



Aerospace
& Geodesy

Ralf Daniel Schmidt

Ejektordüsen zur Schubverstärkung von kleinen Turbojet-Triebwerken

Ejektordüsen zur Schubverstärkung von kleinen Turbojet-Triebwerken

Ralf Daniel Schmidt

Vollständiger Abdruck der von der School of Engineering and Design der Technischen Universität München zur Erlangung eines Doktors der Ingenieurwissenschaften (Dr.-Ing.) genehmigten Dissertation.

Vorsitz:

Prof. Dr.-Ing. Agnes Jocher

Prüfende der Dissertation:

1. Prof. Dr.-Ing. Volker Gümmer
2. Prof. Dr.-Ing. habil. Andreas Hupfer

Die Dissertation wurde am 06.02.2024 bei der Technischen Universität München eingereicht und durch die TUM School of Engineering and Design am 17.06.2024 angenommen.

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

Impressum

1. Auflage

Copyright © 2024 TUM.University Press
Copyright © 2024 Ralf Daniel Schmidt (ORCID-ID: 0000-0001-5613-8349)

Layout und Gestaltung: Ralf Daniel Schmidt
Umschlaggestaltung: Gisela Roetzer
Umschlagabbildung: Ralf Daniel Schmidt

Digitale Ausgabe der gleichnamigen Printversion.

TUM.University Press
Technische Universität München
Arcisstraße 21
80333 München

DOI 10.14459/2024md1734677 (Digitalausgabe)
ISBN 978-3-95884-089-8 (Druckausgabe)

www.tum.de

Vorwort

Die vorliegende Dissertation beschäftigt sich mit der Untersuchung und Entwicklung von Ejektordüsen zur Schubverstärkung kleiner Turbojet-Triebwerke. Das Thema dieser Arbeit ist eng mit der zunehmenden Bedeutung von unbemannten Luftfahrzeugen (UAVs) in kommerziellen Anwendungen verknüpft. Der Fokus liegt dabei auf der Optimierung des Schub-Gewichts-Verhältnisses und der Reduktion des schubspezifischen Verbrauchs von kleinen Turbojet-Triebwerken, um Reichweite, Einsatzzeit und Nutzlast zu maximieren.

In dieser Arbeit wird ein alternatives Konzept zur Schubverstärkung erforscht, das auf der Verwendung einer Ejektordüse basiert. Diese Technologie ermöglicht durch die Erzeugung eines sekundären Massenstroms eine signifikante Verbesserung der Schubleistung ohne wesentliche Änderungen der bestehenden Triebwerksarchitektur. Die Ergebnisse zeigen das Potential dieser Technologie auf und leisten einen wichtigen Beitrag zur Weiterentwicklung effizienter Antriebssysteme für UAVs.

Ich möchte allen danken, die diese Forschungsarbeit unterstützt und begleitet haben. Mein besonderer Dank gilt meinen Betreuern sowie den Kollegen und Freunden, deren Expertise und Unterstützung wesentlich zum Erfolg dieser Arbeit beigetragen haben.

Kurzfassung

Ejektordüsen zur Schubverstärkung von kleinen Turbojet-Triebwerken

Die kommerzielle Anwendung von zivil genutzten unbemannten Luftfahrzeugen (UAV) wird bisher vor allem im Transportsektor mit kurzer Missionszeit erprobt. Zukünftig sollen Aufgaben mit hoher zeitlicher Priorität wie Transport von Medikamenten, biologische Proben und Notfallequipment sowie zur Unterstützung der Sicherheitskräfte umgesetzt werden. Zum Erhalt des Kostenvorteiles der unbemannten Systeme wird die Weiterentwicklung des Antriebssystems im Vergleich zur bemannten Luftfahrt durch die wirtschaftlichen Randbedingungen stärker beeinflusst.

Die wichtigsten Anforderungen an die Triebwerke sind zum einen ein niedriger schubspezifischer Verbrauch um die Reichweite, die Einsatzzeit und die Nutzlast zu erhöhen, und zum anderen ein hohes Schub-Gewichtsverhältnis, um die geforderte Geschwindigkeit und Manövrierfähigkeit zu erreichen. In der Schubklasse mit weniger als 500 N Maximalschub dominieren Triebwerke in Turbojet-Bauweise. Der einfache Aufbau ermöglicht ein günstiges, kompaktes und robustes Triebwerk mit hoher Leistungsdichte. Nachteilig wirkt sich jedoch der hohe spezifische Verbrauch aus. Die Optimierung des thermischen Kreisprozesses durch höhere Druck- und Temperaturverhältnisse sowie die Steigerung der Komponentenwirkungsgrade sind innerhalb der gesetzten ökonomischen Randbedingungen bei diesen Triebwerken nahezu ausgereizt.

Diese Forschungsarbeit untersucht alternative Konzepte zur Schubsteigerung und Reduktion des spezifischen Verbrauchs für kleine Turbojet-Triebwerke. Unter den betrachteten Konzepten bietet vor allem die Erzeugung eines sekundären Massenstroms hohes Potential den Schub zu steigern und den spezifischen Verbrauch zu senken. Die Turbofan-Bauweise ist im Bereich unter 500 N Maximalschub aufgrund der Herausforderungen bei der Fertigung, dem Material und der Komplexitätszunahme bisher durch die ökonomischen Randbedingungen ausgeschlossen.

Eine Ejektordüse fördert einen sekundären Massenstrom durch die heiße und schnelle Düsenströmung des Turbojet-Triebwerks und bewirkt eine Schubverstärkung. Das System bedarf keinerlei beweglicher Teile und ermöglicht eine kostengünstige Nachrüstung bestehender Triebwerke mit nur niedrigem Gewichtszuwachs. Durch den sekundären Massenstrom aus Umgebungsluft wird die heiße Abgasströmung gekühlt und die thermische Belastung im Bereich der

Düse reduziert. Dies erleichtert darüber hinaus die Integration des Triebwerks in ein Luftfahrzeug.

Für kleine Turbojet-Triebwerke bis zu 500 N Maximalschub wurde die Ejektordüse bisher kaum untersucht. Die Zielsetzung für diese Arbeit besteht daher in der Maximierung der Schubverstärkung mit einer kompakten Ejektordüse. In der experimentellen Untersuchung wurden verschiedene Ejektordüsen an einem 200-N-Turbojet-Triebwerk vermessen. Es wurde nachgewiesen, dass das Hinzufügen einer Ejektordüse die Betriebsparameter Gesamtdruckverhältnis, Drehzahl, Luftmassenstrom und Brennstoffmassenstrom nicht beeinflusst. Die numerische Simulation der Strömung der Primärdüse und der Ejektordüse wurde mit den experimentellen Ergebnissen validiert. Mit dem numerischen Modell wurden die Konstruktionsparameter von blütenförmiger Primärdüse und Ejektordüsen variiert, um optimale geometrische Verhältnisse für die Maximierung der Schubverstärkung zu erreichen. Ein Zusammenhang zwischen maximaler Schubverstärkung, sekundärem Massenstromverhältnis und dem Mischgrad am Austritt der Ejektordüse konnte ermittelt und in Verbindung mit den geometrischen Verhältnissen an der Ejektordüse gebracht werden.

Im Ergebnis konnte eine Ejektordüse mit blütenförmiger Primärdüse entwickelt werden, die in der Simulation 19,6 % Schubverstärkung und in der experimentellen Messung 17,3 % bei gleicher Reduktion des schubspezifischen Verbrauchs erreicht. Die hohe nachgewiesene Schubverstärkung bestätigt die aus der Parametervariation gewonnene Optimierungsstrategie. Zusätzlich wurden einige Erkenntnisse zur Modifikation der Lärmemission und zur Verringerung der Wärmebelastung für eine einfachere Integration gewonnen. In der Schlussfolgerung kann die Kombination aus kleinem Turbojet-Triebwerk und Ejektordüse als sofort verfügbare Technologie das Einsatzspektrum von kompakten und schnellfliegenden unbemannten Luftfahrzeugen erweitern.

Summary

Thrust augmentation for very small turbojet engines using ejector nozzles

The commercial application of civil unmanned aerial vehicles (UAVs) has predominantly been tested in the transportation sector with short mission durations. In the future, tasks of high temporal priority, such as the transportation of medications, biological samples, emergency equipment, and support for security forces, are intended to be implemented. To maintain the cost advantage of unmanned systems, the development of the propulsion system is more strongly influenced by economic constraints compared to manned aviation.

The primary requirements for the engines contain a low thrust-specific fuel consumption to increase range, mission time, and payload. Besides that, a high thrust-to-weight ratio is needed to achieve the required speed and maneuverability. The thrust class with less than 500 N maximum thrust is dominated by engines in the turbojet design. The simple construction allows for an economical, compact, and robust engine with high power density. However, the high specific fuel consumption is a disadvantage. Optimization of the thermal cycle through higher pressure and temperature ratios, as well as increasing component efficiencies, has been nearly exhausted within the economic constraints set for these engines.

This research examines alternative concepts for thrust augmentation and specific fuel consumption reduction for very small turbojet engines. Among the considered concepts, the generation of a secondary mass flow holds significant potential for increasing thrust and lowering specific fuel consumption. But the turbofan design has been excluded in the sub-500 N maximum thrust range due to challenges in manufacturing, materials, and increased complexity, dictated by economic constraints.

An ejector nozzle induces a secondary mass flow through the hot and fast exhaust jet of the turbojet engine and results in a thrust augmentation. The system requires no moving parts and allows for cost-effective retrofitting of existing engines with minimal weight increase. The secondary mass flow from ambient air cools the hot exhaust and reduces the thermal stress in the nozzle area. Furthermore, this system improves the integration of the engine into an aircraft.

The lobe mixer nozzle has been scarcely investigated for very small turbojet engines up to 500 N maximum thrust. The goal of this work is to maximize thrust

augmentation with a compact ejector nozzle. In experimental investigations various ejector nozzles were measured on a 200 N turbojet engine. It was demonstrated that adding an ejector nozzle does not influence operating parameters such as overall pressure ratio, speed, air mass flow, and fuel mass flow. The numerical simulation of the flow at the primary nozzle and ejector nozzles was validated with the experimental results. The design parameters of the lobe mixer nozzle and ejector nozzles were varied to achieve optimal geometric ratios for maximizing thrust augmentation using the numerical model. A relationship between maximum thrust augmentation, secondary mass flow ratio, and the degree of mixing at the exit of the ejector nozzle was identified and correlated with the geometric ratios at the ejector nozzle.

As a result, a lobe mixer nozzle with an ejector nozzle was developed, achieving 19.6% thrust augmentation in simulation and 17.3% in experimental measurement with the same reduction in thrust-specific fuel consumption. The high demonstrated thrust augmentation confirms the optimization strategy derived from parameter variation. Additionally, some insights into modifying noise emissions and reducing heat stress were gained for easier integration. In conclusion, the combination of a very small turbojet engine and an ejector nozzle with lobe mixer nozzle can expand the operational spectrum of compact and fast-flying unmanned aerial vehicles.

Inhalt

1	Einleitung.....	1
2	Stand der Technik der kleinen Turbojet-Triebwerke.....	9
2.1	Aufbau der kleinen Turbojet-Triebwerke.....	9
2.2	Thermodynamische Auslegung der kleinen Turbojet-Triebwerke.....	11
2.3	Begrenzungen und Verbesserungspotentiale.....	14
2.4	Bewertung des Stands der Technik kleiner Turbojet-Triebwerke.....	17
2.5	Forschungsbedarf bei kleinen Turbojet-Triebwerken.....	19
3	Methoden zur Schubsteigerung.....	21
3.1	Ansätze zur Schubsteigerung.....	21
3.1.1	Nachbrenner.....	21
3.1.2	Wassereinspritzung.....	24
3.1.3	Luftabzapfung.....	30
3.1.4	Erhöhung des Massenstroms.....	30
3.2	Bewertung der Konzepte zur Eignung für kleine Turbojet-Triebwerke.....	34
3.3	Forschungsbedarf Schubverstärkung für kleine Turbojet-Triebwerke.....	38
4	Stand der Technik Ejektordüsen.....	39
4.1	Grundlagen des Ejektordüsenkonzepts.....	39
4.1.1	Analytische Betrachtung mit Kontrollvolumen.....	43
4.1.2	Analytische Betrachtung auf Basis des physikalischen Phänomens.....	48
4.2	Experimentelle Untersuchung für Luftfahrtanwendungen.....	50
4.2.1	Primärdüse.....	50
4.2.2	Mischrohr.....	54
4.2.3	Sekundäreinlauf.....	57
4.2.4	Diffusor.....	57
4.2.5	Auswirkung der äußeren Anströmung.....	60
4.3	Anwendung in Luftfahrzeugen.....	60
4.4	Ansätze zur Anwendung bei kleinen Turbojet-Triebwerken.....	62
4.5	Forschungsbedarf bei Ejektordüsen an kleinen Turbojet-Triebwerken.....	63
4.5.1	Untersuchungsmethodik.....	64
4.5.2	Definition der Bewertungsgrößen.....	64

5	Entwicklung der Ejektordüse für kleine Turbojet-Triebwerke	67
5.1	Grundkonzept.....	67
5.2	Auslegung der blütenförmigen Primärdüse	68
5.3	Auslegung der Ejektordüse	77
6	Aufbau des Prüfstands zur Vermessung kleiner Schubtriebwerke	81
6.1	Messstellen am Triebwerk.....	81
6.2	Anforderungen	83
6.2.1	Betrieb des kleinen Turbojet-Triebwerks.....	83
6.2.2	Anforderung an die Erfassung der Messgrößen	84
6.2.3	Anforderungen an die Vermessung der Düsenströmung	85
6.3	Aufbau des Prüfstands	86
6.3.1	Struktur des Prüfstands.....	86
6.3.2	Elektronik	91
6.3.3	Triebwerkselektronik	91
6.4	Messtechnik	93
6.4.1	Schubkraftmessung	94
6.4.2	Brennstoffmassenstrommessung.....	95
6.4.3	Digitale Messung der Triebwerksdrehzahl	96
6.4.4	Thermoelemente	97
6.4.5	Temperaturmessung mit Widerstandsthermometern	99
6.4.6	Analoge Messwerte.....	100
6.4.7	Ringmesssystem.....	102
6.4.8	Schlierenoptik	105
6.5	Programm zur Datenerfassung	107
7	Experimentelle Untersuchungen	109
7.1	Allgemeine Vorgehensweise bei der Vermessung	109
7.1.1	Definition der Laststufen	110
7.1.2	Vorgehensweise zur Vermessung der Düsenströmung	110
7.2	Allgemeine Vorgehensweise bei der Auswertung der Messdaten.....	111
7.2.1	Auswertung der Daten zur Ermittlung des Betriebszustands	112
7.2.2	Auswertung zur Analyse der Düsenströmung von Primärdüsen	112
7.2.3	Auswertung zur Analyse der Düsenströmung von Ejektordüsenkonfigurationen.....	113

7.2.4	Bewertung von Temperatur- und Geschwindigkeitsprofilen	115
7.3	Referenzmessung mit der Standard-Schubdüse.....	116
7.3.1	Auswertung der Referenzmessung.....	116
7.3.2	Analyse der Düsenströmung.....	120
7.3.3	Schlussfolgerungen zur Düsenströmung der Standarddüse	127
7.4	Vermessung von Primärdüsen mit höherer Mischfähigkeit	130
7.4.1	Auswertung der Leistungsdaten der Primärdüsen mit Mischfähigkeit.....	131
7.4.2	Analyse der Chevrongdüse CVN	134
7.4.3	Analyse der blütenförmigen Primärdüse LMN.....	138
7.4.4	Analyse blütenförmige Primärdüse „scaloped“ LMN-Sc.....	143
7.4.5	Schlussfolgerungen zu Primärdüsen mit erhöhter Mischfähigkeit.....	148
7.5	Messung an unterschiedlichen Ejektordüsenkonfigurationen.....	149
7.5.1	Auswertung der Ejektordüsenkonfigurationen.....	149
7.5.2	Analyse der Temperatur- und Geschwindigkeitsfelder.....	152
7.5.3	Schlussfolgerung zur Vermessung der Ejektordüsenkonfigurationen	161
7.6	Schlussfolgerung aus der experimentellen Vermessung	161
8	Numerische Untersuchung	165
8.1	Allgemeiner Aufbau der numerischen Simulation.....	165
8.2	Untersuchung der blütenförmigen Primärdüse	166
8.2.1	Aufbau der Simulation der Primärdüsen in Ansys CFX.....	166
8.2.2	Validierung mittels experimenteller Daten der Primärdüsen	171
8.2.3	Validierung mittels Messdaten zur Düsenströmung der Primärdüsen.....	172
8.2.4	Parametervariation der blütenförmigen Primärdüse.....	182
8.2.5	Parameter zur Erhöhung der Mischfähigkeit der blütenförmigen Primärdüse	189
8.3	Untersuchung der Konstruktionsparameter der Ejektordüse.....	190
8.3.1	Aufbau der Simulation der Ejektordüse in Ansys CFX	190
8.3.2	Netzstudie zur Unabhängigkeit der Ergebnisse	193
8.3.3	Validierung mittels experimenteller Daten der Ejektordüse.....	194
8.3.4	Validierung mittels Messdaten zur Düsenströmung der Ejektordüsen	198
8.3.5	Parametervariation der Ejektordüse.....	212
8.3.6	Systematik zur Maximierung der Schubverstärkung.....	220
8.4	Validierung der optimierten Konstruktionsparameter der Ejektordüse	222

Inhalt

9	Weitere Erkenntnisse aus der Untersuchung der Ejektordüse	227
9.1	Ergebnisse der Lärmuntersuchung	227
9.2	Reduktion der Abgastemperatur.....	230
10	Zusammenfassung und Schlussfolgerung.....	233
11	Ausblick	243
A	Bedieneroberfläche des LobeMixerNozzle-Generator-Programms	245
B	Berechnung des Düsendruckverhältnisses aus den Messdaten	249
	Literaturverzeichnis.....	251
	Abbildungsverzeichnis	265
	Tabellenverzeichnis	271

Formelverzeichnis

Lateinische Symbole

	Einheit	Bedeutung
A	m ²	Fläche
A _{Dif}	m ²	Diffusoraustrittsfläche
A _{DQ}	m ²	Strömungsquerschnitt der Düse
A _I	m ²	Flächeninhalt des Teildreieck I der Blütenquerschnittskontur
A _{II}	m ²	Flächeninhalt des Teildreieck II der Blütenquerschnittskontur
a _{II}	m	Länge im Teildreieck II der Blütenquerschnittskontur
A _{III}	m ²	Flächeninhalt des Teildreieck III der Blütenquerschnittskontur
a _{III}	m	Länge im Teildreieck III der Blütenquerschnittskontur
A _{IK}	m ²	Querschnittsfläche des Innenkonus
A _{IK}	m ²	Querschnittsfläche des Innenkonus
A _{In}	m ²	Eintrittsfläche Ejektoreinlauf
A _{IV}	m ²	Flächeninhalt des Teildreieck IV der Blütenquerschnittskontur
A _M	m ²	Querschnittsfläche Ejektorrohr
A _{Mess}	m ²	Fläche Messebene im Ejektoreinlauf
A _p	m ²	Austrittsfläche Primärdüse
A _s	m ²	Querschnittsfläche Sekundärströmung
b _{II}	m	Länge im Teildreieck II der Blütenform
b _{III}	m	Länge im Teildreieck III der Blütenform
c	m/s	Strömungsgeschwindigkeit
C	-	Korrekturfaktor Normeinlauf
\bar{c}	m/s	Gemittelte Strömungsgeschwindigkeit
c ₀	m/s	Geschwindigkeit am Triebwerkseintritt bzw. der Umgebung
c ₉	m/s	Austrittsgeschwindigkeit Ebene 9
c _{9,NB}	m/s	Austrittsgeschwindigkeit Ebene 9 mit Nachbrenner
c _{EJX}	m/s	Strömungsgeschwindigkeit Austritt Ejektordüse
c _{II}	m	Länge im Teildreieck II der Blütenquerschnittskontur
c _{III}	m	Länge im Teildreieck III der Blütenquerschnittskontur
c _p	J/(kg·K)	Spezifische Wärmekapazität

Formelverzeichnis

$c_{p,EjX}$	$J/(kg \cdot K)$	Spez. Wärmekapazität Medium am Austritt aus der Ejektordüse
$c_{p,M}$	$J/(kg \cdot K)$	Spezifische Wärmekapazität gemischtes Medium in der Ejektordüse
$c_{p,PM}$	$J/(kg \cdot K)$	Spezifische Wärmekapazität primäres Medium
$c_{p,SM}$	$J/(kg \cdot K)$	Spezifische Wärmekapazität sekundäres Medium
c_{PM}	m/s	Strömungsgeschwindigkeit Massenstrom Primärdüse
$c_{PM,e}$	m/s	primäre Austrittsgeschwindigkeit mit Nebenstrom
$c_{PM,e*}$	m/s	primäre Austrittsgeschwindigkeit ohne Nebenstrom
c_{SM}	m/s	Strömungsgeschwindigkeit Sekundärmassenstrom
$c_{SM,e}$	m/s	sekundäre Austrittsgeschwindigkeit des Nebenstroms
c_{u1}	m/s	Umfangskomponente der Absolutgeschwindigkeit am Rotoreintritt
c_{u2}	m/s	Umfangskomponente der Absolutgeschwindigkeit am Rotoraustritt
D	m	Innendurchmesser des Ejektorrohrs
d_{G1}	m	Gehäusedurchmesser Verdichtereintritt
d_{II}	m	Länge im Teildreieck II der Blütenquerschnittskontur
$d_{II,end}$	m	Innerer Durchmesser der nach innen laufenden Blüte am Austritt
D_N	m	Bezugsdurchmesser Normeinlauf
d_N	m	Halsdurchmesser Normeinlauf
$d_{ol,end}$	m	Äußerer Durchmesser der nach außen laufenden Blüte am Austritt
d_{REj}	m	Höhe Ringspalt zwischen blütenförmiger Primärdüse und Ejektorrohr
d_{TW}	m	Außerdurchmesser des Triebwerks
F	N	Schubkraft
F_{Aug}	F	Schub mit Modifikation zur Schubverstärkung
F_{Ej}	N	Schub mit Ejektordüse
F_{korr}	N	Dichtekorrigierter Schub
F_{Spez}	m/s	Spezifische Schubkraft
F_{TJ}	F	Schub des Turbojet-Triebwerks
$h_{c,III}$	m	Höhe im Teildreieck III der Blütenquerschnittskontur
H_i	J/kg	Heizwert

h_i	m	Gesamthöhe Blüte
$\Delta h_{t, \text{Stufe}}$	$\text{kg} \cdot \text{m}^2 / \text{s}^2$	Spezifische Totalenthalpiedifferenz der Stufe
K	-	Korrekturfaktor
K_M	-	Gladstone-Dale Koeffizient
K_{PM}	-	Geschwindigkeitskoeffizient für Primärströmung
L	m	Länge der Ejektordüse
ΔL	m	Längenänderung der Ejektordüse durch den Diffusor
L/D	-	Längenverhältnis Ejektordüse
L_i	m	Länge der Blüte
\dot{m}	kg/s	Massenstrom
\dot{m}_4	kg/s	Gesamtmassenstrom durch Turbojet-Triebwerk
Ma	-	Machzahl
Ma_e	-	Machzahl Austritt
\dot{m}_{Br}	kg/s	Brennstoffmassenstrom
$\dot{m}_{Br, Aug}$	kg/s	Brennstoffverbrauch mit Modifikation zur Schubverstärkung
$\dot{m}_{Br, TJ}$	kg/s	Brennstoffverbrauch des Turbojet-Triebwerks
\dot{m}_{EjX}	kg/s	Gesamtmassenstrom Austritt Ejektordüse
\dot{m}_{korr}	kg/s	Korrigierter Massenstrom
\dot{m}_L	kg/s	Luftmassenstrom
\dot{m}_{PM}	kg/s	primärer Massenstrom
\dot{m}_{SM}	kg/s	sekundärer Massenstrom
n_1	u/min	Drehzahl Triebwerkswelle
n_{korr}	u/min	Korrigierte Drehzahl
n_{LMN}	-	Anzahl der Blüten
n_M	-	Brechungsindex
p	Pa	Statischer Druck
p_0	Pa	Umgebungsdruck
p_9	Pa	Statischer Druck am Austritt der Düse des Turbojet-Triebwerks
p_{BK}	Pa	Brennkammerdruck
p_{dyn}	Pa	Dynamischer Druck
PEN	-	Penetration der Ejektordüsenfläche durch die Blüten
P_{nutz}	W	Nutzleistung
Pr	-	Prandtl-Zahl

Formelverzeichnis

p_{si}	Pa	Druck in der Ejektordüse am Austritt der Primärdüse
p_{si}'	Pa	Druck in der Ejektordüse Austritt Primärdüse bei konstanter Fläche
p_t	Pa	Totaldruck
$p_{t,PM}$	Pa	Totaldruck Medium Primärdüse
$p_{t,SM}$	Pa	Totaldruck sekundärer Massenstrom
p_{t3}	Pa	Totaldruck in der Triebwerksebene 3
p_{t5}	Pa	Totaldruck Eintrittsebene Düse
p_{t9}	Pa	Totaldruck am Austritt der Schubdüse des Turbojet-Triebwerks
p_{tM}	Pa	Totaldruck gemischter Massenstrom in der Ejektordüse
Δp_{Inlet}	Pa	Normeinlauf Differenzdruck
\dot{Q}	W	Zugeführter Wärmestrom
R	J/(mol·K)	Spezifische Gaskonstante
r	m	Radius
r_{recov}	-	Recovery-Faktor
r_{1il}	m	Erster Übergangsradius vom ringförmigen Strömungskanal in die nach innen laufenden Blüte
r_{1ol}	m	Erster Übergangsradius vom ringförmigen Strömungskanal in die nach außen laufenden Blüte
r_{2il}	m	Zweiter Übergangsradius vom ringförmigen Strömungskanal in die nach innen laufenden Blüte
r_{2ol}	m	Zweiter Übergangsradius vom ringförmigen Strömungskanal in die nach außen laufenden Blüte
r_{BM}	m	Radius Einlaufflippe
r_D	m	Umlenkradius Ejektoreinlauf zu Ejektorrohr
r_{G5}	m	Gehäuseradius Turbinenflansch
r_{G9}	m	Gehäuseradius Düsenaustritt
r_{IK}	m	Radius Innenkonus
$r_{IK,end}$	m	Radius Innenkonus Austrittsfläche der Düse
$r_{il,end}$	m	Innerer Radius der nach innen laufenden Blüte am Austritt
r_{in}	m	Wirkradius Ejektoreinlauf in der Simulation
R_M	m	Innenradius der Ejektordüse
r_{N9}	m	Nabenradius Düsenaustritt
r_{ol}	m	Radius nach außen laufenden Blüte

$r_{ol,end}$	m	Äußerer Radius der nach außen laufenden Blüte am Austritt
r_{ol}	m	Radius der nach außen laufenden Blüte
r_{α}	m	Radius in der nach außen laufenden Blüte der Querschnittskontur
r_{β}	m	Radius in der nach innen laufenden Blüte der Querschnittskontur
SMR	-	Sekundäres Massenstromverhältnis $\dot{m}_{SM}/\dot{m}_{PM}$
SMR _{rel}	-	Relatives sekundäres Massenstromverhältnis
T	°C	Statische Temperatur
T ₀	K	Umgebungstemperatur
T ₉	K	Statische Temperatur Primärdüse bei Entspannung auf Umgebung
T _{ISA}	K	Temperatur ISA-Standardatmosphäre
T _{mess}	°C	Gemessene Temperatur
T _{PM}	K	Statische Temperatur Massenstrom Primärdüse
T _{recov}	°C	Recovery-Temperatur
T _{Ref}	K	Referenztemperatur Prüfraum Triebwerksprüfstand
TSFC	g/kNs	Schubspezifischer Verbrauch
TSFC _{Aug}	g/kNs	Schubspez. Verbrauch mit Modifikation zur Schubverstärkung
TSFC _{rel}	%	Relative prozentuale Änderung des TSFCs
TSFC _{TJ}	g/kNs	Schubspez. Verbrauch des Turbojet-Triebwerks
T _{SM}	K	Statische Temperatur Sekundärmassenstrom
T _{t,SM}	K	Totaltemperatur sekundärer Massenstrom
T _{t2}	K	Verdichtereintrittstemperatur
T _{t4}	K	Totaltemperatur Brennkammeraustritt
T _{t5}	K	Totaltemperatur Turbinenustritt
T _{tM}	K	Totaltemperatur gemischter Massenstrom in der Ejektordüse
u ₁	m/s	Umfangsgeschwindigkeit der Rotorvorderkante
u ₂	m/s	Umfangsgeschwindigkeit der Rotorhinterkante
u _T	m/s	Wandnahe Strömungsgeschwindigkeit
W _{nutz}	J	Spezifische Nutzarbeit
W _{nutz,max}	J	Maximale spezifische Nutzarbeit
X	-	Abstand Austritt der Primärdüse und der Eintrittsebene in die Mischzone

Formelverzeichnis

X/D	-	Abstandsverhältnis Ejektordüse
y^+	-	y^+ Zahl
y_H	m	Höhe der ersten Schicht

Griechische Symbole

	Einheit	Bedeutung
α^*	-	invertiertes Flächenverhältnis $\alpha^* = 1/\alpha$
α_I	°	Winkel im Teildreieck I der Blütenquerschnittskontur
α_{III}	°	Winkel im Teildreieck III der Blütenquerschnittskontur
β	-	Einschnürrungsverhältnis Normeinlauf
β_{EjX}	-	Faktor für Geschwindigkeitsprofil am Ejektorausstritt
β_{III}	°	Blütenfankenwinkel
β_{Mix}	-	Mischgrad
$\beta_{Mix,HD}$	-	Hoch aufgelöster Mischgrad aus der Simulation
β_{SM}	-	Faktor für Geschwindigkeitsprofil am Ejektoreinlauf
γ	-	Diffusorflächenverhältnis $\gamma = A_{Dif}/A_M$
γ_{III}	°	Winkel im Teildreieck III der Blütenquerschnittskontur
δ_{II}	°	Winkel im Teildreieck II der Blütenquerschnittskontur
ε	-	Expansionsfaktor Normeinlauf
η	kg/(m·s)	dynamische Viskosität
η_{BK}	-	Ausbrandgrad Brennkammer
η_C	-	Wirkungsgrad des Turbokompressors
η_{Prop}	-	Vortriebswirkungsgrad
η_t	-	Wirkungsgrad der Turbinenstufe
$\eta_{t2 \rightarrow t3}$	-	isentropen Verdichterwirkungsgrad
$\eta_{t4 \rightarrow t5}$	-	isentropen Turbinenwirkungsgrad
η_{th}	-	Thermischer Wirkungsgrad
Θ	°	Segmentwinkel
κ	-	Isentropenexponent (ideales Gas)
λ	W/(m·K)	Wärmeleitfähigkeit
ξ	-	Verhältnis zwischen maximaler und nutzbarer kinetischer Energie

ξ_{cut}	°	Cutback Winkel Blüte
ξ_{In}	°	Winkel des Ejektoreinlaufs zur Längsachse
$\Pi_{t2 \rightarrow t3}$	-	Verdichterdruckverhältnis p_{t3}/p_{t2}
$\Pi_{t3 \rightarrow t4}$	-	Totaldruckverhältnis Brennkammer
Π_{TW}	-	Triebwerksdruckverhältnis p_{BK}/p_0
ρ	kg/s	Dichte
ρ_1	kg/m ³	Dichte Normeinlauf
ρ_{ISA}	kg/m ³	Dichte bei ISA-Bedingungen
ρ_{ISA}	kg/m ³	Dichte bei ISA-Bedingungen
ρ_{LMN}	-	Blütendichte
ρ_{PM}	kg/m ³	Dichte primäre Strömung
ρ_{SM}	kg/m ³	Dichte sekundärer Massenstrom
σ_{il}	°	Austrittswinkel aus der nach innen laufenden Blüte
σ_{ol}	°	Austrittswinkel aus der nach außen laufenden Blüte
τ	N/m ²	Schubspannung
T_{W}	N	Reibungskraft an der Wand des Ejektorrohrs
Φ	-	Schubverstärkung
ϕ_{Dif}	°	Halböffnungswinkel Diffusors
Φ_{ideal}	-	Ideale Schubverstärkung
ϕ_{il}	°	Winkel der nach innen laufenden Blüte
ϕ_i	°	Gesamtwinkel der Blüte
Φ_{max}	-	Physikalische maximale Schubverstärkung
ϕ_{ol}	°	Winkel der nach außen laufenden Blüte
Φ_{rel}	%	Relative prozentuale Schubverstärkung
ψ	-	Verhältnis zwischen innerer Blüte und Innenkonus $\Gamma_{\text{il, end}}/\Gamma_{\text{IK, end}}$
Π	-	Gesamtdruckverhältnis p_{t3}/p_0
Π^*	-	Optimales Gesamtdruckverhältnis für maximale spezifische Nutzarbeit
Π_{D}	-	Düsendruckverhältnis p_9/p_9

Indizes

	Bedeutung		Bedeutung
9	Austritt Düse im Nahfeld	EJIn	Eintrittsebene Ejektordüse
EjX	Austrittsebene Ejektordüse	F	Ebene Fernfeld
i	Innere Messposition	m	Mittlere Messposition
o	Äußere Messposition		

Verzeichnis der Kurzzeichen

	Bedeutung		Bedeutung
ALMEC	Alternating Lobe Mixer Ejector Concept	API	Advanced Programming Interface
Blisk	Blade Integrated Disk	C4	Command, Control, Communications and Computers
CAD	Computer Aided Design	CC	Contoured Cone
CEL	Common Expression Language	CFD	Computer Fluid Dynamics
CFK	Carbonfaserverstärkter Kunststoff	CSV	Comma-Separated Values
CVN	Chevron Nozzle	DARPA	Defense Advanced Research Projects Agency
DI	Digital Input	DIF	Diffusor
DIN	Deutsche Industrienorm	DLR	Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt
DNS	Direct Numerical Simulation	DO	Digital Output
ECU	Engine Control Unit	EJ	Ejektordüse
eVTOL	Electric Vertical Take Off and Landing	FCAS	Future Combat Air System
GTP	Gasturbinenprüfstand	I ² C	Inter-Integrated Circuit
IEC	International Electrotechnical Commission	IR	Infrarot
ISA	International Standard Atmosphere	ISO	International Organization for Standardization
ISTR	Intelligence, Surveillance, Target acquisition and Reconnaissance	LAN	Lokal Area Network
LED	Light-Emitting Diode	LL	Loop Lobe (Schlaufenblüte)
LMN	Lobe Mixer Nozzle	LMN-Sc	Lobe Mixer Nozzle Scalloped
MTOW	Maximum Take Off Weight	MUT	Manned-Unmanned Teaming

Verzeichnis der Kurzzeichen

NACA	National Advisory Committee for Aeronautics	NGF	Next Generation Fighter
NGWS	Next Generation Weapon System	NI	National Instruments
OPR	Overall Pressure Ratio	PL	Parallel Lobe (parallele Blüte)
PSI	Pound-force per Square Inch	PWM	Pulsweiten Modulation
RANS	Reynolds-Averaged Navier-Stokes	SLM	Selective Laser Melting
SN	Standard Nozzle	SST	Shear Stress Transport
ST	Star Lobe (Sternblüte)	STOL	Short Take Off and Landing
TSFC	Thrust Specific Fuel Consumption	TTL	Transistor-Transistor-Logik
TWR	Thrust Weight Ratio	UAV	Unmanned Aerial Vehicle
UCAV	Unmanned Combat Air Vehicle	UUT	Unmanned-Unmanned Teaming
VBA	Visual Basic for Applications	VI	Virtual Instruments
VTOL	Vertical Take Off and Landing	WAR	Water Air Ratio

1 Einleitung

Die stark beschleunigte Entwicklung der Leistungsfähigkeit und Verfügbarkeit von Computer- und Kommunikationstechnologie im 21. Jahrhundert ermöglichte große Fortschritte beim Einsatz von unbemannten Luftfahrzeugen, kurz UAV (unmanned aerial vehicle). Die kommerzielle Anwendung von zivil genutzten unbemannten Luftfahrzeugen, auch Drohnen genannt, wird bisher vor allem im Transportsektor für Aufgaben mit kurzer Missionszeit erprobt. Des Weiteren werden Drohnen zunehmend für Aufgaben zur Zustandsüberprüfung von weitläufiger Infrastruktur oder der Überwachung von Agrarflächen eingesetzt [1]. Zukünftig soll der Transport von Material mit hoher zeitlicher Priorität umgesetzt werden. Dazu gehören Medikamente, biologische Proben oder Notfallausrüstung zur Unterstützung von Rettungskräften. Auch die Sicherheitsorgane erweitern ihre Fähigkeiten und nutzen zunehmend Drohnen zur Überwachung und zum Schutz kritischer Infrastruktur.

Der Entwicklungsansatz für kleine, vereinfachte UAVs geht auf den Modellbaubereich und militärische Anwendungen zurück. Kleinen Drohnen werden für Filmaufnahmen, lokale Aufklärung und Überwachung eingesetzt. Wesentliche Auslegungskriterien solcher Systeme sind eine hohe Kosteneffizienz bei Anschaffung, Betrieb und Wartung sowie geringe Anforderungen an die Qualifikation des Drohnenführers und an die notwendige Infrastruktur. Das Gewicht von Aufklärungssensorik oder der zu transportierenden Güter wie z.B. bei Medikamenten liefert in einem bemannten Fluggerät nur einen kleinen Anteil am Gesamtgewicht. Ohne Pilot können die Luftfahrzeuge für die gleiche Aufgabe viel kompakter und damit auch leichter sein. Die bisher eingesetzten elektrischen Antriebssysteme bestehen dabei meist aus den Komponenten Batterie, Elektromotor und Propeller. Daraus folgt, dass Einsatzzeit, Reichweite, Nutzlast und vor allem die Geschwindigkeit gering ausfallen.

Tabelle 1.1: Entwicklung des UAVs zur Erweiterung der Sichtreichweite

	Flexible lokale Aufklärung	Gesteigerte Aufklärungsfläche und Flugzeit
	DJI Phantom 4 [2]	Quantum-Systems Vector [3]
Typ:	Multicopter	eVTOL
Geschwindigkeit:	72 km/h	72 km/h
Reichweite:	6 km	25 km
Einsatzzeit:	0,5 h	2 h
MTOW:	1,375 kg	7,4 kg

Die aktuellen Einschränkungen entstehen in erster Linie durch die begrenzte Leistungs- und Energiedichte der Antriebslösung. Für weitere und zukünftig angedachte Einsatzszenarien ist deswegen die Weiterentwicklung des Antriebssystems essentiell. Im Gegensatz zur bemannten Luftfahrt sind die wirtschaftlichen Randbedingungen zum Erhalt des Kostenvorteiles der unbemannten Systeme viel enger. Die einfache Skalierung eines Antriebssystems von größeren bemannten auf kleinere unbemannte Luftfahrzeuge ist nicht bzw. nur bedingt möglich. Kleinere Bauweisen bringen zusätzliche technische Herausforderungen mit sich und andere physikalische Effekte gewinnen eine größere Bedeutung.

Während im zivilen Bereich die UAVs erst langsam eingeführt werden, ist der Einsatz für militärische Anwendungen wesentlich fortgeschrittener. Besonders für Aufträge wie Aufklärung, Überwachung, Zielerfassung und Erkundung, kurz ISTR (Intelligence, Surveillance, Target acquisition and Reconnaissance), intensivieren die Streitkräfte seit Jahren flächendeckend in den Einsatz von UAVs. Im militärischen Bereich decken UAVs immer auch Aufgaben zur Befehlsübermittlung, Koordinierung und Datenverarbeitung ab, was als C4 (Command, Control, Communications and Computers) zusammengefasst wird. Das gesamte Aufgabenprofil für militärische UAVs zur Aufklärung wird deshalb häufig mit C4ISTR bezeichnet [4]. Das primäre Interesse beim militärischen Einsatz von unbemannten Systemen liegt im Schutz des Menschen vor eintönigen langwierigen Aufgaben „Dull“, vor Aufgaben in radioaktiver oder chemisch belasteter Umgebung „Dirty“ sowie vor Missionen mit erhöhter Gefahr durch Verlust des Piloten oder politischen Komplikationen „Dangerous“ [4]. In Tabelle 1.2 sind zwei Beispiele für die Entwicklung von UAVs aus Aufgabenprofilen von bemannten Luftfahrzeugen nach obigen Kriterien enthalten.

Eine Flugmission mit dem in den 1950er Jahren entwickelten Spionageflugzeug Lockheed U-2S ist durch den Piloten aufgrund physischer und psychischer Hürden auf 12 Stunden limitiert. Die seit 2001 bei den US-Streitkräften eingesetzte unbemannte Northrop Grumman RQ-4 Global Hawk kann über ein weltweites Kommunikationsnetz ferngesteuert werden und wird im Schichtbetrieb auf mehrtägige Missionen geschickt. Beide Flugmuster ähneln sich hinsichtlich Größe, Abfluggewicht, Geschwindigkeit und Anforderungen an Infrastruktur und Logistik. Entsprechend ähnlich ist die Antriebslösung mit je einem Turbofan-Triebwerk. Die UAV-Lösung nutzt ein Triebwerk mit deutlich größerem Nebenstromverhältnis, um den Verbrauch zu reduzieren und die Einsatzdauer zu erhöhen.

Tabelle 1.2: Entwicklung des UAVs für Aufgabenprofile von bemannten Systemen

		Mission mit hoher Einsatzzeit „Dull“	Missionen mit erhöhter Gefährdung „Dangerous“
Klassisches Luftfahrzeug für das Aufgabenprofil	Luftfahrzeug:	Lockheed U-2S [5]	F/A-18 Hornet [6]
	Typ:	Aufklärungsflugzeug	4. Gen. Kampfjet
	Gesch.:	660 km/h	1,7+ Mach
	Reichweite:	11.279 km	2.003 km
	Einsatzzeit:	≈ 12 h	≈ 1,5 h
	MTOW:	18 t	23,537 t
	Bypass:	Turbofan BPR ≈ 2 : 1	Turbofan BPR ≈ 0,34 : 1
	Schub:	1x 84,5 kN RQ-4A Global Hawk [4]	2x 53,3 kN X-47B [4]
UAV-Äquivalent	Typ:	HALE UAV	Combat UAV
	Gesch.:	650 km/h	≈ 0,9 Mach
	Reichweite:	22.800 km	2.800 km
	Einsatzzeit:	35 h	≈ 6 h
	MTOW:	14,628 t	21 t
	Bypass:	Turbofan BPR ≈ 4,8 : 1	Turbofan BPR ≈ 0,6 : 1
	Schub:	1x 36,8 kN	2x 65,04 kN

Zum anderen werden aktuell UAVs entwickelt, die Missionen von Kampf-
flugzeugen wie zum Beispiel der F/A-18 Hornet abdecken. Die Northrop
Grumman X-47B wird für den Einsatz auf Flugzeugträgern erprobt und ist
bewaffnet, weswegen diese auchUCAV (Unmanned Combat Air Vehicle)
bezeichnet wird. Beide Flugmuster zeigen Ähnlichkeiten bei der Dimensionierung,
dem Aufgabenprofil und den Anforderungen an Infrastruktur und Logistik. Die
Luftfahrzeuge nutzen ein Very-Low-Bypass Turbofan-Triebwerk mit Nachbrenner.
Um die für UAVs typischen C4ISTR-Aufgaben zu übernehmen, wird für das UAV
wiederum ein Triebwerk mit höherem Bypass und niedrigem Verbrauch genutzt.
Dadurch sinkt jedoch auch die maximal erreichbare Fluggeschwindigkeit. Beide
Beispiele zeigen, dass bei den erwähnten UAVs bei Dimensionierung, Anforderung
und Antriebslösung kaum Unterschiede zwischen bemannten und unbemannten
Systemen auftreten. Die beschriebenen Systeme konnten auf bestehende Systeme
der bemannten Luftfahrt zurückgreifen und es musste keine neue kostenintensive
Triebwerksentwicklung durchgeführt werden. Der Nachteil

dieser Systeme besteht darin, dass nach aktuellem Stand im Betrieb kaum finanzielle oder infrastrukturelle Vorteile mit den unbemannten Systemen erreicht werden konnten. Die Anschaffungskosten für das UAV sind 20 bis 40 % [4] geringer gegenüber einem bemannten System. Die aufwendige Bodenstation und weltweite Kommunikation fügen neue Kostenfaktoren hinzu, die sich in der Größenordnung der Anschaffungskosten des UAVs bewegen [4]. Die genannten Systeme nutzen somit den Vorteil unbemannter Systeme nicht vollständig aus und könnten ohne Piloten wesentlich kompakter sein. Die wirtschaftliche Konkurrenzfähigkeit gegenüber bemannten Systemen konnte nicht wesentlich verbessert werden. Für zukünftige zivile Anwendungen von unbemannten Luftfahrzeugen erscheint daher diese Vorgehensweise als ungeeignet.

Auch im militärischen Bereich werden deswegen neue Konzepte entworfen, wie taktische UCAVs mit einem Abfluggewicht von 3.000 kg und einer Reichweite von 9.000 km, sowie kleinere Versionen mit 300 kg MTOW und geringerer Reichweite. Dabei sollen Fluggeschwindigkeiten bis zu Mach 0,85 erreicht werden [7]. Das US-amerikanischen Loyal Wingman Konzept konzentriert sich auf größere UCAVs, die bemannte Kampffjets substituieren sollen. Das UCAV deckt einen breiten Aufgabenbereich ab. Dazu gehören selbständig Luftkämpfe durchführen, Begleitschutzaufgaben übernehmen, Aufgaben in der elektronischen Kampfführung erfüllen sowie Überwachung und Aufklärung militärischer Ziele. Das europäische FCAS-Programm (Future Combat Air System) ist ein trinationales Projekt von Deutschland, Frankreich und Spanien und das wichtigste strategische Verteidigungsprogramm in der EU. Der Eckpfeiler von FCAS ist das Waffensystem der nächsten Generation NGWS (Next Generation Weapon System), einem Verbund aus einem Kampfflugzeug der 6. Generation NGF (Next Generation Fighter), das sich mit UCAVs als Kampfkraftmultiplikatoren zusammenschließt, sogenannten Remote Carrier. Die UCAVs werden von Transportflugzeugen ins Einsatzgebiet gebracht. Deswegen sind diese tendenziell kleiner und erfüllen begleitende Aufgaben. In Zukunft soll der Verbund von bemannten und unbemannten Systemen als Manned-Unmanned Teaming (MUT) genauso ein Standard wie Unmanned-Unmanned Teaming (UUT) werden [8]. Der Beitrag von Airbus, MBDA Frankreich und MBDA Deutschland liegt momentan insbesondere bei den Remote Carrier [9].

Sowohl im MUT als auch im UUT sollen die unbemannten Luftfahrzeuge zum einen in großer Anzahl eingesetzt und Kosten für Anschaffung und Betrieb gesenkt werden. Zum anderen sollen die UAVs im Geschwindigkeitsbereich von Kampfflugzeugen operieren, um mit diesen im Verband zu fliegen. Die geschätzte Marschfluggeschwindigkeit des Eurofighters und ähnlicher Flugmuster liegt im Bereich zwischen hohen subsonischen und niedrigen Überschallgeschwindigkeiten. Um die geforderten Reichweiten und Nutzlasten zu erreichen werden effiziente Triebwerke für diesen Fluggeschwindigkeitsbereich benötigt. Gerade

bei kleinen UAVs mit einem Abfluggewicht unter 500 kg ist die Verfügbarkeit solcher Triebwerke sehr eingeschränkt. Die wenigen vorhandenen Triebwerke besitzen einen Technologiestand von vor teilweise schon mehreren Jahrzehnten. Die umfassenderen Investitionen im militärischen Bereich begünstigen zwar die Entwicklung neuer Triebwerkstechnik, verfolgten aber bei ihrer Entwicklung gegensätzliche Auslegungsziele. Viele der Entwicklungsziele für Triebwerke in UCAVs, wie hohe Effizienz und niedrige Anschaffungskosten, überschneiden sich jedoch auch mit denen der geplanten zivilen Anwendungen. Für schnell fliegende unbemannte Luftfahrzeuge für den zivilen Markt existieren bisher keine Daten, aus denen sich die Anforderungen an das Triebwerk ableiten lassen. Entsprechend werden die Leistungsanforderungen aus den Daten von Entwicklungsprogrammen von UCAVs oder ähnlichen Flugkörpern abgeschätzt.

Das aktuell in der Entwicklung befindliche taktische UCAV XQ-58 Valkyrie von Kratos Defence bewegt sich im hohen Unterschallbereich bis Mach 0,9. Das System wird vom Air Force Research Laboratory bereits für das Manned-Unmanned Teaming erprobt ([10], [11]). Von diesem taktischen UCAV sind einige Daten bekannt [12]. Das Abfluggewicht beträgt 2.700 kg und die Spannweite beträgt 8,2 m. Die maximale Fluggeschwindigkeit wird bei Mach 0,72 erreicht. Das Turbofan-Triebwerk aus der 8 kN Klasse wird als Eigenentwicklung angegeben, ähnelt dem Profil nach dem Triebwerk FJ44 von Williams International. Mit der Größe und der Reichweite von über 5.000 km operiert dieses UCAV von Luftwaffenstützpunkten aus und erfüllt mit der angegebenen Geschwindigkeit das „Wingman“-Profil, teilweise aber auch das C4ISTR-Profil. Noch kleinere schnellfliegende Luftfahrzeuge sind in Entwicklung bei Dynetics und Kratos Defence im Auftrag der DARPA. Die X-61 Gremlin wird aus der Luft gestartet und wieder von einem Transportflugzeug „Mid-Air“ eingesammelt [13]. Das maximale Abfluggewicht beträgt 680 kg bei einer Spannweite von 3,47 m. Das Luftfahrzeug wird von einem Turbofan-Triebwerk aus der F107-Familie des Herstellers Williams International angetrieben. Die maximale Flugmachzahl beträgt 0,6 bei einer Reichweite von 500 km [14]. Am unteren Ende des möglichen Größenspektrums stehen die Zieldarstellungsdrohnen, wie die Do DT-25 von Airbus Defence & Space. Airbus erprobte mit diesen kleinen Luftfahrzeugen das Manned-Unmanned Teaming bereits 2018 [15]. Die Zieldarstellungsdrohne mit einem Abfluggewicht von 144 kg erreicht eine maximale Flugmachzahl von 0,5. Das Fluggerät mit 2,6 m Spannweite nutzt zwei Turbojet-Triebwerke mit 300 N Schub zur Vortriebserzeugung. Das Absetzen aus einem Transportflugzeug vom Typ A400M wird bereits untersucht ([16], [17]). Marschflugkörper kommen ebenfalls als Basis zur Entwicklung von kleinen schnellfliegenden Luftfahrzeugen in Frage. Der Marschflugkörper vom Typ Taurus KEPD-350 mit einem maximalen Abfluggewicht von 1.400 kg und einer Spannweite von 2,06 m erreicht in Abhängigkeit der Flughöhe eine Flugmachzahl von 0,6 bis 0,95. Das Triebwerk

bringt den Flugkörper etwa 500 km weit [18]. Die vergleichbar große AGM-158-JASSM Cruise Missile der U.S. Air Force wird mit einem Turbojet-Triebwerk vom Typs CAE J402-CA-100 von Teledyne als auch mit einem Turbofan-Triebwerk vom Typ F107-WR-105 von Williams International hergestellt [19]. Mit letzterem kann die Reichweite durch den besseren spezifischen Verbrauch von 370 km auf 800 km erhöht werden. Die Triebwerke sind Entwicklungen für die militärische Anwendung, sodass technische Daten nur begrenzt vorliegen. Das Turbojet-Triebwerk CAE J402-CA-100 ist eine Ableitung der CAE J402-CA-400 von Teledyne, welches mit einem spezifischen Verbrauch von 33,9 g/kNs [20] angegeben wird. Das Turbofan-Triebwerk vom Typ Williams International F107-WR-105 wurde aus der WR 19-A2 durch die Steigerung des Verdichterdruckverhältnis von 7,6 auf 14,5 und der Erhöhung der Turbineneintrittstemperatur von 1180 K auf 1280 K entwickelt. Der spezifische Verbrauch der F107 dürfte entsprechend besser sein als die 18,7 g/kNs der WR 19-A2 [21]. Bei Triebwerken für Marschflugkörper gilt es jedoch zu bedenken, dass diese nur für kurze Lebensdauern entworfen werden. Für UAVs werden längere Standzeiten benötigt.

Die Analyse der beschriebenen Luftfahrzeugmuster zeigt besonders bei kleineren Ausführungen noch große Differenzen bei Fluggeschwindigkeit und Reichweite. In diesem Bereich verengt sich die Verfügbarkeit von effizienten Triebwerken. Das Beispiel der Marschflugkörper zeigt, dass der Wechsel von Turbojet- zu Turbofan-Triebwerk zu einer Erhöhung der potentiellen Reichweite führt. Eine Studie im Auftrag des US-Verteidigungsministeriums zur Entwicklung von Triebwerken für unbemannte Luftfahrzeuge [22] geht explizit auf die Anforderungen für UCAVs ein. Diese konstatiert den spezifischen Verbrauch als den wichtigsten Einflussfaktor um Reichweite, Einsatzzeit und Nutzlast zu erhöhen. Darauf folgt das Schub-Gewichtsverhältnis, um Geschwindigkeit und Manövrierfähigkeit zu verbessern.

Die Studie teilt verfügbare Triebwerke nach spezifischem Verbrauch und spezifischem Schub in zwei Kategorien auf. Während für zukünftige UAVs mit C4ISTR-Einsatzprofil weiter auf bestehende High-Bypass-Turbofan-Triebwerke gesetzt werden kann, erfüllen bestehende Triebwerke die Anforderungen für UCAV-Anwendungen nicht (siehe [Abbildung 1.1](#)). Der spezifische Schub soll gegenüber den High-Bypass-Triebwerken erhöht werden, um Geschwindigkeit und Manövrierfähigkeit zu steigern. Gegenüber den Low-Bypass-Triebwerken der Kampfflugszeuge wird eine Reduktion des spezifischen Verbrauchs um mindestens 20 % empfohlen. Die Studie weist auf den erhöhten Kostendruck für die Entwicklung in Abhängigkeit der Stückzahl und des Verbesserungspotentials hin. Ein weiterer Einfluss ist, dass die UCAVs eine reduzierte Infrarot-Signatur haben sollen, um diese schwerer aufklären zu können. Daraus resultieren besondere Anforderungen an die Integration in das Luftfahrtsystem. Ein Einbau des Triebwerks in

den kompakten und schlanken Rumpf bringt zusätzliche bauliche Randbedingungen in die Anforderungsliste ein. Darüber hinaus muss die Wärme- und Lärmemission des Triebwerks verringert werden.

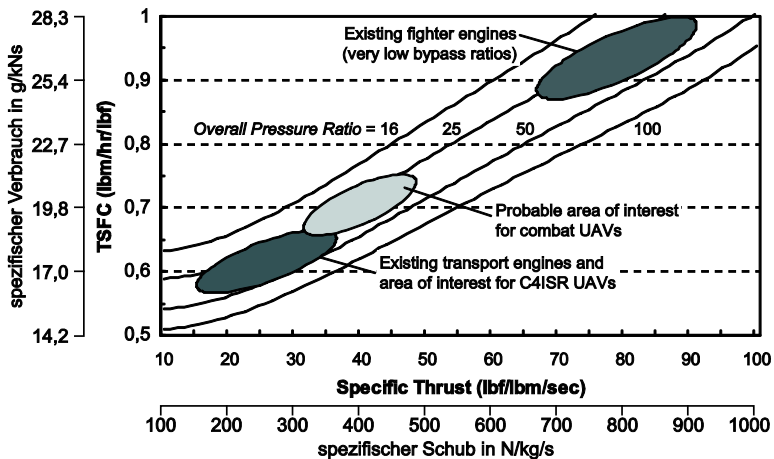


Abbildung 1.1: Verfügbare Triebwerke nach Anwendung kategorisiert (modifiziert von Quelle: [22])

Unter dieser Prämisse ist zu beachten, dass unterhalb von 3 kN Schub keine Turbofan-Triebwerke am Markt verfügbar sind [21]. Bei einem UCAV mit einem maximalen Startgewicht unterhalb von 500 kg würde das kleinste verfügbare Turbofan-Triebwerk Williams International F107 mehr als 10 % Massenanteil einnehmen. Die Schubklasse bis 500 N wird daher von Turbojet-Triebwerke mit entsprechend hohem spezifischem Verbrauch bedient. Der Forschungsbedarf für die Verbesserung kleiner Turbojet-Triebwerke wird nach den Empfehlungen in [22] wie folgt priorisiert:

- Reduktion des spezifischen Verbrauchs um mindestens 20 %
- Erreichen eines hohen Schub-Gewichtsverhältnisses
- Beibehaltung eines mittleren spezifischen Schubs
- Reduktion von Wärme- und Lärmemission
- Berücksichtigung der engeren ökonomischen Randbedingungen bei kleinen Triebwerken
- Einbeziehung der Integration in das Luftfahrzeug

Der Fokus für zivile Einsatzszenarien liegt stärker auf der Reduktion des spezifischen Verbrauchs, der Sicherstellung niedrigerer Betriebskosten und einer verringerten Auswirkung auf die Umwelt durch Lärm- und Wärmeemissionen. Jedoch wird bei zeitkritischen Aufgaben eine hohe Fluggeschwindigkeit benötigt,

1 Einleitung

welche mit einem Propeller bisher nicht bereitgestellt werden können. Die hohen Kosten für neue Triebwerkstechnologie werden im militärischen Bereich eher getragen. Der Ergebnistransfer ermöglicht aufgrund der Dual-Use-Forschung und der Überschneidungen der Entwicklungsziele auch verbesserte zivile Antriebslösungen.

2 Stand der Technik der kleinen Turbojet-Triebwerke

Die Bezeichnung „kleines Turbojet-Triebwerk“ kann je nach Referenz verschiedene Triebwerksgrößen umfassen. Deswegen soll im Folgenden definiert werden, welche Kriterien im Rahmen dieser Untersuchung ein „kleines Turbojet-Triebwerk“ erfüllt.

2.1 Aufbau der kleinen Turbojet-Triebwerke

Ein Turbojet-Triebwerk ist ein Einstromtriebwerk, welches den Schub ausschließlich aus der Rückstoßwirkung des Abgasstroms erzeugt. Als kleines Turbojet-Triebwerk wird in dieser Arbeit ein Turbojet-Triebwerk mit einem Maximalschub von bis zu 500 N bezeichnet. Diese Triebwerke verbindet ein ähnlicher Aufbau und orientieren sich an den Designrichtlinien von Schreckling [23], siehe Abbildung 2.1.

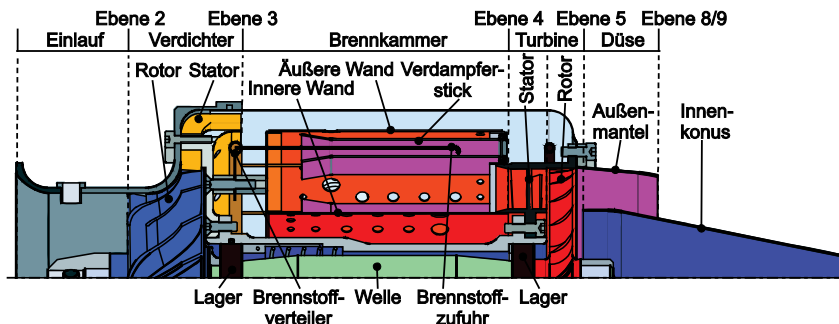


Abbildung 2.1: Aufbau kleines Turbojet-Triebwerk

Der Aufbau besteht aus einem einstufigen Radialverdichter und einer einstufigen Axialturbine, die über eine Welle miteinander verbunden sind. Das Verdichterlaufrad ist aus Gewichts- und Kostengründen aus einer hochfesten Aluminiumlegierung gefertigt. Viele Triebwerksmodelle nutzen gegossene Laufräder von Turboladern aus dem Automobilbereich. Zunehmend werden für leistungsgesteigerte Triebwerksmodelle optimierte Verdichterlaufräder spanend an 5-Achsfräsen hergestellt. Das maximale Verdichterdruckverhältnis $\Pi_{12 \rightarrow 13}$ liegt zwischen 2 und 4 [24], in einigen Fällen bis 4,5, vgl. Abbildung 2.2. Die verdichtete Luft tritt drallbehaftet in radialer Richtung aus dem Verdichterrad aus. Im Stator (Diffusor) wird zum einen der Umfangsdrall der Strömung abgebaut und zum

anderen die verdichtete Luft um 90° Richtung in axiale Richtung zur Brennkammer hin umgelenkt. Die Luft wird danach in drei Teilströme aufgeteilt. Ein Teil strömt direkt in den achsnahen Bereich und tritt über mehrere Bohrungsreihen in den Brennraum der Brennkammer ein. Dabei wird der Wellentunnel gekühlt. Ein Großteil der Luft strömt zwischen Brennkammer und äußerem Gehäuse nach hinten und tritt durch mehrere Lochreihen in den Brennraum ein. Am Ende des äußeren Strömungskanals wird die Luft um 180° umgelenkt und strömt entgegen der Hauptströmungsrichtung in die Verdampfersticks hinein. Die Verdampfersticks ragen in die Hauptverbrennungszone und werden im Betrieb bis zum Glühen aufgeheizt. Der Brennstoff wird in den Sticks zugeführt, durch Kontakt mit der heißen Innenwand verdampft und mit der Luft vermischt. Das Brennstoff-Luft-Gemisch wird anschließend aus den Sticks heraus in die Verbrennungszone geleitet. Die Luftmengen, die durch die Löcher der inneren und äußeren Brennkammerwand dem Brennraum zugeführt werden, sorgen für die Wandkühlung und Einstellung eines geeigneten Temperaturprofils am Eintritt in die Turbine. Der lokale Einfluss kann sich bis auf die Düsenströmung erstrecken, wie von Hupfer et al. in [25] beschrieben wird. Details zur Funktion der Brennkammer und deren Designs sind in der Veröffentlichung [26] zu finden.

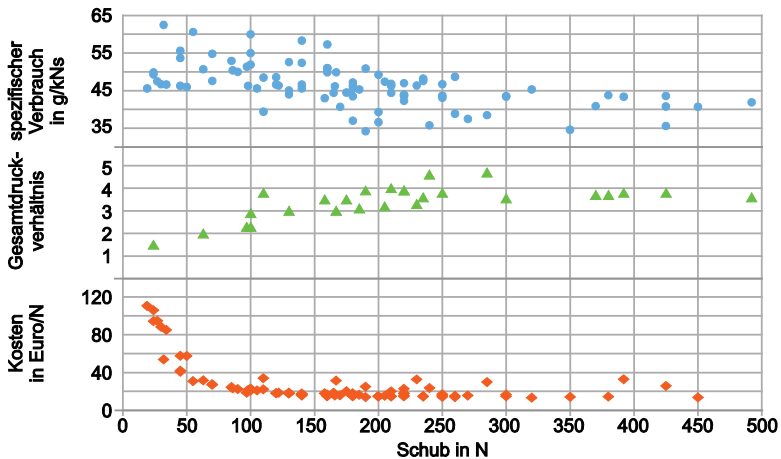


Abbildung 2.2: TSFC, Gesamtdruckverhältnis und Kosten Euro/N abhängig der Schubklasse Stand 2022 (Herstellerangaben)

Das Turbinenleitgitter und das Axialturbinenrad werden im Feingussverfahren aus einer hochwarmfesten Nickelbasislegierung hergestellt. Die integrale Bauweise des Stators und des Laufrades (Blisk, Bladed Integrated Disk) ermöglicht ein kompaktes und kostengünstiges Triebwerkdesign. Aufgrund der geringen Profildicke der Schaufelblätter sind diese nicht innengekühlt. Nach der einstufigen

Axialturbine wird der vorhandene Überdruck in der Strömung auf Umgebungsdruck entspannt. Über die kreis- oder ringförmige Schubdüse wird dabei kinetische Energie aufgebaut. Die maximale Drehzahl des Rotors beträgt 100.000 bis 250.000 U/min, je nach Triebwerksgröße. Die käfiglosen Rillenkugellager werden in einem offenen Kreislauf mit einem Teil des Brennstoffs geschmiert und gekühlt. Für den kontinuierlichen Wärmeabtransport wird ein kleiner Teil Luftmassenstrom zwischen Verdichterrotor und Stator abgezweigt und in den Wellentunnel geleitet. Kleine Kanülen tropfen den Brennstoff in die Kugellager. Das Kühlschmiergemisch aus Luft und Brennstoff wird durch den Wellentunnel getragen und tritt in der Turbine zwischen Stator und Rotor wieder in die Hauptströmung ein.

Die beschriebene Bauweise kann kostengünstig umgesetzt und robust betrieben werden. Damit wird ein hohes Schub-Gewichtsverhältnis bis über 10 erreicht. Die Bandbreite dieser Triebwerke umfasst einen eng gestaffelten Schubbereich von 20 bis 500 N (siehe [Abbildung 2.2](#)). Die heutige zivile Anwendung kleiner Turbojet-Triebwerke reicht von Modellbaujets bis Heimkehrhilfen für Segelflieger. Die Bauweise wirkt sich stark auf den spezifischen Verbrauch aus, da Triebwerke aus den kleineren Schubklassen auf ein geringes Gesamtdruckverhältnis setzen.

2.2 Thermodynamische Auslegung der kleinen Turbojet-Triebwerke

Die grundlegenden Zusammenhänge der thermodynamischen Größen eines kleinen Turbojet-Triebwerks lassen sich vereinfacht am thermodynamischen Vergleichsprozess für Gasturbinen, dem idealen Joule-Prozess erklären, siehe [Abbildung 2.3](#).

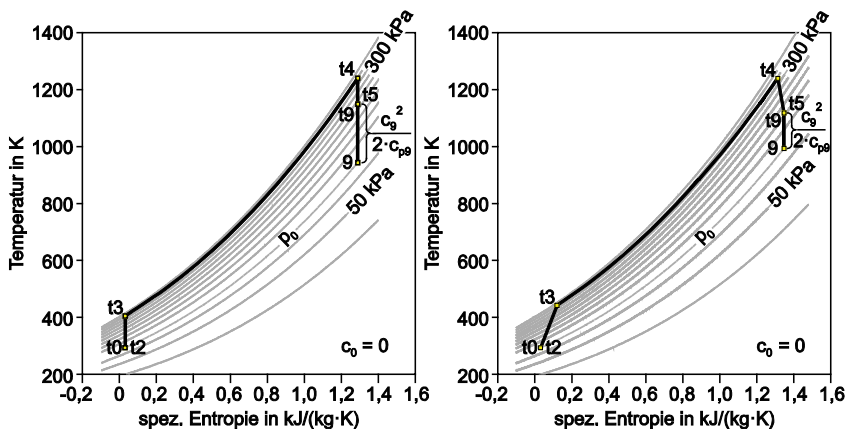


Abbildung 2.3: Idealer und realer Prozess eines kleinen Turbojet-Triebwerks

Die Prozessgüte wird durch den thermischen Wirkungsgrad und die Leistungsfähigkeit durch die spezifische Nutzarbeit beschrieben. Auslegungsparameter sind das Gesamtdruckverhältnis $\Pi = p_{t3}/p_0$ und das Temperaturverhältnis T_{t4}/T_0 . Für den idealen Kreisprozess gilt:

$$w_{nutz} = \frac{\kappa R T_0}{\kappa - 1} \cdot \left[\left(\Pi^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} - 1 \right) \cdot \left(\frac{T_{t4}}{T_0} \cdot \frac{1}{\Pi^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}} - 1 \right) \right] \quad (1)$$

w_{nutz}	Spezifische Nutzarbeit
Π	Gesamtdruckverhältnis $\Pi = p_{t3}/p_0$ (Annahme Standfall)
T_0	Umgebungstemperatur
T_{t4}	Totaltemperatur Eintritt Turbine
κ	Isentropenexponent (ideales Gas)
R	Spezifische Gaskonstante

Der thermische η_{th} Wirkungsgrad wird aus dem Verhältnis der Nutzleistung und der zugeführten Leistung in Form des Wärmestroms berechnet. Für den idealen Kreisprozess gilt:

$$\eta_{th} = \frac{P_{nutz}}{\dot{Q}_{zu}} = \frac{\dot{m} \cdot w_{nutz}}{\dot{m}_{Br} \cdot H_i} = 1 - \frac{1}{\Pi^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}} \quad (2)$$

P_{nutz}	Nutzleistung
\dot{Q}_{zu}	Zugeführter Wärmestrom
\dot{m}	Massenstrom
\dot{m}_{Br}	Brennstoffmassenstrom
H_i	Heizwert

Ein höheres Gesamtdruckverhältnis führt nach Gleichung (2) zu einem besseren thermodynamischen Wirkungsgrad. Die spezifische Nutzarbeit kann bis zum Erreichen eines Maximums ebenfalls mit steigendem Gesamtdruckverhältnis erhöht werden. Das Maximum $w_{nutz,max}$ ergibt sich für den idealen Kreisprozess nach Gleichung (4) bei einem Gesamtdruckverhältnis

$$\Pi^* = \left(\frac{T_{t4}}{T_0} \right)^{\frac{\kappa}{2(\kappa-1)}} \quad (3)$$

zu

$$w_{nutz,max} = w_{nutz}(\Pi = \Pi^*) = \frac{\kappa R T_0}{\kappa - 1} \cdot \left(\sqrt{\frac{T_{t4}}{T_0}} - 1 \right)^2 \quad (4)$$

Das Gesamtdruckverhältnis hat darüber hinaus auch einen Einfluss auf den durchgesetzten Massenstrom. Bei einem höheren Druck steigt die Dichte und es kann bei gleichem Volumenstrom mehr Massenstrom in das Innere des

Triebwerks strömen. Damit steigt bei gleicher Baugröße und gleicher spez. Nutzarbeit die maximale Triebwerksleistung. Im realen Prozess beeinflussen die Komponentenwirkungsgrade zusätzlich den thermischen Wirkungsgrad und die Nutzarbeit, siehe Abbildung 2.3.

In einem Turbojet-Triebwerk wird das Abgas in der Düse entspannt. Die Differenz der Strömungsleistung zwischen Zuständen am Austritt (Ebene 9) und der Umgebung (Ebene 0) ergibt die Nutzleistung des Triebwerks.

$$P_{Nutz} = \dot{m} \cdot w_{Nutz} = \dot{m} \cdot \left(\frac{c_9^2}{2} - \frac{c_0^2}{2} \right) \quad (5)$$

c_9 Austrittsgeschwindigkeit Ebene 9
 c_0 Fluggeschwindigkeit in Schubrichtung

Über die vereinfachte Schubgleichung kann der Schub bestimmt werden:

$$F = \dot{m} \cdot (c_9 - c_0) \quad (6)$$

Daraus ergibt sich der spezifische Schub F_{spez} in der Form:

$$F_{spez} = \frac{F}{\dot{m}} = (c_9 - c_0) \quad (7)$$

Der schubspezifische Brennstoffverbrauch TSFC (thrust specific fuel consumption) beschreibt die Gesamteffizienz des Turbojet-Triebwerks:

$$TSFC = \frac{\dot{m}_{Br}}{F} = \frac{c_0 + c_9}{2 \cdot \eta_{th} \cdot H_i} \quad (8)$$

Der TSFC beinhaltet die Effizienz der Leistungsbereitstellung bezüglich des thermischen Wirkungsgrads des Kreisprozesses in Gleichung (2). Ein höherer thermischer Wirkungsgrad η_{th} verbessert den spezifischen Verbrauch, genauso wie ein höherer Heizwert H_i . Eine niedrigere Fluggeschwindigkeit c_0 begünstigt den spezifischen Verbrauch ebenfalls. Eine Reduktion der Abströmungsgeschwindigkeit c_9 des Schubtriebwerks verbessert den schubspezifischen Verbrauch und lässt sich auch unabhängig vom thermischen Wirkungsgrad des Triebwerks modifizieren. Die Abströmungsgeschwindigkeit c_9 darf zur Schuberzeugung nach Gleichung (6) nicht kleiner werden als c_0 . Um den gleichen Schub bei niedrigerem Verbrauch zu erzeugen, sollte daher der Massenstrom \dot{m} hoch und der spez. Schub niedrig gehalten werden.

$$\eta_{prop} = \frac{2}{1 + \frac{c_9}{c_0}} \quad (9)$$

Aus dem Zusammenspiel von c_0 und c_9 leitet sich auch die Effizienz der Umwandlung von Strömungsleistung in Vortrieb des Luftfahrzeugs ab, dem

Vortriebswirkungsgrad. Die Fluggeschwindigkeit nimmt somit Einfluss auf den Vortriebswirkungsgrad. Die Gesamteffizienz des Flugantriebs ist letztlich dadurch auch vom Luftfahrzeug und dem Einsatzprofil abhängig.

2.3 Begrenzungen und Verbesserungspotentiale

Im Folgenden sollen die Limitierungen bei der Auslegung der Triebwerkskomponenten sowie die Verbesserungspotentiale kleiner Turbojet-Triebwerke aufgezeigt werden.

Verdichter:

Ein höheres Verdichterdruckverhältnis setzt eine größere Übertragung an spezifischer Arbeit im Verdichter zur Erhöhung der spezifischen Enthalpie der Strömung voraus. Dazu muss die Anzahl der Verdichterstufen oder die spezifische Enthalpieerhöhung pro Stufe gesteigert werden. Zusätzliche Verdichterstufen führen zu größerem Bauraum und zusätzlichem Gewicht. Die Komplexität und Fehleranfälligkeit sowie die Kosten des Triebwerks nehmen zu. In kleinen Turbojet-Triebwerken werden daher bevorzugt einstufige Radialverdichter eingesetzt. Die spezifische Enthalpieerhöhung einer Verdichterstufe kann für eine repräsentative Stromlinie über die Eulersche Turbomaschinengleichung wie folgt beschrieben werden:

$$\Delta h_{t,Stufe} = c_{u2}u_2 - c_{u1}u_1 \quad (10)$$

$\Delta h_{t,Stufe}$	Spezifische Totalenthalpiedifferenz der Stufe
u_1	Umfangsgeschwindigkeit der Rotorvorderkante
u_2	Umfangsgeschwindigkeit der Rotorhinterkante
c_{u1}	Umfangskomponente der Absolutgeschwindigkeit am Rotoreintritt
c_{u2}	Umfangskomponente der Absolutgeschwindigkeit am Rotorausritt

Geht man von einer drallfreien Anströmung mit $c_{u1} = 0$ aus, vereinfacht sich Gleichung (10) zu $\Delta h_{t,Stufe} = c_{u2} \cdot u_2$. Die Erhöhung von c_{u2} bei gleichbleibender Umfangsgeschwindigkeit u_2 bedeutet eine größere Strömungsumlenkung, welche aerodynamisch jedoch begrenzt ist. Eine größere Umlenkung führt vor allem im Stator zu größeren aerodynamischen Verlusten. Der Drallabbau muss auf kurzer Strecke erfolgen und wird überlagert von der Umlenkung der radialen Rotorabströmung in die axiale Brennkammereinströmung. In der Untersuchung von Nickl und Hirndorf [27] wird daher im Stator und Diffusor des Verdichters das größte Optimierungspotential für aerodynamische Verbesserungen gesehen. Für eine höhere Umfangsgeschwindigkeit u_2 muss der Durchmesser des Verdichterrades und damit des gesamten Triebwerks vergrößert oder die Drehzahl gesteigert werden. Die strukturelle Hauptbeanspruchung resultiert aus der drehzahlabhängigen Fliehkraft und ist damit werkstoffseitig begrenzt. Die

Radialverdichter der kleinen Turbojet-Triebwerke bestehen aus Gewicht-, Kosten- und Bearbeitungsgründen aus Aluminiumlegierungen mit einer begrenzten spezifischen Festigkeit, welche sich durch Erwärmung infolge der Verdichtung noch weiter reduziert. Zur Verbesserung des spezifischen Brennstoffverbrauchs wird in [26] eine generelle Erhöhung des Verdichterdruckverhältnisses $\Pi_{12 \rightarrow 13}$ auf 4 vorgeschlagen. Diese Erhöhung ist mit der gegebenen Materialwahl noch innerhalb der Belastungsgrenzen und würde ausgehend von einem Verdichterdruckverhältnis von 2,76 den spezifischen Verbrauch um 14,2 % reduzieren [24]. Eine weitere Erhöhung des Verdichterdruckverhältnisses über eine höhere Drehzahl bedingt somit Werkstoffe mit höherer spezifischer Festigkeit, wie z.B. Titanlegierungen. Diese würden aber die Kosten des Gesamttriebwerks wesentlich erhöhen und dadurch keine gesamtheitliche Verbesserung darstellen [26].

Gegenüber größeren Triebwerken wirken sich bei kleinen Turbojet-Triebwerken auch Skalierungseffekte nachteilig aus. Die Oberflächenrauigkeit und größere relative Spaltweiten verursachen verstärkt Einbußen beim Wirkungsgrad. Die niedrigere Reynoldszahl zieht eine aufgedickte Grenzschicht und einen höheren Widerstandskoeffizienten nach sich. Das in Relation zum Strömungskanal dickere Profil der Schaufeln erzeugt mehr Verblockung des aerodynamischen Strömungsquerschnitts. Die benetzte Oberfläche steigt im Verhältnis zum Volumen [28]. Obwohl Radialverdichter auf einige dieser Effekte, wie relative Spaltweiten, weniger sensibel reagieren als Axialverdichter, wird in aktuellen Anwendungen der isentrope Verdichterwirkungsgrad $\eta_{12 \rightarrow 13}$ mit nur ca. 75 % angegeben [24]. Davon ausgehend und unter den Randbedingungen der Turbojet-Triebwerke wird mithilfe aufwendiger aerodynamischer Optimierungsmaßnahmen ein noch verbleibendes Verbesserungspotenzial beim Verdichterwirkungsgrad $\eta_{12 \rightarrow 13}$ von bis zu 5 % gesehen [26].

Brennkammer:

Die Turbineneintrittstemperatur T_{14} bestimmt maßgeblich die Leistungsfähigkeit des Triebwerks [29], vgl. Gleichung (4). Das untersuchte Triebwerk in [26] ist ein Vorgängermodell des in dieser Arbeit verwendeten 200-N-Triebwerks vom selben Hersteller, sodass ein Vergleich des industriellen Entwicklungsfortschrittes über die letzten 10 Jahre besonders aufschlussreich ist. Das Vorgängermodell erreicht bei der Untersuchung in [26] bei Vollast eine Temperatur T_{14} von ca. 1000 K. Entsprechend wird eine Erhöhung auf 1200 K vorgeschlagen mit einer resultierenden Steigerung des spezifischen Schubs um etwa 40 %. Die größte Herausforderung wird hierfür in der Einhaltung der geforderten Temperaturverteilung am Brennkammeraustritt sowie in der ausreichenden Kühlung der Turbinenkomponenten gesehen. Da es sich bei der thermodynamisch angenommenen Temperatur T_{14} um die über den Strömungsquerschnitt gemittelte

Temperatur handelt, weichen die lokalen Werte von dieser unterschiedlich stark ab. Inhomogenitäten führen daher zu lokalen Temperaturspitzen, was zu Lebensdauerverlust bis hin zu sofortigem Materialversagen führen kann. Eine weitere Erhöhung der gemittelten Turbineneintrittstemperatur darf somit nicht zu höheren lokalen Temperaturen führen. Nach [26] entstehen in der Brennkammer Strömungsverluste, die zu einem Totaldruckverlust von bis zu 10 % bzw. zu einem Totaldruckverhältnis $\Pi_{13 \rightarrow 14} = 0,9$ führen. Eine Reduktion auf 6 % wird nach [26] für möglich befunden. Mit dem kompakten und gleichzeitig einfachen Brennkammeraufbau kann keine vollständige Verbrennung des Brennstoffs erreicht werden. Hinzu kommt der Anteil von ca. 5 % vom Gesamtbrennstoffmassenstroms für die Schmierung und Kühlung der Lager, der erst nach der Brennkammer dem Heißgas zugeführt wird. Der Ausbrandgrad η_{BK} , d.h. die in der Brennkammer zugeführte Energie bezogen auf die maximal nutzbare thermische Energie des zugeführten Brennstoffs, beträgt daher nur etwa 85 % bis 90 % [30]. Durch eine Optimierung von Brennkammer und Einspritzsystem sowie der Rückführung des Lagermassenstroms in den Brennraum kann nach [24] der Ausbrandgrad η_{BK} auf bis zu 95 % erhöht werden.

Turbinenstufe:

Die gemittelte Turbineneintrittstemperatur T_{14} des in [24] untersuchten Triebwerks wird mit 1000 K angegeben. Die Turbinenstufe arbeitet unter diesen Bedingungen mit einem isentropen Wirkungsgrad von $\eta_{14 \rightarrow 15} = 76,9$ %. Durch vor allem Homogenisierung der Temperatur- und Geschwindigkeitsverteilung am Turbineneintritt kann nach [24] eine Erhöhung des isentropen Wirkungsgrads auf $\eta_{14 \rightarrow 15} = 85$ % erreicht werden. Der Massenstrom aus der Lagerkühlschmierung, welcher in der jetzigen Konfiguration zwischen Stator und Rotor in die Hauptströmung eingeleitet wird, führt zu einer Störung des Strömungsprofils im Nabenbereich. Dieser negative Einfluss auf den Turbinenwirkungsgrad könnte durch die bereits oben beschriebene Rückführung des Lagermassenstroms in den Brennraum eliminiert werden.

Integration in das Luftfahrzeug:

Eine weitere Herausforderung besteht in der Integration eines kleinen Turbojet-Triebwerks in das Luftfahrzeug. Der niedrige thermische Wirkungsgrad aufgrund des geringen Druckverhältnisses führt zu einer großen Menge verbleibender thermischer Energie im Abgas. Die Abgastemperaturen erreichen lokal bis zu 900 °C. Die Struktur von unbemannten Luftfahrzeugen soll einen möglichst geringen Anteil am Gesamtgewicht ausmachen. Der intensive Leichtbau wird vor allem mit faserverstärktem Kunststoff umgesetzt. Die thermische Beständigkeit dieser Werkstoffe ist jedoch begrenzt und diese Werkstoffe müssen vor dem heißen Abgas geschützt werden.

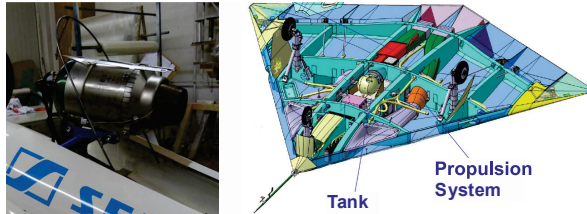


Abbildung 2.4: Integrationsarten: Gondel als Heimkehrhilfe am Segelflugzeug (Quelle: [31]) und Rumpfintegration beim DLR Projekt Sagitta (Quelle [32])

Grundlegend wird zwischen zwei Integrationsvarianten in das Luftfahrtsystem unterschieden, siehe Abbildung 2.4. Bei der Gondelintegration wird das Triebwerk in einer Gondel am Flügel, Rumpf oder Leitwerk mit räumlichem Abstand zur Luftfahrzeugzelle befestigt. Nachteilig wirken sich zusätzliche Strukturelemente, das höhere Gewicht und der zusätzliche Flugwiderstand aus. Um negative Auswirkungen auf die Luftfahrzeugsteuerung zu vermeiden sollte der resultierende Schubstrahl entlang der Schwerpunktschwerachse in Flugrichtung wirken. Besonders bei einem Antriebssystem mit nur einem Triebwerk erfolgt daher die Installation meist auf dem Rumpf. Der konzentrierte heiße Abgasstrahl würde dann jedoch ein zentrales Seitenleitwerk, was in Flucht mit dem Triebwerk steht, thermisch beschädigen und aerodynamisch beeinflussen. Bei Heckintegration müssen Strukturen von der Triebwerksdüse ferngehalten werden.

Die zweite Variante ist eine direkte Integration in den Rumpf des Luftfahrtsystems. Besonders Jet-UAVs können durch eine kompakte Bauweise als Nurflügler die Effizienz erhöhen und die Aufklärbarkeit reduzieren. Deswegen wird eine Rumpfintegration des Triebwerks bevorzugt. Diese stellt wiederum hohe Anforderungen an die Isolation der heißen Triebwerksteile und des Abgases zur Struktur hin. Die Abschirmung und das Isolationsmaterial verursachen zusätzliches Gewicht, was die Leistungsfähigkeit des Gesamtsystems reduziert.

2.4 Bewertung des Stands der Technik kleiner Turbojet-Triebwerke

In Veröffentlichungen ([24], [26]) wurden Ergebnisse aus mehreren Untersuchungen zu einem kleinen Turbojet-Triebwerk an der Technischen Universität München vorgestellt. Das TJ74 ist ein Vorgängermodell der später in dieser Forschungsarbeit untersuchten FT180 Raptor vom gleichen Hersteller. Über den Vergleich der beiden Modelle lassen sich die weiterhin bestehenden Limitierungen von den bereits umgesetzten Verbesserungen trennen.

Tabelle 2.1: Potentielle Verbesserung bei aktuellen kleinen Turbojet-Triebwerken

	Referenz Triebwerk TJ74 aus [26]	Steigerung von $\Pi_{12 \rightarrow 13}$ und T_{14} aus [26]	Steigerung aller Aspekte aus [26]	Unter- suchtes Triebwerk FT180	Unter- suchtes 400 N- Triebwerk
$\Pi_{12 \rightarrow 13}$	2,76	4	4	3,1	3,4
\dot{m} [%]	0,3007 kg/s	+0 %	+0 %	+22 %	222 %
Schub [%]	106,4 N	+100 %	+139 %	+83 %	345 %
TSFC [%]	49,9 g/kNs	-12 %	-32 %	-6,5 %	-17 %
Spez. Schub [%]	354 m/s	+54 %	+77 %	+49 %	+55 %

Die in [26] vorgeschlagenen Verbesserungen von Verdichterdruckverhältnis und Turbineneintrittstemperatur und der Komponentenwirkungsgrade sowie deren Auswirkung auf den spezifischen Verbrauch und den spezifischen Schub sind in Tabelle 2.1 aufgeführt. Das aktuelle Nachfolgermodell FT180 wurde in dieser Forschungsarbeit am Prüfstand vermessen. Des Weiteren wurde ein größeres Triebwerk vergleichbaren Aufbaus aus der 400 N-Klasse vermessen. Die Tabelle 2.1 zeigt, dass die Erhöhung von $\Pi_{12 \rightarrow 13}$ auf 4 und T_{14} auf 1200 K rechnerisch zu einem Rückgang des TSFCs um 12 % und einer Steigerung der Austrittsgeschwindigkeit bzw. des spezifischen Schubs um 54 % führt. Die Kombination mit der Optimierung des Verdichter-, Turbinen- und Brennkammerwirkungsgrads erreicht nach der Rechnung in [26] eine Reduktion des TSFCs um 32 % und eine Erhöhung des spezifischen Schubs um 77 % gegenüber dem Referenztriebwerk. Das Nachfolgemodell FT180 hat einen verbesserten Verdichter mit einem Druckverhältnis $\Pi_{12 \rightarrow 13}$ von 3,1 bei einem erhöhten Massenstrom.

Im Ergebnis wird eine Verringerung des TSFCs um 6,5 % erreicht und der spezifische Schub um 49 % gesteigert. Die prognostizierte Erhöhung der Austrittsgeschwindigkeit aus [26] konnte fast erreicht werden. Diese hängt vor allem von T_{14} ab, sodass folglich die Steigerung auf 1200 K umgesetzt wurde. Da das Verdichterdruckverhältnis nicht bis zum vorgeschlagenen Wert von 4 gesteigert werden konnte, fällt die Verbesserung des TSFCs geringer aus. Die Verbesserung des TSFC kann somit nicht ausschließlich auf die Steigerung des Verdichterdruckverhältnisses auf 3,1 zurückgeführt werden, sondern auch auf zusätzlich verbesserte Komponentenwirkungsgrade (siehe Abbildung 2.5). Der Vergleich mit den Messdaten von einem deutlich größeren Triebwerk aus der 400 N-Klasse zeigt einen deutlich stärkeren Anstieg der Effizienz. Das höhere Verdichterdruckverhältnis $\Pi_{12 \rightarrow 13}$ leistet einen großen Beitrag, allerdings wird auch hier nicht der Wert von 4 erreicht. Bei diesem Modell kann ebenfalls von einer höheren Turbineneintrittstemperatur T_{14} von bis zu 1200 K ausgegangen werden,

da der spezifische Schub im prognostizierten Bereich liegt. Die Reduktion des TSFCs um 17 % setzt auch hier eine Verbesserung der Komponentenwirkungsgrade voraus, was bei einem baugrößeren Triebwerk einfacher zu erreichen ist.

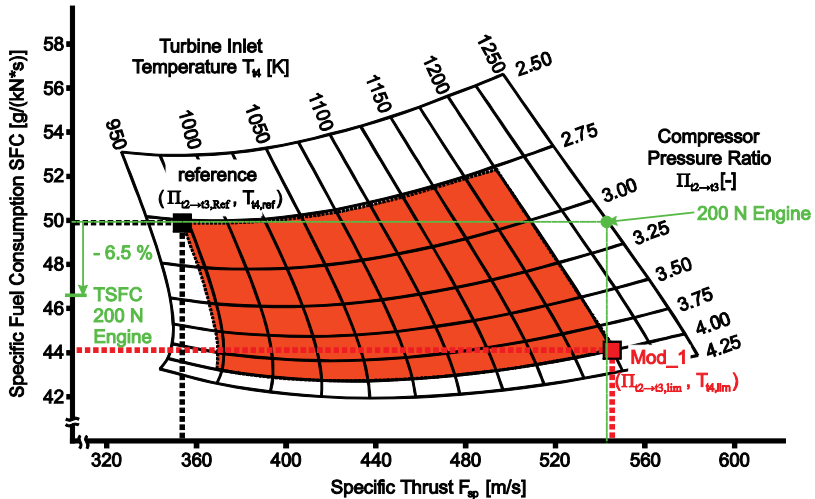


Abbildung 2.5: Erhöhung des Verdichterdruckverhältnisses $\Pi_{12 \rightarrow 13}$ und der Turbineneintrittstemperatur T_{t4} ohne Verbesserung der Komponentenwirkungsgrade (modifiziert von Quelle: [26])

Die in [26] angegebene maximale mögliche Verbesserung des TSFC um 32 % wird jedoch deutlich verfehlt. Die Erhöhung des Verdichterdruckverhältnisses $\Pi_{12 \rightarrow 13}$ und der Komponentenwirkungsgrade ist in der Baugröße des Referenztriebwerks aus [26] und der FT180 aufgrund konstruktiver und fertigungstechnischer Randbedingungen ausgereizt.

2.5 Forschungsbedarf bei kleinen Turbojet-Triebwerken

Die kleinen Turbojet-Triebwerke eröffnen großes Potential für kleine unbemannte Luftfahrzeuge unter 500 kg MTOW. Hauptproblem ist der hohe spezifische Brennstoffverbrauch, während der spezifische Schub bereits die Anforderungen erfüllt. Weitere Folgeprobleme resultierenden aus der herausfordernden Integration in das Luftfahrzeug. Die zukünftigen Anwendungskonzepte erfordern somit höhere Effizienz, Leistungsdichte und Standzeiten, sodass die Verwendung teurer Materialien wie keramische Turbinenteile [33] oder die additive Fertigung von Verdichterlaufrädern aus Titanlegierungen gerechtfertigt sein wird. Bis diese jedoch den Markt ausreichend weit durchdrungen haben und für die Entwicklung

neuer Generationen von komplexeren kleinen Turbojet-Triebwerken prozesssicher zur Verfügung stehen, muss die Effizienz innerhalb der bestehenden Randbedingungen verbessert werden. Ziel dieser Forschungsarbeit ist es Konzepte zu erarbeiten, die den schubspezifischen Verbrauch TSFC verringern, das Schub-Gewichtsverhältnis steigern und über die vorgeschlagenen Potenziale aus [26] hinausgehen. Die Steigerung der thermodynamischen Parameter und Komponentenwirkungsgrade ist innerhalb der gesetzten Randbedingungen ausgereizt bzw. sollen zusätzlich zu den in dieser Arbeit vorgeschlagenen Verbesserungen zukünftig genutzt werden können. Die Problemfelder bei der Integration und Reduktion der Signatur sollen bei den schubsteigernden Konzepten miteinbezogen werden.

3 Methoden zur Schubsteigerung

Die Schubsteigerung von Triebwerken ist ein beständiges Thema. Die spezifische Nutzarbeit einer Gasturbine kann durch die Modifikation des thermodynamischen Kreisprozesses gesteigert werden, siehe Gleichung (4). Bereits kurz nach der Einführung des Turbojet-Triebwerks wurde mit dem Ende des zweiten Weltkriegs beim National Advisory Committee for Aeronautics (NACA) ein Forschungsprogramm für schubsteigernde Konzepte für Turbojet-Triebwerke aufgesetzt [34]. Es wurden alternative Konzepte zur Erhöhung der Schubkraft untersucht, wie der Nachbrenner oder die Wassereinspritzung. Später folgten erweiterte Triebwerksbauweisen wie der Turbofan mit dem Ziel, einen hohen Gesamtmassenstrom \dot{m} mit niedrigerer Ausströmungsgeschwindigkeit c_9 zur effizienten Schuberzeugung zu nutzen, siehe Gleichung (8).

3.1 Ansätze zur Schubsteigerung

Die kleinen Turbojet-Triebwerke sind ähnlich aufgebaut wie die frühen Strahltriebwerke, sodass gleiche Voraussetzungen zu den damaligen Ansätzen zur Schubsteigerung vorliegen. Die Schubverstärkung Φ wird in Abhängigkeit der Schubkraft des Turbojet-Triebwerks definiert.

$$\Phi = \frac{F_{Aug}}{F_{TJ}} \tag{11}$$

F_{Aug} Schub mit Modifikation zur Schubverstärkung
 F_{TJ} Schub des Turbojet-Triebwerks

Das übergeordnete Ziel in dieser Arbeit soll eine Effizienzsteigerung des Triebwerks sein. Dafür muss auch die Änderung des spezifischen Verbrauchs betrachtet werden.

$$TSFC_{rel} = \frac{TSFC_{Aug}}{TSFC_{TJ}} = \frac{1}{\Phi} \cdot \left(\frac{\dot{m}_{Br,TJ}}{\dot{m}_{Br,Aug}} \right) \tag{12}$$

$TSFC_{Aug}$ Schubspez. Verbrauch mit Modifikation zur Schubverstärkung
 $TSFC_{TJ}$ Schubspez. Verbrauch des Turbojet-Triebwerks
 $\dot{m}_{Br,Aug}$ Brennstoffverbrauch mit Modifikation zur Schubverstärkung
 $\dot{m}_{Br,TJ}$ Brennstoffverbrauch des Turbojet-Triebwerks

Die Konzepte zur Schubverstärkung können mit den vorherigen Maßnahmen zur Leistungs- und Effizienzsteigerung aus Kapitel 2.3 kombiniert werden.

3.1.1 Nachbrenner

Nachbrenner werden bei Überschallflugzeugen und Kampfflugzeugen eingesetzt, um hohe Fluggeschwindigkeiten zu erreichen. Der Nachbrenner funktioniert über

eine zusätzliche Wärmezufuhr aus der Verbrennung von Brennstoff zwischen Turbinenaustritt und Schubdüse. Durch die Aufheizung wird die Ausströmgeschwindigkeit c_9 erhöht. Im Idealfall bleibt der Massendurchsatz gleich und der Schub wird proportional zur Geschwindigkeitserhöhung verstärkt [35]. Im realen Fall verursachen die zusätzlichen Komponenten des Nachbrenners Druckverluste und der Nachbrennerbetrieb selbst eine Verschiebung des Arbeitspunktes des Turbojet-Triebwerks. Nach dem Turbinenaustritt folgt ein Diffusor zur Reduktion der Strömungsgeschwindigkeit vor der eigentlichen Nachverbrennung. Im Nachbrennerrohr entstehenden weitere Druckverluste, sowohl aerodynamischer Art, als auch durch die Verbrennung selbst. Im engsten Querschnitt der folgenden Düse wird ab einer bestimmten Temperaturerhöhung die Machzahl 1 erreicht. Bei weiterer Aufheizung muss der Vordruck steigen und führt zu einer Androsselung des Verdichters. Triebwerke mit Nachbrenner benötigen deshalb eine Düse mit variablem Querschnitt, um die Betriebsstabilität ohne und mit Nachbrennerzuschaltung zu sichern. Der Nachbrenner ersetzt die normale Schubdüse am Turbojet-Triebwerk und kann nachträglich installiert werden. Das Konzept ist deswegen grundsätzlich zum Einsatz an einem kleinen Turbojet-Triebwerk geeignet. Durch die Baugruppe Nachbrenner werden zwei zusätzliche Ebenen eingeführt. Die Eintrittsebene 6 und die Austrittsebene 7 des Nachbrenners. Der Nachbrenner kann außerdem bei Bedarf eingeschaltet werden und erlaubt einen flexiblen Einsatz der Schubverstärkung.

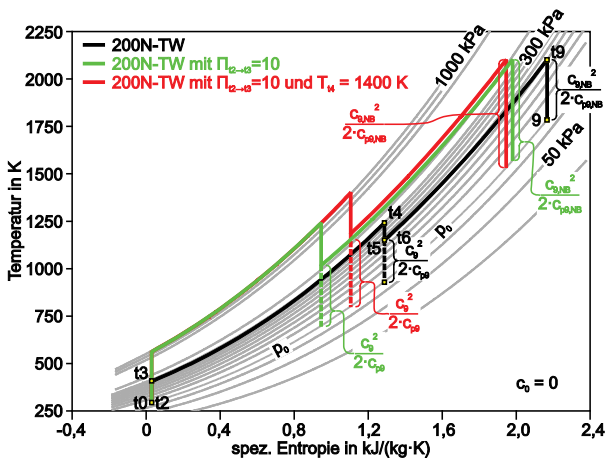


Abbildung 3.1: Modifikation des idealen Kreisprozesses des Turbojet-Triebwerks mit einem Nachbrenner

Die Auswirkung auf den thermodynamischen Kreisprozess des 200-N-Triebwerks wird in Abbildung 3.1 dargestellt. Die Schubverstärkung im T-s-Diagramm wird

letztlich durch das Verhältnis der Nutzarbeit ohne und mit Nachbrenner wiedergegeben. Durch das niedrige Verdichterdruckverhältnis $\Pi_{12 \rightarrow 13}$ des 200-N-Triebwerks ist die Temperatur T_{15} nach der Entspannung über die Turbine relativ hoch und erreicht Werte zwischen 750 °C und 850 °C. Die maximale Temperatur am Ende des Nachbrenners wird durch Werkstoffparameter sowie der Kühltechnologie limitiert. Im Nachbrenner wird mit Heißgas verbrannt, sodass der Sauerstoffanteil niedriger ist, als bei Frischluft. Bis zur stöchiometrischen Verbrennung von Kerosin können in etwa 2000 K erreicht werden [35]. Das Aufheizungsverhältnis T_{17}/T_{16} für kleine Turbojet-Triebwerke ist entsprechend niedrig und somit auch die zusätzliche Leistungserzeugung im Nachbrenner. Dem gegenüber steht ein hoher zusätzlicher Brennstoffeinsatz. Das niedrige Druckverhältnis in der Düse bewirkt, dass der Faktor der Nutzarbeitssteigerung gering ist. Im idealen Fall aus [Abbildung 3.1](#) liegt dieser bei 1,4. Ein größeres Druckverhältnis in der Düse erzeugt durch die Divergenz der Isobaren einen größeren Gewinn an spezifischer Nutzarbeit. Mit der in Kapitel 2.3 vorgeschlagenen Erhöhung des Verdichterdruckverhältnisses erhöht sich die Wirksamkeit des Nachbrenners. In [Abbildung 3.1](#) wird mit einem Verdichterdruckverhältnis von 10 die spezifische Nutzarbeit um den Faktor 1,7 erhöht. Durch die Erhöhung der Turbineneintrittstemperatur T_{14} bleibt letztlich auch mehr Restdruck nach der Turbinenstufe bzw. in der Düse übrig. Das Aufheizungsverhältnis sinkt jedoch und führt in [Abbildung 3.1](#) zu einer Steigerung der spezifischen Nutzarbeit nur um den Faktor 1,5.

In der Studie von Ludin im Auftrag der NASA [36] wird das Verbesserungspotential durch den Nachbrenner quantifiziert. Das untersuchte Triebwerksmodell hatte ein Verdichterdruckverhältnis von 4 bei einem Wirkungsgrad $\eta_{12 \rightarrow 13}$ von 0,8, eine Turbineneintrittstemperatur T_{14} von 1111 K, einen Turbinenwirkungsgrad $\eta_{14 \rightarrow 15}$ von 0,85 und einem Totaldruckverhältnis in der Brennkammer $\Pi_{13 \rightarrow 14} = 0,97$ in der Brennkammer. Diese Werte sind ähnlich zu dem optimierten Turbojet-Triebwerk aus [26]. Die Aufheizung im Nachbrenner wird auf 2111 K limitiert, da die stöchiometrische Verbrennung mit Kerosin erreicht wird. Die Schubverstärkung Φ hängt von der Strömungsgeschwindigkeit nach der Turbine und der Effizienz des Diffusors ab. Ein kleines Turbojet-Triebwerk der 200-N-Klasse wird bei den Komponentenwirkungsgraden des Nachbrenners aufgrund der Skalierungseffekte niedrigere Werte erreichen, als das in [36] betrachtete Triebwerk. Im Standfall ($c_0 = 0$) wird bei diesem eine Schubverstärkung von ca. 50 % ermittelt. Der spezifische Verbrauch nimmt um 85 % zu. Den Ergebnissen aus [36] zufolge wird die hohe Abströmgeschwindigkeit aus der Turbine des kleinen Turbojet-Triebwerks und daraus folgenden hohen Verluste im Diffusor dazu führen, dass nur etwa die Hälfte der potenziell möglichen Schubverstärkung erreicht werden kann.

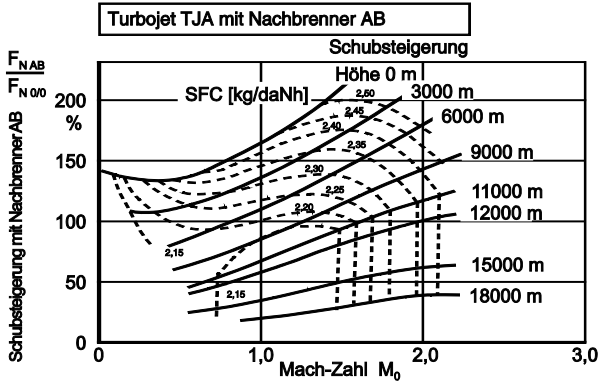


Abbildung 3.2: Synthetisches Schubkennfeld eines Turbojet-Triebwerks (Quelle: [35])

Bei einer Flugmachzahl von 1 liegt die Schubverstärkung Φ des Triebwerks nach [36] bereits bei etwa 2 mit einer Zunahme des spezifischen Verbrauchs von 70 %. Bei einer Flugmachzahl von 2 steigt die Schubverstärkung Φ auf 3 bei einer gleichzeitigen Verschlechterung des schubspezifischen Verbrauchs um ca. 45 %. Die Abhängigkeit der Schubverstärkung und des spezifischen Verbrauchs von Flughöhe und Machzahl zeigt auch das synthetisierte Schubkennfeld eines Turbojet-Triebwerks mit Nachbrenner in [Abbildung 3.2](#). Im Standfall (Sealevel-Bedingungen) liegt die Schubverstärkung etwas unter 50 % und steigt über 200 % bei Fluggeschwindigkeiten bei Mach 2. Für größere Flughöhen und hohe Flugmachzahlen liegt die Schubverstärkung wieder unter 50 % bei gleichzeitig hohem spezifischem Verbrauch. Auf der anderen Seite ist der Nachbrenner für diese Bedingungen in den meisten Fällen notwendig, um überhaupt noch ausreichend Schub zu erzeugen.

3.1.2 Wassereinspritzung

Die Wassereinspritzung wurde an Flugzeugen eingesetzt um die Leistungsfähigkeit bei warmen Umgebungsbedingungen oder hoher Beladung des Flugzeugs kurzfristig für den Start zu erhöhen. Die Wassereinspritzung kann vor dem Verdichter oder am Eintritt in die Brennkammer erfolgen. Die ersten Untersuchungen dazu wurden ebenfalls Anfang der 1950er Jahre durchgeführt. Die Modifikation des Kreisprozesses eines Turbojet-Triebwerks in [36] basiert wieder auf die gleichen Werte von Verdichterdruckverhältnis, Turbineneintrittstemperatur und der Komponentenwirkungsgrade wie im vorherigen Kapitel 3.1.1. Somit ist die direkte Vergleichbarkeit der Konzepte zur Schubverstärkung möglich. Die Ergebnisse der Einspritzung von Wasser am Verdichtereintritt im Standfall ($c_0 = 0$) sind in der [Abbildung 3.3](#) dargestellt.

Die Wassereinspritzung am Verdichtereintritt ist eine relativ einfach integrierbare Lösung. Die bei der Verdichtung entstehende Wärme wird vom Wasser aufgenommen, welches dabei verdampft und der Luftströmung zusätzlich Wärme entzieht. Nach [36] sinkt die effektive Temperatur des Mediums, das den Verdichter durchströmt. Als unmittelbare Folge läuft das Triebwerk bei einer höheren korrigierten Drehzahl $n_{korr} = n_1 \cdot \sqrt{T_{ISA}/T_0}$ im Verdichterkennfeld. Dadurch steigen sowohl der Luftmassenstrom als auch durch das eingespritzte Wasser der Gesamtmassenstrom durch den Verdichter. Der höhere Gesamtdurchsatz muss auch durch das Turbinengitter strömen und erzwingt eine Erhöhung des Verdichterdruckverhältnisses. Durch den höheren Gesamtmassenstrom wird mehr Schub erzeugt. Die Wassereinspritzung am Verdichtereintritt erreicht bei einem Massenverhältnis von Wasser zu Luft von 0,048 die Sättigung am Verdichteraustritt. Die Schubverstärkung Φ liegt bei 1,4. Das zusätzlich mitzuführende Wasser erhöht den schubspezifischen Flüssigkeitsverbrauch im Vergleich zum unmodifizierten spezifischen Brennstoffverbrauch um den Faktor 2,9. Der Bericht [36] erwähnt, dass der Abgleich mit experimentellen Untersuchungen am zugrunde liegenden Triebwerk einen tendenziell höheren Verbrauch von Wasser ergab. Eine Untersuchung von Wilcox und Trout zur Wassereinspritzung in den Verdichter [37] mit höherem Fokus auf den Verdampfungsprozess kommt auf einen 5-mal höheren Flüssigkeitsverbrauch von Wasser zu Brennstoff bei einer Schubverstärkung von 1,3. In der [Abbildung 3.3](#) steigt der Luftmassenstrom um 15 % und das Druckverhältnis um 25 %. Für die Verdampfung des Wassers muss zusätzliche Energie aufgebracht werden. In der Berechnung aus [36] wird eine Mischung aus Wasser und Alkohol eingespritzt. Das Mischungsverhältnis wird rechnerisch so angepasst, dass der Brennstoffverbrauch konstant bleibt. Die frei werdende Energie bei der Verbrennung des Alkohols muss demnach zum schubspezifischen Brennstoffverbrauch addiert werden. In [36] werden zum energetischen Anteil aus der Umsetzung des Alkohols keine Angaben gemacht, entsprechend ist die Auswirkung auf den schubspezifischen Brennstoffverbrauch unbekannt. Die Veröffentlichung von Jones und Dowman [38] von 1947 zur Einspritzung von reinem Wasser am Verdichtereintritt an einem Turbojet-Triebwerk aus der 7 kN-Klasse enthält dazu experimentelle Ergebnisse. Für zwei Düsen A und B unterschiedlichen Querschnitts wurde das Wasser-Luft-Verhältnis bis zum Wert von 0,06 erhöht.

Für die Düsenvariante A wurde der Schub dadurch von ca. 6,36 kN auf 7,56 kN erhöht, wobei gleichzeitig der Brennstoffmassenstrom von ca. 0,227 kg/s auf 0,295 kg/s stieg. Der schubspezifische Brennstoffverbrauch bleibt nahezu gleich. Für die Düsenvariante B mit kleinerem Durchmesser nimmt durch die Wassereinspritzung der Schub von ca. 7,12 kN auf 8,72 kN zu bei einer Erhöhung des Brennstoffmassenstroms von ca. 0,252 kg/s auf 0,311 kg/s.

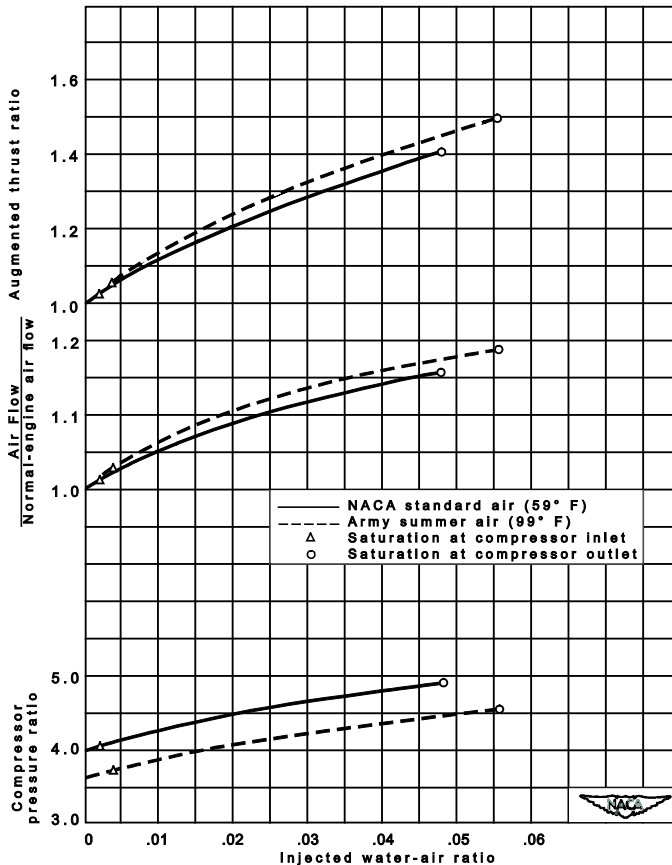


Abbildung 3.3: Schubverstärkung, Massenstrom und Verdichterdruckverhältnis bei steigender Wassereinspritzungsrate am Verdichtereintritt, Sealevel und Flugmachzahl 0 (aufbereitet von Quelle: [36])

Der TSFC verschlechtert sich dabei um etwa 6%. Die Abbildung 3.3 enthält außerdem die Auswirkung bei erhöhter Umgebungstemperatur. Der Wasseranteil bis zur Sättigung am Verdichteraustritt liegt etwas höher und der Luftmassenstrom nimmt um fast 20 % zu mit entsprechender Auswirkung auf den Gesamtmassenstrom. Insgesamt wird eine Schubverstärkung von 50 % erreicht, obwohl absolut der Schub aufgrund der geringeren Luftdichte niedriger ist.

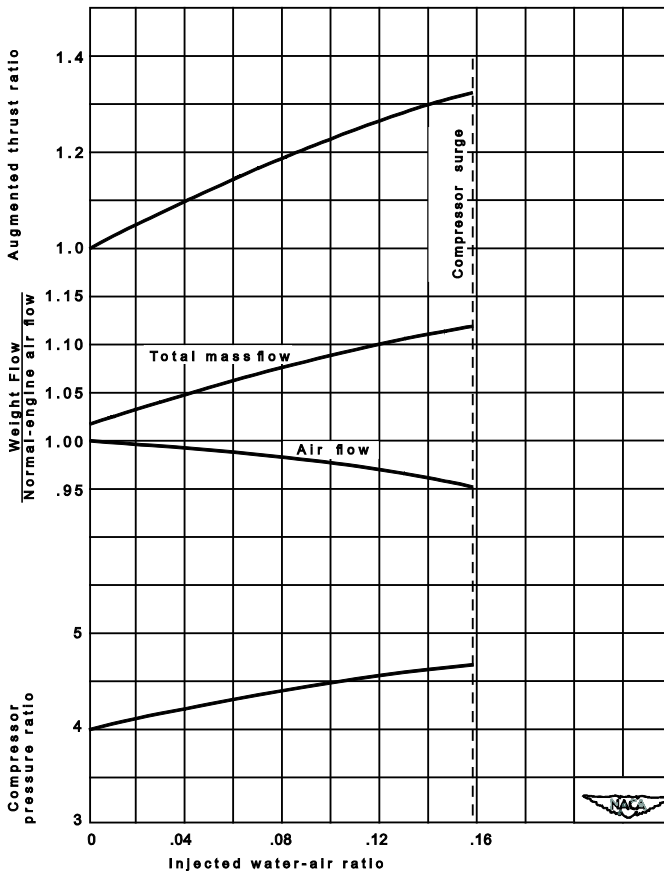


Abbildung 3.4: Schubverstärkung, Massenstrom und Verdichterdruckverhältnis bei steigender Wassereinspritzungsrate in die Brennkammer, Sealevel und Flugmachzahl 0 (aufbereitet von Quelle: [36])

Die Untersuchung von Ludin [36] betrachtet ebenfalls die Einspritzung eines Wasser-Alkohol-Gemisches in die Brennkammer. Durch die Wassereinspritzung wird ein Teil der Wärmefreisetzung vom verdampfenden Wasser aufgenommen. Der Gesamtmassenstrom durch die Turbine steigt und erzwingt eine Erhöhung des Verdichterdruckverhältnisses. Die Druckerhöhung führt im Verdichter zu einer Abnahme des korrigierten Luftmassenstroms, was dem Ziel der Schuberrhöhung entgegenwirkt. Der Bericht bewertet deswegen Verdichter mit flacher Charakteristik, d.h. Kennfelder mit großen Massenstromänderungen bei bereits kleinen Druckänderungen, als ungeeignet und sieht dieses Konzept daher vor allem für Triebwerke mit Axialverdichter von Interesse. Grundsätzlich ist jedoch zu

beachten, dass der Arbeitspunkt im Verdichterkennfeld auf der Drehzahllinie näher an die Pumpgrenze wandert. Die Ergebnisse der Berechnungen in [36] werden in Abbildung 3.4 dargestellt.

Für Normalbedingungen im Standfall ($c_0 = 0$) wird eine Schubverstärkung von ca. 32 % bei einem Verhältnis von Wasser zu Luft von 0,16. Ab diesem Punkt führt die erzwungene Erhöhung des Verdichterdruckverhältnisses von 4 auf 4,65 zum Überschreiten der Pumpgrenze. Der Luftmassenstrom durch den Verdichter sinkt um 5 %, der Gesamtmassenstrom durch die Turbine steigt um 10 % aufgrund des zusätzlichen Wassers im Fluid. Der auf den Schub bezogene Flüssigkeitsverbrauch von Wasser und Brennstoff steigt auf den 7-fachen Wert des normalen schubspezifischen Brennstoffverbrauchs. Der Alkoholanteil wird erneut angepasst, sodass der Brennstoffmassenstrom konstant bleibt. Zur Auswirkung auf den schubspezifischen Brennstoffverbrauch werden keine Werte errechnet. Die Untersuchung von Gabriel et al. [39] zur Wassereinspritzung in die Brennkammer eines größeren Turbojet-Triebwerks mit ca. 18 kN Schub und mit Axialverdichter liefert einige experimentelle Daten, welche zur Einschätzung der Veränderung des schubspezifischen Verbrauchs genutzt werden können. Der Brennstoffmassenstrom ohne zusätzliche Einspritzung lag bei ca. 0,494 kg/s. Durch die Einspritzung von ca. 1,089 kg/s reinen Wassers bei einem Wasser-Luft-Verhältnis von 0,033 stieg der Brennstoffmassenstrom auf ca. 0,59 kg/s an. Die Turbineneintrittstemperatur wurde dadurch konstant gehalten. Die Schubverstärkung Φ erreichte einen Wert von ca. 1,09. Eine weitere Steigerung war durch die Begrenzungen im Brennstoffversorgungssystem nicht möglich. Der schubspezifische Verbrauch verschlechterte sich dadurch um etwa 9 %. Der Wechsel auf ein Wasser-Alkohol-Gemisch erreichte eine maximale Schubverstärkung von 1,17. Dafür wurden ca. 1,923 kg/s Wasser, 0,354 kg/s Alkohol und 0,585 kg/s Kerosin in der Brennkammer umgesetzt. Das Wasser-Luft-Verhältnis lag bei ca. 0,06. Der Heizwert von Kerosin wird in [39] mit 41,8 MJ/kg und der des Alkohols mit 23,3 MJ/kg angenommen. Daraus ergibt sich eine Steigerung des Energieeinsatzes von ca. 58 % und führte zu einer Verschlechterung des TSFCs um ca. 35 %.

Die Schubverstärkung wird in [36] außerdem in Abhängigkeit der Flugmachzahl berechnet, siehe Abbildung 3.5. Die Auswirkung auf Schubverstärkung, spezifischen Flüssigkeitsverbrauch und Wasser-Luft-Verhältnis wird in Abbildung 3.5 verglichen. Bei Wassereinspritzung am Verdichtereintritt wird für jede Flugmachzahl das Wasser-Luft-Verhältnis bis zur Sättigung am Verdichteraustritt erhöht. Bei einer Flugmachzahl von 1 wird eine Schubverstärkung von 1,75 und bei Mach 2 eine Schubverstärkung um den Faktor 2,6 ermittelt. Der spezifische Flüssigkeitsverbrauch steigt dabei jedoch auf das 5,2-fache des Ausgangszustands. Für den Fall der Wassereinspritzung in die Brennkammer wird das Wasser-Luft-Verhältnis für jede Machzahl bis zum Erreichen der Pumpgrenze erhöht. Die

Autoren geben jedoch zu bedenken, dass dieser Grenzwert für den praktischen Betrieb ungeeignet ist.

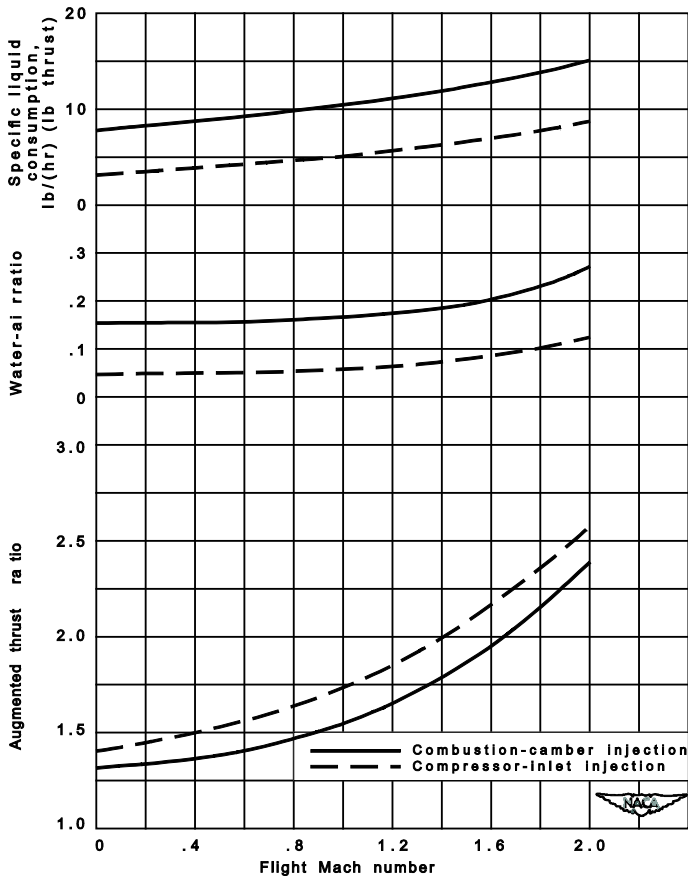


Abbildung 3.5: Wirkung der Wassereinspritzung bei steigender Flugmachzahl (aufbereitet von Quelle: [36])

Für die Wassereinspritzung muss eine große Menge destilliertes Wasser im Luftfahrzeug mitgeführt werden. Der Platzbedarf und die zusätzliche Masse schließen einen Dauerbetrieb aus. Die Beschauelung von Verdichter und Turbine können durch Erosion und Korrosion infolge von unvollständig verdampftem Wasser beschädigt werden. Das Wasser bzw. der Dampf in der Brennkammer verschlechtert den Verbrennungsprozess und hat erhöhte CO und UHC-Emissionen zur Folge [35].

3.1.3 Luftabzapfung

Beim „Bleedoff“-Konzept wird Verdichterluft (bleed off) abgezweigt und mit Brennstoff in einer extra Brennkammer verbrannt. Das Heißgas wird dann aber nicht über die Turbine geleitet, sondern direkt über eine Düse entspannt. Das Fehlen der Turbine erlaubt hohe Temperaturen und eine hohe spezifische Nutzarbeit. Die Radialverdichter der kleinen Turbojet-Triebwerke fördern tendenziell eher niedrigere Massenströme. Die Skalierung der Brennkammer hat außerdem zu Folge, dass anteilig mehr Luft zur Kühlung benötigt wird [21]. Der abgezweigte Luftmassenstrom fehlt in der Brennkammer und zur Leistungserzeugung für den Verdichter in der Turbine. Das Konzept eignet sich für Kleintriebwerke deswegen nicht und wurde auch in der Luftfahrt bald wieder aufgegeben.

3.1.4 Erhöhung des Massenstroms

Den Schub durch die Erhöhung der bewegten Massen zu steigern lässt sich an einem einfachen physikalischen Zusammenhang festmachen. Die Strahlleistung wird nach Gleichung (5) beschrieben. Wenn c_0 gleich 0 ist, vereinfacht sich die Schubgleichung (6) und der Schub hängt linear vom Massenstrom und quadratisch von der Austrittsgeschwindigkeit c_9 ab. Die Verdoppelung des Schubs kann über eine Verdopplung der Austrittsgeschwindigkeit c_9 mit einer Vervierfachung des Leistungsbedarfs oder einer Verdopplung des Massenstroms bei Verdopplung der Strahlleistung erreicht werden. Es ist also für ein Strahltriebwerk effizienter den Schub mit hohem Massenstrom zu erzeugen.

Die theoretischen Grundlagen, wie durch Erzeugung eines Nebenstroms der Schub verstärkt wird, werden von Heiser in der Veröffentlichung [40] beschrieben. Der Ansatz geht von einer primären Druckquelle aus, die über eine Düse in ein Kontrollvolumen strömt und Schub erzeugt. Zu diesem Referenzschub wird die Schubverstärkung für verschiedene Konzepte definiert.

Alle Konzepte erzeugen über verschiedene Methoden einen sekundären Massenstrom \dot{m}_{SM} . Dieser betritt das Kontrollvolumen über (a) und verlässt es wieder über (e). Die Schubverstärkung wird wie folgt definiert:

$$\phi = \frac{\dot{m}_{PM} \cdot c_{PM,e} + \dot{m}_{SM} \cdot (c_{SM,e} - c_0)}{\dot{m}_{PM} \cdot c_{PM,e}^*} \quad (13)$$

\dot{m}_{PM}	primärer Massenstrom
\dot{m}_{SM}	sekundärer Massenstrom
$c_{PM,e}^*$	primäre Austrittsgeschwindigkeit ohne Nebenstrom
$c_{PM,e}$	primäre Austrittsgeschwindigkeit mit Nebenstrom
$c_{SM,e}$	sekundäre Austrittsgeschwindigkeit des Nebenstroms
c_0	Umgebungsgeschwindigkeit

Die Leistungsbilanz im System lässt sich wie folgt formulieren:

$$\dot{m}_{PM} \cdot c_{PM,e}^{*2} \geq \dot{m}_{PM} \cdot c_{PM,e}^2 + \dot{m}_{SM} \cdot c_{SM,e}^2 \quad (14)$$

Durch Kombination der Gleichungen bei ortsfester Umgebung $c_0 = 0$ ergibt sich der in [40] beschriebene Zusammenhang:

$$\Phi \leq \frac{c_{PM,e}}{c_{PM,e}^*} + \sqrt{\frac{\dot{m}_{SM}}{\dot{m}_{PM}} \cdot \left[1 - \left(\frac{c_{PM,e}}{c_{PM,e}^*} \right)^2 \right]} \quad (15)$$

Der Ausdruck $c_{PM,e}/c_{PM,e}^*$ und $\dot{m}_{SM}/\dot{m}_{PM}$ sind unabhängig voneinander. Diese Gleichung leitet man nach $c_{PM,e}/c_{PM,e}^*$ ab und setzt diese zu Null um das Maximum zu bestimmen. Dieses ergibt sich zu:

$$\frac{c_{PM,e}}{c_{PM,e}^*} = \sqrt{\frac{1}{1 + \dot{m}_{SM}/\dot{m}_{PM}}} \quad (16)$$

Für die maximale Schubverstärkung durch einen Nebenstrom ergibt sich folgende Formel:

$$\Phi_{Ideal} = \sqrt{1 + \frac{\dot{m}_{SM}}{\dot{m}_{PM}}} \quad (17)$$

Die Schubverstärkung ist im isentropen verlustfreien Fall nur vom Massenstromverhältnis abhängig. Der Nebenstrom kann mit unterschiedlichen technischen Konzepten erzeugt werden.

3.1.4.1 Druckinduzierter Nebenstrom – Turbofan-Triebwerk

Eine in [40] beschriebene Methode ist die Umwandlung der Leistung in der Primärströmung über eine Turbine in Wellenleistung. Diese Wellenleistung wird dann wieder an einen Turbokompressor geleitet und erzeugt über Druckaufbau den sekundären Massenstrom.

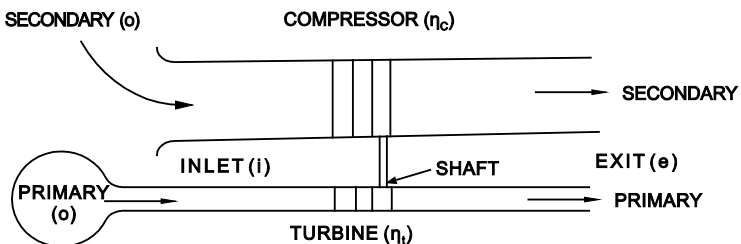


Abbildung 3.6: Nebenstrom über Turbokompressor (aufbereitet von Quelle: [40])

Die Herleitung der theoretischen Schubverstärkung ergibt folgenden Zusammenhang:

$$\phi = \sqrt{1 + \eta_T \cdot \eta_C \cdot \frac{\dot{m}_{SM}}{\dot{m}_{PM}}} \quad (18)$$

- η_T Wirkungsgrad der Turbinenstufe
- η_C Wirkungsgrad des Turbokompressors

Bei hohen Wirkungsgraden der Turbinen- und Verdichterstufe lässt sich die ideale Schubverstärkung annähern. Diese Bauweise wird als Turbofan-Triebwerk bezeichnet. In der kommerziellen Luftfahrt sollen in Zukunft immer höhere Nebenstromverhältnisse genutzt werden, um die Effizienz weiter zu steigern. Der Nebenstrom hat noch weitere positive Effekte. Der Nebenstrom reduziert durch die Umhüllung des heißen Abgasstrahls die Lärmemission. Die thermische Belastung von Luftfahrzeug und umgebender Infrastruktur wird durch die Isolation und Kühlung mit der Nebenstromluft gesenkt.

3.1.4.2 Nebenstrom durch viskose Kräfte – Ejektordüse

Ein weiteres in [40] beschriebenes technisches Konzept zur Nebenstromerzeugung ist die Ejektordüse. Die Ejektordüse basiert auf dem strömungsmechanischen Prinzip von Venturi und funktioniert wie eine Strahlpumpe [41]. Ein schnell strömendes Primärmedium, auch Treibmedium genannt, wird von einem Ejektorrohr oder auch Mischrohr ummantelt. Die viskosen Kräfte in der Scherschicht des Primärstrahls üben eine Förderwirkung auf das umgebende Medium aus. Dadurch entsteht im Ejektorrohr ein Unterdruck. Durch eine Einlaufdüse, auch Sekundäreinlauf oder Ejektoreinlauf genannt, wird das Umgebungsmedium angesaugt und erzeugt einen sekundären Massenstrom.

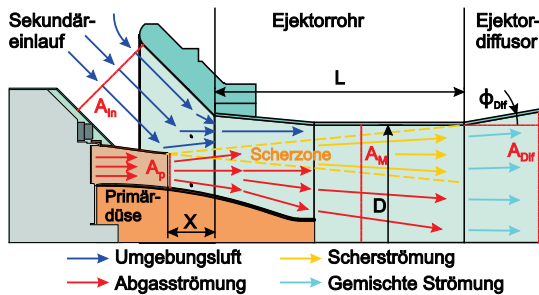


Abbildung 3.7: Prinzipskizze der Funktion einer Ejektordüse

Im Falle der Ejektordüse ist das Fördermedium die Umgebungsluft. Im Ejektorrohr vermischen sich Primär- und Sekundärströmung und treten idealerweise mit einem ausgeglichenen Strömungsprofil aus der Ejektordüse aus. Ein Diffusor

sorgt für den Ausgleich des Drucks zur Umgebung. Die Grundlagen für die schubverstärkende Wirkung wurde bereits 1949 von Theodore Von Kármán für den vereinfachten inkompressiblen Fall dargelegt [42]. Die Herleitung behandelt weder das Primärdüsendruckverhältnis, noch wird ein Diffusor mit einbezogen. Das Flächenverhältnis α wird als wichtigster Einflussfaktor identifiziert.

$$\alpha = \frac{A_s}{A_p} = \frac{A_M - A_p}{A_p} = \frac{A_M}{A_p} - 1 \quad (19)$$

A_p	Austrittsfläche Primärdüse
A_s	Querschnittsfläche Sekundärströmung
A_M	Querschnittsfläche Ejektorrohr

Die theoretischen Herleitungen von Heiser [40] mündeten in der erweiterten Formulierung der Schubverstärkung Φ im inkompressiblen Fall. Diese berücksichtigt den Diffusor in Abhängigkeit des Flächenverhältnis α , des Dichteverhältnisses zwischen Primär- und Sekundärströmung und dem Massenstromverhältnis [43]:

$$\Phi = \frac{\left(1 + \frac{\dot{m}_{SM}}{\dot{m}_{PM}}\right) \cdot \left(1 + \frac{\rho_{PM}}{\rho_{SM}} \cdot \frac{\dot{m}_{SM}}{\dot{m}_{PM}}\right)}{\gamma \cdot \left(1 + \frac{1}{\alpha^*}\right) \cdot \sqrt{1 - \frac{\rho_{PM}}{\rho_{SM}} \cdot \left(\alpha^* \cdot \frac{\dot{m}_{SM}}{\dot{m}_{PM}}\right)^2}} \quad (20)$$

$$\begin{aligned} & \left(\frac{1}{\gamma^2} + \alpha^{*2}\right) \cdot \left(\frac{\rho_{PM}}{\rho_{SM}}\right) \left(\frac{\dot{m}_{SM}}{\dot{m}_{PM}}\right)^2 + \left(1 + \frac{\rho_{PM}}{\rho_{SM}}\right) \cdot \left(1 + \frac{1}{\gamma^2}\right) \cdot \left(\frac{\dot{m}_{SM}}{\dot{m}_{PM}}\right) \\ & = \frac{2}{\alpha^*} + \left(1 - \frac{1}{\gamma^2}\right) \end{aligned} \quad (21)$$

α^*	invertiertes Flächenverhältnis $\alpha^* = 1/\alpha$
ρ_{PM}	Dichte primäre Strömung
ρ_{SM}	Dichte Sekundärströmung
γ	Diffusorflächenverhältnis $\gamma = A_{dif}/A_M$

Die Schubverstärkung der Ejektordüse kann bedeutendes Ausmaß annehmen und hängt theoretisch nur von der Baugröße ab. Die Ejektordüse wandelt die Strahlleistung um, sodass eine Auswirkung auf den thermodynamischen Kreisprozess des Triebwerks selbst ausgeschlossen werden kann. Die technische Umsetzung erfordert keinerlei bewegliche Teile. Dadurch sind die Bedingungen für eine kompakte, leichte und robuste Konstruktion gut. Die theoretischen Herleitungen setzen einen vollständigen Ausgleich der Geschwindigkeiten von Primär- und Sekundärmedium voraus. Die Vermischung mit Umgebungsluft führt zu einer Reduktion der Abgastemperatur in Abhängigkeit des Massenstromverhältnisses.

3.2 Bewertung der Konzepte zur Eignung für kleine Turbojet-Triebwerke

Die vorgestellten Konzepte zur Schubverstärkung sind bei kleinen Turbojet-Triebwerken nicht oder nur im experimentellen Status existent.

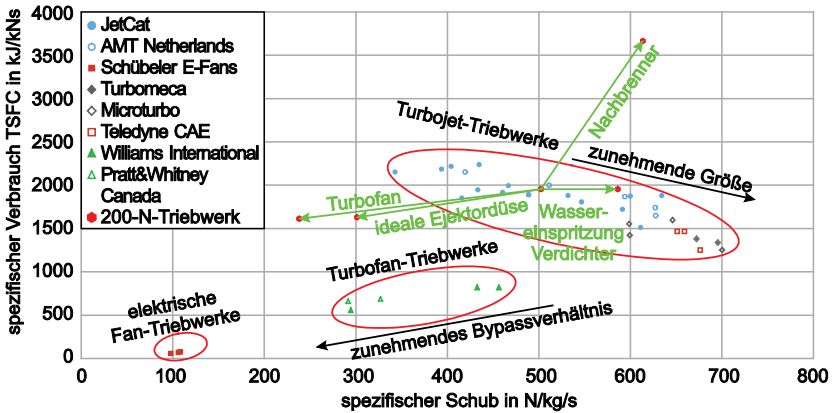


Abbildung 3.8: Spezifischer Verbrauch und spez. Schub bei kleinen Schubtriebwerken (Quelle: Herstellerangaben, [21] und [44])

Die Informationen aus der Literatur werden im Zusammenhang mit den Randbedingungen bei kleinen Turbojet-Triebwerken bewertet. Die [Abbildung 3.8](#) adaptiert das Schema der [Abbildung 1.1](#) aus Kapitel 1 für kleine Schubtriebwerke von 20 bis 8000 N Schub. Die [Abbildung 3.8](#) beinhaltet kleine Turbojet-Triebwerke bis 500 N und größere bis 5 kN aus dem Bereich der Marschflugkörper. Daneben werden auch verfügbare kleine Turbofan-Triebwerke dargestellt, sowie elektrische Fan-Triebwerke. Das bereits in Kapitel 2.4 vorgestellte 200-N-Triebwerk befindet sich im Mittelfeld der kleinen Turbojet-Triebwerke. Mit den im Kapitel 3.1 vorgestellten Ansätzen zur Schubverstärkung soll die Auswirkung auf das 200-N-Triebwerk im Kontext der Anforderungen für das Antriebssystem fortschrittlicher UAVs bewertet werden.

Nachbrenner:

Die Installation eines Nachbrenners am 200-N-Triebwerk mit einer maximalen Aufheizungstemperatur von 2100 K verstärkt den Schub um etwa 20 - 30 %. Der schubspezifische Verbrauch wird um ca. 80 % erhöht. Die Ergebnisse sind jedoch optimistisch ausgelegt und es muss von deutlich geringeren Resultaten bei der Umsetzung ausgegangen werden. Der spezifische Schub kann gesteigert werden. Aufgrund der geringen Anzahl beweglicher Teile an einem Nachbrenner kann das Zusatzgewicht niedrig gehalten werden. Für ein gutes Betriebsverhalten

ist jedoch eine verstellbare Düse notwendig. Die beweglichen Segmente der variablen Düse unterliegen starken Temperaturwechseln. Das führt sowohl zu hoher Wärmelast auf den Bauteilen als auch zu der Gefahr, dass sich die beweglichen Teile durch die Wärmeausdehnung und Verformung verkleben. Der Nachbrenner geht entsprechend mit einer leichten Steigerung der Komplexität und einem gewissen Verlust an Betriebssicherheit einher. Die Vorteile des Nachbrenners bei Fluggeschwindigkeiten im Überschallbereich werden für die UAVs bisher nicht benötigt. Die schnellsten UAV-Systeme mit kleinem Turbojet-Triebwerk bewegen sich im Bereich Mach 0,6 (siehe Kapitel 1).

Zusätzlich sind in den Themenfeldern Lärm- und Wärmeemission Verschlechterungen zu erwarten. Die hohen Abgastemperaturen während des Nachbrennerbetriebs verschärfen das Problem der Integration und erschweren den Schutz der Luftfahrzeugstruktur vor thermischer Belastung.

Wassereinspritzung:

Die Modifikation des 200-N-Triebwerks wird aus [36] abgeleitet und stellt eine Abschätzung dar. Die Wassereinspritzung vor dem Radialverdichter ist aufgrund der Zugänglichkeit einfacher zu integrieren. Die Schubverstärkung könnte bis zu 40 % betragen. Die Veröffentlichung [36] sieht allerdings Probleme bei Radialverdichtern bezüglich deren Kennfeldcharakteristik. Die Beibehaltung der Betriebsgrenzen durch Verschiebung zu einem Betriebspunkt mit höherer korrigierter Drehzahl im Verdichterkennfeld muss zuvor analysiert werden. Das geringe Verdichterdruckverhältnis führt zu einer nur geringen Aufheizung der Luftströmung und erreicht ohne Wassereinspritzung eine Temperatur von bis etwa 150 °C. Die Verweilzeit des Fluids beträgt nur 30 ms, sodass eine vollständige Verdampfung des Wassers eine Herausforderung darstellt. Restwasser und Dampf im Fluid können das Verdampfen des Brennstoffs in den Stick der Brennkammer destabilisieren oder vollständig zu erliegen bringen. Druckschwankungen und ungleichmäßige Verbrennung können die Turbine beschädigen und zum Verlöschen der Flamme in der Brennkammer führen. Betrachtet man die Werte aus der Untersuchung in [38] kann der schubspezifische Verbrauch im besten Fall konstant gehalten werden.

Eine Schubsteigerung von bis zu 30 % kann nach [36] durch die Einspritzung von Wasser direkt in die Brennkammer erreicht werden. Die Modifikation erfordert bauliche Änderungen an der Brennkammer und dem Triebwerksgehäuse. Ein gesonderter Zugang für Wasserleitungen und Düsen muss geschaffen werden. Die örtlich einstellbare Einspritzung direkt in die Brennkammer vermeidet Probleme mit dem Verdampfersticksystem und erleichtert die vollständige Verdampfung des Wassers durch die hohen Temperaturen in der Brennkammer. Die Auswirkung der Androsselung des Radialverdichters muss zuvor untersucht werden. Die Untersuchung in [36] hält den Brennstoffmassenstrom konstant und

nutzt zur Kompensation der zur Verdampfung des Wassers nötigen Energie ein Gemisch aus Wasser und Alkohol. Die Werte aus der Veröffentlichung [39] zeigen jedoch eine deutliche Verschlechterung des schubspezifischen Verbrauchs um bis zu 35 %.

Die erreichbare statische Schubverstärkung durch die Wassereinspritzung liegt nach [36] zwischen 30 % bis 40 %. Diese Modifikation führt jedoch zu einem viel höheren spezifischen Flüssigkeitsverbrauch. Abhängig von der Methode liegt diese beim drei- bis fünffachen des Brennstoffmassenstroms. Das Wasser muss vom Luftfahrzeug mitgeführt werden. Berücksichtigt man den spezifischen Flüssigkeitsverbrauch (Brennstoff plus Wasser) anstatt des spezifischen Brennstoffverbrauchs, führt dies zu einer extremen Verschlechterung des spezifischen Verbrauchs. Für die kompakten UAVs ist das Gesamtgewicht ein entscheidender Faktor, sodass der spezifische Flüssigkeitsverbrauch die relevante Größe und das zusätzliche Mitführen von Wasser kritisch zu bewerten ist. Die zusätzliche Installation von Leitungen, Pumpen und Tank schafft weitere Probleme bei der Integration und dem Gesamtgewicht. Letztendlich erfordert die Wassereinspritzung die komplette Überarbeitung des Triebwerks incl. Modifikation des Kreisprozesses.

Schubsteigerung durch Turbofan-Bauweise:

Turbofan-Triebwerke sind in der Schubklasse unter 500 N nicht existent. Die Veröffentlichung von Cukurel und Kadosh [45] beschreibt die Transformation eines kleinen Turbojet-Triebwerks zu einem Turbofan-Triebwerk. Die ausführliche thermodynamische Leistungsrechnung an einem Turbojet-Triebwerk der 200-N-Klasse demonstriert den Schubzugewinn und die Auswirkung auf den Brennstoffverbrauch. Die Verhältnisse werden in Abbildung 3.8 auf das 200-N-Triebwerk in dieser Untersuchung angewandt. Der Schub kann mit einem Bypassverhältnis von 2,33 nach [45] um etwa 60 % erhöht werden. Der zusätzliche Nebenstrom sorgt für eine deutliche Reduzierung des spezifischen Schubs und der spezifische Verbrauch wird um etwa 20 % verbessert. Die theoretischen Berechnungen beziehen jedoch nicht die konstruktiven Schwierigkeiten mit ein. Eine Turbofan-Bauweise erfordert fast immer eine Zwei-Wellen-Anordnung. Bei ineinanderlaufenden Wellen ist die innere dünne Welle anfällig auf Schwingungen [21]. Die zusätzlichen Komponenten, wie Niederdruckturbine, Welle, Lager, Schmierung sowie das Getriebe, sorgen für massiven Gewichtszuwachs. Das Schub-Gewichts-Verhältnis als wichtiger Parameter für die kompakten UAVs würde absinken. Kleine Turbofan-Triebwerke erreichen nur noch ein Schub-Gewichts-Verhältnis von 3 bis 5 im Gegensatz zu den kleinen Turbojet-Triebwerken von 7 bis 12 [21].

Ejektordüse:

Eine vergleichende Abschätzung und Einordnung der Schubverstärkung der Ejektordüse an einem kleinen Turbojet-Triebwerk ist nur schwer möglich. Bisher sind nur wenige Untersuchungen zur Anwendung an kleinen Turbojet-Triebwerken verfügbar. Nach den theoretischen Ausführungen in [43] kann die Schubverstärkung in Abhängigkeit der Größe beliebig gesteigert werden. Die Ejektordüse wandelt lediglich die Strahlleistung von niedrigem Massenstrom mit hoher Geschwindigkeit zu großem Massenstrom mit niedriger Geschwindigkeit um und sollte dadurch keinen Einfluss auf die thermodynamischen Betriebsparameter des Triebwerks haben. Aus der Forderung in Kapitel 2.5 nach einer Verbesserung des TSFCs um 20 % lässt sich eine notwendige Schubsteigerung um mindestens 20 % ableiten. Mit dem idealisierten Ansatz aus [43] ist eine Schubsteigerung um 20 % bei einem sekundären Massenstromverhältnis von 1:1 und einem kompakten Flächenverhältnis α von etwas über 2 zu erreichen. Mit einem Diffusor lassen sich noch weit höhere Schubverstärkungen erreichen und die Effizienz weiter steigern. Die zusammengetragenen Ergebnisse zur Forschung an Ejektordüsen von Porter und Squyers [46] zeigen jedoch eine große Diskrepanz zwischen Auslegung und tatsächlich erreichter Schubverstärkung.

Die Wirkung der Ejektordüse ist kontinuierlich und kann im Gegensatz zu Nachbrenner und Wassereinspritzung weder an- oder ausgeschaltet werden, noch gesteuert oder reguliert werden. Des Weiteren zeigt die Untersuchung von Presz et al. [47], dass der schubverstärkende Effekt durch die Anströmungsgeschwindigkeit im Flugzustand nachlassen kann. Ein großer Vorteil liegt wiederum in der Möglichkeit, die Ejektordüse mit anderen schubverstärkenden Maßnahmen zu kombinieren. Im Falle des Nachbrenners kann das prekäre Kühlungsproblem adressiert werden.

Die Bewertung der Konzepte wird in Tabelle 3.1 zusammengefasst und erfolgt als neutrale (0), gute (+) bis sehr gute technische Lösung (++) und als schlecht (-) bis „kontra zur Forderung“ (--).

Tabelle 3.1: Bewertung der Konzepte für kleine Schubtriebwerke

Konzept	TSFC	Schub- Gewichts- Verhältnis	Inte- gration	IR- Emission	Lärm- emission
Nachbrenner	--	+	-	--	--
Wassereinspritzung	--	--	--	0	0
Turbofan	+	-	++	++	++
Ejektordüse	+	0	++	++	+

3.3 Forschungsbedarf Schubverstärkung für kleine Turbojet-Triebwerke

Der Nachbrenner hat das Potential die Schubausbeute massiv zu erhöhen, bei gleichzeitig geringem Systemgewichtszuwachs. Allerdings ist der Brennstoffverbrauch enorm und das zusätzliche Brennstoffgewicht muss in das Gesamtsystem eingerechnet werden. Bei den Problemfeldern Integration, IR- und Lärmemission ist das Nachbrennerkonzept kontraproduktiv.

Eine Wassereinspritzung für kleine Turbojet-Triebwerke ist bisher noch nicht realisiert worden. Die Entwicklung für die kommerzielle Luftfahrt zeigt jedoch einige Probleme auf. Das zusätzlich mitzuführende Wasser muss zum Gesamtsystem hinzugezählt werden und verschlechtert das Schub-Gewichts-Verhältnis. Die umfangreichen Modifikationen am Triebwerksdesign in Anbetracht der eher geringen Verbesserungen sprechen gegen die Entwicklung.

Die Turbofanbauweise ist bei Triebwerken unter 500 N bis auf experimentelle Prototypen nicht verfügbar. Von allen Konzepten ist dieses das aussichtsreichste für hohe Effizienzsteigerungen. Beim Thema Integration, IR- und Lärmemission schneidet das Turbofan-Konzept ebenfalls gut ab, da der Nebenstrom zur Abschirmung und Isolation genutzt werden kann. Vor dem Hintergrund des geringeren Schub-Gewichtsverhältnis und des besonderen Kostendrucks bei Antriebssystemen für kompakte UAVs scheidet dies vorerst aus.

Die Ejektordüse zeigt hohes Potential. Der Einsatz der Ejektordüse in der Luftfahrt wurde in der Vergangenheit intensiv verfolgt. Bei den kleinen Turbojet-Triebwerken gibt es jedoch nur sehr wenige Untersuchungen zu dem Thema. Die Untersuchungen fanden sporadisch statt und schenken den fortschrittlichsten Ejektordüsenkonzepten mit Zwangsmischern nach Presz et al. [47] keine Beachtung. Durch die einfache Bauweise kann das Schub-Gewichtsverhältnis erhalten werden. Die Systemkomplexität steigt kaum. Die zusätzliche Luft aus dem Nebenstrom kann zur Abschirmung und Kühlung genutzt werden. Die Auslegung und Optimierung der Ejektordüse ist anspruchsvoll. Die zusammengetragenen Erkenntnisse in [46] beschreiben einen hohen Einfluss der Randbedingungen auf die Schubverstärkung der Ejektordüse. Zum Einsatz von Zwangsmischer und blütenförmige Düse sind bei den kleinen Turbojet-Triebwerken noch keine Erfahrungen vorhanden. Dementsprechend ist es das Ziel dieser wissenschaftlichen Arbeit, die Eignung der Ejektordüse für kleine UAVs systematisch zu bewerten und Auslegungsrichtlinien für deren gewinnbringende Nutzung an kleinen Turbojet-Triebwerken zu Verfügung zu stellen.

4 Stand der Technik Ejektordüsen

Die ersten Ansätze, das Prinzip der Venturi-Pumpe mit einem Luftstrahl als Primärmedium zur Förderung von Luft zu nutzen, wurden bereits 1927 von Third beschrieben [48]. Mit der Ejektordüse zusätzlichen Schub zu erzeugen wurde kurz danach von Jacobs und Shoemaker untersucht [49], bereits lange vor der Entwicklung des ersten Strahltriebwerks. Ein Konzept aus den 1930er sieht die Verwendung der Ejektordüse in Kombination mit Raketentriebwerken vor, um diese auch bei niedrigen Fluggeschwindigkeiten zu verwenden ([50], [51]). Mit den theoretischen Grundlagen der Ejektordüse für ein inkompressibles Fluid legte Theodore Von Kármán 1949 [42] das technische Potenzial dar. Bis in die 1980er Jahre wurde das Thema theoretisch und experimentell intensiv verfolgt. Die Veröffentlichung von Porter und Squyers [46] aus dem Jahr 1979 fasst die Forschung zu Ejektordüsen bis dato zusammen. Die zugehörige Literatursammlung [52] enthält über 1600 Einträge zu Veröffentlichungen mit Bezug zur Ejektortechnologie. Die mathematischen Herleitungen und theoretischen Überlegungen, die experimentellen Untersuchungen in Laboreinrichtungen sowie Ergebnisse aus getesteten Prototypen werden im Folgenden beschrieben.

4.1 Grundlagen des Ejektordüsenkonzepts

Durch die Ejektordüse kann der Schub ohne zusätzliche Arbeitszufuhr von außen erhöht werden. Es stellt sich die Frage, woher die Energie kommt, die den Vorgang antreibt. Um dies herzuleiten wird das Triebwerk durch einen Behälter mit einem Totaldruck $p_{t,PM}$ ersetzt. Aus diesem strömt das Medium am Austritt mit der Machzahl Ma_e in die Umgebung mit dem Druck p_0 . Ein Teil der potentiellen Energie aus dem Totaldruck $p_{t,PM}$ wird in kinetische Energie umgewandelt, während der Rest abhängig von p_0 als potentielle Energie verbleibt und bei einer angepassten Düse keinen Betrag zum Schub leistet. Nur bei der Entspannung auf Vakuum wird die im Druck gespeicherte potentielle Energie vollständig in kinetische Energie umgesetzt. Die Austrittsmachzahl kann in Abhängigkeit des Druckverhältnisses formuliert werden [46]:

$$Ma_e = \sqrt{\left(\left[\left(\frac{p_{t,PM}}{p_0} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} - 1 \right] \cdot \frac{2}{\kappa} \right)} \quad (22)$$

Ma_e	Machzahl Austritt
$p_{t,PM}$	Totaldruck am Eintritt der Primärdüse
p_0	Umgebungsdruck
κ	Isenstropenexponent

Bei einem hohen Druckverhältnis wird eine hohe Machzahl Ma_e erreicht und es bleibt prozentual wenig Energie im Druck enthalten. Im Gegensatz dazu führt ein niedriges Druckverhältnis zu einer niedrigen erreichten Machzahl Ma_e .

Nach [46] wird damit das Verhältnis ξ zwischen maximaler und nutzbarer kinetischer Energie formuliert:

$$\xi = \frac{\frac{\kappa - 1}{\kappa} \cdot Ma_e^2}{1 + \frac{\kappa - 1}{\kappa} \cdot Ma_e^2} \quad (23)$$

Die Abbildung 4.1 zeigt, dass besonders für niedrige Machzahlen das Verhältnis zu Ungunsten der kinetischen Energie ausfällt.

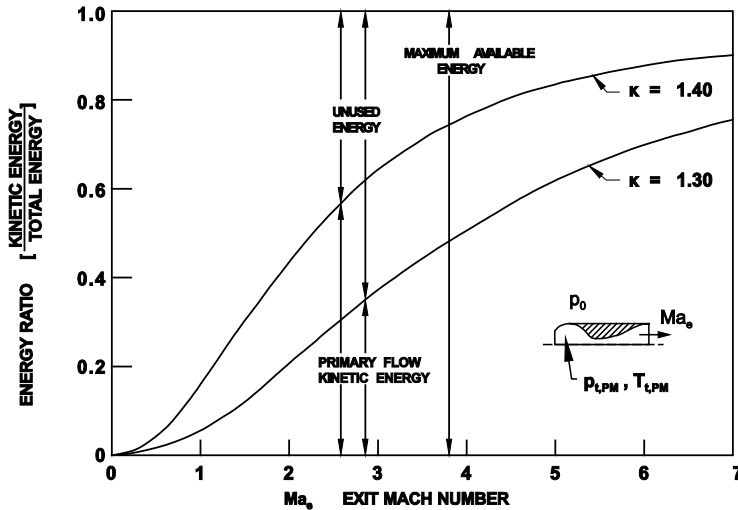


Abbildung 4.1: Verhältnis zwischen kinetischer und potentieller Energie bei Strahlexpansion (aufbereitet von Quelle: [46])

In der Ejektordüse entsteht hinter der Primärdüse ein Unterdruck p_{si} , der niedriger als die Umgebungsdruck p_0 liegt. Dieser sorgt dafür, dass das Druckverhältnis $p_{t,PM}$ zu p_{si} der Primärdüse steigt und mehr potentielle in kinetische Energie umgesetzt wird. Diese zusätzliche kinetische Energie dient dem Prozess als treibende Leistung. Die maximale physikalisch erreichbare statische Schubverstärkung Φ_{max} kann mit folgender Formel nach [46] ausgedrückt werden:

$$\Phi_{max} = \frac{1}{\sqrt{\xi}} \quad (24)$$

Der thermodynamische Vorgang in der Ejektordüse lässt sich in einem T-s-Diagramm darstellen (siehe Abbildung 4.2). Das T-s-Diagramm wird für das kleine Turbojet-Triebwerk mit 200-N Schub aus Kapitel 3 erstellt. Um die Darstellung zu vereinfachen wird von einem sekundären Massenstromverhältnis von 1:1 ausgegangen. Das Treibmedium in Form des Abgases hat am Eintritt in die Schubdüse des Triebwerks, die nun die Primärdüse der Ejektordüse ist, einen Totaldruck p_{t9} bzw. $p_{t,PM}$ und eine Temperatur T_{t9} bzw. $T_{t,PM}$ (Punkt B). Die Düsenströmung expandiert gegen den statischen Druck p_{si} , welcher sich am Ende der Primärdüse einstellt. Die Abgasströmung erreicht über eine isentrope Expansion den statischen Zustand in Punkt C'. Durch die hohe Strömungsgeschwindigkeit entsteht am Primärdüsenaustritt ein Unterdruck, so dass p_{si} unterhalb des Umgebungsdrucks p_0 liegt. Die Umgebungsluft liegt im Ruhezustand (Punkt A) vor. Der Totaldruck $p_{t,SM}$ und die Totaltemperatur $T_{t,SM}$ des sekundären Mediums entsprechen den Umgebungsgrößen p_0 und T_{t0} . Durch die Druckdifferenz von p_0 zu p_{si} getrieben entspannt das Fördermedium aus der Umgebung durch den Einlauf der Ejektordüse auf den statischen Druck p_{si} und erreicht Punkt C.

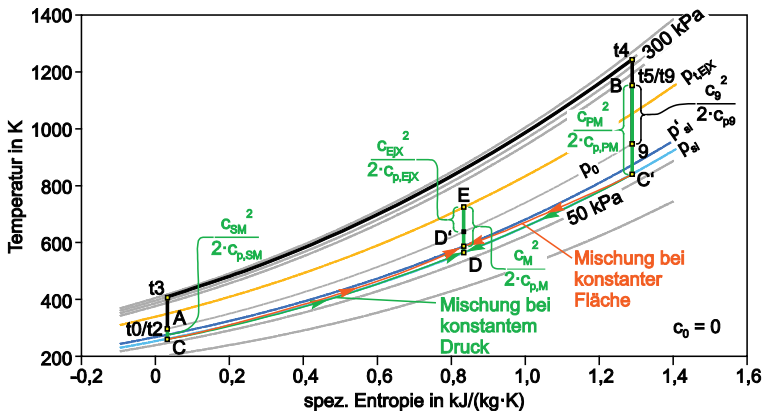


Abbildung 4.2: Thermodynamischer Vorgang der Ejektordüse am 200-N-Triebwerk

Im Ejektorrohr werden die Fluide durch Impulsaustausch vermischt. Beim Mischvorgang wird das Primärmedium abgekühlt und verliert Entropie. Das Sekundärmedium wird aufgeheizt bei zunehmender Entropie. Für die Beschleunigung im Ejektorrohr muss der Querschnitt reduziert werden, um den Mischprozess bei konstantem Druck zu absolvieren (Punkt D). Bei konstantem Querschnitt im Ejektorrohr wird die Strömung verzögert und strömt langsamer bei einem höheren statischen Druck p_{si}' im Ejektorrohr (Punkt D'). Der gemeinsame Strömungszustand nach der Mischung hat den Totaldruck p_{tM} und die Temperatur T_{tM} . Im Diffusor der Ejektordüse wird nun das statische Druckniveau wieder auf Umgebung $p_{t,SM}$ bzw. p_0 angeglichen (Punkt E).

Porter und Squyers bemerken in [46], dass die Beziehung von $T_{t,PM}$ zu $T_{t,SM}$ für den thermodynamischen Prozess wichtig ist. Bei Laborexperimenten mit Medien unterschiedlicher Dichte wird häufig eine kalte Primärströmung und ein aufgeheiztes Sekundärmedium genutzt. Daraus folgt jedoch ein abweichender thermodynamischer Vorgang. Bei der Anwendung der Ejektordüse bei Turbojet-Triebwerken liegt dagegen immer eine aufgeheizte Primärströmung vor. Die Autoren von [46] vermuten hier eine Quelle für die Abweichung von theoretischer Herleitung der Schubverstärkung der Ejektordüse und experimentellen Ergebnissen aus Laborversuchen.

Aus den Beziehungen im T-s-Diagramm wird in [46] die Schubverstärkung Φ thermodynamisch hergeleitet. Die Primärdüse, der Sekundäreinlauf und der Diffusor werden isentrop angenommen. Für diesen Fall werden die Gleichungen für Massen-, Impuls- und Energieerhaltung aufgestellt. Aus der Energieerhaltung ergibt sich:

$$\begin{aligned} \dot{m}_{PM} \cdot c_{p,PM} \cdot \left(T_{PM} + \frac{c_{PM}^2}{2 \cdot c_{p,PM}} \right) + \dot{m}_{SM} \cdot c_{p,SM} \cdot \left(T_{SM} + \frac{c_{SM}^2}{2 \cdot c_{p,SM}} \right) \\ = \dot{m}_{EjX} \cdot c_{p,EjX} \cdot \left(T_{EjX} + \frac{c_{EjX}^2}{2 \cdot c_{p,EjX}} \right) \end{aligned} \quad (25)$$

\dot{m}_{PM}	Massenstrom Primärdüse
\dot{m}_{SM}	Sekundärmassestrom
$c_{p,PM}$	Spezifische Wärmekapazität Massenstrom Primärdüse
$c_{p,SM}$	Spezifische Wärmekapazität Sekundärmassestrom
c_{PM}	Strömungsgeschwindigkeit Massenstrom Primärdüse
c_{SM}	Strömungsgeschwindigkeit Sekundärmassestrom
T_{PM}	Statische Temperatur Massenstrom Primärdüse
T_{SM}	Statische Temperatur Sekundärmassestrom
\dot{m}_{EjX}	Massenstrom Austritt Ejektordüse
c_{EjX}	Strömungsgeschwindigkeit Austritt Ejektordüse
$c_{p,EjX}$	Spezifische Wärmekapazität Austritt Ejektordüse

Im Standfall ($c_0 = 0$) und unter der Annahme, dass die spezifische Wärmekapazität konstant bleibt, lässt sich folgende Gleichung für die Schubverstärkung gegenüber der Primärdüse ohne Ejektor formulieren:

$$\Phi = \frac{F_{Ej}}{F_{Tj}} = \frac{\dot{m}_{PM} + \dot{m}_{SM}}{\dot{m}_{PM}} \cdot \frac{c_{EjX}}{c_9} \quad (26)$$

$$= \sqrt{(1 + SMR) \cdot \frac{(T_{t,PM} - T_{EjX}) + SMR \cdot (T_{t,SM} - T_{EjX})}{T_{t,PM} - T_9}}$$

F_{Ej}	Schub mit Ejektordüse
F_{Tj}	Schub des Triebwerks mit der Primärdüse
c_9	Austrittsgeschwindigkeit Primärdüse bei Entspannung auf Umgebung
SMR	Sekundäres Massenstromverhältnis $\dot{m}_{SM}/\dot{m}_{PM}$
$T_{t,PM}$	Totaltemperatur Primärdüse bzw. T_{i9}
T_{EjX}	Statische Temperatur Ejektordüsenaustritt
T_9	Statische Temperatur Primärdüse bei Entspannung auf Umgebung
$T_{t,SM}$	Totaltemperatur Sekundärströmung

Für eine Maximierung der Schubverstärkung muss nach Gleichung (26) ein maximaler sekundärer Massenstrom gefördert werden. Als Folge nähert sich die Temperatur am Ejektoraustritt T_{EjX} weiter der Totaltemperatur $T_{t,SM}$ des sekundären Mediums bzw. T_0 der Umgebung an. Der Unterdruck im Ejektorrohr p_{si} nimmt ab und nähert sich dem Umgebungsdruck p_0 an. Da das Druckgefälle zur Umgebung sinkt, nähert sich die Temperatur am Ejektoraustritt T_{EjX} der statischen Temperatur der Primärdüse T_9 ohne Ejektor an. Im Grenzfall wird die Gleichung (26) zur Gleichung (17) der idealen Schubverstärkung aus Kapitel 3.1.4. Ein unendlich großer sekundärer Massenstrom bedeutet jedoch auch, dass die Beschleunigung des sekundären Mediums gegen null geht. Daraus folgt, dass die Ejektordüse auch theoretisch die ideale Schubverstärkung nicht erreichen kann.

4.1.1 Analytische Betrachtung mit Kontrollvolumen

Die mathematischen Grundlagen zur theoretischen Schubverstärkung der Ejektordüse wurden von Theodore Von Kármán [42] und Heiser [40] geprägt. Die unterschiedlichen Annahmen und Einbeziehung von Komponenten führen zu abweichenden Aussagen und zeigen die schwierige analytische Beschreibung der Ejektordüse. Im Folgenden soll dies näher betrachtet werden.

Theodore Von Kármán beschreibt 1949 in [42] einen Ansatz mit Kontrollvolumen (siehe [Abbildung 4.3](#)), um die geometrischen Eigenschaften der Ejektordüse mit der potentiellen Schubverstärkung Φ zu verknüpfen. Dieser betrachtet eine

Ejektordüse ohne Diffusor ($\gamma = 1$) und sowohl für Treib- und Fördermedium ein inkompressibles Medium.

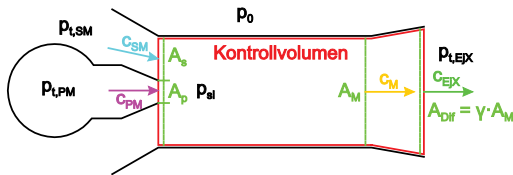


Abbildung 4.3: Kontrollvolumen zur Herleitung der Schubverstärkung durch die Ejektordüse

Für das primäre und das sekundäre Medium werden Druck, Temperatur und folglich auch Dichte mit jeweils gleichen Werten angenommen. Dadurch ergibt sich folgende Vereinfachung:

$$\Phi = \frac{F_{Ej}}{F_{PM}} = \frac{c_{EjX}^2 \cdot A_M}{c_9^2 \cdot A_p} = \frac{c_{EjX}^2 \cdot (A_p + A_s)}{c_9^2 \cdot A_p} \quad (27)$$

- A_M Austrittsfläche Ejektordüse
- A_p Austrittsfläche Primärdüse
- A_s Eintrittsfläche Sekundärmassenstrom

Im Fall ohne Ejektordüse expandiert die Primärströmung ideal in die Umgebung und im Fall mit Ejektordüse wird inkompressibel auf den statischen Druck im Ejektorrohr entspannt:

$$p_{t,PM} = p_0 + \frac{\rho}{2} \cdot c_9^2 \quad (28)$$

$$p_{t,PM} = p_{si} + \frac{\rho}{2} \cdot c_{PM}^2 \quad (29)$$

- $p_{t,PM}$ Totaldruck Primärströmung
- p_0 Statischer Umgebungsdruck
- p_{si} Statischer Druck im Ejektorrohr
- ρ Dichte Medium

Für den Eintritt der Sekundärströmung in die Ejektordüse lässt sich folgendes formulieren:

$$p_0 = p_{si} + \frac{\rho}{2} \cdot c_{SM}^2 \quad (30)$$

Die Gleichungen (28), (29) und (30) lassen eine Beziehung der Austrittsgeschwindigkeit der Primärdüse ohne Ejektor zu den Eintrittsgeschwindigkeiten in die Ejektordüse ausdrücken:

$$c_9^2 = c_{PM}^2 - c_{SM}^2 \quad (31)$$

Mit den Gleichungen (31) und der Definition des Flächenverhältnisses in Gleichung (19) aus Kapitel 3.1.4.2 kann die Schubverstärkungsgleichung (27) modifiziert werden:

$$\Phi = (1 + \alpha) \cdot \frac{c_{EjX}^2}{(c_{PM}^2 - c_{SM}^2)} = (1 + \alpha) \cdot \frac{\left(\frac{c_{EjX}}{c_{PM}}\right)^2}{1 - \left(\frac{c_{SM}}{c_{PM}}\right)^2} \quad (32)$$

α Flächenverhältnis Ejektordüse

Die Geschwindigkeitsverhältnisse sind noch unbekannt. Die Verwendung der Kontinuitätsgleichung am Kontrollvolumen ermöglicht die Formulierung eines Geschwindigkeitsverhältnisses:

$$\frac{c_{SM}}{c_{PM}} = \frac{\frac{c_{EjX}}{c_{PM}} \cdot (1 + \alpha) - 1}{\alpha} \quad (33)$$

Über die Aufstellung der Impulserhaltung am Kontrollvolumen wird eine weitere unabhängige Gleichung zur Bestimmung der Geschwindigkeitsverhältnisse hinzugefügt:

$$\begin{aligned} \rho \cdot (-c_{PM}^2 \cdot A_p - c_{SM}^2 \cdot A_s + c_{EjX}^2 A_{EjX}) &= p_{si}(A_p + A_s) - p_0 \cdot A_{EjX} \\ \Rightarrow \left(\frac{c_{SM}}{c_{PM}}\right)^2 &= \frac{2 \cdot \left(\frac{c_{EjX}}{c_{SM}}\right)^2 \cdot (1 + \alpha) - 2}{(\alpha - 1)} \end{aligned} \quad (34)$$

Mit den Gleichungen (33) und (34) lässt sich eine quadratische Gleichung zur Lösung des Geschwindigkeitsverhältnisses c_{EjX}/c_{PM} aufstellen:

$$\left(\frac{c_{EjX}}{c_{PM}}\right)^2 + \frac{2(\alpha - 1)}{\alpha^2 + 1} \cdot \left(\frac{c_{EjX}}{c_{PM}}\right) + \frac{1 - 2\alpha}{\alpha^2 + 1} = 0 \quad (35)$$

Das Geschwindigkeitsverhältnis beträgt somit:

$$\left(\frac{c_{EjX}}{c_{PM}}\right) = \frac{1 - \alpha \pm \alpha\sqrt{2\alpha}}{\alpha^2 + 1} \quad (36)$$

Das Geschwindigkeitsverhältnis muss zur Funktion der Ejektordüse c_{EjX}/c_{PM} passen, sodass der Term $\pm\alpha\sqrt{2\alpha}$ nur positiv sein darf. Das Ergebnis aus (36) wird mit Gleichung (32) und (33) kombiniert

Die Schubverstärkung Φ in Abhängigkeit vom Flächenverhältnis α ergibt sich aus:

$$\Phi = \frac{(\alpha^2 - 1)(1 - \alpha + \alpha\sqrt{2\alpha})^2}{(\alpha^2 + 1)^2(\alpha - 1) + 2(\alpha^2 + 1)^2 - 2(1 - \alpha + \alpha\sqrt{2\alpha})^2(1 + \alpha)} \quad (37)$$

Die Gleichung (37) zeigt einen starken Einfluss des Flächenverhältnisses α auf die Schubverstärkung. Aus dieser wird die Schlussfolgerung gezogen, dass Φ_{\max} für $\alpha \rightarrow \infty$ zwei beträgt [42]. Das gilt nur für die getroffenen eingeschränkten Annahmen. Porter und Squyers kritisieren in [46], dass weder die Auswirkung des Totaldrucks des Primärmediums $p_{t,PM}$ noch der Diffusor berücksichtigt wurde. Das Ziel von Von Kármán war darzulegen, dass sich die Schubverstärkung durch eine ungleichmäßige Geschwindigkeitsverteilung in der Strömung des Sekundärmassestroms erhöht. Für diese Beweisführung sind die Annahmen laut Porter und Squyers [46] gerechtfertigt. Die Schlussfolgerung einer maximalen Schubverstärkung von zwei ist jedoch nur für die Konstellation von Von Kármán gültig.

Die Veröffentlichung von Heiser aus 1967 [40] beschreibt allgemein die Schubverstärkung durch einen sekundären Massenstrom, sowie unterschiedliche Konzepte diesen zu erzeugen. In dieser wird die Schubverstärkung durch die Ejektordüse anhand des Kontrollvolumens hergeleitet. Heiser bezieht in [40] den Dichteunterschied zwischen primärem und sekundärem Medium und in [43] den Diffusor mit unterschiedlichem Flächenverhältnis mit ein. Das Ergebnis wurde bereits in Gleichung (20) und (21) dargelegt. Die detaillierte Herleitung kann in [40] und [43] nachvollzogen werden. Die Auswirkung auf die Schubverstärkung Φ durch verschiedene Dichteverhältnisse ρ_{PM}/ρ_{SM} zwischen Primär- und Sekundärmedium, sowie unterschiedliche Flächenverhältnisse des Diffusors γ sind in Abbildung 4.4 zu sehen.

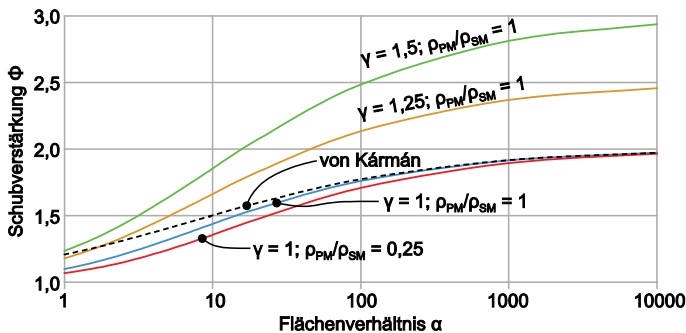


Abbildung 4.4: Analytische Schubverstärkung Φ abhängig vom Flächenverhältnis α

Der Verlauf mit einem Dichteverhältnisse $\rho_{PM}/\rho_{SM} = 1$ und ohne Diffusor (Flächenverhältnis $\gamma = 1$) entstammt der Berechnung von Heiser [43]. Die Annahmen ähneln denen von Von Kármán. Für kleine Flächenverhältnisse α

besteht eine größere Abweichung. Der maximale Wert für die Schubverstärkung liegt in beiden Fällen bei 2. Durch das heiße Abgas sinkt das Dichteverhältnis auf $\rho_{PM}/\rho_{SM} = 0,25$. Die analytisch berechnete Schubverstärkung liegt deswegen deutlich unter der Vorhersage nach Von Kármán und unter dem idealen Ejektor ($\rho_{PM}/\rho_{SM} = 1$) von Heiser. Durch den Diffusor kann die Schubverstärkung nach Heiser bis zu einem Maximum von $2 \cdot \gamma$ [43] gesteigert werden. Aus der Abbildung 4.4 geht auch hervor, dass der Sprung bei der Schubverstärkung durch den Diffusor für kleine Flächenverhältnisse α geringer ausfällt, als bei großen Ejektordüsen.

Der Ansatz von Heiser wird von Porter und Squyers in dem Bericht "Summary/Overview of Ejector Augmentor Theory and Performance" [46] kritisch diskutiert. Heiser zeigt in seiner Herleitung, dass die Kompressibilität der Medien keinen Einfluss auf die Schubverstärkung hat. Eine Annahme bei der Herleitung legt jedoch fest, dass entlang einer Stromlinie des Primärmediums die Entropie nur steigen kann. Die Autoren Porter und Squyers kommen in ihrem Bericht [46] zu dem Ergebnis, dass für reale Bedingungen eines Turbojet-Triebwerks mit Ejektordüse die Entropie im System konstant bleibt, bzw. zunimmt, aber die Entropie des Primärmedium sinkt, da dieses gekühlt wird. Entsprechend ist diese Annahme für reale Ejektordüsen nicht gültig und die Kompressibilität hat einen Einfluss auf die Schubverstärkung. Porter und Squyers zeigen analytisch, dass unter bestimmten Bedingungen bei einer Überschallströmung des Primärmediums eine größere maximale Schubverstärkung erreicht werden kann, als in Gleichung (17) von Heiser in [40] beschrieben wird.

Der Ansatz mit Kontrollvolumen vernachlässigt den Mischvorgang und liefert deswegen lediglich ideale Werte und Limitationen für die Schubverstärkung. Die Veröffentlichung [53] aus 1951 von Keenan et al. beschreibt einen Kontrollvolumenansatz mit experimentell ermittelten Korrekturfaktoren. Der Korrekturfaktor $K < 1$ wird mit dem sekundären Massenstromverhältnis $\dot{m}_{SM}/\dot{m}_{PM}$ und dem Totaldruckverhältnis am Austritt der Ejektordüse $p_{t,EJX}/p_0$ multipliziert. Für Ejektordüsen nach der in [53] beschriebenen Geometrie kann die Berechnung mit den empirischen Werten korrigiert werden.

Zur präziseren Berechnung der Schubverstärkung führten Nagaraja et al. in der Veröffentlichung [54] von 1973 Korrekturterme in die Massenerhaltungsgleichung ein. Die Faktoren β_{SM} und β_{EJX} beschreiben die ungleichmäßigen Strömungsprofile am Eintritt des sekundären Massenstroms in die Ejektordüse und der Strömung am Austritt aus der Ejektordüse. Der Korrekturfaktor K_{PM} beinhaltet Einflüsse der Primärdüsenform. Der Faktor τ_w beschreibt eine Reibungskraft des Fluids an der Wand des Ejektorrohrs.

$$\beta_{SM} \cdot \dot{m}_{SM} \cdot c_{SM} + K_{PM} \cdot \dot{m}_{PM} \cdot c_{PM} + (p_{si} - p_{EjX}) \cdot A_{EjX} - \tau_W = \beta_{EjX} \cdot \dot{m}_{EjX} \cdot c_{EjX} \quad (38)$$

β_{SM}	Faktor für Geschwindigkeitsprofil am Ejektoreinlauf
β_{EjX}	Faktor für Geschwindigkeitsprofil am Ejektoraustritt
K_{PM}	Geschwindigkeitskoeffizient für Primärströmung
p_{si}	Statischer Druck im Ejektorrohr
p_{EjX}	Statischer Druck am Austritt Ejektordüse
τ_W	Reibungskraft an der Wand des Ejektorrohrs

Werte für die Korrekturterme wurden in der experimentellen Untersuchung von Quinn [55] gewonnen. Porter und Squyers kommentieren in [46] diese Korrekturterme als stark von der Konfiguration abhängig und deswegen nur auf ähnliche Geometrien anwendbar. Außerdem sind keine Erkenntnisse zur Auswirkung von Skalierung auf die Korrekturfaktoren angegeben.

4.1.2 Analytische Betrachtung auf Basis des physikalischen Phänomens

Ein Ansatz, die Ejektordüse auf Basis des physikalischen Phänomens zu beschreiben, liefert das Finite-Differenzen-Modell von Hedges und Hill von 1974 [56]. Das Modell unterteilt die Mischzone in der Ejektordüse in mehrere Strömungsregionen. Im ersten Regime am Eintritt in die Ejektordüse bildet die Primärströmung einen achsnahen Kernbereich. Dieser wird im äußeren Bereich von der Sekundärströmung umhüllt. An der Wand des Ejektorrohrs baut sich eine Grenzschicht auf. Stromab des Eintritts bildet sich zwischen Primär- und Sekundärströmung eine größer werdende Scherschicht. In Richtung Ejektordüsenaustritt gehen die primäre Kernströmung, die wandnahe Grenzschicht und die Scherschicht in das zweite Regime über. Dort liegt eine vollständig gemischte Strömungszone mit gleichmäßiger Geschwindigkeitsverteilung vor.

In diesen Bereichen werden die Gleichungen für Massen-, Impuls und Energieerhaltung zweidimensionaler, stationärer und zeitgemittelter Form aus der Veröffentlichung [57] von Campbell und Von Ohain aufgestellt.

Werte mit Balken sind zeitgemittelt, Werte mit Apostroph bezeichnen fluktuierende Komponenten. Die turbulente Schubspannung τ wird durch den Term $\overline{u'(p \cdot v)'}$ beschrieben und der turbulente Wärmetransport durch $\overline{T'(p \cdot v)'}$. Die Konstante a hat einen Wert von 1 für eine axialsymmetrische Strömung und Null für eine ebene, zweidimensionale Strömung.

Die Gleichungen (41) und (42) sind modifizierte Formen der von-Mises-Transformation von Cheng et al. [58]. Darin wird beschrieben, wie die Querströmungsvariable in eine Stromlinienfunktion umgewandelt wird. Diese erfüllt für

Exponenten größer n automatisch die Kontinuität und verhindert Singularitäten in der Nähe der Wand.

$$\bar{\rho} \cdot \bar{u} \cdot \frac{d\bar{u}}{dx} - \bar{\rho} \cdot \bar{v} \cdot \frac{d\bar{u}}{dy} = \frac{-d\bar{p}}{dx} + \frac{1}{y^\alpha} \cdot \bar{y} \cdot \left[\bar{u} \cdot y^\alpha \cdot \frac{d\bar{u}}{dy} - \overline{u'(p \cdot v)}' \cdot y^\alpha \right] \quad (39)$$

$$\bar{\rho} \cdot \bar{u} \cdot \bar{c}_p \cdot \frac{d\bar{T}}{dx} + \bar{\rho} \cdot \bar{v} \cdot \bar{c}_p \cdot \frac{d\bar{T}}{dy} = \quad (40)$$

$$\bar{u} \cdot \frac{d\bar{p}}{dx} + \frac{1}{y^\alpha} \cdot \frac{\partial}{\partial y} \left[y^\alpha \cdot \bar{K} \cdot \frac{\partial \bar{T}}{\partial y} - \bar{c}_p \cdot y^\alpha \cdot \overline{T'(p \cdot v)}' \right] + \bar{u} \cdot \left(\frac{\partial}{\partial y} \right)^2 - \overline{u'(p \cdot v)}' \cdot \frac{\partial \bar{u}}{\partial y}$$

$$\frac{\partial x^n}{\partial y} = \bar{\rho} \cdot \bar{u} \cdot y^\alpha \quad (41)$$

$$\frac{\partial \psi^n}{\partial x} = \bar{\rho} \cdot \bar{y} \cdot y^\alpha \quad (42)$$

Für die in jedem der Strömungsbereiche auftretenden spezifischen physikalischen Phänomene sind zahlreiche Hilfsbeziehungen und Annahmen erforderlich. Der Lösungsweg wird ausführlich von Porter und Squyers in [46] beschrieben und stützt sich vorwiegend auf den Ansatz von Hill und Masters [59]. Allgemein werden die Gleichungen als Finite-Differenzen-Approximation modelliert. Die Lösung wird durch die Unterteilung des Strömungsgebiets in Elemente iterativ ermittelt.

Der Ansatz über das physikalische Phänomen und die Präzision bei der Vorhersage zur Schubverstärkung der Ejektordüse sind eng mit dem verwendeten Strömungsmodell verbunden. Besondere Bedingungen, wie spezielle Primärdüsen erfordern zusätzliche Parameter in der Beschreibung der Strömungsphänomene, wie zum Beispiel die von Viets veröffentlichte „Flip-Flop Jet Nozzle“ [60]. Bei dieser verfügt der sekundäre Massenstrom durch die Neigung der Primärdüse über eine initiale Querströmungskomponente, sowie eine erhöhte Turbulenz.

Die Beschreibung der Interaktion von Primär- und Sekundärströmung mit dem Ansatz des physikalischen Phänomens gestaltet sich komplex. Außerdem ist ein hohes Verständnis der Vorgänge in den definierten Zonen erforderlich. Um Strömungszustände ausreichend genau zu beschreiben und Faktoren richtig zu bemessen werden Informationen aus experimentellen Untersuchungen benötigt [46]. Der Ansatz auf Basis des physikalischen Phänomens verfolgt ein ähnliches Konzept wie eine CFD-Simulation. Die Leistungsfähigkeit der Computersysteme ist heute höher und die Verfügbarkeit von kommerzieller CFD-Software erlaubt einen schnelleren Ansatz. Die Analyse mittels des Kontrollvolumenansatzes kann im Pre-Design zur Abschätzung der Schubverstärkung und Plausibilitätsprüfung genutzt werden. Zur spezifischen Vorhersage und Bewertung von geometrischen

Parametern kann eine CFD-Simulation effizienter eingesetzt werden und detailliertere Informationen liefern.

4.2 Experimentelle Untersuchung für Luftfahrtanwendungen

Die Entwicklung der Ejektordüse wurde von Beginn an durch experimentelle Untersuchungen und Forschungsarbeiten begleitet. Der analytische Ansatz mit Kontrollvolumen lässt Interaktionsphänomene außer Acht und bedarf empirischer Korrekturfaktoren. Der Ansatz auf Basis des physikalischen Phänomens war mangels ausreichender Computerleistung bis in die 1980er Jahre nicht ohne weiteres lösbar [46]. Entsprechend sind viele experimentelle Daten verfügbar. Nach Porter und Squyers [46] konzentrierten sich die Forschungsarbeiten auf dem Gebiet der Ejektordüse vor allem auf folgende Bereiche:

- Thermodynamische und strömungsmechanische Beschreibung der Primärströmung,
- Art, Anordnung und Position der primären Düse,
- Thermodynamische und strömungsmechanische Beschreibung des Sekundärstroms,
- Verhältnis von Sekundär- zu Primärfläche,
- Sekundärer Einlauf, Kontur mit Beziehung zu Umgebungsbedingungen,
- Geometrie und Länge der Mischzone,
- Geometrie des Diffusors mit Verhältnis von Austritts- zu Eintrittsfläche, Oberflächenkonturierung und Grenzschichtkontrolle.

In folgender Betrachtung wird die Ejektordüse in die Basiskomponenten Primärdüse, Sekundäreinlauf, Mischzone oder Ejektorrohr und Diffusor unterteilt.

4.2.1 Primärdüse

Die Primärdüse ist das Kernelement der Ejektordüse. Diese muss effizient und verlustarm die Strömung unter Abbau des statischen Drucks auf eine hohe Geschwindigkeit entspannen. Die Ausströmgeschwindigkeit hängt vom Druckverhältnis der Primärdüse Π_D ab.

$$\Pi_D = \frac{p_{t,PM}}{p_0} = \frac{p_{t,9}}{p_9} \quad (43)$$

$p_{t,9}$

Totaldruck am Austritt der Schubdüse des Turbojet-Triebwerks

p_9

Statischer Druck am Austritt der Schubdüse des Turbojet-Triebwerks

Geht Druck- bzw. kinetische Energie bereits in der Primärdüse verloren, steht diese nicht mehr für den Impulsaustausch in der Ejektordüse zur Verfügung und schmälert die Schubverstärkung. Die Förderrate der Ejektordüse hängt mit der Oberfläche der erzeugten Primärdüsenströmung zusammen. An der Oberfläche findet der Impulsaustausch zwischen Primär- und Sekundärströmung statt. Die 1973 von Peschke veröffentlichte Untersuchung [61] zur Förderrate mit unterschiedlichen Primärdüsen zeigt, dass eine rechteckige Düse mit hohem Seitenverhältnis viel mehr sekundären Massenstrom förderte, als eine quadratische mit gleicher Austrittsfläche. Außerdem konnte durch die Erhöhung der Strömungsgeschwindigkeit und damit der Geschwindigkeitsgradienten am Austritt der Primärdüse die Förderrate erhöht werden. Daraus folgt, dass am Eintritt in die Mischzone der Ejektordüse hohe Verteilungsunterschiede im Geschwindigkeitsfeld erzeugt werden müssen, um die Mischung zu beschleunigen und die Förderrate zu steigern. Gleichzeitig ist aus der Theorie zur Schubverstärkung bekannt, dass am Austritt der Ejektordüse eine konstante Geschwindigkeitsverteilung vorliegen soll. Um die Gleichmäßigkeit eines Geschwindigkeitsfelds zu quantifizieren, wird der Mischgrad β_{Mix} nach [62] definiert:

$$\beta_{\text{Mix}} = \frac{\int c^2 dA}{\bar{c}^2 \cdot A_{\text{Ges}}} \quad (44)$$

c	Lokale Geschwindigkeit
\bar{c}	Mittlere Geschwindigkeit
A_{Ges}	Gesamte Strömungsfläche

Der Mischgrad erreicht für eine vollständige Angleichung der Geschwindigkeiten den Wert 1. Für Werte größer 1 steigt die Ungleichmäßigkeit und weist folglich auf eine unzureichende Durchmischung beziehungsweise auf starke Geschwindigkeitsgradienten hin. Am Austritt der Primärdüse sollte folglich ein hoher Wert für β_{Mix} erreicht werden, während am Austritt aus der Ejektordüse ein Wert nahe 1 vorliegen soll. Zeitliche Druckschwankungen in der Strömung erzeugen Geschwindigkeitsanteile quer zu Hauptströmungsrichtung und können die Mischgeschwindigkeit erhöhen. Dafür wurden Konzepte mit einer stetigen oder unstetigen Primärströmung entwickelt.

Konzepte mit unstetiger Primärströmung nutzten eine rotierende ([63], [64]) oder oszillierende Primärdüse [65], um eine hohe Mischgeschwindigkeit zu erreichen. Der pulsierende Strahl eines Pulsstrahltriebwerks eignete sich ebenfalls zur Steigerung der Mischintensität [66]. Auf diese Weise lässt sich die nötige Länge zur vollständigen Mischung im Vergleich zu einer einzelnen kreisförmigen Düse verkürzen. Sowohl die rotierende als auch die oszillierenden Primärdüsen erreichten einen geringeren Schub im Vergleich zu einer einzelnen Düse, sodass die gesamte Schubverstärkung mit unstetiger Primärströmung niedriger lag. Außerdem würde die Umwandlung des stetigen Abgasstroms eines Turbojet-

Triebwerks in eine unstetige Primärströmung viele Verluste verursachen, weswegen diese Konzepte nicht weiter betrachtet werden.

Für Ejektordüsen mit stetiger Primärströmung wurden verschiedene Primärdüsentypen entwickelt. Zu Beginn kamen einfache achssymmetrische Schubdüsen mit kreis- oder ringförmiger Austrittskontur zu Einsatz. Huang lieferte im 1967 erstellten Bericht [67] dazu umfangreiche experimentelle Daten zu verschiedenen Konfigurationen. Die Primärströmung auf mehrere Düsen aufzuteilen vervielfacht die Oberfläche und die Durchmischung wird verbessert. Rabeneck et al. zeigten in der Veröffentlichung [68] von 1960, dass mit Mehrfachanordnungen von achssymmetrischen Düsen eine deutlich höhere Schubverstärkung und kürzere Mischrohre erreicht werden konnte. Thronson und Garland kamen in ihren Untersuchungen ([69], [70]) zur gleichen Schlussfolgerung. Die Veröffentlichung [71] von Mehus aus 1965 konnte experimentell eine höhere Schubverstärkung durch Kombination aus einer Ejektordüse mit einer einzelnen Coanda-Düse nachweisen. Die Mehrfachanordnung von Coanda-Düsen kombinierte wiederum beide Wirkmechanismen. Die Erzeugung von Wirbelstrukturen und Turbulenz in der Primärströmung erhöht die induzierte Mischgeschwindigkeit. Sogenannten „Hypermixing“-Düsen erreichten in der Untersuchung von Quinn 1972 [72] und von Bevilacqua 1974 [73] nochmal deutliche Steigerungen bei Schubverstärkung und sekundärem Massenstromverhältnis gegenüber allen zuvor untersuchten Primärdüsenkonfigurationen. Die hypermischende Düse bestand aus einem rechteckigen Austrittsquerschnitt, welcher durch Leitbleche unterteilt war. Die Bleche lenkten die unterschiedlichen Teilströme in voneinander abweichende Richtungen und erzeugten starke Gradienten zwischen den Teilströmen. Die hypermischenden Düsen wurden für die Schubverstärkung von Hubtriebwerken für V/STOL-Luftfahrzeuge entwickelt.

Durch das NASA-Programm ([74], [75], [76]) zur Entwicklung von blütenförmigen Zwangsmischern zur Nebenstromeinmischung für Turbofan-Triebwerke rückte ein weiterer Typ als Primärdüse in den Fokus. Die Entwicklung von blütenförmigen Zwangsmischern für Ejektordüsen werden 1986 von Presz et al. beschrieben [77] und erreichten eine deutliche Steigerung der induzierten Mischgeschwindigkeit und Förderrate für Einzeldüsen. Daraus konnten besonders kompakte Ejektordüsen für die Anwendung an einem Schubtriebwerk entwickelt werden [62]. Durch die erzeugten Wirbel wurde außerdem die Randschicht im Diffusor der Ejektordüse stabilisiert. Im Ergebnis konnten Diffusoren mit großem Halböffnungswinkel bis zu 20 ° genutzt werden [62].

Die treibende Energie für die Schubverstärkung durch die Ejektordüse kommt aus der in Kapitel 4.1 beschrieben und in Abbildung 4.1 dargestellten Erhöhung des Druckverhältnisses aus $p_{t,PM}$ und p_0 bzw. durch die Reduktion des Entspannungsdruckniveaus p_0 . Physikalisch bedeutet ein niedriges Druckverhältnis aus $p_{t,PM}$

und p_0 eine potentiell höhere Schubverstärkung. Allerdings bestimmt die Primärdüse durch die erreichte induzierte Mischgeschwindigkeit die Förderrate an sekundärem Massenstrom und damit die Schubverstärkung. Dieser Zusammenhang zeigt sich in den von Porter und Squyers gesammelten experimentellen Daten zu unterschiedlichen Ejektordüsenkonfigurationen in Abbildung 4.5.

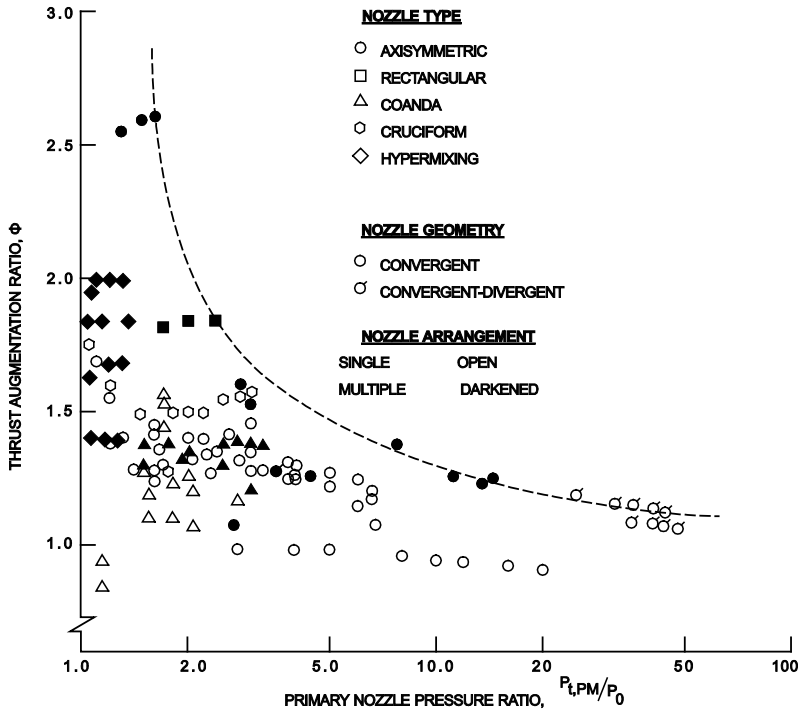


Abbildung 4.5: Einfluss Düsendruckverhältnis und Primärdüse auf Schubverstärkung (modifiziert von Quelle: [46])

Die gestrichelte Linie zeigt die in Gleichung (24) theoretisch hergeleitete physikalische Grenze für die Schubverstärkung Φ . Für ein niedriges Druckverhältnis der Primärdüse ($\Pi_D < 2$) konnte mit einer Schubverstärkung von ca. 2,6 durch den Einsatz einer Mehrfachanordnung von axialsymmetrischen Düsen das theoretische Maximum erreicht werden. Bei niedrigen Düsendruckverhältnissen ist die Streuung in Abbildung 4.5 bezüglich der erreichten Schubverstärkung besonders groß. Die Ausströmgeschwindigkeit aus der Primärdüse muss ausreichend Unterdruck erzeugen, um zum Beispiel den Druckverlust im Einlauf der Ejektordüse zu überwinden. Das theoretische Potential mag zwar bei niedrigen

Druckverhältnissen der Primärdüse hoch sein. Ob dieses jedoch erreichbar ist, hängt von der Primärdüse und den Randbedingungen ab.

Ein weiterer thermodynamischer Einflussfaktor der Primärströmung ist das Totaltemperaturverhältnis zum Fördermedium. Rabeneck et al. [78] konnten im Bericht von 1960 nur einen geringen Effekt auf die Schubverstärkung durch die Erhöhung der Totaltemperatur der Primärströmung feststellen. Die Schlussfolgerung wurde von Armstrong 1961 auf Basis experimenteller Untersuchungen bestätigt [79]. Eine geringfügige Reduktion der Förderrate des sekundären Massenstroms wurde von Quinn 1967 beschrieben [80]. Der Mechanismus basiert auf dem Dichteunterschied zwischen Treib- und Fördermedium, der in der theoretischen Herleitung in [40] als Einflussgröße beschrieben wird. Die Abbildung 4.4 zeigt, dass die gleiche Dichte von Primär- und Sekundärmedium zu maximaler Schubverstärkung führt. Tendenziell führt laut Porter und Squyers eine Verdopplung des Verhältnisses der Totaltemperatur der Primärströmung zur Temperatur des Fördermediums zu einem Rückgang um 10 % der Schubverstärkung [46].

4.2.2 Mischrohr

In engem Zusammenhang mit der Primärdüse steht die Form und Länge des Mischrohrs. Der Impulsaustausch und die Vermischung zwischen Sekundär- und Primärströmung ist der wichtigste Prozess in der Ejektordüse. Die theoretische und analytische Beschreibung der Vermischung und die experimentelle Untersuchung des Prozesses zur effizienten vollständigen Vermischung wurden in zahlreichen Veröffentlichungen thematisiert. Kotwal et al. befassten sich in [81] mit der Vermischung von konzentrischen Strömungen und stellten theoretische Gleichungen für die Abschätzung eines Verlustkoeffizienten auf. Die Ergebnisse wurden anhand von experimentellen Untersuchungen mit Wasser validiert. Die Reduktion des Geschwindigkeitsunterschieds zwischen den beiden Strömungen senkte die Verluste bei der Mischung. Spencer und Jones untersuchten in [82] experimentell die Druck- und Geschwindigkeitsverteilung zwischen zwei parallelen Luftströmen unterschiedlicher Geschwindigkeit unter inkompressiblen Bedingungen. Die Untersuchung lieferte analytische Ansätze zur Beschreibung des Vorgangs. Quinn ermittelt in [83] das Verhalten und die Beständigkeit von Geschwindigkeitsprofilen mit starken Gradienten in einem Rohr oder einem Diffusor und formuliert analytische Beschreibungen. Chriss und Harsha vermessen in [84] das Geschwindigkeitsfeld von coaxialen Strömungen in der Nähe der Austrittsebene und in geringen Abstand dahinter. Duvvurl et al. reduzierte in der Veröffentlichung [85] mithilfe von Ähnlichkeitslösungen das Strömungsfeld eines komplexen Mischprozesses auf ein quasi zweidimensionales Strömungsfeld. Für die verschiedenen Arten von Strömungsgebieten wurden entsprechende Differentialgleichungen entwickelt und stellten eine

verallgemeinerte Methode zur Vorhersage der induzierten Querströmung. Die Erkenntnisse unterstützen bei der Verfeinerung der analytischen Betrachtung auf Basis des physikalischen Phänomens, wie in Kapitel 4.1.2 vorgestellt, haben allerdings keinen direkten Bezug zur Schubverstärkung der Ejektordüse.

Weitere Veröffentlichungen gehen expliziter auf die Wirkung auf die Ejektordüse ein. Die grundsätzliche Form des Mischrohrs wird nach Porter und Squyers in drei Typen unterteilt: flächenreduzierend, flächenkonstant, oder flächenerweiternd [46]. Das flächenreduzierende Mischrohr wird auf das Mischen bei konstantem Druck ausgelegt. Zur optimalen Form für maximale Schuberrhöhung existieren unterschiedliche Angaben. Keenan und Neumann zeigten in einer Veröffentlichung von 1942 [86], dass für kleine Flächenverhältnisse α unter 10 bei einer Primärströmung größer Mach 1 mit flächenkonstantem Mischen mehr Schubverstärkung erreicht wurde. In der Untersuchung von Hasinger in den 1970er Jahren ([87], [88]) kam der Autor zu dem Schluss, dass bei einer Primärströmung größer Mach 1 durch die Mischung bei konstantem statischen Druck die Schubverstärkung unabhängig vom Flächenverhältnis α das Maximum erreicht.

Für rotationssystematische Primärdüsen im Unterschallbereich zeigen experimentelle Daten einer Ejektordüse sowohl in einem skalierten Modellversuch [89], als auch für das Modell in Originalgröße [90] für flächenerweiternden Querschnittsverlauf im Mischrohr eine verbesserte Schubverstärkung im Vergleich zu flächenkonstantem Mischen. Diese Mischrohrform kann jedoch auch als Kombination aus einem kurzen flächenkonstanten Querschnitt und einem Diffusor gesehen werden.

Die Länge des Mischrohrs L wirkt sich direkt auf den Durchmischungsgrad aus und beeinflusst das Sekundarmassenstromverhältnis SMR und die Schubverstärkung Φ . Beide Parameter können durch eine größere Länge L erhöht werden. Mit der Länge steigen jedoch auch die Reibungsverluste, was zu einem Rückgang der Schubverstärkung führt. Folglich existiert ein Optimum. Die optimale Länge zur Ausmischung mittels analytischer Betrachtung auf Basis des physikalischen Phänomens aus Kapitel 4.1.2 zu bestimmen erweist sich laut Porter und Squyers aufgrund des komplexen Mischprozesses als unzuverlässig [46].

Die von Morrisson 1942 veröffentlichten experimentellen Untersuchungen [91] zeigten ein optimales Längenverhältnis L/D von 6 für Ejektordüse mit einer Primärdüsenströmung mit $Ma < 1$ und ohne Diffusor. Das Ergebnis wurde durch die Untersuchung von Drummond und Gould bestätigt [92]. Mit Mehrfachdüsen konnte McClintock und Hood für maximale Schubverstärkung das Längenverhältnis L/D wegen der höheren induzierten Mischgeschwindigkeit auf 4 verkürzen [93]. Durch die Verwendung der blütenförmigen Primärdüsen wurde das nötige L/D -Verhältnis auf 1,0 gesenkt [62]. Durch die Anwendung von

blütenförmigen Primärdüsen mit Ausschnitten (scalloped) erreichte die Ejektor-
düse in der Veröffentlichung von 1994 [94] von Presz et al. die höchste Schub-
verstärkung bereits bei einer Mischlänge L/D von 0,25. Für eine Primärdüsen-
strömung $Ma > 1$ ermittelte Quinn eine erhebliche Zunahme der Mischlänge durch
die Steigerung der Austrittsmachzahl infolge eines höheren Druckverhältnisses
der Primärdüse [95]. Eine höhere Strömungsgeschwindigkeit des Primärmassen-
stroms erfordert mehr Mischlänge für die zeitabhängigen Transportphänomene im
Mischprozess. Ein Triebwerk mit höherem Düsendruckverhältnis benötigt daher
ein längeres Mischrohr.

Aus der Gesamtsystembetrachtung des Luftfahrzeuges wird ein leichtes und
kompaktes Mischrohr bevorzugt. Die Verkürzung des Mischrohrs ohne Verlust
von Schubverstärkung wird über die Erhöhung der Mischgeschwindigkeit erreicht.
Untersuchungen zeigen, dass Gradienten im Strömungsprofil der Sekundär-
strömung einen positiven Effekt auf Durchmischung und durch die zusätzliche
Erzeugung von Scherströmungen im Primärmedium verstärkt werden. Um diese
zu erzeugen wurden von Bevilaqua et al. ([73], [96]) hypermischende Düsen
eingesetzt. Die Leitbleche lenkten die Teilströme unterschiedlich stark gegen-
einander aus. Auf diese Weise konnte die Strömung im Ejektoreinlauf für größere
Flächenverhältnisse α weiter beschleunigt und mehr Schubverstärkung erreicht
werden. Weitere Ergebnisse dazu lieferte Salter in [97]. Die hypermischenden
Düsen ermöglichten größere Ejektordüsen mit mehr sekundärem Massenstrom
und Schubverstärkung. Die Gesamteffizienz sank allerdings, da ein Teil der
kinetischen Energie durch die unterschiedliche Ablenkung der Teilströme verloren
geht.

Um die Durchmischung zu verbessern wurden Konzepte zur aktiven Erzeugung
von Querswirbel untersucht. Die Erzeugung einer unsteady Primärströmung
wurde bereits in Kapitel 4.2.1 behandelt. Dazu wurden weitere spezielle Methoden
erprobt. Durch einen pulsierenden Primärstrahl untersuchte Binder et al. [98] die
Verbesserung der Mischung durch mechanische Kräfte. Crow und Champagne
nutzen akustische Wellen um im Primärstrahl hohe Turbulenz quer zur Strö-
mungsrichtung zu erzeugen [99]. Viets [60] konzipierte eine Primärdüse, die sich
zyklisch hin und her bewegte. Die sogenannte Flip-Flop-Düse erhöhte die
Mischgeschwindigkeit durch fluidmechanische Kräfte. Alle Methoden steigerten
die sekundäre Massenstromrate, allerdings mit erheblichen Verlusten bei der
Schubeffizienz. Eine weitere Methode ist die Erzeugung von Wirbelstrukturen
entlang der Achse der Primärströmung. Brown und Roshko [100] konnten nach-
weisen, dass die Erzeugung von großen Wirbelstrukturen eine größere Menge
Sekundärmedium effizienter einfangen kann, als kleinere Wirbelstrukturen.

4.2.3 Sekundäreinlauf

Die im Folgenden dargelegten Erkenntnisse zum Sekundäreinlauf gehen von ruhenden Umgebungsbedingungen ($c_0 = 0$) aus. Hauptaufgabe des Sekundäreinlaufs ist es, das Fördermedium mit minimalen Verlusten in das Mischrohr zu bringen. Verschiedene Formen, wie ein konischer Zulauf oder ein Einlauf mit Radius, werden häufig verwendet. Die Form des Einlaufs beeinflusst den Winkel der Sekundär- zur Primärströmung. Dieser besitzt, der Theorie nach, einen Einfluss auf das Mischverhalten, da rein koaxiale Strömungen sich schlechter vermischen [46]. Bereits 1949 veröffentlichte Von Kármán in [42] theoretische Überlegungen, eine höhere Schubverstärkung durch größere Gradienten in der Sekundärströmung zu erreichen. Dem gegenüber steht die Vermutung von Jones [101], dass eine ungleichmäßige Sekundärströmung sich negativ auf den Diffusor auswirkt und eine Ejektordüse mit Diffusor nicht von beiden Mechanismen profitieren kann.

Das Verhältnis von Einlauffläche A_{in} zur Fläche der Primärdüse A_p (siehe [Abbildung 3.7](#)) ist ein weiterer Auslegungsparameter. Der Vergleich verschiedener experimenteller Daten in [46] zeigt eine deutliche Steigerung der Schubverstärkung durch die Erhöhung des Flächenverhältnisses von 1 auf 10. Größere Flächenverhältnisse bis 20 erreichen eine noch höhere Schubverstärkung, der zusätzliche Schubgewinn ist jedoch nicht mehr hoch. Für noch größere Flächenverhältnisse stagniert die Schubverstärkung. Ein größer werdender Ejektoreinlauf erschwert zunehmend die Beschleunigung des Sekundärmediums am äußersten Rand. Detailliertere Informationen sind jedoch nicht verfügbar.

Ein höherer Einfluss wird dem Abstand X zwischen Austritt der Primärdüse und der Eintrittsebene in die Mischzone zugesprochen. Dieser wird in Form des X/D -Verhältnisses zum Durchmesser der Ejektordüse angegeben. Cheng et al. zeigte in [58], dass die Austrittebene der Primärdüse idealerweise in der Eintrittsebene der Mischzone beziehungsweise mit geringem Abstand davor positioniert sein soll. Porter und Squyers [46] geben ein ideales X/D -Verhältnis von 0 bis 0,2 an. Um das X/D -Verhältnis zu untersuchen wurde die Primärdüse axial verschoben. Die verwendete Geometrie der Ejektordüse zeigt, dass dadurch auch das Flächenverhältnis des Ejektoreinlaufs verändert wurde. Daher ist ungewiss, ob nicht diese Veränderung die Schubverstärkung maßgeblich beeinflusst hat.

4.2.4 Diffusor

Die Hauptaufgabe des Diffusors ist es, den Druckausgleich zur Umgebung herzustellen. Bei Ejektordüsen im Unterschallbereich wird diese Anpassung auch ohne Diffusor erzwungen. Shapiro zeigte in [102], dass bei Ejektordüsen mit einer Primärströmung im Überschallbereich ein Diffusor unerlässlich ist um die Schubverstärkung zu maximieren.

Dem gegenüber stehen zusätzliche Verluste an kinetischer Energie durch den Diffusor, die nicht mehr für die Schuberzeugung zur Verfügung steht. Die Reibung an der Diffusorwand kann durch einen kurzen Diffusor minimiert werden, während vor allem eine partielle bis vollständige abgelöste Strömung die größten Verluste an Schubverstärkung verursacht.

Neben der Anpassung des statischen Drucks am Ejektordüsenaustritt konnte durch experimentelle Untersuchungen ([68], [96], [93]) nachgewiesen werden, dass der Diffusor den statischen Druck in der Ejektordüse weiter reduziert und die sekundäre Massenstromrate bei gleichem Flächenverhältnis α steigt. Die gesammelten experimentellen Daten von Porter und Squyers [46] zeigen, dass durch eine Erhöhung des Diffusorflächenverhältnisses A_{Dif}/A_M (vgl. Abbildung 3.7) die Schubverstärkung steigt, siehe Abbildung 4.6.

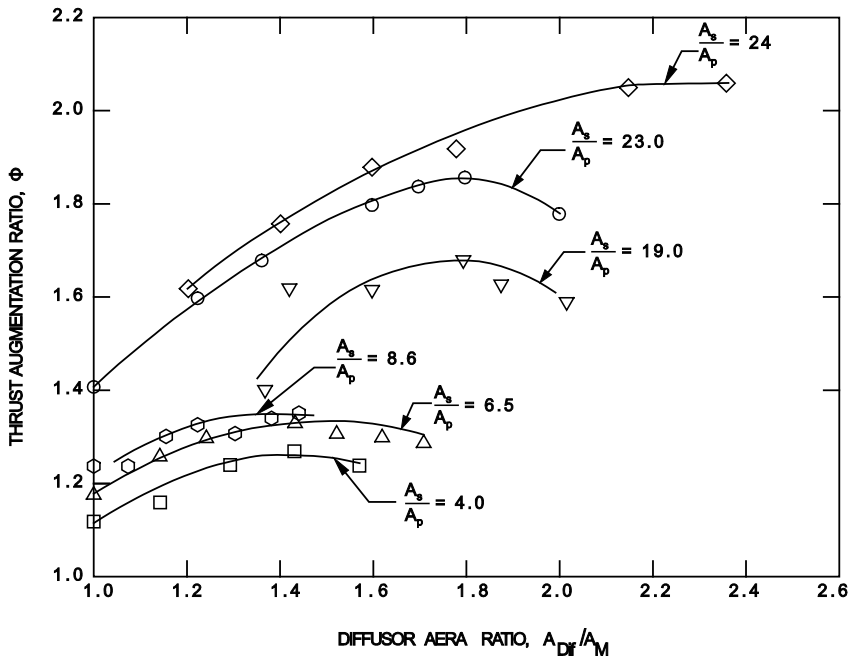


Abbildung 4.6: Auswirkung des Diffusorflächenverhältnis auf die Schubverstärkung (modifiziert von Quelle: [46])

Für eine Ejektordüse mit einem kleinen Flächenverhältnis α wird das Optimum bereits bei Werten für A_{Dif}/A_M zwischen 1,3 und 1,4 erreicht. Ejektordüsen mit großem Flächenverhältnis α profitieren von einem größeren Diffusor. Durch den Einsatz von hypermischenden Düsen in der Untersuchung von Quinn [103] konnte eine Schubverstärkungen bis zwei bei einem Flächenverhältnis A_{Dif}/A_M von ca. 2,2

erreicht werden. Gleichzeitig wird jedoch durch den großen Diffusor ein großer Bauraum beansprucht und zusätzliches Gewicht verursacht, sodass dies für die Anwendungen in Luftfahrzeugen ungeeignet ist. Ein weiterer Zusammenhang besteht zwischen dem Flächenverhältnis des Sekundäreinlaufs A_{In}/A_s und dem Diffusor A_{Dif}/A_M . Gates und Fairbanks erhöhten bei konstanten Betriebsparametern das Flächenverhältnis des Sekundäreinlaufs A_{In}/A_s mit und ohne Diffusor. Mit Diffusor konnte eine stärkere Zunahme der Schubverstärkung bewirkt werden [104]. Eine untersuchte Ejektordüsenkonfiguration von Fancher [105] ergab ein ähnliches Verhalten. Beide Untersuchungen betrachteten nur ein Diffusorflächenverhältnis, sodass der Zusammenhang nicht genau belegt ist.

Das Limit für die Größe des Diffusors ist erreicht, wenn es durch einen zu großen Öffnungswinkel zur Strömungsablösung im Diffusor kommt oder die Verluste an kinetischer Energie keine weitere Schubverstärkung mehr zulassen. Die Strömungsablösung führt zu einem abrupten Verlust von Schubverstärkung. Ein flacher Halböffnungswinkel ϕ_{Dif} hilft die Strömungsablösung zu vermeiden, erhöht jedoch die Länge des Diffusors und damit die Reibungsverluste. Um trotz steiler Halböffnungswinkel ϕ_{Dif} die Strömung im Diffusor zu stabilisieren, wurden verschiedene passive und aktive Elemente erprobt. Seiler berichtet in der Untersuchung des Diffusors einer Ejektordüse ([106], [107]) über eine Erhöhung des Halböffnungswinkel ϕ_{Dif} des Diffusors (vgl. [Abbildung 3.7](#)). Bei einem Winkel von ca. 12° bricht die Schubverstärkung ein. Durch Coanda-Düsen am Übergang zwischen Ejektorrohr und Diffusor kann die Grenzschicht stabilisiert und die Schubverstärkung auch bei höheren Winkeln weiter gesteigert werden. Haight und O'Donnell [108] nutzen eine aktive Grenzschichtstabilisation durch das Einblasen von Luft über Wirbelfallen um die Strömung im Diffusorbereich bei großen Winkeln zu stabilisieren. O'Donnell und Squyers [109] bliesen Luft durch Düsen am Übergang zwischen Ejektorrohr und Diffusor ein, um die Grenzschicht für sehr kurze Ejektordüsen an Hubtriebwerken zu stabilisieren. Damit ließ sich die Schubverstärkung auch bei größeren Halböffnungswinkeln ϕ_{Dif} und Flächenverhältnissen A_{Dif}/A_M steigern.

Zur Stabilisierung der Strömung im Diffusor wurden von Stull et al. [110] Rippen an der Wand integriert. Der statische Druckverlust im Diffusor konnte bis zu 25 % reduziert werden. Darüber hinaus wurden Rippen quer zur Strömungsrichtung an der Diffusorwand untersucht. Außerdem wurde ein 2D-Diffusor mit einer Kavität kurz hinter dem Eintritt getestet [111]. In der Kavität bildet sich aus der Rückströmung ein Wirbel, der wiederum lokal den statischen Druck senkt. Dadurch liegt die Strömung an der Diffusorwand länger an. Obwohl die Separation der Strömung über eine größere Lauflänge verhindert werden konnte, war die Gesamteffizienz gegenüber einem normalen Diffusor schlechter.

Brown et al. [112] beschreibt Wirbelgeneratoren um laterale Wirbelstrukturen in einem Diffusor zu erzeugen. Der Halböffnungswinkel kann dadurch erhöht werden, sodass der Diffusor 30 % kürzer sein kann. Der Einsatz solcher Wirbelgeneratoren verursacht bei falschem Design starke Totaldruckverluste.

Die von Presz et al. [77] entwickelten blütenförmigen Primärdüsen erzeugen ebenfalls laterale Wirbelstrukturen. Dadurch wird eine Energetisierung und Stabilisierung der Strömung im Diffusorbereich erreicht. Das sekundäre Massenstromverhältnis wird durch die Erhöhung des Halböffnungswinkels ϕ_{Dif} bis 20° gesteigert, bevor die Strömung im Diffusor ablöst [62].

4.2.5 Auswirkung der äußeren Anströmung

Ein höherer Totaldruck im Sekundärmedium in Folge der Anströmung trägt zu einem höheren Impuls in der Mischzone bei. Dadurch kann der erzeugte Schub gesteigert werden, wie in [113] dargelegt wird. Allerdings wird durch die Anströmung des Sekundäreinlaufs zusätzlicher Widerstand induziert. Im Endeffekt steigt dieser stärker an, als der Zugewinn bei der Schubverstärkung infolge des steigenden Totaldrucks, sodass die Anströmung die Schubverstärkung reduziert [114]. Bei der Integration in ein Luftfahrtsystem muss deswegen mit einer Abnahme der resultierenden Schubverstärkung gerechnet werden. Das Ziel der Optimierung für den Vorwärtsflug sollte die Vermeidung von Schubverlusten im Schnellflug sein [47]. Dafür wird in [57] eine variable Ejektordüse vorgeschlagen. Im Standfall oder bei niedrigen Fluggeschwindigkeiten soll ein hohes Sekundärmassestromverhältnis SMR erreicht werden. Im Vorwärtsflug kann der Sekundärmassestrom reduziert werden. Dafür müssen Sekundäreinlauf und Diffusor verstellbar sein. Eine Reduktion der Flächenverhältnisse $A_{\text{In}}/A_{\text{s}}$ und $A_{\text{Dif}}/A_{\text{M}}$ (vgl. [Abbildung 3.7](#)) senkt den geförderten Massenstrom. Über die Verstellung des Sekundäreinlaufs kann außerdem der Widerstand reduziert werden. Die Abschirmung des Sekundäreinlaufs und verlustarme Integration in die Struktur sollen außerdem zur Vermeidung zusätzlichen Widerstands dienen [59].

4.3 Anwendung in Luftfahrzeugen

Die Ejektordüse wird in der Luftfahrt mit verschiedenen Zielen eingesetzt. Die Kühlung von Triebwerkskomponenten im Düsenbereich und Beeinflussung der Düsenströmung wird häufig mit der Ejektordüse in Verbindung gebracht [115]. Da diese Konzepte nicht auf Schubverstärkung ausgelegt sind, soll an dieser Stelle nicht weiter darauf eingegangen werden.

Zur serienmäßigen Anwendung in der zivilen Luftfahrt kam eine Ejektordüse erstmalig ab 1958 an einer Douglas DC-8. Das Ziel war in erster Linie eine Lärmreduktion um 9 bis 12 dB [116]. Die Untersuchungen ([117], [118]) der Ejektordüsen zur Lärmreduktion zeigten jedoch einen Schubverlust von 3 - 4 %.

Die in den 1950er Jahren in der zivilen Luftfahrt verwendeten Turbojet-Triebwerke emittierten beim Start besonders starken niederfrequenten Düsenlärm. Das Konzept bestand aus einer einfahrbaren Ejektordüse in Kombination mit einer blütenförmigen Primärdüse. In das Ejektorrohr war außerdem die Schubumkehr integriert.

Mit dem Aufkommen der ersten Low-Bypass-Triebwerke dominierte der Lärm des Gebläses aus dem Nebenstrom, so dass der Fokus der Lärmreduktion darauf verschoben wurde [119]. Die blütenförmige Primärdüse selbst besitzt ebenfalls lärmreduzierende Eigenschaften [117] und wird ohne die Ejektordüse auch heute bei modernen Triebwerken noch eingesetzt.

Eine weitere Serienzulassung eines Ejektordüsen-systems für Luftfahrzeuge ist das 1999 patentierte Alternating Lobe Mixer Ejector Concept (ALMEC) Suppressor System [120]. Die kompakte Ejektordüse mit einem Flächenverhältnis α von 2 und einem Längenverhältnis L/D von 1 wurde für die Flugzeugmuster Gulfstream GII, GIIB und GIII entwickelt [47]. Die 10 Blüten der Primärdüse wurden alternierend mit tiefer oder flacher Penetration der Kernströmung konstruiert. Das Düsenkonzept sollte in erster Linie die seitliche Lärmabstrahlung älterer Low-Bypass-Triebwerke bei Take-Off verbessern, die aufgrund verschärfter Regularien die Grenzwerte nicht mehr einhielten. Das Ejektordüsenkonzept erreichte im Standbetrieb eine Schubverstärkung von 5 % bis 7 % und verminderte Verluste während Reiseflugbedingungen. Die Lärmvermessung nach den geltenden Regularien ergab eine Reduktion der seitlichen Lärmabstrahlung um bis zu 3,8 dB [121].

Zwischen den 1960er bis 1970er Jahren wurde die Ejektordüse an Flugzeugen mit Kurz- und Senkrechtstartfähigkeit erprobt. Die Lockheed Hummingbird XV-4A wurde mit zwei Bänken von Ejektordüsen im Rumpf ausgerüstet. Die Primärdüse bestand aus einer Mehrfachdüsenanordnung, die vom Triebwerk versorgt wurde. Die geplante Schubverstärkung Φ durch die Ejektordüsen war 1,4. In Flugtests konnte jedoch nur eine maximale Schubverstärkung Φ von 1,3 erreicht werden. Die Ergebnisse der Entwicklung sind in [122] zusammengefasst. Eine weitere Entwicklung zur Senkrechtstartfähigkeit war die Rockwell International XTV-12A. Bei dieser wurden die Ejektordüsen-systeme in die Flaps der Flügel integriert. Die Flugerprobung zeigte abermals eine viel geringere Schubverstärkung Φ als berechnet. Die Untersuchungsergebnisse wurden in [123] dokumentiert. Die experimentelle Modifikation einer C-8A Buffalo fügte dieser Kurzstart- und Langsamflugfähigkeit hinzu. Die Ejektordüse wurde in die Flaps am Flügel integriert. Die Versorgung der Primärdüse erfolgte aus dem Bypass des Turbofan-Triebwerks. Die minimale Geschwindigkeit, bei der ein Strömungsabriss auftrat, konnte von 122,5 km/h auf 76 km/h gesenkt werden. Die notwendige Startbahnlänge wurde signifikant gesenkt. Die Untersuchungsergebnisse sind in [124]

dokumentiert. Alle Entwicklungen hatten gemeinsam, dass die vorausberechnete Schubverstärkung durch die Ejektordüse in der Praxis verfehlt wurde. Obwohl der notwendige sekundäre Massenstrom erreicht wurde, blieb die Schubverstärkung hinter der Erwartung zurück. Als Ursache wird nach Porter und Squyers [46] die teilweise starke Unterschreitung der nötigen Mischlänge L/D genannt.

4.4 Ansätze zur Anwendung bei kleinen Turbojet-Triebwerken

Untersuchungen zur Implementierung von Ejektordüsen an kleinen Turbojet-Triebwerken wurden in den letzten 20 Jahren angestoßen. Die Technologie und Konstruktion der kleinen Turbojet-Triebwerke entspricht den Strahltriebwerken der 1950er Jahre, in denen das Interesse an Ejektordüse sehr hoch war. Ein Hauptmerkmal der Untersuchungen mit kleinen Turbojet-Triebwerken ist die Vernachlässigung der Primärdüse, obwohl die Erforschung der Ejektordüse einen gewichtigen Fokus auf Düsen mit hoher Mischfähigkeit legt (siehe Kapitel 4.2.1). So wurden bisher meist konvergente Düsen mit kreisförmigem Austrittsquerschnitt verwendet. Die Wirkung von blütenförmigen Primärdüsen wurde punktuell numerisch und experimentell von Shan et al. 2014 untersucht [125] und eine Schubverstärkung von ca. 3 % bei einem Flächenverhältnis α von 1,05 festgestellt. Die veröffentlichten Daten enthalten keine Angaben zum Design der blütenförmigen Primärdüse, sodass ein Vergleich mit den Designrichtlinien von Presz et al. [77] nicht möglich ist.

Im Vorfeld der vorliegenden Forschungsarbeit wurde ein kleines Turbojet-Triebwerk mit einer Ejektordüse mit einem Flächenverhältnis α von 1,78 ausgerüstet. Als Primärdüse kam eine rotationsymmetrische Schubdüse und eine blütenförmige Primärdüse zum Einsatz [126]. Zusammen mit den niedrigen L/D -Verhältnis wurden nur geringe Schubverstärkungen knapp unter 1 % erreicht.

Weitere Ergebnisse zu untersuchten Ejektordüsen an kleinen Turbojet-Triebwerken sind in Tabelle 4.1 enthalten. Bis auf die Ausnahme der großen Ejektordüse aus [127] konnten nur geringe Schubverstärkungen von maximal 5 % erreicht werden. Zu Form und Flächenverhältnis des Sekundäreinlaufs in den Untersuchungen sind nur wenige Informationen vorhanden. Die Führung und der Winkel der sekundären Zuströmung ergaben sich aus konstruktiven Randbedingungen des Triebwerks.

Tabelle 4.1: Vergleich Ejektordüsen an kleinen Turbojet-Triebwerken

Quelle	Typ	Form Primärdüse	nomineller Schub [N]	α	L/D	Φ unter Volllast
[128]	Sophia J450	Kreis	40	0,915	1,16	1,0341
[127]	JetCat P200	Kreis	200	≈ 25	$\approx 3,5$	$\approx 1,3$
[129]	LTD SR-30	Kreis	17	1,318	3,5	1,0076
[31]	AMT Titan	Kreis	392	2,5	2,075	1,05
[126]	Frank Turbine TJ70	Ring	160	1,78	2,17	1,007
[126]	Frank Turbine TJ70	8 Blüten	160	1,78	1,5	0,981

In [31] konnte die deutliche Minderung der Schubverstärkung ohne Sekundäreinlauf gezeigt werden. Das Abstandverhältnis wurde in einigen Versuchen genauer beleuchtet. Die Verbesserung der Schubverstärkung mit steigendem X/D-Verhältnis konnte in allen Untersuchungen belegt werden. Allerdings wurde die Erhöhung des Abstands X durch eine axiale Verschiebung der Ejektordüse erreicht, die auch das Flächenverhältnis A_{in}/A_s verändert (vgl. [Abbildung 3.7](#)). Eine Überlagerung der Effekte von Abstandsverhältnis und Einlauffläche ist wahrscheinlich. Die in [31] entwickelte Ejektordüse konnte auch im Flugversuch an einem Segelflugzeug erprobt werden. Dabei wurde eine verbesserte Steigrate festgestellt. Dies zeigt vor allem die Eignung der Ejektordüse für den Langsamflug.

4.5 Forschungsbedarf bei Ejektordüsen an kleinen Turbojet-Triebwerken

Die Ejektordüse zeigt ein erhebliches Potential zur Verringerung des spezifischen Verbrauchs, zur Reduktion der Aufklärbarkeit und zur Verbesserung der Integrationsmöglichkeiten in kleinen Luftfahrzeugen. Im Bereich der kommerziellen Luftfahrt sind die effizienteren Turbofan-Bauweisen den Turbojet-Triebwerken mit Ejektordüse überlegen. Im Bereich der kleinen Schubtriebwerke unter 500 N schaffte die Turbofan-Bauweise aufgrund der ökonomischen und fertigungstechnischen Randbedingungen bisher nicht den Durchbruch. In diesem Bereich dominieren die Turbojet-Triebwerke weiterhin den Markt der Strahlantriebe. Die Anwendungsmöglichkeiten und die Adaption des bekannten Technologiestands der Ejektordüse muss für kleine Turbojet-Triebwerke systematisch untersucht werden.

Die folgenden zentralen Fragestellungen sollen hierzu bearbeitet werden:

- Parameter und Konstruktionsrichtlinien für effiziente blütenförmige Primärdüsen
- Zusammenspiel von Konstruktionsparametern der Ejektordüse zur Maximierung der Schuberzeugung
- Zusammenhang zwischen sekundärem Massenstromverhältnis, Ausmischung und Schubverstärkung
- Einfluss auf das Schub-Gewichtsverhältnis
- Einfluss auf den spezifischen Verbrauch.

Die bisherigen Untersuchungen berücksichtigten nur teilweise den Stand der Technik, der in vielen Jahrzehnten im Bereich der Luftfahrt erarbeitet wurde. Dazu ergeben sich aufbauend auf dem Stand der Technik weitergehende Fragen. Die Optimierung der Ejektordüse wechselt häufig zwischen der Maximierung des Sekundärmassenstroms und der Schubverstärkung. Als wichtigster Faktor wird die Durchmischung für die Erhöhung des Sekundärmassenstroms angegeben. Die Analyse der Auswirkung auf die Schubverstärkung wird dabei häufig offengelassen.

4.5.1 Untersuchungsmethodik

Die Recherche der theoretischen Grundlagen zeigt eine große Abweichung zwischen Berechnung und experimentellen Ergebnissen. In experimentellen Versuchen wird die Modifikation von geometrischen Werten häufig von Änderungen an der Gesamtgeometrie begleitet. Diese Einflüsse lassen sich nur sehr aufwändig isolieren. Um die Randbedingungen genau zu erfassen wird ein 200-N-Triebwerk vermessen. Die experimentellen Daten werden zur Erstellung und Validierung eines numerischen Modells für CFD-Simulationen genutzt. In diesem Modell lassen sich zahlreiche Modifikationen isoliert betrachten und damit die Wirksamkeit hinsichtlich der Auslegungsziele bewerten. Eine Parametervariation identifiziert die kombinierte Auswirkung der Geometrie auf die Schubverstärkung. Die dadurch abgeleitete optimierte Ejektordüse wird durch eine erneute experimentelle Untersuchung validiert. Die Komponente Primärdüse wird zuerst isoliert diesem Untersuchungszyklus unterzogen, um deren Einfluss und Mechanismen besser bewerten zu können. Die optimierte Ejektordüse wird im Zusammenspiel mit der Primärdüse untersucht.

4.5.2 Definition der Bewertungsgrößen

Grundsätzlich lässt sich die Schubverstärkung allein durch einen größeren Durchmesser der Ejektordüse erreichen. Die Anwendung in einem Luftfahrzeug limitiert die maximale Größe. Die äußere Anströmung im Flugzustand reduziert

die Schubverstärkung und kann sogar zu einem Schubverlust führen, wie in Kapitel 4.2.5 beschrieben. Die weitere Reduzierung des Schubs wird durch den zusätzlichen Strömungswiderstand der Ejektordüse verursacht. Um diesen möglichst gering zu halten soll dem Triebwerkssystem keine zusätzliche Stirnfläche hinzugefügt werden, womit der maximale Innendurchmesser des Ejektorrohrs kleiner als der Triebwerksaußendurchmesser sein muss. Das Ziel ist die maximale Schubverstärkung unter diesen Restriktionen.

Die Analyse der Literatur zeigt verbreitet eine Abweichung zwischen numerischen Daten und experimentellen Ergebnissen. Die experimentell gewonnenen Messdaten werden deswegen als Bewertungsgrößen definiert. Hierfür ist eine geeignete Testinfrastruktur zu schaffen, mit der sowohl Schubkraft als auch Brennstoffverbrauch mit hoher Genauigkeit gemessen werden kann. Um eine Schubänderung durch Abweichung der Triebwerkslaststufe zu korrigieren, müssen weitere Daten wie die Leistungskennwerte Verdichterdruckverhältnis und Luftmassenstrom des Triebwerks sowie die Umgebungsbedingungen aufgezeichnet werden. Außerdem wird als Eingangsgröße der Primärdüse die Turbinenausstrittstemperatur T_{15} benötigt. Die Vermischung von Primär- und Sekundärströmung spielt bei der Ejektordüse eine große Rolle. Um diese beurteilen zu können ist die Erfassung der Strömungsparameter des Querschnittsprofils in der Düsenströmung erforderlich. Um die zu erwartenden hohen Gradienten aufzulösen muss eine entsprechend feine Abtastung erreicht werden.

5 Entwicklung der Ejektordüse für kleine Turbojet-Triebwerke

5.1 Grundkonzept

Die Ejektordüse wird für die Anwendung an einem kleinen Turbojet-Triebwerk mit 200-N Schub ausgelegt. Konstruktive Randbedingungen werden vom Triebwerk vorgegeben. Die kleinen Turbojet-Triebwerke folgen einer sehr ähnlichen Entwurfsphilosophie, sodass nur geringe Unterschiede zwischen verschiedenen Modellen zu erwarten sind.

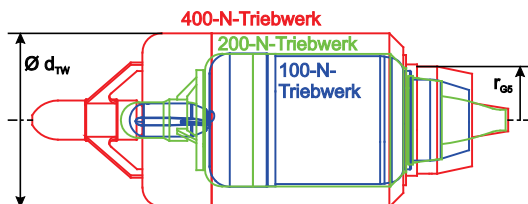


Abbildung 5.1: Konstruktive Randbedingungen anderer Triebwerke

Durch die Forderung, dass der Innendurchmesser des Ejektorrohrs D den Außerdurchmesser des Triebwerks d_{TW} nicht überschreiten darf, ergeben sich am Beispiel der drei verschiedenen Schubklassen aus [Abbildung 5.1](#) unterschiedliche maximal mögliche Flächenverhältnis α . Das 100-N-Triebwerk hat einen größeren Außendurchmesser relativ zur Düsenfläche und ermöglicht ein Flächenverhältnis bis $\alpha = 4,1$. Das 200-N-Triebwerk lässt nur noch ein Flächenverhältnis von $\alpha = 3,7$ zu, während die kompakte Bauweise des 400-N-Triebwerks auf $\alpha = 3,2$ limitiert. Der Trend zeigt, dass kleinere Triebwerke anteilig größere Ejektordüsen und damit höhere Schubverstärkungen zulassen.

Für die Auslegung der Ejektordüse des 200-N-Triebwerks werden folgende Entwicklungsziele festgesetzt:

- Schubverstärkung von 20 % bei einem sekundären Massenstromverhältnis von 1 bis 2
- Verbesserung des spezifischen Verbrauchs TSFC um 20 %
- Keine Abnahme des Schub-Gewichtsverhältnisses

Das Konzept von Presz et al. [47] zeigt, dass vor allem blütenförmige Primärdüsen zu schubstarken Ejektordüsen führen. In der Auslegung wird deswegen von einer blütenförmigen Primärdüse ausgegangen. Von den vier Hauptkomponenten der Ejektordüse werden Ejektoreinlauf, Mischrohr und Diffusor

konstruktiv zur eigentlichen Ejektordüse zusammengefasst, da die Parameter der Bauteile in enger Abstimmung ausgewählt werden. Die Beschreibung der unterschiedlichen konstruktiven Parameter der Ejektordüse orientiert sich an folgender Darstellung:

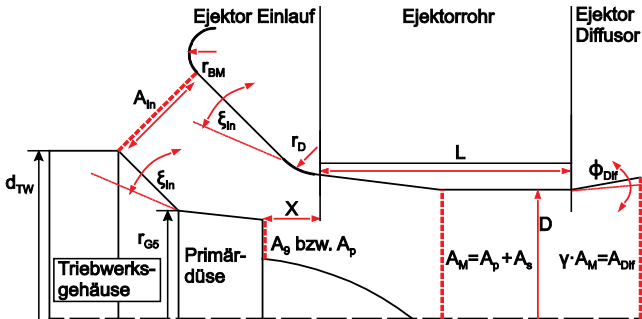


Abbildung 5.2: Konstruktionsparameter der Ejektordüse

Für die blütenförmige Primärdüse wird die geometrische Auslegung bis auf die Beziehung zwischen dem Durchmesser D der Ejektordüse und des Außendurchmessers der blütenförmigen Primärdüse unabhängig durchgeführt. Die Optimierung der Primärdüse auf die Thermodynamik des Triebwerks wird ebenfalls separat durchgeführt.

5.2 Auslegung der blütenförmigen Primärdüse

Die Funktion der blütenförmigen Primärdüse beinhaltet neben der Vermischung von Sekundär- und Primärströmung auch die Beschleunigung des Treibmediums. Der Querschnitt muss zwischen Ein- und Austritt der Düse reduziert werden, um das gewünschte Düsendruckverhältnis zu erreichen. Das Düsendruckverhältnis wirkt sich auf die Schubzeugung aus, und beeinflusst den Betriebspunkt und das Gesamtdruckverhältnis des Triebwerks. Das stellt einen entscheidenden Unterschied zu Blütenmischerdüsen zur Nebenstromeinmischung in Turbofan-Triebwerken dar, die in [74] beschrieben werden. Der häufig gewählte Ansatz reduziert die Querschnittsfläche vor dem eigentlichen Blütenmischer. Die Folge ist eine längere Düse und eine größere benetzte Oberfläche, welche zusätzliche Reibungsverluste induziert. Die bereits beschleunigte Strömung sorgt für quadratisch steigende Reibungsverluste. Dieser Ansatz ermöglicht allerdings die direkte Übertragung von Konzepten zur Mischung aus dem Turbofan-Bereich. Die Schubeffizienz steht dabei jedoch nicht im Fokus der Betrachtung. Deswegen wird ein neuer Ansatz zur Auslegung der blütenförmigen Primärdüse gewählt. Die Erzeugung der Blütenform und die Querschnittsänderung wird hierbei überlagert.

Auf diese Weise entsteht eine kürzere, leichtere und verlustärmere blütenförmige Primärdüse. Die Auslegungsprozedur wurde bereits in [130] veröffentlicht.

Auslegung des Längsverlaufs der blütenförmigen Primärdüse:

Im ersten Schritt wird aus dem maximalen Triebwerksdurchmesser d_{TW} (siehe Abbildung 5.2) der maximale Innendurchmesser D bzw. der Innenradius der Ejektordüsen R_M , bestimmt. Aus dem Gehäuseradius r_{GS} des Turbinengehäuses und dem Radius R_M wird der maximale Radius der Blüte $r_{ol,end}$ ermittelt. Der Ringspalt mit der Höhe dR_{Ej} zwischen der nach außen laufenden Blüte und dem Ejektorrohr sorgt für die Durchmischung im äußeren Bereich. Außerdem wird die Innenseite des Ejektorrohrs von der heißen Abgasströmung durch ein Luftpolster geschützt. Nach Skebe et al. [131] entspricht die ideale Höhe der Blüte h_{ol} etwa dem Abstand dR_{Ej} .

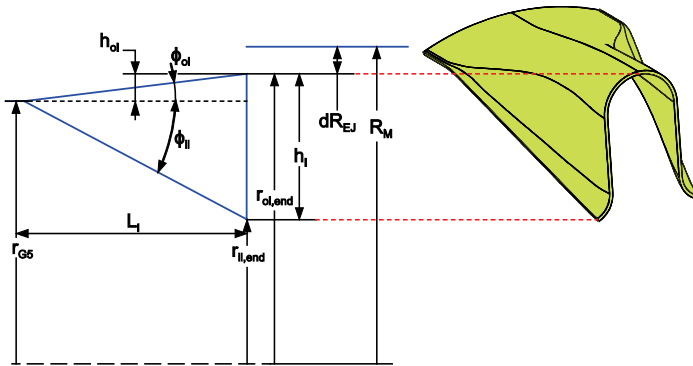


Abbildung 5.3: Vorauslegung des Längsverlaufs der Blüte

Im nächsten Schritt wird die Gesamthöhe h_l der Blüte festgelegt. Der Parameter PEN beschreibt die Penetration der Ejektordüsenfläche durch die Blüten. Da für die Penetration kein exakter Wert vorgegeben werden muss, kann h_l auf einen sinnvollen Wert gerundet werden. In den Untersuchungen von Presz et al. [62] zeigten steigende Werte für PEN bis 60 % eine Zunahme der Förderleistung.

$$h_l = r_{ol,end} - \sqrt{r_{ol,end}^2 - \frac{(PEN \cdot A_M)}{\pi}} \quad (45)$$

h_l	Gesamthöhe Blüte
$r_{ol,end}$	Radius der nach außen laufenden Blüte
PEN	Penetration
A_M	Ejektorrohr Querschnittsfläche

Im nachfolgenden Schritt erfolgt eine Abwägung zwischen der Länge der Blüte L_I und den Winkeln ϕ_{oi} und ϕ_{ii} . Um Reibungsverluste gering zu halten soll die Blüte kurz sein. Die nach außen laufende Blüte kann aufgrund der Diffusorwirkung durch Strömungsablösung beeinträchtigt werden, sodass ϕ_{oi} nicht zu groß werden darf. Untersuchungen ergaben einen zulässigen Wertebereich von 9° bis 30° [94]. Die nach innen laufende Blüte ist weniger empfindlich auf Ablösung der Strömung. Der Winkel ϕ_{ii} kann bis zu 45° betragen. Die konstruktiven Randbedingungen führen meist zu einer asymmetrischen Höhenverteilung der Blüte ($\phi_{ii} > \phi_{oi}$).

Der sich damit ergebende Verlauf der Blüte in Längsrichtung ist strömungsmechanisch noch ungünstig. Die Geraden werden zur besseren Strömungsführung mit zwei Radien versehen. Der erste Radius (r_{1oi} , r_{1ii}) leitet den Übergang vom ringförmigen Strömungskanal nach der Turbinenstufe in die Blütenform ein. Der erste Radius r_{1oi} der nach außen laufenden Blüte sollte dabei so groß wie konstruktiv zulässig gewählt werden. Eine langsame Umlenkung kann eine Strömungsablösung auch bei einem großen Winkel ϕ_{oi} vermeiden. Der zweite Radius r_{2oi} kann genutzt werden, um den Austrittswinkel σ_{oi} aus der Blüte anzupassen und die Strömung wieder axial auszurichten. Ziel sollte immer eine möglichst parallele Ausrichtung der Strömung zur Längsachse sein, um den Schub zu maximieren. Dennoch kann es nützlich sein, das exakte Kontaktgebiet zwischen heißer Primärströmung und Ejektorrohrwand zu verschieben. Bei stark asymmetrischer Winkelverteilung kann die nach außen laufende Blüte durch die Anwendung eines Cutback-Winkels ξ_{cut} gekürzt werden, um so Reibungsverluste zu reduzieren.

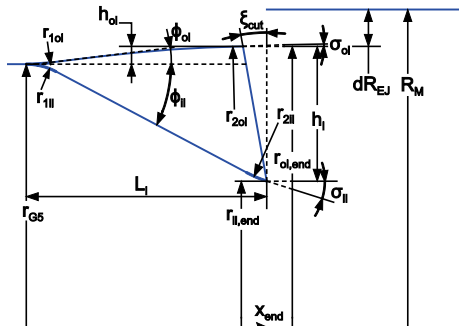


Abbildung 5.4: Optimierter Längsverlauf der Blüte

Die Konzeptionierung der Blütenverläufe in Längsrichtung mündet in zwei Funktionen für $r_{oi}(x)$ und $r_{ii}(x)$. Die Konstruktionsparameter der nach innen laufenden Blüte (r_{2oi} , r_{2ii} , σ_{ii}) werden zur Erfüllung der geometrischen Bedingungen

angepasst. Da die Düsenströmung der nach innen laufenden Blüte dreidimensional ausweicht besteht kein Ablösungsproblem. Der Austrittswinkel σ_{II} orientiert sich am Innenkonus.

Auslegung des Querschnitts der blütenförmigen Primärdüse:

Die Austrittskontur kann durch eine Kombination zweier Radien, die mit einer Geraden verbunden sind, beschrieben werden. Die Radien r_{oI} und r_{iI} werden durch den Längsverlauf bestimmt. Der Segmentwinkel Θ wird durch die Anzahl der Blüten vorgegeben. Der Wertebereich des Winkels β_{III} führt zu drei verschiedenen Konturtypen:

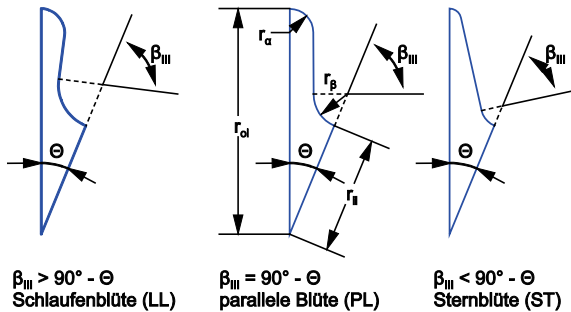


Abbildung 5.5: Konturtypen Austrittsquerschnitt für blütenförmige Primärdüsen

Die Konturtypen haben einen unterschiedlichen Effekt auf die Verteilung der Mischintensität über die Kanalhöhe des Ejektorrohrs. Die schlaufenförmige Kontur LL mit $\beta_{III} > 90^\circ - \Theta$ leitet die Primärströmung verstärkt in den äußeren Bereich des Ejektorrohrs. Die sternförmige Austrittskontur verstärkt die Strömungsintensität im achsnahen Bereich.

Formübergang von Ring- zu Blütenquerschnitt:

Zur Konstruktion der Düse muss der Übergang von ringförmiger zur blütenförmigen Austrittsfläche erstellt werden. Die Blütenkontur kann in vier geometrische Grundformen unterteilt werden (siehe [Abbildung 5.6](#)). Durch die Parameter r_{oI} , r_{iI} , Θ , β_{III} und r_{α} ist die Form geometrisch bestimmt. Die Längen r_{oI} und r_{iI} sind aus der Erstellung des Längsverlaufs bekannt. Der Segmentwinkel Θ wird durch die Anzahl der Blüten definiert. Der Wert für β_{III} kann am Austrittsquerschnitt nach [Abbildung 5.5](#) bestimmt werden. Die Berechnung der übrigen geometrischen Maße wird durch die mathematischen Funktionen am allgemeinen Dreieck erlangt:

$$r_{iI} + r_{\beta} = \frac{\sin \gamma_{III}}{\frac{\sin \Theta}{A}} \left(r_{\alpha} + b_{II} \frac{\sin \delta_{II}}{c} + r_{\beta} \right) \quad (46)$$

$$r_{il} + r_{\beta} = \frac{\sin \gamma_{III}}{\sin \beta_{III}} (r_{ol} - r_{\alpha} - b_{II}) \quad (47)$$

$$b_{II} = r_{\alpha} \cdot \frac{A - AB + B}{D} + \frac{r_{ol}(AB - B) - A r_{il}}{E} \quad (48)$$

$$r_{\beta} = r_{\alpha} \cdot \frac{AB^2 - B^2 - AB}{F} + \underbrace{B \cdot (r_{ol} - r_{il}) + \frac{r_{ol}(B^2 - AB^2) - AB \cdot r_{il}}{AB - AC - B}}_G \quad (49)$$

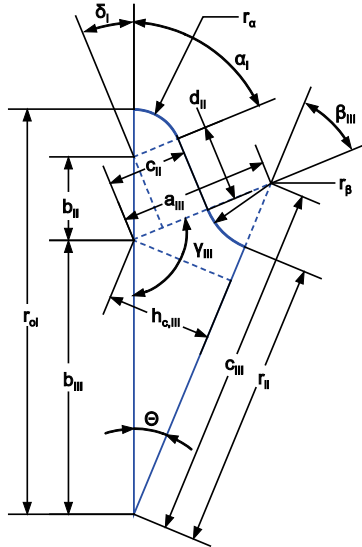


Abbildung 5.6: Geometrische Parameter der Blütenform (Quelle: [130])

Des Weiteren bestehen Winkelabhängigkeiten:

$$\alpha_I = \theta + \beta_{III} \quad (50)$$

$$\gamma_{III} = 180^\circ - (\theta + \beta_{III}) \quad (51)$$

$$\delta_{II} = 90^\circ - (\theta + \beta_{III}) \quad (52)$$

Der Übergang vom Ring- zum Blütenquerschnitt wird über eine Funktion $\beta_{III}(x)$ vorgegeben. Am Eintrittsquerschnitt ist β_{III} null. Für den zweiten fehlenden Parameter r_{α} zu Festlegung der Kontur muss eine Funktion $r_{\alpha}(x)$ vom Startwert $r_{\alpha} = r_{G5}$ zum Endwert im Austrittsquerschnitt formuliert werden.

$$A_I = r_{\alpha}^2 \cdot \frac{\alpha_I \cdot \pi}{360^\circ} \quad (53)$$

$$A_{II} = d_{II} \cdot \frac{r_\alpha + c_{II}}{2} = b_{II} \cdot \underbrace{\cos \delta_{II}}_I \cdot \frac{2 \cdot r_\alpha + b_{II} \cdot \sin \delta_{II}}{2} \quad (54)$$

$$A_{III} = \frac{c_{III} \cdot h_c}{2} = \frac{\sin \Theta}{2} \cdot (r_{il} + r_\beta) \cdot (r_{ol} - r_\alpha - b_{II}) \quad (55)$$

$$A_{IV} = r_\beta^2 \cdot \frac{\beta_{III} \cdot \pi}{360^\circ} \quad (56)$$

$$A_{seg} = A_I + A_{II} + A_{III} - A_{IV} \quad (57)$$

Die Berechnung des Querschnitts wird aus der Segmentierung in geometrische Grundformen abgeleitet. Durch die Summation der Formel (53) bis (56) wird die Querschnittsfläche berechnet. Unter Einbeziehung der Substitution aus Formel (46) bis (49) kann folgende quadratische Gleichung aufgestellt werden:

$$0 = r_\alpha^2 \left(\frac{\alpha_I \cdot \pi}{360^\circ} + 2 \cdot DI + CD^2I - \sin \Theta \cdot (F + DF) - \frac{\beta_{III} \cdot \pi}{360^\circ} \cdot F^2 \right) + r_\alpha \left(2EI + 2CDEI + \sin \Theta (-r_{il} - r_{il} \cdot D + r_{ol} \cdot F - G - DG - FE) - \frac{\beta_{III} \cdot \pi}{360^\circ} \cdot FG \right) + CE^2I + \sin \Theta (r_{il} \cdot r_{ol} - r_{il} \cdot E + r_{ol} \cdot G - EG) - \frac{\beta_{III} \cdot \pi}{360^\circ} \cdot G^2 - 2 \cdot A_{seg} \quad (58)$$

Für die Funktion einer Düse ist die Vorgabe eines Querschnittsflächenverlauf $A(x)$ zielführender. Wenn die Düse einen Innenkonus haben soll, ergibt sich $A(x)$ aus der Differenz des Strömungsquerschnitts $A_{DQ}(x)$ der Düse und des Querschnittsverlaufs des Innenkonus $A_{IK}(x)$. Damit wird auch die Form des Innenkonus in die Konstruktion miteinbezogen. Durch die Anwendung der Formel zur Lösung quadratischer Gleichungen auf (58) lässt sich das Ergebnis für r_α bestimmen. Aus den geometrischen Zwangsbedingungen gibt es einen Gültigkeitsbereich für das Ergebnis:

Tabelle 5.1: Gültigkeitsparameter für die Blütenkontur

Parameter	Formel	Grenzwert
positives d_{II}		$d_{II} \geq 0$
Grenzwerte r_α		$r_{\alpha,min} < r_\alpha < r_{\alpha,max}$
minimales r_α		$r_{\alpha,min} = \frac{r_{il} - r_{ol} \cos \Theta}{1 - \cos \Theta}$
$\Rightarrow \beta_{III} = 0$		
maximales r_α		$r_{\alpha,max} = \frac{r_{ol}(A \cdot B \cdot C) - r_{il}(A \cdot C + B)}{(A \cdot B \cdot C) - (A \cdot B)}$
$\Rightarrow r_\beta = 0$		

Aufgrund der Grenzwerte für r_α folgt ein maximaler und minimaler Wert für die Querschnittsfläche $A(x)$, die bei der Vorgabe einzuhalten sind. Eine Funktion für $r_\alpha(x)$ vorzugeben und die Werte für β_{III} zu berechnen ist möglich, jedoch sehr viel

aufwendiger. Der Verlauf der Querschnittsfläche in der blütenförmigen Primärdüse ist entscheidend, um trotz steigender benetzter Oberfläche die Reibungs- und damit Schubverluste zu minimieren.

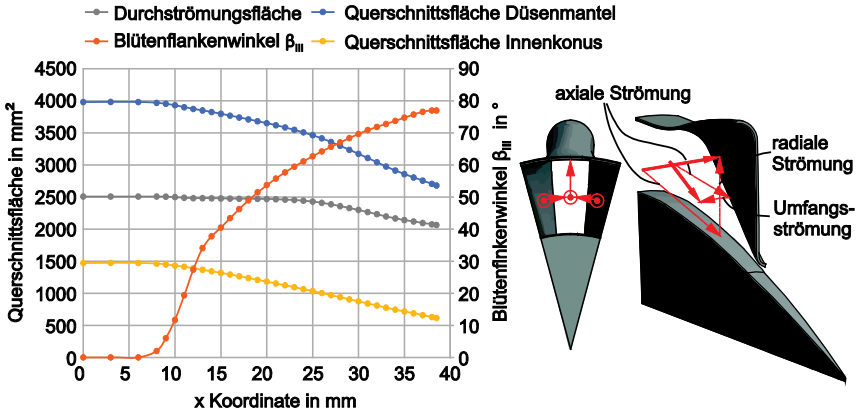


Abbildung 5.7: Verlauf der Querschnittsfläche und Ausbildung der Blütenkontur

Die Strömung fließt am Eintritt in die Düse vorwiegend in axialer Richtung. Beim Übergang vom ringförmigen Querschnitt zur Blütenkontur bilden sich zunehmend die Blüten aus. Die nach innen laufende Blüte ragt dabei immer stärker in den Strömungskanal. Die axiale Strömung weicht im Bereich der nach innen laufenden Blüte in Umfangsrichtung nach rechts bzw. links in den Bereich der nach außen laufenden Blüte aus. Die axiale Strömung im Bereich der nach außen laufenden Blüte wird deswegen wiederum in radialer Richtung nach außen verschoben, siehe [Abbildung 5.7](#). Der große axiale Geschwindigkeitsanteil ergibt mit den Geschwindigkeitsanteilen aus der Ausweichbewegung in radialer Richtung bzw. Umfangsrichtung einen betragsmäßig größeren Geschwindigkeitsvektor. Wird dies mit einer zusätzlichen Beschleunigung in axialer Richtung überlagert, können lokal höhere Geschwindigkeiten über Mach 1 auftreten und zu massiven Verlusten führen. Um dem entgegenzuwirken wird die Querschnittsfläche beim Übergang der Strömung in die einzelnen Blütenkanäle konstant gehalten oder nur geringfügig erweitert. Die entsprechenden Verläufe sind in [Abbildung 5.7](#) am Beispiel einer blütenförmigen Primärdüse dargestellt. Der Flächenverlauf $A(x)$ für den Düsenmantel ist eine Eingangsgröße für den oben beschriebenen Algorithmus. Diese setzt sich aus dem Flächenverlauf des Innenkonus und der Durchströmungsfläche zusammen. Der Verlauf des Innenkonus ist bis auf die Anschlussstelle zum Turbinenrad frei wählbar und wird nach allgemeinen Kriterien für verlustarme Strömungsführung ausgelegt.

Der Verlauf des Parameters $\beta_{III}(x)$ wirkt sich direkt auf die Ausbildung der Blütenkontur aus. Beim Endwert ist die gewünschte Austrittskontur nach [Abbildung 5.5](#) erreicht. Im Beispiel in [Abbildung 5.7](#) wird die Durchströmungsfläche auf 60 % der Länge konstant gehalten. Die Blüte ist an dieser Stelle bereits zu 80 % ausgebildet. Erst danach erfolgt die Reduktion des Querschnitts der Durchströmungsfläche bis zum geforderten Austrittsquerschnitt. Die durch die Verschiebung der Abgasströmung entstehenden Geschwindigkeitsanteile in radialer und Umfangsrichtung überlagern sich so nur mit geringer Axialgeschwindigkeit und vermeiden starke lokale Geschwindigkeitsüberhöhungen. Die Reibungsverluste an der Oberfläche werden ebenfalls minimiert, indem die Beschleunigung der Strömung nur auf einer kurzen Länge der Düse stattfindet.

Programm zur automatisierten Erstellung von blütenförmigen Primärdüsen:

Mit Hilfe der Auslegungsprozedur soll der Einfluss der verschiedenen Konstruktionsparameter auf die Mischfähigkeit der Primärdüse untersucht werden. Es wurde dafür ein Programm mit einfacher Bedieneroberfläche entwickelt (siehe [Anhang A](#)), um die Auslegung und Konstruktion der Düse parametrisiert zu automatisieren.

Im ersten Teil des Programms werden die Intervalle der X-Achse angegeben. Wenn der Strömungskanal am Anfang der Düse ringförmig gehalten werden soll, ist aufgrund der Rotationssymmetrie keine räumlich hohe Auflösung notwendig. Eine höhere Auflösung kann zum Beispiel aus konstruktiven Gründen oder durch die Kombination mit dem Innenkonus erforderlich sein. Zu Beginn des Übergangs von der ringförmigen zur blütenförmigen Kontur kann eine hohe Auflösung kontraproduktiv sein. Der gültige Wertebereich für r_α und β_{III} ist dort sehr schmal. Die exakte Formgebung an dieser Stelle ist für die Funktion der Düse weniger relevant, weswegen eine gröbere Auflösung entlang der x-Koordinate in diesem Bereich empfehlenswert ist. Grundsätzlich ist eine Auflösung von 0,5 bis 2 mm erstrebenswert. Feinere Abstufungen führen zu verstärkendem Oszillieren des Splines zur Verbindung der Punkte im zu erstellenden CAD-Modell. Im weiteren Teil des Programms werden die Parameter aus der Auslegung des Längsverlaufs der Blütenform und die Anzahl der Blüten eingetragen und wird die Funktion für $\beta_{III}(x)$ erstellt. Für das spätere CAD-Modell soll die Funktion stetig und monoton verlaufen. Um den Verlauf flexibel steuern zu können, wird eine Spline-Interpolation genutzt. Im Programmbereich „Initial value β_{III} “ werden eine beliebige Anzahl von Stützpunkten der Funktion tabellarisch angegeben. Es kann zwischen kubischer und monotoner Spline-Interpolation gewählt werden. Die monotone Spline-Interpolation vermeidet Oszillieren zwischen den Stützpunkten, kann aber an Stützpunkten zu Unstetigkeiten führen. Über den Button „Beta_III Curve“ wird die Funktion generiert und im rechten Diagramm dargestellt. Zur finalen Berechnung wird noch der Querschnittsflächenverlauf $A(x)$ benötigt, welcher im Bereich

„Cross-sectional aera“ ebenfalls über Stützpunkte und einer Spline-Interpolation erzeugt wird. In der Zeile „Nozzle CS-Aera“ werden die Stützpunkte für den gewünschten Flächenverlauf $A_{DQ}(x)$ angegeben. Im Falle einer Düse mit Innenkonus wird im Bereich „Cone CS-Aera“ die Funktion für die Querschnittsfläche des Innenkonus erstellt. Der Verlauf des Mantelquerschnitts ist die Summe dieser beiden Funktionen. Die berechneten Querschnittsflächen werden im rechten Diagramm eingetragen.

Im zweiten Teil des Programms werden die Berechnungen durchgeführt. Im Ergebnis werden zwei Diagramme erstellt: Das linke Diagramm zeigt den Verlauf von r_a und die Grenzwerte nach Tabelle 5.1, um die Einhaltung dieser zu überprüfen. Ist dies nicht der Fall wurden entweder unzulässige Werte im Bereich „CS-Aera“ eingegeben, oder die Paarung aus $\beta_{III}(x)$ und der Querschnittsfläche $A(x)$ führt zu keiner geometrisch sinnvollen Lösung. In dem Fall müssen die Stützpunkte manuell angepasst werden. Im rechten Diagramm werden die Graphen von r_b und d_{II} dargestellt. Der Wert d_{II} muss wieder der Bedingung aus Tabelle 5.1 genügen. Bei r_b kommt eine weitere konstruktive Randbedingung dazu. Der Radius r_b muss größer als die spätere Wandstärke sein, dargestellt durch die rote Linie im rechten Diagramm. Die Verläufe von r_b und d_{II} sollen stetig und monoton sein. Um das zu erreichen müssen die Stützpunkte von $A(x)$ und $\beta_{III}(x)$ angepasst werden.

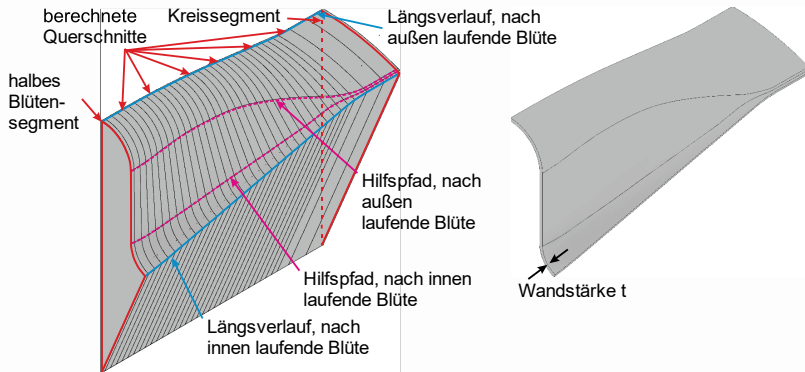


Abbildung 5.8: Strömungsdomäne (l) und Düsenhülle (r) aus LMN-Generator-Programm

Eine Anpassung der Verläufe kann durch manuelle Eingaben erreicht werden. Die erstellten Geometriedaten werden automatisiert vom CAD-Programm (Autodesk Inventor) genutzt, um ein vollständig parametrisiertes 3D-Modell eines Segments (siehe Abbildung 5.8).

5.3 Auslegung der Ejektordüse

Die Auslegung der Ejektordüse wird in Teilkomponenten aufgeteilt. Die Konstruktionsweise und die besprochenen Parameter richten sich nach Abbildung 5.2.

Ejektorrohr:

Die Auslegung der Ejektordüse beginnt mit dem Flächenverhältnis α . Die Gleichung (37) aus Kapitel 4.1.1 zeigt eine Zunahme der Schubverstärkung mit steigendem Flächenverhältnis α . Bei dem vorliegenden Triebwerk sind durch die konstruktiven Randbedingungen Flächenverhältnisse α von 0,9 bis 3,7 möglich. Über die Gleichungen (20) und (21) aus Kapitel 3.1.4.2 kann das erreichbare Sekundärmassestromverhältnis SMR und die Schubverstärkung Φ berechnet werden. Zur Berechnung der Dichte der Primärströmung wird eine Abgas-temperatur von 850 °C angesetzt. Die maximale Schubverstärkung Φ ohne Diffusor bei $\alpha = 3,7$ erreicht nach Gleichung (20) einen Wert von 1,2 bei einem SMR von 2,35. Mit einem Diffusor lässt sich die Schubverstärkung und der sekundäre Massestrom noch weiter steigern.

Der zweite Parameter, der das Ejektormischrohr betrifft, ist das Längenverhältnis L/D. Die vollständige Mischung von Sekundär- und Primärströmung bestimmt die Schubverstärkung der Ejektordüse. Theoretische Ansätze zu Berechnung der Länge, die zur vollständigen Durchmischung notwendig ist, ergeben L/D-Verhältnisse von 6 [46]. Ziel soll ein möglichst kurzes Mischrohr sein, auch um Reibungsverluste zu minimieren. Zwangsmischerdüsen können höhere Mischgeschwindigkeiten erzeugen. Die zuvor in Kapitel 5.2 beschriebenen blütenförmigen Primärdüsen induzieren diese aufgrund der hohen Austauschfläche durch die mäanderförmige Kontur. Versuche mit blütenförmigen Primärdüsen in Kombination mit Ejektordüsen ermöglichten L/D-Verhältnisse von 1 [94]. Blütenförmige Primärdüsen mit extrem hohen Mischraten, so genannte „scalloped lobe mixer nozzles“, konnten die nötige Mischrohlänge sogar auf bis zu 0,25 reduzieren.

Sekundäreinlauf:

Der Sekundäreinlauf führt Umgebungsluft dem Mischrohr zu. Im Ejektormischrohr wird durch die schnelle Primärströmung ein Soggebiet durch Unterdruck induziert. Um dieses Druckgefälle zu verstärken, soll der Sekundäreinlauf die Strömung düsenartig beschleunigen [46]. Das Flächenverhältnis A_{I1}/A_S soll nach [46] 10 bis 20 betragen. Detaillierte Untersuchungen zu Einfluss und Wirkweise des Sekundäreinlaufs bei Ejektordüsen wurden bisher noch nicht durchgeführt bzw. sind noch nicht veröffentlicht. Ein weiterer wichtiger Parameter des Sekundäreinlaufs ist das X/D-Verhältnis. Das Verhältnis beschreibt den Abstand X

zwischen Austrittsebene aus der Primärdüse und Eintrittsebene in das Ejektor-mischrohr. Nach [46] soll die Austrittsebene der Primärdüse vor dem Ejektor-mischrohr liegen. Der Wert von 0,1 wird für das X/D-Verhältnis empfohlen, um die Schubverstärkung der Ejektordüse zu steigern.

Der Radius der Einlaufflippe am Sekundäreinlauf r_{BM} muss nach Campbell und Von Ohain [57] theoretisch im Stand ($c_0 = 0$) möglichst groß sein und bei steigender Fluggeschwindigkeit kleiner werden. Weitere Informationen zur Auswirkung auf die Schubverstärkung sind nicht bekannt.

Im Rahmen der vorliegenden Forschungsarbeit werden zwei weitere Parameter definiert, die bisher keine Erwähnung fanden: Der Winkel ξ_{in} , der Zuströmrichtung relativ zur Längsachse. Nach Porter und Squyers [46] läuft die Mischung koaxialer Strömungen langsamer ab. Die hypermischenden Primärdüsen von Quinn [72] und von Bevilaqua [73] lenken die Teilströme aus, um den Impulsaustausch quer zur Strömungsrichtung zu verbessern. Die sekundäre Strömung über einem Winkel in die Primärströmung eintreten zu lassen könnte eine ähnliche Wirkung entfalten. Vom Winkel ξ_{in} des Ejektoreinlauf aus muss der Übergang in das Mischrohr gestaltet werden. Dadurch wird der Umlenkradius vom Sekundäreinlauf zum Mischrohr r_D als zusätzlicher Konstruktionsparameter notwendig.

Diffusor:

Der Diffusor am Ende der Ejektordüse wird von Presz et al. [94] als essentiell für das Erreichen einer hohen Schubverstärkung Φ beschrieben. Voraussetzung für die Wirksamkeit des Diffusors ist eine hohe Durchmischung in der Ejektordüse. Der Diffusor erhöht die Förderrate und reduziert Verluste bei der Mischung. Die hohe Turbulenz infolge der Mischung lässt hohe Halböffnungswinkel des Diffusors von bis zu 27° [62] zu. In [46] werden Diffusoren mit einem Flächenverhältnis A_{Dif}/A_M größer 2,5 als ideal bezeichnet. Die Realität zeigt jedoch, dass ein Diffusor mit einem A_{Dif}/A_M -Verhältnis größer 2 bereits übermäßig hohe Verluste erzeugt. Obwohl der Diffusor an der Ejektordüse immer als wichtiges Element beschrieben wurde, fehlt dieser bei bisherigen Entwicklungen für Luftfahrzeuge. Dies wurde auch von Presz und Werle in [132] angemerkt.

Zusammenspiel der Komponenten:

Die Komponenten müssen für eine hohe Schubverstärkung der Ejektordüse aufeinander abgestimmt und dahingehend optimiert werden. Der thermodynamische Zusammenhang wurde anhand des T-s-Diagramms in Kapitel 4.1 in Abbildung 4.2 erklärt. Die grundlegende Bedeutung für die Konstruktionsparameter kann daraus abgeleitet werden.

Der statische Unterdruck p_{si} im Ejektorrohr wird von den Eigenschaften der Primärströmung und damit der Primärdüse bestimmt. Die Austrittsgeschwindigkeit, die Dichte und die induzierte Mischgeschwindigkeit legen das Niveau von

p_{si} fest. Das Einlaufverhältnis A_{In}/A_s bestimmt die Beschleunigung des sekundären Mediums. Damit muss das Einlaufverhältnis A_{In}/A_s größer 1 sein und idealerweise an das Druckgefälle zwischen der Umgebung p_0 und dem statischen Druck im Ejektorrohr p_{si} angepasst werden. Im Ejektorrohr werden die Teilströme vermischt. Der Sekundärmassestrom wird aufgeheizt und das Primärmedium gekühlt. Aus der Temperatur des Primärmediums T_{19} , der Umgebungstemperatur T_{10} bzw. Temperatur des sekundären Mediums $T_{t,SM}$, sowie dem sekundären Massestromverhältnis SMR ergibt sich nach der vollständigen Mischung die Temperatur am Ende des Ejektorrohrs T_{tM} . Die Gesamtströmung fließt mit der Geschwindigkeit c_M in den Diffusor. Der Unterschied zwischen Ejektorrohrdruck p_{si} und dem statischen Druck der Umgebung p_0 ergibt ein optimales Flächenverhältnis A_{Dif}/A_M des Diffusors. Die Geschwindigkeit wird von c_M auf $c_{Ej,Ex}$ reduziert. Bei einem größeren Flächenverhältnis A_{Dif}/A_M des Diffusors wird der statische Druck im Ejektorrohr p_{si} weiter abgesenkt. Dadurch wird mehr sekundärer Massestrom angesaugt. Das Flächenverhältnis im Sekundäreinlauf A_{In}/A_s muss folglich vergrößert werden. Ein zu kleines Flächenverhältnis im Sekundäreinlauf A_{In}/A_s verursacht zusätzliche Verluste, während bei zu großen Flächenverhältnissen im Sekundäreinlauf A_{In}/A_s die Beschleunigung der Strömung am äußeren Rand nicht mehr erreicht werden kann. Wenn die Verluste im Diffusor aufgrund eines steigenden Flächenverhältnisses A_{Dif}/A_M zu groß werden, sinkt die Austrittsgeschwindigkeit $c_{Ej,Ex}$ stärker ab, als der Austrittsmassestrom $\dot{m}_{Ej,Ex}$ zunimmt. Folglich wird weniger Schub erzeugt. Für maximale Schuberrhöhung besteht also ein optimales Verhältnis zwischen der induzierten Mischgeschwindigkeit der Primärdüse, dem Flächenverhältnis des Sekundäreinlaufs A_{In}/A_s und dem Flächenverhältnis A_{Dif}/A_M des Diffusors. Dieses lässt sich aufgrund der komplexen Interaktionsphänomene, dem Mischprozess und der sensiblen Abhängigkeit von den Randbedingungen nicht analytisch vorhersagen.

6 Aufbau des Prüfstands zur Vermessung kleiner Schubtriebwerke

Entsprechend der Definition der Untersuchungsmethoden sollen an einem kleinen Turbojet-Triebwerk die Strömungsbedingungen ohne und mit Ejektordüse experimentell ermittelt werden. Mit den Messdaten wird das Modell für die numerische Simulation aufgebaut und die numerischen Ergebnisse werden validiert. Der aufzubauende Prüfstand muss dafür die gewünschten Messgrößen liefern. Um reproduzierbare Messdaten zu erhalten, müssen zum einen die Triebwerksbetriebsparameter konstant gehalten, und zum anderen müssen die Messdaten zuverlässig mit nachvollziehbarer Genauigkeit bestimmt werden. Der Fokus der Vermessung soll auf der Düse des Triebwerks liegen. Kleine Turbojet-Triebwerke zeigen in den relevanten Triebwerkebenen häufig eine ungleichmäßige Temperatur- und Geschwindigkeitsverteilung mit örtlich hohen Gradienten. Um repräsentative Werte der Düsenströmung zu erhalten, muss die Vermessung des Strömungsfelds örtlich hoch aufgelöst durchgeführt werden. Diese Aufgaben werden vom Triebwerksprüfstand GTP-500 am Institut für Aeronautical Engineering an der Universität der Bundeswehr München übernommen.

6.1 Messstellen am Triebwerk

Eine wichtige Messgröße ist der Schub F , der gemessen wird, um die Leistung des Triebwerks mit unterschiedlichen Primärdüsen und die Schubverstärkung zu beurteilen.

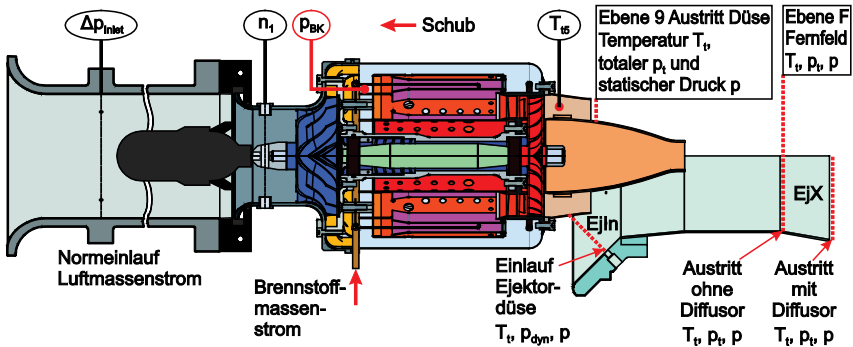


Abbildung 6.1: Messstellen am 200-N-Triebwerk

Darüber hinaus werden die Daten zur Bestimmung des Betriebspunkts des Triebwerks benötigt, in diesem Fall Drehzahl n_1 , Luftmassenstrom \dot{m}_L , Druckverhältnis $\Pi_{t2 \rightarrow t3}$ und Brennstoffmassenstrom \dot{m}_{Br} . Außerdem wird die Turbinenaustrittstemperatur T_{t5} für die spätere numerische Untersuchung erfasst. Zur Untersuchung der Düsenströmung mit unterschiedlichen Primärdüsen soll am Austritt die Temperatur- und Geschwindigkeitsverteilung vermessen werden. Außerdem wird diese im Fernfeld untersucht, welches über den Anstand der Austrittsebene der späteren Ejektordüse definiert wird. Damit sollen Informationen zur Veränderung des Mischverhaltens durch die Ejektordüse ausgewertet werden. Der sekundäre Massenstrom am Einlauf der Ejektordüse sowie das Strömungsfeld am Austritt sollen bestimmt werden. Die Messstelle und deren Bezeichnung sowie der erwartete Messbereich sind in Tabelle 6.1 aufgelistet.

Tabelle 6.1: Messstellen, Bezeichnung und zu erwartender Wertebereich

Messstelle	Bezeichnung	Erwarteter Wertebereich
Drehzahl	n_1	0 bis 123.000 U/min
Schub	F	0 bis 250 N
Brennstoffmassenstrom	\dot{m}_{Br}	0 bis 10 g/s
Normeinlauf Differenzdruck	Δp_{inlet}	0 bis 40 mbar
Brennkammerdruck	p_{Bk}	0 bis 4 bar
Turbinenaustrittstemperatur	T_{t5}	500 bis 900 °C
Umgebungsdruck	p_0	900 bis 1000 hPa
Umgebungstemperatur	T_0	22,5 ± 0,5 °C
Austritt Primärdüse	Temperatur	T_{t9} 0 bis 900 °C
	Totaldruck	p_{t9} 0,8 bis 2 bar
Ebene Fernfeld	statischer Druck	p_9 0,8 bis 1,2 bar
	Temperatur	$T_{t,F}$ 0 bis 900 °C
	Totaldruck	$p_{t,F}$ 0,8 bis 2 bar
Einlauf	statischer Druck	p_F 0,8 bis 1,2 bar
	Temperatur	$T_{t,EjIn}$ 0 bis 100 °C
Ejektordüse	statischer Druck	p_{EjIn} 0,8 bis 1,2 bar
	dynamischer Druck	$p_{dyn,EjIn}$ 0 bis 100 mbar
Ejektordüse Austritt	Temperatur	$T_{t,EjX}$ 0 bis 900 °C
	Totaldruck	$p_{t,EjX}$ 0,8 bis 2 bar
	statischer Druck	p_{EjX} 0,8 bis 1,2 bar

Hierfür muss Sensorik mit passendem Messbereich und Genauigkeit bereitgestellt werden. Die Ausführung der Messtechnik, die Messunsicherheit der Messkette und das Verfahren zur Messung der Düsenströmung werden im Kapitel 6.4 im Detail behandelt.

6.2 Anforderungen

Im Folgenden werden die Anforderungen an den Triebwerksprüfstand GTP-500 spezifiziert. Diese unterteilen sich in Anforderungen für den Betrieb des Triebwerks und an die Messtechnik.

6.2.1 Betrieb des kleinen Turbojet-Triebwerks

Kleine Turbojet-Triebwerke verfügen über eine elektronische Steuerung. Die Drehzahl n_1 und die Turbinenaustrittstemperatur werden von dieser erfasst. Wenn das Triebwerk beschleunigen soll, wird die elektrische Spannung an der Brennstoffpumpe mit einem voreingestellten Gradienten erhöht, bis mit dem zusätzlich eingebrachten Brennstoff die gewünschte Drehzahl erreicht wird. Wird im Betrieb des Triebwerks eine zu hohe Temperatur gemessen, wird die elektrische Spannung an der Brennstoffpumpe reduziert oder das Triebwerk heruntergefahren. Die Steuerungstechnik reagiert dabei nur begrenzt auf externe Störgrößen, wie Umgebungstemperatur, Luftdichte oder pegelabhängige Förderraten des Brennstoffmassenstroms. Da diese Größen jedoch den Betriebspunkt des Triebwerks beeinflussen, müssen diese bei der Einstellung der jeweiligen Betriebspunkte und während der Messungen zusätzlich mit in Betracht gezogen werden. Im Versuchsbetrieb ist das Personal, der Prüfstand und die Messtechnik vor Gefahren und evtl. Schäden vor allem bei Versagen von sicherheitskritischen und rotierenden Bauteilen zu schützen. Folgende Anforderungen ergeben sich somit für den Betrieb:

- Konstante Umgebungstemperatur
- Konstanter Umgebungsdruck
- Akklimatisierung des Prüfstands vor dem Testlauf
- Keine äußeren Einflüsse (Wind, Sonneneinstrahlung, etc.)
- Brennstofffüllstand im Tank mit nur kleinen Änderungen
- Splitterschutz bei Versagen von rotierenden Triebwerksbauteilen
- Schutz der Umwelt vor der hohen Lärmemission
- Standardisierte Befestigung des Triebwerks im Prüfstand
- Vibrationsdämpfende Struktur
- Prüfstandbetriebsdauer von mind. 30 min pro Testlauf
- Betrieb von Triebwerken bis 500 N Schub

Die elektronische Kontrolleinheit (ECU) des Triebwerks soll direkt über einen Schubhebel vom Bediener gesteuert werden. Das Abschalten des Triebwerks soll entweder über einen Notaus-Schalter am Schubhebel oder über das Messprogramm möglich sein. Mittels eines Brandhahns wird dazu die Brennstoffversorgung des Triebwerks unterbrochen.

6.2.2 Anforderung an die Erfassung der Messgrößen

Der Schub muss als relevanter Vergleichsparameter entsprechend genau sowie reproduzierbar ermittelt werden. Folgende Anforderungen werden an die Schubmessung gestellt:

- Messgenauigkeit von ± 2 N (1 % Messunsicherheit bei 200-N-Triebwerk)
- Schubmessung von Triebwerken bis 500 N
- Schutz vor Vibrationen auf der Kraftmessdose
- Schutz vor wärmebedingter Abweichung durch den heißen Abgasstrahl (Wärmestrahlung)
- Kalibrierung der gesamten Vorrichtung mit installiertem Triebwerk vor jedem Test.

Die Definition des Triebwerksbetriebspunktes erfolgt über die Drehzahl. Da die Drehzahl in kubischem Zusammenhang mit der Leistungsfreisetzung steht, soll hier eine hohe Genauigkeit mit Abweichungen von weniger als 2 % erreicht werden.

Der Luftmassenstrom \dot{m}_L und das Verdichterdruckverhältnis $\Pi_{12 \rightarrow 13}$ geben zusammen mit der Drehzahl Aufschluss über den Betriebspunkt des Verdichters. Am Brennstoffmassenstrom \dot{m}_{Br} wird der Energieeinsatz festgemacht. Aus der Kombination dieser vier Kennzahlen kann eine Änderung des thermodynamischen Kreisprozesses der Gasturbine festgemacht werden, zum Beispiel durch Modifikationen der Düse. Der Luftmassenstrom wird durch eine Normeinlaufdüse nach ISO 5167 bestimmt. Diese ist am Triebwerkseinlauf fixiert und abgedichtet. Es soll eine Genauigkeit mit einer Abweichung von weniger als 2 % vom maximalen Massenstrom erreicht werden. Die Ermittlung des Verdichterdruckverhältnisses $\Pi_{12 \rightarrow 13}$ erfordert eine Totaldruckmessung am Austritt des Verdichterstators. Zum einen gestaltet sich die Nachrüstung am Triebwerk aufgrund der eingeschränkten Zugänglichkeit schwierig. Zum anderen zeigt die numerische Untersuchung von Hirndorf et al. [24], dass die Geschwindigkeitsverteilung am Austritt des Stators sehr ungleichmäßig ist. Die Messung eines repräsentativen Werts für den Totaldruck am Verdichteraustritt ist deswegen äußerst aufwendig. Der Absolutwert des Verdichterdruckverhältnisses spielt jedoch für die Düsenuntersuchung eine untergeordnete Rolle. Eine Rückwirkung auf das Druckverhältnis als Folge der Modifikationen an der Düse muss jedoch

ausgeschlossen werden. Die Erfassung relativer Änderungen des Druckverhältnisses liefert daher ausreichend Informationen um dies zu beurteilen. Entsprechend wird der Brennkammerdruck p_{BK} gemessen und mit dem Umgebungsdruck p_0 wird das Triebwerksdruckverhältnis Π_{TW} gebildet.

Der Brennstoffmassenstrom \dot{m}_{BF} wird zur Bildung des schubspezifischen Verbrauchs TSFC benötigt. Dieser Wert wird zur Beurteilung der Effizienzsteigerung durch neue Düsenkonzepte genutzt. Die Messabweichung soll weniger als 1 % betragen. Die Leistungsreserve der Brennstoffpumpe des Triebwerks ist gering. Die Messung des Brennstoffmassenstroms darf daher im Brennstofffördersystem keinen großen Druckverlust verursachen. Da die Brennstoffpumpe für Vibrationen und Druckschwankungen im System sorgt, muss die Messung in ausreichendem Abstand zur Pumpe erfolgen.

Am Eintritt der Strömung in die Düse soll die Totaltemperatur T_{15} gemessen werden. Der Strömungskanal des 200-N-Triebwerks besitzt in der Düseneintrittsebene eine Kanalhöhe von 14 mm und eine Querschnittsfläche 2500 mm². Um Androsselungseffekte auf das Triebwerk zu vermeiden, darf der Kanal durch die Messsonden nicht zu stark verblockt werden. Es wird eine maximale Blockade­fläche von 5 % festgelegt. Es herrschen anspruchsvolle Bedingungen mit lokalen Abgastemperaturen von bis zu 900 °C, die von den Messsonden ausgehalten werden müssen. Der Totaldruck am Düseneintritt p_{15} soll zur Validierung der numerischen Simulation ermittelt werden. Durch die zusätzlichen Sonden würde die Verblockung jedoch zu stark ansteigen. Stattdessen soll die Validierung über den besser zugänglichen Totaldruck p_{19} am Austritt der Düse erfolgen.

6.2.3 Anforderungen an die Vermessung der Düsenströmung

Die numerische Simulation behandelt nur die Strömung nach der Turbine über die Düse in die Umgebung. Die Vermessung der Düsenströmung liefert die Temperatur- und Totaldruckverteilung zur Validierung der numerischen Simulation. Es muss mit ausgeprägten Temperaturgradienten in radialer und Umfangsrichtung gerechnet werden. Die Austrittsgrößen aus der Düse sollen mit mehreren Messpunkten sowohl in radialer Richtung, als auch in Umfangsrichtung gemessen werden. Damit sollen 2D-Verteilungen von Temperatur, Totaldruck und Geschwindigkeit in variablen Abständen zum Düsenaustritt ermittelt werden. Das erlaubt die experimentelle Bestimmung der Mischfähigkeit der Düse. Die Verblockung durch die Messsonden soll gering gehalten werden, um das Triebwerk stromauf nicht zu beeinflussen. Eine radiale Verschiebung soll stufenlos möglich sein, um verschiedene Positionen für unterschiedliche Durchmesser der Primärdüsen vermessen zu können. Die Winkelauflösung der 360°-Profile soll variabel sein. Die Sonden und der Verstellmechanismus muss den anspruchsvollen Zuständen im und nahe des Abgasstrahls standhalten. Diese betragen bis zu 900 °C Temperatur und 550 m/s Strömungsgeschwindigkeit. Die zu

erwartenden Gradienten bei Temperatur und Geschwindigkeiten bedürfen einer hohen Positionstreuung der Messpositionen. Diese dürfen durch Strömungsdruck und Temperaturexpansion idealerweise nicht verschoben werden.

Um Informationen über instationäre Vorgänge in der Düsenströmung und den Winkel der Scherschicht zu bekommen, soll ein schlierenoptischer Aufbau mit High-Speed-Kamera am Prüfstand installiert werden. Die Düse und der Abgasstrahl müssen dazu von beiden Seiten optisch zugänglich sein. Der geplante Durchmesser des Messbereichs der Schlierenoptik beträgt 200 mm. Entsprechend muss zwischen Düsenaustrittsebene und Abgaskamin eine Länge und Höhe von 200 mm frei bleiben.

6.3 Aufbau des Prüfstands

Die Reproduzierbarkeit und erreichbaren Genauigkeiten der experimentellen Ergebnisse werden wesentlich durch den Prüfstandsaufbau und die dazugehörige Infrastruktur beeinflusst. Der zum Einsatz kommende GTP-500 Prüfstand wurde am Institut speziell für die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Messungen aufgebaut. Die Konzeption basiert auf umfangreichen Erfahrungen vorangegangener Testkampagnen und soll im Folgenden in detaillierter Form beschrieben werden. Der Prüfraum bietet einen Abgaskamin und eine Belüftungsanlage mit einem maximalen Zufluss von 3600 m³/h. Die Belüftungsanlage verfügt über eine Temperaturregelung, die jedoch nur heizen kann. Die Luft wird von außerhalb des Gebäudes bezogen. Solange die Außentemperatur 20 °C nicht überschreitet, kann der Raum konstant bei 22,5 °C gehalten werden. Da der Druck im Raum nicht gesteuert werden kann, muss eine Dichtekorrektur in der Auswertung der Messwerte erfolgen. Die Wände des Raums sind vollständig mit schallabsorbierendem Material ausgekleidet. Der Zutritt zum Labor erfolgt über eine Schleuse. Im Betrieb wird die Raumluft vom Triebwerk angesaugt und die Abgase verlassen mit zusätzlicher Luft den Raum durch einen Kamin. Das Triebwerkslabor am Institut wird von mehreren Prüfstandsaufbauten genutzt. Deswegen wurde ein Mobilitätskonzept entwickelt. Die Rollschienen erlauben ein erschütterungsfreies Bewegen des Prüfstands, um empfindliche Messinstrumente nicht zu beschädigen.

6.3.1 Struktur des Prüfstands

Die Struktur des Prüfstands wird aus Aluminiumprofilen gebaut. Die Aluminiumprofile sorgen für einen formstabilen, leichten und vibrationsdämpfenden Aufbau. Das Profilsystem ermöglicht eine flexible Veränderung und Anpassung des Aufbaus. Die Dimensionen wurden aus dem zur Verfügung stehenden Platz vor dem Kamin abgeleitet. Die Achse des Kaminrohrs befindet sich 1 m vom Boden

entfernt. Die Aufbauhöhe resultiert aus der Höhe des Abgaskamins und dem Mindestabstand des Triebwerks zur Oberfläche des Prüfstands von 30 cm.

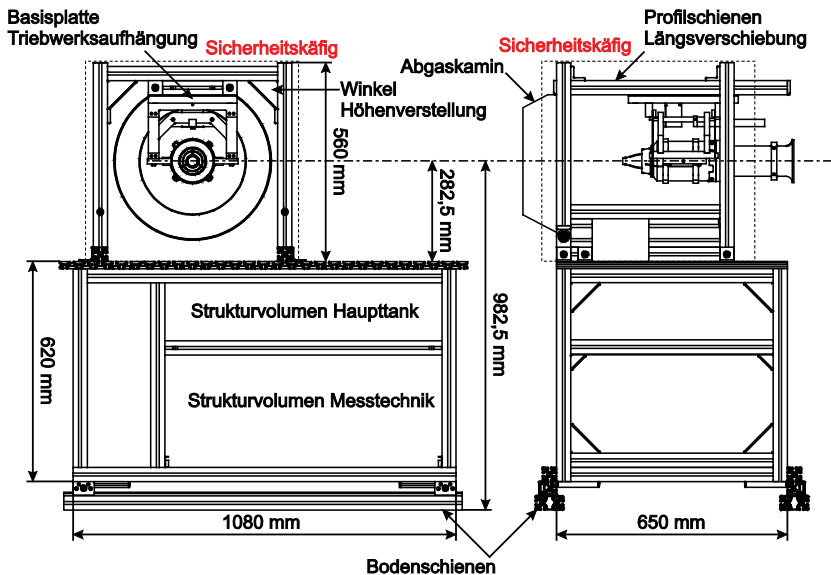


Abbildung 6.2: Struktur des GTP-500 Prüfstands

Die Grundmaße des Unterbaus betragen 1,08 m Breite, eine Tiefe von 0,65 m und eine Höhe bis zur Tischoberfläche von 0,62 m. Die Schienen am Prüfstand haben eine Spurweite von 0,73 m. Der Sicherheitskäfig für die Gasturbine addiert 0,56 m zur Prüfstandshöhe hinzu.

Tanksystem für Brennstoff:

Als weitere platzintensive Komponente wird das Brennstoffsystem integriert. Bei Volllastbetrieb verbraucht das 200-N-Triebwerk ca. 0,75 l Brennstoff pro Minute. Die Brennstoffkapazität für einen 30 min Testbetrieb muss daher mindestens 22,5 l betragen. Die standardmäßig am Institut verwendeten 20 l Kanister sind dafür nicht ausreichend. Außerdem ist die Pegeldifferenz im Füllstand des Kanisters mit 40 cm hoch, was je nach Füllstand zu unterschiedlichen Vordrücken führt. Deswegen wird ein flacher Brennstofftank mit 27 l Kapazität unter der Tischplatte verbaut. Die maximale Pegeldifferenz beträgt so nur noch 17,5 cm. Die Befüllung des Flachtanks am Prüfstand birgt die Gefahr der Kontamination mit Kerosin. Zur Befüllung wird eine Zwischenpumpe mit 1,8 l/min Förderrate installiert, die aus einem 20 l Kanister den Brennstoff in den primären Flachtank pumpt. Das System wird mit zwei Pegelstandsensoren im Flachtank automatisiert. Sobald der Füllstand 5 cm unterschreitet, wird die Pumpe aktiviert und fördert

Brennstoff in den Flachtank, bis der obere Pegel von 15 cm erreicht wird. Die Pegeldifferenz wird so auf akzeptable 10 cm gesenkt.

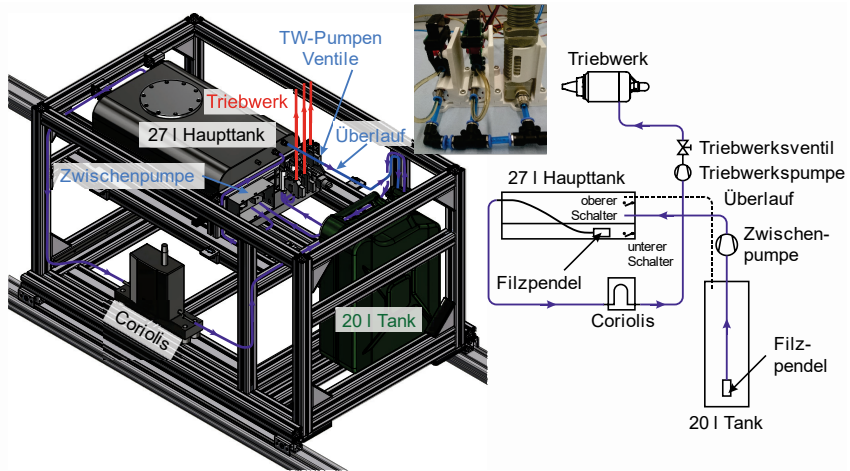


Abbildung 6.3: Brennstoffsystem am GTP-500

Die Tankautomatik kann abgeschaltet werden, und der Kanister bei laufendem Triebwerk getauscht werden. Da die Förderrate der Zwischenpumpe größer als der maximale Verbrauch des Triebwerks ist, erhöht sich die Gesamtkapazität von Brennstoff am Prüfstand auf 47 l. Durch Austausch des Kanisters im laufenden Betrieb ist eine prinzipiell unbegrenzte unterbrechungsfreie Laufzeit des Prüfstands möglich.

Der Brennstoff wird über ein Filzpendel im Flachtank zum Coriolis-Massendurchflussmesser geleitet. Das Filzpendel filtert Verunreinigungen im Kanister heraus, um die Gefahr des Verstopfens der feinen Kanülen im Coriolis-Massendurchflussmesser und im Triebwerk zu vermeiden. Vom Massendurchflussmesser aus wird der Brennstoff an die Triebwerkspumpe geleitet. Um Flexibilität bei der Triebwerksgröße zu gewährleisten, können bis zu drei Parallelgespanne aus Triebwerkspumpe und Servoventil montiert werden. Die Servoventile sind mit der Steuereinrichtung des Triebwerks verbunden und sperren die Brennstoffzufuhr bei einer Notabschaltung.

Triebwerksaufhängung und Schubmessung:

Für die Befestigung des Triebwerks und die Schubmessung wird eine hängende Konstruktion gewählt. Diese Anordnung wird auch bei Prüfständen für große Triebwerke verwendet. Das kleine Turbojet-Triebwerk wird mittels Schnelladapterplatten mit vier M6-Schrauben an der Triebwerksaufhängung montiert. Die Schnelladapterplatten werden für jedes Triebwerk individuell angefertigt und

bilden die standardisierte Montagesschnittstelle des Triebwerks zum Prüfstand. Die Aufhängung wird über vier Blattfederpakete mit der Basisplatte verbunden. Die Basisplatte wiederum wird am Sicherheitskäfig des Prüfstands mit vier M8-Schrauben montiert. Diese lässt sich auf den Profilschienen verschieben, um den gewünschten axialen Abstand zum Kamin zu erreichen. Der obere Teil des Sicherheitskäfigs lässt sich verstellen, wodurch die Höhe des Triebwerks justiert werden kann.

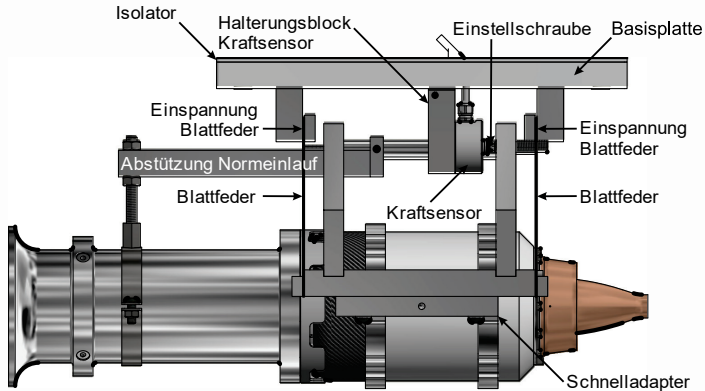


Abbildung 6.4: Triebwerksaufhängung und Schubmesseinrichtung

Im Betrieb lenkt die Schubkraft des Triebwerks die bewegliche Triebwerksaufhängung gegenüber der Basisplatte aus. Die Bewegung wird durch den Druckkraftsensor blockiert. Die Kraft wird von der Triebwerksaufhängung über eine Schraube auf den Druckkraftsensor übertragen. Die Vibrationen des Triebwerks führen zu einem Aufschaukeln des beweglichen Teils der Aufhängung. Die daraus folgenden Schläge auf den Kraftsensor überlagern die Schubkraft und können den Sensor beschädigen. Mit der Schraube werden daher die Blattfedern vorgespannt und verhindern ein Zurückschwingen.

Der Druckkraftsensor läuft außerdem Gefahr, durch die Nähe zu Triebwerk und Abgasstrahl aufgeheizt zu werden. Das Ergebnis wäre eine Verschiebung der Schubkraftkurve durch thermische Verspannung. Ungleichmäßige Erwärmung kann zu großen Messabweichungen bis hin zur Zerstörung der Dehnmessstreifen im Sensor führen. Der Druckkraftsensor wird mit einer Abschirmung vor der Wärmestrahlung geschützt. Ferner wird ein kleiner Lüfter installiert um einen Wärmestau zu vermeiden. Zur Kontrolle wird der Druckkraftsensor mit einem Pt-100 Temperaturfühler überwacht.

Strukturelle Integration von Sensorik und Messtechnik:

Die Sensorik und Messtechnik sollen während des Betriebs vor Wärme, Vibrationen, Schmutz und austretenden Betriebsstoffen sowie Umwelteinflüssen geschützt sein. Sensoren wie Druckmesszellen, Thermoelementanschlüsse und der Messverstärker für die Kraftmessdose werden in zwei Sensorboxen am Prüfstand verstaут.

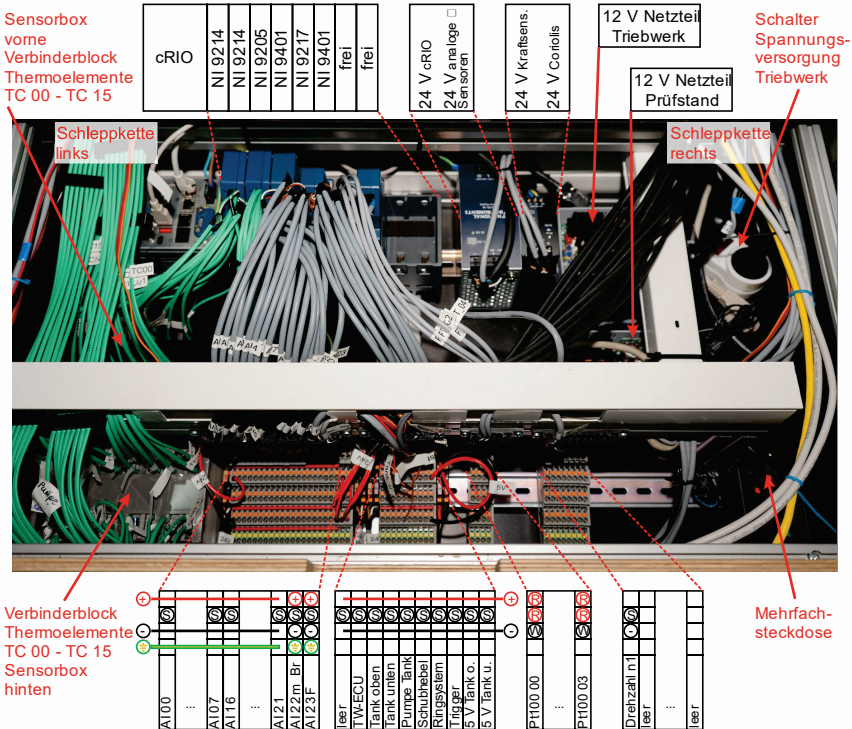


Abbildung 6.5: Messtechnikschublade

Die Sensorboxen bestehen aus beidseitig verschlossen Kabelschächten aus Aluminium mit den Maßen 80x160 mm. Jede Sensorbox hat einen Deckel zum Verschleiß. In den Sensorboxen stehen standardisierte DIN-Hutschienen zur modularen Befestigung zur Verfügung. Die elektronische Messwerterfassung bzw. der Messcontroller befindet sich zusammen mit der Signalverteilung und der Stromversorgung in der Messtechnikschublade (siehe Abbildung 6.5). Die Messtechnikschublade erlaubt beim Herausziehen eine gute Zugänglichkeit der Komponenten. Durch das Zuschieben wird die offene Oberseite verschlossen und schützt die empfindliche Elektronik. In der Schublade sind drei standardisierte

DIN-Hutschienen montiert. Auf der vorderen werden Mehrfachstockklemmen befestigt. Diese sind den verschiedenen Messmodulen zugeordnet. Auf der mittleren Schiene werden Netzteile und die Anschlussboxen der Thermoelemente verbaut. Auf der hinteren Schiene ist der Messcontroller und dessen Stromversorgung platziert.

6.3.2 Elektronik

In der Messtechnikschublade ist die Stromversorgung für alle Verbraucher des Prüfstands verbaut.

Spannungsversorgung 24 V DC:

Die beiden 24 V Netzteile mit jeweils 60 W Leistung besitzen zwei unabhängige Anschlussklemmen. Eine versorgt den Messcontroller. Ein weiterer Anschluss führt über eine Sicherung an die Mehrfachklemme und bedient über eine Parallelschaltung die Slots 1-14. Slot 15 und 16 sind getrennt davon. Diese versorgen über 24 V-Anschlüsse den Coriolis-Massendurchflussmesser und den Messverstärker des Druckkraftsensors. Die separate Versorgung ermöglicht eine Entkoppelung von Störungen anderer Verbraucher an der 24 V Stromversorgung, so dass die beiden wichtigen Messinstrumente davon unabhängig und störungsfrei betrieben werden können.

Spannungsversorgung 5 V DC:

Ein Steckernetzteil versorgt die Digital-Mehrfachklemme mit 5 V Spannung. Diese wird unter anderem für die Pegelstandsensoren im Flachtank und der Triebwerkssteuerungselektronik benötigt. Außerdem wird der Servomotor des beweglichen Messringsystems darüber angeschlossen.

Spannungsversorgung 12 V DC:

Zwei weitere 12 V-Netzteile mit jeweils 200 W Leistung befinden sich in der Schublade. Eines versorgt die Zwischenpumpe für das Tanksystem mit Strom. An dieser 12 V Spannungsquelle sind weitere Verbraucher zulässig. Das zweite 12 V Netzteil ist über einen extra schaltbaren Anschluss an die 230 V-Stromversorgung angeschlossen. Dieses Netzteil versorgt die Leistungselektronik des Triebwerks. Durch das unabhängige Abschalten kann ein versehentliches Auslösen der Startprozedur des Triebwerks unterbunden werden.

6.3.3 Triebwerkselektronik

Die Triebwerke werden über vorprogrammierte ECUs (Engine Control Unit) gesteuert, auf denen die triebwerksspezifischen Daten gespeichert sind. Die ECU ist in der vorderen Sensorbox verbaut und wird mit 12 V Spannung gespeist. Sie versorgt über das Triebwerkskabel den Startmotor und die Glühkerze für den Triebwerksstart. Je nach ECU-Hersteller kann der Pluspol der Leistungselektronik

auf der Triebwerksaußenhülle liegen. Da die Prüfstandstruktur geerdet ist, kommt es bei Kontakt zum Kurzschluss und in Folge dessen zur Zerstörung der ECU. Das Triebwerk ist deswegen über eine Kunststoffplatte zwischen Basisplatte und Sicherheitskäfig isoliert. Die Schrauben, die die Basisplatte mit den Profilschienen am Sicherheitskäfig verbinden, sind ebenfalls elektrisch isoliert. Das Triebwerk samt Aufhängung wird damit elektrisch vom Prüfstand getrennt. Die Messsonden zur Vermessung der Düsenströmung können jedoch bei Berührung wieder einen Kurzschluss auslösen. Die Elektronik am Triebwerk muss aus diesem Grund modifiziert werden. Die Versorgungskabel des Startmotors werden vollständig vom Triebwerksgehäuse abgekoppelt. Bei der Glühkerze am Kerosinstarter handelt es sich um einen keramischen Glühstift. Ein Kontakt der Glühkerze ist in der Brennkammer mit dem Triebwerk fest verlötet.

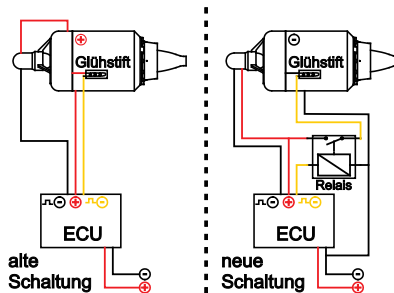


Abbildung 6.6: Änderung der Schaltung der Leistungselektronik des Triebwerks

Mit einem neuen Kabel ist das Triebwerksgehäuse mit der Masse der 12-V-Spannungsversorgung der ECU verbunden. Das freie Kabel der Glühkerze wird über das gelbe Triebwerkskabel mit dem Umpoler verbunden. Das darin enthaltene 12 V Relais reagiert auf das eigentliche Stromsignal der ECU und schaltet den 12 V Pluspol auf die Glühkerze. Mit dieser Modifikation ist das Gehäuse des Triebwerks auf den Massepol gelegt, und es können gefahrlos Thermoelemente und andere Sensoren am Triebwerk installiert werden.

Triebwerksteuerung:

Das Eingangssignal zur Steuerung des Triebwerks wird in Form eines PWM-Signals gefordert. Bei der Periodenlänge von 20 ms wird die Spannung zwischen 0,8 ms und 2,2 ms auf 5 V geschaltet. Die Signallänge von etwa 0,8 ms wird von der ECU als „Aus“-Signal interpretiert, und die Brennstoffversorgung des Triebwerks wird mit dem Servoventil gesperrt. Die Signallänge von etwa 1,3 ms wird als „Ready to Start“ bzw. Triebwerk bei Leerlaufdrehzahl verstanden. Der Bereich zwischen 1,3 ms und 2,2 ms wird linear auf die Gasstellung 0 % bis 100 % übertragen. Die Steuerung kann sowohl vom Messrechner, als auch über eine Konsole mit Schubhebel erfolgen.

Manuelle Steuerkonsole und Schubhebel:

Während des Tests soll das Triebwerk über eine manuelle Eingabe steuerbar sein. Dafür wurde eine Steuerkonsole entwickelt. Der Schubhebel erzeugt über einen Schiebewiderstand ein analoges Spannungssignal von 0 bis 5 V. Dieses wird von einem Mikrocontroller-Board (Arduino Nano) an einem Analog-Input eingelesen. Außerdem wird über einen Kippschalter ein An/Aus-Signal generiert. Die Signale werden vom Mikrocontroller verarbeitet und an einen digitalen Eingang des Messsystems gegeben. Das Signal wird vom Messsystem eingelesen und im Falle des manuellen Betriebs an die ECU durchgeleitet. Auf der Konsole befindet sich ebenfalls ein Schalter für die Unterbrechung der Zwischentankpumpe. Ferner wird das Terminal des Triebwerks in der Konsole untergebracht. Dieses wird an die ECU angeschlossen und ermöglicht das Auslesen von Live- und Telemetriedaten. Außerdem sind Tests für die Triebwerkssysteme wie Pumpe und Startmotor verfügbar.

6.4 Messtechnik

Das Messsystem soll Zustände im stationären Betrieb des Turbojet-Triebwerks mit einer Aufzeichnungsrate von 20 Hz vermessen. Instationäre Vorgänge werden nicht ausgewertet. Entsprechend sind die Anforderungen an die Messgeschwindigkeit und das zeitliche Verhalten der Sensoren nur untergeordnet relevant.

Als Messcontroller wird ein cRIO-9035 von National Instruments verwendet. Über das Modulsystem und der Software LabView von NI kann die Messaufgabe flexibel angepasst werden. Um den Messaufgaben am GTP-500 nachzukommen, wird das cRIO mit folgenden Modulen bestückt:

Tabelle 6.2: Modulbelegung cRIO-9035 am GTP-500

Name Module	Aufgabe	Slot	Anschlüsse
NI 9214	Thermoelemente allgemein	1	16
NI 9214	Thermoelemente Ringmesssystem Düsenströmung	2	16
NI 9205	Analoge Messsignale	3	16 differential
NI 9401	Digitale I/O für Triebwerksteuerung, Zwischenpumpe, Füllstandsensoren, Servomotor Ringmesssystem	4	4 DI 4DO
NI 9217	Widerstandsthermometer Pt-100	5	4
NI 9401	Digitale I/O für Drehzahlmessung Triebwerk	6	4 DI 4DO

Das cRIO ist über ein LAN-Kabel mit einem lokalen Netzwerk verbunden. Über das lokale Netzwerk werden die Daten an einen Messrechner gestreamt.

6.4.1 Schubkraftmessung

Die Schubkraftmessung wird innerhalb der Triebwerksaufhängung realisiert, wie in Kapitel 6.3.1 beschrieben. Der Druckkraftsensor KM40 mit einem Messbereich von 0 - 500 N wird mit einem Messverstärker GSV-6K von ME-Messsysteme betrieben. Der Messverstärker befindet sich in der hinteren Sensorbox. Ein 4-poliges Kabel verbindet diesen mit dem NI 9205 Modul, welches das Analogsignal von 0 bis 10 V einliest.

Das Gesamtsystem Triebwerk, Aufhängung und Kraftmessung sorgt installationsabhängig für eine systematische Abweichung bei der Schubkraftmessung. Vor jedem Test muss eine Kalibrierung durchgeführt werden. Am Sicherheitskäfig des Prüfstands wird hierzu eine Zugvorrichtung installiert (siehe [Abbildung 6.7](#)).

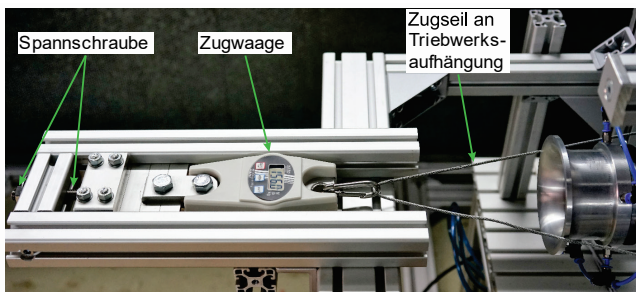


Abbildung 6.7: Kalibriereinrichtung für Schubkraftmessung

Für die Kalibrierung werden Raum und Prüfstand klimatisch vorkonditioniert. Die Kalibrierkraft muss zentral an der Schubmesseinrichtung angreifen und entlang der Längsachse des Triebwerks wirken. Der Druckkraftsensor kann lediglich die eindimensionale Druckkraft messen, sodass bei Abweichung der Kalibrierkraft aus der Längsachse die Kraft auf den Druckkraftsensor einen niedrigeren Wert anzeigt. Um vor der Kalibrierung die systematischen Abweichungen durch Setzungseffekte durch die Befestigung der Kalibriervorrichtung, der Verschraubung des Triebwerks mit der Schubmesseinrichtung und der Klemmschrauben zur Fixierung des Zugseils an der Kalibriervorrichtung sowie das Recks des Stahlseils zu minimieren, wird die Schubmesseinrichtung durch die Kalibriervorrichtung mit einer höheren als der maximal zu erwartenden Kraft beaufschlagt, im Falle des 200-N-Triebwerks mit 250 N. Die für jeden Versuch zu erstellende Sensor-kennlinie ordnet SOLL-Werte für die Schubkraft IST-Werten für die gemessene Spannung am analogen Eingang des Messmoduls des cRIOs zu.

Zur Standardisierung der Kalibrierung wird die Sensorkennlinie nach dem folgenden Ablauf erstellt. Nach dem Abbau der Setzungseffekte befindet sich die Schubmesseinrichtung bereits unter Last und die SOLL-IST-Kurve wird von der Setzungskraft 250 N bis 0 in Schritten von 50 N aufgenommen. Im Zustand ohne Spannung auf der Kalibriervorrichtung wird die Zugkraftwaage auf einen Offset am Nullpunkt überprüft und gegebenenfalls neu genullt. Danach erfolgte die Überprüfung der SOLL-IST-Kurve. Die Kalibrierkraft wird in entgegengesetzter Richtung von 0 bis 250 N in Schritten von 50 N erhöht. Die kleinste gesicherte Spannungsänderung wird aus der Genauigkeit des Druckkraftsensors mit Messverstärker von 2,9 N abgeleitet und beträgt 0,06 V. Abweichungen bei den Stützpunkten der Sensorkennlinie oberhalb dieses Werts werden korrigiert. Im Anschluss wird die Zugkraft auf den zu erwartenden maximalen Triebwerksschub eingestellt. Nach 5 min wird die Schubkraft im Messprogramm mit der erstellten SOLL-IST-Sensorkennlinie gemessen und mit dem Wert an der Zugwaage verglichen. Wird eine Abweichung über der Genauigkeit der Schubkraftmessung von 3 N festgestellt, wird die Erstellung der Sensorkalibrierkennlinie wiederholt.

Messkette und Unsicherheit bei Schubkraftmessung:

Die Genauigkeit des KM40 Druckkraftsensors beträgt 0,5 % des Endwerts, also 2,5 N. Der Messverstärker bringt zusätzlich 0,1 % Unsicherheit in das System. Die Zugwaage zur Kalibrierung gibt den Messwert mit 0,2 N Genauigkeit an. Die Gesamtunsicherheit bei der Schubmessung des 200-N-Triebwerks ergibt sich zu 1,5 % oder 2,9 N.

6.4.2 Brennstoffmassenstrommessung

Der Coriolis-Massendurchflussmesser ist auf einem 4 kg Masseblock installiert. Die Verbindung zur Struktur wird durch Gummipuffer gedämpft. Das 8-adrige Kabel läuft durch die rechte Schleppkette in die Messtechnikschublade. Dort durchläuft es einen Signalsplitter, der das analoge Übertragungssignal und die 24 V Stromversorgung von der optionalen digitalen Datenübertragung über RS232 trennt. Coriolis-Messgeräte verursachen aufgrund der feinen Kanülen im Inneren hohe Druckverluste. Um diesen wie gefordert niedrig zu halten, wird das Gerät mit einem Messbereich von 0 bis 300 kg/h überdimensioniert. Der resultierende Druckverlust beim maximalen Durchfluss von 0,75 l/min Kerosin beträgt maximal 0,25 bar. Der Messbereich wird mit einem analogen Spannungssignal von 0 bis 10 V übertragen.

Messkette und Unsicherheit bei Brennstoffmassenstrommessung:

Aufgrund der Überdimensionierung ist eine höhere Messunsicherheit in Kauf zu nehmen. Die Messunsicherheit setzt sich aus der Genauigkeit des Coriolis und des NI 9205 Moduls zusammen. Der systematische Offset bei analogen Signalen durch Spannungsverluste im Kabel wird am Nullpunkt korrigiert. Die Unsicherheit

des Massendurchflussmessers kann aus dem beiliegenden Kalibrierschein entnommen werden. Der Brennstoffmassenstrom des 200-N-Triebwerks bei Vollast beträgt 45 kg/h und unterliegt nach Kalibrierschein einer Abweichung maximal 0,4 % oder 0,18 kg/h. Die Ungenauigkeit bei der Erfassung des Analogwerts durch das NI 9205 bewegt sich nach Datenblatt im Bereich ± 6 mV.



Abbildung 6.8: Kalibrierzertifikat Coriolis-Massenstrommesser

Bezieht man den Messbereich und den Spannungsbereich des Signals mit ein, resultiert eine Abweichung von 0,18 kg/h. Die Gesamtunsicherheit beträgt 0,36 kg/h oder 0,8 %.

6.4.3 Digitale Messung der Triebwerksdrehzahl

Für die Drehzahlmessung wird das Signal zwischen Triebwerk und ECU abgegriffen. Vom Splitter wird ein 2-adriges, abgeschirmtes Kabel zum zweiten NI 9401 Modul gelegt. Der Massepol des Triebwerksstromkreises und der des Prüfstands dürfen nicht verbunden sein, weswegen hier ein extra Modul verwendet wird. Das Signal stammt von einer Lichtschranke vom Spinner am Triebwerkseinlauf und wird pro Umdrehung zweimal unterbrochen, siehe Abbildung 6.1. Das TTL-Signal mit 5 V Pegel wird vom Modul eingelesen und die Zeit zwischen zwei steigenden Flanken gemessen. Die maximale Drehzahl des 200-N-Triebwerks ist 123.000 U/min. Die maximale Frequenz des Lichtschrankensignals beträgt 4.100 Hz. Das 9401-Modul ist nur mit einem Kanal belegt. Unter dieser Bedingung liegt die Abtastfrequenz des Moduls bei 30 MHz und genügt dem shannon'schen Abtasttheorem. Die ECU begrenzt das Triebwerk auf eine maximale Drehzahl von 123.000 U/min. Diese Drehzahl wird als Vollast definiert, bei der die maximale Leistungsfreisetzung stattfindet.

Bei geänderten Umgebungsbedingungen ergibt sich für Vollast eine andere korrigierte Drehzahl:

$$n_{\text{korrr}} = n_1 \cdot \sqrt{T_{\text{Ref}}/T_0} \quad (59)$$

n_1	Absoluter gemessener Drehzahlwert
T_{Ref}	Umgebungstemperatur bei Referenzbedingungen
T_0	Umgebungstemperatur bei der Messung

Die korrigierte Drehzahl wird nur mit dem Temperaturverhältnis verrechnet. Die Klimatisierung des Prüfraums ermöglicht einen konstanten Wert für T_{Ref} von 22,5 °C für alle Versuche. Die Regelung der ECU führt somit zu einer konstanten korrigierten Drehzahl für alle Versuche.

Messkette und Unsicherheit bei der Drehzahlmessung:

Über die Genauigkeit der triebwerkseigenen Drehzahlmessung kann keine Aussage getroffen werden. In der Analyse der Messwerte lässt sich eine begrenzte Auflösung von 400 bis 500 U/min der Drehzahl erkennen. Die Abweichung von 0,3 bis 0,4 % ist akzeptabel.

6.4.4 Thermoelemente

Am GTP-500 werden ausschließlich Thermoelemente Typ K mit Inconelmantel und einer Temperaturbeständigkeit bis 1100 °C genutzt. In der vorderen Sensorbox befindet sich ein Anschlusspanel mit 16 Steckplätzen. Vom Anschlusspanel werden die Kabel über die linke Schleppkette in die Messtechnikschublade gelegt. Dort verbindet die Thermoverteilerbox diese mit dem cRIO-Modul NI 9214. In der hinteren Sensorbox befindet sich ein weiteres Anschlusspanel für 16 Thermoelemente. Diese werden für das Ringmesssystem gebraucht. Der Anschluss ist nach dem gleichen Prinzip wie beim ersten Anschlusspanel ausgeführt.

Messkette und Unsicherheit bei Thermoelementen:

Die Messkette der Temperaturmessung mit Thermoelementen besteht aus dem Thermoelement Typ K und dem NI-Modul 9214. Die Messunsicherheit des NI 9214 wird im Bereich von 0 °C bis 1100 °C mit 1 °C bis 1,5 °C angegeben. Durch die interne Kaltstellenkompensation des Moduls kommen weitere 0,25 °C Messunsicherheit hinzu. Das Thermoelement Typ K verursacht nach IEC 60584-1 eine Grenzabweichung von 0,75 % des Messwerts und eine Unsicherheit von 2,5 °C. Die verwendeten Thermoelemente haben einen Durchmesser von 1,0 mm. Dadurch sind diese empfindlich auf schnelle Temperaturwechsel, was bei der Vermessung der Düsenströmung benötigt wird. Dies kann eine Unsicherheit im Bereich von 400 °C bis 600 °C von 5 °C zur Folge haben. Insgesamt muss mit einer Unsicherheit von bis zu 10 °C gerechnet werden. Die hohen Temperaturgradienten von bis zu 400 °C/mm in der Düsenströmung des kleinen Turbojet-

Triebwerks verursachen jedoch eine weitaus höhere Unsicherheit aufgrund der Positioniergenauigkeit.

Recovery-Faktor-Temperaturmessung:

Um die Totaltemperatur in einer Strömung zu messen, wird diese in der Regel aufgestaut. Im Staurohr befindet sich ein Thermometer. Die Düsenströmung des kleinen Turbojet-Triebwerks hat eine hohe Strömungsmachzahl von bis zu Mach 0,9. Die kleine Strömungsfläche und die daraus folgende hohe Verblockung durch solche Staurohrtemperaturfühler würden das Triebwerk und die Messung beeinflussen. Zudem müsste ein großer Abstand zwischen zwei solchen Fühlern gelassen werden. Eine hohe Auflösung der Temperaturverteilung in der Düsenströmung wäre nicht mehr möglich. Zur Temperaturmessung werden die Mantelthermoelemente quer zu Strömung installiert. Nur die Spitze bildet die Messstelle. Die Strömung wird sich zum Teil am Thermoelement aufstauen, zum Teil dieses umfließen. Die gemessene Temperatur liegt somit zwischen statischer und totaler Temperatur. Die Beziehung wird durch den Recovery-Faktor in [133] wie folgt beschrieben:

$$r_{recov} = \frac{T_{mess} - T}{T_t - T} \quad (60)$$

Der Recovery-Faktor ist nach Kümmel [133] abhängig von den Strömungsbedingungen, wie Temperatur und Stoffeigenschaften, sowie von der Geometrie bzw. Einbringung in die Strömung. Um diese Einflüsse zu quantifizieren müsste das heterogene Strömungsfeld des kleinen Turbojets an jeder möglichen Messstelle in einem Kalibrierkanal nachgebildet werden. Abgesehen von dem sehr hohen Aufwand ist das Strömungsfeld gerade bei den blütenförmigen Primärdüsen vor dem Versuch weitgehend unbekannt und eine Bestimmung des Recovery-Faktors nicht umsetzbar. Eine vereinfachte Möglichkeit bietet die Abschätzung des Recovery-Faktors mit der Prandtl-Zahl Pr . Im Falle einer turbulenten Umströmung kann nach [133] folgende Formel genutzt werden.

$$r_{recov} = \sqrt[3]{Pr} = \sqrt[3]{\frac{\eta \cdot c_p}{\lambda}} \quad (61)$$

Die lokalen Stoffwerte im Vorhinein zu ermittelt stellt ein ähnliches Problem dar, wie die direkte Bestimmung des Recovery-Faktors.

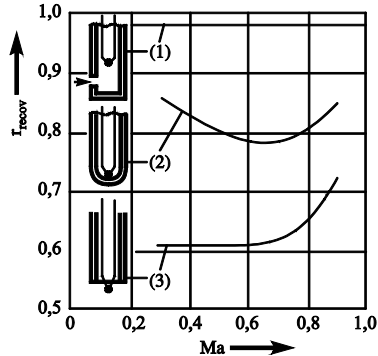


Abbildung 6.9: Abhängigkeit des Recovery-Faktors von Geometrie und Strömungsmachzahl [133]

Eine weitere Möglichkeit nach [133] bezieht den Recovery-Faktor abhängig von der Machzahl ein. Die Machzahl kann aus Messdaten iterativ bestimmt werden. Dafür wird die Kurve (2) aus Abbildung 6.9 approximiert:

$$r_{\text{recov}} = 1 - 0,6667 \cdot Ma + 0,5556 \cdot Ma^2 - 1,884638 \cdot 10^{-15} \cdot Ma^3 \quad (62)$$

Die Messwerte aus der Düsenströmung des kleinen Turbojet-Triebwerks ergeben daraus maximale Abweichungen zwischen gemessener Temperatur und Totaltemperatur von 15 °C. Diese Abweichung ist in Anbetracht der hohen Gradienten in der Strömung und der aus der Positionsunsicherheit entstehenden Abweichung vernachlässigbar.

6.4.5 Temperaturmessung mit Widerstandsthermometern

Für einige Temperaturmessaufgaben ist die Genauigkeit der Thermoelemente nicht ausreichend. Dazu zählt die Messung der Umgebungstemperatur und die Überwachung der Temperatur am Druckkraftsensor. Die Messung wird vom NI-Modul 9217 erfasst. Das Anschlusspanel befindet sich in der hinteren Sensorbox. Die Pt-100 Widerstandsthermometer werden mit Drei-Leiter-Technik angeschlossen und haben einen Durchmesser von 3 mm. Die Thermometer decken einen Messbereich von -25 °C bis 250 °C ab. Besonders die Unsicherheit der Umgebungsmessung ist relevant für die Auswertung der Testergebnisse. Die verwendeten Thermoelemente der Klasse B unterliegen einer Unsicherheit von $(0,3 + 0,005 \cdot |T|)$ °C. Durch das NI-Modul kommen weitere 0,25 °C maximale Abweichung dazu. Da aufgrund der Raumklimatisierung von konstanten 22,5 °C ausgegangen werden kann, wird die Gesamtunsicherheit konstant mit 0,65 °C oder 3 % angenommen.

6.4.6 Analoge Messwerte

Analoge Messsignale von 0 bis 10 V werden vom NI 9205 Module erfasst. Darunter fallen die analogen Druckmesszellen, das Signal des Messverstärkers des Druckkraftsensors und das Signal des Massendurchflussmessers. Alle diese Sensoren werden mit vierpoligen Steckern an die analoge Mehrfachklemme gesteckt. Über die Mehrfachklemme werden die Sensoren mit 24 V Spannung versorgt. Auf dem unteren Steckerblock werden je Sensor eine Masse- und Signalleitung mit dem Stecker des NI 9205 verbunden. Das NI 9205 wird im differentialen Modus angeschlossen. Innerhalb des Moduls wird die Spannungsdifferenz eines jeden Signals in Referenz zu seiner angeschlossenen Masse gemessen. Die Auflösung des NI 9205 Moduls beträgt 16 bit. Die Unsicherheit kann dem Datenblatt entnommen werden und ist mit etwa 6 mV zu veranschlagen. Sensoren, die über ein analoges Messsignal erfasst werden, werden vor einem Test mit einem externen Gerät kalibriert.

Messkette und Unsicherheit bei analoger Druckmessung:

Die Messkette besteht aus dem Erfassungsmodul NI 9205 und der Druckmesszelle. Es kommen Druckmesszellen von First Sensor als Absolutdruckaufnehmer mit 0 bis 10 V und Differenzdruckaufnehmer mit 1 bis 6 V Signal in unterschiedlichen Messbereichen zu Einsatz. Die Druckmesszellen werden nach dem Einbau mit einem Fluke 719-100G kalibriert. Da das Kalibriergerät nur einen Differenzdruck aufbaut, muss für die beiden Typen von Druckzellen eine andere Routine genutzt werden:

Bei Differenzdruckaufnehmer wird das Kalibriergerät an einem der beiden Ports angeschlossen und ein Differenzdruck gegenüber der Umgebung angelegt. Der Messbereich des Aufnehmers wird in 10 Kalibrierpunkte unterteilt und der gemessene IST-Spannungswert abgelesen. Auf diese Weise wird eine Kalibrierkurve erstellt. Diese wird später vom Messprogramm eingelesen und die Messwerte dieses Sensors durch lineare Interpolation korrigiert.

Bei absoluten Druckaufnehmern muss ein Referenzdruck mit dem Umgebungsdruckmesser DRUCK LTD DPI 705 ermittelt werden, gegenüber dem der Differenzdruck aufgebaut wird. Die weitere Routine erfolgt analog zum Differenzdruckaufnehmer.

Durch die Kalibrierung bleibt eine Unsicherheit zum realen Wert zurück. Diese setzt sich aus der Genauigkeit des Kalibriergeräts mit 10 Pa und der Ablesegenauigkeit des IST-Spannungswerts zusammen. Letzterer beträgt 10 mV. Die genaue Messunsicherheit hängt vom jeweiligen Sensor und der Messaufgabe ab. Drei analoge Drucksensoren werden bei jedem Test in der gleichen Konfiguration verwendet.

Umgebungsdruckmessung:

Der Umgebungsdruck wird als Referenz für die Korrektur der Messwerte erfasst. Der verwendete Absolutdrucksensor löst 0,8 bis 1,2 bar auf 0 bis 10 V auf. Nach Kalibrierung verbleibt bei diesem Sensor eine Unsicherheit von 2,5 mV. Damit beträgt die Gesamtunsicherheit 18,5 mV oder 1,85 % vom Messwert.

Brennkammerdruck:

Der Brennkammerdruck wird mit einem Absolutdrucksensor mit 0 bis 5 bar Messbereich auf 0 bis 10 V abgebildet. Die Gesamtunsicherheit beträgt 16,2 mV oder 1,62 %.

Luftmassenstrom:

Der Luftmassenstrom wird über eine Normeinlaufdüse nach EN ISO 5167-3:2003 bestimmt. Der Innendurchmesser d_N beträgt 75 mm mit einem Einschnürungsverhältnis β von 0,625, welches sich aus dem Verhältnis zum Bezugsdurchmesser D_N bildet. Der Massenstrom wird mit folgender Formel aus nach EN ISO 5167-3:2003 berechnet:

$$\dot{m}_L = \frac{C}{\sqrt{1-\beta^4}} \cdot \varepsilon \cdot \frac{\pi}{4} \cdot d_N^2 \cdot \sqrt{2 \cdot \Delta p_{Inlet} \cdot \rho_1} \quad (63)$$

Der Normeinlauf wurde nach den Normvorgaben als trichterförmiger Eintritt der Form „Düse mit zwei Bögen“ entwickelt. Für diese Form gilt:

$$C = 0,99 - 0,2262 \cdot \beta^{4,1} - (0,00175 \cdot \beta^2 - 0,0033 \cdot \beta^{4,15}) \cdot \left(\frac{10^6}{Re_{D_N}} \right)^{1,15} \quad (64)$$

$$\varepsilon = \sqrt{\left(\frac{\kappa \tau^{2/\kappa}}{\kappa - 1} \right) \cdot \left(\frac{1 - \beta^4}{1 - \beta^4 \cdot \tau^{2/\kappa}} \right) \cdot \left(\frac{1 - \tau^{(\kappa-1)/\kappa}}{1 - \tau} \right)} \quad (65)$$

Der Wert für C muss iterativ bestimmt werden. Die Plusdruckentnahme Index 1 entspricht bei der vorliegenden Verwendung der Umgebung. Der Wirkdruck Δp wird zwischen Umgebung und dem Halsquerschnitt des Normeinlaufs gemessen. Im Halsquerschnitt sind vier statische Druckbohrungen im Umfang verteilt. Der Differenzdruckaufnehmer löst den Messbereich von 0 bis 40 mbar auf 1 bis 6 V auf. Für die Berechnung der Unsicherheit wird in EN ISO 5167-1:2003 folgende Gleichung gegeben:

$$\frac{\delta \dot{m}_L}{\dot{m}_L} = \sqrt{\left(\frac{\delta C}{C} \right)^2 + \left(\frac{\delta \varepsilon}{\varepsilon} \right)^2 + \left(\frac{2\beta^4}{1-\beta^4} \right)^2 \cdot \left(\frac{\delta D_N}{D_N} \right)^2 + \left(\frac{2}{1-\beta^4} \right)^2 \cdot \left(\frac{\delta d_N}{d_N} \right)^2 + \frac{1}{4} \left(\frac{\delta \Delta p_{Inlet}}{\Delta p_{Inlet}} \right)^2 + \frac{1}{4} \left(\frac{\delta \rho_1}{\rho_1} \right)^2} \quad (66)$$

Dabei sind die Unsicherheiten für das entsprechende β mit 0,85 % für C angegeben und für ϵ mit:

$$2 \cdot \frac{\Delta p_{Inlet}}{p_0} \% \quad (67)$$

Die maximale Abweichung der Durchmesser D_N und d_N resultieren aus der Fertigungsgenauigkeit und werden mit 0,01 mm veranschlagt. Daraus ergibt sich für δD_N eine relative Unsicherheit von 0,001 % und für δd_N von 0,01 %.

Die Unsicherheit des Wirkdrucks Δp_{Inlet} wird vom Sensor vorgegeben. Nach der Kalibrierung ergibt sich hier eine Unsicherheit von 12,5 mV. Inklusiv der Ableseunsicherheit und des NI-Moduls resultieren 28,5 mV bzw. 2,85 %. Die Unsicherheit der Umgebungsdichte setzt sich aus den Messabweichungen des Umgebungsdrucks p_0 und der Raumtemperatur T_{Ref} zusammen. Nach dem Ansatz für berechnete Unsicherheiten kann diese mit folgender Formel bestimmt werden:

$$\frac{\delta \rho_1}{\rho_1} = \frac{\delta p_0}{p_0} - \frac{\delta T_{Ref}}{T_{Ref}} \quad (68)$$

Die Unsicherheiten der Umgebungsdruck- und der Temperaturmessungen ist aus den vorherigen Kapiteln bekannt. Bei maximalem Durchsatz des kleinen Turbojet-Triebwerks ergibt sich eine Unsicherheit bei der Massenstrommessung von 1,85 %.

6.4.7 Ringmesssystem

Die Düsenströmung kleiner Turbojet-Triebwerke weist hohe lokale Temperaturgradienten auf. Die zu vermessenden blütenförmigen Primärdüsen erzeugen mit der mäanderförmigen Austrittskontur extreme Gradienten, um eine hohe Mischgeschwindigkeit zu erreichen. Die Messung von repräsentativen Größen der Temperatur T_{19} und des Totaldrucks p_{19} im Abgasstrahl kann daher nicht an einer fixen Messstelle erfolgen. Stattdessen muss die Verteilung möglichst hoch aufgelöst gemessen werden. Damit kann auch der Mischgrad β_{Mix} der Strömung ermittelt werden. Dafür wird die bekannte Gleichung (44) aus Kapitel 4.2.1 zu einer Summenformel umgeformt:

$$\beta_{mix} = \frac{\int c^2 \cdot dA}{\bar{c}^2 \cdot A_{ges}} = \frac{\sum_i c_i^2 \cdot A_i}{\bar{c}^2 \cdot A_{ges}} \quad (69)$$

Für einen Wert β_{Mix} von 1 ist die für die Ejektordüse wichtige vollständige Ausmischung erreicht. Die Ergebnisse können mit dem Verteilungsmuster aus der numerischen Simulation abgeglichen werden.

Der kleine Maßstab der behandelten Triebwerke erfordert die Neuentwicklung eines Ringmesssystems, mit welchem ein 360° Umfangsprofil von Temperatur und Totaldruck der Düsenströmung mit der erforderlichen örtlichen Auflösung vermessen werden kann. Als Basis dient ein kugelgelagerter Drehkranz, siehe [Abbildung 6.11](#). Auf dem Drehkranz wird eine Halterung für Thermoelemente und Totaldrucksonden montiert, die im weiteren Sondenarm bezeichnet wird. Die Röhrchen mit 1,5 mm Durchmesser und die Thermoelemente mit einem Durchmesser von 1 mm erlauben die Verwendung von mehreren Messstellen pro Sondenarm. An einem Sondenarm werden drei Messstellen in unterschiedlicher radialer Tiefe fixiert (Index i, m, o). Am Befestigungsblock kann mit Schrauben die Tiefe stufenlos eingestellt werden. Die Totaldruckröhrchen und die Thermofühler werden nebeneinander mit 3,5 mm Abstand platziert, um die gegenseitige Störung gering zu halten. Die Druckschläuche und die Thermoelementkabel werden über zwei Schleppketten an den Prüfstand weitergeleitet. In der hinteren Sensorbox befindet sich das Anschlusspanel für die Thermoelemente und die Drucksensoren für die Totaldruckröhrchen. Zu den drei Totaldrucksonden wird noch eine Messstelle für den statischen Druck am Rand der Düsenströmung hinzugefügt. Da die gesamte Messtechnik für stationäre Messung ausgelegt ist, kann das 360° -Profil nicht kontinuierlich abgefahren werden. Die Thermoelemente benötigen außerdem eine gewisse Haltezeit, um bei hohen Temperaturschwankungen die Temperatur korrekt zu messen. Mit dem Ringmesssystem sollen vorgegebene Umfangspositionen angefahren und diese für einige Sekunden gehalten werden. Nach der Haltezeit erfolgt eine Messung nach vorgegebenem Zeitintervall. Danach wird die neue Position angefahren und die Routine wiederholt.

[Abbildung 6.10](#) zeigt die Auswirkung der Schrittweite und der Anzahl der Sondenarme auf die Messzeit. Angenommen wird eine Einzelmesszeit von 20 s, einer Haltezeit von 5 s und einer Verfahzeit von 5 s. Unter der Vorgabe der maximalen Betriebszeit des Prüfstands von 30 min ergeben sich Limitationen für die Schrittweite.

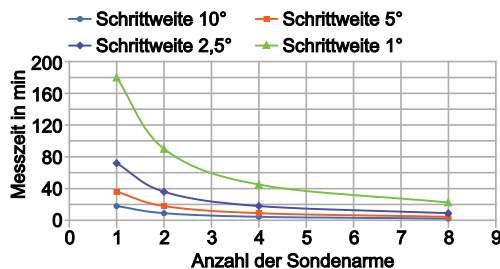


Abbildung 6.10: Schrittweite vs. Sondenarme vs. Messzeit

Für das Hoch- und Herunterfahren des Triebwerks mit entsprechenden Einlaufzeiten werden je 5 min veranschlagt. Aus der Grafik ergibt sich, dass bereits bei einer Schrittweite von 10° mit einem Sondenarm die maximale Betriebszeit nur knapp einzuhalten ist. Bei mehr als fünf Sondenarmen reicht die Anzahl der Anschlüsse am Prüfstand nicht mehr aus. Nicht zuletzt aufgrund der Bewegungsbereiche der Schleppketten wurden vier Sondenarme installiert. Der Drehkranz wird über ein Getrieberitzel mit der Übersetzung 13 angetrieben. Als Antrieb wird ein Windenservo mit einem Stellbereich von $5 \times 360^\circ$ verwendet. Ein Servo eignet sich, da die absolute Position im PWM-Signal kodiert wird. Der digitale Servo regelt diese mit bis zu 300 Hz nach, sodass die Position aktiv gehalten wird. Die Steuerung wird über ein NI 9401 Digitalmodul ausgeführt.

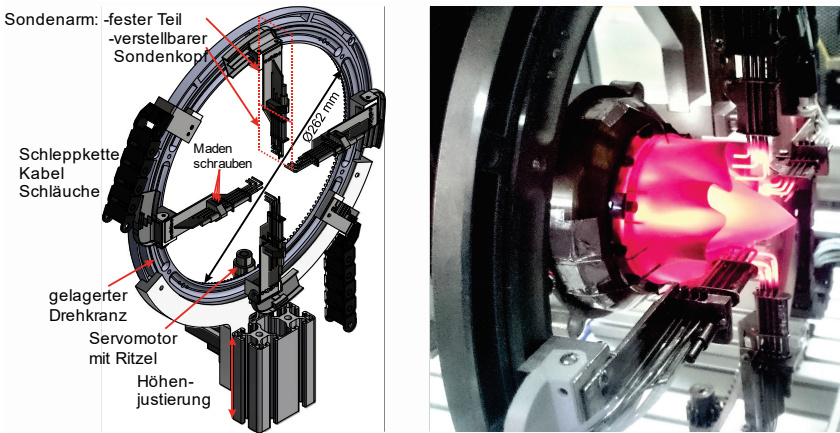


Abbildung 6.11: Ringmesssystem mit vier Sondenarmen

Die Positionsgenauigkeit wird durch die Auflösung des Signals vom NI 9401 mit 16 bit und der Übersetzung bestimmt. Bei Servosignalen macht die Information allerdings nur 15 % der Periodenlänge aus. Daraus ergibt sich eine Positionsgenauigkeit von $0,03^\circ$. Im mechanischen System bleibt jedoch ein gewisser Bewegungsspielraum zurück. Dieser wird auf $\pm 2^\circ$ geschätzt. Um die Position der Thermoelemente und Totaldruckröhrchen zu überprüfen, wurden mittels 3D-Druck Schablonen aus Kunststoff hergestellt (siehe [Abbildung 6.12](#)). über den Verstellmechanismus mit den Madenschrauben die exakte Position justiert. Für die Positionierungsunsicherheit der Sonden in radialer Richtung wird ein Wert von $\pm 1 \text{ mm}$ veranschlagt. Dies beinhaltet auch wärmebedingten Verzug während des Betriebs. Die axiale Abweichung von der Messebene kann ebenfalls mit den Schablonen überprüft werden. Durch die Düsenströmung können hier größere Verschiebungen auftreten, sodass eine axiale Positionierungsunsicherheit von $\pm 2 \text{ mm}$ bemessen wird. Für die Druckmessung im Zusammenhang mit dem

Ringmesssystem wurde ein digitaler Druckscanner mit 16 Kanälen entworfen. Der hohe Kalibrier- und Materialaufwand bei der Verwendung von analogen Druckaufnehmern sollte reduziert werden.

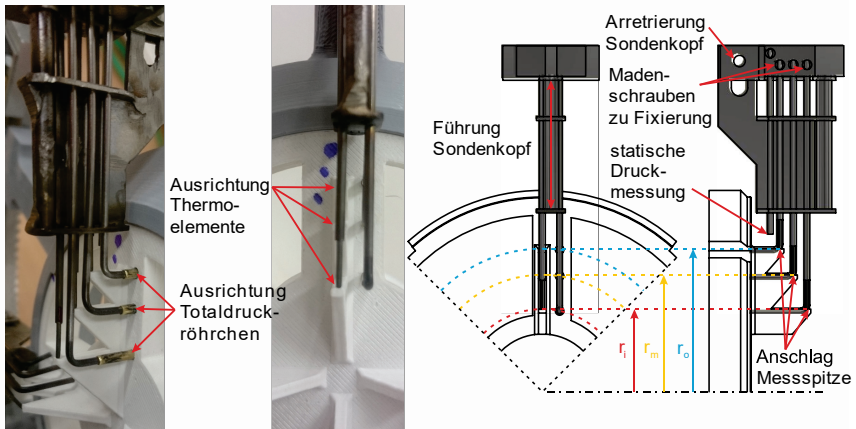


Abbildung 6.12: Justierschablonen zur Ausrichtung der Thermo- und Pitotröhren

Diese können in das Ringmesssystem eingepasst werden. Anschließend wird der Druckscanner bestehend aus 16 digitalen Drucksensoren aus der HSC-Reihe der Firma Honeywell. Jeder Drucksensor hat eine auf dem Chip integrierte Temperaturkompensation. Lediglich der Nullpunktoffset muss einmalig nach dem Einbau der Drucksensoren auf die Platine korrigiert werden. Es wurden 12 Drucksensoren für die Totaldrucksonden mit einem Messbereich von 0 bis 30 psi und einer max. Abweichung von 1 % vom Endwert verbaut. Für die vier statischen Randdruckmessungen werden Drucksensoren mit 0 bis 1,6 bar Messbereich bei 1 % maximaler Abweichung vom Endwert genutzt. Die 12-bit-Druckdaten werden von einem Arduino AMT Mega sequenziell über eine I²C-Schnittstelle von den Drucksensoren abgefragt und mit einer konstanten Frequenz von 20 Hz aufgezeichnet. Die Druckmesswerte werden auf einer SD-Karte zwischengespeichert. Erst nach Beendigung der Messung wird der gesamte Datensatz per LAN an das Messprogramm geschickt und dem Messdatensatz hinzugefügt.

6.4.8 Schlierenoptik

Um die Mischfähigkeit der Primärdüse qualitativ besser analysieren zu können, wurden Schlierenbilder des Abgasstrahls aufgenommen. Der Mechanismus der Schlierenoptik basiert auf der Änderung des Brechungsindex n_M aufgrund von Dichteänderungen.

$$n_M - 1 = k_M \cdot \rho_M \quad (70)$$

Mit einem Aufbau aus Spiegeln oder Linsen wird ein Lichtbündel mit parallelen Strahlen erzeugt. Der Abgasstrahl wird im rechten Winkel zur optischen Achse durch das parallele Strahlenbündel geschickt. Die Lichtbrechung an den Übergängen zweier Medien unterschiedlicher Dichte lenkt diesen Strahl nach dem Snelliusschen Brechungsgesetz aus der Parallelität aus.

$$n_{M1} \sin \alpha_{M1} = n_{M2} \sin \beta_{M2} \tag{71}$$

Zwischen der Messstrecke und dem zweiten Spiegel muss ein größerer Abstand sein, sodass der ausgelenkte Lichtstrahl nicht mehr genau durch den ursprünglichen Fokuspunkt verläuft und eine Schlierenkante fängt diese Strahlen ab. Im Endeffekt bleiben an den Stellen der Dichtestörung dunkle Bereiche im Schlierenbild zurück. Die Schlierenoptik ermöglicht es nach Settles [134], die Übergänge der verschiedenen warmen Gasschichten in der Düsenströmung sichtbar zu machen. Bei einem rotationssymmetrischen Abgasstrahl muss beachtet werden, dass im Schlierenbild entlang der Lichtstrahlen alle Störungen aufsummiert sind. Belastbare Aussagen können nur für die Scherströmung im Übergang zwischen Strahl und Umgebung gemacht werden.

Die Schlierenoptik wird mit Spiegeln in Z-Anordnung am Prüfstand installiert (siehe Abbildung 6.13). Schlierenoptik mit Spiegeln verhindert chromatische Aberration, verlangt jedoch allgemein mehr Aufwand bei der Ausrichtung. Kernelement sind zwei 200 mm Parabolspiegel mit einer Brennweite von 1219,2 mm. Die Oberfläche der Spiegel ist mit Aluminium bedampft und hat eine Oberflächengenauigkeit von einem Achtel der Wellenlänge.

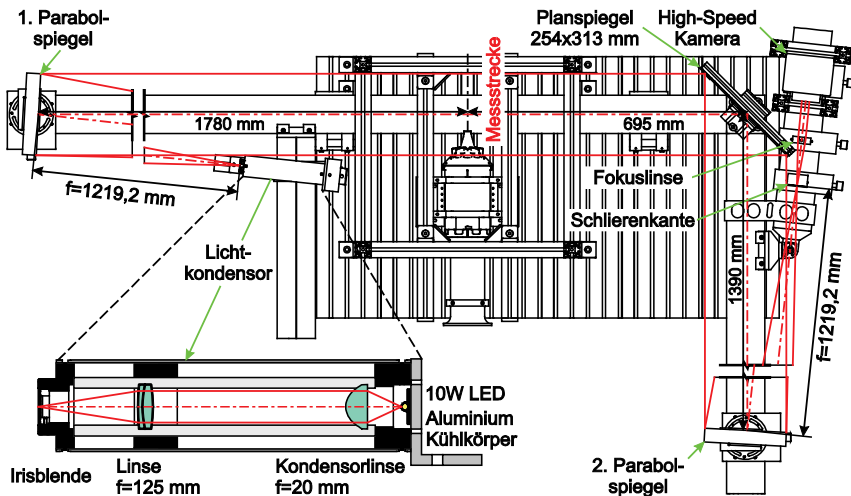


Abbildung 6.13: Aufbau der Schlierenoptik am GTP-500

Da bei den Versuchen auf der rechten Seite des Prüfstands nicht genug Platz zur Wand war, wurde ein Planspiegel genutzt, um das Lichtbündel um 90° umzulenken. Der Planspiegel mit 254x313 mm Abmessung hat eine aluminiumbedampfte Oberfläche. Für alle Spiegel wurden massive Fassungen aus Aluminium gefertigt, um Positioniergenauigkeit sicherzustellen und Verzug zu vermeiden. Die Schlierenoptik wurde auf einem Trägersystem LINOS X95 aufgebaut. Die 95x95 mm dicken Aluminiumträger weisen maximale Steifigkeit auf und sind spezialisiert auf optische Instrumente. Über Verbindungselemente können diese präzise miteinander verbunden werden. Die optischen Elemente werden über Klemmreiter auf den Trägern montiert. Stellschrauben an der Verbindung zwischen Spiegelfassung und Reiter erlauben es, den Kipp- und Drehwinkel zu justieren.

Als Lichtquelle wurde eine 10 W LED mit weißem Licht verwendet. LED haben in der Regel einen großen Abstrahlwinkel von $140 - 160^\circ$. Bei der großen Distanz zum ersten Parabolspiegel von 1,2 m wird nur ein Bruchteil der Lichtintensität genutzt. Die Schlierenoptik ist daher sehr empfindlich gegenüber Streulicht, zum Beispiel von der glühenden Triebwerksdüse. Um die Lichtleistung der LED besser zu nutzen, wurde ein optischer Aufbau aus Sammellinsen vor der LED installiert. Um die nötige Genauigkeit für optische Instrumente zu erreichen, wird ein CAGE-System genutzt. Das Licht der LED wird von der 1. Linse gesammelt und mit der zweiten Linse auf eine Irisblende fokussiert. Die volle Lichtleistung der LED wird so auf den Fokuspunkt des ersten Parabolspiegels konzentriert. Die hohe Lichtintensität in der Messstecke erlaubt sehr niedrige Belichtungszeiten von $1/200.000$ s bei geringer Störfähigkeit. Die Aufnahmen werden mit einer High-Speed Kamera erstellt. Die AX200 Mini von Photron erlaubt 6.400 fps bei 1024×1024 Pixel und einer global shutter time von $1/1000.000$ s.

6.5 Programm zur Datenerfassung

Die Software zum Betrieb des Prüfstands im Verbund mit dem cRIO wurde mit LabView erstellt. Durch den starken grafischen Fokus können die gemessenen Werte während des Versuchs beobachtet und überprüft werden [135].

Das Messwerterfassungsprogramm am GTP-500 wurde am Institut unter folgenden Vorgaben erstellt:

- Erfassung der gemessenen physikalischen Werte an den unterschiedlichen Modulen
- Speichern der gemessenen Werte mit einstellbarer Frequenz und Messzeit
- Anzeigen der aktuellen Werte zur Überprüfung der Messtechnik und der Triebwerksdaten

- Verarbeitung der Kalibrierdaten in den Messprozess vor der Anzeige
- Steuerung des Tanksystems
- Initialisierung und Steuerung des Triebwerks bzw. der ECU
- Positionierung des Ringmesssystems
- Integration eines Druckscanners auf Arduino-Basis.

Die Erstellung der Programmstruktur, Berechnungsfunktionen, Kalibrierdatenverarbeitung und Speicherfunktionen, sowie der Aufbau der grafischen Oberfläche wurde im Rahmen einer Studienarbeit [136] durchgeführt. Die Details zum Aufbau und der einzelnen Prozessabläufe sind der Arbeit zu entnehmen. Das Programm wurde im späteren Verlauf um die Steuerung und Positionierung des Ringmesssystems entsprechend erweitert. Eine weitere Modifikation des ursprünglichen Programms erfolgte durch die Integration des zusätzlichen Druckscanners für das Ringmesssystem, welcher in der Studienarbeit [137] detailliert beschrieben ist.

7 Experimentelle Untersuchungen

Die experimentelle Untersuchung liefert zum einen die Daten aus dem Triebwerksbetrieb mit verschiedenen Typen von Schubdüsen. Zum anderen werden die Primärdüsen mit und ohne Ejektordüse untersucht. Die Messung der Daten der Totaltemperatur am Düsen Eintritt T_{t5} , des Abgasmassenstrom \dot{m}_4 sowie des Umgebungsdrucks p_0 und der Temperatur T_{t0} dienen zum Aufbau einer numerischen Simulation zur Weiterentwicklung der Mischfähigkeit der Primärdüse. Zur Validierung der Simulationsergebnisse werden die experimentellen Daten der Schubkraft sowie der Verteilung der Temperaturen und der Geschwindigkeiten im Querschnitt der Düsenströmung in unterschiedlichen Abständen zur Austrittsebene herangezogen. Darüber hinaus werden experimentelle Ergebnisse im Betrieb mit Ejektordüse gewonnen. Die Schubverstärkung Φ und das sekundäre Massenstromverhältnis SMR sind hier maßgeblich von Interesse. Das Ziel der hier durchgeführten Arbeiten ist die Maximierung der Schubverstärkung in Zusammenhang mit dem sekundären Massenstromverhältnis und dem Mischgrad zu bringen, sowie deren Beeinflussung durch die in Kapitel 5 definierten Konstruktionsparameter aufzuzeigen. Die Simulation wird durch die Messwerte der Schubverstärkung und des sekundären Massenstromverhältnisses sowie der Verteilung der Temperaturen und der Geschwindigkeiten am Austritt der Ejektordüse validiert.

Mit dem 200-N-Triebwerk wurden mehrere Vorversuche gefahren, mit dem Ziel, den Prüfstand und die Messtechnik zu überprüfen und die Reproduzierbarkeit sicherzustellen. Die Erkenntnisse aus diesen Voruntersuchungen sind in [138] und [139] veröffentlicht. Diese behandeln in erster Linie die Standarddüse und die Kombination mit einer Ejektordüse. Auf Basis dieser Ergebnisse wurden sowohl das Ringmesssystem aus Kapitel 6.4.7 als auch zwei blütenförmige Primärdüsen entwickelt.

Die anschließenden experimentellen Untersuchungen umfassten Messungen mit der Standarddüse als Referenz, mit einer Chevondüse und mit zwei blütenförmigen Primärdüsen, sowohl ohne als auch mit standardisierter Ejektordüse.

7.1 Allgemeine Vorgehensweise bei der Vermessung

Alle Messungen wurden nach einem standardisierten Ablauf und mit beschriebener Kalibrierung der Sensorik durchgeführt. Die Auswertung fand ebenfalls nach einem festen Schema statt.

7.1.1 Definition der Laststufen

Die Vermessung des Triebwerks von Leerlauf über mehrere Teillastpunkte (siehe [Abbildung 7.1](#)) zu Volllast reduziert die notwendige Haltezeit und Belastung in den einzelnen Laststufen. Durch die verzögerte Beschleunigung über mehrere Haltepunkte werden die Bauteile langsamer und gleichmäßiger aufgeheizt. Instationäre Effekte durch Aufheizung und Wärmeaustausch, durch welche Strömungsenergie in Form von Wärme aus der Strömung entnommen, können damit verringert werden. Einen weiteren Einfluss besitzen Effekte aus thermischer Ausdehnung, durch welche z.B. Strömungsquerschnitte und Spaltmaße verändert werden. Jede zu messende Laststufe wird 2 min gehalten bevor ein Messdatensatz aufgezeichnet wird. Voruntersuchungen zeigten, dass danach bei konstant gehaltener Drehzahl keine Änderungen im Brennstoffmassenstrom und Triebwerksschub zu beobachtet waren. Zusätzlich konnten Daten zur Wirkung der Düsenmodifikation unter Teillast gesammelt und die Daten zur Ermittlung des Betriebszustands des Triebwerks auf eine Hysterese überprüft werden. Eine Hysterese soll im Idealfall ausgeschlossen werden.

7.1.2 Vorgehensweise zur Vermessung der Düsenströmung

Bei Volllast wird die Messung der Düsenströmung mit dem Ringmesssystem durchgeführt. Die notwendige Zeit von der ersten bis zur letzten Messposition beträgt ungefähr 10 min.

Beim Durchfahren unterschiedlicher Strömungsbedingungen ist mit ungleichmäßiger Erwärmung der Sensorarme im Ringmesssystem zu rechnen. Wärmeausdehnung und strömungsmechanische Lasten führen zu Verschiebungen der Sensorarme, was die Positionsgenauigkeit beeinflusst. Um diesen Einfluss zu bewerten wurden zwei Maßnahmen zur Detektion getroffen. Da die vier Sondenarme des Ringmesssystems rechtwinklig zueinander stehen, gelangt der jeweils nachfolgende Sondenarm bei einer Verdrehung um 90° auf die Position seines vorauslaufenden Sondenarms. Wird der Ring um 95° gegenüber der Ausgangsposition verdreht, erhält man somit jeweils zwei überlappende Messpunkte, siehe [Abbildung 7.1](#). Aus den Abweichungen der Messdaten an den überlappenden Positionen kann die unterschiedliche Verschiebung zwischen den Sensorarmen beurteilt werden. Nach der Verdrehung um 95° wird wieder in die Ausgangsposition rotiert und eine weitere Messung an der Stelle 0° ausgeführt. Damit kann die Verschiebung durch die thermische und mechanische Belastung nach den 10 min erfasst und bewertet werden. Verschiebungen sollen im Idealfall vermieden werden.

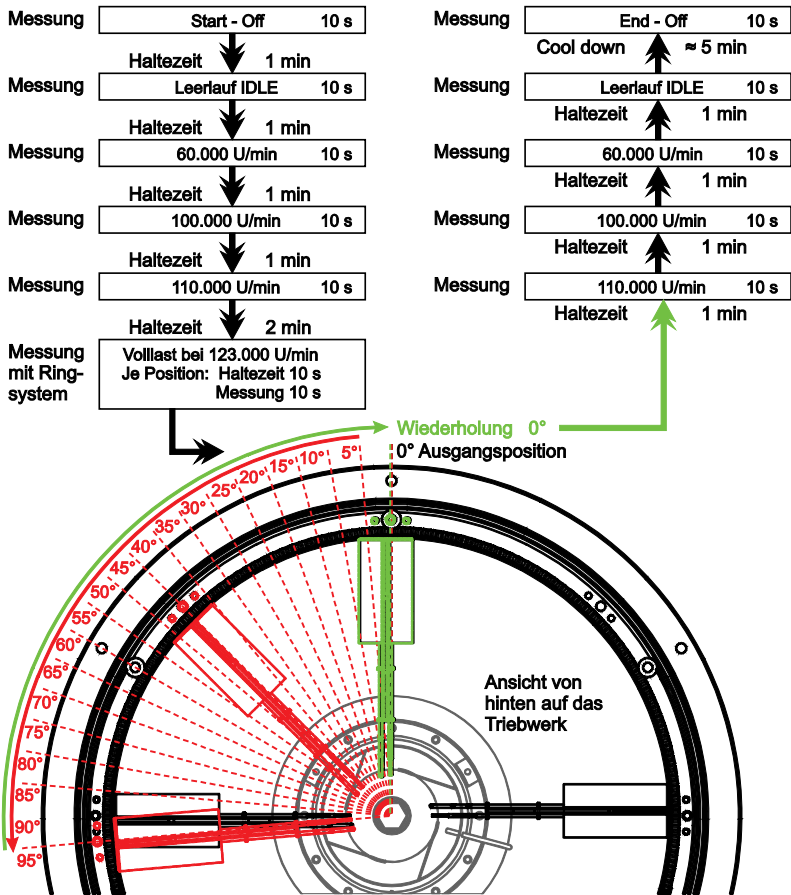


Abbildung 7.1: Testzyklus für Triebwerksvermessung

Die Positionierung der Sonden ist aufgrund der hohen Gradienten in der Düsenströmung von entscheidender Bedeutung, wie bereits in Kapitel 6.2.3 beschrieben. Durch eine ungleichmäßige Verschiebung muss daher höheren Abweichungen gerechnet werden.

7.2 Allgemeine Vorgehensweise bei der Auswertung der Messdaten

Die Auswertung der experimentellen Daten verfolgt zwei Ziele. Zum einen die Beurteilung der Daten zur Ermittlung des Betriebszustands und zum anderen die Analyse der Düsenströmung.

7.2.1 Auswertung der Daten zur Ermittlung des Betriebszustands

Die Auswertung der Daten zur Ermittlung des Betriebszustands betrifft in erster Linie die Messdaten zu Luftmassenstrom, Triebwerksdruckverhältnis, Drehzahl, Schub und Brennstoffverbrauch. Die Messdaten werden nach dem Versuch in drei Kategorien analysiert:

- die Reproduzierbarkeit der Ergebnisse, auf die sich die Bewertung der Düsenmodifikationen stützt: Wenn zwischen zwei Versuchen gleicher Düsenkonfiguration die Abweichung der Größen korrigierter Luftmassenstrom, Triebwerksdruckverhältnis, Drehzahl, korrigierter Schub und Brennstoffverbrauch innerhalb der in Kapitel 6.4 formulierten Messunsicherheit liegt, wird das Ergebnis als reproduzierbar angenommen.
- die Qualität der Messwerte, die zur Bewertung der Düsenmodifikation genutzt werden: Eine ausreichende Qualität wird für den Messpunkt erreicht, wenn die mittlere Abweichung der Messwerte innerhalb der für diesen Sensor in Kapitel 6.4 festgestellten Messunsicherheit liegt.
- die Schubeffizienz der Düsenmodifikation: Für die Primärdüse als Schubdüse wird eine Modifikation als schubeffizienter bewertet, wenn ohne Änderung des Betriebspunkts bei gleichem Brennstoffmassenstrom ein höherer Schub erreicht wird. Der Schub wird mit der Dichte der ISA-Standardatmosphäre korrigiert um den Einfluss der Umgebungsbedingungen zu eliminieren.

$$F_{korr} = F \cdot \frac{\rho_{ISA}}{\rho} \quad (72)$$

F_{korr}	Dichtekorrigierter Schub
F	Gemessener Schub
ρ_{ISA}	Dichte bei ISA-Bedingungen
ρ	Dichte während der Messung

Diese Bewertung findet nur bei Volllast statt, wenn das Triebwerk die maximal zulässige Drehzahl erreicht, siehe Kapitel 6.4.3. Die Korrektur wird ebenfalls zum Vergleich der Schubverstärkung bei Ejektordüsen angewandt.

7.2.2 Auswertung zur Analyse der Düsenströmung von Primärdüsen

Für die Primär- bzw. Schubdüsen sollen die Einflussgrößen auf die Düsenströmung ermittelt werden um Mechanismen zur Steigerung der Mischfähigkeit zu entwickeln. Die schlierenoptischen Aufnahmen ermöglichen die Abschätzung des Winkels der Scherströmung. Die Videoaufnahmen der High-Speed-Kamera

erlauben die qualitative Einschätzung von instationären Phänomenen, wie Wirbelstrukturen. Der schlierenoptische Aufbau konnte nur parallel zur Messung des Nahfelds eingesetzt werden, da bei der Fernfeldmessung das Ringmesssystem den optischen Zugang versperrt.

Die Analyse der Düsenströmung erfolgt anhand der gemessenen Profile für Temperatur und Totaldruck im Nah- und Fernfeld. Das Nahfeld befindet sich unmittelbar am Austritt der Düse. Die radialen Positionen (r_i , r_m , r_o) der Temperatur- und Totaldruckmessung im Nahfeld werden anhand der Düsenaustrittsfläche A_9 zwischen den Radien r_{N9} und r_{G9} ermittelt. Diese werden für alle Düsentypen individuell ermittelt. Der mittlere Radius r_m halbiert die Austrittsfläche in zwei gleich große Teilflächen. Der innere Radius r_i halbiert wiederum die innere Teilfläche, während der äußere Radius r_o die äußere Teilfläche gleichmäßig teilt, siehe [Abbildung 7.3](#). Auf diese Weise entstehen vier ringförmige Flächen gleichen Flächeninhalts. Zwischen Nah- und Fernfeld wird der Abstand von 86 mm eingehalten. Dieser entspricht dem Durchmesser D der später zu vermessenden Ejektordüse. Dadurch kann der Einfluss der Ejektordüse auf das Mischverhaltens beurteilt werden. Die radialen Positionen (r_i , r_m , r_o) der Temperaturfühler und Totaldruckröhrchen sind bei allen Düsentypen gleich, da alle denselben Durchmesser D der Ejektordüsen von 86 mm referenzieren. Außerhalb der Düsenströmung ist an jedem Sondenarm eine statische Druckmessung platziert. Diese misst den Umgebungsdruck in der Nähe der Düsenströmung. Die Staffelung der Thermoelemente führt zu einer schrägen Auswertungsebene der Temperaturverteilung und einer axialen Diskrepanz zur Messung des Totaldrucks, siehe [Abbildung 6.12](#).

7.2.3 Auswertung zur Analyse der Düsenströmung von Ejektordüsenkonfigurationen

Für die Ejektordüsenkonfigurationen wird das Ringmesssystem direkt am Austritt der Ejektordüse oder des Ejektordiffusors platziert. Die radialen Tiefen r_i , r_m und r_o zur Messung der Umfangsprofile werden aus der Fernfelduntersuchung übernommen, da diese bereits zuvor auf diese Ejektordüse zugeschnitten worden waren. Zur Unterscheidung der Austrittsebenen aus der Primärdüse und der Ejektordüse werden diese jedoch als $r_{EjX,i}$, $r_{EjX,m}$ und $r_{EjX,o}$ bezeichnet (siehe [Abbildung 7.2](#)). Für den Betrieb mit dem Diffusor werden die Werte für die Radien beibehalten. Diese vierteln die Austrittsfläche folglich nicht mehr. Die Auswirkung wird in der späteren numerischen Untersuchung sichtbar. Allerdings lässt sich bei gleicher radialer Tiefe der Sonden die Veränderung der Temperatur- und Geschwindigkeitsverteilung mit Diffusor besser beurteilen.

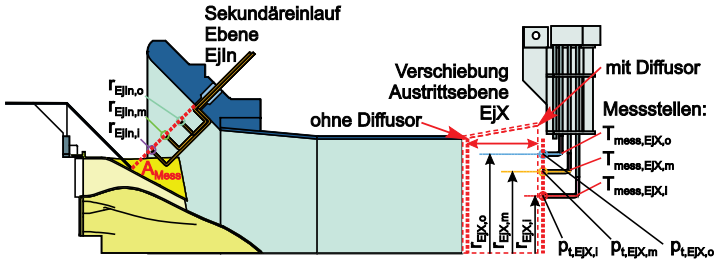


Abbildung 7.2: Auswertungspositionen der Ejektordüse ohne und mit Diffusor

Im Ejektoreinlauf wurden Totaldrucksonden $p_{t,EjIn,i}$, $p_{t,EjIn,m}$ und $p_{t,EjIn,o}$ in unterschiedlicher Kanaltiefe platziert. Die Querschnittsfläche zur Messung des sekundären Massenstroms A_{Mess} wird durch die Radien $r_{EjIn,i}$, $r_{EjIn,m}$ und $r_{EjIn,o}$ geviertelt, sodass das Strömungsprofil mit drei Stützpunkten über die Kanalhöhe aufgezeichnet wird. Zusammen mit einer Messung des statischen Drucks p_{EjIn} und der Temperatur T_{EjIn} in der Messebene A_{Mess} wird darüber der sekundäre Massenstrom \dot{m}_{SM} ermittelt.

$$\dot{m}_{SM} = A_{Mess} \cdot \sqrt{\frac{2 \cdot p_{EjIn}}{T_{EjIn} \cdot R} \cdot (\bar{p}_{t,EjIn} - \bar{p}_{EjIn})} \quad (73)$$

A_{Mess}	Fläche Messebene
$\bar{p}_{t,EjIn}$	Mittlerer gemessener Totaldruck in der Messebene
\bar{p}_{EjIn}	statischer Druck in der Messebene
T_{EjIn}	statische Temperatur in der Messebene
R	spezifische Gaskonstante Luft

Das sekundäre Massenstromverhältnis SMR wird aus dem Verhältnis des gemessenen sekundären Massenstroms \dot{m}_{SM} und des Abgasstroms des Triebwerks \dot{m}_4 bzw. primären Massenstroms \dot{m}_{PM} gebildet:

$$SMR = \frac{\dot{m}_{SM}}{\dot{m}_{PM}} = \frac{\dot{m}_{EjX} - \dot{m}_{PM}}{\dot{m}_{PM}} = \frac{\dot{m}_{EjX}}{\dot{m}_{PM}} - 1 \quad (74)$$

Die Bestimmung des Massenstroms unterliegt jedoch einer großen absoluten Abweichung von mindestens 20 %. Zum einen wird zwar mittels der drei Totaldrucksonden das radiale Strömungsprofil abgebildet, aber eine mögliche Änderung über den Umfang kann nicht ermittelt werden. Darüber hinaus reichen drei Totaldruckwerte nicht aus, um den Randbereich mit erwartungsgemäß großen Gradienten der Strömungsparameter zu erfassen. Zum anderen ist eine genaue Bestimmung des Strömungsquerschnitts A_{Mess} nur bedingt möglich. Verblockung und Totwassergebiete können weder aus der Geometrie noch aus den Messdaten eingerechnet werden. Der ermittelte sekundäre Massenstrom in

Verbindung mit der Schubverstärkung ermöglicht den Vergleich mit den Ergebnissen aus der Theorie.

7.2.4 Bewertung von Temperatur- und Geschwindigkeitsprofilen

Alle gemessenen Temperatur- und Totaldruckdaten werden zu Geschwindigkeitsprofilen verrechnet. Der definierte Abstand zwischen den Messpositionen der Thermoelemente und der Totaldruckröhrchen wird in Umfangsrichtung durch lineare Interpolation zwischen den Messpunkten ausgeglichen. Aufgrund der geringen radialen Gradienten ist damit ein nur geringer Genauigkeitsverlust zu erwarten. Der axiale Abstand kann mangels quantifizierbarer Informationen zum axialen Gradienten von Totaldruck und Temperatur nicht kompensiert werden. Entsprechend muss hier mit einer größeren Ungenauigkeit gerechnet werden.

Aus erstellten Profilen auf den Radien werden Informationen über das Strömungsverhalten abgeleitet. Die Intensität der Mischung wird beeinflusst durch die Stärke der radialen Gradienten zwischen den unterschiedlichen Strömungsschichten, die Stärke und Häufigkeit von Umfangsgradienten auf den Profilen sowie instationäre Phänomene wie Wirbelstrukturen. Die Höhe der Differenz zwischen den Mittelwerten der Profile lässt Schlüsse auf die radialen Gradienten zu. Der Wertebereich zwischen Minimum und Maximum auf demselben Profil sowie deren Differenz dient als Maß zur qualitativen Bewertung der Stärke der Gradienten in Umfangsrichtung. Die mittlere Abweichung der Messpunkte auf dem Profil repräsentiert die Häufigkeit von Gradienten in Umfangsrichtung. Instationäre Phänomene können aus den Profilen nicht abgeleitet werden. Diese werden stattdessen qualitativ anhand des Videomaterials der Schlierenoptik bewertet.

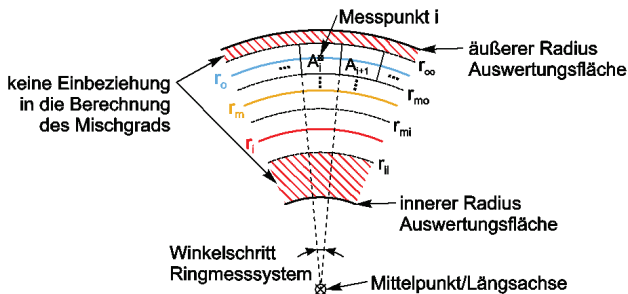


Abbildung 7.3: Unterteilung der Querschnittsfläche zur Berechnung des Mischgrads

Für alle Vermessungen kann aus den berechneten Geschwindigkeitsprofilen ein Mischgrad β_{MIX} nach der modifizierten Summengleichung (69) aus Kapitel 6.4.7 berechnet werden. Die Messradien r_i , r_m , und r_o teilen den Querschnitt der Düsenströmung in gleich große ringförmige Flächen auf. Um das repräsentative Flächensegment A_i für eine Geschwindigkeit c_i zu berechnen, werden die

Messradien r_i , r_m , und r_o als mittlerer Radius einer neuen Ringfläche definiert, siehe Abbildung 7.3. Diese neue Ringfläche wird durch die Anzahl der Winkelschritte des Ringmesssystems geteilt um das repräsentative Flächensegment A_i zum Messpunkt i zu erhalten. Drei neue Ringflächen entstehen mit Bezug zu den drei Messradien. Im inneren Bereich und am äußeren Rand bleiben Flächen zurück, die nicht mit in die Berechnung einbezogen werden. Der Mischgrad würde verfälscht werden, da die Flächen im inneren Bereich und im Randbereich höher gewichtet wären. Tendenziell treten jedoch im inneren Bereich hohe und im Randbereich niedrige Geschwindigkeiten auf, sodass ein besserer Mischgrad berechnet wird.

7.3 Referenzmessung mit der Standard-Schubdüse

In dieser Messreihe werden Referenzwerte zum Schub des Turbojet-Triebwerks ermittelt. Das Triebwerk wird mit einer klassischen Schubdüse mit Ringquerschnitt untersucht und im Folgenden als Standarddüse SN bezeichnet.



Abbildung 7.4: Gerade Schubdüsen SN für 200N-Triebwerk

Um eine hohe Mischgeschwindigkeit zu erreichen müssen nach Kapitel 4.2.1 die Gradienten am Austritt der Düse hoch sein, während der Mischgrad β_{Mix} nach dem definierten Abstand einen Wert nahe 1 ergeben soll. Aufgrund der rotations-systematischen Düse sollten hauptsächlich radiale Gradienten zur Umgebung hin entstehen. Entsprechend läuft der Mischprozess nur langsam ab.

7.3.1 Auswertung der Referenzmessung

Die Abbildung 7.5 wird zur Bewertung der Reproduzierbarkeit genutzt. Die linke Seite zeigt die Betriebslinie des Verdichters von den beiden Versuchen mit der Standarddüse SN. Mit Hilfe der Betriebslinie des Verdichters wird bewertet, ob eine Modifikation der Düse einen Einfluss auf den Drosselzustand des Triebwerks besitzt. Eine entdrosselnde Wirkung würde bei gleicher korrigierter Drehzahl zu einem steigenden korrigierten Massenstrom bei gleichzeitig abnehmendem Triebwerksdruckverhältnis führen. Eine höhere Androsselung würde das Gegenteil erzeugen. Ziel der Untersuchungen war, die Auswirkung der Düsenmodifikation

auf das Betriebsverhalten des Triebwerks zu minimieren, d.h. die Betriebslinie des Verdichters sollte unverändert bleiben.

Die Vermessungen wurden an unterschiedlichen Tagen mit abweichendem Umgebungsdruck durchgeführt. Die Temperatur im Testraum wurde auf $22,5\text{ °C}$ mit einer Toleranz von $\pm 0,5\text{ °C}$ durch die Lüftungsanlage konstant eingestellt. Die Messwerte für den Luftmassenstrom werden Machzahl-ähnlich auf ISA-Bedingungen referenziert. Die Grafik zeigt, dass beide Arbeitslinien damit nahezu exakt aufeinanderliegen. Die durchschnittliche Abweichung der Mittelwerte bei den Parametern zwischen beiden Versuchen liegt bei der Drehzahl unter $0,1\%$, beim korrigierten Luftmassenstrom bei $0,2\%$ und beim Triebwerksdruckverhältnis $0,05\%$. Die Abweichung ist innerhalb der Messunsicherheit der Sensoren. Der Arbeitspunkt des Verdichters wird bei Volllast als reproduzierbar angesehen.

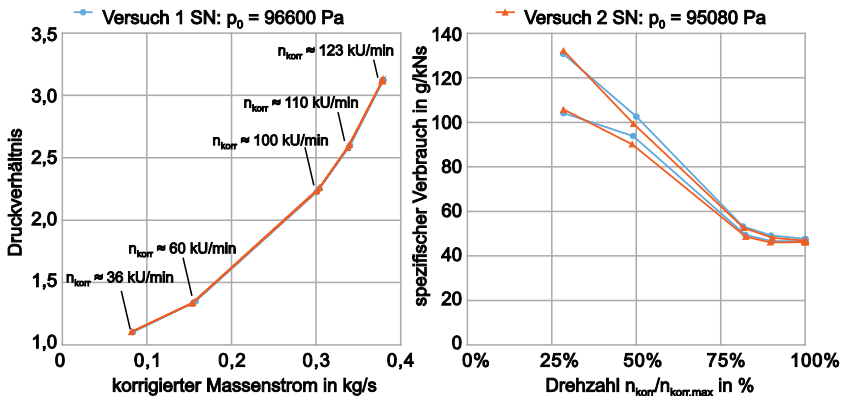


Abbildung 7.5: Reproduzierbarkeit der Betriebspunkte des Triebwerks

Die rechte Seite der [Abbildung 7.5](#) zeigt den schubspezifischen Verbrauch über der relativen Drehzahl. Die durchschnittliche Abweichung der Mittelwerte liegt beim korrigierten Schub bei $0,3\%$ und beim Brennstoffmassenstrom bei $2,5\%$. Lediglich beim Brennstoffmassenstrom tritt eine Abweichung außerhalb der Messunsicherheit auf. Dieser ist zwar von der über das Brennstoff-Luftverhältnis von der Umgebungsichte abhängig, wird jedoch noch von anderen Faktoren beeinflusst, wie z.B. dem Triebwerksregler. Deswegen wurden beim Brennstoffmassenstrom keine Korrekturfaktoren angewandt. Zur Bildung des TSFCs wurde auch keine Dichtekorrektur des Schubs verwendet, sodass der TSFC eine Momentaufnahme unter den gegebenen Umgebungsbedingungen ist. Die Schuberzeugung und der schubspezifische Verbrauch werden damit als reproduzierbar bewertet. In Anbetracht der niedrigen Abweichung der Werte zwischen beiden

Versuchen wird die Messung als reproduzierbar angenommen. Der schubspezifische Brennstoffverbrauch liegt bei 46 g/kNs und bildet den Referenzwert für die weitere Optimierung.

Die Grafik zeigt eine Hysterese beim schubspezifischen Verbrauch zwischen dem Hochfahren des Triebwerks und dem Herunterfahren. Bei den Leistungswerten lässt sich zwischen erster und letzter Messung bei Leerlauf mit einer Abweichung von 0,01 % keine Differenz feststellen. Lediglich beim Schub wird bei der letzten Messung bei Leerlauf in beiden Versuchen eine um 3 N niedrigere Schubkraft gemessen. Daraus resultiert die Hysterese beim schubspezifischen Verbrauch zwischen beiden Leerlaufmessungen. Die Abweichung liegt an der Grenze der Messunsicherheit der Schubkraftmessung und ist deswegen tolerierbar. Mögliche Ursachen hierfür sind unterschiedliche Temperaturfelder und Wärmeströme, welche zu veränderten Spaltmaßen und Wärmeverlusten führen. Zum anderen wirken sich die temporäre Wärmeausdehnung der Schubmesseinrichtung auf die Genauigkeit der Kraftmessung aus.

Die Qualität der Messwerte wird anhand der Stabilität der Messwerte innerhalb des Messintervalls von 10 s beurteilt. Die Stabilität wird durch den Trend oder den Drift innerhalb des Messintervalls und der zufälligen Streuung der Messwerte bewertet. Die Abbildung 7.6 beinhaltet die zeitlich aufgelösten Messwerte über das Messintervall von 10 s der Parameter zur Ermittlung des Betriebspunkts des ersten Messpunkts bei Volllast im zweiten Versuch.

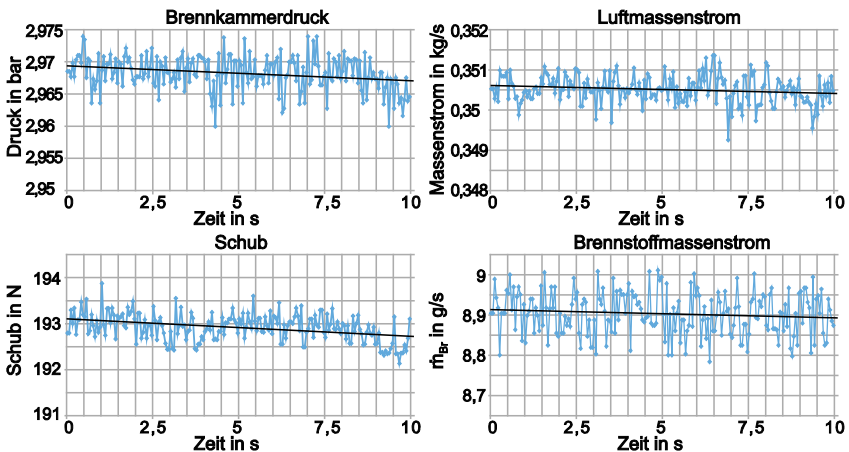


Abbildung 7.6: Zeitabhängige Abweichung der Leistungsmesswerte

Alle Werte zeigen einen fallenden Trend über die 10 s. Die größte Abweichung tritt mit einem Unterschied von 0,3 % zwischen erstem und letztem Betriebspunkt beim Brennstoffmassenstrom auf. Bei den restlichen Werten liegt die Abweichung

unter 0,1 %. Die Abweichungen rangierten weit unterhalb der Messunsicherheit. Die Differenz ist mit der vorliegenden Messtechnik praktisch nicht nachweisbar. Mit Ausnahme der Schubkraftmessung zeigen spätere Intervalle einen noch kleineren Drift. Die Schubmessung behält den Abfall der Messwerte über alle Intervalle bei und führt zu einer Gesamtabweichung zwischen erster und letzter Vollastmessung von 4,5 N beim ersten und 4,4 N beim zweiten Versuch. Die Verschiebung tritt bei beiden Versuchen gleichförmig auf. Die Abweichung von 2,2 % ist innerhalb der Messunsicherheit und damit nicht aussagekräftig. Das Kontrollthermometer am Kraftsensor kann während des gleichen Zeitraums nur eine Aufwärmung von etwa 0,5 °C in beiden Fällen feststellen. Laut Datenblatt würde das zu einer Abweichung von 0,01 % des gemessenen Werts führen, sodass eine Temperaturbeeinflussung des Kraftsensors ausgeschlossen werden kann. Ein anderer Aspekt sind die Federpakete der Aufhängung, die durch die Aufheizung an Vorspannung verlieren. Zwischen den beiden Kontrollmessungen zu Beginn und nach dem Abkühlen des Triebwerks ergibt sich eine Differenz bei der Kraftmessung von -1,5 N im ersten und -0,7 N im zweiten Versuch. Zum einen weist das auf einen Verlust an Vorspannung auf den Druckkraftsensor hin, zum anderen ist ein Großteil der Verschiebung reversibel und deutet auf eine Abhängigkeit vom Wärmeeintrag in die Struktur der Schubmesseinrichtung. Da sich beim Brennstoffmassenstrom keine Hysterese feststellen lässt, ist die Verschiebung der Schubkraft der Hauptgrund für die in [Abbildung 7.5](#) festgestellte Hysterese bei der TSFC-Kurve.

Die zufällige Messwertstreuung entsteht durch Störungen in der Sensorik und Signalübertragung, sogenanntes Messrauschen. Für eine hohe Qualität der Messung soll dieses innerhalb der Unsicherheit der Messkette aus Kapitel 6.4 liegen. Die zufällige Messwertstreuung kann auch aus Schwankungen der physikalischen Größe resultieren. Diese muss zur Bildung des Mittelwerts erfasst werden. Die Analyse bezieht sich dabei wieder auf die Parameter zur Ermittlung des Betriebspunkts. Die Drehzahl ist der Einstellwert und die Sollgröße für die Steuerung des Lastpunkts. Zwischen beiden Referenzmessungen liegt die mittlere Abweichung unter 0,25 % und die maximale unter ± 1 %. Beim Brennkammerdruck p_{BK} werden eine mittlere Abweichung von 0,1 % und Ausreißer von maximal $\pm 0,5$ % festgestellt. Bei beiden Versuchen lag die mittlere Abweichung des Luftmassenstroms unter 0,1 % und die maximalen Ausreißer unterhalb $\pm 0,4$ %. Die Abweichungen unterschreiten die berechneten Unsicherheiten der Messkette aus Kapitel 6.4 und erfüllen das Kriterium zu Messwertstabilität. Für die Schubmessung wird eine mittlere Abweichung bei beiden Versuchen unter 0,2 % oder maximal 0,35 N festgestellt. Die mittlere Abweichung liegt damit deutlich unterhalb der Abweichung der Messkette aus Kapitel 6.4.1 von $\pm 2,9$ N. Bei den Ausreißern wird ein deutlicher Unterschied zwischen Minimum und Maximum beobachtet. Das Maximum liegt 0,7 N bzw. 0,9 N über dem Mittelwert.

Das Minimum weicht hingegen um 6,1 N bzw. 5,2 N von Mittelwert ab. Diese Abweichung ist größer als die Messunsicherheit und kann nicht alleine mit Streuung erklärt werden. Die Analyse des zeitlichen Verlaufs von Intervallen mit hoher Abweichung in negativer Schubrichtung zeigt sporadisch auftretende Schubeinbrüche. Vermutlich ergibt sich durch die Vibration ein zyklisches Aufschwingen der Triebwerksaufhängung. Dem wirken nur die vorgespannten Federn entgegen, welche bei Volllast das Phänomen nicht vollständig dämpfen können. Die Schubminima treten nur in niedriger Frequenz auf und konnten in einem Messintervall maximal ein bis zweimal beobachtet werden. Die mittlere Abweichung der einzelnen Messintervalle deckt einen Bereich von 0,11 % bis 0,16 % ab, und entsprechend gering ist die Auswirkung dieser Schubeinbrüche.

Für die Messung des Brennstoffmassenstroms konnte eine mittlere Abweichung von maximal 0,5 % ermittelt werden. Beide Versuche zeigten dabei exakt gleiches Verhalten. Aus dem Zertifikat des Massendurchflussmessers kann jedoch ermittelt werden, dass diese Abweichung bereits grenzwertig über der Unsicherheit von 0,4 % des Messinstruments liegt. Mit maximalen Ausreißern von knapp unterhalb von ± 2 % zeigt sich hier eine erhöhte Streuung. Ursache könnten Vibrationen von Pumpe und elastischem Verhalten der Brennstoffschläuche sein.

Die Analyse der Werte zur Ermittlung des Betriebspunkts aus der Referenzmessung zeigt eine gute Reproduzierbarkeit und hohe Qualität der Messwerte. Die Laststufen können trotz Änderung des Umgebungsdrucks wiederholbar eingestellt werden, sodass sich in der ISA-korrigierten Betriebslinie des Verdichters eine hohe Übereinstimmung ergibt. Bei der Messung des schubspezifischen Verbrauchs wird eine Hysterese festgestellt. In geringem Umfang betreffen diese den Teillastbereich und sind unterhalb der Messunsicherheit. Während des Volllastbetriebs tritt ebenfalls eine geringere Hysterese bei der Schubmessung auf. Die Aufhängung des Triebwerks zur Schubmessung wird durch Wärmestrahlung der Düse aufgeheizt und beeinflusst die Struktur der Triebwerksaufhängung, erzeugt Wärmedehnungen und Änderungen in die Vorspannung der Schubmesseinrichtung. Dieser Mechanismus lässt sich bei Einhaltung des Testablaufs gleichförmig reproduzieren. Beim Vergleich der Schubkraft muss deswegen der Mittelwert über alle Messpunkte bei Volllast oder der gleiche Messpunkt herangezogen werden. Die zufällige Abweichung ist weitgehend innerhalb der ermittelten Unsicherheit der Messkette.

7.3.2 Analyse der Düsenströmung

Neben der Ermittlung der Betriebspunkte des Triebwerks wird aus der Referenzmessung auch der Ausgangszustand der Düsenströmung analysiert. Die [Abbildung 7.7](#) zeigt die Schlierenaufnahme der Standarddüse SN bei Volllast. Im Schlierenbild sind die individuellen Abmessungen und Positionen für die Standarddüse angegeben. Des Weiteren sind die Positionen der Sonden des

Ringmesssystems eingezeichnet. Die folgenden Diagramme sind nach den Definitionen in [Abbildung 7.7](#) beschriftet. Das Ringmesssystem kann für das Nahfeld aufgrund des sehr kurzen Düsenmantels der Standarddüse nicht direkt am Düsenaustritt platziert werden. Die Vermessung des Nahfelds wird deswegen mit einem axialen Offset von 16,1 mm durchgeführt.

Im Schlierenbild werden Änderungen der Dichte durch dunkle Bereiche dargestellt, siehe Kapitel 6.4.8. Da sich alle Ablenkungen des Lichtstrahls aufsummieren, wird Lage und Ausdehnung der Kernströmung verdeckt. Das Schlierenbild kann nur im Randbereich zwischen Scherströmung und Umgebung qualitativ bewertet werden. Anhand des Schlierenbilds wird die Grenzlinie der Scherströmung eingezeichnet. Der Öffnungswinkel dieser Linie zur Triebwerksachse beträgt bei der Standarddüse ca. 6° und wurde durch den Vergleich mit numerischen Ergebnissen in [130] bestätigt. Die Analyse des Videomaterials zeigt ein axial dominiertes Strömungsfeld. Am Rand der Scherströmung bilden sich kleinskalige Wirbelstrukturen.

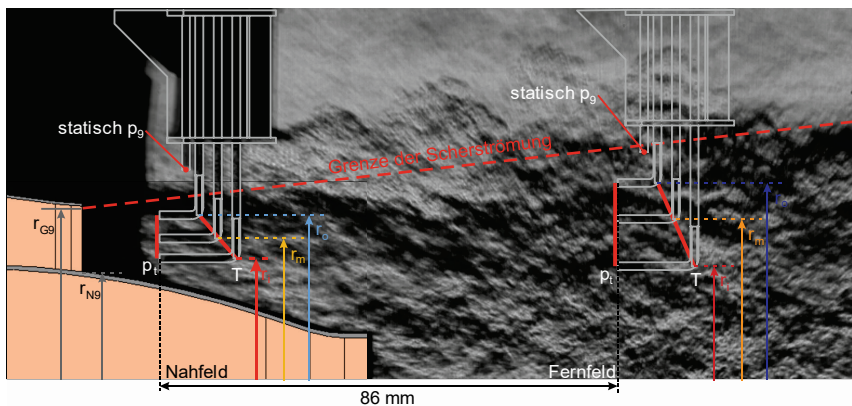


Abbildung 7.7: Position der Sonden und Auswertungsebenen bei der Vermessung der SN

Informationen über die Verhältnisse im Querschnitt der Düsenströmung liefern die Messwerte des Ringsystems. In [Abbildung 7.8](#) sind die Umfangsprofile der gemessenen Temperaturen im Volllastbetrieb mit Standarddüse eingezeichnet. Das Diagramm enthält die Profile der drei unterschiedlichen radialen Tiefen, sowohl für das Nahfeld direkt am Düsenaustritt, als auch für das Fernfeld. Ergänzend zum gemessenen Profil von T_{mess} sind auch die Werte und das Profil der Totaltemperatur T_t dargestellt. Die Totaltemperatur wurde mit Hilfe der Funktion (62) aus Kapitel 6.4.4 über einen Machzahl-abhängigen Recovery-Faktor bestimmt. Die [Tabelle 7.1](#) enthält die Werte zur Analyse der Düsenströmung im Nahfeld.

Tabelle 7.1: Temperaturwerte zur Analyse der Düsenströmung im Nahfeld der SN

	$T_{\text{mess},9,i}$ in °C	$T_{\text{mess},9,m}$ in °C	$T_{\text{mess},9,o}$ in °C
Mittlere Temperatur	801	656	298
Mittlere Abweichung	24	50	58
Maximaler Wert	849	771	433
Minimaler Wert	714	537	169
Differenz der mittleren Temperatur		145	358

Der schmale Wertebereich des Temperaturprofils $T_{\text{mess},9,i}$ zeigt eine gleichmäßige Temperaturverteilung und sehr niedrige Gradienten in Umfangsrichtung. Die geringe mittlere Abweichung spricht für kleine Schwankungen der Temperatur und folglich geringe Umfangsgradienten. Im Winkelbereich 225° bis 270° wird eine Temperatursenke mit knapp 700°C festgestellt. Die Differenz von nur 145°C zum Mittelwert des mittleren Temperaturprofils $T_{\text{mess},9,m}$ deuten auf einen allgemein flachen radialen Gradienten hin. Die mittlere Abweichung ist auf dem mittleren Profil etwa doppelt so hoch, sodass größere Umfangsgradienten in dieser radialen Tiefe vorkommen. Der Temperatureinbruch bei 270° bildet den tiefsten Punkt im Profil. Die Umfangsgradienten fallen etwas höher aus, wie sich aus dem gestiegenen Wertebereich ablesen lässt.

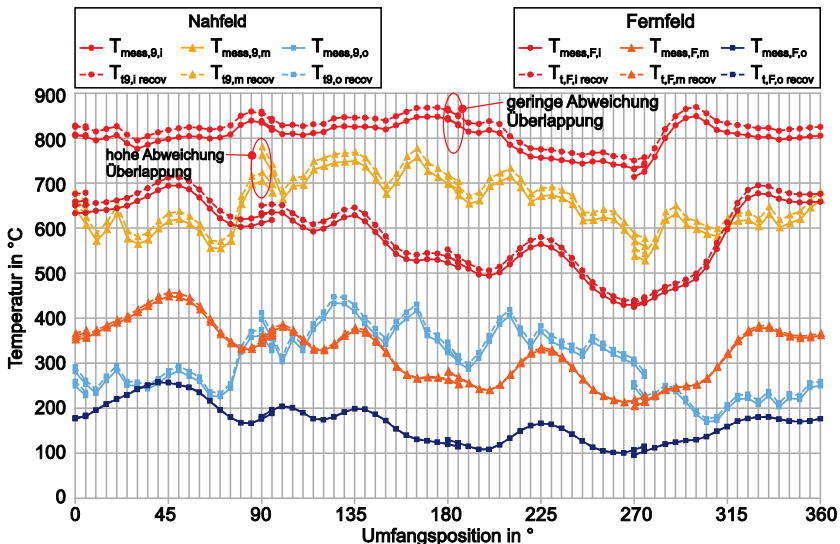


Abbildung 7.8: Analyse der Temperaturverteilung in der Düsenströmung der SN

Das gemessene Temperaturniveau auf dem äußeren Profil ist deutlich niedriger als die Temperatur der Kernströmung und bildet zu dieser ein starkes Temperaturgefälle. Unterschiede in Umfangsrichtung treten häufiger und mit höheren Änderungsraten auf. Die Stärke der Gradienten befindet sich, angelehnt an die vergleichbare mittlere Abweichung auf dem äußeren Profil, in einer gleichzusetzenden Größenordnung zum mittleren Bereich. Das Profil bildet außerdem im unteren Düsenbereich zwischen 90° bis 270° ein allgemein höheres Temperaturniveau.

Die Kombination der Informationen aus den Profilen im Nahfeld aus [Abbildung 7.8](#) mit dem Schlierenbild und der Position der Sonden aus [Abbildung 7.7](#) zeigt, dass die radiale Position r_i in der Kernströmung der Düsenströmung liegt. In dieser radialen Tiefe sind nur geringe Temperaturgradienten in radialer, axialer und Umfangsrichtung zu finden. Der Gradient und damit die Intensität des Strömungs- und Wärmeaustausches ist nach außen hin niedrig. Die radiale Position r_m ist bereits im Übergangsbereich zwischen der Kernströmung und der Scherströmung positioniert. Die Ausdehnung der Scherströmung ist kurz hinter der Düse schmal. Die Folge sind größere Temperaturgradienten in radialer und Umfangsrichtung. Im äußeren Bereich auf Radius r_o zeichnen die Messfühler einen langsamen radialen Austauschprozess auf.

Das schwankende Temperaturniveau auf dem äußeren Temperaturprofil r_o hängt vermutlich mit einer Abweichung bei der coaxialen Ausrichtung zwischen Triebwerk und Ringmesssystem zusammen. Weicht das Ringmesssystem in der Höhe zum Triebwerk ab, ragen die Messsonden im unteren Bereich weiter in die Düsenströmung hinein und es wird eine höhere Temperatur gemessen.

Um weitere Informationen über die Intensität des Austausches mit der Umgebung zu erhalten, werden die Profile r_i , r_m und r_o im Fernfeld der Düsenströmung der Standarddüse SN in [Abbildung 7.8](#) betrachtet. Die [Tabelle 7.2](#) fasst die Werte zur Analyse des Mischprozesses in der Düsenströmung zusammen.

Tabelle 7.2: Temperaturwerte zur Analyse der Düsenströmung im Fernfeld der SN

	$T_{\text{mess,F,i}}$ in $^\circ\text{C}$	$T_{\text{mess,F,m}}$ in $^\circ\text{C}$	$T_{\text{mess,F,o}}$ in $^\circ\text{C}$
Mittlere Temperatur	577	330	165
Mittlere Abweichung	69	55	34
Maximaler Wert	695	457	257
Minimaler Wert	425	213	96
Differenz der mittleren Temperatur		247	165

Die radiale Tiefe r_i des Fernfelds liegt aufgrund des Kreisquerschnitts näher an der Achse als im Nahfeld, da dort der Strömungsquerschnitt den Innenkonus ausspart und folglich eine Ringfläche bildet. Dennoch ist die mittlere gemessene Temperatur auf dem inneren Profil um 224 °C niedriger als direkt hinter der Düse. Die niedrigere Temperatur wird durch die Mischung getrieben und vom Wärme- und Stofftransport von außen nach innen erreicht. Die Gradienten in Umfangsrichtung auf dem inneren Profil sind gestiegen. Die erhöhte Variation der Messpunkte auf dem Profil weist auf eine stärkere zeitliche Schwankung der Temperatur hin. Diese Verhältnisse ähneln der Mischintensität, die zuvor im Bereich der Scherströmung auf dem mittleren Radius des Nahfelds festgestellt wurde. Die Schlussfolgerung liegt nahe, dass sich im Fernfeld der Einfluss der Scherströmung bis in den Bereich des inneren Messradius r_i erstreckt. Die Differenz des mittleren Temperaturniveaus zwischen innerem und mittlerem Profil ist angestiegen und bildet nun den steilsten radialen Gradienten in der Düsenströmung. Die intensive Mischung führt zu einer Halbierung der mittleren Temperatur auf dem mittleren Profil im Vergleich zum Nahfeld. Der Wertebereich und die Schwankung der Temperaturwerte auf dem mittleren Profil ist ähnlich zum Nahfeld geblieben. Die Temperaturen im äußeren Bereich haben sich denen auf dem mittleren Profil deutlich angenähert. Der radiale Gradient wurde durch die Mischung abgebaut. Das Temperaturniveau auf dem äußeren Profil liegt im Bereich 0 bis 90° und 270° bis 360° ähnlich zum äußeren Profil im Nahfeld. Die niedrige Schwankung der Messpunkte spricht für eine geringe Schwankung der Temperatur. Der Mischprozess verlangsamt sich, da die treibenden radialen und umfangsgerichteten Gradienten schwächer werden.

Aus den Ergebnissen der sich überlappenden Bereiche der Sondenarme (siehe [Abbildung 7.1](#)) lassen sich einige Rückschlüsse auf die Positionierungsgenauigkeit ziehen. Besonders auffällig ist die hohe Abweichung bei Position 90° auf dem Radius r_m . An der Position wird zu Beginn der Messung vom Sondenarm mit der Anfangsposition 90° eine Temperatur $T_{\text{mess},9,m}$ von 771 °C gemessen. Der nachfolgende Sondenarm mit der Anfangsposition 0° misst beim Erreichen derselben Stelle nach etwa 10 min eine ca. 50° C niedrigere Temperatur $T_{\text{mess},9,m}$. Die Überlagerung mehrerer Ursachen kann dafür verantwortlich gemacht werden. Im Folgenden werden diese analysiert und deren Anteil abgeschätzt.

Zum einen können zeitliche Veränderungen der lokalen Temperatur in diesem Bereich vorkommen. Bei der Wiederholungsmessung des Sondenarms mit der Anfangsposition 90° an derselben Stelle wird nur eine Abweichung von maximal 10 °C festgestellt. Die Positionen der Messsonden verändern sich durch die Wärmeausdehnung der Sondenarme. Dies ist bereits in der Abweichung von 10 °C aus der Wiederholungsmessung eingepreist. Die Justierung der radialen Positionen mit den Ausrichtungsschablonen erreicht eine Genauigkeit von ± 1 mm (siehe [Abbildung 6.12](#)). Auf Basis des radialen Gradienten an dieser Stelle

resultierten daraus ca. 15 °C Abweichung. Der Gradient in Umfangsrichtung von ca. 16 °C/° bei einer Positioniergenauigkeit des Ringmesssystems von $\pm 2^\circ$ bedeutet eine Abweichung von ca. 32 °C . Die Temperaturspitze wurde weder vom Messpunkt davor noch vom nachfolgenden aufgezeichnet. Der Umfangsgradient trägt somit nicht zur Abweichung an der Position bei. Durch die thermische Trägheit der Thermoelemente hinkt der gemessene Wert der Änderung der realen Temperatur hinterher. Dies soll durch die Haltezeit vermieden werden. Die Haltezeit von 10 s vor der Messung könnte bei großen Temperaturgradienten daher zu kurz gewesen sein. Die Abweichung betrifft den Sondenarm, der am Anfang der Düsenströmung bei 0° startet. Dieser bewegt sich am Ende der Vermessung der Düsenströmung von Position 85° auf 90° und erreicht die betreffende Stelle. Die [Abbildung 7.9](#) zeigt die zeitliche Auflösung der Messung des entsprechenden Sondenarms nach Erreichen der Position 90° und der Haltezeit von 10 s. Der zeitliche Verlauf offenbart eine Abnahme der gemittelten Temperatur von ca. $0,4\text{ °C}$ pro Sekunde. Die fallende Trendlinie zeigt ein Hinterherhinken der Temperaturmessung. Die geringe resultierende Abweichung von -4 °C spricht dafür, dass die Haltezeit auch bei hohen Gradienten ausreichend ist. Die Summe der Abweichungen reicht nicht aus um die Differenz zu verursachen.

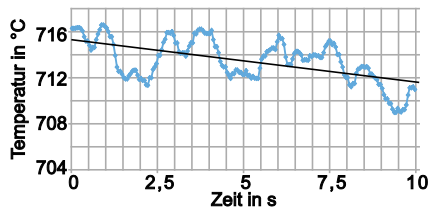


Abbildung 7.9: Temperaturdrift am Thermoelement bei Überlappung

Unbekannt bleibt die Abweichung durch die Positionsabweichung in axialer Richtung der Sonden. Mit zunehmendem Abstand zum Düsenaustritt vergrößert sich die radiale Ausdehnung der Scherströmung in der Düsenströmung. Durch die axiale Verschiebung infolge des Strömungsdrucks und der Wärmebelastung rutscht die Sonde weiter in die Scherströmung. Entsprechend kann hieraus eine größere Abweichung entstehen. Größere Abweichungen mit mehr als 50 °C bei der Überlappung konnten nicht festgestellt werden. Von den zwölf Bereichen mit Überlappung sind lediglich drei außerhalb der Messunsicherheit der Thermoelemente. Die Positionsabweichung der Messsonden zueinander wird folglich als gering bewertet. Daraus resultiert eine hohe Genauigkeit der Vermessung der Düsenströmung. In [Abbildung 7.10](#) sind die Profile im inneren, mittleren und äußeren Bereich wieder nach Nah- und Fernfeld aufgeteilt. Die [Tabelle 7.3](#) enthält die Werte zur Beurteilung der Mischgeschwindigkeit.

Tabelle 7.3: Geschwindigkeitswerte zur Analyse der Düsenströmung der SN

		C_i	C_m	C_o
		in m/s	in m/s	in m/s
Nahfeld	Mittlere Geschwindigkeit	529	504	356
	Mittlere Abweichung	12	10	41
	Maximaler Wert	559	533	444
	Minimaler Wert	467	474	273
	Differenz der mittleren Geschwindigkeit	25	148	
Fernfeld	Mittlere Geschwindigkeit	432	203	79
	Mittlere Abweichung	49	44	22
	Maximaler Wert	508	315	138
	Minimaler Wert	324	122	37
	Differenz der mittleren Geschwindigkeit	229	124	

Die Betrachtung von $c_{9,i}$ und $c_{9,m}$ im Nahfeld präzisiert die Lage der Sonden zur Kernströmung. Beide Geschwindigkeitsprofile besitzen einen ähnlichen Mittelwert von etwa 500 m/s. Dieser Wert weicht nur geringfügig von der aus Schub und Massenstrom berechneten mittleren Austrittsgeschwindigkeit von 545 m/s ab. Die Messpositionen liegen demnach in der Kernströmung.

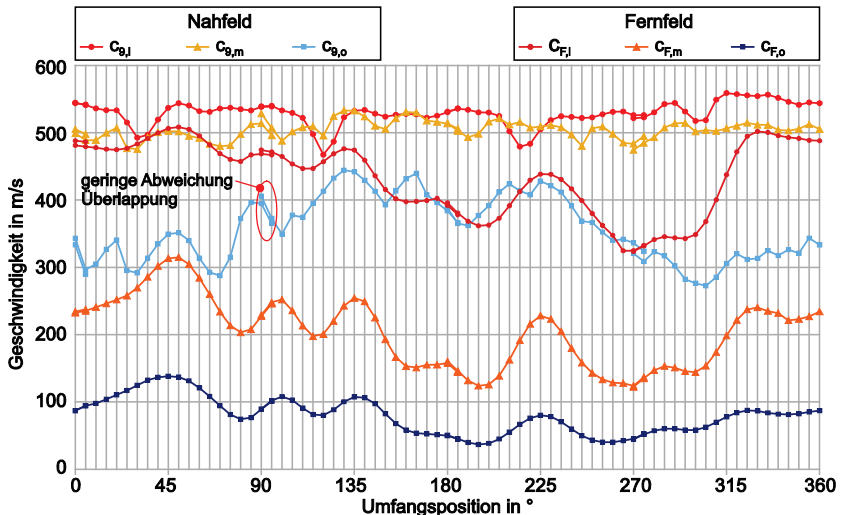


Abbildung 7.10: Analyse der Geschwindigkeitsverteilung in der Düsenströmung der SN

Das äußere Profil für $c_{9,o}$ im Nahfeld zeigt eine niedrigere mittlere Geschwindigkeit. Die reduzierte Geschwindigkeit spricht für eine Position in der beginnenden Scherströmung. Der radiale Gradient zur stehenden Umgebung ist groß. Die mittlere Abweichung ist auf allen Profilen sehr niedrig. Der Impulsaustausch durch Umfangsgradienten wird gering eingeschätzt. Im Nahfeld der Standarddüse SN liegt der Mischgrad β_{Mix} bei 1,032. Der Mischgrad unterscheidet dabei nicht, ob die Verteilungsunterschiede in radialer Richtung oder im Umfang auftreten. Die berechneten Werte zeigen, dass das Geschwindigkeitsprofil kurz nach dem Austritt aus der Standarddüse im Nahfeld sehr gleichmäßig ist.

Der Vergleich mit den Geschwindigkeitsprofilen im Fernfeld in [Abbildung 7.10](#) zeigt, dass die innere Sonde auf Radius r_i weiterhin in der Kernströmung positioniert ist. Die mittlere Geschwindigkeit $c_{F,i}$ sinkt etwa 100 m/s unterhalb des Mittelwerts im Nahfeld. Die mittlere Geschwindigkeit auf den Profilen $c_{F,m}$ und $c_{F,o}$ ist hingegen stärker verzögert worden.

Der Impulsaustausch in der Scherströmung verteilt die kinetische Energie auf eine größere Masse und damit auch auf eine größere Querschnittsfläche. Der größte radiale Gradient besteht nun zwischen mittlerem und innerem Bereich und konzentriert den Mischprozess in diesem Bereich. Die mittlere Abweichung ist zwar leicht angestiegen, befindet sich aber immer noch auf einem niedrigen Niveau. Der Impulsaustausch im mittleren und äußeren Bereich nimmt immer stärker ab, da die treibenden Gradienten in Umfangsrichtung fehlen und in radialer Richtung stark abgebaut wurden. Im Fernfeld der Standarddüse SN liegt der Mischgrad β_{Mix} bei 1,42. Die geringe Änderung gegenüber dem Nahfeld ist das Ergebnis eines langsamen Mischprozesses. Der Mischprozess wird hauptsächlich durch radiale Gradienten getrieben. Aufgrund der niedrigen induzierten Mischgeschwindigkeit sind im Fernfeld immer noch große Geschwindigkeitsdifferenzen aufzufinden.

7.3.3 Schlussfolgerungen zur Düsenströmung der Standarddüse

Die Heißgasströmung tritt in der Ebene 5 in die Düse ein. An der Austrittsebene der Düse trifft die Strömung mit hoher Geschwindigkeit auf die stehende Umgebungsluft. Durch den Kontakt mit dieser baut sich langsam eine Scherschicht auf, in welcher der Mischprozess beginnt. Die Mischung wird in erster Linie durch radiale Gradienten zur Umgebung und Umfangsgradienten in der Düsenströmung getrieben. Die Scherströmung führt über den radialen Wärme- und Stofftransport zur Einmischung des Umgebungsmediums in die Düsenströmung. Gradienten innerhalb der Düsenströmung in radialer und Umfangsrichtung werden über den Austausch abgebaut.

Die Entstehung bzw. Ursache der Gradienten wird von mehreren Phänomenen initiiert. Diese lassen sich anhand der Ergebnisse der Vermessung der Düsenströmung mit der Standarddüse genauer zuordnen. Zwei Mechanismen überlagern sich dabei: Strömungs- und Temperaturgradienten aus dem Triebwerk selbst und Strömungsbeeinflussung durch Geometrie und Austrittskontur der Düse.

In der Austrittsebene der Standarddüse ist vorwiegend der erste Mechanismus aktiv, da die kurze, rotationssymmetrische Standarddüse die Strömung vorwiegend beschleunigt und leitet. Die Austrittskontur der Düse wirkt an dieser Stelle noch nicht. Der Ursprung der bestehenden Gradienten in der Nahfeldmessung der Standarddüse entstammen also hauptsächlich den vorgelagerten Komponenten des Triebwerks.

Die Brennkammer nimmt Einfluss auf die Verteilung am Eintritt in die Düse, wie bereits in Kapitel 2.1 angedeutet wurde. Die Veröffentlichung von Hirndorf et al. [140] zur numerischen Untersuchung der Brennkammer kleiner Turbojet-Triebwerke liefert hierzu Erkenntnisse. Der Verdichter bzw. der Stator des Verdichters hinterlässt am Austritt einen Restdrall in der Strömung und beeinflusst die nachfolgende Komponente Brennkammer. In Abhängigkeit des Winkels verlagert sich die Strömung in der Brennkammer in radialer Richtung. Das hat wiederum Einfluss auf die Verbrennung und verändert die radiale Temperaturverteilung am Austritt der Brennkammer. Ein weiterer Interaktionsmechanismus findet nach [140] zwischen den Verdampfersticks und den Kühlluftbohrungen in den Brennkammerwänden statt. Abhängig von der Lage zueinander wird die radiale Temperatur- und Strömungsverteilung verschoben. Die Untersuchung von Hupfer [30] zeigt die Auswirkung der Anzahl und Anordnung der Sticks auf die Umfangsverteilung der Temperatur am Austritt aus der Brennkammer. Lokale Minima und Maxima der Temperatur von ± 200 °C und starke Umfangsgradienten können daraus resultieren.

Die Abbildung 7.11 zeigt die Draufsicht auf die Austrittsebene der Brennkammer. Dieses hat eine Brennkammer mit 12 Sticks und sollte damit nach [25] eine gleichmäßigere Temperaturverteilung als die Brennkammer mit 9 Sticks aus dem Triebwerk in [26] haben. Die Orientierung der Brennkammer zur Düse ist aufgrund der Montageschraube am Triebwerk bekannt und in Abbildung 7.11 eingetragen. Die Temperaturschwankungen in [25] erreichten Abweichungen vom Mittelwert von bis zu ± 10 %. Die Temperaturspitzen in Abbildung 7.8 erreichen auf dem inneren Profil im höchsten lokalen Maximum + 6 % und im lokalen Minimum - 10 %. Vorallem die Hotspots in der Brennkammer wurden folglich reduziert. Die zwölf Sticks der Brennkammer können keinen Spitzen in den Profilen in Abbildung 7.8 zugeordnet werden. Das auffällige Temperaturminimum zwischen 225° und 270° könnte mit der Lage der Glühkerze zusammenhängen. Beim Start des Triebwerks

wird für die Funktion der Verdampfersticks eine initiale Flamme zur Aufheizung der Brennkammer durch die elektrische Glühkerze benötigt. Im Betrieb kann die Glühkerze die Strömung in der Brennkammer stören. Die Glühkerze liegt jedoch auf Position 180°. Die Richtung der Verschiebung passt somit nicht mit der Drehrichtung des Turbinenrads zusammen.

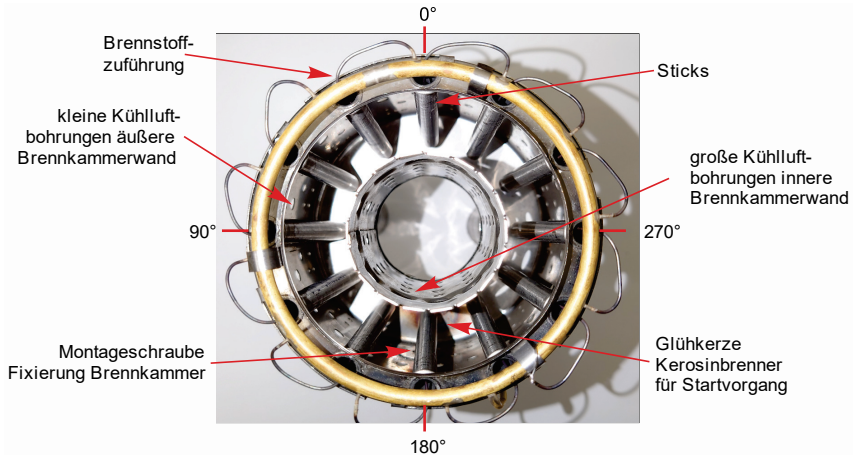


Abbildung 7.11: Brennkammer des 200-N-Triebwerks

Die Heißgasströmung tritt aus der Brennkammer in den Turbinenstator ein und baut Drall auf, der wiederum vom Turbinenrad abgebaut wird. Zum einen erfolgt dadurch eine Verschiebung der Störungen aus der Brennkammer in Umfangsrichtung. Zum anderen wird in Realität eine vollständig drallfreie Abströmung nicht erreicht. Der Restdrall erzeugt ebenfalls Gradienten in Umfangsrichtung beim Eintritt in die Düse in Ebene 5. Die vier deutlichen lokalen Minima auf dem inneren Geschwindigkeitsprofil in [Abbildung 7.10](#) decken sich jedoch mit der Lage der Halterungen des Innenkonus der Düse und sind kein Phänomen der Brennkammer.

Die zuvor beschriebenen Mechanismen erzeugen also schon vor der Düsengeometrie Gradienten und beeinflussen die Mischung. Besonders bei Düsen mit niedriger Mischfähigkeit sind diese maßgeblich für die induzierte Mischungsgeschwindigkeit. Bei den folgenden Düsen mit erhöhter Mischungsgeschwindigkeit wird der Einfluss durch die Geometrie verstärkt und überlagert die Gradienten aus dem Triebwerk.

7.4 Vermessung von Primärdüsen mit höherer Mischfähigkeit

Um bei kleinem Bauvolumen der Ejektordüse die Schubverstärkung zu maximieren muss die Mischgeschwindigkeit gesteigert werden. Der Stand der Technik in Kapitel 4.2.1 hat bereits gezeigt, dass Einzeldüsen mit Kreis- oder Ringquerschnitt dafür ungeeignet sind. Deshalb wurden eine Vielzahl von Konzepten zu Primärdüsen mit erhöhter induzierter Mischgeschwindigkeit entwickelt.

Für das 200-N-Triebwerk wird eine Düse mit gezackter Austrittskante mit sieben Zacken CVN in die Untersuchung mit einbezogen, eine sogenannte Chevrongüse. Die Zacken erhöhen die Austauschoberfläche zwischen Strahl und Umgebung und erzeugen verstärkt Wirbelstrukturen zur Erhöhung der Mischgeschwindigkeit. Dieser Düsentyp, der ursprünglich zur Reduktion der Lärmemission entwickelt wurde, wurde bisher noch nicht in Kombination mit einer Ejektordüse verwendet, obwohl die erhöhte Mischgeschwindigkeit den Einsatz sinnvoll erscheinen lässt.



Abbildung 7.12: Chevrongüse CVN (links), blütenförmige Primärdüsen LMN (Mitte) und LMN-Sc (rechts)

Das Ejektordüsenkonzept von Presz et al. [47] setzte auf blütenförmige Primärdüsen und erreichte damit eine kompakte Bauweise mit hoher Schubverstärkung für Schubtriebwerke. Solche Düsen werden für kleine Turbojet-Triebwerke bisher noch nicht angeboten. Aus den Informationen aus der Referenzmessung wurden zwei blütenförmige Primärdüsen LMN mit acht Blüten nach dem in Kapitel 5.2 beschriebenen Verfahren entwickelt. Die Düsen wurden mittels additiver Fertigung nach dem Verfahren des selektiven Laserschmelzens SLM aus einer Nickelbasislegierung hergestellt. Eine der beiden Düsen wurde mit Ausschnitten versehen. Die Ausschnitte der LMN-„Scalloped“ sollen die Mischfähigkeit nach [94] noch einmal deutlich steigern. Beide blütenförmige Primärdüsen wurden mit einem konturierten Innenkonus konstruiert. Das Konzept basiert auf den Erkenntnissen aus [77] an rechteckigen blütenförmigen Primärdüsen. Daraus geht hervor, dass gestaffelte Blüten zu einer Steigerung der Mischgeschwindigkeit führen. Die Kontur des Innenkonus entsteht durch denselben mäanderförmigen Querschnitt, wie auch bei den Blüten des Außenmantels. Die Blüten sind um einen halben

Segmentwinkel Θ in der Phase verschoben. Des Weiteren war zum Zeitpunkt der Entwicklung die Flächenoptimierung nach Kapitel 5.2 noch nicht als Algorithmus verfügbar. Zur Auslegung der blütenförmigen Primärdüsen an das Triebwerk wurden das Düsendruckverhältnis Π_D , die Düseneintrittstemperatur T_{15} , der Gesamtmassenstrom \dot{m}_4 sowie die Umgebungsbedingungen aus der Referenzmessung vorgegeben. Die zusätzlichen Freiheitsgrade durch die Kontur des Innenkonus konnten zur Anpassung des Durchströmungsquerschnitts genutzt werden. Aufgrund der stark gesteigerten Oberfläche der blütenförmigen Primärdüsen muss die Austrittsfläche A_9 geringfügig größer sein, um das gleiche Düsendruckverhältnis der anderen Düsen zu erreichen. Diese Voraussetzung ist notwendig, da nur so ein unveränderter thermodynamischer Kreisprozess gewährleistet werden kann. Die Optimierung wird deswegen in einer numerischen Simulation durchgeführt, welche in einem späteren Kapitel dargelegt wird. Die Ergebnisse sollen eine ausführliche numerische Parameterstudie zur Steigerung der Mischgeschwindigkeit bei blütenförmigen Primärdüsen vorbereiten.

7.4.1 Auswertung der Leistungsdaten der Primärdüsen mit Mischfähigkeit

Um die Schubsteigerung durch die Ejektordüse zu isolieren muss der Anteil der Schubänderung durch die modifizierte Primärdüse ermittelt werden. Die Temperatur im Testraum wurde bei allen Versuchen auf $22,5\text{ °C}$ mit einer Toleranz von $\pm 0,5\text{ °C}$ durch die Lüftungsanlage konstant eingestellt. Die Messwerte für den Luftmassenstrom werden Machzahl-ähnlich auf ISA-Bedingungen referenziert. Das linke Diagramm in [Abbildung 7.13](#) wird zur Bewertung der Reproduzierbarkeit genutzt und zeigt die Betriebslinien des Verdichters aller Versuche im Vergleich zur Referenzmessung.

Die Betriebslinien des Verdichters liegen dabei praktisch aufeinander. Die höchsten betragsmäßigen Abweichungen bei Volllast eines Versuchs von der Referenz liegen bei der Drehzahl bei $0,02\%$, beim korrigierten Luftmassenstrom bei $0,3\%$ und beim Triebwerksdruckverhältnis bei $0,6\%$. Lediglich eine Betriebslinie des Verdichters beim Versuch 2 mit der LMN-Sc hat einen durchgängigen Abstand zur Referenzlinie. Die Abweichung bei Volllast zu Referenz beim Triebwerksdruckverhältnis beträgt $-2,6\%$. Als Grund für die Abweichung konnte im Nachgang der Versuche eine undichte Verbindung am Anschluss des Drucksensors identifiziert werden. Da bei den Werten der Drehzahl, des korrigierten Massenstroms und des Brennstoffverbrauchs die Abweichungen unter der Messunsicherheit bleiben, kann davon ausgegangen werden, dass auch während dieser Versuchsreihe das Triebwerk im Referenzzustand betrieben wurde.

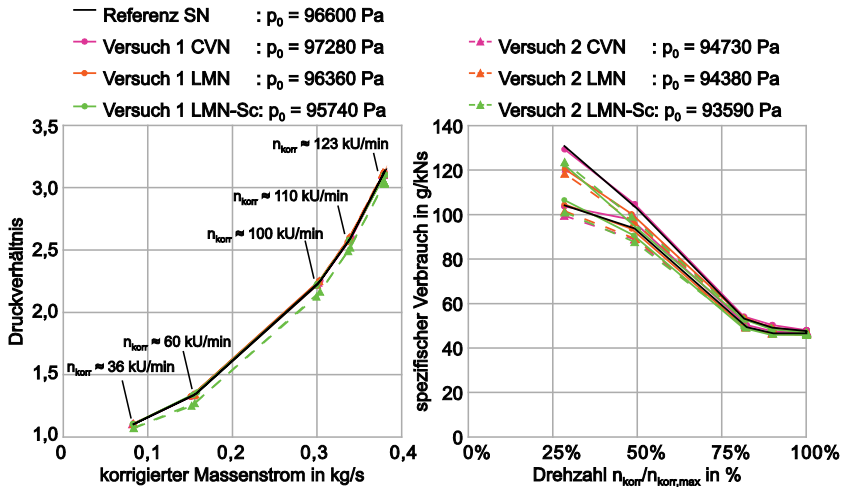


Abbildung 7.13: Reproduzierbarkeit der Betriebspunkte des Triebwerks mit verschiedenen Düsen

Das Diagramm zum spezifischen Verbrauch in Abhängigkeit der Drehzahl wird in Abbildung 7.13 dargestellt. Die höchste durchschnittliche Abweichung der Mittelwerte liegt beim korrigierten Schub betragsmäßig bei 2,3 % und befindet sich unterhalb der Messunsicherheit. Bei den unterschiedlichen Düsentypen lässt sich eine Tendenz erkennen. Beide Versuche mit der Chevondüse erreichen einen 2 % niedrigeren korrigierten Schub. Der Unterschied zwischen beiden Versuchen beträgt ähnlich zur Referenzmessung 0,3 %. Die blütenförmige Primärdüse LMN erzeugt in beiden Versuchen nahezu identische Schubkraft, wie die Referenzdüse mit einer Abweichung von 0,3 %. Die blütenförmige Primärdüse mit Ausschnitten LMN-Sc rangiert im Bereich der Chevondüse. Im Vergleich zur Referenz werden 2 % niedrigere Werte beim korrigierten Schub ermittelt. Der Unterschied zwischen beiden Versuchen liegt wieder bei 0,3 %. Die genannten Differenzen liegen innerhalb der Messunsicherheit. Die Unterschiede sind entsprechend nicht eindeutig nachweisbar. Im Rahmen der Messgenauigkeit erreichen alle Düsentypen den gleichen korrigierten Schub. Der spezifische Verbrauch konnte mit einer maximalen betragsmäßigen Abweichung unter 2 % reproduziert werden. Die Abweichungen beim TSFC resultieren hauptsächlich aus unterschiedlichen Brennstoffmassenströmen in den Versuchen. Die Abweichung mit maximal -6,2 % kann mit der vorliegenden Messgenauigkeit erfasst werden. Der Vergleich der Abweichung von Umgebungsluftdruck und Brennstoffmassenstrom zwischen den einzelnen Versuchen zeigt einen gewissen Zusammenhang. Die höchste Abweichung beim Brennstoffmassenstrom von -6,2 % tritt beim Versuch 2 der LMN-Sc auf. Bei diesem Versuch wird auch die höchste Abweichung zur Referenz beim Umgebungsluftdruck von -3,1 % festgestellt. Die Abweichungen zur

Referenz der unterschiedlichen Versuche werden aus den Mittelwerten aller bei Vollast aufgezeichneten Daten gebildet und sind in Tabelle 7.4 zusammengefasst. Zu jedem Wert werden 4.200 Einzelmesswerte erfasst, sodass die Ergebnisse als repräsentativ angesehen werden können.

Tabelle 7.4: Abweichungen zu Referenz bei der Versuchsreihe zu verschiedenen Düsen

Düse	Versuch	p_0	n_{korrr}	\dot{m}_{korrr}	Π_{TW}	\dot{m}_{Br}	F_{korrr}	TSFC
SN	2	- 1,6 %	- 0,01 %	- 0,20 %	- 0,05 %	- 2,45 %	+ 0,3 %	+ 1,6 %
	1	- 0,7 %	- 0,01 %	+ 0,25 %	- 0,35 %	- 0,7 %	- 2,3 %	+ 0,9 %
CVN	2	- 1,9 %	- 0,00 %	- 0,25 %	- 0,50 %	- 3,9 %	- 2,0 %	- 0,2 %
	1	- 0,3 %	- 0,02 %	+ 0,05 %	- 0,15 %	- 1,1 %	+ 0,25 %	- 1,3 %
LMN	2	- 2,3 %	- 0,00 %	- 0,30 %	- 0,20 %	- 3,7 %	- 0,20 %	- 1,4 %
	1	- 0,9 %	- 0,01 %	+ 0,25 %	- 0,60 %	- 4,1 %	- 2,0 %	- 1,3 %
LMN-Sc	2	- 3,1 %	- 0,02 %	+ 0,20 %	- 2,65 %	- 6,2 %	- 2,2 %	- 1,3 %

Die Daten zum Brennstoffmassenstrom in Tabelle 7.4 zeigen, dass eine Beeinflussung der Leistung durch den jeweiligen Düsentyp nicht ausgeschlossen werden kann. Allerdings scheint dieser in einer ähnlichen Größenordnung, wie der Einfluss des Umgebungsdrucks zu liegen. Die Abweichungen beim korrigierten Schub liegen durchweg unterhalb der Messunsicherheit. Die neu designten blütenförmigen Düsen LMN und LMN-Sc zeigen trotz der erhöhten Oberfläche eine leichte Tendenz zur Verbesserung beim TSFC. Der Unterschied ist jedoch zu gering und besitzt keine Aussagekraft. Insgesamt erreicht das Triebwerk mit allen Düsen eine vergleichbare Schubleistung und Effizienz. Bei der Messung des Schubs bei Vollast wird bei allen Versuchen nahezu exakt eine Hysterese mit 2 % Abweichung zwischen erstem und letztem Wert festgestellt. Die Hysterese zwischen erster und letzter Leerlaufmessung beträgt 3 N \pm 0,5 N. Die Abweichung durch wärmeinduzierte Verformungen tritt damit bei allen Versuchen gleichförmig auf. Die Qualität der Messwerte wurde ebenfalls untersucht. Die Verhältnisse sind nahezu identisch zur Referenzmessung und werden deswegen nicht weiter ausgeführt.

7.4.2 Analyse der Chevrongdüse CVN

Im Weiteren wird die Chevrongdüse CVN analysiert, um detaillierte Informationen zur Mischfähigkeit der gezackten Austrittskante zu gewinnen. Die Zacken erhöhen die Länge der Austrittskante um ca. 40 % im Vergleich zur Standarddüse. Die größere Austauschfläche und die Bildung von lateralen Wirbelstrukturen aufgrund des axialen Versatzes der Austrittskante soll die Mischgeschwindigkeit erhöhen. Die [Abbildung 7.14](#) dokumentiert die individuelle Lage und Position der Chevrongdüse CVN, der Sonden bei der Nah- und Fernfeldmessung, sowie der Auswertungsebenen. Da die Basiskontur von Chevrongdüse CVN und Standarddüse SN nahezu gleich ist, werden die gleichen radialen Tiefen verwendet. Die Chevrongdüse ist jedoch länger als die Standarddüse. Deswegen kann das Ringmesssystem diesmal näher an die Austrittsebene herangefahren werden.

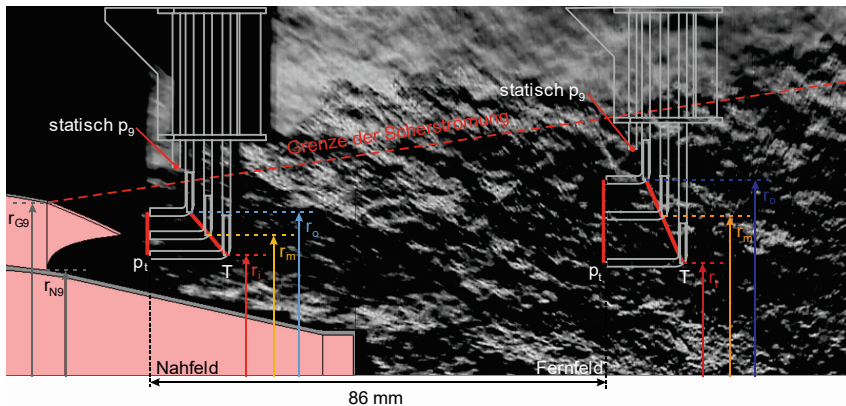


Abbildung 7.14: Position der Sonden und Auswertungsebenen bei der Vermessung der CVN

Die Linie zur Grenze der Scherströmung wird aus der Schlierenaufnahme bestimmt und ergibt ca. 9° . Das Schlierenbild zeigt die Scherschicht am Fuß des Zackens. Der Vergleich mit numerischen Daten aus [130] führte zu einem leicht flacheren Winkel von 8° . Der Winkel ist höher, als die 6° der Standarddüse. Der Winkel der Scherströmung von 9° muss jedoch als maximaler Winkel interpretiert werden. An der Spitze des Zackens wird die Strömung stärker in axiale Richtung gelenkt, während die Strömung am Fuß des Zackens früher und weiter nach außen laufen kann. Durch die erhöhte Mischintensität wird der Abgasstrahl stärker aufgespreizt. Im Videomaterial kann die stärkere Spreizung des Strahls beobachtet werden. Die erwarteten verstärkten Wirbelstrukturen sind jedoch nicht sichtbar. Das Strömungsverhalten ähnelt stark der Strömung der Standarddüse. In der Auswertung der Messdaten des Ringmesssystems werden die Temperaturprofile im Nahfeld in [Abbildung 7.15](#) dargestellt. Die [Tabelle 7.5](#) enthält die Werte zur Analyse der Düsenströmung.

Tabelle 7.5: Temperaturwerte zur Analyse der Düsenströmung im Nahfeld der CVN

	$T_{\text{mess},9,i}$ in °C	$T_{\text{mess},9,m}$ in °C	$T_{\text{mess},9,o}$ in °C
Mittlere Temperatur	760	563	264
Mittlere Abweichung	54	150	140
Maximaler Wert	861	863	718
Minimaler Wert	594	204	51
Differenz der mittleren Temperatur		197	299

Das Profil auf dem inneren Radius r_i erreicht an sechs Stellen lokale Temperaturmaxima und deutet bereits auf den Einfluss der Zacken hin. Lediglich der Zacken bei etwa 245° ist nicht erkennbar. Dieser liegt in einem Bereich der minimalen Temperatur, der auch im Profil der Standarddüse SN in [Abbildung 7.8](#) festgestellt wurde. Die mittlere Temperatur im Vergleich zur Standarddüse liegt lediglich ca. 40°C niedriger. Die Gradienten in Umfangsrichtung sind höher und häufiger. Das Temperaturgefälle zum mittleren Bereich nimmt zu. Die Schwankungen auf dem mittleren Profil haben deutlich zugenommen und bilden sieben Zonen mit hohen Umfangsgradienten.

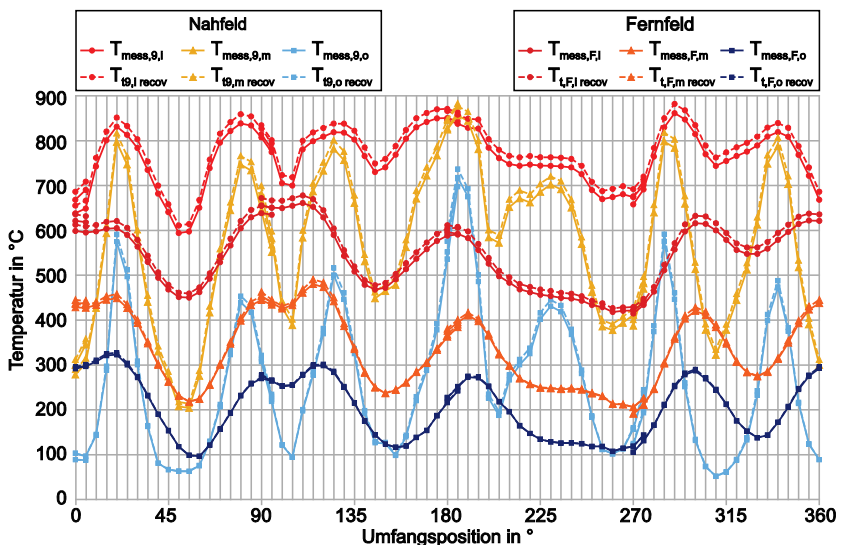


Abbildung 7.15: Analyse der Temperaturverteilung in der Düsenströmung der CVN

Die Temperatur steigt bei einer Strecke von ca. 20 mm oder 45° auf dem mittleren Radius teilweise um 600°C . Die ebenfalls höhere Variation der Werte auf dem

Profil weist auf deutlich häufigere Gradienten in Umfangsrichtung hin. Besonders auf dem äußeren Radius r_o kann man erkennen, dass die Messfühler abwechselnd tief in der Scherströmung und dann wieder außerhalb der Düsenströmung sind. Anhand der Differenz zwischen der mittleren Temperatur $T_{\text{mess},9,m}$ und $T_{\text{mess},9,o}$ ist der radiale Temperaturgradient bei der Chevrongdüse nahezu identisch zur Standarddüse. Die sieben Zonen mit extremen Umfangsgradienten sind in Lage und Ausprägung vergleichbar zum mittleren Profil. Die Überlagerung zwischen radialen Gradienten und zusätzlichen Umfangsgradienten verstärkt die Mischung.

Die Auswirkung kann in den Temperaturprofilen im Fernfeld aus [Abbildung 7.15](#) analysiert werden. Die [Tabelle 7.6](#) zeigt die Auswirkung des Mischprozesses in der Düsenströmung.

Tabelle 7.6: Temperaturwerte zur Analyse der Düsenströmung im Fernfeld der CVN

	$T_{\text{mess},F,i}$ in °C	$T_{\text{mess},F,m}$ in °C	$T_{\text{mess},F,o}$ in °C
Mittlere Temperatur	543	337	206
Mittlere Abweichung	64	76	62
Maximaler Wert	661	480	322
Minimaler Wert	414	191	96
Differenz der mittleren Temperatur		206	131

Einige der Temperaturspitzen in Folge der Zacken haben sich miteinander verbunden, zum Beispiel im Winkelbereich zwischen 50° bis 100° . Die Temperaturverhältnisse auf dem inneren und mittleren Profil sind nahezu identisch zur Standarddüse. Die mittlere Temperatur bleibt gleich und die Temperaturschwankung deckt denselben Wertebereich ab. Das radiale Temperaturgefälle zwischen innerem und mittlerem Profil konnte reduziert werden. Es verbleiben noch stärkere Umfangsgradienten. Die Mischung im inneren und mittleren Bereich wird trotz der zusätzlichen Umfangsgradienten der Chevrongdüse folglich nicht verbessert. Lediglich im äußeren Bereich wird eine höhere mittlere Temperatur erreicht und der Austausch gesteigert. Der Wärme- und Stofftransport in der Düsenströmung der Chevrongdüse ist im äußeren Bereich aufgrund der größeren Austauschoberfläche und Umfangsgradienten geringfügig besser. Die Kernströmung wird durch die Zacken nicht beeinflusst.

Trotz der hohen Gradienten werden in den Profilen im Überlappungsbereichen der Sondenarme keine Abweichungen oberhalb die Messunsicherheit festgestellt. Die erstellten Profile zeigen einen konsistenten Verlauf. Die Positionsabweichung der Messsonden zueinander wird folglich als gering bewertet und eine hohe Genauigkeit der Vermessung der Düsenströmung wurde erreicht.

Die Geschwindigkeitsprofile in Nah- und Fernfeld in [Abbildung 7.16](#) auf den drei Messradien liefern Informationen zum Impulsaustausch. Die [Tabelle 7.7](#) enthält die Werte zur Beurteilung des Fortschrittes beim Impulsaustausch. Die Geschwindigkeiten auf dem inneren Profil $c_{9,i}$ liegt weitgehend konstant bei etwa 500 m/s ohne große Gradienten in Umfangsrichtung. Im inneren Bereich sind die Verhältnisse wieder sehr ähnlich zur Standarddüse. Die Geschwindigkeiten $c_{9,m}$ auf dem mittleren Messradius r_m enthalten bereits Hinweise auf die Lage und Anzahl der Zacken. Im Bereich zwischen zwei Zacken wird die Kernströmung durch den Impulsaustausch mit der Scherströmung verzögert. In Linie mit einem Zacken ist wiederum die Kernströmung noch unbeeinflusst. Im Gegensatz dazu sind die Geschwindigkeitsgradienten auf dem äußeren Profil besonders stark. Das ermittelte Geschwindigkeitsspektrum reicht von nahezu stehender Umgebungsluft bis knapp 450 m/s in der Kernströmung. Der ermittelte Mischgrad β_{Mix} aus dem Geschwindigkeitsprofil der Chevrongüse CVN im Nahfeld beträgt 1,122. Die Verteilung ist damit ungleichmäßiger als bei der Standarddüse.

Tabelle 7.7: Geschwindigkeitswerte zur Analyse der Düsenströmung der CVN

		c_i	c_m	c_o
		m/s	m/s	m/s
Nahfeld	Mittlere Geschwindigkeit	518	473	259
	Mittlere Abweichung	15	39	131
	Maximaler Wert	553	559	506
	Minimaler Wert	481	371	18
	Differenz der mittleren Geschwindigkeit		45	214
Fernfeld	Mittlere Geschwindigkeit	390	201	108
	Mittlere Abweichung	43	66	52
	Maximaler Wert	462	333	219
	Minimaler Wert	284	82	28
	Differenz der mittleren Geschwindigkeit		189	93

Der Vergleich mit den Geschwindigkeiten im Fernfeld führt zu dem Schluss, dass besonders im äußeren und mittleren Bereich ein hohes Maß an Impulsaustausch stattgefunden hat. Die mittlere Geschwindigkeit erreicht auf dem äußeren Profil $c_{f,o}$ nur noch knapp 100 m/s. Die Gradienten in Umfangsrichtung wurden stark

abgebaut. Der Geschwindigkeitsverlauf bei der mittleren radialen Tiefe r_m enthält etwas höhere Gradienten und einen größeren Wertebereich.

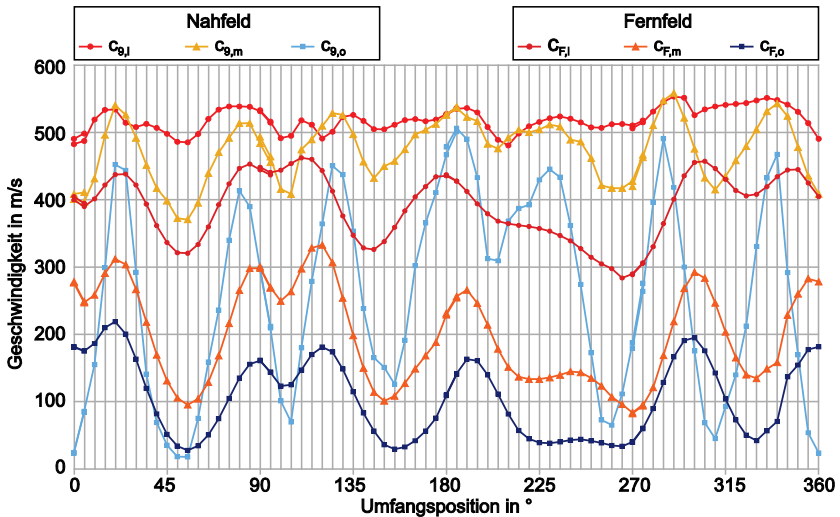


Abbildung 7.16: Analyse der Geschwindigkeitsverteilung in der Düsenströmung der CVN

Die gemittelte Geschwindigkeit liegt bei 200 m/s und verzeichnet damit einen hohen Rückgang im Vergleich zu 473 m/s im Nahfeld. Der Impulsaustausch hat die Gradienten bis in den mittleren Bereich abgebaut. Die Kernströmung bleibt auf dem inneren Radius r_i im Fernfeld weitgehend unbeeinflusst. Die ermittelten Durchschnittswerte auf den unterschiedlichen Profilen unterscheiden sich dabei kaum von denen der Standarddüse. Die Umfangsgradienten konnten keine wesentliche Verbesserung beim Impulsaustausch bewirken. Die Gradienten sorgen für eine leicht höhere Mischgeschwindigkeit, sodass der Mischgrad im Fernfeld mit 1,325 eine gleichmäßigere Verteilung als bei der Standarddüse erreicht.

Trotz der starken Umfangsgradienten am Austritt der Chevrongüse führen diese nur zu einer geringen Steigerung der Mischung im Vergleich zur Standarddüse. Die Verbesserung wird vorwiegend im äußeren Bereich durch die intensivere Mischung in der Scherströmung erreicht. Der innere Bereich mit der Kernströmung wird kaum beeinflusst. Auf diese Weise bildet die kühlere Scherströmung einen Mantel um die Kernströmung.

7.4.3 Analyse der blütenförmigen Primärdüse LMN

Die blütenförmige Primärdüse erzeugt über die mäanderförmige Kontur eine 90 % längere Austrittskante gegenüber der Standarddüse und folglich eine sehr große

Oberfläche. Die individuelle Lage und Position der Sonden und Auswertungsebenen bei der Vermessung der blütenförmigen Primärdüse LMN wird in Abbildung 7.17 spezifiziert. Die Blüten erzeugen einen größeren Düsenaustrittsradius und es ergeben sich neue radiale Tiefen r_i , r_m und r_o in Abhängigkeit der Radien r_{N9} und r_{G9} der Düsengeometrie. Durch die zusätzliche Länge der Blüten ist es möglich, mit dem Ringmesssystem das Nahfeld direkt am Düsenaustritt aufzunehmen. Die radialen Tiefen im Fernfeld bleiben gleich.

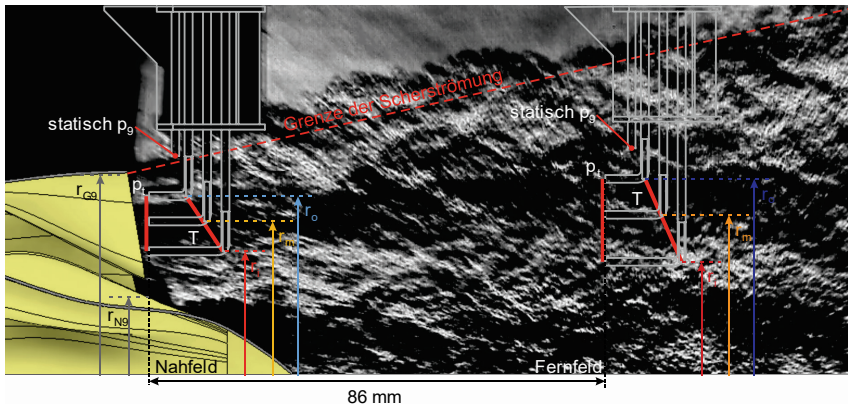


Abbildung 7.17: Position der Sonden und Auswertungsebenen bei der Vermessung der LMN

Die Abbildung 7.17 beinhaltet das Schlierenbild bei Volllast. Die Grenze der Scherströmung zur Umgebung wird aus dem Schlierenbild zu ca. 12° bestimmt. Die numerischen Daten aus der Veröffentlichung [130] ergeben einen flacheren Winkel von 8° . Die Diskrepanz aus der Interpretation des Schlierenbilds und dem Dichteübergang aus den numerischen Daten entsteht durch die erhöhte Turbulenz am Rand der Düsenströmung. Im Videomaterial sind größere Wirbelstrukturen an der Grenze zur Umgebungsluft zu erkennen. Diese brechen zyklisch aus der axialen Strömungsbewegung aus und verstärken die Interaktion mit dem Umgebungsmedium. Dadurch entsteht der Eindruck einer höheren Spreizung des Strahls. Das Schlierenbild zeigt in der Nähe des Düsenaustritts ein Streifenmuster aus jeweils zwei dunklen und hellen Bereichen parallel zur Längsachse. Die Streifen bilden einen Fächer parallel zum Scherschichtwinkel aus. Dieses Muster wird von den seitlichen Blüten erzeugt. An den Spitzen der Blüten strömt das Heißgas in die Umgebung und erzeugt einen besonders starken Dichtegradienten. Das Muster lässt sich mit zunehmendem Abstand zum Düsenaustritt nach, lässt sich aber bis zum Ende des Aufnahmebereichs der Schlierenoptik identifizieren. Diese Beobachtung zeigt, dass am Austritt starke Dichtegradienten auftreten, diese aber nach der Messstrecke der Schlierenoptik von 200 mm stark abgebaut wurden. Weitere Informationen werden aus der Messung der

Temperaturprofile im Nahfeld in Abbildung 7.18 gewonnen. Die acht Blüten haben extreme Gradienten in Umfangsrichtung generiert. Die Tabelle 7.8 enthält die Werte zur Analyse der Düsenströmung im Nahfeld.

Tabelle 7.8: Temperaturwerte zur Analyse der Düsenströmung im Nahfeld der LMN

	$T_{\text{mess},9,i}$ in °C	$T_{\text{mess},9,m}$ in °C	$T_{\text{mess},9,o}$ in °C
Mittlere Temperatur	561	497	375
Mittlere Abweichung	256	308	292
Maximaler Wert	873	885	847
Minimaler Wert	60	40	34
Differenz der mittleren Temperatur		64	122

Auf allen radialen Tiefen wird derselbe Wertebereich von etwa 30 °C bis 875 °C abgedeckt. Die mittlere Abweichung liegt auf allen Profilen in der gleichen Größenordnung. Im Gegensatz zu der Standarddüse kann man keine radiale Stafflung der Temperaturprofile mehr erkennen. Die Temperaturen in unterschiedlichen radialen Tiefen unterscheiden sich kaum.

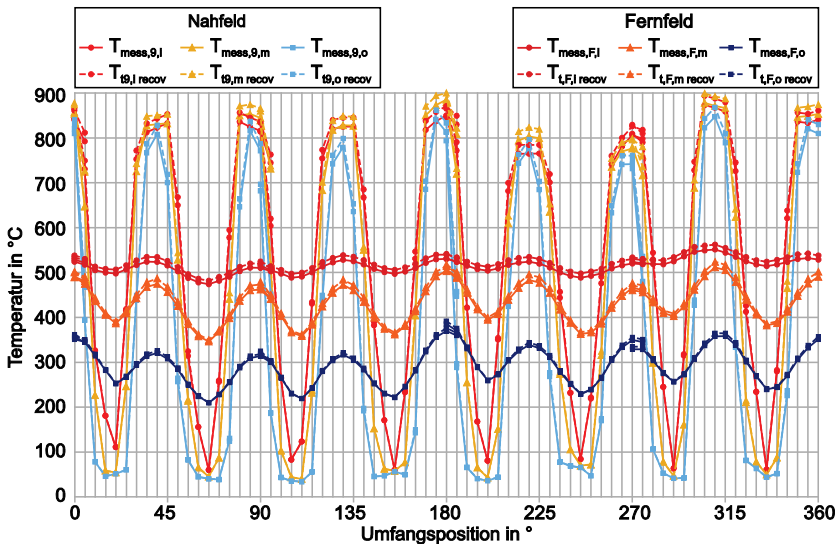


Abbildung 7.18: Analyse der Temperaturverteilung in der Düsenströmung der LMN

Die drei Profile verlaufen parallel und haben an denselben Positionen lokale Minima und Maxima. Die Lage der acht Blüten ist deutlich zu erkennen. Im Winkelbereich zwischen 200° bis 300° sinken die Temperaturspitzen aufgrund der

bereits bei der SN festgestellten niedrigeren Temperatur. Zwischen der mittleren Temperatur auf den inneren r_i und dem mittleren Radius r_m besteht nur ein geringer Unterschied. Die mittlere Temperatur auf dem äußeren Profil ist nochmals niedriger. Die Blüten sorgen für eine Schichtung in Umfangsrichtung von jeweils acht heißen und acht kalten Teilströmungen. Dadurch entstehen extreme Temperaturgradienten mit bis zu 400 °C/mm . Radiale Gradienten sind im Gegensatz dazu nur in geringem Maße vorhanden.

Das Ergebnis dieser Umfangsgradienten kann aus den Profilen im Fernfeld in [Abbildung 7.18](#) analysiert werden. Die Mittelwerte und die Wertebereiche sind in [Tabelle 7.9](#) festgehalten. Das Profil auf dem inneren Radius r_i ist fast vollständig geglättet und hat ein konstantes Level über den Umfang erhalten. Die mittlere Abweichung rangiert bei nur 13 °C bei einer kleinen Amplitude von ca. 75 °C . Das Temperaturgefälle zum mittleren Profil r_m hat sich im Vergleich zum Nahfeld leicht erhöht. Dort bleiben mehr Umfangsgradienten zurück. Mit einem niedrigeren Temperaturlevel ergibt sich auf dem äußeren Radius r_o ein ähnliches Bild.

Tabelle 7.9: Temperaturwerte zur Analyse der Düsenströmung im Fernfeld der LMN

	$T_{\text{mess,F,i}}$ in °C	$T_{\text{mess,F,m}}$ in °C	$T_{\text{mess,F,o}}$ in °C
Mittlere Temperatur	514	434	296
Mittlere Abweichung	13	37	36
Maximaler Wert	551	511	385
Minimaler Wert	474	346	209
Differenz der mittleren Temperatur		80	138

Der Mischprozess ist weiter fortgeschritten, als bei der Standarddüse. Die Mischung wird vor allem durch die starken Umfangsgradienten getrieben, die in der Anzahl der Blüten auftreten. Die mittleren Temperaturen auf den Profilen unterscheiden sich kaum zwischen Nah- und Fernfeld, auch wenn eine leichte Erhöhung von radialen Gradienten zu erkennen ist. Der Messung nach zu urteilen hat sich die Kernströmung aufgelöst und ein gleichmäßig nach außen verteiltes Temperaturfeld gebildet. Der Fortschritt des Impulsaustausches wird aus den Geschwindigkeitsprofilen in [Abbildung 7.19](#) abgeleitet. Die [Tabelle 7.10](#) enthält die Werte zur Beurteilung des Impulsaustauschs.

Tabelle 7.10: Geschwindigkeitswerte zur Analyse der Düsenströmung der LMN

		C_i	C_m	C_o
		m/s	m/s	m/s
Nahfeld	Mittlere Geschwindigkeit	361	310	259
	Mittlere Abweichung	199	217	207
	Maximaler Wert	567	569	553
	Minimaler Wert	0	0	8
	Differenz der mittleren Geschwindigkeit	51	51	
Fernfeld	Mittlere Geschwindigkeit	321	292	189
	Mittlere Abweichung	10	45	42
	Maximaler Wert	342	367	264
	Minimaler Wert	293	199	103
	Differenz der mittleren Geschwindigkeit	29	103	

Im Nahfeld ergibt sich ein ähnliches Bild wie bei den Temperaturprofilen. Im Bereich einer nach außen laufenden Blüte erreicht die Strömungsgeschwindigkeit den Maximalwert. Zwischen zwei Blüten fließt die Umgebungsluft bei niedriger Geschwindigkeit bzw. steht die Umgebungsluft. Die Gradienten an den Flanken der Blüten sind sehr hoch.

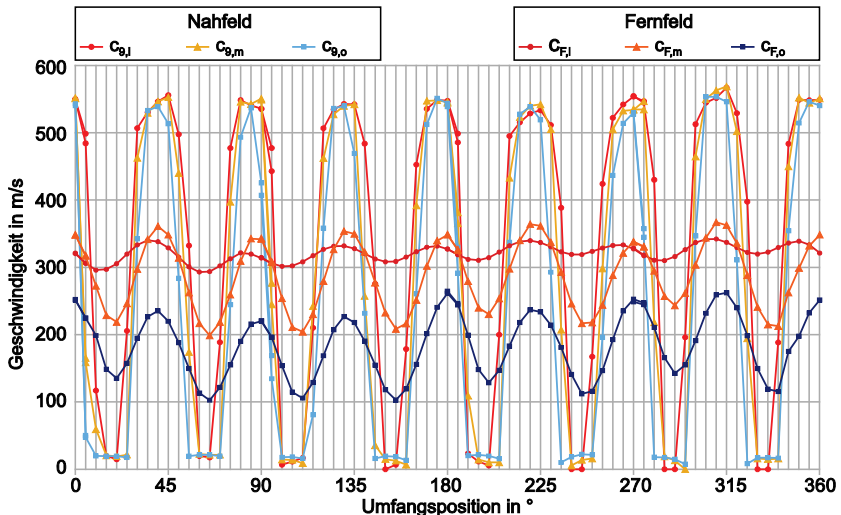


Abbildung 7.19: Analyse der Geschwindigkeitsverteilung in der Düsenströmung der LMN

Es können keine größeren radialen Unterschiede zwischen den Profilen auf den unterschiedlichen Messradien festgestellt werden. Der ermittelte Mischgrad β_{MIX} im Nahfeld beträgt 1,54. Das kann als Geschwindigkeitsfeld mit einem hohen Maß an Ungleichmäßigkeit bei der Verteilung interpretiert werden.

Im Fernfeld sind die Profile der Geschwindigkeit deutlich glatter. Durch den Impulsaustausch werden die Gradienten in Umfangsrichtung abgebaut. Die kinetische Energie wird gleichmäßig auf den größeren Strömungsquerschnitt verteilt. Besonders auf dem inneren und mittleren Radius beträgt die Differenz der gemittelten Geschwindigkeit nur ca. 30 m/s. Auf dem äußeren Radius ist das Geschwindigkeitslevel noch niedriger. Der ermittelte Mischgrad β_{MIX} beträgt 1,069. Der Impulsaustausch ist weit vorangeschritten und es bleiben nur geringe Ungleichmäßigkeiten zurück. Die Analyse zeigt, dass die Strategie der blütenförmigen Primärdüsen LMN darin besteht, eine Schichtung von Primärströmung und Umgebungsluft in Umfangsrichtung zu schaffen. Dadurch entsteht eine große Austauschfläche mit hohen Gradienten in Umfangsrichtung. Radiale Gradienten spielen kaum eine Rolle. Im ausgemischten Geschwindigkeitsfeld bleiben deswegen auch kaum radiale Verteilungsunterschiede zurück.

7.4.4 Analyse blütenförmige Primärdüse „scalloped“ LMN-Sc

Die blütenförmige Primärdüse mit Ausschnitten LMN-Sc wird als Variante der LMN konstruiert. Die Blütenkanäle sind geringfügig schmaler, um trotz der Ausschnitte die Strömung auf das erforderliche Maß zu beschleunigen. Die Austrittskante ist aufgrund der Ausschnitte fast 200 % größer als bei der Standarddüse. Die Ausschnitte generieren zwischen den Blüten bereits vor der eigentlichen Düsenaustrittsebene laterale Wirbelstrukturen.

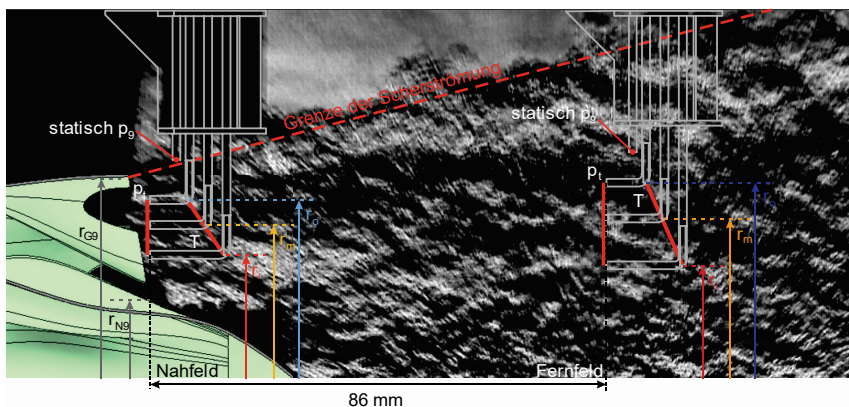


Abbildung 7.20: Position der Sonden und Auswertungsebenen bei der Vermessung der LMN-Sc

Die verwendeten Sondenpositionen bei der Vermessung des Nah- und Fernfelds sind identisch zur LMN. Diese werden zusammen mit dem aufgezeichneten Schlierenbild in [Abbildung 7.20](#) dargestellt.

Der Winkel der Grenzlinie zwischen Scherströmung und Umgebung wird zu etwa 14° bestimmt. Der Bereich mit der höchsten Dichteänderung aus den numerischen Daten in [130] bildet einen Winkel von 8° bis 9° . Das Videomaterial der Schlierenoptik zeigt, dass sich die Wirbelstrukturen am Rand der Düsenströmung intensiviert haben. Die Wirbel sind tendenziell größer. Im Schlierenbild kann wieder das Streifenmuster parallel zur Achse aus dunklen und hellen Bereichen identifiziert werden. Im Gegensatz zur LMN lässt sich das Streifenmuster der LMN-Sc nur bis kurz hinter dem Düsenaustritt erkennen. Bereits am Ende des Innenkonus ist das Muster nicht mehr eindeutig sichtbar. Das Verschwinden der dunkel-hell Bereiche spricht für eine starke Abschwächung der Dichtegradienten und weist auf einen hohen Fortschritt der Mischung hin.

Die gemessenen Temperaturprofile im Nahfeld der LMN-Sc in [Abbildung 7.21](#) geben weiteren Aufschluss über die Strömungsverhältnisse. Die [Tabelle 7.11](#) enthält die mittleren Temperaturen und den Wertebereich in den unterschiedlichen Profilen.

Tabelle 7.11: Temperaturwerte zur Analyse der Düsenströmung im Nahfeld der LMN-Sc

	$T_{\text{mess},9,i}$ in $^\circ\text{C}$	$T_{\text{mess},9,m}$ in $^\circ\text{C}$	$T_{\text{mess},9,o}$ in $^\circ\text{C}$
Mittlere Temperatur	516	533	453
Mittlere Abweichung	210	245	239
Maximaler Wert	847	864	843
Minimaler Wert	150	82	40
Differenz der mittleren Temperatur		17	80

Grundsätzlich sehen die Profile identisch zur blütenförmigen Primärdüse LMN in [Abbildung 7.18](#) aus. Im Detail sind die Peaks hinter den nach außen laufenden Blüten spitzer. Die Umfangsgradienten auf den Profilen sind hingegen flacher. Im Bereich zwischen zwei Blüten ist im Gegensatz zur LMN auch eine radiale Staffelung der Temperaturprofile zu erkennen.

Während auf dem inneren Profil r_i am tiefsten Punkt 150°C erreicht werden, sinkt die Temperatur auf dem äußeren Profil r_o auf 40°C ab. Die mittleren gemessenen Temperaturen liegen näher zusammen als bei der LMN. Auf dem mittleren Profil liegt diese sogar über der auf dem inneren Profil und der radiale Gradient hat sich umgekehrt. Der abgedeckte Wertebereich ist auf allen Profilen im Vergleich zur

LMN kleiner. Besonders auf dem äußeren Radius sind Änderungen zu verzeichnen. Die gemittelte Temperatur ist ca. 75 °C höher als bei der blütenförmigen Primärdüse LMN. Durch die Ausschnitte hat die Mischung früher begonnen und bereits am Düsenaustritt mehr Strömung nach Außen transportiert. Die LMN-Sc verfügt über leicht flachere Umfangsgradienten, aber mehr Anteile bei radialen Gradienten als die LMN.

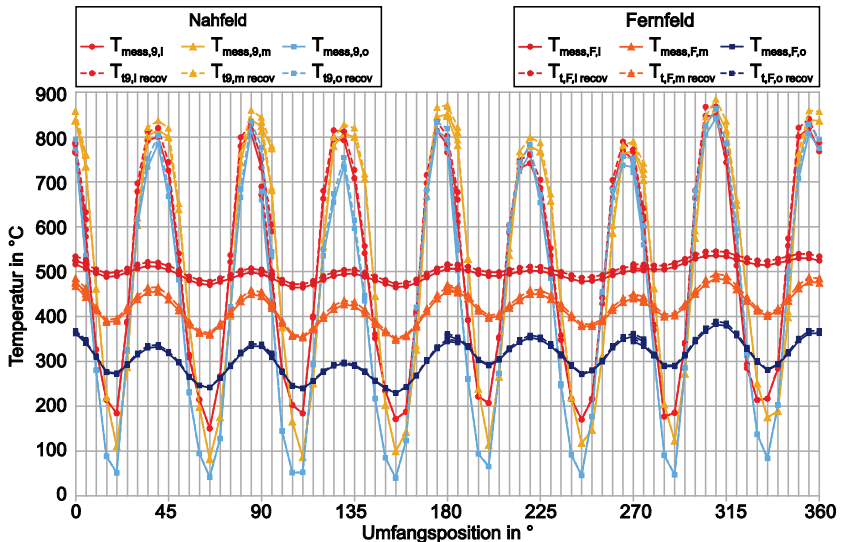


Abbildung 7.21: Analyse der Temperaturverteilung in der Düsenströmung der LMN-Sc

Die Betrachtung der Profile im Fernfeld in [Abbildung 7.21](#) zeigt beim Temperaturprofil auf dem inneren Radius eine fast vollständige Egalisierung der Umfangsgradienten. Die entsprechenden Änderungen der mittleren Temperaturen sowie des Wertebereichs können über die Daten in [Tabelle 7.12](#) verglichen werden.

Tabelle 7.12: Temperaturwerte zur Analyse der Düsenströmung im Fernfeld der LMN-Sc

	$T_{\text{mess},F,i}$ in °C	$T_{\text{mess},F,m}$ in °C	$T_{\text{mess},F,o}$ in °C
Mittlere Temperatur	498	420	310
Mittlere Abweichung	14	28	32
Maximaler Wert	535	485	381
Minimaler Wert	464	347	228
Differenz der mittleren Temperatur		78	110

Auf dem inneren Profil sind bei den Werten für die mittlere Temperatur, die Abweichung und den Wertebereich keine Änderungen im Vergleich zur LMN zu verzeichnen. Das Temperaturgefälle zum mittleren Profil hat sich hingegen viel deutlicher verstärkt. Die Werte auf dem mittleren Radius zeigen keine auffälligen Veränderungen durch die Ausschnitte in den Blütenflanken. Der radiale Gradient der mittleren Temperatur zwischen dem mittleren und äußeren Radius ist flacher als bei der LMN. Der gesteigerte Wärme- und Stofftransport nach außen erreicht eine ausgeglichene Mischung. Die mittleren Temperaturen wurden insgesamt besser angeglichen. Im äußeren Bereich wurden größere Fortschritte erreicht. Die Verbesserung der Mischintensität im Vergleich zur LMN fällt relativ niedrig aus.

Die ermittelten Geschwindigkeiten auf den unterschiedlichen radialen Tiefen im Nah- und Fernfeld wurden im Diagramm in [Abbildung 7.22](#) eingezeichnet. Die Auswirkung der Mischung auf das Geschwindigkeitsfeld kann anhand der Daten in [Tabelle 7.13](#) analysiert werden.

Tabelle 7.13: Geschwindigkeitswerte zur Analyse der Düsenströmung der LMN-Sc

		C_i	C_m	C_o
		m/s	m/s	m/s
Nahfeld	Mittlere Geschwindigkeit	335	283	292
	Mittlere Abweichung	190	208	194
	Maximaler Wert	544	556	536
	Minimaler Wert	0	0	0
	Differenz der mittleren Geschwindigkeit		52	9
Fernfeld	Mittlere Geschwindigkeit	307	277	195
	Mittlere Abweichung	8	32	34
	Maximaler Wert	324	334	268
	Minimaler Wert	284	205	115
	Differenz der mittleren Geschwindigkeit		30	82

Das Nahfeld folgt wieder dem Verlauf, der schon aus der Analyse der vorangegangenen Temperaturprofile bekannt ist. In Flucht zu einer nach außen laufenden Blüte wird die maximale Geschwindigkeit erreicht. Zwischen zwei Blüten wird eine sehr niedrige Strömungsgeschwindigkeit aufgezeichnet. Die mittlere Geschwindigkeit auf dem äußeren Profil übertrifft sogar die auf dem mittleren Profil.

Der ermittelte Mischgrad β_{Mix} beträgt 1,502. Der niedrigere Wert gegenüber der LMN sagt aus, dass die Geschwindigkeitsverteilung gleichmäßiger ist. Die Strömung tritt seitlich aus den Ausschnitten aus und erreicht bereits eine Vormischung der Umgebungsluft zwischen den Blüten bis zum Erreichen der eigentlichen Austrittsebene. Dadurch werden die radialen Gradienten und Umfangsgradienten abgeschwächt. Die Verteilung ist gleichmäßiger, hat aber weniger treibende Kräfte um die Mischung zu fördern.

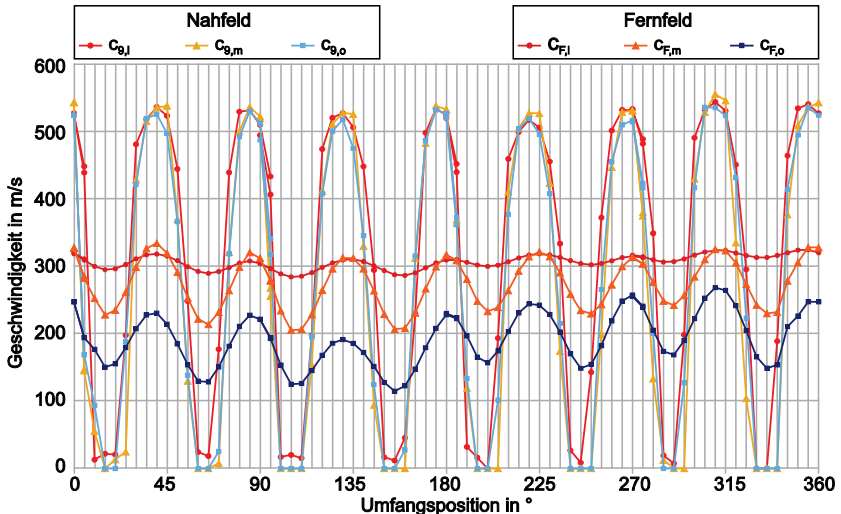


Abbildung 7.22: Analyse der Geschwindigkeitsverteilung in der Düsenströmung der LMN-Sc

Die Auswirkung kann in den Profilverläufen des Fernfelds in [Abbildung 7.22](#) bewertet werden. Die mittleren Geschwindigkeiten entsprechen weitgehend denen mit LMN. Die Differenz zwischen innerem und mittlerem Profil beläuft sich auf 30 m/s. Tendenziell sind die Geschwindigkeiten bei der LMN-Sc im inneren und mittleren Bereich niedriger und im äußeren Bereich höher als bei der blütenförmigen Primärdüse LMN. Das spricht wiederum für einen gesteigerten Impulsaustausch im Randbereich und eine bessere Mischung. Die Feststellung wird von einem ermittelten Mischgrad β_{Mix} von 1,04 unterstützt. Abschließend lässt sich festhalten, dass die Mischfähigkeit der LMN-Sc in Folge der Ausschnitte nur geringfügig steigt. Ein Schubabfall durch zusätzliche Verluste an den Ausschnitten ist jedoch erkennbar.

7.4.5 Schlussfolgerungen zu Primärdüsen mit erhöhter Mischfähigkeit

Die experimentell untersuchten Düsentypen nutzten verschiedene Mechanismen zur Mischung und erreichten damit unterschiedliche Wirkung im Fernfeld.

Die Analyse des Nahfelds der Chevrongüse ergab, dass die gezackte Austrittskante zusätzliche Umfangsgradienten bei Temperatur und Geschwindigkeit hinzufügt. Diese überlagern sich mit den radialen Gradienten, die bereits in der Untersuchung der Standarddüse aus Kapitel 7.3.3 diskutiert wurden. Die Analyse des Fernfelds konnte jedoch keine wesentliche Verbesserung der Ausmischung feststellen. Dort blieben zur Standarddüse vergleichbare radiale Gradienten zurück und der errechnete Mischgrad konnte nur eine geringfügig gleichmäßigere Verteilung feststellen. In der Schlierenoptik konnten die vermuteten Wirbelstrukturen durch die Zacken nicht beobachtet werden.

Die Untersuchung der beiden blütenförmigen Primärdüsen erkannte einen anderen Mechanismus. Die Blütenkontur schichtet im Nahfeld Umgebungsluft mit Heißgasströmung und bildet nicht nur eine deutlich größere Austauschfläche, sondern auch große Umfangsgradienten mit bis zu 400 °C/mm . Die radialen Gradienten fallen bei der LMN hingegen sehr klein aus. Die Blütenkanäle egalisieren außerdem bestehende Verteilungsunterschiede aus z.B. der Brennkammer. Das Videomaterial der Schlierenoptik zeigte erhöhte Turbulenz am Rand der Scherströmung und große Wirbelstrukturen, die aus der axialen Hauptströmungsrichtung ausbrachen. Diese entstehen vermutlich durch die Interaktion der Teilströme der einzelnen Blütenschlaufen. Die Auswirkung auf das Fernfeld ist eine deutlich verbesserte Durchmischung. Die mittleren Temperaturen der unterschiedlichen Profiltiefen liegen viel näher zusammen als bei der Standarddüse nach. Die Umfangsgradienten im inneren Bereich wurden nahezu vollständig abgebaut. Im äußeren Bereich verbleiben flachere Umfangsgradienten. Der Mischgrad β_{Mix} beträgt bei der LMN 1,069, während bei der SN 1,42 erreicht wurde. Die blütenförmige Primärdüse mit Ausschnitten LMN-Sc konnte β_{Mix} auf 1,04 verbessern, allerdings waren Ergebnisse im Fernfeld sehr ähnlich zur Düse ohne Ausschnitte. Die Umfangsgradienten im Nahfeld zwischen den Blüten sind weniger steil. Die Ausschnitte bewirken eine Mischung der Umgebungsluft zwischen den Blüten vor der eigentlichen Austrittsebene. Die Durchmischung verbessert sich vor allem auf dem äußeren Profil, während der innere Bereich unbeeinflusst bleibt.

7.5 Messung an unterschiedlichen Ejektordüsenkonfigurationen

Die vier unterschiedlichen Primärdüsen SN, CVN, LMN und LMN-Sc wurden in einer weiteren Messreihe mit einer Ejektordüse kombiniert. Der Durchmesser des Ejektorrohrs führt zu einem Flächenverhältnis α von 1,77. Aus der Forderung nach einer kompakten Ejektordüse wird ein L/D-Verhältnis von 1 festgelegt. Eine Verlängerung des kurzen Ejektorrohrs führt für Düsen mit niedriger Mischfähigkeit automatisch zu mehr sekundärem Massenstrom und Schubverstärkung in Folge der besseren Durchmischung, wie in Kapitel 4.2.2 dargelegt wurde. Bei den Primärdüsen traten verschiedene Offsets zur Messebene bei der Vermessung des Nahfelds auf. Es resultiert eine leicht unterschiedliche Lauflänge der Mischung zwischen der Distanz der Ebene bei der Fernfeldvermessung der Primärdüse und der Austrittsebene der Ejektordüse mit derselben Primärdüse.

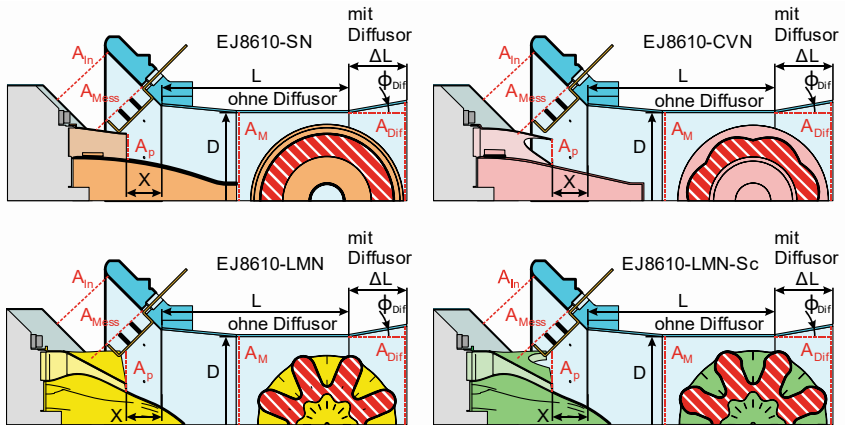


Abbildung 7.23: Ejektordüsenkonfigurationen für experimentelle Untersuchung

Die Ejektordüse kann außerdem mit einem kompakten Diffusor mit einem Flächenverhältnis $\gamma = 1,25$ mit einem Halböffnungswinkel $\phi_{Dif} = 10^\circ$ erweitert werden. Dadurch erhöht sich die Strecke zur Mischung der Strömung in der Ejektordüse und beeinflusst den Mischgrad am Austritt. Dieser Umstand muss bei der Bewertung beachtet werden.

7.5.1 Auswertung der Ejektordüsenkonfigurationen

Die Ergebnisse aus der Vermessung der Ejektordüsenvarianten aus [Abbildung 7.23](#) sind in [Tabelle 7.14](#) eingetragen. Aufgrund des in Kapitel 7.3.1 erläuterten Drift bei der Schubkraftmessung ergibt sich eine gewisse Variation der

Schubverstärkung. Dafür werden jeweils korrelierende Messpunkte des Messverfahrens nach Abbildung 7.1 in Bezug zueinander gesetzt. Das wirkt sich ebenfalls auf die Berechnung des schubspezifischen Verbrauchs TSFC aus, sodass hier gleiches gilt. Die Messgenauigkeit bei der Bestimmung des sekundären Massenstroms \dot{m}_{SM} wurde bereits diskutiert. Die Bewertung erfolgt nur an der relativen Veränderung des sekundären Massenstromverhältnisses SMR_{rel} zwischen der Ejektordüse mit Standarddüse EJ8610-SN und den anderen Konfigurationen der Ejektordüse.

Die Ejektordüse EJ8610-SN erreicht eine Schubverstärkung von etwa 7 % und deckt sich mit anderen Erkenntnissen ähnlicher Untersuchungen [31]. Der TSFC wird um 5 % verbessert. Damit fällt auf, dass sich die Schubverstärkung nicht direkt in eine Reduktion des spezifischen Verbrauchs umrechnen lässt. Die Ermittlung des sekundären Massenstromverhältnisses ergab eine 1:1-Verteilung. Dieser Wert kann aufgrund der beschriebenen Messunsicherheiten lediglich als Anhaltspunkt gesehen werden. Die Erweiterung mit dem Diffusor wirkte sich negativ auf die Schubverstärkung aus. Diese wird auf 5 % reduziert, obwohl etwa 20 % mehr sekundärer Massenstrom gefördert wird. In Folge dessen sinkt die Verbesserung des TSFCs auf 3 %. Dieser Befund zeigt, dass die Erhöhung des sekundären Massenstroms nicht zwingend zu einer größeren Schubverstärkung führt. Die Ursache kann zum einen an der unzureichenden Mischfähigkeit der Standarddüse SN liegen. Zum anderen kommen erhöhte Verluste im Diffusor in Frage.

Tabelle 7.14: Schubverstärkung und spez. Verbrauch der Ejektordüsenkonfigurationen

	EJ8610 SN	EJ8610DIF SN	EJ8610 CVN	EJ8610DIF CVN	EJ8610 LMN	EJ8610DIF LMN	EJ8610 LMN-Sc	EJ8610DIF LMN-Sc
Φ [-]	1,067	1,052	1,055	1,047	1,090	1,090	1,065	1,081
Max.	1,074	1,056	1,062	1,05	1,104	1,103	1,07	1,091
Min.	1,064	1,049	1,056	1,043	1,089	1,088	1,063	1,079
\dot{m}_{Br}	-0,3 %	+0,2 %	-2,2 %	-2,8 %	+1,2 %	+0,6 %	+0,8 %	+0,2 %
TSFC	-5,2 %	-3,6 %	-5,0 %	-3,8 %	-7,3 %	-7,6 %	-5,3 %	-7,3 %
Max.	-5,4 %	-3,8 %	-5,3 %	-4,1 %	-7,8 %	-8,2 %	-5,6 %	-7,8 %
Min.	-4,9 %	-3,3 %	-4,5 %	-3,4 %	-6,8 %	-7,0 %	-5,0 %	-6,9 %
SMR_{rel}		+20 %	-5 %	+15 %	+20 %	+45 %	+15 %	+45 %

Die Ejektordüse EJ8610-CVN zeigt ein ähnliches Verhalten. Die Schubverstärkung sinkt gegenüber der Standardkonfiguration auf 5 % bis 6 %. Die Verbesserung des TSFCs liegt bei 5 %. Ähnliche Ergebnisse wurden bereits den

früher veröffentlichten Untersuchung [138] und [139] mit der gleichen Triebwerk-Düsen-Paarung beobachtet. Allerdings sank der Brennstoffmassenstrom um 2 % bis 3 % gegenüber der Vermessung der Chevondüse. Eine gewisse Beeinflussung der Leistungsfreisetzung im Triebwerk kann nicht ausgeschlossen werden. Diese erhöhte Abweichung fällt wieder mit einer besonders großen Differenz von - 3 % beim Umgebungsdruck der beiden Tests zusammen. Der Einfluss auf die Triebwerksleistung scheint entsprechend gering. Die Messung im Ejektoreinlauf weist auf einen Rückgang des sekundären Massenstroms um 5 % hin. Der Diffusor bewirkt einen leichten Rückgang der Schubverstärkung und des spezifischen Verbrauchs. Der Diffusor erzeugt auch in dieser Konfiguration einen 20 % höheren sekundären Massenstrom im Vergleich zur Variante ohne Diffusor.

Die Ejektordüse mit blütenförmiger Primärdüse EJ8610-LMN erreicht im Gegensatz zu den vorherigen Varianten eine deutliche Steigerung der Schubverstärkung auf knapp 10 %. Die Reduktion des spezifischen Verbrauchs liegt bei 7 %. Gegenüber der Referenzkonfiguration wird ein 20 % höheres SMR erreicht. Die höhere Mischfähigkeit der blütenförmigen Primärdüse fördert mehr Umgebungsluft. Der Impulsaustausch ist dazu effektiver und führt zu einem höheren Schub. Der Diffusor zeigt keine Auswirkung auf die Schubverstärkung, obwohl eine weitere Erhöhung des sekundären Massenstroms um 25 % ermittelt wurde. Durch den höheren sekundären Massenstrom wird mehr kinetische Energie ausgetauscht und dies führt zu erhöhten Mischverlusten.

Dieser Mechanismus kehrt sich bei der EJ8610-LMN-Sc mit Ausschnitten in den Blütenflanken um. Ohne Diffusor sinkt die Schubverstärkung auf 6 % bis 7 %. Die Verbesserung des TSFCs liegt nur noch bei 5 %. Das SMR ist etwas niedriger als bei der Variante EJ8610-LMN. Im Gegensatz dazu steigt die Schubverstärkung mit Diffusor auf 8 %. Der Fortschritt der Mischung ermöglicht dem Diffusor die Druckdifferenz zur Umgebung ohne größere Verluste auszugleichen. Der SMR nimmt stärker zu, sodass in etwa das gleiche Verhältnis erreicht wird, das bei der EJ8610-LMN festgestellt wurde.

Der Vergleich der Betriebslinie des Verdichters in [Abbildung 7.24](#) zeigt, dass der thermodynamische Kreisprozess von den unterschiedlichen Varianten nicht wesentlich beeinflusst wird. Die Temperatur im Testraum konnte für alle Versuche auf 22,5 °C mit einer Toleranz von $\pm 0,5$ °C konstant gehalten werden. Die betragsmäßigen Abweichungen bei korrigiertem Massenstrom sowie Triebwerksdruckverhältnis sind niedriger als 1 % und bei der Drehzahl unter 0,1 %. Die Abweichungen unterschreiten die Messunsicherheit der verwendeten Sensorik. Damit kann bewiesen werden, dass die Schubverstärkung aus der Transformation der Strömung kommt.

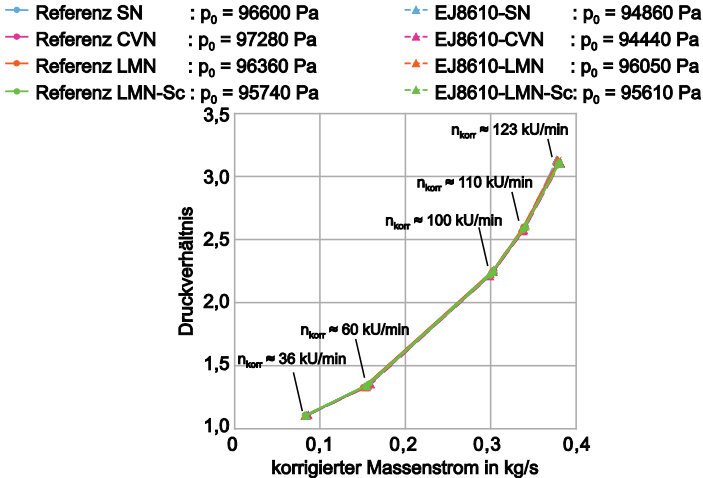


Abbildung 7.24: Reproduzierbarkeit der Betriebslinie des Verdichters mit Ejektordüse

Die Integration in ein bestehendes Triebwerk erfordert zwar eine passende geometrische Auslegung der Ejektordüse, aber keine Anpassung am Triebwerk selbst. Die Ejektordüse verursacht somit auch keine Rückwirkungen auf Betriebsverhalten und Lebensdauer des Triebwerks.

7.5.2 Analyse der Temperatur- und Geschwindigkeitsfelder

Um den Mechanismus zur Wechselwirkung zwischen Erhöhung des sekundären Massenstroms, Verbesserung der Durchmischung und Steigerung der Schubverstärkung besser zu verstehen, werden die aufgezeichneten Umfangsprofile von Temperatur- und Strömungsfeld am Austritt der Ejektordüse analysiert. Außerdem soll der Unterschied beim Temperatur- und Geschwindigkeitsausgleich zwischen Fernfeld und Ejektordüse bewertet werden. Als Indikator für radiale Gradienten wird die Änderung der Differenz der mittleren Temperatur und Geschwindigkeit vom inneren zum äußeren Profil verglichen, im folgenden Spreizung genannt. Die Änderung der mittleren Abweichung der Messpunkte auf allen Profilen wird als Anhaltspunkt für die Zu- oder Abnahme der Häufigkeit und Stärke von Umfangsgradienten angenommen.

Durch Offset bei der Vermessung der Standarddüse (vgl. [Abbildung 7.7](#)) ist die Lauflänge der Mischung zur Ejektordüsenvariante EJ8610-SN vergleichbar. Die Grafik (a) in [Abbildung 7.25](#) beinhaltet die Temperaturprofile in den drei radialen Tiefen $r_{EjX,i}$, $r_{EjX,m}$ und $r_{EjX,o}$ der Kombination aus Ejektordüse und Standarddüse. Die grauen Linien referenzieren die Profile aus der Messung des Fernfelds der SN ohne Ejektordüse. Im äußeren und mittleren Bereich wird mit Ejektordüse ein besserer Ausgleich der Temperatur erreicht. Die Temperaturspreizung sinkt um

70 %. Der Einlauf der Ejektordüse lenkt den sekundären Massenstrom 45° zur Achse in die Primärströmung. Der Winkel der sekundären Strömung beschleunigt und verstärkt die radiale Mischung, wie bereits in Kapitel 4.2.3 erörtert. Der Verlauf der Profile bewegt sich parallel zu den Profilen der Standarddüse im Fernfeld. Die Umfangsgradienten werden entsprechend nicht wesentlich beeinflusst und die Schwankungen sinken um ca. 15 %. Die Grafik (b) in [Abbildung 7.25](#) zeigt den zusätzlichen Einfluss des Diffusors auf die Temperaturprofile. Durch den Diffusor erhöht sich die Lauflänge der Strömung bei der Mischung. Dadurch rücken die Temperaturprofile weiter zusammen und die Spreizung sinkt um weitere 10 %. Die Häufigkeit und Stärke von Umfangsgradienten bleiben vergleichbar. Ein Teil der Verbesserung ist vermutlich der zusätzlichen Mischlänge zu zuschreiben.

Auskünfte über den Fortschritt des Impulsaustausches werden aus den Profilen der Geschwindigkeit in der Grafik (c) in [Abbildung 7.25](#) erlangt. Die Referenzlinien des Fernfelds der Standarddüse sind erneut als graue Linien hinterlegt. Besonders im äußeren Bereich wird die mittlere Geschwindigkeit durch die Ejektordüse gesteigert. Die mittleren Geschwindigkeiten rücken um 30 % näher zusammen. Der innere Bereich hingegen bleibt nahezu unbeeinflusst. Die Stärke und Häufigkeit von Umfangsgradienten bleiben gleich. Der ermittelte Mischgrad β_{Mix} beträgt 1,17 im Vergleich zu 1,42 der Standarddüse SN im Fernfeld. Der Diffusor kann den Impulsaustausch noch einmal erhöhen, wie Grafik (d) in [Abbildung 7.25](#) zeigt. Das Profil der Geschwindigkeit im äußeren Bereich liegt nun fast auf der Referenzlinie im mittleren Bereich des Fernfelds der Standarddüse und die Spreizung sinkt um 40 %. Durch den Diffusor wird der Mischgrad β_{Mix} auf 1,13 gesteigert. Dennoch sinkt die Schubverstärkung auf 5 %. Der Schubverlust deutet auf erhöhte Verluste durch den Diffusor hin. Im Randbereich muss hier bereits mit Strömungsablösung am Diffusor gerechnet werden. Dieser Bereich wird vom Messsystem nicht erfasst, weswegen keine eindeutige Aussage getroffen werden kann.

Die Kombination aus Chevrontdüse CVN und Ejektordüse wird mittels der Profile von Temperatur und Geschwindigkeit in [Abbildung 7.26](#) analysiert. Durch den geringeren Abstand bei der Vermessung des Fernfelds der CVN ist die Lauflänge zur Mischung in der Ejektordüse EJ8610-CVN geringfügig größer.

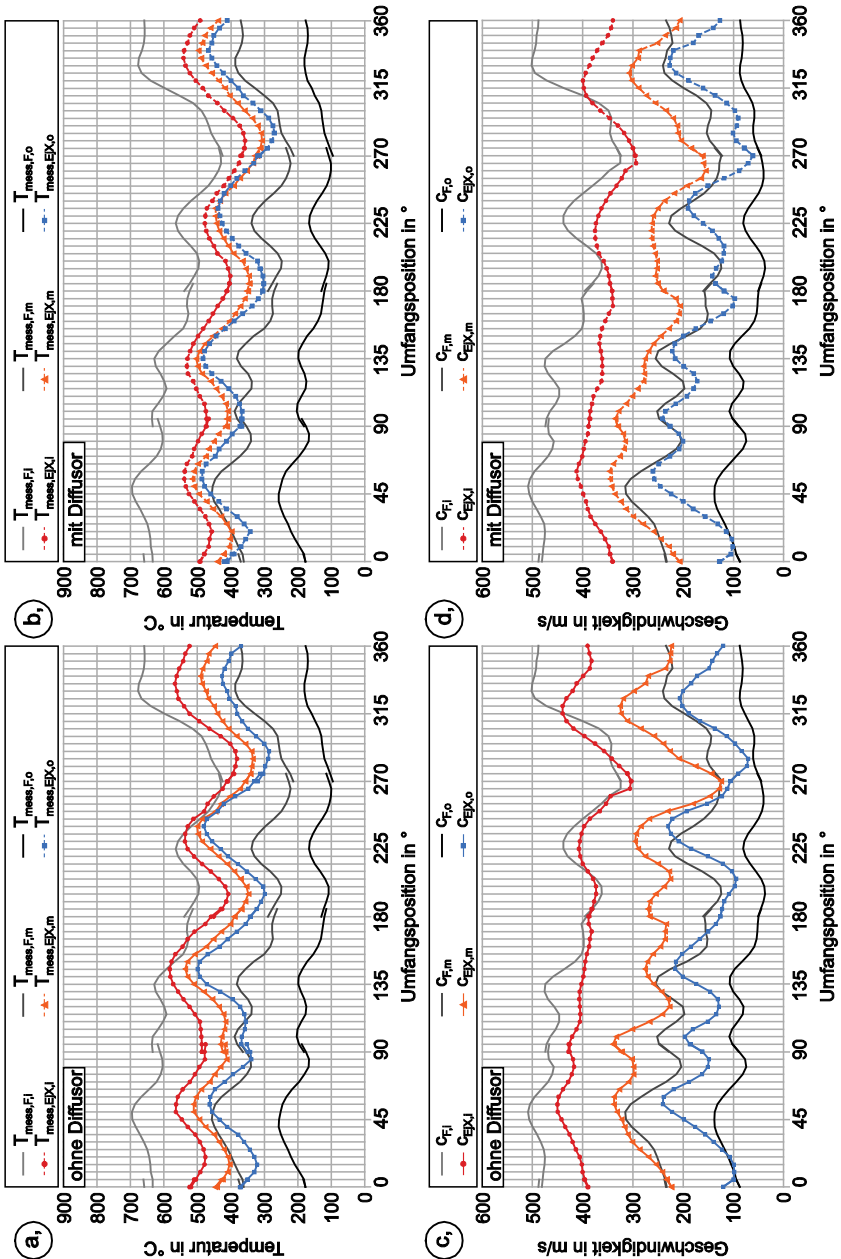


Abbildung 7.25: Temperatur- und Geschwindigkeitsprofile EJ8610-SN ohne und mit Diffusor

Die gemessenen Temperaturwerte in Grafik (a) aus [Abbildung 7.26](#) zeigten jedoch kaum Änderungen zwischen den Profilen am Austritt der Ejektordüse und den grauen Referenzlinien des Fernfelds der Chevondüse. Die mittleren Temperaturen zwischen innerem und äußerem Bereich rücken lediglich um ca. 15 % zusammen. Aufgrund der größeren Mischlänge wurde eine Verbesserung erwartet. Zusammen mit der geringeren Schubverstärkung von nur 5 % bei einem geringeren sekundären Massenstrom (vgl. [Tabelle 7.14](#)) geht die Schlussfolgerung hervor, dass der Mechanismus zur Mischung der Chevondüse in Kombination mit der Ejektordüse negative Auswirkungen hat. Der Abstand der Mittelwerte von innerem zu äußerem Profil ist fast dreimal zu groß wie bei der Standarddüse SN. Der Diffusor bewirkt einen 30 % kleineren Abstand zwischen der mittleren Temperatur auf innerem zu äußerem Profil. Das äußere Profil der gemessenen Temperatur in Grafik (b) der [Abbildung 7.26](#) liegt höher, als die Referenzlinie des Fernfelds der CVN. Die Gradienten in Umfangsrichtung bleiben nahezu gleich. Die begrenzte Verbesserung des Temperatenausgleichs führen trotzdem zu einem weiteren Rückgang der Schubverstärkung auf insgesamt unter 5 %, obwohl der sekundäre Massenstrom um 20 % gesteigert werden konnte.

Eine Begründung ist in der Analyse der Geschwindigkeitsprofile in [Abbildung 7.26](#) zu finden. Der Impulsaustausch wird durch die Kombination mit der Ejektordüse kaum verändert, wie Grafik (c) zeigt. Der relative Verlauf im Umfang und das Niveau sind nahezu identisch zu den grauen Referenzlinien aus der Fernfeldmessung der CVN ohne Ejektordüse. Die sehr geringe Verbesserung des Mischgrad $\beta_{\text{Mix}} = 1,325$ im Fernfeld der CVN zu $\beta_{\text{Mix}} = 1,25$ am Austritt aus der Ejektordüse EJ8610-CVN bestätigt dies. Die Profile der Geschwindigkeit nach Austritt aus der Ejektordüse mit Diffusor in Grafik (d) begründen die Ursache für die abnehmende Schubverstärkung. Weder die Unterschiede in radialer Richtung noch die Umfangsgradienten werden wesentlich reduziert. Die Analyse des Nahfelds der CVN in [Abbildung 7.16](#) zeigte bereits Geschwindigkeitsdefizite im äußeren Bereich in Flucht zu einem Zacken der Chevondüse. Durch ungünstige Überlagerung setzten sich diese fort und werden verstärkt. In Kombination mit dem Diffusor kann bei 270° ein Winkelbereich festgestellt werden, in dem die Strömungsgeschwindigkeit den Wert null erreicht. Die Totaldrucksonden können aufgrund ihrer Ausrichtung keine Rückströmung detektieren. Wenn jedoch innerhalb der Ejektordüse bereits Bereiche keine Strömungsgeschwindigkeit mehr besitzen, liegt die Vermutung nahe, dass im Randbereich weiter stromab Rückströmungen vorkommen. Die Chevondüse erzeugt mit sieben Zacken potentiell sieben solche Bereiche. In der Folge wird der Diffusor kaum einen gleichmäßigen Druckausgleich zur Umgebung bewerkstelligen können. Der Mischgrad β_{Mix} wird nur marginal auf 1,23 gesteigert, jedoch dürfte die Miteinbeziehung des nicht erfassten Randbereichs eine weitere Verschlechterung ergeben.

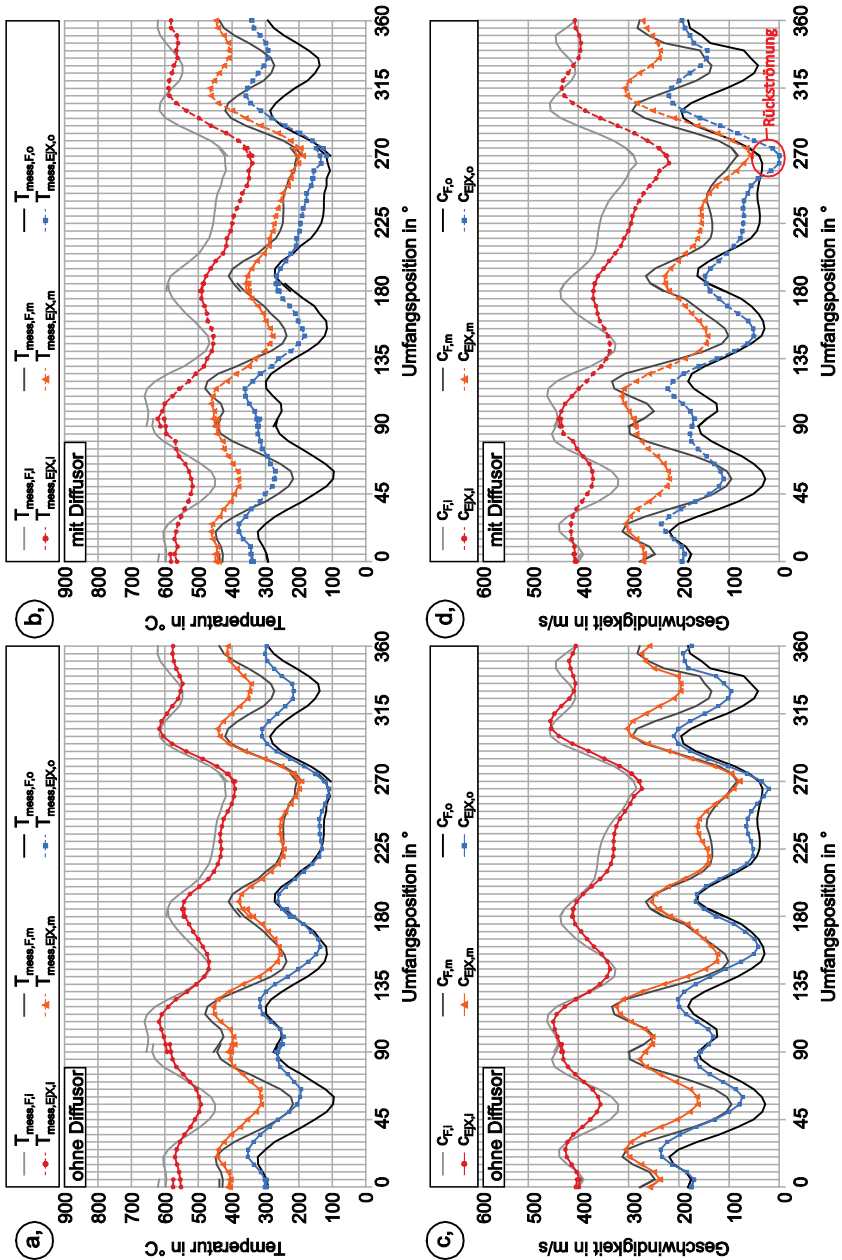


Abbildung 7.26: Temperatur- und Geschwindigkeitsprofile EJ8610-CVN ohne und mit Diffusor

Die Abbildung 7.27 enthält die Ergebnisse zur den Temperatur- und Geschwindigkeitsverläufen aus der Kombination der blütenförmigen Primärdüse LMN und der Ejektordüse EJ8610 ohne und mit Diffusor. Der sehr geringe Abstand bei der Vermessung des Fernfelds der LMN hat eine um 15 mm höhere Mischlänge der Ejektordüsenkombination EJ8610-LMN zur Folge.

Erwartungsgemäß hat sich die Durchmischung verbessert. Grafik (a) in Abbildung 7.27 zeigt die Profile der gemessenen Temperatur nach dem Austritt aus der Ejektordüse im Verhältnis zu den grauen Referenzlinien aus der Vermessung des Fernfelds der LMN. Die Mittelwerte des inneren und äußeren Profils rücken um 35 % näher zusammen. Der Verlauf in Umfangsrichtung gleicht dem Fernfeld der LMN ohne Ejektordüse. Der Einfluss der Ejektordüse auf die Profilverläufe ist sehr gering. Der Diffusor sorgt für eine Angleichung der Temperaturen um etwa 40 % gegenüber dem Fernfeld der LMN. Der Anbau des Diffusors sorgt auch für eine Erhöhung der Mischlänge. Die beschriebenen Verbesserungen könnten jedoch allein von der erhöhten Lauflänge stammen.

Der Impulsaustausch schreitet nach Grafik (c) in Abbildung 7.27 gut voran und der Abstand zwischen den mittleren Geschwindigkeiten sinkt vor allem durch Verbesserungen im äußeren Bereich um 30 %. Der Mischgrad β_{Mix} wird geringfügig von 1,069 im Fernfeld auf 1,043 am Austritt der Ejektordüse verbessert. Durch den Diffusor entsteht eine weitere geringfügige Steigerung der Durchmischung auf 1,039 am Austritt. Der Abstand der mittleren Geschwindigkeit zwischen innerem und äußerem Bereich sinkt um etwa 35 %. Die Umfangsgradienten werden tendenziell abgeschwächt und liegen um etwa 20 % besser als ohne Diffusor. Die marginale Verbesserung der Ausmischung ist vermutlich auch der Grund, warum der Diffusor keine höhere Schubverstärkung erreichen kann. Der zusätzliche sekundäre Massenstrom übersteigt die Mischfähigkeit der blütenförmigen Primärdüse LMN. Dennoch ist die Ausmischung weit genug vorangeschritten, dass die Verluste durch den Diffusor begrenzt werden können.

Der gute Fortschritt bei der Durchmischung steht im Einklang mit der hohen Schubverstärkung von 10 % und der Steigerung des sekundären Massenstroms. Die Tatsache, dass der Diffusor trotz Erhöhung des sekundären Massenstroms nicht zu einer weiteren Schubverstärkung führt, zeigt, dass die Interaktion mit dem Diffusor noch nicht die erwarteten Vorteile bringt. Das Ringmesssystem liefert keine Daten zum äußersten Randbereich am Austritt des Diffusors, sodass die Effektivität des Diffusors nicht vollständig bewertet werden kann.

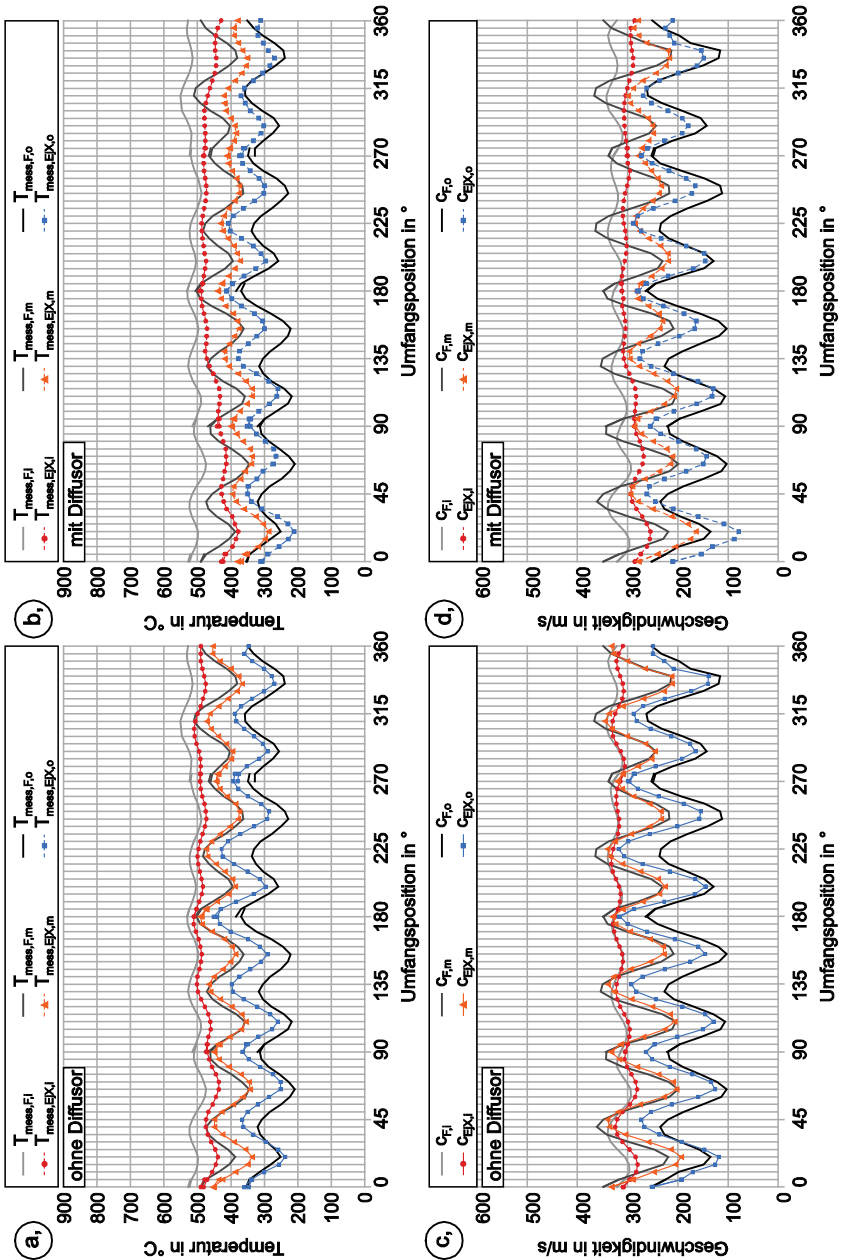


Abbildung 7.27: Temperatur- und Geschwindigkeitsprofile EJ8610-LMN ohne und mit Diffusor

Die Analyse der Temperatur- und Geschwindigkeitsprofile in [Abbildung 7.28](#) der blütenförmigen Primärdüse mit Ausschnitten LMN-Sc im Verbund mit der Ejektordüse liefert Hinweise zur Verbesserung des Mischprozesses.

Die Grafik (a) enthält die gemessenen Temperaturprofile am Austritt der Ejektordüse. Zum Vergleich sind die grauen Linien der Profile des Fernfelds der LMN-Sc hinterlegt. Damit kann abgeschätzt werden, welche Effekte von der Ejektordüse herrühren und welche bereits zuvor ohne Ejektordüse erreicht wurden. Die Profile der Temperatur sind um 40 % weiter gegenüber dem Fernfeld der LMN-Sc zusammengerückt. Der Fortschritt verhält sich analog zur Verbesserung des Fernfelds zwischen LMN und LMN-Sc. Nur im Randbereich wurde die Temperatur durch den Austauschprozess stärker angehoben. Das mittlere und äußere Profil liegt fast aufeinander und trennen im Mittel nur noch ca. 60 °C. Auf dem inneren Profil sind die Gradienten in Umfangsrichtung nahezu vollständig abgebaut und die mittlere Abweichung liegt unter 10 °C.

Die Erweiterung durch den Diffusor beeinflusst die Temperaturprofile kaum, wie in Grafik (b) zu erkennen ist. Der Durchschnitt der mittleren Temperaturen den Profilen verkleinert sich um 40 % im Vergleich zum Fernfeld der LMN-Sc. Die Schwankungen können im äußeren und mittleren Bereich weiter abgebaut werden. Die gute Ausmischung der Temperatur wird inneren Bereich beibehalten.

Der Impulsaustausch kann anhand der Geschwindigkeitsprofile bewertet werden. In Grafik (c) sind die Profile der Geschwindigkeit am Austritt der Ejektordüse dargestellt. Die Angleichung der Strömungsgeschwindigkeiten und die Spreizung der mittleren Geschwindigkeiten liegen ca. 35 % niedriger. Die mittlere Geschwindigkeit auf dem inneren Profil bildet nur noch eine Differenz von ca. 70 m/s zur gemittelten Geschwindigkeit auf dem äußeren Profil. Der Mischgrad β_{Mix} liegt bei 1,025, im Vergleich zum Fernfeld der LMN-Sc mit $\beta_{\text{Mix}} = 1,04$.

Das allgemeine Geschwindigkeitsniveau sinkt durch den Diffusor erwartungsgemäß, aber die Schwankungen nehmen auf allen Profilen wieder zu. Der Mischgrad β_{Mix} verschlechtert sich auf 1,029. Durch den Diffusor wird die Geschwindigkeitsverteilung ungleichmäßiger. Trotzdem erreicht die Kombination aus LMN-Sc und Ejektordüse mit Diffusor eine bessere Schubverstärkung von 8 % als ohne Diffusor. Dieser Wert bleibt jedoch hinter der EJ8610-LMN mit 10 % Schubverstärkung zurück, obwohl durch den Diffusor bei der EJ8610DIF-LMN-Sc ein erhöhter Massenstrom gefördert wird.

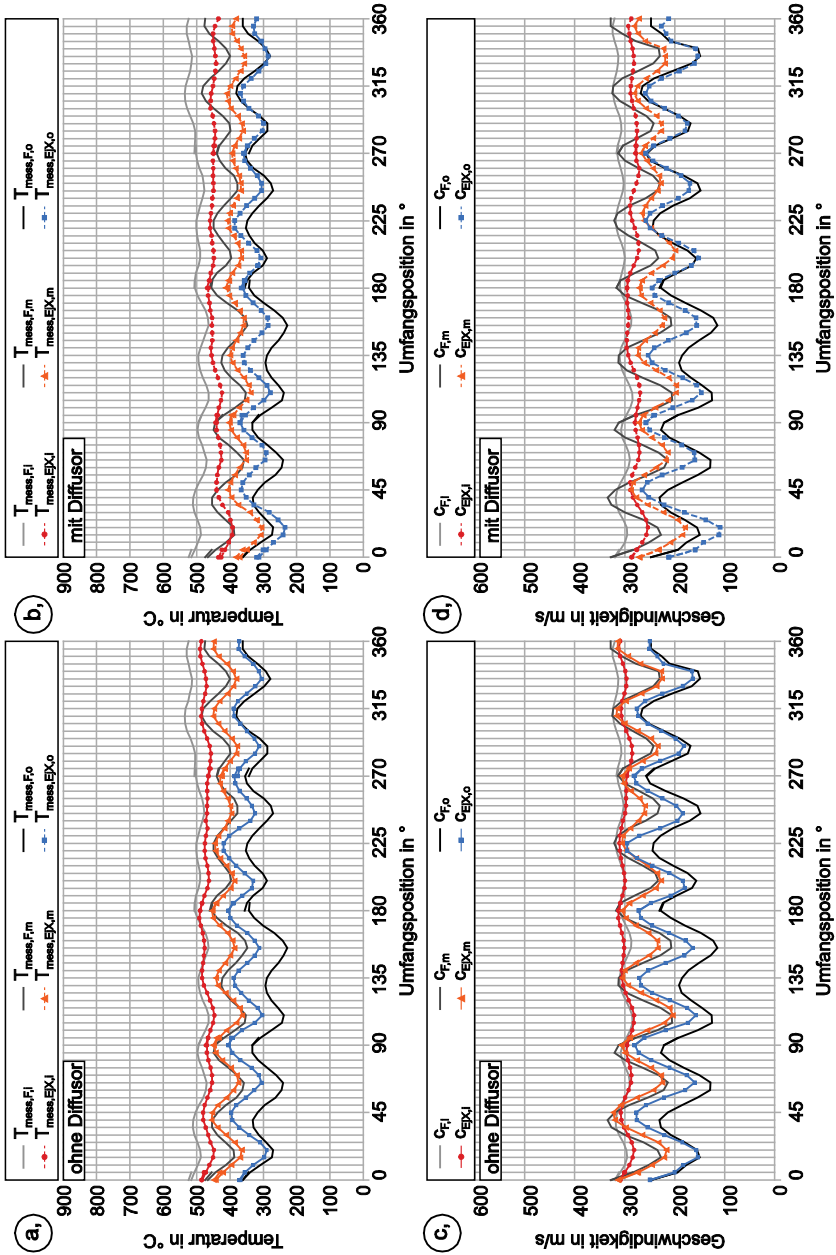


Abbildung 7.28: Temperatur- und Geschwindigkeitsprofile EJ8610-LMN-Sc ohne und mit Diffusor

7.5.3 Schlussfolgerung zur Vermessung der Ejektordüsenkonfigurationen

Die Ableitung der idealen Schubverstärkung von [43] ergibt für die untersuchte Ejektordüse ohne Diffusor ein sekundäres Massenstromverhältnis von ca. 1,2 und eine daraus folgende Schubverstärkung von 1,115. Diese Werte werden von der Kombination mit der blütenförmigen Primärdüse LMN fast erreicht. Durch den Diffusor sollte das sekundäre Massenstromverhältnis auf ca. 1,6 und die Schubverstärkung auf 1,18 steigen. Diese Werte werden deutlich verfehlt, da sich in der Untersuchung durch den Diffusor keine wesentliche Steigerung der Schubverstärkung erwirken ließ.

Über alle Konfigurationen hinweg zeigt sich, dass der Diffusor eine etwa 20 % höhere Förderrate beim sekundären Massenstrom generiert. Diese Steigerung scheint primär vom Flächenverhältnis γ des Diffusors abzuhängen. Bei den Varianten mit Standarddüse SN und Chevrongüse CVN liegt diese Steigerung etwas unter 20 %. Die blütenförmigen Primärdüsen bewerkstelligen Erhöhungen über 20 %, insbesondere bei der LMN-Sc mit der höchsten Steigerung von 25 %. Die SN und CVN erzeugen höhere Verluste im Betrieb mit Diffusor. Ein Teil der theoretisch möglichen Schubverstärkung geht daher verloren. Die blütenförmigen Primärdüsen verursachen weniger Verluste im Diffusorbetrieb und können die Förderleistung in mehr sekundären Massenstrom investieren. Dennoch scheinen auch hier die Verluste durch den Diffusorbetrieb einen Großteil der zusätzlich möglichen Schubverstärkung zu verhindern.

Bei der Standarddüse wurde ein großer Unterschied zwischen Fernfeld und Austritt aus der Ejektordüse festgestellt aus der sich ein anderer Wert für den Mischgrad ergab. Bei den blütenförmigen Primärdüsen waren die Unterschiede viel geringer und der Mischgrad am Austritt der Ejektordüse war nur marginal besser als bei der Fernfeldmessung.

7.6 Schlussfolgerung aus der experimentellen Vermessung

Insgesamt lassen sich aus den Ergebnissen folgende Rückschlüsse ziehen. Die Scherströmung führt zur Einmischung von Umgebungsluft in die Düsenströmung. Innerhalb der Düsenströmung werden durch den Mischprozess getrieben von Wärme- und Stofftransport die Gradienten abgebaut. Aus der experimentellen Untersuchung der unterschiedlichen Primärdüsen und der Kombinationen der jeweiligen Primärdüse mit Ejektordüse lassen sich wichtige Schlussfolgerungen ziehen.

Die Analyse der Düsenströmung der Standarddüse ergab im Nahfeld hauptsächlich radiale Gradienten. Die Gradienten werden stark von Komponenten stromaufwärts wie der Brennkammer erzeugt und beeinflusst. Die Mechanismen wurden in Kapitel 7.3.3 beschrieben. In der Temperatur- und Geschwindigkeitsverteilung im Fernfeld bleiben noch starke radiale Gradienten zurück. Grundsätzlich erreicht die Standarddüse SN trotz niedriger Austauschoberfläche und keinerlei Elemente zur Verstärkung der treibenden Gradienten eine ausreichende Förderwirkung um eine Schubverstärkung von 7 %.

Die Chevrongdüse CVN überlagert die radialen Gradienten durch die partielle Ablenkung der Düsenströmung mittels der Zacken mit Umfangsgradienten. Trotzdem blieben im Fernfeld ähnlich starke radiale Gradienten zurück wie bei der Standarddüse. Die Schubverstärkung durch die Kombination mit der Ejektordüse liegt mit 5 % unter den Werten der Kombination mit Standarddüse. Die Zacken erzeugen Gebiete mit niedriger Strömungsgeschwindigkeit und liefern keinen Mechanismus, um diese schnell auszugleichen. Entsprechend entstehen Rückströmungsbereiche im Ejektorrohr. In Kombination mit dem Diffusor wirken sich diese negativ auf die Schubverstärkung und Förderrate aus.

Die blütenförmigen Primärdüsen LMN und LMN-Sc arbeiten mit großen Gradienten in Umfangsrichtung und erreichen damit eine schnelle Vermischung. Diese verursachen mit dem entwickelnden Auslegungsverfahren kaum Schubverluste und der thermodynamische Kreisprozess des Triebwerks blieb unbeeinflusst. Die Kombination der blütenförmigen Primärdüsen mit der Ejektordüse erreichte Schubverstärkungen von 10 % bei einer Verbesserung des spezifischen Brennstoffverbrauchs um 8 %. Diese Werte lagen deutlich über den Ergebnissen der Kombination aus Standard- und Ejektordüse.

Der zugrundeliegende Mechanismus konnte aus der Analyse der Temperatur- und Geschwindigkeitsprofile gewonnen werden. Die Ausmischung durch die blütenförmigen Primärdüsen ist bereits nach kurzer Strecke deutlich fortgeschrittener und die verbliebenen radialen Gradienten sind flach. Die geringfügige Steigerung des Mischgrads durch die Ausschnitte der LMN-Sc führte zu einer leicht niedrigeren Schubverstärkung. Durch den höheren Mischgrad konnte kein zusätzlicher sekundärer Massenstrom gefördert werden. Dies zeigt entgegen theoretischen Annahmen, dass eine bessere Durchmischung nicht zwingend zu einer höheren Förderrate führt. Die verstärkte Vermischung verbraucht zusätzliche kinetische Energie, was eine größere Schubverstärkung verhindert. Weitere Probleme treten im Verbund mit dem Diffusor auf. Dieser ist auf eine gute Durchmischung im Randbereich angewiesen. Die folglich niedrigeren Ablösungsverluste und gesteigerter sekundärer Massenstrom erzeugen dann zusätzlichen Schub. Die maximale Förderrate scheint jedoch vor allem das Flächenverhältnis des Diffusors vorzugeben, da diese immer etwa 20 % betrug. Übersteigt die

gesteigerte Förderrate die Mischfähigkeit der Primärdüse, verschwindet die zusätzliche Schubverzeugung oder es werden Zusatzverluste verursacht.

Mit den Untersuchungen konnte gezeigt werden, dass eine gewisse Ausmischung und ein hoher sekundärer Massenstrom für eine größtmögliche Schubverstärkung wichtig sind. Die Durchmischung und der sekundäre Massenstrom stehen in einem Abhängigkeitsverhältnis. Die Schubverstärkung kann nur maximiert werden, wenn zu einem bestimmten sekundären Massenstrom auch eine bestimmte Durchmischung erreicht wird.

Der Einfluss des Randbereichs und der Kernströmung konnte auf Grundlage der Messungen nur eingeschränkt bewertet werden. Besonders Aussagen zum Mischgrad β_{Mix} können dadurch verfälscht werden. Für eine bessere Bewertung muss die Geschwindigkeitsverteilung mit räumlich höherer Auflösung betrachtet werden. Die schwierigen Verhältnisse und starke Beeinflussung der Strömung bei der Vermessung lassen dies experimentell nicht zu. Die Messung des sekundären Massenstroms unterlag größerer Unsicherheit, sodass nur relative Änderungen bewertet werden konnten. Des Weiteren können die Effekte im experimentellen Aufbau nicht isoliert voneinander untersucht werden, um die genaue Wirkungsweise zu analysieren. Grundlegende Auslegungsrichtlinien für eine optimale Schubverstärkung durch den Diffusor konnten daher auf Basis der experimentellen Ergebnisse nicht abgeleitet werden.

8 Numerische Untersuchung

Die Wirkung der zahlreichen Konstruktionsparameter von blütenförmigen Primärdüsen und Ejektordüsen auf die Schubverstärkung, das sekundäre Massenstromverhältnis und den Mischgrad soll mittels CFD-Simulation untersucht werden. In der numerischen Simulation können die einzelnen Parameter besser isoliert und Strömungsphänomene detaillierter analysiert werden. Um die numerischen Ergebnisse zu überprüfen, wird das Simulationsmodell mit experimentellen Daten validiert.

8.1 Allgemeiner Aufbau der numerischen Simulation

Für die numerische Untersuchung wurde ANSYS CFX verwendet. Die Studie von Thirumurthy et al. [141] untersuchte die Verwendung der Softwarepakete ANSYS CFX, ANSYS FLUENT und HYDRA-CFD von Rolls-Royce zur numerischen Simulation von Ejektordüsen. Auf Basis der geringen Unterschiede der Ergebnisse wurden alle als geeignet für diese Problemstellung beurteilt.

Der Solver der CFD-Software löst die Navier-Stokes-Gleichungen numerisch für viskose Fluide und diskrete Elemente. Diese werden zuvor durch die räumliche Diskretisierung des Simulationsgebiets erzeugt, das sogenannte Netz. Die folgenden Gleichungen definieren nach [142] den Erhalt von Masse, Impuls und Energie:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{u}) = 0 \quad (75)$$

$$\frac{\partial (\rho \vec{u})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{u} \vec{u}) = -\nabla p + \nabla \cdot \tau + S_M \quad (76)$$

$$\frac{\partial (\rho h_t)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{u} h_t) = \frac{\partial p}{\partial t} + \nabla \cdot (\lambda \nabla T) + \nabla \cdot (\vec{u} \cdot \tau) + \vec{u} \cdot S_M + S_E \quad (77)$$

Die direkte Lösung (DNS, Direct Numerical Simulation) dieser Gleichungen benötigt für das gesamte Strömungsfeld hochaufgelöste Gitter und sehr kleine Zeitschritte, was mit hoher Komplexität und Rechenzeit verbunden ist. Statistische Modellierungsansätze wie sie den Reynolds-gemittelte Navier-Stokes-Gleichungen (RANS, Reynolds Averaged Navier Stokes) innewohnen, vereinfachen die Lösung, benötigen aber zusätzliche Turbulenzmodelle. Eines dieser Modelle ist das Shear Stress Transport (SST)-Modell, welches die Strömungsphänomene sowohl im Freistrah als auch im wandnahen Bereich mit akzeptablem Rechenaufwand abbildet. Näheres zur Definition des physikalischen Modells wird in den Kapiteln zu den jeweiligen Problemstellungen erläutert.

Die numerische Untersuchung wird für die unterschiedlichen Primärdüsen im Betrieb sowohl ohne als auch mit Ejektordüse durchgeführt. Für die Auslegung der Primärdüse stellt sich die Frage, wie eine möglichst gleichmäßige Geschwindigkeitsverteilung auf kürzester Strecke erreicht werden kann, ohne die Schubeffizienz zu verringern. In Kombination mit der Ejektordüse soll der Einfluss der Konstruktionsparameter auf die Schubverstärkung bewertet werden. Dazu muss der Zusammenhang zwischen dem sekundärem Massenstromverhältnis SMR, dem Mischgrad β_{Mix} und der Schubverstärkung Φ geklärt werden.

Die Simulation der Primärdüse und die der Ejektordüse wurden unabhängig voneinander einer Netzstudie unterzogen, um die Unabhängigkeit der Ergebnisse von der Zellenanzahl bzw. Zellengröße, sowie der Verteilung zu gewährleisten. Darüber hinaus werden die in Kapitel 7 vorgestellten Messdaten genutzt, um die Simulationsergebnisse für die experimentell untersuchten Varianten zu validieren. Erst nach erfolgreichem Abschluss dieser Punkte wurde die Parameterstudie durchgeführt.

8.2 Untersuchung der blütenförmigen Primärdüse

Die vollständige Mischung der Primärströmung mit dem sekundären Massenstrom ist die Voraussetzung, dafür dass die Schubverstärkung der Ejektordüse maximiert werden kann, siehe hierzu auch die Veröffentlichung von Porter und Squyers [46]. Die Ergebnisse der im vorangegangenen Kapitel vorgestellten experimentellen Untersuchungen zeigen auf Basis des errechneten Mischgrads, dass am Austritt der Ejektordüse die Geschwindigkeitsverteilung der blütenförmigen Primärdüse mit gleicher Mischlänge nahezu gleich ist. Das Mischverhalten kann also weitgehend unabhängig von der Ejektordüse untersucht werden. Ein Teil der Analysen und Ergebnisse wurden bereits in [130] veröffentlicht.

8.2.1 Aufbau der Simulation der Primärdüsen in Ansys CFX

8.2.1.1 Physikalisches Modell

Im Modul CFX-Pre wird als Strömungsmedium für die Düsensimulation das vordefinierte Material „Air ideal“ gewählt. Bei den kleinen Turbojet-Triebwerken liegt das Brennstoff-zu-Luft-Verhältnis im Vollastbetrieb bei ca. 1:40. Der Einfluss des Brennstoffeintrags auf die Stoffeigenschaften des Fluids ist daher gering und kann in der numerischen Simulation vernachlässigt werden. Bei der Verwendung von „Air ideal“ ist keine Temperaturabhängigkeit der Stoffwerte implementiert. Die zu erwartende hohe Temperaturspanne von 0 °C bis 900 °C verlangt die Beachtung der Temperaturabhängigkeit der spezifischen Wärmekapazität $c_p(T)$, der Wärmeleitfähigkeit und dynamischen Viskosität $\nu(T)$. Die Funktion der CEL-Expressions kann genutzt werden, um Gleichungen für die Eingabeparameter zu

hinterlegen. Für die spezifische Wärmekapazität, die Wärmeleitfähigkeit und die dynamische Viskosität werden Polynomfunktionen aus der vorangegangenen Arbeit von Rahn und Hupfer [143] übernommen, da bereits bei diesen Untersuchungen die Düsenströmung von kleinen Turbojet-Triebwerken erfolgreich numerisch abgebildet werden konnte. Die Funktionen approximieren experimentell ermittelte Stoffwerte aus [144].

$$c_p(T) = a_1 \cdot T^3 + a_2 \cdot T^2 + a_3 \cdot T + a_4 \quad (78)$$

mit:

$$\begin{aligned} a_1 &= -3,69834 \cdot 10^{-7} \frac{J}{kg \cdot K^4} \\ a_2 &= 8,1399 \cdot 10^{-4} \frac{kg \cdot K^3}{kg \cdot K^3} \\ a_3 &= -0,350338 \frac{kg \cdot K^2}{kg \cdot K^2} \\ a_4 &= 1047,8742 \frac{kg \cdot K}{kg \cdot K} \\ \lambda(T) &= b_1 \cdot T^2 + b_2 \cdot T + b_3 \end{aligned} \quad (79)$$

mit:

$$\begin{aligned} b_1 &= -2,0963 \cdot 10^{-8} \frac{W}{Wm \cdot K^3} \\ b_2 &= 8,56 \cdot 10^{-5} \frac{mW K^2}{mW K^2} \\ b_3 &= 0,0026988 \frac{m \cdot K}{m \cdot K} \end{aligned}$$

$$\eta(T) = c_1 \cdot T^2 + c_2 \cdot T + c_3 \quad (80)$$

mit:

$$\begin{aligned} c_1 &= -1,65404 \cdot 10^{-11} \frac{Pa \cdot s}{K^2} \\ c_2 &= 0,0053275 \cdot 10^{-5} \frac{Pa \cdot s}{K} \\ c_3 &= 0,416455 \cdot 10^{-5} Pa \cdot s \end{aligned}$$

Als Turbulenzmodell kommt das in CFX-Pre implementierte Shear Stress Transport (SST)-Modell zum Einsatz. Für den Wärmetransport wurde das „Total Energy Model“ verwendet, welches vom ANSYS Modelling Guide bei der vorliegenden Strömung mit $Ma > 0,3$ als Standardmodell angegeben wird [145].

8.2.1.2 Simulationsgeometrie und Randbedingungen

Als Ergebnis der experimentellen Untersuchung konnte gezeigt werden, dass die unterschiedlichen Düsen keinen nachweislichen Einfluss auf den Betriebspunkt des Triebwerks haben. Somit können für alle numerischen Untersuchungen die

Eintrittsbedingungen einheitlich und unabhängig von der Düsengeometrie festgelegt werden. Das vereinfachte Simulationsmodell ([Abbildung 8.1](#)) enthält nur die Düse ab dem Turbinenflansch (inlet). Vom dem Turbinenaustritt strömt das Abgas in die Düse und tritt am Primärdüsenaustritt in die Umgebung ein. Die Abmessungen des Volumens, das die Umgebung repräsentiert, orientiert sich an den Vorgaben aus [141]. Der Durchmesser des Strömungsgebiets entspricht dem 1,5-fachen und die Länge dem 7-fachen Düsenaustrittsdurchmesser. Die Ränder der Umgebung werden als „opening“ behandelt. Das Fluid kann über die Systemgrenze hinaus- oder hereinfließen. Zur Reduktion des Rechenaufwands wird die Symmetrie ausgenutzt. Bei der Standarddüse SN wird ein 45° -Segment simuliert, bei den blütenförmigen Primärdüsen ist der Winkel des Segments $2 \cdot \Theta$. Als Einströmbedingung in die Ebene „inlet“ werden die experimentell ermittelten Daten für den Gesamtmassenstrom \dot{m}_4 , welcher sich aus dem Luftmassenstrom \dot{m}_L und dem Brennstoffmassenstrom \dot{m}_{Br} zusammensetzt, und die Turbinenaustrittstemperatur T_{15} vorgegeben. Als Referenzdruck der Domäne wird der Umgebungsdruck p_0 angegeben. Die Druckdifferenz gegenüber der Begrenzung „opening“ wird auf 0 Pa gesetzt. Für die Temperatur am „opening“ wird T_0 verwendet.

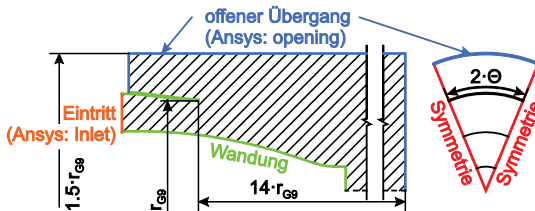


Abbildung 8.1: Randbedingungen des vereinfachten Strömungsgebiets

Das zweite untersuchte Strömungsmodell ([Abbildung 8.2](#)) beinhaltet das kleine Turbojet-Triebwerk über die Außenkontur. In der Einlaufebene des Triebwerks strömt der aus den Versuchen bekannte Luftmassenstrom \dot{m}_L aus der Domäne heraus (outlet). In der Ebene des Turbinenaustritts (inlet) tritt der Massenstrom \dot{m}_4 wieder über die Düse in die Berechnungsdomäne ein mit den experimentell bestimmten Werten des Abgases. Das Volumen der umgebenden Domäne besitzt einen Durchmesser von $5 \cdot d_{G1}$.

Der Schub wird beim vereinfachten Strömungsgebiet über die Integration der Kräfte aus Druck und Impuls auf die Flächen der Düsenwandung (wall) und des Düsen Eintritts (inlet) berechnet. Beim erweiterten Strömungsgebiet bezieht das Integral der Kräfte auf die Wandung des gesamten Triebwerks (wall) und die Fläche des Düsen Eintritts (inlet) sowie des Triebwerkseinlaufs (outlet) mit ein. Das Düsendruckverhältnis Π_D ergibt sich durch Massenstrom und Gegendruck, sowie

der Austrittsfläche der Düse. Die Konvergenz von Schub und Düsendruckverhältnis wird zur Beurteilung beobachtet. Als Beendigungskriterium werden Residuen kleiner 10^{-5} eingestellt.

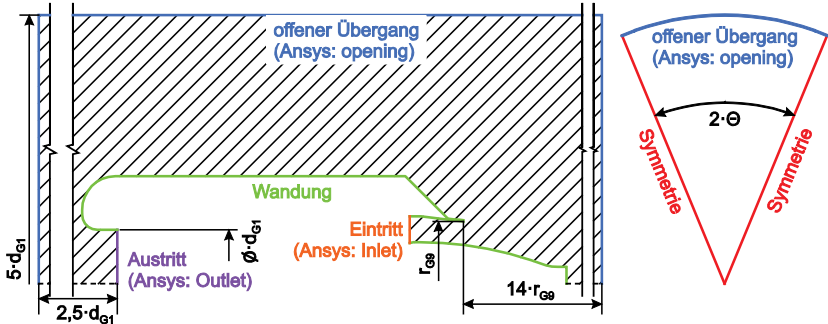


Abbildung 8.2: Randbedingungen des erweiterten Strömungsgebiets mit Triebwerk

Die Simulation des vereinfachten Strömungsgebiets erreichte nach etwa 100 Iterationen die geforderten Konvergenzkriterien. Das Modell mit vollständiger Triebwerkskontur erreichte erst nach 1000 Iterationen ein ähnlich gutes Ergebnis.

Tabelle 8.1: Ergebnisse des vereinfachten und des erweiterten Strömungsgebiets

Düsen- typ	Verein- fachte Domäne	Erweiterte Domäne	Ab- weichung	Verein- fachte Domäne	Erweiterte Domäne	Ab- weichung
	Schub [N]	Schub [N]	%	Π_D [-]	Π_D [-]	%
SN	197,025	196,885	-0,159 %	1,6241	1,6248	0,016 %
CVN	193,702	193,394	-0,071 %	1,5869	1,5872	0,042 %
LMN	196,382	196,125	-0,131 %	1,6258	1,6264	0,035 %
LMN-Sc	191,156	190,85	-0,160 %	1,6055	1,606	0,032 %

Die Ergebnisse für Schub und Düsendruckverhältnis sind für die zwei Strömungsgebietsmodelle ähnlich. Die Ergebnisse der Simulation mit dem erweiterten Strömungsgebiet lieferten 0,1 % bis 0,2 % weniger Schub, da der Unterdruck vor dem Triebwerkeinlauf mit einbezogen wird. Für alle weiteren Simulationen wurde das vereinfachte Modell verwendet, damit Ergebnisse schneller erreicht werden können.

8.2.1.3 Vernetzung der Strömungsdomäne für die Primärdüsen

Zur Vernetzung wurde das CFX-Modul Mesh verwendet. Alle Wandoberflächen der Düsen werden mit einer Prismenschicht mit einer ersten Schichthöhe von $4 \cdot 10^{-6}$ m überzogen. Die Schichthöhe soll einen Wert von y^+ kleiner 1

ermöglichen, um die Strömungsmechanismen in der Grenzschicht ausreichend abbilden zu können. Die Schichthöhe wurde mit Strömungsdaten aus den experimentellen Untersuchungen abgeschätzt. Der Wert von y^+ kann auf allen Wandoberflächen in CFX-Post angezeigt werden. Bei einem Wert von y^+ größer 1 muss bemessen werden, ob der Bereich der Überschreitung einen großen Einfluss auf das Ergebnis hat.

$$y_H = \frac{2 \cdot y^+ \cdot \eta}{\rho \cdot u_T} \tag{81}$$

y_H	Höhe der ersten Schicht
y^+	Sollwert y^+
η	Dynamische Viskosität
ρ	Dichte
u_T	Wandnahe Strömungsgeschwindigkeit

Um die passende Zellgröße für die Vernetzung zu finden, muss die Auswirkung verschiedener Zellgrößen auf die Ergebnisse untersucht werden. Üblicherweise wird zur Verfeinerung die Zellgröße halbiert, bis sich keine relevante Änderung der zu untersuchenden Größen ergibt. Die Unabhängigkeit der Ergebnisse von der Netzauflösung wird durch eine Simulationsreihe mit einer systematischen Variation der Zellgröße untersucht (Abbildung 8.3). Die globale Elementgröße wird von $2 \cdot 10^{-3}$ m über mehrere Schritte auf $2,8033 \cdot 10^{-4}$ m reduziert.

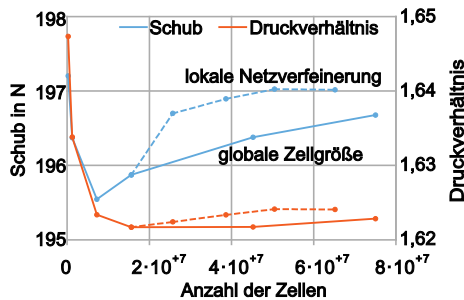


Abbildung 8.3: Untersuchung des Einflusses der Zellgröße auf die numerischen Ergebnisparameter Schub und Düsendruckverhältnis

Die Auswertung der Untersuchung zeigt, dass ab einer Zellgröße von $5 \cdot 10^{-4}$ m die Ergebnisse von Schub F und Düsendruckverhältnis Π_D weitgehend konstant bleiben. Die Analyse der Strömungsprofile am Düsenaustritt zeigt noch Schwankungen. Direkt am Düsenaustritt entstehen starke Gradienten bei der Geschwindigkeit und der Temperatur. Um diese auflösen zu können, muss die Elementgröße weiter reduziert werden. Mit einer Zellgröße von $2,0833 \cdot 10^{-4}$ m wurde eine akzeptable Genauigkeit erreicht. Zusätzlich wurde eine lokale Verfeinerung der Zellen auf $1,5625 \cdot 10^{-4}$ m innerhalb und im Nahbereich der Düse eingebaut. Diese

konnte die erforderliche Auflösung und Stabilität der Austrittsströmungsprofile erbringen.

Die Auswertung der Netzstudie identifizierte die Kombination einer globalen Zellgröße von $1 \cdot 10^{-3}$ m und einer lokalen Verfeinerung auf $1,5625 \cdot 10^{-4}$ m im Nahbereich als effiziente Lösung. Der Wert für y^+ bleibt weitläufig unter 1, lediglich in der Eintrittsebene der Düse werden Werte von maximal 3 auf einem kleinen Bereich festgestellt. Die numerischen Berechnungen konnten mit diesen Einstellungen bei akzeptablem Zeitaufwand und bei ausreichender Qualität der Ergebnisse durchgeführt werden.

8.2.2 Validierung mittels experimenteller Daten der Primärdüsen

Um die Ergebnisse aus der Simulation zu überprüfen werden die numerischen und experimentellen Ergebnisse von Schub F und Düsendruckverhältnis Π_D verglichen. Das Düsendruckverhältnis Π_D wird als repräsentativer Mittelwert aus den Messwerten von Schub F und Gesamtmassenstrom \dot{m}_4 berechnet. Der iterative Rechenweg ist im Anhang B dokumentiert. Beim Vergleich der Messergebnisse und der numerischen Werten in der Tabelle 8.2 fällt auf, dass die Simulation zu etwas höheren Schubwerten und zu einem niedrigeren Düsendruckverhältnis Π_D kommt.

Tabelle 8.2: Vergleich Ergebnisse aus Simulation und experimenteller Vermessung

Düsen- typ	Mess- ebene	Messung	Simulation	Abw.	Messung	Simulation	Abw.
		F [N]	F [N]	%	Π_D [-]	Π_D [-]	%
SN	Nahfeld	195,5	197,025	+0,78 %	1,648	1,6241	-1,47 %
	Fernfeld	192,9	194,154	+0,65 %	1,652	1,6253	-1,60 %
CVN	Nahfeld	192,7	193,702	+0,52 %	1,616	1,5869	-1,81 %
	Fernfeld	188,2	188,166	-0,02 %	1,623	1,5857	-2,28 %
LMN	Nahfeld	195,8	196,382	+0,30 %	1,641	1,6258	-0,94 %
	Fernfeld	191	190,769	-0,12 %	1,642	1,6202	-1,33 %
LMN- Sc	Nahfeld	190,1	191,156	+0,56 %	1,611	1,6055	-0,34 %
	Fernfeld	185,9	186,284	+0,21 %	1,614	1,6034	-0,66 %

Das kann zum einen mit Vereinfachungen des numerischen Modells erklärt werden und zum anderen mit den eingegebenen Randbedingungen. Diese sind in der Simulation mit einer homogenen Verteilung der thermodynamischen und strömungsmechanischen Parameter am Eintritt in die Düse modelliert. Im Experiment hingegen tritt die Strömung mit einer inhomogenen Geschwindigkeit- und

Temperaturverteilung in die Düse ein, siehe Kapitel 7.3.3. Die Abweichung zwischen Messdaten und numerisch berechneten Daten liegt jedoch unterhalb der Messunsicherheit des Experiments. Eine gute Übereinstimmung kann deswegen angenommen werden.

8.2.3 Validierung mittels Messdaten zur Düsenströmung der Primärdüsen

Die Mischfähigkeit der Primärdüsen leitet sich aus den Strömungsprofilen ab. Deswegen werden die gemessenen Profile im Nah- und Fernfeld in die Validierung miteinbezogen. Ziel ist die Bewertung der Übereinstimmung der Profile zwischen Simulation und Experiment. Des Weiteren soll überprüft werden, ob die Simulation Veränderungen der Profile durch geometrische Modifikationen der Düse in gleicher Weise wie die experimentellen Erkenntnisse abbildet. Außerdem soll die Abweichung des Mischgrads zwischen Simulation und Experiment ermittelt werden um die Belastbarkeit der Ergebnisse der späteren Parametervariation zu beurteilen.

Die gemessenen Temperaturwerte wurden mit Hilfe der Funktion (62) aus Kapitel 6.4.4 über einen Machzahl-abhängigen Recovery-Faktor in Totaltemperaturen umgerechnet. Von den in der Messung ermittelten Totaldruckwerten wird der gemessene statische Druck am Rand der Düsenströmung subtrahiert, um den dynamischen Druck zu erhalten. Die Beurteilung der Übereinstimmung der Strömung zwischen Messung und Simulation erfolgt an der Lage des Mittelwerts zwischen experimentell und numerisch ermitteltem Profil. Die Profile aus der Simulation müssen den Verlauf der Profile in Umfangsrichtung qualitativ wiedergeben. Eine gute Übereinstimmung wird erreicht, wenn sich die experimentellen Werte innerhalb des erstellten Abweichungsbands befinden. Das Abweichungsband wird durch die Verschiebung der Auswertungsradien nach den in Kapitel 6.4.7 festgelegten Positionsunsicherheiten in radialer und axialer Richtung der Sonden im Ringmesssystem aus den Simulationsdaten bestimmt. Die Ungenauigkeit bezüglich der Positionierung in Umfangsrichtung wird über graue Abweichungsbalken dargestellt. Die gemessenen 360°-Profile wurden in die gleichen Segmente wie in der Simulation unterteilt. Die Messpunkte jedes Segments werden zu einem gemittelten Profil auf der jeweiligen radialen Tiefe zusammengefasst, um diese besser mit der Simulation vergleichen zu können. Dadurch wird die Auswirkung der lokalen Verteilungsunterschiede in der Eintrittsebene der Düse im Experiment reduziert (vgl. Kapitel 7.3.3). Jedoch werden dadurch die Umfangsgradienten abgeschwächt, da diese in der Messung nicht regelmäßig an den exakt gleichen Umfangspositionen vorkommen. Die Messpunkte des Fernfelds wurden durch Interpolation zu einer 360°-Verteilung der Totaltemperatur und des dynamischen Drucks zusammengefügt und mit der

numerisch erstellten Verteilung in einem Segment verglichen, um die Wirkung dieser unregelmäßigen Muster abzuschätzen.

Die Berechnung des Mischgrads β_{Mix} aus der Simulation wird analog zur experimentellen Bestimmung an den gleichen Positionen mit derselben Anzahl an Stützpunkten durchgeführt, siehe Abbildung 7.3. Auf diese Weise ergibt sich ein zur Messung vergleichbarer Wert. Es wird sowohl der Wert des Mischgrads als auch die Veränderung von Nah- zu Fernfeld beurteilt.

8.2.3.1 Analyse des Nahfelds

Die Totaltemperaturprofile aus experimentellen und numerischen Daten der vier Primärdüsen werden in Abbildung 8.4 verglichen. Die Profile des dynamischen Drucks im Nahfeld sind den Totaltemperaturprofilen sehr ähnlich und werden nicht gesondert betrachtet.

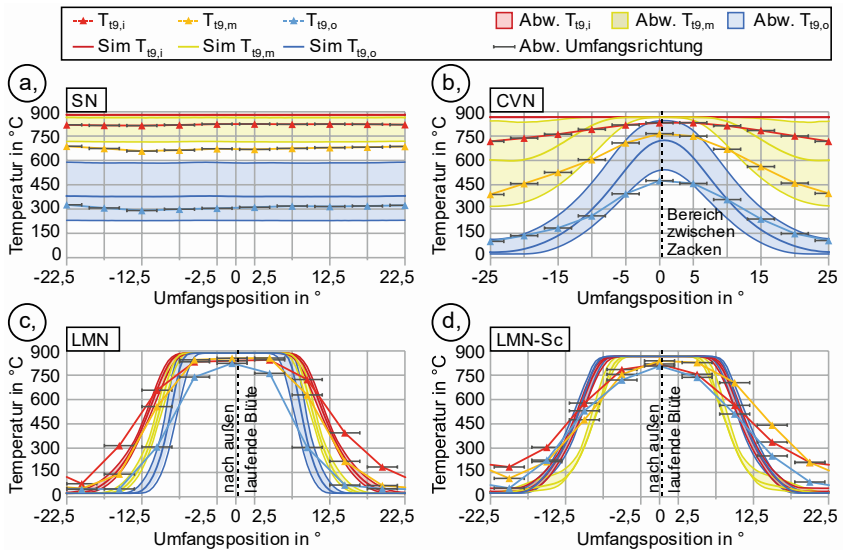


Abbildung 8.4: Vergleich der Nahfelder, experimentelle vs. numerische Totaltemperaturprofile

Bei der Standarddüse SN in Abbildung 8.4a liegen die Totaltemperaturwerte aus Messung und Simulation auf dem inneren Radius r_i relativ nahe zusammen und die Abweichung beträgt im Mittel +7,5 %. Das mittlere Totaltemperaturprofil weicht zwischen gemessenem und numerischem Profil um ca. +30 % ab. Die Abweichung im inneren und mittleren Bereich liegt außerhalb des Abweichungsbands. Die numerischen Totaltemperaturwerte auf dem äußeren Profil liegen wieder mit einer geringen Differenz von etwa 60 °C über den experimentellen Werten. Die hohe Übereinstimmung wird erreicht, obwohl die Positionsunsicherheit aufgrund

der starken Gradienten ein breites Abweichungsband verursacht. Aus den numerischen Daten wird ein Mischgrad β_{Mix} von 1,2 berechnet im Vergleich zum experimentellen Wert von 1,032. Die relative Abweichung beträgt ca. 17 %. Daraus folgt, dass das Geschwindigkeitsfeld in der Simulation ungleichmäßiger ist. Die radialen Gradienten sind in der Simulation stärker ausgeprägt, aber Umfangsgradienten werden gar nicht abgebildet. Die in Kapitel 7.3.3 beschriebenen Verteilungsunterschiede aus den vorgelagerten Komponenten werden in die Simulation nicht miteinbezogen, da diese von einer gleichmäßigen Verteilung von Geschwindigkeit und Temperatur am Düsen Eintritt ausgeht. Entsprechend fehlen diese am Austritt der Düse und damit auch die treibenden Kräfte zum Impulsaustausch innerhalb der Düsenströmung.

Die Analyse der Totaltemperaturprofile der Chevondüse CVN in [Abbildung 8.4b](#) verzeichnet eine leicht gestiegene Abweichung auf knapp +12 % zwischen experimentellen und numerischen Werten auf dem inneren Profil. Das numerische Profil enthält dabei keine Umfangsgradienten, obwohl die Messung diese bereits nachgewiesen hat. Die Abweichung auf dem mittleren Profil bleibt im Mittel bei ca. +30 %. Der Verlauf des numerischen Profils enthält nun auch Umfangsgradienten ähnlich zu den Messdaten. Auf dem äußeren Profil ergibt sich eine hohe Übereinstimmung innerhalb des Abweichungsbands. Die Mittelwerte aus der Simulation liegen ca. 10 % über den gemessenen Werten. Die Abweichungen sind beim lokalen Maximum und Minimum zu finden. Die Umfangsgradienten fallen in der Simulation größer aus. Aus den numerischen Daten wird ein Mischgrad β_{Mix} von 1,34 berechnet. Die Abweichung von ca. 17 % zum experimentellen Wert von 1,122 ist nahezu identisch zur Standarddüse. In der Simulation ist das Geschwindigkeitsfeld wieder ungleichmäßiger. Die fehlenden Gradienten aus den vorgelagerten Komponenten wirken sich auf dem mittleren und äußeren Profil zunehmend geringer aus und die Kontur der Chevondüse bestimmt das Strömungsfeld stärker.

Der Vergleich der Totaltemperaturprofile aus Messung und Simulation der beiden blütenförmigen Primärdüsen LMN und LMN-Sc wird anhand der [Abbildung 8.4c](#) und [Abbildung 8.4d](#) durchgeführt. Die mittlere Totaltemperatur auf dem inneren und mittleren Profil in [Abbildung 8.4c](#) liegen in der Simulation um ca. 15 % niedriger. Auf dem äußeren Profil sinkt die Abweichung auf etwa -2 %. Die Profile von Messung und Simulation folgen einem sehr ähnlichen Umfangsverlauf. Trotz der starken Gradienten in Umfangsrichtung sind die ermittelten Abweichungsbänder durch die Positionsunsicherheit der Messsonden verhältnismäßig schmal. Dafür wirkt sich die Unsicherheit der Umfangsposition stärker aus. Die Übereinstimmung wird weitgehend als gut bewertet.

In Umfangsrichtung lassen sich zwei unterschiedliche Bereiche ausmachen. Hinter einer nach innen oder nach außen laufenden Blüte sind die Gradienten

flach. In Flucht zu einer Blütenflanke ergeben sich große Umfangsgradienten. Der Übergang zwischen diesen Bereichen wird in der Simulation deutlich schärfer gezeichnet als die experimentellen Daten vermuten lassen. Zum einen ist hierfür die Anzahl der Messpunkte im Experiment und deren Positionierungsgenauigkeit zu gering. Zum anderen umfließt im Versuch die Umgebungsluft das warme Gehäuse des Triebwerks sowie die Außenseite des heißen Düsenmantels. Die numerische Simulation geht von einer Zuströmung von Luft mit Umgebungsbedingungen aus. Aus diesem Grund ergeben sich vermutlich in der Messung im Bereich einer nach innen laufenden Blüte höhere Temperaturmesswerte als in der Simulation. Der Übergang ist in den Profilen des dynamischen Drucks schärfer und entspricht mehr der Darstellung aus der Simulation. Aus den numerischen Daten wird ein Mischgrad β_{Mix} von 2,34 berechnet. Dieser ist etwa 50 % höher als der experimentelle Wert von 1,54. In der Simulation der LMN ergibt sich ein Strömungsfeld mit größeren Verteilungsunterschieden.

Die Abweichungen bei den Mittelwerten der Totaltemperaturprofile der LMN-Sc sind vergleichbar mit denen der LMN. Lediglich auf dem mittleren Profil steigt die Abweichung von -15 % auf ca. -30 %. Die beiden blütenförmigen Primärdüsen LMN und LMN-Sc setzen sich größtenteils aus denselben Konstruktionsparametern zusammen. Der Vergleich der relativen Veränderung der Totaltemperaturprofile zwischen [Abbildung 8.4c](#) und [Abbildung 8.4d](#) anhand der numerischen und experimentellen Daten gibt Aufschluss darüber, wie gut die Simulation kleine Veränderungen wiedergibt. Die experimentell ermittelten Totaltemperaturprofile auf den drei radialen Tiefen r_i , r_m und r_o liegen bei der LMN-Sc enger zusammen als bei der LMN. Außerdem ist der Bereich mit hoher Totaltemperatur hinter der nach außen laufenden Blüte bei der LMN-Sc tendenziell breiter, was sich so auch in den Profilen aus der Simulation finden lässt. Diese relativen Änderungen werden zwischen LMN und LMN-Sc vom numerischen Modell folglich gut wiedergegeben. Mit den Simulationsdaten wird ein Wert β_{Mix} von 2,29 berechnet und die Abweichung zum experimentell ermittelten Mischgrad beträgt wieder etwa 50 %. Dieser liegt bei der LMN-Sc leicht unter dem der LMN. Die relative Änderung wird von der Simulation exakt wiedergegeben.

Allgemein sind die Abweichungen der Mittelwerte der Profile im Nahfeld bei der Standarddüse und der Chevrongdüse höher. Durch deren Austrittskontur werden weniger Gradienten induziert, sodass die nicht abgebildeten Gradienten aus vorgelagerten Komponenten einen hohen Einfluss haben. Die Abweichung beim Mischgrad beträgt etwa 17 %. Das Nahfeld der blütenförmigen Primärdüsen wird bereits maßgeblich von deren Austrittskontur beeinflusst. Das relative Verhalten durch den Einfluss der Ausschnitte der LMN-Sc wird mit hoher Übereinstimmung wiedergegeben. Die Gradienten in Umfangsrichtung sind in den gemessenen Profilen jedoch flacher. Die Verteilungsunterschiede in der Strömungsgeschwindigkeit werden in der Simulation größer dargestellt und der Mischgrad weicht um

50 % zum experimentellen Wert ab. Daraus folgen in der Simulation stärkere induzierte Kräfte und diese treiben die Mischung voran.

8.2.3.2 Analyse des Fernfelds

Die Profile von Totaltemperatur und dynamischem Druck der Standarddüse im Fernfeld, sowie die 2D-Verteilung aus Messung und Simulation werden in Abbildung 8.5 dargestellt. Die Messwerte wurden zur Mittelung auf ein vergleichbares Segment in 45°-Abschnitte unterteilt.

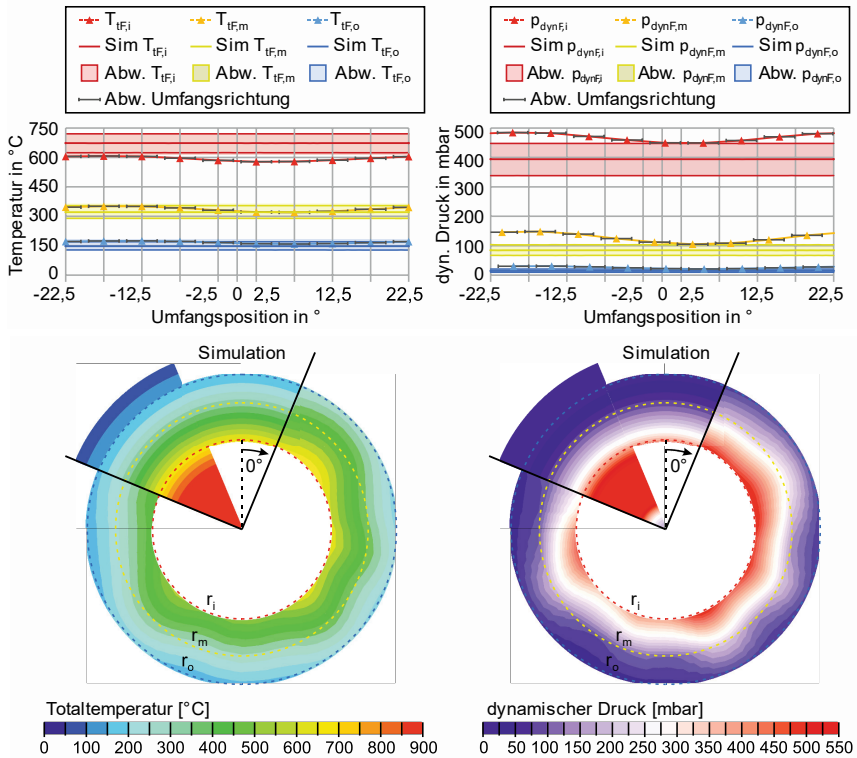


Abbildung 8.5: Temperatur und dynamischer Druck im Fernfeld der Standarddüse SN

Die Messpunkte auf dem inneren Radius r_i liegen knapp außerhalb des Abweichungsbands und unterliegen einer durchschnittlichen Abweichung von etwa +15 %. Die Totaltemperaturprofile auf dem Radius r_m zeigen gute Übereinstimmung mit einer Abweichung des Mittelwerts von ca. +5 %. Die Messpunkte des äußeren Profils liegen innerhalb des Abweichungsbands und unterschreiten den experimentellen Mittelwert um ca. 10 %. Die Simulation zeigt keinerlei Umfangsgradienten und stimmt dahingehend mit den gemittelten experimentellen

Profilen überein. Das Umfangsprofil des dynamischen Drucks auf dem inneren Radius liegt im Mittel etwa 15 % unterhalb der experimentellen Werte. Auf dem mittleren Radius liegt der numerische Mittelwert schon etwa 30 % unter dem Messergebnis und befindet sich außerhalb des Abweichungsbands. Auf dem äußeren Profil ist der mittlere dynamische Druck ca. 40 % unter den Messwerten. Die absolute Abweichung beträgt lediglich 20 mbar und liegt noch innerhalb des Abweichungsbands. Die Werte des dynamischen Drucks sind in der Messung durchschnittlich höher. Bereits beim Vergleich des Düsendruckverhältnisses fällt auf, dass die Simulation einen niedrigeren Totaldruck am Eintritt in die Düse berechnete.

Die 360°-Verteilung der Totaltemperatur und des dynamischen Drucks in der Simulation zeigen, dass die Umgebung auf dem äußeren Radius nahezu steht und nicht von der Scherströmung erfasst wird. Auf dem mittleren Radius beginnt die Scherströmung zu wirken. Die Messdaten zeigen hingegen Bereiche, in denen sich die Kernströmung bis zum mittleren Radius ausbreitet, aber auch Bereiche, in denen die Scherströmung erst am inneren Radius beginnt. In der Simulation bleiben im Fernfeld nur radiale Gradienten zurück, da die Geometrie der Standarddüse keinen Mechanismus zur Erzeugung von Umfangsgradienten liefert. Die gemessene Verteilung enthält Umfangsgradienten zwischen den lokalen Minima und Maxima, die vermutlich durch die Verteilungsunterschiede beim Eintritt in die Düse bereits vorhanden waren. Der aus numerischen Daten berechnete Mischgrad β_{Mix} beträgt 1,66. Die relative Abweichung zum experimentell ermittelten Wert setzt sich direkt aus dem Nahfeld fort und beläuft sich auf etwa 17 %.

Die [Abbildung 8.6](#) setzt sich aus den Ergebnissen aus experimenteller Vermessung und Simulation der Chevrongdüse zusammen. Die Messdaten wurden auf ein vergleichbares 50°-Segment gemittelt.

Der Mittelwert der Totaltemperatur auf dem inneren Profil befindet sich etwa 20 % oberhalb und auf dem äußeren Profil ca. 20 % unterhalb des experimentellen Werts. Auf dem mittleren Profil stimmen die Mittelwerte gut überein mit einer Abweichung unterhalb von 2 %. Die Umfangsgradienten werden auf den Profilen auf dem Radius r_m und r_o größtenteils innerhalb des Abweichungsbands wiedergegeben. Am inneren Radius verzeichnet das Profil aus der Simulation eine höhere Temperaturdifferenz zwischen Fuß und Spitze eines Zackens und folglich einen größeren Umfangsgradienten.

Das Profil des dynamischen Drucks zeigt eine gute Übereinstimmung auf dem inneren Profil mit einer Abweichung des Mittelwerts von ca. -5 %. Der Umfangsgradient ist in der Simulation jedoch wieder deutlich stärker. Die Abweichung des mittleren dynamischen Drucks zwischen Simulation und Experiment beträgt auf dem mittleren Profil etwa -25 %. Die Umfangsgradienten geben bereits gut die

Verhältnisse aus der Messung wieder. Dasselbe gilt für das äußere Profil, bei dem die Abweichung des Mittelwerts jedoch auf ca. -50 % steigt.

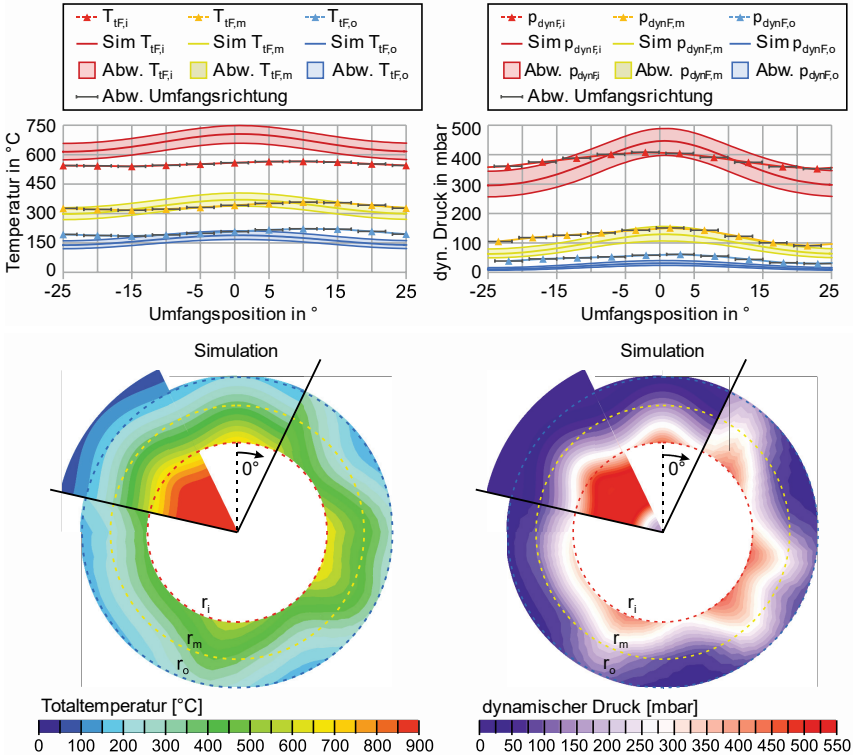


Abbildung 8.6: Temperatur und dynamischer Druck im Fernfeld der Standarddüse CVN

Die Analyse der 360°-Verteilung der Totaltemperatur zeigt, dass sich in der Simulation die Temperaturerhöhung infolge des Zacksen fast bis zum mittleren Radius erstreckt. Die Messdaten zeigen nur zwei Bereiche, in denen sich der Temperatureinfluss weiter als bis zum inneren Radius ausbreitet. Die Verteilung des dynamischen Drucks aus den numerischen Daten bildet ein regelmäßiges Muster der sieben Einflusszonen in Folge der Zacksen. In der 360°-Verteilung des dynamischen Drucks können nur vier solcher Einflusszonen der Zacksen erkannt werden. Diese ähneln der numerischen Verteilung, sind jedoch unregelmäßig am Umfang verteilt. Einige Bereiche enthalten gar keine Einflusszonen eines Zacksen. Entsprechend wird die Mittelung auf das 50°-Segment die Umfangsgradienten stärker abgeschwächt haben als es noch bei der Standarddüse der Fall war. Zum einen werden dadurch die lokalen Gradienten in der Simulation überschätzt. Zum anderen fehlt die Interaktion zwischen den entstandenen Zonen

mit erhöhter Konzentration der Gradienten und folglich der Mischung. Der Mischgrad β_{Mix} aus den Simulationsdaten beträgt 1,58. Die relative Abweichung von ca. 20 % zur Messung ist damit gegenüber dem Nahfeld gestiegen.

Die **Abbildung 8.7** enthält die Mess- und Simulationsdaten zur blütenförmigen Primärdüse LMN. Die Messdaten werden in einem vergleichbaren 45°-Segment gemittelt.

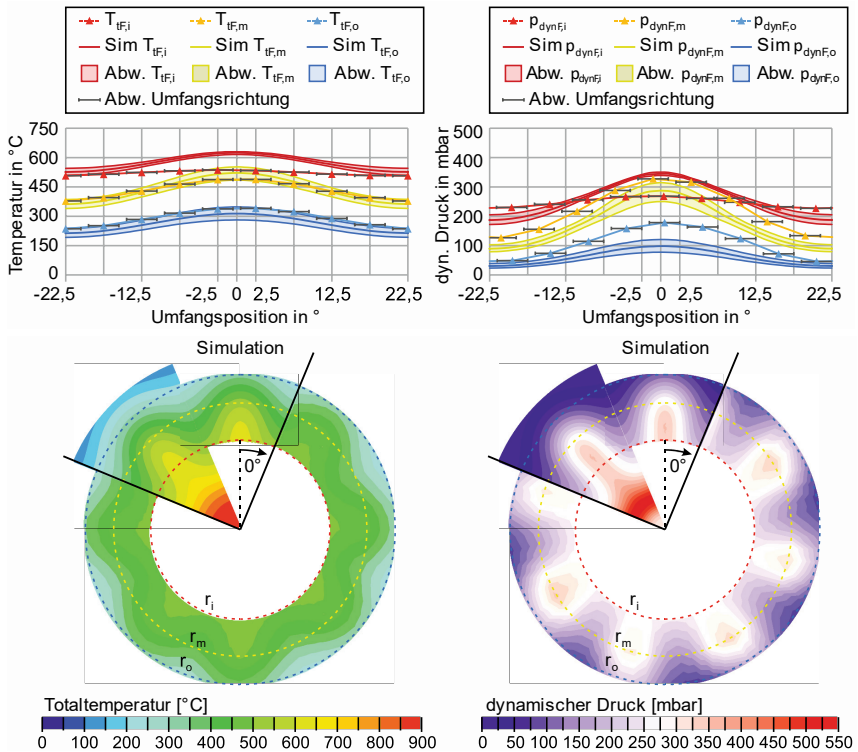


Abbildung 8.7: Temperatur und dynamischer Druck im Fernfeld der LMN

Die Totaltemperaturprofile im Fernfeld auf den Radien r_m und r_o befinden sich innerhalb der Abweichungsbänder und erreichen folglich eine hohe Übereinstimmung. Auf dem inneren Profil liegen die Werte aus der Simulation im Mittel um ca. 10 % zu hoch und bilden stärkere Umfangsgradienten.

Das innere Umfangsprofil des numerisch ermittelten dynamischen Drucks stimmt im Mittelwert mit den experimentellen Werten mit einer Abweichung von ca. +4 % überein. Der Verlauf in Umfangsrichtung weicht jedoch sowohl zwischen den Blüten, als auch in Flucht zu einer Blüte ab. Die Umfangsgradienten sind in der

numerischen Simulation stärker. Auf dem mittleren Profil liegen die numerisch ermittelten Werte mit einem konstanten Abstand unterhalb der experimentellen Werte und unterscheiden sich um etwa -25 %. Das äußere Umfangsprofil des dynamischen Drucks erreicht in der Simulation einen deutlich niedrigeren Maximalwert, stimmt beim Minimalwert aber überein. Die Abweichung des Mittelwerts beträgt ca. -45 %.

Die 360°-Verteilung der Totaltemperatur aus den experimentellen Daten ist homogener. Die Simulation berechnet höhere Temperaturen hinter einer nach außen laufenden Blüte. In der Verteilung des dynamischen Drucks gleichen sich das numerische Segment und die 360°-Verteilung. In der Simulation ist der Bereich mit höherem dynamischen Druck hinter einer nach außen laufenden Blüte breiter. Das Muster der Blütenkontur ist in den experimentellen Daten sehr regelmäßig, sodass die Abweichungen durch lokale Unterschiede weniger Einfluss haben sollten. Der Mischgrad β_{mix} aus den Simulationsergebnissen beträgt 1,28 und liegt ca. 20 % über dem experimentellen Wert. Im Nahfeld lag die Abweichung noch bei etwa 50 %. Der Ausgleichsprozess lief in der Simulation folglich schneller ab.

Die [Abbildung 8.8](#) enthält die experimentellen und numerischen Profile der LMN-Sc. Die allgemeine Beziehung zwischen Messdaten und numerischen Ergebnissen sind ähnlich wie bei der LMN.

Die Abweichung der Mittelwerte zwischen Simulation und Experiment bei den Totaltemperaturprofilen betragen +4 % auf dem inneren, +8 % auf dem mittleren und -7 % auf dem äußeren Profil. Die Umfangsprofile auf dem inneren und mittleren Profil unterliegen in der Simulation höheren Gradienten. Auf dem äußeren Profil liegt die Linie der Messpunkte innerhalb des Abweichungsbands der Simulation. Die Mittelwerte der Profile des dynamischen Drucks weichen zwischen Simulation und Messung um -6 % auf dem inneren, -2 % auf dem mittleren und -35 % auf dem äußeren Profil ab. Die Umfangsgradienten sind in der Simulation ähnlich zu den Temperaturprofilen steiler.

Die gemessenen Totaltemperaturprofile liegen bei der LMN-Sc näher zusammen als bei der LMN. Der Mechanismus tritt in den Profilen des dynamischen Drucks signifikant hervor. Das mittlere Profil des gemessenen dynamischen Drucks $p_{\text{dyn,F,m}}$ liegt im Bereich 22,5° über dem inneren Profil $p_{\text{dyn,F,i}}$. Das gleiche Verhalten kann auch aus den Simulationswerten abgelesen werden. Die Verteilung der Totaltemperatur der Simulation ähnelt dem Ergebnis der Messung. Die warmen Zonen hinter einer nach außen laufenden Blüte sind in der Simulation aufgrund der höheren Umfangsgradienten noch stärker zu erkennen. Die Verteilung des dynamischen Drucks zeigt eine Einschnürung am inneren Bereich der Blütenkontur. Dadurch wird die Düsenströmung in der Spitze der Blüte separiert. Die Simulation zeigt eine gleich große Separation wie bei den Messdaten. Das Muster

der experimentell ermittelten Verteilung ist regelmäßig, sodass hierdurch kaum Abweichungen zur Simulation entstehen sollten.

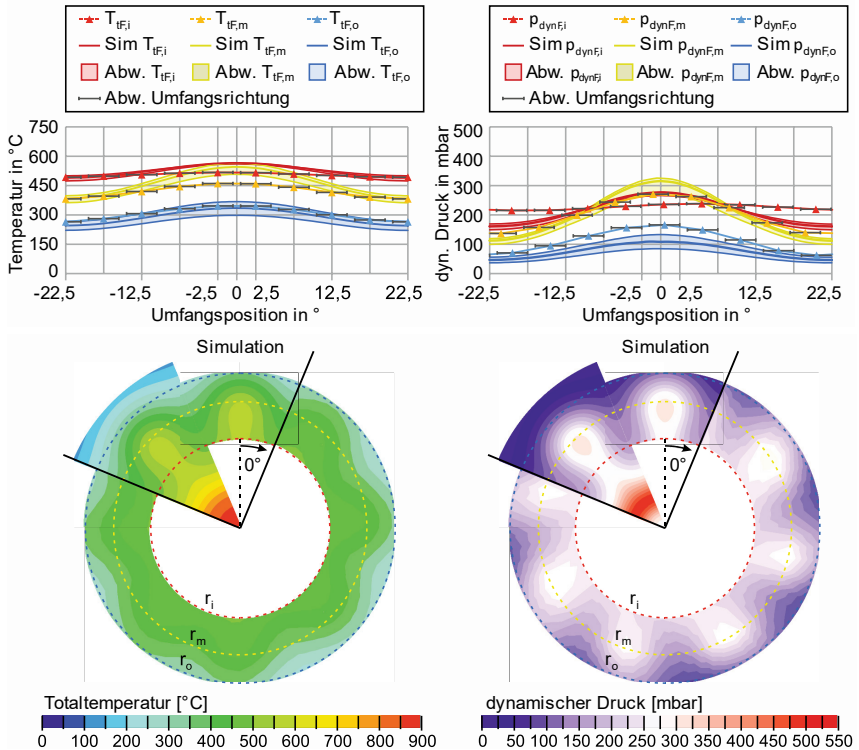


Abbildung 8.8: Temperatur und dynamischer Druck im Fernfeld der LMN-Sc

Der numerisch ermittelte Mischgrad β_{Mix} beträgt 1,22 und weicht um ca. 17 % vom experimentellen Wert ab. Die Simulation gibt das relative Verhalten sowohl von Nah- zu Fernfeld der LMN-Sc, als auch das zwischen den Düsen LMN und LMN-Sc identisch zum experimentellen Befund wieder.

Im Ergebnis kann festgehalten werden, dass die Bewertungsgrößen Schub F und Düsendruckverhältnis Π_D für alle Düsentypen eine hohe Übereinstimmung erreichen. Die Analyse der Strömungsprofile von Standarddüse und die Chevrondüse zeigen größere Abweichungen der Mittelwerte zu den experimentellen Ergebnissen. Die Abweichungen beim Mischgrad im Nahfeld haben sich ins Fernfeld fortgepflanzt. Der Mischgrad wird in der Simulation in Nah- und Fernfeld um etwa 20 % zu hoch berechnet und die Abweichung ist trotz hoher Differenzen bei den Strömungsprofilen verhältnismäßig niedrig.

Bei blütenförmigen Primärdüsen werden im Nahfeld die Verteilungsunterschiede stark überschätzt und die Abweichung liegt bei 50 %. Im Fernfeld sind die Abweichungen beim Mischgrad mit 20 % wieder vergleichbar zu den anderen Primärdüsen. Der Austauschprozess läuft bei blütenförmigen Primärdüsen in der Simulation tendenziell schneller ab als im Experiment. Die Regelmäßigkeit der Muster ist in Simulation und Experiment ähnlich, sodass der Einfluss lokaler Verteilungsunterschiede nur noch eine geringe Auswirkung auf den Mischprozess hat.

Ursache für die hohen Abweichungen bei den Strömungsprofilen sind die abweichenden Randbedingungen. Die Simulation enthält am Eintritt in diese Düse eine gleichmäßige Verteilung von Temperatur und Strömungsgeschwindigkeit. In Realität liegen hier bereits starke Gradienten in radialer Richtung und deutliche Umfangsverteilungsunterschiede vor, ausgelöst von den in Kapitel 7.3.3 beschriebenen Elementen. Diese haben bereits einen Teil der mischenden Gradienten abgebaut, wodurch die Veränderung der Profile zustande kommt und der Mischgrad allgemein niedriger ist.

8.2.4 Parametervariation der blütenförmigen Primärdüse

Detaillierte Ergebnisse zum Einfluss des Blütenwinkels ϕ_{ges} und der Penetration PEN sind bereits von Presz et al. in [62] veröffentlicht, weswegen diese Parameter hier nicht weiter untersucht werden. Weitere sind durch die Definitionen in Kapitel 5.2 hinzugekommen, denen bisher kein großer Einfluss zugesprochen wurde, jedoch die Wirkung im Detail unbekannt ist. Um die Vergleichbarkeit zu gewährleisten, werden bestimmte Parameter konstant gehalten und nur diejenigen variiert, bei denen ein signifikanter Einfluss erwartet wird (Tabelle 8.3).

Zum Zeitpunkt der Untersuchung war der Algorithmus zur Parametrisierung für den vorgegeben Flächenverlauf $A(x)$ aus Kapitel 5.2 noch nicht verfügbar. Die Pfade von $\beta_{\text{III}}(x)$ und $r_{\alpha}(x)$ werden an den geforderten Querschnittsflächenverlauf $A(x)$ der Düse angepasst (vgl. Kapitel 5.2). Der Querschnittsflächenverlauf $A(x)$ ist darauf ausgelegt, das Düsendruckverhältnis Π_D möglichst gleich zu halten. Dazu wird die Austrittsfläche A_9 und der Übergang zur Blütenform jeder Düse iterativ angepasst. Alle Düsenvarianten verwenden den gleichen rotations-symmetrischen Innenkonus, bis auf eine Variante mit konturiertem Innenkonus (CC) und die Variation des Spalts zwischen innerer Blüte und Innenkonus. Ein kleinerer Spalt wird durch die Erhöhung des Radius $r_{\text{IK, end}}$ erreicht. Um die Formgebung gleich zu halten, wird der Innenkonus verlängert.

Tabelle 8.3: Konstruktionsparameter zur Untersuchung blütenförmiger Primärdüsen

Feste Parameter	
Turbinengehäuseradius	r_{G5}
Endradius Blüte	$r_{ol,end}$
Blütenhöhe	h_l
Blütenlänge	L_l
Blütenwinkel	ϕ_{ol}, ϕ_{il}
Auslaufwinkel	σ_{ol}, σ_{il}
Übergangsradien	r_{1ol}, r_{1il}
Endradien	r_{2ol}, r_{2il}
Varierte Parameter	
Cutback-Winkel	ξ_{cut}
Anzahl der Blüten	Θ
Flankenwinkel der Blüte	$\beta_{III}(x_{end})$
Konturierter Innenkonus	CC
Spalt zwischen innerer Blüte und Innenkonus	$\psi = r_{il,end}/r_{IK,end}$

Für jede Variante wird ein 3D-Modell erstellt und in die numerische Simulation überführt. Aufgrund der Symmetrie verwendet das Simulationsmodell nur ein Winkelsegment in der Größe $2 \cdot \Theta$, um den Rechenaufwand zu reduzieren. Das Netz nutzt die Kombination einer globalen Zellgröße von $1 \cdot 10^{-3}$ m und einer lokalen Verfeinerung auf $1,5625 \cdot 10^{-4}$ m im Nahbereich, die in der Netzstudie validiert wurde. Die Randbedingungen stammen aus den experimentellen Daten der getesteten blütenförmigen Primärdüse LMN.

Das Geschwindigkeitsfeld wird im Fernfeld ausgewertet, siehe [Abbildung 8.9](#). Der Durchmesser D der Ebene entspricht der geometrisch abhängigen Ejektordüse (vgl. [Abbildung 5.3](#)). Der Abstand zur Austrittsebene entspricht nur dem Durchmesser D der Ejektordüse. Der Einfluss des X/D -Verhältnisses und des Diffusors auf die Mischlänge sind spezifische Parameter der Ejektordüse und werden in Kapitel 8.3.5 behandelt. Anhand des Mischgrads im Fernfeld wird in der späteren Designparametervariation die Verbesserung der Mischfähigkeit eingeordnet. Zur Berechnung des hoch aufgelösten Mischgrads $\beta_{Mix,HD}$ aus den numerischen Daten wird ein Gitter mit einer radialen Auflösung von 0,1 mm und einer Schrittweite in Umfangsrichtung von $0,5^\circ$ verwendet. Ziel der Auswertung ist es, den Einfluss der Konstruktionsparameter auf die Geschwindigkeitsverteilung der Düsenströmung

zu analysieren. Für eine optimale Durchmischung muss die blütenförmige Primärdüse einen schnellen Ausgleich der Strömungsprofile in radialer und in Umfangsrichtung bieten.

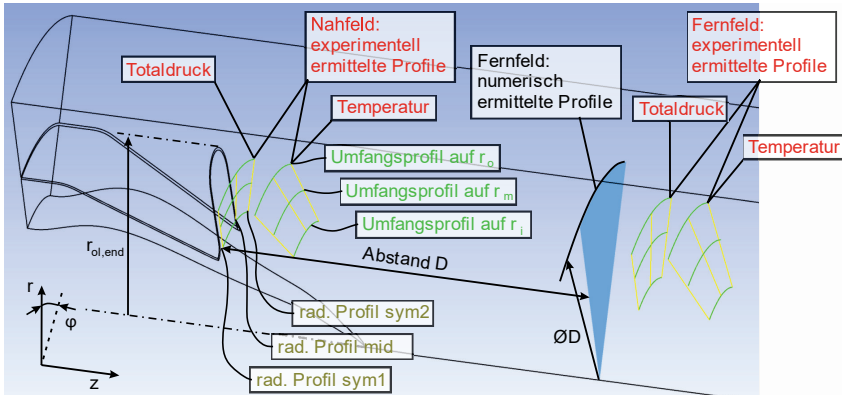


Abbildung 8.9: Auswertungsebenen in der Messung und Simulation

An der Austrittsebene der Primärdüse werden die radialen Profile (mid, sym1, sym2) von der Wand des Innenkonus zum Düsenaußenradius $r_{ol,end}$ gebildet. Dies geschieht in der Mitte des Winkelsegments und an den Rändern. Die Umfangsprofile werden auf den flächengeviertelten Radien (r_i , r_m , r_o) der Ringfläche zwischen dem Innenkonus und dem Düsenaußenradius $r_{ol,end}$ definiert. Im Fernfeld werden die radialen Profile (mid, sym1, sym2) von der Rotationsachse zum Radius der Ebene gebildet. Die Umfangsprofile werden erneut auf den flächenviertelnden Radien (r_i , r_m , r_o) des kreisförmigen Querschnitts definiert.

8.2.4.1 Variation des Cutback-Winkels

Zur Bewertung des Einflusses des Cutback-Winkels ξ_{cut} (siehe Abbildung 5.4) auf die Geschwindigkeitsprofile wurde eine blütenförmige Primärdüse mit acht Blüten konstruiert. Es wurden vier verschiedene Cutback-Winkel ξ_{cut} von 0° , 5° , 10° und 15° untersucht. Die radiale Verteilung der Geschwindigkeitsprofile im Fernfeld der vier Düsenvarianten wird in Abbildung 8.10 dargestellt.

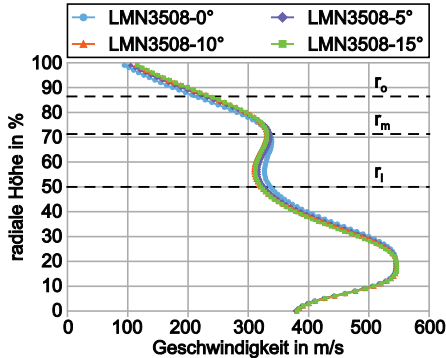


Abbildung 8.10: Radiale Verteilung der Strömungsgeschwindigkeit im Fernfeld auf der Mittellinie (mid) durch Variation des Cutback-Winkels

Der größere Cutback-Winkel ξ_{cut} verlagert die Düsenströmung in Richtung Randbereich. Die Kernströmung wird nicht beeinflusst. Der Mischgrad $\beta_{\text{Mix,HD}}$ im Fernfeld verbessert sich durch die Erhöhung von ξ_{cut} auf 15° leicht von 1,3 auf 1,256, aber die Gesamtauswirkung ist gering. Der Effekt wird hauptsächlich durch die Verkürzung der Blüte im Randbereich verursacht, wodurch die axiale Mischlänge im äußeren Bereich bis zum Fernfeld vergrößert wird.

8.2.4.2 Variation in der Blütenanzahl

Die Abbildung 8.11 enthält die Geschwindigkeitsprofile von vier blütenförmigen Primärdüsen mit 6, 8, 10 und 12 Blüten. Der Cutback-Winkel ξ_{cut} wurde konstant bei 10° gehalten. Die zunehmenden Reibungsverluste durch die Vergrößerung der Oberfläche im Düsenkanal reduzierten den Schub. Die Variante LMN3512 mit zwölf Blüten hatte 1 % weniger Schub als die Variante LMN3506 mit sechs Blüten.

Die radiale Verteilung der Geschwindigkeit im Fernfeld in Abbildung 8.11 ergibt, dass die maximale Strömungsgeschwindigkeit im äußeren Bereich mit höherer Blütenanzahl abnimmt. Der Impuls wird über mehrere Blüten verteilt. Daher wird der Strömungsgeschwindigkeitsgradient schneller ausgeglichen. Die Umfangsverteilung der kinetischen Energie kann anhand der Differenz der Strömungsgeschwindigkeit hinter einer nach innen oder nach außen laufenden Blüte erkannt

werden (siehe [Abbildung 8.11](#)). Für die LMN35012 liegt der Geschwindigkeitsunterschied bei ca. 50 m/s, während bei der LMN3506 mit nur sechs Blüten die Differenz bei 307,5 m/s liegt. Je näher die Blüten beieinanderliegen, desto mehr wird der Bereich dazwischen beeinflusst und ein besserer Impulsaustausch kann erreicht werden.

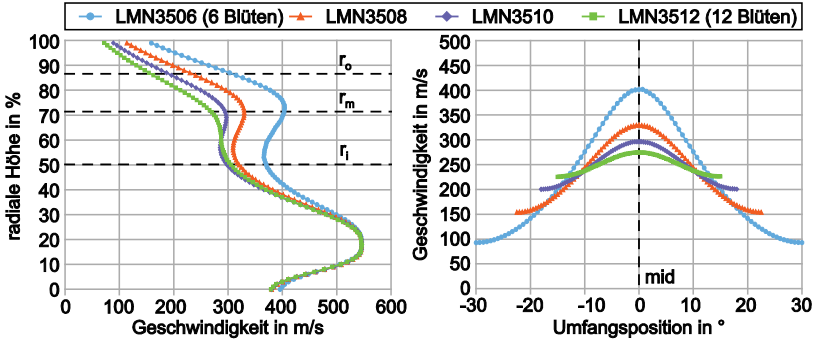


Abbildung 8.11: Radiale Verteilung auf der Mittellinie (mid) und Umfangsverteilung auf Radius r_m der Strömungsgeschwindigkeit im Fernfeld durch Variation der Anzahl der Blüten

Die radiale Verteilung in [Abbildung 8.11](#) zeigt, dass die Kernströmung durch eine Erhöhung der Blütenanzahl nur unwesentlich beeinflusst wird. Der Impuls der Kernströmung kann nicht in den äußeren Bereich verschoben werden. Ab einem bestimmten Punkt erhöht der Ausgleich der Strömungsgeschwindigkeit im äußeren Bereich den radialen Gradienten zur Kernströmung. Dadurch kann der Mischgrad $\beta_{\text{Mix,HD}}$ nicht weiter verbessert werden.

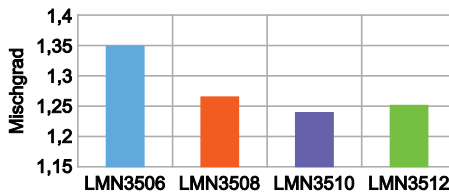


Abbildung 8.12: Mischungsgrad $\beta_{\text{Mix,HD}}$ in Abhängigkeit von der Anzahl der Blüten

Die geringeren verbleibenden Geschwindigkeitsgradienten im Fernfeld können durch Verbesserung des Mischgrades $\beta_{\text{Mix,HD}}$ quantifiziert werden (siehe [Abbildung 8.12](#)). Der Mischgrad $\beta_{\text{Mix,HD}}$ verbessert sich bis zur Düsenvariante LMN3510 mit zehn Blüten. Danach kann keine weitere Verbesserung der Impulsübertragung erreicht werden.

8.2.4.3 Loop-Lobe LL, Parallel-Lobe PL und Star-Lobe ST Mischer

Die drei blütenförmigen Primärdüsen mit jeweils acht Blüten wurden mit unterschiedlichen Flankenwinkeln β_{III} der Blüte in der Austrittskontur konstruiert, um die Formen einer schlaufenförmigen Blüte (LL), einer Blüte mit paralleler Flanke (PL) und einer sternförmigen Blüte (ST) zu erzeugen. Die entsprechenden Endwinkel β_{III} betragen $77,5^\circ$, $67,5^\circ$ und $57,5^\circ$. Der Cutback-Winkel ξ_{cut} wurde bei 10° gehalten. Das Ergebnis der Auswirkung auf die Profile der Strömungsgeschwindigkeit der unterschiedlichen Austrittsformen ist in [Abbildung 8.13](#) dargestellt. Die blütenförmige Primärdüse LMN3508-10LL mit schlaufenförmiger Austrittskontur erreicht eine deutliche radiale Verschiebung der Strömungsgeschwindigkeit vom mittleren zum äußeren Bereich. Die Düse mit sternförmiger Austrittskontur hat im Randbereich der Kernströmung ein intensiviertes Geschwindigkeitsprofil. Die Umfangsverteilung direkt auf der Düsenaustrittsebene zeigt, dass die blütenförmige Primärdüse bereits am Austritt einen erweiterten Einflussbereich erreicht. Die sternförmige Düse fokussiert dementsprechend einen größeren Einflussbereich im inneren Bereich.

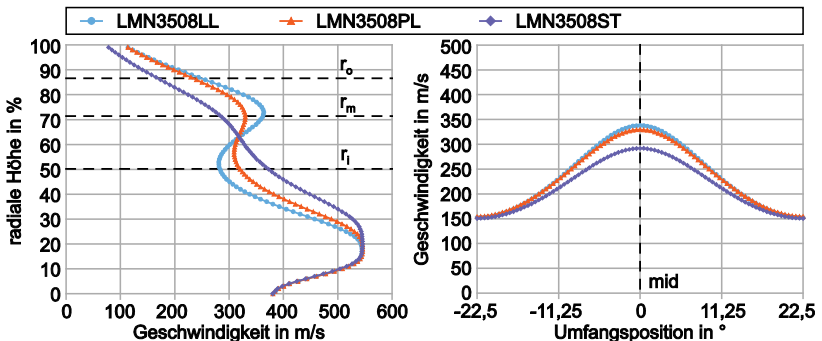


Abbildung 8.13: Radiale Verteilung auf der Mittellinie (mid) und Umfangsverteilung auf Radius r_m der Strömungsgeschwindigkeit im Fernfeld durch Variation Blütenflankenwinkel

Die schlaufenförmige Düse LMN3508-10LL erreicht mit $\beta_{Mix,HD} = 1,22$ den besten Mischgrad. Die blütenförmige Primärdüse LMN3508-10PL erreicht 1,265 und die sternförmige Düse LMN3508-10ST 1,37. Für einen schnellen Geschwindigkeitsausgleich muss der Strömungsimpuls aus der Kernströmung in den äußeren Bereich verlagert werden. Die intensivere Kernströmung aus der sternförmigen Kontur verschlechtert den Mischgrad.

8.2.4.4 Einfluss des konturierten Innenkonus

Die blütenförmige Primärdüse LMN3508-10 wurde mit einem konturierten Innenkonus modifiziert, um die Variante LMN3508CC-10 zu erhalten.

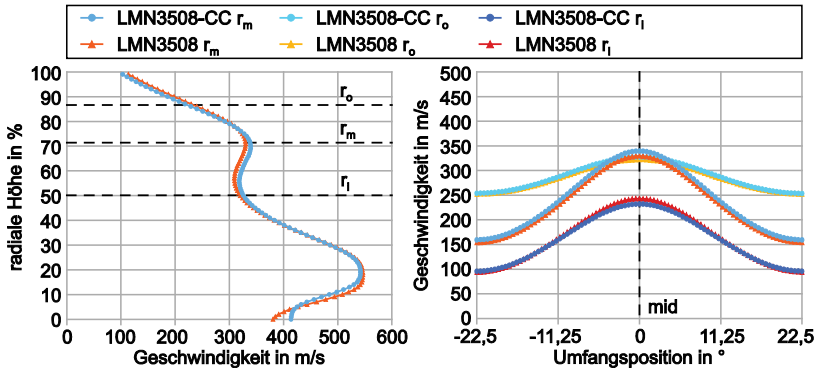


Abbildung 8.14: Radiale Verteilung auf der Mittellinie (mid) und Umfangsverteilung der Strömungsgeschwindigkeit im Fernfeld durch konturierten Innenkonus

Die Funktionsweise ist dieselbe wie bei den experimentellen Primärdüsen in Kapitel 7.4 und basiert auf den gestaffelten Blüten zur Steigerung der Mischgeschwindigkeit aus [77]. Das radiale Geschwindigkeitsprofil im Fernfeld ist in [Abbildung 8.14](#) dargestellt. Durch die Konturierung des Innenkonus kann die Kernströmung leicht in den äußeren Bereich verlagert werden. Der Mechanismus ist auch in der Umfangsverteilung im Fernfeld zu finden. Die maximale Strömungsgeschwindigkeit am Innenradius r_i wird reduziert und im mittleren und äußeren Bereich erhöht. Der Mischgrad $\beta_{\text{Mix,HD}}$ ist jedoch für beide Düsen mit 1,265 etwa gleich. Der konturierte Innenkonus schafft es nur in geringem Maße, den Geschwindigkeitsimpuls von der Kernströmung in den äußeren Bereich zu verlagern, verbessert aber nicht den Mischgrad.

8.2.4.5 Einfluss des Spalts zwischen innerer Blüte und Innenkonus

Die nach innen laufende Blüte endet in der Austrittsebene 9 mit dem Radius $r_{\text{il,end}}$ (siehe [Abbildung 5.4](#)) und bildet mit dem Radius des Innenkonus $r_{\text{IK,end}}$ in derselben Ebene einen Spalt. Das Verhältnis dieser beiden Radien wird von 1,46 der Referenzvariante LMN3508-10 über 1,36 (C1) bis 1,13 (C4) variiert, indem der Radius des Innenkonus in Ebene 9 $r_{\text{IK,end}}$ sukzessive erhöht wurde. Die Auswirkung auf die Geschwindigkeitsverteilung ist in [Abbildung 8.15](#) dargestellt. Die Verkleinerung des Spaltverhältnisses sorgt für eine radiale Verschiebung der Strömungsintensität in den mittleren und äußeren Bereich. Die Gradienten in Umfangsrichtung werden dabei nicht signifikant verändert.

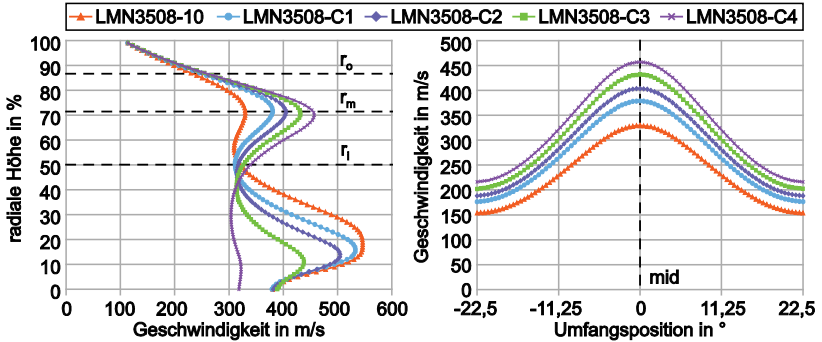


Abbildung 8.15: Radiale Verteilung auf der Mittellinie (mid) und Umfangsverteilung auf Radius r_m der Strömungsgeschwindigkeit im Fernfeld durch Variation Spaltverhältnis Innenkonus

Durch die Verlagerung wird auch der Mischgrad $\beta_{\text{Mix,HD}}$ von 1,265 der Referenzvariante LMN3508-10 auf 1,128 der Variante LMN3508-C4 verbessert. Durch die Blütenkanäle entstehen jedoch auch erhöhte Reibungsverluste, sodass die Variante LMN3508-C4 etwa 1 % an Schub bei gleichem Düsendruckverhältnis Π_D verliert.

8.2.5 Parameter zur Erhöhung der Mischfähigkeit der blütenförmigen Primärdüse

Die numerisch basierte Parametervariation zur Steigerung der Mischfähigkeit einer blütenförmigen Primärdüse konnte einige wirkungsvolle Mechanismen aufzeigen. Im Ergebnis können drei Wirkmechanismen festgehalten werden: Zur Erhöhung der Mischgeschwindigkeit im mittleren und äußeren Bereich muss die Anzahl an Blüten erhöht und eine zunehmend schlaufenförmige Austrittsform durch Blütenflankenwinkel von $\beta_{\text{III}} > 90^\circ - \Theta$ geschaffen werden. Zur Verlagerung der Strömung aus dem achsnahen in den mittleren Bereich muss der Spalt zwischen nach innen laufender Blüte und Innenkonus reduziert werden. Die Konturierung des Innenkonus erreichte nur einen geringen Effekt. Sowohl Erhöhung der Blütenanzahl, als auch Verkleinerung des Spalts verstärken die Verluste in der blütenförmigen Primärdüse. Die abnehmende Schubkraft der Primärdüse muss gegenüber der verbesserten Mischgeschwindigkeit abgewogen werden, da nach Porter und Squyers [46] die verminderte kinetische Energie durch Verluste in der Primärdüse gar nicht erst für die Schubverstärkung der Ejektordüse zur Verfügung stehen.

8.3 Untersuchung der Konstruktionsparameter der Ejektordüse

Die Auswirkung der Konstruktionsparameter der Ejektordüse auf die Schubverstärkung, den sekundären Massenstrom und den Mischgrad wird mittels CFD-Simulation untersucht. Das primäre Bewertungskriterium ist entsprechend die Schubverstärkung Φ und das Sekundärmassestromverhältnis SMR (siehe Gleichung (74)) sowie der Mischgrad β_{Mix} . Der Mischgrad wird am Austritt aus der Ejektordüse berechnet. Neben den dominierenden Parametern, wie Flächenverhältnis α und Längenverhältnis L/D , bietet die Konstruktion weitere Anpassungsmöglichkeiten (siehe [Abbildung 5.2](#)). Ein Teil der Ergebnisse wurde bereits in [146] veröffentlicht.

Sobald die Wirkmechanismen der Parameter identifiziert wurden, sind diese mit den in Kapitel 8.2 identifizierten Maßnahmen zur Erhöhung der Mischfähigkeit der Primärdüse zu einer Optimierungsstrategie für die Ejektordüse kombiniert worden. Das Ergebnis der Optimierung soll wieder einer experimentellen Untersuchung unterzogen werden, um die Ergebnisse der numerischen Simulation zu bestätigen.

8.3.1 Aufbau der Simulation der Ejektordüse in Ansys CFX

8.3.1.1 Physikalisches Modell

Das numerische Modell wird wieder mit dem CFX-Modul von ANSYS erstellt. Die Einstellungen in CFX-Pre werden größtenteils von der Simulation der Primärdüsen (Kapitel 8.2.1) übernommen. Anstatt der vormals verwendeten Gleichungen (78) bis (80) zur Ergänzung der Temperaturabhängigkeit des vordefinierten Materials „Air Ideal“ werden bei der Ejektordüse Gleichungen mit einem größeren gültigen Temperaturbereich verwendet, da in den ersten Schritten der Simulation die Temperatur durch den Unterdruck in der Ejektordüse verstärkt unter die Umgebungstemperatur sinkt:

$$c_p(T) = (d_1 \cdot T^{-2} + d_2 \cdot T^{-1} + d_3 + d_4 \cdot T + d_5 \cdot T^2 + d_6 \cdot T^3 + d_7 \cdot T^4) \cdot R \quad (82)$$

mit:

$$d_1 = 10099,5016 \frac{\text{mol} \cdot \text{K}^2}{\text{kg}}$$

$$d_2 = -196,827561 \frac{\text{mol} \cdot \text{K}}{\text{kg}}$$

$$d_3 = 5,00915511 \frac{\text{mol}}{\text{kg}}$$

$$d_4 = -0,00576101 \frac{\text{mol}}{\text{kg} \cdot \text{K}}$$

$$d_5 = 1,0669 \cdot 10^{-5} \frac{\text{mol}}{\text{kg} \cdot \text{K}^2}$$

$$d_6 = -7,94 \cdot 10^{-9} \frac{\text{mol}}{\text{kg} \cdot \text{K}^3}$$

$$d_7 = 2,19 \cdot 10^{-12} \frac{\text{mol}}{\text{kg} \cdot \text{K}^4}$$

$$\lambda(T) = e_1 + e_2 \cdot T + e_3 \cdot T^2 + e_4 \cdot T^3 + e_5 \cdot T^4 \quad (83)$$

mit:

$$e_1 = -0,000908 \frac{\text{W}}{\text{m} \cdot \text{K}}$$

$$e_2 = 0,00011161 \frac{\text{W}}{\text{m} \cdot \text{K}^2}$$

$$e_3 = -8,4333 \cdot 10^{-8} \frac{\text{W}}{\text{m} \cdot \text{K}^3}$$

$$e_4 = 5,6964 \cdot 10^{-11} \frac{\text{W}}{\text{m} \cdot \text{K}^4}$$

$$e_5 = -1,388 \cdot 10^{-17} \frac{\text{W}}{\text{m} \cdot \text{K}^4}$$

$$\eta(T) = f_1 + f_2 \cdot T + f_3 \cdot T^2 + f_4 \cdot T^3 + f_5 \cdot T^4 \quad (84)$$

mit:

$$f_1 = -1,702 \cdot 10^{-7} \text{ Pa} \cdot \text{s}$$

$$f_2 = 7,9965 \cdot 10^{-8} \frac{\text{Pa} \cdot \text{s}}{\text{K}}$$

$$f_3 = -7,2183 \cdot 10^{-11} \frac{\text{Pa} \cdot \text{s}}{\text{K}^2}$$

$$f_4 = 4,96 \cdot 10^{-14} \frac{\text{Pa} \cdot \text{s}}{\text{K}^3}$$

$$f_5 = -1,388 \cdot 10^{-17} \frac{\text{Pa} \cdot \text{s}}{\text{K}^4}$$

Die Gleichung für die spezifische Wärmekapazität entstammt [147] und die Gleichungen für die Wärmeleitfähigkeit $\lambda(T)$ und dynamische Viskosität $\eta(T)$ aus [148]. Für die Turbulenz kommt wieder das Shear Stress Transport (SST)-Modell zum Einsatz, für Wärmtransportmechanismus das „Total Energy Model“.

8.3.1.2 Geometrie und Randbedingungen

Die Untersuchung aus Kapitel 8.2.1 haben bereits gezeigt, dass eine Simulation ab dem Turbinenflansch ausreichend ist und das gleiche Konzept wird für die Ejektordüse angewandt, siehe [Abbildung 8.16](#). Das große Strömungsgebiet um die Ejektordüse nimmt kaum Einfluss auf den Mischprozess und eine geringe Auflösung ist ausreichend. In der Ejektordüse finden Mischprozesse mit hohen Gradienten statt, die entsprechend fein aufgelöst werden mussten. Deswegen wird die Simulationsgeometrie am Eintritt in den Sekundäreinlauf und am Austritt aus der Ejektordüse getrennt. Die Zellgröße konnte an die Erfordernisse angepasst und die Gesamtrechenzeit reduziert werden. An der Verbindungsstelle wurden die Knoten verschmolzen, sodass die Kontaktflächen der Zellen genau übereinstimmen. Von den Kontaktflächen aus wurde die Zellgröße schichtweise innerhalb der Umgebungsgeometrie erhöht, bis zum Erreichen der Zellgröße der Umgebung. Die beiden Kontaktflächen wurden gleichzeitig zur Berechnung und zum Monitoring des sekundären Massenstroms genutzt. Die Länge des Strömungsgebiets beträgt den 7-fachen Ejektordüsendurchmesser D ab dem Austritt. Der Einsaugbereich vor dem Sekundäreinlauf wurde mit einem Radius von r_{in} angenommen. Der Radius r_{in} wird aus der Fläche A_{in} berechnet.

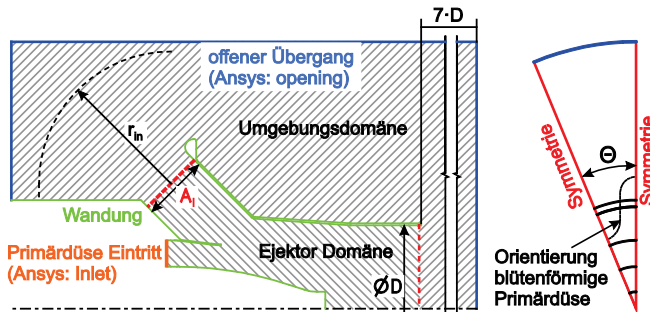


Abbildung 8.16: Simulationsgeometrie der Ejektordüse

Die Simulation zeigt, dass das Einflussgebiet des Sekundäreinlaufs kleiner ist. Um die Rechenzeit weiter zu reduzieren wurde die Rotationsymmetrie genutzt und nur ein halbes Segment berechnet. Im Falle der Standarddüse SN beträgt der Winkel $22,5^\circ$, für Kombinationen mit blütenförmigen Primärdüsen wurde der Segmentwinkel Θ angewandt.

Die Randbedingungen wurden aus der experimentellen Untersuchung bezogen. Das Druckniveau des Strömungsgebiets wurde auf Umgebungsdruck p_0 gesetzt. Die Grenzen des Umgebungsvolumens wurden als „opening“ behandelt, ohne statische Druckdifferenz zum Domänendruckniveau. Die statische Temperatur wird mit T_0 angegeben. Fluid kann über die Grenze in das Simulationsgebiet

herein- oder herausströmen. Die Symmetrieflächen wurden als „symmetry“ eingestellt. Alle Wandungsflächen der Primär- und Ejektordüse wurden als „no slip wall“ definiert. Der Strömungseintritt in die Primärdüse wurde als „inlet“ mit dem Gesamtmassenstrom \dot{m}_4 und der Totaltemperatur T_{15} modelliert.

8.3.2 Netzstudie zur Unabhängigkeit der Ergebnisse

Zur Vernetzung wurde wieder das CFX-Modul „Mesh“ verwendet. Alle Wandungsflächen von Primär- und Ejektordüse wurden mit einer Prismenschicht mit einer ersten Schichthöhe von $4 \cdot 10^{-6}$ m überzogen, um das y^+ -Kriterium auf 1 zu begrenzen.

Die Strömungsgeometrie erlaubt drei generelle Einstellmöglichkeiten: Erstens die globale Zellgröße, die in der kompletten Strömungsgeometrie gilt. In einem Großteil des Volumens finden keine Strömungs- oder Austauschvorgänge statt. Diese Bereiche wirken sich kaum auf Auswertungsgrößen oder die Funktion der Ejektordüse aus. Zweitens die allgemeine Zellgröße innerhalb der Ejektordüse. In diesem Bereich findet die Vermischung von Sekundär- und Primärströmung statt. Die starken Gradienten und die Mischung werden durch eine feinere Auflösung besser abgebildet. Drittens sind in der Nähe der Primärdüse die Gradienten besonders hoch. Um diese präzise abzubilden, muss die Vernetzung möglichst fein sein.

Um die Auswirkung der Netzgeometrie auf die Ergebnisparameter Φ und SMR zu analysieren wurde für die Kombination aus Ejektordüse und Standarddüse SN eine Netzunabhängigkeitsstudie (siehe [Abbildung 8.17](#)) durchgeführt.

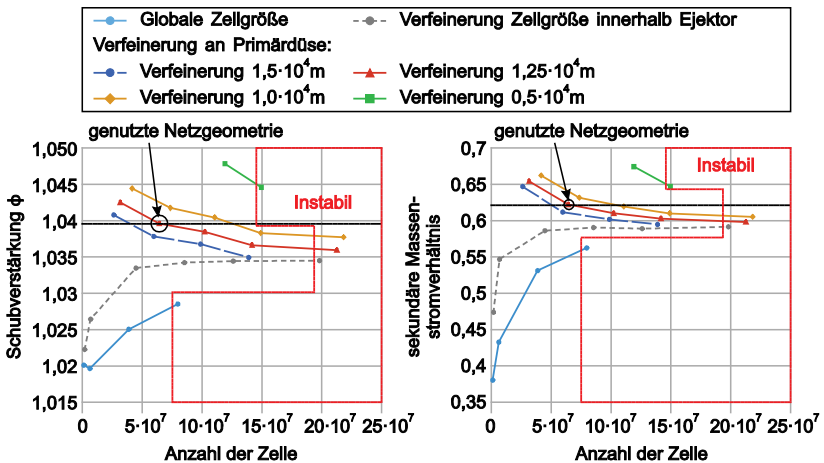


Abbildung 8.17: Ergebnisparameter Schubverstärkung und SMR in Abhängigkeit der Zellgröße

Die globale Zellgröße in der kompletten Strömungsgeometrie wurde ausgehend von $20 \cdot 10^{-4}$ m in vier Schritten halbiert. Die allgemeine Zellgröße innerhalb der Ejektordüse wurde ebenfalls von $20 \cdot 10^{-4}$ m ausgehend viermal halbiert. In der Nähe der Primärdüse kamen lokale Zellverfeinerungen mit niedriger Wachstumsrate von 1,02 zum Einsatz. Die Zellgröße wurde in einem größeren Umfeld der Austrittskante der Primärdüse bis $0,5 \cdot 10^{-4}$ m verringert.

Die Änderung der globalen Zellgröße ohne weitere Verfeinerungen ist als hellblaue Linie dargestellt ([Abbildung 8.17](#)). Die graue Linie stellt die schrittweise Reduktion der allgemeinen Zellgröße innerhalb des Ejektorrohrs von $10 \cdot 10^{-4}$ m auf $1,5 \cdot 10^{-4}$ m dar, während die globale Zellgröße von $20 \cdot 10^{-4}$ m beibehalten wird. Die weiteren Linien zeigen das Ergebnis der Verfeinerung der lokalen Zellgröße in der Nähe der Primärdüse bei konstanter globaler Zellgröße von $20 \cdot 10^{-4}$ m. Die allgemeine Zellgröße innerhalb des Ejektorrohrs wurde gleichzeitig von $10 \cdot 10^{-4}$ m sukzessive auf $1,5 \cdot 10^{-4}$ m verringert.

Die Netzunabhängigkeitsstudie zeigte, dass bei Verringerung der Zellgröße ein zunehmend instabiles Verhalten bei der Konvergenz der Lösung auftritt. Bei einer globalen Zellgröße von $3,75 \cdot 10^{-4}$ m begann der Wert des sekundären Massenstroms stark zu oszillieren. Das Phänomen wurde auch innerhalb des separierten Strömungsgebiets im Inneren der Ejektordüse bei einer allgemeinen Zellgröße unterhalb von $2,0 \cdot 10^{-4}$ m, sowie bei einer lokalen Verfeinerung unterhalb $1,5 \cdot 10^{-4}$ m an der Primärdüse beobachtet. Die Untersuchung der Auswirkung der Netzverfeinerung konnte deswegen nicht im gewünschten Maße durchgeführt werden. Ein Einfluss der Zellgröße des Netzes auf die Simulationsergebnisse kann daher nicht vollständig ausgeschlossen werden. In [Abbildung 8.17](#) nähern sich die Verläufe der Auswertungsparameter Schubverstärkung Φ und SMR bei zunehmender Verfeinerung des Netzes aneinander an. Im Ergebnis wurde eine Netzgeometrie gewählt, die stabil und zuverlässig konvergiert. Die Kombination einer globalen Zellgröße von $20 \cdot 10^{-4}$ m mit einer Verfeinerung im Ejektorrohr auf $2,5 \cdot 10^{-4}$ m erfüllte dieses Kriterium. Außerdem wurde auf der Oberfläche eine Zellverfeinerung bis $1,5 \cdot 10^{-4}$ m mit Wachstumsraten von 1,02 im Bereich der Austrittskante verwendet. Die Bewertungsparameter Φ und SMR wurden während der Berechnung beobachtet. Die Schwankungen lagen nach 700 Iterationen unter ± 1 % des Mittelwerts. Die Rechnung wurde terminiert, wenn die Residuen unter 10^{-5} sanken oder 1000 Iterationen erreicht waren. Der Wert von $y+$ bleibt auf den meisten Wandungsflächen unterhalb 1. Nur in der Eintrittsebene in die Primärdüse konnten am Rand leicht erhöhte Werte bis 10 festgestellt werden.

8.3.3 Validierung mittels experimenteller Daten der Ejektordüse

Die numerischen Ergebnisse wurden mit Messdaten validiert. Die experimentellen Konfigurationen mit Ejektordüse in [Abbildung 7.23](#) aus Kapitel 7.5 wurden in der Simulation mit den experimentellen Eingangsdaten des ersten Messpunkts bei

Volllast des jeweiligen Tests nachgebildet. Die folgende Tabelle vergleicht die Bewertungsparameter zwischen Experiment und Simulation.

Tabelle 8.4: Auswertung Ejektordüsen Experiment vs. Simulation

	Experiment	Simulation	Abw.	Experiment	Simulation	Abw.
	Φ_{rel}	Φ_{rel}		SMR	SMR	
EJ-SN	6,7 %	3,7 %	-45 %	0,9	0,616	-34 %
EJDIF-SN	5,2 %	4,4 %	-15 %	1,1	0,765	-33 %
EJ-CVN	5,5 %	5,3 %	-4 %	0,9	0,728	-19 %
EJDIF-CVN	4,7 %	6,1 %	+30 %	1,1	0,862	-20 %
EJ-LMN	9,0 %	7,7 %	-13 %	1,1	0,972	-14 %
EJDIF-LMN	9,0 %	7,7 %	-14 %	1,4	1,099	-20 %
EJ-LMN-Sc	6,5 %	7,8 %	+17 %	1,1	1,006	-9 %
EJDIF-LMN-Sc	8,1 %	9,1 %	+12 %	1,4	1,148	-17 %

Die relative Schubverstärkung Φ_{rel} in [Tabelle 8.4](#) wird aus dem Verhältnis der Ejektordüse und der zugehörigen Primärdüse berechnet. Das heißt, dass die Schubkraft aus der Simulation der Ejektordüse mit Standarddüse EJ-SN ins Verhältnis zur berechneten Schubkraft aus der Simulation der Standarddüse SN ohne Ejektor gesetzt wird. Gleiches gilt für die experimentellen Daten. Da die jeweiligen Schubwerte bei unterschiedlichen Umgebungsbedingungen gemessen bzw. errechnet wurden, wird der Schubwert der Primärdüse und der Ejektordüsenkonfiguration auf ISA-Bedingungen korrigiert (siehe Gleichung (72) in Kapitel 7.4.1).

Die Schubverstärkung Φ_{rel} der Ejektordüse EJ-SN fällt in der Simulation um 45 % niedriger aus als in der experimentellen Untersuchung. Die Ejektordüse mit Diffusor EJDIF-SN liegt nur 15 % unter dem experimentellen Ergebnis. Im numerischen Modell führt der Diffusor zu einer Steigerung der Schubverstärkung, während die Messung das Gegenteil zeigte. Die Abweichung beim sekundären Massenstromverhältnis SMR liegt bei beiden Konfigurationen bei etwa 30 %. Die relativen Unterschiede beim SMR ohne und mit Diffusor liegen im gleichen Bereich. In der Simulation stieg diese um 24 %, im Experiment um 22 %. Bereits die Analyse des Strömungsfelds der Standarddüse in Kapitel 8.2.3 zeigte, dass die Mischfähigkeit von der Simulation aufgrund der fehlenden Gradienten aus Kapitel 7.3.3 unterschätzt wird. In Folge der unvollständigeren Mischung wird die Schubverstärkung und der SMR bei der EJ-SN zu niedrig berechnet. Bei der Konfiguration mit Diffusor EJDIF-SN ändert sich die Abweichung beim SMR nicht,

sodass eine Unterschätzung der Mischgeschwindigkeit vermutlich in vergleichbarem Maße stattfindet. Zur Ursachenforschung für die höhere Schubverstärkung mit Diffusor muss die Analyse der Düsenströmung am Austritt aus der Ejektordüse herangezogen werden.

Die Schubverstärkung Φ_{rel} der Variante mit Chevrongdüse EJ-CVN zeigt eine hohe Übereinstimmung zwischen Simulation und Messung. Erneut tritt durch den Diffusor in der Simulation eine Erhöhung der Schubverstärkung um 0,8 % auf, im Gegensatz zum experimentellen Ergebnis mit einem Rückgang von 0,8 %. In der Simulation bewirkt der Diffusor einen geringeren Anstieg der Schubverstärkung bei der EJDIF-CVN als bei der EJDIF-SN. Die Abweichung des sekundären Massenstromverhältnisses SMR liegt ohne und mit Diffusor bei etwa 20 %. Aus der numerischen Simulation wird eine Erhöhung des sekundären Massenstroms um 18 % durch den Diffusor ermittelt, ähnlich zu den experimentellen Daten.

Die Variante mit der blütenförmigen Primärdüse EJ-LMN zeigt, dass in der Simulation eine 15 % geringere Schubverstärkung bewirkt wird. Die Abweichung bleibt bei der Ejektordüse mit Diffusor EJDIF-LMN konstant. Die Schubverstärkung wird im Experiment vom Diffusor nicht verändert. Dieser Zusammenhang wird ebenfalls von der Simulation wiedergegeben. Die Abweichung beim sekundären Massenstromverhältnis beträgt ohne Diffusor 15 % und mit 20 %. In der Simulation steigt der SMR jedoch nur um etwa 15 % an im Vergleich zu über 25 % in der experimentellen Untersuchung. Die Analyse des Strömungsfelds der LMN in Kapitel 8.2.3 hatte ergeben, dass die Gradienten im Nahfeld in der Simulation viel höher sind und folglich mehr sekundärer Massenstrom im Vergleich zum Experiment gefördert werden sollte. Im Experiment werden durch die Aufbauten des Prüfstands zahlreiche Ungleichmäßigkeiten erzeugt. Aus Kapitel 4.2.3 ist bekannt, dass diese die Mischgeschwindigkeit erhöht. Diese gleichen vermutlich die höheren Gradienten am Austritt der Primärdüse LMN in der Simulation aus, sodass die Mischgeschwindigkeit im Experiment wieder höher ist. Eine niedrigere Mischgeschwindigkeit in der Simulation und daraus folgendes geringeres SMR verursacht vermutlich die niedrigere Schubverstärkung.

Bei der Variante der Ejektordüse und blütenförmiger Primärdüse mit Ausschnitten EJ-LMN-Sc ändert sich das zuvor beobachtete Muster der Abweichungen. Bei der EJ-LMN-Sc wird die Schubverstärkung von der Simulation um 17 % höher berechnet. Mit Diffusor liegt die Schubverstärkung 12 % über dem experimentellen Wert. Die relative Veränderung der Schubverstärkung wird richtig abgebildet, sodass die Konfiguration mit Diffusor mehr Schub erreicht als ohne Diffusor. Die Simulation überschätzt die Schubverstärkung der Konfigurationen der EJ-LMN-Sc. Diese wird bei den übrigen Varianten meist unterschätzt und mit Diffusor überschätzt. Die Analyse des Mischgrads im Nah- und Fernfeld der LMN-Sc in Kapitel 8.2.3 zeigte ein ähnliches Verhalten zur LMN. In logischer

Konsequenz sind die Abweichungen beim SMR vergleichbar zu den Varianten mit LMN.

Die Abweichung bei Schubverstärkung und sekundärem Massenstromverhältnis sind zwischen experimentellen und numerischen Ergebnissen verhältnismäßig hoch. In der Simulation der Ejektordüsenvarianten der Standarddüse SN und Chevondüse CVN wirkt der Diffusor auf die Schubverstärkung in gegengesetzter Tendenz zu den experimentellen Daten. Die Abweichungen bei diesen beiden Düsen sind generell höher. Bei den blütenförmigen Primärdüsen LMN und LMN-Sc sinken die Abweichungen bei der Schubverstärkung. Besonders bei der LMN-Sc wendet sich das Muster und die Schubverstärkung wird in der Simulation zu hoch berechnet.

Beim sekundären Massenstromverhältnis SMR sind generell zwei Fehlermechanismen zu vermuten. Zum einen wird der sekundäre Massenstrom in der Messung überschätzt, da die Fläche A_{Mess} zur Berechnung größer ist, als die tatsächliche Durchströmungsfläche im Ejektoreinlauf. Zum anderen bildet die Simulation durch die fehlenden Ungleichmäßigkeiten aus Kapitel 7.3.3 die Mischgeschwindigkeit innerhalb der Kernströmung zu niedrig ab. Besonders bei den Düsen, die nicht durch ihre geometrische Beschaffenheit die Mischgeschwindigkeit bestimmen, wirkt sich diese Vernachlässigung auf die Abweichungen stark aus.

8.3.4 Validierung mittels Messdaten zur Düsenströmung der Ejektordüsen

Die Validierung der Strömungsfelder am Austritt der unterschiedlichen Ejektor-düsenkonfigurationen soll die Übereinstimmung zwischen numerischen und experimentellen Ergebnissen bewerten. In der Simulation wird nur ein Segment berechnet und es entsteht durch die Symmetriebedingung ein gleichmäßiges Pattern. Die Ungleichmäßigkeiten im Experiment sorgen dagegen für Unterschiede in den Segmenten. Die Auswertung soll die Strömungsfelder mit den Erkenntnissen aus Kapitel 8.3.3 in Zusammenhang bringen und die Auswirkung auf die Funktion der Ejektordüse zwischen dem regelmäßigen Pattern aus der Simulation und der unregelmäßigen Verteilung aus den Messdaten interpretieren. Die Verteilung aus der Simulation erlaubt zusätzlich die Analyse des achsnahen Bereichs und der Randzone, die messtechnisch nicht erfasst wurde. Außerdem wird die Abweichung des Mischgrads am Austritt der Ejektordüse bewertet.

Nach dem gleichen System wie in Kapitel 8.2.3 zur Analyse der Strömungsfelder der Primärdüsen wurden für die Temperaturverteilung am Austritt der Ejektordüse Totaltemperaturen berechnet. Von den in der Messung ermittelten Totaldruckwerten wird der gemessene statische Druck am Rand der Düsenströmung subtrahiert um den dynamischen Druck zu erhalten. Die Beurteilung der Übereinstimmung der Strömung zwischen Messung und Simulation erfolgt nach denselben Bewertungskriterien wie bei den Fernfeldern der Primärdüsen in Kapitel 8.2.3.

Der Mischgrad β_{Mix} wird zum einen analog zur experimentellen Bestimmung an den gleichen Positionen mit derselben Anzahl an Stützpunkten durchgeführt. Die Berechnung des Mischgrads aus experimentellen Daten unterliegt einer höheren Ungenauigkeit, da die Auflösung der Messpunkte in der Düsenströmung verhältnismäßig grob ist und den achsnahen Bereich und die Randzone nicht mit einbezieht (siehe [Abbildung 7.3](#)). Deswegen wird zum anderen der hochaufgelöste Mischgrad $\beta_{\text{Mix,HD}}$ nach dem gleichen Gitter wie in Kapitel 8.2.4 für den vollen Querschnitt berechnet. Damit soll eine Referenz zwischen dem berechneten Mischgrad β_{Mix} aus der groben Messpunktdichte und einer fein aufgelösten Berechnung des Mischgrads $\beta_{\text{Mix,HD}}$ aufgebaut werden.

Außerdem werden die gemessenen Geschwindigkeiten im Ejektoreinlauf mit den Profilen aus der Simulation verglichen. In der Messung wurde je eine Strömungs-sonde (siehe [Abbildung 7.2](#)) auf gegenüberliegende Umfangspositionen platziert. Die jeweilig gegenüberliegenden Messpositionen werden zu einem Geschwindigkeitswert gemittelt.

8.3.4.1 Validierung der Strömungsprofile am Austritt der Ejektordüsen

Die **Abbildung 8.18** zeigt die Profile aus Messung und Simulation der Ejektordüse mit Standarddüse. Die gemessenen Profile werden in acht Segmente aufgeteilt und auf ein repräsentatives 45°-Segment gemittelt.

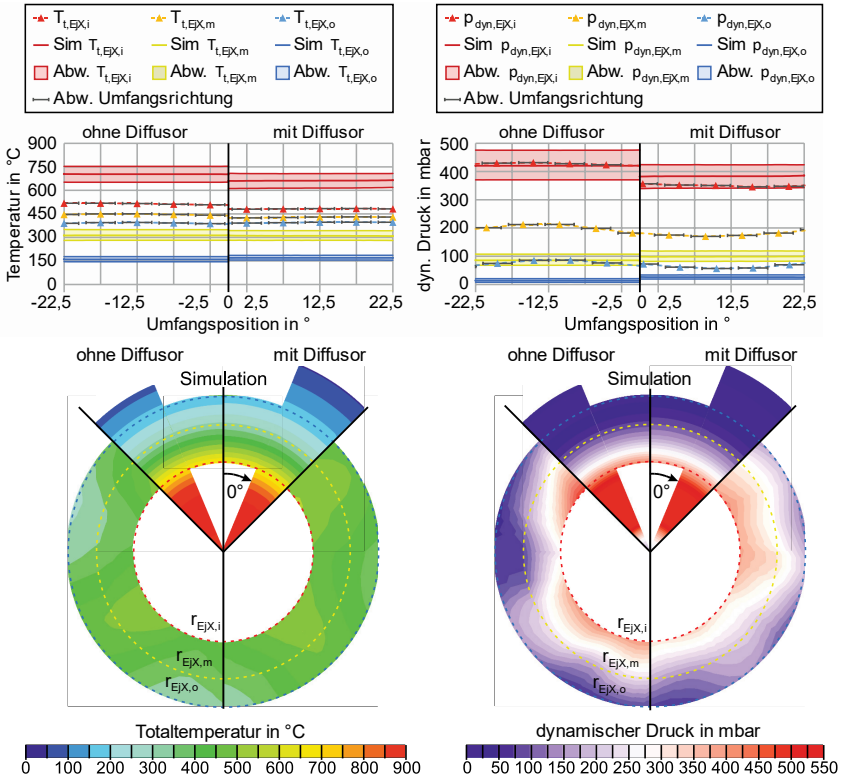


Abbildung 8.18: Temperatur und dynamischer Druck am Austritt Ejektordüse mit Standarddüse SN

Bei der Konfiguration EJ-SN liegen zwischen den numerischen Mittelwerten der Totaltemperatur von innerem zu äußerem Profil etwa 550 °C, während die experimentellen einen mittleren Abstand von etwa 100 °C bilden. Der numerische Mittelwert auf dem inneren Profil befindet sich ca. 40 % über und der auf dem äußeren Profil ca. 60 % unter der experimentellen mittleren Totaltemperatur. Auch auf dem mittleren Profil weicht der numerische Mittelwert der Totaltemperatur um etwa -30 % vom experimentellen Wert ab. Durch den Diffusor ändern sich die Abweichungen kaum. Diese betragen im Mittel ca. +40 % auf dem inneren, -25 % auf dem mittleren und -60 % auf dem äußeren Profil.

Das innere Profil des dynamischen Drucks zeigt bei der Konfiguration EJ-SN eine hohe Übereinstimmung und der Mittelwert weicht zwischen Simulation und Messung um weniger als 1 % ab. Auf dem mittleren bzw. äußeren Profil sind die Abweichungen höher und die numerischen Werte liegen im Mittel um ca. -50 % bzw. -80 % unter den experimentellen Werten. Mit Diffusor verändert sich die Abweichung leicht und steigt im inneren Bereich auf etwa +10 %, bleibt im mittleren gleich und sinkt im äußeren auf etwa -60 %.

Die Abweichungen der numerischen Ergebnisse bei Totaltemperatur und dynamischem Druck liegen außerhalb des Abweichungsbands und müssen entsprechend als groß bewertet werden. Lediglich das Profil des dynamischen Drucks auf dem inneren Profil erfüllt das Kriterium zur Übereinstimmung. Die Umfangsverläufe der numerischen Werte enthalten keinerlei Gradienten und stimmen bei beiden Konfigurationen mit dem experimentellen Befund überein.

Die 360°-Verteilung der Totaltemperatur aus Messung und Simulation zeigt die unterschiedlich starke Ausmischung. In der Simulation befindet sich im achsnahen Bereich die heiße Kernströmung, welche einen starken radialen Gradienten zur kalten Umgebung bildet. In den Messdaten ist dagegen die Totaltemperatur am äußeren Rand der Messebene deutlich höher.

Die 360°-Verteilung des dynamischen Drucks aus der Simulation bildet den gleichen radialen Gradienten zur stehenden Umgebung wie die Temperaturverteilung. Die Messdaten hingegen präsentieren stärker gemischte Bereiche bis zum äußeren Radius, aber auch Gebiete bis zum inneren Radius r_i , die kaum dynamischen Druck und damit Strömungsgeschwindigkeit aufweisen. Aus der Simulation geht hervor, dass im Randbereich die Strömung nur noch sehr langsam fließt und sich von der stärker durchmischten Kernströmung separiert. Dieser Zustand wird bereits in [131] beschrieben und für ungünstig befunden. Durch die stehende Strömung im Ejektorrohr entstehen lokale Rückströmungen. In der numerischen Simulation fließt die Strömung im äußersten Bereich zwar langsam, aber sehr gleichmäßig in den Diffusor. Dadurch bleibt die Strömung im Diffusor weitgehend stabil. Die langsamere Strömung lässt außerdem auf einen geringeren sekundären Massenstrom schließen. In [Abbildung 7.25](#) waren am Diffusorausstritt bereits deutliche Geschwindigkeitseinbrüche auf dem äußeren Radius zu sehen. Die Verluste beim Diffusorbetrieb sind in der Simulation deswegen geringer und die Schubverstärkung fällt höher aus.

Am Austritt der EJ-SN wird ein Wert für β_{mix} von 1,696 im Vergleich zu 1,17 aus den Messdaten ermittelt und die Abweichung beträgt ca. 30 %. Die hohe Abweichung resultiert aus der viel größeren Spreizung des Wertebereichs von Totaltemperatur und dynamischem Druck. Die Berechnung des hoch aufgelösten Mischgrads $\beta_{\text{mix,HD}}$ ergibt einen Wert von 1,687. Die Abweichung zwischen den Ermittlungsverfahren ist sehr gering und folglich sind die gewählten radialen

Tiefen $r_{EjX,i}$, $r_{EjX,m}$ und $r_{EjX,o}$ repräsentativ für die Strömung am Austritt der Ejektordüse ohne Diffusor.

Für die Ejektordüse mit Diffusor EJDIF-SN wird aus der Simulation ein Mischgrad β_{Mix} von 1,545 errechnet und bildet im Vergleich zum experimentellen Wert von 1,13 eine ähnliche Abweichung von etwa 35 %. Der hoch aufgelöste Mischgrad über die gesamte Austrittsfläche des Diffusors der Ejektordüse liegt jedoch bei $\beta_{\text{Mix,HD}} = 1,9$ und weicht um ca. 60 % gegenüber der messtechnischen Ermittlung ab. Die Beibehaltung der Radien führt dazu, dass die Profile die Düsenströmung am Diffusorausstritt nicht repräsentieren und größeren Abweichungen folgen.

Die [Abbildung 8.19](#) vergleicht die gemessene Strömungsgeschwindigkeit im Einlauf der Ejektordüse EJ-SN mit dem Umfangsverlauf aus der Simulation. Die Strömungsgeschwindigkeiten im Einlauf der Ejektordüse sind in der Messung durchweg höher. Trotz der relativ hohen Messungengenauigkeit von 5 m/s liegen die Abweichungen außerhalb der Messtoleranz.

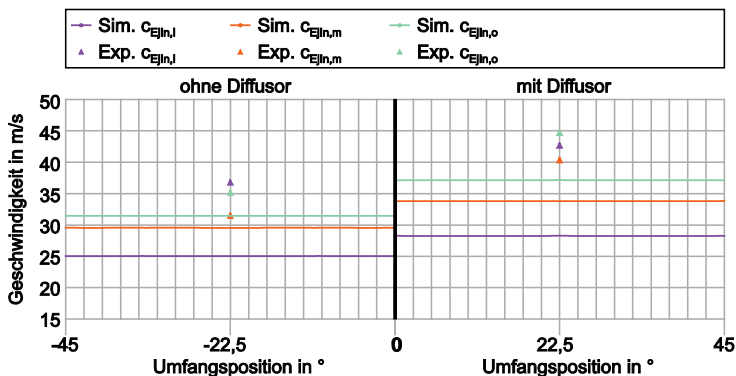


Abbildung 8.19: Strömungsgeschwindigkeit Einlauf Ejektordüse mit der SN

An der inneren und äußeren Messposition liegt die gemessene Geschwindigkeit um etwa 40 % über dem umfangsgemittelten Wert aus der Simulation. Entsprechend wäre der SMR etwa 25 % höher und entspricht einem Großteil der Abweichung in [Tabelle 8.2](#). Mit Diffusor steigen die Abweichungen auf mindestens 20 % und erreichen auf dem inneren Radius eine Differenz von etwa 50 %. Dies wirkt sich auf den SMR aus und bedeutet einen 35 % höheren Wert. Verteilungsunterschiede in Umfangsrichtung können als Ursache dagegen weitgehend ausgeschlossen werden. Entsprechend muss davon ausgegangen werden, dass die Förderrate im Experiment wirklich höher war.

Die folgende Abbildung 8.20 zeigt die numerischen Profile für die Chevrandüse mit Ejektordüse. Die Ergebnisse aus der experimentellen Untersuchung werden in sieben regelmäßige Segmente aufgeteilt und auf ein repräsentatives 50°-Segment gemittelt.

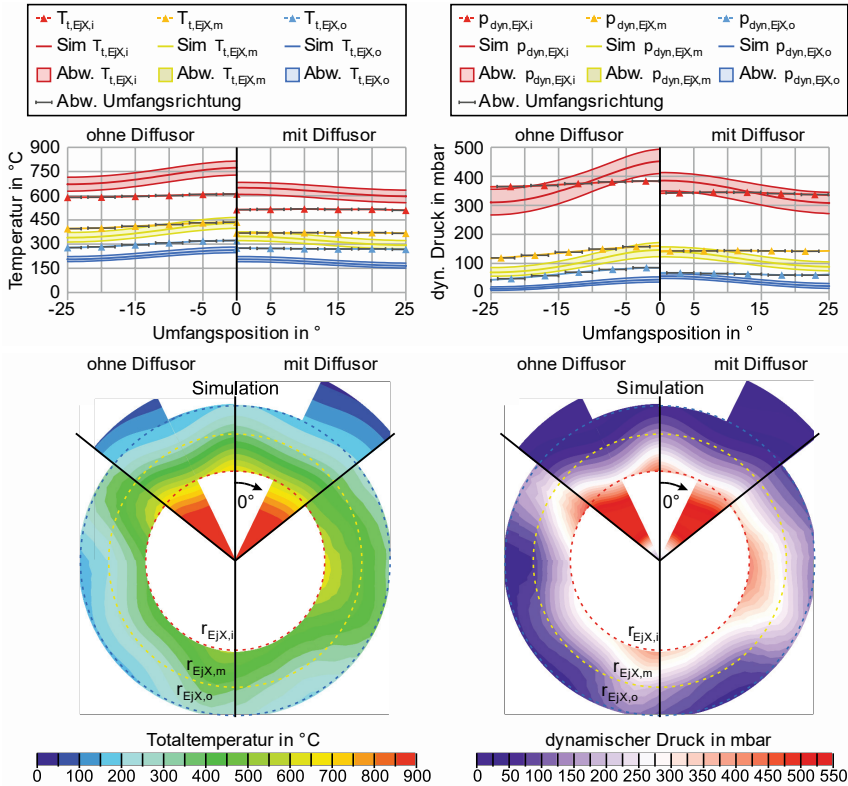


Abbildung 8.20: Temperatur und dynamischer Druck am Austritt Ejektordüse mit Chevrandüse CVN

Die Umfangsprofile für die Totaltemperatur der EJ-CVN weichen zwischen Messdaten und Simulation weniger ab als bei der EJ-SN. Die Spreizung des Wertebereichs ist in der Simulation größer. Im inneren Bereich liegt der Mittelwert in der Simulation ca. 20 % zu hoch und im äußeren um 30 % zu niedrig. Auf dem mittleren Profil wird mit einer Abweichung von ca. 10 % eine passable Übereinstimmung erreicht. Der Diffusor beeinflusst diese Verteilung kaum und die Abweichungen bleiben gleich groß. Die alternierenden Zacken der Chevrandüse initiieren Umfangsgradienten. Diese sind, im Gegensatz zu den Messdaten, in der Simulation klar zu erkennen. Durch die Ungleichmäßigkeiten im Experiment

gehen die Einflusszonen der Zacken ineinander über, sodass durch die Mittelung auf ein 50°-Segment alle Gradienten verschwinden.

Die starke Reduktion der Umfangsgradienten durch die Mittelung auf das 50°-Segment wird auf dem inneren Profil des dynamischen Drucks ebenfalls sichtbar. Während das mittlere Druckniveau sehr gut korreliert, beinhaltet die Simulation im Gegensatz zu den Messdaten deutliche Umfangsgradienten. Die Abweichungen zwischen den Mittelwerten aus Simulation und Experiment liegen auf dem mittleren Profil bei ca. -20 % und außen bei etwa -50 %. Durch den Diffusor wird die Strömung verzögert und die Mittelwerte sinken ähnlich zum Experiment. Die Abweichungen zwischen den Mittelwerten verändern sich dadurch nicht. In der Simulation werden die Umfangsgradienten abgeschwächt.

Die Abweichungen der Mittelwerte sind bei der Ejektordüse mit CVN allgemein niedriger als mit der SN. Die starken Umfangsgradienten in der Simulation verursachen Abweichungen außerhalb der Abweichungsbänder. Die Mittelung der Messdaten ist jedoch für einen Teil dieser Abweichungen verantwortlich.

Der Vergleich des numerisch erstellten Segments mit der 360°-Verteilung der Totaltemperatur aus den Messwerten zeigt, dass die radialen Temperaturgradienten zum Rand hin von der Simulation vergleichbar wiedergegeben werden. In der Simulation bilden sich durch die symmetrischen Bedingungen regelmäßige Umfangsgradienten. Der Vergleich mit der experimentell ermittelten Verteilung zeigt die Unterschiede durch die unregelmäßige Agglomeration der sieben Einflusszonen der Chevondüse. Die Fläche dieser Zonen scheint bei der EJDIF-CVN größer zu sein als noch bei der EJDIF-SN in [Abbildung 8.18](#). Diese Zonen finden sich auch in der Verteilung des dynamischen Drucks wieder. In den Kaltbereichen verlangsamt sich die Strömung. Diese erstrecken sich in der Simulation der EJDIF-CVN großflächiger und gleichmäßiger im Randbereich. Folglich muss der sekundäre Massenstrom geringer sein. Der Diffusorbetrieb verursacht durch die gleichmäßigere Eintrittsströmung geringere Verluste bei der Schuberzeugung.

Der berechnete Mischgrad β_{Mix} aus der Simulation ergibt für die EJ-CVN einen Wert von 1,534 und weicht um ca. 20 % im Vergleich zum experimentellen Wert von 1,25 ab. Der hoch aufgelöste Mischgrad $\beta_{\text{Mix,HD}}$ wird zu 1,538 bestimmt. Die Konfiguration mit Diffusor EJDIF-CVN erreicht in der Simulation am Ejektordüsenaustritt einen Mischgrad von 1,435 und 1,23 im Experiment. Die Abweichung liegt bei etwa 15 %. Aus dem vollständigen Strömungsquerschnitt mit Diffusor ergibt sich ein Mischgrad $\beta_{\text{Mix,HD}}$ von 1,74 und dieser weicht um etwa 40 % vom experimentellen Wert ab.

[Abbildung 8.21](#) stellt die gemessene Strömungsgeschwindigkeit im Einlauf der Ejektordüse mit CVN und den Umfangsverlauf aus der Simulation dar. Die

Geschwindigkeitsprofile aus der Simulation unterscheiden sich um kleinere Differenzen zu den gemessenen Geschwindigkeiten.

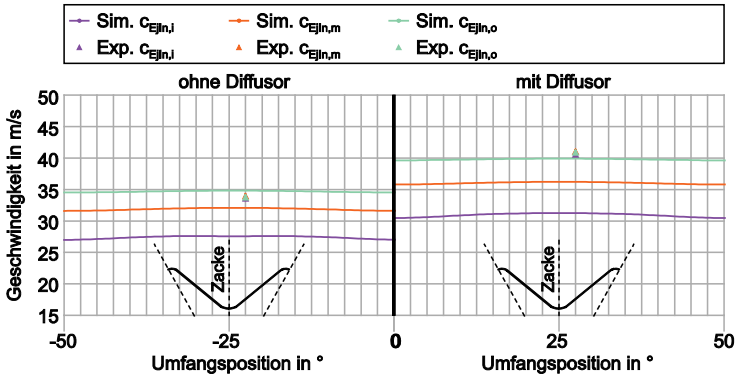


Abbildung 8.21: Strömungsgeschwindigkeit Einlauf Ejektordüse mit der CVN

Auf dem inneren Radius $r_{EJ,in,i}$ wird die höchste Abweichung mit 25 % festgestellt und verursacht etwa 10 % Abweichung beim SMR. Mit Diffusor steigt die Abweichung am inneren Radius $r_{EJ,in,i}$ auf ca. 30 %. Das Geschwindigkeitsprofil aus der Simulation besitzt bereits einen leichten Umfangsgradienten, auch wenn dieser auf die Berechnung des sekundären Massenstroms kaum Einfluss nimmt. Die insgesamt sehr gute Übereinstimmung zwischen den Geschwindigkeiten aus Messung und Simulation bewirkt die niedrigere Abweichung von 20 % beim SMR in Tabelle 8.2.

Die Abbildung 8.22 beinhaltet die Umfangsprofile der Totaltemperatur und des dynamischen Drucks aus der Simulation der Ejektordüse mit blütenförmiger Primärdüse EJ-LMN. Die gemessenen Profile werden in acht regelmäßige Segmente aufgeteilt und auf ein repräsentatives 45°-Segment gemittelt.

Die Abweichung zwischen den Umfangsprofilen der Totaltemperatur aus der experimentellen Untersuchung und numerischen Simulation ist deutlich gesunken. Der Mittelwert auf dem inneren Profil ist etwa 10 % zu hoch und der auf dem äußeren Profil 10 % zu niedrig. Im mittleren Bereich wird eine gute Übereinstimmung der Mittelwerte mit Abweichungen unter 5 % erreicht. Die Umfangsgradienten sind in der Simulation stärker ausgeprägt. Durch den Diffusor sinken die Mittelwerte in der Simulation ähnlich ab. Die Abweichung der einzelnen Profile bleibt gleich. Die Profile des dynamischen Drucks zeigen ein ähnliches Verhalten. Das äußere Profil von $p_{dyn,EJ,o}$ gibt den Umfangsverlauf der Messpunkte gut wieder. Der numerische Mittelwert liegt jedoch etwa 30 % zu tief. Das mittlere Profil enthält noch stärkere Umfangsgradienten als das Profil aus den Messdaten. Der Mittelwert weicht in der Simulation um ca. -10 % ab. Auf dem inneren Profil stimmt der Mittelwert mit einer Abweichung von unter 1 % überein. Bei den

Umfangsgradienten sind jedoch deutliche Unterschiede zu sehen. Die Segmentmittelung der Messdaten sorgt zunehmend für die Abweichung, da Profile einzelner Segmente die starken Gradienten der Simulation nahezu identisch aufzeigen. Das mittlere Profil überschreitet in ähnlicher Weise das innere Profil, sodass an der Umfangsposition bei 0° auf dem mittleren Profil sowohl in der experimentellen Untersuchung, als auch in der Simulation eine höhere Maximaltemperatur auftritt als auf der inneren Messposition. Die Konfiguration mit Diffusor zeigt keine Änderung der Abweichungen der Mittelwerte, lediglich ein erneut gesunkenes Druckniveau.

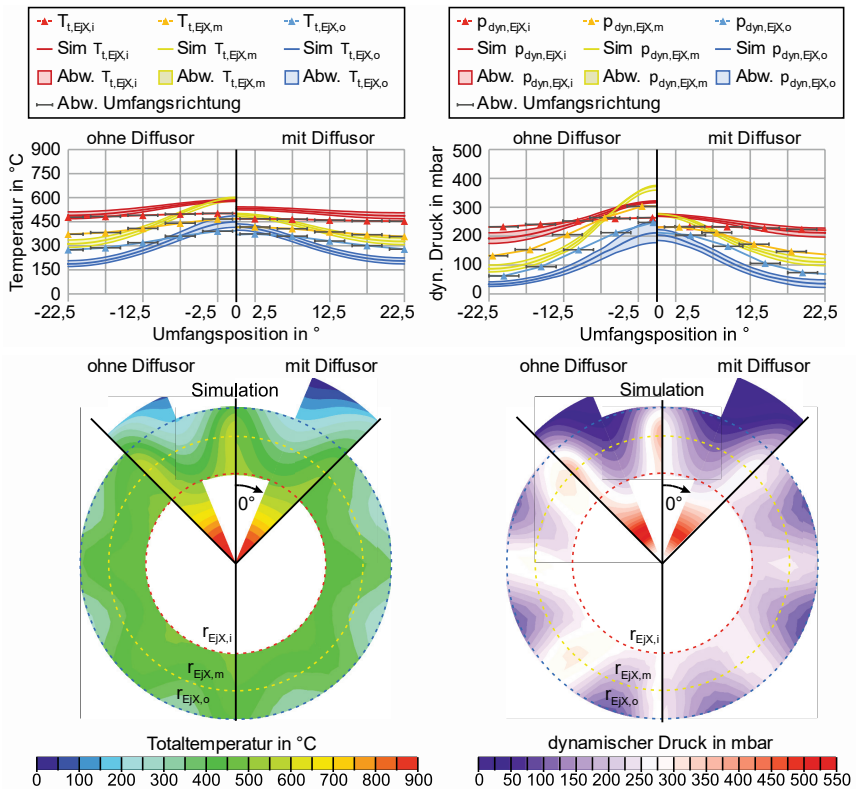


Abbildung 8.22: Temperatur und dynamischer Druck am Austritt Ejektordüse mit blütenförmiger Primärdüse LMN

Die Übereinstimmung wird als gut bewertet, obwohl einige Messpunkte noch außerhalb der Abweichungsbänder liegen. Diese Abweichungen resultieren aus den viel niedrigeren Umfangsgradienten der experimentell ermittelten Profile. Die Ursache ist zunehmend die Segmentmittelung.

Die 360°-Verteilung der gemessenen Totaltemperatur erreicht eine höhere Homogenität als die Simulation ermittelt hat. In der Simulation verbleiben wärmere Zonen am Ejektordüsenaustritt hinter nach außen laufenden Blüten. Diese sind in den interpolierten Messdaten kaum noch zu erkennen. Im Gegensatz zur Simulation scheint sich das gemessene Temperaturfeld durch den Diffusor kaum zu ändern. In der Simulation wird die heiße Zone hinter einer nach außen laufenden Blüten infolge des Diffusors deutlich verkleinert. Die Simulation zeigt am Austritt des Diffusors im Randbereich ein Gebiet mit Umgebungstemperatur an. Die Mischung hat dort noch keine Temperaturgleichung erreicht.

Aus der 360°-Verteilung des dynamischen Drucks kann der Strömungszustand an der Diffusorwand besser beurteilt werden. Am Austritt der Ejektordüse ohne Diffusor bildet sich hinter nach außen laufenden Blüten eine Zone mit erhöhtem dynamischen Druck. Mit Diffusor wird diese fast vollständig aufgelöst. Dieses Verhalten kann man sowohl in der Druckverteilung aus den Messdaten, als auch aus den Simulationsdaten erkennen. Die Zone mit geringem dynamischem Druck und folglich geringer Strömungsgeschwindigkeit nimmt nur noch einen geringen Teil der Querschnittsfläche ein. In der Simulation sind diese Flächen jedoch größer. Folglich wird in der Simulation weniger sekundärer Massenstrom gefördert. Der geringere Impulsaustausch erzeugt weniger Schubverstärkung. Dieser Zusammenhang deckt sich mit den Ergebnissen aus Tabelle 8.2.

Der Mischgrad β_{Mix} wird aus der Simulation für die EJ-LMN zu 1,247 bestimmt. Die Berechnung des Mischgrads $\beta_{\text{Mix,HD}}$ über den gesamten Strömungsquerschnitt ergibt einen Wert von 1,216 und weicht im Vergleich zum experimentell ermittelten Wert von 1,04 um ca. 17 % ab. Durch den Diffusor verbessert sich in der Simulation der Mischgrad β_{Mix} zu 1,212. Die Auswertung der Messdaten hatte hier einen Wert von 1,039 ergeben und weicht ebenfalls um ca. 17 % ab. Aus der Berechnung des vollen Strömungsquerschnitts wird ein Wert für $\beta_{\text{Mix,HD}}$ von 1,364 mit einer Abweichung von etwa 25 % zum experimentellen Wert ermittelt. Der stärkere Ausgleich bewirkt, dass die Abweichung durch die Beibehaltung der Auswertungsradien sinkt.

Die Abbildung 8.23 betrachtet die gemessene Strömungsgeschwindigkeit im Einlauf der Ejektordüse EJ-LMN im Vergleich zum Umfangsverlauf aus der Simulation. Auf dem inneren Radius $r_{\text{EjIn,i}}$ ist ein Gradient in Umfangsrichtung zu erkennen. Dieser wird messtechnisch nicht erfasst und sorgt für eine zusätzliche Quelle für Abweichungen bei der Bestimmung des sekundären Massenstromverhältnisses. Bei der Konfiguration ohne Diffusor liegen die gemessenen Geschwindigkeiten auf dem äußeren und mittleren Radius innerhalb der Mess-toleranz. Der Messwert auf dem inneren Radius unterscheidet sich um 25 % vom Profil aus der Simulation und hätte ein etwa 5 % bis 10 % höheres SMR zur Folge. Das experimentell bestimmte sekundäre Massenstromverhältnis liegt 15 % über

dem numerischen Wert. Setzt man ein ähnliches Umfangsprofil für den experimentellen Verlauf steigt das SMR nochmal um etwa 5 % und erreicht die Gesamtabweichung.

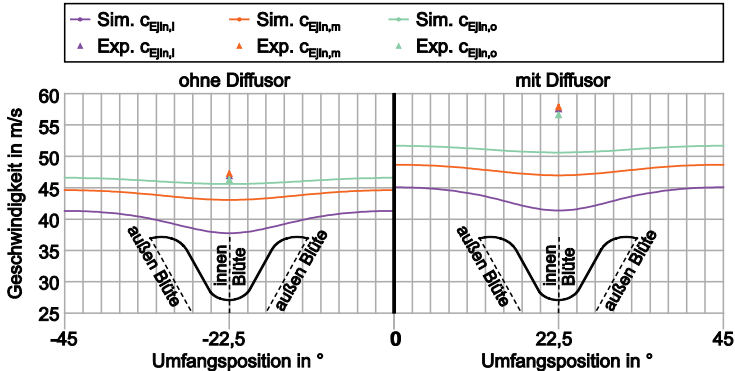


Abbildung 8.23: Strömungsgeschwindigkeit Einlauf Ejektordüse mit der LMN

Mit dem Diffusor steigen die Abweichungen an und erreichen in der Spitze 40 % an der inneren Messposition $r_{EjIn,i}$. Die Abweichung beim SMR steigt mit Diffusor in [Tabelle 8.2](#) auf 20 %, sodass hier ein Zusammenhang nachweisbar ist. Im Experiment wurde ein höherer sekundärer Massenstrom gefördert und die Abweichungen beim SMR stammen nur zu einem kleinen Teil von der Differenz bei der Durchströmungsfläche A_{Mess} , welche der Berechnung zu Grunde lag.

Die [Abbildung 8.24](#) zeigt die Umfangsprofile von Totaltemperatur und dynamischem Druck der Ejektordüse mit LMN-Sc. Die Darstellung und Analyse erfolgt nach demselben Prinzip wie bei der LMN.

Die mittlere Totaltemperatur aus der Simulation stimmt auf dem inneren Profil mit einer Abweichung unter 1 % überein und liegt auf dem mittleren Profil ca. 10 % zu hoch. Auf dem äußeren Profil ist der Mittelwert in der Simulation wieder etwa 10 % zu tief. Mit Diffusor ändert sich nur die Abweichung auf dem äußeren Profil und erreicht nun auch eine gute Übereinstimmung mit einer Abweichung unter 1 %. Bei beiden Konfigurationen wird in der Simulation der Umfangsgradient auf dem inneren Profil im Gegensatz zur EJ-LMN gut wiedergegeben. Auf dem mittleren und äußeren Profil tauchen wieder Abweichungen in Folge der steileren Umfangsgradienten auf.

Die Auswertung der Profile des dynamischen Drucks aus der Simulation zeigt ebenfalls eine Veränderung. Auf dem inneren Profil ist der Mittelwert in der Simulation nun etwa 10 % zu tief. Auf diesem Profil stimmte der Mittelwert bei den Varianten zuvor mit Abweichungen unter 1 % überein. Der Mittelwert auf dem mittleren Profil deckt sich nun gut zwischen Simulation und Messung. Die

Umfangsgradienten weichen jedoch stärker ab als noch bei der EJ-LMN. Die höchste Abweichung beim Mittelwert von ca. -20 % zwischen Simulation und Messung taucht wieder auf dem äußeren Profil auf. Im Gegensatz dazu ist der Umfangsgradient aus den numerischen Werten sehr ähnlich. Mit dem Diffusor sinken die Abweichungen auf dem inneren und äußeren Profil. Bei der Abweichung des Mittelwerts liegt die Differenz unter 5 %. Die Umfangsgradienten stimmen ebenfalls überein, sodass die Messpunkte nahezu vollständig innerhalb des Abweichungsbands liegen. Auf dem mittleren Profil ergibt sich vor allem eine hohe Differenz beim maximalen dynamischen Druck. Während zwischen zwei Blüten eine gute Übereinstimmung erreicht wird, ist der Maximalwert hinter einer nach außen laufenden Blüte in der Simulation etwa 40 % höher.

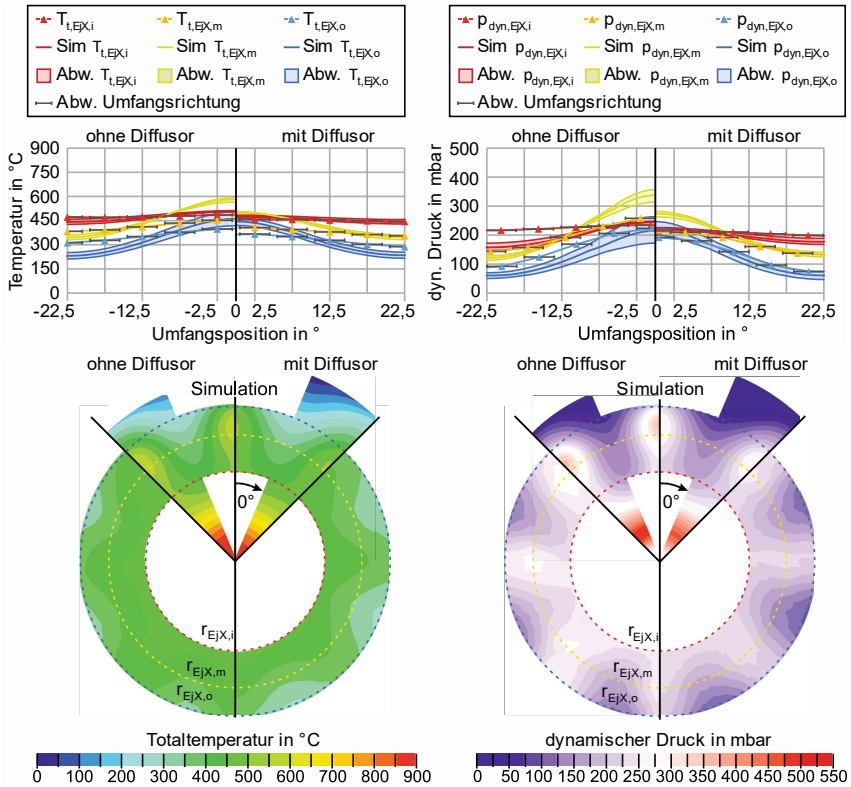


Abbildung 8.24: Temperatur und dynamischer Druck am Austritt Ejektordüse mit blütenförmiger Primärdüse LMN-Sc

Insgesamt erreicht die Simulation der Ejektordüse mit LMN-Sc eine gute Übereinstimmung. Abweichung treten in Folge höherer Umfangsgradienten auf. Abweichungen bei den Umfangsgradienten fallen vor allem auf dem mittleren Profil ins Gewicht.

Die 360°-Verteilung von Totaltemperatur zeigt in der Simulation der Konfiguration ohne Diffusor in Flucht zu einer nach außen laufenden Blüte die Bildung einer heißen Zone. Diese kann in der experimentellen Untersuchung in keinem Bereich festgestellt werden. Betrachtet man hingegen die Konfiguration mit Diffusor, ist die Temperaturverteilung aus den Messdaten und numerischen Ergebnissen nahezu deckungsgleich.

In der Verteilung des dynamischen Drucks verbleibt eine Zone hoher Strömungsgeschwindigkeit an der Spitze der nach außen laufenden Blüten am Austritt der Ejektordüse mit LMN-Sc, welche nur in der Simulation detektiert wird. Die Strömungsfelder der Variante mit Diffusor werden von der Simulation nahezu identisch wiedergegeben. Nur die hohe Abweichung beim Maximalwert auf dem mittleren Profil sorgt für einen kleinen Bereich, in der die erhöhte Strömungsgeschwindigkeit an der Spitze der nach außen laufenden Blüten verbleibt. Die Übereinstimmung des Impulsaustausches kongruiert mit der niedrigen Abweichung von etwa 10 % bei der Schubverstärkung in Tabelle 8.2.

Vergleicht man die Varianten mit blütenförmiger Primärdüse LMN und LMN-Sc fällt auf, dass die Düse mit Ausschnitten ein Muster aus kreisförmigen Zonen heißer Strömung mit hoher Geschwindigkeit hinter einer nach außen laufenden Blüte bildet, während die blütenförmige Primärdüse LMN eher ein mäanderförmiges Muster erkennen lässt. Die Muster in der Simulation sind deutlicher zu erkennen, zeichnen sich allerdings auch in den experimentellen Daten ab.

Die Ermittlung des Mischgrads β_{Mix} aus den Simulationsdaten der EJ-LMN-Sc ergibt einen Wert von 1,18. Aus dem hoch aufgelösten Geschwindigkeitsfeld wird der Mischgrad $\beta_{\text{Mix,HD}}$ mit 1,154 berechnet und weicht um ca. 10 % vom Wert 1,024 aus den experimentellen Daten ab. Mit dem Diffusor verschlechtert sich in der Simulation der Mischgrad β_{Mix} auf 1,163 im gleichen Maße wie der experimentelle Wert von 1,029. Der Mischgrad mit hoher Auflösung über den gesamten Querschnitt ergibt einen Wert $\beta_{\text{Mix,HD}}$ von 1,3 und weicht um etwa 20 % ab. Durch die zunehmende Angleichung des Strömungsfelds sinkt der Einfluss der Lage der Auswertungsradien auf die Berechnung des Mischgrads.

Die Abbildung 8.25 beinhaltet die gemessene Strömungsgeschwindigkeit im Einlauf der Ejektordüse mit LMN-Sc und den Umfangsverlauf aus der Simulation. Allgemein sind die Verhältnisse sehr ähnlich zur Variante ohne Ausschnitte. In der Simulation wird für die Kombination mit LMN-Sc eine leicht höhere Förderrate

berechnet. In den Messdaten ist der Unterschied deutlich unterhalb der Messunsicherheit.

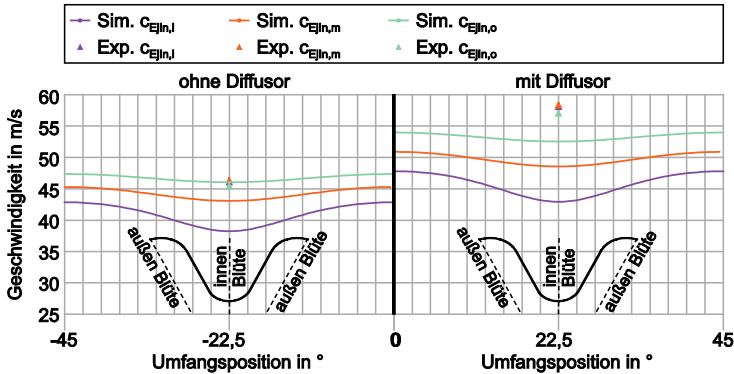


Abbildung 8.25: Strömungsgeschwindigkeit Einlauf Ejektordüse mit der LMN-Sc

Für die Konfiguration ohne Diffusor ergibt sich eine Abweichung beim berechneten SMR von 10 % in [Tabelle 8.2](#). Die Abweichungen zwischen den numerisch ermittelten Geschwindigkeitsprofilen und den Messdaten liegen jedoch in einer ähnlichen Größenordnung wie bei der Variante EJ-LMN, welche um 15 % beim SMR abweicht. Die geringere Abweichung beim SMR der EJ-LMN-Sc muss eine andere Ursache haben. Mit Diffusor steigen bei der EJDIF-LMN-Sc die Differenzen zwischen Experiment und Simulation an und erreichen sowohl bei den Geschwindigkeitsprofilen in [Abbildung 8.25](#) als auch in [Tabelle 8.2](#). vergleichbare Werte zur EJDIF-LMN.

8.3.4.2 Schlussfolgerung zur Validierung der Strömungsfelder der Ejektordüse

Bei der Übereinstimmung der Strömungsfelder zwischen Simulation und experimentellen Daten wird abhängig von der Variante der Ejektordüse ein unterschiedliches Ergebnis erreicht.

Bei den Konfigurationen mit Standarddüse und Chevrongdüse werden große Abweichungen bei den Mittelwerten der unterschiedlichen Profile der Totaltemperatur festgestellt. Auf den inneren Profilen werden in der Simulation zu hohe Werte, auf den äußeren Profilen mit Abweichungen bis zu 80 % zu niedrige Werte berechnet. Bei den Profilen des dynamischen Drucks wird auf dem inneren Profil eine sehr hohe Übereinstimmung mit Abweichungen unter 1 % erreicht. Auf dem mittleren und inneren Profil steigen die Abweichungen wieder auf bis zu 60 %. Bei den Konfigurationen mit Chevrongdüsen tauchen auch Abweichungen bei den Umfangsgradienten auf. Während die Daten der Simulation deutliche Umfangs-

gradienten in Folge der Zacken auf allen Profilen verzeichnet, sind in den experimentellen Verläufen kaum Umfangsgradienten zu erkennen. Die Mittelung der Segmente aus der Messung auf ein Vergleichssegment schwächt die Umfangsgradienten jedoch auch ab. Welchen Anteil die niedrige Mischgeschwindigkeit in der Simulation an dieser Abweichung hat, kann nicht genau spezifiziert werden.

Die Varianten mit LMN und LMN-Sc erreichen gute Übereinstimmung bei den Mittelwerten auf den Profilen für Totaltemperatur und dynamischen Druck mit Abweichungen unter 10 %. Höhere Abweichungen bis maximal 30 % tauchen nur auf den äußeren Profilen auf. Die Umfangsgradienten werden in der Simulation steiler dargestellt. Die gemessenen Profile einzelner Segmente beinhalten ähnlich starke Umfangsgradienten. Die Messpunkte liegen dann innerhalb des Abweichungsbands. Die Schwächung der Gradienten in Umfangsrichtung durch die Mittelung der Messpunkte auf ein zur Simulation vergleichbares Segment verursacht folglich einen Großteil der Abweichung bei den Umfangsgradienten. Allgemein wird für die Varianten mit LMN und LMN-Sc eine hohe Übereinstimmung zwischen Simulation und Experiment geschlussfolgert.

Die Verteilungsunterschiede zwischen Simulation und experimenteller Untersuchung konnten anhand der 360°-Verteilung interpretiert werden. Bei den Konfigurationen mit Standarddüse und Chevrongüse kommen im Gegensatz zur Simulation in den Messdaten unregelmäßige lokale Minima und Maxima am Umfang vor. Diese interagieren miteinander und sorgen für einen schnellen Austauschprozess. Der niedrigere Impulsaustausch in der Simulation führt vermutlich zu einer niedrigeren Schubverstärkung bei Konfigurationen ohne Diffusor. Die gleichmäßigere Strömung in der Simulation stabilisiert die Strömung im Diffusor. Aus diesem Grund wird in der Simulation bei Konfigurationen mit Diffusor eine steigende Schubverstärkung berechnet, entgegen den experimentellen Ergebnissen. Bei Varianten mit LMN und LMN-Sc sind die Ungleichmäßigkeiten in der Verteilung weniger ausgeprägt. Das regelmäßige Muster der Blüten ist bei den numerischen Ergebnissen vergleichbar mit den experimentellen Ergebnissen. Der relative Einfluss des Diffusors auf die Schubverstärkung und den SMR wird entsprechend von der Simulation richtig wiedergegeben. Besonders die Konfiguration der Ejektordüse mit LMN und LMN-Sc zeigen auffallend gute Übereinstimmung bei der Verteilung des dynamischen Drucks und bei der Schubverstärkung mit betragsmäßigen Abweichungen unter 15 %.

Der Mischgrad wurde mit unterschiedlicher Auflösung am Austritt der Ejektordüsenkonfigurationen berechnet. Ohne Diffusor unterscheidet sich der Mischgrad β_{Mix} nach [Abbildung 7.3](#) nicht vom Wert $\beta_{\text{Mix,HD}}$ aus dem hoch aufgelösten Geschwindigkeitsfeld. Die Abweichung vom experimentell bestimmten Mischgrad sinkt von ca. 30 % bei der Konfiguration mit Standarddüse auf ca. 10 % bei der Ejektordüse mit der LMN-Sc. Mit Diffusor resultierte eine hohe Abweichung

zwischen dem Mischgrad β_{Mix} nach [Abbildung 7.3](#) und dem hoch aufgelösten Mischgrad $\beta_{\text{Mix,HD}}$ von bis zu 60 %. Die Ursache liegt in der Beibehaltung der Auswertungsradien. Für den Austritt des Diffusors sind diese nicht mehr repräsentativ. Allgemein konnte beobachtet werden, dass sowohl die Abweichungen zwischen β_{Mix} und $\beta_{\text{Mix,HD}}$ als auch zwischen dem experimentellen und numerischen Mischgrad abnimmt, wenn der Ausgleich der Strömungsprofile am Austritt voranschreitet.

Anhand des Vergleichs der numerisch ermittelten Umfangsprofile der Geschwindigkeit in der Ebene des Ejektoreinlaufs zu den Messwerten konnten allgemein höhere gemessene Geschwindigkeiten im Ejektoreinlauf festgestellt werden. Im Experiment wurde folglich mehr sekundärer Massenstrom gefördert und die Abweichung beim SMR ist nicht ausschließlich ein Ergebnis der Abweichung bei der Durchströmungsfläche A_{Mess} . Bei den Varianten mit SN und CVN wurde mit Abweichungen bis zu 40 % im Ejektoreinlauf gemessen. Bei diesen Varianten sind die Differenzen beim SMR in [Tabelle 8.2](#) besonders hoch. Bei den Ejektordüsen mit LMN und LMN-Sc betreffen die Abweichungen nur die innere Messposition r_{EjIn} und entsprechend niedriger sind die Abweichungen beim SMR in [Tabelle 8.2](#).

Insgesamt wird für die Simulation der Ejektordüse mit blütenförmiger Primärdüse eine gute Übereinstimmung erreicht, auf der der Fokus der Parametervariation liegt. Die Mischgeschwindigkeit und der Fortschritt des Impulsaustausches werden in der Simulation zu niedrig berechnet. Bei der Übertragung der numerischen Ergebnisse der Parametervariation muss mit einbezogen werden, dass in Realität der Mischgrad besser und der sekundäre Massenstrom höher ist.

8.3.5 Parametervariation der Ejektordüse

Viele der Konstruktionsparameter lassen sich in der experimentellen Untersuchung nicht unabhängig verändern. Bei einigen Parametern muss die gegenseitige Beeinflussung beachtet werden. Das X/D-Verhältnis wird zum Beispiel in [46] durch axiale Verschiebung der Ejektordüse erhöht. Dabei vergrößert sich aber auch das Einlaufverhältnis $A_{\text{In}}/A_{\text{s}}$ (vgl. [Abbildung 5.2](#)).

Die numerische Parameterstudie soll Aufschluss über die relative Änderung der Schubverstärkung durch die konstruktiven Modifikationen geben. Folgende Parameter sollen variiert werden:

Tabelle 8.5: Variationsparameter Ejektordüse

Komponente	Parametername	Parameter
Sekundäreinlauf	Einlaufflächenverhältnis	A_{In}/A_s
	Einlaufwinkel	ξ_{In}
	Abstand Austritt Primärdüse Eintritt Mischrohr	X/D
	Radius Einlauflippe	r_{BM}
	Umlenkungsradius Einlauf	r_D
Mischrohr	Flächenverhältnis (Abhängigkeit zu Primärdüse)	α
	Längenverhältnis	L/D
Diffusor	Diffusor Flächenverhältnis	A_{Dif}/A_M
	Diffusor Halböffnungswinkel	ϕ_{Dif}

Die Variation wird auch mit der Standarddüse SN durchgeführt. Die Geometrie entspricht der experimentell getesteten Standarddüse SN. Die Untersuchung soll überprüfen, ob ein anderer Düsentyp grundsätzliche Unterschiede bei der Wirkung der Konstruktionsparameter hervorruft. Die Variation mit verschiedenen blütenförmigen Primärdüsen steht im Fokus und hat das Ziel die Schubverstärkung zu maximieren. Die blütenförmigen Primärdüsen werden durch das Programm aus Kapitel 5.2 automatisiert erstellt und verfügen über eine reproduzierbare und parametrisierte Geometrie.

8.3.5.1 Flächenverhältnis α

Das Flächenverhältnis α wird variiert um die Abhängigkeit zwischen dem Durchmesser D der Ejektordüse und dem Außendurchmesser der blütenförmigen Primärdüse $d_{ol,end}$ zu untersuchen (siehe [Abbildung 5.3](#)). Das Flächenverhältnis α wird zwischen 1,15 und 3,5 variiert, indem der Durchmesser des Ejektorrohrs verändert wird. Die [Abbildung 8.26](#) zeigt die Auswirkung eines steigenden Flächenverhältnis α auf die Schuberrhöhung Φ , SMR und $\beta_{mix,HD}$ am Ejektordüsenaustritt.

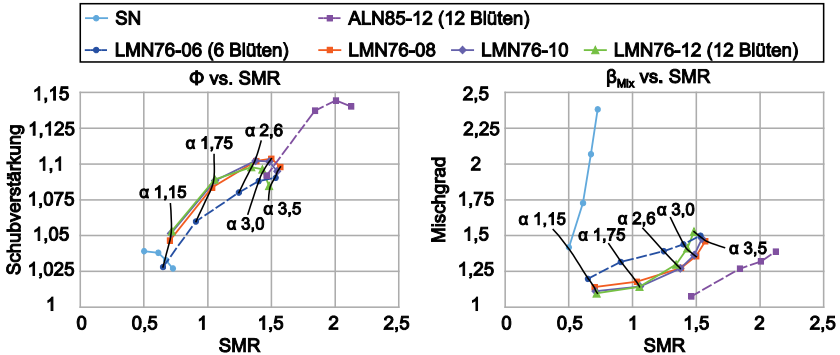


Abbildung 8.26: Einfluss des Flächenverhältnisses α auf Φ , SMR und $\beta_{\text{Mix,HD}}$

Es werden fünf verschiedene blütenförmige Primärdüsen für die Variation verwendet. Alle LMN76 Varianten haben den gleichen Außendurchmesser von 76 mm, aber 6, 8, 10 oder 12 Blüten. Durch die Erhöhung der Anzahl der Blüten steigt nach der Untersuchung in Kapitel 8.2 die Mischgeschwindigkeit. Die Version ALN85 hat einen größeren Außendurchmesser von 85 mm mit 12 Blüten. Die ALN verfügt außerdem über alternierende Blüten. Das bedeutet, dass die Penetrationstiefe der Blüten abwechselnd höher oder niedriger ist. Durch diese Staffelung sollen sich die Wirbelstrukturen an den Blüten überlagern und für zusätzliche Mischfähigkeit sorgen. Mit der größeren Düse mit noch intensiverer Mischung soll überprüft werden, wie die Wirkung des Flächenverhältnisses skaliert. Die Standarddüse kann mit steigendem Durchmesser des Ejektorrohrs keine ausreichende Mischung gewährleisten und in der Folge sinkt die Schubverstärkung.

Die Varianten LMN76 mit blütenförmiger Primärdüse bewirken einen besseren Impulsaustausch und die Schubverstärkung steigt. Der Mischgrad verschlechtert sich merklich mit steigendem Durchmesser des Ejektorrohrs, führt aber bis zu einem Wert von etwa 1,3 für $\beta_{\text{Mix,HD}}$ nicht zu einem Rückgang der Schubverstärkung. Ein Rückgang der Schubverstärkung tritt bei einem Flächenverhältnis α von etwa 3,0 und einem SMR von 1,5 auf. An dieser Stelle verschlechtert sich der Mischgrad $\beta_{\text{Mix,HD}}$ am Ejektordüsenaustritt zunehmend.

Die Variante mit der größeren blütenförmigen Primärdüse zeigt ein ähnliches Verhalten. Bis zu einem Flächenverhältnis α von 4 steigt die Schubverstärkung. Mit größerem Durchmesser überschreitet der Mischgrad $\beta_{\text{Mix,HD}}$ am Austritt der Ejektordüse einen Wert von etwa 1,3 und die Schubverstärkung sinkt wieder. Der Maximalwert der Schubverstärkung scheint nicht von einem Wert für α abzuhängen. Vielmehr ist die Einhaltung eines gewissen Mischgrad notwendig, um aus dem höheren sekundären Massenstrom auch eine größere Schubverstärkung zu erhalten. Bei den LMN76-Varianten und der ALN85-Variante tritt das Maximum

bei der Schubverstärkung bei einem Verhältnis des Außendurchmessers der blütenförmigen Primärdüse $d_{ol,end}$ zu Ejektordüsendurchmesser D von etwa 0,725 auf. Des Weiteren ist eine Anzahl an Blüten bei gleichem Durchmesser D notwendig, um maximale Schubverstärkung zu erreichen. Die Variante LMN76-08 mit acht Blüten erreicht die höchste Schubverstärkung. Sowohl die Variante LMN76-06 mit sechs Blüten, als auch die Variante LMN76-12 mit zwölf Blüten erreicht wieder niedrige Werte für die maximale Schubverstärkung. Zur Beschreibung wird der Parameter der Blütendichte ρ_{LMN} definiert, der sich aus dem Durchmesser der Ejektordüse D und der Anzahl der Blüten berechnet. Der optimale Wert für maximale Schubverstärkung aus der Parametervariation für ρ_{LMN} ergibt sich zu 13.

8.3.5.2 Längenverhältnis L/D

Das L/D-Verhältnis der Ejektordüse wurde zwischen 0,7 und 7 untersucht. Die Ergebnisse und Auswirkungen auf Φ , SMR und $\beta_{Mix,HD}$ am Austritt der Ejektordüse sind in Abbildung 8.27 zu sehen. Bei der Standarddüse führt zunächst ein verlängertes Ejektorrohr zur Erhöhung des SMR und der Schubverstärkung. Ab einem L/D-Verhältnis von 2,0 stagniert die Schubverstärkung und nimmt wieder ab. Der Mischgrad β_{Mix} am Ejektordüsenaustritt verbessert sich mit längerem Ejektorrohr stetig. Bei den blütenförmigen Primärdüsen liegt das optimale L/D-Verhältnis unabhängig von der Anzahl der Blüten bei einem Wert von 1,0. Ein kleines oder größeres L/D-Verhältnis führt zu sinkender Schubverstärkung. Bereits beim L/D-Verhältnis von 1,5 wird fast 1 % Schubverstärkung eingebüßt, was einer Abnahme von 10 % entspricht. Die Schubverstärkung verschwindet für ein L/D-Verhältnis von 7 und zeigt die Sensibilität der Schubverstärkung auf das L/D-Verhältnis. Der SMR steigt auch bei den blütenförmigen Primärdüsen durch die längere Ejektordüse bis zu einem L/D-Verhältnis von 1,5. Im Gegensatz zur SN sinkt der SMR durch eine weitere Verlängerung des Ejektorrohrs. Der Mischgrad β_{Mix} erhöht sich mit steigendem L/D-Verhältnis kontinuierlich.

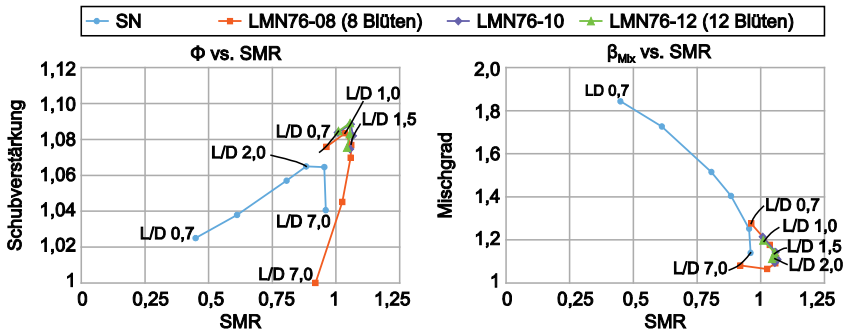


Abbildung 8.27: Einfluss des L/D-Verhältnisses auf Φ , SMR und $\beta_{Mix,HD}$

Das zeigt, dass der Mischgrad alleine keine Aussagekraft bezüglich der Schubverstärkung besitzt. Ein gewisses Maß ist notwendig, um den Strömungsprozess in der Ejektordüse zu betreiben. Eine zu hohe Mischung dissipiert zu viel kinetische Energie, die anschließend zur Schuberzeugung fehlt.

8.3.5.3 Einlauf Ejektordüse

Abstandsverhältnis X/D:

Das Abstandsverhältnis X/D wird für die Standarddüse und die blütenförmige Primärdüse mit acht Blüten variiert. Die Auswirkung auf Φ und SMR ist in Abbildung 8.28 dargestellt.

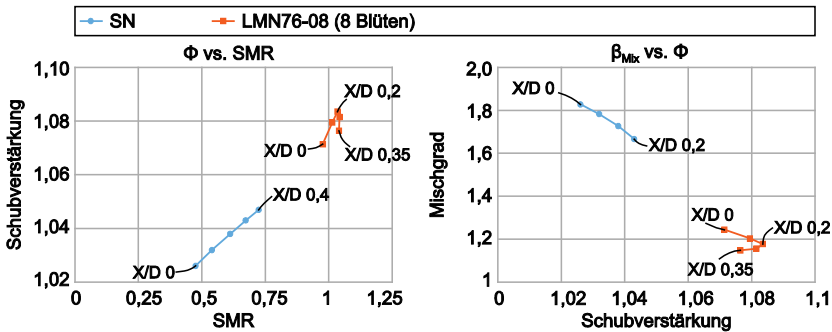


Abbildung 8.28: Einfluss des X/D-Verhältnisses auf Φ , SMR und $\beta_{Mix,HD}$

Die Standarddüse gewinnt durch das Erhöhen des X/D-Verhältnisses an Schubverstärkung und sekundärem Massenstrom. Gleichzeitig verbessert sich auch der Mischgrad $\beta_{Mix,HD}$ am Austritt der Ejektordüse. Durch ein höheres X/D-Verhältnis steigt jedoch auch die gesamte Mischlänge, da sich diese aus dem Abstand X und der Ejektorrohrlänge L zusammensetzt. Bei der Erhöhung des X/D-Verhältnisses von 0 auf 0,4 nimmt die gesamte Mischlänge um 30,4 mm zu. Das Ergebnis sind 2 % mehr Schuberhöhung Θ und die Verbesserung des Mischgrads von 1,8 auf 1,6. Die Steigerung des L/D-Verhältnisses von 1,0 auf 1,5 bewirkt eine 38 mm längere Mischstrecke. Das Ergebnis daraus sind ebenfalls 2 % mehr Schubverstärkung und ein ähnlich besserer Mischgrad $\beta_{Mix,HD}$. Die Schlussfolgerung liegt nahe, dass lediglich die längere Mischstrecke die Verbesserung bewirkt. Der Effekt wird jedoch ausschließlich mit der Standarddüse beobachtet, da für deren niedrige Mischfähigkeit das Ejektorrohr im untersuchten Bereich zu kurz ist. Die blütenförmige Primärdüse erreicht ein Optimum bei einem X/D-Verhältnis von 0,2. Danach sinkt die Schubverstärkung trotz längerer Mischstrecke, ähnlich wie bei der Erhöhung von L/D von 1,0 auf 1,5.

Flächenverhältnis Ejektoreinlauf A_{in}/A_s und Einlaufwinkel ξ_{in} :

Für das Eintrittsverhältnis A_{in}/A_s am Ejektoreinlauf werden Werte zwischen 1,5 und 3,5 verwendet. Größere Verhältnisse waren aufgrund geometrischer Einschränkungen nicht möglich. Die Ergebnisse zeigen, dass das Einlaufverhältnis nur einen geringen Einfluss auf die Schubverstärkung hat. Eine Erhöhung des Verhältnisses von 1 auf 2,5 sorgt für 1 % mehr Schubverstärkung. Danach kann weder eine Steigerung der Schubverstärkung noch des sekundären Massenstroms erreicht werden. Das Ergebnis wurde mit verschiedenen blütenförmigen Düsen erreicht. Das Einlaufverhältnis sollte der Logik nach immer größer als 1 sein, um durch den querschnittsreduzierenden Verlauf das Unterdruckgebiet in der Ejektordüse zu stabilisieren. Bei Eintrittsverhältnis A_{in}/A_s unter 1 konnte jedoch auch eine Schubverstärkung erzielt werden, auch wenn diese deutlich geringer war. Als weiterer Effekt sinkt das Düsendruckverhältnis der Primärdüse um 1 % bis 2 % stärker ab als bei Kombinationen mit einem Eintrittsverhältnis größer 1.

Als zweiter Parameter des Ejektoreinlaufs wird der Winkel ξ_{in} zur Längsachse untersucht. Der Einfluss ist mit etwa 0,5 % Schubverstärkung als gering einzustufen. Auch SMR und Mischgrad werden kaum beeinflusst. Das Optimum liegt unabhängig von der Primärdüse bei 45°. Die Ergebnisse werden dahingehend interpretiert, dass ein flacherer Winkel zu einem größeren Ejektoreinlauf führt und folglich zu mehr Reibungsverlusten. Ein steilerer Winkel hingegen verursacht zusätzliche Verluste bei der Strömungsumlenkung in das Ejektorrohr.

Umlenkungsradius r_D und Radius der Einlauflippe r_{BM} :

Der Umlenkradius r_D wird in Relation zum Ejektordüsendurchmesser D formuliert. Verhältnisse r_D/D von 0,25 bis 1 wurden mit Standarddüse und blütenförmiger Primärdüse LMN76-08 untersucht. Es konnte kein Effekt auf den sekundären Massenstrom festgestellt werden. Ein kleiner Radius führte zu geringfügig höherer Schubverstärkung. Der Einfluss liegt unterhalb von 0,5 %.

Der Radius der Einlauflippe r_{BM} wird als Funktion des Ejektordüsendurchmessers D bestimmt. Es werden Werte von r_{BM}/D von 0,025 bis 0,2 mit Standarddüse und blütenförmiger Primärdüse LMN76-08 untersucht. Ein Einfluss auf die Erhöhung des sekundären Massenstroms wird nicht erreicht. Ein kleinerer Radius führte zu einer leichten Erhöhung der Schubverstärkung vermutlich durch geringere Verluste aufgrund des kleineren Einlaufs.

8.3.5.4 Diffusor der Ejektordüse

Diffusorhalböffnungswinkel ϕ_{Dir} :

Die Ejektordüse mit Diffusor wird nur mit blütenförmigen Primärdüsen getestet. Aus der experimentellen Untersuchung ist bekannt, dass nur diese mit einer

Ejektordüse eine Erhöhung der Schubverstärkung durch den Diffusor erreichen können. Durch einen größeren Halböffnungswinkel wird der Diffusor verkürzt und das Gewicht verringert. Außerdem reduziert ein kürzerer Diffusor die Reibungsverluste durch die kleinere benetzte Oberfläche. Zunächst werden verschiedene Halböffnungswinkel von $3,5^\circ$ bis 10° bei einem konstanten Flächenverhältnis des Diffusors A_{Dif}/A_M von 1,25 untersucht. Die Ergebnisse sind im Diagramm in Abbildung 8.29 zu sehen.

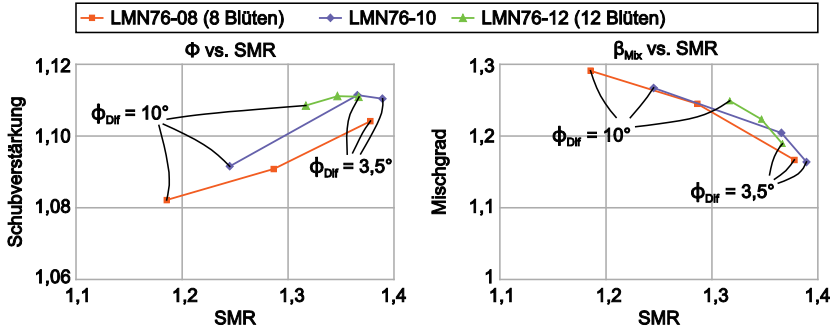


Abbildung 8.29: Einfluss von ϕ_{Dif} auf ϕ , SMR und $\beta_{Mix,HD}$

Unabhängig von der Primärdüse nimmt der sekundäre Massenstrom mit steigendem Halböffnungswinkel ab. Bei der Primärdüse mit acht Blüten geht der SMR um etwa 15 % zurück, während die Schubverstärkung von 1,104 auf 1,082 fällt. Bei der Primärdüse mit 12 Blüten sinkt der SMR um lediglich 3,8 % und die Schubverstärkung von 1,111 auf 1,109. Der Mischgrad verschlechtert sich bei der LMN76-08 ebenfalls viel stärker als bei der LMN76-12.

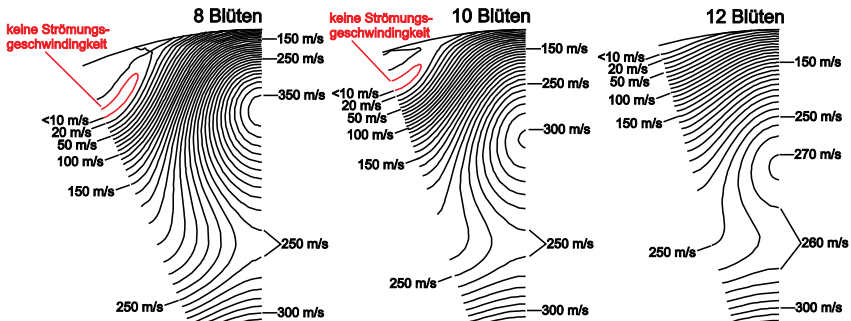


Abbildung 8.30: Austritt Diffusor mit $\phi_{Dif} = 10^\circ$ und unterschiedlicher Anzahl Blüten der Primärdüse

Die Ursache ist in Abbildung 8.30 anhand der Geschwindigkeitsverteilung am Austritt des Diffusors mit den unterschiedlichen blütenförmigen Primärdüsen zu erkennen. Die blütenförmige Primärdüse mit acht Blüten verursacht bei einem

Halböffnungswinkel von 10° eine größere Fläche ohne Strömungsgeschwindigkeit. Die blütenförmige Primärdüse mit 10 Blüten zeigt ein viel kleineres Gebiet, indem die Strömung steht. Die LMN76-12 hat bei 10° Halböffnungswinkel diese Gebiete nicht, sodass die Strömung mit geringeren Totaldruckverlusten aus dem Diffusor austritt.

Diffusorflächenverhältnis A_{Diff}/A_M :

Die blütenförmigen Primärdüsen mit 8, 10 und 12 Blüten werden mit unterschiedlichen Flächenverhältnissen A_{Diff}/A_M von 1,125 und 1,5 bei einem konstanten Halböffnungswinkel von 7° durchgerechnet. Die Ergebnisse sind in [Abbildung 8.31](#) dargestellt.

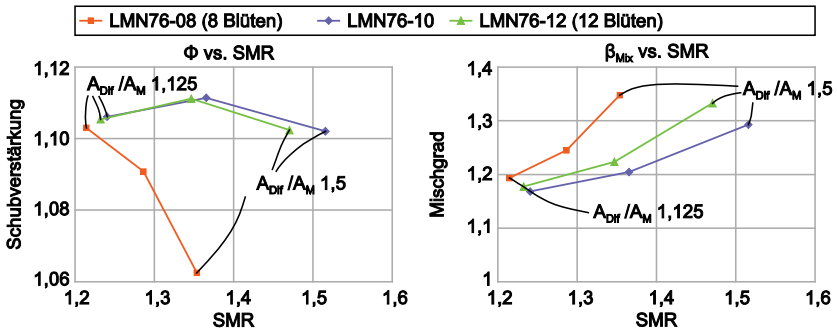


Abbildung 8.31: Einfluss von A_{Diff}/A_M auf Φ , SMR und $\beta_{\text{Mix,HD}}$

Durch das vergrößerte Diffusorflächenverhältnis von 1,25 auf 1,5 kann der sekundäre Massenstrom nochmals deutlich gesteigert werden. Die Schubverstärkung sinkt jedoch unabhängig von der Primärdüse. Besonders bei der blütenförmigen Primärdüse mit acht Blüten sinkt die Schubverstärkung bereits bei einer Erhöhung des Diffusorflächenverhältnis von 1,125 auf 1,25. Diese nimmt durch den größeren Diffusor stärker ab als bei den Primärdüsen mit mehr Blüten. Die Varianten mit 10 und 12 Blüten unterscheiden sich hingegen kaum. Mit 12 Blüten nimmt sowohl der sekundäre Massenstrom, als auch die Schubverstärkung ab. Die Betrachtung des Mischgrads $\beta_{\text{Mix,HD}}$ in [Abbildung 8.31](#) zeigt, dass mit 10 Blüten unabhängig vom Diffusorflächenverhältnis der beste Mischgrad, aber auch der höchste SMR erreicht wird. Die Erhöhung von 10 auf 12 Blüten führt zu einem schlechteren Mischgrad und einem niedrigeren SMR. Dieses Ergebnis ähnelt der Variation der Blütenanzahl aus Kapitel 8.2.4.2. Durch die Erhöhung von 10 auf 12 Blüten verschlechterte sich der Mischgrad wieder.

Interaktion zwischen Einlaufverhältnis A_{In}/A_S und Diffusorflächenverhältnis A_{Diff}/A_M :

Zur Klärung der Wechselwirkung des Einlaufflächenverhältnisses A_{In}/A_S und des Diffusorflächenverhältnisses A_{Diff}/A_M wird eine Variation mit der blütenförmigen

Primärdüse mit zehn Blüten untersucht. Das Flächenverhältnis des Einlaufs wird von 0,75 auf 3,5 geändert. Der Diffusor hat einen konstanten Halboffnungswinkel von 7°. Die Ejektordüse wird wiederum mit drei verschiedenen Diffusorflächenverhältnissen von 1,125, 1,25 und 1,5 kombiniert.

Die Ergebnisse in Abbildung 8.32 zeigen allgemein eine Zunahme der Schubverstärkung mit höherem Einlaufflächenverhältnis A_{In}/A_S . Allerdings wirkt sich das Einlaufflächenverhältnis geringfügig bis gar nicht auf den sekundären Massenstrom aus. Zwischen der Steigerung des Einlaufverhältnisses von 2,5 auf 3,5 wird eine Stagnation beziehungsweise ein leichter Rückgang des sekundären Massenstroms und der Schubverstärkung beobachtet.

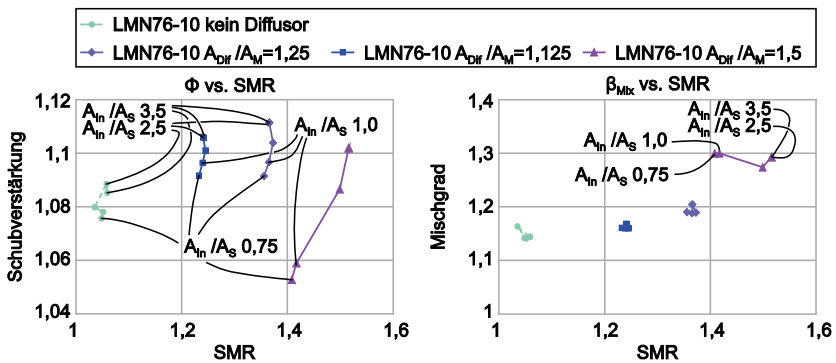


Abbildung 8.32: Wechselwirkung zwischen Diffusorflächenverhältnis A_{Dif}/A_M und Einlaufverhältnis A_{In}/A_S auf Φ , SMR und $\beta_{Mix,HD}$

Der Blick auf die Veränderung des Mischgrads $\beta_{Mix,HD}$ ergibt, dass die Kombination der verschiedenen Diffusor- und Einlaufflächenverhältnisse keinen umfangreichen Effekt auf die Mischung haben.

Die Variation zeigt, dass besonders bei einem großen Diffusorflächenverhältnis ein kleines Einlaufverhältnis für einen großen Rückgang der Schubverstärkung sorgt. Aus den Kombinationen ergibt sich ein Optimum bei A_{In}/A_S gleich 2,5 und A_{Dif}/A_M mit 1,25. Die Ejektordüse mit Diffusor arbeitet auch mit Flächenverhältnissen unter 1 im Ejektoreinlauf und deckt sich mit den Ergebnissen aus der Untersuchung des Eintrittsverhältnis A_{In}/A_S am Ejektoreinlauf.

8.3.6 Systematik zur Maximierung der Schubverstärkung

Die numerische Parametervariation bringt Zusammenhänge zwischen der Geometrie der Ejektordüse und der Schubverstärkung hervor. Die Betrachtung des sekundären Massenstromverhältnisses SMR im Verhältnis zum Mischgrad bestätigt weitgehend die Aussage aus der Literatur: Ein steigender Mischgrad begünstigt grundsätzlich die Förderrate. Es konnten jedoch auch Ausnahmen

gefunden werden, zum Beispiel beim L/D-Verhältnis. Weder ein hoher sekundärer Massenstrom, noch ein Mischgrad β_{Mix} nahe 1 führten zwangsläufig zu einer größeren Schubverstärkung. Grundsätzlich ist ein höherer sekundärer Massenstrom zur Steigerung der Schubverstärkung notwendig. Um die Schubverstärkung zu maximieren, muss eine Balance geschaffen werden zwischen ausreichender Mischung, um einerseits in der Ejektordüse den Impuls möglichst vollständig auf das Fördermedium zu übertragen, und andererseits einer Begrenzung der Mischung, um nicht zu viel kinetische Energie für den Mischprozess zu verbrauchen.

Aus der Parametervariation resultiert das wichtigste Verhältnis zwischen dem Außendurchmesser der blütenförmigen Primärdüse $d_{\text{ol, end}}$ und dem Ejektorrohrdurchmesser D . Für maximale Schubverstärkung liegt das optimale Verhältnis $d_{\text{ol, end}}/D$ bei etwa 0,725. Die Dichte der Blüten ρ_{LMN} muss einen Wert von etwa 13 erreichen um ausreichend Impulsaustausch im äußeren Bereich zu generieren. Die Funktion des Diffusors wird ebenfalls durch die Blütendichte ρ_{LMN} beeinflusst. Um Strömungsablösungen im Diffusor zu vermeiden muss die Blütendichte etwas höher sein und sollte im Bereich 6 bis 8 liegen.

Der Wert 1,0 für das optimale Längenverhältnis L/D aus der Literatur konnte für blütenförmige Primärdüsen bestätigt werden. Kürzere Ejektorrohre führen zu einem Rückgang der Schubverstärkung unabhängig von der Mischfähigkeit der Primärdüse. Längere Ejektordüsen verursachten sowohl geringere Schubverstärkung, als auch einen Rückgang des sekundären Massenstroms trotz stetig steigendem Mischgrad.

Der Wert für das Abstandsverhältnis X/D von 0,2 sorgt bei blütenförmigen Primärdüsen für maximale Schubverstärkung. Aus dem höheren X/D-Verhältnis folgt eine Verlängerung der Mischstrecke. Die Verlängerung der Mischstrecke durch eine gleichwertig höhere Länge L des Ejektorrohrs führt bei der Standarddüse zu derselben Verbesserung. Hier scheint lediglich die Verlängerung der Mischstrecke zu wirken. Bei blütenförmigen Primärdüsen sorgen größere Werte für das X/D-Verhältnis als 0,2 wieder zu einem Rückgang der Schubverstärkung. Folglich wirkt hier das X/D-Verhältnis über einen anderen Mechanismus. Weiteren Konstruktionsparameter, wie dem Einlaufwinkel ξ_{In} , Einlaufflippenradius r_{BM} und Umlenkradius r_{D} konnte kein relevanter Einfluss nachgewiesen werden und die Wirkung auf die Schubverstärkung lag unter 1 %.

Laut Stand der Technik ist der Diffusor eine wichtige Komponente bei der Maximierung der Schubverstärkung. Die Steigerung der Schubverstärkung betrug jedoch maximal 2 %. Der maximal mögliche Halböffnungswinkel ϕ_{Dif} des Diffusors ohne Rückgang der Schubverstärkung ist abhängig von der Blütendichte ρ_{LMN} . Außerdem besteht ein Zusammenhang zwischen Diffusorflächenverhältnis $A_{\text{Dif}}/A_{\text{M}}$ und Steigerung des SMR. So konnte durch ein Verhältnis $A_{\text{Dif}}/A_{\text{M}}$ von 1,125

eine Erhöhung von ca. 17 %, bei 1,25 von etwa 27 % und bei 1,5 eine Steigerung um etwa 40 % erreicht werden. Die Blütendichte stabilisiert die Strömung im Diffusor. Bei einer zu geringen Blütendichte ρ_{LMN} reduziert sich die Steigerung des SMR und die Schubverstärkung geht progressiv zurück. Der Diffusor interagiert in einem gewissen Rahmen mit dem Einlaufflächenverhältnis A_{in}/A_s . Vor allem bei größeren Diffusorflächenverhältnissen reagiert die Schubverstärkung sensibel auf eine Reduktion des Einlaufflächenverhältnisses.

Allgemein zeigte sich außerdem, dass die Überschreitung eines bestimmten Mischgrads zwischen 1,3 und 1,4 zu höheren Werten häufig zu einem Rückgang der Schubverstärkung führte. Die Validierung der Strömungsprofile in Kapitel 8.3.4 ergab, dass die Simulation den Mischgrad etwa 20 % zu hoch berechnet. Entsprechend könnte dieser Zusammenhang in Realität erst später auftreten, sodass auch kleinere Verhältnisse von $d_{ol,end}/D$, höhere Werte für ρ_{LMN} und kürzere L/D-Verhältnisse zu einer maximalen Schuberhöhung führen.

Die Einbeziehung der Standarddüse in die Parametervariation der Ejektordüse zeigte, dass beim L/D und X/D-Verhältnis eine abweichende Wirkung im Vergleich zur blütenförmigen Primärdüse erreicht wird. Durch die niedrige Mischfähigkeit der SN wird ein höheres L/D-Verhältnis für die maximale Schubverstärkung benötigt. Die Literatur benennt Werte im Bereich von 6 bis 8 [46]. In der Simulation wird jedoch für Werte von 2,0 die maximale Schubverstärkung erreicht. Da aus Kapitel 8.3.4 bekannt ist, dass besonders die Mischgeschwindigkeit der SN in der Simulation zu niedrig dargestellt wird, müsste das L/D-Verhältnis eher kleiner sein. Die Untersuchung des X/D-Verhältnisses liefert Anhaltspunkte dafür, dass lediglich die Verlängerung der Mischstrecke die Verbesserung bewirkt.

8.4 Validierung der optimierten Konstruktionsparameter der Ejektordüse

Mit den gewonnenen Erkenntnissen aus den Parametervariationen zur blütenförmigen Primärdüse und zur Ejektordüse wird für das Triebwerk eine schubstarke Ejektordüse ausgelegt. Der maximale Außendurchmesser d_{TW} des Triebwerks beträgt 112 mm und stellt damit auch den Innendurchmesser D der Ejektordüse dar. Die blütenförmige Primärdüse hat entsprechend des ermittelten optimalen Durchmesserverhältnisses von 0,725 einen Außendurchmesser von 82 mm. Für die Anzahl der Blüten wird ein Kompromiss zwischen der Blütendichte ρ_{LMN} von 13 aus der Variation des Ejektordüsendurchmessers und eines höheren Werts zur Stabilisierung des Diffusors gewählt. Mit zehn Blüten ergibt sich eine Blütendichte ρ_{LMN} von 11,2. Auf den Winkel der Blütenflanke β_{III} werden 5° aufaddiert, sodass $\beta_{III} > 90^\circ - \Theta$ ist und eine schlaufenförmige Blütenkontur entsteht. Größere Winkel

der Blütenflanke verursachten eine zu starke Reduktion der Strömungsgeschwindigkeit im mittleren radialen Bereich und verschlechterten den Mischgrad. Der Abstand zwischen der nach innen laufenden Blüte und dem Innenkonus wird mit einem Verhältnis $r_{il,end}/r_{IK,end} = 1,07$ minimiert, ohne dass diese sich berühren. Die konstruktiven Maßnahmen sorgen dafür, dass die Geschwindigkeit über die Blütenhöhe von innen nach außen progressiv ansteigt.

Die Ejektordüse mit dem Durchmesser D hat ein Flächenverhältnis α von 3,7. Das Längenverhältnis L/D wird zu 1,0 und das Abstandsverhältnis X/D zu 0,2 gesetzt. Das Flächenverhältnis des Ejektoreinlaufs A_{In}/A_S beträgt 2,5. Der Diffusor wird mit einem Halböffnungswinkel ϕ_{Dif} von 7° und einem Flächenverhältnis A_{Dif}/A_M von 1,25 konstruiert.

Von der blütenförmigen Primärdüse mit der Bezeichnung werden drei weitere Derivate abgeleitet (siehe [Abbildung 8.33](#)). Damit sollen zwei Konzepte für Modifikationen zur Steigerung der Mischfähigkeit aus der Untersuchung von Presz et al. ([77], [47]) im direkten Vergleich betrachtet werden. Die höhere Mischfähigkeit sollte sowohl ein kürzeres Mischrohr als auch einen größeren Diffusorhalböffnungswinkel ϕ_{Dif} erlauben, um das Gewicht zu reduzieren. Zum einen wird die LMN82T5010-Sc mit parabelförmigen Ausschnitten in den Blütenflanken ausgestattet. Des Weiteren wird die Variante ALN82T5010 mit alternierenden Blüten ausgelegt. Jede zweite nach innen laufende Blüte wird mit weniger Strömungspenetration konstruiert. Das Innenkonusverhältnis der flachen Blüte beträgt $r_{il,end}/r_{IK,end} = 1,63$. Durch das alternierende Muster sollen die Wirbel-systeme der Blüten axial gestaffelt werden und eine höhere Mischgeschwindigkeit bewirken. Die dritte Version ALN82T5010-Sc kombiniert die Ausschnitte in den Blütenflanken mit dem alternierenden Blütenmuster. Die Derivate werden iterativ auf dasselbe Düsendruckverhältnis angepasst.

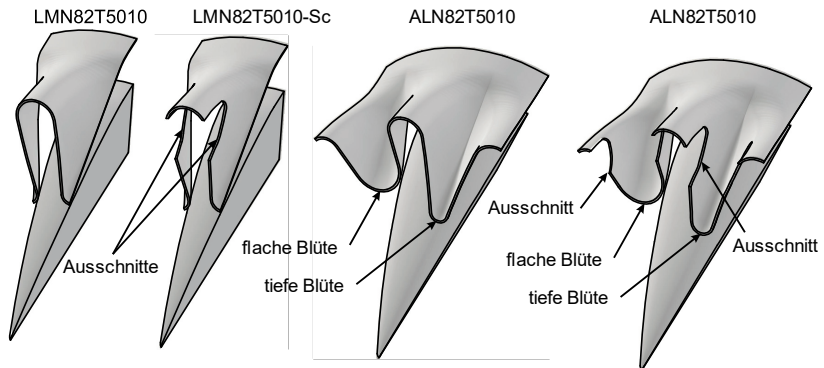


Abbildung 8.33: Varianten der blütenförmigen Primärdüse LMN82T5010

Das Simulationsergebnis der unterschiedlichen Düsen wird in [Tabelle 8.6](#) dargelegt. Die Derivate der ausgelegten Primärdüse entfalten die konzipierte Wirkung und erhöhen jeweils die Mischfähigkeit. Der erreichte Schub fällt jeweils unterschiedlich aus und demonstriert den jeweiligen Vorteil der Modifikationen. Durch die alternierenden tiefen und flachen nach innen laufenden Blüten wird die benetzte Fläche reduziert und der Rückgang des Schubs infolge minimiert. Die Ausschnitte verbessern den Mischgrad, aber verschlechtern die axiale Ausrichtung der Strömung, weil ein Teil des Geschwindigkeitsvektors in Umfangsrichtung gelenkt wird. Die ALN82T5010-Sc erlangt den gleichen Schub wie die nicht modifizierte Düse LMN82T5010 und generiert trotzdem die höchste Mischfähigkeit.

Tabelle 8.6: Leistungsdaten der modifizierten blütenförmigen Primärdüsen

	Schub [N]	Düsendruckverhältnis [-]	Mischgrad in der Ebene 1DD
LMN82T5010	192,95	1,6296	1,2699
LMN82T5010-Sc	191,06	1,6296	1,2366
ALN82T5010	194,23	1,6296	1,2217
ALN82T5010-Sc	192,94	1,6294	1,2098

Die unterschiedlichen Konfigurationen der Ejektordüse werden nach dem in Kapitel 8.3 Verfahren simuliert und Schubverstärkung, sekundäres Massenstromverhältnis und Mischgrad am Austritt der Ejektordüse berechnet. Die [Abbildung 8.34](#) zeigt, dass die gewählten Parameter für die blütenförmige Primärdüse LMN82T5010 bereits zur maximalen Schubverstärkung von 19,2 % führen. Eine Verkürzung des Mischrohrs auf ein $L/D = 0,5$ reduziert die Schubverstärkung von 19,2 % auf 18,6 % und ist unter Ausnutzung der erheblichen Reduktion der Baugröße akzeptabel. Obwohl die Derivate der Primärdüse nachweislich höhere Mischgrade erreichen, kann damit keine höhere Schubverstärkung erreicht werden. Besonders die Ausschnitte scheinen im Verbund mit der Ejektordüse der geforderten Zunahme der Schubverstärkung entgegen zu wirken. Die Anwendung der Optimierungsparameter in [Abbildung 8.34](#) bestätigt das ermittelte Verfahren zur Maximierung der Schubverstärkung. Die Steigerung des Mischgrads durch zusätzliche Modifikationen an derselben blütenförmigen Primärdüse führte zu einem Rückgang der Schubverstärkung. Durch die Steigerung des Mischgrads mit den Modifikationen an der Primärdüse konnte auch keine Erhöhung des sekundären Massenstroms herbeigeführt werden. Die Steigerung der Schubverstärkung hängt folglich von der Komponente und Methode ab, die die Erhöhung des sekundären Massenstroms und die Verbesserung des Mischgrad bewirken.

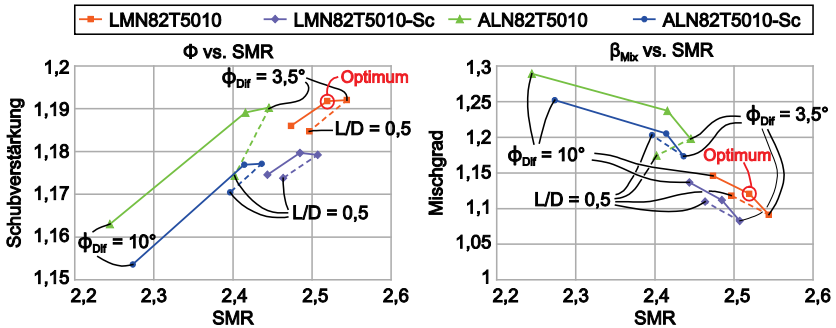


Abbildung 8.34: Optimierung des L/D -Verhältnisses und des Diffusorhalböffnungswinkel ϕ_{Dif} zur Maximierung der Schubverstärkung Φ

Die Konfiguration mit der höchsten in der Simulation berechneten Schubverstärkung aus der Düse LMN82T5010 und der Ejektordüse mit einem $L/D = 1,0$ und einem Halböffnungswinkel ϕ_{Dif} von 7° wurde am Triebwerk vermessen um die Ergebnisse der numerischen Optimierung zu bestätigen. Auf dem Prüfstand wurde die Primärdüse ohne und mit Ejektordüse bei Vollast vermessen. Die Vermessung beschränkte sich auf die Betriebsparameter des Triebwerks und den Schub. In der Auswertung waren zwischen beiden Versuchen die Abweichung des Triebwerksdruckverhältnisses, des korrigierten Luftmassenstroms und der Drehzahl unter der Messunsicherheit. Die Abweichung beim Brennstoffmassenstrom lag bei etwa 2,5 % vergleichbar zu den vorherigen Versuchen. Folglich kann ein Einfluss der Ejektordüse auf das Betriebsverhalten des Triebwerks nicht nachgewiesen werden.

Die experimentell ermittelte Schubverstärkung wurde zu 17,3 % berechnet. Die Abweichung von 2 % zum Ergebnis der Simulation ist vergleichbar zur Feststellung in Kapitel 8.3.3. Allerdings kam diesmal die Simulation zu einem höheren Wert. Wie in Kapitel 8.3.6 bereits erläutert, berechnet die Simulation den Mischgrad etwa 20 % zu hoch und der für maximale Schubverstärkung optimale Mischgrad ist in Realität möglicherweise noch nicht erreicht. Die TSFC-Verbesserung lag bei etwa 17 % und reicht fast an das gesteckte Ziel von 20 % heran. Die Optimierung in der Simulation führt auch im experimentellen Versuch zu einer ähnlich hohen Schubverstärkung, sodass die Ergebnisse der Parametervariation als bestätigt angesehen werden können.

9 Weitere Erkenntnisse aus der Untersuchung der Ejektordüse

Neben der Steigerung der Schubverstärkung der Ejektordüse wurden einige Aspekte der Integration untersucht. Die Schwerpunkte in diesem Bereich sind zum einen die bereits in der Vergangenheit genutzte Dämpfung der Lärmemission des Abgasstrahls. Die Ejektordüse wurde bereits in Serie an kommerziellen Flugzeugen in den 1950er Jahren zur Lärmreduktion eingesetzt [149], gleichermaßen wie die Reduktion der Abgastemperatur beziehungsweise die Isolation des Heißgases. Zu diesem Zweck wurde ein weiterer Prüfstand aufgebaut, der die Anforderungen zur Lärmmessung im Freifeld und zur Vermessung der Wärmeemission erfüllte.

9.1 Ergebnisse der Lärmuntersuchung

Die kleinen Turbojet-Triebwerke emittieren hohe Lärmpegel, sodass die Ejektordüse eine Lösung zur Reduktion der Lärmemission darstellen kann. Die durchgeführte Untersuchung wurde in [150] detailliert veröffentlicht und wird im Folgenden kurz zusammengefasst.

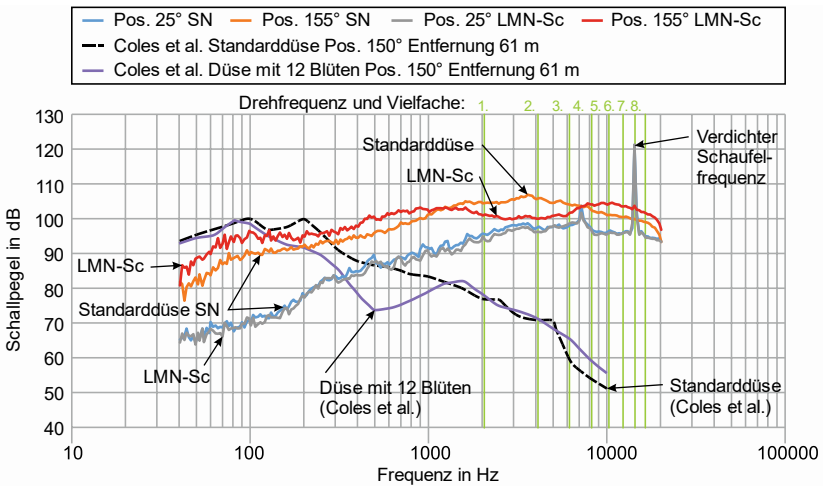


Abbildung 9.1: Frequenzspektrum blütenförmige Primärdüse LMN-Sc vs. SN an den Positionen 25° vorne und 155° hinten (modifiziert von [150])

Das Lärmspektrum von kleinen Turbojet-Triebwerken wurde bisher kaum untersucht. Die Messung der Lärmemission erfolgt bei Triebwerken für die Luftfahrt im

Einbauzustand am Luftfahrzeug, sowie im Über- bzw. Vorbeiflug. Viele der vorgeschriebenen Bedingungen treffen für kleine Turbojet-Triebwerke nicht zu, sodass sich die Untersuchung nur an den Vorschriften der Norm DIN 45643 Messung und Beurteilung von Flugzeuggeräuschen nur orientierte.

Am Prüfstand wurden vier Richtmikrofone am Umfang an den Positionen 25°, 90°, 135° und 155° positioniert, wobei das Mikrofon bei 0° direkt von vorne auf den Verdichter des Triebwerks zeigte. Die Vermessung umfasste fünf verschiedene Primärdüsen. Unter anderem kam die Standarddüse SN als Referenz und die bekannten blütenförmigen Primärdüsen LMN und LMN-Sc zum Einsatz. Die Abbildung 9.1 enthält das Lärmspektrum der Standarddüse SN von der Position 25° und 155°. Vergleicht man das aufgezeichnete Spektrum des 200-N-Triebwerks mit älteren Turbojet-Triebwerken aus der Untersuchung von Coles et al. [149] fällt auf, dass bei kleinen Turbojet-Triebwerken die Lärmemission im hochfrequenten Bereich höhere Pegel generiert.

Die Primärdüsen werden mit der Ejektordüse ohne Diffusor kombiniert und vermessen, die in der experimentellen Untersuchung aus Kapitel 7.5 verwendet wurden, siehe Abbildung 7.23.

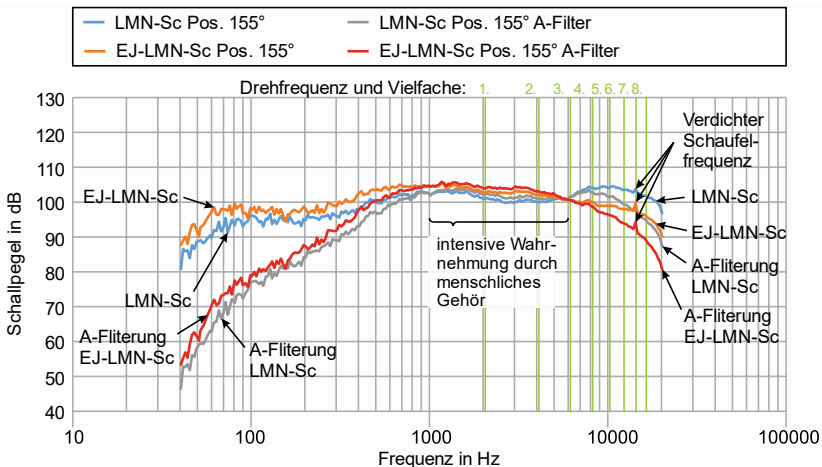


Abbildung 9.2: Spektrum blütenförmige Primärdüse mit Ejektordüse EJ-LMN-Sc an Position 155° hinten ohne und mit A-Filterung (modifiziert von [150])

Die Abbildung 9.2 vergleicht das Frequenzspektrum der LMN-Sc ohne und mit Ejektordüse. Anhand dessen kann die prinzipielle Wirkweise der Ejektordüse zur Lärmreduktion gezeigt werden. Die Ejektordüse verschiebt durch die Reduktion der Strömungsgeschwindigkeit am Austritt die emittierten Schallpegel zu niedrigeren Frequenzen. Unterhalb einer Frequenz von 1 kHz wird der Lärm vom

menschlichen Gehör zunehmend weniger wahrgenommen. Die A-Bewertung verstärkt die Gewichtung der Schallpegel im für das menschliche Gehör empfindlichen Bereich von 1 kHz bis 10 kHz und die Lärmpegel unter und oberhalb davon gehen geringer ein. In [Abbildung 9.2](#) werden die Lärmspektren der Ejektordüsenkonfigurationen mit A-Bewertung dargestellt.

Der maximale Pegel mit etwa 120 dB wurde bei allen Konfigurationen ohne und mit Ejektordüse bei 14 kHz vor dem Triebwerk gemessen. Die Analyse ergibt, dass sich die Frequenz des Peaks aus der Drehfrequenz der Welle von 2000 Hz bei Vollast und der Anzahl von sieben Verdichterschaufeln am Eintritt des Radialverdichters zusammensetzt. Das Mikrofon im Düsenbereich bei 155° kann diesen Peak nicht mehr detektieren. Der Düsenlärm stellt ein breitbandiges Frequenzspektrum dar. Mit der Standarddüse wurde im Düsenbereich ein Maximalwert von 108 dB festgestellt. Das vor dem Triebwerk aufgenommene Spektrum mit blütenförmiger Primärdüse LMN-Sc hat sich gegenüber der Standarddüse kaum verändert. Das im Düsenbereich emittierte Spektrum zeigt einen Rückgang des Pegels auf 100 dB im Bereich von 2 kHz bis 6 kHz. Dagegen sind die Schallpegel im niedrigen und hohen Frequenzbereich leicht erhöht. In Bezug auf das menschliche Gehör wird der Lärm geringer wahrgenommen.

Die Wirkweise der Ejektordüse zur Lärmreduktion verfehlt aufgrund des speziellen Spektrums der kleinen Turbojet-Triebwerke eine positive Wirkung. Zum einen werden die hohen, nicht mehr wahrnehmbaren Frequenzen in den besonders intensiv empfundenen Frequenzbereich verschoben. Bei größeren Turbojet-Triebwerken aus den 1950er Jahren waren die emittierten Frequenzen niedriger, weswegen die Verschiebung zu noch tieferen Frequenzen in Zusammenhang mit der A-Bewertung einen positiven Effekt hatte. Zum anderen wirkt die Ejektordüse gegen den lärmreduzierenden Effekt der blütenförmigen Primärdüse. Durch deren Austrittskontur und die Ausschnitte in den Blütenflanken werden kleinere Wirbelstrukturen gebildet und die emittierte Schalleistung steigt aus dem Bereich 2 kHz bis 6 kHz in den hochfrequenten Bereich über 8 kHz. Die Ejektordüse wiederum verschiebt diesen hochfrequenten Bereich über 8 kHz der LMN-Sc wieder zu niedrigeren Frequenzen zwischen 2 kHz bis 6 kHz. Im Endeffekt heben sich die beiden Effekte auf, und das emittierte Schallspektrum der EJ-LMN-Sc ähnelt wieder sehr dem ursprünglichen Spektrum der Standarddüse.

Durch den Betrieb mit Ejektordüse wurde außerdem ein Resonanzphänomen beobachtet, das besonders bei der Kombination EJ-SN vorkommt. Die Primärströmung interagiert beim Eintreten in das Ejektorrohr mit der Struktur und erzeugt einen Schallpeak mit 126 dB bei 5400 Hz und übertrifft alle anderen Lärmquellen. Das Phänomen tritt auch bei der Kombination mit den Chevrongdüssen auf. Der höchste Pegel ist bei der Chevrongdüse mit 7 Zacken mit 110 dB schwächer und

wird bei der Chevrontdüse mit 9 Zacken noch weiter abgedämpft. Die Ejektordüse mit den blütenförmigen Primärdüsen zeigt dieses Phänomen nicht.

Die Untersuchung zeigt, dass die alleinige Integration der Ejektordüse am untersuchten Triebwerk keine Lärmreduktion bewirkte. Das Prinzip zur Lärmreduktion durch die Ejektordüse besteht darin, dass die Schallpegel durch die Verringerung der Abströmgeschwindigkeit von hohen zu tieferen Frequenzen verschoben werden. Die blütenförmigen Primärdüsen hingegen erreichen eine Verbesserung durch die Verschiebung der Schallpegel zu höheren Frequenzen. Um aus diesen entgegengesetzten Mechanismen eine effektive Lärmreduktion zu gewinnen bedarf es weiterer Untersuchungen und Analysen. Darüber hinaus übersteigt der Lärm ausgehend vom Verdichter mit 120 dB den Düsenlärm, sodass eine Reduktion der gesamten Lärmemission am Verdichter beginnen muss.

9.2 Reduktion der Abgastemperatur

Die Abgastemperatur des untersuchten Triebwerks erreicht in besonders heißen Bereichen bis zu 900 °C und würde Strukturen aus Leichtmetall und Kunststoffen beschädigen. Aufgrund der Mischung mit kalter Umgebungsluft in der Ejektordüse ist die Abgastemperatur nach der Ejektordüse niedriger. In der experimentellen Untersuchung wurde am Austritt aus der Ejektordüse EJ8610-LMN eine durchschnittliche statische Temperatur von 385 °C ermittelt, während im Randbereich sogar noch geringere Temperaturen im Bereich 300 °C gemessen wurden. Mit Diffusor sinkt die Temperatur am Austritt weiter. Um die Möglichkeit der Isolation durch die Ejektordüse zu analysieren, wird auf Basis der experimentell untersuchten EJ8610-LMN-Sc ein Konzept zur Gondelintegration entwickelt (siehe Abbildung 9.3).

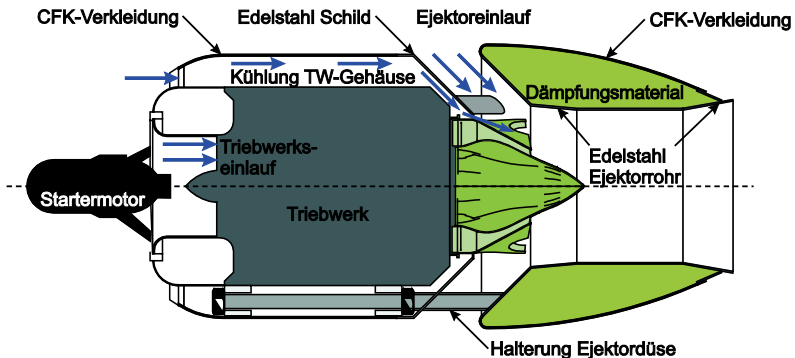


Abbildung 9.3: Gondelintegration mit Ejektordüse am untersuchten Triebwerk

Für das Konzept wird eine aerodynamische Verkleidung der Ejektordüse aus kohlefaserverstärktem Kunststoff, im weiteren CFK genannt, hergestellt. Zwischen dem Ejektorrohr aus wärmebeständigem Stahl und der Verkleidung wird Material zur Wärmedämmung vorgesehen. Für das Triebwerk selbst wird ebenfalls eine Verkleidung aus CFK angefertigt. Lediglich im düsen nahen Bereich wird eine Abdeckung aus wärmebeständigem Stahl verwendet, um die Belastung durch die direkte Wärmestrahlung der Düse aufzunehmen. Um einen Wärmestau unter der Triebwerksverkleidung zu vermeiden, wird ein Kühlungskonzept entworfen. Da im Ejektorrohr ein Unterdruckgebiet herrscht, kann dieses zur Förderung von Kühlluft um das Triebwerksgehäuse herum genutzt werden.

Um die Wärmebelastung aufzunehmen, wurde eine Wärmebildkamera VarioCAM® HDx Head von InfraTec genutzt. Der Detektortyp der Kamera ist ein ungekühltes Mikrobolometer mit einer Auflösung von 640x480 Pixeln. Das System ist für einen Messbereich von -40 bis 1200 °C vorgesehen und die Messgenauigkeit beträgt bis zu 0,06 K. Im Versuch wurden am Triebwerk bei Vollast Wärmebilder aus einem Abstand von etwa 2 m aufgenommen. Das Ergebnis ist in [Abbildung 9.4](#) dargestellt. Zum Vergleich ist darunter das Triebwerk abgebildet, um die Messpositionen den entsprechenden Materialien zuzuordnen.

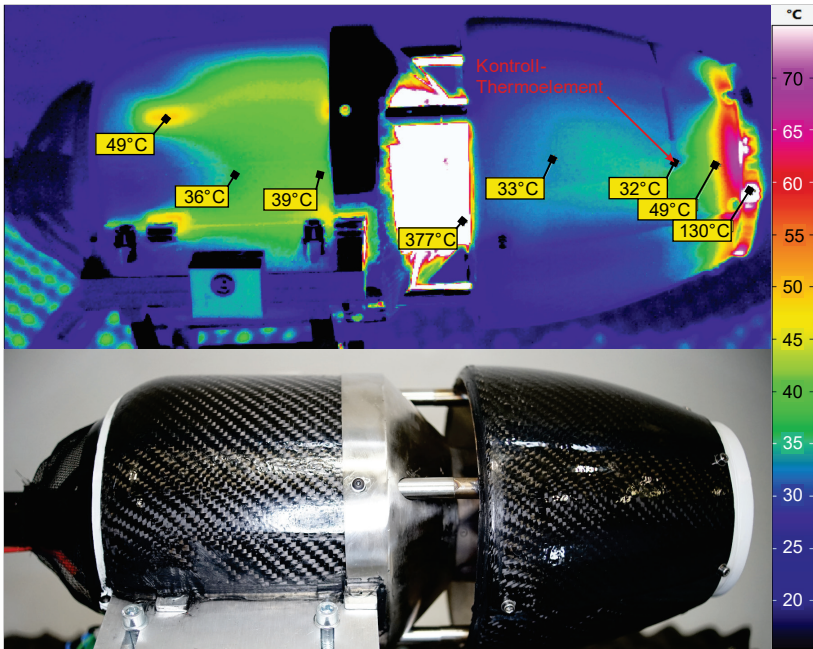


Abbildung 9.4: Wärmebild der Gondelintegration mit Ejektordüse am 200N-Triebwerk

Im Bereich der Verkleidung der Ejektordüse bleiben die Temperaturen auf der CFK-Struktur im Bereich 30 bis 40 °C. Am Übergang zum Ejektorrohr aus wärmebeständigem Stahl kommen auch Temperaturen bis 50 °C vor. Die höheren Temperaturen im Wärmebild am Austritt der Ejektordüse betreffen nur die metallischen Bauteile. Auf der Verkleidung des Triebwerks bilden sich einige Hotspots, welche jedoch eine Temperatur von 50 °C nicht überschreiten. Ursache und Position der Hotspots sind auf die Befestigung der Ejektordüse zurückzuführen. Diese berührt das Triebwerksgehäuse und leiten die Wärme von innen an die anliegende CFK-Verkleidung.

Anhand der Wärmeverteilung auf der Oberfläche der Verkleidung sieht man, dass die Wärme von der Kühlluft aufgenommen und nach hinten zur Ejektordüse abgeführt wird. Vor den Hotspots besitzt die Verkleidung Umgebungstemperatur. Von dort aus in Längsrichtung nach hinten verbreitern sich die Zonen mit einer Oberflächentemperatur von 35 bis 45 °C. Daraus kann man ableiten, dass die Kühlluft im vorderen Bereich in den Kanal zwischen Triebwerksgehäuse und Verkleidung eintritt und in Richtung Düse strömt. Die erwärmte Luft verlässt letztlich den Kühlkanal und strömt in das Ejektorrohr. Die Herstellung als Handlaminat hat zur Folge, dass Temperaturen von über 50 °C zur Beschädigung der CFK-Bauteile führen würden. Die Inspektion der Bauteile nach dem Versuch konnte keine Beschädigung der CFK-Teile feststellen. Die erfolgreiche Abschirmung der Wärme vom Abgasstrahl wurde dadurch bestätigt.

Die optimierte Ejektordüse EJ11210-LMN82T1050 aus Kapitel 8.4 erreicht nach Simulation aufgrund des weiter erhöhten sekundären Massenstroms eine gemittelte statische Temperatur von etwa 270 °C und im Randbereich maximal noch 155 °C. In diesem Temperaturbereich kann das Ejektorrohr bereits aus einer Aluminiumlegierung oder wärmeformbeständigen Kunststoff gefertigt werden. Damit sind weitere Einsparungen beim Gewicht zu erreichen.

10 Zusammenfassung und Schlussfolgerung

In Kapitel 1 wurde das zukünftige Potential und die Anwendung von schnell fliegenden unbemannten Luftfahrzeugen (UAV) dargelegt. Diese benötigen kompakte Antriebssysteme mit hoher Leistungsdichte und niedrigem spezifischen Verbrauch. Kleine Turbojet-Triebwerke bis 500 N Schub bieten ein hohes Schub-Gewichts-Verhältnis und eine robuste Bauweise bei niedrigen Anschaffungskosten. Der Nachteil der kleinen und einfachen Bauweise ist ein niedriger thermischer Wirkungsgrad und hoher spezifischer Verbrauch. Außerdem folgt daraus eine hohe thermische Belastung durch den heißen Abgasstrahl des Triebwerks. Die vorliegende Forschungsarbeit untersuchte Konzepte zur Erhöhung des Schubs und Reduktion des spezifischen Verbrauchs, speziell für kleine Turbojet-Triebwerke. Außerdem wurden in die Bewertung der Konzepte Aspekte zur Integration in das Luftfahrzeug miteinbezogen.

Ein hoher massenstromspezifischer Schub wird bei Gasturbinen durch die Maximierung der spezifischen Nutzarbeit (siehe Gleichung (4)) erreicht. Dies erfordert die Steigerung der Turbineneintrittstemperatur T_{14} und die Optimierung des Gesamtdruckverhältnisses, siehe Gleichung (3). Die Reduktion des spezifischen Verbrauchs wird durch die Erhöhung des thermischen Wirkungsgrads erreicht, welcher im idealen Prozess vom Gesamtdruckverhältnis abhängt. Im Kapitel 2 wird jedoch gezeigt, dass bei kleinen Turbojet-Triebwerken bis 500 N Schub die Erhöhung der Turbineneintrittstemperatur T_{14} und die Steigerung des Gesamtdruckverhältnisses aufgrund der Größe, der Bauweise und der ökonomisch eingeschränkten Verwendung von Materialien und Fertigungstechnologien limitiert ist. Das Potential des aktuellen Technologiestands wird fast vollständig ausgeschöpft. Deswegen wurden weitere Konzepte zur Erhöhung des Schubs und Reduktion des spezifischen Verbrauchs analysiert. Die Konzepte sollten die thermodynamischen Parameter Verdichterdruckverhältnis und Turbineneintrittstemperatur der Gasturbine nicht beeinflussen, damit sich diese mit den genannten Methoden kombinieren lassen.

Der Nachbrennerbetrieb, die Wassereinspritzung und die Erzeugung eines sekundären Massenstroms wurden anhand von Literaturquellen und der Adaption auf ein 200-N-Turbojet-Triebwerk untersucht. Die Schubverstärkung, die Verbesserung des schubspezifischen Verbrauchs und die Auswirkung auf die Integration in Hinsicht auf Lärm- und Wärmeemission wurden abgeschätzt und das Potential beurteilt.

Der Nachbrennerbetrieb bietet eine hohe und flexible Schubverstärkung von 20 bis 30 %. Der schubspezifische Verbrauch steigt dabei um etwa 80 %, sodass nur ein kurzzeitiger Betrieb sinnvoll ist. In Bezug auf thermische Belastung und Lärmemission werden deutliche Verschlechterungen erwartet. Die Einsatzszenarien schnell fliegender UAVs gehen aber vor allem von hohen subsonischen Geschwindigkeiten aus, sodass die Vorteile des Nachbrenners bei Fluggeschwindigkeiten über Mach 1 bisher nicht zum Tragen kommen.

Die Wassereinspritzung bietet eine Schubverstärkung von bis zu 30 bis 40 %, abhängig von der Zugabe des Wassers in die Brennkammer oder in den Verdichter. Bei Einspritzung in den Verdichter kann der schubspezifische Verbrauch erhalten werden, während bei der Zugabe in die Brennkammer von einer Erhöhung von bis zu 35 % ausgegangen werden muss. Der thermodynamische Kreisprozess des Triebwerks wird umfangreich beeinflusst, sodass die Einhaltung der Betriebsgrenzen des Verdichters überprüft werden muss. Die Installation erfordert bauliche Veränderungen und zusätzliche Komponenten. Die Komplexität nimmt zu und die Zuverlässigkeit und Robustheit wird reduziert. Darüber hinaus müssen große Mengen Wasser im Luftfahrzeug mitgeführt werden oder die Betriebszeit entsprechend sehr kurzgehalten werden.

Die Schubverstärkung durch die Erzeugung eines sekundären Massenstroms wird in der Veröffentlichung von Heiser [40] theoretisch hergeleitet, siehe Gleichung (17). Mit einem hohen Massenstrom kann bei gleicher Strahlleistung ein höherer Schub erreicht werden als mit einer hohen Austrittsgeschwindigkeit, siehe Gleichung (5) und (6). Zur Erzeugung des sekundären Massenstroms wurden zwei Methoden betrachtet:

Der druckinduzierte Nebenstrom durch ein Gebläse wird im fortschrittlichen Triebwerksdesign verwendet und kommt in Turbofan-Triebwerken zum Einsatz. Bei Triebwerken unter 500 N Schub sind bisher keine Turbofan-Triebwerke kommerziell verfügbar. Die Adaption des 200-N-Turbojet-Triebwerks wurde auf Basis der Veröffentlichung von Cukurel und Kadosh [45] durchgeführt. Die Schubverstärkung beträgt bis zu 60 % bei einer Reduktion des schubspezifischen Verbrauchs um ca. 20 %. Durch den kalten und langsamer ausströmenden sekundären Massenstrom kann die Lärm- und Wärmeemission des Heißgases abgeschirmt werden. Allerdings steigt durch die zahlreichen zusätzlichen Baugruppen die Komplexität. Das Schub-Gewichtsverhältnis wird von 7 bis 12 auf 3 bis 5 verringert. Die genannten Nachteile und engen ökonomischen Randbedingungen verhindern bisher die Entwicklung von kleinen Turbofan-Triebwerken.

Das Ejektordüsenkonzept generiert den Nebenstrom durch viskose Kräfte. Ein primäres schnell strömendes Treibmedium beschleunigt ein sekundäres Fördermedium durch Impulsaustausch. Die Schubverstärkung ist abhängig von der Größe der Ejektordüse, siehe Gleichung (20) und (21). In der Vergangenheit

wurde die Ejektordüse für die kommerzielle Luftfahrt intensiv erforscht. Für Schubtriebwerke konnte eine Schubverstärkung von 5 bis 7 % mit einer kompakten Ejektordüse erreicht werden [47]. Eine kompakte Ejektordüse für das 200-N-Turbojet-Triebwerk ist in der Lage eine Schubverstärkung von 20 bis 30 % zu erzeugen. Da nur die Energie des Abgasstrahls umgewandelt wird, gibt es keine Rückwirkung auf den thermodynamischen Kreisprozess des Triebwerks. Der schubspezifische Verbrauch wird entsprechend der Schubverstärkung um 20 bis 30 % reduziert. Die Ejektordüse beinhaltet keine beweglichen Teile und kann deswegen leicht, robust und kostengünstig gehalten werden. Die Mischung mit dem sekundären Medium in Form von Umgebungsluft reduziert die Abgastemperatur und Austrittsgeschwindigkeit. Die Reduktion der Lärm- und Wärmeemission kann von der Ejektordüse folglich bewerkstelligt werden. In der Schlussfolgerung bietet die Ejektordüse ein erhebliches Potential innerhalb der Randbedingungen kleiner Turbojet-Triebwerke.

Die vorliegende Forschungsarbeit verfolgte das Ziel, die Schubverstärkung durch die Ejektordüse unter den Randbedingungen der kleinen Turbojet-Triebwerke intensiv zu untersuchen. Im Kern der Untersuchung stand die Maximierung der Schubverstärkung. Der Zusammenhang mit dem sekundären Massenstromverhältnis und dem Fortschritt des Impulsaustauschs in Form des Mischgrads (siehe Gleichung (44)) am Austritt der Ejektordüse wurde aufgezeigt. Darüber hinaus wurde die Auswirkung der Konstruktionsparameter der Ejektordüse hinsichtlich eines kompakten Systems mit maximaler Schubverstärkung analysiert.

In der experimentellen Untersuchung eines 200-N-Triebwerks wurde mit unterschiedlichen Düsentypen als Primärdüse und Kombinationen mit einer Ejektordüse der Schub bzw. die Schubverstärkung gemessen. Die Betriebsparameter Triebwerksdruckverhältnis, Drehzahl, Massenstrom und Brennstoffmassenstrom wurden ermittelt, um die Rückwirkung auf das Triebwerk zu beurteilen. Über ein speziell für die Versuche entwickeltes Ringmesssystem wurde bei den Primärdüsen die Temperatur- und Totaldruckverteilung am Düsenaustritt (Nahfeld) und an einem definierten Abstand (Fernfeld) aufgezeichnet. Die Ebene des Fernfelds entsprach dabei der Austrittsebene der zugehörigen Ejektordüsenkonfiguration. Bei den Ejektordüsen wurde der sekundäre Massenstrom am Einlauf und die Temperatur- und Totaldruckverteilung am Austritt der Ejektordüse gemessen. Aus der Strömungsverteilung wurde der Mischgrad experimentell ermittelt. Aus dem Vergleich konnte der Einfluss der Geometrie der Primärdüse sowie der Ejektordüse auf das Mischverhalten aufgezeigt werden. Die Durchführung einer numerischen Untersuchung ermöglichte die isolierte Betrachtung der Auswirkung verschiedener Konstruktionsparameter der blütenförmigen Primärdüsen und der Ejektordüsenkonfigurationen. Um die Belastbarkeit der numerischen Ergebnisse zu beurteilen wurde die CFD-Simulation der Düsenströmung der Primärdüse und

Ejektordüse mit den experimentellen Daten validiert. Die blütenförmigen Primärdüsen wurden auf einen schnelleren Ausgleich der Geschwindigkeitsverteilung bzw. auf die Verbesserung des Mischgrads bei gleichem Abstand zur Austrittsebene optimiert. Die Parametervariation der Ejektordüse untersuchte verschiedene geometrische Verhältnisse um die Schubverstärkung bei gleichem Ejektordüsendurchmesser D zu maximieren. Die Auswirkung der Ejektordüse auf die Integration wurde zum einen anhand der Vermessung der Lärmemission des 200-N-Triebwerks mit unterschiedlichen Düsentypen als Primärdüse und in Kombinationen mit einer Ejektordüse untersucht. Zum anderen wurde ein Konzept zur Gondelintegration mit einer Ejektordüse entworfen. Um die thermische Belastung der Bauteile abzuleiten, wurde die Erwärmung der Verkleidungsteile des Triebwerks und der Ejektordüse in unmittelbarer Nähe zum heißen Abgasstrahl mittels Wärmebildkamera aufgezeichnet.

Folgende Ergebnisse wurden im Rahmen der Untersuchung erarbeitet:

Allgemein sind die Abweichungen der Betriebsparameter des Triebwerkes bei den unterschiedlichen Düsentypen in der experimentellen Untersuchung innerhalb der Messunsicherheit. Mit allen Primärdüsen wird ein ähnlicher Schub erreicht. Die Ergebnisse zeigen im Rahmen der Messgenauigkeit keine Veränderung der auf Standard-Umgebungsbedingungen korrigierten Betriebsparameter Triebwerksdruckverhältnis, Drehzahl und Massenstrom durch die Ejektordüse. Lediglich beim Brennstoffmassenstrom liegen höhere Abweichungen zwischen den Versuchen vor. Die Abweichungen verlaufen parallel zu Veränderungen beim Umgebungsluftdruck und es wird vermutet, dass ein Großteil der Abweichung trotz Korrektur durch veränderte Umgebungsbedingungen bei den Tests verursacht wurde. Es konnte experimentell gezeigt werden, dass der Betrieb mit Ejektordüse im Experiment sich nicht auf den thermodynamischen Kreisprozess des Triebwerks auswirkt.

Die experimentelle Untersuchung der Standarddüse ergab die Referenzwerte für den Schub und den schubspezifischen Verbrauch TSFC mit 46 g/kNs. Die Ergebnisse der Messung der Ejektordüse mit Standarddüse (EJ-SN) zeigen eine Schubverstärkung von 6,7 % bei einem sekundären Massenstromverhältnis $SMR = 1$. Die Verbesserung des TSFC beläuft sich auf 5,2 %, was aufgrund der umgebungsbedingten Abweichung des Brennstoffmassenstroms nicht exakt der Schubverstärkung entspricht. Die ermittelte Strömungsverteilung am Austritt der Ejektordüse zeigt, dass eine höhere Mischung bzw. ein niedrigerer Mischgrad als im Fernfeld der Standarddüse vorliegt. Folglich wird der Impulsaustausch durch die Ejektordüse beschleunigt. Die Ergebnisse der Ejektordüse mit Diffusor zeigen, dass die Schubverstärkung nur noch bei 5,2 % liegt, trotz einer Zunahme des sekundären Massenstroms. Dies demonstriert den komplexen Zusammenhang zwischen Diffusor, SMR und Schubverstärkung. Die Simulationsergebnisse mit

der Standarddüse liefern übereinstimmende Ergebnisse bezüglich des Schubs und des Düsendruckverhältnisses. Der Mischgrad ist nach Simulationsergebnissen sowohl im Nah- als auch im Fernfeld höher und der Impulsaustausch entsprechend unvollständig. Die numerisch ermittelten Strömungsprofile zeigen deutlich stärkere radiale Gradienten, dafür keine Umfangsgradienten. Die stärkeren radialen Gradienten erzeugen größere Ungleichmäßigkeiten am Austritt der Standarddüse. Der Impulsaustausch läuft aufgrund der fehlenden Umfangsgradienten in der Simulation langsamer ab. Es bleiben größere Verteilungsunterschiede im Fernfeld zurück als im Experiment. Die Ursache liegt, wie in Kapitel 7.3.3 beschrieben, in den numerisch nicht berücksichtigten Verteilungsunterschieden aus den vorgelagerten Komponenten. Die Simulationsergebnisse der Ejektordüse mit Standarddüse (EJ-SN) ergeben eine niedrigere Schubverstärkung von 3,7 %. Zusammen mit dem niedrigeren sekundären Massenstrom deckt sich das Ergebnis mit dem Befund, dass der Impulsaustausch in der Simulation langsamer abläuft. Im Gegensatz zum experimentellen Ergebnis steigt in der Simulation die Schubverstärkung durch den Diffusor. Da die Strömung in der Simulation ohne Umfangsgradienten in den Diffusor eintritt, werden weniger Verluste verursacht. Die numerisch ermittelte Schubverstärkung steigt daher im Gegensatz zum experimentellen Befund.

Die Ergebnisse zur untersuchten Chevondüse bestätigen in der Vermessung und in der Simulation die erwartete Steigerung der Mischfähigkeit. Der Wert des Mischgrads im Nahfeld ist aufgrund der zusätzlichen Umfangsgradienten infolge der Zacken höher. Der niedrigere Wert des Mischgrads im Fernfeld weist auf einen schnelleren Impulsaustausch als bei der Standarddüse hin. Die Ergebnisse der Untersuchung der Ejektordüse mit Chevondüse (EJ-CVN) zeigen für die Schubverstärkung im Experiment einen niedrigeren und in der Simulation einen höheren Wert als bei der Konfiguration EJ-SN auf. Das Verhalten tritt ebenso mit Diffusor auf. Letztendlich kommt man mit den experimentellen Werten zu dem Schluss, dass die Schubverstärkung trotz Erhöhung der Mischung mit der Chevondüse sinkt, während die Simulationsergebnisse eine Steigerung gegenüber der Standarddüse ergeben. Die durch die Zacken gebildeten Wirbelstrukturen werden als Ursache für die niedrigere, experimentelle Schubverstärkung bei der EJ-CVN vermutet. Im Experiment scheinen diese sich infolge der Behinderung durch das Ejektorrohr negativ auszuwirken, sodass die Strömungsverteilung am Austritt der EJ-CVN ungleichmäßiger ist als bei Konfigurationen EJ-SN. Auf der anderen Seite kann der instationäre Mischvorgang durch die Wirbelstrukturen in der Simulation nicht nachgebildet werden und die Mischung läuft gleichmäßiger ab. Die Chevondüse wird als ungeeignet zur Verwendung in einer Ejektordüse bewertet.

Die experimentellen Daten zu den blütenförmigen Primärdüsen LMN und LMN-Sc zeigen, dass im Nahfeld starke Umfangsgradienten infolge jeder Blütenflanke aufgebaut werden und hohe Verteilungsunterschiede resultieren. Radiale Gradienten können nur in geringem Maß identifiziert werden. Die numerischen Ergebnisse zeigen im Nahfeld für beide blütenförmigen Primärdüsen einen 50 % höheren Wert für β_{Mix} im Vergleich zum experimentellen Mischgrad. Die Umfangsgradienten sind in den Simulationsergebnissen steiler und zeichnen sich durch scharfe Übergänge aus. Im Fernfeld wird ein sehr niedriger Mischgrad erreicht und bestätigt die hohe induzierte Mischgeschwindigkeit durch die blütenförmigen Primärdüsen. Das Ergebnis der Ejektordüsenkonfiguration EJ-LMN zeigt eine gemessene Schubverstärkung von 9 % und in der Simulation von $\Phi = 7,7$ %. Mit Diffusor wird bei der Schubverstärkung sowohl in der Messung, als auch in der Simulation der gleiche Wert ermittelt. Die Ergebnisse bei der Ejektordüse mit LMN-Sc liefern eine Schubverstärkung im Experiment von 6,5 % und in der Simulation von 7,8 %. Durch den Diffusor erhöht sich mit der Primärdüse EJ-LMN-Sc die Schubverstärkung sowohl im Experiment, als auch in der Simulation. Die Ergebnisse zeigen zum einen die Verbesserung der Schubverstärkung infolge der Erhöhung der Mischgeschwindigkeit. Zum anderen wurde bestätigt, dass für die positive Wirkung des Diffusors auf die Schubverstärkung eine weit fortgeschrittene Mischung erforderlich ist.

Für blütenförmige Primärdüsen wurde im Vergleich der experimentellen und numerischen Ergebnisse nachgewiesen, dass der Mischgrad im Fernfeld dem am Austritt der Ejektordüse gleicht, wenn die Mischlänge übereinstimmt. Die Analyse der Steigerung der Mischfähigkeit durch die Parametervariation konnte unabhängig von der Ejektordüse durchgeführt werden. Die Parametervariation von blütenförmigen Primärdüsen ermittelt drei zentrale geometrische Einflussparameter für die Steigerung der Mischfähigkeit und Verschiebung der kinetischen Energie in der Düsenströmung. Die Anzahl der Blüten wirkt sich effektiv auf das Fortschreiten der Mischung im mittleren und äußeren Bereich aus. Eine weitere Möglichkeit die Mischintensität im äußeren Bereich bei gleicher Anzahl an Blüten zu steigern, ist die Modifikation der Flankenform der Blüten. Eine schlaufenförmige Austrittskontur verschiebt nochmal die Strömungsintensität in den Spitzenbereich der Blüten und sorgt für mehr Mischintensität im äußersten Randbereich. Die Parametervariation zeigt jedoch, dass eine hohe Anzahl an Blüten die Mischung im äußeren Bereich soweit vorantreibt, dass aufgrund der radialen Gradienten zum achsnahen Bereich der Wert für den Mischgrad zunimmt. Deswegen muss diese Stellgröße zusammen mit einem weiteren Parameter genutzt werden. Ein sinkender Spalt zwischen Blütenkontur und Innenkonus verschiebt die Strömungsintensität aus dem achsnahen Bereich nach außen. Für eine verstärkte Verschiebung der kinetischen Energie in den Wirkungsbereich der Blütenkontur muss die nach innen laufende Blüte den Innenkonus

nahezu berühren. Andererseits entstehen sowohl durch einen kleinen Spalt, als auch durch die Erhöhung der Anzahl der Blüten zunehmende Verluste und ein Rückgang des Schubs bei gleichem Düsendruckverhältnis.

Aus der Parametervariation der Ejektordüse wurden geometrische Verhältnisse zur Maximierung der Schubverstärkung gewonnen. Von zentraler Bedeutung ist das Verhältnis aus Außendurchmesser der blütenförmigen Primärdüse $d_{ol,end}$ und dem Ejektorrohrdurchmesser D . Der sekundäre Massenstrom steigt mit der Erhöhung von D kontinuierlich bei einem konstanten Durchmesser $d_{ol,end}$. Der Mischgrad β_{Mix} am Austritt der Ejektordüse verschlechtert sich dabei. Beim Überschreiten eines spezifischen Werts des Mischgrads stagniert die Schubverstärkung und geht anschließend zurück. Durch die Separation von Primär- und Sekundärströmung bilden sich vermehrt radiale Gradienten aus. Es wird zwar mehr Masse bewegt, aber der Impulsaustausch und die Beschleunigung des sekundären Massenstroms im Randbereich findet nur eingeschränkt statt. Um die Separation zu minimieren muss der Einfluss der Primärdüse bis in den äußeren Bereich wirken. Die Variation verschiedener Durchmesser D mit der gleichen blütenförmigen Primärdüse ergibt ein Optimum $d_{ol,end}$ von 0,725 zur Maximierung der Schubverstärkung Φ . Das Ergebnis konnte für verschiedene Durchmesser $d_{ol,end}$ bestätigt werden. Die Anzahl von Blüten beeinflusst zusätzlich die Maximierung der Schubverstärkung. Eine höhere Anzahl von Blüten erhöht die Mischgeschwindigkeit. Aber es muss zunehmend kinetische Energie zur Mischung eingesetzt werden. Die dadurch zusätzlich erreichte Förderung und Beschleunigung des sekundären Massenstroms kann die fehlende kinetische Energie infolge der intensivierten Mischung nicht mehr kompensieren und der Schub sinkt trotz höherem sekundären Massenstrom. Daraus folgt die Definition der Blütendichte ρ_{LMN} aus der Anzahl der Blüten n_{LMN} und dem Ejektordüsendurchmesser D . Aus der Variation der Anzahl der Blüten wurde ein optimales ρ_{LMN} von 13 zur Maximierung der Schubverstärkung ermittelt. Die Variation des Längenverhältnisses L/D des Ejektorrohrs mit blütenförmiger Primärdüse ergab ein für maximale Schubverstärkung ideales Längenverhältnis von 1,0. Kürzere Ejektorrohre verursachen einen Rückgang der Schubverstärkung infolge unzureichender Mischung und reduziertem sekundären Massenstrom. Verhältnismäßig längere Ejektorrohre führen zu höheren Verlusten und niedrigerer Schubverstärkung. Die niedrigere Mischfähigkeit der SN erfordert ein längeres Ejektorrohr für maximale Schubverstärkung. Die Parametervariation stellte fest, dass beim Ejektoreinlauf die geometrischen Maße keine relevante Wirkung auf die Schubverstärkung oder das sekundäre Massenstromverhältnis entfaltet. Das Flächenverhältnis des Einlaufs A_{in}/A_s bewirkt ab 2,5 keine relevante Erhöhung der Schubverstärkung mehr. In Anbetracht des Zuwachses an Baugröße mit entsprechendem Gewicht und zusätzlichem aerodynamischen Widerstand sollte die Komponente Ejektoreinlauf möglichst kompakt gestaltet werden. Ein größerer

Halböffnungswinkel ϕ_{Dif} verkürzt bei gleichem Flächenverhältnis $A_{\text{Dif}}/A_{\text{M}}$ den Diffusor und spart Gewicht und Bauvolumen ein. Das Ergebnis der numerischen Parametervariation zeigt, dass ein höherer Halböffnungswinkel ϕ_{Dif} eine höhere Blütendichte ρ_{LMN} von 6 bis 8 erfordert um Strömungsablösung zu vermeiden. Bei der Analyse fällt auf, dass die Ablösung im Diffusor vor allem stromab der nach innen laufenden Blüten auftritt, während aufgrund der beschleunigten Strömung stromab einer nach außen laufenden Blüte auch noch größere Halböffnungswinkel ϕ_{Dif} ohne Ablösung möglich sind. Beim Diffusorflächenverhältnis $A_{\text{Dif}}/A_{\text{M}}$ führen Werte im Bereich von 1,25 effektiv zur Erhöhung der Schubverstärkung. Größere Flächenverhältnisse erhöhen zwar den sekundären Massenstrom, können aber keine höhere Schubverstärkung erreichen. Außerdem führt ein größerer Diffusor zu einem größeren Gesamtdurchmesser, was die Frontfläche des Gesamttriebwerks vergrößern würde.

Die ermittelten optimalen Parameter und Verhältnisse wurden in eine schubstarke Ejektordüse für das 200-N-Triebwerk umgesetzt. Die Simulationsergebnisse liefern eine Schubverstärkung von 19,6 % und bestätigen die Ergebnisse der Variation. Die experimentellen Ergebnisse ergeben eine Schubverstärkung von 17,3 % und können die Maximierungsstrategie praktisch nachweisen.

Die Untersuchung der Lärmemission eines 200-N-Triebwerks mit verschiedenen Primärdüsen und Ejektordüsenkonfigurationen zeigt, dass durch die Ejektordüse die Pegel bei hohen Frequenzen zu niedrigeren Frequenzen in Folge der Reduktion der Austrittsgeschwindigkeit verschoben werden. Durch die verwendeten blütenförmigen Primärdüsen werden jedoch die Schallpegel im mittleren Frequenzspektrum reduziert und teilweise zu höheren Frequenzen verlagert. Bei der Kombination von blütenförmiger Primärdüse und Ejektordüse heben sich die Mechanismen gegenseitig auf und das Lärmspektrum gleicht wieder dem der Standarddüse. Da kleine Turbojet-Triebwerke einen Großteil der hohen Schallpegel im hochfrequenten Bereich abstrahlen, entfaltet die Ejektordüse beim untersuchten Triebwerk generell keine positive Wirkung. Außerdem wird ein Resonanzphänomen zwischen Standarddüse und Ejektorrohr beobachtet, das zu besonders hohen Lärmpegeln führt.

Generell wird durch die Messung der Temperaturverteilung am Austritt der Ejektordüse eine Reduktion des Temperaturniveaus von 850 °C auf 300 °C bis 400 °C je nach sekundärem Massenstromverhältnis festgestellt. Die Verwendung von Verkleidungsteilen aus faserverstärktem Kunststoff in direkter Nähe zum Abgasstrahl ist durch die Kühlung der Ejektordüse somit möglich. Die Verkleidungsteile werden durch lokale Hotspots auf maximal 50 °C erwärmt.

Die Ergebnisse der durchgeführten Untersuchung lassen folgende Schlussfolgerungen zu:

Die experimentell nachgewiesene Schubverstärkung mit Ejektordüse beträgt 17,3 %. Der schubspezifische Verbrauch TSFC liegt dabei 17 % niedriger. Die Ergebnisse der numerischen Parametervariation liefern Designrichtlinien, die mit einer kompakten Ejektordüse eine Schubverstärkung auf etwa 20 % ermöglichen. Die Differenz der Ergebnisse aus experimenteller und numerischer Untersuchung ist auf eine Abweichung beim Mischgrad zurückzuführen. Die Simulationsergebnisse der Düsenströmung liefern unabhängig vom Düsentyp im Fernfeld bzw. am Austritt der Ejektordüse für den Mischgrad Werte, die etwa 20 % über den experimentellen Ergebnissen liegen. Die Abweichung beim Mischgrad der Simulationsergebnisse resultiert aus Ungleichmäßigkeiten in den Eintrittsbedingungen in die Primärdüse und am Einlauf der Ejektordüse im Experiment, die durch zusätzliche Gradienten die Mischgeschwindigkeit erhöhen. In der Simulation tritt ein Rückgang der Schubverstärkung beim Überschreiten eines Mischgrad von 1,3 am Austritt der Ejektordüse auf. In Realität könnten aufgrund der Abweichungen auch kleinere Verhältnisse von $d_{ol,end}/D$, höhere Werte für p_{LMN} und kürzere L/D -Verhältnisse zu einer maximalen Schubverstärkung führen. Diese Aspekte müssen bei der Auslegung und Simulation der Ejektordüse beachtet werden.

Die optimierte Ejektordüse zur experimentellen Bestätigung der Schubverstärkung um 20 % aus Kapitel 8.4 wiegt knapp 200 g und erreicht das geforderte Schub-Gewichts-Verhältnis. In der numerischen Simulation wird am Austritt eine mittlere Strahlgeschwindigkeit von nur noch 185 m/s erreicht. Der Nebenstrom steigt nicht im selben Maß, wie die Strömungsgeschwindigkeit abnimmt. Der Mischprozess dissipiert immer einen erheblichen Teil der kinetischen Energie. Entsprechend sinkt der spezifische Schub mit Ejektordüse. Ob die Ejektordüse dennoch gewinnbringend eingesetzt werden kann, hängt vor allem davon ab, wie wichtig ein hoher spezifischer Schub für das Luftfahrzeug ist.

Der thermodynamische Kreisprozess und das Betriebsverhalten des Triebwerks werden von der Ejektordüse nicht beeinflusst. Die Ejektordüse kann am Triebwerk nachgerüstet werden, ohne dass Änderungen am Triebwerk selbst vorgenommen werden müssen. Die Abschirmung und Reduktion der Abgastemperatur erlaubt die Verwendung von Kunststoffen in direkter Nähe zum Triebwerk. Die langsame Austrittsgeschwindigkeit, sowie die Einmischung von Umgebungsluft sorgen dafür, dass der Abgasstrahl schnell in der Umgebung dissipiert und reduziert die IR-Emission. Die Struktur des Luftfahrzeugs und evtl. nachfolgende aerodynamische Steuerflächen werden auf diese Weise vor dem heißen Abgasstrahl abgeschirmt und geschützt. Im Bereich Lärmemission konnte keine Verbesserung

erreicht werden, da der Mechanismus zur natürlichen Lärmreduktion der Ejektor-
düse unter den Randbedingungen der kleinen Turbojet-Triebwerke nicht die
gewünschte Veränderung erbringt. Durch die verbesserte Integrationsmöglichkeit
lassen sich vermutlich dennoch Fortschritte durch konstruktive Anpassung und
lärmdämmenden Zusatzmaterial erzielen. Die Ejektordüse kann sehr dünnwandig
aus Aluminiumlegierungen oder Kunststoff gefertigt werden. Ohne bewegliche
Teile wird weder die Zuverlässigkeit noch die Robustheit beeinflusst. Die
ökonomischen Randbedingungen bei kleinen Triebwerken werden von der
Erweiterung mit einer Ejektordüse sehr gut eingehalten.

11 Ausblick

Die Arbeit liefert wichtige Erkenntnisse, die in einem nächsten Schritt bei der Integration in ein Luftfahrzeug Anwendung finden können. Die Ergebnisse gelten jedoch für den Standfall und die Veränderung der Schubverstärkung durch Anströmung im Flugzustand ist noch nicht geklärt. Die Thermodynamik des Triebwerks wird durch den Aufstau am Einlass bei hoher Fluggeschwindigkeit selbst verändert. Damit ändern sich die Eingangsparameter in die Primärdüse und können die Funktion der Ejektordüse beeinflussen.

Die Schubverstärkung wird durch die Anströmung nachlassen. In [47] wird jedoch dargelegt, dass der schubverstärkende Effekt vom Verhältnis der Umgebungsgeschwindigkeit und der Strömungsgeschwindigkeit der Primärströmung abhängt. Die kleinen Turbojet-Triebwerke erreichen eine Abströmgeschwindigkeit aus der Schubdüse bis zu 550 m/s und damit besonders hohe Werte. Für Anwendungen im mittleren Geschwindigkeitsbereich bei Mach 0,5 könnte ein Teil der Schubverstärkung erhalten bleiben. Darüber hinaus wird aus den Veröffentlichungen [114] und [59] deutlich, dass ein Problem der nachlassenden Schubverstärkung aus dem zunehmenden parasitären Widerstand der Ejektordüse und deren Einlauf resultiert. Die bereits formulierten Randbedingungen, die die Größe der Ejektordüse durch den maximalen Durchmesser des Triebwerks zu limitieren, hilft den Widerstand zu reduzieren. Außerdem sollte die Reduktion der Austrittsgeschwindigkeit durch die Ejektordüse entsprechend der Gleichung (9) den Vortriebswirkungsgrad und damit den Gesamtwirkungsgrad im Flug verbessern. In der Entwicklung von Ejektordüsen für die kommerzielle Luftfahrt wurden immer wieder Verstellmöglichkeiten diskutiert. Die variable Ejektordüse wurde ebenfalls in [57] bereits skizziert. Das Einlaufverhältnis A_{in}/A_s kann verändert werden, um die Beschleunigung in das Ejektorrohr zu erhöhen. Dadurch wird das treibende Unterdruckgebiet in der Ejektordüse verstärkt. Ein verstellbarer Diffusor ermöglicht zusätzlich die Beeinflussung des Druckniveaus und des sekundären Massenstroms. Diese variablen Elemente können zur dynamischen Anpassung der Ejektordüse an den Flugzustand genutzt werden.

Abschließend lässt sich festhalten, dass die Ejektordüse zahlreiche Vorteile besonders für kleine Schubtriebwerke bereithält. Komplexere Bauweisen, wie der Turbofan, sind im untersuchten Bereich von 200-N Schub besonders schwer umzusetzen. Andere Methoden zur Verbesserung des Wirkungsgrades durch Erhöhung des Druckverhältnisses oder Steigerung der Leistungsfähigkeit durch höhere Turbineneintrittstemperatur erfordern aufwändige Neuentwicklungen bei Material- und Fertigungstechnik, welche in den unteren Schubklassen bisher nicht wirtschaftlich zu rechtfertigen sind. Dauerhaft ist die Transformation modernster Technologien hin zu kleinen Triebwerken notwendig, um die Anforderungen der

zukünftigen unbemannten Luftfahrzeuge zu erfüllen. Die Kombination aus kleinem Turbojet-Triebwerk und Ejektordüse kann als sofort verfügbare Technologie das Einsatzspektrum von kompakten und schnellen unbemannten Luftfahrzeugen erweitern. Besonders wenn der ökonomische Aspekt bei der Entwicklung des UAV-Antriebs im Fokus steht, bietet die Ejektordüse viele Vorteile.

A Bedieneroberfläche des LobeMixerNozzle-Generator- Programms

A Bedieneroberfläche des LobeMixerNozzle-Generator-Programms

Generate X-Axis

0	6	8	38	38,5	39	72
6	8	38	38,5	39	72	72,5
3	2	1	0,5	0,5	1	0,5

Generate Lobe Path

Beta_III Curve

Generate Areas

Shell Outside path

6	35	40	45	50
35	40	45	50	55
7,5	15	30	45	60
15,058	30	45	60	75
21,671	45	60	75	90
33,915	60	75	90	105

Shell Inside path

15	20	25	30	35	40
20	25	30	35	40	45
35	40	45	50	55	60
8	10	15	20	25	30
6,912	10	15	20	25	30
17,5	15	20	25	30	35
10,588	20	25	30	35	40
36,613	30	35	40	45	50
38,5	40	45	50	55	60

Cross-sectional area

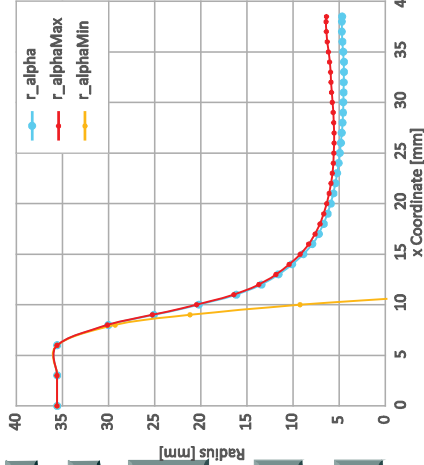
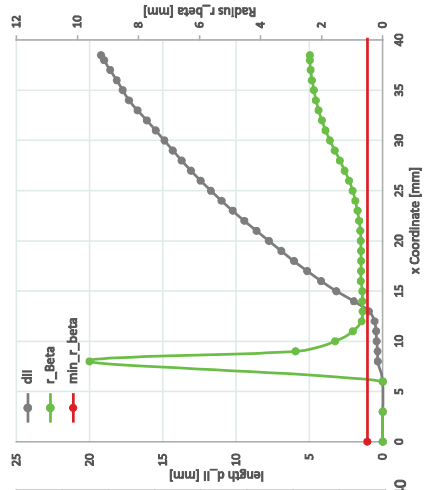
0	6	8	9	10	11	12	13	15	25	30	34	38,5
3981,528	3981,528	3970,075	3955,329	3932,595	3901,650	3874,152	3850,578	3799,041	3465,173	3174,065	2914,384	2680,752
3981,528	3981,528	3970,562	3956,611	3935,280	3906,302	3880,890	3861,318	3819,791	3621,908	3588,212	3582,993	3550,713
3981,528	3981,528	3966,976	3935,731	3864,484	0	0	0	0	0	0	0	0
2508,993	2508,993	2508,275	2506,125	2499,700	2488,750	2483,50	2483	2480	2450	2300	2167,5	2065
1472,535	1472,535	1461,8	1449,204	1432,895	1412,900	1390,652	1367,578	1319,041	1095,173	874,065	746,884	615,752

monotone spline

0	3	6	7	8	9	10	11	12	13	15	20	30	34	37,5	38,5
0	0	0	1,5	2,025	6,03	11,725	19,4	27,4	34,1	40,5	53,75	69,7	73,75	76,9	76,999

monotone spline

0	3	6	7	8	9	10	11	12	13	15	20	30	34	37,5	38,5
0	0	0	1,5	2,025	6,03	11,725	19,4	27,4	34,1	40,5	53,75	69,7	73,75	76,9	76,999



Generate CSA

Update Calc

Construct FlowDomain in Inventor

Wall Thickness:

Construct Hole

Create Cutback

Wall Thickness

Nozzle.Cone
Cone.outside.path

x_start	6
r_o_start	21,65
r_o_end	14
y_IC1	17,5
y_IC2	7,787
Aux_A	1,578
R_IC1	264,333
R_IC2	1,000

Construct rot. cone

B Berechnung des Düsendruckverhältnisses aus den Messdaten

Die Berechnung wird iterativ durchgeführt. Der erste Schritt nutzt den gemessenen Schub und den Gesamtmassenstrom \dot{m}_4 , welcher sich aus Luftmassenstrom \dot{m}_L und Brennstoffmassenstrom \dot{m}_{Br} zusammensetzt. Daraus wird eine mittlere Austrittsgeschwindigkeit aus der Düse berechnet.

$$\bar{c}_9 = \frac{F}{\dot{m}_4} \quad (85)$$

Außerdem wird die mittlere gemessene Temperatur $T_{5,mess}$ nach der Turbine verwendet. Die kurze Schubdüse in Kombination mit der hohen Strömungsgeschwindigkeit hat eine sehr kurze Verweilzeit des Abgases zur Folge. Entsprechend ist die Annahme $T_{5,mess} \approx T_{9,mess}$ gerechtfertigt. Die Temperatur wird für die Ermittlung der spezifischen Wärmekapazität c_{p9} nach Gleichung und des Isenstromenexponenten κ_9 gebraucht.

$$c_{p9,i=1}(T_{9,mess}) = (10099,5016 \cdot T_{9,mess}^{-2} - 196,827561 \cdot T_{9,mess}^{-1} + 5,00915511 - 0,00576101 \cdot T_{9,mess} + 1,0669 \cdot 10^{-5} \cdot T_{9,mess}^2 - 7,94 \cdot 10^{-9} \cdot T_{9,mess}^3 + 2,19 \cdot 10^{-12} \cdot T_{9,mess}^4) \cdot R \quad (86)$$

$$\kappa_{9,i=1} = \frac{c_{p9,i=1}(T_{9,mess})}{c_{p9,i=1}(T_{9,mess}) - R} \quad (87)$$

Aus den erhaltenen Werten wird eine vorläufige statische Temperatur T_9 berechnet:

$$T_{9,i=1} = T_{9,mess} - \frac{\bar{c}_9^2}{2 \cdot c_{p9,i=1}} \quad (88)$$

Nun kann eine Machzahl ermittelt werden:

$$Ma_{9,i=1} = \frac{\bar{c}_9}{\sqrt{\kappa_{9,i=1} \cdot R \cdot T_{9,i=1}}} \quad (89)$$

Bei der Messung der Temperatur hinter der Turbine mit Mantelthermoelementen besteht das gleiche Problem, dass schon in Kapitel 6.4.4 beschrieben wurde. Deswegen wird auch hier wieder ein Recovery-Faktor $r(Ma_9)$ nach Gleichung (62) bestimmt. Damit wird eine korrigierte statische Temperatur berechnet:

$$T_{recov9,i=1} = \frac{T_{9,mess}}{1 + r(Ma_{9,i=1}) \cdot \frac{\kappa_{9,i=1} + 1}{2} \cdot Ma_{9,i=1}^2} \quad (90)$$

Mit diesen Ergebnissen kann die Totaltemperatur in der Ebene 9 am Austritt aus der Düse bestimmt werden:

$$T_{t9,i=1} = T_{recov9,i=1} \cdot \left(1 + \frac{\kappa_{9,i=1} + 1}{2} \cdot Ma_{9,i=1}^2 \right) \quad (91)$$

Die Totaltemperatur stellt den letzten Schritt der ersten Iteration da. Die Berechnung wird nach diesem Muster wiederholt.

Der zweite Iterationsschritt nutzt die neue und korrigierte statische Temperatur $T_{recov9,i=1}$ um ein neues $c_{p9,i=2}(T_{recov9,i=1})$ und zu $\kappa_{9,i=2}$ ermitteln. Mit diesen Werten wird eine neue statische Temperatur und Machzahl berechnet:

$$T_{9,i=2} = T_{9,mess} - \frac{\bar{c}_9^2}{2 \cdot c_{p9,i=2}} \quad (92)$$

$$Ma_{9,i=2} = \frac{\bar{c}_9}{\sqrt{\kappa_{9,i=2} \cdot R \cdot T_{9,i=2}}} \quad (93)$$

Damit wird erneut ein Recovery-Faktor $r(Ma_9)$ nach Gleichung (62) bestimmt. Die Ermittlung einer neuen Recovery-Temperatur $T_{recov9,i=2}$ folgt die Berechnung der neuen Totaltemperatur $T_{t9,i=2}$.

$$T_{recov9,i=2} = \frac{T_{9,mess}}{1 + r(Ma_{9,i=2}) \cdot \frac{\kappa_{9,i=2} + 1}{2} \cdot Ma_{9,i=2}^2} \quad (94)$$

$$T_{t9,i=2} = T_{recov9,i=2} \cdot \left(1 + \frac{\kappa_{9,i=2} + 1}{2} \cdot Ma_{9,i=2}^2 \right) \quad (95)$$

Nach der dritten Iteration liegt die Änderung der Totaltemperatur bei unter 0,001 % und die iterative Berechnung wird beendet. Aus dem Ergebnis konnte im letzten Schritt dann das Düsendruckverhältnis Π_D berechnet werden:

$$\Pi_D = \left(1 + \frac{\kappa_{9,i=3} + 1}{2} \cdot Ma_{9,i=3}^2 \right)^{\frac{\kappa_{9,i=3}}{\kappa_{9,i=3}-1}} \quad (96)$$

Literaturverzeichnis

- [1] R. Avtar, T. Watanabe, Unmanned Aerial Vehicle: Applications in Agriculture and Environment, Switzerland: Springer Nature, 2020.
- [2] DJI, "Technische Daten" <https://www.dji.com/de/phantom-4-pro-v2/specs>.
[Online] Available: <https://www.dji.com/de/phantom-4-pro-v2/specs> (Abrufdatum 28.12.2022).
- [3] Quantum Systems,
"QS_Vector__Scorpion_System_Overview_220912_Screen_Version",
Datasheet, 2022. [Online] Available: <https://www.quantum-systems.com/project/vector/> (28.12.2022).
- [4] R. Austin, Unmanned Aircraft Systems - UAVS Design, Development and Deployment, United Kingdom: John Wiley and Sons Ltd., 2015.
- [5] US Air Force, "Fact sheet", September 2015. [Online] Available:
<https://www.af.mil/About-Us/Fact-Sheets/Display/Article/104560/u-2stu-2s/>
(Abrufdatum 28.12.2022).
- [6] US NAVY, "Fact sheet", 04 Februar 2021. [Online] Available:
<https://www.navy.mil/Resources/Fact-Files/Display-FactFiles/Article/2383479/fa-18a-d-hornet-and-fa-18ef-super-hornet-strike-fighter/> (Abrufdatum 28.12.2022).
- [7] Hamilton, T., Ochmanek, D.: "Operating Low-Cost, Reuseble Unmeanned Aerial Vehicles in Consted Environments", RAND Corporation, Santa Monica, California, 2020.
- [8] S. Pflingsten, "Kampfflugzeug der Zukunft: Gemeinsame Bewertungskriterien der Air Chiefs", Webseite der Bundeswehr, 26. Mai 2020. [Online] Available:
<https://www.bundeswehr.de/de/organisation/luftwaffe/aktuelles/kampfflugzeug-der-zukunft-bewertungskriterien-der-air-chiefs-259854> (Abrufdatum 08.07.2022).
- [9] MBDA Deutschland, "Remote Carrier". [Online] Available: <https://www.mbda-deutschland.de/produkte/luftbewaffnung/remote-carrier/> (Abrufdatum 08.07.2022).
- [10] S. Magnuson, "The Future of Air Power", National Defense Industrial Association Vol. 103, No. 778, September 2018, S. 30-32.

- [11] Air Force Life Cycle Management Center, "Skyborg Demonstrates Unmanned-Unmanned Autonomous Teaming at Orange Flag" 29. Oktober 2021. [Online] Available: <https://www.afrl.af.mil/News/Article/2828083/skyborg-demonstrates-unmanned-unmanned-autonomous-teaming-at-orange-flag/> (Abrufdatum 06.07.2022).
- [12] Kratos Defense & Security Solutions, "XQ-58A Valkyrie", Datasheet, 2018. [Online] Available: <https://www.kratosdefense.com/-/media/k/pdf/usd/xq-58a- Valkyrie.pdf> (Abrufdatum 24.06.2022).
- [13] DARPA, "Gremlins Program Completes First Flight Test for X-61A Vehicle", DARPA Webseite vom 17. Januar 2020. [Online] Available: <https://www.darpa.mil/news-events/2020-01-17> (Abrufdatum 06.07.2022).
- [14] Dynetics, "K170437_Gremlins-Fact-Sheetv2", Gremlins Datasheet, 2019. [Online] Available: https://www.dynetics.com/_files/fact-sheets/pdf/K170437_Gremlins-Fact-Sheetv2.pdf (Abrufdatum 07.07.2022).
- [15] Airbus, "Key milestones achieved in Manned-Unmanned Teaming for future air power", Airbus Webseite vom 21 Juni 2022. [Online] Available: <https://www.airbus.com/en/newsroom/stories/2022-06-key-milestones-achieved-in-manned-unmanned-teaming-for-future-air-power> (Abrufdatum 21.06.2022).
- [16] Airbus, "Future Combat Air System: A400M clears the first hurdle as a Remote Carrier launcher", Airbus Webseite vom 21 Februar 2022. [Online] Available: <https://www.airbus.com/en/newsroom/news/2022-02-future-combat-air-system-a400m-clears-the-first-hurdle-as-a-remote-carrier> (Abrufdatum 21.02.2022).
- [17] Schnepf, C., Goertler, A.: "Aerodynamische Simulation des Absetzvorgangs eines Remote Carriers aus einem fliegenden Airbus A400M", DWT-Tagung: Unbemannte Systeme VIII, 26.-27. Okt. 2021, Bonn, 2021.
- [18] Saab, "Taurus KEPD 350", Saab Webseite. [Online] Available: <https://www.saab.com/products/taurus-kepd-350> (Abrufdatum 07.07.2022).
- [19] K. Mizokami, "America's Next Cruise Missile Will Strike From 1,000 Miles Away", Webseite Popular Mechanics, 12. Spetember 2018. [Online] Available: <https://www.popularmechanics.com/military/weapons/a23105106/jassm-xr-cruise-missile-extended-range/> (Abrufdatum 28.02.2023).
- [20] Barbeau, D. E.: "A Family of Small, Low Cost Turbojet Engines for Short Life Applications", 24th Joint Propulsion Conference, New York, 1981.
- [21] R. Leyers II, W. Fleming, The History of North American Small Gas Turbine Aircraft Engines. United States of America, American Institute of Aeronautics and Astronautics, 1999.

- [22] Nelson J., Dix, D.: "Development of Engines for Unmanned Air Vehicles: Some Factors To Be Considered", Institute for Defense Analyses IDA Document D-2788, Alexandria, Virginia, 2003.
- [23] K. Schreckling, Gas Turbines for Model Aircraft, Traplet Publications, 1994.
- [24] Hirndorf, D., Hupfer, A., Erhard, W., Kau, H.-P.: "Very Small Gas Turbine Jet Engines - Current Limits and Potential Improvement", European Conference for AeroSpace Sciences (EUCASS), München, 2013.
- [25] Hupfer, A., Erhard, W., Kau, H.-P.: "Investigation of Combustor Concepts for Micro Gas Turbine Jet Engines", The 23th International Symposium on Transport Phenomena, Auckland, New Zealand, 2012.
- [26] Hupfer, A., Hirndorf, D.: "Investigation of Parameters Affecting Thermodynamic Cycle of Very Small Jet Engines", Proceedings of 15th International Symposium on Transport Phenomena and Dynamics of Rotating Machinery (ISROMAC-15), Honolulu, HI, USA, 2014.
- [27] Nickl M., Hirndorf D.: "Numerical Investigation on the Compressor Diffuser for Small Gas Turbines", Unpublished Report, Institute for Flight Propulsion, Technische Universität München, 2013.
- [28] Rodgers C.: "Some Effects of Size on the Performances of Small Gas Turbines", 48th ASME Turbo Expo, Atlanta, GA, USA, 2003.
- [29] N. A. Cumpsty, Jet Propulsion: A Simple Guide to the Aerodynamic and Thermodynamic Design and Performance of Jet Engines, United Kingdom, Cambridge: Cambridge University Press, 2003.
- [30] Hupfer, A.: "Experimental Investigation of Performance Parameters of very small Jet Engine Combustors", The 25th International Symposium on Transport Phenomena, Krabi, Thailand, 2014.
- [31] N. Pachner: "Optimierung einer Kleingasturbine für den Segelflug", Hochschule Pforzheim, Bachelor's Thesis, Pforzheim, 2014.
- [32] Kleineberg, M., Schmidt, J., Hanke, M.: "SAGITTA – Unmanned Aerial Vehicle with innovative CFRP airframe", 12TH CFK VALLEY STADE CONVENTION, Stade, Deutschland, 2018.
- [33] Yoshida, H., Matsunuma, T., Iki, N., Akimune, Y.: "Micro Gas Turbine with Ceramic Rotor", Proceedings of ASME Turbo Expo 2004 Power for Land, Sea, and Air, Vienna, Austria, 2004.

- [34] NACA Staff Members: "Naca Conference on Turbojet-Engine Thrust-Augmentation Research", Lewis Flight Propulsion Laboratory, Cleveland, Ohio, 1948.
- [35] H. Rick, Gasturbinen und Flugantriebe. Grundlagen, Betriebsverhalten und Simulation, Berlin Heidelberg: Springer Vieweg, 2013.
- [36] Ludin, T.: "Theoretical analysis of various thrust-augmentation cycles for Turbojet engines", NACA TN 2083, Washington, 1950.
- [37] Wilcox, E.C., Trout, A.M.: "Analysis of thrust augmentation of turbojet engines by water injection at compressor inlet including charts for calculating compression processes with water injection", NACA-TR-1006, 1951.
- [38] Jones, W. L., Dowman, H. W.: "Investigation of Thrust Augmentation of a 1600-pound Thrust Centrifugal-flow-type Turbojet Engine by Injection of Refrigerants at Compressor Inlets", NACA-RM-E7G23, Lewis Flight Propulsion Lab. Cleveland, Ohio, 1947.
- [39] Gabriel, D. S., Dowman, H. W., Jones, W. L.: "Analytical and Experimental Investigation of Thrust Augmentation of Axial- and Centrifugal-compressor Turbojet Engines by Injection of Water and Alcohol in Combustion Chambers", NACA-RM-E9K29, Lewis Flight Propulsion Lab. Cleveland, Ohio, 1950.
- [40] Heiser, W. H.: "Thrust Augmentation", Journal of Engineering for Power Vol. 89, Issue 1, pp. 75-81, Cambridge, Massachusetts, 1967.
- [41] Körting, Strahlapparate, Selbstverlegt, Hannover-Linden, 1952.
- [42] Von Karman, T.: "Theoretical Remarks on Thrust Augmentation", Reissner Anniversary Volume, Contributions to Applied Mechanics, 1949.
- [43] Heiser, W. H.: "Ejector Thrust Augmentation", Journal of Propulsion and Power Vol. 26, Issue 6, pp. 1325-1329, Colorado, 2010.
- [44] Costa, F. P., Whitacker, L. H. L., Bringhamti, C., Tomita, J. T., Campos, G. B., Almeida, L. E. N., Cavalca, D. F.: "An overview of small gas turbine engines", ISABE-2019-24387, Canberra, Australia, 2019.
- [45] Cukurel, B., Kadosh, K.: "Micro-Turbojet to Turbofan Conversion Via Continuously Variable Transmission: Thermodynamic Performance Study", ASME Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, Vol. 139, Paper No. 022603, Technion City, Haifa, Israel, 2017.

- [46] Porter, J. L., Squyers, R. A.: "A Summary/Overview of Ejector Augmentor Theory and Performance Volume 1", Vought Corporation, ATC Report No. R-91100/9CR-47A, Dallas, Texas, 1979.
- [47] Presz Jr., W., Reynolds, G., Hunter C.: "Thrust Augmentation with Mixer/Ejector Systems", 40th AIAA Aerospace Sciences Meeting&Exhibit, Paper No. 2002-0230, Reno, Nevada, 2002.
- [48] Third, A. D.: "The Air Ejector", J. Royal Technical College of Glasgow, Glasgow, 1927.
- [49] Jacobs, E. I., Shoemaker, J. M.: "Tests on Thrust Augmentators for Jet Propulsion", NACA TN 431, Washington, 1932.
- [50] E. Sanger, Raketen-Flugtechnik. Munchen und Berlin: Verlag von R. Oldenbourg, 1933.
- [51] Roy, M.: "Theoretical Investigations on the efficiency and the conditions for the realization of jet engines", France Min de l'Air PST No. 1, NACA TM 1259 (Translation), 1932.
- [52] Porter, J. L., Squyers, R. A.: "A Summary/Overview of Ejector Augmentor Theory and Performance Volume 2 - Bibliography", Vought Corporation, ATC Report No. R-91100/9CR-47A, Dallas, Texas, 1979.
- [53] Keenan, J. H., Neumann, E.P., Lustwerk, F.: "An investigation of ejector design by analysis and experiment", Journal of Applied Mechanics Vol. 17, Issue 3, pp. 299-309, Cambridge, Massachusetts, 1950.
- [54] Nagaraja, K. S., Hammond, D. L., Graetch, J. E.: "One-dimensional analysis of compressible ejector flows applicable to V/STOL aircraft design", AIAA/SAE 9th Propulsion Conference, Paper 73-1184, Las Vegas, Nevada, 1973.
- [55] Quinn, B.: "Wind Tunnel Investigation of the Forces Acting on an Ejector in Flight", Report 70-0141 (AD0721192), Aerospace Research Labs Wright-Patterson AFB, Ohio, 1970.
- [56] Hedges, K. R., Hill, P. G.: "Compressible Flow Ejectors. Part I - Development of a Finite Difference Flow Model", Journal of Fluid Engineering Vol. 96, Issue 3, pp. 272-281, Sheridan Park, Ontario, 1974.
- [57] Campbell, W. C., von Ohain H.: "Thrust Augmentation for V/STOL", Aerospace Research Labs Wright-Patterson AFB, ARL Report No. 67-0065, Ohio, 1967.

- [58] Cheng, D. Y., Wang, P., Chisel, D. M.: "Experimental Study on Optimization Parameters of a Supersonic Jet Ejector Thrust Augmentor", *Journal of Aircraft*, Vol. 10, No. 9, pp. 569-570, Santa Clara, California, 1973.
- [59] Hill, P. G., Marsters, G. F.: "Thrust Augmentor Analysis and Flow Modelling", *Transactions of the Canadian Society for Mechanical Engineering* Vol. 4, Issue 3, pp.121-128, Fredericton, 1977.
- [60] Viets, H.: "Flip-Flop Jet Nozzle", *AIAA Journal* Vol. 13, Issue 10, pp. 1375-1379, Dayton, Ohio, 1975.
- [61] Peschke, W.: "Advanced Ejector Thrust Augmentation Study Mass Entertainment of Axisymmetric and Rectangular Free Jets", Technical Report AFFDL-TR-73-55, Dayton, Ohio, 1973.
- [62] Presz Jr., W., Blinn, R.F., Morin, B.: "Short Efficient Ejector Systems", *AIAA/SAE/ASME/ASEE 23rd Joint Propulsion Conference*, Paper No. 87-1837, San Diego, California, 1987.
- [63] Foa, J. V.: "Energy Transfer Rate In Axial-Flow Crypto-Steady Pressure Exchange", Technical Report TR AE 6102, Rensselaer Polytechnic Institute, Troy, New York, 1961.
- [64] Hohenemser, K. H.: "Preliminary Analysis of a New Type of Thrust Augmenter", *McDonnell Aircraft Corporation Proceedings, 4th U.S. National Congress of Applied Mechanics*, ASME, pp. 1291-1299, 1962.
- [65] Viets, H.: "Development of a Time Dependent Nozzle", *ARL Report 74-01-13*, Aerospace Research Labs Wright-Patterson AFB, Ohio, 1974.
- [66] Curtet, R. M., Girard, J. P.: "Visualizatlon of a Pulsating Jet", *ASME Symposium on Fluid mechanics of Mixing* , 1973.
- [67] Huang, K. P.: "An investigation of the thrust augmentation characteristics of jet ejectors", *United States AVLABS Technical Report 67-8*, Fort Eustis, Virginia, 1967.
- [68] Rabeneck, G.L., Shumpert, P. K., Sutton, J.F.: "Steady Flow Ejector Research Program", *Lockheed Aircraft Corp. Marietta GA, Progress Report AD0251179*, 1960.
- [69] Thronson, L. W.: "Compound Ejector Thrust Augmenter Development", *Turbo Expo: Power for Land, Sea and Air*, Paper No. 73-GT-67, Columbus, Ohio, 1973.
- [70] Garland, D. B.: "Static Testing of Large-Scale Augmentor-Wing Models", *The de Havilland Aircraft of Canada Ltd., Report*, Toronto, Canada, 1975.

- [71] Mehus, T.: "An Experimental Investigation into the Shape of Thrust Augmenting Surfaces in Conjunction with Coanda-Deflected Jet Sheets, Part II", UTIAS Technical Note, No. 79, Toronto, Canada, 1965.
- [72] Quinn, B.: "Experiments with Hypermixing Nozzles in an Area Ratio 23 Ejector", Final Report ARL 72-0084 (AD 752207), Aerospace Research Labs Wright-Patterson AFB, Ohio, 1972.
- [73] Bevilaqua, P. M.: "Evaluation of Hypermixing for Thrust Augmenting Ejectors", Journal of Aircraft, Vol. 11, No. 6, pp. 348-354, Ohio, 1974.
- [74] Kozlowski, H., Kraft, G.: "Experimental Evaluation of Exhaust Mixer for an Energy Efficient Engine", AIAA/SAE/ASME 16th Joint Propulsion Conference, Paper No. 80-1088, Hartford, Connecticut, 1980.
- [75] Kozlowski, H., Larkin, M.: "Energy Efficient Engine Exhaust Mixer Model Technology Report.", NASA-CR-165459, Cleveland, Ohio, 1981.
- [76] Werle, M.J., Vatsa, V.H.: "Turbofan forced mixer-nozzle internal flowfield. Volume 2: Computational fluid dynamic predictions", Final Report NASA-CR-3493, Cleveland, Ohio, 1981.
- [77] Presz Jr., W, Gousy, R., Morin, B.: "Forced Mixer Lobes in Ejector Designs", AIAA/ASME/SAE/ASEE 22nd Joint Propulsion Conference, Paper 86-1614, Huntsville, Alabama, 1986.
- [78] Rabeneck, G. L., Shumpert, P. K., Sutton, J. F.: "Steady flow ejector research program", USA Lockheed Rept. ER-4708, ASTIA AD 251, 179, 1960.
- [79] Armstrong, R. S.: "Experimental Analysis for Low Area Ratio and Short Length Ejectors", Document No. D6-7928, Boeing Airplane Co., 1961.
- [80] Quinn, B.: "Ejector Performance at High Temperatures and Pressures", Journal of Aircraft Vol. 13, Issue 12, pp. 948-954, Ohio, 1976.
- [81] Kotwal, D. C., Reddy, Y. R., Subir, K.: "Mixing of Two Concentric Jets", ASCE Journal of the Hydraulics Division Vol. 94, Issue 2, 1968.
- [82] Spencer, B. W., Jones, B. G.: "Statistical Investigation of Pressure and Velocity Fields in the Turbulent Two-Stream Mixing Layer", AIAA 4th Fluid and Plasma Dynamics Conference, Paper No. 71-613, Palo Alto, California, 1971.
- [83] Quinn, B.: "The Decay of Highly Skewed Flows in Ducts", Journal of Engineering for Gas Turbines and Power Vol. 97, Issue 1, pp. 85-92, 1975.

- [84] Chriss, D. E., Harsha, P. T.: "Experimental and Analytical Investigation of Near-Field Coaxial Mixing", AIAA 7th Fluid and Plasma Dynamics Conference, Paper No. 74-595, Palo Alto, California, 1974.
- [85] Duvvuri, T., Raghunath, B., Park, J.: "Theoretical Study of Turbulent Mixing in Inclined Ducted Jets", Duvvuri Research Associates ARL TR 75-0223, Chula Vista, California, 1975.
- [86] Keenan, J. H., Neumann, E. P.: "A simple air ejector", Journal of Applied Mechanics Vol. 9, Issue 2, pp. A-(75-81), 1942.
- [87] Hasinger, S. H., Fretter, E. F.: "Comparison of Experiment and Analysis for a High Primary Mach Number Ejector", Technical Report AFFDL-TR-77-38, Aerospace Research Labs Wright-Patterson AFB, Ohio, 1977.
- [88] Hasinger, S. H.: "Ejector Optimization", Technical Report AFFDL-TR-78-23, Aerospace Research Labs Wright-Patterson AFB, Ohio, 1978.
- [89] Spiegelberg, C. H.: "Summary Report - Annular Nozzle Ejector Contract Nonr 2840(00)", Hiller Aircraft Corporation, Advanced Research Division, Report No. 243, 1959.
- [90] Gates, M. F., Cochran, C. L.: "Evaluation of Annular Nozzle Ejector", Report No. ARD-2B0, Hiller Aircraft Corporation, Palo Alto, California, 1960.
- [91] Morrisson, R.: "Jet Ejectors and Augmentation", NACA ACR-37, United Aircraft Corporation, Research Division, East Hartford, Connecticut, 1942.
- [92] Drummond, A. M., Gould, D. G.: "Experimental thrust augmentation of a variable geometry, two-dimensional central nozzle ejector", National Research Council Aeronautical Report LR 328; NRC No. 6708, Canadian Aeronautical Journal Vol. 8, Issue 8, pp. 223-224, Canada, 1962.
- [93] McClintock, F. A., Hood, J. H.: "Aircraft Ejector Performance", Journal of the Aeronautical Sciences Vol. 13, Issue 11, pp. 559-568, 1946.
- [94] Presz Jr., W., Reynolds, G., McCormick, D.: "Thrust Augmentation Using Mixer-Ejector-Diffuser Systems" 32nd Aerospace Sciences Meeting&Exhibit, Paper No. 94-0020, Reno, Nevada, 1994.
- [95] Quinn, B.: "Interactions Between Screech Tones and Ejector Performance", Journal Aircraft, Vol. 14, No. 5, Ohio, 1977.
- [96] Bevilacqua, P. M., Toms, H. L., Jr.: "A Comparison Test of the Hypermixing Nozzle", Aerospace Research Labs Wright-Patterson AFB, AD0778448, Ohio, 1974.

- [97] Salter, G. T.: "Mass Entrainment by Hypermixing Jets", ARL 75-0132, 1975.
- [98] Binder, G., Favre-Mariner, M.: "Mixing Improvement in Pulsating Turbulent Jets", ASME Symposium on Fluid Mechanics of Mixing, 1973.
- [99] Crow, S. C., Champagne, F. H.: "Orderly Structure in Jet Turbulence", Journal of Fluid Mechanics, Vol. 48, Issue 3, pp. 547-591, 1971.
- [100] Brown, G. L., Roshko, A.: "The Effect of Density Difference on the Turbulent Mixing Layer", AGARD Conference Proceedings No. 93, pp. 23-(1-12), Pasadenz, California, 1971.
- [101] Jones, C. N.: "The Effect of Secondary Flow Velocity Profile on the Static Performance of Low Speed Ejector Thrust Augmenters", The Aeronautical Journal Vol. 79, Issue 779, pp. 510-517, 1975.
- [102] A. H. Shapiro, The Dynamics and Thermodynamics of Compressible Fluid Flow, New York: Rohald Press Co., 1954.
- [103] Quinn, B.: "Compact Ejector-Thrust Augmentation", Journal of Aircraft Vol. 10, Issue 8, pp. 481-486, Ohio, 1973.
- [104] Gates, M. F., Fairbanks, J. W.: "Summary Report - Phase III Program. Annular Nozzle Ejector", Report No. ARD-300, Hiller Aircraft Corporation, Palo Alto, California, 1961.
- [105] Fancher, R. B.: "A compact thrust augmenting ejector experiment", Aerospace Research Labs Wright-Patterson AFB, AD0713634, Ohio, 1970.
- [106] Seiler, M. R.: "An Investigation of Corner Separation within a Thrust Augmenter Having Coanda Jets", Final Report NADC 76153-30 (ADA052131), Warminster, Pennsylvania, 1977.
- [107] Seiler, M. R., Schum, E. F.: "An Analytical and Experimental Investigation of Diffusers for VSTOL Thrust Augmenting Ejectors", Journal of Aircraft Vol. 16, Issue 10, pp. 643-644, 1978.
- [108] Haight, C. H., O'Donnell, R. M.: "Experimental Mating of Trapped Vortex Diffusers with Large Area Ratio Thrust Augmentors", ARL 74-0115, Dallas, Texas, 1974.
- [109] O'Donnell, R. M., Squyers, R. A.: "V/STOL Ejector Short Diffuser Study", Vought Corporation, Final Report ADA042319, Dallas, Texas, 1976.
- [110] Stull, F. D., Velkoff, H. R.: "Effects of Transverse Ribs on Pressure Recovery in Two Dimensional Subsonic Diffusers", AIAA/SAE 8th Joint Propulsion Specialist Conference, Paper No. 72-1141, New Orleans, Louisiana, 1972.

- [111] Stull, F. D., Curran, E. T., Velkoff, H. R.: "Investigation of Two-Dimensional Cavity Diffusers", AIAA 6th Fluid and Plasma Dynamics Conference, Paper No. 73-685, Palm Springs, California, 1973.
- [112] Brown, A. C., Nawrocki, H. F., Paley, P. N.: "Subsonic Diffusers Designed Integrally with Vortex Generators", Journal of Aircraft, Vol. 5, No. 3, pp. 221-229, Burbank, California, 1968.
- [113] Strieff, H. G., Ashby, R., Krishnamoorthy, V.: "A Two-Dimensional Test of a Single Bay Cold Thrust Augmentation Ejector Wing", Final Report AFFDL-TR-74-4, Buffalo, New York, 1974.
- [114] Strieff, H. G., Henderson, C.: "Ejector Thrust Augmentation for STOL Aircraft Applications", AIAA/SAE 10th Propulsion Conference, Paper 74-1192, San Diego, California, 1974.
- [115] K. Hünecke, Jet Engines. Fundamentals of Theory Design and Operation, Shrewsbury: Motorbooks International, 1997.
- [116] Jordan, L. R., Auble, C. M.: "Development of the Suppressor and Thrust Brake for the DC-8 Airplane", SAE Transactions Vol. 67, pp. 524-531, Los Angeles, California, 1959.
- [117] North, W. J., Coles, W. D.: "Effect of Exhaust-Nozzle Ejectors on Turbojet Noise Generation", NACA TN 3573, Cleveland, Ohio, 1955.
- [118] Ciepluch, C. C., North, W. J., Coles, W. D., Anti, R. J.: "Acoustic, Thrust and Drag Characteristics of Several Full-Scale Noise Suppressors for Turbojet Engines", NACA TN 4261, Cleveland, Ohio, 1958.
- [119] McPike, A. L.: "The Generation and Suppression of Aircraft Noise", SAE Transactions Vol. 80, Issue 2, pp. 1290-1294, 1971.
- [120] W. Presz, G. Reynolds, Alternating Lobed Mixer/Ejector Concept Suppressor, ALMEC Suppressor, United States Patent 5.884.472, 1999.
- [121] Presz Jr., W.: "Mixer/Ejector Noise Suppressors", AIAA 27th Joint Propulsion Conference, Paper No. 91-2243, Sacramento, California, 1991.
- [122] Nicholson, R., Lowry, R. B.: "XV-4A VTOL Research Aircraft Program Summary Report", USAAVLABS Technical Report 66-45, U.S. Army Aviation Materiel Laboratories, Fort Eustis, VA, 1966.
- [123] Lopez, A. E.: "Ejector Thrust Augmentor Workshop Proceedings", NASA-Ames Research Center, Moffett Field, California, 1978.

- [124] Ashleman, R. H., Skavdahl, H.: "The Development of an Augmentor Wing Jet STOL Research Airplane (Modified C-8A) Vol. I - Summary", NASA CR-114503, Seattle, Washington, 1972.
- [125] Shan Y., Zhang J., Huang G.: "Experimental and Numerical Studies on Lobed Ejector Exhaust System for Micro Turbojet Engine", Engineering Applications of Computational Fluid Mechanics Vol. 5, Issue 1, pp. 141-148, Nanjing, China, 2014.
- [126] R. Schmidt: "Konstruktion und Erprobung eines Ejektor-Düsenkonzepts für kleine Schubtriebwerke", Unpubliziertes Dokument, Technische Universität München, Lehrstuhl für Flugantriebe, München, 2014.
- [127] D. A. Hoffman: "Experimental Investigation of Turbojet Thrust Augmentation using an Ejector", Air Force Institute of Technology, Master's Thesis, Wright-Patterson Air Force Base, Ohio, 2007.
- [128] G. L. Hackaday: "Thrust Augmentation for a small Turbojet Engine", Naval Postgraduate School, Master's Thesis, Monterey, California, 1999.
- [129] D. Riedeberger: "Design, Implementation and Evaluation of a passive Thrust Augmentation Device for the SR-30 Turbojetengine", The Ohio State University, Department of Aerospace Engineerin, Columbus, Ohio, 2010.
- [130] Schmidt, R., Hupfer, A.: "Design and numerical simulation of ejector nozzles for very small turbojet engines", CEAS Aeronautical Journal Vol. 12, Issue 4, pp. 923–940, 2021.
- [131] S. A. Skebe, D. C. McCormick, W. M. Presz: "Parameter effects on mixer-ejector pumping performance", AIAA 26th Aerospace Sciences Meeting, Reno, 1988.
- [132] Presz Jr., W., Werle, M.: "Multi-Stage Mixer/Ejector Systems", 38th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit, Paper No. 2002-4064, Indianapolis, Indiana, 2002.
- [133] W. Kümmel, Technische Strömungsmechanik. Theorie und Praxis, 3., überarbeitete und ergänzte Auflage, Wiesbaden: B.G. Teubner Verlag/GWV Fachverlage GmbH, 2007.
- [134] G. S. Settles, Schlieren and Shadowgraph Techniques. Visualizing Phenomena in Transparent Media, Berlin: Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York, 2001.
- [135] W. Georgi, E. Metin, Einführung in LabVIEW., 5. überarbeitete und erweiterte Auflage Hrsg., München: Carl Hanser Verlag GmbH & Co. KG, 2012.

- [136] A. Kaps: "Erstellung, Implementierung und Evaluation einer Messdatenerfassung an einem Kleingasturbinen-Prüfstand", Unpubliziertes Dokument, Lehrstuhl für Turbomaschinen und Flugantriebe, Technische Universität München, 2017.
- [137] F. Zach: "Auslegung und Inbetriebnahme eines Messsystems für Mehrlochsonden", Unpubliziertes Dokument, Lehrstuhl für Turbomaschinen und Flugantriebe, Fakultät für Maschinenwesen, Technische Universität München, 2019.
- [138] Schmidt, R., Hupfer, A.: "Untersuchungen zu Ejektordüsen an kleinen Fluggasturbinen", Deutscher Luft- und Raumfahrtkongress 2018, Friedrichshafen, Deutschland, 2018.
- [139] Schmidt, R., Hupfer, A., Gümmer, V.: "Thrust augmentation for very small jet engines using a mixer-ejector-system", 24th ISABE Conference 2019, Canberra, Australia, 2019.
- [140] Hirndorf, D., Kügler, M.E., Heidenfelder, J., Hupfer, A.: "Numerical investigation of performance parameters of very small jet engine Combustors", The 24th International Symposium on Transport Phenomena, Yamaguchi, Japan, 2013.
- [141] Thirumurthy, D., Blaisdell, G., Lyrintzis, A., Sullivan, J.: "Preliminary design and computational analysis of an ejector nozzle with chevrons", 49th AIAA Aerospace Sciences Meeting, Orlando, Florida, 2011.
- [142] J. H. Ferziger, M. Perić, R. L. Street, Numerische Strömungstechnik., 2. aktualisierte Auflage, Berlin: Springer Vieweg, 2020.
- [143] Rahn, D., Hupfer, A.: "Numerische Untersuchung zur Düsenströmung von kleinen Strahltriebwerken", TU München, Ergebnisbericht LFA-2015-020, 2015.
- [144] J. Hilsenrath, C. Beckett, W. Benedict, L. Fano, H. Hoge, J. Masi, R. Nuttall, Y. Toulaukian, H. Woolley, Tables of thermodynamic and transport properties of air, argon, carbon dioxide, carbon monoxide, hydrogen, nitrogen, oxygen and steam, Michigan: Pergamo Press LTD, 1961.
- [145] ANSYS Inc., ANSYS CFX 14.5 - Modelling guide, 2012.
- [146] Schmidt, R., Hupfer, A., Gümmer, V.: "Experimental and numerical investigation of mixer ejector nozzles for small turbojet engines", 25th ISABE Conference 2022, Ottawa, Canada, 2022.
- [147] McBride, B., Zehe, M., Gordon, S.: "NASA Glenn Coefficients for Calculating Thermodynamic Properties of Individual Species", NASA/TP-2002-211556, Glenn Research Center, Cleveland, Ohio, 2002.

- [148] S. Rönsch, Anlagenbilanzierung in der Energietechnik. Grundlagen, Gleichungen und Modelle für die Ingenieurpraxis, Wiesbaden:Springer Vieweg, Deutschland, 2015.
- [149] Coles, W., Mihalow, J., Callaghan, E.: "Turbojet Engine Noise Reduction with Mixing Nozzle-ejector Combinations", NACA TN 4317, Langley Field, Virginia, 1958.
- [150] Schmidt, R., Wellhäuser, F., Hupfer, A.: "Untersuchung der Lärmemission eines kleinen Turbojet Triebwerks mit unterschiedlichen Düsentypen", Deutscher Luft- und Raumfahrtkongress 2021, Bremen, Deutschland, 2021.

Abbildungsverzeichnis

Abbildung 1.1: Verfügbare Triebwerke nach Anwendung kategorisiert (modifiziert von Quelle: [22])	7
Abbildung 2.1: Aufbau kleines Turbojet-Triebwerk	9
Abbildung 2.2: TSFC, Gesamtdruckverhältnis und Kosten Euro/N abhängig der Schubklasse Stand 2022 (Herstellerangaben)	10
Abbildung 2.3: Idealer und realer Prozess eines kleinen Turbojet-Triebwerks	11
Abbildung 2.4: Integrationsarten: Gondel als Heimkehrhilfe am Segelflugzeug (Quelle: [31]) und Rumpfindegration beim DLR Projekt Sagitta (Quelle [32]).....	17
Abbildung 2.5: Erhöhung des Verdichterdruckverhältnisses $\Pi_{12 \rightarrow 13}$ und der Turbineneintrittstemperatur T_{14} ohne Verbesserung der Komponentenwirkungsgrade (modifiziert von Quelle: [26])	19
Abbildung 3.1: Modifikation des idealen Kreisprozesses des Turbojet-Triebwerks mit einem Nachbrenner	22
Abbildung 3.2: Synthetisches Schubkennfeld eines Turbojet-Triebwerks (Quelle: [35])	24
Abbildung 3.3: Schubverstärkung, Massenstrom und Verdichterdruckverhältnis bei steigender Wassereinspritzungsrate am Verdichtereintritt, Sealevel und Flugmachzahl 0 (aufbereitet von Quelle: [36])	26
Abbildung 3.4: Schubverstärkung, Massenstrom und Verdichterdruckverhältnis bei steigender Wassereinspritzungsrate in die Brennkammer, Sealevel und Flugmachzahl 0 (aufbereitet von Quelle: [36])	27
Abbildung 3.5: Wirkung der Wassereinspritzung bei steigender Flugmachzahl (aufbereitet von Quelle: [36])	29
Abbildung 3.6: Nebenstrom über Turbokompressor (aufbereitet von Quelle: [40]).....	31
Abbildung 3.7: Prinzipskizze der Funktion einer Ejektordüse	32
Abbildung 3.8: Spezifischer Verbrauch und spez. Schub bei kleinen Schubtriebwerken (Quelle: Herstellerangaben, [21] und [44])	34
Abbildung 4.1: Verhältnis zwischen kinetischer und potentieller Energie bei Strahlexpansion (aufbereitet von Quelle: [46]).....	40
Abbildung 4.2: Thermodynamischer Vorgang der Ejektordüse am 200-N-Triebwerk.....	41
Abbildung 4.3: Kontrollvolumen zur Herleitung der Schubverstärkung durch die Ejektordüse.....	44
Abbildung 4.4: Analytische Schubverstärkung Φ abhängig vom Flächenverhältnis α	46

Abbildung 4.5: Einfluss Düsendruckverhältnis und Primärdüse auf Schubverstärkung (modifiziert von Quelle: [46])	53
Abbildung 4.6: Auswirkung des Diffusorflächenverhältnis auf die Schubverstärkung (modifiziert von Quelle: [46])	58
Abbildung 5.1: Konstruktive Randbedingungen anderer Triebwerke	67
Abbildung 5.2: Konstruktionsparameter der Ejektordüse	68
Abbildung 5.3: Vorauslegung des Längsverlaufs der Blüte.....	69
Abbildung 5.4: Optimierter Längsverlauf der Blüte	70
Abbildung 5.5: Konturtypen Austrittsquerschnitt für blütenförmige Primärdüsen	71
Abbildung 5.6: Geometrische Parameter der Blütenform (Quelle: [130]).....	72
Abbildung 5.7: Verlauf der Querschnittsfläche und Ausbildung der Blütenkontur	74
Abbildung 5.8: Strömungsdomäne (l) und Düsenhülle (r) aus LMN-Generator-Programm.....	76
Abbildung 6.1: Messstellen am 200-N-Triebwerk	81
Abbildung 6.2: Struktur des GTP-500 Prüfstands	87
Abbildung 6.3: Brennstoffsystem am GTP-500.....	88
Abbildung 6.4: Triebwerksaufhängung und Schubmesseinrichtung	89
Abbildung 6.5: Messtechnikschubblade.....	90
Abbildung 6.6: Änderung der Schaltung der Leistungselektronik des Triebwerks	92
Abbildung 6.7: Kalibrierung für Schubkraftmessung.....	94
Abbildung 6.8: Kalibrierzertifikat Coriolis-Massenstrommesser	96
Abbildung 6.9: Abhängigkeit des Recovery-Faktors von Geometrie und Strömungsmachzahl [133].....	99
Abbildung 6.10: Schrittweite vs. Sondenarme vs. Messzeit.....	103
Abbildung 6.11: Ringmesssystem mit vier Sondenarmen.....	104
Abbildung 6.12: Justierschablonen zur Ausrichtung der Thermoelemente und Pitotröhrchen	105
Abbildung 6.13: Aufbau der Schlierenoptik am GTP-500.....	106
Abbildung 7.1: Testzyklus für Triebwerksvermessung.....	111
Abbildung 7.2: Auswertungspositionen der Ejektordüse ohne und mit Diffusor.....	114
Abbildung 7.3: Unterteilung der Querschnittsfläche zur Berechnung des Mischgrads	115
Abbildung 7.4: Gerade Schubdüsen SN für 200N-Triebwerk.....	116
Abbildung 7.5: Reproduzierbarkeit der Betriebspunkte des Triebwerks.....	117
Abbildung 7.6: Zeitabhängige Abweichung der Leistungsmesswerte	118
Abbildung 7.7: Position der Sonden und Auswertungsebenen bei der Vermessung der SN	121

Abbildung 7.8: Analyse der Temperaturverteilung in der Düsenströmung der SN....	122
Abbildung 7.9: Temperaturdrift am Thermoelement bei Überlappung	125
Abbildung 7.10: Analyse der Geschwindigkeitsverteilung in der Düsenströmung der SN	126
Abbildung 7.11: Brennkammer des 200-N-Triebwerks	129
Abbildung 7.12: Chevrontüse CVN (links), blütenförmige Primärdüsen LMN (Mitte) und LMN-Sc (rechts)	130
Abbildung 7.13: Reproduzierbarkeit der Betriebspunkte des Triebwerks mit verschiedenen Düsen.....	132
Abbildung 7.14: Position der Sonden und Auswertungsebenen bei der Vermessung der CVN.....	134
Abbildung 7.15: Analyse der Temperaturverteilung in der Düsenströmung der CVN .	135
Abbildung 7.16: Analyse der Geschwindigkeitsverteilung in der Düsenströmung der CVN	138
Abbildung 7.17: Position der Sonden und Auswertungsebenen bei der Vermessung der LMN.....	139
Abbildung 7.18: Analyse der Temperaturverteilung in der Düsenströmung der LMN .	140
Abbildung 7.19: Analyse der Geschwindigkeitsverteilung in der Düsenströmung der LMN	142
Abbildung 7.20: Position der Sonden und Auswertungsebenen bei der Vermessung der LMN-Sc	143
Abbildung 7.21: Analyse der Temperaturverteilung in der Düsenströmung der LMN-Sc.....	145
Abbildung 7.22: Analyse der Geschwindigkeitsverteilung in der Düsenströmung der LMN-Sc.....	147
Abbildung 7.23: Ejektordüsenkonfigurationen für experimentelle Untersuchung	149
Abbildung 7.24: Reproduzierbarkeit der Betriebslinie des Verdichters mit Ejektordüse.....	152
Abbildung 7.25: Temperatur- und Geschwindigkeitsprofile EJ8610-SN ohne und mit Diffusor	154
Abbildung 7.26: Temperatur- und Geschwindigkeitsprofile EJ8610-CVN ohne und mit Diffusor	156
Abbildung 7.27: Temperatur- und Geschwindigkeitsprofile EJ8610-LMN ohne und mit Diffusor	158
Abbildung 7.28: Temperatur- und Geschwindigkeitsprofile EJ8610-LMN-Sc ohne und mit Diffusor	160
Abbildung 8.1: Randbedingungen des vereinfachten Strömungsgebiets.....	168
Abbildung 8.2: Randbedingungen des erweiterten Strömungsgebiets mit Triebwerk.....	169

Abbildung 8.3: Untersuchung des Einflusses der Zellgröße auf die numerischen Ergebnisparameter Schub und Düsendruckverhältnis..... 170

Abbildung 8.4: Vergleich der Nahfelder, experimentelle vs. numerische Totaltemperaturprofile..... 173

Abbildung 8.5: Temperatur und dynamischer Druck im Fernfeld der Standarddüse SN..... 176

Abbildung 8.6: Temperatur und dynamischer Druck im Fernfeld der Standarddüse CVN..... 178

Abbildung 8.7: Temperatur und dynamischer Druck im Fernfeld der LMN 179

Abbildung 8.8: Temperatur und dynamischer Druck im Fernfeld der LMN-Sc 181

Abbildung 8.9: Auswertungsebenen in der Messung und Simulation 184

Abbildung 8.10: Radiale Verteilung der Strömungsgeschwindigkeit im Fernfeld auf der Mittellinie (mid) durch Variation des Cutback-Winkels..... 185

Abbildung 8.11: Radiale Verteilung auf der Mittellinie (mid) und Umfangsverteilung auf Radius r_m der Strömungsgeschwindigkeit im Fernfeld durch Variation der Anzahl der Blüten 186

Abbildung 8.12: Mischungsgrad $\beta_{\text{Mix,HD}}$ in Abhängigkeit von der Anzahl der Blüten ... 186

Abbildung 8.13: Radiale Verteilung auf der Mittellinie (mid) und Umfangsverteilung auf Radius r_m der Strömungsgeschwindigkeit im Fernfeld durch Variation Blütenflankenwinkel..... 187

Abbildung 8.14: Radiale Verteilung auf der Mittellinie (mid) und Umfangsverteilung der Strömungsgeschwindigkeit im Fernfeld durch konturierten Innenkonus 188

Abbildung 8.15: Radiale Verteilung auf der Mittellinie (mid) und Umfangsverteilung auf Radius r_m der Strömungsgeschwindigkeit im Fernfeld durch Variation Spaltverhältnis Innenkonus..... 189

Abbildung 8.16: Simulationsgeometrie der Ejektordüse 192

Abbildung 8.17: Ergebnisparameter Schubverstärkung und SMR in Abhängigkeit der Zellgröße..... 193

Abbildung 8.18: Temperatur und dynamischer Druck am Austritt Ejektordüse mit Standarddüse SN 199

Abbildung 8.19: Strömungsgeschwindigkeit Einlauf Ejektordüse mit der SN..... 201

Abbildung 8.20: Temperatur und dynamischer Druck am Austritt Ejektordüse mit Chevrongdüse CVN..... 202

Abbildung 8.21: Strömungsgeschwindigkeit Einlauf Ejektordüse mit der CVN 204

Abbildung 8.22: Temperatur und dynamischer Druck am Austritt Ejektordüse mit blütenförmiger Primärdüse LMN 205

Abbildung 8.23: Strömungsgeschwindigkeit Einlauf Ejektordüse mit der LMN 207

Abbildung 8.24: Temperatur und dynamischer Druck am Austritt Ejektordüse mit blütenförmiger Primärdüse LMN-Sc..... 208

Abbildung 8.25: Strömungsgeschwindigkeit Einlauf Ejektordüse mit der LMN-Sc.....	210
Abbildung 8.26: Einfluss des Flächenverhältnisses α auf Φ , SMR und $\beta_{\text{Mix,HD}}$	214
Abbildung 8.27: Einfluss des L/D-Verhältnisses auf Φ , SMR und $\beta_{\text{Mix,HD}}$	215
Abbildung 8.28: Einfluss des X/D-Verhältnisses auf Φ , SMR und $\beta_{\text{Mix,HD}}$	216
Abbildung 8.29: Einfluss von ϕ_{Dif} auf Φ , SMR und $\beta_{\text{Mix,HD}}$	218
Abbildung 8.30: Austritt Diffusor mit $\phi_{\text{Dif}} = 10^\circ$ und unterschiedlicher Anzahl Blüten der Primärdüse	218
Abbildung 8.31: Einfluss von $A_{\text{Dif}}/A_{\text{M}}$ auf Φ , SMR und $\beta_{\text{Mix,HD}}$	219
Abbildung 8.32: Wechselwirkung zwischen Diffusorflächenverhältnis $A_{\text{Dif}}/A_{\text{M}}$ und Einlaufverhältnis $A_{\text{In}}/A_{\text{s}}$ auf Φ , SMR und $\beta_{\text{Mix,HD}}$	220
Abbildung 8.33: Varianten der blütenförmigen Primärdüse LMN82T5010.....	223
Abbildung 8.34: Optimierung des L/D-Verhältnisses und des Diffusorhalböffnungswinkel ϕ_{Dif} zur Maximierung der Schubverstärkung Φ	225
Abbildung 9.1: Frequenzspektrum blütenförmige Primärdüse LMN-Sc vs. SN an den Positionen 25° vorne und 155° hinten (modifiziert von [150])	227
Abbildung 9.2: Spektrum blütenförmige Primärdüse mit Ejektordüse EJ-LMN-Sc an Position 155° hinten ohne und mit A-Filterung (modifiziert von [150])	228
Abbildung 9.3: Gondelintegration mit Ejektordüse am untersuchten Triebwerk.....	230
Abbildung 9.4: Wärmebild der Gondelintegration mit Ejektordüse am 200N-Triebwerk	231

Tabellenverzeichnis

Tabelle 1.1: Entwicklung des UAVs zur Erweiterung der Sichtreichweite.....	1
Tabelle 1.2: Entwicklung des UAVs für Aufgabenprofile von bemannten Systemen	3
Tabelle 2.1: Potentielle Verbesserung bei aktuellen kleinen Turbojet-Triebwerken....	18
Tabelle 3.1: Bewertung der Konzepte für kleine Schubtriebwerke.....	37
Tabelle 4.1: Vergleich Ejektordüsen an kleinen Turbojet-Triebwerken	63
Tabelle 5.1: Gültigkeitsparameter für die Blütenkontur	73
Tabelle 6.1: Messstellen, Bezeichnung und zu erwartender Wertebereich	82
Tabelle 6.2: Modulbelegung cRIO-9035 am GTP-500.....	93
Tabelle 7.1: Temperaturwerte zur Analyse der Düsenströmung im Nahfeld der SN.	122
Tabelle 7.2: Temperaturwerte zur Analyse der Düsenströmung im Fernfeld der SN.....	123
Tabelle 7.3: Geschwindigkeitswerte zur Analyse der Düsenströmung der SN	126
Tabelle 7.4: Abweichungen zu Referenz bei der Versuchsreihe zu verschiedenen Düsen	133
Tabelle 7.5: Temperaturwerte zur Analyse der Düsenströmung im Nahfeld der CVN	135
Tabelle 7.6: Temperaturwerte zur Analyse der Düsenströmung im Fernfeld der CVN	136
Tabelle 7.7: Geschwindigkeitswerte zur Analyse der Düsenströmung der CVN.....	137
Tabelle 7.8: Temperaturwerte zur Analyse der Düsenströmung im Nahfeld der LMN	140
Tabelle 7.9: Temperaturwerte zur Analyse der Düsenströmung im Fernfeld der LMN	141
Tabelle 7.10: Geschwindigkeitswerte zur Analyse der Düsenströmung der LMN.....	142
Tabelle 7.11: Temperaturwerte zur Analyse der Düsenströmung im Nahfeld der LMN-Sc.....	144
Tabelle 7.12: Temperaturwerte zur Analyse der Düsenströmung im Fernfeld der LMN-Sc.....	145
Tabelle 7.13: Geschwindigkeitswerte zur Analyse der Düsenströmung der LMN-Sc .	146
Tabelle 7.14: Schubverstärkung und spez. Verbrauch der Ejektordüsenkonfigurationen	150
Tabelle 8.1: Ergebnisse des vereinfachten und des erweiterten Strömungsgebiets.	169
Tabelle 8.2: Vergleich Ergebnisse aus Simulation und experimenteller Vermessung.....	171

Tabellenverzeichnis

Tabelle 8.3: Konstruktionsparameter zur Untersuchung blütenförmiger Primärdüsen	183
Tabelle 8.4: Auswertung Ejektordüsen Experiment vs. Simulation	195
Tabelle 8.5: Variationsparameter Ejektordüse	213
Tabelle 8.6: Leistungsdaten der modifizierten blütenförmigen Primärdüsen.....	224

Diese Forschungsarbeit untersucht innovative Konzepte zur Schubverstärkung kleiner Turbojet-Triebwerke für unbemannte Luftfahrzeuge (UAVs). Im Fokus steht die Entwicklung einer Ejektordüse. Diese erzeugt nach dem Prinzip der Strahlpumpe ohne bewegliche Teile über die viskosen Kräfte zwischen der Abgasströmung und der Umgebungsluft einen sekundären Massenstrom. Die experimentelle und numerische Untersuchung zeigt, dass der Schub um bis zu 20% gesteigert und der spezifische Verbrauch gesenkt werden kann. Des Weiteren wird die Integration in das Luftfahrzeug durch die kühlende und abschirmende Wirkung der Ejektordüse erleichtert. Diese Technologie ermöglicht die Reichweiten und Einsatzzeiten von UAVs zu steigern. Die Ergebnisse bieten neue Impulse für die Weiterentwicklung von schnellfliegenden UAV für zeitkritische Missionen.