

Masterarbeit

Design und Charakterisierung von Koaxial-Swirl-Injektoren für die  
Anwendung in einem drosselbaren Lachgas-Ethanol-Triebwerk

von  
vom Schemm, Moritz Till  
Matrikelnummer: 356972

Diese Arbeit wurde vorgelegt am  
Institut für Strahlantriebe und Turbomaschinen

Fakultät für Maschinenwesen der  
RWTH Aachen University

Prüfer: Univ.-Prof. Dr.-Ing. Jan Christian Deeken  
Betreuer: Philipp Jan Teuffel, M. Sc.

Aachen, 30. März 2024



# Danksagung

Zunächst möchte ich Herrn Prof. Deeken, Christoph Kirchberger und Marius Wilhelm danken, die es mir ermöglicht haben, diese Arbeit beim DLR in Lampoldshausen zu schreiben. Außerdem möchte ich mich für die ausgezeichnete Betreuung der Arbeit bei Philipp Teuffel bedanken, der mir bei Fragen und Problemen immer mit Rat und Tat zur Seite stand.

Mein Dank gilt auch meinen Arbeitskollegen und den übrigen Studierenden am Prüfstandskomplex M11 für die Unterstützung bei jeglichen Anliegen und Schwierigkeiten. Durch das angenehme Arbeitsklima habe ich mich in meiner Zeit am M11 sehr wohlgefühlt. Mein besonderer Dank gilt Moritz Schütz, der mit mir viele Stunden im „Moritzorium“ verbrachte und immer für eine Ablenkung von der manchmal frustrierenden Arbeit zu haben war.

Des Weiteren bedanke ich mich beim Space Team Aachen, durch das diese Arbeit überhaupt zu Stande kommen konnte. In der Zeit beim Space Team habe ich sehr viel Wissen und Erfahrung sammeln dürfen. Ich wurde immer wieder herausgefordert und bin an meinen Aufgaben gewachsen.

Abschließend möchte ich mich bei meinen Eltern bedanken, die mich über acht Jahre Studium immer unterstützt und nie an mir gezweifelt haben.



# Kurzfassung

In der vorliegenden Arbeit wird die Auslegung und Untersuchung von Injektoren für ein regenerativ gekühltes Lachgas-Ethanol-Triebwerk behandelt, das für den Einsatz in einem vertikal startenden und landenden Hopper-Demonstrator des Space Team Aachen entwickelt wird. Eine wesentliche Anforderung an das Triebwerk ist eine Drosselung von 3 zu 1, was eine effiziente und stabile Verbrennung über einen breiten Bereich von Treibstoffmassenströmen erfordert.

Im Rahmen einer Vorauslegung wurden die benötigten Treibstoffmassenströme, der durch die regenerative Kühlung abzuführende Wärmestrom und die sich daraus ergebenden Einspritzzustände über den gesamten Drosselbereich des Triebwerks abgeschätzt. Während das Lachgas in den Kühlkanälen überkritisch vorliegt und anschließend gasförmig eingespritzt wird, erreicht das Ethanol den Injektor flüssig.

Basierend auf diesen Randbedingungen wurde ein Koaxial-Swirl-Injektor für das Triebwerk ausgewählt, der eine ausreichende Drosselbarkeit, sehr gutes Zerstäubungsverhalten und einen moderaten Entwicklungsaufwand bietet. Für die Zerstäubung eines flüssigen Brennstoffs mit einem gasförmigen Oxidator bietet sich ein gaszentrierter Koaxial-Swirl-Injektor (GCSC) an, der den direkten Kontakt des Oxidators mit der Brennkammerwand verhindert. Aufgrund der vergleichsweise geringen Reaktivität von Lachgas könnte auch ein flüssigzentrierter Injektor (LCSC) eingesetzt werden.

In einer Parameterstudie wurde der Einfluss der Ringspaltbreite, der Recess-Länge und der Art der Einlässe auf das Sprühbild und die Zerstäubung des GCSC-Injektors in verschiedenen Betriebspunkten untersucht. Die Tests umfassten vier Testreihen von Versprühversuchen mit Wasser und Stickstoff als Ersatzmedien. Zudem wurde ein LCSC-Injektor entwickelt und getestet, der aufgrund einer sehr feinen Zerstäubung als Referenz dient.

Atmosphärische Tests zeigten, dass die Zerstäubung der GCSC-Injektoren stark betriebspunktabhängig ist und bei großen Impulsstromverhältnissen zu Instabilitäten neigt. Dabei wurden vier verschiedene Zerstäubungsregime identifiziert. Der LCSC-Injektor wies insgesamt eine stabilere und feinere Zerstäubung auf, was auf einen verbesserten Impulsaustausch zwischen Gasströmung und Flüssigkeitsfilm zurückzuführen ist. In Tests mit erhöhtem Umgebungsdruck zeigte der LCSC-Injektor keine nennenswerte Veränderung des Sprays. Für den GCSC-Injektor hingegen wurde eine deutliche Verbesserung der Zerstäubung und eine Dämpfung der Instabilitäten durch den erhöhten Druck beobachtet.

Anhand der Versuche wurden ein LCSC- und ein GCSC-Injektor identifiziert, die für die Anwendung im Triebwerk geeignet sind. Der LCSC-Injektor bietet eine sehr gute Zerstäubung in allen betrachteten Betriebspunkten. Hinsichtlich der Injektor-Wandkompatibilität bietet der GCSC-Injektor Vorteile. Im nächsten Entwicklungsschritt sollten beide Injektoren in Heißgastests im Hinblick auf Verbrennungseffizienz, Wandkompatibilität und Stabilitätsverhalten verglichen werden.



# Abstract

In this thesis the design and testing of injectors for a regeneratively cooled nitrous oxide-ethanol engine, which is being developed for use in a vertical take-off and landing hopper demonstrator of Space Team Aachen is covered. A key requirement for the engine is a throttling ratio of 3 to 1, which requires efficient and stable combustion over a wide range of propellant mass flows.

As part of a preliminary design, the required fuel mass flow rates, the heat flow rate to be dissipated by the regenerative cooling and the resulting injection conditions over the entire throttle range of the engine were estimated. While the nitrous oxide is supercritical in the cooling channels and then injected in gaseous form, the ethanol reaches the injector in liquid form.

Based on these boundary conditions, a coaxial swirl injector was selected for the engine, which offers sufficient throttling capability, very good atomization behavior and moderate development effort. A gas-centered coaxial swirl injector (GCSC), which prevents direct contact between the oxidizer and the combustion chamber wall, is typically used for atomizing a liquid fuel with a gaseous oxidizer. As nitrous oxide is a comparatively less aggressive oxidizer, a liquid-centered coaxial swirl injector (LCSC) could also be used. In a parameter study, the influence of the annular gap width, recess length and the type of inlets on the spray pattern and atomization of the GCSC injector was investigated at various operating points. The tests comprised four test series of cold flow tests with water and nitrogen as simulants. In addition, a LCSC injector was developed and tested, which serves as a reference due to its very fine atomisation.

Atmospheric tests showed that the atomization of the GCSC injectors is highly dependent on the operating point and tends to be unstable at high momentum flux ratios. Four different atomization regimes were identified. The LCSC injector exhibited a finer and more stable atomization overall, which can be attributed to an improved momentum exchange between the gas flow and the liquid film. In tests with increased ambient pressure, the LCSC injector showed no significant change of its spray. For the GCSC injector, on the other hand, a significant improvement in atomization and attenuation of instabilities due to the increased pressure was observed.

Based on the tests, a LCSC and a GCSC injector were identified that are suitable for use in the engine. The LCSC injector offers very good atomization at all operating points tested. In terms of injector wall compatibility, however, the GCSC injector offers advantages. In the next development step, both injectors should be compared in hot fire tests with regard to their combustion efficiency, their wall compatibility and their stability behavior.





# Inhaltsverzeichnis

<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>xii</b>
<b>Tabellenverzeichnis</b>	<b>xiii</b>
<b>Symbolverzeichnis</b>	<b>xv</b>
<b>1. Einleitung</b>	<b>1</b>
1.1. Motivation . . . . .	1
1.2. Ziele der Arbeit . . . . .	3
1.3. Aufbau der Arbeit . . . . .	3
<b>2. Grundlagen</b>	<b>5</b>
2.1. Grundlagen der Triebwerksvorauslegung . . . . .	5
2.1.1. Gasdynamik . . . . .	5
2.1.2. Chemisches Gleichgewicht in Raketenbrennkammern . . . . .	9
2.1.3. Wärmeübergangskoeffizient nach Bartz . . . . .	10
2.2. Treibstoffaufbereitung . . . . .	11
2.3. Zerfallsmechanismen . . . . .	12
2.3.1. Strahlzerfall . . . . .	15
2.3.2. Filmzerfall . . . . .	18
2.3.3. Tropfenzerfall . . . . .	20
2.4. Injektortypen . . . . .	23
2.4.1. Showerhead-Injektoren . . . . .	23
2.4.2. Prallinjektoren . . . . .	23
2.4.3. Koaxialinjektoren . . . . .	25
2.4.4. Swirl-Injektoren . . . . .	26
2.4.5. Pintle-Injektoren . . . . .	28
2.4.6. Poröse Injektoren . . . . .	30
<b>3. Triebwerksvorauslegung</b>	<b>31</b>
3.1. Bestimmung der Treibstoffmassenströme . . . . .	31
3.2. Bestimmung der Triebwerkskontur . . . . .	33
3.3. Abschätzung der Einspritzzustände . . . . .	35
3.4. Auswahl des Injektortyps . . . . .	38
<b>4. Stand der Technik</b>	<b>39</b>
4.1. Simplex-Swirl-Injektoren . . . . .	39
4.1.1. Geschlossene Bauweise . . . . .	40
4.1.2. Offene Bauweise . . . . .	44
4.1.3. Swirl-Einsatz . . . . .	46
4.1.4. Entwurfsverfahren . . . . .	46
4.2. Koaxial-Swirl-Injektoren . . . . .	47
4.2.1. GCSC-Injektoren . . . . .	47

4.2.2. LCSC-Injektoren . . . . .	52
4.3. Lachgas-Ethanol-Triebwerke . . . . .	55
<b>5. Injektorauslegung</b>	<b>57</b>
5.1. Gaszentrierter Koaxial-Swirl-Injektor . . . . .	57
5.2. Flüssigzentrierter Koaxial-Swirl-Injektor . . . . .	60
<b>6. Experimenteller Aufbau</b>	<b>65</b>
6.1. Prüfstand . . . . .	65
6.2. Auswertungsmethoden . . . . .	68
6.3. Fehlerbetrachtung . . . . .	69
6.4. Versuchsmatrix . . . . .	70
<b>7. Ergebnisse</b>	<b>73</b>
7.1. Erste Testreihe: Einfluss von Spaltbreite und Recess-Länge . . . . .	73
7.1.1. Sprühversuche ohne Gasströmung . . . . .	75
7.1.2. Sprühversuche mit Gasströmung . . . . .	79
7.1.3. Fazit der ersten Testreihe . . . . .	81
7.2. Zweite Testreihe: Einfluss des Impulsstromverhältnisses . . . . .	82
7.2.1. GCSC-Injektoren . . . . .	85
7.2.2. LCSC-Injektor . . . . .	91
7.3. Dritte Testreihe: Einfluss des Wassermassenstroms . . . . .	93
7.3.1. GCSC T3_LD20_t05 . . . . .	96
7.3.2. LCSC T3 . . . . .	99
7.4. Versprühkammertests bei Gegendruck . . . . .	101
7.5. Fazit der Versprühversuche . . . . .	106
<b>8. Zusammenfassung</b>	<b>109</b>
<b>9. Ausblick</b>	<b>111</b>
<b>Literatur</b>	<b>122</b>
<b>A. Anhang</b>	<b>123</b>
A.1. Vorversuche . . . . .	123
A.2. Vergleich der Versuche mit Korrelationen aus der Literatur . . . . .	125
A.2.1. SMD . . . . .	125
A.2.2. Spraywinkel . . . . .	125

# Abbildungsverzeichnis

1.1.	Parallele Landung zweier Falcon-Heavy-Booster [91] . . . . .	1
2.1.	Aufbau eines Raketentriebwerks übersetzt aus [95] . . . . .	5
2.2.	Verlauf der dimensionslosen Zustandsgrößen und der Mach-Zahl entlang der oben dargestellten Düsenkontur . . . . .	9
2.3.	Primär- und Sekundärzerstäubung eines Flüssigkeitsstrahls nach [68] . . . .	13
2.4.	Klassifizierung der Zerfallsarten eines Flüssigkeitsstrahls nach [79] . . . . .	15
2.5.	Kelvin-Helmholtz-Instabilität, die sich aus einer wellenförmigen Störung mit Wellenlänge $\lambda$ an der Grenzfläche zwischen zwei Fluiden entwickelt nach [35] . . . . .	16
2.6.	Zerfall eines Flüssigkeitsstrahls durch a) achsensymmetrische Wellen b) asymmetrische Wellen c) aerodynamische Kräfte nach [11] . . . . .	17
2.7.	Membran-Zerfall (links) und Faser-Zerfall (rechts) aus [55] . . . . .	17
2.8.	Zerfallsregime eines Flüssigkeitsstrahls in einer ringförmigen, koaxialen Gasströmung nach [55] . . . . .	18
2.9.	Zerfall eines durch Zusammenstoß zweier Strahlen erzeugten Films: a) symmetrische Wellen b) asymmetrische Wellen c) Zerstäubung nach [11] . . . . .	19
2.10.	Zerfall eines konischen Films: a) Perforationszerfall b) Wellenzerfall c) Zerstäubung nach [11] . . . . .	20
2.11.	Tropfenzerfall: a) Schwingungszerfall b) Taschenzerfall c) Multimode-Zerfall d) Filmablösen e) Katastrophaler Zerfall nach [38] . . . . .	22
2.12.	Zerstäubung durch Prallinjektion aus [67] . . . . .	25
2.13.	Bauformen von Simplex-Swirl-Injektoren nach [17]: a) geschlossen mit Einsatz, b) geschlossen mit Tangentialeinlässen c) offen mit Tangentialeinlässen; 1: Tangentialeinlass, 2: Swirleinsatz, 3: Stromlinie . . . . .	26
2.14.	Stadien der Spray-Entwicklung mit steigendem Einspritzdruck der Flüssigkeit nach [58] . . . . .	27
2.15.	Zerfallsmechanismen des a) LCSC- und b) GCSC-Injektors nach [44] . . . . .	28
2.16.	Schnittansicht eines Pintle-Injektors nach [43] . . . . .	29
2.17.	Strömungsfeld in einer Brennkammer mit Pintle-Injektor (links) und einer Brennkammer mit anderen Injektortypen (rechts) aus [67] . . . . .	29
3.1.	Dichte und Dampfdruck von Lachgas in Abhängigkeit von der Temperatur	32
3.2.	Char. Geschwindigkeit und idealer spez. Impuls des Triebwerks in Abhängigkeit vom Mischungsverhältnis ( $\epsilon = 7,82$ , $p_c = 50$ bar, eingefrorener Zustand ab Düsenhals) . . . . .	33
3.3.	Kontur des Triebwerks . . . . .	34
3.4.	Wärmebilanz eines Brennkammerabschnitts . . . . .	35
3.5.	Schematischer Aufbau der regenerativen Kühlung . . . . .	36
3.6.	Temperatur und Dichte des Lachgases und des 80/20-Ethanol-Wasser-Gemischs in den Kühlkanälen . . . . .	36

3.7.	Zustände des Brennstoffs vor und nach der Einspritzung im Phasendiagramm über den gesamten Schubbereich . . . . .	37
3.8.	Zustände des Oxidators vor und nach der Einspritzung im Phasendiagramm über den gesamten Schubbereich . . . . .	37
4.1.	Einflussgrößen der Swirl-Zahl für tangentiale Einlässe (links) und für einen Swirl-Einsatz (rechts) . . . . .	39
4.2.	Abhängigkeit des Durchflusskoeffizienten von der Swirl-Zahl nach dem Prinzip des maximalen Durchflusses . . . . .	41
4.3.	Verschiedene Regime des Filmzerfalls bei Erhöhung des Gasmassenstroms aus [85]: a) Wellenzerfall b) Perforationszerfall c) Segmentzerfall d) Pulsation	48
4.4.	Vollständiger Zyklus eines Pulses mit großer Amplitude während der aperiodischen Pulsationsphase im Zeitintervall 2 ms aus [85] . . . . .	48
4.5.	Bildung von Fluktuationen mit kleiner Amplitude im Stadium der aperiodischen Pulsation aus [85] . . . . .	48
4.6.	Schematische Darstellung der Flüssigkeits-Gas-Wechselwirkung bei GCSC-Injektoren für unterschiedliche Lippendicken nach [85] . . . . .	49
4.7.	Entwicklung des Spraywinkels $\alpha$ in Abhängigkeit vom Impulsverhältnis $J$ bei festen axialen Flüssigkeitgeschwindigkeiten $v_{f,ax}$ , $l_R/d_g = 1,5$ aus [48] .	51
4.8.	Strömungsmuster im LCSC-Injektor nach [8] . . . . .	53
4.9.	Spray eines LCSC-Injektors unter Pulsationsbedingungen aus [12] . . . . .	54
4.10.	Vergleich zwischen $N_2O$ /Ethanol und anderen typischen Treibstoffkombinationen in Anwendung oder Entwicklung, übersetzt aus [99] . . . . .	56
5.1.	Geometrische Größen eines GCSC-Injektors . . . . .	57
5.2.	Schnittansicht eines mit der beschriebenen Methode ausgelegten GCSC-Injektors, $K_R = 1,5$ . . . . .	58
5.3.	Impulsstrom- und Geschwindigkeitsverhältnis der GCSC-Injektoren des Maxwell-Triebwerks in Abhängigkeit vom Brennkammerdruck bei Drosselung des Schubs . . . . .	60
5.4.	Geometrische Größen eines LCSC-Injektors mit geschlossenem Swirl-Element	61
5.5.	Schnittansicht eines mit der beschriebenen Methode ausgelegten LCSC-Injektors . . . . .	62
5.6.	Impulsstrom- und Geschwindigkeitsverhältnis der LCSC-Injektoren des Maxwell-Triebwerks in Abhängigkeit vom Brennkammerdruck bei Drosselung des Schubs . . . . .	63
6.1.	Fließschema des Cold-Flow-Prüfstands mit atmosphärischer Testposition (links) und Versprühkammer (rechts) nach [94] . . . . .	65
6.2.	Messprozess des <i>Spraytec</i> -Lasermesssystems aus [61] . . . . .	66
6.3.	Streuung einer parallelen Lichtquelle durch Tropfen unterschiedlicher Größen auf eine Fokussierlinse und ein Detektorarray aus [61] . . . . .	67
6.4.	Prüfstand mit Hochgeschwindigkeitskamera an atmosphärischer Testposition (links) und <i>Spraytec</i> -Messsystem an Versprühkammer (rechts) . . . .	67
6.5.	Messdaten eines Versprühversuches mit ausgewertetem Messzeitraum in grün	68
6.6.	Konturerkennung mit Abbruchlänge (links), bestimmter oberer und unterer Spraywinkel (rechts) aus [63] . . . . .	69

---

6.7. Vergleich der Stoffeigenschaften von Lachgas bei Einspritzbedingungen (552 K) mit denen von Stickstoff im Kaltgasversuch (293 K) . . . . .	71
6.8. GCSC-Injektor mit eingeklebten 6 mm Rohren . . . . .	72
6.9. Fluidzuläufe und helixförmige Einlässe ( $d_{\text{ein}} = 0,88$ mm) . . . . .	72
7.1. Halbschnitt der in der ersten Testreihe untersuchten GCSC-Injektoren mit helixförmigen Einlässen . . . . .	73
7.2. Gemessene Wasser- und Stickstoffmassenströme aller GCSC-Injektoren der ersten Testreihe und theoretische Massenströme über den Druckverlust . .	74
7.3. Durchflusskoeffizient des Swirl-Elements der Injektoren der ersten Testreihe über den Wasserdruckverlust . . . . .	75
7.4. Schattenaufnahmen der Sprays der Injektoren der ersten Testreihe ohne Gasströmung . . . . .	76
7.5. Oberer und unterer Spraywinkel der Injektoren der ersten Testreihe über den Wasserdruckverlust mit Korrelation des Spraywinkels nach Fu et al. [29]	77
7.6. Zerfallslänge der Injektoren der ersten Testreihe ohne Gasströmung über den Wasserdruckverlust . . . . .	78
7.7. Sauterdurchmesser der Sprays der ersten Testreihe ohne Gasströmung im Abstand von 10 cm über den Wasserdruckverlust . . . . .	78
7.8. Schattenaufnahmen der Sprays der Injektoren der ersten Testreihe mit Gasströmung . . . . .	80
7.9. Sauterdurchmesser der Sprays der ersten Testreihe mit Gasströmung im Abstand von 10 cm über das Impulsstromverhältnis . . . . .	81
7.10. Halbschnitt der in der zweiten Testreihe untersuchten Injektoren . . . . .	82
7.11. Schattenaufnahmen der Sprays der Injektoren der zweiten Testreihe . . . .	83
7.12. Schattenaufnahmen der Sprays der Injektoren der zweiten Testreihe . . . .	84
7.13. Unterer Spraywinkel der GCSC-Injektoren der zweiten Testreihe über das Impulsstromverhältnis . . . . .	85
7.14. Oberer Spraywinkel der GCSC-Injektoren der zweiten Testreihe über das Impulsstromverhältnis . . . . .	86
7.15. Standardabweichung des unteren Spraywinkels der GCSC-Injektoren der zweiten Testreihe über das Impulsstromverhältnis . . . . .	86
7.16. Sauterdurchmesser der Sprays der GCSC-Injektoren der zweiten Testreihe im Abstand von 10 cm über das Impulsstromverhältnis . . . . .	87
7.17. Standardabweichung des Sauterdurchmessers der Sprays der GCSC-Injektoren der zweiten Testreihe über das Impulsstromverhältnis . . . . .	88
7.18. Tropfengrößenverteilung von GCSC T3_LD20_t05 und GCSC H3_LD15_t05 bei drei verschiedenen Impulsstromverhältnissen . . . . .	89
7.19. Oberer und unterer Spraywinkel sowie Sauterdurchmesser des Sprays von LCSC T3 über das Impulsstromverhältnis . . . . .	91
7.20. Tropfengrößenverteilung von LCSC T3 bei zwei verschiedenen Impulsstromverhältnissen . . . . .	92
7.21. Halbschnitt der in der dritten Testreihe untersuchten Injektoren . . . . .	93
7.22. Schattenaufnahmen der Sprays von GCSC T3_LD20_t05 und LCSC T3 bei drei verschiedenen Wassermassenströmen . . . . .	94
7.23. Schattenaufnahmen der Sprays von GCSC T3_LD20_t05 und LCSC T3 bei drei verschiedenen Wassermassenströmen . . . . .	95

7.24. Oberer und unterer Spraywinkel von GCSC T3_LD20_t05 bei drei Wassermassenströmen über das Impulsstromverhältnis . . . . .	97
7.25. Sauterdurchmesser der Sprays von GCSC T3_LD20_t05 bei drei Wassermassenströmen im Abstand von 10 cm über das Impulsstromverhältnis . . . . .	98
7.26. Standardabweichung des Sauterdurchmessers der Sprays von GCSC T3_LD20_t05 bei drei Wassermassenströmen über das Impulsstromverhältnis . . . . .	98
7.27. Oberer und unterer Spraywinkel von LCSC T3 bei drei Wassermassenströmen über das Impulsstromverhältnis . . . . .	100
7.28. Sauterdurchmesser der Sprays von LCSC T3 bei drei Wassermassenströmen im Abstand von 10 cm über das Impulsstromverhältnis . . . . .	100
7.29. Schattenaufnahme des Sprays von LCSC T3 bei 16,7 bar Kammerdruck . . . . .	101
7.30. Schattenaufnahmen der Sprays von GCSC T3_LD20_t05 und LCSC T4 bei zwei Betriebspunkten und Variation des Impulsstromverhältnisses . . . . .	103
7.31. Schattenaufnahmen der Sprays von GCSC T3_LD20_t05 und LCSC T4 bei zwei Betriebspunkten und Variation des Impulsstromverhältnisses . . . . .	104
7.32. Oberer und unterer Spraywinkel von GCSC T3_LD20_t05 bei zwei Betriebspunkten über das Impulsstromverhältnis . . . . .	105
7.33. Oberer und unterer Spraywinkel von LCSC T45 bei zwei Betriebspunkten über das Impulsstromverhältnis . . . . .	106
A.1. Gemessene Wasser- und Stickstoffmassenströme der ersten Injektorgeneration und theoretische Massenströme über den Druckverlust . . . . .	123
A.2. Spray eines GCSC-Injektors mit $K_R = 0,75$ . . . . .	124
A.3. Spraywinkel des geschlossenen Swirl-Elements der LCSC-Injektoren über den Druckverlust . . . . .	124
A.4. Mittlerer Sauterdurchmesser von GCSC T3_LD20_t05 ohne Gasströmung über den Druckverlust verglichen mit diversen Korrelationen . . . . .	125
A.5. Mittlerer Sauterdurchmesser von LCSC T3 ohne Gasströmung über den Druckverlust verglichen mit diversen Korrelationen . . . . .	126
A.6. Oberer und unterer Spraywinkel von GCSC T3_LD20_t05 über das Impulsstromverhältnis verglichen mit der Korrelation von Im et al. [44] . . . . .	126
A.7. Oberer und unterer Spraywinkel von LCSC T3 über das Impulsstromverhältnis verglichen mit der Korrelation von Im et al. [44] . . . . .	127

# Tabellenverzeichnis

2.1.	Zerfallsbereiche newtonscher Tropfen bei $Oh_f < 0,1$ aus [38] . . . . .	21
2.2.	Übersicht typischer Injektoren aus [16] . . . . .	24
3.1.	Ein- und Ausgangsgrößen für die Bestimmung der Treibstoffmassenströme	32
3.2.	Ein- und Ausgangsgrößen für die Bestimmung der Triebwerkskontur . . . .	34
5.1.	Ein- und Ausgangsgrößen der GCSC-Auslegungsmethode mit Werten des betrachteten Anwendungsfalls . . . . .	58
5.2.	Ein- und Ausgangsgrößen der LCSC-Auslegungsmethode mit Werten des betrachteten Anwendungsfalls . . . . .	61
6.1.	Messabweichungen der Sensoren im Cold-Flow-Prüfstand [22, 81, 82, 86, 97]	69
6.2.	Vergleich der Stoffeigenschaften des Ethanol-Wasser-Gemischs bei Einspritzbedingungen mit denen von Wasser im Kaltgasversuch (*interpoliert zwischen Wasser und Ethanol) . . . . .	70
6.3.	Variierte Testparameter in der GCSC-Parameterstudie . . . . .	72
7.1.	Übersicht der abgefahrenen Massenströme aus Testreihe 2 . . . . .	83
7.2.	Übersicht der abgefahrenen Massenströme aus Testreihe 3 . . . . .	93
7.3.	Übersicht der abgefahrenen Massenströme der Druckkammertests . . . . .	102
7.4.	Grenzen des Zerstäubungsregimes des mitgerissenen Sprays für GCSC T3_LD20_t05 bei atmosphärischen Bedingungen . . . . .	107





# Symbolverzeichnis

## Lateinische Formelzeichen

Zeichen	Bedeutung	Einheit
$a$	Schallgeschwindigkeit	m/s
$A$	Fläche	m <sup>2</sup>
$c^*$	charakteristische Geschwindigkeit	m/s
$c_p$	spezifische isobare Wärmekapazität	J/(kg K)
$C$	Injektorkonstante	-
$C_D$	Durchflusskoeffizient	-
$C_{Wid}$	Widerstandsbeiwert	-
$d$	Durchmesser	m
$F$	Kraft	N
$g$	Erdbeschleunigung	m/s <sup>2</sup>
$G$	Geschwindigkeitsverhältnis	-
$h$	Wärmeübergangskoeffizient	W/(m <sup>2</sup> K)
$I_{sp}$	spezifischer Impuls	s
$J$	Impulsstromverhältnis	-
$K$	Kontraktionsverhältnis	-
$K_D$	Dichteverhältnis	-
$K_R$	Recess-Verhältnis	-
$K_V$	Viskositätsverhältnis	-
$l$	Länge	m
$l^*$	charakteristische Brennkammerlänge	m
$La$	Laplace-Zahl	-
$\dot{m}$	Massenstrom	kg/s
$M$	molare Masse	g/mol
$Ma$	Mach-Zahl	-
$n$	Anzahl	-
$N_S$	Swirl-Zahl	-
$Oh$	Ohnesorge-Zahl	-
$p$	Druck	Pa
$p_v$	Dampfdruck	Pa
$\Delta p$	Druckverlust	Pa
$Pr$	Prandtl-Zahl	-
$\dot{Q}$	Wärmestrom	W
$r$	Radius	m
$R$	universelle Gaskonstante	J/(mol K)
$Re$	Reynolds-Zahl	-
$ROF$	Mischungsverhältnis	-

SMD	mittlerer Sauterdurchmesser	m
$s$	Standardabweichung	-
$t$	Dicke	m
$T$	Temperatur	K
$U$	innere Energie	J
$v$	Geschwindigkeit	m/s
$V$	Volumen	m <sup>3</sup>
$V_H$	Volumenhäufigkeit	%
$V_K$	kumuliertes Volumen	%
We	Weber-Zahl	-
$x$	x-Koordinate	m
$X$	dimensionslose Gaskernfläche	-
$y$	y-Koordinate	m
$Z$	Realgasfaktor	-

## Griechische Formelzeichen

Zeichen	Bedeutung	Einheit
$\alpha$	Spraywinkel	°
$\beta$	Öffnungskoeffizient	-
$\gamma$	Isentropenexponent	-
$\epsilon$	Expansionsverhältnis	-
$\eta$	Wirkungsgrad	-
$\theta$	Winkel	°
$\lambda$	Wellenlänge	-
$\mu$	dynamische Viskosität	Pa s
$\nu$	kinematische Viskosität	m <sup>2</sup> /s
$\xi$	dimensionsloser Grenzschichtfaktor	-
$\rho$	Dichte	kg/m <sup>3</sup>
$\sigma$	Oberflächenspannung	N/m
$\tau$	Zeit	s
$\phi$	Recess-Winkel	°
$\Phi$	Rupe-Faktor	-
$\varphi$	Füllungsgrad	-
$\omega$	Temperaturrexponent	-

---

## Indizes

<b>Zeichen</b>	<b>Bedeutung</b>
0	Ruhezustand
a	Atmosphäre
ab	Ablösung
aus	Austritt
ax	axial
b	Brennstoff
Bl	Blende
c	Brennkammer
div	divergent
DK	Druckkammer
e	Düsenaustritt
ein	Einlass
El	Element
Eth/W	Ethanol/Wasser
f	Flüssigkeit
Film	Flüssigkeitsfilm
g	Gas
ges	gesamt
GK	Gaskern
id	ideal
inj	Injektor
konv	konvergent
krit	kritisch
K	Kühlstrom
L	Lippe
min	minimal
o	oben
opt	optimal
ox	Oxidator
Obfl	Oberfläche
rel	relativ
R	Recess
S	Spalt
SA	Swirl-Arm
SK	Swirl-Kammer
t	Düsenhals
T	Tropfen
u	unten
w	Wand
W	Wasser
Wid	Widerstand
Z	Zerfall

## Abkürzungen

<b>Zeichen</b>	<b>Bedeutung</b>
CEA	Chemical Equilibrium with Applications
CNES	Centre national d'études spatiales
DLR	Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt
ESA	European Space Agency
GCSC	Gas-Centered Swirl Coaxial
IST	Institut für Strahlantriebe und Turbomaschinen
JAXA	Japan Aerospace Exploration Agency
KHI	Kelvin-Helmholtz-Instabilität
LCSC	Liquid-Centered Swirl Coaxial
LOX	Liquid Oxygen
MMH	Monomethylhydrazin
NASA	National Aeronautics and Space Administration
NTO	Distickstofftetroxid
RCS	Reaction Control System
RWTH	Rheinisch-Westfälische Technische Hochschule Aachen
SMD	Sauter Mean Diameter
STA	Space Team Aachen
STAHR	Space Team Aachen Hybrid Rocket
SUSIE	Smart Upper Stage for Innovative Exploration
TOP	thrust optimised parabolic nozzle

# 1. Einleitung

## 1.1. Motivation

Die Wiederverwendbarkeit von Trägerraketen bietet ein enormes Potential, die Raumfahrt deutlich günstiger und zugänglicher zu machen. Das Unternehmen SpaceX hat diese Entwicklung mit ihren Falcon-Raketen maßgeblich vorangetrieben. Bei insgesamt über 300 Falcon-Starts landete die erste Stufe 288-mal erfolgreich (siehe Abb. 1.1) [92]. Zum aktuellen Zeitpunkt konnten die Booster bis zu 19-mal wiederverwendet werden mit einer kürzesten Umschlagszeit von 21 Tagen [3, 90].

Dieser technologische Vorsprung hat SpaceX ermöglicht, den Preis pro kg Nutzlast in den Orbit deutlich zu senken, was dem Unternehmen eine herausragende Position im Markt verschafft hat. Von 224 Orbitalraketenstarts im Jahr 2023 waren allein 91 Starts der Falcon 9 [41]. Der Erfolg der Falcon 9 hat andere Raumfahrtunternehmen, sowohl staatliche als auch private, dazu veranlasst, ähnliche Technologien zu erforschen und zu entwickeln, um im Wettbewerb mit SpaceX bestehen zu können.

Europa hat bisher keine eigene wiederverwendbare Trägerrakete entwickelt. Die fehlende europäische Option könnte zu einer Abhängigkeit von ausländischen Anbietern und einem Wettbewerbsnachteil führen. Angesichts der wachsenden Bedeutung kommerzieller Raumfahrt ist es entscheidend für Europa, die Entwicklung wiederverwendbarer Raketen voranzutreiben, um seine Position im globalen Raumfahrtsektor zu stärken und die Unabhängigkeit im Zugang zum Weltraum zu wahren.



Abbildung 1.1: Parallele Landung zweier Falcon-Heavy-Booster [91]

Mit Themis und dem Prometheus-Triebwerk plant die Europäische Weltraumorganisation ESA einen Demonstrator, der in den nächsten Jahren Technologien für eine kostengünstige wiederverwendbare Raketenstufe erproben soll [23]. Die Erkenntnisse sollen in die Entwicklung der nächsten Ariane-Generation Ariane NEXT einfließen [74]. Parallel wird vom Deutschen Zentrum für Luft- und Raumfahrt (DLR), der französischen Raumfahrtagentur CNES und der Japanischen Weltraumerforschungsbehörde JAXA der Demonstrator CALLISTO entwickelt, dessen Erstflug 2024 stattfinden soll [73]. Die Kleinrakete Miura 5 des spanischen Start-up-Unternehmens PLDSpace soll 2026 starten und ebenfalls wiederverwendbar sein. Die erste Stufe wird hier mit einem Fallschirm geborgen. [26] Außerdem gibt es mit der *smart upper stage for innovative exploration* (SUSIE) Bestrebungen von ArianeGroup, ein wiederverwendbares Raumfahrzeug zu entwickeln, welches auf der Ariane 6 gestartet wird [6].

Neben industriellen und institutionellen Projekten gibt es in den letzten Jahren vermehrt studentische Projekte mit dem Ziel, einen propulsiv-landbaren Demonstrator zu entwickeln. Bei studentischen Projekten ist die einfache und sichere Handhabung ein entscheidendes Kriterium für die Auswahl der Treibstoffe. Deshalb werden meist sogenannte *green propellants* verwendet, die eine geringe Toxizität besitzen und lagerfähig sind. Eine solche Treibstoffkombination stellen Lachgas und Alkohole dar. Die Stoffe besitzen eine niedrige Giftigkeit, sind nicht wassergefährdend und lassen sich bei Raumtemperatur flüssig lagern. Zusätzlich sind sie vergleichsweise günstig.

Studierende der Eidgenössischen Technischen Hochschule Lausanne planen den Erststart ihres Hoppers Colibri noch 2024 mit einem Lachgas-Isopropanol-Triebwerk [37]. Ein ähnliches Vorhaben wurde im Space Team Aachen (STA) angestoßen. Das Projekt Hopper soll vertikale Starts und Landungen in geringer Höhe demonstrieren und dabei eine Flugzeit von 60 Sekunden erreichen. Das dafür entwickelte Triebwerk Maxwell soll mit Lachgas und Ethanol betrieben werden. [89] Als erstes Flüssigtriebwerk des STA dient es auch dazu, Praxiserfahrung mit dieser Technologie zu gewinnen. Erfahrung mit Lachgas besteht bereits aus dem Hybrid-Projekt STAHR.

Die Anwendung in einem Hopper bringt besondere Anforderungen an das Triebwerk mit sich. Die lange Brennzeit erschwert simplere passive Kühlungsansätze wie eine kapazitive, ablative oder Strahlungskühlung des Triebwerks. Deshalb bietet sich eine regenerative Kühlung an, die jedoch den Entwicklungsaufwand erhöht. Außerdem erfordert die Landung eine Drosselung des Triebwerks. Dabei soll das Triebwerk über den gesamten Drosselbereich zuverlässig und effizient funktionieren. Der Injektor spielt dafür eine wesentliche Rolle, da dieser eine gute Treibstoffaufbereitung über eine große Spanne an Massenströmen gewährleisten muss, ohne dabei Instabilitäten anzuregen. Diese Arbeit soll den Grundstein für die Entwicklung eines geeigneten Injektors für das Maxwell-Triebwerk darstellen.

## 1.2. Ziele der Arbeit

Im Rahmen dieser Arbeit soll ein geeigneter Injektor für das Maxwell-Triebwerk ausgelegt und charakterisiert werden. Dafür soll

- der Zustand der Treibstoffe vor der Einspritzung abgeschätzt werden;
- basierend auf den Anforderungen an das Triebwerk ein geeigneter Injektortyp ausgewählt werden;
- eine Auslegung des Injektors basierend auf den ermittelten Einspritzzuständen durchgeführt werden;
- eine Parameterstudie relevanter Geometriegrößen unter atmosphärischen Bedingungen durchgeführt werden;
- das Ergebnis der atmosphärischen Tests in Druckkammertests überprüft werden und
- ein finaler Injektor ausgewählt und charakterisiert werden.

## 1.3. Aufbau der Arbeit

Kapitel 2 legt die theoretischen Grundlagen für das Verständnis der nachfolgenden Kapitel dar. In Abschnitt 2.1 werden die Grundlagen der Triebwerksauslegung behandelt, einschließlich der Herleitung der gasdynamischen Gleichungen zur Bestimmung der Düsenkontur. Des Weiteren werden die notwendigen Grundlagen der Verbrennungsschemie von Raketentriebwerken sowie Methoden zur Abschätzung der heißgasseitigen Wandwärmeströme erläutert. Abschnitt 2.2 beschäftigt sich mit der Aufbereitung flüssiger Treibstoffe und den Aufgaben von Injektoren in Raketentriebwerken. Anschließend werden in Abschnitt 2.3 die Zerfallsmechanismen in Injektoren behandelt. Dabei wird zunächst der Primärzerfall von Flüssigkeitsstrahlen und -filmen und anschließend der Sekundärzerfall von Tropfen in der Brennkammerströmung beschrieben. Abschließend bietet Abschnitt 2.4 eine Übersicht über typische Injektortypen sowie ihre Vor- und Nachteile.

Kapitel 3 widmet sich der Vorauslegung des Maxwell-Triebwerks. Hierbei werden die Schritte zur Bestimmung der Treibstoffmassenströme, der Triebwerkskontur und der Einspritzzustände detailliert beschrieben, gefolgt von der Auswahl eines geeigneten Injektortyps basierend auf den definierten Anforderungen.

Kapitel 4 stellt den aktuellen Stand der Technik im Bereich der Swirl-Injektoren vor, wobei verschiedene Bauweisen von Swirl- und Koaxial-Swirl-Injektoren beleuchtet werden. Darüber hinaus bietet das Kapitel eine Übersicht über den aktuellen Stand der Technik von Lachgas-Ethanol-Triebwerken.

Die Auslegung der Injektoren wird in Kapitel 5 beschrieben, wobei zwei verschiedene Injektortypen mit dem Ziel eines experimentellen Vergleichs ausgelegt werden.

Kapitel 6 beschreibt in Abschnitt 6.1 den Prüfstand, an dem die Untersuchungen durchgeführt werden sollen. Die Methoden zur Auswertung der Versuche werden in Abschnitt 6.2 dargelegt. Im Anschluss wird in Abschnitt 6.3 eine Betrachtung der möglichen Messabweichungen durchgeführt. Abschnitt 6.4 gibt eine Übersicht der durchgeführten Versuche und deren Ziele.

Die Ergebnisse der Versuche werden in Kapitel 7 präsentiert.

Die Arbeit schließt mit einer Zusammenfassung der wichtigsten Erkenntnisse sowie einem Ausblick auf mögliche zukünftige Entwicklungen und Untersuchungen.



## 2. Grundlagen

### 2.1. Grundlagen der Triebwerksvorauslegung

Das folgende Kapitel beschreibt die Vorauslegung von chemischen Flüssigtriebwerken. Diese nutzen die thermische Energie einer chemischen Reaktion, um die Verbrennungsprodukte in einer Düse auf Überschallgeschwindigkeiten zu beschleunigen.

Abbildung 2.1 zeigt den Aufbau eines Raketentriebwerks. In der Brennkammer (Index c) werden die Treibstoffe verbrannt. Die Verbrennungsgase werden dann über eine konvergent-divergente Düse entspannt und der Druck (durch Pfeile dargestellt) sinkt ab. Gleichzeitig steigt die Geschwindigkeit bis die Strömung das Triebwerk am Düsenaustritt (Index e) verlässt. Der engste Düsenquerschnitt wird als Düsenhals (Index t) bezeichnet.

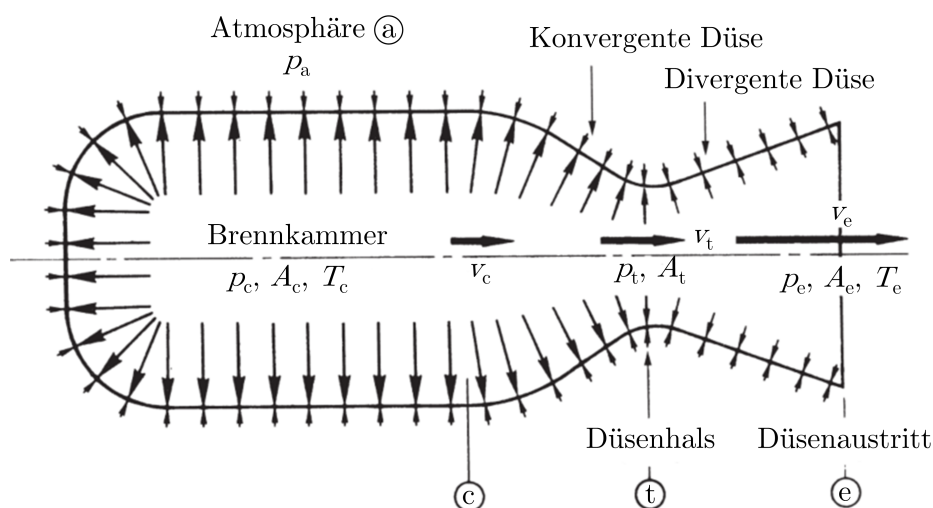


Abbildung 2.1: Aufbau eines Raketentriebwerks übersetzt aus [95]

#### 2.1.1. Gasdynamik

Die folgenden Erläuterungen basieren auf den Skripten der Vorlesungen Gasdynamik [66] und Raumfahrtantriebe I [67] der RWTH Aachen.

Raketenantriebe funktionieren nach dem Rückstoßprinzip. Ihr Schub

$$F = \dot{m}v_e \quad (2.1)$$

hängt dadurch vom ausgestoßenen Massenstrom  $\dot{m}$  und der Austrittsgeschwindigkeit der Verbrennungsgase  $v_e$  ab. Um maximalen Schub für einen gegebenen Massenstrom zu erhalten, sollte daher die Austrittsgeschwindigkeit so hoch wie möglich sein. Die Verbrennungsgase werden daher in einer konvergent-divergenten Düse entspannt. Mit dem spezifischen Impuls

$$I_{\text{sp}} = \frac{F}{\dot{m}g} \quad (2.2)$$

lässt sich ausdrücken, wie effizient ein Triebwerk den Treibstoffmassenstrom in Schub umwandelt. Üblicherweise wird dieser mit der Erdbeschleunigung  $g$  gebildet und daher in Sekunden angegeben.

Wird angenommen, dass die Strömungsgeschwindigkeit in der Brennkammer zu vernachlässigen und die Strömung in der Düse stationär, reibungsfrei und adiabat ist, lässt sich die Energiegleichung

$$c_p T_c = c_p T_e + \frac{v_e^2}{2} \quad (2.3)$$

aufstellen. Dabei ist  $T_c$  die Heißgastemperatur,  $T_e$  die Austrittstemperatur und  $c_p$  die Wärmekapazität, welche im Folgenden als temperaturunabhängig angenommen wird. Die Isentropenbeziehung

$$\frac{T}{T_0} = \left( \frac{p}{p_0} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \quad (2.4)$$

stellt einen Zusammenhang zwischen Druck  $p$  und Temperatur einer isentropen Zustandsänderung her. Dafür wird der Isentropenexponent  $\gamma$  genutzt. Für die Wärmekapazität gilt:

$$c_p = \frac{R}{M} \frac{\gamma}{\gamma - 1}. \quad (2.5)$$

$R$  ist dabei die allgemeine Gaskonstante und  $M$  die molare Masse des Gases. Mit den Gleichungen 2.4 und 2.5 lässt sich Gleichung 2.3 umformen zu

$$v_e = \sqrt{\frac{2\gamma}{\gamma - 1} \frac{RT_c}{M} \left[ 1 - \left( \frac{p_e}{p_c} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \right]}. \quad (2.6)$$

Daraus wird ersichtlich, dass die Austrittsgeschwindigkeit durch hohe Brennkammertemperaturen  $T_c$ , hohe Druckverhältnisse  $p_c/p_e$  und geringe molare Massen der Verbrennungsprodukte  $M$  maximiert wird. Dies sorgt dafür, dass die maximale Austrittsgeschwindigkeit in der Regel bei einem etwas brennstoffreichen Mischungsverhältnis erreicht wird, weil dadurch die molare Masse des Heißgases geringer ist, obwohl die maximale Verbrennungstemperatur bei einem stöchiometrischem Verhältnis vorliegt. Für Raketentriebwerke wird das Mischungsverhältnis über den Quotient der der Brennkammer zugeführten Massenströme von Oxidator und Brennstoff

$$\text{ROF} = \frac{\dot{m}_{\text{ox}}}{\dot{m}_{\text{b}}} \quad (2.7)$$

ausgedrückt.

Eine zentrale Größe von Raketentriebwerken ist die Düsenhalsfläche  $A_t$ . Der Düsenhals stellt den engsten Querschnitt der Düse dar. An diesem Punkt erreicht die Strömung Schallgeschwindigkeit ( $\text{Ma}_t = 1$ ). Dadurch limitiert  $A_t$  den Massenstrom für einen bestimmten Brennkammerdruck  $p_c$ .

$A_t$  kann über die Kontinuitätsgleichung

$$\dot{m} = \rho v A \quad (2.8)$$

berechnet werden. Mit der Definition der Mach-Zahl

$$\text{Ma} = \frac{v}{a} = \frac{v}{\sqrt{\gamma \frac{R}{M} T}} \quad (2.9)$$

und Gleichung 2.5 kann aus Gleichung 2.3 für die Temperatur die Beziehung

$$\frac{T}{T_0} = \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} \text{Ma}^2\right)^{-1} \quad (2.10)$$

hergeleitet werden. Mit Gleichung 2.4 gilt dann

$$\frac{p}{p_0} = \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} \text{Ma}^2\right)^{-\frac{\gamma}{\gamma - 1}} \quad (2.11)$$

Setzt man die Gleichungen 2.9 und 2.11 und das ideale Gasgesetz

$$p = \frac{\rho RT}{M} \quad (2.12)$$

in Gleichung 2.8 ein, ergibt sich

$$\dot{m} = \frac{A_t p_0}{\sqrt{T_0}} \sqrt{\frac{\gamma M}{R}} \text{Ma} \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} \text{Ma}^2\right)^{-\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}} \quad (2.13)$$

als Massenstrom durch die Düse.

Setzt man nun für die Totaltemperatur  $T_0$  die Verbrennungstemperatur  $T_c$ , für den Totaldruck  $p_0$  den Brennkammerdruck  $p_c$  ein und  $Ma = 1$ , gilt für die Düsenhalsfläche

$$A_t = \frac{\dot{m}}{p_c} \sqrt{\frac{RT_c}{\gamma M} \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2}\right)^{\frac{\gamma+1}{\gamma-1}}}. \quad (2.14)$$

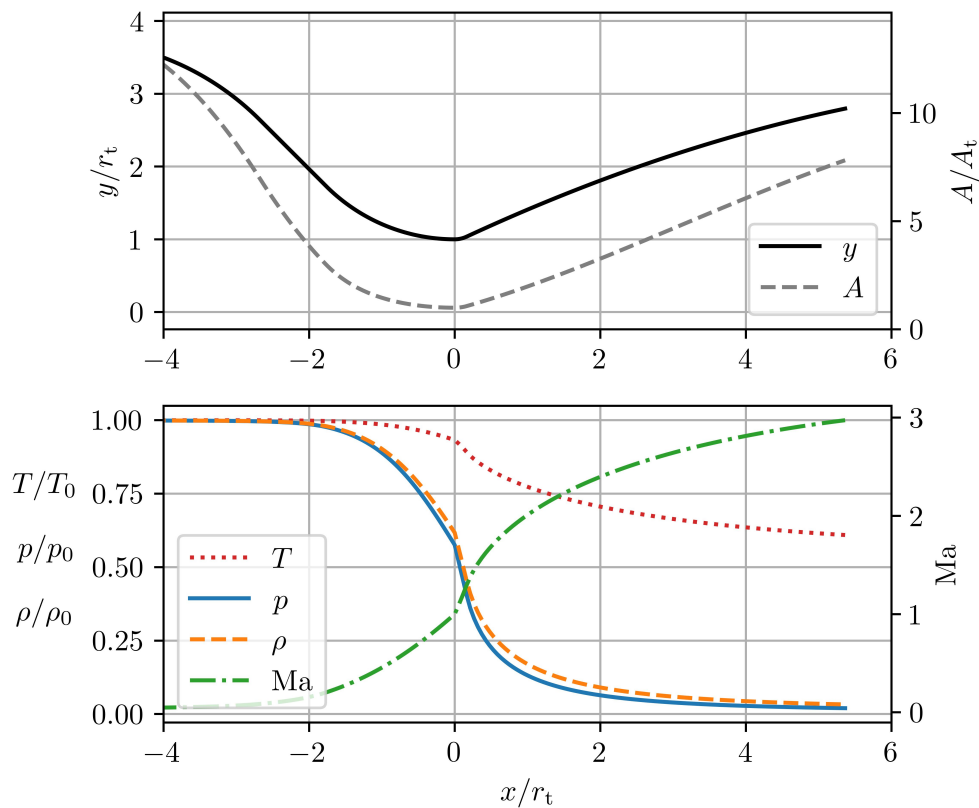
Das Verhältnis der Düsenhalsfläche zu einer beliebigen Querschnittsfläche der Düse  $A_t/A$  lässt sich ebenfalls aus der Kontinuitätsgleichung herleiten und ist eine reine Funktion des Isentropenexponenten und der Mach-Zahl in diesem Querschnitt. Es kann daher auch über das Druckverhältnis  $p/p_c$  ausgedrückt werden:

$$\frac{A_t}{A} = \frac{\text{Ma}}{\left[\frac{2}{\gamma+1} \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} \text{Ma}^2\right)\right]^{\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}}} = \frac{\left(\frac{p}{p_c}\right)^{\frac{1}{\gamma}} \sqrt{1 - \left(\frac{p}{p_c}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}}}{\sqrt{\frac{\gamma-1}{2} \left(\frac{2}{\gamma+1}\right)^{\frac{\gamma+1}{\gamma-1}}}}. \quad (2.15)$$

Eine weitere zentrale Größe ist die Düsenaustrittsfläche. Das Expansionsverhältnis  $\varepsilon = A_e/A_t$  gibt das Verhältnis von Austritts- zu Düsenhalsfläche an. Für maximalen Schub wird die Strömung auf den Umgebungsdruck  $p_a$  entspannt ( $p_e = p_a$ ). Man spricht dann von einer angepassten Düse. Das Expansionsverhältnis für diesen Fall wird bestimmt über

$$\varepsilon = \frac{\sqrt{\frac{\gamma-1}{2} \left(\frac{2}{\gamma+1}\right)^{\frac{\gamma+1}{\gamma-1}}}}{\left(\frac{p_a}{p_c}\right)^{\frac{1}{\gamma}} \sqrt{1 - \left(\frac{p_a}{p_c}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}}}. \quad (2.16)$$

Die Mach-Zahl an jedem Punkt der Triebwerkskontur kann iterativ über das Flächenverhältnis bestimmt werden (Gleichung 2.15). Da es sich um eine quadratische Funktion handelt, ergeben sich zwei Lösungen. Diese entsprechen jeweils dem Unter- und Überschallfall. Abbildung 2.2 zeigt, wie sich die Zustandsgrößen und die Mach-Zahl während der Entspannung in einer angepassten Düse verhalten. Zusätzlich ist das Flächenverhältnis entlang der Kontur dargestellt.



**Abbildung 2.2:** Verlauf der dimensionslosen Zustandsgrößen und der Mach-Zahl entlang der oben dargestellten Düsenkontur

### 2.1.2. Chemisches Gleichgewicht in Raketenbrennkammern

Wie in Abschnitt 2.1.1 gezeigt, durchläuft die Strömung in Raketentriebwerken eine große Spanne an Temperaturen, Drücken und Geschwindigkeiten. Dies wirkt sich auf das chemische Gleichgewicht der Verbrennungsprodukte aus. Bei ausreichend hohen Temperaturen ist die kinetische Energie der Moleküle so hoch, dass diese dissoziieren. Kühlt die Strömung ab, entweder durch die Beschleunigung im konvergenten Teil oder in der thermischen Grenzschicht der Brennkammerwand, kommt es zur exothermen Rekombination. Durch die hohen Geschwindigkeiten und niedrigeren Temperaturen im divergenten Teil der Düse kann es dazu kommen, dass die Rekombination nicht vollständig abläuft. Dies wird als eingefrorener Zustand bezeichnet. Die Energie steht in diesem Fall nicht für die Beschleunigung der Gase zur Verfügung und der  $I_{sp}$  sinkt. [67]

Um sicherzustellen, dass die Reaktion vollständig ablaufen kann, muss ein ausreichendes Brennkammervolumen für die Verbrennung zur Verfügung stehen. Ein Maß dafür ist die charakteristische Brennkammerlänge

$$l^* = \frac{V_c}{A_t}, \quad (2.17)$$

die mit dem Brennkammervolumen  $V_c$  und  $A_t$  berechnet wird. Dabei schließt  $V_c$  den konvergenten Teil der Düse mit ein [95]. Auf diese Weise lassen sich Brennkammern der verschiedensten Schubklassen miteinander vergleichen. Da eine Treibstoffkombination eine bestimmte charakteristische Länge für eine vollständige Verbrennung benötigt, kann  $l^*$  für eine erste Abschätzung des benötigten Brennkammervolumens genutzt werden. Es ist allerdings zu beachten, dass das benötigte  $l^*$  auch abhängig vom Injektortyp ist.

Um die Verbrennungseffizienz einer Brennkammer zu bewerten, wird die charakteristische Geschwindigkeit

$$c^* = \frac{p_c A_t}{\dot{m}} \quad (2.18)$$

verwendet. Diese gibt an, welcher Brennkammerdruck mit einem gegebenen Massenstrom erreicht werden kann. Da  $c^*$  unabhängig von der Düse ist und Brennkammerdruck sowie Gesamtmassenstrom einfach und genau zu messen sind, hat sich  $c^*$  als zentrale Kennzahl von Raketentriebwerken etabliert. Der Verbrennungswirkungsgrad

$$\eta_{c^*} = \frac{c^*}{c_{id}^*} \quad (2.19)$$

kann entsprechend mit der gemessenen und der idealen charakteristischen Geschwindigkeit  $c_{id}^*$  gebildet werden. [67]

Um die Eigenschaften der Verbrennungsgase in der Brennkammer zu bestimmen, kann das von der NASA entwickelte Programm *Chemical Equilibrium with Applications* (CEA) verwendet werden. Es ermöglicht die Berechnung der chemischen Gleichgewichtsproduktkonzentrationen aus einem beliebigen Satz von Reaktanten und bestimmt thermodynamische und Transporteigenschaften für das Produktgemisch [1]. Zusätzlich lassen sich Kennzahlen für verschiedene Anwendungen, wie die in einem Raketentriebwerk, berechnen.

Die zugrundeliegende Theorie der Berechnungen des Programms, das Benutzerhandbuch und eine Programmbeschreibung sind in [34] zu finden.

### 2.1.3. Wärmeübergangskoeffizient nach Bartz

Da kein Material den hohen Temperaturen der Verbrennung für längere Zeit standhält, müssen die Wände von Raketentriebwerken gekühlt werden. Eine häufig bei Flüssigtriebwerken eingesetzte Methode ist die regenerative Kühlung, bei der die Treibstoffe als Kühlmedien eingesetzt werden. Um in der Vorauslegung der Kühlung schnell und ausreichend genau den heißgasseitigen Wandwärmeübergang zu approximieren, wird in der Regel die von Bartz [10] entwickelte eindimensionale Nußelt-Korrelation für den heißgasseitigen Wärmeübergangskoeffizienten

$$h = \left[ \frac{0,026}{d_t^{0,2}} \left( \frac{\mu^{0,2} c_p}{Pr^{0,6}} \right)_0 \left( \frac{p_c \cdot g}{c^*} \right)^{0,8} \right] \left( \frac{A_t}{A} \right)^{0,9} \xi \quad (2.20)$$

verwendet. Die erforderlichen Stoffwerte der Heißgasströmung sind lediglich die Viskosität  $\mu$ , die Wärmekapazität  $c_p$  und die Prandtl-Zahl  $Pr$ . Zusätzlich wird die Düsenkontur benötigt, die das Flächenverhältnis und die Mach-Zahl entlang der Düsenachse festlegt. Als triebwerksspezifische Größen werden Düsenhalsdurchmesser  $d_t$ , charakteristische Geschwindigkeit  $c^*$  und Brennkammerdruck  $p_c$  benötigt. Außerdem fließt die Erdbeschleunigung  $g$  ein. Der dimensionslose Faktor

$$\xi = \frac{1}{\left[ \frac{1}{2} \frac{T_w}{T_c} \left( 1 + \frac{\gamma-1}{2} Ma^2 \right) + \frac{1}{2} \right]^{0,8-(\omega/5)} \left[ 1 + \frac{\gamma-1}{2} Ma^2 \right]^{\omega/5}} \quad (2.21)$$

berücksichtigt die Variation der Dichte  $\rho$  und der Viskosität  $\mu$  in der Grenzschicht. Der Temperaturexponent der Viskositätsgleichung  $\omega$  wird nach Bartz zu 0,6 angenommen. Während die Verbrennungstemperatur einfach berechnet werden kann, wird die Wandtemperatur  $T_w$  meist abgeschätzt.

Die Bartz-Korrelation offenbart wichtige Zusammenhänge für die Triebwerksauslegung:

- Kleine Düsenhalsdurchmesser führen zu einem hohen Wärmeübergang ( $\propto d_t^{-0,2}$ ). Dies erschwert zusätzlich zum ungünstigen Oberfläche-zu-Volumen-Verhältnis die regenerative Kühlung von Triebwerken niedrigerer Schubklassen.
- Der Wärmeübergang steigt fast linear mit dem Brennkammerdruck ( $\propto p_c^{0,8}$ ). Dies schränkt den Nutzen hoher Brennkammerdrücke für eine Steigerung des  $I_{sp}$  ein.
- Der maximale Wärmestrom stellt sich im Düsenhals ein ( $\propto (A_t/A)^{0,9}$ ). Die Wärmeabfuhr an dieser Stelle ist daher besonders kritisch.

## 2.2. Treibstoffaufbereitung

Die Zerstäubung, Verdampfung und Mischung der eingespritzten flüssigen Treibstoffe wird bei Flüssigtriebwerken unter dem Begriff Treibstoffaufbereitung zusammengefasst. Die anschließende chemische Reaktion von Oxidator und Brennstoff und damit das gesamte Triebwerksverhalten wird maßgeblich durch die Treibstoffaufbereitung beeinflusst. Da die Aufenthaltsdauer der Treibstoffe in der Brennkammer sehr kurz ist, müssen Zerstäubung, Verdampfung und Mischung möglichst schnell und vollständig ablaufen. Die Zerstäubung in kleine Tropfen ist dabei essentiell, da die Tropfenverdampfung eine Funktion des mittleren Tropfendurchmessers ist. [67] Wird durch die regenerative Kühlung oder eine Vorverbrennung schon einer der Treibstoffe verdampft, fallen Zerstäubung und Verdampfung für diesen Treibstoff weg.

Die Zerstäubung der Treibstoffe ist Aufgabe des Injektors. Dieser stellt die benötigten Massenströme von Brennstoff und Oxidator im richtigen Verhältnis zur Verfügung. Dabei sollte eine gute Durchmischung sichergestellt werden, damit die Verbrennung vollständig ablaufen kann und es nicht zu einer ungleichmäßigen Wärmestromverteilung kommt. Wird vornehmlich ein reaktiver Treibstoff, meist der Oxidator, an die Brennkammerwand gebracht, kann dies außerdem zu Erosion des Wandmaterials führen [25]. Zusätzlich sollte der Injektor keine akustischen Schwingungen anregen, die zu Instabilitäten führen können [43]. Eine weitere Aufgabe des Injektors ist die akustische Entkopplung des Fördersystems und der Brennkammer voneinander. In der Literatur wird dafür ein Druckabfall von 15 - 20 % des Brennkammerdrucks über den Injektor empfohlen [14]. Um den Injektor für den gewünschten Massenstrom und Druckabfall zu dimensionieren, wird der Durchflusskoeffizient

$$C_D = \frac{\dot{m}}{\dot{m}_{id}} = \frac{\dot{m}}{\rho A v} = \frac{\dot{m}}{\rho A \sqrt{\frac{2\Delta p}{\rho}}} = \frac{\dot{m}}{A \sqrt{2\rho\Delta p}}. \quad (2.22)$$

genutzt. Dieser dient als Maß für den Massendurchsatz von Injektoren und bezieht den realen Massenstrom  $\dot{m}$  auf den idealen Massenstrom  $\dot{m}_{id}$  durch den Querschnitt  $A$  bei der Fluidichte  $\rho$  und dem Druckabfall  $\Delta p$ . In guter Näherung ist das Verhältnis von realem und idealem Massenstrom für eine bestimmte Geometrie konstant. Dies macht  $C_D$  zu einer injektorspezifischen Kenngröße, die auf beliebige Fluide und Druckverluste anwendbar ist.

Der Injektor muss alle genannten Anforderungen über den gesamten Drosselbereich des Triebwerks erfüllen. Ein genaues Verständnis der vorliegenden Zerfallsmechanismen ist daher essentiell für die Triebwerksauslegung und die Wahl des richtigen Injektors.

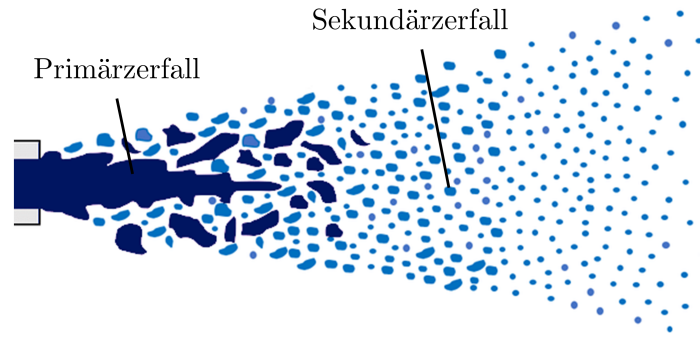
### 2.3. Zerfallsmechanismen

Für die Zerstäubung flüssiger Treibstoffe besonders geeignet sind dünne Flüssigkeitsstrahlen oder -filme, die durch eine große Oberflächenenergie anfällig gegenüber Instabilitäten sind. Dabei wird unterschieden zwischen dem Primärzerfall des eingespritzten Treibstoffstrahls oder -films und dem Sekundärzerfall der Tropfen und Ligamente in der Brennkammerströmung (Abb. 2.3).

Dieses Kapitel basiert auf den Arbeiten von Ashgriz [7], Bayvel und Orzechowski [11] sowie Lefebvre und McDonell [58], die zur vertiefenden Literatur empfohlen werden.

Primär haben Dichte, Viskosität und Oberflächenspannung Einfluss auf die Zerstäubung von Flüssigkeiten. Eine Erhöhung der Viskosität führt zu größeren Tropfen, da diese dem Wachstum von Instabilitäten entgegenwirkt [58]. Da die Oberflächenspannung bei der Zerstäubung überwunden werden muss, steigt mit größerer Oberflächenspannung auch





**Abbildung 2.3:** Primär- und Sekundärzerstäubung eines Flüssigkeitsstrahls nach [68]

der mittlere Tropfendurchmesser [11, 58]. Eine höhere Dichte sorgt aufgrund erhöhter kinetischer Energie für eine feinere Zerstäubung. Da die Dichte typischer Treibstoffe nur geringfügig variiert, nimmt dieser Effekt allerdings eine sekundäre Rolle ein. [11] Es ist außerdem zu beachten, dass in der Regel jede dieser Eigenschaften für verschiedene Stoffe andere Werte annimmt. Zusätzlich beeinflusst die Relativgeschwindigkeit und Dichte des umgebenden Gases sowohl Primär- als auch Sekundärzerfall. Hohe Relativgeschwindigkeiten und eine dichte Atmosphäre verbessern die Zerstäubung [11].

Aus diesen Einflussgrößen können charakteristische Kennzahlen für die Zerstäubung abgeleitet werden, die eine Einteilung in verschiedene Zerfallsregime ermöglichen [11]. Die Reynolds-Zahl

$$\text{Re}_f = \frac{\rho_f v_f d}{\mu_f} = \frac{v_f d}{\nu_f} \quad (2.23)$$

setzt Trägheits- und Reibungskräfte einer Strömung ins Verhältnis. Sie wird mit der Dichte  $\rho_f$ , der Geschwindigkeit  $v_f$  und der dynamischen Viskosität  $\mu_f$  der Flüssigkeit gebildet. Als charakteristische Länge  $d$  wird meist der Austrittsdurchmesser verwendet.

Die Weber-Zahl

$$\text{We}_g = \frac{\rho_g v_{\text{rel}}^2 d}{\sigma_f} \quad (2.24)$$

setzt die dynamischen Kräfte der Gasströmung ins Verhältnis mit den Oberflächenkräften der Flüssigkeit. Im Zähler stehen die Gasdichte  $\rho_g$ , die Relativgeschwindigkeit  $v_{\text{rel}}$  und eine charakteristische Länge  $d$ , meist der Tropfen- oder Strahldurchmesser. Die Oberflächenspannung der Flüssigkeit  $\sigma_f$  steht im Nenner.

Das Dichteverhältnis

$$K_D = \frac{\rho_g}{\rho_f} \quad (2.25)$$

und das Viskositätsverhältnis von Gas und Flüssigkeit

$$K_V = \frac{\mu_g}{\mu_f} \quad (2.26)$$

beeinflussen ebenfalls die Zerstäubung. Die Stoffwerte des Gases stehen üblicherweise im Zähler und die der Flüssigkeit im Nenner, wodurch die Werte von  $K_D$  und  $K_V$  zwischen 0 und 1 liegen.

Die Ohnesorge-Zahl

$$\text{Oh}_f = \frac{\mu_f}{\sqrt{d \rho_f \sigma}} = \sqrt{\frac{\text{We}_g}{K_D \text{Re}_f^2}} \quad (2.27)$$

und die Laplace-Zahl

$$\text{La}_f = \frac{\rho_f \sigma d}{\mu_f^2} = \frac{1}{\text{Oh}_f^2} \quad (2.28)$$

drücken das Verhältnis von Oberflächen- und Trägheitskraft zur Zähigkeitskraft eines Fluids aus. Dadurch stellen sie, rein auf Stoffgrößen basierend, ein Maß für die Stabilität eines Flüssigkeitsstrahls oder -films dar. Die charakteristische Länge  $d$  bezieht sich in der Regel auf einen Tropfen- oder Austrittsdurchmesser. Die Ohnesorge-Zahl kann ebenfalls aus  $\text{Re}_f$ ,  $\text{We}_g$  und  $K_D$  gebildet werden. Die Laplace-Zahl entspricht dem reziproken Quadrat der Ohnesorge-Zahl, weshalb in der Literatur meist nur eine der Kennzahlen verwendet wird. Diese Arbeit beschränkt sich auf die Ohnesorge-Zahl.

In einigen Fällen wird zusätzlich coaxial zur Flüssigkeit eine Gasströmung eingeleitet, welche maßgeblich die Zerstäubung beeinflusst. Das Impulsstromverhältnis  $J$  (Gleichung 2.29) oder das Geschwindigkeitsverhältnis  $G$  (Gleichung 2.30) der beiden Fluide wird in diesen Fällen genutzt, um den Einfluss der Gasströmung zu quantifizieren.

$$J = \frac{\rho_g v_g^2}{\rho_f v_f^2} \quad (2.29)$$

$$G = \frac{v_g}{v_f} \quad (2.30)$$

### 2.3.1. Strahlzerfall

Als notwendige Bedingung für die Bildung eines Flüssigkeitsstrahls gilt für dessen Weber-Zahl  $We_f > 8$ . Unterhalb dieser Grenze tropft die Flüssigkeit lediglich einzeln aus dem Austritt, oberhalb bildet sich ein Strahl aus. Dieser zerfällt durch kleine Störungen in der Strömung, welche Wellen mit schnell wachsender Amplitude induzieren und so letztlich zur Bildung von Tropfen führen. In Abhängigkeit der Reynolds- und Ohnesorge-Zahl unterscheidet Reitz [79] vier Zerfallsregime, die durch verschiedene Mechanismen geprägt werden (Abb. 2.4).

Für kleine Werte von  $Re_f$  und  $Oh_f$  erfolgt der Zerfall laminarer Strahlen durch Oberflächenkräfte. Dieser Mechanismus wurde erstmals von Rayleigh [77] beschrieben und wird daher als Rayleigh-Zerfall bezeichnet. Der Zerfall eines Strahls mit Durchmesser  $d$  wird dabei durch die am schnellsten wachsende Wellenlänge

$$\lambda_{\text{opt}} = 4,51d \quad (2.31)$$

bestimmt. Die entstehenden achsensymmetrischen Wellen wachsen in ihrer Amplitude bis sich eine charakteristische Hantelform bildet, die dann in Tropfen mit  $d_T = 1,89d$  zerfällt. In der Praxis bilden sich zusätzlich zu den großen Tropfen noch kleinere Satellitentropfen zwischen diesen. Wird die Strahlgeschwindigkeit gesteigert, beginnt der Einfluss des umgebenden Gases eine Rolle zu spielen. Man spricht nun vom ersten windinduzierten Zerfall (*first wind induced*). Der aerodynamische Einfluss verringert mit steigender Strahl-

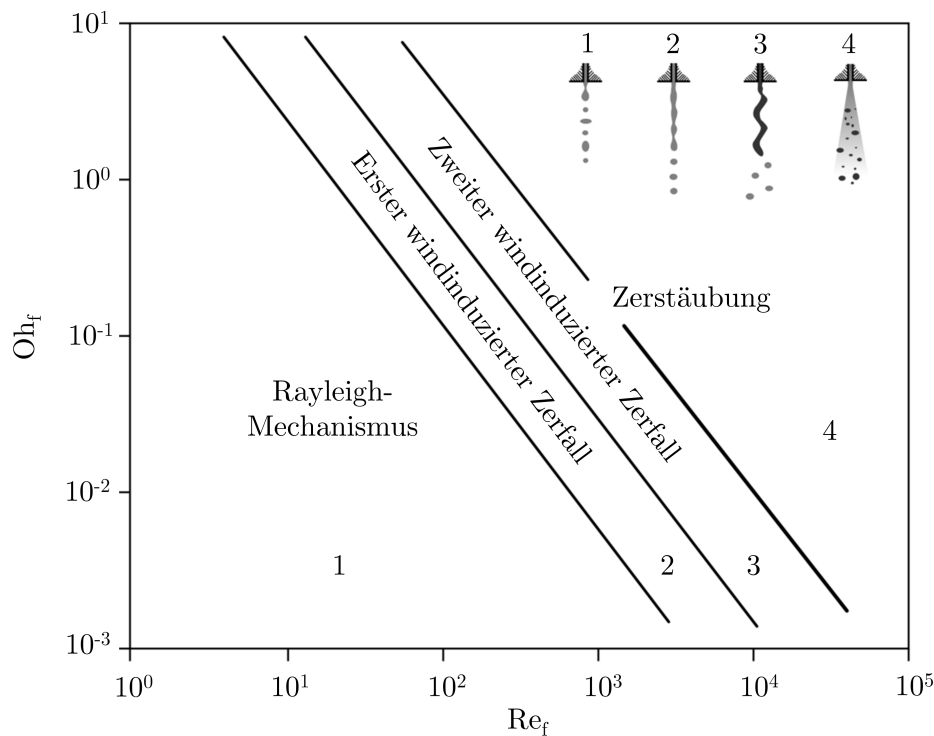
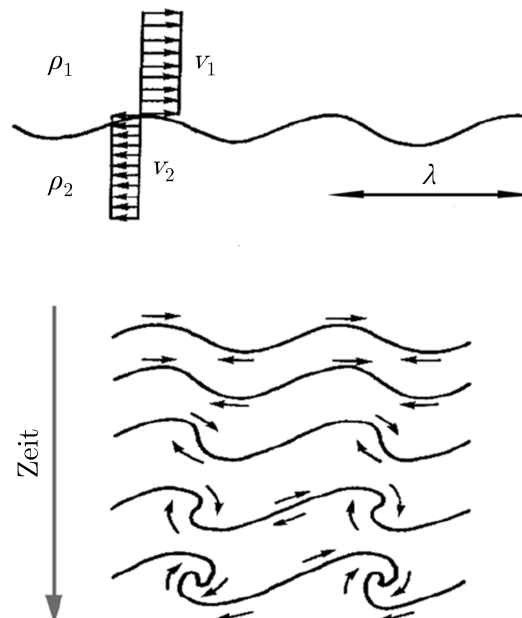


Abbildung 2.4: Klassifizierung der Zerfallsarten eines Flüssigkeitsstrahls nach [79]

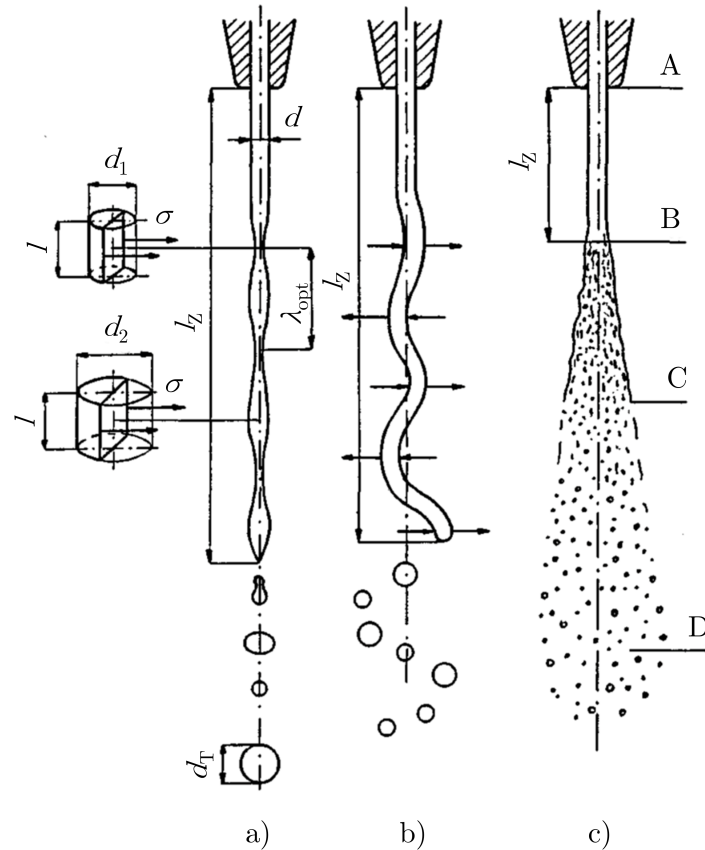
geschwindigkeit die Zerfallslänge  $l_z$ , da durch den Bernoulli-Effekt der statische Druck an den Wellenbergen sinkt, während er in den Wellentälern steigt. Dieser Effekt, der in parallelen Scherströmungen auftritt, wird als Kelvin-Helmholtz-Instabilität (KHI) bezeichnet. Der Mechanismus dieser Instabilität ist in Abb. 2.5 dargestellt. Die KHI beschleunigt den Zerfall gegenüber dem reinen Rayleigh-Mechanismus. Die Tropfengrößen bewegen sich hierbei in der Größenordnung des Strahldurchmessers. Im zweiten windinduzierten Regime (*second wind induced*) dominieren die aerodynamischen Kräfte den Strahlzerfall. Es bilden sich kurzwellige, asymmetrische Wellen aus, welche in Tropfen deutlich unter dem Strahldurchmesser zerfallen. Der statische Druck sorgt, wie bereits im ersten windinduzierten Bereich, für ein Anwachsen der Amplitude entlang des Strahls. Den letzten Zerfallsbereich stellt die Zerstäubung (*atomization*) dar. Der Strahl zerreißt hier aufgrund hoher aerodynamischer Kräfte kurz nach dem Austritt in feine Tropfen.

Abbildung 2.6 zeigt die verschiedenen Arten des Strahlzerfalls. Da sich die Form des Strahls zwischen Rayleigh-Zerfall und erstem windinduzierten Bereich nicht unterscheidet, sind hier lediglich drei Strahlformen dargestellt. Die angetragenen Pfeile stellen die auf den Strahl wirkenden aerodynamischen Kräfte dar.

Da in den für Brennkammerinjektoren relevanten Zerfallsbereichen die aerodynamischen Kräfte maßgeblich den Zerfall bestimmen, hat die Dichte bzw. der Druck des umgebenden Gases einen großen Einfluss auf die Zerstäubung. Bei Vakuumbedingungen kann der Zerfall lediglich nach dem Rayleigh-Mechanismus erfolgen, was die Zerstäubung deutlich verschlechtert. Hohe Drücke, wie sie für Raketenbrennkammern typisch sind, begünstigen die Zerstäubung hingegen.

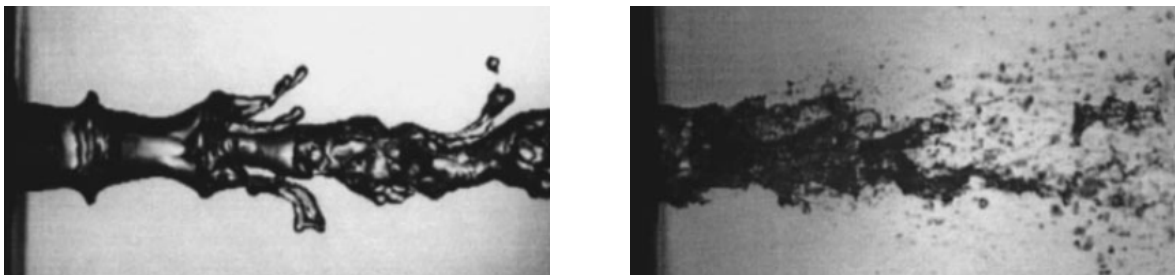


**Abbildung 2.5:** Kelvin-Helmholtz-Instabilität, die sich aus einer wellenförmigen Störung mit Wellenlänge  $\lambda$  an der Grenzfläche zwischen zwei Fluiden entwickelt nach [35]

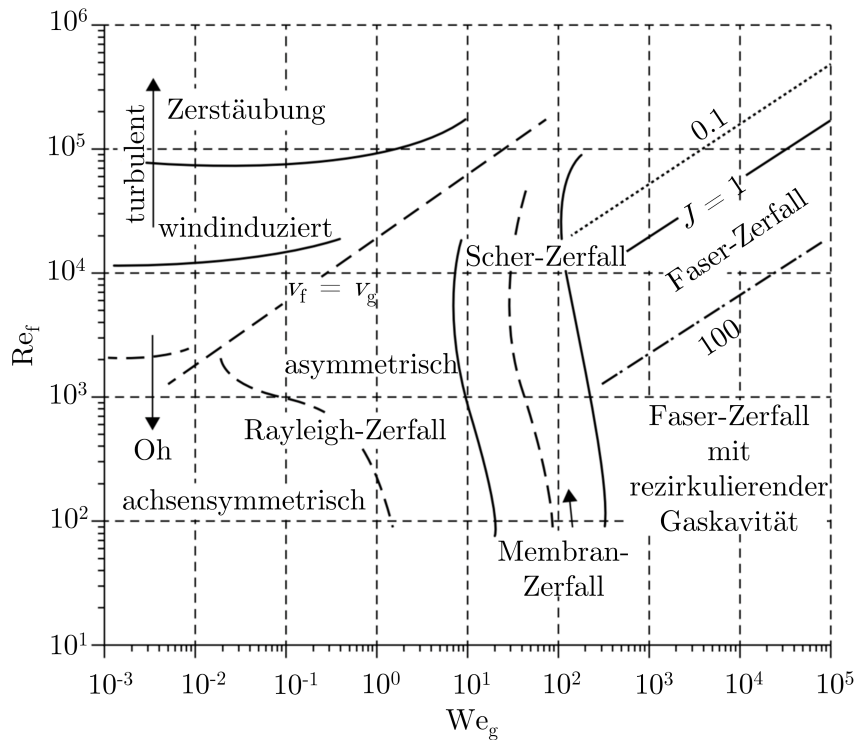


**Abbildung 2.6:** Zerfall eines Flüssigkeitsstrahls durch a) achsensymmetrische Wellen b) asymmetrische Wellen c) aerodynamische Kräfte nach [11]

Bei Koaxialinjektoren strömt um den Flüssigkeitsstrahl zusätzlich Gas mit hoher Geschwindigkeit aus einem Ringspalt. Dadurch treten hohe Scherkräften zwischen den Medien auf, die durch KHI zur Zerstäubung beitragen. Für die Unterscheidung der verschiedenen Zerfallsbereiche wird dann die Ohnesorge-Zahl  $Oh_f$  aufgrund des erhöhten Einflusses der Gasströmung durch die Weber-Zahl  $We_g$  ersetzt. Für niedrige Weber-Zahlen kommt es zur Bildung von Ligamenten, deren Spitzen sich aufgrund der Oberflächenspannung zu Ausbeulungen zusammenziehen. Diese können von der Strömung zu einer Tasche oder Membran aufgeblasen werden, weshalb man von Membran-Zerfall spricht. Für höhere Weber-Zahlen zerfällt der Strahl in feine Fasern. Abbildung 2.7 zeigt Beispiele für Membran- und Faser-Zerfall.



**Abbildung 2.7:** Membran-Zerfall (links) und Faser-Zerfall (rechts) aus [55]

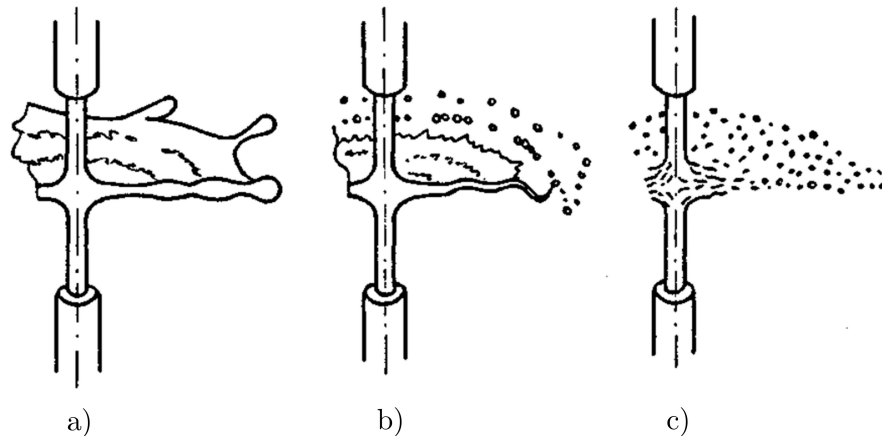


**Abbildung 2.8:** Zerfallsregime eines Flüssigkeitsstrahls in einer ringförmigen, coaxialen Gasströmung nach [55]

Abbildung 2.8 zeigt die Aufteilung der Zerfallsregime eines Flüssigkeitsstrahls mit umgebender coaxialer Gasströmung in Abhängigkeit von der Weber- und Reynolds-Zahl nach Lasheras und Hopfinger [55]. Es ist zu beachten, dass  $We_g$  hier nicht mit der Relativgeschwindigkeit  $v_{rel}$ , sondern mit der absoluten Gasgeschwindigkeit  $v_g$  gebildet wurde. Die Werte von  $J$  beziehen sich auf Wasser und Luft bei einem Strahldurchmesser  $d$  von 7 mm. Für kleine Werte von  $We_g$  sind die vier Zerfallsbereiche eines in eine ruhende Atmosphäre eingespritzten Strahls zu erkennen. Steigert man die Weber-Zahl, tritt zunächst der Membran-Zerfall auf. Für höhere Werte tritt letztlich der Faser-Zerfall auf. Bei diesem bildet sich für hohe Impulsstromverhältnisse nach einer sehr kurzen Zerfallslänge eine Kavität, die durch ein Rezirkulationsgebiet den Strahl abschneidet. Injektoren für Raketentriebwerke sind typischerweise im Bereich von  $10^4 < Re_f < 10^5$  und  $10^4 < We_g < 10^5$  angesiedelt [55].

### 2.3.2. Filmzerfall

Neben Strahlen nutzen Injektoren Flüssigkeitsfilme zur Zerstäubung der Treibstoffe. Diese können eine flache oder konische Form annehmen. Der Zerfall eines Flüssigkeitsfilms erfolgt in vielerlei Hinsicht analog zum Strahlzerfall und hängt in erster Linie von der Austrittsgeschwindigkeit bzw. der Reynolds-Zahl ab. Kleine Störungen induzieren Wellen mit steigender Amplitude, welche letztlich zum Zerfall des Films führen. Diese Wellen nehmen, wie bei Strahlen, eine symmetrische oder asymmetrische Form an. Zusätzlich verringert sich bei der Ausbreitung des Films dessen Dicke, was die Zerstäubung unterstützt.



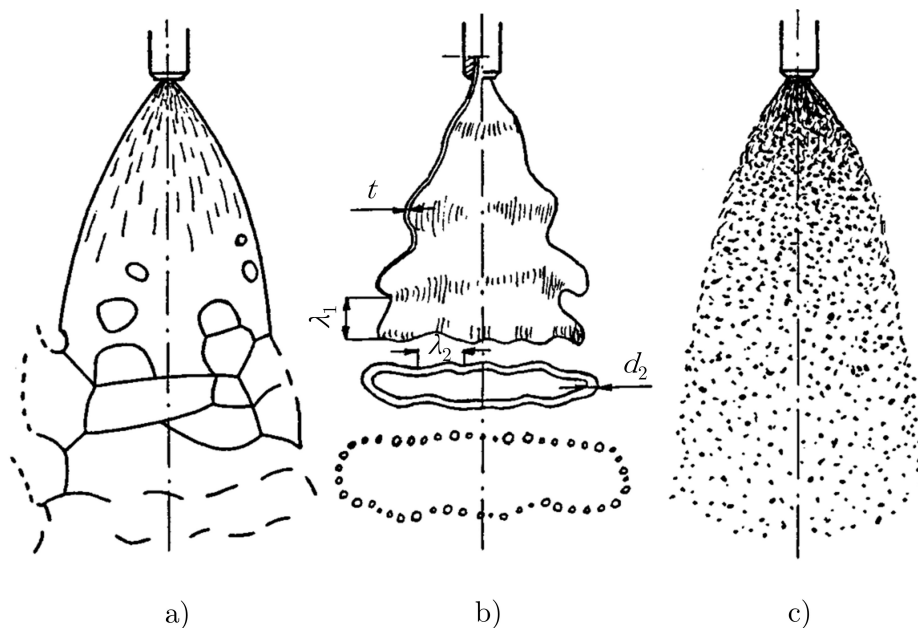
**Abbildung 2.9:** Zerfall eines durch Zusammenstoß zweier Strahlen erzeugten Films: a) symmetrische Wellen b) asymmetrische Wellen c) Zerstäubung nach [11]

Ein flacher Film zerfällt, wie ein einfacher Strahl, bei geringen Strahlgeschwindigkeiten durch symmetrische Wellen (Abbildung 2.9). Bei höheren Geschwindigkeiten beginnen sich asymmetrische Wellen auszubilden und der Einfluss von KHI wird größer. In beiden Fällen lösen größere Ligamente vom Film ab, die dann nach dem Rayleigh-Mechanismus weiter fragmentieren. Bei sehr hohen Geschwindigkeiten zerfällt der Film noch bevor es zur Wellenbildung kommt.

Im Vergleich zu flachen Filmen beschleunigt die gekrümmte Form konischer Filme deren Zerfall [21]. Sie weisen ebenfalls drei geschwindigkeitsabhängige Zerfallsregime auf, die in Abb. 2.10 abgebildet sind. Bei niedrigen Geschwindigkeiten entstehen an Orten mit ausreichend geringer Filmdicke Löcher, die in ihrer Größe wachsen und ein Netz dünner Fäden bilden. Für mittlere Austrittsgeschwindigkeiten erfolgt der Zerfall durch Wellen, die zur Ablösung ringförmiger Ligamente führen. In beiden Fällen zerfallen diese Strukturen anschließend nach dem Rayleigh-Mechanismus in Tropfen. Bei hohen Geschwindigkeiten zerfällt der Film auch bei konischen Filmen unmittelbar nach dem Austritt in feine Tropfen.

Maßgeblichen Einfluss auf die Größe der entstehenden Tropfen beim Filmzerfall hat die Filmdicke  $t$ , weshalb diese statt des Austrittsdurchmessers als charakteristische Länge verwendet wird. Auch die Dichte des umgebenden Gases wirkt sich auf die Tropfengröße aus. So steigt der durchschnittliche Tropfendurchmesser zunächst mit der Dichte bis er ein Maximum erreicht und dann langsam wieder abnimmt. Bei konischen Filmen sorgt eine höhere Dichte des umgebenden Gases außerdem für kleinere Sprühwinkel. [58]

Die Zerstäubung eines Films kann zusätzlich durch die Interaktion mit einer koaxialen Gasströmung beschleunigt werden. Üblicherweise wird dies bei der Zerstäubung konischer Filme genutzt. Dabei erfolgt der Zerfall nach den gleichen Mechanismen wie ohne Gasstrom [58]. Äquivalent zum Strahlzerfall werden Weber-Zahl und Impulsstromverhältnis genutzt, um den Einfluss des Gases zu quantifizieren.



**Abbildung 2.10:** Zerfall eines konischen Films: a) Perforationszerfall b) Wellenzerfall c) Zerstäubung nach [11]

### 2.3.3. Tropfenzerfall

Zerfallende Strahlen oder Filme bilden Tropfen mit durchschnittlichen Durchmessern grob proportional zur Wurzel des Austrittsdurchmessers bzw. der Filmdicke [58]. Auf die Tropfen wirken die aerodynamischen Kräfte der umgebenden Strömung und, diesen entgegengesetzt, die Oberflächenspannung. Sobald der aerodynamische Widerstand des Tropfens  $F_{\text{Wid}}$  gerade der Oberflächenkraft  $F_{\text{Obff}}$  entspricht, beginnt dieser weiter zu zerfallen. Viele der größeren Tropfen sind daher instabil und werden durch Sekundärzerfall weiter verkleinert. Für den Fall, dass beide Kräfte im Gleichgewicht sind, gilt

$$F_{\text{Wid}} = F_{\text{Obff}}. \quad (2.32)$$

Der aerodynamische Widerstand wird gebildet aus dem Widerstandsbeiwert des Tropfens  $C_{\text{Wid}}$ , der projizierten Fläche des Tropfens  $\pi d^2/4$  und dem dynamischen Druck  $\frac{\rho_g}{2} v_{\text{rel}}^2$ . Die Oberflächenkraft entspricht dem Tropfenumfang  $\pi d$  multipliziert mit der Oberflächenspannung  $\sigma_f$ . Gleichung 2.32 wird damit zu

$$C_{\text{Wid}} \frac{\pi d^2}{4} \frac{\rho_g}{2} v_{\text{rel}}^2 = \pi d \sigma_f. \quad (2.33)$$

Diese Formel lässt sich umstellen, um die kritische Weber-Zahl



$$\text{We}_{\text{krit}} = \left( \frac{\rho_{\text{g}} v_{\text{rel}}^2 d}{\sigma} \right)_{\text{krit}} = \frac{8}{C_{\text{Wid}}} \quad (2.34)$$

zu erhalten. Für frei fallende Tropfen gilt  $\text{We}_{\text{krit}} \approx 22$ , während niedrigviskose Tropfen, die plötzlich einer Strömung mit hoher Geschwindigkeit ausgesetzt sind, schon bei  $\text{We}_{\text{krit}} \approx 13$  zerfallen [40].

Bei einer gegebenen Relativgeschwindigkeit ergibt sich die kritische Tropfengröße zu

$$d_{\text{krit}} = \frac{8\sigma}{C_{\text{Wid}}\rho_{\text{g}}v_{\text{rel}}^2} \quad (2.35)$$

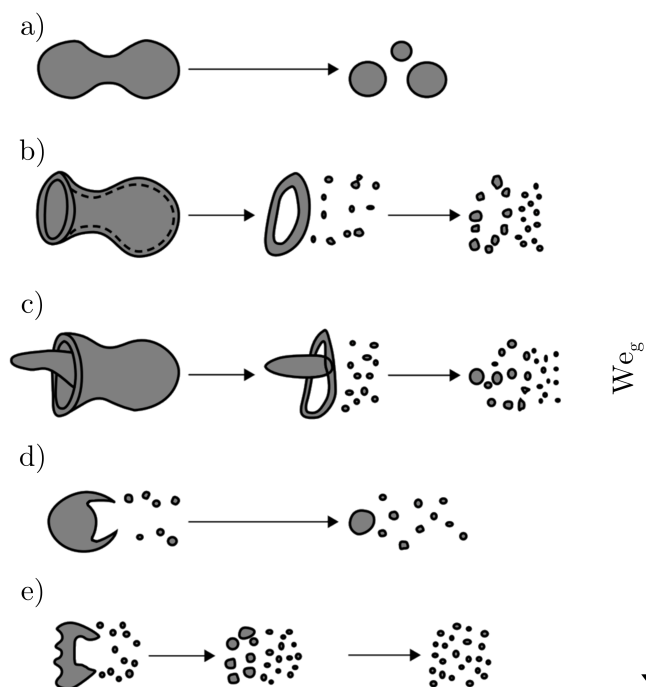
Tropfen mit  $d \geq d_{\text{krit}}$  zerfallen so lange, bis sie einen Durchmesser unterhalb  $d_{\text{krit}}$  erreichen. Die Zerfallszeit wächst dabei oberhalb von  $d_{\text{krit}}$  linear mit steigendem Durchmesser [33].

Der Zerfallsmechanismus, nach dem ein Tropfen zerfällt, ist abhängig von der Weber- und Ohnesorge-Zahl. Unterhalb von  $\text{Oh}_{\text{f}} = 0,1$  besteht lediglich eine Abhängigkeit von der Weber-Zahl. Gueldenbecher et al. [38] unterscheiden fünf Zerfallsbereiche (Tabelle 2.1), die in Abbildung 2.11 dargestellt sind. Ab  $\text{Oh}_{\text{f}} > 0,1$  verschieben sich die Bereiche zu höheren Weber-Zahlen.

Schwingungszerfall	$0 < \text{We}_{\text{g}} < \sim 11$
Taschenzerfall	$\sim 11 < \text{We}_{\text{g}} < \sim 35$
Multimode-Zerfall	$\sim 35 < \text{We}_{\text{g}} < \sim 80$
Filmablösen	$\sim 80 < \text{We}_{\text{g}} < \sim 350$
Katastrophaler Zerfall	$\text{We}_{\text{g}} > \sim 350$

**Tabelle 2.1:** Zerfallsbereiche newtonscher Tropfen bei  $\text{Oh}_{\text{f}} < 0,1$  aus [38]

Für unterkritische Weber-Zahlen können sich Tropfen durch Schwingungszerfall (*vibrational breakup*) in wenige kleinere Tropfen aufteilen. Schwingungen ausgelöst durch die Oberflächenspannung im Bereich der Eigenfrequenz des Tropfens sind hierfür verantwortlich. Der Schwingungszerfall kann allerdings nicht immer beobachtet werden, da die Schwingungen nur bei manchen Strömungsbedingungen instabil sind. [38] Beim Taschen- oder Fallschirmzerfall (*bag / parachute breakup*) flacht der Tropfen stetig ab, bis er zu einer Tasche mit dickem Rand aufgeblasen wird. Zunächst zerfällt die Tasche in feine Tropfen, gefolgt vom ringförmigen Rand, der über 70 % der Masse enthält und größere Fragmente bildet [58]. Der Multimode-Zerfall ähnelt dem Taschenzerfall. Es entsteht bei diesem zusätzlich ein Stempel, der sich der Tropfenbewegung entgegengesetzt ausbildet. Hier zerfällt ebenfalls die Tasche vor Rand und Stempel. Beim Filmablösen (*sheet stripping breakup*) nimmt der Tropfen eine konvexe Linsenform an, deren Rand zu einem dünnen Film verformt wird. Der Film bildet dünne Filamente, die letztlich in kleine Tröpfchen zerfallen. Auf diese Weise wird der Tropfen allmählich verkleinert bis der Durchmesser unterhalb des kritischen Durchmessers liegt. Beim katastrophalen Zerfall (*catastrophic breakup*) wird



**Abbildung 2.11:** Tropfenzerfall: a) Schwingungszerfall b) Taschenzerfall c) Multimode-Zerfall d) Filmablösen e) Katastrophaler Zerfall nach [38]

die Tropfenoberfläche von langwelligen Wellen mit großer Amplitude durchsetzt. Zunächst zerfällt der Tropfen in größere Stücke, die dann weiter fragmentieren.

Die Oberflächenvergrößerung durch Zerstäubung in feine Tropfen spielt bei der Verdampfung und anschließenden Verbrennung der Treibstoffe eine entscheidende Rolle. Um die Güte der Zerstäubung zu quantifizieren, werden üblicherweise mittlere Tropfengrößen verwendet. Für Verbrennungsanwendungen wird oft der Sauterdurchmesser

$$\text{SMD} = \frac{\sum d_{T,i}^3 n_{T,i}}{\sum d_{T,i}^2 n_{T,i}} \quad (2.36)$$

genutzt, da dieser das gemittelte Volumen- zu Oberflächenverhältnis aller Tropfen repräsentiert. Dabei ist  $i$  eine Tropfengrößenklasse bestehend aus einer Anzahl von  $n_{T,i}$  Tropfen mit dem mittleren Durchmesser  $d_{T,i}$ .

## 2.4. Injektortypen

Injektoren nutzen die in Abschnitt 2.3 beschriebenen Zerfallsmechanismen zur Zerstäubung flüssiger Treibstoffe. Die verschiedenen Typen bieten unterschiedliche Vor- und Nachteile, weshalb die Auswahl stark von der vorgesehenen Anwendung abhängt. Dieses Kapitel bietet einen Überblick über die gängigsten Injektortypen für flüssige Treibstoffe. Es basiert im Wesentlichen auf dem Vorlesungsskript der Veranstaltung Raumfahrtantriebe I [67] und der Klassifizierung von Einspritzsystemen aus der Dissertation von Deeken [16].

Sutton und Biblarz [95] unterscheiden für Injektoren zwischen zwei Konstruktionsansätzen. Zum einen können durch in einem Muster angeordnete Bohrungen in einer Injektorplatte Treibstoffstrahlen in die Brennkammer eingespritzt werden. Dieses Funktionsprinzip kann in Form von Showerhead- oder Prallinjektoren ausgeführt werden. Strahlinjektoren sind seit dem Beginn der Raumfahrt in Verwendung und hauptsächlich in westlichen Triebwerken zu finden. Neuere Triebwerke verwenden vorwiegend den Ansatz, zylindrische Elemente in die Injektorfläche einzusetzen. Vor allem in russischen Triebwerken fand dieses Prinzip früh Anwendung. Zu den zylindrischen Injektoren zählen Koaxial-, Swirl- und Pintle-Injektoren. Eine Sonderform stellen poröse Injektoren dar. Tabelle 2.2 gibt einen Überblick über die verschiedenen Injektortypen, deren Zerstäubungsmechanismen, ihre Vor- und Nachteile sowie Triebwerke und Treibstoffe, die mit diesen verwendet wurden.

### 2.4.1. Showerhead-Injektoren

Die simpelste Injektorbauweise stellen die Showerhead-Injektoren dar, welche sowohl für Flüssigkeiten als auch für Gase geeignet sind. Hier werden die Treibstoffe durch Bohrungen parallel in die Brennkammer eingebracht. Durch diesen sehr einfachen Aufbau sind Showerhead-Injektoren sehr leicht und günstig zu fertigen. Bei flüssigen Treibstoffen erfolgt die Zerstäubung rein über Strahlzerfall. Da für eine vollständige Zerstäubung sehr große Brennkammervolumina benötigt werden, finden sie jedoch inzwischen fast ausschließlich für das Aufbringen eines Films zur Wandkühlung Anwendung [32, 43].

### 2.4.2. Prallinjektoren

Prallinjektoren zerstäuben flüssige Treibstoffe, indem durch angewinkelte Bohrungen zwei oder mehr Treibstoffstrahlen aufeinander treffen und im Aufprallpunkt eine Flüssigkeitslamelle bilden (Abbildung 2.12). Diese zerfällt dann in Tropfen, die durch Sekundärzerfall weiter zerstäubt werden.

Die Bohrungen von Prallinjektoren erfordern eine hohe Fertigungsgenauigkeit, um ein präzises Aufeinandertreffen zu gewährleisten. Zusätzlich sind Prallinjektoren anfällig gegenüber Verbrennungsinstabilitäten, die durch Druckwellen zu einer Strahlablenkung füh-

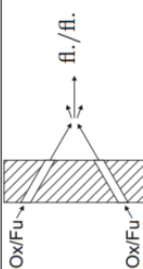
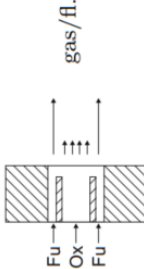
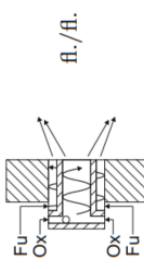
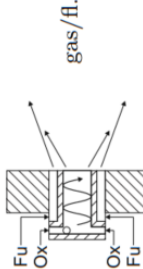
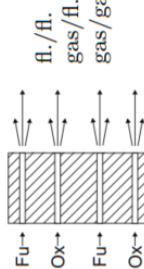

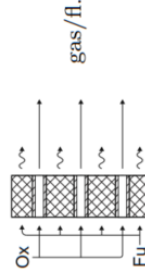
Bezeichnung	Aggregatzustände der Treibstoffe	Dominierender Aufbereitungsmechanismus	Typische Treibstoffe	Triebwerke	Vor- und Nachteile
Prallinjektoren		Lamellenzerfall	LOX/Kerosin MMH/NTO	F-1 Viking, RCS	Leichte Fertigung Gute Zerstäubung Empfindlich ggü. Herstellungsfehlern
Koaxialinjektoren		Strahlzerfall aerodyn. unterstützt Impulsaustausch	LOX/H <sub>2</sub> LOX/CH <sub>4</sub>	Vulcain, Vinci, J-2, SSME	Gute Zerstäubung Gutes Stabilitätsverhalten Aufwendige Fertigung Empfindlich ggü. Herstellungsfehlern
Drall-(Swirl)-Injektoren		Hohlkegelzerfall	LOX/Kerosin MMH/NTO	RD-107 (Soyuz) RD-216	Sehr gute Zerstäubung Hoher Massenstrom pro Element Verwendung zur Wandkühlung möglich Aufwendige Fertigung Empfindlich ggü. Herstellungsfehlern
Swirl-Koaxialinjektoren		Hohlkegelzerfall aerodyn. unterstützt Impulsaustausch	LOX/H <sub>2</sub> LOX/CH <sub>4</sub> LOX/Kerosin (SC)	RL-10 RD-170	Sehr gute Zerstäubung Gutes Stabilitätsverhalten Hoher Massenstrom pro Element Aufwendige Fertigung Empfindlich ggü. Herstellungsfehlern
Showerhead-Injektoren		Strahlzerfall	MMH/NTO	EAM	Leichte Fertigung Verwendung zur Wandkühlung möglich Schlechte Zerstäubung/Vermischung
Pintle-Injektoren		Lamellenzerfall	MMH/NTO LOX/Kerosin LOX/H <sub>2</sub>	Lunar Module Descent Engine	Sehr gute Drosselbarkeit Sehr gutes Stabilitätsverhalten Hoher Massenstrom pro Element Aufwendige Fertigung Hohe therm. Wandbelastung
Poröse Injektoren (API)		Strahlzerfall aerodyn. unterstützt	LOX/H <sub>2</sub> LOX/CH <sub>4</sub>		Gute Drosselbarkeit Geringe Stratifizierung Leichte Fertigung

Tabelle 2.2: Übersicht typischer Injektoren aus [16]

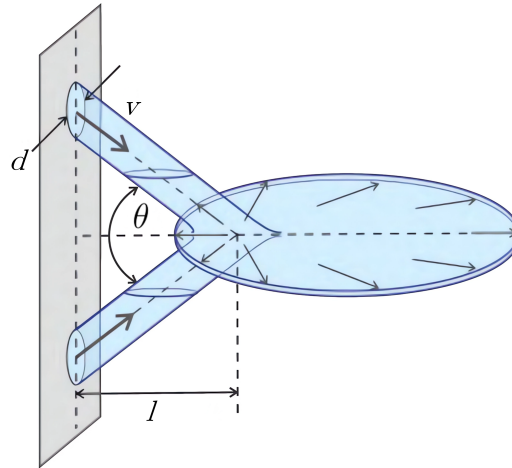


Abbildung 2.12: Zerstäubung durch Prallinjektion aus [67]

ren, wodurch es zu einer Kopplung von Zerstäubung und Brennkammerakustik kommt [16, 43].

Es wird unterschieden zwischen Ausführungen, bei denen sich die Strahlen des gleichen Treibstoffs treffen (*like-on-like*) und solchen, bei denen Oxidator und Brennstoff aufeinandertreffen (*unlike*). Für eine gute Zerstäubung sollten die Treibstoffe hierbei eine ähnliche Dichte besitzen und mit gleicher Geschwindigkeit und gleichem Strahldurchmesser aufeinander treffen [84]. Dieses Kriterium wird ausgedrückt im Rupe-Faktor

$$\Phi = \frac{(\rho v^2 d)_b}{(\rho v^2 d)_{ox}}. \quad (2.37)$$

Bei  $\Phi = 1$  wird eine optimale Zerstäubung erreicht.

Neben Doublet-Prallinjektoren, bei denen zwei Strahlen aufeinander treffen, gibt es Varianten mit drei (Triplet) oder mehr Strahlen, welche besser für Treibstoffe unterschiedlicher Dichte geeignet sind.

### 2.4.3. Koaxialinjektoren

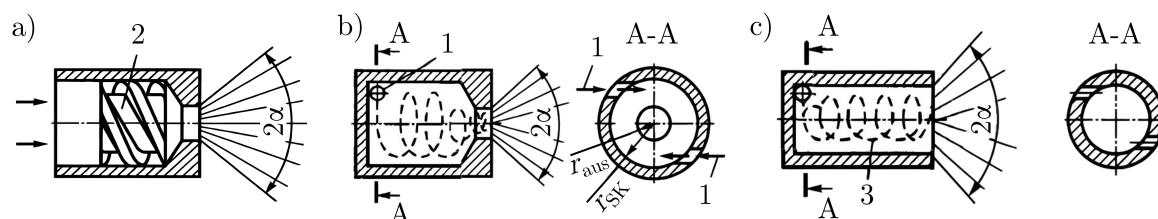
Der einfachste Aufbau eines zylindrischen Injektors ist der Koaxialinjektor, der verwendet wird, wenn eine Treibstoffkomponente flüssig und die andere gasförmig eingespritzt werden soll. Bei diesem Injektortyp wird der flüssige Treibstoff durch ein zentrales Röhrrchen eingespritzt, das von einem Ringspalt umgeben ist, aus dem der gasförmige Treibstoff austritt. Ein charakteristisches Merkmal von Koaxialinjektoren sind die stark unterschiedlichen Austrittsgeschwindigkeiten. Während die flüssige Komponente mit Geschwindigkeiten in der Größenordnung von 10 m/s austritt, wird das Gas auf Geschwindigkeiten von mehreren 100 m/s beschleunigt [67]. Dies führt zu Scherkräften zwischen den Treibstoffen, was wiederum zur Zerstäubung der flüssigen Komponente durch Impulsaustausch führt.

Durch das Einbringen einer Fase im zentralen Post (Taper) kann die Zerstäubung weiter verbessert werden, da der flüssige Treibstoff verlangsamt wird und eine radiale Geschwindigkeitskomponente erhält. Dadurch erhöht sich das Impulsverhältnis und die Zerstäubung wird beschleunigt. Der Versatz des zentralen Posts aus der Ebene der Injektorplatte spielt ebenfalls eine wichtige Rolle. Durch diesen sogenannten Recess bildet sich im Injektorelement eine Art störungsfreie Vorbrennkammer, die die Verbrennung stabilisiert [62]. Zusätzlich führt das Ankern der Flamme am Post dazu, dass die Ausströmfläche des gasförmigen Treibstoffs reduziert wird, was die Geschwindigkeit erhöht und die Zerstäubung verbessert [16].

Koaxialinjektoren kommen hauptsächlich in LOX/H<sub>2</sub>-Triebwerken zum Einsatz. Aufgrund der engen Spaltmaße erfordert die Herstellung hohe Fertigungsgenauigkeiten.

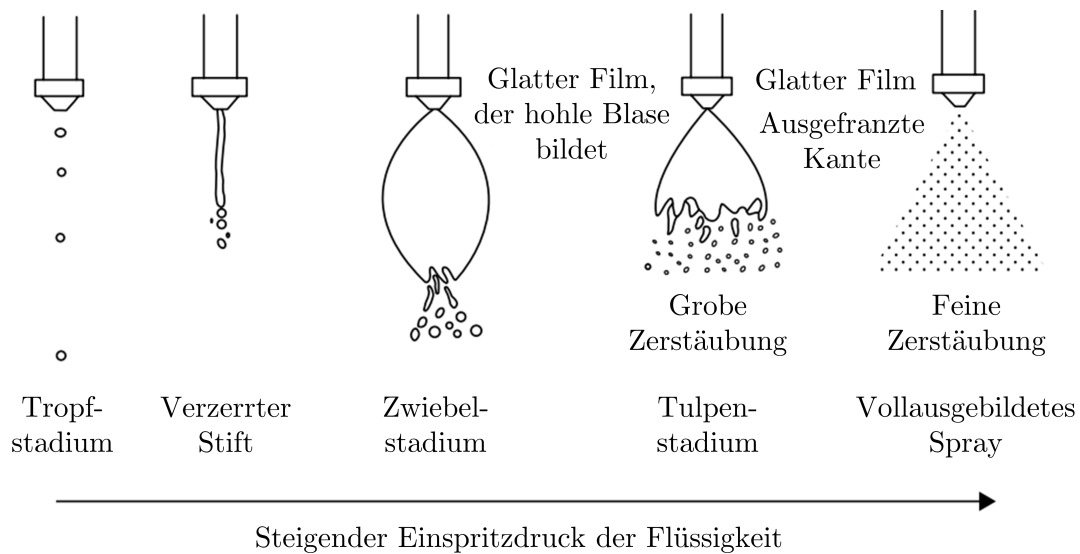
### 2.4.4. Swirl-Injektoren

Die Grundbauform von Swirl-Injektoren für einen einzigen Treibstoff wird als Simplex-Swirl-Injektor bezeichnet und ist Bestandteil aller Swirl-Injektoren. Die verschiedenen Varianten des Simplex-Swirls sind in Abbildung 2.13 dargestellt.



**Abbildung 2.13:** Bauformen von Simplex-Swirl-Injektoren nach [17]: a) geschlossen mit Einsatz, b) geschlossen mit Tangentialeinlässen c) offen mit Tangentialeinlässen; 1: Tangentialeinlass, 2: Swirleinsatz, 3: Stromlinie

In Swirl-Injektoren wird einem flüssigen Treibstoff ein Drehimpuls aufgeprägt, der beim Verlassen einer Swirl-Kammer für die Bildung eines Flüssigkeitsfilms in Hohlkegelform sorgt. Im Inneren der Swirl-Kammer bildet sich durch die hohe Umfangsgeschwindigkeit der Flüssigkeit ein Gaskern, wodurch die charakteristisch niedrigen Durchflusskoeffizienten von Swirl-Injektoren zustande kommen [83]. Die Tangentialgeschwindigkeit der Flüssigkeit wird typischerweise durch einen Swirl-Einsatz oder Tangentialeinlässe in der Swirl-Kammer erzeugt. Tangentiale Einlässe sind einfacher zu fertigen und im Triebwerk zu integrieren und bieten einen Gewichtsvorteil gegenüber Swirl-Einsätzen. Diese erzeugen allerdings bei geringen Druckverlusten eine bessere Zerstäubung [39]. Weiter wird unterschieden zwischen der geschlossenen Bauform, bei der sich die Swirl-Kammer in einer konvergenten Düse verjüngt, und der offenen mit gleichem Durchmesser von Auslass und Swirl-Kammer. Die Düse dient der Erhöhung der Tangentialgeschwindigkeit durch Drehimpulserhaltung bei kleiner werdendem Radius, was die Zerstäubung verbessert. Offene Swirl-Injektoren bieten bessere dynamische Eigenschaften, da sie als Resonanzvolumen Schwingungen dämpfen können [19].



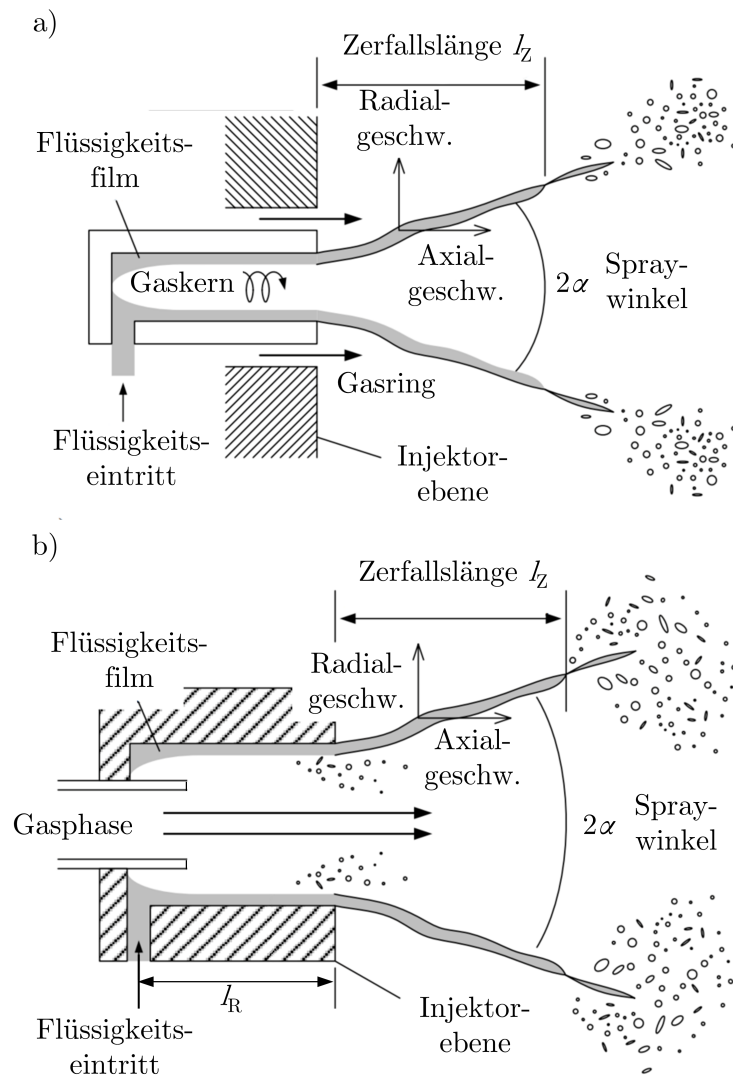
**Abbildung 2.14:** Stadien der Spray-Entwicklung mit steigendem Einspritzdruck der Flüssigkeit nach [58]

Die Zerstäubung in Swirl-Injektoren ist stark vom Druckabfall über den Injektor abhängig. Die verschiedenen Stadien der Zerstäubung zeigt Abbildung 2.14. So beginnt die Ausbildung des Sprays mit vereinzelt Tropfen, die sich bei weiterer Druckerhöhung zu einem Strahl verbinden. Im Anschluss bildet sich ein Film, der sich durch Oberflächenspannung zu einer zwiebelartigen Blase formt. Mit Erhöhung des Drucks öffnet sich die Blase zu einer Tulpenform, von der große Tropfen ablösen. Ab einem kritischen Druckabfall entsteht das vollausbildete konische Spray mit feiner Zerstäubung [58].

Für Anwendungen mit beiden Treibstoffen in flüssiger Form können zwei Swirl-Elemente koaxial angeordnet werden. Oxidator und Brennstoff bilden jeweils einen konischen Film, deren Winkel so gewählt wird, dass diese sich treffen. Die Treibstoffe werden auf diese Weise vermischt und weiter zerstäubt.

Ein ähnlicher Aufbau wird verwendet, wenn die Treibstoffe gasförmig und flüssig vorliegen. Die gasförmige Komponente wird dabei allerdings nicht mit Drall versehen. Da es sich um eine Kombination aus Koaxial- und Swirl-Injektor handelt, werden diese Injektoren als Koaxial-Swirl-Injektoren bezeichnet. Für Anwendungsfälle mit gasförmigem Oxidator, wie GOX/Kerosin-Triebwerke mit oxidatorreicher Vorverbrennung, wird der Injektor so aufgebaut, dass das Gas aus einem zentralen Rohr mit einem außenliegenden Swirl-Element ausströmt (gas-centered swirl coaxial - GCSC). Durch einen Recess  $l_R$  sorgt die Strömung schon in der Swirl-Kammer für eine Zerstäubung des Flüssigkeitsfilms.

In Anwendungen mit gasförmigem Brennstoff strömt dieser aus einem Ringspalt um ein zentrales Swirl-Element in die Brennkammer ein (liquid-centered swirl coaxial - LCSC). Das über den Ringspalt austretende Gas interagiert mit dem durch das Swirl-Element erzeugtem Spray und zerstäubt dieses weiter. Vor allem bei LOX/H<sub>2</sub>-Triebwerken wird diese Bauweise verwendet. In beiden Fällen dient die Anordnung dazu, die Brennkammerwand nicht in direkten Kontakt mit dem Oxidator zu setzen. Abbildung 2.15 zeigt Aufbau und Zerfallsmechanismus des LCSC- sowie des GCSC-Injektors.



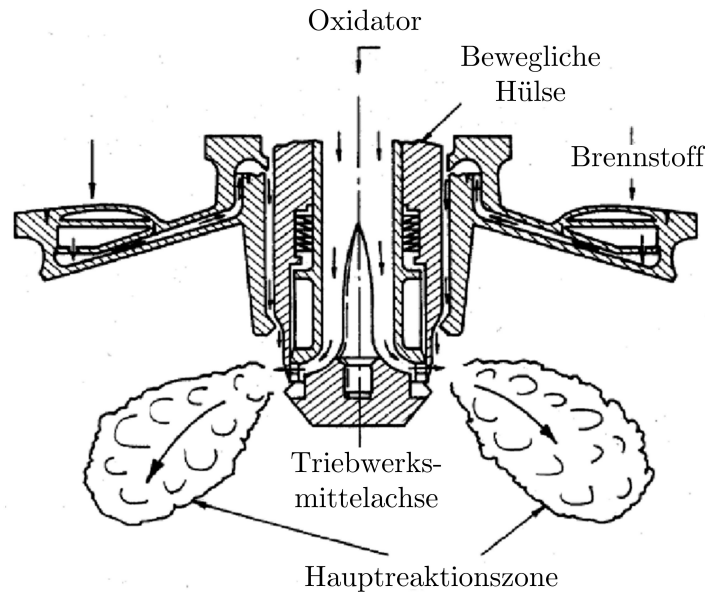
**Abbildung 2.15:** Zerfallsmechanismen des a) LCSC- und b) GCSC-Injektors nach [44]

Swirl-Injektoren bieten auch bei geringen Massenströmen eine gute Treibstoffaufbereitung, was eine hohe Drosselbarkeit ermöglicht. Sie erzeugen eine Rezirkulationszone, die sich stabilisierend auf die Verbrennung auswirkt. [67] Die radiale Geschwindigkeitskomponente der Treibstoffe sorgt allerdings für eine erhöhte Wandwärmelast durch wandnahe Injektorelemente [16]. Wie Koaxialinjektoren erfordern Swirl-Injektoren eine hohe Fertigungsgenauigkeit [67].

### 2.4.5. Pintle-Injektoren

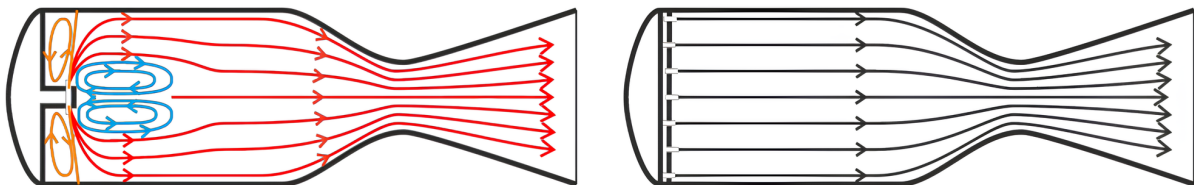
Eine weitere Bauweise des zylindrischen Injektors ist der Pintle-Injektor, welcher in der Regel als Einzelelement ausgeführt wird. Wie beim Koaxialinjektor strömen hier zunächst beide Treibstoffe koaxial ein. Der zentral eingespritzte Treibstoff trifft dann auf einen Dorn (pintle) und wird von diesem umgelenkt. Es bildet sich ein Hohlkegel, der auf die aus dem äußeren Ringspalt austretende Komponente trifft (Abbildung 2.16). Diese In-





**Abbildung 2.16:** Schnittansicht eines Pintle-Injektors nach [43]

teraktion verbessert deutlich Vermischung und Zerstäubung der Treibstoffe und erzeugt das charakteristische Brennkammerströmungsbild des Pintle-Injektors (Abbildung 2.17). Es entstehen zwei torodiale Rezirkulationszonen, die sich stabilisierend auf die Verbrennung auswirken [20]. Das spezielle Strömungsbild erfordert allerdings auch verhältnismäßig große charakteristische Brennkammerlängen [16]. Außerdem kann die Rezirkulation zu hohen thermischen Lasten an der Einspritzplatte, der Stirnfläche des Pintles und im Bereich des Staupunkts an der Brennkammerwand führen [67, 16]. In diesen Fällen ist eine Kühlung des Pintles und ein größerer Brennkammerdurchmesser notwendig.



**Abbildung 2.17:** Strömungsfeld in einer Brennkammer mit Pintle-Injektor (links) und einer Brennkammer mit anderen Injektortypen (rechts) aus [67]

Durch bewegliche Elemente kann die Ausströmfläche der Treibstoffe verändert werden, wodurch sich eine sehr gute Drosselbarkeit bei hoher Stabilität und einer guten Effizienz über den gesamten Schubbereich ergibt. So konnte im Landetriebwerk der Apollo-Missionen mit einem Pintle-Injektor eine Drosselung auf 10 % des Nominalschubs erreicht werden [43]. Zusätzlich können mit den beweglichen Elementen die Austrittsflächen vollständig geschlossen werden, wodurch der Injektor als Hauptventil mit sehr direktem Ansprechverhalten fungiert. Vor allem für Anwendungen mit propulsiver Landung ist dies von Vorteil. Die beweglichen Teile erfordern jedoch ein spezielles Augenmerk auf die Wahrung der Dichtigkeit. Es ist essenziell, dass die Treibstoffe im Fördersystem streng voneinander getrennt bleiben und kein Treibstoff aus dem Triebwerk austritt. Zusätzlich stellt die Entwicklung der Mechanik zum Verstellen der Elemente eine zusätzlichen Entwicklungsaufwand dar.

Typischerweise werden Pintle-Injektoren mit flüssigen, teilweise hypergolen Treibstoffen wie LOX/Kerosin (Merlin-Triebwerk) oder Aerozine 50/Distickstofftetroxid (Apollo) verwendet. Grundsätzlich kann aber auch eine Komponente gasförmig vorliegen.

### 2.4.6. Poröse Injektoren

Als Alternative zu Koaxialinjektoren wird an porösen Injektoren für die Anwendung mit Gasförmig/Flüssig-Treibstoffkombinationen geforscht. Hier tritt die gasförmige Komponente aus einer porösen Oberfläche aus, während der flüssige Treibstoff wie bei einem Showerhead-Injektor parallel aus eingelassenen Durchgängen eingespritzt wird. Die Zerstäubung erfolgt ebenfalls über Strahlzerfall, welcher allerdings durch die austretende gasförmige Komponente und die Verbrennung beschleunigt wird.

Gegenüber Koaxialinjektoren ergeben sich einige Vorteile. So sind die Anforderungen an Fertigungstoleranzen deutlich geringer, was Aufwand und Kosten der Herstellung verringert. Zusätzlich treten auch bei niedrigen Injektordruckverlusten keine Instabilitäten auf, wodurch ein höherer  $I_{sp}$  beziehungsweise ein höheres Schub/Gewichts-Verhältnis des Gesamtsystems erreichbar ist. Außerdem lassen sich poröse Injektoren, im Gegensatz zu Pintle-Injektoren, ohne bewegliche Komponenten tief drosseln. Dabei sind nur minimale Verbrennungseffizienzverluste bei niedrigen Schüben zu beobachten [16].

Um eine gleichmäßige Treibstoffverteilung zu gewährleisten, muss das poröse Material allerdings sehr homogen sein. Außerdem sind poröse Injektoren noch Gegenstand der Forschung und derzeit für kein Triebwerk in Anwendung. Vor allem für größere Brennkammern sind weitere Untersuchungen notwendig.

## 3. Triebwerksvorauslegung

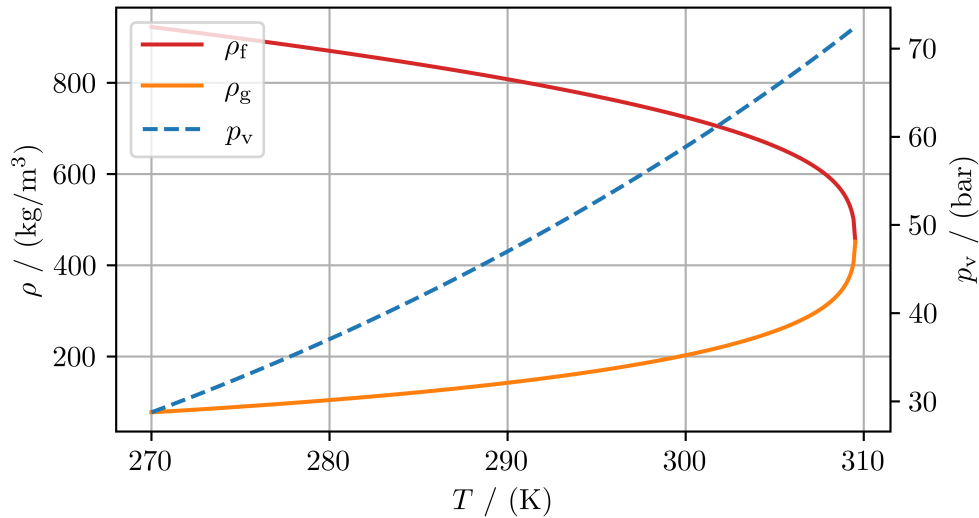
Die Vorauslegung des Triebwerks erfolgt in drei Schritten. Zunächst werden anhand der ausgewählten Treibstoffe sowie dem gewünschten Brennkammerdruck und Schub die Massenströme für Oxidator und Brennstoff festgelegt. Im Anschluss wird eine Geometrie der Brennkammer bestimmt, mit der sich über den Wärmeübergangskoeffizienten nach Bartz [10], wie in Abschnitt 2.1.3 beschrieben, ein Wandwärmestrom berechnen lässt. Prägt man diesen nun auf die Treibstoffe auf, so lassen sich die Einspritzbedingungen bestimmen, die für die Injektorauslegung benötigt werden.

### 3.1. Bestimmung der Treibstoffmassenströme

Zur Bestimmung der Massenströme müssen zunächst Treibstoffkombination, Schub und Brennkammerdruck festgelegt werden. Als Oxidator ist für das Triebwerk Lachgas ( $\text{N}_2\text{O}$ ) vorgesehen. Dieses liegt mit einer kritischen Temperatur von 309,5 K bei Raumtemperatur ( $20^\circ\text{C}$ ) ab einem Druck von 50,5 bar flüssig vor (siehe Abb. 3.1). Dabei bedrückt sich  $\text{N}_2\text{O}$  selbst auf den entsprechenden Dampfdruck. Anders als bei Sauerstoff ist daher keine Kühlung auf kryogene Temperaturen nötig, um das Lachgas zu verflüssigen. Es ist weder giftig noch brennbar, lediglich brandfördernd [59]. Die Kombination dieser Eigenschaften macht die Handhabung von Lachgas deutlich einfacher als die anderer Oxidatoren, weshalb es in studentischen Projekten sehr häufig zur Verwendung kommt. Beim Brennstoff handelt es sich um ein Gemisch aus 80 % Ethanol und 20 % Wasser. Durch gute Verfügbarkeit, einen geringen Preis und die ebenfalls einfache Handhabung ist Ethanol sehr gut für die Anwendung geeignet. Durch Zugabe von Wasser kann mit sehr geringem Verlust an spezifischem Impuls die Verbrennungstemperatur gesenkt und die Wärmekapazität gesteigert werden, was die regenerative Kühlung vereinfacht.

Der benötigte Schub wird abgeleitet aus einer Massenabschätzung des Hoppers. Um die angesetzte Startmasse von 120 kg zu beschleunigen und eine gewisse Marge für erhöhtes Gewicht und andere Störkräfte zu gewährleisten, wird der Maximalschub auf 1500 N angesetzt. Mit andauerndem Schwebeflug sinkt die Gesamtmasse und nähert sich der angenommenen Strukturmasse von 70 kg. Das Triebwerk muss also dem sinkendem Gewicht entsprechend seinen Schub reduzieren. Um eine Landung zu gewährleisten und auch am unteren Ende des Betriebsbereichs genug Marge zu besitzen, wird daher ein minimaler Schub von 500 N festgelegt.

Da die Eigenschaften von Lachgas stark temperaturabhängig sind, soll dieses für gleichbleibende Einspritzbedingungen auf  $35^\circ\text{C}$  geheizt werden. Bei dieser Temperatur besitzt es einen Dampfdruck von etwa 70 bar. Zusätzlich verhindert eine Bedrückung mit Stickstoff Kavitation im Leitungssystem. Um Filmsieden und damit einen Einbruch des Wärmeübergangs, der zum Durchbrennen der Kühlkanäle führen kann, zu vermeiden, wird ein



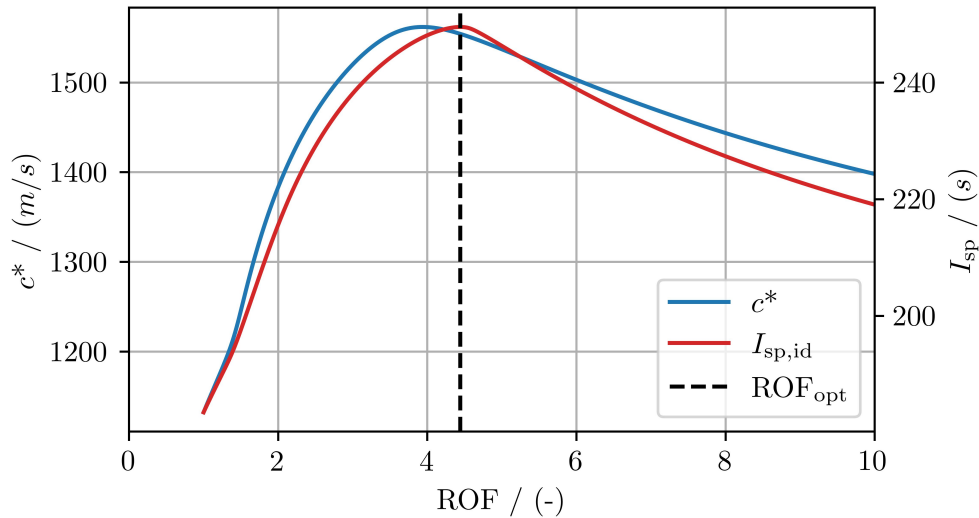
**Abbildung 3.1:** Dichte und Dampfdruck von Lachgas in Abhängigkeit von der Temperatur

Injektorvordruck von 75 bar angesetzt. Die Drosselung des Massenstroms soll ohne variable Geometrie rein durch den Druckverlust über den Injektor geschehen. Dieses Konzept, das als *High-Pressure-Drop Injector* bezeichnet wird, ist besonders einfach umzusetzen, aber auf eine Drosselung von ungefähr 3-zu-1 begrenzt, da die Versorgungsdrücke sonst zu groß werden. [14] Da kein tieferes Drosseln des Maxwell-Triebwerks erforderlich ist, stellt dies keine Einschränkung dar. Um bei einer Drosselung auf 33 % des Schubs noch 15 %  $\Delta p_{inj}/p_c$  zu gewährleisten, wird bei 100 % Schub ein Verhältnis  $\Delta p_{inj}/p_c$  von mindestens 45 % benötigt. Der maximale Brennkammerdruck wird daher auf 50 bar festgelegt.

Mit diesen Werten lässt sich mit CEA ein auf den spezifischen Impuls optimiertes ROF bestimmen (Abb. 3.2). Der von CEA berechnete  $I_{sp,id}$  wird mit einem Verlust beaufschlagt, der Verbrennungs- und Düseneffizienz berücksichtigt und dann benutzt, um anhand von Gleichung 2.2 den Gesamtmassenstrom zu bestimmen. Über das ROF können im Anschluss Oxidator- und Brennstoffmassenstrom berechnet werden. Tabelle 3.1 gibt die gegebenen Eingangsgrößen und die damit berechneten Ausgangsgrößen an.

Eingangsgröße		Ausgangsgröße	
Brennstoff	80 % Wasser, 20 % Ethanol	$\dot{m}_b$	121 g/s
Oxidator	Lachgas	$\dot{m}_{ox}$	537 g/s
$p_c$	50 bar	$ROF_{opt}$	4,44
$p_a$	1 bar	$I_{sp}$	232,3 s
$F$	1500 N		
$\eta_{c*}$	0,95		
$\eta_F$	0,98		

**Tabelle 3.1:** Ein- und Ausgangsgrößen für die Bestimmung der Treibstoffmassenströme



**Abbildung 3.2:** Char. Geschwindigkeit und idealer spez. Impuls des Triebwerks in Abhängigkeit vom Mischungsverhältnis ( $\epsilon = 7,82$ ,  $p_c = 50$  bar, eingefrorener Zustand ab Düsenhals)

## 3.2. Bestimmung der Triebwerkskontur

Im nächsten Schritt folgt die Berechnung der Brennkammer- und Düsenkontur. Die Ermittlung der Kontur basiert auf dem Programm von [76] und wurde um die Berechnung der Brennkammerkontur erweitert. Aus der CEA-Rechnung ergeben sich die Stoffwerte und Zustandsgrößen der Verbrennungsprodukte. Über Gleichung 2.14 kann die Düsenhalsfläche  $A_t$  bestimmt werden. Mit dem Brennkammerdruck  $p_c$  und Umgebungsdruck  $p_a$  ergibt sich dann aus Gleichung 2.16 das Expansionsverhältnis  $\epsilon$ . Damit kann schließlich der Austrittsquerschnitt  $A_e = A_t/\epsilon$  berechnet werden. Für die Erstellung einer Kontur werden jetzt noch die charakteristische Länge  $l^*$  und das Kontraktionsverhältnis

$$K = \frac{A_c}{A_t} \quad (3.1)$$

vorgegeben. Dabei wurde  $l^*$  für die verwendete Treibstoffkombination in einem ähnlichen Triebwerk aus der Literatur entnommen [98]. Das Kontraktionsverhältnis setzt die Brennkammerfläche  $A_c$  und die Düsenhalsfläche  $A_t$  ins Verhältnis und stellt so ein Maß für die Verjüngung der Brennkammer zum Düsenhals dar. Höhere Wert von  $K$  sorgen bei gleichem  $l^*$  für eine Verkürzung der Brennkammerlänge bei einer Vergrößerung des Brennkammerdurchmessers. Die gewählten Werte und die sich daraus ergebenden Abmaße der Brennkammer sind in Tabelle 3.2 aufgeführt. Bei der Düse handelt es sich um eine schuboptimierte Parabeldüse (*thrust optimised parabolic nozzle* - TOP), welche nach [65] dimensioniert wird. Die resultierende Kontur der Schubkammer mit Düse ist in Abbildung 3.3 dargestellt.

### 3. Triebwerksvorauslegung

Eingangsgröße		Ausgangsgröße	
$\dot{m}_{\text{ges}}$	658 g/s	$d_c$	60,4 mm
$p_c$	50 bar	$d_t$	16,2 mm
$p_a$	1 bar	$d_e$	45,2 mm
$T_c$	3100 K	$l_{\text{ges}}$	141,3 mm
$\gamma$	1,15	$\varepsilon$	7,82
$M$	26.27 g/mol		
$K$	14		
$l^*$	1 m		

Tabelle 3.2: Ein- und Ausgangsgrößen für die Bestimmung der Triebwerkskontur

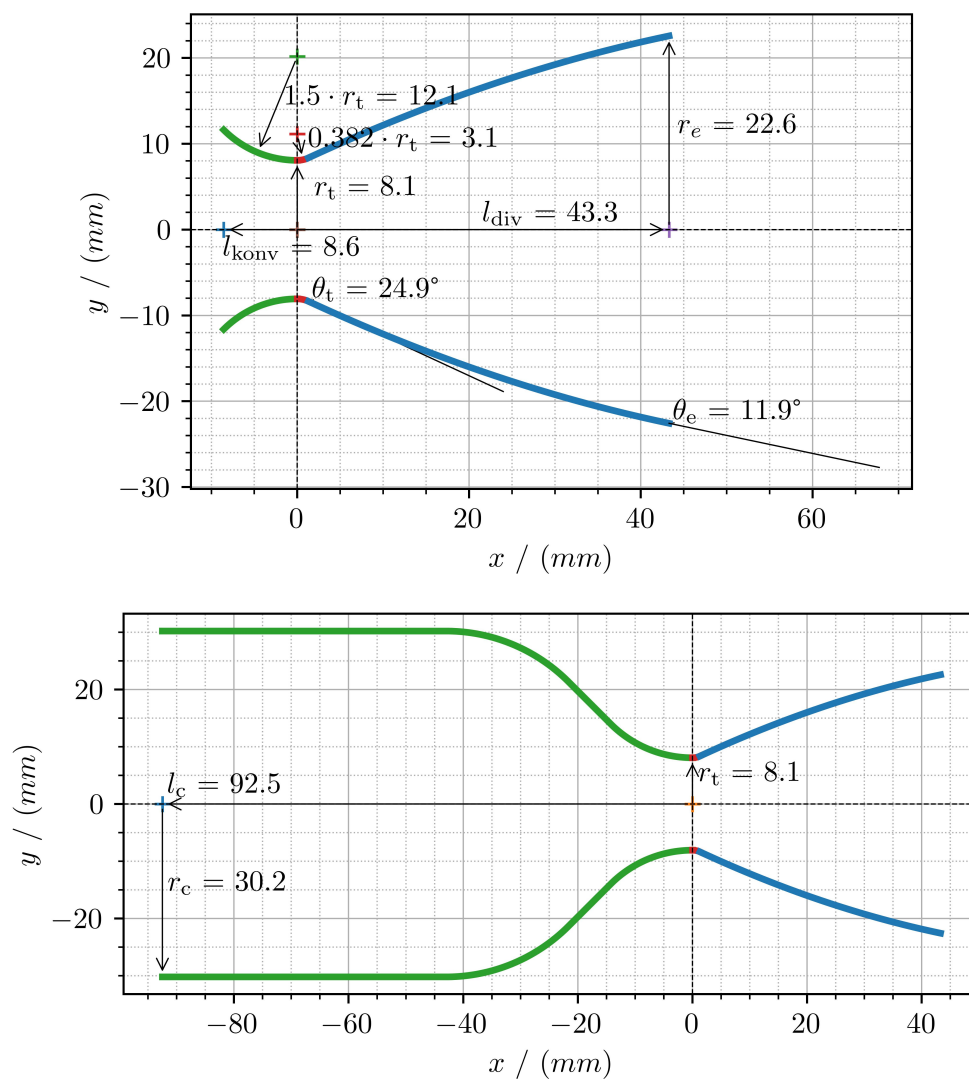


Abbildung 3.3: Kontur des Triebwerks

### 3.3. Abschätzung der Einspritzzustände

Um den Verlauf der Temperatur in den Kühlkanälen der Brennkammer zu erhalten, wird die Kontur diskretisiert. Ein solcher Abschnitt ist in Abbildung 3.4 dargestellt. Für jeden Abschnitt kann mit Gleichung 2.20 der heißgasseitige Wärmeübergangskoeffizient nach Bartz berechnet werden.

Über Gleichung 3.2 lässt sich der konvektive Wärmestrom eines Brennkammerabschnitts berechnen. Die Wandtemperatur  $T_w$  wird hier mit 750 K abgeschätzt. Die Stoffwerte der Treibstoffe werden aus der Python-Bibliothek *CoolProp* entnommen. Dabei wird der Druckverlust über die Kühlkanäle vernachlässigt und ein konstanter Druck von 75 bar angenommen. Im nächsten Schritt wird der Wärmestrom über eine Wärmebilanz (Gleichung 3.3) auf die regenerativen Kühlströme aufgeprägt und so eine Austrittstemperatur des Abschnitts berechnet. Auf diese Weise heizt der gesamte Wärmestrom die Treibstoffe auf. Diese konservative Annahme wurde getroffen, um den Rechenaufwand gering zu halten.

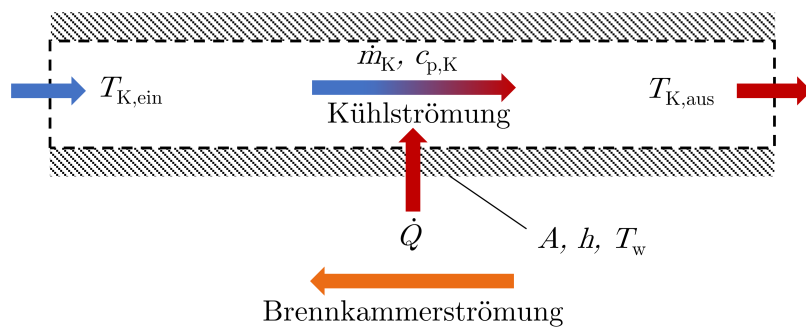


Abbildung 3.4: Wärmebilanz eines Brennkammerabschnitts

$$\dot{Q} = h \cdot A \cdot (T - T_w) \quad (3.2)$$

$$\frac{dU}{d\tau} = \dot{m}_K \cdot c_{p,K}(T) (T_{K,ein} - T_{K,aus}) + \dot{Q} = 0 \quad (3.3)$$

Abbildung 3.6 zeigt den Verlauf der Temperaturen und Dichten von Oxidator und Brennstoff, wenn diese im Düsenhals in die Kühlkanäle der Brennkammerwand eingebracht werden (vgl. Abb. 3.5). Das Lachgas wird dabei genutzt, um den konvergenten Teil der Düse und die Brennkammer im Gegenstromverfahren zu kühlen. Durch die Erwärmung auf über 600 K überschreitet das Lachgas die Pseudo-Siedelinie und ist vor dem Injektor überkritisch. Durch den Druckabfall strömt es dann gasförmig in die Brennkammer ein. Das Ethanol-Wassergemisch kühlt im Gleichstrom den divergenten Teil der Düse und bleibt dabei im flüssigen Zustand.

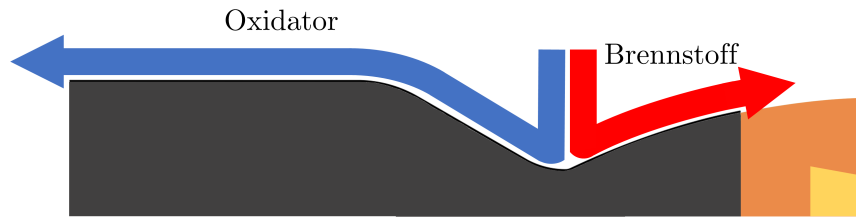


Abbildung 3.5: Schematischer Aufbau der regenerativen Kühlung

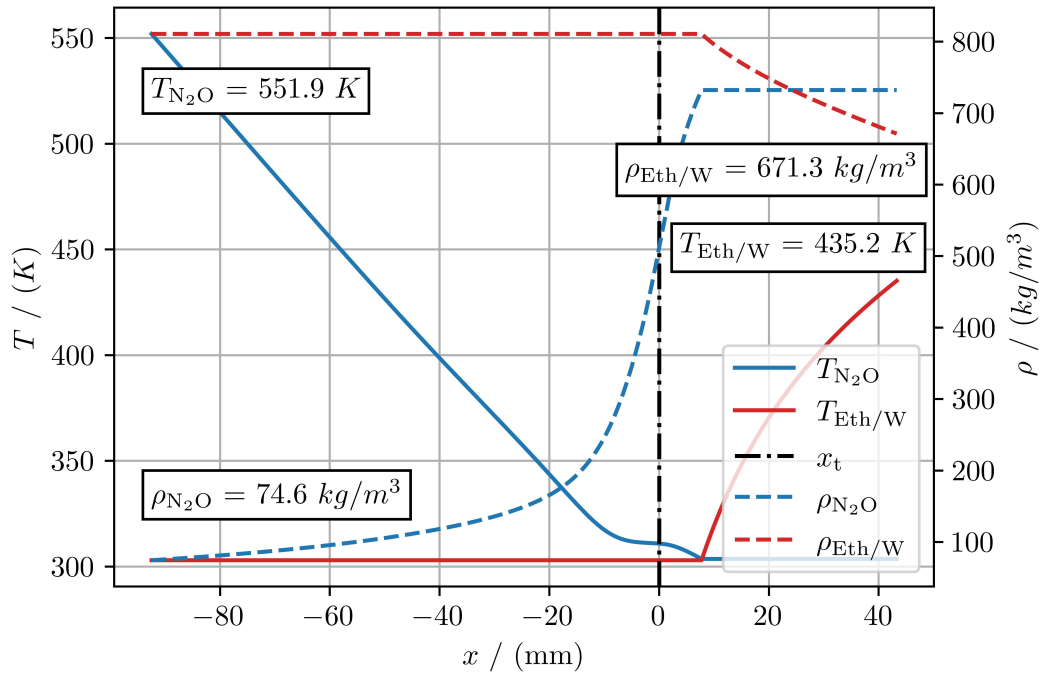
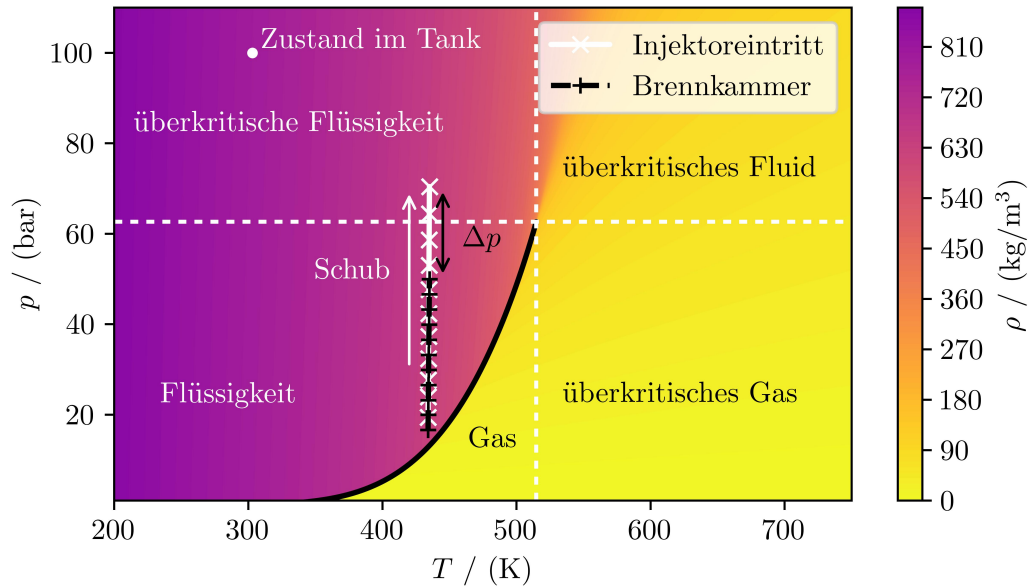


Abbildung 3.6: Temperatur und Dichte des Lachgases und des 80/20-Ethanol-Wasser-Gemischs in den Kühlkanälen

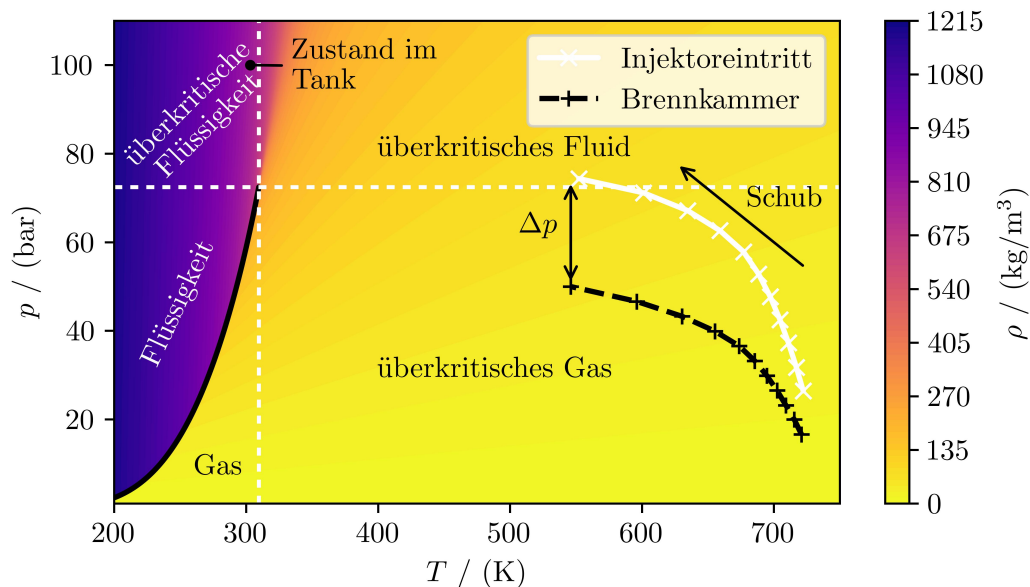
Diese Berechnung der Einspritzbedingungen lässt sich über den gesamten Schubbereich von 500 N bis 1500 N durchführen. Abbildung 3.7 und 3.8 zeigen diese Zustände im Phasendiagramm mit der entsprechenden Dichte des jeweiligen Treibstoffs. In weiß ist der Zustand vor dem Injektor und in schwarz gestrichelt nach der Einspritzung in die Brennkammer dargestellt. Es wird deutlich, wie der Brennkammerdruck mit sinkendem Schub abnimmt. Der Injektordruckverlust  $\Delta p$  entspricht dem vertikalen Abstand der Punkte. Mit sinkendem Schub und somit abnehmendem Massenstrom nimmt dieser Druckverlust ab. Beim Lachgas ist eine deutliche Temperaturzunahme bei gedrosseltem Schub zu beobachten. Dieses Phänomen tritt auf, da der abzuführende Wärmestrom nicht im gleichen Maße wie der zur Kühlung nutzbare Massenstrom abnimmt. Für das Ethanol-Wasser-Gemisch bleibt die Temperatur über den Schubbereich nahezu gleich. Der Tankzustand wird für beide Treibstoffe mit 100 bar und 30 °C abgeschätzt und ist ebenfalls eingetragen. Damit wird der Druckverlust bis zum Injektor zu jeweils 25 bar abgeschätzt. In der späteren Anwendung kann durch eine Anpassung des Tankdrucks der tatsächliche Druckverlust berücksichtigt werden. Um Kavitation in den Kühlkanälen zu verhindern, muss das Lachgas seine kritische Temperatur überschreiten, bevor es durch Druckverluste den



kritischen Druck unterschreitet. Nur so erfolgt der Übergang von Flüssigkeit zu Gas über den überkritischen Zustand, ohne, dass es zum Sieden kommt. Die Lachgasventile sollten sich daher unmittelbar vor dem Injektor und nach den Kühlkanälen befinden, um in den Kühlkanälen jederzeit ausreichend hohen Druck zu gewährleisten.



**Abbildung 3.7:** Zustände des Brennstoffs vor und nach der Einspritzung im Phasendiagramm über den gesamten Schubbereich



**Abbildung 3.8:** Zustände des Oxidators vor und nach der Einspritzung im Phasendiagramm über den gesamten Schubbereich

Bei Drosselung des Triebwerks ist im unteren Schubbereich mit Ablösung der Strömung am Ende der Düse zu rechnen. Um zu bestimmen, an welchem Punkt es zur Ablösung kommt, kann das Stark-Kriterium

$$\frac{p_{ab}}{p_a} = \frac{1}{Ma_{ab}} \quad (3.4)$$

verwendet werden [93]. Danach ist bei der Mach-Zahl  $Ma_{ab}$  mit Ablösen der Strömung zu rechnen, wenn der Druck an dieser Stelle den Ablösungsdruck  $p_{ab}$  erreicht. Mit einer Mach-Zahl am Austritt von  $Ma_e = 3$  und einem Austrittsdruck von  $p_e \approx 0,33$  bar beim Minimalschub von 500 N sollte die Ablösung unmittelbar am Ende der Düse geschehen. Die Erhöhung von Wanddruck und -temperatur stellt sich erst allmählich über die Lauflänge des Ablösegebiets ein [67]. Der Einfluss auf die Wärmelasten wurde daher vernachlässigt.

## 3.4. Auswahl des Injektortyps

Aus der Triebwerksvorauslegung ergibt sich eine Einspritzung des Oxidators im gasförmigen Zustand, während der Brennstoff flüssig eingespritzt wird. Prallinjektoren und reine Swirl-Injektoren kommen daher nicht in Frage. Die bei Showerhead- und Koaxialinjektoren vergleichsweise großen benötigten Brennkammervolumina für die gewählte Treibstoffkombination disqualifizieren diese ebenfalls. Da sich poröse Injektoren derzeit noch in der Entwicklung und nicht in Anwendung befinden, wurde sich auch gegen diese entschieden. Die verbleibenden Optionen sind Pintle- und Koaxial-Swirl-Injektoren. Pintle-Injektoren bieten sich vor allem wegen der sehr guten Drosselbarkeit und des guten Stabilitätsverhaltens an, allerdings ist der Entwicklungsaufwand sehr hoch. Hohe Wärmelasten am Pintle, der Einspritzplatte und dem Staupunkt an der Brennkammerwand könnten eine komplexe Kühlung notwendig machen. Besonders die Nutzung verschieblicher Elemente zur Drosselung macht die Entwicklung komplex, da dafür ein zuverlässiger, dichter Verstellmechanismus in unmittelbarer Nähe zur Brennkammer nötig ist. Koaxial-Swirl-Injektoren hingegen bieten eine sehr gute Zerstäubung und gute Stabilität bei ausreichender Drosselbarkeit mit einem moderaten Entwicklungsaufwand. Vor diesem Hintergrund wurde der Koaxial-Swirl-Injektor ausgewählt.

Bei der Wahl der Anzahl an Injektorelementen  $n_{EI}$  müssen zwei gegenläufige Effekte berücksichtigt werden. Zum einen verbessert eine große Anzahl an Elementen die Zerstäubung, Mischung und Verteilung der Treibstoffe. Dies führt jedoch zu geringeren Massenströmen pro Einzelelement, wodurch Einlassdurchmesser und Spaltmaße sehr klein werden. Im Hinblick auf diese Effekte wurden für das Triebwerk 3 Injektorelemente angesetzt, was einem maximalen Schub pro Element von 500 N entspricht.

# 4. Stand der Technik

## 4.1. Simplex-Swirl-Injektoren

Da das Swirl-Element zentraler Bestandteil von Koaxial-Swirl-Injektoren ist, sind viele Zusammenhänge des Simplex-Swirl-Injektors auf diese übertragbar.

Als zentrale Kennzahl hat sich die Swirl-Zahl

$$N_S = \frac{r_{\text{aus}} r_{\text{SA}}}{n_{\text{ein}} r_{\text{ein}}^2} \quad (4.1)$$

etabliert, welche die charakteristischen Geometriegrößen in einem Parameter vereint [11]. Dabei ist  $r_{\text{aus}}$  der Austrittsradius des Injektors und  $r_{\text{SA}}$  der Abstand von Einlässen und zentraler Achse. Diese werden ins Verhältnis gesetzt zum Quadrat des Einlassradius  $r_{\text{ein}}$  und der Anzahl an Einlässen  $n_{\text{ein}}$ . Diese Einflussgrößen auf die Swirl-Zahl sind in Abbildung 4.1 angetragen. Es ist zu beachten, dass die Swirl-Zahl in der Literatur teilweise anders definiert ist und in einigen Fällen als Geometrie-Koeffizient oder Injektorkonstante bezeichnet wird. Gleichung 4.1 gilt für Injektoren mit Tangentialeinlässen und kann für die Verwendung von Swirl-Einsätzen modifiziert werden zu

$$N_S = \frac{r_{\text{aus}} r_{\text{SA}} \pi \cos(\theta)}{n_{\text{ein}} A_{\text{ein}}} \quad (4.2)$$

[78]. Der Eintritt in die Swirl-Kammer unter dem Winkel  $\theta$  und die damit einhergehende Verringerung der Swirl-Zahl wird durch den Kosinusterm berücksichtigt. Da Swirl-

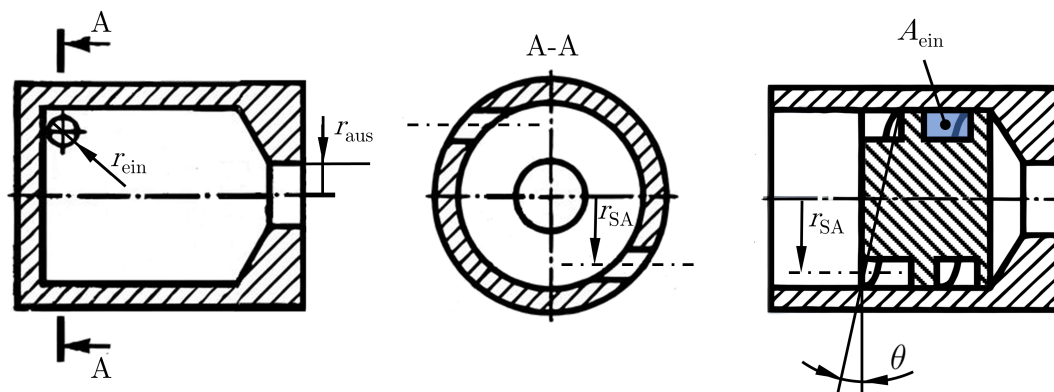


Abbildung 4.1: Einflussgrößen der Swirl-Zahl für tangentielle Einlässe (links) und für einen Swirl-Einsatz (rechts)

Einsätze häufig Kanäle mit rechteckigem Querschnitt besitzen, wird  $r_{\text{ein}}^2$  durch den Term  $A_{\text{ein}}/\pi$  ersetzt.

Mit Erhöhung der Swirl-Zahl sinkt der Durchflusskoeffizient  $C_D$ , während sich der Spraywinkel  $\alpha$  und das Verhältnis von Gaskern- zu Austrittsfläche vergrößern [83]. Die dimensionslose Gaskernfläche

$$X = \frac{A_{\text{GK}}}{A_{\text{aus}}} = 1 - \varphi \quad (4.3)$$

wird mit dem Gaskernquerschnitt  $A_{\text{GK}}$  und der Injektoraustrittsfläche  $A_{\text{aus}}$  gebildet und ist ebenfalls entscheidend für das Verhalten des Injektors. Das Komplement von  $X$  stellt der Füllungsgrad  $\varphi$  dar, welcher ein dimensionsloses Maß für die Filmdicke  $t_{\text{Film}}$  repräsentiert. [50]

#### 4.1.1. Geschlossene Bauweise

Typischerweise besitzen Swirl-Injektoren tangentielle Einlässe und sind in der geschlossenen Bauform ausgeführt. Diese Bauweise ist daher gut untersucht und es existiert umfangreiche Literatur dazu.

#### Durchflusskoeffizient

Abramovich [2] leitete über das Prinzip des maximalen Durchflusses das Maximum von  $C_D$  für einen gegebenen Druckverlust her. Mit der Annahme einer reibungsfreien Strömung lässt sich  $C_D$  in Abhängigkeit von der dimensionslosen Gaskernfläche  $X$  ausdrücken:

$$C_D = \sqrt{\frac{(1-X)^3}{1+X}} = \sqrt{\frac{\varphi^3}{2-\varphi}}. \quad (4.4)$$

Die Swirl-Zahl  $N_S$  ist in diesem Falle eine Funktion von  $\varphi$ :

$$N_S = \frac{(1-\varphi)\sqrt{2}}{\varphi\sqrt{\varphi}}. \quad (4.5)$$

Damit ist  $C_D$ , wie in Abb. 4.2 dargestellt, eine Funktion der Swirl-Zahl und es lassen sich folgende Aussagen ableiten:

- $C_D$  sinkt mit steigendem Injektordurchmesser.

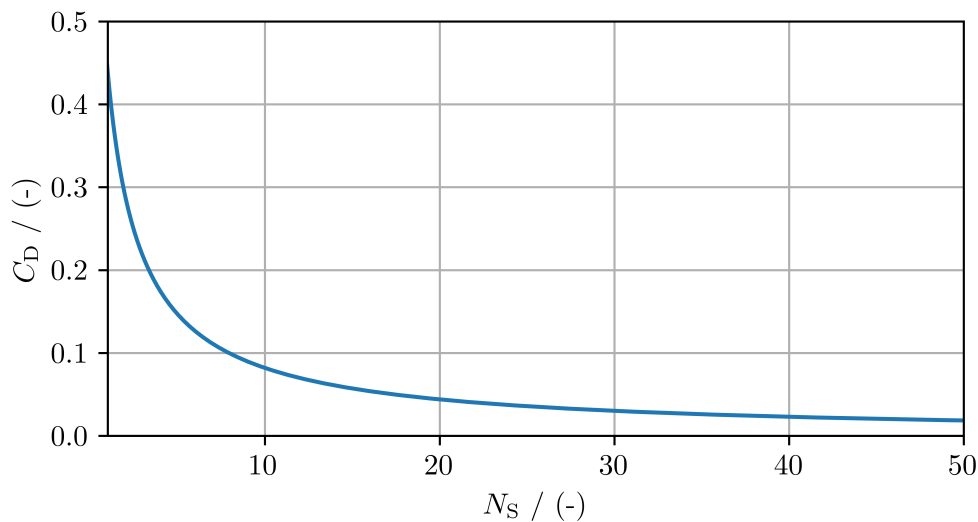
- Mit steigendem Einlassquerschnitt steigt auch  $C_D$ .
- Eine Vergrößerung des Einlasswinkels  $\theta$  verringert  $C_D$  durch die steigende Axialgeschwindigkeitskomponente.
- Geschlossene Swirl-Injektoren weisen größere Durchflusskoeffizienten auf als offene.

Für reibungsbehaftete Strömungen ist  $C_D$  zusätzlich eine Funktion von  $\Delta p$ . Dabei sinkt  $C_D$  mit steigendem  $\Delta p$  und nähert sich asymptotisch einem konstanten Wert an. Dieses Verhalten ist auf eine allmähliche Vergrößerung des Gaskerns zurückzuführen [56]. In der Literatur existieren zahlreiche empirische Korrelationen, die unterschiedlich viele Einflussgrößen einbeziehen. Abramovic [2] entwickelte zusätzlich zur theoretischen Beziehung die empirische Korrelation

$$C_D = \frac{0,432}{N_S^{0,64}}. \quad (4.6)$$

Rizk und Lefebvre entwickelten die ebenfalls rein geometrische Korrelation

$$C_D = 0,175 \sqrt{\frac{A_{\text{ein}}}{r_{\text{SK}} r_{\text{aus}}}} \left( \frac{r_{\text{SK}}}{r_{\text{aus}}} \right)^{0,25}. \quad (4.7)$$



**Abbildung 4.2:** Abhängigkeit des Durchflusskoeffizienten von der Swirl-Zahl nach dem Prinzip des maximalen Durchflusses

### Filmdicke

Die Filmdicke am Injektorausstritt  $t_{\text{Film}}$  beeinflusst maßgeblich die anschließende Zerstäubung des Treibstoffs. Sie sinkt mit steigendem  $\Delta p$  und nähert sich einem konstanten Wert

an. Eine hohe Viskosität geht mit größeren Filmdicken einher [83, 28]. Auch die Injektorgeometrie beeinflusst die Filmdicke, so sinkt  $t_{\text{Film}}$  bei steigendem  $N_S$  [4, 47]. Rizk und Lefebvre [83] entwickelten die Korrelation

$$t_{\text{Film}} = C \cdot \left[ \frac{d_{\text{aus}} \dot{m}_f \mu_f}{\rho_f \Delta p} \right]^{0,25} \quad \begin{cases} C = 3,66 & \text{Rizk \& Lefebvre} \\ C = 2,7 & \text{Suyari \& Lefebvre} \end{cases} \quad (4.8)$$

Um eine bessere Übereinstimmung mit ihren Daten zu erreichen, korrigierten Suyari und Lefebvre [96] den Faktor 3,66 zu 2,7. Für größere Austrittslängen  $l_{\text{aus}}$  modifizierten Kim et al. [54] die Korrelation zu

$$t_{\text{Film}} = 1,44 \left( \frac{\dot{m}_f \mu_f}{\rho_f \Delta p d_{\text{aus}}^3} \right)^{0,25} \left( \frac{l_{\text{aus}}}{d_{\text{aus}}} \right)^{0,6} \quad (4.9)$$

Simmons und Harding [87] stellten ihre Korrelation in Abhängigkeit vom Spraywinkels auf:

$$t_{\text{Film}} = 0,24 \frac{\dot{m}_f}{r_{\text{aus}} \cos(\alpha) \sqrt{\Delta p \rho_f}} \quad (4.10)$$

Üblicherweise wird eine gleichmäßige azimutale Verteilung der Filmdicke angenommen. Inamura et al. [45] konnten allerdings zeigen, dass diese in Umlaufrichtung eine Wellenform annimmt und dabei die Anzahl der Wellenberge der Anzahl an Einlässen entspricht.

## Spraywinkel

Da sich Filmdicke und Spraywinkel hauptsächlich aus der Umfangsgeschwindigkeit der Flüssigkeit ergeben, verhält sich der Spraywinkel umgekehrt proportional zur Filmdicke. Demnach ergeben hohe Werte für  $\Delta p$  und  $N_S$  bei geringer Viskosität einen großen Spraywinkel  $\alpha$ . Dabei hat  $N_S$  den größten Einfluss. Mit steigendem Gegendruck verkleinert sich  $\alpha$ , da die aerodynamischen Kräfte größer werden [51].

Die räumliche Treibstoffverteilung wird in erster Linie durch den Spraywinkel beeinflusst, weshalb dessen Größe besonders wichtig für eine homogene Verbrennung ist. Zusätzlich wirkt sich ein größerer Spraywinkel destabilisierend auf den Flüssigkeitsfilm aus und senkt damit die Zerfallslänge.

Rizk und Lefebvre [83] leiteten für den Spraywinkel  $\alpha$  in Abhängigkeit von der dimensionslosen Gaskernfläche  $X$  die theoretischen Gleichung

$$\cos^2(\alpha) = \frac{1 - X}{1 + X} \quad (4.11)$$

her.

## Tropfengröße

Die Tropfengröße stellt ein Maß für die Güte der Zerstäubung dar und ist deshalb für die Auslegung von Injektoren von großem Interesse. Grundsätzlich gilt für den Primärzerfall, dass dünnere Filme kleinere Tropfen produzieren. Dabei ist  $\text{SMD} \propto t_{\text{Film}}^{0,39}$  [83]. Der Sekundärzerfall ist getrieben von der Weber-Zahl und erfolgt nach den Mechanismen aus Kapitel 2.3.3.

Es existieren zahlreiche Korrelationen des SMD für Swirl-Injektoren. Die simpelste Form sind rein empirische Korrelationen wie die von Jasuja [46]:

$$\text{SMD} = 4,4\nu^{0,16}\sigma^{0,6}\dot{m}^{0,22}\Delta p^{-0,43} \quad (4.12)$$

Der SMD wird hier über die kinematische Viskosität  $\nu$ , die Oberflächenspannung  $\sigma$ , den Massenstrom  $\dot{m}$  und den Druckverlust  $\Delta p$  abgeschätzt. Dabei entsprechen die jeweiligen Einflüsse der Theorie. Die Viskosität und Oberflächenspannung wirken der Zerstäubung entgegen und sorgen für eine Vergrößerung des SMD. Eine Steigerung des Druckverlusts erhöht die Austrittsgeschwindigkeit und verbessert so die Zerstäubung. Eine Erhöhung des Massenstroms bei gleichem Druckverlust entspricht einer Verringerung der Austrittsgeschwindigkeit und sorgt so für eine schlechtere Zerstäubung. Geometrische Größen fließen in der Korrelation allerdings in keiner Form ein.

Um die physikalischen Mechanismen der Zerstäubung besser zu berücksichtigen, teilten Wang und Lefebvre [103] ihre Korrelation

$$\text{SMD} = 4,52 \left( \frac{\alpha \mu_f^2}{\rho_g \Delta p_f} \right)^{0,25} (t_{\text{Film}} \cos \alpha)^{0,25} + 0,39 \left( \frac{\rho_f}{\rho_g \Delta p_f} \right)^{0,23} (t_{\text{Film}} \cos \alpha)^{0,75} \quad (4.13)$$

in einen Teil, der das Anwachsen von Instabilität aufgrund hydro- und aerodynamischer Kräfte berücksichtigt und einen zweiten Teil, der die Bildung von Tropfen und Ligamenten abbildet. Dabei wird zusätzlich die Dichte des umgebenden Gases  $\rho_g$ , die Filmdicke  $t_{\text{Film}}$  und der Spraywinkel  $\alpha$  miteinbezogen. Eine Erhöhung von  $\alpha$  verbessert die Zerstäubung und verringert den SMD.

Ein weiterer Ansatz ist die Analyse der physikalischen Mechanismen und die mathematische Herleitung einer analytischen Lösung. Einen solchen Ansatz verfolgten Couto et al. [15], die das Modell von Dombrowski und Johns [18] weiterentwickelten. Das so verbesserte Modell sagt eine Tropfengröße von

$$d_T = 0,9615 \cos \alpha \left( \frac{t_{\text{Film},0}^2 \sigma_f^2 \cos^2 \alpha}{\rho_g \rho_f v_0^4} \right)^{1/6} \left[ 1 + 2,6 \mu_f \left( \frac{t_{\text{Film},0}^2 \rho_g^4 v_0^7}{72 \rho_f^2 \sigma_f^5 \cos^8 \alpha} \right)^{1/3} \right]^{0,2} \quad (4.14)$$

voraus. Dabei beziehen sich  $v_0$  und  $t_{\text{Film},0}$  auf die Filmgeschwindigkeit und -dicke unmittelbar nach dem Austritt aus dem Injektor. Da diese Größen in der Auslegung nicht zur Verfügung stehen, müssen diese über Korrelationen abgeschätzt werden.

Um den SMD so gut wie möglich abzubilden, verfolgten Wei und Yong [104] einen semiempirischen Ansatz und stellten die Korrelation

$$\text{SMD} = C \cdot \left[ \frac{A_{\text{ein}}}{d_{\text{SK}} d_{\text{aus}}} \cdot d_{\text{aus}} (1 + \sqrt{X}) \right]^{1/2} \cdot \left[ \frac{t_{\text{Film}}^{1,17} (d_{\text{aus}} - t_{\text{Film}})^{0,67}}{m_f^{0,67}} \right] \left( \frac{\sigma_f^2}{\rho_f \cdot \rho_g} \right)^{1/6} \quad (4.15)$$

auf. Dabei werden die Stoffeigenschaften, Betriebsbedingungen und die wichtigsten Geometriegrößen berücksichtigt. Der Term  $A_{\text{ein}}/(d_{\text{SK}} d_{\text{aus}})$  ist dabei proportional zum Kehrwert der Swirl-Zahl. Die Konstante  $C$  muss experimentell bestimmt werden. Gleichung 4.15 ist in der Lage, den SMD für eine große Spanne von Parametern abzubilden. Dabei können auch die Tropfengrößen anderer Untersuchungen abgebildet werden.

### 4.1.2. Offene Bauweise

Die offene Bauweise von Swirl-Injektoren ist in sowjetischen und russischen Triebwerken wie dem RD-180 sehr verbreitet. Außerhalb Russlands ist die Forschung an offenen Swirl-Injektoren erst in jüngerer Vergangenheit initiiert worden. Grundsätzlich wird das Verhalten dieser Bauweise durch die gleichen Einflüsse bestimmt wie das der geschlossenen. Bestehende Korrelationen zur geschlossenen Bauweise sind allerdings zu ungenau und bilden das Verhalten der Injektoren nicht richtig ab.

#### Durchflusskoeffizient

Hong et al. [42] untersuchten Swirl-Injektoren mit vergleichsweise großen Austrittsquerschnitten. Zu diesem Zweck wird der Öffnungskoeffizient

$$\beta = \frac{r_{\text{SA}}}{r_{\text{aus}}} \quad (4.16)$$



eingeführt. Mit diesem wird die Korrelation

$$C_D = 0,44 \cdot \left( \frac{A_{\text{ein}}}{d_{\text{aus}}^2} \right)^{0,84\beta - 0,52} \beta^{-0,59}, \quad \beta < 2,3 \quad (4.17)$$

aufgestellt. Offene Swirl-Injektoren werden mit  $\beta \approx 1$  ebenfalls abgebildet.

Fu et al. [29] entwickelten mit dem gleichen Ansatz wie Hong et al. eine Korrelation speziell für die offene Bauweise. Dabei ergibt sich

$$C_D = 0,19 \cdot \left( \frac{A_{\text{ein}}}{d_{\text{aus}}^2} \right)^{0,65} \beta^{-2,13}, \quad \beta < 2,3. \quad (4.18)$$

Alternativ lässt sich  $C_D$  in alleiniger Abhängigkeit von  $N_S$  ausdrücken:

$$C_D = \frac{0,4354}{N_S^{0,877}}. \quad (4.19)$$

Anand et al. [5] entwickelten eine Korrelation der gleichen Form (Gleichung 4.20) basierend auf den Versuchsdaten für ein offenes Swirl-Element eines GCSC-Injektors.

$$C_D = \frac{1,28}{N_S^{1,28}} \quad (4.20)$$

## Spraywinkel

Für den Spraywinkel stellten Fu et al. [29] die Korrelation

$$\tan(\alpha) = 0,033 \cdot N_S^{0,338} \cdot \text{Re}_{\text{ein}}^{0,249} \quad (4.21)$$

in Abhängigkeit von  $N_S$  und der Reynoldszahl der Einlässe

$$\text{Re}_{\text{ein}} = \frac{2 \cdot \dot{m}_f}{\pi r_{\text{ein}} \eta \sqrt{n_{\text{ein}}}} \quad (4.22)$$

auf.

### Filmdicke

Fu et al. [27] untersuchten Filmdicken bei offenen Swirl-Injektoren. Die Filmdicken lagen zwischen den Werten der Korrelation von Rizk und Lefebvre (Gleichung 4.8) und der korrigierten Korrelation vom Suyari und Lefebvre. Für die offene Bauweise bildet

$$t_{\text{Film}} = 3,1 \left[ \frac{d_{\text{aus}} \dot{m}_f \mu_f}{\rho_f \Delta p} \right]^{0,25} \quad (4.23)$$

die Filmdicke am besten ab.

### 4.1.3. Swirl-Einsatz

Injektoren mit Swirl-Einsatz finden vor allem in sowjetischen Triebwerken wie dem RD-215 Anwendung [39]. Literatur in englischer Sprache existiert nur in sehr begrenztem Rahmen. So untersuchten Ghorbanian et al. [31] Spraywinkel, Abbruchlänge und SMD des Sprays eines Injektors mit Einsatz. Reddy und Mishra [78] betrachteten die gleichen Parameter und quantifizierten zusätzlich die Sprayverteilung mit einem Patternator. Ramamurthi und Tharakant [75] beobachteten den Einfluss verschiedener Geometrieparameter auf die Form des Sprays. Alle betrachteten Injektoren verhielten sich grundsätzlich ähnlich zu solchen mit tangentialen Einlässen. Ein direkter Vergleich wurde aber in keiner dieser Untersuchungen durchgeführt. Hegazy et al. [39] führten einen solchen Vergleich von tangentialen Einlässen und Swirl-Einsätzen durch und beobachteten, dass das Zerstäubungsregime bei Injektoren mit Swirl-Einsätzen bei deutlich geringeren Druckabfällen beginnt als bei denen mit tangentialen Einlässen. Spraywinkel und Durchflusskoeffizient konnten mit Korrelationen für Injektoren mit Tangentialeinlässen gut abgeschätzt werden.

### 4.1.4. Entwurfsverfahren

Bevor der Entwurf eines Injektors beginnen kann, müssen einige Randbedingungen wie Massenstrom, Druckverlust und Treibstoffeigenschaften bekannt sein. Bei Swirl-Injektoren wird zudem der Spraywinkel vorgegeben. Anhand dieser Größen kann mit den dargelegten Zusammenhängen der vorigen Abschnitte der Injektor dimensioniert werden.

Mit dem Verfahren nach Bazarov et al. [13] lässt sich iterativ die Geometrie des Injektors über einen zehnschrittigen Algorithmus bestimmen. Ausgehend vom Spraywinkel, wird dabei zunächst  $C_D$  abgeleitet und damit der Austrittsquerschnitt festgelegt (vgl. Gleichung 2.22). Weitere Geometriegrößen werden über diesen bestimmt. Mit einem Reibungsverlustbeiwert für die Einlässe wird die Viskosität des Treibstoffs berücksichtigt, was eine angepasste Auslegung ermöglicht.

Ein deutlich simpleres Verfahren wurde von Nardi et al. [64] entwickelt. Hierbei wird über den Spraywinkel die dimensionslose Gaskernfläche  $X$  ermittelt (vgl. Gleichung 4.11) und damit im Anschluss die Durchflusskoeffizienten für Ein- und Auslass des Injektors. Der Austrittsquerschnitt kann dann über Gleichung 2.22 bestimmt werden. Die restlichen Geometriegrößen werden von diesem abgeleitet.

## 4.2. Koaxial-Swirl-Injektoren

Die bei Koaxial-Swirl-Injektoren zusätzlich eingebrachte Gasströmung beeinflusst die Zerstäubung des Flüssigkeitsfilms wesentlich. Es lassen sich daher nicht alle Zusammenhänge des Simplex-Swirl-Injektors übertragen. Vor allem das Impulsstromverhältnis  $J$  prägt entscheidend das Zerstäubungsverhalten und ist daher eine der wichtigsten Größen bei der Auslegung. Zusätzlich wirkt sich der Recess auf die Zerstäubung aus. Dieser wird üblicherweise zum Recess-Verhältnis

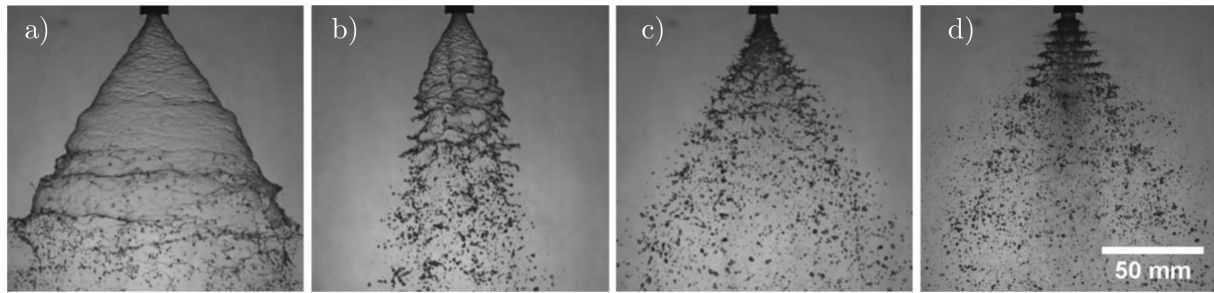
$$K_R = \frac{l_R}{d_{\text{aus}}} \quad (4.24)$$

entdimensioniert. Da sich GCSC- und LCSC-Bauform in ihrem Verhalten grundsätzlich unterscheiden, sollten diese separat betrachtet werden.

### 4.2.1. GCSC-Injektoren

#### Zerfallsmechanismen

Sivakumar und Kulkarni [88] unterscheiden bei GCSC-Injektoren vier Zerfallstypen, abhängig vom Impulsstromverhältnis. Mit steigendem  $J$  tritt zunächst Wellenzerfall (*wave-assisted sheet breakup*), anschließend Perforationszerfall (*perforated sheet breakup*), darauf Segmentzerfall (*segmented sheet breakup*) und abschließend das Pulsationsregime (*pulsation spray regime*), auch Selbstpulsation (*self-pulsation*), auf. Der Wellenzerfall und Perforationszerfall erfolgen wie in Kapitel 2.3.2 beschrieben. Das dort als Zerstäubung benannte Regime bezeichnen Sivakumar und Kulkarni als Segmentzerfall, da sie hier die Ablösung von Filmsegmenten beobachteten, die sich zunächst vergrößerten und anschließend zerfielen. Im Pulsationsregime interagieren Gasströmung und Flüssigkeitsfilm derart stark, dass die Zerstäubung periodische Muster aufweist. Abbildung 4.3 zeigt alle vier Zerfallsarten.

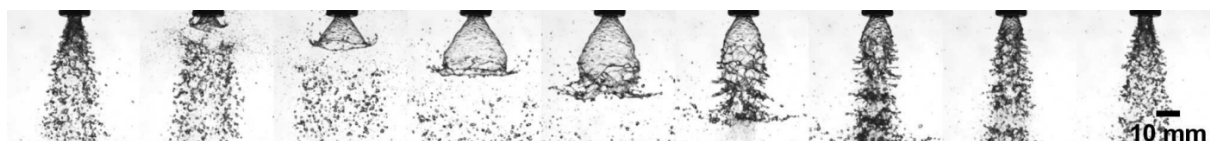


**Abbildung 4.3:** Verschiedene Regime des Filmzerfalls bei Erhöhung des Gasmassenstroms aus [85]: a) Wellenzerfall b) Perforationszerfall c) Segmentzerfall d) Pulsation

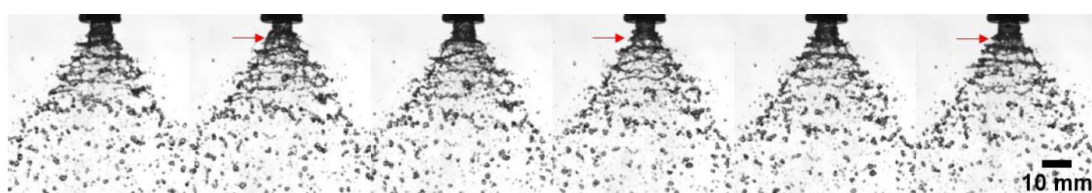
### Selbstopulation

Die instabile Natur der Selbstpulsation macht diese anfällig für Druckschwankungen, was zu Verbrennungsinstabilitäten führen kann. Ein gutes Verständnis des Pulsationsregimes ist daher notwendig für die Auslegung von Koaxial-Swirl-Injektoren. Die Literatur für GCSC-Injektoren ist allerdings begrenzt. Sahoo und Gadgil [85] untersuchten das Phänomen und konnten zwei Arten der Fluktuation des Sprays beobachten. Zum einen wird der Film periodisch durch die Gasströmung eingezogen, bis dieser sich schließt und anschließend aufplatzt. Dies führt zu großen Schwankungen in der Spraybreite. Zum anderen treten kleine Fluktuationen auf, bei denen kleinere Massen an Flüssigkeit ausgeworfen werden. Abbildung 4.4 und 4.5 stellen beide Mechanismen dar.

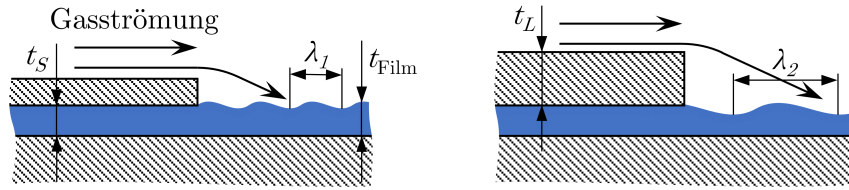
Die Selbstpulsation entsteht durch die Gasströmung, die ein Gebiet niedrigen statischen Drucks im Inneren des Flüssigkeitsfilms induziert. Dieser Effekt nimmt mit steigender Gasgeschwindigkeit zu, bis die Druckdifferenz die dominierende Kraft auf den Film wird und die Selbstpulsation einsetzt. Bei einer weiteren Steigerung der Geschwindigkeit steigt die Frequenz der Pulse.



**Abbildung 4.4:** Vollständiger Zyklus eines Pulses mit großer Amplitude während der aperiodischen Pulsationsphase im Zeitintervall 2 ms aus [85]



**Abbildung 4.5:** Bildung von Fluktuationen mit kleiner Amplitude im Stadium der aperiodischen Pulsation aus [85]



**Abbildung 4.6:** Schematische Darstellung der Flüssigkeits-Gas-Wechselwirkung bei GCSC-Injektoren für unterschiedliche Lippendicken nach [85]

Maßgeblichen Einfluss auf die Frequenz der Selbstpulsation hat die Dicke der Lippe des Gasaustritts  $t_L$ . Diese bestimmt die Wellenlänge der auf dem Flüssigkeitsfilm induzierten Wellen ( $\lambda \propto t_L$ , siehe Abb. 4.6) [85]. Durch die richtige Wahl von Recess und  $t_L$  kann daher Selbstpulsation vermieden werden. Entweder, indem durch eine kurze Wellenlänge der Zerfall des Films schon im Injektor geschieht oder durch eine große Wellenlänge, die erst außerhalb des Injektors ihre Wirkung zeigt.

Gao et al. [30] führten Sprayversuche bei Gegendruck durch und stellten fest, dass sich der erhöhte Druck stabilisierend auf die Selbstpulsation auswirkte. So sank bei Steigerung des Umgebungsdrucks zunächst die Frequenz der Selbstpulsation bis diese letztlich vollkommen unterdrückt wurde.

### Filmdicke

Anders als beim Simplex-Swirl-Injektor wird die Filmdicke bei GCSC-Injektoren stark durch den Spalt zwischen Gasaustritt und Swirlkammerwand bestimmt. Die Filmdicke kann über die Spaltbreite  $t_S$  unter die sonst durch Trägheitskräfte entstehende Filmdicke gebracht werden (vgl. Abb. 4.6) [72]. Die Spaltbreite wird allerdings durch die Fertigungsgenauigkeit limitiert. Park et al. [71] beobachteten bei ihren Messungen der Filmdicke, dass diese durch die Gasströmung verringert wird. Dieser Effekt war besonders stark bei Filmen mit geringen Reynolds-Zahlen. Mit steigenden Werten von  $Re_f$  nahm der Einfluss ab. Dadurch blieb  $t_{\text{Film}}$  bei niedrigen Impulsstromverhältnissen nahezu konstant und beginnt erst bei höheren Werten zu sinken. Korrelationen der Filmdicke für Simplex-Swirl-Injektoren überschätzen aus diesen Gründen die Filmdicke für GCSC-Injektoren tendenziell.

Den Einfluss des Recess-Verhältnisses auf die Filmdicke untersuchten Park et al. [72]. Während bei geringen Impulsstromverhältnissen ein größerer Recess zu größeren Filmdicken führte, sorgte die erhöhte Interaktion mit der Gasströmung bei höheren Impulsstromverhältnissen für kleinere Filmdicke bei größerem Recess.

### Tropfengröße

Das Spray des GCSC zeigt zwei unterscheidbare Bereiche: Eine vom Gas dominierte innere Zone mit fein zerstäubten Tropfen und eine durch die Flüssigkeit dominierte Randzone

in Hohlkegelform mit Tropfen in der Größenordnung eines Simplex-Swirls. Diese Bereiche sind ebenfalls in der Tropfengrößenverteilung als zwei separate Maxima zu erkennen [44].

Anand et al. [5] beobachteten, dass der SMD mit steigendem Impulsstromverhältnis sank und sich schließlich asymptotisch einem Wert annäherte. Dabei erreichten Injektoren mit hoher Swirl-Zahl kleinere Tropfengrößen bei gleichem  $J$ . Dies ist durch die geringere Filmdicke zu erklären.

### Spraywinkel

Im Rahmen einer vergleichenden Studie von GCSC- und LCSC-Injektoren mit offener Bauweise untersuchten Im et al. [44] die Sprays beider Bauarten. Dabei sank beim GCSC-Injektor der Spraywinkel zunächst mit einer Steigerung des Impulsstromverhältnisses. Bei größeren Werten drehte sich dieser Trend um und  $\alpha$  nahm mit  $J$  zu. Für niedrige Impulsstromverhältnisse wurde die Korrelation

$$\frac{\alpha}{\alpha_0} = 0,61 \cdot \text{Re}_f^{0,08} e^{-0,0657J} \quad (4.25)$$

entwickelt. Höhere Impulsstromverhältnisse werden über

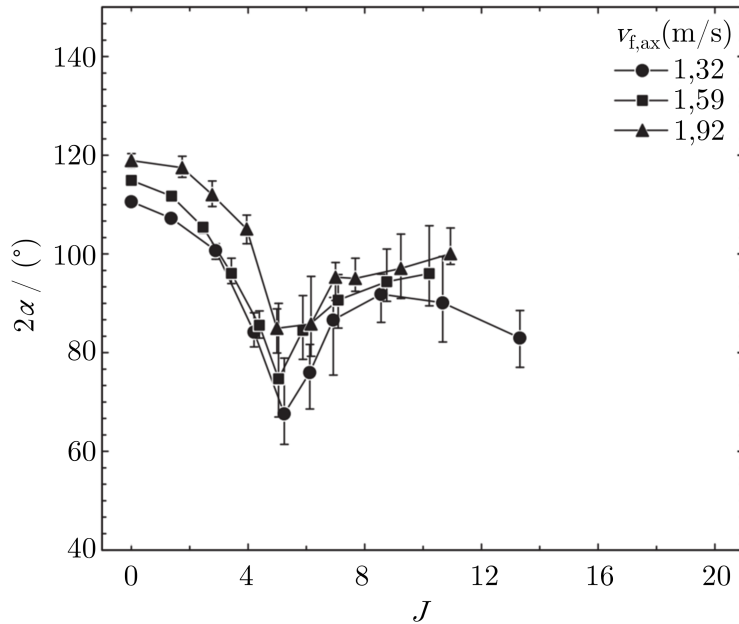
$$\frac{\alpha}{\alpha_0} = 0,33 \cdot \text{Re}_f^{0,08} e^{0,02518J} K_R^{0,33} \quad (4.26)$$

approximiert. Dabei entspricht  $\alpha_0$  dem Spraywinkel ohne Gasströmung, welcher über die Korrelationen aus Kapitel 4.1 bestimmt werden kann.

Ein ähnlicher Verlauf des Spraywinkels über  $J$  (Abb. 4.7) wurde auch von Jeon et al. [48] beobachtet, die feststellten, dass der Anstieg des Spraywinkels mit einer Veränderung des Sprays einherging. Unterhalb eines kritischen Impulsstromverhältnisses  $J_{\text{krit}}$  bildete sich ein Flüssigkeitsfilm aus, oberhalb erfolgte die Zerstäubung unmittelbar am Injektoraustritt. Diese Zerstäubungsmechanismen wurden in äußere und innere Mischung unterschieden.

Park et al. [71] stellten für sehr niedrige Impulsstromverhältnisse nahezu konstante Spraywinkel fest, die sich ab einem kritischen Wert von  $J$  verkleinerten. Ein Anstieg konnte nicht beobachtet werden. Allerdings lagen die größten Impulsstromverhältnisse deutlich unter denen, die von Im et al. und Jeon et al. betrachtet wurden.

Bei Untersuchungen zum Einfluss von Recess und Spaltbreite beobachteten Park et al. [72] kleinere Spraywinkel bei größeren Recess-Verhältnissen. Mit steigendem Impulsstromverhältnis wurde dabei der Einfluss des Recess größer. Eine geringere Spaltbreite sorgte



**Abbildung 4.7:** Entwicklung des Spraywinkels  $\alpha$  in Abhängigkeit vom Impulsverhältnis  $J$  bei festen axialen Flüssigkeitgeschwindigkeiten  $v_{f,ax}$ ,  $l_R/d_g = 1,5$  aus [48]

bei geringen Druckverlusten ebenfalls für kleinere Spraywinkel. Bei höheren Druckverlusten konnte jedoch eine Erhöhung des Spraywinkels mit Reduzierung der Spaltbreite beobachtet werden.

Der Einfluss eines erhöhten Umgebungsdrucks auf das Spray von GCSC-Injektoren wurde von Kim et al. [53] untersucht. Dabei sorgte der Anstieg des Umgebungsdrucks für eine Vergrößerung des Spraywinkels bei Sprays mit Spraywinkeln über  $50^\circ$ . Für kleinere Spraywinkel verringerte der erhöhte Umgebungsdruck hingegen den Winkel. Um bei erhöhtem Gegendruck den Einfluss des Impulsstromverhältnisses auf das Spray zu quantifizieren, wurde statt des Spraywinkels die Kontraktion des Sprays im Vergleich zur reinen Flüssigkeitsströmung betrachtet. Es konnte beobachtet werden, dass die Kontraktion ab einem kritischen Impulsstromverhältnis  $J_{krit}$  konstant blieb. Für größere Recess-Verhältnisse wurde  $J_{krit}$  kleiner. Dabei galt  $K_R \propto J_{krit}^{-0,8}$ .

## Durchflusskoeffizient

Die zusätzliche Gasströmung wirkt sich bei Koaxial-Swirl-Injektoren nicht auf den Durchflusskoeffizienten des Swirl-Elements aus. Jeon et al. [48] stellten fest, dass die Korrelation aus Gleichung 4.17 für ihre Versuche mit GCSC-Injektoren  $C_D$  gut abbildete. Auch ein Einfluss des Recess konnte von Kim et al. nicht nachgewiesen werden.

### Recess

Ein größerer Recess erhöht zum einen die Interaktion von Gasströmung und Flüssigkeitsfilm, zum anderen erhöht die vergrößerte Oberfläche den Einfluss der Zähigkeitskräfte auf den Film. Die Auswirkung auf das Spray ist allerdings nicht eindeutig zu benennen. So konnten Im et al. [44] aus ihren Daten keinen Zusammenhang zwischen Spraywinkel und Recess herstellen.

Hinsichtlich der Selbstpulsation stellten Sahoo und Gadgil [85] fest, dass diese bei Injektoren mit Recess schon bei deutlich geringeren Impulsstromverhältnissen einsetzte. Während die Selbstpulsation ohne Recess allmählich auftrat, setzte sie mit Recess schlagartig ein. Einen Einfluss auf die Pulsationsfrequenz hatte der Recess allerdings nicht.

Jeon et al. [48] konnten für  $\alpha$  eine Abhängigkeit von  $K_R$  feststellen. Dabei sank der Spraywinkel mit dem Recess nach  $\tan(\alpha/2) \propto K_R^{-1}$ . Sie folgerten, dass der SMD ebenfalls mit  $K_R$  abnehmen sollte und interpretierten aus den Tropfengrößendaten von Im et al. einen Trend zu kleineren Tropfengrößen mit größerem Recess.

Anand et al. [5] betrachten bei ihren Untersuchungen Recess-Verhältnisse von 0,5, 1 und 1,5. Dabei war für das gewählte  $J$  ein Injektor mit  $N_S = 13,9$  und  $K_R = 1,5$  hinsichtlich SMD,  $C_D$  und  $\alpha$  am besten geeignet.

Die Messungen von Park et al. [71] zeigten eine Zunahme der Filmdicke mit dem Recess beim Betrieb ohne Gasströmung. Durch die Gasströmung blieb die Filmdicke mit steigendem Recess konstant oder nahm leicht ab.

Der Recess spielt allerdings nicht nur eine Rolle bei der Zerstäubung, sondern auch bei der Verbrennung. Die Kavität dient üblicherweise als Resonator, der akustische Energie in der Brennkammer abbaut [60].

### 4.2.2. LCSC-Injektoren

Da bei LCSC-Injektoren die Flüssigkeit erst nach dem Austritt aus dem Swirl-Element der Gasströmung ausgesetzt ist, lässt sich das Verhalten des Simplex-Swirls für Filmdicke und Durchflusskoeffizient übertragen.

### Spraywinkel

Der Spraywinkel von LCSC-Injektoren ist kleiner als im Fall ohne Gasströmung und nimmt mit steigendem Impulsverhältnis weiter ab. Im et al. [44] entwickelten die Korrelation



$$\frac{\alpha}{\alpha_0} = 0,35 \cdot \text{Re}_f^{0,125} e^{-4,067J} - 0,06K_R, \quad (4.27)$$

mit der das Verhältnis des Spraywinkels  $\alpha$  zum Spraywinkel ohne Gasströmung  $\alpha_0$  bestimmt werden kann.

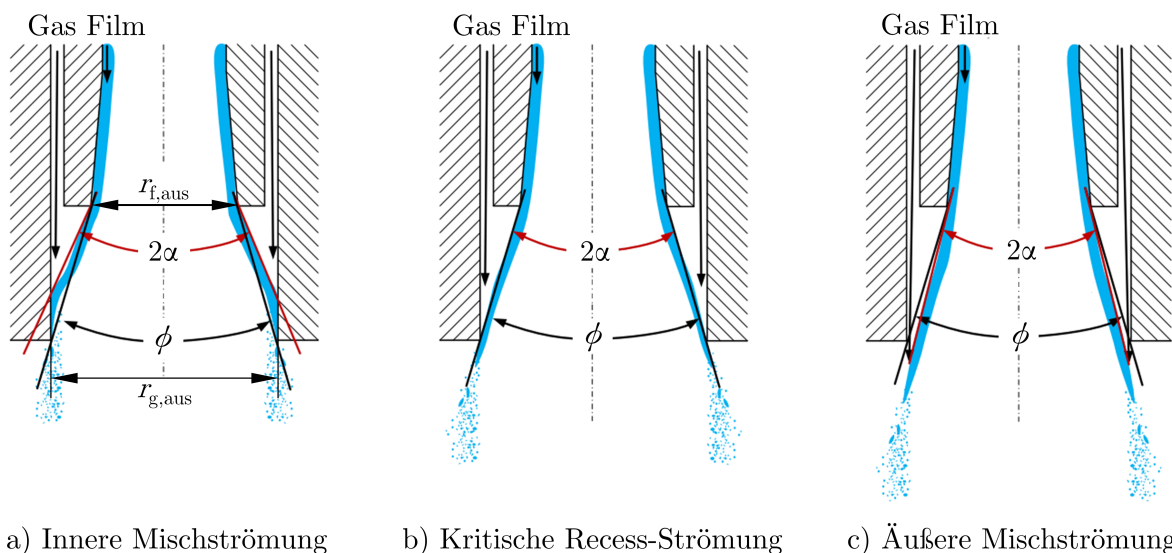
Da der Film durch die Impulsübertragung vom Gas verformt wird, kann der Spraywinkel auch über Impulserhaltung bestimmt werden. Im et al. [44] leiten dafür

$$\tan \alpha = \frac{\dot{m}_f v_f \tan(\alpha_f) + \dot{m}_g v_g \tan(\alpha_g)}{\dot{m}_f v_f + \dot{m}_g v_g} \quad (4.28)$$

her.

### Recess

Der Recess beeinflusst die Zerstäubung beim LCSC-Injektor deutlich stärker als beim GCSC. Abhängig von der Recess-Länge interagieren Flüssigkeitsfilm und Gasströmung bereits im Injektor oder erst nach dem Austritt. Yang et al. [105] unterscheiden innere und äußere Mischströmung sowie die kritische Recess-Strömung. Letztere liegt vor, wenn der Flüssigkeitskegel den Austrittsdurchmesser gerade vollständig verschließt. Abbildung 4.8 zeigt die 3 Strömungsbedingungen.



**Abbildung 4.8:** Strömungsmuster im LCSC-Injektor nach [8]

Um direkt vom Recess auf die Strömung des Injektors schließen zu können, führen Yang et al. den Recess-Winkel

$$\phi = 2 \arctan \left( \frac{r_{g,aus} - r_{f,aus}}{l_R} \right) \quad (4.29)$$

ein. Dieser wird mit den Austrittsradien des Swirl-Elements  $r_{f,aus}$  und des Gases  $r_{g,aus}$  sowie der Recess-Länge  $l_R$  berechnet. Für die innere Mischströmung gilt  $\phi < 2\alpha$ , für die äußere  $\phi > 2\alpha$  und bei der kritischen Recess-Strömung ist  $\phi = 2\alpha$ .

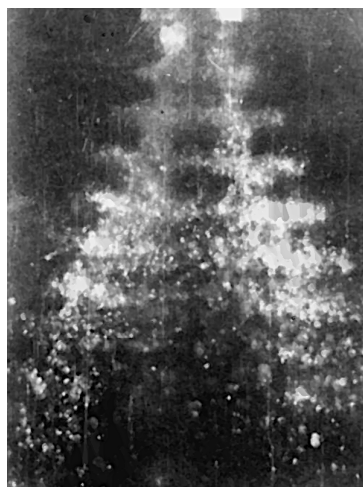
### Selbstpulsation

Auch beim LCSC tritt Selbstpulsation auf. Diese ist deutlich besser untersucht und verstanden als beim GCSC. Das Phänomen wurde erstmals von Bazarov [12] beschrieben. Die untersuchten Injektoren erzeugten im gedrosselten Betrieb starke Pulsationen, die sich auch als Druckwellen in die Zuleitungen fortsetzten. Das Spray nahm dabei eine Tannenbaumstruktur an (Abb. 4.9).

Als Haupteinfluss der Selbstpulsation identifizierten Kang et al. [49] bei ihren Sprayversuchen die Recess-Länge. Sie stellten fest, dass die Selbstpulsation für die kritische Recess-Strömung am stärksten ausgeprägt ist.

Ren et al. [80] konnten diese Beobachtungen numerisch bestätigen und demonstrieren, dass ein Blockieren des Gasaustritts und der dadurch steigende statische Druck im Ringspalt für die Selbstpulsation verantwortlich ist.

Den Einfluss von Gegendruck auf die Selbstpulsation untersuchten Bai et al. [8]. Sie beobachteten für gleichbleibende Massenströme bei Steigerung des Umgebungsdrucks eine Vergrößerung des Spraywinkels. Dadurch wechselte die Strömung von einer äußeren zur kritischen Recess-Strömung und schließlich zur inneren Mischströmung. Die Selbstpulsation war dabei im kritischen Fall am stärksten ausgeprägt und wurde für die innere Mischströmung komplett unterdrückt.



**Abbildung 4.9:** Spray eines LCSC-Injektors unter Pulsationsbedingungen aus [12]

Bai et al. [9] untersuchten experimentell und numerisch den Einfluss von Ringspaltbreite und Lippendicke, die beide, wie die Recess-Länge, den Recess-Winkel beeinflussen (vgl. Gleichung 4.29). Sie konnten bestätigen, dass der Recess-Winkel die Strömung im Injektor bestimmt und damit auch maßgeblichen Einfluss auf die Selbstpulsation hat. Diese erreichte ihr Maximum immer für  $2\alpha = \phi$ . Außerdem sorgten größere Werte von  $t_S$  und  $t_L$  für eine verringerte Pulsfrequenz.

### **Tropfengröße**

Das Spray des LCSC nimmt eine solide Kegelform an. Dabei sind die Tropfen auf der zentralen Achse am größten und im Randbereich am kleinsten [44]. Da die kritische Recess-Strömung maximalen Impulsaustausch zwischen Flüssigkeit und Gas garantiert, ermöglicht diese die feinste Zerstäubung [105]. Bazarov [12] beobachtete, dass die Selbstpulsation Zerstäubung und Treibstoffverteilung verbesserte. Die Simulationen von Ren et al. [80] zeigten eine breitere Tropfengrößenverteilung für pulsierende Sprays.

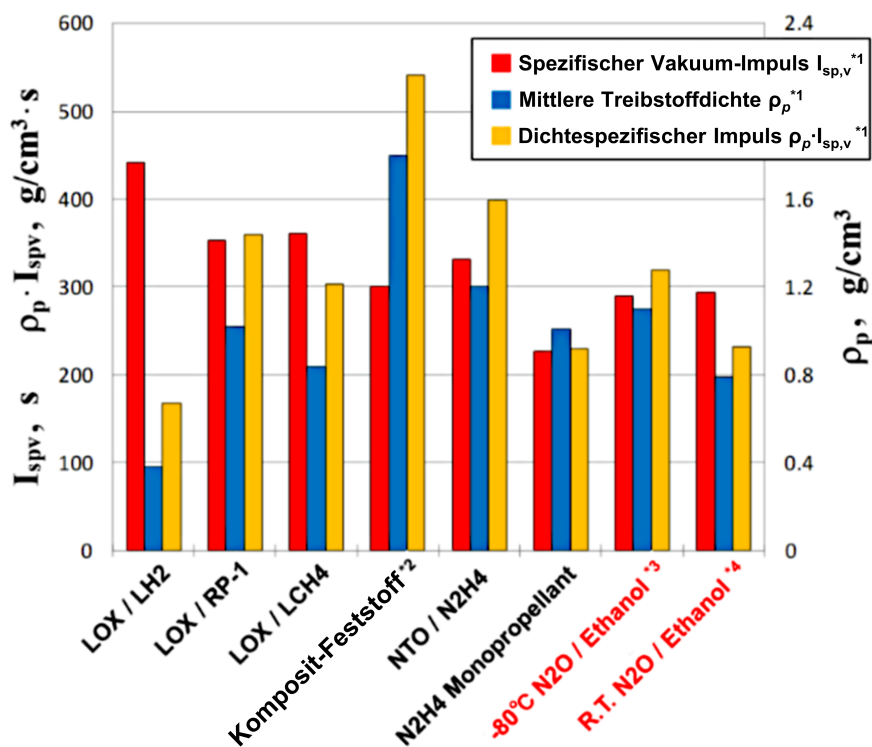
## **4.3. Lachgas-Ethanol-Triebwerke**

Die Vorteile von Lachgas und Ethanol liegen vor allem in der sehr niedrigen Giftigkeit, der Lagerfähigkeit bei Raumtemperatur, dem tiefen Gefrierpunkt und der hohen Energiedichte [98]. Zusätzlich sind beide Treibstoffe vergleichsweise günstig und frei verfügbar, was sie besonders attraktiv für studentische Raketentriebwerke macht, bei denen Handhabbarkeit, Verfügbarkeit und Kosten die maßgeblichen Kriterien für die Treibstoffauswahl sind. Beispiele für studentische Triebwerke mit diesen Treibstoffen sind Pyralis des MIT Rocket Teams [102], Ignis Rex der SEDS at Penn State [24], Eitr von ÆSIR [101] und Zawisza von AGH Space Systems [70, 69].

Die Treibstoffkombination ist allerdings auch als green propellant für den Ersatz von Hydrazin interessant. Abbildung 4.10 zeigt Lachgas/Ethanol im Vergleich mit anderen Treibstoffen. Der spezifische Impuls ist vergleichsweise gering und nur höher als der von Hydrazin als Monopropellant. Auch die Dichte ist vergleichsweise niedrig und ordnet sich zwischen kryogenen Treibstoffen und herkömmlichen hypergolen Treibstoffkombinationen ein.

Grayson und Watts [36] verglichen unterschiedliche Antriebssysteme für ein bemanntes Raumfahrzeug. Dabei waren alle Lachgas-Ethanol-Konzepte schwerer als konkurrierende Treibstoffoptionen. Auch andere ungiftige Kombinationen waren durch höhere spezifische Impulse leichter. Die Anwendung ist also auf Systeme beschränkt, bei denen einfache Handhabung, Ungiftigkeit und die Vermeidung von Kontamination im Vordergrund stehen.

Die Zündung von Lachgas und Ethanol wurde von Kim und Koo [52] in einer Forschungsbrennkammer mit Koaxialinjektor untersucht. Dabei erfolgte für ein niedriges ROF die



\*1 Verbrennungsdruck von 2 Mpa, Düsenexpansionsverhältnis von 100 und  $\eta_{I_{sp,v}}=0,95$   
 (Annahme: Gleichgewichtsströmung und ROF von 0,8 mal stöchiometrisches Verhältnis)  
 \*2 Aluminisierter Festbrennstoff mit der Bezeichnung BP-204J  
 \*3 N<sub>2</sub>O-Temperatur von -80°C      \*4 N<sub>2</sub>O bei Raumtemperatur von 20°C

**Abbildung 4.10:** Vergleich zwischen N<sub>2</sub>O/Ethanol und anderen typischen Treibstoffkombinationen in Anwendung oder Entwicklung, übersetzt aus [99]

Zündung nur lokal und konnte sich nicht auf die gesamte Brennkammer ausweiten. Als Ursache wurde die geringe Menge an zündfähigem Gemisch sowie die unzureichende Zerstäubung identifiziert.

Lee et al. [57] untersuchten die Verbrennung von Lachgas und Ethanol mit einem Tri-Koaxialinjektor. Die abgehobene Flamme entfernte sich mit steigendem Impulsstromverhältnis vom Injektoraustritt. Bei einer Kombination aus Tropfen mit einem SMD von über 225  $\mu\text{m}$  und hohen Gasgeschwindigkeiten wurde die Flamme ausgeblasen.

Die japanische Raumfahrtbehörde JAXA forscht seit 2003 an Lachgas-Ethanol-Triebwerken [98, 99, 100]. Diese sollen zum einen für suborbitale Höhenforschungsraketen und zum anderen als Oberstufe einer Feststoffrakete genutzt werden. In einem 2 kN Triebwerk mit flüssiger Einspritzung der Treibstoffe über Prallinjektoren konnte bei einer charakteristischen Länge von 1 m eine  $c^*$ -Effizienz von 95 % erreicht werden. Diese ist allerdings stark von der Lachgaseintrittstemperatur abhängig und steigt bei 25 °C auf annähernd 100 % [98].

# 5. Injektorauslegung

## 5.1. Gaszentrierter Koaxial-Swirl-Injektor

Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine eigene Auslegungsmethode für gaszentrierte Koaxial-Swirl-Injektoren aus den Zusammenhängen in Kapitel 4 entwickelt, da in der Literatur keine geeignete Methode existiert. Die charakteristischen geometrischen Größen eines GCSC-Injektors sind in Abb. 5.1 dargestellt. Tabelle 5.1 zeigt die benötigten Eingangsgrößen und die sich ergebenden Ausgangsgrößen für einen Injektor des Maxwell-Triebwerks. Ein GCSC-Injektor, der mit der dargelegten Methode ausgelegt wurde, ist in Abbildung 5.2 dargestellt.

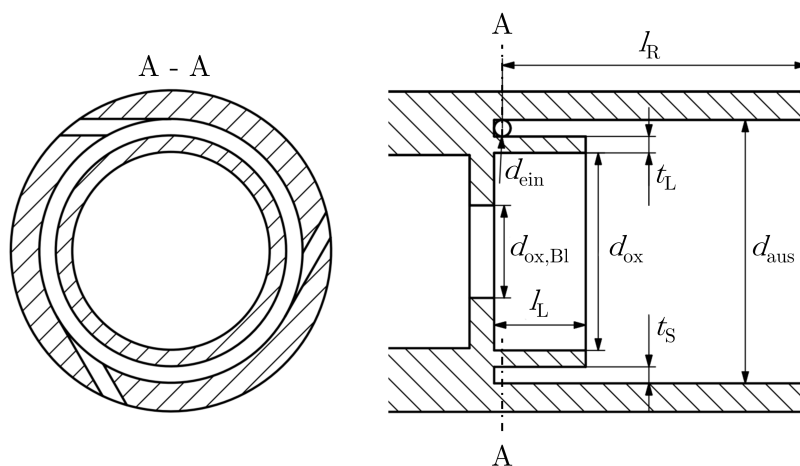


Abbildung 5.1: Geometrische Größen eines GCSC-Injektors

Zunächst werden über Druck und Temperatur vor dem Injektor, die sich aus der Triebwerksvorauslegung in Kapitel 3 ergeben, weitere benötigte Stoffgrößen berechnet. Dabei wurden die berechneten Temperaturen der Treibstoffe auf die nächsthöhere Hunderterstelle aufgerundet, um diese zur sicheren Seite abzuschätzen. Für den Zustand nach der Einspritzung wird der Brennkammerdruck verwendet. Es wird angenommen, dass die Temperatur des Brennstoffs vor und nach der Injektion identisch ist und der Oxidator sich durch die Entspannung geringfügig abkühlt.

Da das Swirl-Element um den zentralen Gasaustritt angeordnet wird, beginnt die Dimensionierung mit der Austrittsfläche des Lachgases. Dafür wird eine gewünschte Austrittsgeschwindigkeit  $v_{\text{ox}}$  gewählt. Eine niedrige Austrittsgeschwindigkeit äußert sich in einem großen Austrittsdurchmesser und einer entsprechend großen Swirl-Zahl. Dies verringert die Filmdicke und erhöht den Spraywinkel, senkt allerdings auch das Impulsstromverhältnis. Ein guter Kompromiss aus hoher Swirl-Zahl und hohem Impulsstromverhältnis hat sich für den vorliegenden Anwendungsfall mit  $v_{\text{ox}} = 100 \text{ m/s}$  ergeben.

Eingangsgröße		Ausgangsgröße	
$\dot{m}_{b,ges}$	121 g/s	$r_{aus}$	4,57 mm
$\dot{m}_{ox,ges}$	537 g/s	$r_{ein}$	0,4 mm
$n_{EI}$	3	$r_{ox}$	3,57 mm
$v_{ox}$	100 m/s	$r_{ox,BI}$	2,15 mm
$p_{inj}$	75 bar	$t_{Film,Fu}$	0,21 mm
$\Delta p$	25 bar	$l_L$	2,4 mm
$T_{ox,inj}$	600 K	$v_{b,ax}$	13,1 m/s
$T_{b,inj}$	500 K	$\alpha_{Fu}$	74,9 °
$t_L$	0,5 mm	$N_S$	39
$t_S$	0,5 mm	$J$	5,04
		$C_D$	0,0118

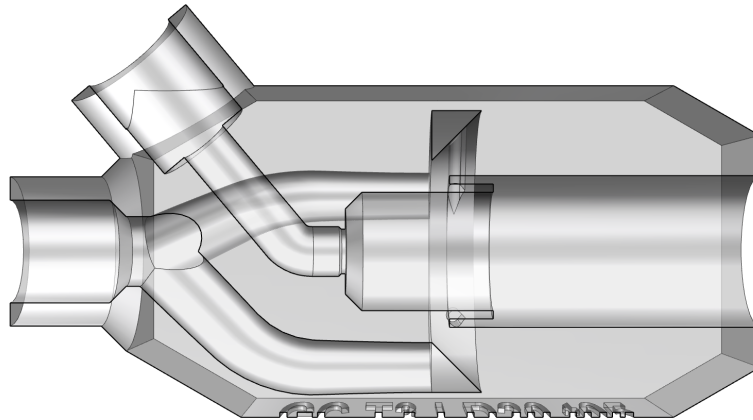
**Tabelle 5.1:** Ein- und Ausgangsgrößen der GCSC-Auslegungsmethode mit Werten des betrachteten Anwendungsfalls

Über die Kontinuitätsgleichung berechnet sich bei bekanntem Gesamtoxidatormassenstrom  $\dot{m}_{ox,ges}$  und der Dichte beim Eintritt in die Brennkammer  $\rho_{ox,c}$  die Austrittsfläche

$$A_{ox} = \frac{\dot{m}_{ox}}{n_{EI} \rho_{ox,c} v_{ox}} . \quad (5.1)$$

Um Brennkammer und Fördersystem zu entkoppeln, wird zusätzlich eine Blende benötigt. Da für eine kritische Durchströmung der Druckverlust sehr hoch wäre, wird angenommen, dass die Blende im Unterschall durchströmt wird. Damit gilt

$$A_{ox,BI} = \frac{\dot{m}_{ox}}{n_{EI} C_{D,BI} \sqrt{2 \rho_{ox,inj} \Delta p}} \quad (5.2)$$



**Abbildung 5.2:** Schnittansicht eines mit der beschriebenen Methode ausgelegten GCSC-Injektors,  $K_R = 1,5$

Hierbei wird angenommen, dass es sich um eine scharfkantige Blende handelt und damit  $C_{D,Bl} = 0,65$  gesetzt [95]. Nachdem der Gasaustritt dimensioniert ist, kann das Swirl-Element ausgelegt werden. Der Austrittsradius des Injektors  $r_{aus}$  wird mit dem zuvor ermittelten Gasaustrittsradius  $r_{ox}$  über Gleichung 5.3 bestimmt. Die Lippendicke  $t_L$  und die Spaltbreite  $t_S$  werden so klein wie fertigungstechnisch möglich gewählt, um maximalen Impulsaustausch zwischen Gasströmung und Film zu gewährleisten.

$$r_{aus} = r_{ox} + t_L + t_S \quad (5.3)$$

Aufgrund des begrenzten Bauraums wird die offene Bauweise verwendet. Der Swirl-Kammerradius entspricht dementsprechend  $r_{aus}$ . Über die Korrelation von Anand et al. (Gleichung 4.20), die Definition der Swirl-Zahl (Gleichung 4.1) und des Durchflusskoeffizienten (Gleichung 2.22) lässt sich nun mit Gleichung 5.4 die benötigte Gesamtfläche der Tangentialeinlässe  $A_{ein,ges}$  in die Swirl-Kammer bestimmen:

$$A_{ein,ges} = 0,629 \cdot \pi \cdot r_{aus} \cdot \underbrace{r_{SA}}_{r_{aus} - r_{ein}} \cdot \left( \frac{\dot{m}_b}{n_{El} A_{aus} \sqrt{2\rho_b \Delta p}} \right)^{\frac{1}{1,28}}. \quad (5.4)$$

Die Gleichung muss iterativ gelöst werden, da sie mit  $r_{sa}$  schon implizit den Einlassradius  $r_{ein}$  beinhaltet.

Aus  $A_{ein,ges}$  kann der Einlassradius mit

$$r_{ein} = \frac{\sqrt{A_{ein,ges}}}{\pi n_{ein}} \stackrel{!}{>} r_{ein,min} \quad (5.5)$$

bestimmt werden. Dabei muss  $r_{ein}$  größer sein als der kleinste zu fertigende Bohrungsradius  $r_{ein,min}$ . Die Anzahl an Eintrittsöffnungen  $n_{ein}$  wird daher entsprechend angepasst und sollte so groß wie möglich sein, um einen homogenen Film zu gewährleisten.

Anschließend wird die Länge der Lippe  $l_L$  über den Einlassradius definiert:

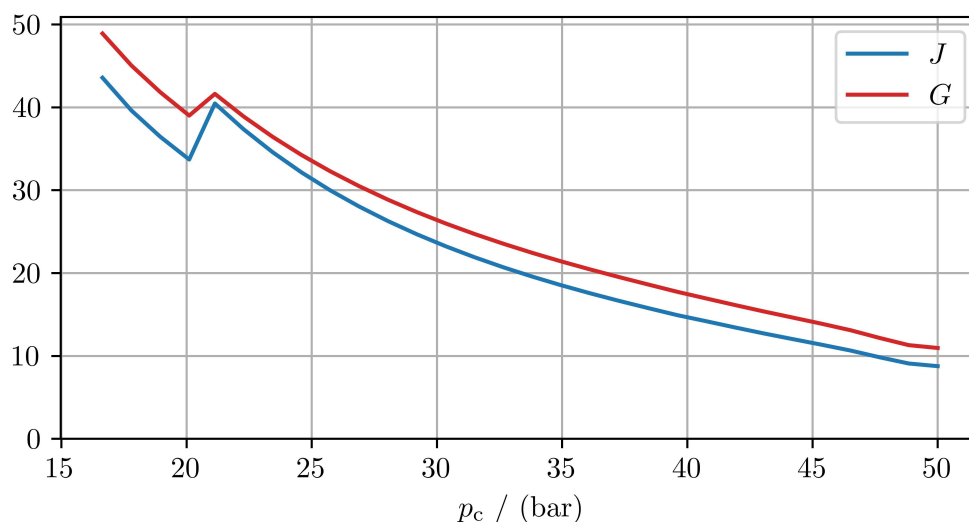
$$l_L = 6 \cdot r_{ein} \quad (5.6)$$

Dies soll garantieren, dass sich der Flüssigkeitsfilm ungestört ausbilden kann. Das Verhältnis aus Gleichung 5.6 lieferte gute Ergebnisse.

Die letzte zu wählende Größe ist die Recess-Länge  $l_R$ . Hierfür wird zunächst  $K_R = 1,5$  gesetzt, da dies in den Tests von Anand et al. [5] zu den besten Ergebnissen führte. Dabei ist  $l_R$  definiert, wie in Abb. 5.1 dargestellt.

Aus den bestimmten Größen lassen sich über die Korrelationen aus Kapitel 4 der Spraywinkel (Gleichung 4.21) und die Filmdicke (Gleichung 4.23) bestimmen. Mit letzterer ergibt sich über die Kontinuitätsgleichung die axiale Geschwindigkeit des Flüssigkeitsfilm, welche für die Bestimmung des Impulsstromverhältnisses gebraucht wird.

Bei Drosselung des Triebwerks verändern sich die axiale Strömungsgeschwindigkeit des Brennstoffs, die Austrittsgeschwindigkeit des Oxidators und das optimale ROF. Aus diesem Grund verändern sich auch Impulsstrom- und Geschwindigkeitsverhältnis über den Drosselbereich. Abbildung 5.3 zeigt diese Betriebspunktabhängigkeit von  $J$  und  $G$  für das Maxwell-Triebwerk. Der Sprung oberhalb von 20 bar Brennkammerdruck wird durch einen Sprung des durch CEA berechneten optimalen ROF erzeugt. Die Steigerung von  $J$  und  $G$  bei Drosselung des Triebwerks entsteht durch die verringerte axiale Geschwindigkeit des Brennstoffs, die durch eine Vergrößerung der Filmdicke zusätzlich verstärkt wird. Außerdem sorgt die steigende Einspritztemperatur für eine verringerte Dichte des Oxidators, was eine Steigerung der Austrittsgeschwindigkeit zur Folge hat. Da das geringste Impulsstromverhältnis bei maximalem Schub erreicht wird, muss der Injektor für ein ausreichend hohes  $J$  in diesem Betriebspunkt dimensioniert werden.



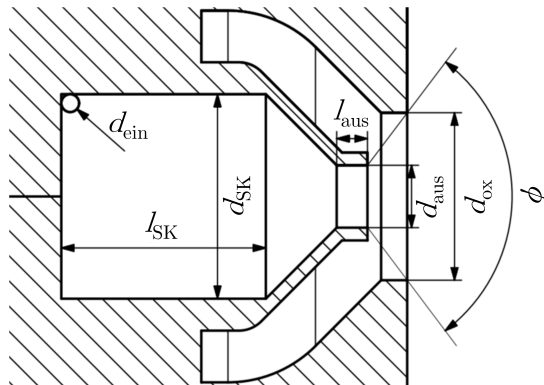
**Abbildung 5.3:** Impulsstrom- und Geschwindigkeitsverhältnis der GCSC-Injektoren des Maxwell-Triebwerks in Abhängigkeit vom Brennkammerdruck bei Drosselung des Schubs

## 5.2. Flüssigzentrierter Koaxial-Swirl-Injektor

Da LCSC-Injektoren in der Regel für die Zerstäubung eines flüssigen Oxidators mit einem gasförmigen Brennstoff genutzt werden, stellt die Anwendung für das vorliegende Triebwerk einen Sonderfall dar. Es steht im Vergleich zur üblichen Anwendung ein verhältnismäßig größerer Gasmassenstrom zur Verfügung, um den Flüssigkeitsfilm zu zerstäuben. Der geringere Brennstoffmassenstrom ermöglicht die, im Vergleich zur offenen, platzintensivere geschlossene Bauweise des Swirl-Elements, wodurch ein dünnerer Film erzeugt



wird. Abbildung 5.4 zeigt die wichtigsten geometrischen Größen des LCSC-Injektors mit geschlossenem Swirl-Element.



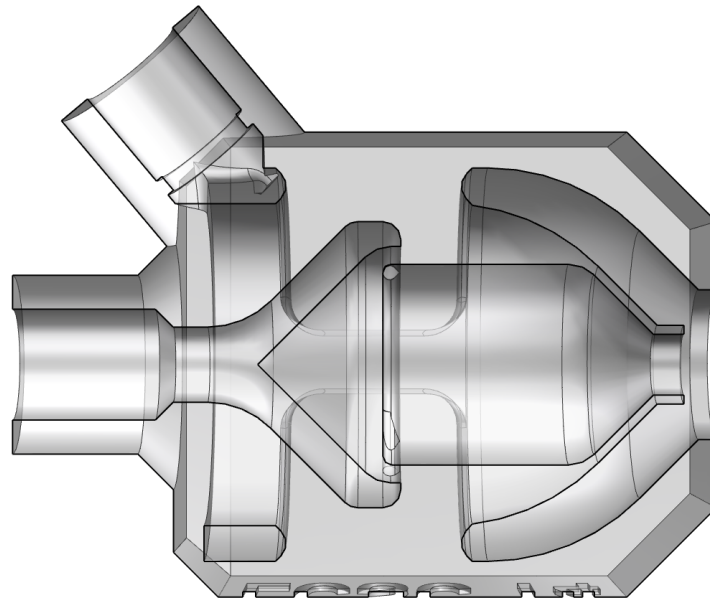
**Abbildung 5.4:** Geometrische Größen eines LCSC-Injektors mit geschlossenem Swirl-Element

Die Auslegung beginnt beim LCSC mit dem zentralen Swirl-Element. Anschließend wird der äußere Ringspalt dimensioniert, aus dem der Oxidator austritt. Die Ein- und Ausgangsgrößen der Auslegung können Tabelle 5.2 entnommen werden. Abbildung 5.5 zeigt einen mit der Methode ausgelegten LCSC-Injektor.

Eingangsgröße		Ausgangsgröße	
$\dot{m}_{b,ges}$	121 g/s	$r_{aus}$	1,7 mm
$\dot{m}_{ox,ges}$	537 g/s	$l_{aus}$	1,7 mm
$n_{El}$	3	$r_{ein}$	0,37 mm
$v_{ox}$	100 m/s	$r_{ox}$	4.19 mm
$p_{inj}$	75 bar	$r_{ox,BI}$	2,18 mm
$\Delta p$	25 bar	$r_{SK}$	5,6 mm
$T_{ox,inj}$	542 K	$l_{SK}$	11,2 mm
$T_{b,inj}$	465 K	$t_{Film,Fu}$	0,21 mm
$t_L$	0,5 mm	$v_{b,ax}$	36,6 m/s
$\alpha$	60 °	$\phi$	120 °
		$N_S$	71,8
		$J$	0,64
		$C_D$	0,0854

**Tabelle 5.2:** Ein- und Ausgangsgrößen der LCSC-Auslegungsmethode mit Werten des betrachteten Anwendungsfalls

Da Ethanol und Gemische von Ethanol und Wasser keine außergewöhnlich hohe Viskosität besitzen, wurde zur Dimensionierung des Swirl-Elements das Auslegungsverfahren nach Nardi et al. [64] verwendet. Hierfür wird zunächst der gewünschte Spraywinkel vorgegeben. Wie in Kapitel 4.1 beschrieben, hängt dieser von der dimensionslosen Gaskernfläche  $X$  ab.



**Abbildung 5.5:** Schnittansicht eines mit der beschriebenen Methode ausgelegten LCSC-Injektors

Nardi et al. nutzen den Zusammenhang

$$\sin(\alpha) = \frac{\sqrt{8} \cdot X}{(1 + \sqrt{X})\sqrt{1 + X}} \quad (5.7)$$

und approximieren die Umkehrfunktion mit

$$X = 0,0042 \cdot \alpha^{1,2714} \quad 40^\circ \leq \alpha \leq 60^\circ. \quad (5.8)$$

Im Anschluss kann mithilfe von Gleichung 4.4 der Durchflusskoeffizient  $C_D$  bestimmt werden. Über Gleichung 2.22 kann dann mit der Brennstoffdichte, dem Brennstoffmassenstrom pro Swirl-Element und dem gewünschten Druckabfall über den Injektor der Austrittsquerschnitt und -durchmesser berechnet werden. Von  $d_{\text{aus}}$  leiten sich Austrittslänge sowie Swirl-Kammerdurchmesser und -länge ab:

$$\begin{aligned} l_{\text{aus}} &= 0,5 \cdot d_{\text{aus}} \\ d_{\text{SK}} &= 3,3 \cdot d_{\text{aus}} \\ l_{\text{SK}} &= 3,3 \cdot d_{\text{aus}} \end{aligned} \quad (5.9)$$

Die Einlässe werden über einen eigenen Durchflusskoeffizienten dimensioniert, den Nardi et al. über

$$C_{D,\text{ein}} = \sqrt{\frac{X^3}{2-X}} \quad (5.10)$$

berechnen. Da  $X$  bereits bestimmt wurde, kann nun  $A_{\text{ein,ges}}$  und analog zum GCSC über Gleichung 5.5 der Eintrittsradius berechnet werden.

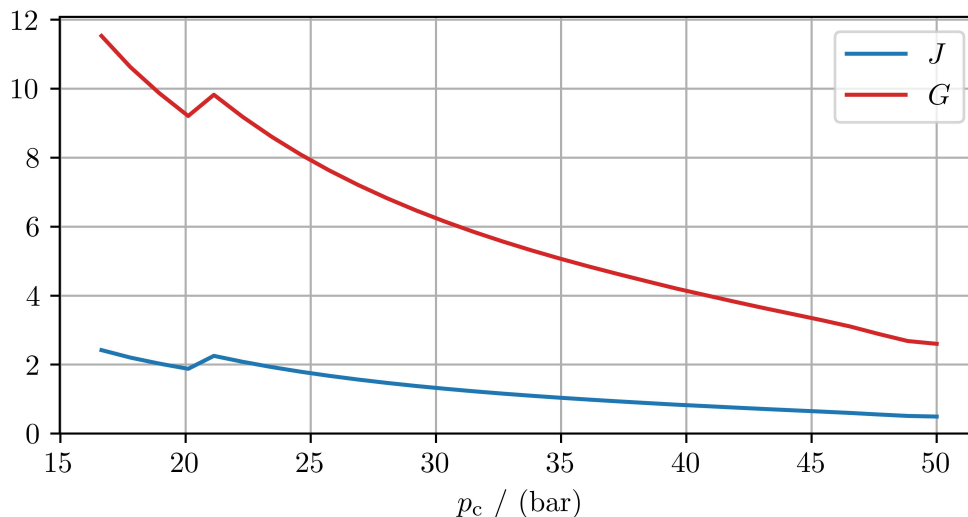
Abschließend wird der Gasaustritt ausgelegt. Die Berechnung von  $A_{\text{ox}}$  und  $A_{\text{ox,BI}}$  erfolgt wie beim GCSC über Gleichung 5.1 und 5.2. Der Oxidatoraustrittsradius wird dann über

$$r_{\text{ox}} = \sqrt{\frac{A_{\text{ox}}}{\pi} \cdot (r_{\text{aus}} + t_L)^2} \quad (5.11)$$

bestimmt.

Um optimale Zerstäubung zu gewährleisten, soll der Injektor eine kritische Recess-Strömung besitzen. Der Recess-Winkel wird also mit dem zweifachen vorgegebenen Spraywinkel gleichgesetzt. Um Größen wie das Impulsstromverhältnis zu berechnen, wird die Filmdicke über die Korrelation von Suyari und Lefebvre [96] berechnet (Gleichung 4.8).

Die Betriebspunktabhängigkeit von  $J$  und  $G$  nimmt beim LCSC einen ähnlichen Verlauf wie beim GCSC an. Aufgrund der höheren Austrittsgeschwindigkeit des Brennstoffs sind die Werte von  $J$  und  $G$  allerdings deutlich kleiner.



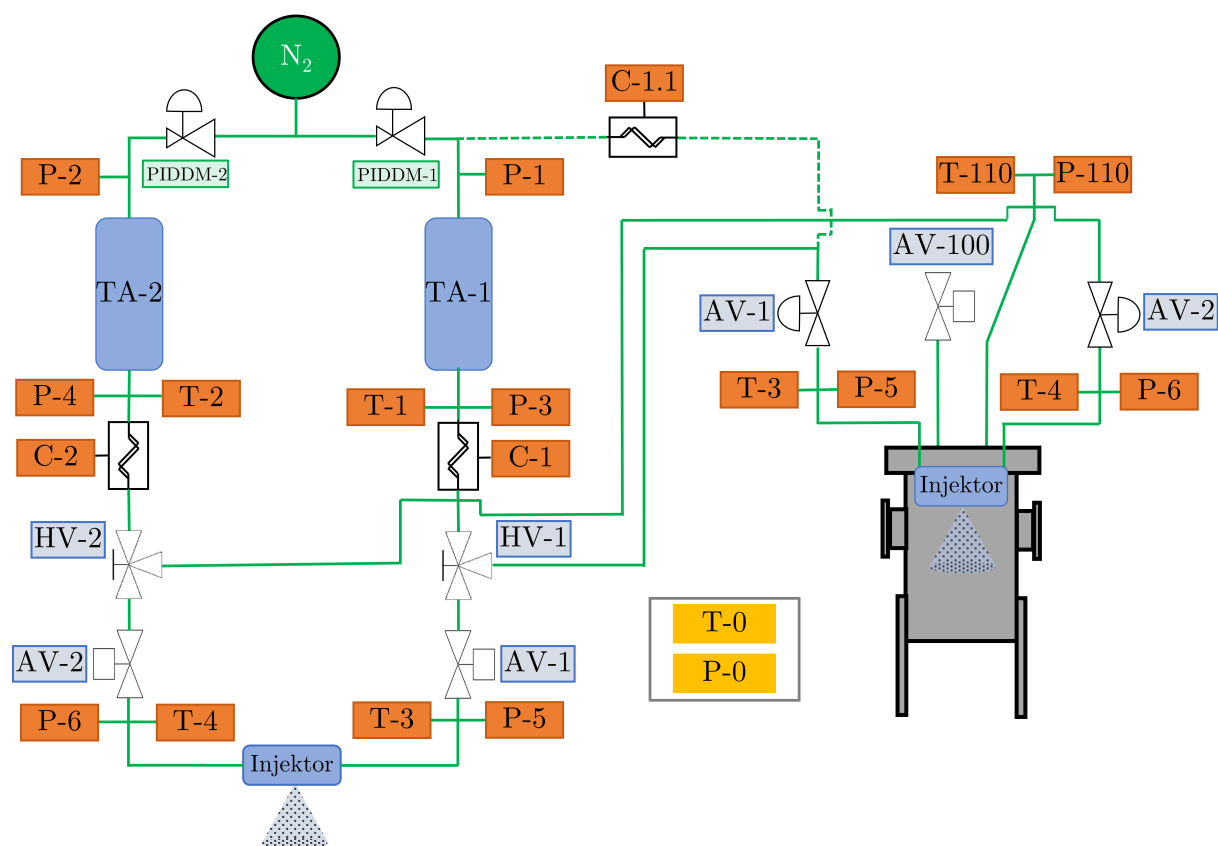
**Abbildung 5.6:** Impulsstrom- und Geschwindigkeitsverhältnis der LCSC-Injektoren des Maxwell-Triebwerks in Abhängigkeit vom Brennkammerdruck bei Drosselung des Schubs



# 6. Experimenteller Aufbau

## 6.1. Prüfstand

Die Kaltgasversuche wurden am Cold-Flow-Prüfstand M11.5/3 am DLR Standort Lampoldshausen durchgeführt. Der Prüfstand verfügt über eine Testposition für atmosphärische Injektoruntersuchungen und eine Versprühkammer für Versprühversuche mit Gegen- druck. Das Fließschema des Prüfstands ist in Abb. 6.1 dargestellt.



**Abbildung 6.1:** Fließschema des Cold-Flow-Prüfstands mit atmosphärischer Testposition (links) und Versprühkammer (rechts) nach [94]

Die Tests können mit zwei verschiedenen Fluiden durchgeführt werden. Dafür stellen Tank 1 (TA-1) und 2 (TA-2) jeweils ein Volumen von 3,8L zur Verfügung. Druck und Temperatur werden nach dem Tank (P-3, P-4, T-1, T-2) und unmittelbar vor dem Injektor (P-5, P-6, T-3, T-4) gemessen. Die jeweiligen Massenströme werden mit Coriolis-Massendurchflussmessern (C-1, C-2) gemessen. Umgebungsdruck und -temperatur werden durch P-0 und T-0 ebenfalls erfasst. Der Druck in den Tanks wird unabhängig voneinander über zwei PID-geregelte Druckminderer (PIDDM-1, PIDDM-2) eingestellt. Dafür ist der Prüfstand an eine externe Stickstoffversorgung angeschlossen. Für atmosphärische

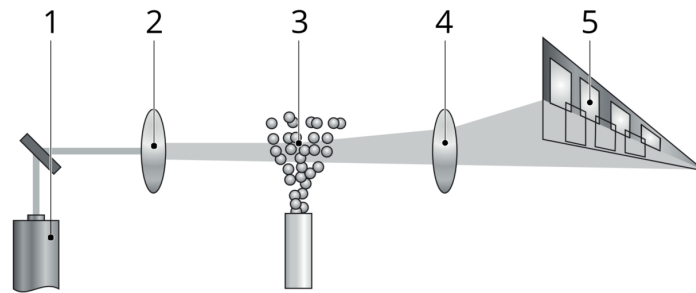


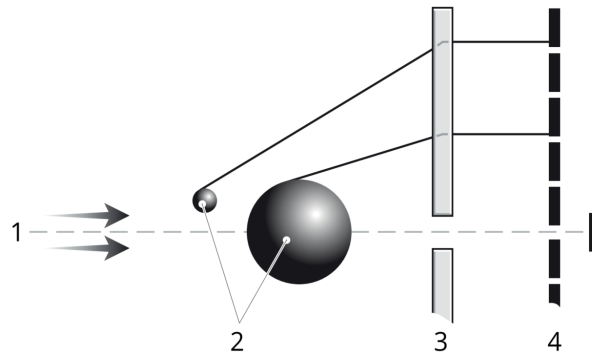
Abbildung 6.2: Messprozess des *Spraytec*-Lasermesssystems aus [61]

Tests ist der Systemdruck auf 40 bar und für Versprühkammertests auf 65 bar limitiert. Im Rahmen dieser Arbeit wurde der Prüfstand so umgebaut, dass ein Wechsel von atmosphärischen zu Versprühkammertests über zwei 3-Wege-Handventile (HV-1, HV-2) möglich ist. Die Versprühkammer besitzt ebenfalls Druck- und Temperatursensoren unmittelbar vor dem Injektor. Zusätzlich werden Druck und Temperatur in der Kammer über T-110 und P-110 gemessen. Über das Ventil AV-100 kann der Druck in der Kammer verringert werden. Ein zusätzlicher Strang (1.1) wurde hinzugefügt, um größere Stickstoffmassenströme in die Versprühkammer zu erlauben. Hierbei wird Tank 1 umgangen und ein größerer Leitungsdurchmesser verwendet. Zusätzlich besitzt C-1.1 einen größeren maximal messbaren Massenstrom.

Zur Untersuchung der Sprays steht für Schattenaufnahmen eine *FASTCAM SA1.1* Hochgeschwindigkeitskamera mit 100 mm-Objektiv und eine gegenüberliegende Lichtquelle zur Verfügung. Dabei werden die Lichtstrahlen der Lichtquelle durch die Flüssigkeit gebrochen und abgelenkt, wodurch in der Aufnahme ein Schatten entsteht.

Für die Tropfengrößenmessung wird ein *Spraytec*-Lasermesssystem von *Malvern Panalytical* verwendet. Der Messprozess dieses Systems ist in Abb. 6.2 abgebildet. Der Strahl einer Laserquelle (1) wird durch eine Optik (2) aufgeweitet, wodurch ein breiter, paralleler Strahl erzeugt wird. Die Tropfen des Sprays (3) streuen dieses Licht, das im Anschluss auf den Detektor (5) trifft. Ungestreutes Licht wird von einer Fokussierlinse (4) durch eine Lochblende fokussiert und trifft auf einen weiteren Detektor, der die Transmission misst. Das Detektorarray besteht aus über 30 Einzeldetektoren, die den Beugungswinkel des gestreuten Lichts messen.

Da nach der Mie-Theorie jede Tropfengröße ein einzigartiges, charakteristisches Streuungsmuster besitzt, lassen sich so die Tropfengrößen des Sprays bestimmen. Abbildung 6.3 zeigt eine vereinfachte Darstellung dieses Prinzips. Das parallele Licht (1) wird von den Tropfen (2) gestreut und gelangt durch die Fokussierlinse (3) auf den Detektor (4). Da in der Mie-Theorie von perfekt runden Tropfen ausgegangen wird, können keine tatsächlichen Tropfengrößen sondern nur äquivalente Tropfendurchmesser, wie der SMD, bestimmt werden. In dichten Sprays kann es zu Mehrfachstreuung kommen, die die Messergebnisse verfälscht. Um dies zu kompensieren, verwendet das *Spraytec* einen Korrekturalgorithmus. [61]



**Abbildung 6.3:** Streuung einer parallelen Lichtquelle durch Tropfen unterschiedlicher Größen auf eine Fokussierlinse und ein Detektorarray aus [61]

Die in dieser Arbeit durchgeführten Messungen wurden mit einer Messfrequenz von 5 kHz in einem Abstand von 10 cm unterhalb vom Auslass des betrachteten Injektors durchgeführt. Auf diese Weise ist eine ausreichende Transmission für zuverlässige Messungen gewährleistet. Die gemessenen Tropfengrößen sind allerdings nicht repräsentativ für die Zerstäubung im Triebwerk, für die deutlich weniger Raum zur Verfügung steht. An diesem Punkt wurden die Treibstoffe im Triebwerk bereits verdampft und verbrannt. Die Zerstäubung der Injektoren kann daher nur qualitativ verglichen werden.

Beide Messsysteme sind auf Aluminiumprofilen befestigt und können zwischen atmosphärischem Aufbau und Versprühkammer verschoben werden (Abb. 6.4). Der Prüfstand verfügt über ein Echtzeitmess- und -steuersystem. Die Bedienung erfolgt über einen Steuerrechner mit eigener Benutzeroberfläche. Dabei lassen sich die Versuche über Sequenzen automatisieren, um Vergleichbarkeit zu gewährleisten.

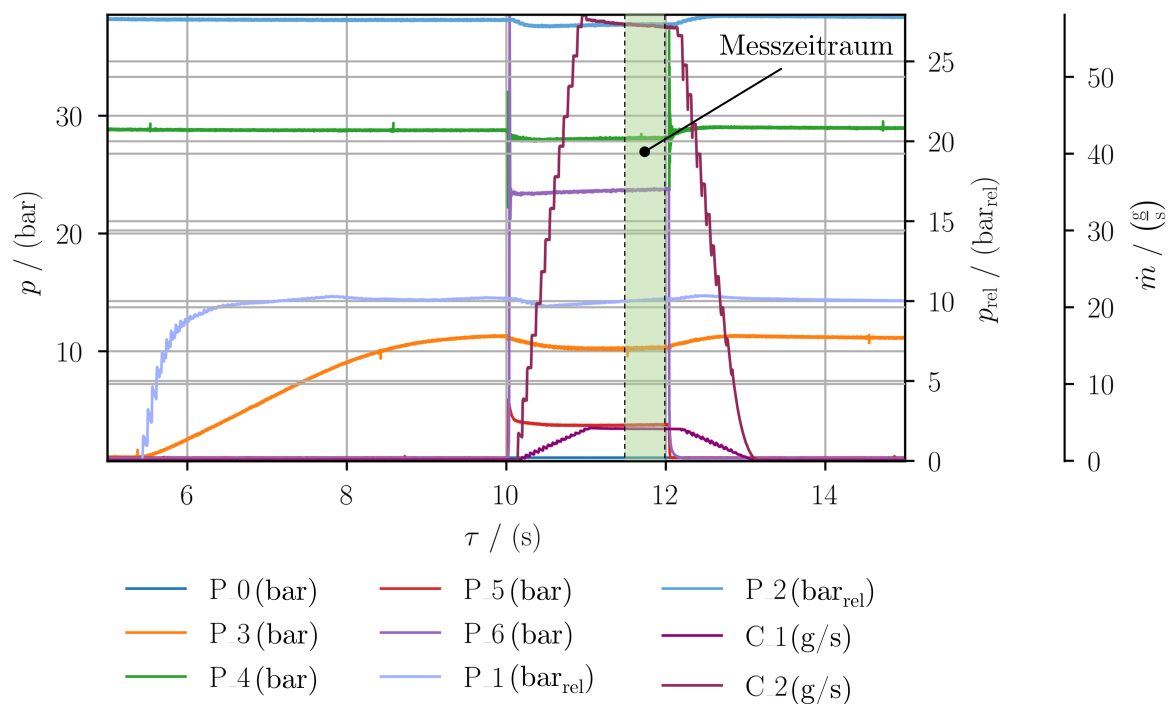


**Abbildung 6.4:** Prüfstand mit Hochgeschwindigkeitskamera an atmosphärischer Testposition (links) und Spraytec-Messsystem an Versprühkammer (rechts)

## 6.2. Auswertungsmethoden

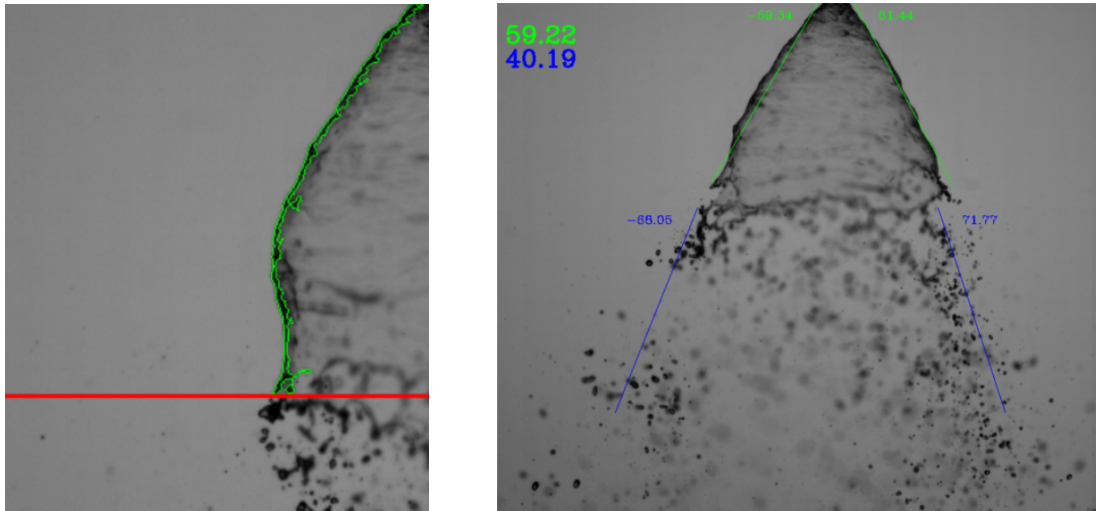
Um die Vergleichbarkeit der Tests zu gewährleisten, wurde die Dauer der Einspritzversuche so gewählt, dass sich ein stationärer Zustand aller Messgrößen einstellt. Vor allem die Trägheit der Massenstromsensoren bestimmt die Dauer der Anfahrtransiente. Die Messdatenerfassung, Tropfengrößenmessung und Aufnahme der Schattenbilder erfolgt dann über einen definierten Zeitraum im stationären Zustand. Abbildung 6.5 zeigt ein Beispiel für Messdaten eines Versuchs und den ausgewerteten Messzeitraum. Die Versuchsdaten werden über eine Auswerterroutine verarbeitet und ausgewertet. Dabei werden anhand der gemessenen Werte für Druck und Temperatur der Fluide aus einer Stoffdatenbank weitere Größen wie Dichte, Viskosität und Oberflächenspannung ermittelt. Abschließend werden die so ermittelten Größen und Kennzahlen über den Messzeitraum gemittelt. Die Tropfengrößen werden im gleichen Zeitraum wie die Messung von Druck, Temperatur und Massenstrom erfasst und werden ebenfalls gemittelt.

Die Auswertung der Schattenaufnahmen erfolgt über eine von Müller [63] entwickelte Bilderkennungs-Software, die dem Spray für jedes aufgenommene Bild Spraywinkel und Zerfallslänge zuordnet. Der obere Spraywinkel erfasst dabei den Bereich vom Austritt des Injektors bis 8 mm unterhalb des Injektors und der untere Spraywinkel den Bereich 10 mm bis 60 mm unterhalb des Austritts. Ein Beispiel für die Konturerkennung zeigt Abb. 6.6. Die Werte werden im Anschluss über alle Bilder gemittelt, um den Effekt von Ausreißern zu verringern.



**Abbildung 6.5:** Messdaten eines Versprühversuches mit ausgewertetem Messzeitraum in grün





**Abbildung 6.6:** Konturerkennung mit Abbruchlänge (links), bestimmter oberer und unterer Spraywinkel (rechts) aus [63]

### 6.3. Fehlerbetrachtung

Zur Beurteilung der Messergebnisse ist eine Abschätzung der auftretenden Messabweichung entscheidend. Die Messabweichungen der im Prüfstand verbauten Messtechnik sind in Tabelle 6.1 aufgeführt.

Messposition	Sensortyp	Messabweichung
C-1	Rheonik RHM 02	$\pm 0,05$ g/s
C-1.1	Endress + Hauser Promass 83E	$\pm 0,40$ g/s
C-2	Rheonik RHM 03	$\pm 0,12$ g/s
T-3 / T-4	Thermoelement Typ K	$\pm 1,5$ K
P-0	STS ATM.1ST (0,8 - 1,2 bar)	$\pm 0,005$ bar
P-110	STS ATM.1ST (0 - 50 bar)	$\pm 0,1$ bar
P-5 / P-6 atmosphärisch	Measurement P900 (0 - 50 bar)	$\pm 0,05$ bar
P-5 / P-6 Versprühkammer	STS ATM.1ST (0 - 100 bar)	$\pm 0,1$ bar

**Tabelle 6.1:** Messabweichungen der Sensoren im Cold-Flow-Prüfstand [22, 81, 82, 86, 97]

Der Fehler bei der Bestimmung der Stoffdaten ergibt sich aus den Abweichungen von Temperatur und Druck. Da Größen wie das Impulsstromverhältnis unter anderem über eine Korrelation der Filmdicke bestimmt werden, ist die Abschätzung der Fehler hier schwierig. Ohne eigene Messungen der Filmdicke lässt sich nicht beurteilen, wie gut die Korrelationen die Filmdicke für die betrachteten Injektoren abbilden können. Es ist daher zu erwarten, dass die Ungenauigkeit der Korrelation den Messfehler dominiert.

Für das Spraytec-Messsystem werden mit Referenzpartikeln Messabweichungen des Mediandurchmessers von unter 1 % erreicht. Die Abweichung ist allerdings abhängig von der Art des vermessenen Sprays. Insbesondere durch Mehrfachstreuung in dichten Sprays steigt die Messunsicherheit.

Die Genauigkeit der Konturerkennung für die Bestimmung des Spraywinkels ist ebenfalls stark von der Art des Sprays abhängig. Bei einem ausgebildeten Flüssigkeitsfilm weichen die bestimmten Winkel wenige Grad ab. Vollständig zerstäubte Sprays werden weniger genau erfasst.

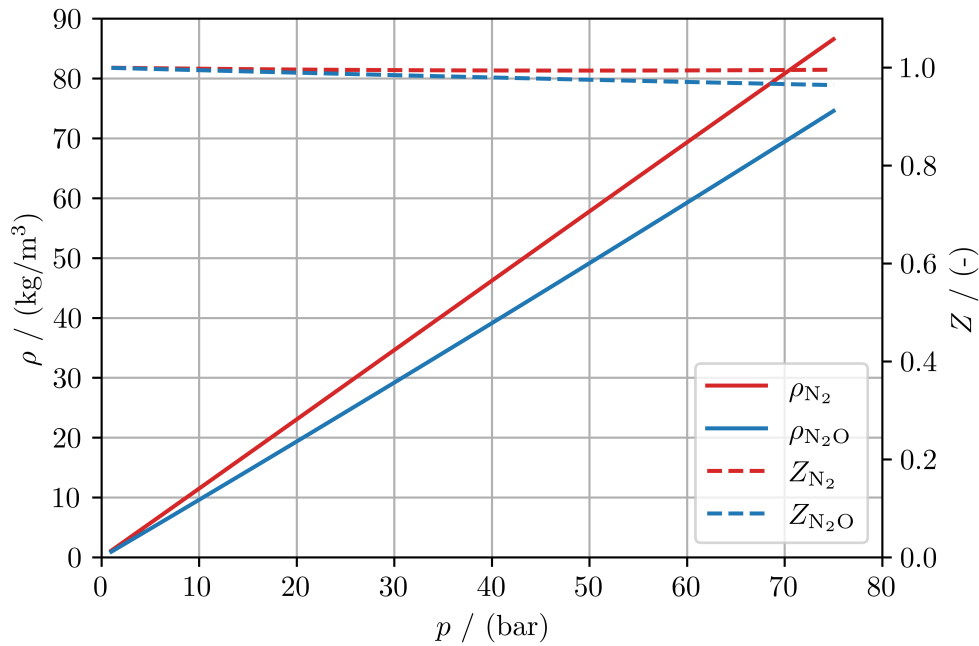
## 6.4. Versuchsmatrix

Die Kaltgasversuche wurden mit Wasser und Stickstoff als Ersatzmedien durchgeführt. Ein Vergleich der Stoffeigenschaften des realen Brennstoffs mit Wasser ist Tabelle 6.2 zu entnehmen. Als charakteristische Länge der Ohnesorge-Zahl wurde hier der Einlassdurchmesser  $d_{\text{ein}} = 0,88 \text{ mm}$  eingesetzt. Durch die niedrigere Viskosität und Oberflächenspannung ist zu erwarten, dass die Zerstäubung des Ethanol-Wasser-Gemischs kleinere Tropfengrößen erzeugt als die Zerstäubung von Wasser im gleichen Injektor und Betriebspunkt. Eine gute Zerstäubung mit Wasser sollte daher auch eine gute Zerstäubung des Brennstoffs im Triebwerk gewährleisten. Abbildung 6.7 zeigt die Dichte und den Realgasfaktor  $Z$  von Lachgas und Stickstoff. Es ist zu erkennen, dass sich beide Stoffe innerhalb dieses Druckbereichs in guter Näherung als ideales Gas betrachten lassen. Die Dichte von Stickstoff ist geringfügig höher als die des Lachgases. Dies ist für die Kaltgasversuche durch die Druckbegrenzung des Prüfstands allerdings von Vorteil, da auf diese Weise ein gewünschtes Impulsstromverhältnis mit geringeren Drücken erreicht werden kann.

	Wasser	Ethanol-Wasser-Gemisch
$T$	293 K	435 K
$p$	1 bar	50 bar
$\rho$	998 kg/m <sup>3</sup>	665 kg/m <sup>3</sup>
$\mu$	1 mPa s	0,173 mPa s
$\sigma$	72,8 mN/m	15,9* mN/m
Oh	$4,15 \cdot 10^{-3}$	$1,80 \cdot 10^{-3}$

**Tabelle 6.2:** Vergleich der Stoffeigenschaften des Ethanol-Wasser-Gemischs bei Einspritzbedingungen mit denen von Wasser im Kaltgasversuch (\*interpoliert zwischen Wasser und Ethanol)

Um das Design der Injektoren schnell iterieren zu können, wurden diese mit einem *Formlabs Form 3+* SLA-3D-Drucker aus Kunstharz gedruckt. Nachfolgend wurden, wie in Abb. 6.8 zu erkennen, Rohranschlüsse eingeklebt, um die Injektoren an den Prüfstand anschließen zu können.



**Abbildung 6.7:** Vergleich der Stoffeigenschaften von Lachgas bei Einspritzbedingungen (552 K) mit denen von Stickstoff im Kaltgasversuch (293 K)

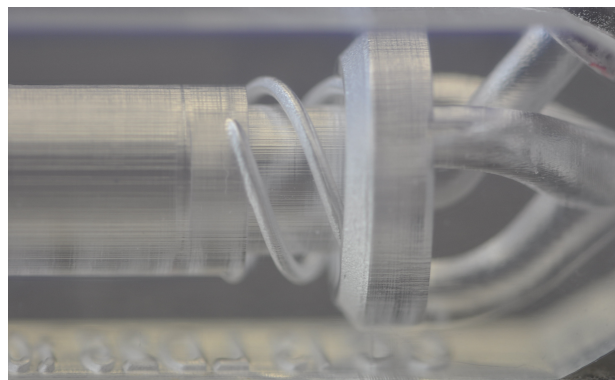
Die benötigten Durchmesser und Spaltmaße im Zehntelmillimeterbereich gehen an die Grenzen der Druckbarkeit. Aufgrund der hohen Viskosität des Kunstharzes und Verunreinigungen des 3D-Druckers waren etwa 20 Iterationen der Zuführungen im Injektor notwendig bis die feinen Details ohne Verstopfen zuverlässig gedruckt werden konnten. Abbildung 6.9 zeigt das finale Design der Zuläufe. Ablagerung des Harzes sorgten außerdem für eine Durchmesserverkleinerung in den Einlässen des Swirl-Elements, weshalb in einer Reihe von Vorversuchen  $d_{\text{ein}}$  auf 0,88 mm erhöht wurde, um das gewünschte  $C_D$  von 0,0118 bei  $\Delta p = 25$  bar zu erreichen. Des Weiteren wurde der Spraywinkel des LCSC-Swirl-Elements zu  $\alpha = 54^\circ$  bestimmt und der Recess-Winkel entsprechend angepasst.

Da im Maxwell-Triebwerk der Oxidator gasförmig eingespritzt werden soll, bietet sich ein GCSC-Injektor an, um die Brennkammerwand nicht in direkten Kontakt mit dem Oxidator zu setzen. Zusätzlich zeigte der LCSC-Injektor in den Vorversuchen bereits eine sehr gute Zerstäubung. Daher sollte dieser als Referenz dienen, während der Einfluss verschiedener Parameter auf das Spray des GCSC-Injektors untersucht wurde.

Tabelle 6.3 zeigt die dabei variierten Parameter. Das Recess-Verhältnis wurde im Bereich von  $1,5 \leq K_R \leq 2,5$  betrachtet. In den Versuchen von Anand et al. [5] produzierte das größte untersuchte Recess-Verhältnis  $K_R = 1,5$  das beste Spray. Durch die Wahl größerer Recess-Verhältnisse soll überprüft werden, wie sich diese Vergrößerung auf das Spray auswirkt. Als obere Grenze wurde  $K_R = 2,5$  gewählt, da größere Injektorlängen für die Anwendung im vergleichsweise kleinen Triebwerk nicht sinnvoll sind. Als untere Grenze der Spaltbreite wurde  $t_s = 0,5$  mm, der durch den 3D-Drucker kleinste zu druckende Spalt gewählt. Außerdem wurden Spaltbreiten von 0,8 mm und 1,1 mm untersucht. Auf diese Weise werden Spaltbreiten betrachtet, die unterhalb, in der Nähe und oberhalb des



**Abbildung 6.8:** GCSC-Injektor mit eingeklebten 6 mm Rohren



**Abbildung 6.9:** Fluidzuläufe und helixförmige Einlässe ( $d_{\text{ein}} = 0,88 \text{ mm}$ )

Einlassdurchmessers  $d_{\text{ein}}$  liegen. Zusätzlich sollten klassische tangentiale mit helixförmigen Einlässen mit einer Steigung von  $20^\circ$  verglichen werden. Die helixförmigen Einlässe ähneln einem Swirl-Einsatz, können aber durch die additive Fertigung integral gefertigt werden. Die Swirl-Zahl der helixförmigen Einlässe reduziert sich nach Gleichung 4.2 nur geringfügig von 39 auf 36,6. Da während der Vorversuche beobachtet wurde, dass die Art der Einlässe unwesentlich Einfluss auf das Spray nimmt, wurde in der ersten Testreihe zunächst nur der helixförmige Einlass betrachtet.

Anhand der Ergebnisse der ersten Versuchsreihe wurde eine Auswahl von Injektoren tiefergehend untersucht. Dabei wurden verschiedene Impulsstromverhältnisse bei gleichbleibendem Wassermassenstrom betrachtet, um die Grenzen verschiedener Zerstäubungsbereiche auflösen zu können. Aus den Injektoren wurde schließlich der Injektor mit den besten Eigenschaften ausgewählt. Für diesen Injektor und den LCSC-Injektor wurde die Charakterisierung der Zerstäubungsbereiche bei zwei zusätzlichen Wassermassenströmen durchgeführt. Zusätzlich wurde in Versprühkammertests der Einfluss des Gegendrucks ermittelt.

Recess $K_R$	Spaltbreite $t_S$	Einlässe
1,5	0,5 mm	tangential
2,0	0,8 mm	helixförmig
2,5	1,1 mm	

**Tabelle 6.3:** Variierte Testparameter in der GCSC-Parameterstudie

Die Benennung der Injektoren erfolgt nach dem Schema

Injektortyp Art der Einlässe+Version\_LD[ $K_R \cdot 10$  ]\_t[ $t_S \cdot 10$ ].

Damit ist beispielsweise GCSC H3\_LD20\_t08 ein GCSC-Injektor mit helixförmigen Einlässen einem Recessverhältnis von 2,0 und einer Spaltbreite von 0,8 mm.

# 7. Ergebnisse

Das folgende Kapitel gibt eine Übersicht über die vier durchgeführten Versuchsreihen, in denen insgesamt 14 Injektoren in circa 500 Sprühversuchen untersucht wurden.

## 7.1. Erste Testreihe: Einfluss von Spaltbreite und Recess-Länge

In der ersten Testreihe sollte der Einfluss der Spaltbreite  $t_S$  und der Recess-Länge  $K_R$  auf das Spray der GCSC-Injektoren betrachtet werden. Dafür wurden neun Injektoren mit helixförmigen Einlässen getestet, die mit drei verschiedenen Recess-Längen und je drei verschiedenen Spaltbreiten ausgeführt wurden. Eine Schnittansicht der Injektoren ist in Abb. 7.1 dargestellt.

Um das Verhalten der Injektoren über den gesamten Drosselbereich zu betrachten, wurden vier Betriebspunkten getestet. Diese sollten 33 %, 56 %, 78 % und 100 % des maximalen Massenstroms entsprechen, um den Drosselbereich in gleichmäßigen Abständen abzudecken. Die Tests wurden zunächst nur mit Wasser und im Anschluss mit Wasser und

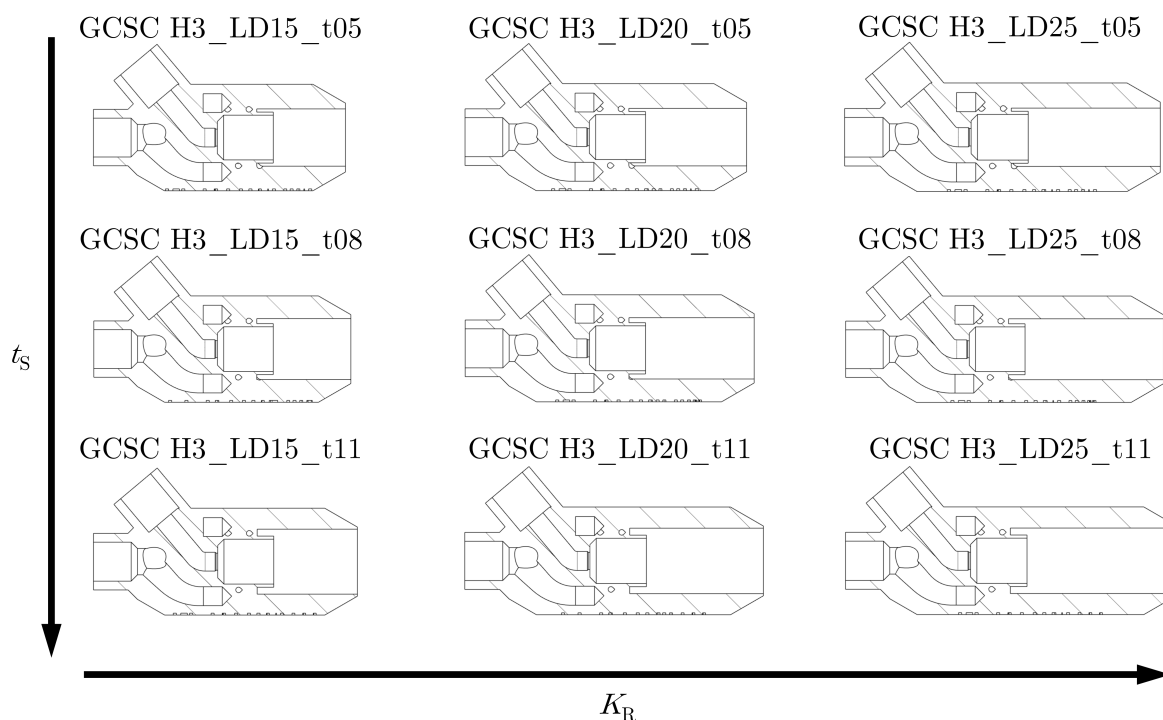
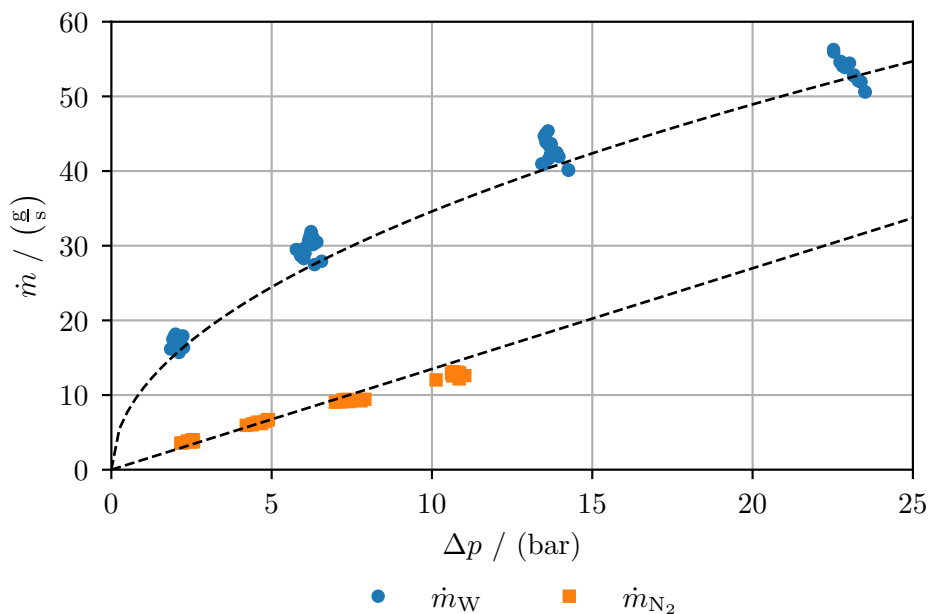


Abbildung 7.1: Halbschnitt der in der ersten Testreihe untersuchten GCSC-Injektoren mit helixförmigen Einlässen

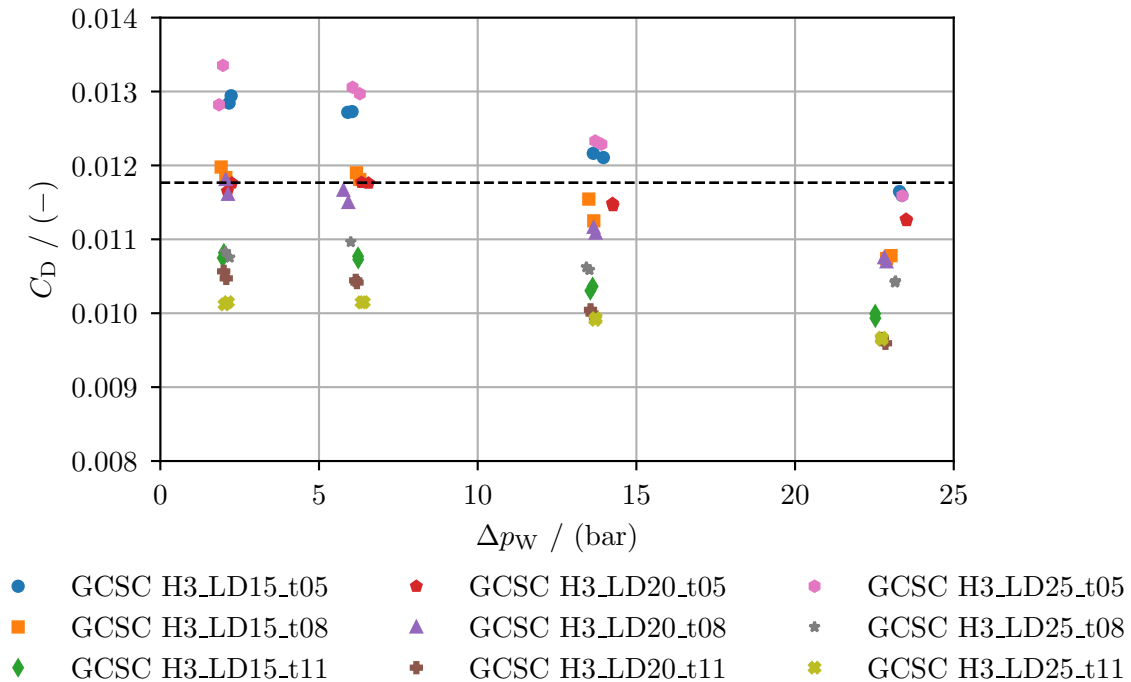
Stickstoff durchgeführt. Von jedem Betriebspunkt wurden Schattenaufnahmen gemacht und Tropfengrößenmessungen durchgeführt. Da die Dichte des Stickstoffs bei atmosphärischen Tests deutlich unter der des Oxidators bei Brennkammerbedingungen liegt, sollte das Impulsstromverhältnis durch Erhöhung der Austrittsgeschwindigkeit ähnlich gehalten werden.

Mit einem  $C_D$  von 0,0118 (vgl. Tabelle 5.1) ergibt sich ein maximaler Wassermassenstrom von 55 g/s. Um ein Impulsstromverhältnis von 5,04 zu erreichen, wird damit ein Stickstoffmassenstrom von 16,5 g/s benötigt. Für die weiteren Betriebspunkte wurden die Massenströme entsprechend reduziert, während das Massenstromverhältnis konstant gehalten wurde.

Die gemessenen Massenströme aller Injektoren der ersten Testreihe sind in Abb. 7.2 abgebildet. Die schwarzen Kurven zeigen den theoretischen Verlauf der Massenströme über den Druckverlust nach Gleichungen 2.13 und 2.22. Grundsätzlich wird das reale Verhalten durch die theoretischen Formeln gut abgebildet. Die Abweichung des Stickstoffmassenstroms bei  $\Delta p \approx 10,5$  bar erklärt sich durch den dynamischen Druckanteil, der bei der statischen Druckmessung nicht berücksichtigt wird. Aufgrund unerwartet hoher Druckverluste im Stickstoffstrang wurden die angestrebten Massenströme nicht erreicht, was sich in verringerten Impulsstromverhältnissen äußert. Der Wassermassenstrom liegt bei niedrigeren Druckverlusten etwas über den theoretischen Werten. Bei der Korrektur des Durchflusskoeffizienten durch Anpassung der Einlassdurchmesser wurde der maximale Druckverlust als Referenz verwendet. Da bei diesem größere Reibungsverluste auftreten, sorgt das für etwas erhöhte Massenströme bei kleineren Druckverlusten. Außerdem ist eine gewisse Streuung durch die fertigungsbedingte Variation der Einlassdurchmesser der verschiedenen Injektoren zu beobachten.



**Abbildung 7.2:** Gemessene Wasser- und Stickstoffmassenströme aller GCSC-Injektoren der ersten Testreihe und theoretische Massenströme über den Druckverlust



**Abbildung 7.3:** Durchflusskoeffizient des Swirl-Elements der Injektoren der ersten Testreihe über den Wasserdruckverlust

Abbildung 7.3 zeigt den Durchflusskoeffizienten  $C_D$  der Swirl-Elemente der getesteten Injektoren über den Wasserdruckverlust  $\Delta p_W$ . Dargestellt sind sowohl die Durchflusskoeffizienten der Versuche ohne Gasströmung als auch die der Versuche mit Gasströmung. Es wird deutlich, dass  $C_D$  nicht durch den Stickstoffstrom beeinflusst wird. Da bei größeren Spaltbreiten der Austrittsdurchmesser geringfügig steigt, sinkt für diese Injektoren der Durchflusskoeffizient. Wie bereits bei den Massenströmen zu erkennen, sinkt  $C_D$  mit steigendem  $\Delta p$  aufgrund der erhöhten Reibungsverluste. Der angestrebte Durchflusskoeffizient ist als gestrichelte Linie eingetragen.

### 7.1.1. Sprühversuche ohne Gasströmung

Schattenaufnahmen der Sprays ohne Gasströmung sind in Abb. 7.4 dargestellt. Hier ist zu erkennen, dass der Spraywinkel, analog zu Abb. 2.14, mit steigendem  $\Delta p_W$  anwächst und zunehmend weniger Krümmung aufweist. Kleinere Spaltbreiten  $t_S$  sorgen für größere Spraywinkel, kürzere Zerfallslängen und einen gleichmäßigeren Flüssigkeitsfilm.

Die ermittelten oberen und unteren Spraywinkel über den Wasserdruckverlust sind in Abb. 7.5 dargestellt. Zusätzlich ist die Korrelation des Spraywinkels von Fu et al. [29] aus Gleichung 4.21 dargestellt. Der untere Spraywinkel  $\alpha_u$  nähert sich bei allen Injektoren mit steigendem  $\Delta p_W$  asymptotisch dem oberen Spraywinkel  $\alpha_o$  an. Währenddessen steigt  $\alpha_o$  nur geringfügig mit  $\Delta p_W$ . Für  $t_S = 0,5$  mm sind die Spraywinkel mit Abstand am größten. Injektoren mit  $t_S = 1,1$  mm erzeugen die kleinsten Spraywinkel, unterscheiden sich aber nur geringfügig von denen mit 0,8 mm Spaltbreite. Die Spraywinkel der Injektoren mit  $t_S = 0,5$  mm werden durch Gleichung 4.21 gut abgebildet. Für niedrige Druckverluste liegt die Korrelation zwischen dem gemessenen oberen und unteren Spraywinkel.

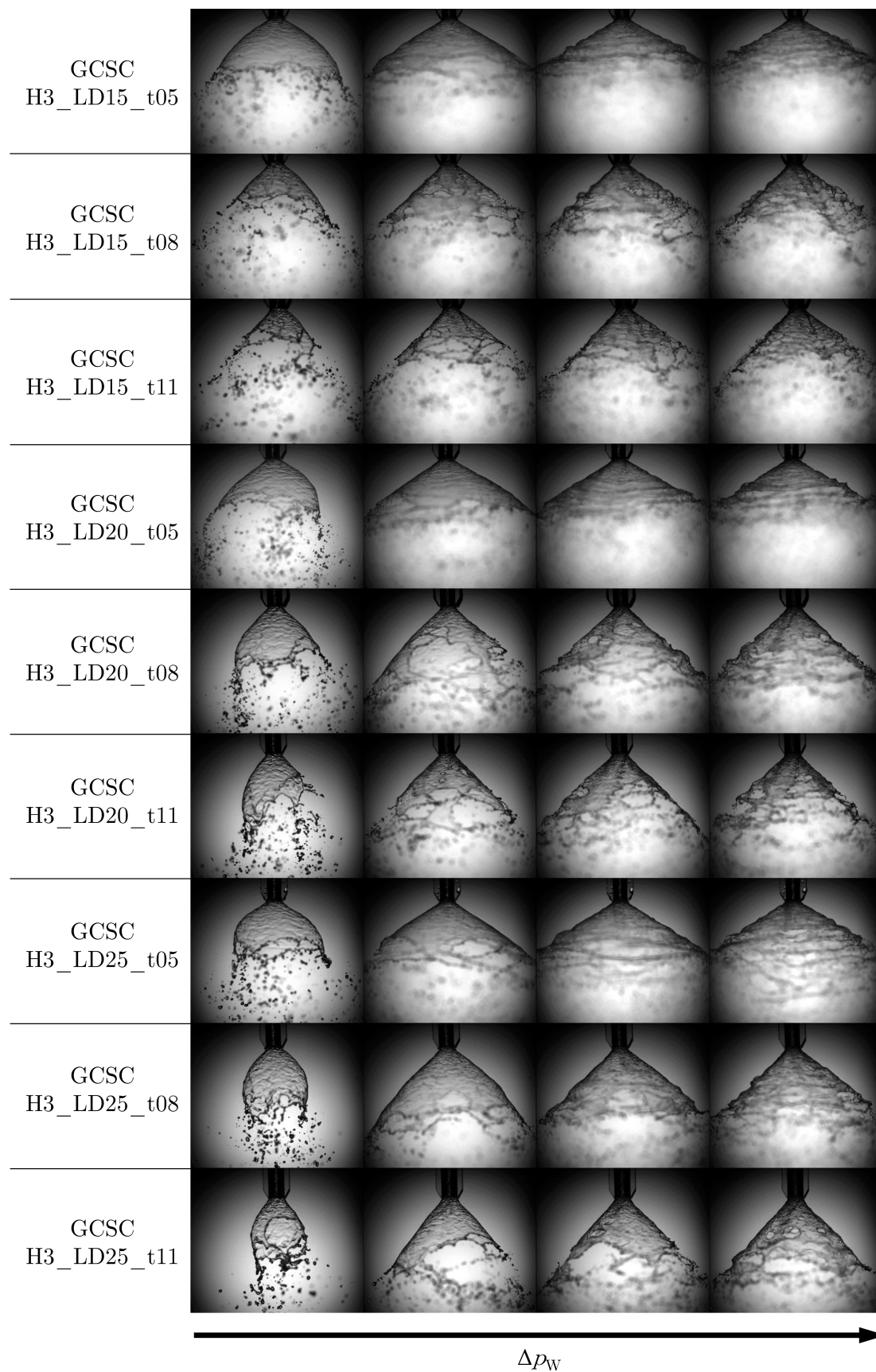
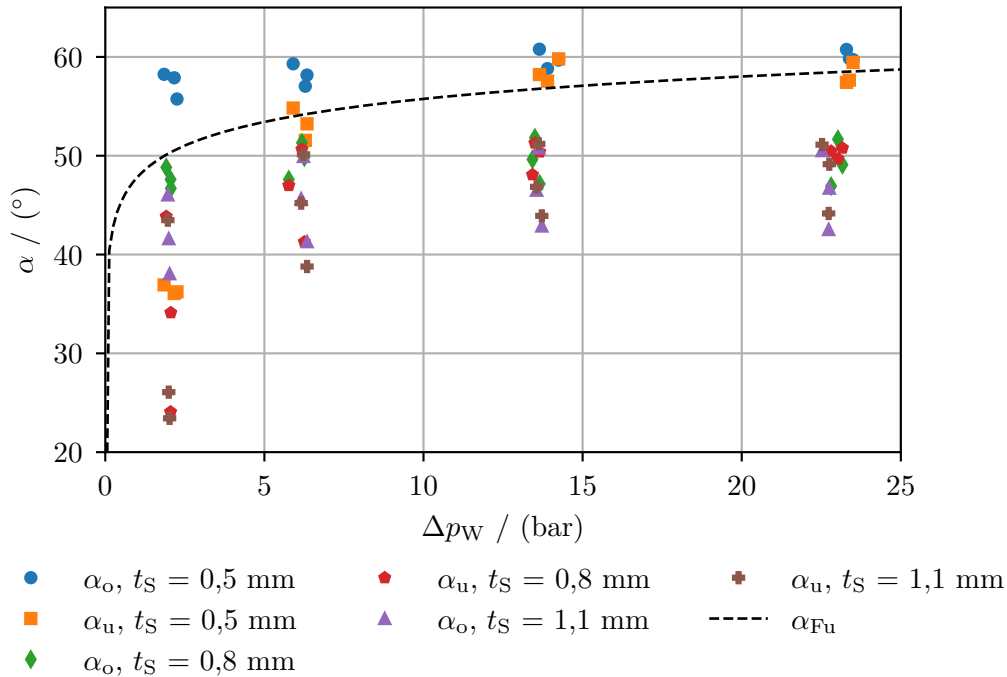


Abbildung 7.4: Schattenaufnahmen der Sprays der Injektoren der ersten Testreihe ohne Gasströmung





**Abbildung 7.5:** Oberer und unterer Spraywinkel der Injektoren der ersten Testreihe über den Wasserdruckverlust mit Korrelation des Spraywinkels nach Fu et al. [29]

Die Spaltbreite wirkt sich ebenfalls auf die Zerfallslänge aus. Wie in Abb. 7.6 zu erkennen ist, sorgt die kleinste Spaltbreite für die kürzesten Zerfallslängen. Der Einfluss der Spaltbreite fällt allerdings verhältnismäßig kleiner aus als beim Spraywinkel und ist vor allem bei höheren Druckverlusten ausgeprägt.

Ein ähnliches Bild ergibt sich für den SMD in Abb. 7.7. Für den niedrigsten Betriebspunkt wurde bei allen Injektoren ein SMD von etwas über  $400 \mu\text{m}$  gemessen. Bei Steigerung von  $\Delta p_W$  nimmt der SMD für Injektoren mit Spaltbreiten von  $0,5 \text{ mm}$  und  $0,8 \text{ mm}$  ab, wobei die Abnahme für  $t_S = 0,5 \text{ mm}$  größer ist. Für  $t_S = 1,1 \text{ mm}$  bleibt der SMD nahezu konstant. Es ist zu beachten, dass die Tropfengrößenmessungen der ersten Testreihe mit einem falschen Brechungsindex in der Software des Messsystems durchgeführt wurden. Die absoluten Werte sind daher fehlerbehaftet, der qualitative Verlauf ist hingegen repräsentativ.

Der Einfluss der Spaltbreite auf Spraywinkel, Abbruchlänge und Tropfengröße ist mit einer Beschleunigung des Wassers unmittelbar nach dem Eintritt in die Swirl-Kammer zu erklären. Das Wasser strömt aus einem Kanal mit  $0,88 \text{ mm}$  Durchmesser in einen Spalt mit  $0,5 \text{ mm}$  Breite, wodurch der Strahl abgeflacht und beschleunigt wird. Dies führt zu einer Steigerung der Umfangsgeschwindigkeit, was die Filmdicke reduziert und dadurch den Spraywinkel steigert (vgl. Gleichung 4.11). Die verringerte Filmdicke und der große Spraywinkel sorgen dann für eine Verringerung des SMD (vgl. Gleichung 4.15). Da die Querschnittsfläche des Ringspalts nicht kleiner als die der Einlässe ist, hat dies keinen begrenzenden Effekt auf den Massenstrom.

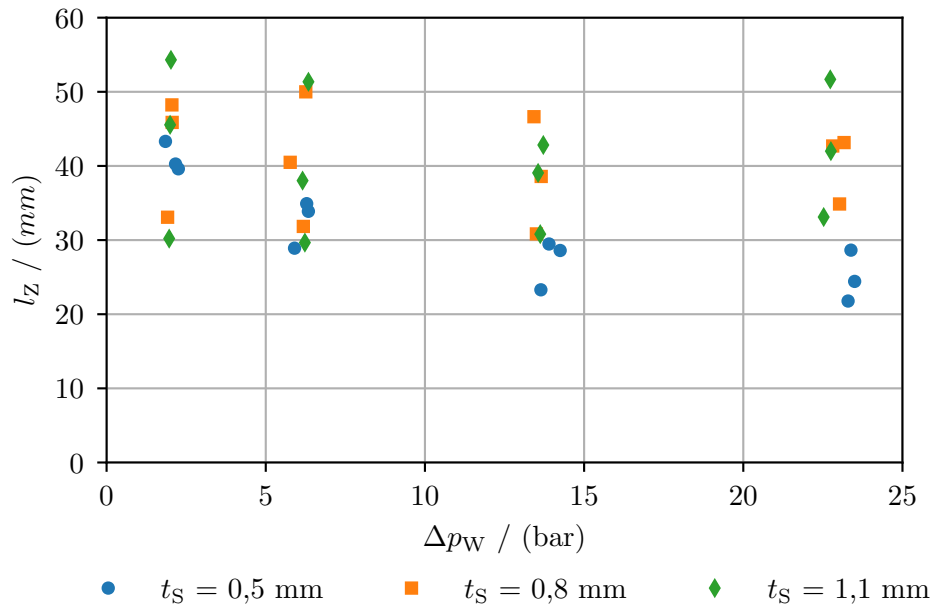


Abbildung 7.6: Zerfallslänge der Injektoren der ersten Testreihe ohne Gasströmung über den Wasserdruckverlust

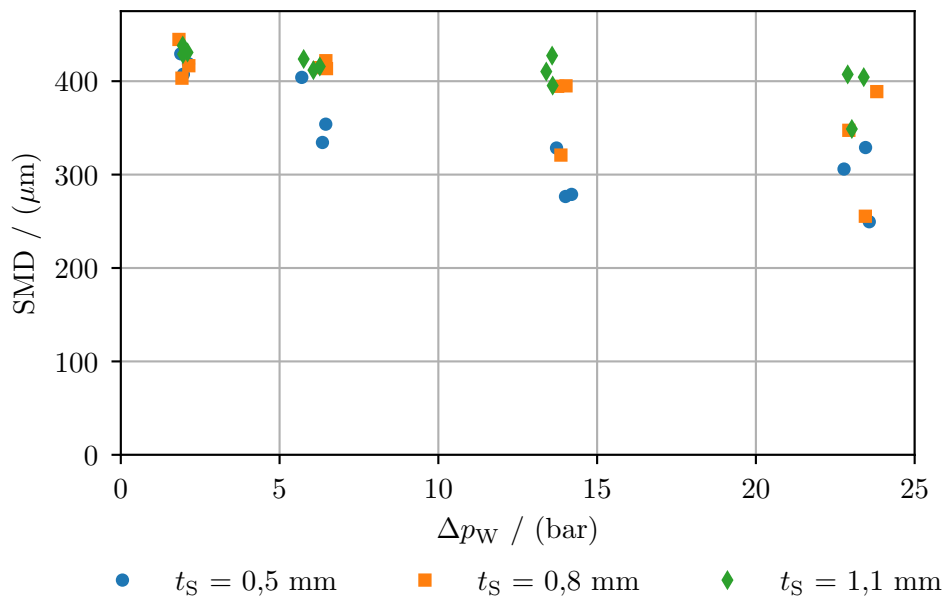


Abbildung 7.7: Sauterdurchmesser der Sprays der ersten Testreihe ohne Gasströmung im Abstand von 10 cm über den Wasserdruckverlust

## 7.1.2. Sprühversuche mit Gasströmung

Abbildung 7.8 zeigt die Schattenaufnahmen der Sprays mit Gasströmung samt Impulsstromverhältnis  $J$ . Für den Injektor GCSC H3\_LD25\_t05 liegt keine Aufnahme des größten Massenstroms vor, da bei diesem Test die Klebung des Rohrs versagte. Wie bereits eingangs erwähnt, ist das Impulsstromverhältnis durch die verringerten Stickstoffmassenströme etwas kleiner als angestrebt. Das Ansteigen von  $J$  bei niedrigeren Wassermassenströmen ist durch die verlangsamte axiale Strömungsgeschwindigkeit des Wassers durch Aufdickung des Films nach Gleichung 4.23 zu erklären.

Es ist zu erkennen, dass sich in den jeweiligen Betriebspunkten verschiedene Strömungsregime einstellen. Im 33 % Drosselpunkt sorgt die Gasströmung für eine feine Zerstäubung im inneren Bereich des Sprays, während der Randbereich weiträumig verteilte, große Tropfen und Ligamente aufweist. Da das Wasser in diesem Betriebspunkt nur mit geringen Axial- und Umfangsgeschwindigkeiten strömt, wird es durch die Gasströmung aus der Swirl-Kammer ausgeblasen. Dies führt zur Bildung sehr großer Tropfen im äußeren Bereich des Sprays, weshalb dieses Regime im Folgenden als unvollständige Zerstäubung bezeichnet wird. Es ist zu beobachten, dass ein größerer Recess die Anzahl großer Tropfen verringert und das Spray auf einen kleineren Bereich fokussiert, was auf die erhöhte Interaktion zwischen Gasströmung und Flüssigkeitsfilm zurückzuführen ist.

Im 56 % Betriebspunkt weist der kegelförmige äußere Spraybereich eine große Anzahl an Tropfen auf, die kaum von der Gasströmung beeinflusst werden. Währenddessen wird im inneren Bereich ein Teil der Flüssigkeit in sehr kleine Tropfen zerstäubt. Eine mögliche Ursache für dieses Phänomen ist, dass die Gasströmung nicht genug Impuls auf den Flüssigkeitsfilm übertragen kann, um diesen schon im Injektor vollständig zu zersetzen. Stattdessen werden Tropfen von der Oberfläche abgelöst, mitgerissen und durch Sekundärzerfall weiter zerstäubt. Der verbleibende Film tritt dann am Injektorausstritt aus und zerfällt, durch von der Gasströmung induzierte Instabilitäten, unmittelbar am Austritt. Da diese Tropfen kaum durch das Gas beschleunigt wurden, treten sie in einem relativ großen Spraywinkel aus. Dieses Regime wird daher als abgelöstes Spray bezeichnet.

Mit Steigerung der Massenströme auf 78 % sinkt der Spraywinkel, vor allem bei größerem Recess. Zusätzlich sind innerer und äußerer Bereich weniger scharf voneinander getrennt. Dies spricht dafür, dass in diesem Fall der gesamte Film schon im Injektor aufgelöst und durch die Gasströmung beschleunigt wird. Dieses Strömungsregime wird daher im Folgenden als mitgerissenes Spray bezeichnet. Bei den höchsten Massenströmen nimmt der Spraywinkel teilweise wieder zu und es kommt zu Selbstpulsation.

Abbildung 7.9 zeigt den gemessenen SMD über das Impulsstromverhältnis  $J$ . Die Gasströmung sorgt für eine deutliche Verringerung des SMD im Vergleich zu den Messungen ohne Gasströmung. Im Bereich  $3 < J < 4$  findet bei allen Injektoren ein schlagartiges Absinken des SMD statt. Je kleiner die Spaltbreite des Injektors, desto früher findet diese Transition statt. Da neben  $J$  simultan auch  $\dot{m}_W$  variiert wurde, hängt dieser Effekt nicht zwangsläufig nur mit der Steigerung des Impulsstromverhältnisses zusammen. Die Veränderung der Sprayregime mit  $J$  wurde daher in der zweiten Testreihe betrachtet.

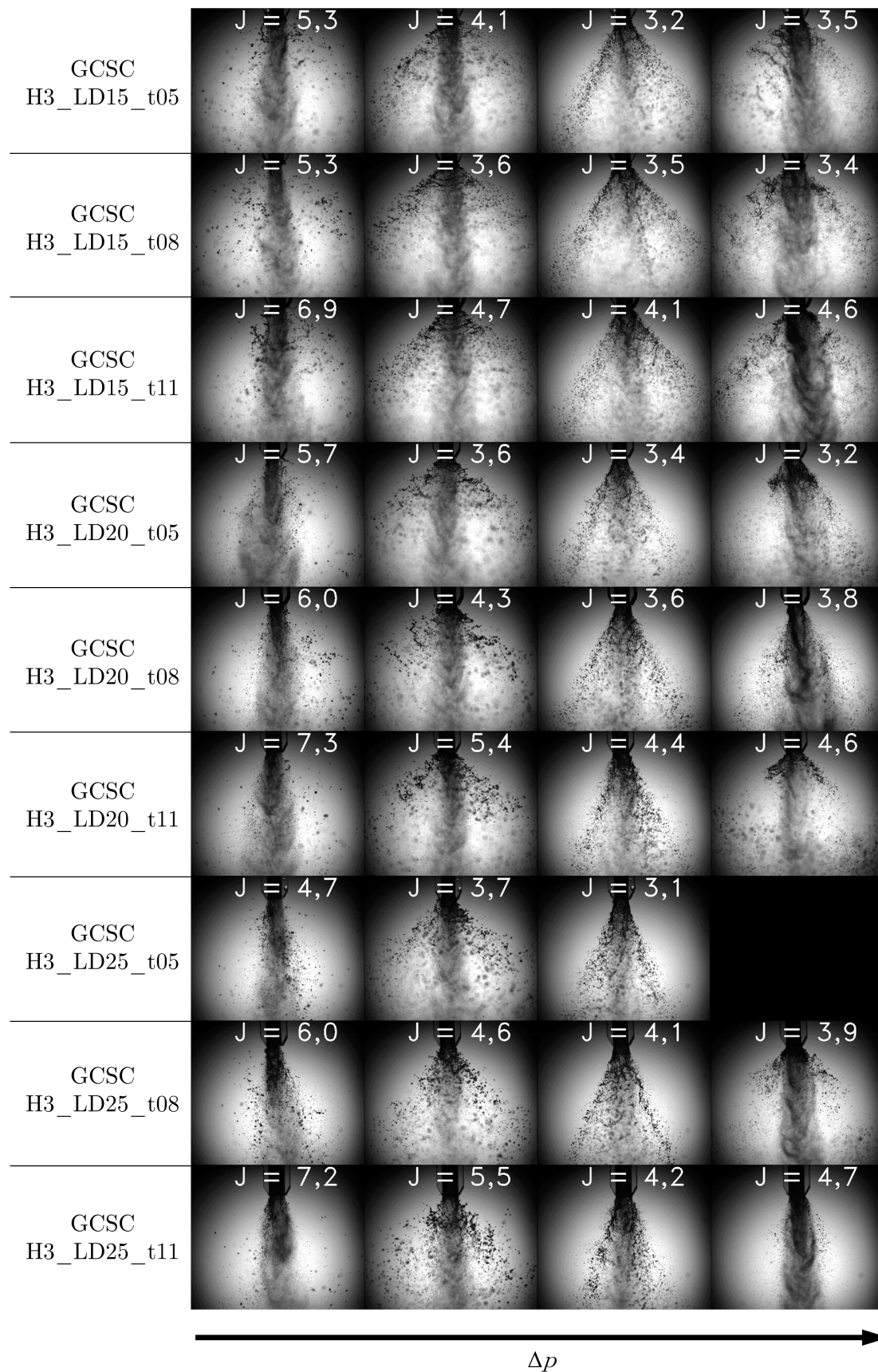
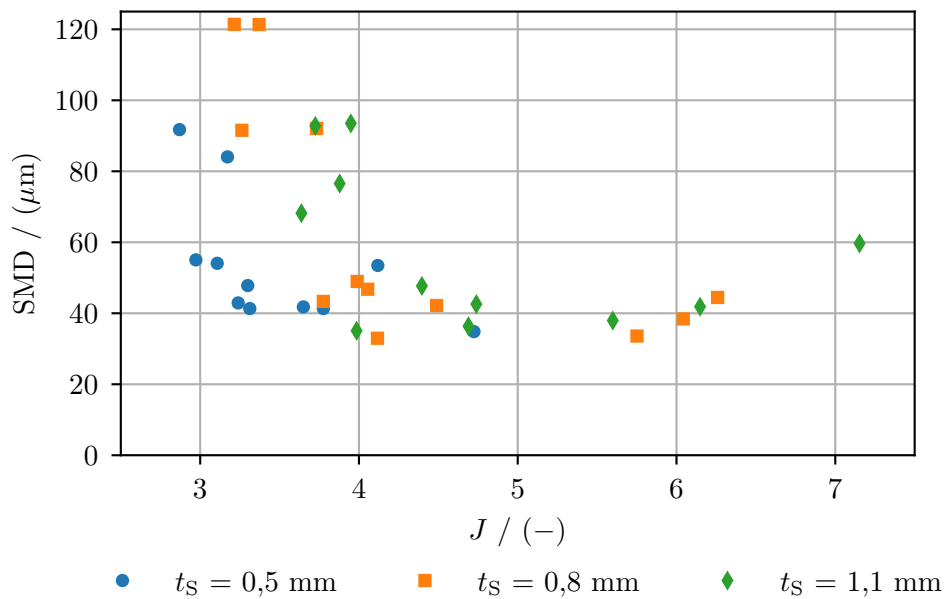


Abbildung 7.8: Schattenaufnahmen der Sprays der Injektoren der ersten Testreihe mit Gasströmung



**Abbildung 7.9:** Sauterdurchmesser der Sprays der ersten Testreihe mit Gasströmung im Abstand von 10 cm über das Impulsstromverhältnis

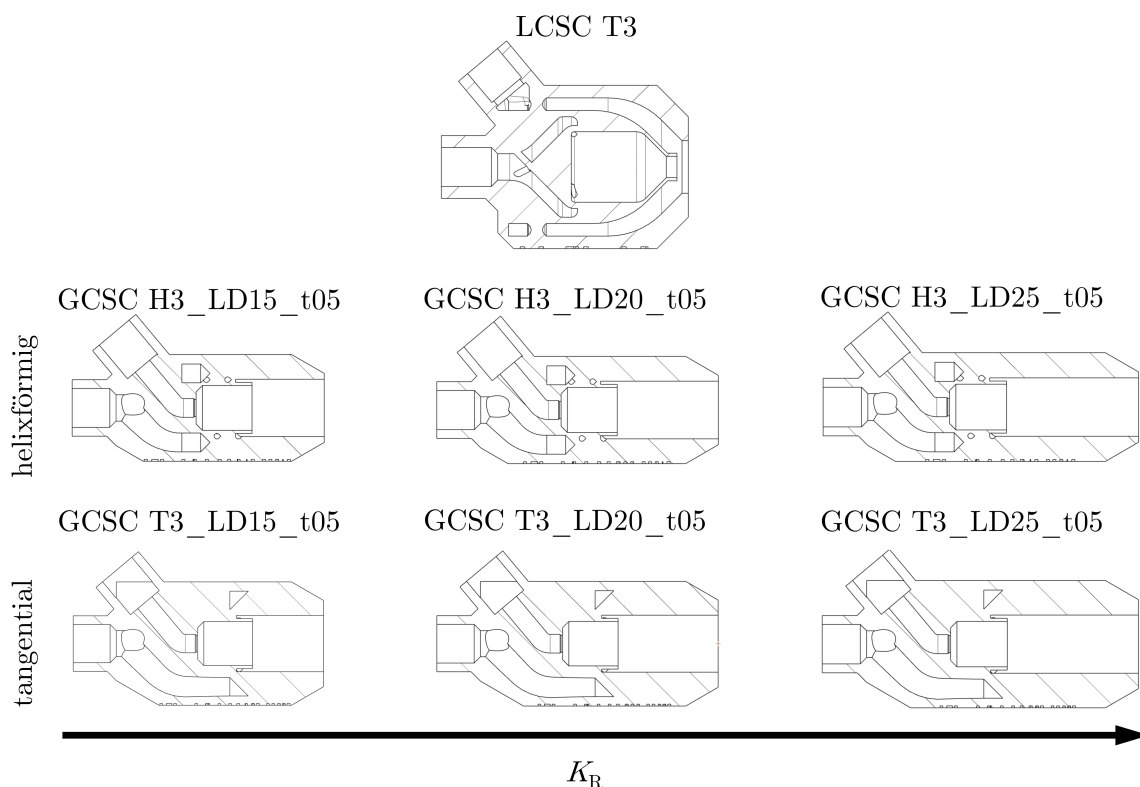
### 7.1.3. Fazit der ersten Testreihe

Aus den Ergebnissen der ersten Testreihe lassen sich die folgenden Aussagen ableiten:

- Das Drosselverhalten der Injektoren wird durch die theoretischen Formeln gut abgebildet.
- Der Durchflusskoeffizient des Swirl-Elements sinkt durch erhöhte Reibungsverluste leicht mit steigendem Flüssigkeitsmassenstrom.
- Größere Spaltbreiten sorgen bei der Zerstäubung ohne Gasströmung für verringerte Spraywinkel, erhöhte Zerfallslängen und größere mittlere Tropfendurchmesser.
- Bei der Zerstäubung mit Gasströmung stellen sich vier betriebspunktabhängige Zerstäubungsregime ein.
- Der gemessene SMD sinkt bei den Tests mit Gasströmung ab einem kritischen Impulsstromverhältnis deutlich.
- Injektoren mit kleinerer Spaltbreite besitzen kleinere kritische Impulsstromverhältnisse als solche mit größeren Spaltbreiten.

## 7.2. Zweite Testreihe: Einfluss des Impulsstromverhältnisses

In der zweiten Testreihe sollte der Einfluss des Impulsstromverhältnisses auf die Zerstäubung genauer untersucht werden. Um den Übergang verschiedener Sprayregime gut auflösen zu können, wurde jeder Injektor mit 15 verschiedenen Impulsstromverhältnissen getestet. Aufgrund der schlechteren Zerstäubung größerer Spaltbreiten wurden in der zweiten Testreihe nur Injektoren mit  $t_s = 0,5\text{ mm}$  untersucht. Um den Einfluss der Art der Einlässe zu beurteilen, wurden nun sowohl tangentiale als auch helixförmige Einlässe betrachtet. Außerdem wurde ein LCSC-Injektor mit Tangentialeinlässen getestet, der als Referenz dienen sollte. Eine Übersicht der getesteten Injektoren ist in Abb. 7.10 abgebildet. Während der Stickstoffmassenstrom variiert wurde, blieb der Wassermassenstrom bei allen Tests konstant (siehe Tabelle 7.1). Dieser entsprach in etwa einer Drosselung von 50 %, wodurch höhere Impulsstromverhältnisse erreichbar waren. Zusätzlich wurde auf diese Weise eine ausreichende Transmission für die Tropfengrößenmessung sichergestellt. Da die Auslegungsmethode des LCSC-Injektors aus Abschnitt 5.2 den Durchflusskoeffizienten um den Faktor 1,5 überschätzt, wurde bei gleichem Druckverlust mit dem LCSC-Injektor ein verringerter Wassermassenstrom im Vergleich zum GCSC-Injektor erreicht.



**Abbildung 7.10:** Halbschnitt der in der zweiten Testreihe untersuchten Injektoren

Eine Übersicht der Schattenaufnahmen der Sprays zeigen Abb. 7.11 und 7.12. Die GCSC-Injektoren weisen für kleine Impulsstromverhältnisse ein abgelöstes Spray auf. Durch Steigerung von  $J$  wechselt das Regime zum mitgerissenen Spray. Bei sehr großen Werten von  $J$  tritt letztlich Selbstpulsation auf. Eine Ausnahme stellt hier der Injektor GCSC

T3\_LD15\_t05 dar, der bei hohem  $J$  vom mitgerissenen ins abgelöste Spray übergeht. Beim LCSC-Injektor ist mit Steigerung von  $J$  eine verbesserte Zerstäubung und eine Zunahme von KHI zu beobachten. Es sind allerdings keine weiteren Zerstäubungsregime außer der Zerstäubung ohne und mit Gasströmung zu beobachten.

Injektorform	$\dot{m}_W$	$\dot{m}_{N_2}$
GCSC	$30,0^{+2,4}_{-3,4}$ g/s	0 - 15,6 g/s
LCSC	$20,0^{+0,3}_{-0,3}$ g/s	0 - 15,5 g/s

Tabelle 7.1: Übersicht der abgefahrenen Massenströme aus Testreihe 2

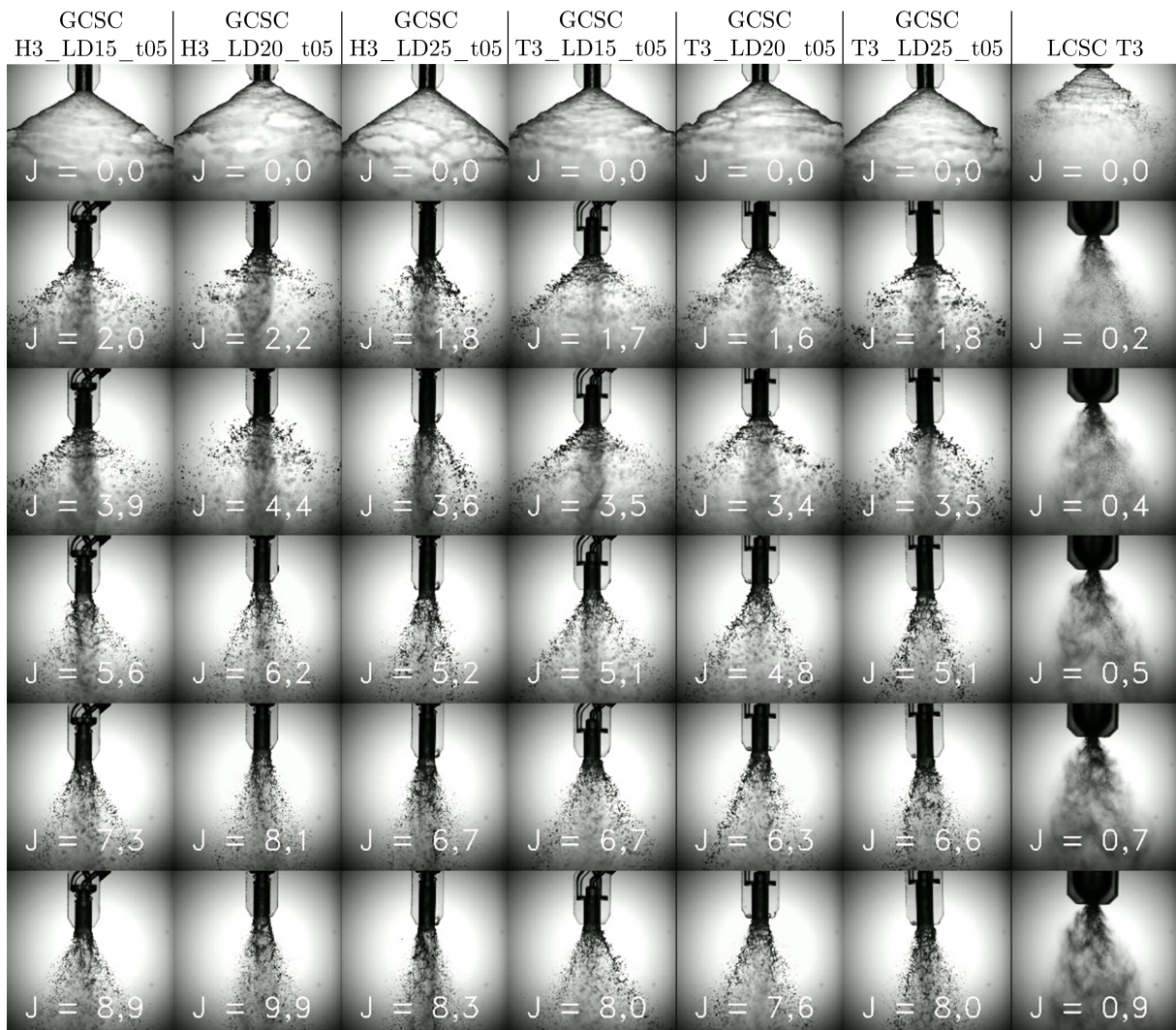


Abbildung 7.11: Schattenaufnahmen der Sprays der Injektoren der zweiten Testreihe

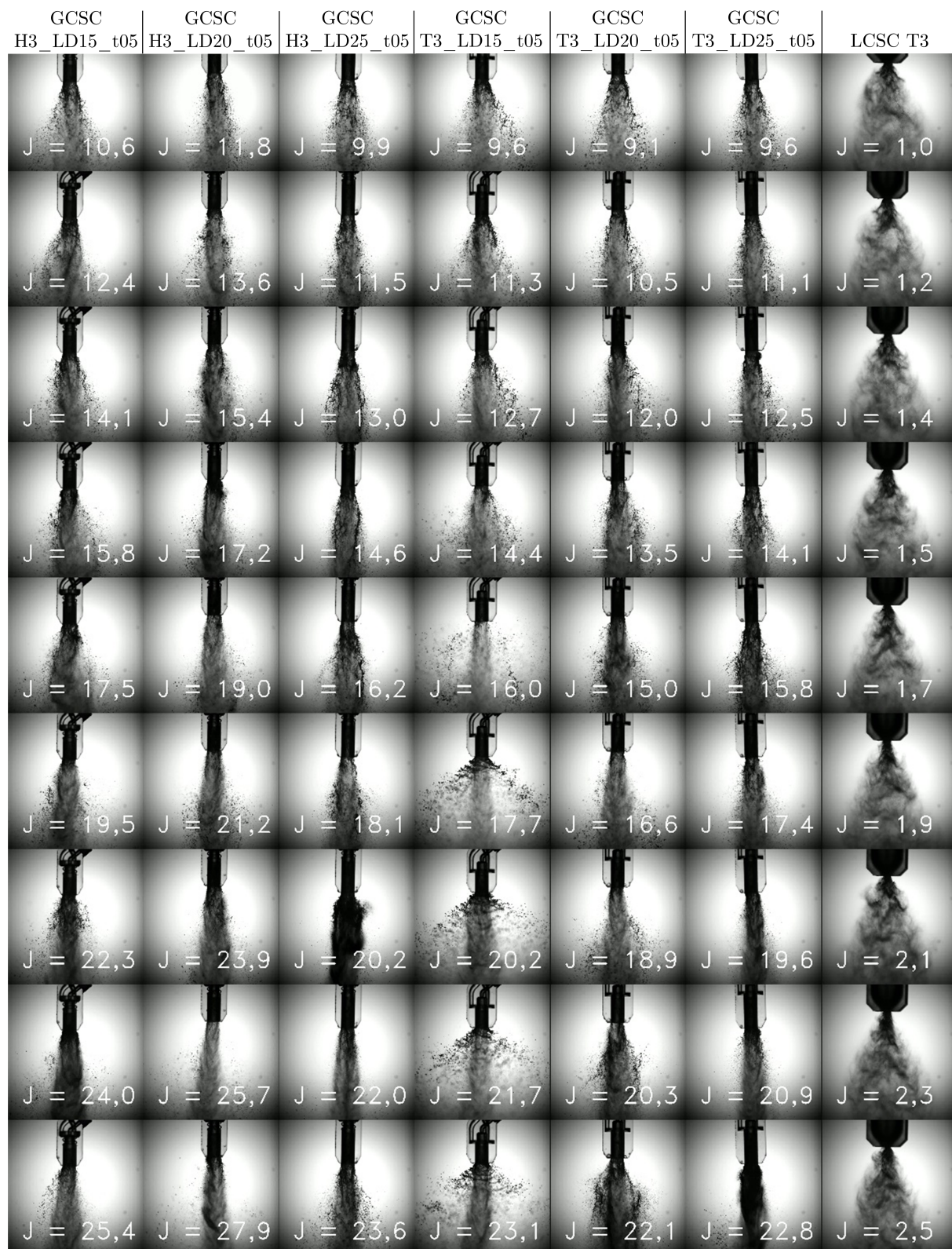


Abbildung 7.12: Schattenaufnahmen der Sprays der Injektoren der zweiten Testreihe

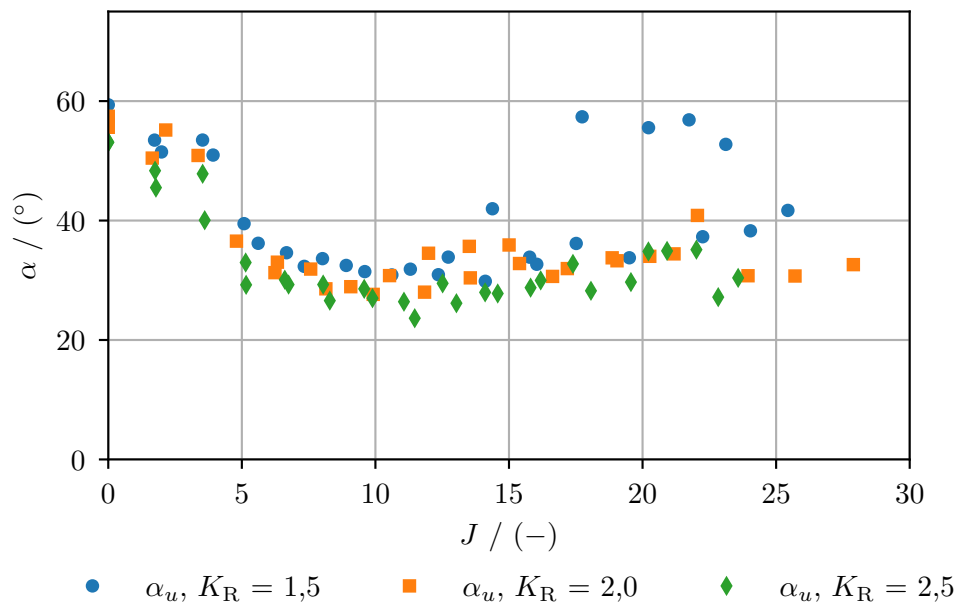


## 7.2.1. GCSC-Injektoren

### Spraywinkel

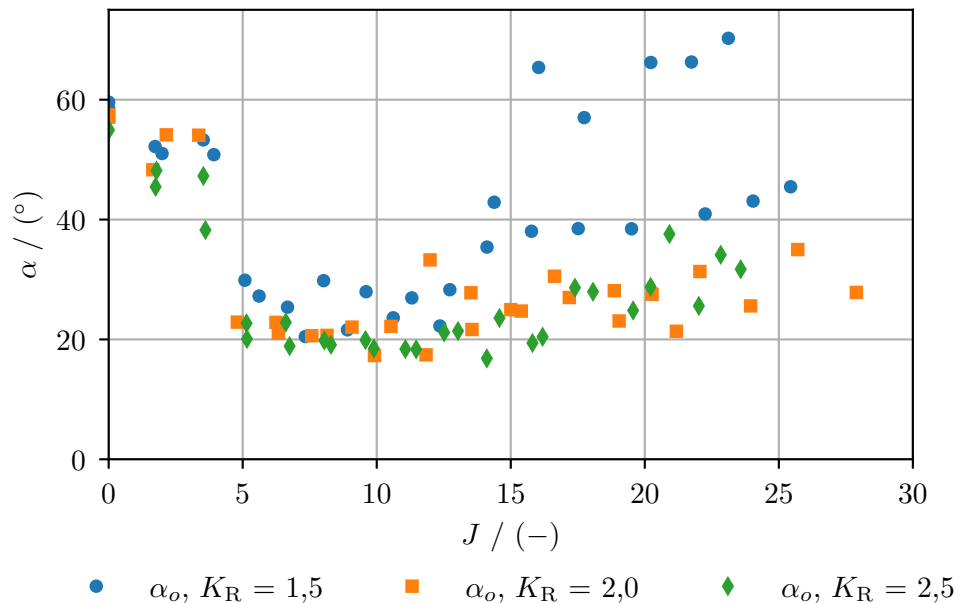
Der Verlauf des unteren Spraywinkels der GCSC-Injektoren über  $J$  ist in Abb. 7.13 dargestellt. Der Wechsel des Zerstäubungsregimes bei  $J = 5$  ist klar zu erkennen und findet bei allen Injektoren statt. Bei weiterer Steigerung von  $J$  nehmen die Spraywinkel bis  $J = 10$  geringfügig ab. Ab diesem Punkt bleibt  $\alpha_u$  bei erhöhter Streuung der Messwerte nahezu konstant bei rund  $30^\circ$ . Lediglich für GCSC T3\_LD15\_t05 nimmt der Winkel ab  $J \approx 12$  wieder zu und steigt erneut auf circa  $60^\circ$ . Außerdem ist zu beobachten, dass ein größerer Recess mit kleineren Spraywinkeln einhergeht. Dies ist durch die erhöhte Gas-Film-Interaktion bei größeren Recess-Längen zu erklären, die für eine gesteigerte Beschleunigung des Films sorgt. Zusätzlich entstehen größere Reibungsverluste durch die erhöhte Lauflänge des Flüssigkeitsfilms, was vor allem bei kleineren Impulsstromverhältnissen eine Rolle spielt.

Der obere Spraywinkel nimmt für  $J < 5$  nahezu die gleichen Werte wie  $\alpha_u$  an (Abb. 7.14). Mit dem Wechsel zur mitgerissenen Strömung sinkt  $\alpha_o$  jedoch stärker als der untere Spraywinkel. Dies kommt wahrscheinlich durch die Interaktion mit dem umgebenden Gas zustande. Die Scherschicht mit der stationären Atmosphäre sorgt für die Bildung von Kelvin-Helmholtz-Instabilitäten, die das Spray nach dem Austritt aus dem Injektor allmählich aufweiten. Außerdem ist die Differenz zwischen  $K_R = 1,5$  und den Injektoren mit größerem Recess beim oberen Spraywinkel größer als beim Unteren.

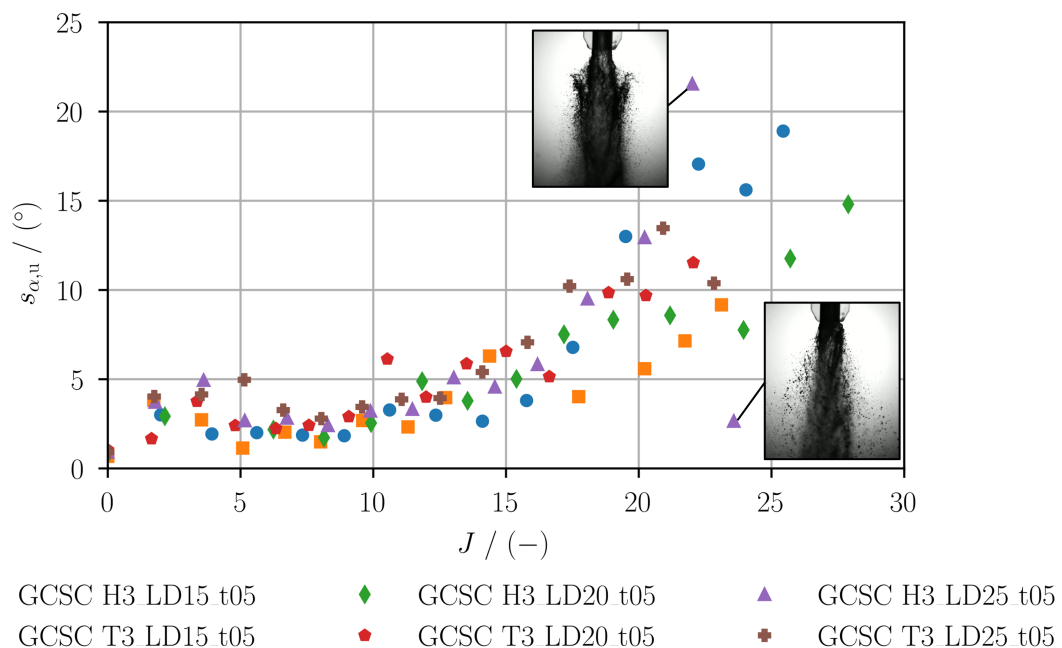


**Abbildung 7.13:** Unterer Spraywinkel der GCSC-Injektoren der zweiten Testreihe über das Impulsstromverhältnis

Das Einsetzen von Selbstpulsation kann mithilfe der Standardabweichung des Spraywinkels sichtbar gemacht werden. Abbildung 7.15 zeigt den Verlauf der Standardabweichung des unteren Spraywinkels  $s_{\alpha,u}$  über  $J$ , bei dem dies besonders deutlich zu erkennen ist. Ein erster Anstieg von  $s_{\alpha,u}$  ist ab  $J \approx 10$  zu beobachten, wobei die Steigung ab  $J = 15$  stärker zunimmt. Bemerkenswert ist, dass GCSC H3\_LD20\_t05 das Selbstpulsationsregime ab  $J \approx 23$  wieder verlässt und ein stabiles Spray zeigt. Für GCSC T3\_LD15\_t05 wurde keine Selbstpulsation beobachtet, weshalb hier nur ein leichter Anstieg von  $s_{\alpha,u}$  nach dem Wechsel zum abgelösten Spray zu erkennen ist.



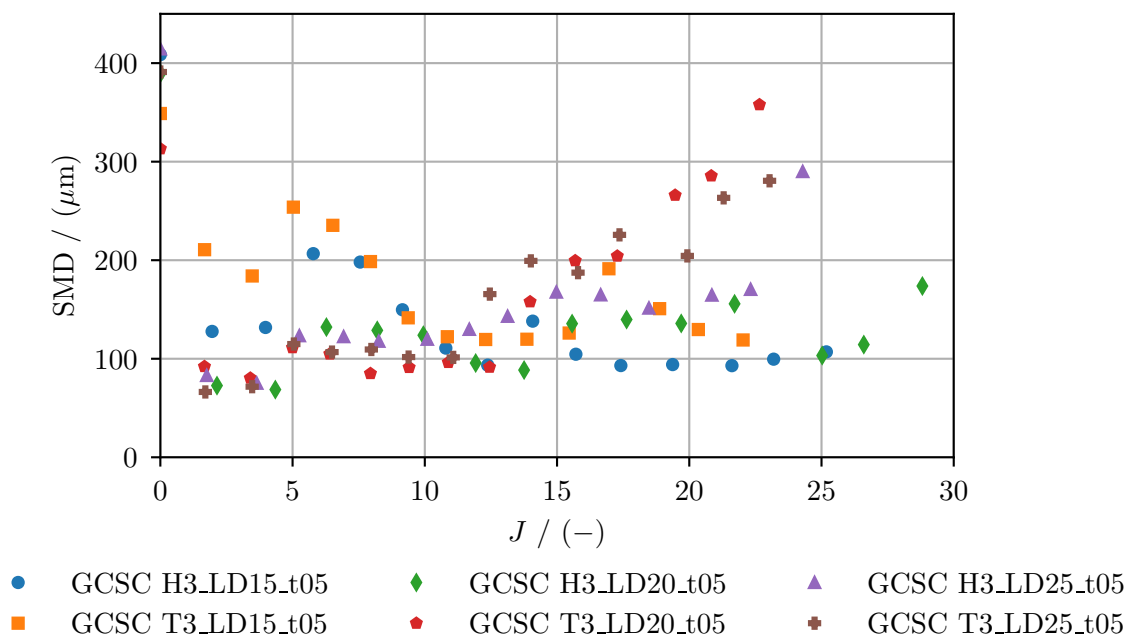
**Abbildung 7.14:** Oberer Spraywinkel der GCSC-Injektoren der zweiten Testreihe über das Impulsstromverhältnis



**Abbildung 7.15:** Standardabweichung des unteren Spraywinkels der GCSC-Injektoren der zweiten Testreihe über das Impulsstromverhältnis

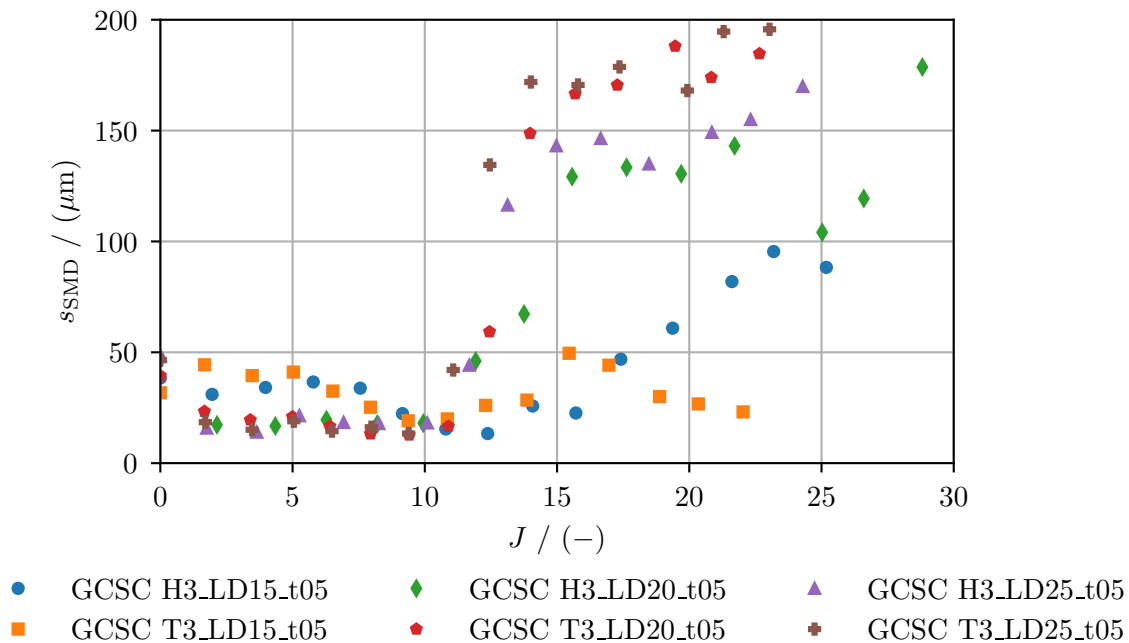
## Tropfengrößen

Abbildung 7.16 zeigt den Verlauf des SMD der GCSC-Injektoren über  $J$ . Für  $1 < J < 10$  weisen die Injektoren mit  $K_R = 1,5$  deutlich größere Sauterdurchmesser als Injektoren mit größerem Recess auf. Dabei liegt der gemessene SMD von GCSC T3\_LD15\_t05, vor allem bei niedrigeren Werten von  $J$ , nochmal merklich über dem von GCSC H3\_LD15\_t05. Der Wechsel vom abgelösten zum mitgerissenen Spray äußert sich bei allen Injektoren in einem leichten Anstieg des SMD ab  $J = 5$ . Dies ist wahrscheinlich auf die Tropfengrößen im inneren Bereich des Sprays zurückzuführen. Während beim abgelösten Spray der Impulsaustausch des Gases nur mit von der Filmoberfläche abgelösten Tropfen stattfindet, interagiert beim mitgerissenen Spray fast der gesamte Flüssigkeitsmassenstrom mit dem Gas. Das sorgt dafür, dass die Tropfen im inneren Bereich weniger fein zerstäubt werden. Der SMD der Injektoren mit  $K_R = 1,5$  beginnt ab  $J \approx 8$  zu sinken, so dass bei  $J = 11$  alle Injektoren Sauterdurchmesser von rund  $100 \mu\text{m}$  erzeugen. Mit weiterer Steigerung von  $J$  setzt zunehmend Selbstpulsation ein. Während die Injektoren mit helixförmigen Einlässen dadurch nur einen geringen bis keinen Anstieg des SMD zeigen, sorgt die Selbstpulsation vor allem bei GCSC T3\_LD20\_t05 und GCSC T3\_LD25\_t05 für eine deutliche Zunahme des SMD. Für GCSC H3\_LD20\_t05, der bei  $J \approx 23$  keine Selbstpulsation mehr aufweist, lässt sich mit diesem Umschlag eine Steigerung des SMD beobachten. Für stabile Sprays scheinen tangentielle Einlässe bei einem Recess-Verhältnis von 2,0 und 2,5 die beste Zerstäubung zu gewährleisten.



**Abbildung 7.16:** Sauterdurchmesser der Sprays der GCSC-Injektoren der zweiten Testreihe im Abstand von 10 cm über das Impulsstromverhältnis

Die Selbstpulsation sorgt für eine starke Schwankung des gemessenen SMD. Daher lässt sich das Einsetzen der Selbstpulsation über die Standardabweichung des SMD  $s_{\text{SMD}}$  beobachten. Der Verlauf von  $s_{\text{SMD}}$  über  $J$  ist in Abb. 7.17 abgebildet. Da für GCSC T3\_LD15\_t05 keine Selbstpulsation auftritt, ist für diesen Injektor auch kein nennenswerter Anstieg von  $s_{\text{SMD}}$  zu erkennen. Die Injektoren mit Recess-Verhältnissen von 2,0 und 2,5 beginnen ab  $J \approx 12$  zu pulsieren, was sich in einem schlagartigen Anstieg von  $s_{\text{SMD}}$  äußert. Bei GCSC H3\_LD15\_t05 setzt dieser erst bei  $J \approx 15$  allmählich ein.



**Abbildung 7.17:** Standardabweichung des Sauterdurchmessers der Sprays der GCSC-Injektoren der zweiten Testreihe über das Impulsstromverhältnis

Neben dem SMD gibt auch die Tropfengrößenverteilung Aufschluss über die Zerstäubung eines Injektors. Abbildung 7.18 zeigt beispielhaft die über den Messzeitraum von 0,5 s gemittelte Tropfengrößenverteilung von GCSC H3\_LD15\_t05 und GCSC T3\_LD20\_t05 bei vier verschiedenen Impulsstromverhältnissen. Dabei sind die Regime der Zerstäubung ohne Gasströmung, des abgelösten, mitgerissenen und pulsierenden Sprays dargestellt. Die Volumenhäufigkeit  $V_{\text{H}}$  einer Tropfengröße  $d_{\text{T}}$  wird durch blaue Balken dargestellt und gibt an, welchen Anteil in Prozent diese Tropfengröße am Gesamtvolumen des Sprays einnimmt. Das kumulierte Volumen der Tropfen  $V_{\text{K}}$  in rot ist das Integral der Volumenhäufigkeiten in Prozent. Es ist zu beachten, dass die dargestellten Schattenaufnahmen nicht die Tests zeigen, bei denen die Tropfengrößen gemessen wurden, sondern den gleichen Injektor in einem ähnlichen Betriebspunkt.

Es ist zu erkennen, dass das Spray ohne Gasströmung eine vergleichsweise schmale Verteilung mit einem geringen Anteil an kleineren Tropfengrößen aufweist. Mit Steigerung von  $J$  steigt die Volumenhäufigkeit der kleineren Tropfengrößen, während die Volumenhäufigkeit größerer Tropfen entsprechend sinkt. Im Falle des abgelösten Sprays ist zu erkennen, dass nur ein geringer Volumenanteil durch die Gasströmung zerstäubt wird. Diese Tropfen weisen allerdings Durchmesser ein bis zwei Größenordnungen unter de-

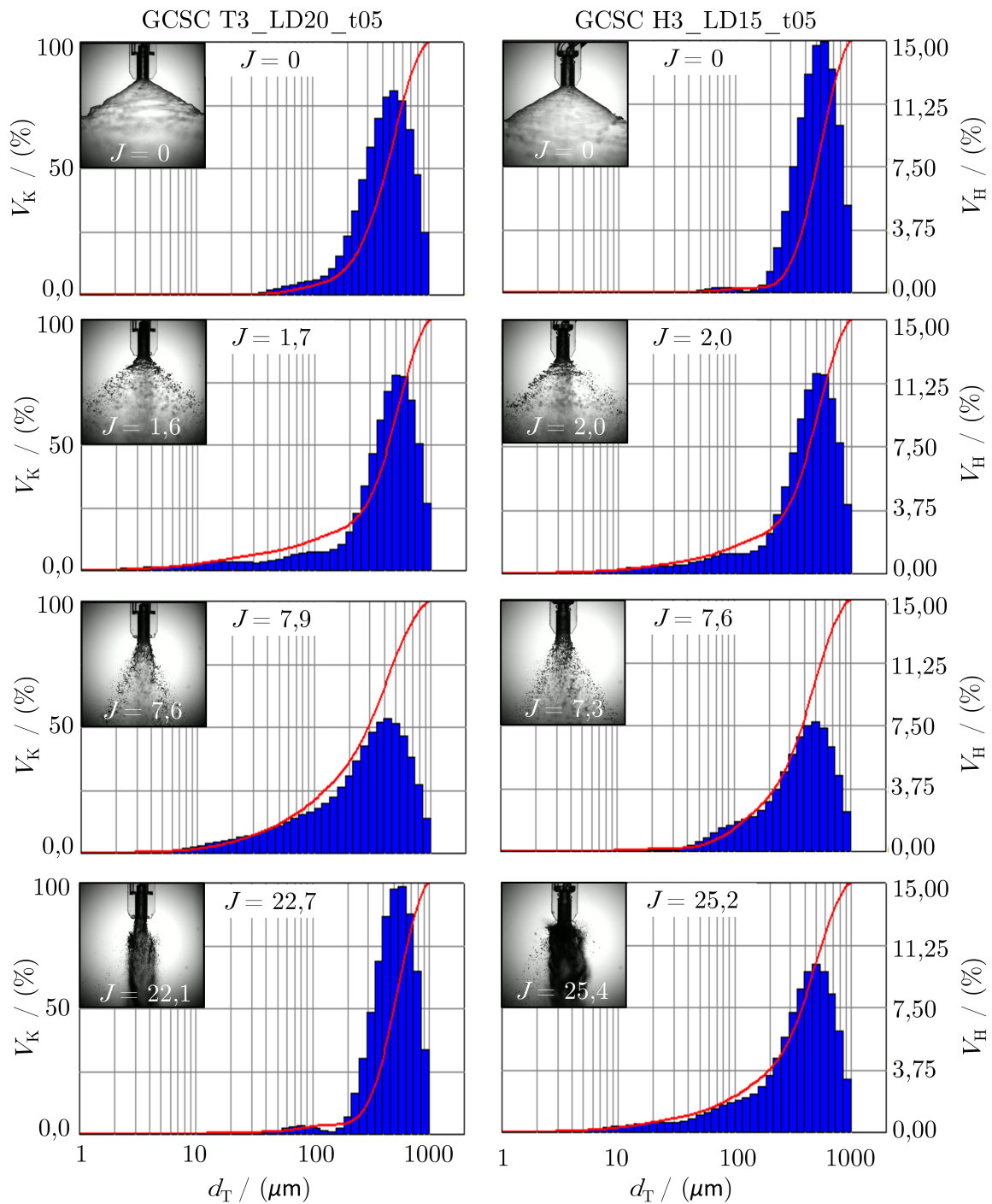


Abbildung 7.18: Tropfengrößenverteilung von GCSC T3\_LD20\_t05 und GCSC H3\_LD15\_t05 bei drei verschiedenen Impulsstromverhältnissen

nen der Tropfen im äußeren Bereich auf. Im Regime des mitgerissenen Sprays wird ein deutlich größerer Anteil der Tropfen durch die Gasströmung weiter zerstäubt. Die Tropfendurchmesser der kleinsten Tropfen sind allerdings größer als beim abgelösten Spray. Für die ersten drei Impulsstromverhältnisse ist zu erkennen, dass bei ähnlichem  $J$  der Injektor GCSC T3\_LD20\_t05 eine breitere Tropfengrößenverteilung aufweist als GCSC H3\_LD15\_t05, was sich entsprechend in einem geringeren SMD äußert. Im Falle der Selbstpulsation verschiebt sich für GCSC T3\_LD20\_t05 die Verteilung wieder in Richtung größerer Tropfendurchmesser und es werden fast ausschließlich Tropfen mit Durchmessern von einigen 100  $\mu\text{m}$  produziert. Die Zerstäubung ist dabei sogar schlechter als im Fall ohne Gasströmung. Ein anderes Bild ergibt sich für GCSC H3\_LD15\_t05, der während der Selbstpulsation sogar kleinere Tropfengrößen generiert als für  $J = 7,6$ , obwohl die Selbstpulsation hier intensiver ausfällt als bei GCSC T3\_LD20\_t05. Es ist jedoch zu berücksichtigen, dass durch die weiträumige Verteilung der Tropfen bei der Selbstpulsation die vom Messsystem erfassten Tropfen nicht unbedingt repräsentativ für das gesamte Spray sind.

### Fazit

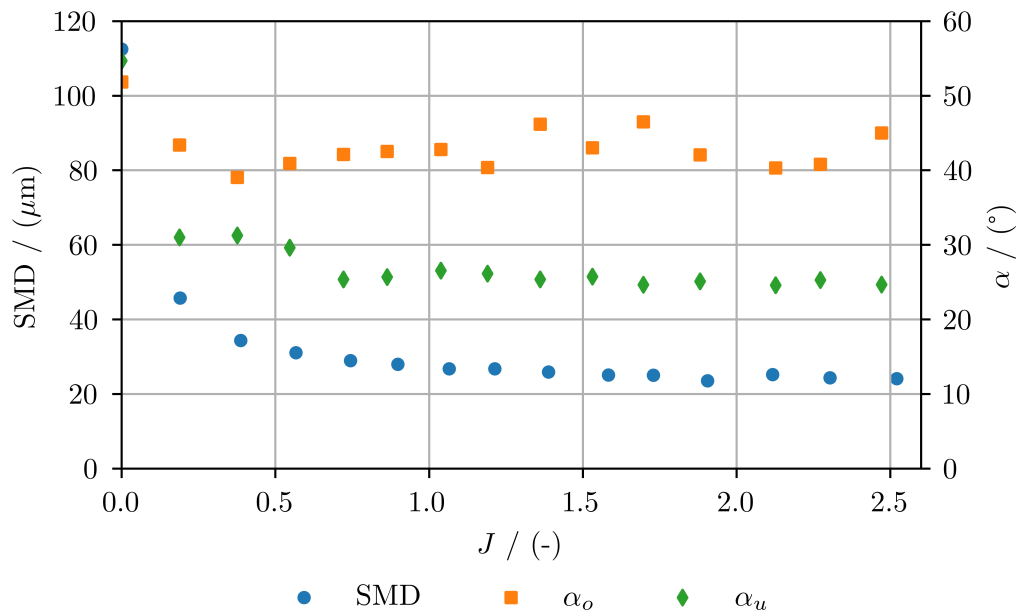
Für die GCSC-Injektoren zeigen die Ergebnisse der zweiten Testreihe:

- Die verschiedenen Zerstäubungsregime treten abhängig vom Impulsstromverhältnis auf.
- Ab einem kritischen Impulsstromverhältnis wechselt das Zerstäubungsregime vom abgelösten zum mitgerissenen Spray, was sich in einem verringerten Spraywinkel äußert.
- Bei hohen Impulsstromverhältnissen tritt Selbstpulsation auf, die sich in einer erhöhten Standardabweichung des Spraywinkels und SMD äußert.
- Größere Recess-Längen sorgen durch erhöhte Interaktion von Gasströmung und Flüssigkeitsfilm für verringerte Spraywinkel und Tropfengrößen.
- Die Tropfengrößenverteilung wird mit höherem Impulsstromverhältnis zu kleineren Tropfen verschoben.
- Der SMD wird bei Injektoren mit helixförmigen Einlässen weniger von Selbstpulsation beeinflusst als bei Injektoren mit tangentialen Einlässen.
- Die Art der Einlässe beeinflusst ansonsten nur in geringem Maße Spraywinkel und Tropfengröße.

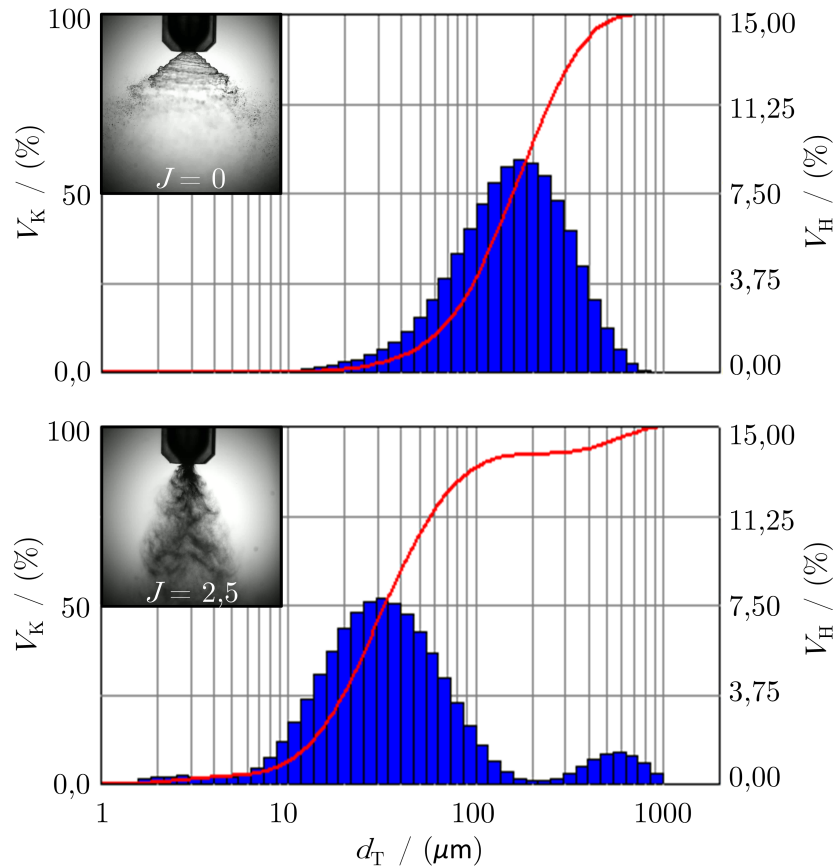
### 7.2.2. LCSC-Injektor

Das Zerstäubungsverhalten des getesteten LCSC-Injektors ist im Vergleich zu den GCSC-Injektoren deutlich weniger komplex. Der obere und untere Spraywinkel sowie der SMD sind in Abb. 7.19 in Abhängigkeit vom Impulsstromverhältnis dargestellt. Der Spraywinkel liegt für  $J = 0$  bei etwa  $52^\circ$  für den oberen und etwa  $55^\circ$  für den unteren Spraywinkel und damit sehr nah an den Spraywinkeln, die in den Vorversuchen bestimmt wurden. In den Versuchen mit Gasströmung lag daher in etwa die kritische Recess-Strömung vor. Das Ausbleiben von Selbstpulsation könnte auf den hohen Impuls der Gasströmung zurückzuführen sein, der für eine vollständige Zerstäubung des Flüssigkeitsfilms unmittelbar nach dem Austritt sorgt. Dadurch kann es nicht zum Verschließen des Gasaustritts kommen. Der Spraywinkel sinkt mit Einsetzen der Gasströmung deutlich ab und fällt mit weiterer Erhöhung von  $J$  nur minimal. Dabei wird  $\alpha_u$  deutlich stärker von der Gasströmung beeinflusst und sinkt auf Werte von  $10^\circ$  bis  $20^\circ$ , während  $\alpha_o$  sich um  $40^\circ$  bis  $45^\circ$  bewegt.

Bereits ohne Gasströmung wird ein SMD von rund  $120\ \mu\text{m}$  erreicht. Durch den coaxialen Gasstrom wird die Zerstäubung nochmals deutlich verbessert und der SMD nähert sich mit steigendem  $J$  asymptotisch  $20\ \mu\text{m}$  an. Der LCSC-Injektor erzeugt somit über den gesamten Betriebsbereich mehr als dreimal kleinere Sauterdurchmesser als alle getesteten GCSC-Injektoren. Dies kann durch die höhere Austrittsgeschwindigkeit des Wassers und die geringere Filmdicke durch das geschlossene Swirl-Element erklärt werden. Zusätzlich kommt es bei LCSC-Injektoren zu einem vollständigeren Impulsaustausch zwischen Gasströmung und Flüssigkeitsfilm.



**Abbildung 7.19:** Oberer und unterer Spraywinkel sowie Sauterdurchmesser des Sprays von LCSC T3 über das Impulsstromverhältnis



**Abbildung 7.20:** Tropfengrößenverteilung von LCSC T3 bei zwei verschiedenen Impulsstromverhältnissen

Die Tropfengrößenverteilung des LCSC-T3-Injektors in Abb. 7.20 veranschaulicht die verstärkte Gas-Film-Interaktion des LCSC-Injektors. Während beim GCSC nur ein Teil des Sprayvolumens durch die Interaktion mit der Gasströmung weiter zerstäubt wird, sorgt diese beim LCSC für eine nahezu vollständige Verschiebung hin zu kleineren Tropfengrößen. Außerdem ist die Tropfenverteilung insgesamt breiter mit einem sehr kleinen Anteil von Tropfen mit einigen  $\mu\text{m}$  Durchmesser und einem Anteil mit Tropfen in der Größenordnung mehrerer hundert  $\mu\text{m}$  aus dem Kern des Sprays.

## Fazit

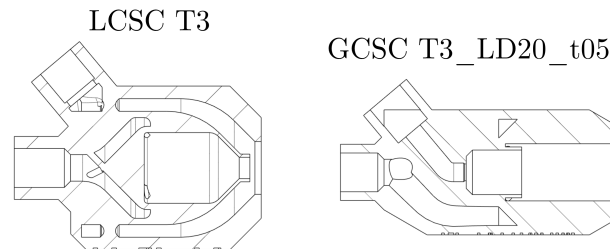
Die Tests des LCSC-Injektor zeigen:

- Die Zerstäubung des LCSC-Injektors ist deutlich weniger komplex als die des GCSC-Injektors.
- Mit steigendem Impulsstromverhältnis sinken Spraywinkel und SMD und nähern sich asymptotisch einem konstanten Wert.
- Aufgrund des besseren Impulsaustauschs von Gasströmung und Flüssigkeitsfilm können deutlich kleinere SMDs als beim GCSC-Injektor erreicht werden.



### 7.3. Dritte Testreihe: Einfluss des Wassermassenstroms

Der GCSC-Injektor, der in der zweiten Testreihe die besten Eigenschaften aufwies, sollte im Rahmen einer dritten Testreihe zusammen mit dem LCSC-Injektor weiter untersucht und charakterisiert werden. Aufgrund des größeren SMD im stabilen Spraybereich wurden zunächst die Injektoren mit  $K_R = 1,5$  ausgeschlossen. Da die verlängerte Bauform der Injektoren mit  $K_R = 2,5$  keinen nennenswerten Vorteil gegenüber denen mit einem Recess-Verhältnis von 2,0 bietet, fallen diese ebenfalls raus. Der Unterschied zwischen tangentialen und helixförmigen Einlässen ist bei den übrigen Injektoren gering. Die gemessenen Sauterdurchmesser waren allerdings im Regime mit mitgerissenem Spray für GCSC T3\_LD20\_t05 geringfügig kleiner, weshalb dieser Injektor ausgewählt wurde. Zusätzlich bieten die tangentialen Einlässe den Vorteil, dass diese auch konventionell zu fertigen sind. Die in der dritten Testreihe untersuchten Injektoren sind in Abb. 7.21 abgebildet.



**Abbildung 7.21:** Halbschnitt der in der dritten Testreihe untersuchten Injektoren

Um den Einfluss des Impulsstromverhältnisses bei unterschiedlichen Betriebspunkten zu untersuchen, wurden in der dritten Testreihe zwei weitere Wassermassenströme betrachtet. Der Wassermassenstrom der zweiten Testreihe, der einen Betriebspunkt im mittleren Drosselbereich repräsentiert, wurde um einen Massenstrom am unteren und oberen Ende des Betriebsbereichs erweitert. Die maximalen Betriebsdrücke des Prüfstands limitieren allerdings die erreichbaren Impulsstromverhältnisse beim größten Wassermassenstrom. Tabelle 7.2 zeigt eine Übersicht der Massenströme. Aufgrund des geringen Wassermassenstroms von LCSC T3 in der zweiten Testreihe liegen  $\dot{m}_{W,1}$  und  $\dot{m}_{W,2}$  hier sehr dicht beieinander. Für  $\dot{m}_{W,3}$  konnten außerdem lediglich rund 46 g/s erreicht werden. Um eine bessere Auflösung für niedrige Impulsstromverhältnisse zu gewährleisten, wurde beim niedrigsten Wassermassenstrom  $\dot{m}_{W,1}$  eine geringere Spanne an Stickstoffmassenströmen  $\dot{m}_{N_2,1}$  abgefahren.

Injektor	$\dot{m}_{W,1}$	$\dot{m}_{W,2}$	$\dot{m}_{W,3}$	$\dot{m}_{N_2,1}$	$\dot{m}_{N_2,2/3}$
GCSC T3_LD15_t05	$20,0^{+0,2}_{-0,3}$ g/s	$32,3^{+0,1}_{-0,1}$ g/s	$56,1^{+0,5}_{-0,8}$ g/s	0 - 7,9 g/s	0 - 15,7 g/s
LCSC T3	$17,2^{+0,8}_{-0,2}$ g/s	$20,0^{+0,3}_{-0,3}$ g/s	$46,4^{+0,4}_{-0,6}$ g/s	0 - 7,9 g/s	0 - 15,6 g/s

**Tabelle 7.2:** Übersicht der abgefahrenen Massenströme aus Testreihe 3

Abbildungen 7.22 und 7.23 zeigen die Schattenaufnahmen der Sprays von LCSC T3 und GCSC T3\_LD20\_t05. Neben den Tests mit hohem und niedrigem Wassermassenstrom ist zusätzlich der mittlere Massenstrom aus Testreihe 2 als Referenz dargestellt.



**Abbildung 7.22:** Schattenaufnahmen der Sprays von GCSC T3\_LD20\_t05 und LCSC T3 bei drei verschiedenen Wassermassenströmen

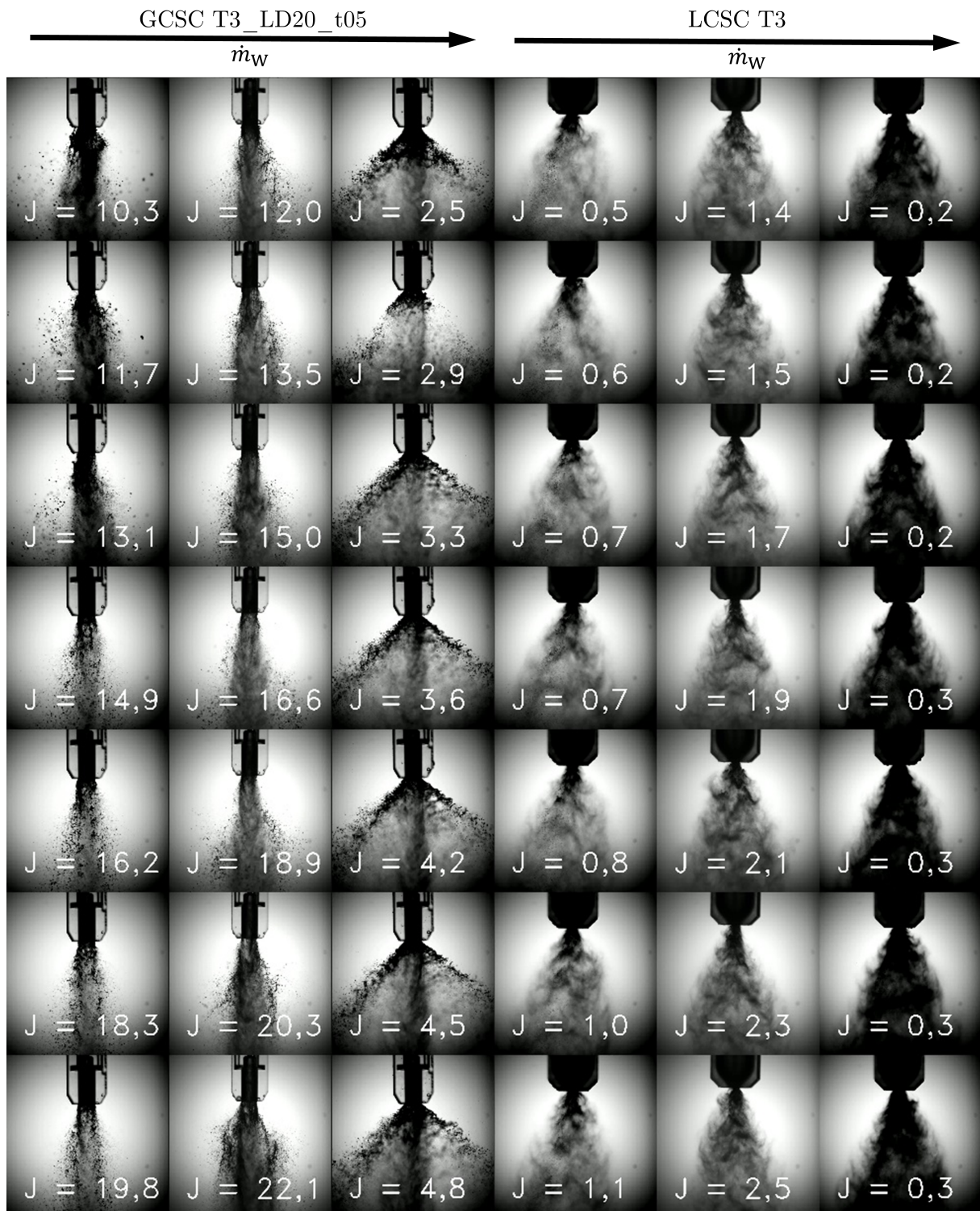


Abbildung 7.23: Schattenaufnahmen der Sprays von GCSC T3\_LD20\_t05 und LCSC T3 bei drei verschiedenen Wassermassenströmen

Beim niedrigsten Wassermassenstrom ist das Spray des GCSC-Injektors bei  $J = 1,4$  noch im abgelösten Regime. Mit Steigerung von  $J$  kommt es zum Wechsel zur unvollständigen Zerstäubung, die auch in Testreihe 1 beobachtet wurde. Dieses Regime erstreckt sich bis  $J = 13,1$ , wobei im Bereich von  $10,3 < J < 13,1$  zusätzlich Selbstpulsation zu beobachten ist. Ab  $J = 14,9$  wechselt das Regime zum mitgerissenen Spray und die Zerstäubung wird deutlich verbessert.

Beim hohen Wassermassenstrom ist für niedrige Impulsstromverhältnisse zunächst das abgelöste Spray zu beobachten. Ab  $J = 1$  ist jedoch eine Verringerung des Spraywinkels erkennbar und das Regime wechselt zum mitgerissenen Spray. Bei Steigerung von  $J$  kommt es im Bereich von  $2,5 < J < 2,9$  zu Selbstpulsation, bei welcher der Spraywinkel periodisch zunimmt. Anschließend ist das Spray ab  $J = 3,3$  wieder abgelöst.

Beim LCSC-Injektor sind auch bei Variation des Wassermassenstroms keine verschiedenen Zerstäubungsregime zu erkennen. Der gesteigerte Wassermassenstrom äußert sich lediglich in einem dichteren Spray.

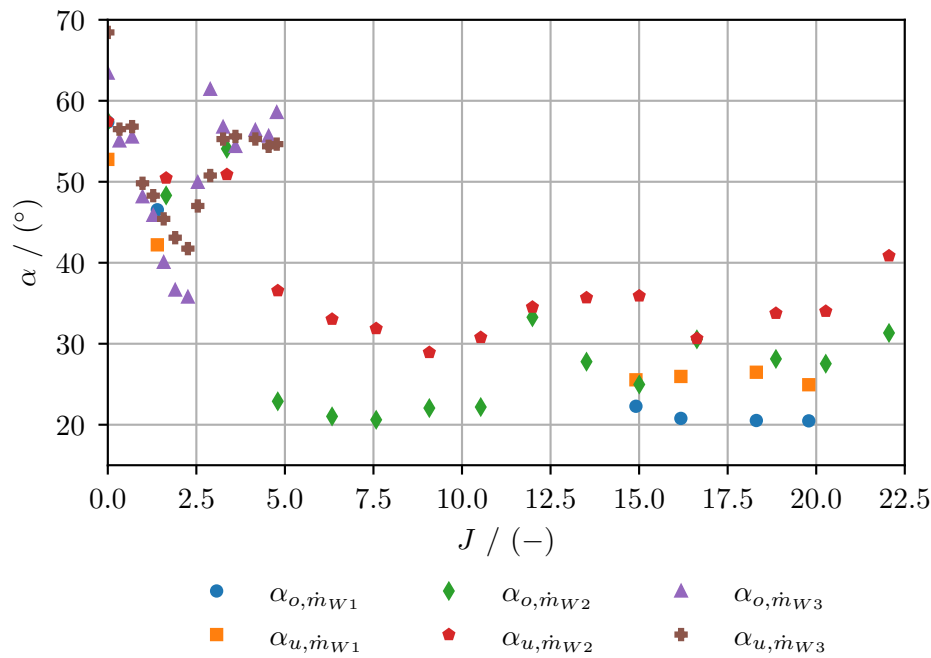
### 7.3.1. GCSC T3\_LD20\_t05

#### Spraywinkel

Die oberen und unteren Spraywinkel von GCSC T3\_LD20\_t05 bei den drei betrachteten Wassermassenströmen sind in Abb. 7.24 in Abhängigkeit vom Impulsstromverhältnis dargestellt. Das Spray im Regime der unvollständigen Zerstäubung ist derart ungeordnet, dass sich in diesem Bereich für den kleinsten Massenstrom  $\dot{m}_{W,1}$  keine Spraywinkel bestimmen lassen. Die übrigen Spraywinkel sind vergleichbar mit denen der anderen getesteten Betriebspunkte, jedoch für hohe Werte von  $J$  etwas kleiner.

Beim größten Wassermassenstrom  $\dot{m}_{W,3}$  ist eindeutig zu erkennen, dass der Spraywinkel bei Steigerung von  $J$  zunächst absinkt, anschließend wieder ansteigt und dann auf einem ungefähr konstanten Niveau bleibt. Dies deckt sich mit den Beobachtungen von Im et al. [44] und Jeon et al. [48]. Anders als bei Jeon et al. ging der Anstieg des Spraywinkels allerdings nicht mit einem Wechsel von äußerer zu innerer Mischung einher. Für ein besseres Verständnis der genauen Mechanismen dieses Phänomens sind daher weitere Untersuchungen notwendig. Die Druckbegrenzung des Prüfstands erlaubte keine Tests bei  $J > 5$  für  $\dot{m}_{W,3}$ . Es lässt sich daher nicht beurteilen, ob es wie bei niedrigen Massenströmen hier zu einem starken Abfall des Spraywinkels kommt.

Grundsätzlich sind die Spraywinkel bei gleichem Impulsstromverhältnis für alle Wassermassenströme sehr ähnlich. Allerdings ist das Verhalten des Spraywinkels für  $\dot{m}_{W,1}$  und  $\dot{m}_{W,2}$  bei niedrigen Impulsstromverhältnissen nicht hoch genug aufgelöst, um festzustellen, ob sich ein ähnlicher Verlauf des Spraywinkels wie bei  $\dot{m}_{W,3}$  ergibt.



**Abbildung 7.24:** Oberer und unterer Spraywinkel von GCSC T3\_LD20\_t05 bei drei Wassermassenströmen über das Impulsstromverhältnis

### Tropfengrößen

Abbildung 7.25 zeigt den SMD der Sprays von GCSC T3\_LD20\_t05 für die drei verschiedenen Wassermassenströme. Für  $\dot{m}_{W,1}$  sind mit bis zu  $53\ \mu\text{m}$  die kleinsten Sauterdurchmesser zu beobachten. Dabei äußern sich die Wechsel des Zerstäubungsregimes in einer leichten Veränderung des SMD. Für die unvollständige Zerstäubung wurden die kleinsten SMD gemessen, während das mitgerissene Spray leicht höhere Werte erzeugt. Dabei ist allerdings zu beachten, dass durch den unstrukturierten äußeren Bereich des Sprays bei der unvollständigen Zerstäubung möglicherweise vor allem die großen Tropfen selten vom Laser erfasst wurden.

Bei  $\dot{m}_{W,3}$  äußert sich die Veränderung des Sprays auch im SMD. Mit Steigerung von  $J$  sinken bis  $J \approx 2,5$  Spraywinkel und SMD ab und erreichen ein Minimum. Anschließend steigen beide Größen wieder an und verbleiben dann auf einem konstanten Niveau. Der SMD liegt nach Erreichen des Minimums sehr nah an den Werten, die für  $\dot{m}_{W,2}$  gemessen wurden.

Die Standardabweichung des SMD über  $J$  ist in Abb. 7.26 dargestellt. Die Selbstpulsation beim Übergang zum mitgerissenen Spray ist für  $\dot{m}_{W,1}$  durch einen leichten Anstieg von  $s_{\text{SMD}}$  ab  $J = 9,5$  gekennzeichnet. Ebenso ist die Selbstpulsation beim Wechsel vom mitgerissenen zum abgelösten Spray für  $\dot{m}_{W,3}$  bei  $J \approx 2,5$  zu erkennen. In beiden Fällen fällt die Selbstpulsation aber im Vergleich zur Selbstpulsation bei  $\dot{m}_{W,2}$  schwach aus, was sich ebenfalls in der Höhe der Standardabweichung niederschlägt.

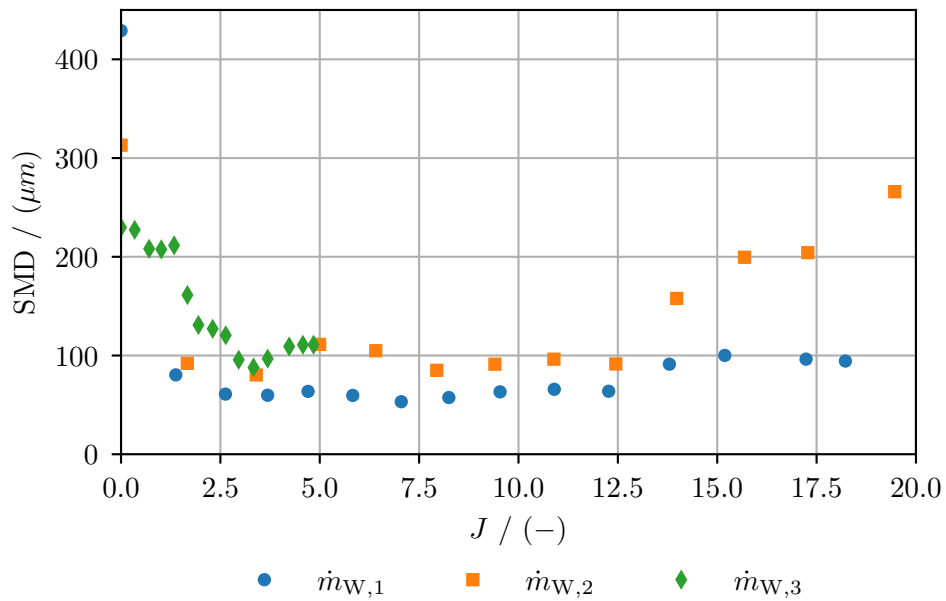


Abbildung 7.25: Sauterdurchmesser der Sprays von GCSC T3\_LD20\_t05 bei drei Wassermassenströmen im Abstand von 10 cm über das Impulsstromverhältnis

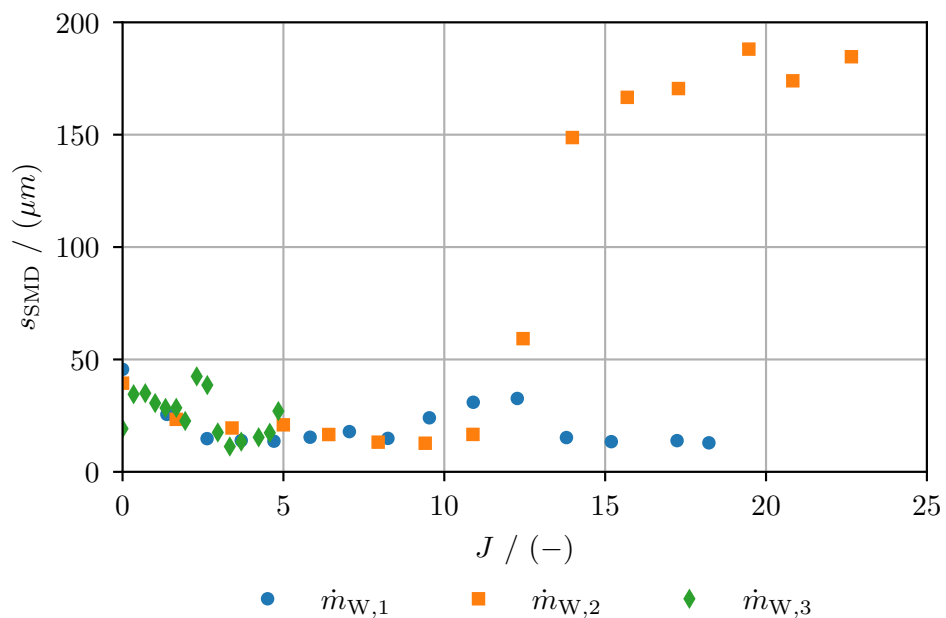


Abbildung 7.26: Standardabweichung des Sauterdurchmessers der Sprays von GCSC T3\_LD20\_t05 bei drei Wassermassenströmen über das Impulsstromverhältnis

## Fazit

Die folgenden Erkenntnisse lassen sich aus den Ergebnissen der dritten Testreihe für GCSC T3\_LD20\_t05 ableiten:

- Die verschiedenen Zerstäubungsregime treten abhängig vom Wassermassenstrom und Impulsstromverhältnis auf.
- Bei niedrigen Wassermassenströmen findet der Übergang von der unvollständigen Zerstäubung zum mitgerissenen Spray erst bei hohen Impulsstromverhältnissen statt.
- Bei hohen Wassermassenströmen wechselt das Zerstäubungsregime bei Steigerung von  $J$  vom abgelösten zum mitgerissenen Spray und dann erneut zum abgelösten Spray.
- Der Verlauf des SMD über das Impulsstromverhältnis ist für alle betrachteten Wassermassenströme ähnlich.

### 7.3.2. LCSC T3

#### Spraywinkel

Abbildung 7.27 zeigt die Spraywinkel von LCSC T3 bei den drei Wassermassenströmen in Abhängigkeit vom Impulsverhältnis. Grundsätzlich weist der Injektor ohne den Einfluss der Gasströmung Spraywinkel von  $50^\circ$  bis  $60^\circ$  auf. Mit zunehmendem  $J$  sinken diese, wobei der untere Spraywinkel stärker abnimmt als der obere. Der Verlauf von  $\alpha_o$  und  $\alpha_u$  ist für  $\dot{m}_{W,1}$  und  $\dot{m}_{W,2}$  nahezu gleich, da sich der Wassermassenstrom hier auch kaum unterscheidet. Der untere Spraywinkel sinkt mit steigendem  $J$  stetig und bleibt ab  $J \approx 1$  konstant bei circa  $25^\circ$ . Der obere Spraywinkel sinkt ebenfalls zunächst mit  $J$ , steigt dann leicht an und bleibt schließlich konstant bei  $40^\circ$  bis  $45^\circ$ . Für  $\dot{m}_{W,3}$  sinken die Spraywinkel deutlich schneller mit Erhöhung von  $J$ . Ab  $J \approx 0,1$  bleibt der Spraywinkel hier konstant bei circa  $30^\circ$ .

#### Tropfengrößen

Auch der Verlauf des SMD über das Impulsstromverhältnis in Abb. 7.28 ist für die unteren beiden Wassermassenströme sehr ähnlich. Sowohl für  $\dot{m}_{W,1}$  als auch für  $\dot{m}_{W,2}$  sinkt der SMD stetig mit Steigerung von  $J$  und nähert sich asymptotisch  $25 \mu\text{m}$  an. Für  $\dot{m}_{W,3}$  wurde ein deutlich anderer Verlauf gemessen. Nachdem der SMD bei Zugabe der Gasströmung anfänglich von circa  $80 \mu\text{m}$  auf  $50 \mu\text{m}$  fällt, bleibt dieser zunächst auf diesem Niveau und steigt anschließend wieder auf etwa  $80 \mu\text{m}$  an. Da bei diesen Tests das Spray sehr dicht und die Transmission des *Spraytec*-Lasers entsprechend niedrig war, könnte die Steigerung des SMD durch Mehrfachbrechung entstehen. Die Schattenaufnahmen zeigen zumindest keine Anzeichen einer veränderten Zerstäubung.

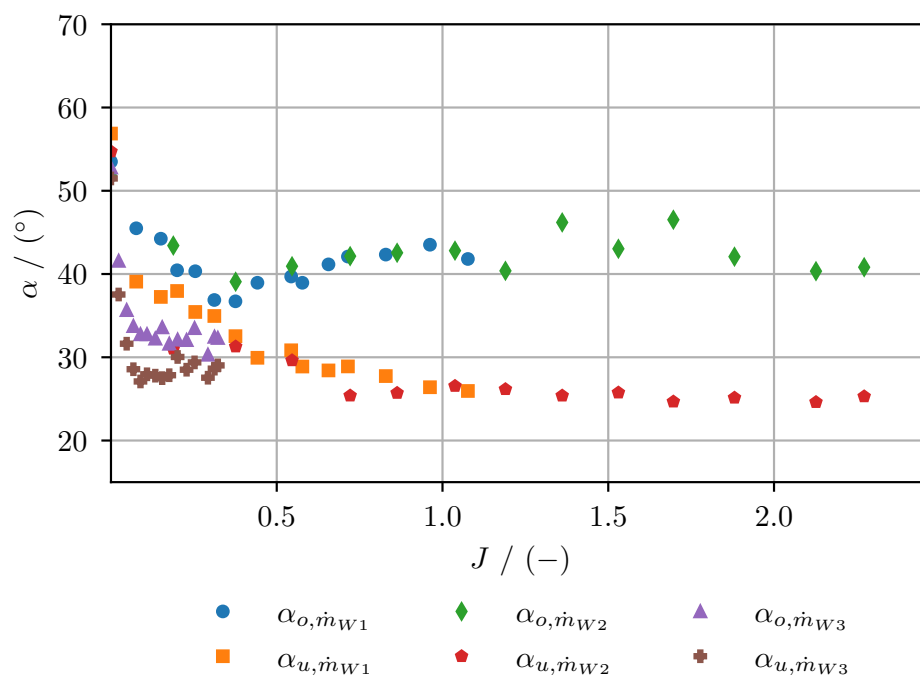


Abbildung 7.27: Oberer und unterer Spraywinkel von LCSC T3 bei drei Wassermassenströmen über das Impulsstromverhältnis

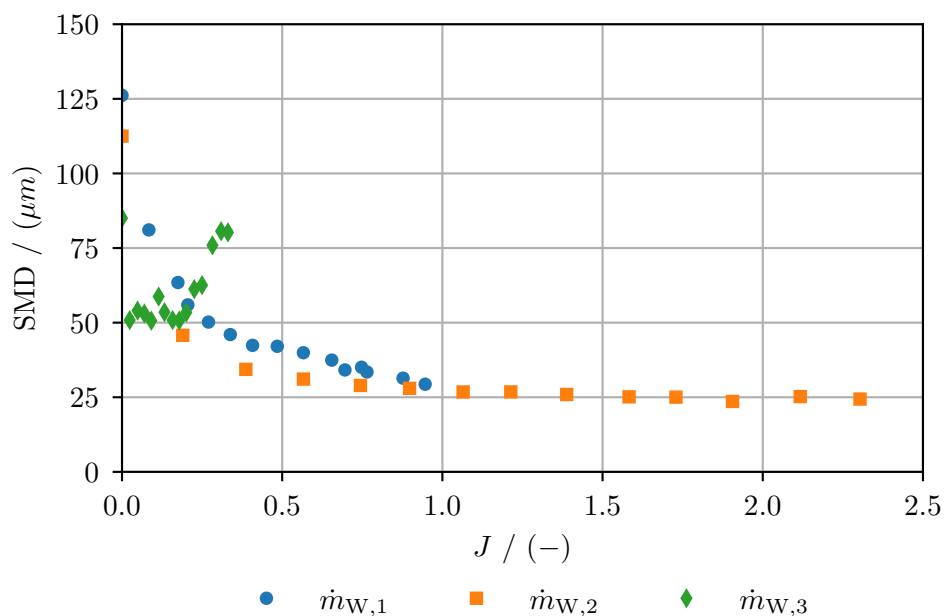


Abbildung 7.28: Sauterdurchmesser der Sprays von LCSC T3 bei drei Wassermassenströmen im Abstand von 10 cm über das Impulsstromverhältnis



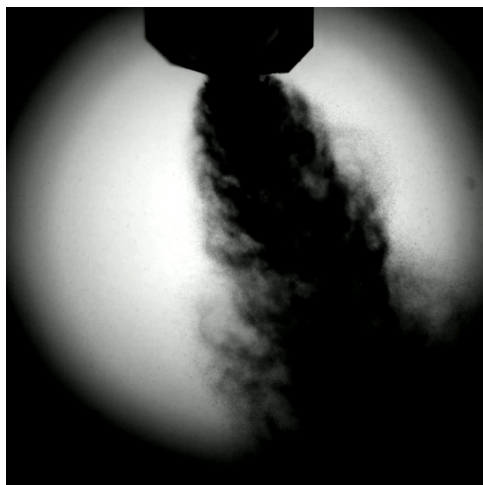
## Fazit

Aus Testreihe 3 lassen sich für LCSC T3 folgende Aussagen ableiten:

- Die Variation des Massenstroms wirkt sich nur geringfügig auf die Zerstäubung des LCSC-Injektors aus.
- Das Zerstäubungsverhalten des niedrigen und mittleren Massenstroms ist sehr ähnlich.
- Bei großen Wassermassenströmen steigt der gemessene SMD mit Erhöhung des Impulsstromverhältnisses an.

## 7.4. Versprühkammertests bei Gegendruck

In einer abschließenden Testreihe sollte untersucht werden, wie sich die ausgewählten Injektoren bei Einspritzung in eine Druckatmosphäre verhalten. Da die Versprühkammer des Cold-Flow-Prüfstands auf 30 bar limitiert ist, wurden Tests bei 16,7 bar und 25 bar durchgeführt, um den Betrieb der Injektoren bei 33 % und 50 % Schub zu simulieren. Bei den Tests von LCSC T3 wurde festgestellt, dass bei diesem, wie in Abb. 7.29 dargestellt, die Gasströmung asymmetrisch aus dem Injektor tritt. Die Zuläufe wurden entsprechend angepasst und das Problem so behoben. Der revidierte Injektor wird im folgenden als LCSC T4 bezeichnet. Im Hinblick auf Testreihe 2 und 3 ist zu beachten, dass die Asymmetrie des Sprays zu verringerten gemessenen Sauterdurchmessern geführt haben könnte, da der Laser des *Spraytec*-Messsystems vornehmlich den äußeren Teil des Sprays erfasst haben könnte. Allerdings war in diesen Tests keine derart ausgeprägte Asymmetrie des Sprays sichtbar.



**Abbildung 7.29:** Schattenaufnahme des Sprays von LCSC T3 bei 16,7 bar Kammerdruck

Wie in Abb. 7.29 bereits zu erkennen ist, sind die Sprays bei Gegendruck deutlich dichter als die bei atmosphärischen Bedingungen. Da zusätzlich Laserintensität durch die Scheiben der Versprühkammer verloren geht, konnten für die Versprühkammertests keine erfolgreichen Tropfengrößenmessungen durchgeführt werden.

Eine Übersicht der getesteten Parameter ist in Tabelle 7.3 gegeben. Da während der Tests große Mengen Stickstoff in die Versprühkammer strömen, muss regelmäßig Druck abgelassen werden, um das Druckniveau beizubehalten. Dadurch kommt es zu Schwankungen im Kammerdruck  $p_{VK}$ , die sich auch auf die Wassermassenströme auswirken.

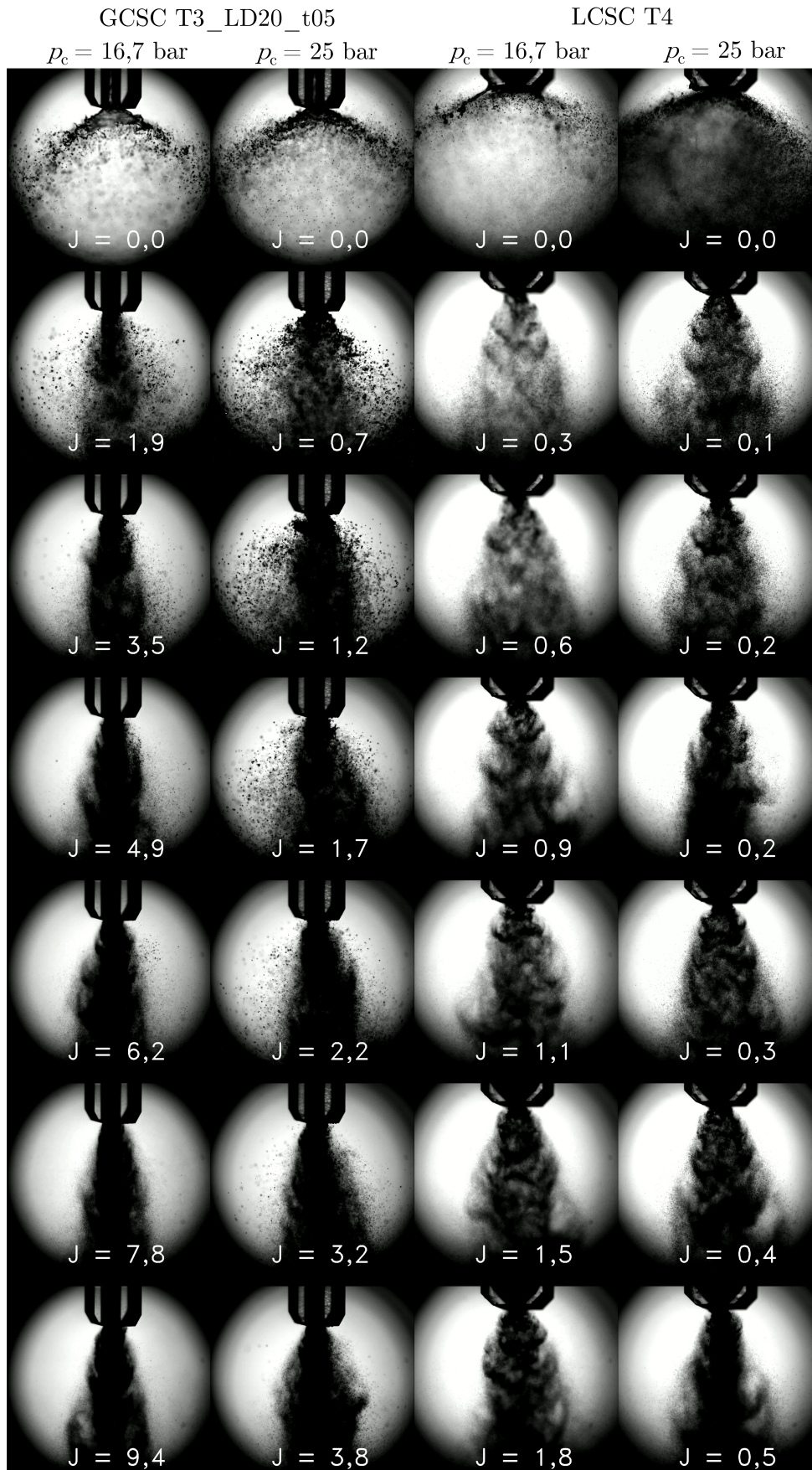
Injektor	$p_{VK,1}$	$\dot{m}_{W,1}$	$p_{VK,2}$	$\dot{m}_{W,2}$	$\dot{m}_{N_2}$
GCSC T3_LD15_t05	$16,7^{+0,3}_{-0,4}$ bar	$26,4^{+2,0}_{-3,4}$ g/s	$24,5^{+0,6}_{-0,5}$ bar	$34,8^{+1,3}_{-2,0}$ g/s	0 - 52,1 g/s
LCSC T4	$16,9^{+0,9}_{-0,6}$ bar	$15,7^{+1,3}_{-2,1}$ g/s	$25,0^{+0,4}_{-0,5}$ bar	$23,3^{+0,5}_{-1,2}$ g/s	0 - 53,0 g/s

**Tabelle 7.3:** Übersicht der abgefahrenen Massenströme der Versprühkammertests

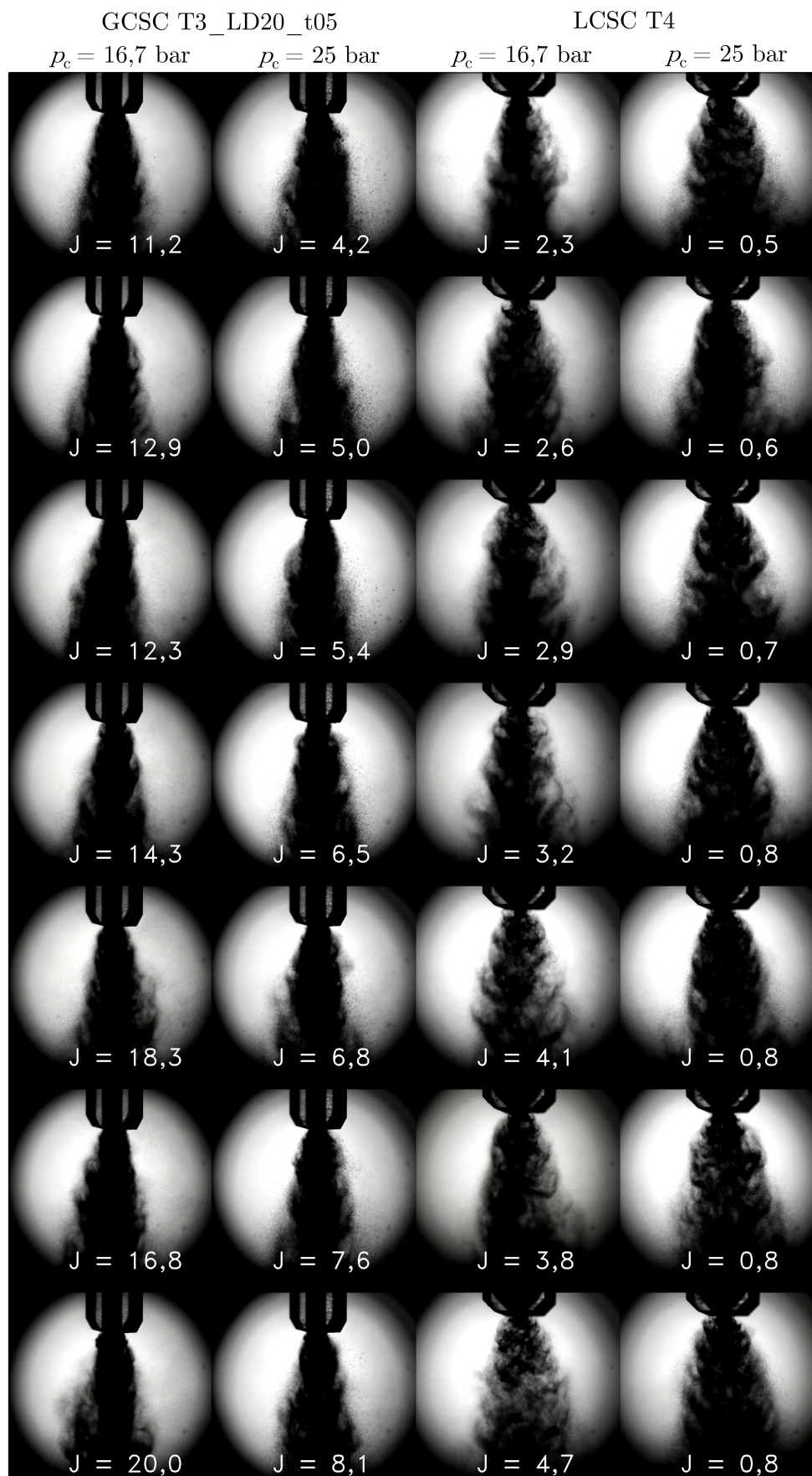
Abbildungen 7.30 und 7.31 zeigen die Schattenaufnahmen der Sprays von LCSC T4 und GCSC T3\_LD20\_t05 bei einem Gegendruck von circa 16,7 bar und 25 bar. Wie bereits erwähnt, sind die Sprays deutlich dichter als bei atmosphärischen Bedingung, was es erschwert, die Zerstäubung im Inneren des Sprays zu beurteilen. Die erhöhte Dichte des umgebenden Gases verbessert die Zerstäubung bei allen Tests drastisch. Selbst ohne Gasströmung zerfällt der Flüssigkeitsfilm unmittelbar nach Verlassen des Injektors. Lediglich bei 16,7 bar ist bei GCSC T3\_LD20\_t05 noch ein Flüssigkeitsfilm zu erkennen. Bei LCSC T4 sorgt die erhöhte Dichte außerdem für eine deutliche Vergrößerung des Spraywinkels bei  $J = 0$ .

Beim GCSC-Injektor ist für niedrige Impulsstromverhältnisse das abgelöste Spray zu beobachten. Der innere Bereich des Sprays ist bereits sehr fein zerstäubt, während der äußere Teil ohne nennenswerten Einfluss der Gasströmung in größere Tropfen zerfällt. Sowohl für 16,7 bar als auch für 25 bar wechselt das Zerstäubungsregime bei  $J \approx 3$  zum mitgerissenen Spray. Ab diesem Punkt ist eine sehr feine Zerstäubung des Wassers zu beobachten und der Spraywinkel bleibt konstant, was sich mit den Beobachtungen von Kim et al. [53] deckt. Mit Steigerung von  $J$  sind außerdem vermehrt KHI am Rand des Sprays zu beobachten. Selbstpulsation konnte bei den Versprühkammertests nicht beobachtet werden. Dies spricht für eine mögliche Dämpfung der Selbstpulsation durch den erhöhten Gegendruck, die auch von Gao et al. [30] beobachtet wurde. Für den mittleren Wassermassenstrom wurden allerdings nicht die Impulsstromverhältnisse erreicht, die bei den atmosphärischen Tests zu Selbstpulsation führten.

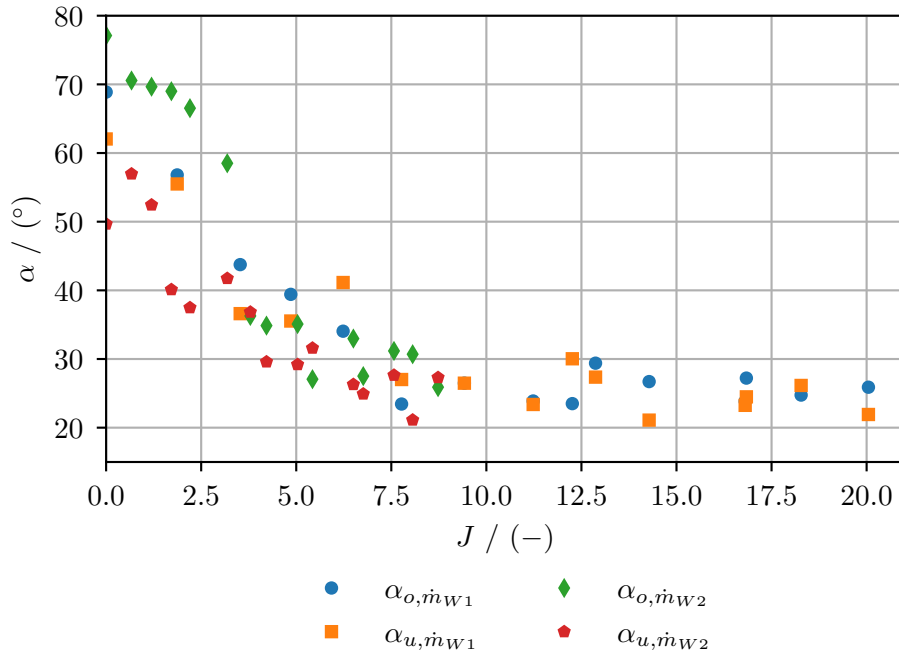
Das Spray des LCSC-Injektors scheint durch eine Steigerung des Umgebungsdrucks weniger beeinflusst zu werden, als das des GCSC-Injektors. Die Zerstäubung wird, wie bei den atmosphärischen Tests, mit Steigerung von  $J$  weiter verbessert und es sind zunehmend KHI in der Scherschicht von Spray und umgebendem Gas zu beobachten. Außerdem ist das Spray deutlich dichter als bei den atmosphärischen Tests.



**Abbildung 7.30:** Schattenaufnahmen der Sprays von GCSC T3\_LD20\_t05 und LCSC T4 bei zwei Betriebspunkten und Variation des Impulsstromverhältnisses



**Abbildung 7.31:** Schattenaufnahmen der Sprays von GCSC T3\_LD20\_t05 und LCSC T4 bei zwei Betriebspunkten und Variation des Impulsstromverhältnisses



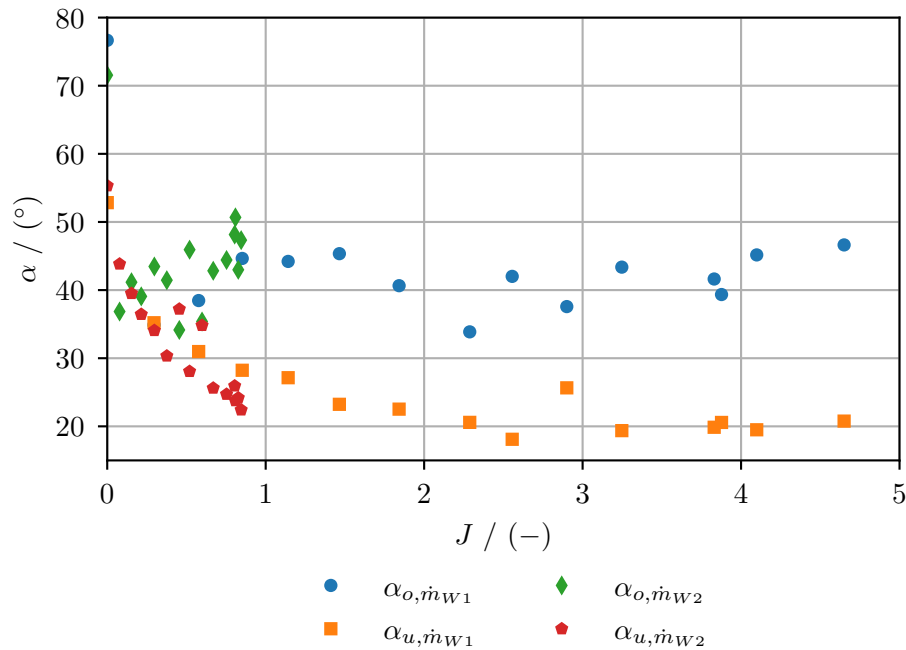
**Abbildung 7.32:** Oberer und unterer Spraywinkel von GCSC T3\_LD20\_t05 bei zwei Betriebspunkten über das Impulsstromverhältnis

Der Verlauf des oberen und unteren Spraywinkels von GCSC T3\_LD20\_t05 in Abhängigkeit vom Impulsstromverhältnis für beide betrachteten Betriebspunkte ist in Abb. 7.32 dargestellt. Analog zu den Spraywinkeln bei atmosphärischen Bedingungen sinken oberer und unterer Spraywinkel bei Steigerung von  $J$ . Der Wechsel des Zerstäubungsregimes von abgelöstem zu mitgerissenem Spray verläuft allerdings weniger sprunghaft. Die Spraywinkel der beiden Betriebspunkte sind im gesamten vermessenen Bereich sehr ähnlich und unterscheiden sich nur für kleine Impulsstromverhältnisse geringfügig. Bei  $J \approx 8$  flacht der Verlauf ab und es stellt sich ein konstanter Winkel von etwa  $25^{\circ}$  ein. Dies deckt sich mit den Beobachtungen von Kim et al. [53], bei denen ebenfalls ab einem kritischen Impulsstromverhältnis keine Änderung des Spraywinkels mehr festzustellen war.

Abbildung 7.33 zeigt den Verlauf des oberen und unteren Spraywinkels von LCSC T4 in Abhängigkeit vom Impulsstromverhältnis für beide betrachteten Betriebspunkte. Auch beim LCSC-Injektor verhalten sich die Spraywinkel sehr ähnlich wie bei atmosphärischen Bedingungen. Zunächst sinken  $\alpha_o$  und  $\alpha_u$  stark durch den Einfluss der Gasströmung auf circa  $40^{\circ}$ . Anschließend steigt der obere Spraywinkel während der untere absinkt. Ab  $J \approx 1$  bleiben die Winkel dann in etwa konstant bei  $\alpha_o \approx 40^{\circ}$  und  $\alpha_u \approx 20^{\circ}$ , was etwas unter denen der atmosphärischen Tests liegt.

Aus den Tests bei Gegendruck lassen sich folgende Schlussfolgerungen ziehen:

- Die Zerstäubung wird, vor allem beim GCSC-Injektor, durch die erhöhte Dichte des umgebenden Gases verbessert.
- Das Ausbleiben von Selbstpulsation deutet darauf hin, dass sich der Gegendruck stabilisierend auf das Spray auswirkt.
- Die Zerstäubung des LCSC-Injektors wird durch den Gegendruck nur geringfügig beeinflusst.



**Abbildung 7.33:** Oberer und unterer Spraywinkel von LCSC T45 bei zwei Betriebspunkten über das Impulsstromverhältnis

## 7.5. Fazit der Versprühversuche

Die Untersuchungen bei atmosphärischen Bedingungen demonstrieren den Einfluss von Spaltbreite und Recess-Länge auf die Zerstäubung von GCSC-Injektoren. Der Ringspalt des Swirl-Elements sollte so klein wie möglich ausgeführt werden, um einen dünnen Film mit hoher Umfangsgeschwindigkeit zu erzeugen. Auf diese Weise wird eine gute Zerstäubung schon bei geringen Impulsstromverhältnissen erreicht. Die Recess-Länge ist ebenfalls entscheidend für das Injektorverhalten. Mit längerem Recess wird die Interaktion von Gasströmung und Flüssigkeitsfilm verbessert. Sobald der Film vollständig im Injektor zerstäubt wird, bringt eine weitere Erhöhung der Recess-Länge allerdings keine nennenswerte Verbesserung der Zerstäubung mit sich. Für den vorliegenden Anwendungsfall wurden die Sprayeigenschaften ab einem Recess-Verhältnis von  $K_R = 2$  nicht mehr verbessert. Die Testergebnisse zeigen außerdem, dass die Art der Einlässe keinen relevanten Einfluss auf die Zerstäubung hat. Da die helixförmigen Einlässe allerdings Einschränkungen hinsichtlich der Fertigungsmöglichkeiten mit sich bringen, sind tangentielle Einlässe vorzuziehen. Basierend auf diesen Ergebnissen wurde ein GCSC-Injektor mit einer Spaltbreite von  $t_s = 0,5$  mm und einem Recess-Verhältnis von  $K_R = 2$  weitergehend untersucht und charakterisiert.

Diese Untersuchungen zeigten, dass sich abhängig von Impulsstromverhältnis und Flüssigkeitsmassenstrom vier verschiedene Zerstäubungsregime einstellen. Das Regime der unvollständigen Zerstäubung ist gekennzeichnet durch eine ungleichmäßige, räumliche Verteilung der Tropfen, die vor allem im äußeren Teil des Sprays sehr groß sind. Das abgelöste Spray weist ebenfalls große Tropfen im Außenbereich und eine sehr feine Zerstäubung im Kern des Sprays auf. Der äußere Spraybereich besitzt allerdings mehr Struktur als bei der

unvollständigen Zerstäubung. Die Ursache dieser unzureichenden Zerstäubung in beiden Regimen ist durch einen geringen Impulsaustausch zwischen Flüssigkeitsfilm und Gasströmung zu erklären. Dadurch können nur oberflächlich Tropfen vom Film abgelöst und zerstäubt werden. Der Großteil des Films zerfällt erst außerhalb des Injektors und wird kaum durch die Gasströmung beeinflusst. Mit Steigerung des Impulsstromverhältnisses findet ein Wechsel zum Regime des mitgerissenen Sprays statt. Hier wird der Flüssigkeitsfilm bereits im Injektor zersetzt und von der Gasströmung beschleunigt, wodurch der Spraywinkel verringert wird. Bei weiterer Steigerung des Impulsstromverhältnisses kommt es zur Selbstpulsation, bei der periodisch Flüssigkeit aus dem Injektor ausgestoßen wird. In einem Triebwerk kann dieser Effekt Verbrennungsinstabilitäten erzeugen. Für einen effizienten und stabilen Betrieb des Triebwerks sollte daher der Injektor im Zerstäubungsregime des mitgerissenen Sprays betrieben werden. Die Grenzen dieses Regimes in den atmosphärischen Versuchen sind in Tabelle 7.4 aufgeführt.

Wassermassenstrom	Grenzen des mitgerissenen Sprays
20 g/s	$14,9 \leq J \leq 19,8$
32,3 g/s	$4,8 \leq J \leq 12,0$
56,1 g/s	$1,0 \leq J \leq 2,5$

**Tabelle 7.4:** Grenzen des Zerstäubungsregimes des mitgerissenen Sprays für GCSC T3\_LD20\_t05 bei atmosphärischen Bedingungen

Bei Versuchen mit Gegendruck konnte beobachtet werden, dass sich ein mitgerissenes Spray durch die erhöhte Dichte des umgebenden Gases schon bei niedrigeren Impulsstromverhältnissen einstellt. Selbstpulsation konnte bei Gegendruck nicht beobachtet werden, was für einen dämpfenden Effekt des erhöhten Drucks spricht. In der aktuellen Ausführung ist im angestrebten Schubbereich für den GCSC-Injektor ein Impulsstromverhältnis von circa 10-45 zu erwarten. Vor allem der obere Bereich konnte in der Versprühkammer nicht erreicht werden. Es sind daher weitere Untersuchungen notwendig, um zu beurteilen, ob es in diesem Bereich zu Selbstpulsation kommt.

Als Referenz zum GCSC-Injektor wurde ein LCSC-Injektor ausgelegt und getestet. Dieser zeigt ein deutlich weniger komplexes Zerstäubungsverhalten als der GCSC-Injektor. Der Aufbau von LCSC-Injektoren ermöglicht einen fast vollständigen Impulsaustausch von Gasströmung und Flüssigkeitsfilm. Dadurch sind um ein vielfaches kleinere mittlere Sauterdurchmesser als beim GCSC-Injektor zu erreichen. Für den LCSC-Injektor trat außerdem in keinem Betriebspunkt Selbstpulsation auf.

Als Optionen für das Maxwell-Triebwerk bieten sich die Injektoren GCSC T3\_LD20\_t05 und LCSC T4 an. Der LCSC-Injektor bietet eine stabile und feine Zerstäubung über eine große Spanne an Betriebszuständen. Allerdings besteht die Gefahr, dass es durch den direkten Kontakt des Oxidators und der Brennkammerwand zur Erosion der Wand kommt. Der GCSC-Injektor ist in dieser Hinsicht besser geeignet, weist aber eine gröbere Zerstäubung auf. Ein erhöhter Umgebungsdruck konnte die Zerstäubung verbessern und Selbstpulsation dämpfen. Es sind allerdings weitere Tests notwendig, um zu beurteilen,

ob dies über den gesamten Drosselbereich der Fall ist. Als nächster Schritt sollten beide Bauweisen in Heißgastests bei realen Betriebsbedingungen getestet und hinsichtlich ihrer Verbrennungseffizienz, Wandkompatibilität und des Stabilitätsverhaltens über den gesamten Drosselbereich verglichen werden.



## 8. Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurden Injektoren für ein regenerativ gekühltes Lachgas-Ethanol-Triebwerk auslegt und untersucht. Das Maxwell-Triebwerk wird für die Verwendung in einem vertikal startenden und landenden Hopper-Demonstrator der Studierendengruppe Space Team Aachen entwickelt. Für den kontrollierten Schwebeflug und die Landung ist eine Drosselung des Triebwerks von 3 zu 1 notwendig. Die Injektoren müssen daher über eine große Spanne von Treibstoffmassenströmen eine effiziente und stabile Verbrennung garantieren.

Um die Einspritzzustände der Treibstoffe über den gesamten Drosselbereich abzuschätzen, wurde eine Vorauslegung des Triebwerks durchgeführt. Während der Brennstoff flüssig eingespritzt wird, überschreitet der Oxidator in den Kühlkanälen im überkritischen Zustand die Pseudo-Siedelinie und wird gasförmig eingespritzt. Dies schränkt die Auswahl geeigneter Injektoren ein. Aufgrund ausreichender Drosselbarkeit bei sehr gutem Zerstäubungsverhalten und moderatem Entwicklungsaufwand wurden Koaxial-Swirl-Injektoren für die Anwendung im Triebwerk gewählt. Die Drosselung der Massenströme soll rein über den Injektorvordruck erfolgen. Abhängig vom Anwendungsfall werden gas- (GCSC) oder flüssigzentrierte (LCSC) Koaxial-Swirl-Injektoren verwendet. Dabei wird üblicherweise der Oxidator zentral, vom Brennstoff umgeben, eingespritzt, um die Brennkammerwand vor Oxidation zu schützen. Für die vorliegende Anwendung bietet sich daher ein GCSC-Injektor an. Allerdings ist Lachgas, im Vergleich zu anderen Oxidatoren, kein ausgesprochen aggressiver Oxidator, weshalb auch LCSC-Injektoren untersucht werden sollten.

Im Rahmen der Arbeit wurden, basierend auf der bestehenden Literatur, Auslegungsmethoden für gaszentrierte und flüssigzentrierte Koaxial-Swirl-Injektoren entwickelt. Die Injektoren wurden anschließend im SLA-Verfahren additiv gefertigt und mit Wasser und Stickstoff als Ersatzmedien in vier Testreihen durch Versprühveruche getestet. Für den GCSC-Injektor wurde eine Parameterstudie durchgeführt, während der LCSC-Injektor als Referenz diente.

Im Rahmen der ersten Testreihe wurde der Einfluss von Recess-Länge und Ringspaltbreite auf die Zerstäubung des GCSC-Injektors in verschiedenen Betriebspunkten untersucht. Die Spaltbreite beeinflusste dabei durch ihren Einfluss auf den Flüssigkeitsfilm maßgeblich das Zerstäubungsverhalten. Ohne Gasströmung konnten für die kleinste Spaltbreite die größten Spraywinkel, kürzesten Zerfallslängen und kleinsten Tropfengrößen gemessen werden. Bei der Zerstäubung mit Gasströmung wurden ab einem kritischen Impulsstromverhältnis deutlich verringerte mittlere Sauterdurchmesser gemessen. Dabei wiesen kleinere Spaltbreiten niedrigere kritische Impulsstromverhältnisse auf. Außerdem konnten vier verschiedene betriebspunktabhängige Zerstäubungsregime beobachtet werden. Das Regime der unvollständigen Zerstäubung und das abgelöste Spray weisen eine feine Zerstäubung im Kern des Sprays auf, während der Randbereich durch unzureichend zerstäubte, große

Tropfen dominiert wird. Im Regime des mitgerissenen Sprays wird der Film bereits im Injektor vollständig zersetzt und anschließend beschleunigt, was zu einer feineren Zerstäubung im äußeren Spraybereich führt. Für hohe Impulsstromverhältnisse wurde außerdem Selbstpulsation beobachtet.

In der zweiten Testreihe sollte der Einfluss des Impulsstromverhältnisses auf die Strömung genauer untersucht werden. Dafür wurde der Stickstoffmassenstrom variiert, während der Wassermassenstrom konstant gehalten wurde. Aufgrund der schlechteren Zerstäubung wurden größere Spaltbreiten nicht weiter untersucht. Stattdessen sollte der Einfluss der Art der Einlässe und des Recess betrachtet werden. Größere Recess-Längen sorgten durch die erhöhte Film-Gas-Interaktion für eine bessere Zerstäubung. Oberhalb eines Recess-Verhältnis von 2 war allerdings keine weitere Verbesserung zu beobachten. Die Art der Einlässe schien keinen nennenswerten Effekt auf die Zerstäubung zu haben. Die helixförmigen Einlässe sind jedoch fertigungstechnisch komplexer.

Anhand der Ergebnisse der ersten und zweiten Testreihe wurde ein GCSC-Injektor mit einer Spaltbreite von 0,5 mm, einem Recess-Verhältnis von 2,0 und tangentialen Einlässen ausgewählt, der mit dem LCSC-Injektor verglichen werden sollte. Dafür wurden zwei weitere Wassermassenströme am unteren und oberen Ende des Drosselbereichs bei verschiedenen Impulsstromverhältnissen betrachtet. Dabei wurde beobachtet, dass sich die Zerstäubungsregime in Abhängigkeit vom Wassermassenstrom und Impulsstromverhältnis einstellen. Der LCSC-Injektor wies hingegen in allen betrachteten Betriebspunkten eine sehr feine Zerstäubung mit deutlich kleineren Tropfengrößen als der GCSC-Injektor auf. Dies ist zum einen durch die feinere Zerstäubung des verwendeten geschlossenen Swirl-Elements und zum anderen durch den erheblich besseren Impulsaustausch zwischen Gasströmung und Flüssigkeitsfilm zu erklären. Selbstpulsation wurde für den LCSC-Injektor nicht beobachtet.

Beide Injektoren wurden zusätzlich bei Gegendruck in einer Versprühkammer getestet. Vor allem die Zerstäubung des GCSC-Injektors wurde dadurch deutlich verbessert und das mitgerissene Spray stellte sich bei niedrigeren Impulsstromverhältnissen als im atmosphärischen Fall ein. Außerdem wurde keine Selbstpulsation beobachtet, was für einen dämpfenden Effekt des Gegendrucks spricht. Das Spray des LCSC-Injektors ist dem der atmosphärischen Tests relativ ähnlich und es ist auch bei Gegendruck eine feine Zerstäubung zu beobachten.

Aufgrund der bei den atmosphärischen Tests beobachteten Selbstpulsation sowie der betriebspunktsabhängigen, schlechteren Zerstäubung des GCSC-Injektors, bietet sich ein LCSC-Injektor für die Verwendung im Maxwell-Triebwerk an. Die Ergebnisse der Versprühkammerversuche deuten jedoch eine deutliche Verbesserung der Eigenschaften des GCSC-Injektors bei erhöhten Umgebungsdrucken an. Sollte es mit dem LCSC-Injektor zur Erosion der Brennkammerwand kommen, stellt der GCSC-Injektor daher eine gute Alternative dar.

## 9. Ausblick

Die Begrenzungen des verwendeten Prüfstands ermöglichten nicht die Erfassung des gesamten Betriebsbereichs der Injektoren. Vor allem Betriebspunkte, die hohen Schüben und entsprechend hohen Brennkammerdrücken entsprechen, ließen sich nicht hinreichend untersuchen. Auch sehr hohe Impulsstromverhältnisse konnten nicht betrachtet werden. Dadurch kann nicht abschließend beantwortet werden, unter welchen Bedingungen es beim GCSC-Injektor mit Gegendruck zu Selbstpulsation kommt. Zusätzlich ist die Übertragbarkeit von Kaltgasversuchen auf die Zerstäubung im Triebwerk begrenzt. Vor allem der Brennstoff wird durch Wasser nur eingeschränkt abgebildet. Die Ziele aus Abschnitt 1.2 wurden jedoch erreicht und es wurden zwei Injektoren ausgewählt, die in anschließenden Versuchen weiterentwickelt werden können.

Um die Entwicklung des Triebwerks voranzutreiben, sollten iterativ die tatsächlichen Einspritzzustände der Treibstoffe mit Heißgasversuchen ermittelt werden. Darauf basierend kann eine Anpassung der Injektoren durchgeführt werden. Anschließend können diese hinsichtlich der Verbrennungseffizienz, der Injektor-Wand-Kompatibilität und des Stabilitätsverhaltens verglichen werden.

Die in dieser Arbeit beobachteten Zerstäubungsregime des GCSC-Injektors wurden in der öffentlich zugänglichen Literatur bis jetzt nicht beleuchtet. Die gewonnenen Erkenntnisse können für die Entwicklung zukünftiger Triebwerke mit GCSC-Injektoren genutzt werden. Weitere Untersuchungen sind notwendig, um die Mechanismen der Zerstäubung in diesen Regimen zu verstehen. Auch der Effekt des Gegendrucks auf die Zerstäubung bietet Potential für weitere Forschung.



# Literaturverzeichnis

- [1] NATIONAL AERONAUTICS AND SPACE ADMINISTRATION (Hrsg.): *Chemical Equilibrium Applications (CEA)*. <https://software.nasa.gov/software/LEW-17687-1>
- [2] ABRAMOVICH, G. N.: The theory of swirl atomizer: zitiert nach Hong, Moongeun; Jeon, Jaehyoung; Lee, Soo Yong (2012): Discharge Coefficient of Pressure-Swirl Atomizers with Low Nozzle Opening Coefficients. In: *Journal of Propulsion and Power* 28 (1), S. 213–218. DOI: 10.2514/1.B34168. In: *Industrial aerodynamics* (1944), S. 114–121
- [3] ALCANTARILLA, Alejandro ; NSF (Hrsg.): *Starlink Group 4-16 launches, breaks SpaceX turnaround records*. <https://www.nasaspaceflight.com/2022/04/starlink-4-16-turnaround-records/>. Version: 2022
- [4] AMINI, Ghobad: Liquid flow in a simplex swirl nozzle. In: *International Journal of Multiphase Flow* 79 (2016), S. 225–235. <http://dx.doi.org/10.1016/j.ijmultiphaseflow.2015.09.004>. – DOI 10.1016/j.ijmultiphaseflow.2015.09.004. – ISSN 03019322
- [5] ANAND, Rahul ; AJAYALAL, P. R. ; KUMAR, Vikash ; SALIH, A. ; NANDAKUMAR, K.: Spray and atomization characteristics of gas-centered swirl coaxial injectors. In: *International Journal of Spray and Combustion Dynamics* 9 (2017), Nr. 2, S. 127–140. <http://dx.doi.org/10.1177/1756827716660225>. – DOI 10.1177/1756827716660225. – ISSN 1756–8277
- [6] ARIANEGROUP: *Susie, The Reusable Space Transporter – European Style*. <https://www.ariane.group/en/news/susie-the-reusable-space-transporter-european-style/>. Version: 2022
- [7] ASHGRIZ, Nasser: *Handbook of Atomization and Sprays*. Boston, MA : Springer US, 2011. <http://dx.doi.org/10.1007/978-1-4419-7264-4>. <http://dx.doi.org/10.1007/978-1-4419-7264-4>. – ISBN 978–1–4419–7263–7
- [8] BAI, Xiao ; CHENG, Peng ; SHENG, Liyong ; LI, Qinglian ; ZHANG, Xinqiao ; KANG, Zhongtao: Effects of backpressure on self-pulsation characteristics of liquid-centered swirl coaxial injectors. In: *International Journal of Multiphase Flow* 116 (2019), S. 239–249. <http://dx.doi.org/10.1016/j.ijmultiphaseflow.2019.04.017>. – DOI 10.1016/j.ijmultiphaseflow.2019.04.017. – ISSN 03019322
- [9] BAI, Xiao ; SHENG, Liyong ; LI, Qinglian ; CHENG, Peng ; KANG, Zhongtao: Effects of annulus width and post thickness on self-pulsation characteristics for Liquid-Centered Swirl Coaxial Injectors. In: *International Journal of Multiphase Flow* 122 (2020), S. 103140. <http://dx.doi.org/10.1016/j.ijmultiphaseflow.2019.103140>. – DOI 10.1016/j.ijmultiphaseflow.2019.103140. – ISSN 03019322
- [10] BARTZ, D. R.: Technical Notes: A Simple Equation for Rapid Estimation of Rocket A Simple Equation for Rapid Estimation of Rocket Nozzle Convective Heat Transfer

- Coefficients. In: *Journal of Jet Propulsion* 27 (1957), Nr. 1, S. 49–53. <http://dx.doi.org/10.2514/8.12572>. – DOI 10.2514/8.12572
- [11] BAYVEL, L. P. ; ORZECOWSKI, Z.: *Liquid atomization*. Washington, D.C : Taylor & Francis, 1993 (Combustion an international series). <http://www.loc.gov/catdir/enhancements/fy0653/93008528-d.html>. – ISBN 0–89116–959–8
- [12] BAZAROV, V.: Self-pulsations in coaxial injectors with central swirl liquid stage. In: *31st Joint Propulsion Conference and Exhibit*. Reston, Virginia : American Institute of Aeronautics and Astronautics, 1995
- [13] BAZAROV, Vladimir ; YANG, Vigor ; PURI, Puneesh: Design and Dynamics of Jet and Swirl Injectors. Version: 2004. <http://dx.doi.org/10.2514/5.9781600866760.0019.0103>. In: POPP, Michael (Hrsg.) ; HULKA, James (Hrsg.) ; YANG, Vigor (Hrsg.) ; HABIBALLAH, Mohammed (Hrsg.): *Liquid Rocket Thrust Chambers* Bd. 451. Reston, VA : American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2004. – DOI 10.2514/5.9781600866760.0019.0103. – ISBN 978–1–56347–223–7, S. 19–103
- [14] CASIANO, Matthew J. ; HULKA, James R. ; YANG, Vigor: Liquid-Propellant Rocket Engine Throttling: A Comprehensive Review. In: *Journal of Propulsion and Power* 26 (2010), Nr. 5, S. 897–923. <http://dx.doi.org/10.2514/1.49791>. – DOI 10.2514/1.49791. – ISSN 0748–4658
- [15] COUTO, H. S. ; CARVALHO, J. A. ; BASTOS-NETTO, D.: Theoretical Formulation for Sauter Mean Diameter of Pressure-Swirl Atomizers. In: *Journal of Propulsion and Power* 13 (1997), Nr. 5, S. 691–696. <http://dx.doi.org/10.2514/2.5221>. – DOI 10.2514/2.5221. – ISSN 0748–4658
- [16] DEEKEN, Jan C.: *Experimentelle Untersuchungen zu neuartigen, porösen Injektoren für den Einsatz in kryogenen Hochdruck-Raketenantrieben*, Universität Stuttgart, Diss., 2014. <https://elib.dlr.de/93971/>
- [17] DOBROVOL'SKIY, M. V. ; DA YAGODNIKOV: Zhidkostnye raketnye dvigateli (Liquid Propellant Rocket Engines): zitiert nach Hegazy, Mahmoud M.; Belal, Hatem M.; Al-Sanabawy, Mohamed A. (2021): Experimental Cold-Flow Investigations of Swirl Injectors. In: AIAA Propulsion and Energy 2021 Forum. AIAA Propulsion and Energy 2021 Forum. VIRTUAL EVENT. Reston, Virginia: American Institute of Aeronautics and Astronautics. In: *Osnovy proektirovaniya: ucheb. dlya vuzov* (2005)
- [18] DOMBROWSKI, N. ; JOHNS, W. R.: The aerodynamic instability and disintegration of viscous liquid sheets. In: *Chemical Engineering Science* 18 (1963), Nr. 3, S. 203–214. [http://dx.doi.org/10.1016/0009-2509\(63\)85005-8](http://dx.doi.org/10.1016/0009-2509(63)85005-8). – DOI 10.1016/0009–2509(63)85005–8. – ISSN 00092509
- [19] DRANOVSKY, Mark L. ; YANG, Vigor. ; CULICK, F. ; TALLEY, Douglas G.: *Progress in astronautics and aeronautics*. Bd. v. 221: *Combustion instabilities in liquid rocket engines: Testing and development practices in Russia*. Reston, Virginia : American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2007 <https://permalink.obvsg.at/>. – ISBN 978–1–60086–690–6

- 
- [20] DRESSLER, Gordon ; BAUER, J.: TRW pintle engine heritage and performance characteristics. In: *36th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference and Exhibit*. Reston, Virginia : American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2000
- [21] EISENKLAM, P.: Recent research and development work on liquid atomization in Europe and the USA: zitiert nach Lefebvre, Arthur H.; McDonell, Vincent G. (2017): *Atomization and sprays*. Second edition. Boca Raton, London, New York: CRC Press Taylor & Francis Group. Online verfügbar unter <https://ebookcentral.proquest.com/lib/kxp/detail.action?docID=4831164>. In: *5th Conference on Liquid Atomization, Tokyo*, 1976
- [22] ENDRESS+HAUSER: *Technische Information Proline Promass 80E, 83E: Coriolis-Durchflussmessgerät*. [https://bdih-download.endress.com/files/DLA/005056A500261ED88A85D7716BDF33E3/TI00061DDE\\_1618.pdf](https://bdih-download.endress.com/files/DLA/005056A500261ED88A85D7716BDF33E3/TI00061DDE_1618.pdf). Version: 2018
- [23] EUROPEAN SPACE AGENCY: *ESA plans demonstration of a reusable rocket stage*. [https://www.esa.int/Enabling\\_Support/Space\\_Engineering\\_Technology/ESA\\_plans\\_demonstration\\_of\\_a\\_reusable\\_rocket\\_stage](https://www.esa.int/Enabling_Support/Space_Engineering_Technology/ESA_plans_demonstration_of_a_reusable_rocket_stage). Version: 2020
- [24] FALLON, Brandon: *Nitrous Oxide-Ethanol Rocket Engine Development*. <https://brandonfallon.com/nitrous-oxide-ethanol-rocket-engine-development/>. Version: 2020
- [25] FISHER, S. C. ; POPP, M. ; QUENTMEYER, R. J.: Thrust chamber cooling and heat transfer. In: *2nd Symposium (International) on Liquid Rocket Propulsion*, 1995
- [26] FOUST, Jeff ; SPACENEWS (Hrsg.): *PLD Space calls first launch a success*. <https://spacenews.com/pld-space-calls-first-launch-a-success/>. Version: 2023
- [27] FU, Qing-fei ; YANG, Li-jun ; QU, Yuan-yuan: Measurement of annular liquid film thickness in an open-end swirl injector. In: *Aerospace Science and Technology* 15 (2011), Nr. 2, S. 117–124. <http://dx.doi.org/10.1016/j.ast.2010.06.006>. – DOI 10.1016/j.ast.2010.06.006. – ISSN 12709638
- [28] FU, Qing-fei ; YANG, Li-jun ; WANG, Xiang-dong: Theoretical and Experimental Study of the Dynamics of a Liquid Swirl Injector. In: *Journal of Propulsion and Power* 26 (2010), Nr. 1, S. 94–101. <http://dx.doi.org/10.2514/1.44271>. – DOI 10.2514/1.44271. – ISSN 0748–4658
- [29] FU, Qing-fei ; YANG, Li-jun ; ZHANG, Wei ; CUI, Kun-Da: SPRAY CHARACTERISTICS OF AN OPEN-END SWIRL INJECTOR. In: *Atomization and Sprays* 22 (2012), Nr. 5, S. 431–445. <http://dx.doi.org/10.1615/AtomizSpr.2012005646>. – DOI 10.1615/AtomizSpr.2012005646. – ISSN 1044–5110
- [30] GAO, Yuchao ; KANG, Jinxin ; YING, Senming ; HUANG, Kejia ; SU, Lingyu ; TONG, Yiheng ; LIN, Wei: Effect of ambient pressure on the performance of a gas-centered swirl coaxial injector. In: *AIP Advances* 13 (2023), Nr. 5. <http://dx.doi.org/10.1063/5.0149689>. – DOI 10.1063/5.0149689
- [31] GHORBANIAN, Kaveh ; ASHJAEI, M. ; SOLTANI, Mohammad ; MESBAHI, M. ; MO-

- RAD, M.: Experimental Flow Visualization of Single Swirl Spray Pattern at Various Pressure Drops. In: *39th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference and Exhibit*. Reston, Virginia : American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2003. – ISBN 978–1–62410–098–7
- [32] GILL, G. S. ; NURICK, W. H. ; KELLER, R. B. ; DOUGLASS, H. W. ; LEWIS RESEARCH CENTER: *Liquid Rocket Engine Injectors*. National Aeronautics and Space Administration, Lewis Research Center, 1976 (NASA SP). <https://ntrs.nasa.gov/citations/19760023196>
- [33] GORDON, G. D.: Mechanism and Speed of Breakup of Drops. In: *Journal of Applied Physics* 30 (1959), Nr. 11, S. 1759–1761. <http://dx.doi.org/10.1063/1.1735050>. – DOI 10.1063/1.1735050. – ISSN 0021–8979
- [34] GORDON, Sanford ; MCBRIDE, Bonnie J.: *Computer Program for Calculation of Complex Chemical Equilibrium Compositions and Applications*. Cleveland, Ohio,
- [35] GRAMER, Lew: Kelvin-Helmholtz Instabilities. (2007)
- [36] GRAYSON, Gary ; WATTS, Daniel: Nitrous Oxide and Ethanol Propulsion Concepts for a Crew Space Vehicle. In: *43rd AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit*. Reston, Virginia : American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2007. – ISBN 978–1–62410–011–6
- [37] GRUYERE SPACE PROGRAM: *World's first student-built rocket hopper*. <https://www.gruyerespaceprogram.ch/>. Version: 2023
- [38] GULDENBECHER, D. R. ; LÓPEZ-RIVERA, C. ; SOJKA, P. E.: Secondary atomization. In: *Experiments in Fluids* 46 (2009), Nr. 3, S. 371–402. <http://dx.doi.org/10.1007/s00348-008-0593-2>. – DOI 10.1007/s00348-008-0593-2. – ISSN 0723–4864
- [39] HEGAZY, Mahmoud M. ; BELAL, Hatem M. ; AL-SANABAWY, Mohamed A.: Experimental Cold-Flow Investigations of Swirl Injectors. In: *AIAA Propulsion and Energy 2021 Forum*. Reston, Virginia : American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2021. – ISBN 978–1–62410–611–8
- [40] HINZE, J. O.: Fundamentals of the hydrodynamic mechanism of splitting in dispersion processes. In: *AIChE Journal* 1 (1955), Nr. 3, S. 289–295. <http://dx.doi.org/10.1002/aic.690010303>. – DOI 10.1002/aic.690010303. – ISSN 0001–1541
- [41] HOLD50: *Orbital launches in 2023*. <https://spacestatsonline.com/launches/year/2023>. Version: 2024
- [42] HONG, Moongeun ; JEON, Jaehyoung ; LEE, Soo Y.: Discharge Coefficient of Pressure-Swirl Atomizers with Low Nozzle Opening Coefficients. In: *Journal of Propulsion and Power* 28 (2012), Nr. 1, S. 213–218. <http://dx.doi.org/10.2514/1.B34168>. – DOI 10.2514/1.B34168. – ISSN 0748–4658
- [43] HUZEL, Dieter K. ; HUANG, David H.: *Progress in astronautics and aeronautics*. Bd. 147: *Modern engineering for design of liquid-propellant rocket engines*. Rev.,



- updated, and enl., 2. print. Washington, DC : American Inst. of Aeronautics and Astronautics, 1992. – ISBN 978–1–56347–013–4
- [44] IM, Ji-Hyuk ; CHO, Seongho ; YOON, Youngbin ; MOON, Insang: Comparative Study of Spray Characteristics of Gas-Centered and Liquid-Centered Swirl Coaxial Injectors. In: *Journal of Propulsion and Power* 26 (2010), Nr. 6, S. 1196–1204. <http://dx.doi.org/10.2514/1.48436>. – DOI 10.2514/1.48436. – ISSN 0748–4658
- [45] INAMURA, Takao ; TAMURA, Hiroshi ; SAKAMOTO, Hiroshi: Characteristics of Liquid Film and Spray Injected from Swirl Coaxial Injector. In: *Journal of Propulsion and Power* 19 (2003), Nr. 4, S. 632–639. <http://dx.doi.org/10.2514/2.6151>. – DOI 10.2514/2.6151. – ISSN 0748–4658
- [46] JASUJA, A. K.: Atomization of Crude and Residual Fuel Oils. In: *Journal of Engineering for Power* 101 (1979), Nr. 2, S. 250–258. <http://dx.doi.org/10.1115/1.3446480>. – DOI 10.1115/1.3446480. – ISSN 0022–0825
- [47] JENG, S. M. ; JOG, M. A. ; BENJAMIN, M. A.: Computational and Experimental Study of Liquid Sheet Emanating from Simplex Fuel Nozzle. In: *AIAA Journal* 36 (1998), Nr. 2, S. 201–207. <http://dx.doi.org/10.2514/2.7502>. – DOI 10.2514/2.7502. – ISSN 0001–1452
- [48] JEON, Jaehyoung ; HONG, Moongeun ; HAN, Yeoung-Min ; LEE, Soo Y.: Experimental Study on Spray Characteristics of Gas-Centered Swirl Coaxial Injectors. In: *Journal of Fluids Engineering* 133 (2011), Nr. 12. <http://dx.doi.org/10.1115/1.4005344>. – DOI 10.1115/1.4005344. – ISSN 0098–2202
- [49] KANG, Zhongtao ; LI, Qinglian ; CHENG, Peng ; ZHANG, Xinqiao ; WANG, Zhenguo: Effects of Recess on the Self-Pulsation Characteristics of Liquid-Centered Swirl Coaxial Injectors. In: *Journal of Propulsion and Power* 32 (2016), Nr. 5, S. 1124–1132. <http://dx.doi.org/10.2514/1.B35632>. – DOI 10.2514/1.B35632. – ISSN 0748–4658
- [50] KANG, Zhongtao ; WANG, Zhen-guo ; LI, Qinglian ; CHENG, Peng: Review on pressure swirl injector in liquid rocket engine. In: *Acta Astronautica* 145 (2018), S. 174–198. <http://dx.doi.org/10.1016/j.actaastro.2017.12.038>. – DOI 10.1016/j.actaastro.2017.12.038. – ISSN 00945765
- [51] KENNY, R. J. ; HULKA, James R. ; MOSER, Marlow D. ; RHYS, Noah O.: Effect of Chamber Backpressure on Swirl Injector Fluid Mechanics. In: *Journal of Propulsion and Power* 25 (2009), Nr. 4, S. 902–913. <http://dx.doi.org/10.2514/1.38537>. – DOI 10.2514/1.38537. – ISSN 0748–4658
- [52] KIM, Dohun ; KOO, Jaye: Ignition of nitrous oxide and ethanol spray in a subscale thruster. In: *Journal of Visualization* 18 (2015), Nr. 4, S. 645–653. <http://dx.doi.org/10.1007/s12650-014-0270-x>. – DOI 10.1007/s12650–014–0270–x. – ISSN 1343–8875
- [53] KIM, Jong G. ; HAN, Yeoung M. ; CHOI, Hwan S. ; YOON, Youngbin: Study on spray patterns of gas-centered swirl coaxial (GCSC) injectors in high pressure conditions. In: *Aerospace Science and Technology* 27 (2013), Nr. 1, S. 171–178. <http://dx.doi.org/10.1016/j.ast.2013.01.001>. – DOI 10.1016/j.ast.2013.01.001. – ISSN 0926–6460

- [//dx.doi.org/10.1016/j.ast.2012.08.004](http://dx.doi.org/10.1016/j.ast.2012.08.004). – DOI 10.1016/j.ast.2012.08.004. – ISSN 12709638
- [54] KIM, Sunghyuk ; KHIL, Taeock ; KIM, Dongjun ; YOON, Youngbin: Effect of geometric parameters on the liquid film thickness and air core formation in a swirl injector. In: *Measurement Science and Technology* 20 (2009), Nr. 1, S. 015403. <http://dx.doi.org/10.1088/0957-0233/20/1/015403>. – DOI 10.1088/0957-0233/20/1/015403. – ISSN 0957-0233
- [55] LASHERAS, J. C. ; HOPFINGER, E. J.: Liquid Jet Instability and Atomization in a Coaxial Gas Stream. In: *Annual Review of Fluid Mechanics* 32 (2000), Nr. 1, S. 275–308. <http://dx.doi.org/10.1146/annurev.fluid.32.1.275>. – DOI 10.1146/annurev.fluid.32.1.275
- [56] LEE, Eun J. ; OH, Sang Y. ; KIM, Ho Y. ; JAMES, Scott C. ; YOON, Sam S.: Measuring air core characteristics of a pressure-swirl atomizer via a transparent acrylic nozzle at various Reynolds numbers. In: *Experimental Thermal and Fluid Science* 34 (2010), Nr. 8, S. 1475–1483. <http://dx.doi.org/10.1016/j.expthermflusci.2010.07.010>. – DOI 10.1016/j.expthermflusci.2010.07.010. – ISSN 08941777
- [57] LEE, Inchul ; SON, Min ; KOO, Jaye: Atomization and Combustion Characteristics of Ethanol/Nitrous Oxide at Various Momentum Flux Ratios. In: *Energy & Fuels* 28 (2014), Nr. 4, S. 2770–2779. <http://dx.doi.org/10.1021/ef402251s>. – DOI 10.1021/ef402251s. – ISSN 0887-0624
- [58] LEFEBVRE, Arthur H. ; MCDONELL, Vincent G.: *Atomization and sprays*. Second edition. Boca Raton and London and New York : CRC Press Taylor & Francis Group, 2017 <https://ebookcentral.proquest.com/lib/kxp/detail.action?docID=4831164>. – ISBN 9781498736268
- [59] LINDE: *Sicherheitsdatenblatt Distickstoffmonoxid (Lachgas)*. [https://produkte.linde-gas.at/sdb\\_konform/N2O\\_10021720DE.pdf](https://produkte.linde-gas.at/sdb_konform/N2O_10021720DE.pdf). Version: 2013
- [60] LONG, Matthew ; BAZAROV, Vladimir ; ANDERSON, William: Main Chamber Injectors for Advanced Hydrocarbon Booster Engines. In: *39th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference and Exhibit*. Reston, Virginia : American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2003. – ISBN 978-1-62410-098-7
- [61] MALVERN PANALYTICAL: *Spraytec User Guide*
- [62] MAYER, Wolfgang ; TAMURA, Hiroshi: Propellant injection in a liquid oxygen/gaseous hydrogen rocket engine. In: *Journal of Propulsion and Power* 12 (1996), Nr. 6, S. 1137–1147. <http://dx.doi.org/10.2514/3.24154>. – DOI 10.2514/3.24154. – ISSN 0748-4658
- [63] MÜLLER, Adam: *Entwicklung von Analyseprogrammen für eine automatisierte Auswertung von Injektoren für Raumfahrtanwendungen*. Heilbronn, Hochschule Heilbronn, Masterprojekt, 2023

- 
- [64] NARDI, Rene ; NETO, Sergio ; PIMENTA, Amilcar ; PEREZ, Vladia: Dimensioning a Simplex Swirl Injector. In: *50th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference*. Reston, Virginia : American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2014. – ISBN 978–1–62410–303–2
- [65] NEWLANDS, Rick ; ASPIRESPACE ROCKET ENGINEERING SOCIETY (Hrsg.): *The Thrust Optimised Parabolic nozzle*. [http://www.aspirespace.org.uk/technical\\_papers.html](http://www.aspirespace.org.uk/technical_papers.html). Version: 2017
- [66] OLIVIER, H.: *Manuskript zur Vorlesung Gasdynamik*. Aachen, RWTH Aachen, Skript, 2019
- [67] OSCHWALD, M.: *Manuskript zur Vorlesung Raumfahrtantriebe I*. Aachen, RWTH Aachen, Skript, 2021
- [68] PAKSERESHT, Pedram ; APTE, Sourabh V.: Volumetric displacement effects in Euler-Lagrange LES of particle-laden jet flows. In: *International Journal of Multiphase Flow* 113 (2019), S. 16–32. <http://dx.doi.org/10.1016/j.ijmultiphaseflow.2018.12.013>. – DOI 10.1016/j.ijmultiphaseflow.2018.12.013. – ISSN 03019322
- [69] PALACZ, Tomasz ; POSTULKA, Bartosz ; DROZDZ, Przemyslaw ; GUZIK, Aleksander ; TATARA, Tomasz ; JUSZCZYK, Mateusz ; GUZIK, Mateusz ; WOLANSKI, Piotr ; SZMI, Piotr ; ZIELINSKI, Blazej ; RYDZ, Zuzanna ; ZABIEGLO, Jacek ; JAMROZ, Eryk ; WOZNICA, Piotr: *DESIGN AND DEVELOPMENT OF A NITROUS OXIDE / ALCOHOL SOUNDING ROCKET TECHNOLOGY DEMONSTRATOR*
- [70] PALEJ, Patryk ; PALACZ, Tomasz: Preliminary Design Analysis of Regenerative Cooling for N<sub>2</sub>O/Alcohol Small Scale Liquid Rocket Engine. In: *Transactions on Aerospace Research* 2018 (2018), Nr. 3, S. 87–102. <http://dx.doi.org/10.2478/tar-2018-0024>. – DOI 10.2478/tar-2018-0024
- [71] PARK, Gujeong ; LEE, Ingyu ; LEE, Jungho ; YOON, Youngbin: Measurement of Film Thickness in Gas-Centered Swirl Coaxial Injectors. In: *50th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference*. Reston, Virginia : American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2014. – ISBN 978–1–62410–303–2
- [72] PARK, Gujoeng ; LEE, Jungho ; LEE, Ingyu ; YOON, Youngbin ; SOHN, Chae H.: GEOMETRIC EFFECT ON SPRAY CHARACTERISTICS OF GAS-CENTERED SWIRL COAXIAL INJECTORS: RECESS RATIO AND GAP THICKNESS. In: *Atomization and Sprays* 27 (2017), Nr. 7, S. 579–589. <http://dx.doi.org/10.1615/AtomizSpr.2017018958>. – DOI 10.1615/AtomizSpr.2017018958. – ISSN 1044–5110
- [73] PARSONSON, ANDREW ; EUROPE IN SPACE (Hrsg.): *Everything you need to know about CALLISTO: And a little you probably didn't need to know*. <https://europeanspaceflight.substack.com/p/everything-you-need-to-know-about>. Version: 2023
- [74] PATUREAU DE MIRAND, Antoine ; BAHU, Jean-Marc ; LOUAAS, Eric: *Ariane Next, a vision for a reusable cost efficient European rocket*
-

- [75] RAMAMURTHI, K. ; THARAKAN, T. J.: Experimental study of liquid sheets formed in coaxial swirl injectors. In: *Journal of Propulsion and Power* 11 (1995), Nr. 6, S. 1103–1109. <http://dx.doi.org/10.2514/3.23947>. – DOI 10.2514/3.23947. – ISSN 0748–4658
- [76] RAVI4RAM: *Bell-Nozzle*. <https://github.com/ravi4ram/Bell-Nozzle>. Version: 2021
- [77] RAYLEIGH, F.R.S.: On The Instability Of Jets. In: *Proceedings of the London Mathematical Society* s1-10 (1878), Nr. 1, S. 4–13. <http://dx.doi.org/10.1112/plms/s1-10.1.4>. – DOI 10.1112/plms/s1–10.1.4. – ISSN 00246115
- [78] REDDY, K. U. ; MISHRA, D. P.: Studies on Spray Behavior of a Pressure Swirl Atomizer in Transition Regime. In: *Journal of Propulsion and Power* 24 (2008), Nr. 1, S. 74–80. <http://dx.doi.org/10.2514/1.31156>. – DOI 10.2514/1.31156. – ISSN 0748–4658
- [79] REITZ, R. D.: *Atomization and Other Breakup Regimes of a Liquid Jet: zitiert nach Lefebvre, Arthur H.; McDonell, Vincent G. (2017): Atomization and sprays. Second edition. Boca Raton, London, New York: CRC Press Taylor & Francis Group. Online verfügbar unter <https://ebookcentral.proquest.com/lib/kxp/detail.action?docID=4831164>. Princeton University, 1978 [https://books.google.de/books?id=F0\\_5HAAACAAJ](https://books.google.de/books?id=F0_5HAAACAAJ)*
- [80] REN, Yongjie ; GUO, Kangkang ; ZHAO, Jiafeng ; NIE, Wansheng ; TONG, Yiheng ; CHU, Wei: Numerical investigation of spray self-pulsation characteristics of liquid-centered swirl coaxial injector with different recess lengths. In: *International Journal of Multiphase Flow* 138 (2021), S. 103592. <http://dx.doi.org/10.1016/j.ijmultiphaseflow.2021.103592>. – DOI 10.1016/j.ijmultiphaseflow.2021.103592. – ISSN 03019322
- [81] RHEONIK MESSTECHNIK GMBH: *RHM 02: Coriolis Mass Flow Meter for Batching/Filling and Accurate Measurement*. <https://www.rheonik.com/fileadmin/Documents/PDF/Datasheets/RHM/Rheonik-RHM02-Coriolis-Mass-Flow-Meter-Datasheet.pdf>. Version: 2023
- [82] RHEONIK MESSTECHNIK GMBH: *RHM 03: Coriolis Mass Flow Meter for Accurate and very Low Flow Measurement*. <https://www.rheonik.com/fileadmin/Documents/PDF/Datasheets/RHM/Rheonik-RHM03-Coriolis-Mass-Flow-Meter-Datasheet.pdf>. Version: 2023
- [83] RIZK, N. K. ; LEFEBVRE, A. H.: Internal flow characteristics of simplex swirl atomizers. In: *Journal of Propulsion and Power* 1 (1985), Nr. 3, S. 193–199. <http://dx.doi.org/10.2514/3.22780>. – DOI 10.2514/3.22780. – ISSN 0748–4658
- [84] RUPE, Jack H.: A correlation between the dynamic properties of a pair of impinging streams and the uniformity of mixture-ratio distribution in the resulting spray: zitiert nach Oswald, M. (2021): Manuskript zur Vorlesung Raumfahrtantriebe I. Skript. RWTH Aachen, Aachen. Institut für Strahlantriebe und Turbomaschinen. In: *JPL Progress Report* 20 (1956), S. 1–15
- [85] SAHOO, Santanu K. ; GADGIL, Hrishikesh: Dynamics of Self-Pulsation in Gas-

- Centered Swirl Coaxial Injector: An Experimental Study. In: *Journal of Propulsion and Power* 37 (2021), Nr. 3, S. 450–462. <http://dx.doi.org/10.2514/1.B38043>. – DOI 10.2514/1.B38043. – ISSN 0748–4658
- [86] SENSOR TECHNIK SIRNACH AG: *Datenblatt ATM.1ST - High Precision Transmitter*. <https://www.stssensors.com/wp-content/uploads/2020/11/Datasheet-ATM.1ST.pdf>. Version: 2020
- [87] SIMMONS, H. C. ; HARDING, C. F.: Some Effects of Using Water as a Test Fluid in Fuel Nozzle Spray Analysis: zitiert nach Suyari, M.; Lefebvre, A. H. (1986): Film thickness measurements in a simplex swirl atomizer. In: *Journal of Propulsion and Power* 2 (6), S. 528–533. DOI: 10.2514/3.22937. In: *Journal of Engineering for Power* 103 (1981), Nr. 1, S. 118–123. <http://dx.doi.org/10.1115/1.3230682>. – DOI 10.1115/1.3230682. – ISSN 0022–0825
- [88] SIVAKUMAR, D. ; KULKARNI, V.: Regimes of spray formation in gas-centered swirl coaxial atomizers. In: *Experiments in Fluids* 51 (2011), Nr. 3, S. 587–596. <http://dx.doi.org/10.1007/s00348-011-1073-7>. – DOI 10.1007/s00348–011–1073–7. – ISSN 0723–4864
- [89] SPACE TEAM AACHEN: *Hopper Project: Reusable rocket development by students*. <https://www.spaceteamaachen.de/projects/hopper>. Version: 2023
- [90] SPACEFLIGHT NOW: *SpaceX launches Falcon 9 first-stage booster on record-breaking 19th flight*. <https://spaceflightnow.com/2023/12/23/live-coverage-spacex-to-launch-falcon-9-rocket-from-cape-canaveral-with-23-starlink-satellites-2/>. Version: 2023
- [91] SPACEX: *Falcon Heavy Demo Mission*. <https://www.flickr.com/photos/spacex/25254688767/>. Version: 2018
- [92] SPACEX: *Falcon 9: First Orbital Class Rocket Capable of Reflight*. <https://www.spacex.com/vehicles/falcon-9/>. Version: 2024
- [93] STARK, Ralf ; WAGNER, Bernd: Experimental study of boundary layer separation in truncated ideal contour nozzles. In: *Shock Waves* 19 (2009), Nr. 3, S. 185–191. <http://dx.doi.org/10.1007/s00193-008-0174-6>. – DOI 10.1007/s00193–008–0174–6. – ISSN 0938–1287
- [94] STRAUB, Jonas: *Auslegung und Konstruktion einer optisch zugänglichen Versprühkammer mit Durchführung von Cold-Flow-Injektor-Versuchen bei verschiedenen Gegendrücken*. Heilbronn, Hochschule Heilbronn, Bachelorarbeit, 2023
- [95] SUTTON, George P.: *Rocket Propulsion Elements*. 9th ed. New York : John Wiley & Sons Incorporated, 2017 <http://gbv.ebib.com/patron/FullRecord.aspx?p=4756773>. – ISBN 978–1–118–75365–1
- [96] SUYARI, M. ; LEFEBVRE, A. H.: Film thickness measurements in a simplex swirl atomizer. In: *Journal of Propulsion and Power* 2 (1986), Nr. 6, S. 528–533. <http://dx.doi.org/10.2514/3.22937>. – DOI 10.2514/3.22937. – ISSN 0748–4658

- [97] TC MESS- UND REGELTECHNIK GMBH: *Thermoelement Typ K - Technische Informationen*
- [98] TOKUDOME, Shinichiro ; GOTO, Ken ; YAGISHITA, Tsuyoshi ; SUZUKI, Naohiro ; YAMAMOTO, Takayuki: An Experimental Study of a Nitrous Oxide / Ethanol (NOEL) Propulsion System. In: *AIAA Propulsion and Energy 2019 Forum*. Reston, Virginia : American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2019. – ISBN 978-1-62410-590-6
- [99] TOKUDOME, Shinichiro ; YAGISHITA, Tsuyoshi ; GOTO, Ken ; SUZUKI, Naohiro ; YAMAMOTO, Takayuki ; DAIMOH, Yasuhiro: An Experimental Study of an N<sub>2</sub>O / Ethanol Propulsion System with 2 kN Thrust Class BBM. In: *TRANSACTIONS OF THE JAPAN SOCIETY FOR AERONAUTICAL AND SPACE SCIENCES, AEROSPACE TECHNOLOGY JAPAN* 19 (2021), Nr. 2, S. 186–192. <http://dx.doi.org/10.2322/tastj.19.186>. – DOI 10.2322/tastj.19.186
- [100] TOKUDOME, Shinichiro ; YAGISHITA, Tsuyoshi ; HABU, Hiroto ; SHIMADA, Toru ; DAIMOU, Yasuhiro: Experimental Study of an N<sub>2</sub>O/Ethanol Propulsion System. In: *43rd AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit*. Reston, Virginia : American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2007. – ISBN 978-1-62410-011-6
- [101] VEJLENS, Emil ; JOURDAY, Dylan de: *Fluid flow features in swirl injectors for ethanol fueled rocket: Analysis using computational fluid dynamics*. Stockholm, KTH, School of Engineering Sciences, Student thesis, 2022. <https://www.diva-portal.org/smash/record.jsf?pid=diva2%3A1673875&dswid=-1645>
- [102] VERNACCHIA, Matt: *Pyralis rocket engine*. [https://mvernacc.github.io/portfolio/project\\_pages/pyralis/](https://mvernacc.github.io/portfolio/project_pages/pyralis/). Version: 2015
- [103] WANG, X. F. ; LEFEBVRE, A. H.: Mean drop sizes from pressure-swirl nozzles. In: *Journal of Propulsion and Power* 3 (1987), Nr. 1, S. 11–18. <http://dx.doi.org/10.2514/3.22946>. – DOI 10.2514/3.22946. – ISSN 0748-4658
- [104] WEI, Xiao ; YONG, Huang: Improved Semiempirical Correlation to Predict Sauter Mean Diameter for Pressure-Swirl Atomizers. In: *Journal of Propulsion and Power* 30 (2014), Nr. 6, S. 1628–1635. <http://dx.doi.org/10.2514/1.B35238>. – DOI 10.2514/1.B35238. – ISSN 0748-4658
- [105] YANG, Li-jun ; GE, Ming-he ; ZHANG, Meng-zheng ; FU, Qing-fei ; CAI, Guo-biao: Spray Characteristics of Recessed Gas-Liquid Coaxial Swirl Injector. In: *Journal of Propulsion and Power* 24 (2008), Nr. 6, S. 1332–1339. <http://dx.doi.org/10.2514/1.23977>. – DOI 10.2514/1.23977. – ISSN 0748-4658

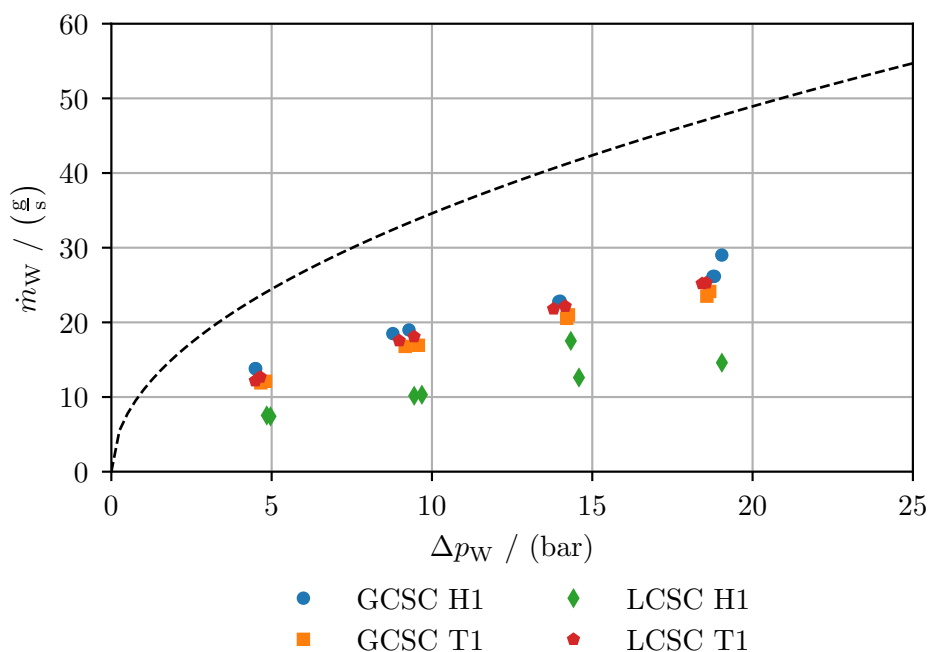
# A. Anhang

## A.1. Vorversuche

Die Vorversuche zeigten, dass die anfänglich gewählten Einlassdurchmesser der Swirl-Elemente zu klein waren, um einen ausreichenden Massenstrom beim geforderten Druckverlust zu liefern. Abbildung A.1 zeigt die Massenströme der ersten Generation an Injektoren. Teilweise waren nicht alle Einlässe durchgängig, wie bei LCSC T1 zu sehen, der einen um etwa ein Drittel reduzierten Massenstrom im Vergleich zu den anderen Injektoren aufweist.

Außerdem zeigten die Versuche, dass kurze Recess-Längen zu sehr inhomogenen Sprays führen (Abb. A.2).

In einer weiteren Testreihe, wurden die Spraywinkel des geschlossenen Swirl-Elements der LCSC-Injektoren bestimmt, um den Recess entsprechend anzupassen. Wie in Abb. A.3 zu erkennen ist, bleiben sowohl oberer als auch unterer Spraywinkel über den gesamten Drosselbereich nahezu konstant.



**Abbildung A.1:** Gemessene Wasser- und Stickstoffmassenströme der ersten Injektorgeneration und theoretische Massenströme über den Druckverlust

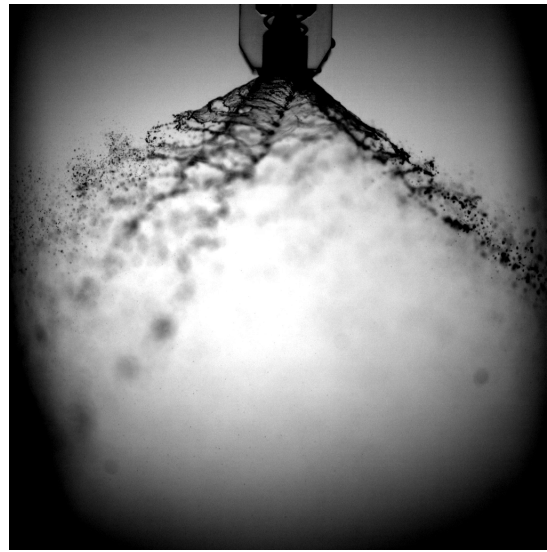


Abbildung A.2: Spray eines GCSC-Injektors mit  $K_R = 0,75$

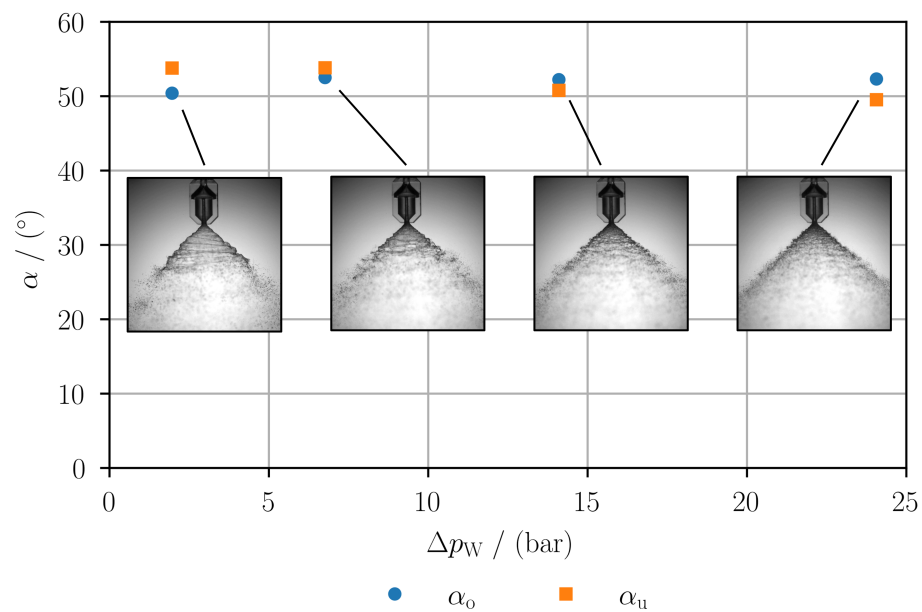


Abbildung A.3: Spraywinkel des geschlossenen Swirl-Elements der LCSC-Injektoren über den Druckverlust



## A.2. Vergleich der Versuche mit Korrelationen aus der Literatur

### A.2.1. SMD

Abbildungen A.4 und A.5 zeigen die gemessenen Tropfengrößen der Injektoren GCSC T3\_LD20\_t05 und LCSC T3 ohne Gasströmung ( $J = 0$ ). Zusätzlich sind die Korrelationen des SMD von Jasuja [46], Wang und Lefebvre [103] sowie Wei und Yong [104] aus den Gleichungen 4.12, 4.13 und 4.15 dargestellt. Die für die Korrelation benötigten Werte wurden für eine Temperatur von  $20^\circ\text{C}$  aus einer Stoffdatenbank entnommen. Der Spraywinkel und die Filmdicke sind mit den entsprechenden Korrelationen aus Kapitel 4 berechnet.

Der Koeffizient  $C$  der Korrelation von Wei und Yong wurde zu  $C_{\text{GCSC}} = 1478$  und  $C_{\text{LCSC}} = 1274$  bestimmt.

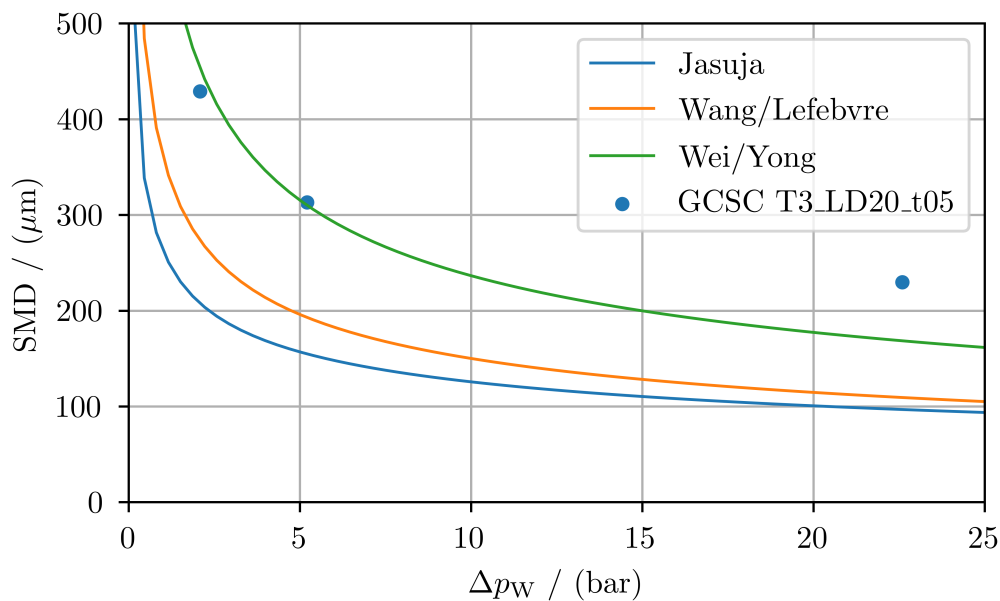


Abbildung A.4: Mittlerer Sauterdurchmesser von GCSC T3\_LD20\_t05 ohne Gasströmung über den Druckverlust verglichen mit diversen Korrelationen

### A.2.2. Spraywinkel

Ein Vergleich der gemessenen Spraywinkel mit den durch die Korrelationen von Im et al. [44] vorhergesagten Spraywinkeln (Gleichungen 4.25 bis 4.27) ist in Abb. A.6 und A.7 dargestellt. Für den GCSC besitzt die Korrelation für niedrige Werte von  $J$  den Index l und die Korrelation für größere Werte den Index h. Für beide Injektortypen bilden die Korrelationen das reale Verhalten nur sehr eingeschränkt ab. Vor allem bei großen Impulsstromverhältnissen weicht die Korrelation stark ab, da sie sich asymptotisch 0 nähert.

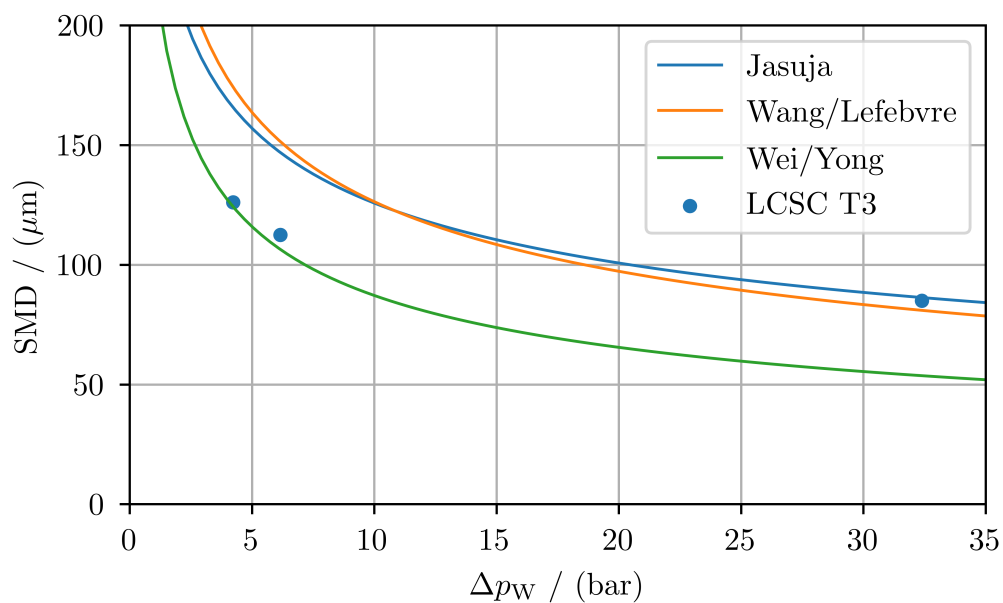


Abbildung A.5: Mittlerer Sauterdurchmesser von LCSC T3 ohne Gasströmung über den Druckverlust verglichen mit diversen Korrelationen

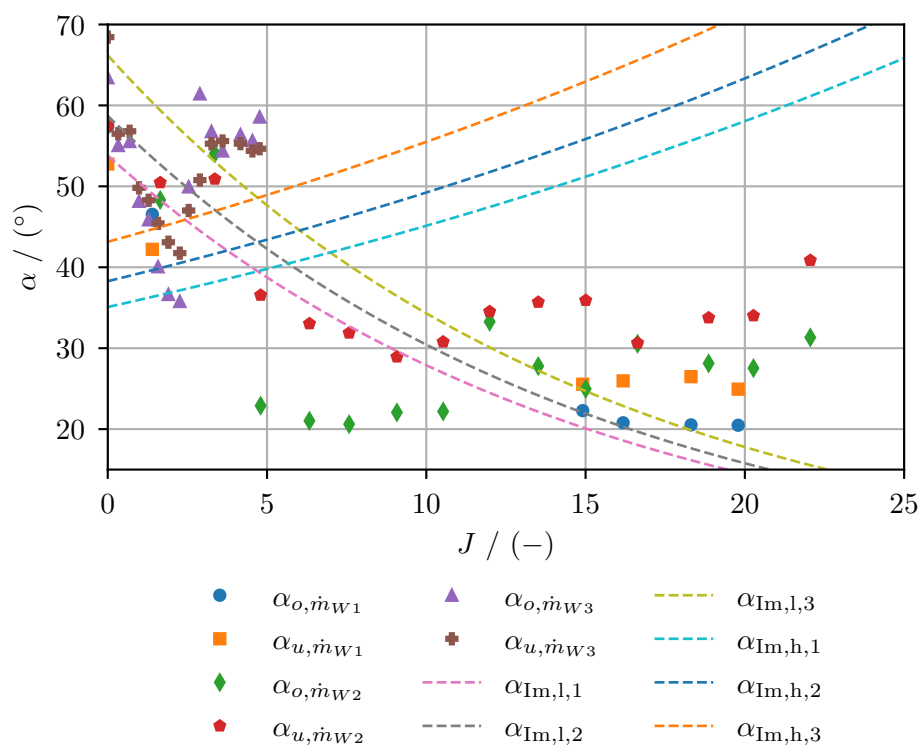


Abbildung A.6: Oberer und unterer Spraywinkel von GCSC T3\_LD20\_t05 über das Impulsstromverhältnis verglichen mit der Korrelation von Im et al. [44]

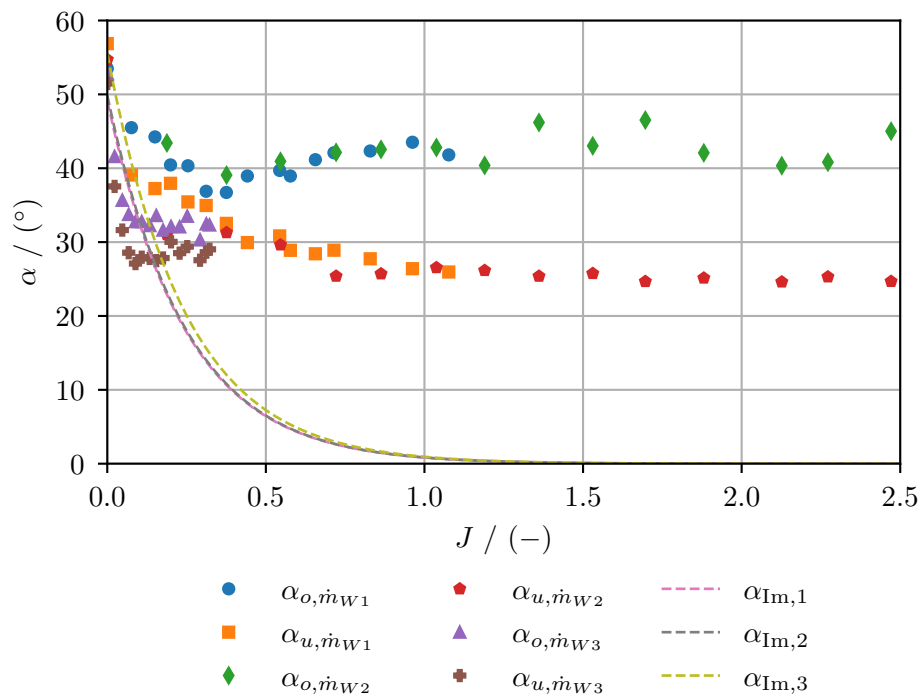


Abbildung A.7: Oberer und unterer Spraywinkel von LCSC T3 über das Impulsstromverhältnis verglichen mit der Korrelation von Im et al. [44]