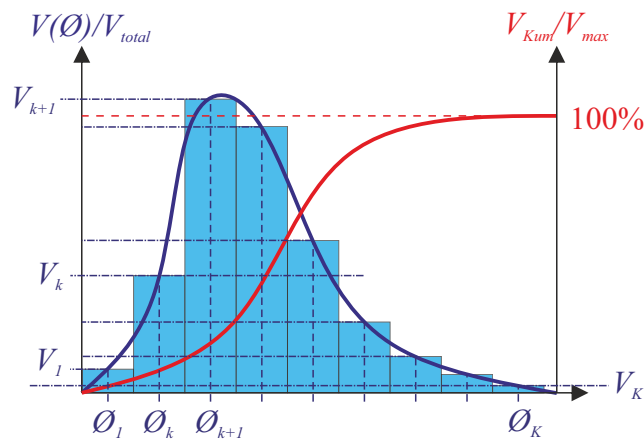


Abbildung 5.3: Diskretisierung (schematisch) der gemessenen Tropfenverteilung

Die Tropfen starten mit einer Initialgeschwindigkeit $\mathbf{c}_{P,0}$, die sich als Absolutgeschwindigkeit aus der Umfangskomponente $c_{u,P,0}$ und der Axialkomponente $c_{x,P,0}$ zusammensetzt. Diese Geschwindigkeiten sind aus der Messung ebenfalls bekannt und unterscheiden sich je nach Tropfenklasse. Für alle Startpositionen werden identische Geschwindigkeiten vorgegeben. Nach der Initialisierung wird zur Berechnung im Laufrad die Umfangskomponente der Absolutgeschwindigkeit ins Relativsystem gemäß $w_{u,P,0} = c_{u,P,0} - u = c_{u,P,0} - \omega r$ umgerechnet. Um an der jeweiligen Startposition die notwendigen Informationen der Trägerphase zu erhalten, wird das diskrete Vektorfeld der CFD auf die Tropfenposition interpoliert. Somit sind die Komponenten $c_{x,a}$ und $c_{u,a}$ bzw. $w_{u,a}$ für Luft an der Position $(x_{k,j,0}, u_{k,j,0})$ gegeben.

5.2.2 Trajektorienalgorithmus

Nach der Initialisierung wird die Berechnung der Trajektorie mit dem in dieser Arbeit entwickelten Algorithmus *trajectories* nach Abb.5.4 gestartet. Mit den Informationen $v_{x,P}$, $v_{u,P}$ sowie $v_{x,a}$, $v_{u,a}$ können die Beschleunigungen für die jeweilige Raumrichtung nach Gl. 5.2 an jeder aktuellen Position i ermittelt werden. Weiterhin lässt sich nach Gl. 5.4 die neue Geschwindigkeit $\mathbf{v}_{P,i}$ am Punkt i nach dem Zeitschritt berechnen. Ebenso ergibt sich die neue Tropfenposition $\mathbf{x}_{P,i}$ nach Gl. 5.5.

Als nächstes wird überprüft, ob die neue Axialposition x_i bereits die Austrittsebene x_{Aus} überschritten hat. Ist dies der Fall, wird der Algorithmus beendet und alle bis dahin gesammelten Trajektorieninformationen abgespeichert. Ist die Austrittsebene nicht erreicht, wird als nächstes überprüft, ob sich der Tropfen der betrachteten Trajektorie auf dem Schaufelgitter ablagert. Hierzu liegt die Schaufelkontur an diskreten Stützpunkten als Randbedingung vor. Der Algorithmus sucht an der aktuellen axialen Tropfenposition $x_{P,i}$ die nächstkleinere diskrete Schaufelkoordinate $x_{b,low}$ und die nächstgrößere $x_{b,up}$.

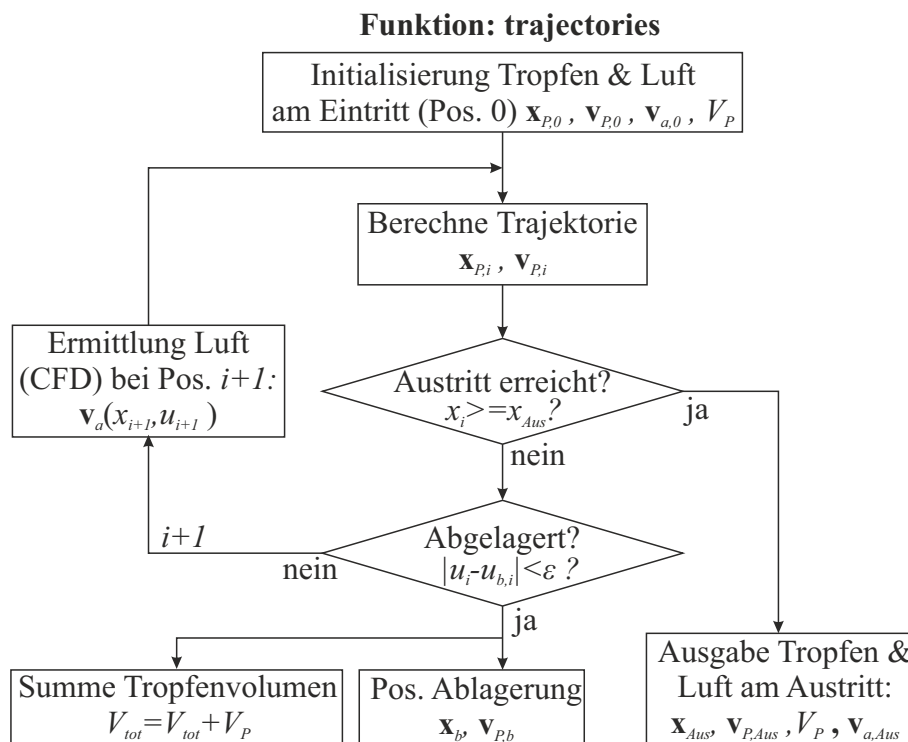


Abbildung 5.4: Algorithmus *trajectories* zur Beschreibung der Trajektorien

Die jeweils zugehörigen Umfangskoordinaten $u_{b,low}$ und $u_{b,up}$ werden entnommen und eine lineare Interpolation zur Berechnung von $u_{b,i} = u_b(x_{P,i})$ durchgeführt. Unterschreitet die Differenz der Umfangsposition des Gitters und der Tropfenposition $u_{b,i} - u_{P,i}$ den Grenzwert ϵ , wird der Algorithmus ebenfalls beendet und die Trajektorie als Ablagerung gewertet. Die zugehörige Volumeninformation wird hier an den Ablagerungsalgorithmus übergeben.

Ist der Tropfen jedoch nicht abgelagert, wird die nächste Tropfenposition berechnet. Hierfür werden zunächst an der neuen Tropfenposition i die Daten $v_{x,a}, v_{u,a}$ der Luft mit Hilfe der CFD interpoliert. Mit diesen Informationen wird der beschriebene Algorithmus wiederholt. Die Schleife wird solange durchlaufen, bis entweder der Tropfen die Austrittsebene erreicht hat oder auf den Schaufeln abgelagert ist.

Besondere Eigenschaften im Laufradgitter

Da sich das Laufradgitter mit der Umfangsgeschwindigkeit bewegt, werden alle Strömungsgrößen als Relativgrößen betrachtet und die Geschwindigkeitsgrößen v durch die Relativgeschwindigkeiten w ersetzt. Dementsprechend ist auch die Umfangskomponente der Luftgeschwindigkeit $w_{u,a}$ und der Tropfengeschwindigkeit $w_{u,P}$ zu betrachten. Dies hat zur Folge, dass die Rotationskräfte einen Einfluss auf die Tropfentrajektorie haben und ist in Gl. 5.1 berücksichtigt.

Es sei angemerkt, dass die radiale Tropfenbewegung nicht betrachtet wird und somit r_P konstant bleibt. Dies folgt der Annahme, dass alle möglichen Trajektorienbewegungen einer dreidimensionalen Strömung, sowohl solche die die S1-Ebene radial verlassen würden und solche, die von Nabennähe in die S1-Ebene eintreten würden, zu einer Ausmittelung führen. Dennoch wird die Radialgeschwindigkeit auf der quasi-planaren Ebene berechnet, um die Rotationskräfte berechnen zu können.

Besondere Eigenschaften im Leitradgitter

Im Leitradgitter wird grundsätzlich der gleiche Algorithmus wie im Laufradgitter angewandt. Allerdings werden die Rotationskräfte im ruhenden System zu 0 ($\mathbf{F}_C = \mathbf{F}_Z = 0$). Weiterhin sind die Geschwindigkeitsgrößen v durch die Absolutgrößen c zu ersetzen.

5.2.3 Übergabe und Initialisierung zwischen den Gittern

Nach Erreichen des Axialspalts R2-S2 zwischen Lauf- und Leitschaufelreihe werden die nicht-abgelagerten Trajektorien Daten für die Leitradgitterebene vorbereitet. Hierfür wird die Umfangskomponente der Relativgeschwindigkeit gemäß $c_u = u + w_u$ ins Absolutsystem umgerechnet.

Weiterhin wird für jede Trajektorie eine Vervielfältigung in Umfangsrichtung vorgenommen. Dies ist wichtig, da das Laufradgitter eine relative Bewegung zum folgenden Leitradgitter aufweist und aus Sicht des folgenden Leitschaufelgitters eine Mittelung aller Umfangspositionen erfolgt. Das Volumen jeder Trajektorie wird somit noch durch die Anzahl L der Vervielfältigung geteilt.

5.2.4 Ablagerungsalgorithmus

Ein wesentliches Merkmal des Modells *CODICS* ist die weiterführende Betrachtung der abgelagerten Tropfen. Lagert sich im Trajektorienalgorithmus (Kapitel 5.2.2) eine Trajektorie auf der Schaufel ab, wird die Volumeninformation an den Ablagerungsalgorithmus übergeben. Alle abgelagerten Tropfen werden aufsummiert. Somit ergibt sich ein Verhältnis des abgelagerten Wassers zur Gesamtmenge des eingespritzten Wassers.

Da im Laufrad lediglich Primärtropfen strömen, werden nur diese aufsummiert. Da im Leitradgitter Primärtropfen und Sekundärtropfen, die von desintegrierten Filmen an der vorangehenden Laufschaufelhinterkante resultieren, vorliegen, werden auch die abgelagerten Tropfen beider gemeinsam aufsummiert.

5.2.5 Trajektorien von Sekundärtropfen hinter dem Laufradgitter

Da abgelagerte Tropfen in Form von Filmen zur Laufschaufelhinterkante abfließen, werden sie spätestens an diesem Punkt wieder in die Strömung eintreten. Die Filme desintegrieren an der Hinterkante zunächst zu Ligamenten und diese zu Sekundärtropfen. Deren Initialgeschwindigkeit sowie Tropfengröße sind durch Modelle schwer vorherzusagen. In dieser Arbeit kann jedoch auf vermessene Tropfengrößen- und geschwindigkeiten im Axialspalt S2-R3 hinter dem Leitrad, unmittelbar im Bereich der Hinterkante, zurückgegriffen werden. Unter der Annahme, dass die abgelösten Tropfen hinter den Laufschaufeln die gleiche Axialkomponente der Geschwindigkeit und eine gleiche Tropfengrößenverteilung aufweisen wie hinter den Leitschaufeln, werden diese Informationen aus den Messungen nun auf die Tropfen hinter dem Laufradgitter aufgeprägt. Da die Tropfen von der Hinterkante ablösen, kann davon ausgegangen werden, dass sie in Umfangsrichtung die Geschwindigkeit der Schaufel $u = \omega \cdot r$ aufweisen [106]. Somit gilt bei der Berechnung der Sekundärtropfen zum Zeitpunkt des Eintretens in die Leitradgitterebene: $c_{u,P} = u$.

Die Tropfenklassen und die jeweilige Volumeninformation werden nach dem gleichen Prinzip der diskreten Tropfenverteilung (Kapitel 5.2.1) aufgestellt. Diese Volumeninformation wird mit dem relativen Ablagerungsvolumen multipliziert.

$$V_{Pf,k} = V_{P,k} \cdot V_{P,Dep} \quad (5.6)$$

Um die Relativbewegung des Laufrads gegenüber dem Leitrad zu berücksichtigen, werden die Tropfen in Umfangsrichtung homogen über eine Leitradgitterteilung entlang vervielfältigt. Demzufolge wird auch die Volumeninformation noch durch die Anzahl der verteilten Startpositionen geteilt.

$$V_{Pf,l} = \frac{V_{Pf,k}}{L} \quad (5.7)$$

Danach wird für jede initiierte Tropfenklasse und -position der Trajektorienalgorithmus 5.2.2 im Leitradgitter durchlaufen.

5.3 Modellannahmen

Dem Modell liegen einige Vereinfachungen zu Grunde. Folgende physikalische Effekte sind nicht berücksichtigt:

- Einfluss der Tropfen auf das Strömungsfeld der Luft (Einwegkopplung)

- Phasenübergang (Kondensation oder Verdunstung). In der betrachteten Stufe kann von einem sehr geringen Phasenübergang ausgegangen werden.
- Tropfenzerfall
- Radialbewegung der Tropfen
- Splashing beim Auftreffen der Tropfen auf Lauf- und Leitschaufeln
- Eigenrotation des Tropfens und Geschwindigkeitsgradienten an der Tropfenoberfläche (Saffman- & Magnuskraft)
- Instationär wirkende Kräfte und Druck- & Scherkräfte
- Turbulenzeffekte im Bereich eines Tropfens
- Tropfen-Tropfen-Interaktion

Zudem wird angenommen, dass die Tropfen, die auf den Schaufeln ablagern, aus der Strömung vollständig entfernt werden.

5.4 Zusammenfassung zum Modell

Ein vereinfachtes Fließdiagramm des gesamten Modells ist in Abb. 5.5 dargestellt. Im ersten Schritt wird das 3D-Strömungsfeld der Luft mit Hilfe von CFD-Rechnungen für ein Laufradgitter und ein darauf folgendes Leitradgitter berechnet. Deren Daten werden auf der S1-Ebene als Grundlage für die Trajektorienanalyse verwendet. Weiterhin werden experimentelle Tropfendaten auf der Eintrittsebene vor dem Laufradgitter genutzt („Lade Exp.Daten hinter S1“) anhand derer diskrete Tropfenklassen mit einer jeweiligen Volumeninformation gebildet werden. Zudem werden diese Tropfenklassen auf diskrete Positionen in Umfangsrichtung homogen verteilt. Nach der Initialisierung werden die Trajektorien mit Hilfe des Trajektorienalgorithmus nach Abb. 5.4 im Laufradgitter („BerechneRotor(k,j)“) berechnet. Hierbei wird in erster Linie die Widerstandskraft am Tropfen mit Hilfe eines auf Daten und Modellen berechneten Widerstandskoeffizienten berücksichtigt. Optional kann für die Berechnung des Widerstandskoeffizienten ein Modell für die Tropfenverformung verwendet werden. Ebenfalls können Rotationskräfte berücksichtigt werden. Für die Tropfen, die auf dem Schaufelgitter ablagern, wird der Algorithmus an der Ablagerungsposition beendet und die Volumeninformation im Ablagerungsalgorithmus („Summiere Filmvol.“) weiterverwendet.

Für die Tropfen, die sich im Laufradgitter nicht ablagern, wird der Algorithmus bei Erreichen der Austrittsebene des Laufradgitters beendet. Dort werden die Informationen vom bewegten Gitter in ein ruhendes Gitter übertragen.

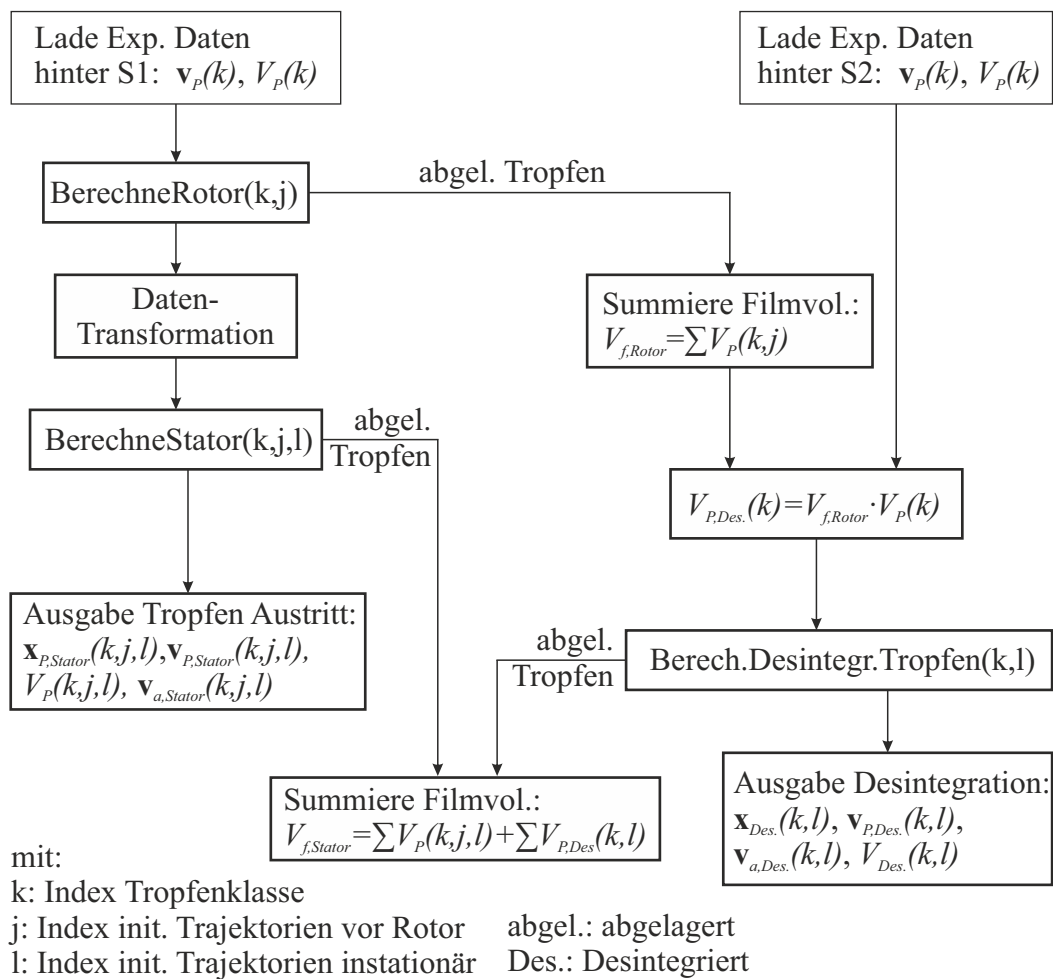


Abbildung 5.5: Flussdiagramm des Modells

An dieser Stelle wird jede ausgehende Trajektorienposition in Umfangsrichtung L -fach homogen über eine Leitradgitterteilung verteilt. Demzufolge wird die Volumeninformation durch die Anzahl L geteilt.

Für jede neue initialisierte Tropfenklasse und -position wird der Trajektorienalgorithmus nach Abb. 5.4 im Leitradgitter („BerechneStator(k,j,l)“) durchlaufen. Für Tropfen, die auch im Leitradgitter nicht ablagern, wird der Algorithmus an der Austrittsebene der Stufe beendet. Die Informationen jeder Trajektorie werden in der „Ausgabe“ gesammelt. Ablagerte Tropfen werden vom Algorithmus „Summiere Filmvol.“ empfangen.

Für die Tropfen, die schon zuvor im Laufradgitter abgelagert sind, werden alle Trajektorienvolumen aufaddiert, sodass sich $V_{f,Rotor}$ ergibt. Diese bilden Filme auf den Schaufeln, die im Anschluss zur Schaufelhinterkante fließen und dort zunächst als Ligamente ablösen und dann in Sekundärtropfen zerfallen. Mit Hilfe der gemessenen Tropfenverteilung hinter den Leitschaufeln („Lade Exp.Daten hinter S2“) wird eine neue Tropfenverteilung der abgelösten Tropfen hinter dem Laufrad gebildet.

Dieser Ansatz folgt der Annahme, dass die abgelösten Tropfen hinter dem Laufrad die gleiche Größenverteilung wie hinter dem Leitrad haben. Da die Filme auf der Schaufel die gleiche Umfangsgeschwindigkeit wie die Schaufeln ($\omega \cdot r$) haben, wird den Tropfen diese Geschwindigkeit in Umfangsrichtung aufgeprägt. Danach wird für die entstehenden Sekundärtropfen in „Berech.Desintegr.Tropfen(k,l)“ der Trajektorienalgorithmus (Abb. 5.4) durchlaufen. Trajektorieninformationen der Sekundärtropfen, die die Austrittsebene erreichen, werden ebenfalls in der „Ausgabe“ gesammelt. Die Tropfenvolumen der Trajektorien, die im Leitrad erneut ablagern, werden im Algorithmus „Summiere Filmvol.“ gesammelt und zusammen mit dem Ablagerungsvolumen aus „BerechneStator“ aufaddiert. Für dieses Volumen kann hinter der Leitschaufelhinterkante in der Austrittsebene der Stufe eine erneute Tropfenverteilung gebildet werden.

5.5 Überprüfung der Trajektorienauflösung

In diesem Kapitel wird eine Variation der Trajektorienauflösung durchgeführt, um eine hinreichend große Anzahl zu finden, mit der die Ergebnisse als auflösungsunabhängig gewertet werden können. Als Nachweis eignet sich ein Parameter, der angibt, wie sich die Tropfen in ihrer Anzahl je nach Umfangsposition, unabhängig von ihrer Tropfengröße, nach Durchströmen der Stufe unterscheiden. Dieser Parameter wird im folgenden Datenrate DR genannt und für die Auswertung auf das ermittelte Maximum DR_{max} bezogen.

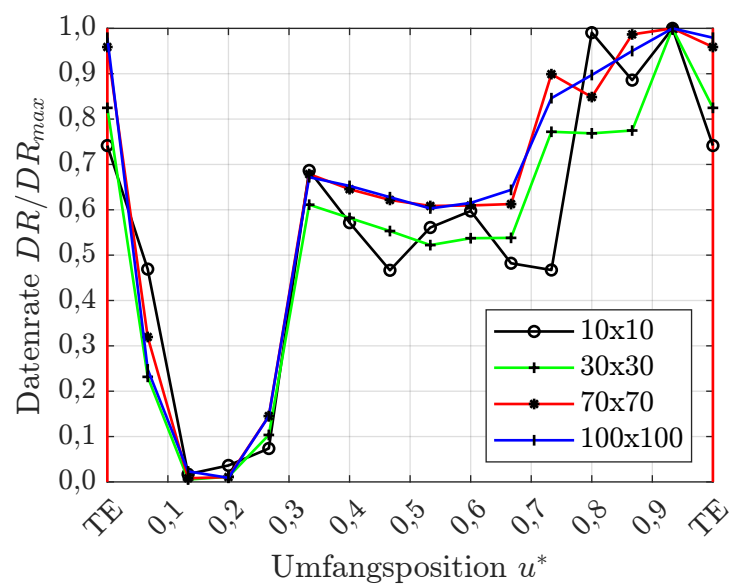


Abbildung 5.6: Einfluss der Trajektorienauflösung (Variation der Anzahl Eintrittstrajektorien J und Trajektorien vor Leitrad L) auf die Verteilung in der Austrittsebene der 2. Stufe, $n^* = 0,97$, BP2

In Abb. 5.6 ist die normierte Umfangsbreite der Leitradteilung, in 15 gleich große Segmente zerlegt und die aus der Ebene austretenden Tropfen je Segment für alle Tropfengrößen aufsummiert. Somit sind die segmentweisen Datenraten gegenüber der Umfangsposition für verschiedene Auflösungen dargestellt. Dabei wird einerseits die Auflösung J der Eintrittstrajektorien vor dem Laufradgitter variiert und andererseits die Auflösung L der instationären Startpunkte unmittelbar vor dem Leitradgitter variiert. Es zeigt sich, dass die Auflösung 10x10 (schwarz gestrichelte Linie) hohe Schwankungen aufweist. Mit zunehmender Auflösung (30x30) reduzieren sich die Schwankungen. Die Abweichung zwischen den noch höheren Auflösungen (70x70) und (100x100) sind nur noch geringfügig, sodass alle weiteren Betrachtungen in dieser Arbeit mit der Auflösung (70x70) durchgeführt werden.

5.6 Stufenkennwerte mit Hilfe der Impulsbilanz

Im Folgenden wird anhand der berechneten Tropfentrajektorien und der trockenen CFD eine Impulsbilanz über die Stufe aufgestellt und Stufenkennwerte berechnet. Zunächst lassen sich für stationäre Strömungen allgemein mit dem Impulssatz nach Gl. 5.8 die resultierenden Kräfte an definierten Systemgrenzen über die ein- und austretenden Impulsströme bestimmen [11]:

$$\mathbf{F}_{Res} = \dot{m}_{Aus} \mathbf{v}_{Aus} - \dot{m}_{Ein} \mathbf{v}_{Ein} + \mathbf{F}_{p,Aus} - \mathbf{F}_{p,Ein} \quad (5.8)$$

Für den konkreten Fall zweier gleichzeitig vorliegender Medien wird zunächst die S1-Ebene gemäß Abb. 5.7 aus der Verdichterstufe abgewickelt und dann ein Kontrollvolumen auf diesem Schnitt aufgespannt.

Auf den periodischen Rändern des Kontrollraums werden periodische Randbedingungen gesetzt. Die dünnen Pfeile in der Eintrittsebene und der Austrittsebene geben die Absolutgeschwindigkeitsvektoren der verschiedenen Medien und deren Komponenten (Schwarz=Luft, Blau=Primärtropfen, Rot=Sekundärtropfen) an. Entsprechend gibt es für jede Geschwindigkeit einen Kraftvektor, der für die Einströmung auf die Eintrittsebene und für die Abströmung auf die Austrittsebene zeigt. Sekundärtropfen aufgrund von Filmablösungen liegen erst in der Austrittsebene vor. Des Weiteren sind die senkrecht auf die Eintritts- und Austrittsebene stehenden Vektoren für die Druckkräfte $p_1 A_1$ und $p_2 A_2$ dargestellt.

Auf den periodischen Seiten gilt, dass Ein- gleich Ausströmung ist, somit sind die Kräfte $\mathbf{F}_{per,H} = \mathbf{F}_{per,L}$ und können in der weiteren Betrachtung vernachlässigt werden.

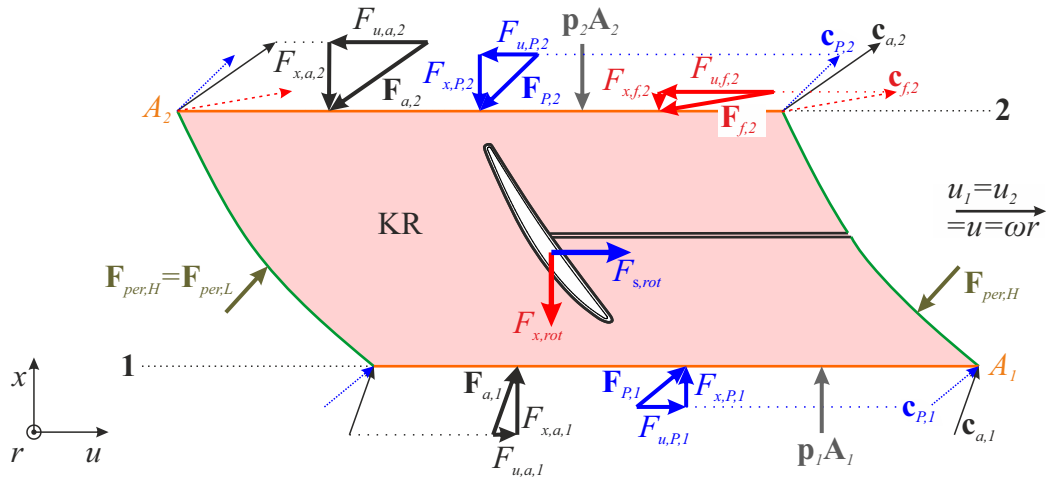


Abbildung 5.7: Impulserhaltung an einem Kontrollraum eines Laufschaufelgiters

5.6.1 Impulssatz in Umfangsrichtung

Aufgrund der senkrecht stehenden Druckkräfte auf Ein- und Austrittsebene verbleiben in Umfangsrichtung nur die Impulsströme aufgrund der Umfangsanteile der Geschwindigkeiten. Im vorliegenden Fall wird die Impulsbilanz aufgrund der Mehrphasigkeit in die Bestandteile Luft und Wasser zerlegt. Für Luft lautet sie:

$$F_{u,rot,a} = F_{u,a,2} - F_{u,a,1} = \dot{m}_a (c_{u,a,2} - c_{u,a,1}) \quad (5.9)$$

Die Impulsbilanz für Wasser ergibt sich im Eintritt aus Primärtropfen $F_{u,P,1}$ und im Austritt aus Primärtropfen $F_{u,P,2}$ und Sekundärtropfen $F_{u,f,2}$ sodass Gl. 5.10 folgt:

$$F_{u,rot,W} = \underbrace{\dot{m}_W \sum_{P,2} V_{P,2} \cdot c_{u,P,2}}_{F_{u,P,2}} + \underbrace{\dot{m}_W \sum_{f,2} V_{f,2} \cdot c_{u,f,2}}_{F_{u,f,2}} - \underbrace{\dot{m}_W \sum_{P,1} 1 \cdot c_{u,P,1}}_{F_{u,P,1}} \quad (5.10)$$

Hierbei werden die Geschwindigkeiten jeder einzelnen Trajektorie sowie deren relative Volumenanteile V_P und V_f aufsummiert. Die Anteile aus Luft und Wasser können nun aufaddiert werden:

$$F_{u,rot} = F_{u,rot,a} + F_{u,rot,W} = F_{u,a,2} - F_{u,a,1} + F_{u,P,2} - F_{u,P,1} + F_{u,f,2} \quad (5.11)$$

Um den Verdichter anzutreiben, muss der Rotor ein Drehmoment aufbringen, welches sich allein durch die wirkende Kraft in Umfangsrichtung und dem Hebelarm, der am Radius r angreift, beschreiben lässt.

Somit lässt sich die benötigte Antriebsleistung gemäß Gl. 5.12 berechnen:

$$P_V = M \cdot \omega = F_{u,rot} \cdot r \cdot \omega \quad (5.12)$$

Für den vorliegenden Fall wird angenommen, dass die Kräfte aller einzelnen Tropfen bzw. der gesamten Luft auf dem Euler-Radius r_E nach Gl. 5.13 angreifen.

$$r_E = \sqrt{\frac{r_N^2 + r_G^2}{2}} \quad (5.13)$$

Zusammenfassend lassen sich für die Umfangsrichtung aus dieser Berechnungsvorschrift zweierlei Dinge ablesen:

- Werden zunächst Ablagerungen vernachlässigt ($F_{u,f,2} = 0$), zeigt sich, dass große Tropfen, die aufgrund ihrer Trägheit die Richtung nicht ändern ($c_{u,P,1} = c_{u,P,2}$), keine Auswirkung auf das Antriebsmoment haben.
- Unter der Annahme, dass die Primärtropfen am Eintritt keine Umfangskomponente ($c_{u,P,1} = 0$) aufweisen und sich alle Tropfen ablageren ($\sum V_{f,2} = 1$), zeigt sich, dass die Sekundärtropfen aufgrund von $c_{u,f,2} \approx u$ zu einer Erhöhung der Antriebsleistung führen und den Rotor bremsen.

5.6.2 Impulsbilanz in Axialrichtung

In axialer Richtung wird die Impulserhaltung über die gesamte Stufe (Lauftrad=*rot* und Leitrad=*stat*) aufgestellt:

$$\begin{aligned} F_x^{Na} &= F_{x,rot} + F_{x,stat} \\ &= F_{x,a,3}^{Na} - F_{x,a,1}^{Na} + F_{x,f,3}^{Na} + F_{x,P,3}^{Na} - F_{x,P,1}^{Na} + p_3^{Na} A_3 - p_1^{Na} A_1 \\ &= \dot{m}_a (c_{x,a,3}^{Na} - c_{x,a,1}^{Na}) + \dot{m}_W \left(X_f \cdot c_{x,f,3}^{Na} + (1 - X_f) \cdot c_{x,P,3}^{Na} - c_{x,P,1}^{Na} \right) \\ &\quad + p_3^{Na} A_3 - p_1^{Na} A_1 \end{aligned} \quad (5.14)$$

In diesem Fall greifen als äußere Kräfte die Widerstandskräfte der Schaufeln $F_{x,rot}$ und $F_{x,stat}$ an. X_f ist hierbei die Ablagerungsrate.

In dieser Arbeit werden Änderungen des Stufendruckverhältnisses aufgrund der Wassereinspritzung, bei Vernachlässigung von Verdunstung, gegenüber der trockenen Verdichtung betrachtet. Deshalb wird neben der nassen auch eine trockene Impulsbilanz nach Gl. 5.15 aufgestellt:

$$F_x^{Tr} = \dot{m}_a (c_{x,a,3}^{Tr} - c_{x,a,1}^{Tr}) + p_3^{Tr} A_3 - p_1^{Tr} A_1 \quad (5.15)$$

Im nächsten Schritt wird $F_x^{Na} = F_x^{Tr}$ gesetzt. Dies folgt der Annahme, dass sich die Widerstandskraft der Schaufeln auf die Strömung trotz der Wasserfilme nicht ändert. Somit lassen sich Gl. 5.14 und 5.15 vereinen:

$$\begin{aligned} & \dot{m}_a (c_{x,a,3}^{Na} - c_{x,a,1}^{Na}) \\ + \dot{m}_W & \left(X_f \cdot c_{x,f,3}^{Na} + (1 - X_f) \cdot c_{x,P,3}^{Na} - c_{x,P,1}^{Na} \right) \\ & + p_3^{Na} A_3 - p_1^{Na} A_1 = \dot{m}_a (c_{x,a,3}^{Tr} - c_{x,a,1}^{Tr}) \\ & + p_3^{Tr} A_3 - p_1^{Tr} A_1 \end{aligned} \quad (5.16)$$

Da Verdunstung ausgeschlossen wird, werden aufgrund der Massenerhaltung folgende Vereinfachungen getroffen:

- $c_{x,a,3}^{Na} = c_{x,a,3}^{Tr}$
- $c_{x,a,1}^{Na} = c_{x,a,1}^{Tr}$

Weiterhin wird angenommen, dass sich p_1 nicht ändert. Diese Annahme ist durch Messungen gerechtfertigt, die nur sehr geringfügige Änderungen der Stufendruckverhältnisse der ersten Stufe zwischen trockenen und nassen Betriebsbedingungen bei gleichem Massenstrom zeigen (Doerr et al.[43]). Somit vereinfacht sich Gl. 5.16 zu:

$$\dot{m}_W \left(X_f \cdot c_{x,f,3}^{Na} + (1 - X_f) \cdot c_{x,P,3}^{Na} - c_{x,P,1}^{Na} \right) + p_3^{Na} A_3 = p_3^{Tr} A_3 \quad (5.17)$$

Nach Umstellung folgt die Änderung des statischen Drucks Δp_3 aufgrund der Wassereinspritzung:

$$\Delta p_3 = p_3^{Na} - p_3^{Tr} = \frac{\dot{m}_W \left(X_f \cdot c_{x,f,3}^{Na} + (1 - X_f) \cdot c_{x,P,3}^{Na} - c_{x,P,1}^{Na} \right)}{A_3} \quad (5.18)$$

Da die Geschwindigkeitskomponenten für jede einzelne Trajektorie sowie deren relativer Volumenanteil bekannt sind, können diese aufsummiert werden und in Gl. 5.18 eingebunden werden woraus Gl. 5.19 folgt.

$$\Delta p_3 = \frac{\dot{m}_W \left(\sum_{f,3} V_{f,3} \cdot c_{x,f,3}^{Na} + \sum_{P,3} V_{P,3} \cdot c_{x,P,3}^{Na} - \sum_{P,1} V_{P,1} \cdot c_{x,P,1}^{Na} \right)}{A_3} \quad (5.19)$$

Es sei darauf hingewiesen, dass in Gl. 5.19 $V_{P,3}$, $V_{f,3}$ und $V_{P,1}$ relative Volumengrößen jeder einzelnen Trajektorie, bezogen auf das Gesamtvolumen aller vorhandenen Tropfen, sind.

6 Validierung des Modells

Das entwickelte Modell in Kapitel 5 wird im Folgenden auf die zweite Stufe des vierstufigen Axialverdichters angewandt und die Tropfenbewegung im Laufradgitter und dem darauf folgenden Leitradgitter berechnet. Es werden zwei Betriebspunkte ausgewählt und experimentell in der zweiten Stufe des vierstufigen Axialverdichters validiert. Hier wird bewusst die Stufe 2 im Detail untersucht, um den Einfluss der Verdunstung aufgrund lokal noch geringer Temperaturen gering zu halten. Betriebspunkt BP1 liegt in der Nähe der Pumpgrenze und BP2 in der Nähe der Schluckgrenze. Nähere Informationen sind Tabelle 6.1 zu entnehmen.

Tabelle 6.1: Stufenparameter gemäß CFD (Exp.) für die ausgewählten Betriebspunkte

| Parameter | BP1 | BP2 |
|--------------------------------|-----------------------------|--------------------|
| | nahe Pumpgrenze | nahe Schluckgrenze |
| Drehzahl | 11.200 1/min | 11.200 1/min |
| Leistung Laufschaufelreihe 2 | 208,4 kW | 216,0 kW |
| Massenstrom | 12,8 kg/s | 15,0 kg/s |
| Druckverhältnis Stufe 2 | 1,15 | 1,16 |
| Temperatur S1-R2 (trocken) | 23 °C | 14,7 °C |
| Temperatur S2-R3 (trocken) | 36,5 °C | 28,6 °C |
| Machzahl S1-R2 | 0,40 | 0,50 |
| Geschw. axial S1-R2 | 136 m/s | 171 m/s |
| Geschw. axial S2-R3 | 155 m/s | 174 m/s |
| Massenstrom Wasser/Luft (Exp.) | 2,0 % | 2,0 % |
| Temperatur Wasser (Exp.) | 33 °C | 34 °C |
| Tropfendurchmesser (Exp.) | $0 < d_P < 150 \mu\text{m}$ | |
| Stokeszahl (Exp.) | $0,1 < St < 5,3$ | |
| Weberzahl (Exp.) | $St < 10$ | |

Die Messebenen vor und hinter der zweiten Stufe sind in Abb. 6.1 schematisch dargestellt. Zu sehen ist der Verdichter mit den Fenstern im Leitschaufelträger, hinter jeder Stufe. Die grüne Linie deutet die Messebenen an. Der axiale Abstand vom Lasermessvolumen zur Leitradhinterkante bzw. zur Laufradvorderkante beträgt jeweils 50 %. Da die Vorderkante des Laufrads nicht radial verläuft, nimmt die Distanz des Messvolumens zur Hinterkante mit zunehmendem Radius zu.

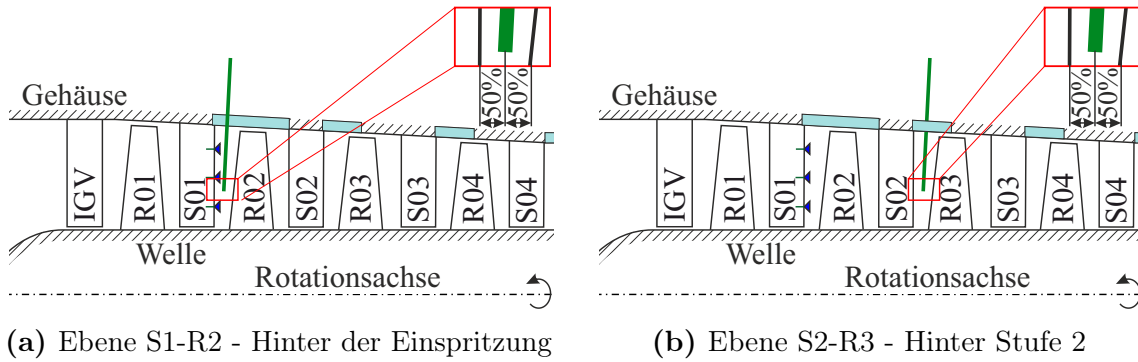


Abbildung 6.1: Auswerteebenen für die Vermessung der Tropfen

6.1 Experimentelle Unterscheidung von Primär- und Sekundärtropfen

Tropfen, die in dieser Arbeit mittels der Zweistrahlndüsen in die Strömung eingespritzt werden, werden Primärtropfen (PT) genannt. Tropfen die hingegen aus ablösenden Wandfilmen entstehen, werden Sekundärtropfen (ST) genannt. Zudem wird in dieser Arbeit eine Unterscheidung der Sekundärtropfen vorgenommen: Einerseits entstehen Sekundärtropfen hinter der Laufschaufelreihe, folgend „ST-R“ genannt. Andererseits entstehen Sekundärtropfen hinter der Leitschaufelreihe, folgend „ST-S“ genannt.

Die Bildaufnahmen in Abb. 6.2 zeigen den Axialspalt durch den optischen Zugang in Ebene S2-R3 über mehrere Schaufelteilungen. Dunkle Bereiche zeichnen sich durch niedrige Tropfenmengen und helle Bereiche durch sehr hohe Tropfenmengen aus. Um den Kontrast zu erhöhen, wird der Zugang von der Seite mit einer Lampe angestrahlt. Für BP1 ist deutlich zu erkennen, dass unmittelbar im Bereich der Hinterkante „TE“ eine große Menge Sekundärtropfen „ST-S“ vorliegen (Abb. 6.2a). Der Effekt schwächt sich für BP2 (Abb. 6.2b) geringfügig ab.

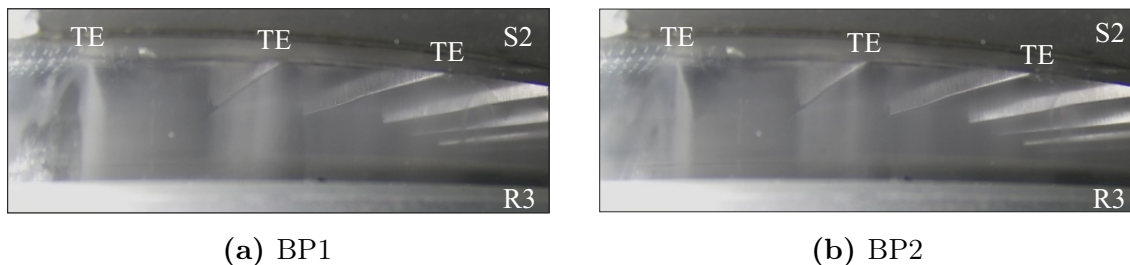


Abbildung 6.2: Darstellung der Tropfenablösung an der Hinterkante der Leitschaufelreihe 2 (Ebene S2-R3)

Aufgrund dieser Beobachtung wird im folgenden eine Unterscheidung der gemessenen polydispersen Tropfendaten in dieser Ebene vorgenommen:

- Gruppe 1: Primär- und Sekundärtropfen aus der Laufschaufelreihe (ST-R)
- Gruppe 2: Sekundärtropfen von der Leitschaufelreihe (ST-S)

Dass sich die Gruppe 2 von der Gruppe 1 unterscheiden lässt, wird wie folgt begründet: Filme auf Schaufeln werden durch die Wandreibung eine deutlich geringere Axialgeschwindigkeit aufweisen als die Tropfen in der umliegenden Luftströmung. Bei der Lasermessung hinter der Leitschaufelhinterkante werden somit auch die unmittelbar ablösenden Filme und daraus entstehenden Sekundärtropfen eine deutlich geringere Geschwindigkeit aufweisen als die überströmende Luft und der darin befindlichen Tropfen (Eisfeld [66]).

Abb. 6.3 zeigt zur Untersuchung dieser These die Datenraten in Abhängigkeit von der Tropfengeschwindigkeit für verschiedene Umfangspositionen in der Ebene S2-R3, unmittelbar hinter der Leitschaufelreihe. In Abb. 6.3a ist die relative Datenrate für verschiedene Tropfengeschwindigkeiten für BP1 aufgetragen. Die Datenraten sind für alle Tropfendurchmesser aufsummiert. Die durchgezogenen Linien repräsentieren die Positionen A bis D in der Nähe der Hinterkante und die gestrichelten Linien die Positionen E bis G im Kern der Strömung, fern von der Hinterkante. Für die Tropfen fern von der Hinterkante ist ein enges Band von circa 130 bis 160 m/s zu beobachten. Dies bedeutet, dass die Tropfen nur geringe Abweichungen voneinander aufweisen. An den Positionen A und B liegen lokale Maxima bei circa 120 m/s vor. Im Bereich niedriger Geschwindigkeiten ergeben sich jedoch weitere Peaks bei 50 m/s. Ein kleiner zweiter Peak ergibt sich auch für die Umfangsposition C von 80 m/s. Im Falle von BP2 (Abb. 6.3b) lässt sich eine ähnliche Beobachtung feststellen. In diesem Falle liegen die Peaks der frei strömenden Tropfen im Bereich von 160 bis 200 m/s. Für die Position B liegt nun der zweite Peak bei der Geschwindigkeit 90 m/s. Für A liegt der zweite Peak bei 130 m/s.

Folgende Schlussfolgerungen können gezogen werden:

- Aufgrund des engen Geschwindigkeitsbandes bei hohen Geschwindigkeitsniveaus der Tropfen fern von der Hinterkante kann gefolgert werden, dass hier nur sehr wenige Tropfen vorliegen, die mit den Schaufeln interagiert haben.
- Die Peaks bei hohen Geschwindigkeiten für die Positionen A, B, C weisen daraufhin, dass auch hier Primärtropfen vorliegen, die nicht von einer Schaufelinteraktion herrühren. Deren verringerte Geschwindigkeit im Vergleich zu den Tropfen fern von der Hinterkante ist auf reduzierte Luftgeschwindigkeiten im Bereich der Nachlaufdele zurückzuführen.

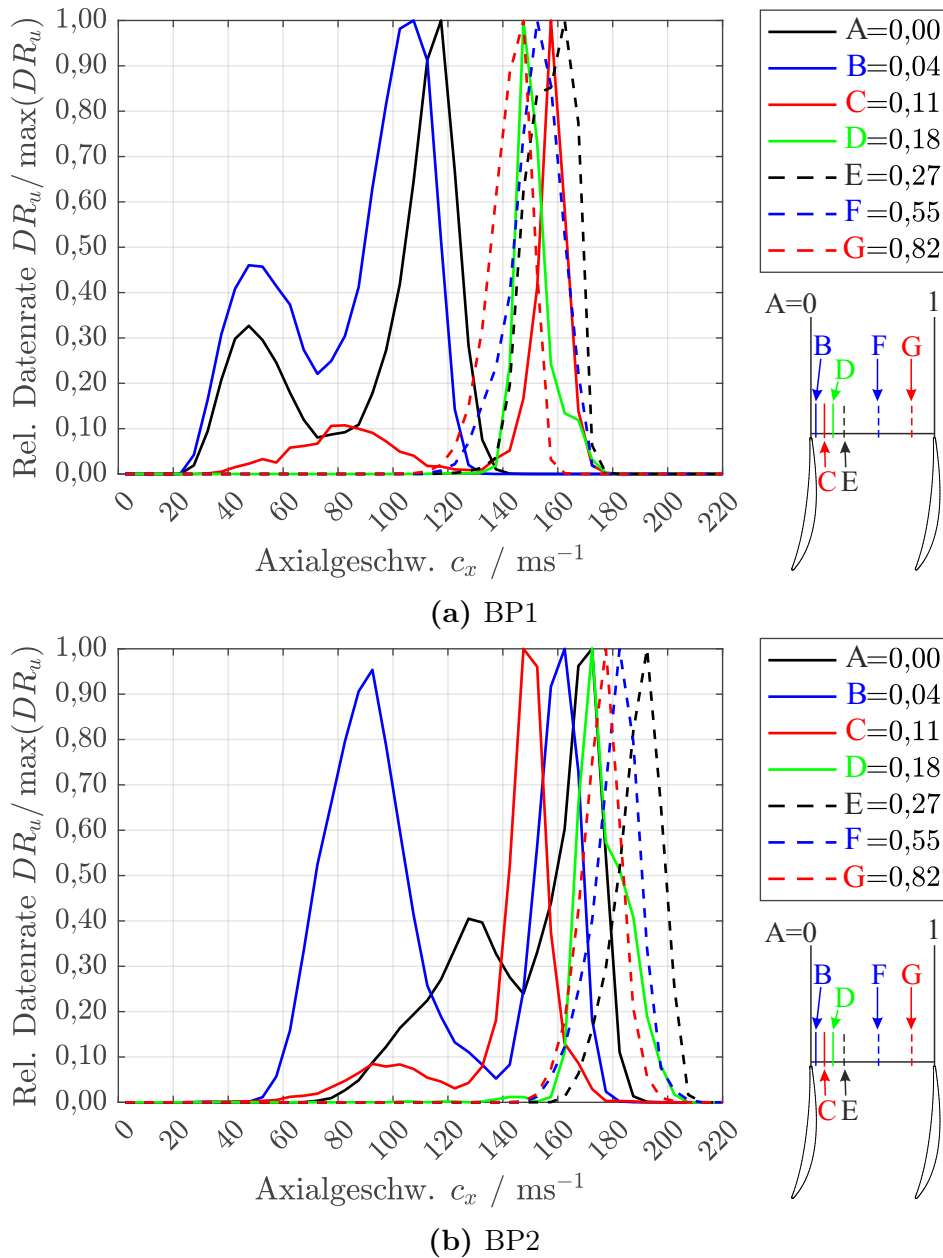


Abbildung 6.3: Relative Tropfenanzahl in Abhängigkeit der Tropfengeschwindigkeit (Fensterbreite 5 m/s) an verschiedenen Umfangspositionen hinter Stufe 2, $n^* = 0,97\%$

- Das breite Geschwindigkeitsband bei einem zweiten Peak niedriger Geschwindigkeiten im Bereich der Hinterkante ergibt sich wahrscheinlich durch abgelöste Sekundärtropfen. Der Entstehungsmechanismus, z.B. Hinterkantendesintegration, Splashing etc., soll hier nicht näher betrachtet werden. Hierfür sei auf die Literatur von beispielsweise Eisfeld [70] oder Neupert [69] verwiesen.

Diese Unterscheidung wird im weiteren Verlauf dazu genutzt, lediglich Primärtropfen für den Vergleich mit dem Modell heranzuziehen. Für BP1 wird die Grenze zwischen Primär- und Sekundärtropfen bei 80 m/s und für BP2 bei 130 m/s festgelegt.

6.2 Vergleich der Tropfengeschwindigkeiten

Im Folgenden werden die Tropfengeschwindigkeiten des Modells mit dem Experiment für verschiedene Tropfenklassen verglichen.

Für das Experiment ergeben sich die Geschwindigkeiten der jeweiligen Tropfenklasse aus der arithmetischen Mittelung aller Tropfen in dieser Ebene, wobei die Sekundärtropfen, die unmittelbar zuvor an der Leitschaufelhinterkante abgelöst sind, ausgeschlossen werden (Kap. 6.1). Dem Modell liegen die gemessenen Tropfengeschwindigkeiten am Stufeneintritt (S1-R2), nach Tropfenrößen klassifiziert, zugrunde. Das Modell berücksichtigt die Widerstandskraft inkl. deformierbarer Tropfen (*WKD*) nach Kapitel 3.5 und Rotationskräfte (*RK*) nach Kapitel 3.2.2.

6.2.1 Vor und hinter der Stufe

Abb. 6.4 zeigt die Tropfengeschwindigkeit für verschiedene Tropfenklassen und Betriebspunkte. Die farbigen Symbole repräsentieren das Experiment für BP1 und BP2, wobei die Tropfenrößen in Klassen mit einer Schrittweite von $10 \mu\text{m}$ einsortiert sind. Als rote Linien unterschiedlicher Form sind die berechneten Tropfenrößen für elf Betriebspunkte aufgetragen. Weiterhin ist die Geschwindigkeit der Luft auf Basis der CFD als schwarze Linie eingetragen. Der leichte Geschwindigkeitsanstieg für die CFD bei niedrigen Massenströmen ist durch lokale 3D-Sekundärströmungen, die zu einer radialen Umverteilung führen, begründet.

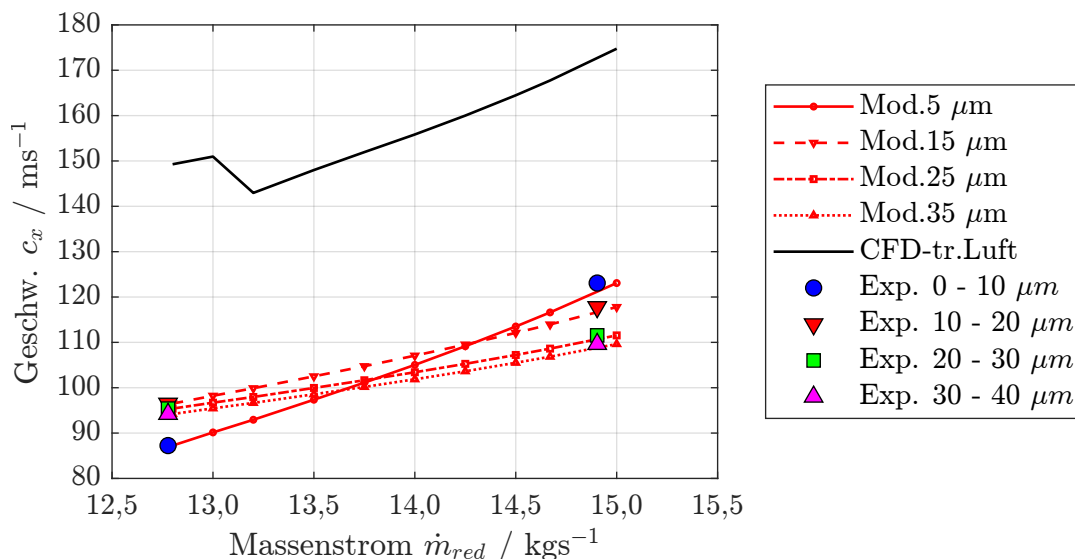


Abbildung 6.4: Tropfengeschwindigkeit bei verschiedenen Betriebspunkten in Ebene S1-R2 - $n^* = 0,97$, $p_{Vordruck} = 140 \text{ bar}$

Es ist zu sehen, dass mit Zunahme des Massenstroms die Luftgeschwindigkeit zunimmt. Die Tropfen zeigen den gleichen Trend auf. Dies zeigt, dass bereits kurz hinter der Einspritzposition, von TE bis S1-R2, eine geringfügige Beschleunigung der Tropfen aufgrund der Luft erfolgt ist. Die Geschwindigkeitsdifferenz zur trockenen Luft beträgt für die Tropfenklasse 0-10 μm für BP1 ungefähr 60 m/s und für BP2 ungefähr 50 m/s. Für BP1 weisen die größeren Tropfenklassen im Vergleich zur Klasse 0-10 μm leicht größere Geschwindigkeiten auf. Für BP2 weisen die größeren Tropfenklassen im Vergleich zur Klasse 0-10 μm kleinere Geschwindigkeiten auf. Da in dieser Ebene das Modell die experimentellen Daten nutzt, passen Modell und Experiment für die zwei Betriebspunkte zusammen. Für die modellierten Betriebspunkte dazwischen werden die Geschwindigkeiten interpoliert.

Die Frage, in wie fern sich die Geschwindigkeiten der Tropfen innerhalb der Stufe an die Luft angepasst haben, wird mit der Auswertung der Messebene S2-R3 beantwortet (Abb. 6.5). In dieser Ebene liegt die Tropfenklasse 0-10 μm im Bereich der trockenen CFD beziehungsweise übertrifft diese um 5 m/s bei BP1 und BP2. Auch das Modell zeigt für die kleinen Tropfen höhere Geschwindigkeiten als die CFD. Im Verlauf der Leitschaufelreihe durchströmen die Tropfen saugseitig Gebiete höherer Luftgeschwindigkeiten und beschleunigen daher. Nimmt die Luftgeschwindigkeit in der Nähe der Austrittsebene ab, behalten die Tropfen aufgrund ihrer Trägheit höhere Geschwindigkeiten bei. Für die nächst größere Klasse 10-20 μm sagen Experiment und Modell noch ein gutes Folgevermögen vorher.

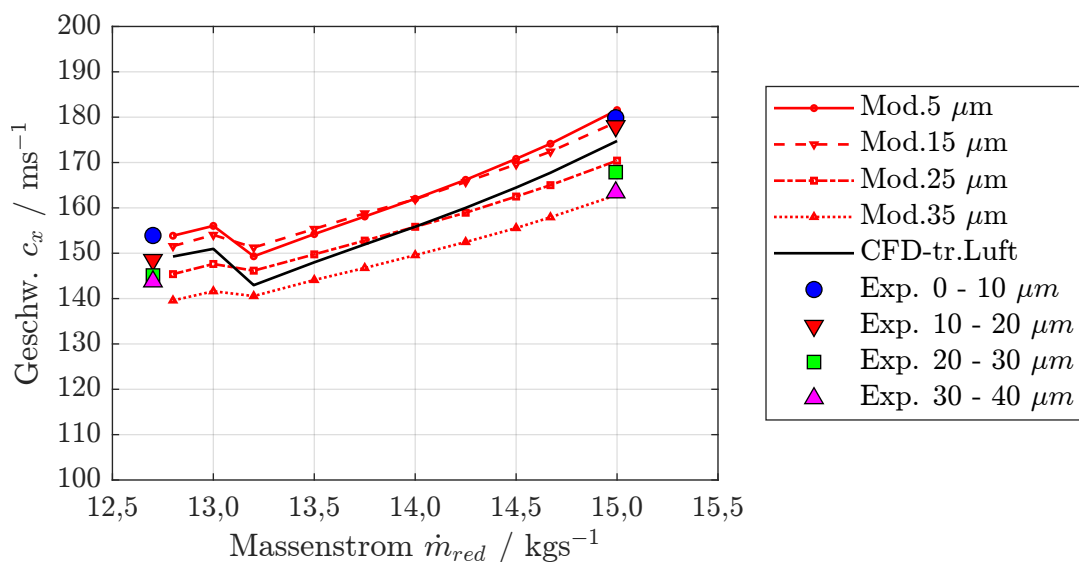


Abbildung 6.5: Tropfengeschwindigkeit bei verschiedenen Betriebspunkten in Ebene S2-R3 - $n^* = 0,97$, $p_{Vordruck} = 140$ bar

Größere Tropfen, z.B. der Klasse 20-30 μm , können die Geschwindigkeit der Luft allerdings nicht annehmen und weisen im Vergleich zu den kleinen Tropfen eine Differenz von bis zu 10 m/s auf. Auch dies wird vom Modell bestätigt.

6.2.2 Geschwindigkeit in Abhängigkeit der Umfangsrichtung

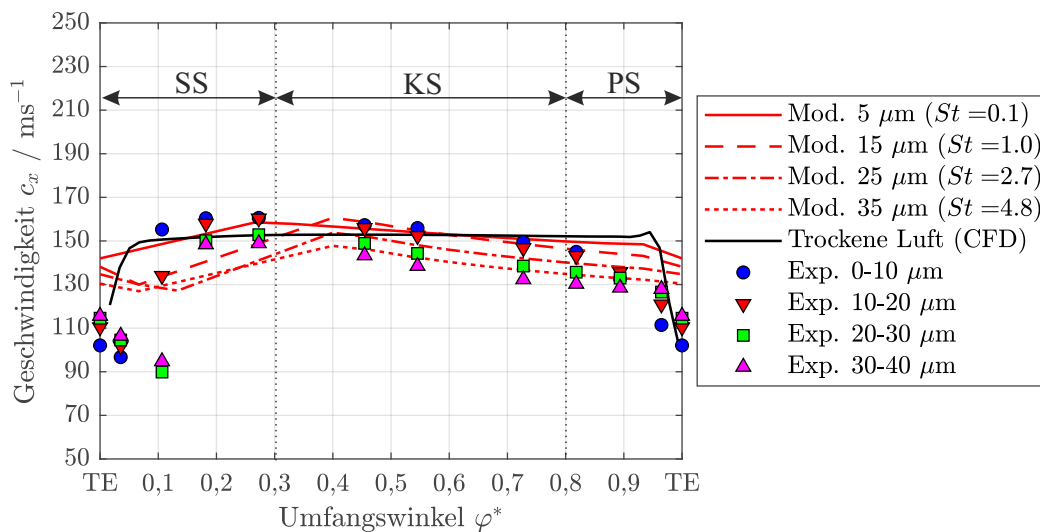
In Abbildung 6.6 werden die Tropfen hinter der Stufe in Ebene S2-R3 als Resultat der Trajektorienberechnungen mit den gemessenen Tropfengeschwindigkeiten an verschiedenen Umfangspositionen verglichen. Folgende Einteilung in Umfangsrichtung wird für die folgenden Erklärungen vorgenommen:

- *Saugseite* (SS): $TE < \varphi^* < 0,3$
- *Kernbereich* (KS): $0,3 < \varphi^* < 0,8$
- *Druckseite* (PS): $0,8 < \varphi^* < TE$

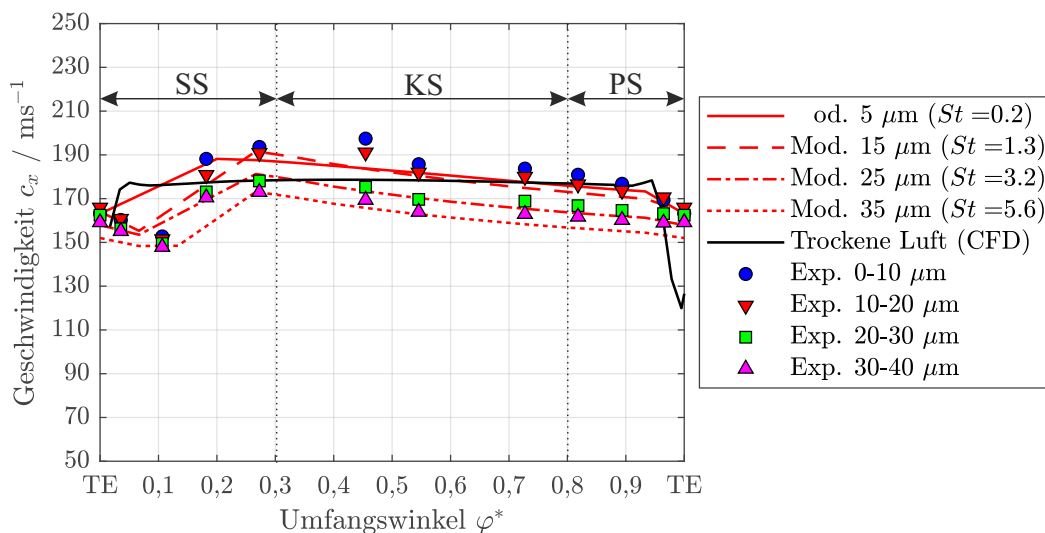
Für die *Kernströmung* (KS) zwischen φ^* 0,4 und 0,7 stimmen die Geschwindigkeiten der kleinen Tropfen $< 10 \mu\text{m}$ zwischen Modell und Experiment gut überein. Die Abweichung beträgt für BP1 und BP2 maximal 2 %. Lediglich bei BP2 und $\varphi^* = 0,45$ wird die Messung um 4 % unterschätzt. Die Vorhersage der Geschwindigkeitsdifferenz zwischen verschiedenen Tropfenklassen wird vom Modell gut vorhergesagt. Für Tropfengrößen von 30-40 μm betragen die Abweichungen zwischen Modell und Experiment maximal 2 %.

Nahe der *Druckseite* (PS) zeigen Experiment und Modell eine Reduzierung der Tropfengeschwindigkeit für alle Tropfengrößen. Obwohl davon ausgegangen wird, dass sehr kleine Tropfen der Luftströmung folgen, stimmen die Geschwindigkeiten der gemessenen Tropfen und der CFD nicht überein. Für BP1 zeigen im Bereich von $\varphi^* > 0,95$ die Experimente zudem einen stärkeren Geschwindigkeitsabfall als das Modell.

Nahe der *Saugseite* (SS) zeigt das Experiment für BP1 einen starken Geschwindigkeitsabfall um bis zu 40 % verglichen zur Kernströmung. Qualitativ, wird dieser Abfall vom Modell bestätigt. Der Abfall im Modell ist dadurch begründet, dass die Tropfen im Verlauf der Leitschaufelreihe Gebiete niedriger Luftgeschwindigkeiten durchströmen; im Anschluss jedoch aufgrund ihrer Trägheit und der kurzen verbleibenden Zeit die Luftgeschwindigkeit nicht mehr erreichen. Quantitativ stimmen die Geschwindigkeiten für BP1 jedoch nicht überein. Obwohl für das Experiment Tropfen kleiner als ein in Kapitel 6.1 definiertes Geschwindigkeitslimit aussortiert werden, ist davon auszugehen, dass die experimentelle Auswertung dennoch Sekundärtropfen enthält. Für BP2 zeigen Experiment und Modell im Bereich der Saugseite ähnliche Geschwindigkeitsabfälle.



(a) BP1



(b) BP2

Abbildung 6.6: Geschwindigkeiten in Ebene S2-R3 für das Modell *WKD+RK* und Experiment - $n^* = 0,97$, $p_{Vordruck} = 140 \text{ bar}$

6.3 Vergleich der Tropfenverteilung zwischen Modell und Experiment

In diesem Kapitel wird die Verteilung der Tropfen in Umfangsrichtung nach Durchströmen der zweiten Stufe zwischen Modell und Experiment verglichen. Abbildung 6.7 zeigt die Verteilung über dem Umfang für verschiedene Betriebspunkte. Folgende Annahmen liegen der Analyse zu Grunde:

- Zur Ermittlung der Datenrate werden alle Tropfen an der jeweiligen Umfangsposition aufsummiert.

- Das Modell berücksichtigt die Widerstandskraft inkl. deformierbarer Tropfen (*WKD*) gemäß Kapitel 3.5 und Rotationskräfte (*RK*) nach Kapitel 3.2.2.
- Sekundärtropfen hinter der Leitschaufelhinterkante werden nicht berücksichtigt. Daher werden experimentell gemessene Tropfen, die eine definierte Geschwindigkeit unterschreiten gemäß Kapitel 6.1 herausgefiltert.
- Für die Auswertung werden alle gemessenen Tropfen der gesamten Kanalhöhe analysiert.

Beiden Betriebspunkten gemein ist die vergleichsweise geringe Datenrate in Nähe der Saugseite (SS) und die hohe Datenrate in Nähe der Druckseite (PS), sowohl im Experiment als auch im Modell. Das Maximum wird für Experiment und für Modell für alle Betriebspunkte bei der Umfangsposition zwischen 0,8 und 0,9 erreicht. Zwischen $\varphi^* = 0,9$ und TE fällt die gemessene Datenrate allerdings schnell ab. Das Modell bleibt in diesem Bereich auf einem hohen Niveau nahe 1.

Im Bereich der Kernströmung steigt experimentell für BP1 die Datenrate bei $\varphi^* = 0,45$ schnell auf 0,55 an. Das Modell zeigt einen ähnlichen Verlauf. Für BP2 steigt die Datenrate ebenfalls im Bereich von $\varphi^* = 0,3$ bis 0,45 an. Während das Experiment hier allerdings kontinuierlich ansteigt, zeigt das Modell einen Sprung bei $\varphi^* = 0,3$ von 0,15 auf 0,7.

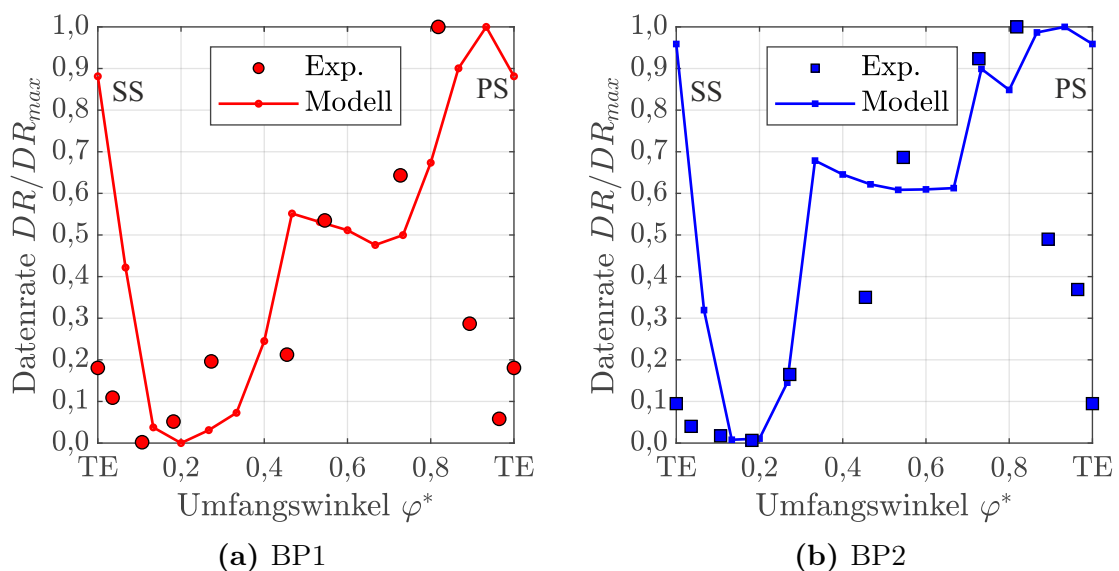


Abbildung 6.7: Vergleich der Datenraten in Ebene S2-R3 in Abhängigkeit der Umfangsposition zwischen dem Modell *WKD+RK* und Experiment

Anhand der berechneten Trajektorien wird deutlich, dass im Austritt ein hoher Anteil der frei strömenden Tropfen durch ihre Umfangskomponente im Bereich nahe der Hinterkante wieder gefunden werden. Experimentell ist die Erfassung der Tropfen in diesem Bereich jedoch schwierig. Eine Erklärung für die stark reduzierte Datenrate kann hier die Untererfassung von Tropfen sein, da ablösende Ligamente die Tropfendetektion erschweren.

6.4 Änderung der Geschwindigkeit für verschiedene Tropfendurchmesser

Abb. 6.8 zeigt die Austrittsgeschwindigkeit aus der Stufe für verschiedene Tropfendurchmesser für das Experiment und verschiedene Modelle. Folgende Modelle werden unterschieden:

- **WKN**: CODICS unter Berücksichtigung der Widerstandskraft nicht-deformierbarer Tropfen
- **WKN+RK**: CODICS unter Berücksichtigung der Widerstandskraft nicht-deformierbarer Tropfen und Rotationskräfte
- **WKD+RK**: CODICS unter Berücksichtigung der Widerstandskraft deformierbarer Tropfen und Rotationskräfte
- **AA**: Analytischer Ansatz aus Kapitel 3.3.2 durch Anwendung der Gln. 3.24 und 3.25. Dieser Ansatz wird numerisch integriert unter Vorgabe der Residenzzeiten für BP1 und BP2 aus Kapitel 3.3.3. Für den Start des Tropfens jeder Klasse wird die jeweils gemessene Geschwindigkeit initial vorgegeben. Zudem werden konstante Stoffeigenschaften von Wasser ρ_P und μ_a vorgegeben. Zudem wird angenommen, dass die Luftgeschwindigkeit im Verlauf der Tropfenbewegung konstant bleibt. Hierfür wird eine in der Austrittsebene der Stufe gemittelte Geschwindigkeit der Luft verwendet.

Für BP1 zeigt das Experiment mit zunehmendem Tropfendurchmesser einen stetigen Abfall der Geschwindigkeit von über 150 auf 135 m/s. Der Trend des Abfalls wird ebenso von allen Modellen vorhergesagt, allerdings werden im Bereich von 5 bis 15 μm höhere Geschwindigkeiten und im Bereich von 15 bis 25 μm niedrigere Geschwindigkeiten vorhergesagt. Die Modelle unterscheiden sich hierbei nur wenig voneinander. Lediglich das Modell AA, der analytische Ansatz aus Kapitel 3.3.3, unterschätzt die Geschwindigkeit bei großen Durchmessern deutlich.

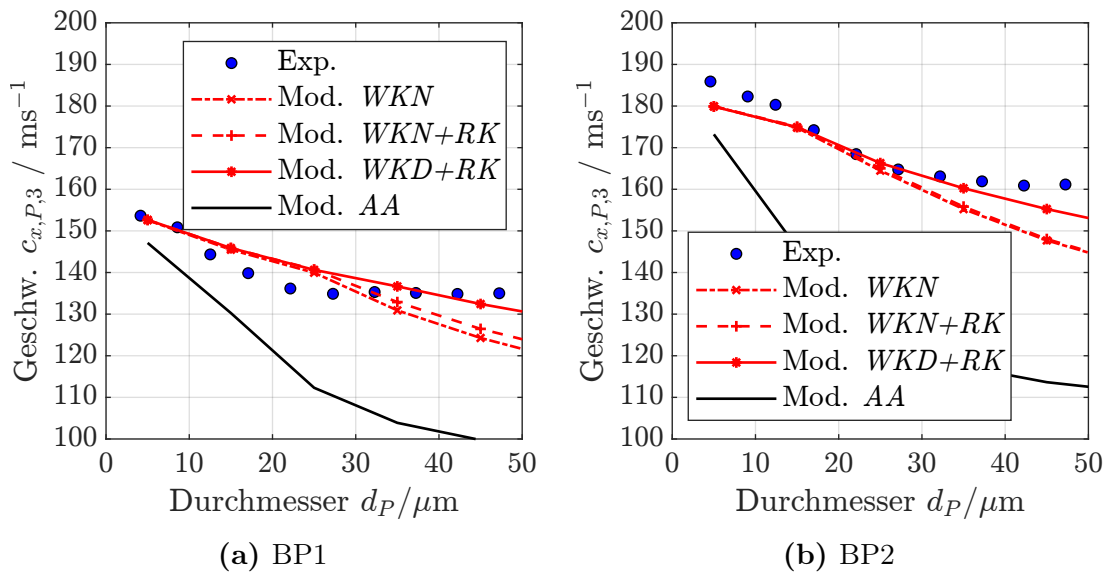


Abbildung 6.8: Vergleich der Geschwindigkeiten in Ebene S2-R3 in Abhängigkeit der Tropfendurchmesser für verschiedene Modelle und Experiment

Bei BP2 fallen ebenfalls mit zunehmendem Durchmesser die Geschwindigkeiten für Experiment und Modell ab. Das Modell *AA*, der analytische Ansatz, unterschätzt die Austrittsgeschwindigkeit jedoch deutlich mit bis zu 30 m/s.

Folgende Zusammenhänge sind zwischen den Modellen hervorzuheben:

- Das Modell *WKN+RK* berücksichtigt gegenüber dem Modell *WKN* neben der Widerstandskraft noch die Rotationskraft. Da die Auswertung allerdings nur geringfügige Unterschiede aufzeigt, ist dieser Effekt für die Entwicklung der Tropfengeschwindigkeiten nicht wichtig.
- Größere Unterschiede zeigen sich jedoch bei Berücksichtigung von Tropfendeformationen im Modell *WKD+RK* für größere Tropfendurchmesser. Dies ist durch höhere Widerstandskoeffizienten bei größeren Tropfen begründet, die somit zu größeren Beschleunigungen führen. Diese Berücksichtigung wirkt sich für das Modell, wie der Vergleich mit dem Experiment zeigt, vorteilig aus.

6.5 Einfluss der Tropfen auf das Stufendruckverhältnis

Über die Impulsbilanz in axialer Richtung können für die gesamte Stufe Änderungen des Stufendruckverhältnisses auf Basis der berechneten Tropfentrajektorien berechnet werden. Die Berechnungsvorschrift ist in Kapitel 5.6.2 zu finden. Die Methode zur Auswertung des gemessenen relativen Druckverhältnisses zwischen nassen und trockenen Druckverhältnissen ist in [43] beschrieben. Für hohe Einspritzmengen (Abb. 6.9) bei einem Einspritzvordruck von 140 bar zeigt sich, dass mit zunehmendem Massenstrom das Druckverhältnis absinkt. Beispielsweise fällt bei 13,5 kg/s das Druckverhältnis um rund 0,1 % ab, während es bei 14,7 kg/s um 0,5 % abfällt. Das Modell beschreibt diesen Trend gut und liegt im Bereich der Messgenauigkeit.

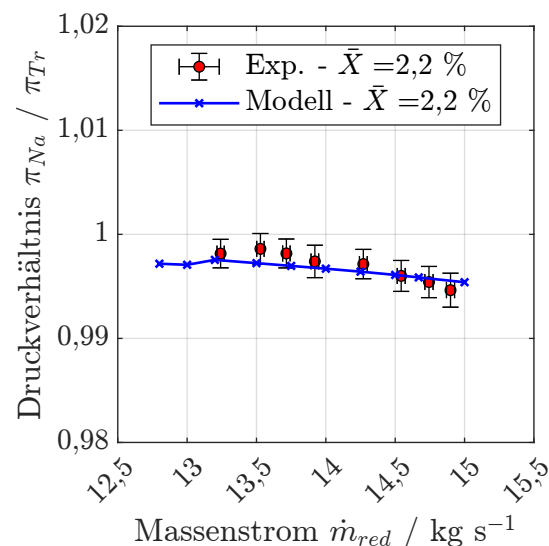


Abbildung 6.9: Relative Stufendruckverhältnisse Nass zu Trocken in der Stufe 2, $n^* = 0,97$, $T_{umg} = 24$ °C, $p_{Vordruck} = 140$ bar

Um den Einfluss der Einspritzmenge auf das relative Druckverhältnis zu untersuchen, wird der Düsenvordruck variiert. Bei Reduzierung des Vordrucks auf 30 bar und 80 bar reduziert sich der Wasseranteil auf 1 % und 1,6 % respektive. Da die Vordruckvariation jedoch einen Einfluss auf die Tropfengeschwindigkeit bei der Einspritzung hat, kann sich ebenfalls der Impulsaustausch mit der Luft ändern. Deshalb werden für die genannten Vordrücke die Tropfengeschwindigkeiten unmittelbar hinter der Einspritzung in Ebene S1-R2 bei BP1 gemessen. Deren Einfluss ist in Abb. 6.10 dargestellt. Mit Hilfe der gezeigten Änderungen vom Referenzfall bei 140 bar zu den anderen Vordrücken werden je Tropfenklasse Korrekturfaktoren bestimmt, die bei der Initialisierung der Tropfen in *CODICS* aufgeprägt werden.

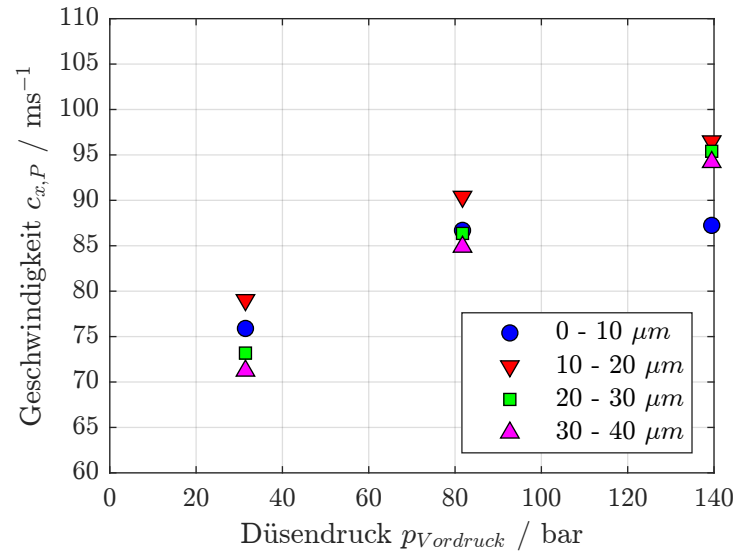


Abbildung 6.10: Vergleich verschiedener Düsenvordrücke auf die Tropfengeschwindigkeit hinter der Einspritzung in Ebene S1-R2, $n^* = 0,97$, $T_{umg} = 24$ °C, BP1

Auch für diese Fälle werden die Impulsbilanzen aufgestellt und die relativen Druckverhältnisse ermittelt. In Abb. 6.11a zeigt das Experiment für eine Einspritzmenge von 1 % einen Abfall des relativen Druckverhältnisses zwischen 0 und 0,2 % in einem Bereich des Luftmassenstroms zwischen 12,7 und 14,7 kg/s. Somit ist der Abfall aufgrund der geringeren Einspritzmenge kleiner als für den Referenzfall bei einer Einspritzmenge von 2,2 %.

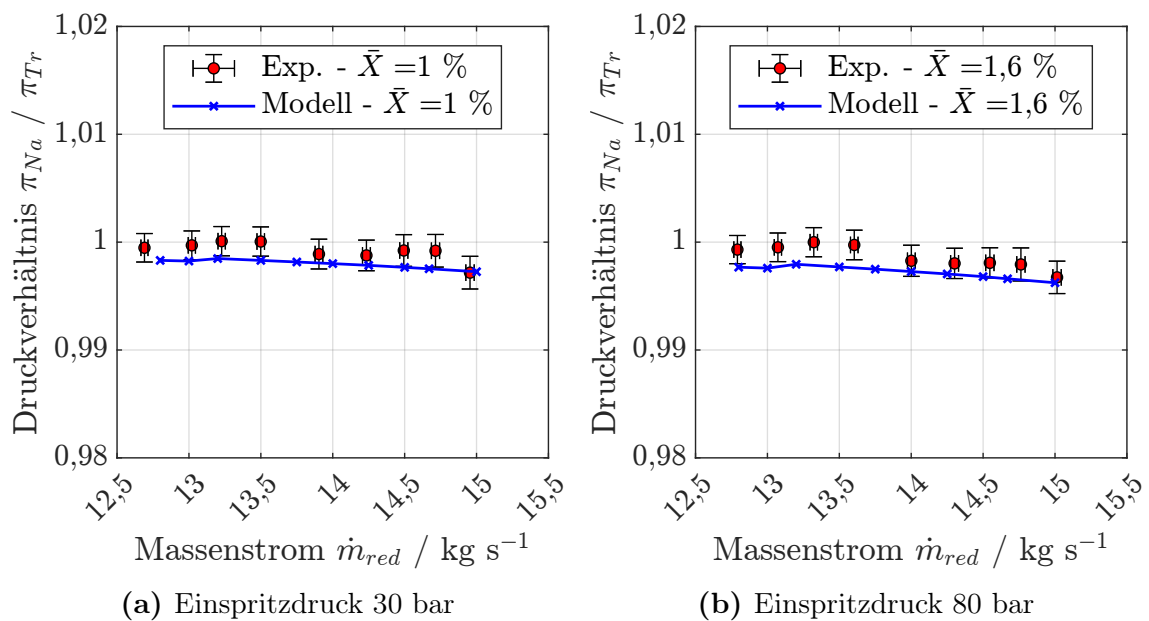


Abbildung 6.11: Vergleich relativer Stufendruckverhältnisse Nass zu Trocken in der Stufe 2 zwischen Experiment und Modell, $n^* = 0,97$, $T_{umg} = 24$ °C für verschiedene Einspritzmengen

Dennoch nimmt mit zunehmendem Luftmassenstrom auch hier der Druckabfall zu. Für die mittlere Einspritzmenge von 1,6 % in Abb. 6.11b zeigt das Experiment einen Abfall des relativen Druckverhältnisses zwischen 0 und 0,3 % in einem Bereich des Luftmassenstroms zwischen 12,7 und 14,8 kg/s. Für beide Einspritzmengen kann das Modell den Einfluss des Luftmassenstroms auf das relative Druckverhältnis gut widerspiegeln. Zudem ist der gemessene Einfluss durch Variation der Einspritzmenge auch im Modell zu erkennen. Insgesamt liegt das berechnete Ergebnis im Bereich der Messgenauigkeit.

6.6 Zwischenfazit

Zusammenfassend können folgende Schlussfolgerungen gezogen werden:

- Mit *CODICS* steht ein Berechnungsalgorithmus für rotierende Strömungen vor, mit dessen Hilfe Ablagerungen und der Wiedereintritt ablösender Tropfen vorhergesagt werden können.
- Der Vergleich zeigt, dass das Modell *CODICS* Umverteilungen in Umfangsrichtung hinreichend genau vorhersagen kann. Demzufolge kann geschlossen werden, dass die Trajektorien für den betrachteten Parameterbereich sowohl im rotierenden als auch im stationären System gut approximiert werden.
- Zudem lässt sich der Einfluss der Tropfenträgheit auf die Beschleunigung in axialer Richtung und in Umfangsrichtung für verschiedene Tropfendurchmesser hinreichend genau mit dem Modell beschreiben. Rotationskräfte haben hierbei nur einen geringen Einfluss. Die Berücksichtigung der Tropfenverformung bei der Berechnung der Widerstandskraft ist hingegen nicht zu vernachlässigen.
- In der Kernströmung kann das Modell verwendet werden, um Geschwindigkeitsdifferenzen zwischen Luft und Tropfen vorherzusagen.
- Für den Bereich der Hinterkante und nahe der Saugseite lösen Tropfen in großem Maße ab, wie die Bildaufnahmen in Abb. 6.2 zeigen. Um den Zerfallsprozess hinreichend genau modellieren zu können, sind weitere Forschungsaktivitäten notwendig.
- Mit Hilfe der berechneten Tropfenbewegungen des Modells inklusive Ablagerungen lässt sich über die Impulsbilanzierung das veränderte Druckverhältnis der Stufe im Falle vernachlässigbarer Phasenwechsel hinreichend genau vorhersagen.

Auf Basis dieses Vergleichs wird im folgenden Kapitel die Tropfenbewegung im Verlauf der Stufe detailliert analysiert.

7 Analyse der Tropfenbewegung in der Stufe

Mit dem validierten Modell wird in diesem Kapitel die Tropfenbewegung im Verlauf der Stufe analysiert.

7.1 Trajektorien

Die Tropfenbahn kann nach der Berechnung zu jedem Zeitpunkt in der Stufe ermittelt werden. Abb. 7.1 zeigt fünf exemplarische Tropfenbahnen, repräsentativ für eine vollständige Teilung, für den Betriebspunkt BP1. Für die kleinen Primärtropfen (Abb. 7.1a) von $5\ \mu\text{m}$ lagern sich im Laufrad zwei von fünf dargestellten Trajektorien im Bereich der Vorderkante auf der Druckseite ab. Dennoch weisen die Trajektorien eine sichtbare Krümmung auf und folgen der Strömung weitestgehend. In der Nähe der Hinterkante bildet sich saugseitig ein Gebiet ohne Tropfen aus. Im Leitrad zeigt sich für die Primärtropfen ebenfalls ein gutes Folgevermögen und in Nähe der Saugseite befinden sich an der Leitschaufelhinterkante keine Tropfen.

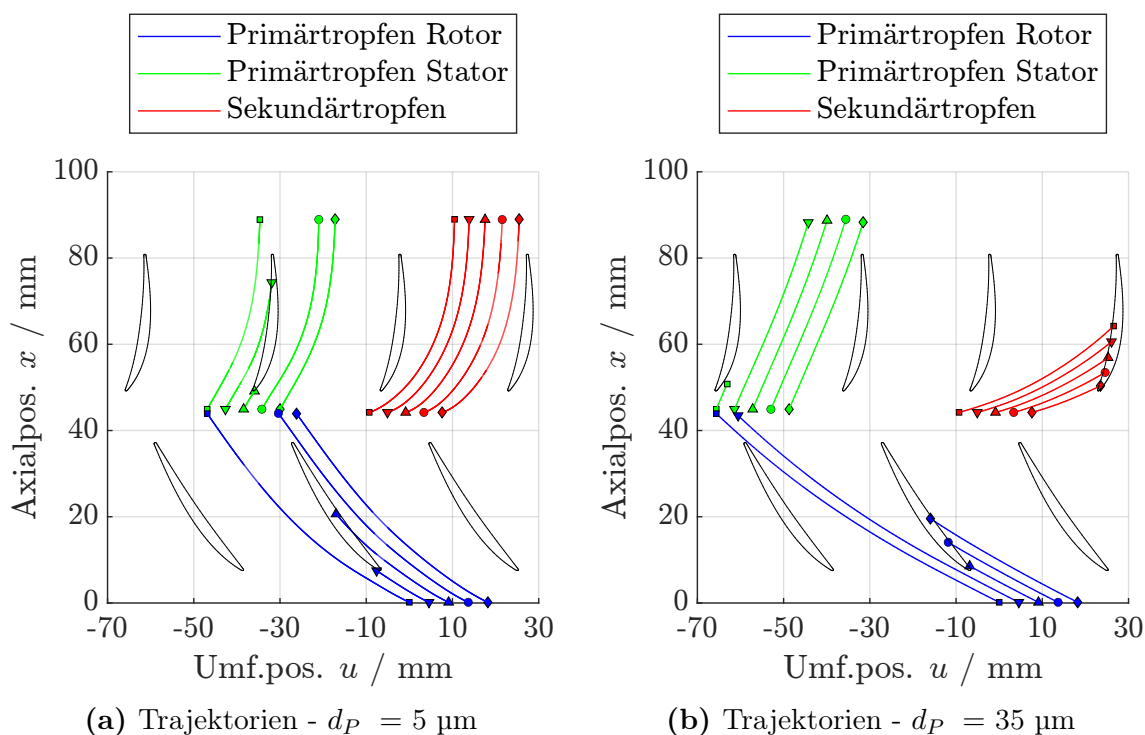


Abbildung 7.1: Trajektorien für verschiedene Tropfendurchmesser - BP1

Dieses Verhalten wird anhand niedriger Datenraten vom Experiment in Kapitel 6.3 bereits bewiesen. Die Sekundärtropfen hingegen weisen unmittelbar nach Ablösen von der Laufschaufelhinterkante eine hohe Umfangskomponente der Geschwindigkeit auf. Dies zeigt sich an dem steilen Eintritt der Tropfenbahnen in das Leitrad. Dennoch nähern sich die Geschwindigkeiten dieser Tropfen schnell an die der Luft an und lagern daher für die beispielhaften Trajektorien nicht auf der Druckseite der Leitschaufeln ab.

Für die großen Primärtropfen von $35\ \mu\text{m}$ (Abb. 7.1b) zeigt sich im Laufrad nur eine geringfügige Anpassung der Trajektorienkrümmung an die der Luft, sodass die Meisten auf der Druckseite der Laufschaufeln aufschlagen. Auch im Leitrad verlaufen die Trajektorien der verbliebenen Primärtropfen nahezu geradlinig, erreichen jedoch die Austrittsebene. Im Falle der Sekundärtropfen zeigt sich im Gegensatz zu den kleinen Tropfen, dass sich die Tropfenbahnen aufgrund der hohen Umfangskomponente und der großen Trägheit kaum ändern. Somit lagern alle Trajektorien auf der Druckseite des Leittrads erneut ab.

Bei Betrachtung des zweiten Betriebspunktes BP2 in Abb. 7.2 zeigt sich tendenziell das gleiche Verhalten wie für BP1. Für die kleinen Primärtropfen (Abb. 7.2a) folgen die Trajektorien geringfügig besser als bei BP1 und das saugseitig tropfenfreie Gebiet an der Laufschaufelhinterkante wird kleiner. Das Verhalten im Leitrad ähnelt dem von BP1 weitestgehend.

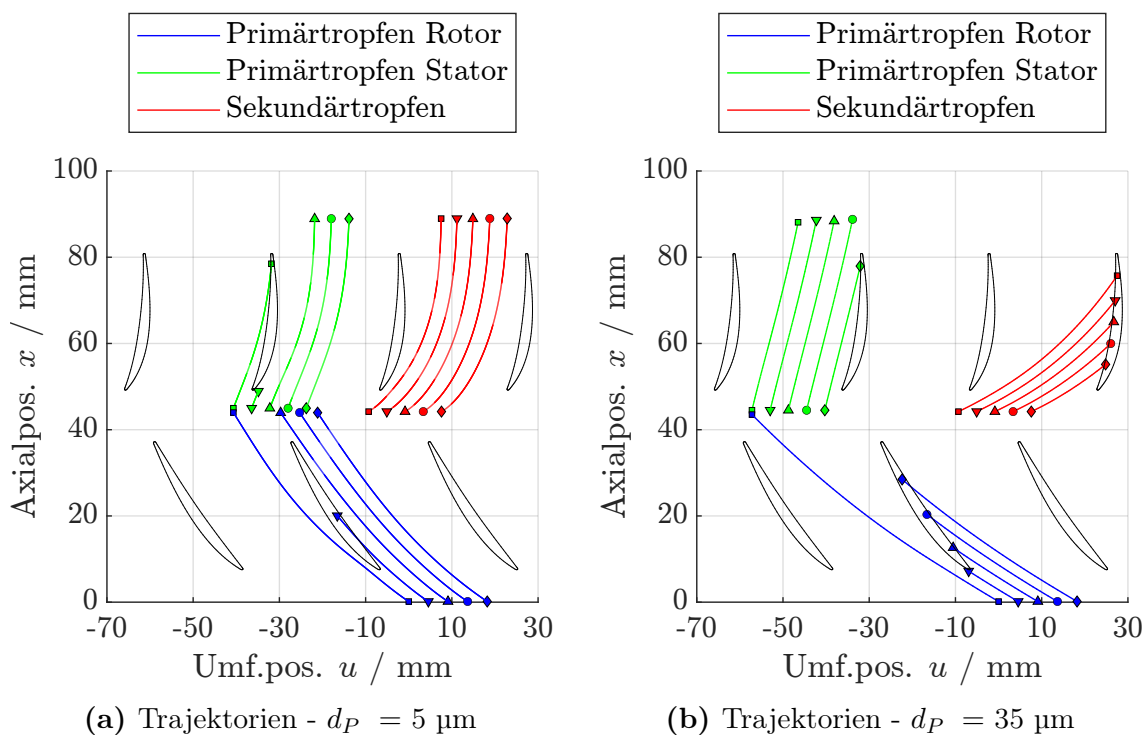


Abbildung 7.2: Trajektorien für verschiedene Tropfendurchmesser - BP2

Für die großen Primärtropfen (Abb. 7.2b) zeigt sich bei diesem Betriebspunkt im Laufrad ein ähnliches Folgeverhalten wie für BP1. Dennoch zeigt die erste Trajektorie von rechts in der Darstellung für BP2 ihren Ablagerungspunkt auf der Laufschaufel erst bei $(u, x) = (-22, 28 \text{ mm})$ gegenüber $(-15, 20 \text{ mm})$ bei BP1. Dieser Effekt liegt darin begründet, dass die höhere Axialkomponente der Luftgeschwindigkeit auch zu einem schnelleren Anstieg der Axialkomponente des Tropfens führt. Dadurch wird eine mögliche Ablagerung verzögert. Im Leitrad wird für diesen Betriebspunkt im Vergleich zu BP1 die Axial- gegenüber der Umfangskomponente für die Primärtropfen noch größer, sodass auch hier weniger Ablagerungen auftreten. Die Trajektorien der Sekundärtropfen lagern im Vergleich zu BP1 geringfügig später auf den Schaufeln ab. Dennoch lagern sie auch in diesem Falle vollständig ab.

7.2 Geschwindigkeitsentwicklung

Die Abbildungen 7.3 zeigen für beispielhafte Trajektorien in BP1 die Komponenten der Absolutgeschwindigkeit über der Axialposition für verschiedene Tropfendurchmesser. Die Farbgebung und Symbole entsprechen jeweils der gewählten Trajektorie in Abb. 7.1. Die schwarzen Linien zeigen für die jeweilig aktuelle Position der Tropfen trajektorie die entsprechende Luftgeschwindigkeit. Im jeweiligen Bild beschreibt die linke Hälfte die Entwicklung im Laufrad und die rechte Hälfte das Leitrad.

In Abb. 7.3c ist die Axialgeschwindigkeit für einen Durchmesser von $5 \mu\text{m}$ dargestellt. An der Position $x = 0 \text{ mm}$ weist die ausgewählte Trajektorie eines Primärtropfens eine Initialgeschwindigkeit von 88 m/s auf und nimmt nach 15 mm bereits die Axialgeschwindigkeit der Luft an. Auch im Leitrad kann der Primärtropfen die Axialgeschwindigkeit der Luft mit kurzer Verzögerung annehmen. Der betrachtete Sekundärtropfen startet mit einer relativ niedrigen Axialgeschwindigkeit von 58 m/s , kann jedoch ebenfalls nach 15 mm die Luftgeschwindigkeit annehmen. Für die Umfangskomponente der Absolutgeschwindigkeit (Abb. 7.3e) zeigt sich, dass der Primärtropfen und die Luft zum Zeitpunkt des Laufradeintritts Geschwindigkeiten nahe null aufweisen, da sie zu diesem Zeitpunkt noch keinen Drall aufweisen. Im folgenden Verlauf zeigt sich, dass sich die Umfangskomponente des Primärtropfens mit geringer Verzögerung zu der für Luft erhöht. Am Laufradaustritt hat der Tropfen die Umfangskomponente der Luft vollständig angenommen. Dieses Verhalten setzt sich für die Primärtropfen im Leitrad fort. Für die gewählte Trajektorie des Sekundärtropfens zeigt sich eine hohe Umfangskomponente von größer 180 m/s , die der Umfangsgeschwindigkeit der Laufschaufel bei dem betrachteten Radius entspricht. Dennoch sorgt ein steiler Abfall für ein zügiges Annähern an die Umfangskomponente der Luft, sodass am Austritt lediglich eine Differenz von 7 m/s verbleibt.

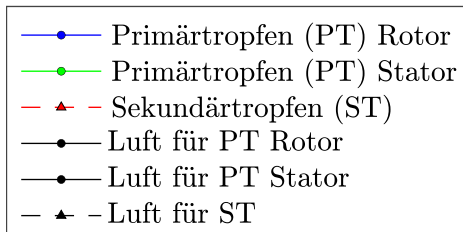
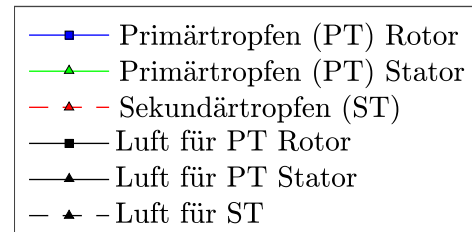
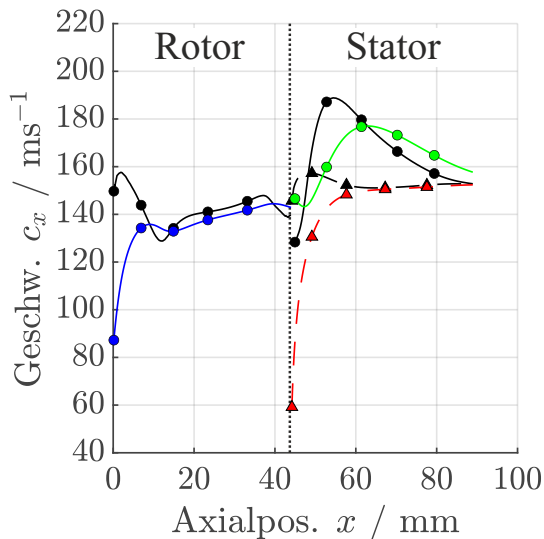
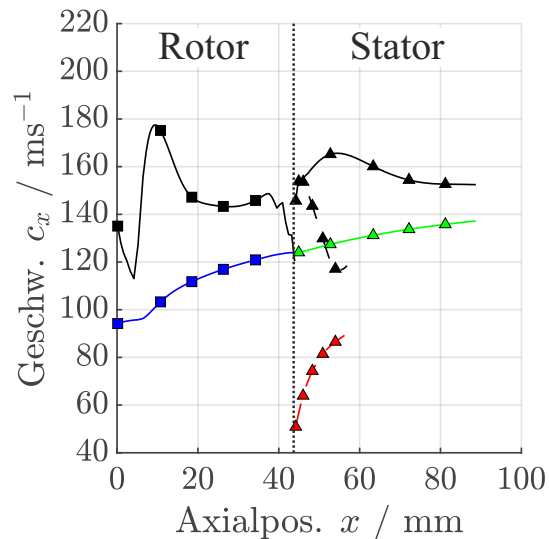
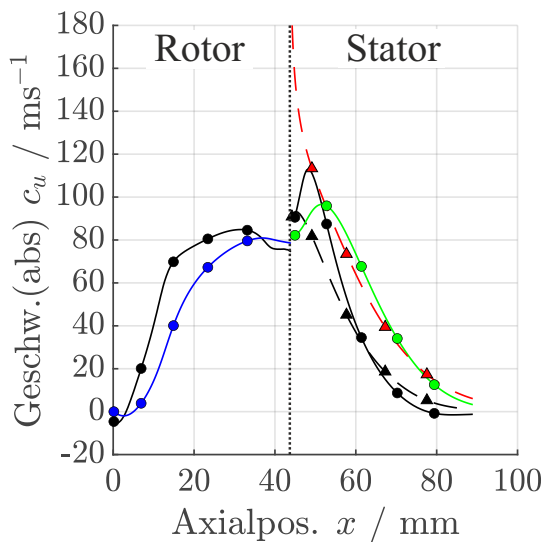
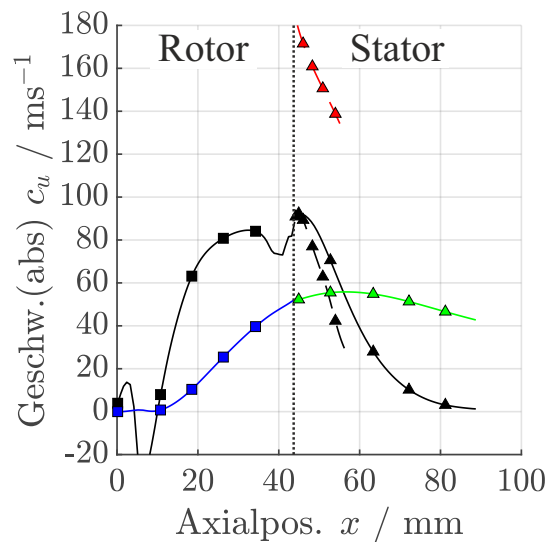
(a) Legende - $d_p = 5 \mu\text{m}$ (b) Legende - $d_p = 35 \mu\text{m}$ (c) Axialkomponente der Absolutgeschwindigkeit - $d_p = 5 \mu\text{m}$ (d) Axialkomponente der Absolutgeschwindigkeit - $d_p = 35 \mu\text{m}$ (e) Umfangskomponente der Absolutgeschwindigkeit - $d_p = 5 \mu\text{m}$ (f) Umfangskomponente der Absolutgeschwindigkeit - $d_p = 35 \mu\text{m}$

Abbildung 7.3: Geschwindigkeitsverlauf innerhalb der Stufe für ausgewählte Trajektorien aus Abb. 7.1a - BP1

Abb. 7.3d zeigt die Trajektorie des Primärtropfens mit einer Tropfengröße von 35 μm . Diese tritt in das Laufrad mit einer Axialgeschwindigkeit von 95 m/s ein. Während die Axialkomponente der Luft eine starke Schwankung auf einem höheren Niveau aufweist, wird diese Schwankung beim Tropfen aufgrund seiner relativ hohen Trägheit nicht beobachtet. Dieser Tropfen steigt nur geringfügig bis auf 123 m/s an. Im Leitrad folgt für den Primärtropfen ein weiterer leichter Anstieg bis auf 138 m/s, wobei am Austritt eine Differenz von 15 m/s zur Luft verbleibt. Der betrachtete Sekundärtropfen tritt mit einer Axialgeschwindigkeit von 50 m/s ins Leitradgitter ein und lagert durch seine hohe Umfangskomponente bereits an der Axialposition $x = 55$ mm erneut ab, in diesem Fall auf den Leitschaufeln. Für die Umfangskomponente des Primärtropfens (Abb. 7.3f) steigt die Geschwindigkeit in der Laufschaufelreihe langsam bis auf 52 m/s an. Da im Leitrad die Umfangskomponente der Luft auf 0 m/s abfällt, fällt auch die des Tropfens ab, weist aber am Austritt eine verbleibende Umfangskomponente von 42 m/s auf.

7.3 Ablagerungsraten

Im Laufe einer Schaufelreihe lagern zunehmend Tropfen auf den Schaufeln ab, da sie der Strömung nicht folgen können. Die schrittweise Ablagerung wird für jede Stufe folgend analysiert.

In Abb. 7.4 werden die prozentualen Tropfenablagerungen in kumulativer Form für axiale Abschnitte entlang der Schaufel für Lauf- und Leitrad dargestellt. Dabei wird das abgelagerte Volumen der jeweiligen Tropfenklasse auf das Volumen der freien Tropfen je Tropfenklasse gemäß Gl. 7.1 bezogen. Die axiale Position ist auf die axiale Erstreckung der jeweiligen Schaufel normalisiert.

$$V(d, x)_{Dep, Kum} = \frac{[V(d)_{x-1, Dep, Kum} + V(d)_{x, Dep}]}{\sum V(d)_{free, x=0}} \quad (7.1)$$

Abb. 7.4b zeigt für BP1 Ablagerungen durch Primärtropfen in der Laufschaufelreihe. Es liegen keine Sekundärtropfen vor, da die Tropfen erst unmittelbar vor der Stufe eingespritzt werden. Bis zur Position $x^* = 0$ befinden sich die Tropfen im Axialspalt, weshalb die Ablagerung hier 0 % beträgt. Unmittelbar im Bereich der Vorderkante lagern die großen Primärtropfen bereits zu 20 % ab. Lediglich kleine Tropfen, z.B. der Größe 5 μm lagern nur zu 11 % ab. Für diese Klasse steigt die Ablagerung im weiteren Verlauf bis zur Position $x^* = 0,8$ auf 20 % an, bis zum Laufradaustritt lagern dann keine weiteren Primärtropfen mehr ab. Für größere Primärtropfen steigt die Ablagerung stetig bis zur Hinterkante an, z.B. sind für die Tropfenklasse 35 μm am Ende der Laufschaufelreihe mehr als 74 % abgelagert.

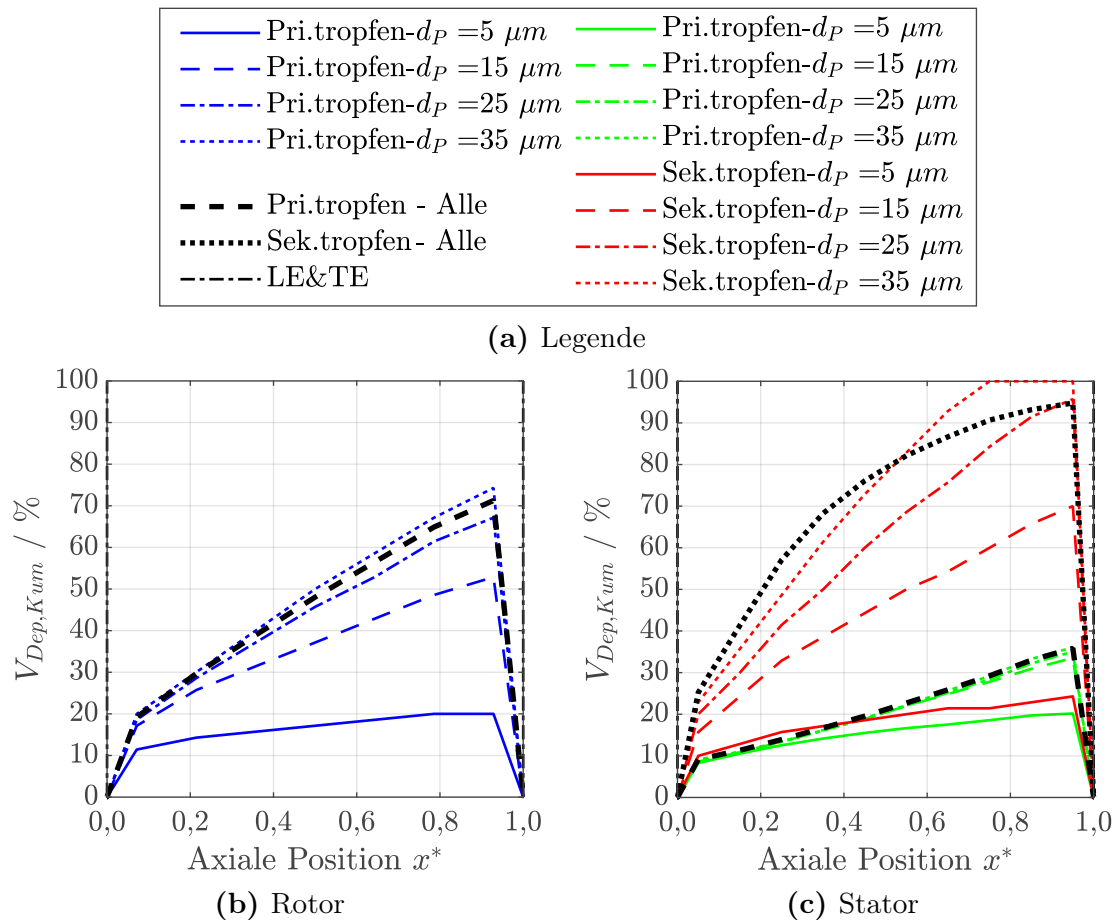


Abbildung 7.4: Kumulierte Ablagerungen in der Stufe für verschiedene Tropfendurchmesser - BP1

Auch die Ablagerungsrate aller Primärtropfen zusammen weist an der Hinterkante eine Ablagerung von 71 % auf. Dies ist vor allem dadurch begründet, dass große Tropfen, trotz geringer Anzahl, am Gesamtvolumen einen größeren Anteil aufweisen, da das Tropfenvolumen kubisch mit dem Tropfendurchmesser wächst.

In das Leitrad (Abb. 7.4c) treten Primärtropfen sowie zuvor von der Laufschaufelhinterkante abgelöste Sekundärtropfen ein. Von den noch vorhandenen Primärtropfen nach dem Laufrad lagern, unabhängig von der Tropfengröße, unmittelbar im Bereich der Leitschaufelvorderkante 10 % ab. Bis zum Austritt sind von den kleinen Primärtropfen der Größe $5 \mu m$ circa 20 % und von den großen Primärtropfen, unabhängig von der Tropfengröße, circa 36 % abgelagert. Demzufolge lagern sich im Leitrad prozentual deutlich weniger Primärtropfen als im Laufrad ab. Dieser Effekt ergibt sich aus der Minderumlenkung der Tropfen im Laufrad, wie die Trajektorien in Abb. 7.1b verdeutlichen. Am Laufradaustritt entsprechen deren Strömungswinkel nach Umrechnung ins Absolutsystem tendenziell dem Austrittswinkel des Leitrads. Bei Betrachtung der Sekundärtropfen der Größe $5 \mu m$ zeigt sich eine ähnliche Entwicklung wie bei den kleinen Primärtropfen. Für die nächstgrößere Sekundärtropfenklasse

von $15 \mu\text{m}$ ergibt sich jedoch am Austritt schon eine Ablagerung von 70 %. Von den Tropfen der Klasse $35 \mu\text{m}$ lagern sich alle Sekundärtropfen zu 100 % erneut ab. Insgesamt zeigt sich also, dass sich Sekundärtropfen in hohem Maße in der nächsten Schaufelreihe erneut ablagern. Dieses Verhalten wird bereits von Young et al. [7] experimentell und theoretisch von Young und Yau [107] von sich ablösenden Tropfen an Dampfturbinenschaukeln beschrieben. Die Trajektorien in Abb. 7.1b bestätigen dies.

Abb. 7.5 zeigt die Entwicklung der Ablagerungen für BP2. Es zeigt sich hier ein ähnlicher Verlauf zu BP1. Allerdings reduziert sich im Laufrad (Abb. 7.5b) das Niveau der kumulierten Ablagerung für die größeren Primärtropfen. Beispielsweise lagern sich für die Tropfengröße $35 \mu\text{m}$ bei BP2 57 % im Vergleich zu 74 % bei BP1 ab. Im Leitrad liegt das Niveau der abgelagerten Primärtropfen, z.B. für $35 \mu\text{m}$, auf einem Niveau von 22 % für BP2 gegenüber 36 % bei BP1. Für die Sekundärtropfen fällt der Unterschied zwischen den Betriebspunkten geringfügiger aus. Für diesen Betriebspunkt lagern sich von den Sekundärtropfen der Größe $35 \mu\text{m}$ 95 % im Leitrad ab. Für die Größe $5 \mu\text{m}$ lagern bei BP2 22 % ab, während es bei BP1 25 % sind.

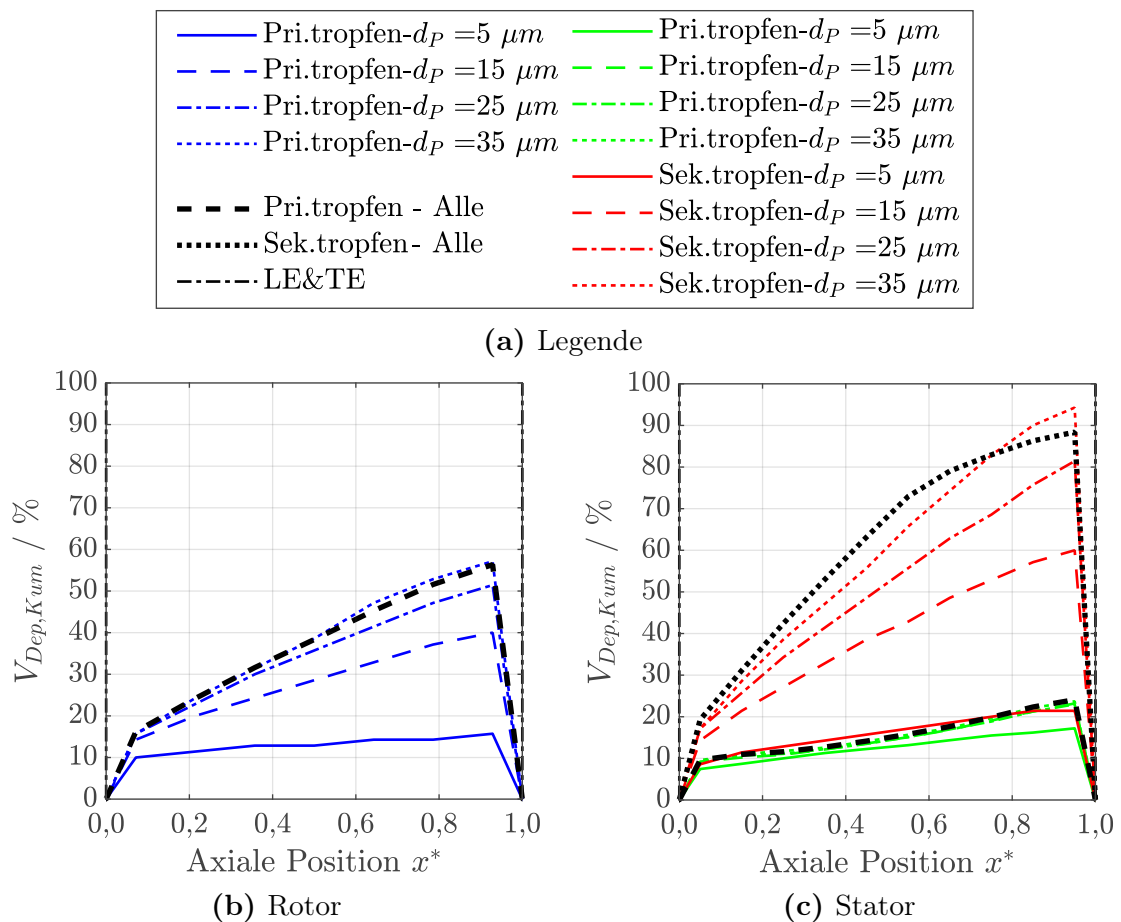


Abbildung 7.5: Kumulierte Ablagerungen in der Stufe für verschiedene Tropfendurchmesser - BP2

7.4 Einfluss der Tropfen auf die Stufenleistung

Mit den ermittelten Trajektorien kann die zusätzliche notwendige Antriebsleistung in der betrachteten S1-Ebene berechnet werden. Die Berechnungsvorschrift ergibt sich aus der Impulsbilanz in Umfangsrichtung für die Laufschaufelreihe in Kapitel 5.6.1. Die resultierende Änderung der Leistung aufgrund der Geschwindigkeitsdifferenzen ist in Tabelle 7.1 zusammengefasst.

Tabelle 7.1: Leistungsänderung aufgrund der Geschwindigkeitsdifferenz Tropfen zu Luft

| Parameter | | BP1 | BP2 | |
|--------------------------------|---|-------|-------|------|
| Massenstrom Luft | \dot{m}_a | 12,8 | 15,0 | kg/s |
| Massenanteil Wasser | X | 2 | 2 | % |
| Tropfen/Einspritzmenge | $\frac{\dot{m}_P}{\dot{m}_P + \dot{m}_{Dep}}$ | 29,5 | 44,5 | % |
| Ablagerung/Einspritzmenge | $\frac{\dot{m}_{Dep}}{\dot{m}_P + \dot{m}_{Dep}}$ | 70,5 | 55,5 | % |
| Stufenleistung Luft | P_a | 208,4 | 216,0 | kW |
| Rel. Stufenleistung Tropfen | P_P/P_a | 0,39 | 0,47 | % |
| Rel. Stufenleistung Ablagerung | P_{Dep}/P_a | 3,1 | 2,7 | % |
| Zunahme Stufenleistung Gesamt | $\frac{P_P + P_{Dep}}{P_a}$ | 3,5 | 3,1 | % |

Bei einem Massenanteil Wasser zu Luft von 2 % erhöht sich die Leistung durch die verbleibende Geschwindigkeitsdifferenz der freien Tropfen am Austritt des Laufrads um 0,39 % für BP1. Eine deutlich größere Erhöhung der Leistung von 3,1 % ergibt sich durch die Ablagerung von Tropfen. Dies ist einerseits durch die hohe Umfangskomponente durch $c_u = u$ am Laufradaustritt sowie den hohen Anteil der Ablagerung an der eingespritzten Wassermenge begründet. Für Betriebspunkt BP2 verringert sich die prozentuale Leistungszunahme. Dies ist vor allem durch die verringerte Ablagerungsrate sowie eine höhere Stufenleistung der Luft selbst begründet.

Ein experimenteller Vergleich ist an dieser Stelle sehr interessant und durch Drehmomentmessungen der Antriebswelle messtechnisch denkbar. Obwohl diese am vorliegenden Verdichter an der Kupplung aufgenommen wurde, ist ein Vergleich mit dieser Modellstudie dennoch nicht sinnvoll. Dies liegt daran, dass die Kupplungsleistung aller vier Stufen gemeinsam gemessen wird, jedoch jede einzelne Stufe ein unterschiedliches Betriebsverhalten aufweist, z.B. in den hinteren Stufen durch Verdunstung.

8 Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurde die Methode *CODICS* zur Beschreibung der Tropfenbewegung in der S1-Ebene in Axialverdichtern entwickelt und experimentell validiert. Das Modell berücksichtigt Tropfenablagerungen und den Wiedereintritt aufgrund von Hinterkantenfilmdesintegration. Die Validierung wurde mittels Lasermessungen in der zweiten Stufe eines vierstufigen Axialverdichters für Machzahlen von 0,4 bis 0,5, Stokeszahlen von 0,1 bis 5,3 und Tropfengrößen von 5 bis 100 μm durchgeführt.

CODICS gibt innerhalb kürzester Rechenzeit Auskünfte über das Folgeverhalten von mit der Luftströmung koexistierenden Tropfen und deren Ablagerungsmengen auf Schaufeln. Es zeigt außerdem die Schaufelpositionen an, an denen verstärkt Ablagerungen erwartet werden müssen. Zudem lassen sich Bilanzen der Anteile von Primär- und Sekundärtropfen über eine Stufe aufstellen. In Zukunft kann *CODICS* für die Vorauslegung von Strömungsmaschinen axialer Bauart im Falle tropfenbeladener Luftströmungen herangezogen werden. Durch Anwendung des Modells auf mehrere Stufen und Einbindung eines Verdunstungsmodells lassen sich die idealen Einspritzpositionen und somit gute Tropfenverteilungen und hohe Verdunstungsraten finden. Dies führt zu einer Optimierung der Wet Compression. Zudem lassen sich Zonen hohen Erosionsrisikos identifizieren, die anschließend durch gezielte Maßnahmen geschützt werden können.

Für das Experiment wurde ein Versuchsaufbau entwickelt, der in-situ die Vermessung der Tropfen mit Hilfe der Phasen-Doppler-Anemometrie ermöglicht. Die Tropfen wurden mittels Zweistrahldüsen, in der Hinterkante der ersten Leitschaufelreihe, in die Strömung eingebracht. Die Untersuchungen wurden in der darauf folgenden zweiten Stufe eines Axialverdichters durchgeführt, um Effekte von Verdunstung gering zu halten und somit aerodynamische sowie mechanische Effekte von thermischen Effekten abgrenzen zu können.

8.1 Schlussfolgerungen

Nach der Analyse der gewonnenen Daten lassen sich folgende Effekte beobachten:

- Im Bereich der Leitradhinterkante wird eine hohe Anzahl an Sekundärtropfen beobachtet. Diese ergeben sich aus desintegrierenden Filmen, die sich zuvor durch Tropfenablagerungen gebildet haben. Dem Modell zu Folge sind für die ausgewählten Betriebspunkte im Stufenaustritt mehr als 70 % der ursprünglich eingespritzten Tropfen Sekundärtropfen.

- Aufgrund der deutlich geringeren Axialgeschwindigkeit der Sekundärtropfen im Vergleich zur Luftgeschwindigkeit und größerer Tropfendurchmesser ist eine erneute Ablagerung in der folgenden Schaufelreihe zu erwarten. Von den großen Sekundärtropfen 20 bis 40 μm ($St > 4$), die von der Laufradhinterkante ablösen, lagern gemäß Modell mehr als 90 % auf der Leitschaufel erneut ab. Prozentual lagern ungefähr 20 % der Tropfen an den Schaufelvorderkanten der Lauf- und Leitschaufeln ab. Demzufolge ist die nächste Schaufelreihe und dort insbesondere die Vorderkanten, einem hohen Erosionsrisiko ausgesetzt.
- Kleine Tropfen bis zu 15 μm ($St < 2$) können trotz verringerter Eintrittsgeschwindigkeit im Verlauf einer Stufe die Geschwindigkeit der Luft annehmen. Ebenso folgen diese der Luftströmung deutlich besser, sodass sich diese Tropfen innerhalb der Stufe bis zu 35 % ablagern.
- Die Berechnungen deuten zudem auf eine Erhöhung des benötigten Drehmoments der Stufe von 3,5 % im Vergleich zur trockenen Strömung hin. Dies ist vor allem durch die hohen Ablagerungsraten begründet.
- Weiterhin sorgen die verringerten Geschwindigkeiten der Tropfen gegenüber der Luft für eine Verringerung des Stufendruckverhältnisses, im vorliegenden Fall um bis zu 0,5 %. Hierbei werden Verdunstungseffekte nicht berücksichtigt.

Insgesamt zeigt sich somit, dass Tropfen kleiner 15 μm notwendig sind, um der Luft gut folgen zu können. Dadurch kann der negative Einfluss von Ablagerungen auf das Verdunstungsverhalten und Leistungsgrößen gering gehalten sowie Erosion reduziert werden. Zudem könnte bei der Wassereinspritzung zwischen den Stufen der Einspritzwinkel so verändert werden, dass Tropfenablagerungen reduziert werden. Hierbei kann die Aufprägung eines Mitdralls möglicherweise die Minderumlenkung der Tropfen aufgrund ihrer Trägheit und somit deren Ablagerung kompensieren.

8.2 Ausblick

In dieser Arbeit wurde die zweite Stufe eines Axialverdichters untersucht, um Verdunstungseffekte gering zu halten. Für erweiterte Betrachtungen kann ein Verdunstungsmodell in *CODICS* gut implementiert werden. Dieses kann mit dem bestehenden Verdichterprüfstand in den hinteren Stufen des Verdichters oder durch Vorwärmung der Ansaugluft validiert werden.

Zudem ist davon auszugehen, dass die Tropfen, insbesondere im Laufrad, eine Radialkomponente aufweisen. Weiterhin fließen die Filme auf den Laufschaufeln zu einem gewissen Anteil in radialer Richtung ab. Um Radialbewegungen von Filmen zu berücksichtigen, kann das vorliegende Modell von Williams und Young [77] implementiert werden. Darüberhinaus kann *CODICS* um die Berechnung mehrerer Radialschnitte ergänzt werden, wobei die Information der radialen Position des Tropfens zwischen den Radialschnitten übermittelt werden könnte.

Im Bereich der Leitschaufelhinterkante zeigen die gemessenen und modellierten Tropfen eine qualitative Übereinstimmung. Dennoch werden im quantitativen Vergleich Geschwindigkeitsunterschiede festgestellt. Untersuchungen zeigen, dass ablösende Filme zunächst in hohem Maße zu Ligamenten und dann zu Sekundärtropfen zerfallen, die mit PDA-Systemen nur unzureichend erfasst werden können. Zielgerichtete Analysen könnten hierfür mit Hilfe eines Gitterwindkanals durchgeführt werden. Für eine erweiterte Modellierung in diesem Bereich sollte der Film- und Tropfenzerfall detailliert sowie Splashing berücksichtigt werden.

Literatur

- [1] B. Burger. „Öffentliche Nettostromerzeugung in Deutschland im Jahr 2022“, Fraunhofer ISE. (2023), Adresse: <https://www.ise.fraunhofer.de/de/presse-und-medien/presseinformationen/2023/nettostromerzeugung-in-deutschland-2022-wind-und-photovoltaik-haben-deutlich-zugel-egt.html>.
- [2] B. Burger. „Stromproduktion | Energy-Charts“. Fraunhofer-Institut für Solare Energiesysteme ISE, Hrsg., Fraunhofer-Institut für Solare Energiesysteme ISE. (2023), Adresse: <https://www.energy-charts.info/charts/power/chart.htm?l=de&c=DE&year=2018&week=18&print-type=chart&download-format=application%2Fpdf> (besucht am 03.06.2023).
- [3] V. Berkhout, *Windenergie Report Deutschland 2018*. Kassel: Fraunhofer Verlag, 2019. DOI: 10.24406/publica-fhg-299720.
- [4] M. Utamura, T. Kuwahara, H. Murata und N. Horii, „Effects of intensive evaporative cooling on performance characteristics of land-based gas turbine“, in *International Joint Power Generation Conference 1999*, Burlingame, California, USA, 1999, pp. 321–328.
- [5] Advisory Group for Aerospace Research and Development, Hrsg., *Recommended practices for the assessment of the effects of atmospheric water ingestion on the performance and operability of gas turbine engines*, USA, 1995. Adresse: <https://www.osti.gov/biblio/161497,%20journal%20>.
- [6] M. Schatz und T. Eberle, „Experimental study of steam wetness in a model steam turbine rig: presentation of results and comparison with computational fluid dynamics data“, *Journal of Power and Energy*, Jg. 228, Nr. 2, pp. 129–142, 2014. DOI: 10.1177/0957650913512313.
- [7] J. B. Young, K. K. Yau und P. T. Walters, „Fog Droplet Deposition and Coarse Water Formation in Low-Pressure Steam Turbines: A Combined Experimental and Theoretical Analysis“, *Journal of Turbomachinery*, Jg. 110, Nr. 2, pp. 163–172, 1988. DOI: 10.1115/1.3262176.
- [8] H. Windisch, *Thermodynamik, Ein Lehrbuch für Ingenieure*, 6. Auflage. Berlin: De Gruyter Oldenbourg, 2017, 380 S., ISBN: 9783110533576.
- [9] R. V. Kleinschmidt, „Value of Wet Compression in Gas Turbine Cycles“, *Mechanical Engineering*, Jg. 69, Nr. 2, pp. 115–116, 1947.

- [10] A. J. White und A. J. Meacock, „An Evaluation of the Effects of Water Injection on Compressor Performance“, *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, Jg. 126, Nr. 4, pp. 748–754, 2004. DOI: 10.1115/1.1765125.
- [11] W. J. Bräunling, *Flugzeugtriebwerke*, 3. Auflage. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2015. DOI: 10.1007/978-3-642-34539-5.
- [12] P. G. Hill, „Aerodynamic and Thermodynamic Effects of Coolant Injection on Axial Compressors“, *Aeronautical Quarterly*, Jg. 14, Nr. 4, pp. 331–348, 1963. DOI: 10.1017/S0001925900002894.
- [13] R. C. Payne und A. J. White, „Three-Dimensional Calculations of Evaporative Flow in Compressor Blade Rows“, *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, Jg. 130, Nr. 3, 032001 - pp. 1–6, 2008. DOI: 10.1115/1.2836742.
- [14] A. J. Meacock, „Analysis of Water Injected Compressors“, Dissertation, Gonville and Caius College - University of Cambridge, Cambridge, UK, 2005.
- [15] Q. Zheng, M. Li und Y. Sun, „Thermodynamic Performance of Wet Compression and Regenerative (WCR) Gas Turbine“, in *Proceedings of ASME Turbo Expo 2003*, Atlanta, Georgia, USA, 2003, pp. 813–820. DOI: 10.1115/GT2003-38517.
- [16] M. Chaker, C. B. Meher-Homji und T. Mee, „Inlet Fogging of Gas Turbine Engines—Part I: Fog Droplet Thermodynamics, Heat Transfer, and Practical Considerations“, *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, Jg. 126, Nr. 3, pp. 545–558, 2004. DOI: 10.1115/1.1712981.
- [17] C. Haertel und P. Pfeiffer, „Model Analysis of High-Fogging Effects on the Work of Compression“, in *Proceedings of ASME Turbo Expo 2003*, Atlanta, Georgia, USA, 2003, pp. 689–698. DOI: 10.1115/GT2003-38117.
- [18] J. B. Young, „The fundamental equations of gas-droplet multiphase flow“, *International Journal of Multiphase Flow*, Jg. 21, Nr. 2, pp. 175–191, 1995. DOI: 10.1016/0301-9322(94)00078-X.
- [19] A. Berlemont, M.-S. Grancher und G. Gouesbet, „On the Lagrangian simulation of turbulence influence on droplet evaporation“, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Jg. 34, Nr. 11, pp. 2805–2812, 1991. DOI: 10.1016/0017-9310(91)90240-F.
- [20] G. M. Faeth, „Evaporation and combustion of sprays“, *Progress in Energy and Combustion Science*, Jg. 9, Nr. 1-2, pp. 1–76, 1983. DOI: 10.1016/0360-1285(83)90005-9.

- [21] Q. Zheng, Y. Sun, S. Li und Y. Wang, „Thermodynamic Analyses of Wet Compression Process in the Compressor of Gas Turbine“, *Journal of Turbomachinery*, Jg. 125, Nr. 3, pp. 489–496, 2003. DOI: 10.1115/1.1575254.
- [22] M. Luo, Q. Zheng, L. Sun, Q. Deng, S. Li, C. Liu und R. K. Bhargava, „The Numerical Simulation of Inlet Fogging Effects on the Stable Range of a Transonic Compressor Stage“, in *Proceedings of ASME Turbo Expo 2011*, Vancouver, Kanada, 2011, pp. 609–630. DOI: 10.1115/GT2011-46124.
- [23] A. J. White und A. J. Meacock, „Wet Compression Analysis Including Velocity Slip Effects“, *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, Jg. 133, Nr. 8, 081701 - pp. 1–8, 2011. DOI: 10.1115/1.4002662.
- [24] A. Seck, S. Geist, J. Harbeck, B. Weigand und F. Joos, „Evaporation Modeling of Water Droplets in a Transonic Compressor Cascade under Fogging Conditions“, *International Journal of Turbomachinery, Propulsion and Power*, Jg. 5, Nr. 1, pp. 1–13, 2020. DOI: 10.3390/ijtp5010005.
- [25] M. Chaker, „Sensitivity Analysis on the Effect of D32 and Dv90 on the Evaporation Efficiency of Gas Turbine Inlet Fogging for Power Augmentation“, *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, Jg. 141, Nr. 4, 042601 - pp. 1–15, 2019. DOI: 10.1115/1.4038604.
- [26] R. K. Bhargava, M. Bianchi, M. Chaker, F. Melino, A. Peretto und P. R. Spina, „Gas Turbine Compressor Performance Characteristics During Wet Compression: Influence of Polydisperse Spray“, in *Proceedings of ASME Turbo Expo 2009*, Orlando, Florida, USA, 2009, pp. 655–666. DOI: 10.1115/GT2009-59907.
- [27] M. Bagnoli, M. Bianchi, F. Melino und P. R. Spina, „Development and Validation of a Computational Code for Wet Compression Simulation of Gas Turbines“, in *Proceedings of ASME Turbo Expo 2006*, Barcelona, Spanien, 2006, pp. 641–649. DOI: 10.1115/GT2006-90342.
- [28] R. Bettocchi, M. Morini, M. Pinelli, P. R. Spina, M. Venturini und G. Torsello, „Setup of an Experimental Facility for the Investigation of Wet Compression on a Multistage Compressor“, *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, Jg. 133, Nr. 10, 102001 - pp. 1–8, 2011. DOI: 10.1115/1.4002947.
- [29] I. Roumeliotis und K. Mathioudakis, „Water Injection Effects on Compressor Stage Operation“, *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, Jg. 129, Nr. 3, pp. 778–784, 2007. DOI: 10.1115/1.2718223.

- [30] J. P. Schnitzler, I. von Deschwenden, S. Clauss, F. K. Benra, H. J. Dohmen und K. Werner, „Experimental Determination of a Four Stage Axial Compressor Map Operating in Wet Compression“, in *Proceedings of ASME Turbo Expo 2014*, Düsseldorf, Deutschland, 2014. DOI: 10.1115/GT2014-26807.
- [31] C. Myoren, Y. Takahashi, M. Yagi, T. Shibata und T. Kishibe, „Evaluation of Axial Compressor Characteristics Under Overspray Condition“, in *Proceedings of ASME Turbo Expo 2013*, San Antonio, Texas, USA, 2013. DOI: 10.1115/GT2013-95402.
- [32] T. Doerr, S. Braun, S. Schuster und D. Brillert, „Proof of Concept for a Novel Interstage Injection Design in Axial Compressors“, *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, Jg. 143, Nr. 6, 061030 - pp. 1–7, 2021. DOI: 10.1115/1.4049306.
- [33] L. V. Arsenev und Berkovich A.L., „The Parameters of Gas-Turbine Units with Water Injected into the Compressor“, *Journal of Thermal Engineering*, Jg. 43, Nr. 6, pp. 461–465, 1996.
- [34] I. Roumeliotis und K. Mathioudakis, „Evaluation of Interstage Water Injection Effect on Compressor and Engine Performance“, *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, Jg. 128, Nr. 4, pp. 849–856, 2006. DOI: 10.1115/1.2135823.
- [35] M. Bagnoli, M. Bianchi, F. Melino, A. Peretto, P. R. Spina, R. Bhargava und S. Ingistov, „A Parametric Study of Interstage Injection on GE Frame 7EA Gas Turbine“, in *Proceedings of ASME Turbo Expo 2004*, Wien, Österreich, 2004, pp. 489–499. DOI: 10.1115/GT2004-53042.
- [36] M. Bagnoli, M. Bianchi, F. Melino, A. Peretto, P. R. Spina, S. Ingistov und R. K. Bhargava, „Application of a Computational Code to Simulate Interstage Injection Effects on GE Frame 7EA Gas Turbine“, *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, Jg. 130, Nr. 1, 012001 - pp. 1–10, 2008. DOI: 10.1115/1.2771247.
- [37] T. Wang und J. R. Khan, „Overspray and Interstage Fog Cooling in Compressor Using Stage-Stacking Scheme: Part 1—Development of Theory and Algorithm“, in *Proceedings of ASME Turbo Expo 2008*, Berlin, Deutschland, 2008, pp. 99–109. DOI: 10.1115/GT2008-50322.
- [38] T. Wang und J. R. Khan, „Overspray and Interstage Fog Cooling in Compressor Using Stage-Stacking Scheme: Part 2—Case Study“, in *Proceedings of ASME Turbo Expo 2008*, Berlin, Deutschland, 2008, pp. 111–121. DOI: 10.1115/GT2008-50323.

- [39] I. von Deschwanden, F. Benra, D. Brillert und H. J. Dohmen, „Droplet evaporation in the context of interstage injection“, in *ISROMAC*, Honolulu, Hawaii, 2016.
- [40] S. Ingistov, „Interstage Injection System for Heavy Duty Industrial Gas Turbine Model 7EA“, in *Proceedings of ASME Turbo Expo 2001*, New Orleans, Louisiana, USA, 2001. DOI: 10.1115/2001-GT-0407.
- [41] S. Ingistov, „Interstage Injection Into Axial Compressor, Gas Turbine Model 7EA: Part 2“, in *Proceedings of ASME Turbo Expo 2004*, Wien, Österreich, 2004, pp. 497–505. DOI: 10.1115/GT2002-30656.
- [42] J. P. Schnitzler, „Untersuchungen zum Betriebsverhalten von vielstufigen Axialverdichtern mit Wassereinspritzung“, Dissertation, Universität Duisburg-Essen, Duisburg, Deutschland, 2017.
- [43] T. Doerr, S. Schuster und D. Brillert, „Evaluation of Performance Gain by Interstage Injection in a Four-Stage Axial Compressor“, in *Proceedings of ASME Turbo Expo 2021*, Virtual, Online, 2021. DOI: 10.1115/GT2021-58560.
- [44] I. von Deschwanden, S. Braun und D. Brillert, „Effect of Interstage Injection on Compressor Flow Characteristic“, in *ASME-JSME-KSME 2019 8th Joint Fluids Engineering Conference*, San Francisco, California, USA, 2019. DOI: 10.1115/AJKFluids2019-4959.
- [45] Mee Industries Inc, Hrsg. „Wet Compression Power Augmentation - Boost Gas Turbine Power with MeeFog“. (2023), Adresse: https://www.meefog.com/wp-content/uploads/Wet-Compression_Brochure-1.pdf (besucht am 21.11.2023).
- [46] G. Cataldi, H. Guentner, C. Matz, T. McKay, J. Hoffmann, A. Nemet, S. Lecheler und J. Braun, „Influence of High Fogging Systems on Gas Turbine Engine Operation and Performance“, in *Proceedings of ASME Turbo Expo 2004*, Wien, Österreich, 2004, pp. 653–663. DOI: 10.1115/GT2004-53788.
- [47] R. K. Bhargava, C. B. Meher-Homji, M. A. Chaker, M. Bianchi, F. Melino, A. Peretto und S. Ingistov, „Gas Turbine Fogging Technology: A State-of-the-Art Review—Part I: Inlet Evaporative Fogging—Analytical and Experimental Aspects“, *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, Jg. 129, Nr. 2, pp. 443–453, 2007. DOI: 10.1115/1.2364003.
- [48] R. K. Bhargava, C. B. Meher-Homji, M. A. Chaker, M. Bianchi, F. Melino, A. Peretto und S. Ingistov, „Gas Turbine Fogging Technology: A State-of-the-Art Review—Part II: Overspray Fogging—Analytical and Experimental

- Aspects“, *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, Jg. 129, Nr. 2, pp. 454–460, 2007. DOI: 10.1115/1.2364004.
- [49] R. K. Bhargava, C. B. Meher-Homji, M. A. Chaker, M. Bianchi, F. Melino, A. Peretto und S. Ingistov, „Gas Turbine Fogging Technology: A State-of-the-Art Review—Part III: Practical Considerations and Operational Experience“, *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, Jg. 129, Nr. 2, pp. 461–472, 2007. DOI: 10.1115/1.2364005.
- [50] R. K. Bhargava, L. Branchini, F. Melino und A. Peretto, „Available and Future Gas Turbine Power Augmentation Technologies: Techno-Economic Analysis in Selected Climatic Conditions“, *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, Jg. 134, Nr. 10, 102001 - pp. 1–11, 2012. DOI: 10.1115/1.4007126.
- [51] E. Syverud und L. E. Bakken, „Online Water Wash Tests of GE J85-13“, *Journal of Turbomachinery*, Jg. 129, Nr. 1, pp. 136–142, 2007. DOI: 10.1115/1.2372768.
- [52] B. Baron, H. W. Dowman und W. C. Dackis, *Experimental Investigation of Thrust Augmentation of Axial-flow-type 4000-pound-thrust Turbojet Engine by Water and Alcohol Injection at Compressor Inlet*, Washington, USA: NACA, 1948.
- [53] R. O. Dietz und W. A. Fleming, *Altitude-Wind-Tunnel Investigation of Thrust Augmentation of a Turbojet Engine 2 - Performance with Water Injection at Compressor Inlet*, Washington, USA: NACA, 1947.
- [54] L. Sun, Q. Zheng, Y. Li, M. Luo, J. Wang und R. K. Bhargava, „Numerical Through Flow Simulation of a Gas Turbine Engine With Wet Compression“, in *Proceedings of ASME Turbo Expo 2012*, Kopenhagen, Dänemark, 2012, pp. 925–937. DOI: 10.1115/GT2012-68846.
- [55] D. Daggett und R. Hendricks, *Water Misting and Injection of Commercial Aircraft Engines to Reduce Airport NOx*, NASA, Hrsg., NTRS - NASA Technical Reports Server: NASA/CR-2004-212957, 2004. Adresse: <https://ntrs.nasa.gov/citations/20040035576>.
- [56] I. Day, J. Williams und C. Freeman, „Rain Ingestion in Axial Flow Compressors at Part Speed“, *Journal of Turbomachinery*, Jg. 130, Nr. 1, 011024 - pp. 1–10, 2008. DOI: 10.1115/1.2366511.
- [57] V. Tasdelen, J. Hertel, R. Fiola und S. Staudacher, „A Numerical Investigation on Ingested Water Separation in Modern Turbofan Engines“, in *Deutscher Luft- und Raumfahrtkongress 2014*, Augsburg, Deutschland, 2014.

- [58] T. Eisfeld und F. Joos, „Experimental Investigation of the Aerodynamic Performance of a Linear Axial Compressor Cascade With Water Droplet Loading“, in *Proceedings of ASME Turbo Expo 2010*, Glasgow, UK, 2010, pp. 343–353. DOI: 10.1115/GT2010-22831.
- [59] S. Geist, J. Harbeck und F. Joos, „Secondary Flow Measurements in a Compressor Cascade Using 3D LDA/PDA: Part A — Flow Topology and its Numerical Representation“, in *Proceedings of ASME Turbo Expo 2019*, Phoenix, Arizona, USA, 2019. DOI: 10.1115/GT2019-90123.
- [60] J. Harbeck, S. Geist und F. Joos, „Secondary Flow Measurements in a Compressor Cascade Using 3D LDA/PDA: Part B — Dispersed Phase Effects on Flow Topology“, in *Proceedings of ASME Turbo Expo 2019*, Phoenix, Arizona, USA, 2019. DOI: 10.1115/GT2019-90124.
- [61] J. Wang, Q. Zheng, L. Sun und M. Luo, „The Effective Positions to Inject Water Into the Cascade of Compressor“, in *Proceedings of ASME Turbo Expo 2012*, Kopenhagen, Dänemark, 2012, pp. 979–992. DOI: 10.1115/GT2012-69158.
- [62] M. Luo, Q. Zheng, L. Sun, Q. Deng, J. Chen, J. Wang und R. K. Bhargava, „On the Stability of Transonic Compressor With Wet Compression and Blade Tip Water Injection“, in *Proceedings of ASME Turbo Expo 2012*, Kopenhagen, Dänemark, 2012, pp. 961–977. DOI: 10.1115/GT2012-69133.
- [63] N. Neupert, J. C. Harbeck und F. Joos, „An Experimentally Derived Model to Predict the Water Film in a Compressor Cascade With Droplet Laden Flow“, *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, Jg. 141, Nr. 9, 092601 - pp. 1–10, 2019. DOI: 10.1115/1.4043690.
- [64] A. Seck und B. Weigand, „Numerical modelling of the transition from a closed wall film to discrete liquid rivulets“, in *29th European Conference on Liquid Atomization and Spray Systems 2019*, Paris, Frankreich, 2019.
- [65] N. Neupert, H. Gomma, F. Joos und B. Weigand, „Investigation and modeling of two phase flow through a compressor stage: Analysis of film breakup“, *European Journal of Mechanics - B/Fluids*, Jg. 61, pp. 279–288, 2017. DOI: 10.1016/j.euromechflu.2016.09.007.
- [66] T. Eisfeld, „Experimentelle Untersuchung der Aerodynamik einer mit Wassertropfen beladenen Luftströmung in einem ebenen Verdichtergitter“, Dissertation, Helmut-Schmidt-Universität, Hamburg, Deutschland, 2011.

- [67] E. Ulrichs und F. Joos, „Experimental Investigations of the Influence of Waterdroplets in Compressor Cascades“, in *Proceedings of ASME Turbo Expo 2006*, Barcelona, Spanien, 2006, pp. 221–230. DOI: 10.1115/GT2006-90411.
- [68] F. G. Hammitt, S. Krzeczowski und J. Krzyżanowski, „Liquid film and droplet stability consideration as applied to wet steam flow“, *Forschung im Ingenieurwesen*, Jg. 47, Nr. 1, pp. 1–14, 1981. DOI: 10.1007/BF02560457.
- [69] N. Neupert, B. Ober und F. Joos, „Experimental Investigation on Droplet Behavior in a Transonic Compressor Cascade“, *Journal of Turbomachinery*, Jg. 137, Nr. 3, 031009 - pp. 1–8, 2015. DOI: 10.1115/1.4028351.
- [70] T. Eisfeld und F. Joos, „Experimental Investigation of Two-Phase Flow Phenomena in Transonic Compressor Cascades“, in *Proceedings of ASME Turbo Expo 2009*, Orlando, Florida, USA, 2009, pp. 103–112. DOI: 10.1115/GT2009-59365.
- [71] A. Seck, H. Gomma und B. Weigand, „Improved modeling approach for the interaction between droplets and blades in a compressor cascade“, in *ISROMAC 2017*.
- [72] L. Liu, H. Zhang, J. Li, C. Yu, F. Lin und C. Nie, „Measurements and Visualization of Process From Steady State to Stall in an Axial Compressor With Water Ingestion“, in *Proceedings of ASME Turbo Expo 2013*, San Antonio, Texas, USA, 2013. DOI: 10.1115/GT2013-95352.
- [73] T. Nikolaidis, P. Pilidis, J. A. Teixeira und V. Pachidis, „Water Film Formation on an Axial Flow Compressor Rotor Blade“, in *Proceedings of ASME Turbo Expo 2008*, Berlin, Deutschland, 2008, pp. 79–87. DOI: 10.1115/GT2008-50137.
- [74] J. Williams, „Further Effects of Water Ingestion on Axial Flow Compressors and Aeroengines at Part Speed“, in *Proceedings of ASME Turbo Expo 2008*, Berlin, Deutschland, 2008, pp. 375–383. DOI: 10.1115/GT2008-50620.
- [75] J. C. Williams, „Water ingestion in jet engines“, Dissertation, University of Cambridge, Cambridge, UK, 2003.
- [76] T. Nikolaidis und P. Pilidis, „The effect of water ingestion on an axial flow compressor performance“, *Journal of Aerospace Engineering*, Jg. 228, Nr. 3, pp. 411–423, 2014. DOI: 10.1177/0954410012474421.
- [77] J. Williams und J. B. Young, „Movement of Deposited Water on Turbomachinery Rotor Blade Surfaces“, *Journal of Turbomachinery*, Jg. 129, Nr. 2, pp. 394–403, 2007. DOI: 10.1115/1.2437780.

- [78] K. Brun, L. E. Gonzalez und J. P. Platt, „Impact of Continuous Inlet Fogging and Overspray Operation on GE 5002 Gas Turbine Life and Performance“, in *Proceedings of ASME Turbo Expo 2008*, Berlin, Deutschland, 2008, pp. 545–554. DOI: 10.1115/GT2008-50207.
- [79] S. Jolly und S. Cloyd, „Performance Enhancement of GT 24 With Wet Compression“, in *Power-Gen International 2003*, Las Vegas, Nevada, USA, 2003, pp. 1–12.
- [80] K. Brun, R. Kurz und H. R. Simmons, „Aerodynamic Instability and Life Limiting Effects of Inlet and Interstage Water Injection Into Gas Turbines“, in *Proceedings of ASME Turbo Expo 2005*, Reno, Nevada, USA, 2005, pp. 237–245. DOI: 10.1115/GT2005-68007.
- [81] E. Munari, G. D’Elia, M. Morini, M. Pinelli und P. R. Spina, „Stall and Surge in Wet Compression: Test Rig Development and Experimental Results“, *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, Jg. 141, Nr. 7, 071008 - pp. 1–12, 2019. DOI: 10.1115/1.4042474.
- [82] M. Rein, *Einführung in die Strömungsmechanik*, 1. Auflage. Göttingen: Göttingen University Press, 2020, ISBN: 978-3-86395-480-2.
- [83] G. Rudinger, *Fundamentals of Gas Particle Flow*, 1. Auflage. Burlington: Elsevier Science, 2012, 157 S., ISBN: 9780444418531.
- [84] L. Schiller und A. Naumann, „Über die grundlegenden Berechnungen bei der Schwerkraftaufbereitung“, *Zeitschrift des Vereines für Ingenieure*, Nr. 77, pp. 318–320, 1933.
- [85] R. Schmehl, „Tropfendeformation und Nachzerfall bei der technischen Gemischaufbereitung“, Dissertation, Universität Karlsruhe, Karlsruhe, Deutschland, 2003.
- [86] C. T. Crowe, J. D. Schwarzkopf, M. Sommerfeld und Y. Tsuji, *Multiphase flows with droplets and particles*, 2. Auflage. Boca Raton, Fla.: CRC Press Taylor & Francis Group, 2012, ISBN: 978-1-4398-4051-1.
- [87] M. D. Mikhailov und A. P. Freire, „The drag coefficient of a sphere: An approximation using Shanks transform“, *Powder Technology*, Jg. 237, pp. 432–435, 2013. DOI: 10.1016/j.powtec.2012.12.033.
- [88] D. Gross, W. Hauger, J. Schröder und W. A. Wall, *Technische Mechanik 3*, 12. Auflage. Berlin, Heidelberg: Springer, 2012. DOI: 10.1007/978-3-642-29529-4.

- [89] N. Neupert, „Experimentelle Untersuchung einer tropfenbeladenen Strömung in einer ebenen Verdichter-kaskade“, Dissertation, Helmut-Schmidt-Universität, Hamburg, Deutschland, 2017.
- [90] J. B. McLaughlin, „Inertial migration of a small sphere in linear shear flows“, *Journal of Fluid Mechanics*, Jg. 224, pp. 261–274, 1991. DOI: 10.1017/S0022112091001751.
- [91] *VDI-Wärmeatlas*, 11. Auflage. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2013. DOI: 10.1007/978-3-642-19981-3.
- [92] N. Ashgriz, *Handbook of Atomization and Sprays*, 1. Auflage. Boston, MA, USA: Springer US, 2011, 935 S.
- [93] L.-P. Hsiang und G. M. Faeth, „Drop deformation and breakup due to shock wave and steady disturbances“, *International Journal of Multiphase Flow*, Jg. 21, Nr. 4, pp. 545–560, 1995. DOI: 10.1016/0301-9322(94)00095-2.
- [94] M. Pilch und C. A. Erdman, „Use of breakup time data and velocity history data to predict the maximum size of stable fragments for acceleration-induced breakup of a liquid drop“, *International Journal of Multiphase Flow*, Jg. 13, Nr. 6, pp. 741–757, 1987. DOI: 10.1016/0301-9322(87)90063-2.
- [95] R. Di Felice, „The voidage function for fluid-particle interaction systems“, *International Journal of Multiphase Flow*, Jg. 20, Nr. 1, pp. 153–159, 1994. DOI: 10.1016/0301-9322(94)90011-6.
- [96] S. Clauss, J. P. Schnitzler, B. Barabas, P. S. Nagabhushan, F. K. Benra und H. J. Dohmen, „Test Rig Design to Explore Water Droplet Behavior in a Four Stage Axial Compressor“, in *Proceedings of ASME International Mechanical Engineering Congress and Exposition 2013*, San Diego, California, USA, 2013. DOI: 10.1115/IMECE2013-63429.
- [97] U. Koeller, R. Moenig, B. Kuesters und H.-A. Schreiber, „Development of Advanced Compressor Airfoils for Heavy-Duty Gas Turbines— Part I: Design and Optimization“, *Journal of Turbomachinery*, Jg. 122, Nr. 3, pp. 397–405, 2000. DOI: 10.1115/1.1302296.
- [98] F. Durst und Y. Han, „Doppelstrahlsprays zur Verbesserung von Hochdruck-Dieselinjektorsystemen“, *Mechanical Engineering*, Jg. 76, pp. 74–79, 2015. DOI: 10.1007/s35146-015-0070-4.
- [99] H.-E. Albrecht, N. Damaschke, M. Borys und C. Tropea, *Laser doppler and phase doppler measurement techniques*, 1. Auflage, Ser. Engineering online library. Berlin und Heidelberg: Springer, 2003, 738 S., ISBN: 978-3-540-67838-0.

-
- [100] B. Ruck, *Lasermethoden in der Strömungsmesstechnik*. Stuttgart: AT-Fachverlag GmbH, 1990, 414 S., ISBN: 3921681014.
- [101] F. Durst, A. Melling und J. H. Whitelaw, *Theorie und Praxis der Laser-Doppler-Anemometrie*. Karlsruhe: Verlag G. Braun, 1987, 582 S., ISBN: 978-3-7650-2022-3.
- [102] T. Doerr, S. Schuster und D. Brillert, „PDA Laser Measurements of Droplet-Laden Flows in a Four-Stage Axial Compressor“, *Journal of Turbomachinery*, Jg. 145, Nr. 2, 021013 - pp. 1–11, 2023. DOI: 10.1115/1.4055767.
- [103] T. Einfeld und F. Joos, „New boundary layer treatment methods for compressor cascades“, in *EUROTURBO 8*, Graz, Österreich, 2009, pp. 879–889.
- [104] ANSYS Inc., *Ansys CFX*, Version 18. Canonsburg, Pennsylvania, USA, 2016.
- [105] The MathWorks Inc., *MATLAB*, Version 9.11.0.1769968 (R2021b), Natick, Massachusetts, USA, 2022.
- [106] G. Gyarmathy, „Grundlagen einer Theorie der Nassdampfturbine“, Dissertation, ETH Zürich, Zürich, Schweiz, 1962.
- [107] J. B. Young und K. K. Yau, „The Inertial Deposition of Fog Droplets on Steam Turbine Blades“, *Journal of Turbomachinery*, Jg. 110, Nr. 2, pp. 155–162, 1988. DOI: 10.1115/1.3262175.