



MASTERARBEIT

Strömungsmechanische Untersuchung von flächenvariablen Mischsystemen im Triebwerk

Fakultät für Maschinenbau
der Ruhr-Universität Bochum

vorgelegt von

Lena Kneiphof

Matr.-Nr.: 108021118515

Studiengang: Maschinenbau

Studienschwerpunkt: Strömungsmaschinen

Hochschullehrerin: Prof. Dr. Francesca di Mare

Betreuer: Dr.-Ing. David Engelmann

eingereicht: 9. November 2023



Abschlussarbeit am Institut für Antriebstechnik des DLR zum Thema:

Strömungsmechanische Untersuchung von flächenvariablen Mischsystemen im Triebwerk

Hintergrund:

Triebwerke mit variablem Kreisprozess (variable cycle engine – VCE) besitzen die Fähigkeit das Betriebsverhalten an die veränderlichen Umgebungsbedingungen anzupassen. Dies verspricht deutliche operative Vorteile, wie beispielsweise Schubsteigerungen oder Treibstoffeinsparungen gegenüber konventionellen Triebwerken. Ermöglicht wird diese Fähigkeit durch den Einsatz variabler Geometrien im Strömungspfad des Triebwerks. Ein wichtiges Element davon stellen variable Mischsysteme dar, die eine angepasste und effiziente Mischung von mehreren Triebwerksströmen ermöglicht. Von besonders großem Interesse sind Mischsysteme die mehrere Nebenströme zusammenführen, da durch deren Einsatz eine separate Führung der Nebenströme und ein damit verbundenes höheres Triebwerksgewicht vermieden werden kann. Diese Mischung ist jedoch nur in gewissen Grenzen realisierbar. Zur Reduzierung dieser Einschränkungen kann das Mischsystem variabel ausgeführt werden. Dabei werden die Flächen in der Mischebene je nach Strömungsrandbedingung angepasst.

Eine mögliche Position für so ein variables Mischsystem ist zwischen den Nebenstromkanälen von Niederdruckverdichter und Mitteldruckverdichter im VCE-Konzept „Core-Driven-Fan Engine“. Die strömungsmechanische Charakteristik dieser Mischung ist dabei von besonderem Interesse, da diese für die umliegenden Verdichter und darüber hinaus für das Gesamtsystem Triebwerk großen Einfluss hat.

Ziele der Arbeit:

- Untersuchung der Mischungsvorgänge zweier Ströme hinsichtlich Druckverlust, Mischungslänge und Turbulenzen
- Vergleich der Simulationsergebnisse mit den zur Verfügung gestellten Daten aus der Triebwerksleistungsrechnung und eine ggf. Ableitung eines Gültigkeitsbereichs
- Erstellung einer Mischungscharakteristik/Mischungskennfeld für unterschiedliche Randbedingungen und Geometrieparameter
- Untersuchung von unerwünschten Strömungsphänomenen

Arbeitsschritte:

- Durchführung einer Literaturstudie zur Simulation von Mischungsvorgängen
- Einarbeitung in Strömungssimulationssoftware TRACE
- Erstellung erster Simulationen mit vereinfachten Randbedingungen
- Vergleich der Ergebnisse aus TRACE mit den zur Verfügung gestellten Daten aus dem Leistungssyntheseprogramm GTlab
- Geometrische Anpassung des CFD Modells (Größe der Mischflächen, Winkel der Mischungskanäle) zur Ausführung einer umfangreichen Parameterstudie
- Identifikation von unerwünschten Strömungsphänomenen wie Rückströmung
- Analyse der Ergebnisse und Ableitung einer Mischungscharakteristik
- Dokumentation der Arbeit

Eidesstattliche Erklärung

Ich versichere, die von mir vorgelegte Arbeit selbstständig verfasst zu haben. Alle Stellen, die wörtlich oder sinngemäß aus veröffentlichten oder nicht veröffentlichten Arbeiten anderer oder der Verfasserin selbst entnommen sind, habe ich als entnommen kenntlich gemacht. Sämtliche Quellen und Hilfsmittel, die ich für die Arbeit benutzt habe, sind angegeben. Die Arbeit hat mit gleichem Inhalt bzw. in wesentlichen Teilen noch keiner anderen Prüfungsbehörde vorgelegen.

.....
Ort, Datum

.....
Unterschrift

Kurzfassung

Das Hauptziel der Arbeit besteht darin, die Mischungsvorgänge zweier Triebwerksströme hinsichtlich Druckverlust und Mischungsweglänge zu untersuchen und mit einem einfachen analytischen 0D-Modell zu vergleichen. Dafür wurde ein geeignetes CFD-Setup und ein analytisches 0D-Modell aufgestellt. Zum Vergleich diente die Entropiezunahme zwischen Ein- und Austritt des Mischers. Anhand mehrerer Parameterstudien wurden unterschiedlichste Randbedingungen betrachtet und deren Einfluss auf die Entropiezunahmen sowie der Abweichung des analytischen Modells von dem CFD-Modell. Eine erste Parameterstudie stellte sich allerdings als nicht aussagekräftig heraus, da die gewählten Randbedingungen nicht dem Einsatzbereich des Mischers entsprechen und zu zu hohen Ma-Zahlen führen. Die zweite Parameterstudie betrachtet den Einfluss von Flughöhe, Flugmachzahl und reduzierter Fan Drehzahl. Für hohe Flughöhen und geringe Flugmachzahlen nimmt die Entropiedifferenz zwischen Ein- und Austritt des Mischers deutlich zu. Für geringere Flughöhen ist die Entropiezunahme allgemein niedrig. Beim Vergleich des CFD-Modells mit dem analytischen Modell, kann kein konkreter Wertebereich für das Modell festgestellt werden. Es lässt sich nur sagen, dass das analytische Modell für hohe Flughöhen ungenauer wird. Hier sind die größten Abweichungen zwischen CFD-Modell und analytischem Modell zu finden. In einer dritten Parameterstudie konnte eine deutliche Abhängigkeit der Entropiezunahme von der Totaltemperaturdifferenz am Eintritt festgestellt werden. Höhere Differenzen liefern höhere Entropiezunahmen. Der Vergleich von CFD-Modell und analytischem Modell liefert hohe Abweichungen bei niedrigen statischen Drücken am Austritt. Hier wird das analytische Modell ungenau. Bei Schließung eines Eintritts entstehen durch die plötzliche Querschnittserweiterung Verwirbelungen, die zu hohen Druckverlusten führen. Eine Untersuchung, welchen Einfluss der Strömungswinkel auf die Totaldruckverluste zwischen Ein- und Austritt hat, hat ergeben, dass die Verluste bei größerem Winkel zunehmen. Ein Mischer wurde umfangreich mit Hilfe von CFD untersucht und mit analytischen Betrachtungen verglichen. So wurde ein umfassendes Bild davon geschaffen, welche Unsicherheiten bei einem analytischen Modell, wie es bei der thermodynamischen Vorauslegung eines Triebwerks zum Einsatz kommt, auftreten können.

Inhaltsverzeichnis

Nomenklatur	V
Abbildungsverzeichnis	V
Tabellenverzeichnis	IX
1 Einleitung	1
1.1 Motivation und Ziel der Arbeit	1
2 Theoretische Grundlagen	3
2.1 Grundlagen Triebwerk	3
2.1.1 Bauformen	4
2.2 Strömungsmechanische Grundlagen	7
2.2.1 Grundgleichungen der Strömungsmechanik	7
2.2.2 kompressible Strömung	10
2.3 Entropie	10
2.4 Das analytische Mischermmodell	11
2.5 Prozesskette	14
3 Paralleler Mischer	15
3.1 Geometrie	15
3.2 Numerisches Setup	15
3.2.1 Netz	15
3.2.2 Randbedingungen und Löseereinstellungen	17
3.2.3 Setup-Validierung	19
3.2.4 Schwierigkeiten bei der Generierung des Setups	21
3.2.5 Kennlinienrechnung	23
3.3 Parameterstudie	28
3.3.1 Auswertung	29
3.4 Parameterstudie 2	33
3.5 Parameterstudie 3	44
3.6 Inlet1 geschlossen	51
3.6.1 Ergebnisse	51
4 Bypass-Mischer	55
4.1 Geometrie	55
4.2 numerisches Setup	56
4.3 Auswertung	56
4.4 Zusammenfassung und Ausblick	59
Literaturverzeichnis	61

Nomenklatur

Symbolverzeichnis

Zeichen	Einheit	Bedeutung
A	m^2	Querschnittsfläche
a	m/s	Schallgeschwindigkeit
c	m/s	Strömungsgeschwindigkeit
c_p	$\text{J}/(\text{kg K})$	Spezifische Wärmekapazität bei konstantem Druck
c_v	$\text{J}/(\text{kg K})$	Spezifische Wärmekapazität bei konstantem Volumen
d	mm	Durchmesser
dp	Pa	Druckdifferenz
dT	K	Temperaturdifferenz
e	J/kg	spezifische innere Energie
F	N	Kraft
f	-	Abweichung
g	m/s^2	Erdbeschleunigung
h	J/kg	Spezifische Enthalpie
I	kg m/s	Impuls
$\dot{m}$	kg/s	Massenstrom
Ma	-	Mach-Zahl
p	Pa	statischer Druck
p_t	Pa	Totaldruck
$\dot{q}_s$	W/kg	spezifischer Wärmestrom
R_s	$\text{J}/(\text{kg K})$	spezifische Gaskonstante
r	-	Relaxationsfaktor
T	K	statische Temperatur
T_t	K	Totaltemperatur
t	s	Zeit
u	m/s	Strömungsgeschwindigkeit in x-Richtung
v	m/s	Strömungsgeschwindigkeit in y-Richtung
w	m/s	Strömungsgeschwindigkeit in z-Richtung
κ	-	Isentropenexponent
λ	$\text{W}/(\text{m K})$	Wärmeleitkoeffizient
ρ	kg/m^3	Dichte
ρ_t	kg/m^3	Totaldichte
μ	-	Nebenstromverhältnis

Indizes

Zeichen Bedeutung

B	Brennstoff
R	rückwärtsgerichtet
V	vorwärtsgerichtet
Z	Zapfluft
0	Station weit vor dem Triebwerk
9	Schubdüsenaustritt
19	Düsenaustritt Nebenstrom
63	Eintritt Mischer aus dem Kerntriebwerk
64	gemischte Strömung hinter dem Mischer
163	Eintritt Mischer aus dem Bypasskanal
I	Kerntriebwerk
II	Bypasskanal

Abkürzungen

BP	Betriebspunkt
CDFS	Core driven Fan stage
CFD	Computational Fluid Dynamics
DLR	Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt
GMC	The General Mesh Connector
RANS	Reynolds-Averaged Navier-Stokes
TRACE	Turbomachinery Research Aerodynamics Computational Environment
URANS	Unsteady Reynolds-Averaged Navier-Stokes
VABI	Variable Area Bypass Injector
VCE	Variable Cycle Engine
ZTL	Zweistrom-Turbo-Luftstrahl-Triebwerk

Abbildungsverzeichnis

2.1	Prinzipskizze: Schubentstehung am Triebwerk	4
2.2	Turbojet-Triebwerk	5
2.3	Turbofan-Triebwerk ohne Mischer	5
2.4	Turbofan-Triebwerk mit Mischer	6
2.5	Turbofan-Triebwerk mit Blütenmischer	6
2.6	VCE-Turbofan-Bypass-Triebwerk	7
2.7	Kontrollvolumen paralleler Mischer	12
2.8	Prozesskette	14
3.1	Geometrie paralleler Mischer	15
3.2	Netzstudie	17
3.3	Netz Mischer17	17
3.4	Flächenzuweisung GMC	18
3.5	statische Temperatur entlang des Mischungskanals	19
3.6	Totaltemperatur über den Radius an Eintritt und Austritt	20
3.7	gemittelte Entropie entlang des Strömungskanals	21
3.8	gemittelter Druck entlang des Strömungskanals	21
3.9	Konvergenzverlauf des Massenstroms in Abhängigkeit der Anzahl der Zeitschritte	22
3.10	gemittelter Totaldruck entlang des Strömungskanals	22
3.11	Randbedingungen für die Kennlinienrechnung, links: Totaltemperatur über statischen Druck, rechts: Totaldruck über statischen Druck	24
3.12	Temperatur entlang der Kanallänge für die Betriebspunkte 1-5	24
3.13	Entropie entlang des Kanals für die Betriebspunkte 1-5	25
3.14	Totaldruck entlang des Kanals für die Betriebspunkte 1-5	26
3.15	Totaldruckverlust zwischen Eintritt und Austritt in Abhängigkeit des Betriebspunktes	27
3.16	Ergebnisse der Kennlinienrechnung für Modell und CFD am Austritt für Totaldruck, Totaltemperatur, Massenstrom und Mach-Zahl mit den jeweiligen Abweichungen	28
3.17	Totaldruckdifferenz zwischen Ein- und Austritt, $dp=34$ Pa	30
3.18	Totaldruckdifferenz zwischen Ein- und Austritt, $dT=570$ Pa	30
3.19	Totaldruckverlust für verschiedene statische Gegendrücke	31
3.20	Entropiedifferenz zwischen Ein- und Austritt für verschiedene statische Drücke	32
3.21	Mach-Zahl für das CFD-Modell für verschiedene statische Drücke	33
3.22	Entropiezunahme zwischen Ein- und Austritt für die Flugenveloppe	35
3.23	Entropiezunahme entlang des Mischungskanals für verschiedene Flugmachzahlen; $H = 7500$ m; $n_{red} = 0,8$ (Kanallänge: 20 m)	36
3.24	Entropiezunahme entlang des Mischungskanals für verschiedene Flugmachzahlen; $H = 7500$ m; $n_{red} = 0,8$ (Kanallänge: 50 m)	37

3.25	Entropiezunahme zwischen Ein- und Austritt für die Flugenveloppe (Kanallänge: 50m)	38
3.26	Verlauf der statischen Temperatur entlang der X-Achse; links: $H = 12\,000\text{ m}$, $Ma = 1,25$, $n_{red} = 1$; rechts: $H = 15\,000\text{ m}$, $Ma = 0,75$, $n_{red} = 0,8$	39
3.27	Entropieanstieg zwischen Ein- und Austritt in Abhängigkeit vom Totaldruck an den beiden Eintrittten	39
3.28	Entropieanstieg zwischen Ein- und Austritt in Abhängigkeit des Totaldrucks an den beiden Eintrittten	40
3.29	Entropieanstieg zwischen Ein- und Austritt in Abhängigkeit der Totaltemperatur an den beiden Eintrittten	41
3.30	relative Abweichungen der Entropiezunahme von analytischem Modell und CFD-Modell	42
3.31	relative Abweichungen der Entropiezunahme von analytischem Modell und CFD-Modell in Abhängigkeit des Totaldrucks an den beiden Eintrittten	43
3.32	relative Abweichungen der Entropiezunahme von analytischem Modell und CFD-Modell in Abhängigkeit der Totaltemperatur an den beiden Eintrittten	43
3.33	relative Abweichungen der Entropiezunahme von analytischem Modell und CFD-Modell in Abhängigkeit von der Entropiezunahme	44
3.34	Entropiezunahme zwischen Ein- und Austritt in Abhängigkeit des Totaldrucks und der Totaltemperatur am Inlet1 und des statischen Drucks am Austritt (Kanallänge: 20 m)	45
3.35	Entropiezunahme zwischen Ein- und Austritt in Abhängigkeit des Totaldrucks und der Totaltemperatur am Inlet1 und des statischen Drucks am Austritt (Kanallänge: 50 m)	46
3.36	Entropiezunahme zwischen Ein- und Austritt in Abhängigkeit des Totaldrucks am Inlet1 und des statischen Drucks am Austritt, Totaltemperatur am Inlet1: 360 K (Kanallänge: 50 m)	47
3.37	Verlauf der statischen Temperatur entlang der X-Achse, $p_3 = 83\,300\text{ Pa}$, $T_{t1} = 360\text{ K}$; links: $p_{t1} = 85\,000\text{ Pa}$; rechts: $p_{t1} = 88\,400\text{ Pa}$	48
3.38	Mach-Zahl am Austritt in Abhängigkeit des Totaldrucks und der Totaltemperatur am Inlet1 und des statischen Drucks am Austritt	49
3.39	Abweichung der Entropiezunahme zwischen CFD-Modell und analytischem Modell in Abhängigkeit von der Totaltemperatur und dem Totaldruck an Inlet1 und dem statischen Druck am Austritt	50
3.40	Geometrie, Inlet1 geschlossen (Fall 1: Wand vorne, Fall 2: Wand hinten)	51
3.41	Totaldruckverläufe entlang der X-Achse	52
3.42	Geschwindigkeit in X-Richtung entlang der X-Achse; links: Fall 1; rechts: Fall 2	53
3.43	Geschwindigkeit in X-Richtung entlang der X-Achse; links: Fall 1; rechts: Fall 2	53
4.1	Lage des Bypass-Mischers im Triebwerk	55
4.2	Geometrie Bypass _{Mischer}	56
4.3	Geschwindigkeit in X-Richtung entlang der X-Achse von $X=1,8\text{ m}$ bis $X=3,1\text{ m}$, $\alpha = 15^\circ$	57
4.4	Geschwindigkeit in X-Richtung entlang der X-Achse von $X=1,8\text{ m}$ bis $X=3,1\text{ m}$, $\alpha = 20^\circ$	57
4.5	Geschwindigkeit in X-Richtung entlang der X-Achse von $X=1,8\text{ m}$ bis $X=3,1\text{ m}$, $\alpha = 25^\circ$	57

4.6	Geschwindigkeit in X-Richtung entlang der X-Achse von $X=1,8\text{ m}$ bis $X=3,1\text{ m}$, $\alpha = 30^\circ$	57
4.7	Geschwindigkeit in X-Richtung entlang der X-Achse von $X=1,8\text{ m}$ bis $X=3,1\text{ m}$, $\alpha = 35^\circ$	58
4.8	Totaldruckdifferenz zwischen Ein- und Austritt des Mischers in Abhängig- keit vom Winkel	58

Tabellenverzeichnis

3.1	Netzstudie	16
3.2	Randbedingungen paralleler Mischer	18
3.3	Initialisierung	19
3.4	Randbedingungen für die Kennlinienrechnung	23
3.5	Randbedingungen für die Parameterstudie	29
3.6	Totaldrücke, Totaltemperaturen und Differenzen am Eintritt für die Parameterstudie	29
3.7	Randbedingungen der abgebrochenen Rechnung	29
3.8	Parameter für Flugenvelope	33
3.9	Maximal- Minimalwerte der Parameter für die zweite Parameterstudie . . .	34
3.10	Parameter für die dritte Parameterstudie	44
3.11	Randbedingungen für die dritte Parameterstudie	45
3.12	Randbedingungen paralleler Mischer, Inlet1 geschlossen	51
3.13	gemittelte Totaldrücke an Ein- und Austritt und Totaldruckverlust für den parallelen Mischer	52
4.1	Abmessungen Bypass-Mischer	56

1 Einleitung

Die Anforderungen an moderne Flugzeugtriebwerke werden immer höher. Der Treibstoffverbrauch soll reduziert werden und gleichzeitig der Schub steigen, das Triebwerk soll möglichst effizient arbeiten. Eine Möglichkeit den hohen Anforderungen gerecht zu werden ist der Einsatz von Triebwerken mit variablem thermodynamischem Kreisprozess, sogenannten Variable Cycle Engines (VCE). Diese Triebwerke können ihr Betriebsverhalten an veränderliche Umgebungsbedingungen anpassen und so effizienter arbeiten als konventionelle Triebwerke. Ein wichtiges Element im VCE sind variable Mischsysteme, die eine effiziente Mischung von mehreren Triebwerksströmen ermöglichen. Da eine verlustarme Mischung mehrerer Triebwerksströme in einem festen Mischsystem allerdings nur unter bestimmten Strömungsbedingungen realisierbar ist, können die Mischsysteme variabel ausgeführt werden. Aus Sicht der Triebwerksabstimmung stellen Mischsysteme zusätzliche Zwangsbedingungen dar, die bestimmte Strömungsbedingungen an der Mischungsebene erforderlich machen. In der Arbeit untersucht wird ein Turbofantriebwerk mit Nachbrenner. Das Triebwerk besitzt einen dreistufigen Fan mit 1,007 m Fandurchmesser und ein Nebenstromverhältnis (engl.: Bypassratio (BPR)) von 0,59. Die Gesamtlänge des Triebwerks beträgt 5 m und das Gesamtgewicht 1845 kg. Auf Meereshöhe beträgt der Trockenschub je nach Betriebsmodus 112,6 kN. Der maximale Schub mit Verwendung des Nachbrenners beträgt 176,1 kN.

1.1 Motivation und Ziel der Arbeit

Bei Mischungsvorgängen mehrerer Ströme treten jedoch durch unterschiedliche Temperaturen oder Geschwindigkeiten der Ströme Verluste auf. Diese Verluste werden bei der Auslegung des Gesamttriebwerks durch einfache Modelle beschrieben. Dabei beeinflusst die Genauigkeit der Modelle die Genauigkeit der Gesamtauslegung. Bei Triebwerken mit variablem Kreisprozess gibt es mehrere Mischvorgänge, die die Ungenauigkeit der Gesamtauslegung erhöhen. In dieser Masterarbeit sollen Mischungsvorgänge mit Hilfe der CFD-Simulation untersucht werden, um zu beurteilen, wie gut das analytische Modell die Mischvorgänge abbildet. Bei dem Modell handelt es sich um ein einfaches analytisches 0D-Modell. Das Modell beruht auf der Erhaltung für Impuls, Masse und Energie. Die Ergebnisse der CFD Simulation werden mit denen des analytischen Modells verglichen und die Gültigkeit des Modells wird überprüft. Mit Hilfe einer Parameterstudie soll anschließend ein Gültigkeitsbereich für das Modell abgeleitet werden. Im ersten Schritt wird die Mischung zweier paralleler Ströme betrachtet und im zweiten Schritt erfolgt die Mischung unter einem Winkel.

2 Theoretische Grundlagen

Zunächst erfolgt die Beschreibung der Funktion eines Triebwerks mit der Erläuterung verschiedener Bauweisen. Anschließend werden wichtige strömungsmechanische Grundlagen, wie die Erhaltungsprinzipie von Masse, Impuls und Energie erläutert und für den hier vorliegenden Fall vereinfacht. Zum Schluss wird das analytische Modell, das zum Vergleich verwendet wird vorgestellt.

2.1 Grundlagen Triebwerk

Flugzeugtriebwerke sind Strahltriebwerke und gehören damit zu den Wärmekraftmaschinen. Die Hauptaufgabe eines Triebwerks besteht darin, einen Luftmassenstrom, entgegen der Bewegungsrichtung des Flugzeuges so zu beschleunigen, dass daraus eine Impulswirkung entsteht. Dieser Impuls wiederum bewirkt eine Schubkraft, die als Vortrieb für das Flugzeug dient. Als Arbeitsmedium wird Luft verwendet, die einen thermodynamischen Kreisprozess durchläuft. Der eintretende Luftmassenstrom wird durch einen Verdichter, der sich hinter dem Eintritt des Triebwerks befindet, angesaugt und verdichtet. Anschließend wird der Luftmassenstrom mit Treibstoff gemischt und das entstandene Gasgemisch wird verbrannt. In einer nachgestellten Turbine werden dem Heißgasgemisch ca. 2/3 der Energie entzogen und dem Verdichter als Antriebsleistung zugeführt. Die restliche Energie dient der Beschleunigung des Heißgasgemischs und somit der Schuberzeugung des Triebwerks. Durch die Beschleunigung des Heißgasgemischs herrscht am Triebwerksaustritt eine höhere Strömungsgeschwindigkeit als am Triebwerkseintritt. [1]

Die drei wesentlichen physikalischen Grundlagen, die zu Erklärung der Entstehung des Triebwerksschubs benötigt werden sind der Impuls, das zweite Newtonsche Axiom und das dritte Newtonsche Axiom. Der Impuls bzw. sein Vektor ist definiert als das Produkt aus der Masse m und dem Vektor der Geschwindigkeit $\vec{c}$.

$$\vec{I} = m \cdot \vec{c} \quad (2.1)$$

Das zweite Newtonsche Axiom besagt, dass die zeitliche Änderung des Impulses gleich der angreifenden Kraft am jeweiligen Körper ist.

$$F = \dot{I} = \frac{dI}{dt} \quad (2.2)$$

Dem dritten Newtonschen Axiom („*actio = reactio*“) zufolge treten Kräfte immer paarweise auf, sodass es bei jeder angreifenden Kraft eine gleich große entgegenwirkende Kraft gibt. Die Schubkraft eines Triebwerks bildet sich aus der Differenz zweier Kräfte. Die Prinzipskizze in Abbildung 2.1 zeigt die entstandenen Kräfte.

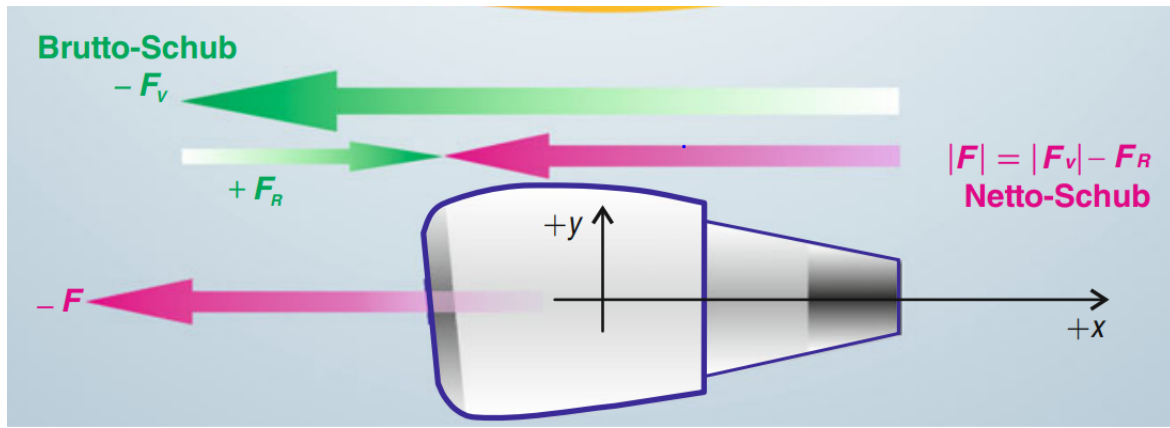


Abb. 2.1: Prinzipskizze: Schubentstehung am Triebwerk [1]

Die eine Kraft F_V ist vorwärtsgerichtet und entsteht durch den Luftmassenstrom, der hinten am Triebwerk mit einer Geschwindigkeit austritt. F_V wird auch als Bruttoschub bezeichnet. Die zweite Kraft F_R ist rückwärtsgerichtet. Sie entsteht durch die Vorwärtsbewegung des Flugzeugs und dem damit vorne auf das Triebwerk auftreffenden Luftmassenstrom. Durch die Aufstellung eines Kräftegleichgewichts in x-Richtung zeigt sich, dass sich die auch als Nettoschub bezeichnete Schubkraft F eines Strahltriebwerks aus der Differenz von F_V und F_R ergibt. Mit Hilfe der Newtonschen Axiome sowie der Definition für den Impuls lässt sich die Schubgleichung für ein Turbofantriebwerk herleiten. [1]

$$F = [(\dot{m}_I + \dot{m}_B - \dot{m}_Z) \cdot c_9 - \dot{m}_I \cdot c_0] + [\dot{m}_{II} \cdot (c_{19} - c_0)] = [F_I] + [F_{II}] \quad (2.3)$$

Dabei ist $\dot{m}_I$ der Luftmassenstrom, der durch das Kerntriebwerk fließt und $\dot{m}_{II}$ ist der Luftmassenstrom, der durch den Bypass am Kerntriebwerk vorbei geführt wird. $\dot{m}_B$ entspricht dem Brennstoffmassenstrom und $\dot{m}_Z$ dem Zapfluftmassenstrom. c_0 beschreibt die Geschwindigkeit der ungestörten Strömung weit vor dem Triebwerk, c_{19} die Geschwindigkeit der Sekundärströmung am Düsenaustritt und c_9 die Strömungsgeschwindigkeit am Schubdüsenaustritt. Im Falle eines Turbojettriebwerks wäre der Massenstrom $\dot{m}_{II}$ Null und somit auch die Kraft F_{II} . Die Schubkraft erhöht sich, indem das Arbeitsfluid Luft innerhalb des Triebwerks beschleunigt wird, sodass die kinetische Energie am Ende des Triebwerksaustritts größer ist als am Eintritt.[1]

2.1.1 Bauformen

Turbostrahltriebwerke lassen sich in Einstrom- oder Zweistromtriebwerke unterteilen. Zu den Einstromtriebwerken gehört das Turbojet-Triebwerk (siehe Abbildung 2.2), das bei Überschallflügen eingesetzt wird. Bei Einstromtriebwerken gibt es lediglich einen Massenstrom, der am Eintritt einströmt, durch das Triebwerk geleitet wird und am Austritt wieder ausströmt.

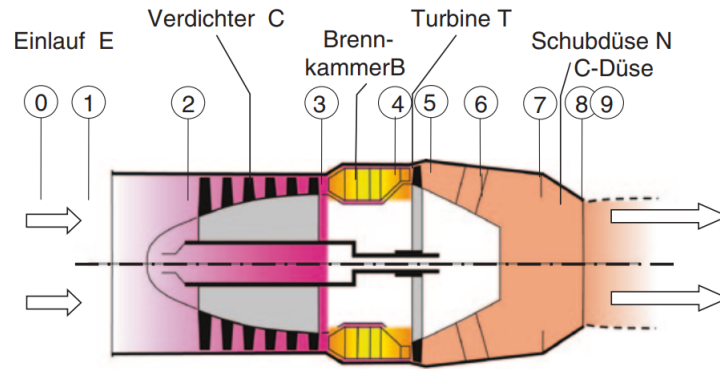


Abb. 2.2: Turbojet-Triebwerk [9]

Zu den Zweistromtriebwerken gehören die Turbofan- oder auch Zweistrom-Turbo-Luftstrahl-Triebwerke (ZTL) genannt. Sie werden hauptsächlich in der zivilen Luftfahrt eingesetzt. Im Gegensatz zum einfachen Turbojet-Triebwerk hat das ZTL eine zusätzliche Niederdruckturbine, die einen Fan oder Niederdruckverdichter antreibt. Dieser beschleunigt einen Teil des angesaugten Massenstroms am Kerntriebwerk vorbei. Das Bypass- oder Nebenstromverhältnis μ beschreibt, wie viel Luftmassenstrom am Kerntriebwerk vorbei geleitet wird:

$$\mu = \frac{\dot{m}_{II}}{\dot{m}_I} \quad (2.4)$$

$$\dot{m}_0 = \dot{m}_{II} + \dot{m}_I \quad (2.5)$$

In der Praxis liegt das Bypassverhältnis bei $0,3 \leq \mu \leq 9$.

Durch die geringeren Geschwindigkeiten am Austritt, insbesondere im Bypassstrom, hat das Turbofan-Triebwerk einen besseren Vortriebswirkungsgrad sowie geringere Lärmemissionen und einen geringeren spezifischen Brennstoffverbrauch im Vergleich zum Turbojet-Triebwerk. Die Abbildung 2.3 zeigt ein 2-Wellen Turbofan-Triebwerk mit Fan ohne Mischer. Der Sekundärluftstrom wird hierbei in einer eigenen Ringdüse expandiert. [1] [9]

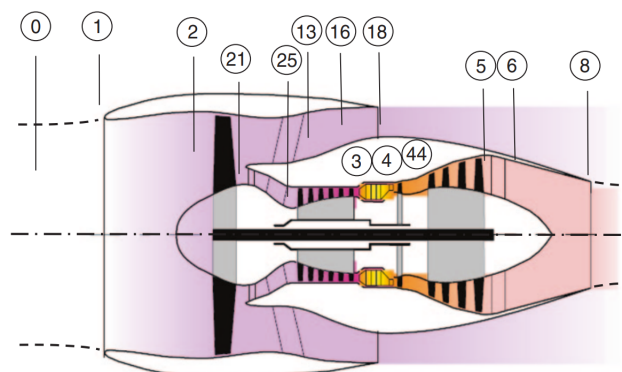


Abb. 2.3: Turbofan-Triebwerk ohne Mischer [9]

Eine weitere Bauform des ZTL, ist ein Turbofan-Triebwerk mit Mischer. Bei dieser Form des ZTL werden der äußere kalte Sekundärluftstrom (Ebene 16) und der innere heiße Primärluftstrom (Ebene 6) durch einen Mischer zusammen geführt (Ebene 64). Das geschieht bei etwa gleichem Totaldruck und gleichem statischen Druck. Dabei gilt es, größere

Totaldruckverluste durch die Mischung zu verhindern. Nach der Mischung erfolgt eine gemeinsame Beschleunigung und Entspannung der beiden Luftströme in einer gemeinsamen Düse. [9] Ein solches Triebwerk mit entsprechender Nomenklatur zeigt die Abbildung 2.4.

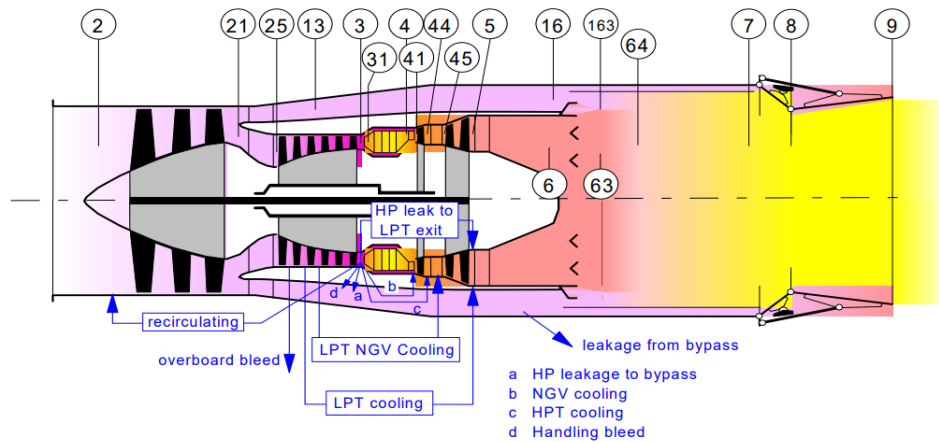


Abb. 2.4: Turbofan-Triebwerk mit Mischer [5]

Bei Turbofan-Triebwerken mit hohem Bypassverhältnis kann eine Mischung eine geringere Lärmemission und eine höhere spezifische Schubkraft bzw. einen niedrigeren spezifischen Brennstoffverbrauch bewirken. Das Einsparpotenzial beim Einsatz eines Zwangsmischers beträgt ca. 3 bis 5 % unter der Voraussetzung, dass die viskosen Verluste bei der Vermischung, das Volumen und damit auch das Gewicht des Mischers gering gehalten werden. Die Abbildung 2.5 zeigt ein Beispiel für einen Zwangsmischer mit einer Blüten- oder mäanderförmigen Kontur. Dieser Zwangsmischer unterstützt die Vermischung der beiden Ströme. Abwechselnd werden Teile des heißen Primärstroms nach außen und Teile des kühleren Sekundärstroms nach innen gelenkt. Dadurch entstehen segmentweise heiße und kalte Strömungszonen. Die verschieden gerichteten Strömungen bewirken flächenförmige Wirbelgebiete. Diese wiederum erhöhen stromabwärts die Wirbelstärke im Strahl und damit dessen Neigung zur Vermischung. Nach einer axialen Länge von ungefähr einem Triebwerksdurchmesser ist die Strömung nahezu ausgemischt. Die kurze Mischungsweglänge führt dazu, dass die viskosen Verluste gering gehalten werden. [1]

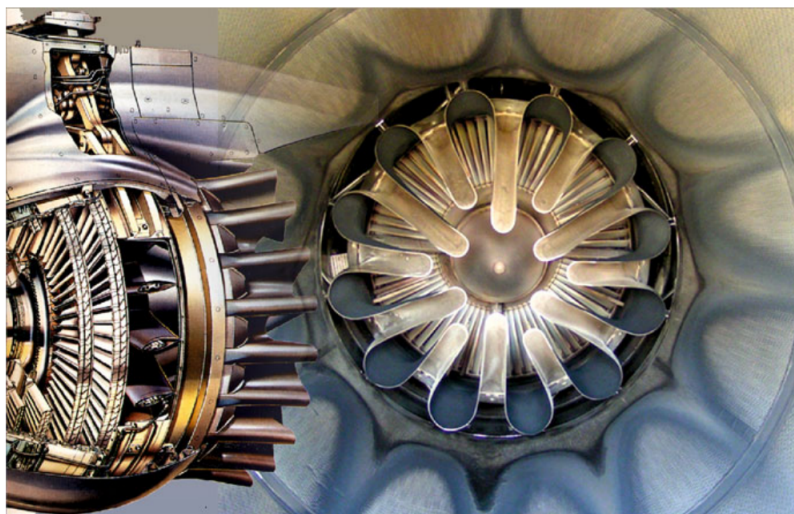


Abb. 2.5: Turbofan-Triebwerk mit Blütenmischer [1]

Variable Cycle Engines (VCE) sind Triebwerke, bei denen eine variable Einstellung verschiedener Komponenten einen variablen Kreisprozess ermöglicht. Das dient dazu den

thermodynamischen Kreisprozess möglichst ideal an die Flugbedingungen anzupassen, indem z.B. das Bypassverhältnis während des Fluges gezielt beeinflusst wird. Triebwerke mit variablem Kreisprozess vereinen die Vorteile des Turbojet Triebwerks (hoher spezifischer Schub) mit denen des Turbofan Triebwerks (geringer spezifischer Treibstoffverbrauch und geringere Lärmemissionen). Die Konzepte sind besonders im Bereich der Überschallflugzeuge von Interesse, da diese beim Start ein Turbofan-Triebwerk mit hohem Bypassverhältnis und geringer Austrittsgeschwindigkeit benötigen. Während des Überschallfluges lässt sich ein geringer Brennstoffverbrauch jedoch nur mit einem Turbofan-Triebwerk mit geringem Bypassverhältnis oder einem Turbojet-Triebwerk realisieren. [9]

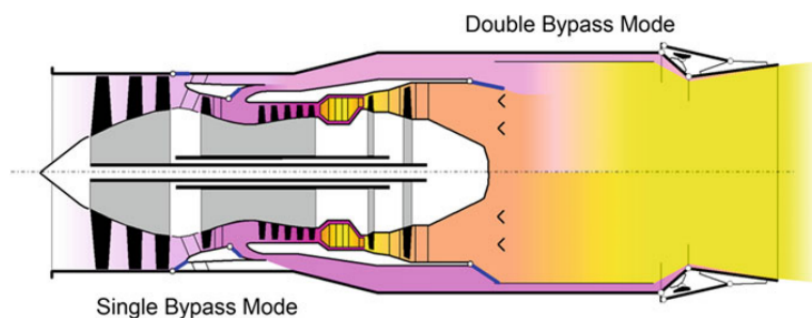


Abb. 2.6: VCE-Turbofan-Bypass-Triebwerk [3]

Abbildung 2.6 zeigt ein VCE-Turbofan-Bypass-Triebwerk mit Core Driven Fan (CDF). Angetrieben wird dieser CDF von einer Niederdruckturbine. Dieses Triebwerk besitzt Ventile im vorderen sowie hinteren Bereich zur Regulierung des Bypassverhältnisses. Diese Ventile werden variabel area bypass injector (VABI) genannt. Das gezeigte Triebwerk hat drei solcher Ventile. In Abbildung 2.6 sind die Ventile blau gekennzeichnet. Das erste befindet sich hinter dem Fan und kann den Eintritt des Bypasskanals öffnen und schließen. Das zweite VABI ist ebenfalls eine Drossel bzw. ein variables Mischsystem. Es ist zwischen der kerngetriebenen Fanstufe (engl.: core driven Fan Stage (CDFS)) und dem Eintritt zum Hochdruckverdichter angeordnet. Das dritte VABI ist eine Art Bypassdüse, die den Sekundärstrom hinter der Niederdruckturbine wieder in den Kernstrom leitet. Das Triebwerk kann so im Einfach Bypass Modus (engl.: Single bypass mode) und im Doppel Bypass Modus (engl.: Double bypass mode) betrieben werden. Die Stellung des ersten VABI entscheidet dabei darüber, ob das Triebwerk im Single oder im Double bypass mode operiert. Für den Single Bypass Mode ist es geschlossen und für den Double bypass mode ist es geöffnet. [5]

2.2 Strömungsmechanische Grundlagen

2.2.1 Grundgleichungen der Strömungsmechanik

Im Folgenden werden die allgemeinen Grundgleichungen für eine dreidimensionale Strömung vorgestellt. Sie bilden die Grundlage für die numerische Lösung dreidimensionaler Strömungsphänomene. Die Strömung wird berechnet, um die Geschwindigkeitskomponenten u , v , w des Geschwindigkeitsvektors $\vec{c}$, die Dichte ρ , den Druck p und die Temperatur T der Strömung in Abhängigkeit der kartesischen Koordinaten x , y , und z zu erhalten. Es gelten die Erhaltungssätze für Masse, Impuls und Energie. Für die Herleitung der Grundgleichungen wird ein kleines Volumenelement betrachtet, dessen Kanten parallel zu den Koordinatenachsen sind. Die Begrenzungen des Volumenelements bewegen sich nicht mit

der Strömung mit, das Element wird als raumfest bezeichnet. Das strömende Fluid ist homogen.

Massenerhaltung

Nach Betrachtung der Massenerhaltung ist die zeitliche Änderung der Masse in einem Volumenelement gleich der Differenz der eintretenden und austretenden Massenströme. Die entsprechende Gleichung für die Massenerhaltung wird Kontinuitätsgleichung genannt und lautet in Differentialform in kartesischen Koordinaten: [4]

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho) + \frac{\partial}{\partial x}(\rho \cdot u) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho \cdot v) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho \cdot w) = 0 \quad (2.6)$$

Für stationäre Strömungen wird der Zeitterm $\frac{\partial}{\partial t}(\rho)$ gleich null und fällt somit weg. Handelt es sich zusätzlich um eine eindimensionale Strömung in x-Richtung fallen die Terme für die y-Richtung und für die z-Richtung ebenfalls weg. Die Gleichung für die Massenerhaltung vereinfacht sich folglich zu:

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho \cdot u) = 0 \quad (2.7)$$

Wird eine Stromröhre betrachtet, in der ein Kontrollraum mit den Querschnittsflächen A_1 und A_2 von einem gasförmigen Fluid stationär durchflossen wird, lässt sich die Kontinuitätsgleichung wie folgt darstellen:

$$\dot{m} = \text{const.} = \dot{m}_1 = \dot{m}_2 = \rho_1 c_1 A_1 = \rho_2 c_2 A_2 \quad (2.8)$$

Impulserhaltung

Der Impuls ist das Produkt aus Masse und Geschwindigkeit. Die zeitliche Änderung des Impulses in einem Volumenelement ist die Differenz aus eintretenden und austretenden Impulsströmen. Außerdem wirken Scher- und Normalspannungen auf das Volumenelement und auf die Masse des Volumenelements wirken zusätzliche Kräfte wie bspw. die Schwerkraft. Daraus lassen sich die Gleichungen für den Impuls in x-, y- und z-Richtung herleiten: [4] [6]

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \cdot u) + \frac{\partial}{\partial x}(\rho \cdot u^2 + p - \tau_{xx}) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho \cdot u \cdot v - \tau_{yx}) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho \cdot u \cdot w - \tau_{zx}) - \rho \cdot g_x = 0 \quad (2.9)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \cdot v) + \frac{\partial}{\partial x}(\rho \cdot v \cdot u - \tau_{xy}) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho \cdot v^2 + p - \tau_{yy}) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho \cdot v \cdot w - \tau_{zy}) - \rho \cdot g_y = 0 \quad (2.10)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \cdot w) + \frac{\partial}{\partial x}(\rho \cdot w \cdot u - \tau_{xz}) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho \cdot w \cdot v - \tau_{yz}) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho \cdot w^2 + p - \tau_{zz}) - \rho \cdot g_z = 0 \quad (2.11)$$

Die Gleichungen für die Impulserhaltung lassen sich für einige Fälle ebenfalls vereinfachen. Bei einer eindimensionalen Betrachtung in X-Richtung fallen die zweite und die dritte

Gleichung weg. Ebenso die Y- und die Z-Komponente der ersten Gleichung. Für eine stationäre Strömung fällt außerdem der Zeitterm weg. Bei der Vernachlässigung der Gravitationskraft wird der Term $\rho \cdot g_x$ zu Null. Wenn zusätzlich äußere Spannungen vernachlässigt werden, vereinfacht sich die Impulsgleichung zu:

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho \cdot u^2 + p) = 0 \quad (2.12)$$

Energieerhaltung

Das dritte wichtige Erhaltungsprinzip in der Strömungsmechanik ist die Energieerhaltung. Die zeitliche Änderung der inneren und kinetischen Energie in einem Volumenelement ist gleich der durch die Strömung ein- und ausfließenden Energieströme plus die durch Wärmeleitung ein- und ausfließenden Energieströme. Außerdem beeinflusst die durch Druck-, Normal- und Schubspannungskräfte verursachte Arbeit pro Zeit, die Energiezufuhr von außen und die Arbeit pro Zeit, die durch das Wirken der Volumenkräfte verursacht wird die zeitliche Änderung der Energie. Unter Berücksichtigung der zuvor beschriebenen Einflüsse lässt sich die Gleichung zur Erhaltung der Energie aufstellen [4] [6]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left[\rho \cdot \left(e + \frac{1}{2} \cdot \vec{c}^2 \right) \right] + \frac{\partial}{\partial x} \left[\rho \cdot u \cdot \left(h \cdot \frac{1}{2} \cdot \vec{c}^2 \right) - (u \cdot \tau_{xx} + v \cdot \tau_{xy} + w \cdot \tau_{xz}) - \lambda \cdot \frac{\partial T}{\partial x} \right] \\ + \frac{\partial}{\partial y} \left[\rho \cdot v \cdot \left(h \cdot \frac{1}{2} \cdot \vec{c}^2 \right) - (u \cdot \tau_{yx} + v \cdot \tau_{yy} + w \cdot \tau_{yz}) - \lambda \cdot \frac{\partial T}{\partial y} \right] \\ + \frac{\partial}{\partial z} \left[\rho \cdot w \cdot \left(h \cdot \frac{1}{2} \cdot \vec{c}^2 \right) - (u \cdot \tau_{zx} + v \cdot \tau_{zy} + w \cdot \tau_{zz}) - \lambda \cdot \frac{\partial T}{\partial z} \right] \\ - \rho \cdot (u \cdot g_x + v \cdot g_y + w \cdot g_z) - \rho \cdot \dot{q}_S = 0 \end{aligned} \quad (2.13)$$

Wendet man die zuvor beschriebenen Vereinfachungen auch bei der Energieerhaltung an, vereinfacht sich diese zu

$$\frac{\partial}{\partial x} \left[\rho \cdot u \cdot \left(h \cdot \frac{1}{2} \cdot \vec{c}^2 \right) \right] = 0 \quad (2.14)$$

Die Gleichungen 2.6, 2.9, 2.10, 2.11 und 2.13 werden allgemeine Navier-Stokes-Gleichungen genannt. Sie gelten für nahezu jede Strömung [6]. Da sie wesentlich mehr unbekannte Größen als Gleichungen enthalten, werden zur Lösung der Erhaltungsgleichungen allerdings weitere Beziehungen benötigt. Zum Beispiel die thermische Zustandsgleichung

$$\frac{p}{\rho} = R_s \cdot T \quad (2.15)$$

oder die kalorischen Zustandsgleichungen, die wie folgt lauten:

$$de = c_v \cdot dT \quad (2.16)$$

$$dh = c_p \cdot dT \quad (2.17)$$

Außerdem müssen bei der numerischen Strömungssimulation Rand- und Anfangsbedingungen vorgegeben werden. Für manche Strömungsszenarien sind Vereinfachungen der Gleichungen möglich, zum Beispiel bei einer inkompressiblen Strömung. Wenn die Strömung isotherm ist, fällt die Energiegleichung weg und wenn es sich um eine reibungsfreie Strömung handelt, gehen die Navier-Stokes-Gleichungen in die Euler-Gleichungen über. [6] [2]

2.2.2 kompressible Strömung

Bei kompressiblen Strömungen treten Dichteänderungen auf. Um entscheiden zu können, ob eine Strömung näherungsweise als inkompressibel angesehen werden kann, dient die Mach-Zahl als Entscheidungskriterium. Die Mach-Zahl ist eine wichtige dimensionslose Kennzahl zur Beschreibung kompressibler Fluide. Sie beschreibt das Verhältnis der lokalen Strömungsgeschwindigkeit c zur Schallgeschwindigkeit a .

$$Ma = \frac{c}{a} \quad (2.18)$$

Die Schallgeschwindigkeit für ideale Gase ergibt sich aus dem Isentropenexponent κ der spezifischen Gaskonstante R_s und der Temperatur T und lautet wie folgt:

$$a = \sqrt{\kappa \cdot R_s \cdot T} \quad (2.19)$$

Mit Hilfe der Mach-Zahl lassen sich Strömungen in Unterschall- bzw. subsonische Strömungen ($Ma < 1$), Überschall- bzw. supersonische Strömungen ($Ma > 1$) und schallnahe bzw. transsonische Strömungen ($Ma \approx 1$) unterscheiden. Außerdem gibt es noch den Begriff des Hyperschalls für Strömungen mit sehr großen Mach-Zahlen ($Ma > 5$). Für $Ma < 0,3$ kann das Fluid als näherungsweise inkompressibel angenommen werden. Ausgehend von der Energiebilanz lässt sich der Zusammenhang zwischen den statischen Größen und den Totalgrößen in Abhängigkeit von der Machzahl für isentrope Zustandsänderungen beschreiben. Die Totalgrößen, im Folgenden durch den tiefgestellten Index t gekennzeichnet, beschreiben den Zustand, der sich einstellt, wenn die Strömung isentrop auf eine Geschwindigkeit von $c = 0\text{m/s}$ abgebremst wird. Daher werden sie auch Ruhegrößen genannt. Die Zusammenhänge zwischen den statischen Größen von Druck, Temperatur, Dichte und Schallgeschwindigkeit und den jeweiligen Totalgrößen lauten: [8]

$$\frac{p_t}{p} = \left(1 + \frac{\kappa - 1}{2} \cdot Ma^2\right)^{\frac{\kappa}{\kappa - 1}} \quad (2.20)$$

$$\frac{T_t}{T} = 1 + \frac{\kappa - 1}{2} \cdot Ma^2 \quad (2.21)$$

$$\frac{\rho_t}{\rho} = \left(1 + \frac{\kappa - 1}{2} \cdot Ma^2\right)^{\frac{1}{\kappa - 1}} \quad (2.22)$$

2.3 Entropie

Die Entropie S ist eine Zustandsgröße aus der Thermodynamik und ermöglicht die Beschreibung irreversibler Prozesse. Die Entropieänderung eines Systems wird durch Austauschprozesse mit der Umgebung und durch Irreversibilitäten, die im Inneren des Systems stattfinden, verursacht. Eine solche Irreversibilität ist bspw. ein Mischungsprozess

oder eine chemische Reaktion. Bei den Austauschprozessen mit der Umgebung findet eine Entropieströmung statt. Durch den Ablauf irreversibler Prozesse in einem System wird Entropie erzeugt. Bei geschlossenen Systemen kann ein Entropieaustausch mit der Umgebung nur stattfinden, wenn Wärme zu- oder abgeführt wird. In einem offenen System kann ein Entropieaustausch mit der Umgebung auch über den Transport von Materie stattfinden. Eine Bilanzierung der Entropie ergibt die folgende Gleichung:

$$dS = dS_Q + dS_M + dS_{irr} \quad (2.23)$$

Dabei ist dS_Q die Summe der Entropieänderungen aufgrund von Wärmez- oder abfuhr. Für adiabate Systeme fällt dieser Teil weg. dS_M beschreibt die Summe der Entropieänderungen aufgrund von Materietransport. Dieser Term fällt bei geschlossenen Systemen weg. dS_{irr} beschreibt die Entropieerzeugung innerhalb des Systems; Für einen reversiblen Prozess wird $dS_{irr} = 0$. Die Entropieänderungen durch Materietransport und Wärmeaustausch können positiv oder negativ sein. Die Entropieerzeugung durch Irreversibilitäten hingegen kann nie negativ sein. [10]

Eine Gleichung für die Entropie idealer Gase lässt sich aus dem zweiten Hauptsatz der Thermodynamik herleiten. Sie sieht folgendermaßen aus.

$$s_2 - s_1 = c_p \cdot \ln \frac{T_2}{T_1} - R \cdot \ln \frac{p_2}{p_1} \quad (2.24)$$

Die Gleichung beschreibt die Entropiedifferenz zwischen dem Zustand eins und dem Zustand zwei.

2.4 Das analytische Mischermmodell

Für den Vergleich mit dem CFD-Modell wird ein einfaches analytisches Modell für den Mischer hergeleitet. Das Modell beruht auf einem idealen Mischer mit konstantem Querschnitt. Das für die Bilanzierung benötigte Kontrollvolumen ist in Abbildung 2.7 dargestellt. Es wird eine adiabate, isentrope Strömung angenommen. Das Arbeitsmedium ist Luft als ideales Gas, R_s , κ , c_p sind Konstanten und nicht von der Temperatur abhängig. Die Luft tritt von links an den Stationen 163 und 63 mit unterschiedlichen Temperaturen in das Kontrollvolumen ein. Der Eintritt der beiden Strömungen und der Austritt der gemischten Strömung erfolgt parallel zur X-Achse. Aus der Gesamtbetrachtung des Triebwerks bis zum Mischer sind folgende Eigenschaften des Gases an den Stationen 163 und 63 bekannt: R_s , κ , c_p , A , $\dot{m}$, Ma , p_t , T_t , ρ .

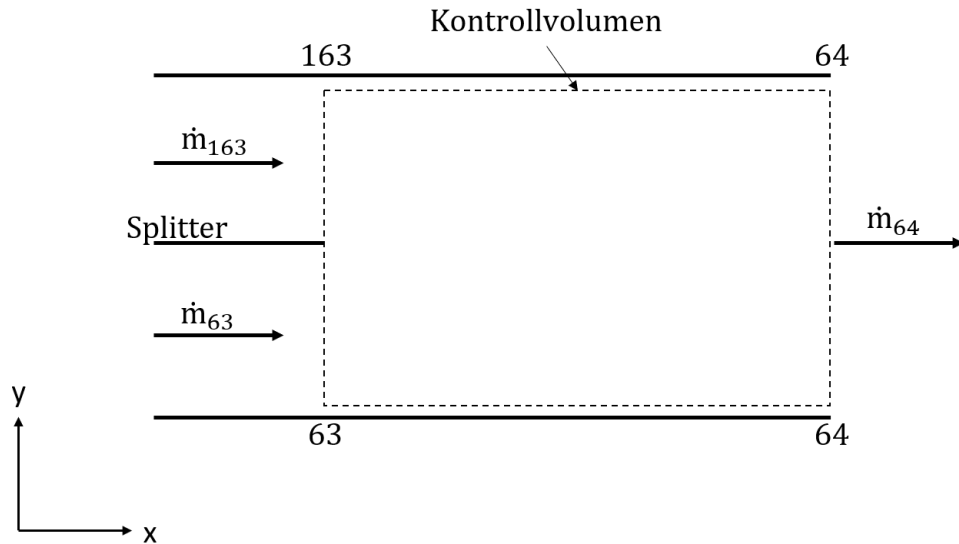


Abb. 2.7: Kontrollvolumen paralleler Mischer

Der Austrittsquerschnitt des Mischers A_{64} ergibt sich aus der Summe der beiden Eintrittsquerschnitte A_{163} und A_{63} :

$$A_{64} = A_{163} + A_{63} \quad (2.25)$$

Aus der Massenerhaltung folgt, dass der Austrittsmassenstrom $\dot{m}_{64}$, der Summe der beiden Eintrittsmassenströme $\dot{m}_{163}$ und $\dot{m}_{63}$ entsprechen muss:

$$\dot{m}_{64} = \dot{m}_{163} + \dot{m}_{63} \quad (2.26)$$

Das Verhältnis der beiden Massenströme ist das Bypassverhältnis μ .

$$\mu = \frac{\dot{m}_{163}}{\dot{m}_{63}} \quad (2.27)$$

Der Impulssatz aus Kapitel 2.2.1 lässt sich unter den hier getroffenen Annahmen stark vereinfachen und für das Modell wie folgt aufstellen:

$$I_{63} + I_{163} = I_{64} \quad (2.28)$$

$$\rho_{163} \cdot c_{163}^2 \cdot A_{163} + p_{163} \cdot A_{163} + \rho_{63} \cdot c_{63}^2 \cdot A_{63} + p_{63} \cdot A_{63} = \rho_{64} \cdot c_{64}^2 \cdot A_{64} + p_{64} \cdot A_{64} \quad (2.29)$$

Durch Teilen der Gleichung 2.29 durch A_{64} und einsetzen der Gleichung 2.25 erhält die Impulsgleichung die folgende Form:

$$\frac{(\rho_{163} \cdot c_{163}^2 + p_{163}) \cdot A_{163}}{A_{163} + A_{63}} + \frac{(\rho_{63} \cdot c_{63}^2 + p_{63}) \cdot A_{63}}{A_{163} + A_{63}} = \rho_{64} \cdot c_{64}^2 + p_{64} \quad (2.30)$$

Die Energiegleichung lässt sich ebenfalls vereinfacht aufstellen:

$$\dot{m}_{63} \cdot h_{t63} + \dot{m}_{163} \cdot h_{t163} = \dot{m}_{64} \cdot h_{t64} \quad (2.31)$$

Anschließend lässt sich aus den Gleichungen 2.18 und 2.19 für die Mach-Zahl und die Schallgeschwindigkeit ein Zusammenhang für die Geschwindigkeit (Gleichung 2.32) herleiten. Eingesetzt in Gleichung 2.30 und aufgelöst nach der Mach-Zahl ergibt sich eine Gleichung für die Mach-Zahl Ma_{64} am Austritt.

$$c^2 = \kappa \cdot \frac{p}{\rho} \cdot Ma^2 \quad (2.32)$$

$$Ma_{64} = \sqrt{((f_{163} + f_{63}) \cdot \frac{1}{p_{64}} - 1) \cdot \frac{1}{\kappa}} \quad (2.33)$$

mit:

$$f_{163} = (1 + \kappa \cdot Ma_{163}^2) \cdot p_{163} \cdot \frac{A_{163}}{A_{163} + A_{63}}$$

$$f_{63} = (1 + \kappa \cdot Ma_{63}^2) \cdot p_{63} \cdot \frac{A_{63}}{A_{163} + A_{63}}$$

Mit der berechneten Mach-Zahl am Austritt lassen sich zunächst alle weiteren gesuchten statischen Größen am Austritt berechnen. Aus der idealen Gasgleichung (Gleichung 2.15), der Kontinuitätsgleichung (2.8) und der Formel für die Mach-Zahl (2.18) und die Schallgeschwindigkeit (2.19), lässt sich ein Zusammenhang für die statische Temperatur aufstellen:

$$T_{64} = \frac{\kappa}{R_s} \cdot \left(\frac{\dot{m}_{64}}{p_{64} \cdot Ma_{64} \cdot A_{64}} \right)^{-2} \quad (2.34)$$

Aus der Temperatur lässt sich dann mit der isentropen Zustandsgleichung (2.15) die statische Dichte berechnen:

$$\rho_{64} = \frac{p_{64}}{R_s \cdot T_{64}} \quad (2.35)$$

Mit Hilfe der Mach-Zahl am Austritt und der statischen Größen werden über die Isentrophenbeziehungen (Gleichungen 2.20 - 2.22) zum Schluss die jeweiligen Totalgrößen berechnet.

$$p_{t,64} = p_{64} \cdot \left(1 + \frac{\kappa - 1}{2} \cdot Ma^2 \right)^{\frac{\kappa}{\kappa - 1}} \quad (2.36)$$

$$T_{t,64} = T_{64} \cdot \left(1 + \frac{\kappa - 1}{2} \cdot Ma^2 \right) \quad (2.37)$$

$$\rho_{t,64} = \rho_{64} \cdot \left(1 + \frac{\kappa - 1}{2} \cdot Ma^2 \right)^{\frac{1}{\kappa - 1}} \quad (2.38)$$

Die Berechnung der Entropiezunahme durch die Mischung der beiden Strömungen beruht auf der Gleichung 2.24. Danach wird die Entropiezunahme in der Strömung hervorgerufen durch eine Temperatur- und eine Druckänderung. Die Entropiezunahme im Mischer entsteht aus der Mischung der beiden Teilströme. Es ergibt sich die folgende Gleichung zur Berechnung der Entropiezunahme im Mischer.

$$\Delta S = \frac{\dot{m}_{163}}{\dot{m}_{64}} \cdot \left[c_p \cdot \ln \left(\frac{T_{64}}{T_{163}} \right) - R \cdot \ln \left(\frac{p_{64}}{p_{163}} \right) \right] + \frac{\dot{m}_{63}}{\dot{m}_{64}} \cdot \left[c_p \cdot \ln \left(\frac{T_{64}}{T_{63}} \right) - R \cdot \ln \left(\frac{p_{64}}{p_{63}} \right) \right] \quad (2.39)$$

Die einfache analytische Lösung ist möglich, weil Luft als idealem Gas betrachtet wird. Würde die Luft als Realgas behandelt, müsste die Berechnung über Iterationen erfolgen. Da die CFD-Berechnung mit idealen Gaswerten erfolgt, ist hier eine Betrachtung des Modells mit temperaturunabhängigen Stoffgrößen ausreichend. Ein Modell für variable Stoffwerte wird in [7] hergeleitet und in GTlab eingesetzt.

2.5 Prozesskette

Im folgenden Abschnitt wird der Ablauf der Prozesskette näher beschrieben. Die Masterarbeit wurde im Institut für Antriebstechnik des deutschen Zentrums für Luft- und Raumfahrt in der Abteilung Fan und Verdichter geschrieben. Die Abteilung Triebwerk beschäftigt sich mit der Gesamtauslegung des Triebwerks. Dafür wird das Programm *GTlab* verwendet. Aus der Gesamttriebwerksberechnung stehen die Randbedingungen und die Querschnittsflächen für die Geometrie zur Verfügung. Aus den Querschnittsflächen wird mit dem Programm *Pointwise* eine dreidimensionale Geometrie erstellt und vernetzt. Diese Geometrie wird in das von der *MTU Aero Engines* entwickelte Programm *General Mesh Connector (GMC)* geladen. Hier wird ein passendes Setup aufgebaut, indem Randbedingungen gesetzt und Einstellungen für den Löser vorgenommen werden. Die anschließende Strömungssimulation wird mit dem am Institut für Antriebstechnik im DLR entwickelten Strömungslöser *TRACE (Turbomachinery Research Aerodynamics Computational Environment)* durchgeführt. Die Ergebnisse werden mit Hilfe des *post-processing* im Programm *Tecplot* dargestellt. Da sich bei der *TRACE*-Rechnung nicht der gleiche Massenstrom einstellt wie von *GTlab* vorgegeben, können die beiden Modelle nicht einfach miteinander verglichen werden. Deswegen werden Eintrittswerte aus der CFD-Rechnung in das zuvor beschriebene analytische Modell geladen. Anschließend werden die Ergebnisse des analytischen Modells mit denen des CFD-Modells verglichen. Um einen Vergleich mit dem Modell aus *GTlab* zu ermöglichen können die Ergebnisse der *TRACE*-Rechnung an die Abteilung Triebwerk gegeben werden, um eine erneute Modell-Berechnung mit aktualisierten Randbedingungen durchzuführen.

Der Ablauf dieser Prozesskette ist in Abbildung 2.8 schematisch dargestellt.

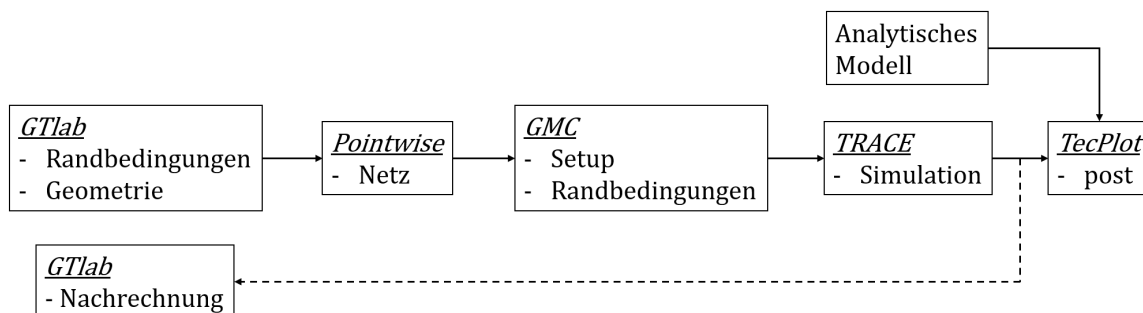


Abb. 2.8: Prozesskette

3 Paralleler Mischer

Als erstes wird ein einfacher paralleler Mischer mit konstantem Querschnitt untersucht. Dieser befindet sich im hinteren Teil des Triebwerks hinter der Turbinenstufe und vor der Schubdüse. Die Daten für die Geometrie und die Randbedingungen kommen aus einem Triebwerksvorentwurf. Ziel ist es, ein geeignetes Setup für den Vergleich mit dem analytischen Modell zu finden, das im Folgenden vorgestellt wird.

3.1 Geometrie

Abbildung 3.1 zeigt die Geometrie des Mixers im Halbschnitt. Es handelt sich dabei um zwei übereinanderliegende Kreise. Station 163 bezeichnet den Bypasskanal, 63 den Turbinenaustrittskanal und 64 den ausgemischten Kanal.

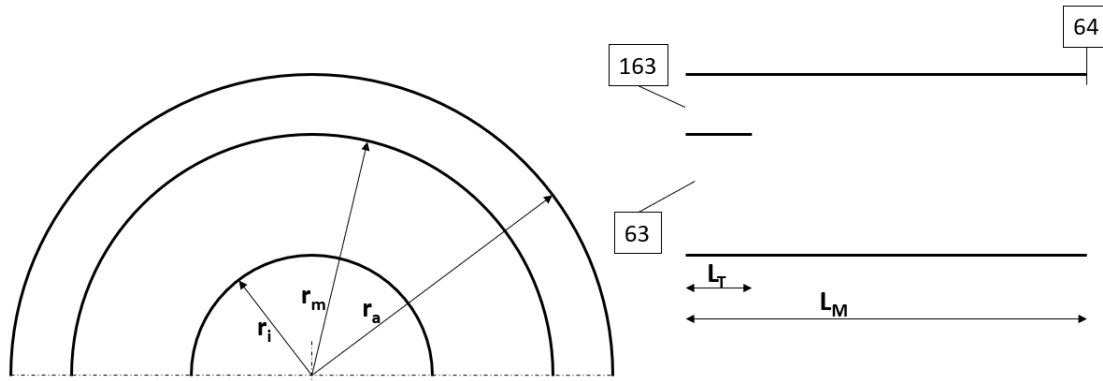


Abb. 3.1: Geometrie paralleler Mischer

mit: $r_i = 0,2133$ m, $r_m = 0,4489$ m, $r_a = 0,5075$ m, $L_T = 2,1$ m, $L_M = 20$ m

Erste Rechnungen wurden mit einer Länge von $L_M = 2$ m und $L_M = 10$ m durchgeführt, allerdings sind diese Längen für eine vollständige Mischung der Strömung nicht ausreichend. Um eine vollständig ausgemischte Strömung zu erhalten, ist eine Länge von 20 m notwendig. Das erhöht allerdings die Rechenzeit. Die Länge der Trennwand wurde ebenfalls von $L_T = 0,1$ m auf $L_T = 2,1$ m verlängert, um eine Stromaufwirkung am Inlet und somit eine Beeinflussung der Randbedingungen zu vermeiden.

3.2 Numerisches Setup

3.2.1 Netz

Die Generierung des Rechennetzes erfolgt mit dem Programm *Pointwise*. Um die Rechenzeit gering zu halten, wird nur ein Teilausschnitt des Umfangs vernetzt und berechnet. Die Geometrie ermöglicht eine strukturierte Vernetzung. Es ist darauf zu achten, dass das Netz an bestimmten Stellen, an denen große Gradienten auftreten, feiner ist. Zu diesen

Stellen gehören der Wandbereich um den mittleren Ring und der Bereich kurz nachdem sich die beiden Strömungen mischen. Da die Wandreibung bei der Simulation nicht berücksichtigt wird, benötigt das Netz keine Verfeinerung in Wandnähe. Das Netz kann die Ergebnisse beeinflussen, weswegen zunächst mit Hilfe einer Netzstudie ein geeignetes Netz gefunden werden muss. Einerseits darf dieses nicht zu grob sein, weil ein zu grobes Netz falsche Ergebnisse liefern kann. Andererseits benötigen sehr feine Netze mehr Rechenzeit. Es muss also ein Netz gefunden werden, das gerade so fein ist, dass es auf die Rechnung keinen Einfluss hat. Dies geschieht durch eine Netzstudie. Die erste Rechnung erfolgt mit einem sehr groben Netz. Anschließend wird die Knotenanzahl und damit die Zellenanzahl des Netzes schrittweise erhöht, bis kein Einfluss auf die Ergebnisse mehr feststellbar ist. Für den parallelen Mischer dient die flussgemittelte Totaltemperatur am Austritt als Vergleichswert. Es wurden folgende Netze simuliert:

Simulation	Zellenanzahl	Totaltemperatur [K]
Mischer12	224561	959,83
Mischer15	448632	961,427
Mischer16	777200	962,459
Mischer20	1119690	962,517
Mischer17	1886976	964,268
Mischer18	3704400	964,275
Mischer19	6472241	964,369

Tab. 3.1: Netzstudie

Abbildung 3.2 zeigt die gemittelte Temperatur am Austritt in Abhängigkeit von der Zellenanzahl des Netzes. Es ist zu erkennen, dass bei den ersten Rechnungen eine hohe Änderung der Temperatur vorliegt. Das Netz hat folglich noch einen Einfluss auf das Simulationsergebnis. Die Simulationsergebnisse von "Mischer17", "Mischer18" und "Mischer19" zeigen keinen großen Einfluss des Netzes mehr. Weitere Rechnungen werden mit dem größten der drei Netze, "Mischer17", durchgeführt (in Abbildung 3.2 eingekreist).

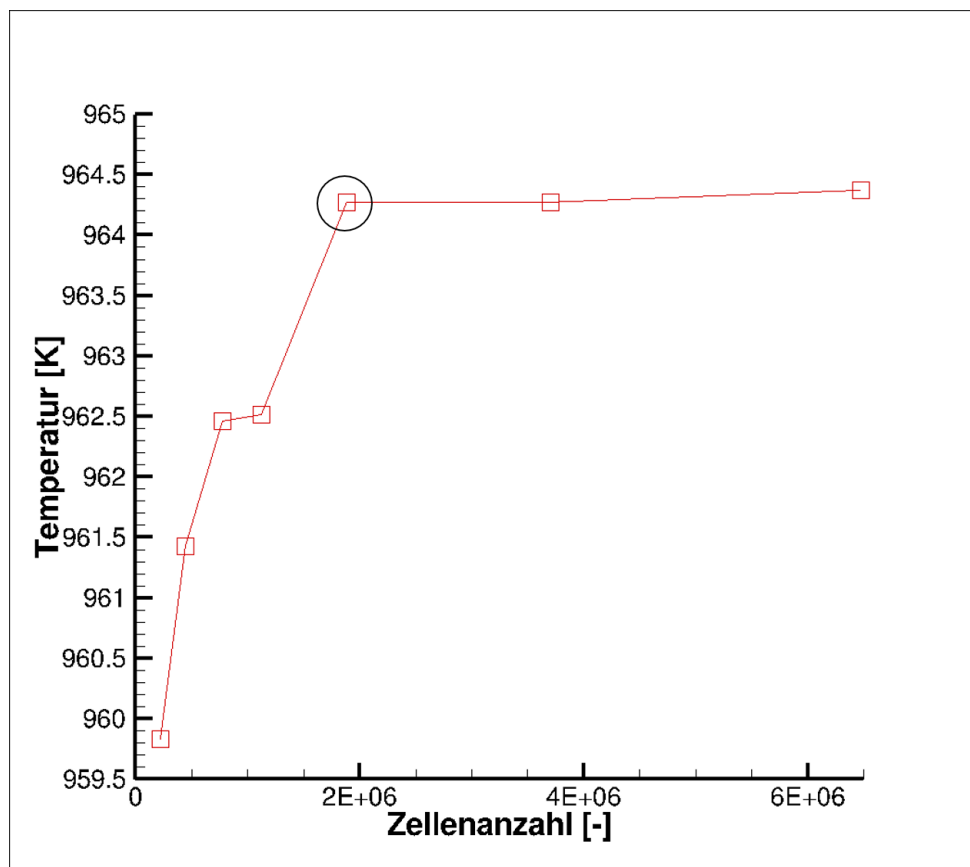


Abb. 3.2: Netzstudie

Abbildung 3.3 zeigt das generierte Netz. Dabei handelt es sich um ein strukturiertes Netz, das ausschließlich aus Hexaedern besteht. Es ist zu erkennen, dass das Netz um die Trennwand herum deutlich feiner ist. Auch der Bereich, in dem die Strömungen anfangen sich zu mischen, ist verfeinert. Zur Mitte des Strömungskanals hin wird das Netz gröber.

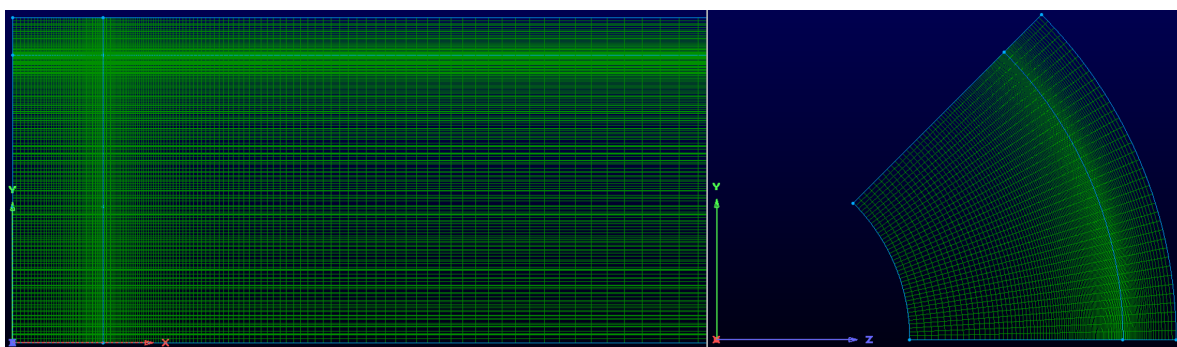


Abb. 3.3: Netz

Um weitere Rechenzeit einzusparen wurde die Geometrie noch einmal verkleinert, sodass das Netz auf dem Umfang lediglich drei Zellen hat. Das entspricht einem Kreisausschnitt mit einem Winkel von 3° . Einfluss auf das Ergebnis hat diese Geometrieveränderung nicht.

3.2.2 Randbedingungen und Löseereinstellungen

Nach der Fertigstellung des Netzes werden in *GMC* die Randbedingungen festgelegt. Als erstes wird die Anzahl der periodischen Segmente auf 120 gesetzt, da nur ein Teilausschnitt von 3° berechnet wird, ein voller Strömungskanal würde folglich aus 120 solcher

Teilstücke bestehen. Anschließend werden den Flächen entsprechende Bezeichnungen und Eigenschaften zugewiesen. Abbildung 3.4 zeigt die entsprechende Zuordnung. Bei der Darstellung ist zu beachten, dass nicht die volle Länge von 20 m dargestellt ist, sondern ein Teil in der Mitte herausgenommen wurde, damit eine gute Darstellung möglich ist.

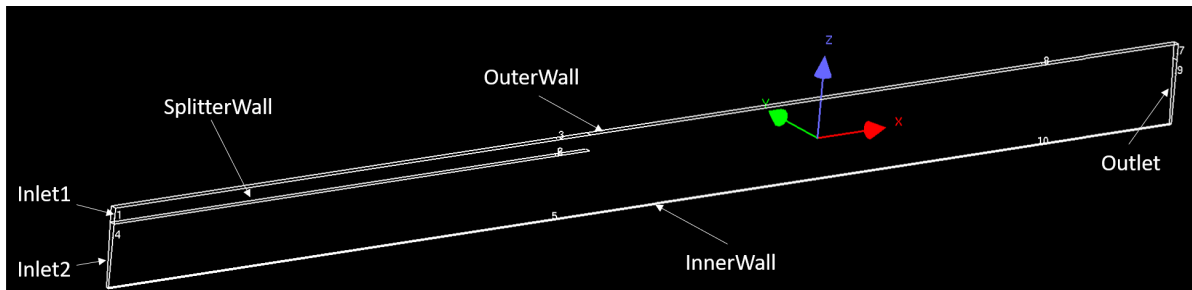


Abb. 3.4: Flächenzuweisung GMC

Die Flächen drei und acht werden als reibungsfreie Wände definiert und erhalten die Bezeichnung "OuterWall". Die Wände werden als reibungsfrei definiert, da nur die Verluste untersucht werden sollen, die durch die Mischung der Ströme entstehen. Die Einflüsse der Wandreibung sollen dabei ignoriert werden, um die Ergebnisse besser mit dem Modell vergleichen zu können. Die Flächen fünf und zehn werden ebenfalls als reibungsfreie Wände definiert und erhalten die Bezeichnung "InnerWall". Als Austritt werden die Flächen sieben und neun definiert und mit "Outlet" bezeichnet. Da der Mischer zwei Eintritte hat, werden zwei Flächen jeweils als Eintritt definiert. Die Fläche eins erhält die Bezeichnung "Inlet1" und die Fläche vier wird mit "Inlet2" benannt. Die Fläche, die die beiden Strömungen zu Beginn voneinander trennt, wird ebenfalls als reibungsfreie Wand definiert und mit "SplitterWall" bezeichnet.

Als nächstes folgt die Festlegung der Randbedingungen an den beiden Eintritten, dem Austritt und den Wänden. Die Werte werden durch das Modell der Abteilung Triebwerk vorgegeben und sind in Tabelle 3.12 aufgeführt. Da es sich bei dem Mischer nicht um ein drehendes Bauteil handelt, wird die Drehzahl auf $n = 0 \text{ r/min}$ gestellt. An den beiden Eintrittsstellen werden der Totaldruck und die Totaltemperatur als Randbedingung definiert. Außerdem wird der Turbulenzgrad auf 0,04 und die Skalenlänge auf 0,01 m festgelegt. Die Strömungsrichtung erfolgt normal zur jeweiligen Eintrittsfläche. Es wird davon ausgegangen, dass es sich um ein rein eindimensionales Problem handelt. Deswegen wird die Methode an beiden Eintritten und dem Austritt auf "Steady 1D Characteristics" gesetzt. Die Wände werden alle als adiabatische Wände festgelegt, das heißt, es findet Wärmeaustausch mit der Umgebung statt. Am Austritt dient der statische Druck als Randbedingung.

Parameter	Inlet1 (163)	Inlet2 (63)	Outlet (64)
Totaltemperatur [K]	478,676	1233,78	-
Totaldruck [Pa]	458304,65	458304,65	-
statischer Druck [Pa]	-	-	445087,36
Gas	trockene Luft	trockene Luft	trockene Luft

Tab. 3.2: Randbedingungen paralleler Mischer

Anschließend folgen die Einstellungen für den Löser. Die Rechnung wird stationär, also zeitunabhängig, durchgeführt. Als Anzahl der maximalen Zeitschritte wird 300000 gewählt und sämtliche Konvergenzkriterien werden ausgestellt, damit die Lösung sicher konver-

gieren kann. Zur Diskretisierung wird das Finite Volumen Verfahren zweiter Ordnung ausgewählt. Durch die Anwendung der Navier Stokes Gleichungen wird die Viskosität der Strömung berücksichtigt. Die Beschreibung der Turbulenz erfolgt mit der Reynoldsmittelung über das $k-\omega$ Turbulenzmodell. Die Initialisierung erfolgt mit Hilfe des statischen Drucks und der Totaltemperatur. Tabelle 4.1 zeigt die entsprechenden Werte, die zur Initialisierung genutzt werden.

	T [K]	p [Pa]	v_x [m/s]	v_r [m/s]	v_θ [m/s]
Eintritt	957	500000	132	0	0
Austritt	957	445087	132	0	0

Tab. 3.3: Initialisierung

3.2.3 Setup-Validierung

Im Folgenden wird überprüft, ob das Setup geeignet ist für weitere Untersuchungen. Abbildung 3.5 zeigt die Temperaturverteilung entlang der x-Achse in Kelvin. Bei der Interpretation der Abbildung ist zu beachten, dass die Darstellung stark gestaucht ist, das Verhältnis von X- zu Z-Achse also nicht 1:1 ist. Am Anfang des Kanals ist zu erkennen, dass beide Strömungen ihre jeweilige Temperatur halten und sich auf Grund der Trennwand nicht vermischen. Da die Wände adiabat sind findet keine Wärmeübertragung über die Trennwand statt. Sobald die Trennwand endet, beginnt der gleichmäßige Mischungsvorgang der beiden Strömungen. Es scheint, als sei die Strömung nach etwa 15 m ausgemischt und habe eine gleichmäßige Temperaturverteilung über den Radius.

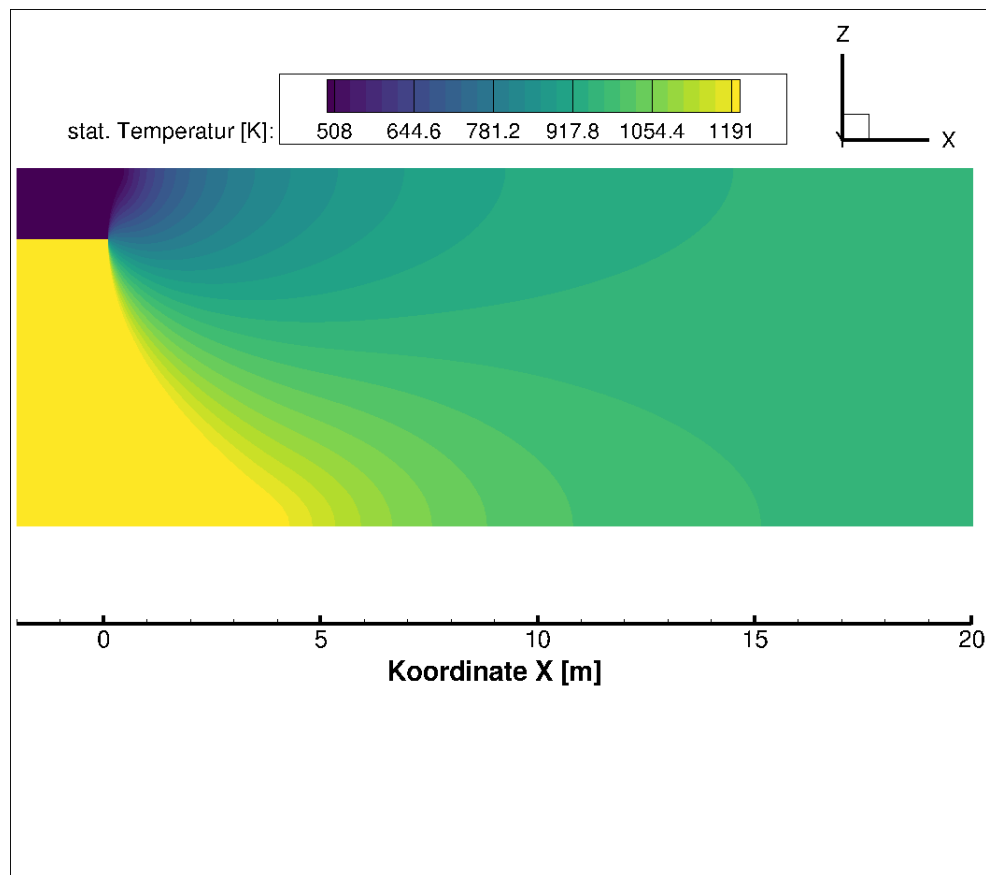


Abb. 3.5: statische Temperatur entlang des Mischungskanals

Eine genauere Betrachtung der Temperatur am Austritt zeigt Abbildung 3.6. Hier ist die Verteilung der Totaltemperatur über den Radius an den beiden Eintritten und dem Austritt dargestellt. Da die Temperaturen an den Eintritten vorgegeben sind, sind diese konstant. Wenn die Strömung komplett ausgemischt ist, sollte auch die Temperatur am Austritt über den Radius konstant sein. Der Graph in Abbildung 3.6 zeigt, dass dies nicht zu 100% der Fall ist. Es bleibt immer noch eine Differenz von ca. 9 K.

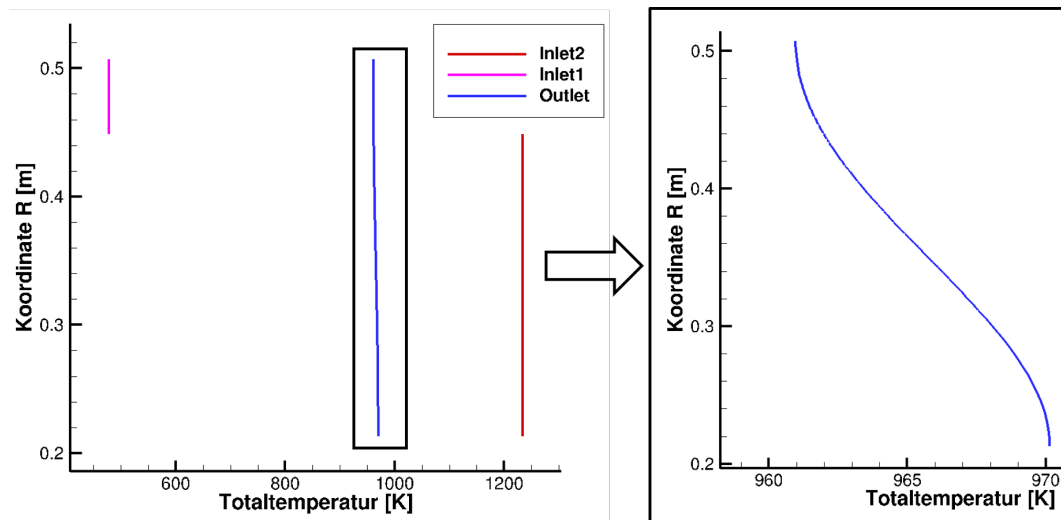


Abb. 3.6: Totaltemperatur über den Radius an Eintritt und Austritt

Um das CFD-Modell mit dem analytischen Modell vergleichen zu können ist es wichtig, dass die Strömung im CFD-Modell so ausreichend gemischt ist, dass eine weitere Mischung keine weiteren Verluste mehr hervorruft. Dafür werden Entropie und Totaldruck entlang des Strömungskanals untersucht. Bei der Betrachtung der gemittelten Entropie entlang des Strömungskanals in Abbildung 3.7 ist zu erkennen, dass keine Entropieänderung erfolgt, solange die Ströme voneinander getrennt sind. Mit Beginn der Mischung bei $X=0\text{ m}$ erfolgt ein starker Anstieg der Entropie. Anschließend flacht die Kurve ab, und ab einer Kanallänge von etwa 12 m ist nahezu keine Entropieänderung mehr festzustellen. Bei der Betrachtung des Drucks in Abbildung 3.8 ist zu erkennen, dass der Druck sich nicht ändert solange die Strömungen voneinander getrennt sind. Der stärkste Druckverlust erfolgt innerhalb der ersten 10 m und beträgt circa 1200 Pa. Zum Ende des Kanals hin erfolgt die Mischung nur noch sehr langsam. Die Strömung ist nahezu ausgemischt. Folglich ist der hier vorherrschende Mischungsgrad der Strömung ausreichend, um weitere Untersuchungen durchzuführen.

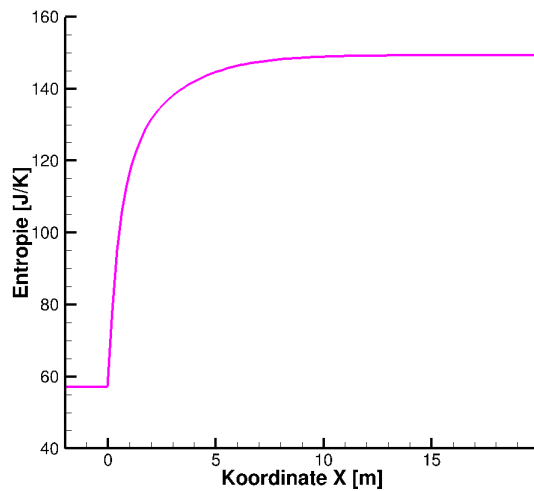


Abb. 3.7: gemittelte Entropie entlang des Strömungskanals

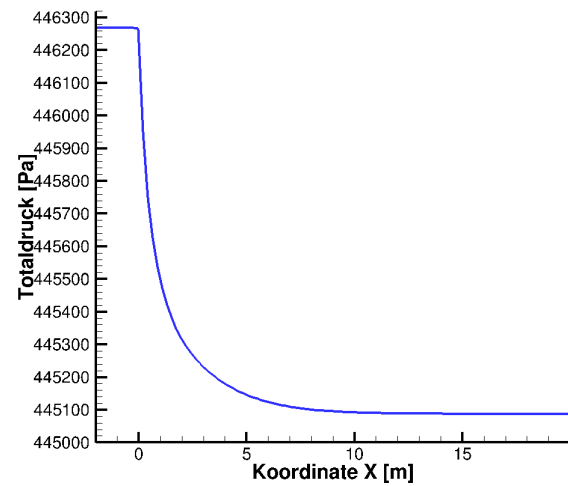


Abb. 3.8: gemittelter Druck entlang des Strömungskanals

3.2.4 Schwierigkeiten bei der Generierung des Setups

Während der Generierung eines geeigneten Setups für die Simulation des Mischungsvorgangs sind einige Schwierigkeiten aufgetreten. Wie bereits zu Beginn des Kapitels 3 kurz beschrieben wurden erste Berechnungen mit einer Kanallänge von lediglich 2 m und 10 m durchgeführt. Die Kanallängen reichen allerdings nicht für eine vollständige Mischung der Strömungen. Als Folge muss der Mischungskanal verlängert werden, was zu einer größeren Geometrie und somit einer Erhöhung der Zellenanzahl führt. Daraus wiederum folgt eine höhere Rechenzeit bzw. Rechenleistung.

Die nächste Schwierigkeit besteht darin eine gut auskonvergierte Lösung zu erhalten. Die Abbildung 3.9 zeigt den Verlauf des Massenstroms an den beiden Eintritten und dem Austritt während der Rechnung eines ersten Setups. Die lila Kurve zeigt den Massenstrom am Eintritt des Nebenstroms, grün ist der Eintritt des Kerntriebwerks und blau zeigt den Massenstrom am Austritt. Nach etwas weniger als 6000 Zeitschritten wird die Rechnung beendet. Es ist zu erkennen, dass es während der Rechnung immer wieder zu Ausschlägen im Massenstrom kommt. Diese können durch eine höhere Relaxation unterdrückt werden.

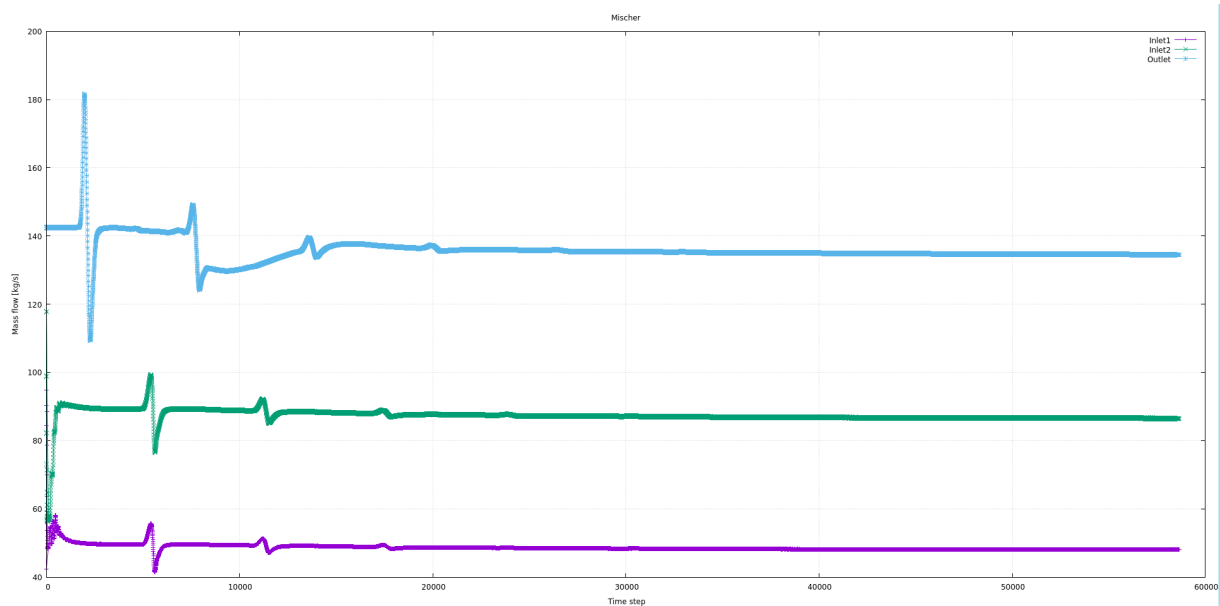


Abb. 3.9: Konvergenzverlauf des Massenstroms in Abhängigkeit der Anzahl der Zeitschritte

Die Abbildung 3.10 zeigt den Verlauf des massengemittelten Totaldrucks entlang des Strömungskanals. Es ist zu erkennen, dass der Druck zunächst sinkt. Nachdem der Druck sein Minimum erreicht hat steigt er allerdings wieder. Da von außen keine zusätzliche Energie zur Strömung hinzugefügt wird, ist es physikalisch nicht möglich, dass der Druck wieder zunimmt. Dieses Phänomen weist darauf hin, dass die Rechnung nicht ganz auskonvergiert ist.

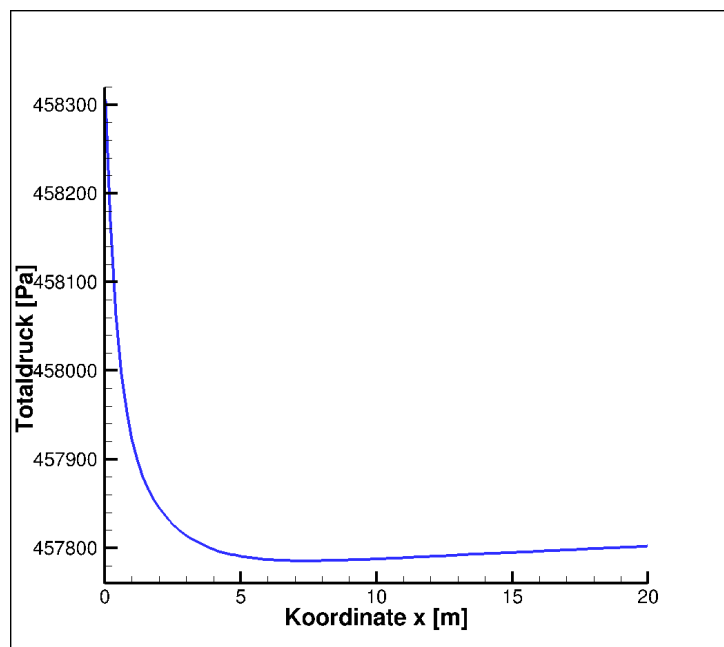


Abb. 3.10: gemittelter Totaldruck entlang des Strömungskanals

Für das endgültige Setup werden, wie in Kapitel 3.1 beschrieben, keine Konvergenzkriterien gesetzt, sodass die Rechnung durchläuft bis die maximale Anzahl an Zeitschritten

erreicht ist. Bei dem verwendeten Setup konnten alle hier beschriebenen Probleme behoben werden.

3.2.5 Kennlinienrechnung

Die zuvor betrachteten Ergebnisse stellen lediglich einen Betriebspunkt (BP) dar. Bei dem berechneten Betriebspunkt handelt es sich um den *TakeOff* Betriebspunkt. Für eine bessere Vergleichbarkeit wird im Folgenden eine Kennlinie mit weiteren fünf Betriebspunkten betrachtet. Die Ergebnisse der CFD-Berechnung werden anschließend mit denen des analytischen Modells aus Kapitel 2.4 verglichen, um so die Aussagekraft des Modells besser beurteilen zu können.

Randbedingungen

Die Randbedingungen der fünf Betriebspunkte sind in Tabelle 3.4 aufgelistet. Bei Betriebspunkt eins handelt es sich um den *Cruise* Betriebspunkt, der einen subsonischen Reiseflug beschreibt. Abbildung 3.11 zeigt ebenfalls die eingestellten Randbedingungen an den beiden Eintrittten in Abhängigkeit des statischen Drucks, sowie die jeweilige Differenz zwischen Inlet1 und Inlet2. Mit Zunahme der Drehzahl wird der statische Gegendruck am Austritt erhöht. Gleichzeitig steigen ebenfalls die Totaltemperaturen und Totaldrücke am Eintritt. Bei der Betrachtung der Differenzen an den Eintrittten fällt auf, dass die Differenz der Totaltemperaturen steigt, während die Differenz der Totaldrücke fällt (siehe Abbildung 3.11).

Parameter	BP1	BP2	BP3	BP4	BP5
Drehzahl	80,7%	85%	90%	95%	100%
Druck [Pa] (Outlet)	84028	96219	112347	133132	158414
Totaltemperatur [K] (Inlet1)	339,47	353,44	370,59	391,03	415,34
Totaltemperatur [K] (Inlet2)	909,44	934,59	971,30	1026,11	1099,20
Totaldruck [Pa] (Inlet1)	88214	100520	116778	137728	163123
Totaldruck [Pa] (Inlet2)	85756	98447	115220	136821	163089
Totaltemperaturdifferenz [K]	569,97	581,15	600,71	635,08	683,86
Totaldruckdifferenz [Pa]	2458	2073	1558	908	34

Tab. 3.4: Randbedingungen für die Kennlinienrechnung Temperaturdifferenz und Druckdifferenz zwischen Inlet1 und Inlet2

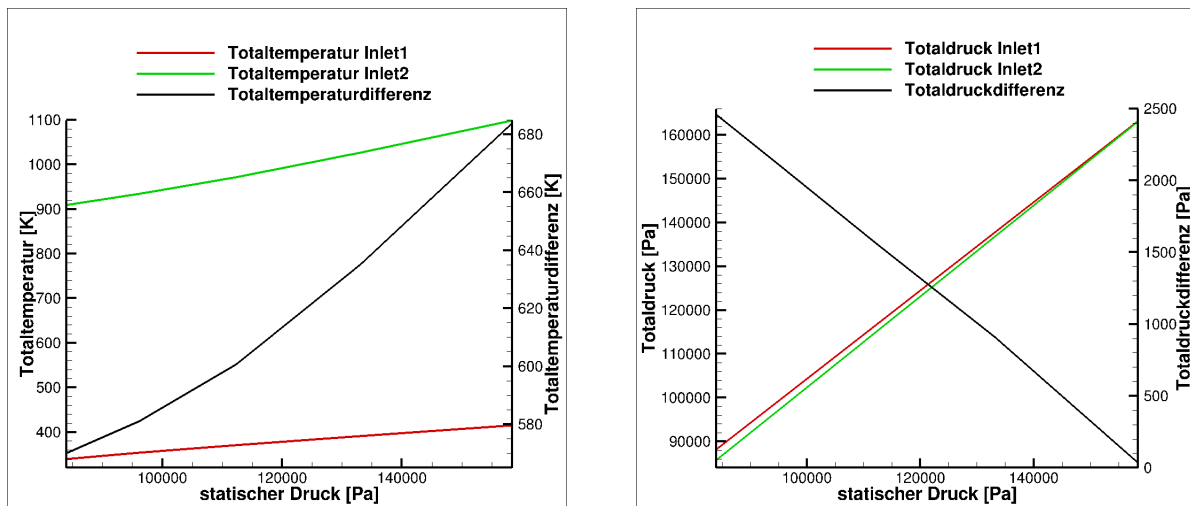


Abb. 3.11: Randbedingungen für die Kennlinienrechnung, links: Totaltemperatur über statischen Druck, rechts: Totaldruck über statischen Druck

Ergebnisse

Abbildung 3.12 zeigt den Verlauf der statischen Temperatur entlang des Mischungskannels für die fünf Betriebspunkte. Bei der Darstellung ist zu beachten, dass das Verhältnis der X- zur Z-Achse nicht der Realität entspricht, sondern zur besseren Visualisierbarkeit angepasst wurde. Es ist zu erkennen, dass sich die Strömung bei niedrigen statischen Gegendrücken, wie bei BP1, BP2 und BP3, innerhalb der Kanallänge von 20 m nicht ausmischt. Bei den Betriebspunkten vier und fünf, mit höheren Gegendrücken, ist die Strömung nach ca. 15 m und ca. 13 m gemischt. Mit der Erhöhung des Gegendrucks verkürzt sich die Kanallänge, die zum Mischen der Strömung benötigt wird.

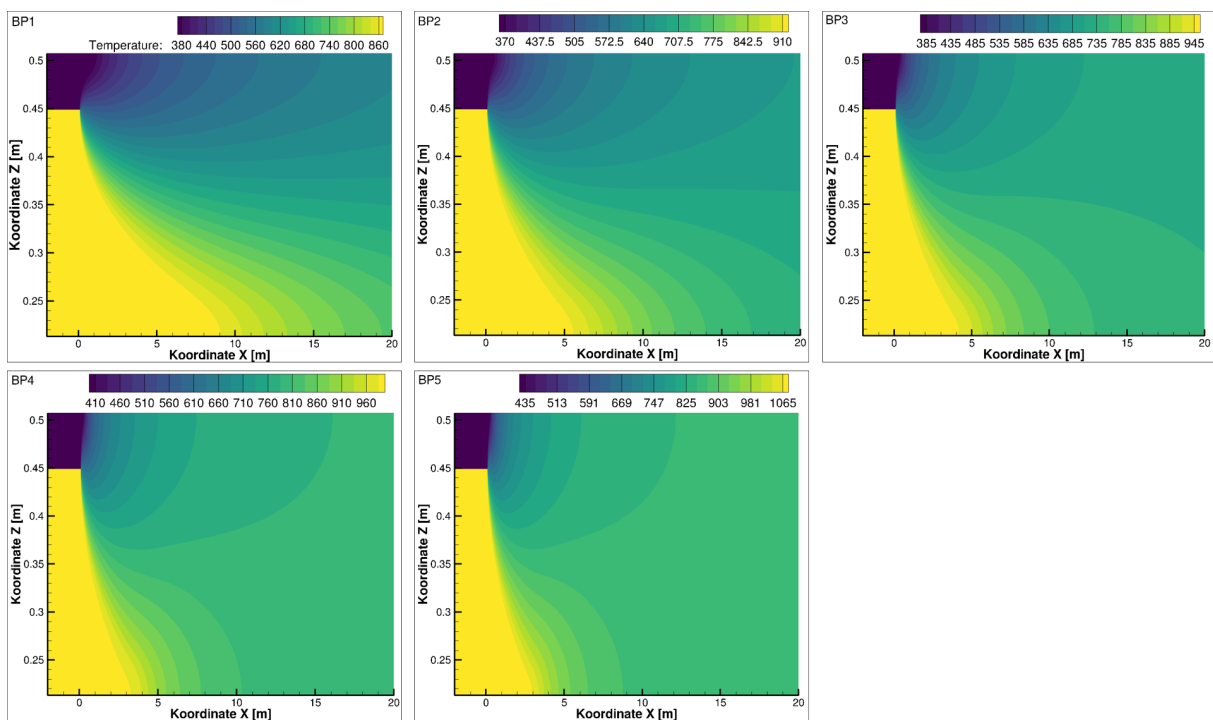


Abb. 3.12: Temperatur entlang der Kanallänge für die Betriebspunkte 1-5

Zur Untersuchung der Verluste wird die Entropie entlang des Strömungskanals betrachtet. Der Verlauf für alle fünf Betriebspunkte ist in Abbildung 3.13 abgebildet. Es ist zu beachten, dass es sich hierbei nicht um die Absolutwerte der Entropie handelt. Für eine bessere Vergleichbarkeit wurde der Wert der Entropie am Eintritt auf null gesetzt, um die Differenzen der Entropie zwischen Anfang und Ende der Mischung vergleichen zu können. Solange die Strömungen durch die Trennplatte getrennt sind, bleibt die Entropiedifferenz bei null und es treten keine Verluste auf. Es ist zu erkennen, dass die größten Verluste zu Beginn der Mischung auftreten. Hier steigt der Wert der Entropie stark an. Anschließend flacht die Kurve bei allen Betriebspunkten ab. Bei den Betriebspunkten drei bis fünf erreicht der Wert für die Entropiedifferenz einen konstanten Wert. Es sind keine weiteren Verluste mehr zu erwarten. Bei den Betriebspunkten eins und zwei hat die Kurve noch keinen konstanten Wert erreicht. Hier ist mit weiteren Verlusten zu rechnen. In Abbildung 3.12 ist zu erkennen, dass die Strömung bei diesen beiden Betriebspunkten nach einer Kanallänge von 20 m noch nicht ausgemischt ist. Man könnte hier weitere Rechnungen mit einem längeren Strömungskanal durchführen, um die genauen Verluste zu ermitteln. Abbildung 3.12 zeigt auch, dass die Strömung im BP3 ebenfalls noch nicht ausgemischt ist. Da hier die Entropie bereits einen konstanten Wert erreicht hat ist davon auszugehen, dass eine weitere Mischung keine weiteren Verluste verursacht.

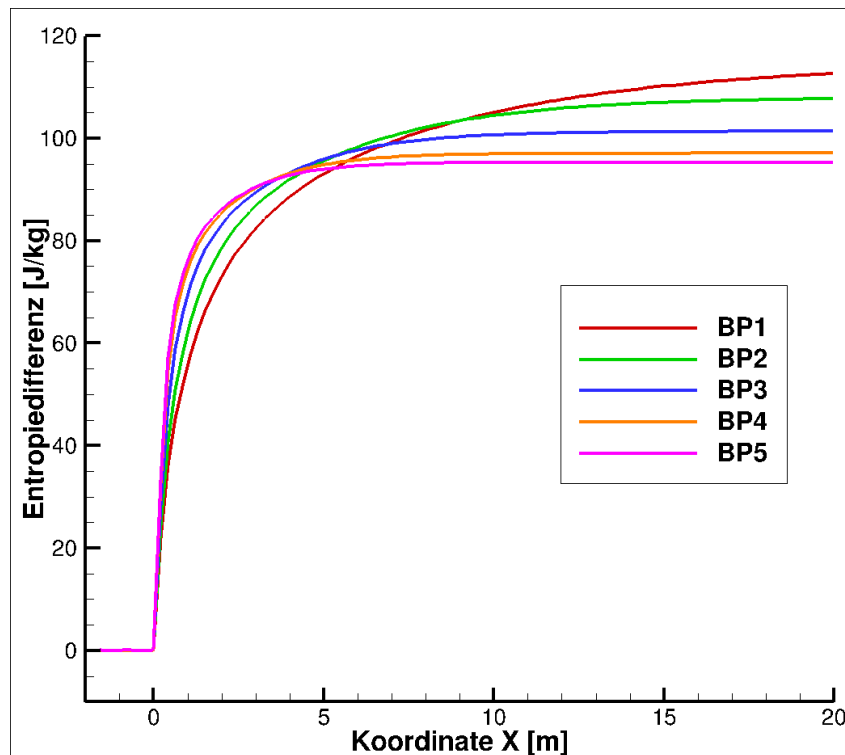


Abb. 3.13: Entropie entlang des Kanals für die Betriebspunkte 1-5

Abbildung 3.14 zeigt äquivalent zur Entropie den Verlauf des massengemittelten Totaldrucks entlang des Mischungskanals für die fünf Betriebspunkte. Bei der Darstellung ist zu beachten, dass die Skalen der einzelnen Graphen nicht identisch sind. Zu Beginn ist der Druck bei allen Betriebspunkten konstant und mit Ende der Trennplatte bei $X=0$ fällt der Druck ab. Bei den Betriebspunkten drei bis fünf erreicht der Druck einen konstanten Wert. Das Erreichen dieses konstanten Druckwertes benötigt bei den Betriebspunkten einen unterschiedlich langen Mischungsweg. Den längsten Weg benötigt BP1. Hier hat der Druck am Ende des Mischungskanals noch keinen konstanten Wert erreicht.

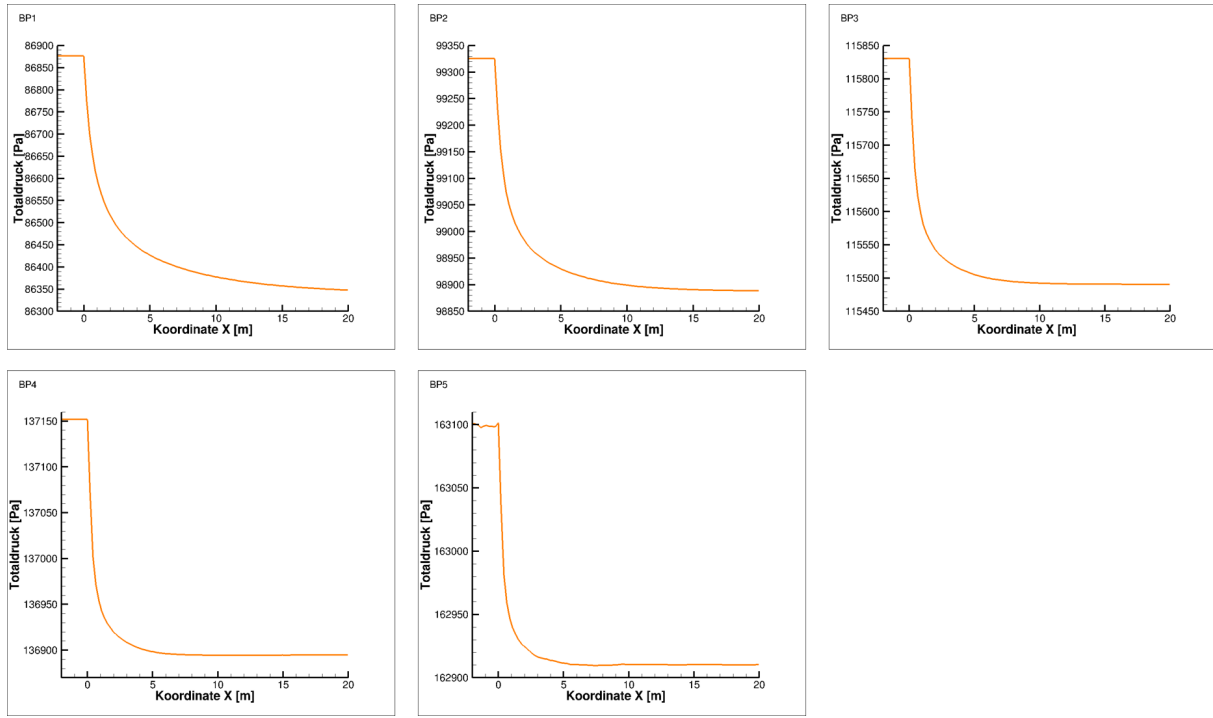


Abb. 3.14: Totaldruck entlang des Kanals für die Betriebspunkte 1-5

Abbildung 3.15 zeigt den Totaldruckverlust während der Mischung in Abhängigkeit des Betriebspunktes. Die Differenz wird aus dem massengemittelten Totaldruckwert an den Eintritten und dem massengemittelten Totaldruckwert am Austritt mit der Gewichtung über die Massenströme (vgl. Gleichung 3.1) gebildet.

$$\Delta p_t = p_{t64} - \frac{\dot{m}_{163} \cdot p_{t163} + \dot{m}_{63} \cdot p_{t163}}{\dot{m}_{64}} \quad (3.1)$$

Wie zuvor beschrieben wird von BP1 zu BP5 die Differenz der Totaltemperaturen an den beiden Eintritten erhöht und die Differenz der Totaldrücke gesenkt. Parallel wird der statische Druck am Austritt erhöht. Mit Änderung des Betriebspunktes sinkt die Totaldruckdifferenz (siehe Abbildung 3.15). Allerdings ist zu beachten, dass die Strömungen im Betriebspunkt eins und zwei ihren endgültigen Austrittsdruck noch nicht erreicht haben. Folglich wird hier die Totaldruckdifferenz noch etwas steigen. Auffällig ist, dass der Druckverlust mit Zunahme der Totaldruckdifferenz am Eintritt abnimmt, wobei gleichzeitig der Absolutwert der Totaltemperaturen an den beiden Eintritten steigt.

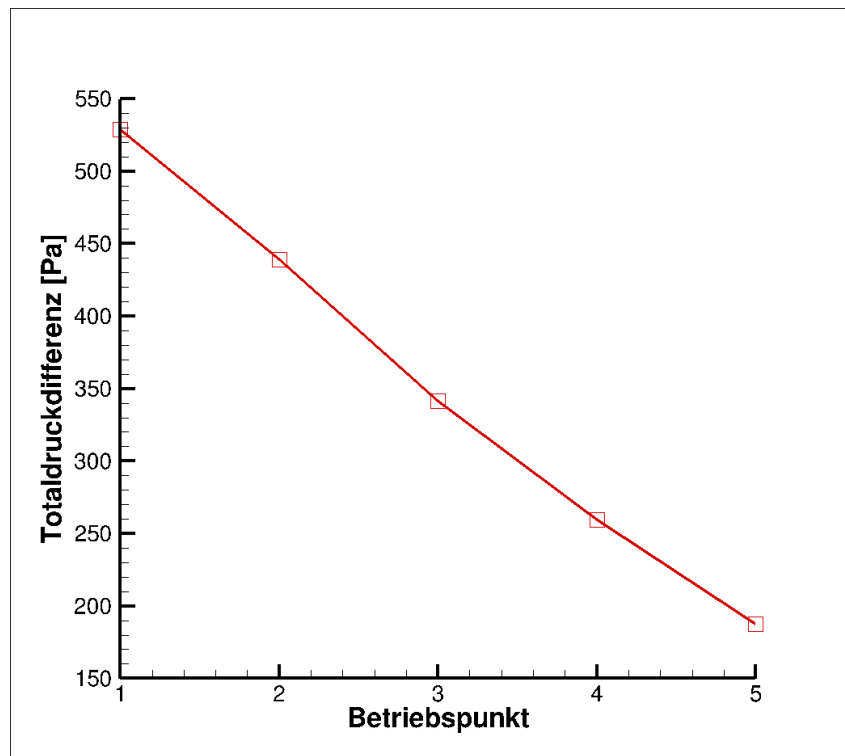


Abb. 3.15: Totaldruckverlust zwischen Eintritt und Austritt in Abhängigkeit des Betriebspunktes

Anschließend werden die Ergebnisse der CFD-Rechnung mit denen des analytischen Modells aus Kapitel 2.4 verglichen. Die Berechnung der Abweichung für eine Größe X erfolgt nach Gleichung 3.2.

$$X_{\text{rel. Abweichung}} = \frac{X_{\text{CFD Modell}} - X_{\text{Analytisches Modell}}}{X_{\text{CFD Modell}}} \quad (3.2)$$

Abbildung 3.16 zeigt die Ergebnisse der CFD-Rechnung in grün, die Ergebnisse des Modells in rot und die relativen Abweichungen der beiden Rechnungen voneinander in schwarz. Dargestellt sind jeweils die Ergebnisse am Austritt. Es ist zu erkennen, dass sowohl der Totaldruck, als auch die Totaltemperatur, der Massenstrom und die Mach-Zahl mit Änderung des Betriebspunktes zunehmen. Die Abweichungen im Massenstrom sind vernachlässigbar gering und werden deswegen nicht weiter betrachtet. Die Abweichungen beim Totaldruck sind ebenfalls sehr klein. Sie liegen zwischen 0,075% und 0,12%. Bei der Mach-Zahl sind die Abweichungen des Modells von der CFD-Rechnung höher. Sie liegen zwischen 1,3% und 2,2%. Für die Totaltemperatur liegen die Abweichungen zwischen 2,7% und 4,4% und damit noch ein wenig höher. Es ist zu erkennen, dass der Betriebspunkt die Abweichung vom analytischen Modell zur CFD-Rechnung beeinflusst. Sowohl beim Totaldruck als auch bei der Totaltemperatur und der Mach-Zahl sind die Abweichungen für die ersten drei Betriebspunkte nahezu konstant. Für die Betriebspunkte vier und fünf nehmen die Abweichungen allerdings ab.

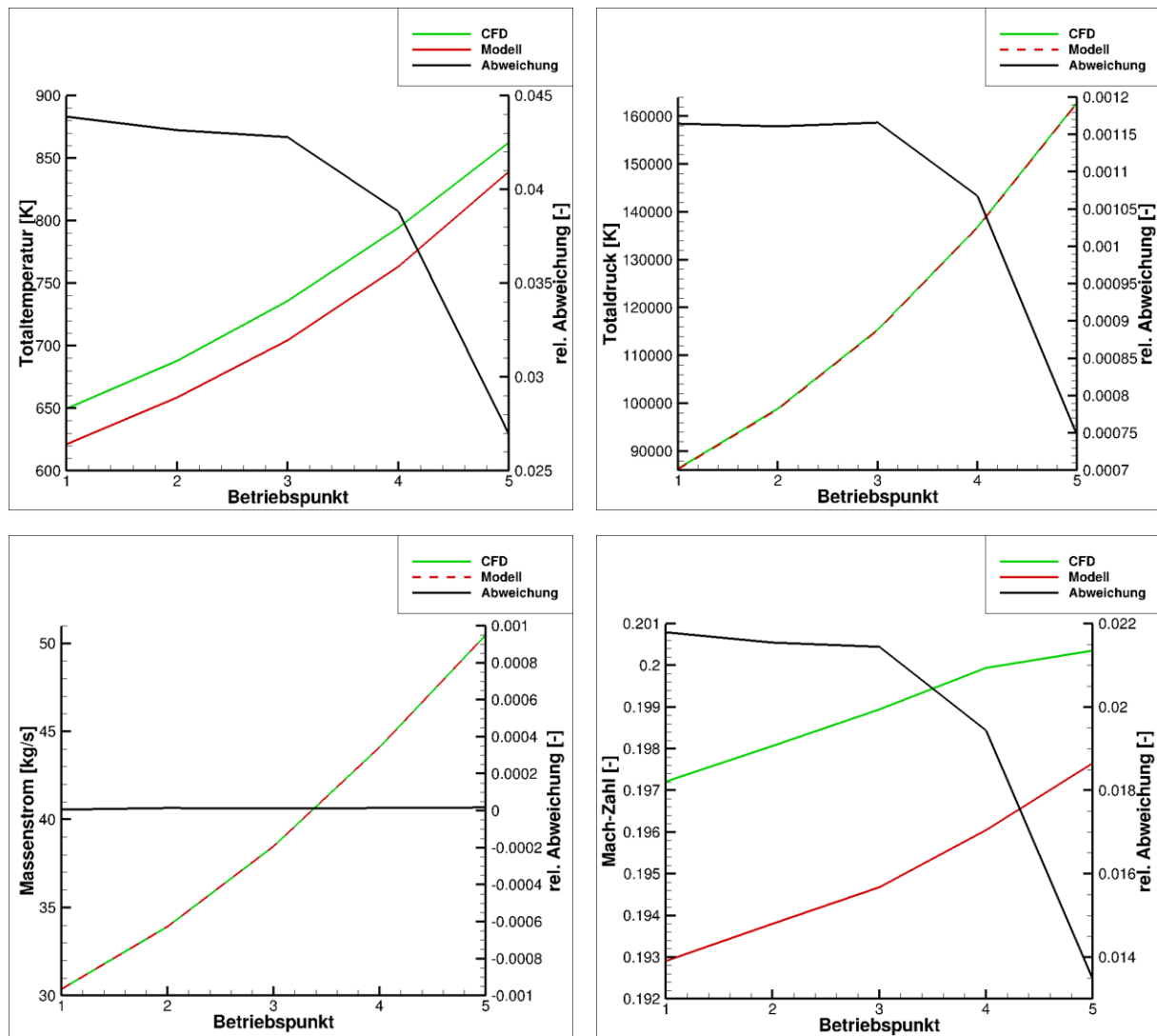


Abb. 3.16: Ergebnisse der Kennlinienrechnung für Modell und CFD am Austritt für Totaldruck, Totaltemperatur, Massenstrom und Mach-Zahl mit den jeweiligen Abweichungen

Bei der Kennlinienrechnung wurden festgelegte Betriebspunkte berechnet. Für jeden Betriebspunkt wurden dabei die Totaltemperaturen und Totaldrücke am Eintritt sowie der statische Gegendruck am Austritt verändert. Es kann nicht genau gesagt werden, welche dieser Parameter das Verhalten der Abweichungen wie beeinflusst hat. Deswegen wird im nächsten Abschnitt eine Parameterstudie durchgeführt, bei der die Randbedingungen einzeln verändert werden.

3.3 Parameterstudie

Um die Einflüsse der Randbedingungen aus den Betriebspunkten aus Kapitel 3.2.5 besser darstellen und erklären zu können, wird eine Parameterstudie durchgeführt. Es soll gezeigt werden, wie sich die Mischungsverluste mit den Randbedingungen ändern und wovon die Abweichungen zwischen dem CFD-Modell und dem analytischen Modell hauptsächlich abhängen. Die Randbedingungen für die Parameterstudie werden aus der Kennlinienrechnung im vorherigen Kapitel hergeleitet. Die Totaltemperatur am Inlet1 wird auf 340 K eingestellt, was BP1 entspricht, und der Totaldruck wird auf 163 123 Pa gesetzt, was BP5

entspricht. Die Werte für die Totaltemperatur und den Totaldruck am Inlet2 werden nach Tabelle 3.6 eingestellt und verändert. Für die Parameterrechnung wird jeweils nur ein Eintrittsparameter verändert. Die Werte für den statischen Druck am Austritt werden ebenfalls aus der Kennlinienrechnung übernommen.

Parameter	Bereich (Schrittweite)
Totaltemperatur [K] (Inlet2)	910 ... 1024 (28,5)
Totaldruck [Pa] (Inlet2)	163089 ... 160665 (606)
stat. Druck [Pa] (Outlet)	84028 ... 158414

Tab. 3.5: Randbedingungen für die Parameterstudie

Damit ergeben sich folgende Werte für die Totaldrücke, Totaltemperaturen und die Differenzen am Eintritt und für die statischen Drücke am Austritt:

Totaltemperatur-differenz dT [K]	Totaltemperatur Inlet2 [K]	Totaldruck-differenz dp [Pa]	Totaldruck Inlet2 [Pa]	stat. Druck [Pa]
570	910	34	163089	84028
598,5	938,5	640	136821	96219
627	967	1246	115220	112347
655,5	995,5	1852	98447	133132
684	1024	2458	85756	158414

Tab. 3.6: Totaldrücke, Totaltemperaturen und Differenzen am Eintritt für die Parameterstudie

3.3.1 Auswertung

Nicht alle Rechnungen sind problemlos durchgelaufen. Die Rechnung des in Tabelle 3.7 aufgeführte Betriebspunktes ist vor Erreichen einer Konvergenz abgebrochen und wird bei der nachfolgenden Auswertung nicht weiter berücksichtigt.

Parameter	Inlet1 (163)	Inlet2 (63)	Outlet (64)
Totaltemperatur [K]	340	938,5	-
Totaldruck [Pa]	163123	161271	-
statischer Druck [Pa]	-	-	112347

Tab. 3.7: Randbedingungen der abgebrochenen Rechnung ($dT = 598,5$ K $dp = 1852$ Pa)

Als erstes wird der Druckverlust zwischen Eintritt und Austritt untersucht. Abbildung 3.17 zeigt den Totaldruckverlust zwischen Ein- und Austritt. Die Totaldruckdifferenz am Eintritt beträgt dabei $dp=34$ Pa, während die Totaltemperaturdifferenz verändert wird. Es ist zu erkennen, dass die Totaldruckdifferenz zwischen Ein- und Austritt mit Zunahme des statischen Drucks sinkt. Der Zusammenhang ist nahezu linear. Mit Zunahme des statischen Gegendrucks laufen die Geraden für die unterschiedlichen Temperaturdifferenzen zusammen. Die Temperaturdifferenz scheint mit Zunahme des statischen Drucks weniger Einfluss auf den Druckverlust zu haben. Abbildung 3.18 zeigt den Totaldruckverlust bei einer Totaltemperaturdifferenz am Eintritt von $dT=570$ K. Auch hier nimmt der Totaldruckverlust mit Zunahme des statischen Gegendrucks ab. Eine Veränderung der Totaldruckdifferenz am Eintritt hat ebenfalls eine Auswirkung auf den Totaldruckverlust. Bei Erhöhung der Totaldruckdifferenz, erhöht sich auch der Totaldruckverlust.

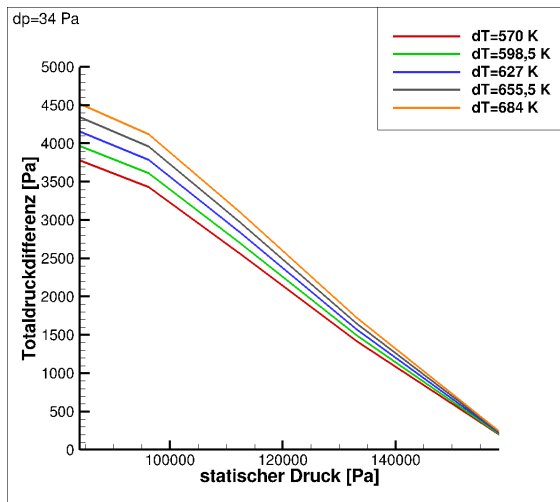


Abb. 3.17: Totaldruckdifferenz zwischen Ein- und Austritt, $dp=34$ Pa

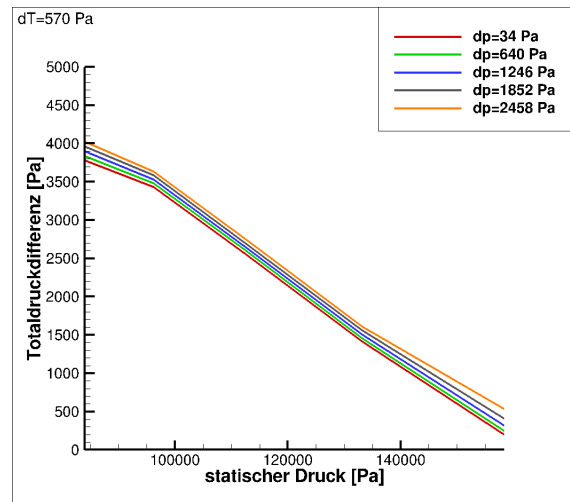


Abb. 3.18: Totaldruckdifferenz zwischen Ein- und Austritt, $dT=570$ Pa

Abbildung 3.19 zeigt den Totaldruckverlust zwischen Ein- und Austritt in Abhängigkeit von der Totaltemperatur und dem Totaldruck am Inlet2 für die vier statischen Gegen-drücke $p = 84\,028\text{ Pa}$, $p = 96\,219\text{ Pa}$, $p = 133\,132\text{ Pa}$ und $p = 158\,414\text{ Pa}$. Bei statischen Drücken von $84\,028\text{ Pa}$ und $96\,219\text{ Pa}$ ist zu erkennen, dass der Totaldruckverlust mit Zunahme der Totaltemperatur am Inlet2 ebenfalls zunimmt. Eine Erhöhung des Totaldrucks am Inlet2 hat hier einen geringen Einfluss auf den Totaldruckverlust. Tendenziell nimmt der Verlust des Totaldrucks ab, wenn der Druck an Inlet2 erhöht wird. Bei einem statischen Druck von $133\,132\text{ Pa}$ haben sowohl die Totaltemperatur als auch der Totaldruck einen Einfluss auf den Totaldruckverlust, allerdings ist der Einfluss eher gering. Wird der statische Druck am Austritt weiter erhöht, hat eine Veränderung der Totaltemperatur am Inlet2 kaum noch Einfluss, dafür beeinflusst jetzt eine Totaldruckveränderung am Inlet2 das Ergebnis. Wenn der Totaldruck am Inlet2 erhöht wird, sinken damit die Totaldruckverluste leicht.

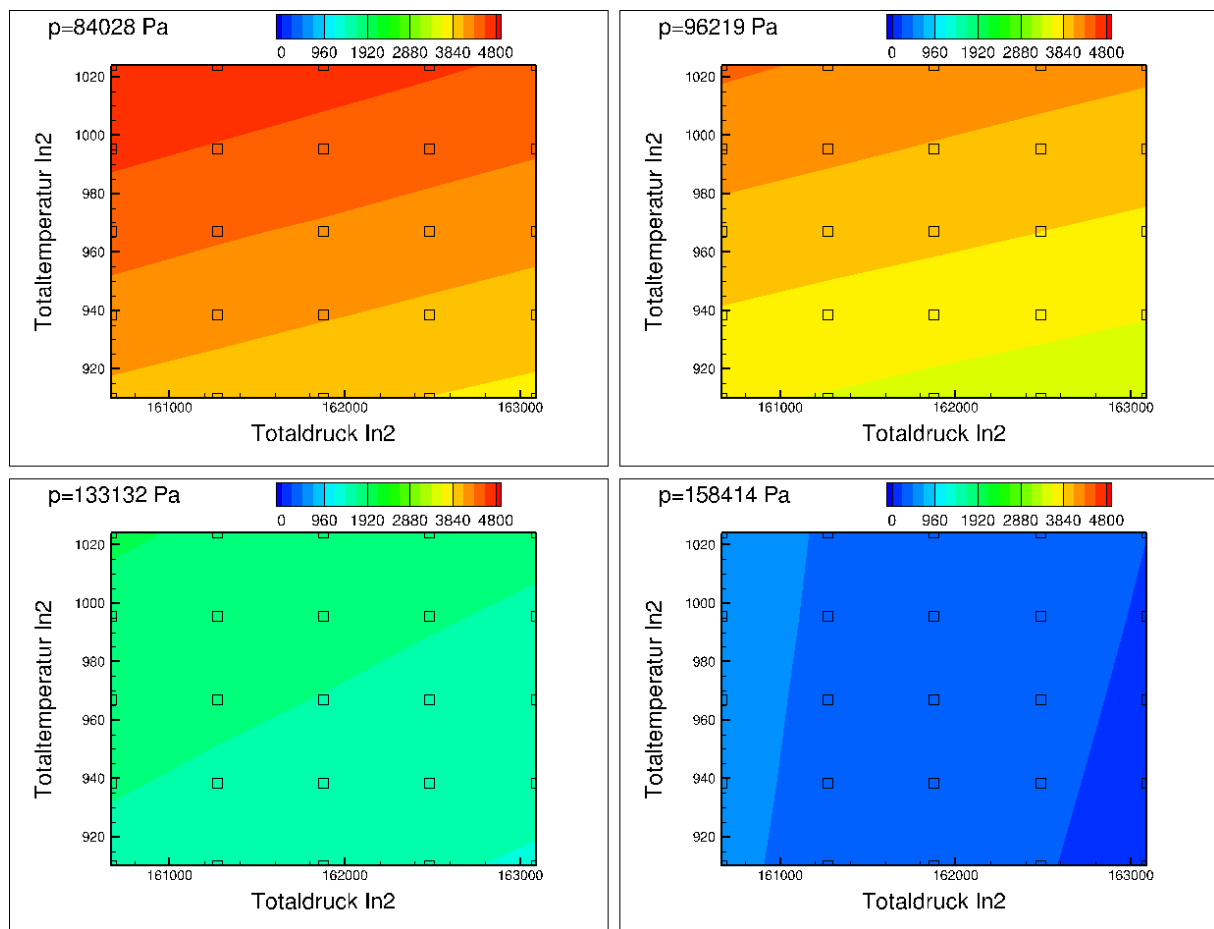


Abb. 3.19: Totaldruckverlust für verschiedene statische Gegendrücke

Die Entropiezunahme zwischen Ein- und Austritt für verschiedene statische Gegendrücke ist in Abbildung 3.20 dargestellt. Für die ersten drei statischen Drücke (84 028 Pa, 96 219 Pa und 133 132 Pa) hat eine Änderung des Totaldrucks am Inlet2 keinen Einfluss auf die Entropie, eine Veränderung der Totaltemperatur hingegen schon. Eine Erhöhung der Temperatur führt zu einer Zunahme der Entropiedifferenz zwischen Ein- und Austritt. Bei einem statischen Gegendruck von 158 414 Pa haben sowohl eine Veränderung des Totaldrucks als auch der Totaltemperatur einen Einfluss auf die Entropiezunahme. Ein höherer Totaldruck am Inlet2 bewirkt eine Abnahme der Entropiedifferenz, während eine höhere Totaltemperatur auch hier eine höhere Entropiezunahme zur Folge hat.

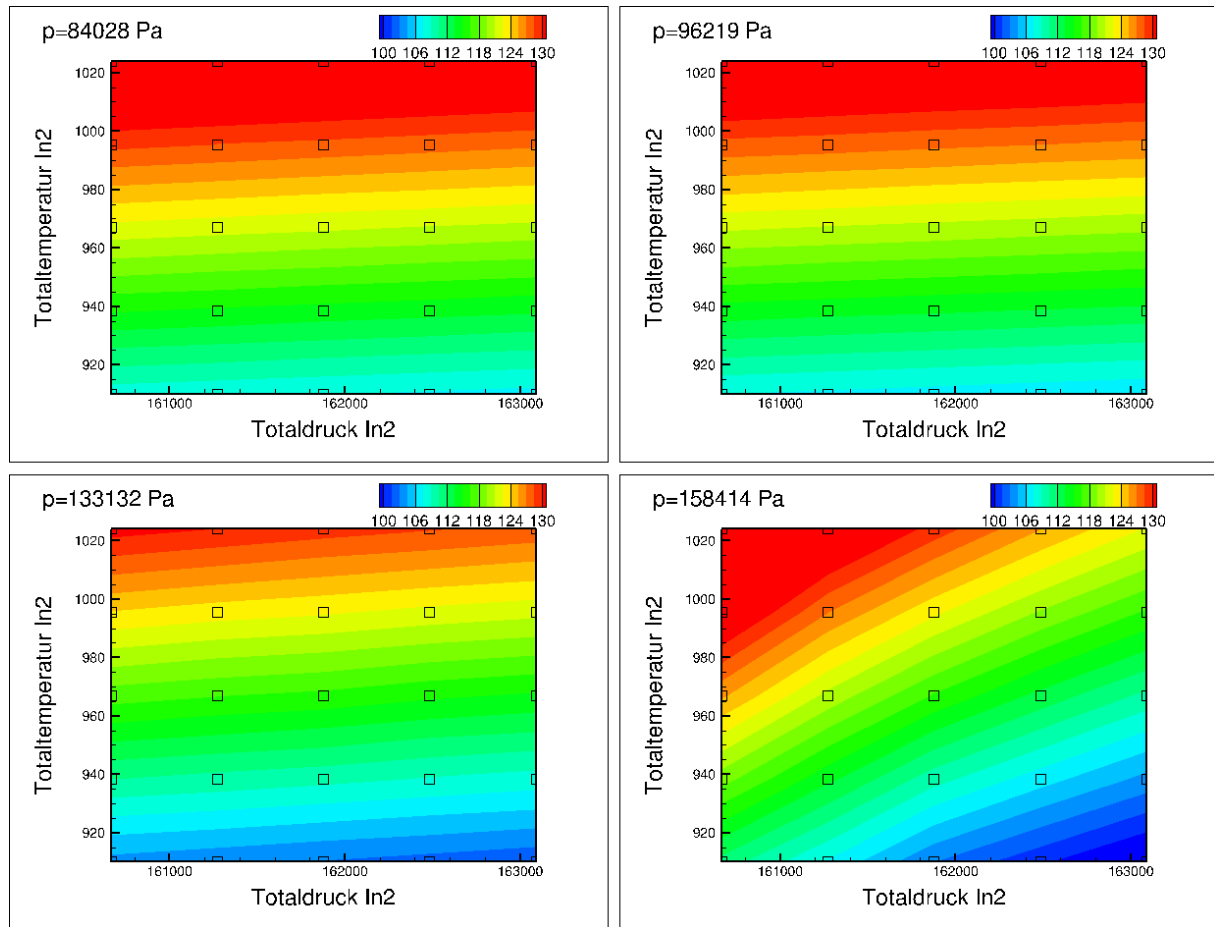


Abb. 3.20: Entropiedifferenz zwischen Ein- und Austritt für verschiedene statische Drücke

Bei der Betrachtung der Mach-Zahl aus dem CFD-Modell (siehe Abbildung 3.21) fällt auf, dass die Mach-Zahlen für die niedrigen statischen Drücke sehr hoch gehen. Bei der Abbildung ist zu beachten, dass die einzelnen Grafiken zur besseren Übersicht unterschiedliche Wertebereiche darstellen. Die Mach-Zahl für den niedrigsten Druck geht gegen eins, während die Mach-Zahlen für die mittleren Drücke um 0,87 und 0,52 liegen. Folglich ist der Bereich für die Randbedingungen für diese Parameterstudie nicht gut gewählt, da die Mach-Zahlen bei drei der vier statischen Gegendrücke zu hoch sind um aussagekräftige Ergebnisse zu erhalten. Aus diesem Grund wird eine zweite Parameterstudie durchgeführt.

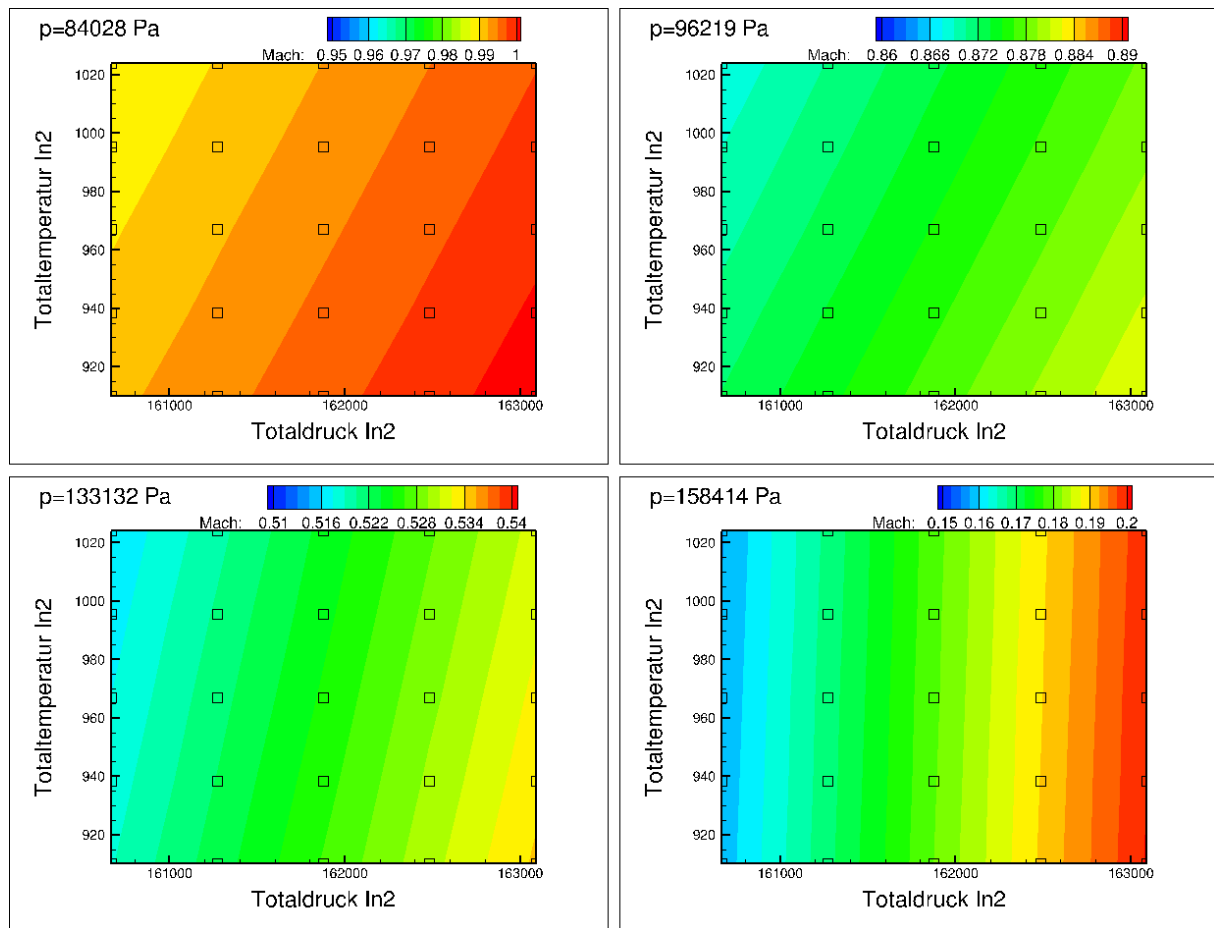


Abb. 3.21: Mach-Zahl für das CFD-Modell für verschiedene statische Drücke

3.4 Parameterstudie 2

Die zweite Parameterstudie basiert auf einer Flugenvelope, die den möglichen Leistungsbereich des Triebwerks abdeckt. Dafür werden drei Parameter vorgegeben und variiert, die reduzierte Fan Drehzahl, die Flughöhe und die Flugmachzahl. Der jeweilige Bereich und die Schrittweite ist in Tabelle 3.8 aufgelistet.

Parameter	Bereich (Schrittweite)
red. Fan Drehzahl [-]	0,8 ... 1 (0,05)
Flughöhe [m]	0 ... 15000 (3750)
Flugmachzahl [-]	0 ... 2 (0,25)

Tab. 3.8: Parameter für Flugenvelope

Aus diesen drei Parametern ergeben sich 225 mögliche Betriebspunkte, von denen allerdings schon in der Leistungssynthese (GTlab) nicht alle konvergieren. Es ergeben sich die Minimal- und Maximalwerte für die Totaldrücke und Totaltemperaturen an den beiden Eintritten und den statischen Druck am Austritt, die in Tabelle 3.9 aufgelistet sind.

Parameter	Minimalwert	Maximalwert
Totaldruck [Pa] Inlet1	29671,02	1665274,91
Totaltemperatur [K] Inlet1	296,7	696,83
Totaldruck [Pa] Inlet2	28848,00	1650051,5
Totaltemperatur [K] Inlet2	864,54	1709,49
statischer Druck [Pa] Outlet	28236,61	1607608,28

Tab. 3.9: Maximal- Minimalwerte der Parameter für die zweite Parameterstudie

Bei dieser Parameterstudie werden nicht die in *GMC* vorgegebenen Randbedingungen Totaltemperatur, Totaldruck und statischer Druck konstant gehalten, sondern mit jedem Betriebspunkt verändern sich die vorgegebenen Randbedingungen. Werden die Werte der Randbedingungen auf die Werte am Inlet2 bezogen, ergibt sich für das Verhältnis der Totaltemperaturen $\frac{T_{t163}}{T_{t63}}$ ein Minimalwert von 0,3 und ein Maximalwert von 0,42. Für das Verhältnis der Totaldrücke $\frac{p_{t163}}{p_{t63}}$ ergibt sich ein Minimalwert von 1 und ein Maximalwert von 1,03. Für das Verhältnis des statischen Drucks am Austritt, bezogen auf den Totaldruck am Inlet2 $\frac{p_{64}}{p_{t63}}$, ergibt sich ein Minimalwert von 0,97 und ein Maximalwert von 0,98. Es fällt auf, dass Minimal- und Maximalwert jeweils eng beieinander liegen.

Abbildung 3.22 zeigt die jeweiligen Entropiezunahmen für alle Betriebspunkte in Abhängigkeit der Flugmachzahl (Z-Achse), der Flughöhe (Y-Achse) und der reduzierten Fan Drehzahl (X-Achse).

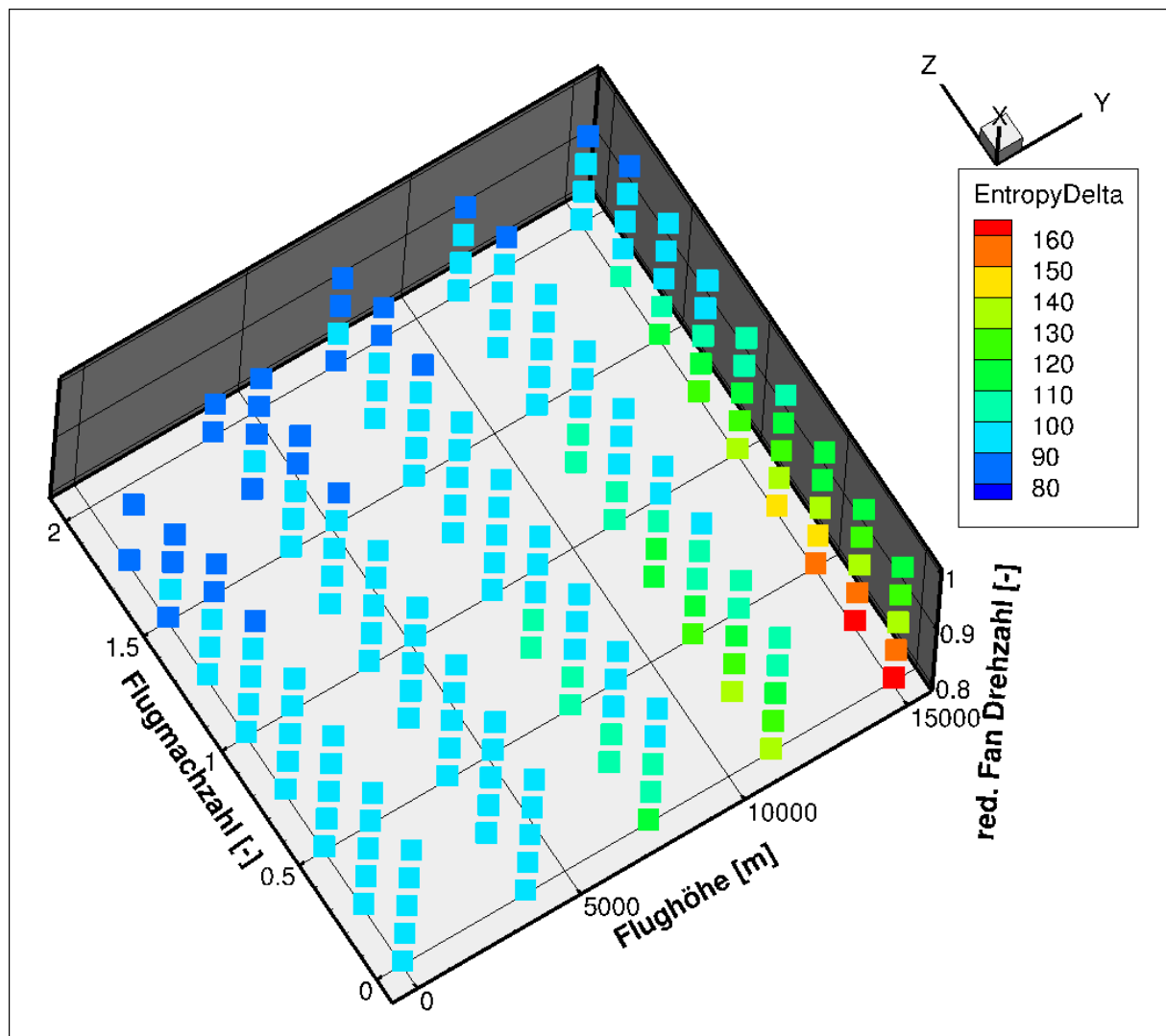


Abb. 3.22: Entropiezunahme zwischen Ein- und Austritt für die Flugenveloppe

Bei genauerer Betrachtung einzelner Betriebspunkte fällt auf, dass der Mischungskanal hier nicht lang genug modelliert ist, um die Strömung ausreichend zu mischen. In Abbildung 3.23 ist der Entropieverlauf entlang des Mischungskanals für eine Flughöhe von $H = 7500$ m, eine reduzierte Fan-Drehzahl von $n_{red} = 0,8$ und verschiedene Flug-Machzahlen zu sehen. Es ist zu erkennen, dass die Entropie am Ende des Mischungskanals für diese Betriebspunkte noch keinen konstanten Wert erreicht hat. Folglich ist die Strömung noch nicht ausreichend ausgemischt, um die vollständigen Verluste zu beschreiben. Es ist zu erwarten, dass bei einer weiteren Mischung weitere Mischungsverluste austreten, wodurch die Entropie weiter ansteigt. Die in Abbildung 3.34 dargestellten Entropien sind demzufolge mit Vorsicht zu betrachten. In Abbildung 3.23 ist bereits zu erkennen, dass zwischen der Entropiezunahme des Mixers und der Flugmachzahl ein Zusammenhang besteht. Mit Erhöhung der Flugmachzahl sinkt die Entropiezunahme und damit die Verluste.

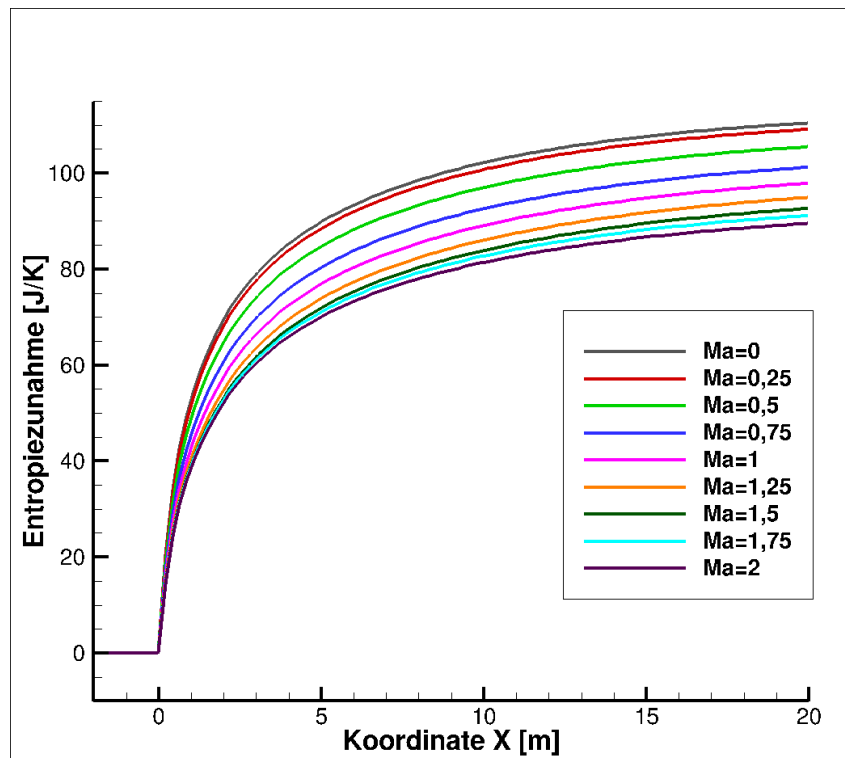


Abb. 3.23: Entropiezunahme entlang des Mischungskanals für verschiedene Flugmachezahlen; $H = 7500$ m; $n_{red} = 0,8$ (Kanallänge: 20 m)

Da die Kanallänge für die Parameterstudie zu kurz ist, werden neue Rechnungen mit einer Kanallänge von 50 m und 100 m durchgeführt. Durch die längere Geometrie muss die maximale Anzahl der Iterationsschritte hochgesetzt werden, um eine vollständig auskonvergierte Lösung zu erhalten. Die maximalen Iterationsschritte für die Rechnungen mit 50 m werden auf 500000 eingestellt, und für die Rechnungen mit 100 m wird diese Anzahl auf 800000 eingestellt.

Abbildung 3.24 zeigt die Entropiezunahme entlang des Mischungskanals bei einer Kanallänge von 50 m. Es ist zu erkennen, dass die Entropie weiter zugenommen und auch nach 50 m noch keinen konstanten Wert erreicht hat. Da die Rechnungen mit 100 m Probleme bei der Konvergenz aufweisen, werden die folgenden Untersuchungen mit einer Länge von 50 m durchgeführt. Dabei muss der Fehler, der aus der unvollständigen Mischung durch das CFD-Modell hervorgeht, beachtet werden.

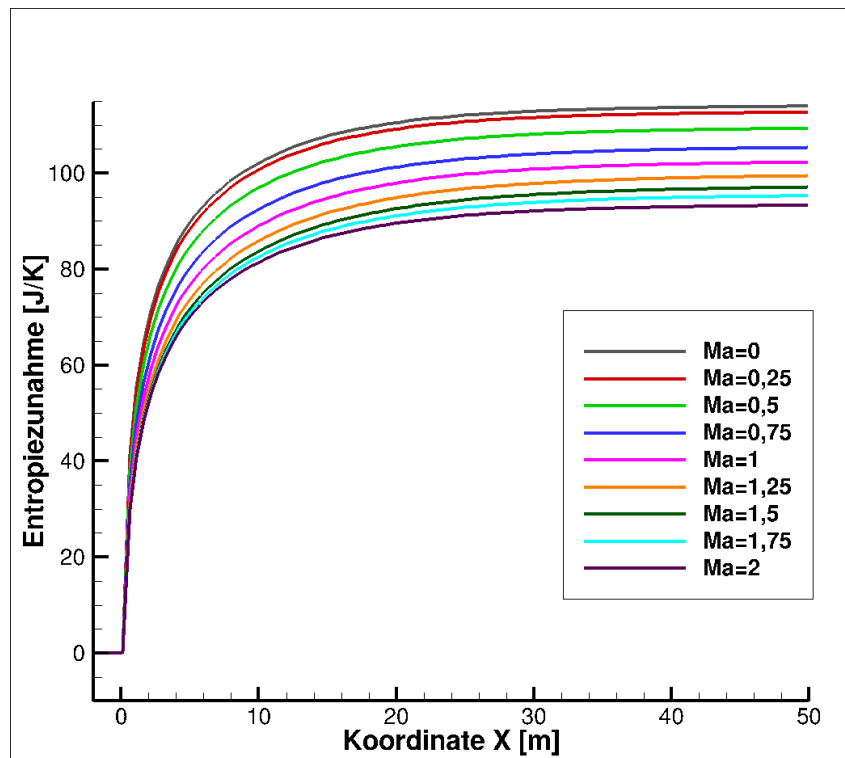


Abb. 3.24: Entropiezunahme entlang des Mischungskanals für verschiedene Flugmachzahlen; $H = 7500$ m; $n_{red} = 0,8$ (Kanallänge: 50 m)

Abbildung 3.25 zeigt die Entropiezunahme zwischen Ein- und Austritt des Mischers in Abhängigkeit von der Flugmachzahl, der Flughöhe und der reduzierten Fan Drehzahl. Die Betriebspunkte mit der Flughöhe 0 und hohen Flugmachzahlen ($Ma=1$) erreichen keine Konvergenz und werden deswegen bei der Untersuchung nicht weiter beachtet. Außerdem gibt es vereinzelt weitere Punkte, die fehlen. Diese Rechnungen sind ebenfalls nicht konvergiert sodass sie keine sinnvollen Ergebnisse liefern können. Diese Punkte werden aus der Auswertung entfernt. Es ist zu erkennen, dass alle drei Variablen die Zunahme der Entropie beeinflussen. Die höchste Entropiezunahme beträgt 166 J/K. Sie wird bei einer Flughöhe von $15\,000$ m, einer Mach-Zahl von 0 und einer reduzierten Fan Drehzahl von 0,8 erreicht. In der Praxis ist ein solcher Flugzustand allerdings nicht realistisch. Die geringste Entropiezunahme beträgt $81,68$ J/K. Sie wird bei einem Überschallflug mit einer Flugmachzahl von 1,75 in 3750 m Flughöhe mit einer reduzierten Fan Drehzahl von 1 erreicht. Für geringe Flughöhen sind die Entropiezunahmen gering und die Flugmachzahl und die reduzierte Fan Drehzahl haben kaum einen Einfluss auf die Entropiezunahme. Mit Zunahme der Flughöhe wird auch die Entropiezunahme größer. Auch der Einfluss der reduzierten Fan Drehzahl und der Flugmachzahl nimmt mit zunehmender Flughöhe zu. Eine Erhöhung der Fan Drehzahl bewirkt eine Abnahme der Entropiezunahme. Bei einer hohen Flughöhe von $15\,000$ m und paralleler niedriger Flugmachzahl hat die reduzierte Fan Drehzahl einen hohen Einfluss auf die Entropiezunahme. Eine Zunahme der reduzierten Fan Drehzahl bewirkt eine deutliche Verringerung der Entropiezunahme. Bei einer hohen Flugmachzahl hat die Fan Drehzahl wiederum keinen nennenswerten Einfluss auf die Entropiezunahme. Bei geringer Flughöhe ist der Einfluss von reduzierter Fan Drehzahl und Flugmachzahl ebenfalls gering.

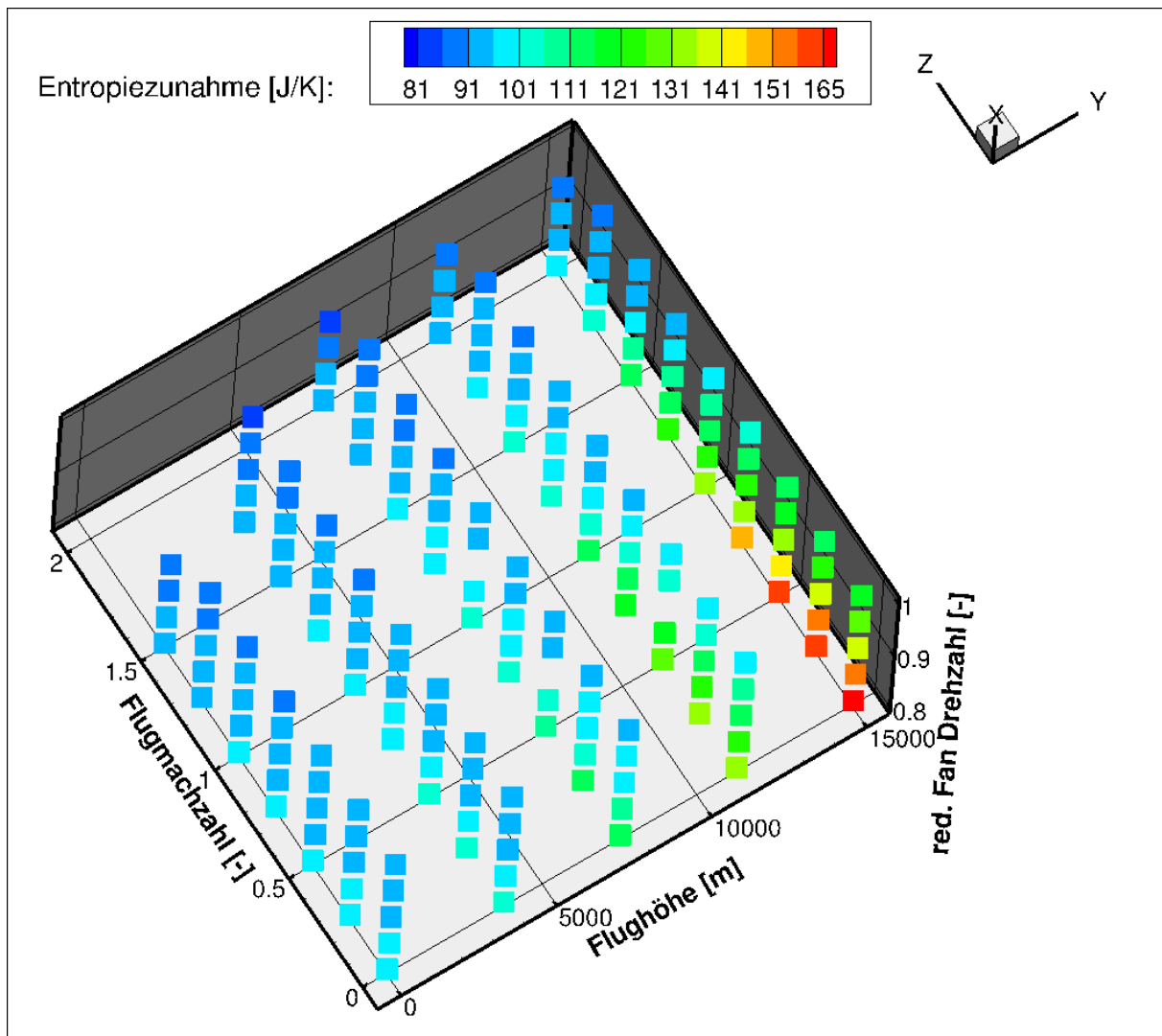


Abb. 3.25: Entropiezunahme zwischen Ein- und Austritt für die Flugenvelope (Kanallänge: 50m)

Abbildung 3.26 zeigt den Verlauf der statischen Temperatur entlang der X-Achse für zwei verschiedene Betriebszustände aus der Flugenvelope. Die Flughöhe des Betriebszustands in der linken Darstellung beträgt 12 000 m, die Mach-Zahl 1,25 und die reduzierte Fan Drehzahl 1. Die Entropiedifferenz zwischen Ein- und Austritt des Mixers beträgt bei diesen Parametereinstellungen 91,9 J/K und gehört damit zu den geringeren Entropiezunahmen in der Envelope (siehe Abbildung 3.25). Der zweite Betriebspunkt hat eine Flughöhe von 15 000 m, eine Flugmachzahl von 0,75 und eine reduzierte Fan Drehzahl von 0,8. Die Entropiedifferenz zwischen Ein- und Austritt des Mixers beträgt hier 146,5 J/K. Damit gehört sie zu den höheren Entropiezunahmen der Envelope. Anschließend werden die Kanallängen miteinander verglichen, die die Strömungen der beiden Betriebspunkte jeweils benötigen, um sich zu mischen, also eine nahezu konstante Temperatur über dem Querschnitt zu erlangen. Dabei fällt auf, dass die Strömung, die eine geringere Entropiezunahme hervorruft, eine geringere Mischungsweglänge besitzt (siehe Abbildung 3.26). Hier ist bereits nach 10 m eine konstante Temperatur erreicht. Bei dem Betriebspunkt mit der höheren Entropiedifferenz benötigt die Strömung über 30 m, um sich zu mischen.

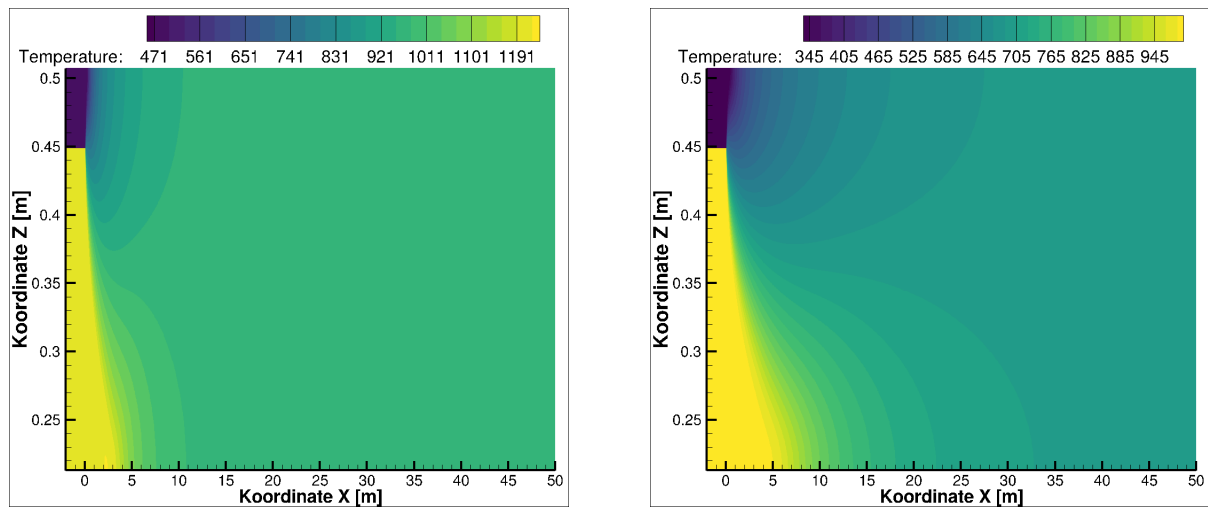


Abb. 3.26: Verlauf der statischen Temperatur entlang der X-Achse;

links: $H = 12\,000\text{ m}$, $Ma = 1,25$, $n_{red} = 1$;

rechts: $H = 15\,000\text{ m}$, $Ma = 0,75$, $n_{red} = 0,8$

In Abbildung 3.27 ist dargestellt, wie der Entropieanstieg zwischen Ein- und Austritt des Mischers von dem statischen Druck und dem Massenstrom am Austritt abhängt. Bei beiden Parametern ist ein ähnlicher Verlauf zu erkennen. Sowohl bei einem niedrigen statischen Druck, als auch bei einem niedrigen Massenstrom am Austritt, fällt der Entropieanstieg stark ab. Anschließend flacht die Kurve ab und eine Veränderung der Parameter hat einen kleineren Einfluss auf den Entropieanstieg.

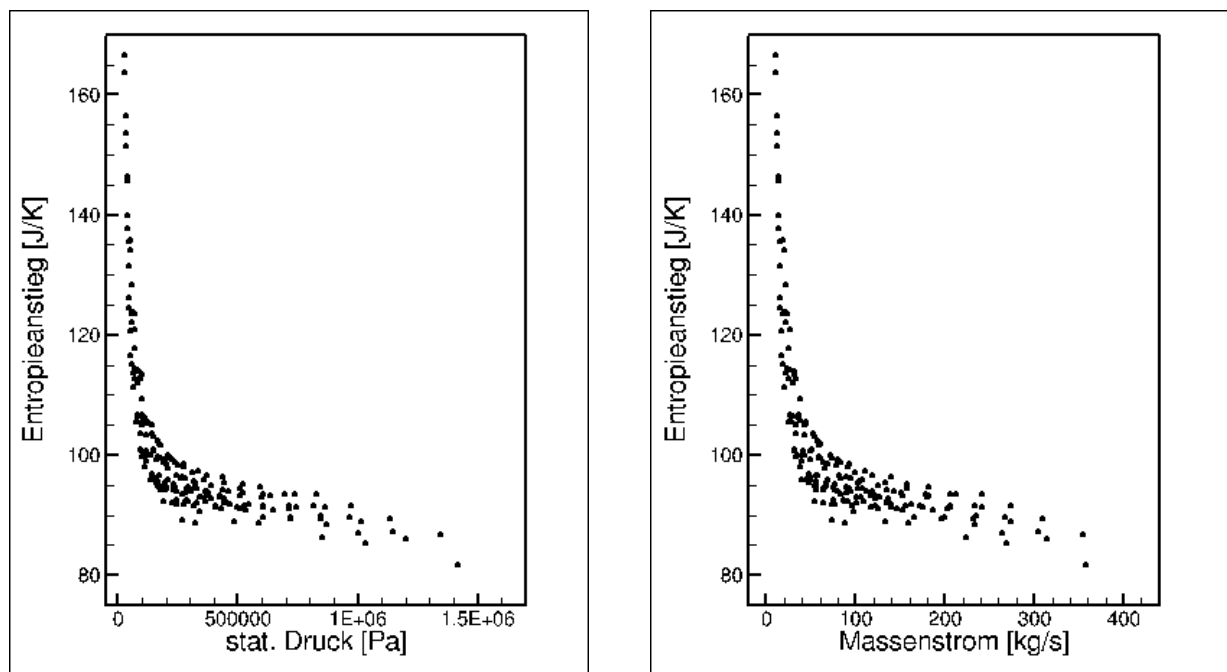


Abb. 3.27: Entropieanstieg zwischen Ein- und Austritt in Abhängigkeit vom Totaldruck an den beiden Eintritten

Abbildung 3.28 zeigt den Entropieanstieg zwischen Ein- und Austritt des Mischers in Abhängigkeit des Totaldrucks am Inlet1 und des Totaldrucks am Inlet2. Der Verlauf ähnelt den zuvor gezeigten sehr. Mit Erhöhung des Totaldrucks nimmt der Entropieanstieg zunächst stark ab um anschließend abzuflachen. Folglich haben niedrige Totaldrücke einen großen Einfluss auf den Entropieanstieg, während höhere Totaldrücke am Eintritt den Entropieanstieg nur leicht beeinflussen.

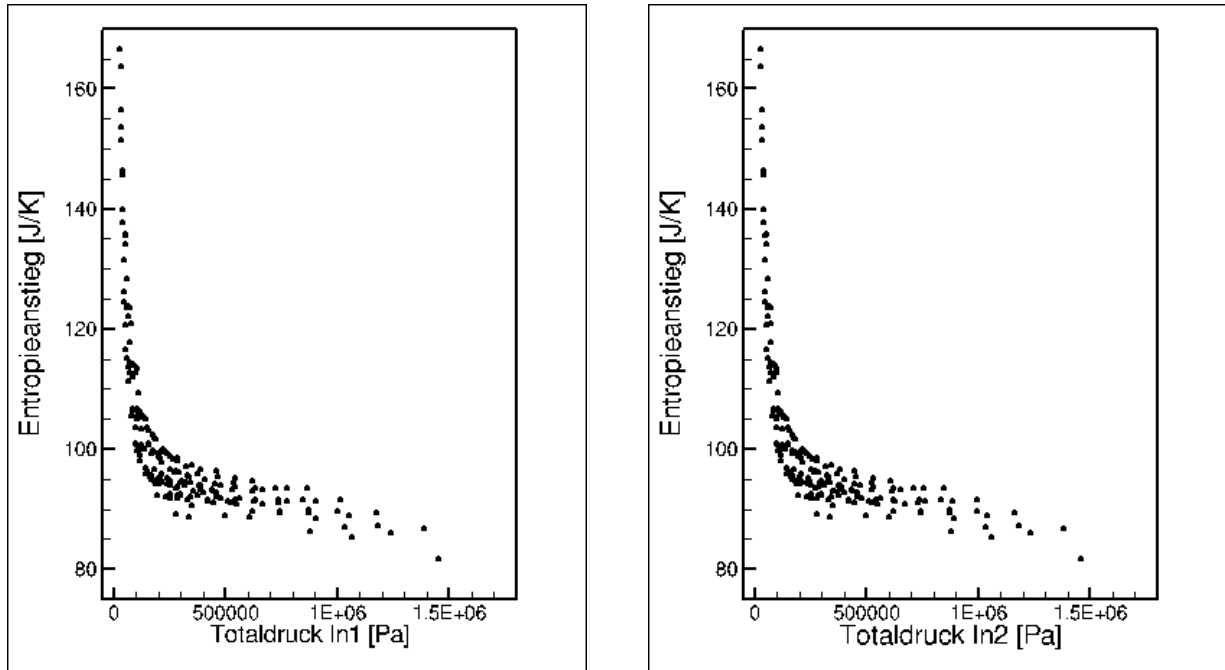


Abb. 3.28: Entropieanstieg zwischen Ein- und Austritt in Abhängigkeit des Totaldrucks an den beiden Eintritten

Anschließend wird der Zusammenhang zwischen dem Entropieanstieg und den Totaltemperaturen an den beiden Eintritten untersucht. Dieser Zusammenhang ist in Abbildung 3.29 dargestellt. Auch hier ist ein ähnlicher Verlauf wie bei den anderen Parametern zu erkennen. Für tiefe Temperaturen fällt der Entropieanstieg stark ab und flacht anschließend ab. Allerdings hat der Entropieanstieg für mittlere Totaltemperaturen erneut eine weite Streuung, sodass hier sowohl hohe als auch niedrige Entropiezunahmen auftreten.

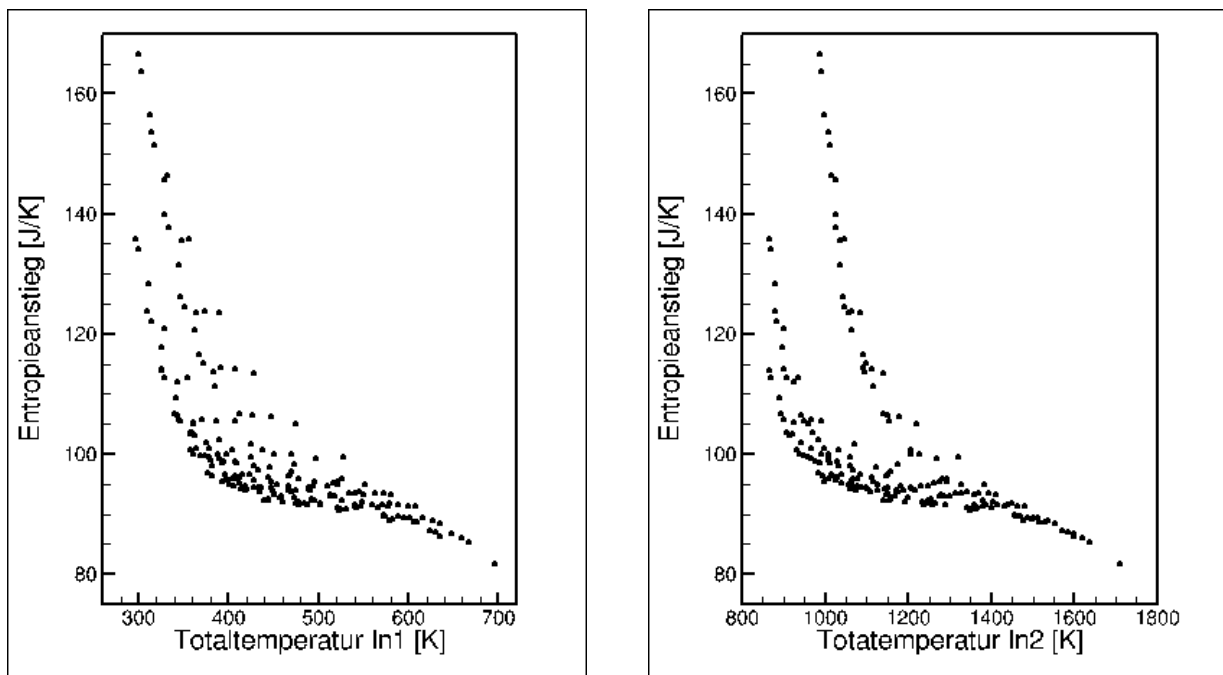


Abb. 3.29: Entropieanstieg zwischen Ein- und Austritt in Abhängigkeit der Totaltemperatur an den beiden Eintritten

Als nächstes wird untersucht, welchen Einfluss die drei Parameter Flughöhe, Flugmachzahl und reduzierte Fan Drehzahl auf die Abweichungen des analytischen Modells vom CFD-Modell haben. Als Vergleichswert dient dazu wieder die Entropiedifferenz zwischen Ein- und Austritt des Mischers. Die Abweichungen der beiden Modelle voneinander liegen zwischen 0,2 % und 3 % (siehe Abbildung 3.30). Es ist zu erkennen, dass höhere Flughöhen höhere Abweichungen verursachen, während die Abweichungen bei niedrigeren Flughöhen eher gering sind. Außerdem lässt sich für niedrige Flugmachzahlen sagen, dass bei einer hohen Flughöhe und einer geringen Drehzahl kleinere Abweichungen entstehen als bei einer hohen Flughöhe und einer hohen Drehzahl.

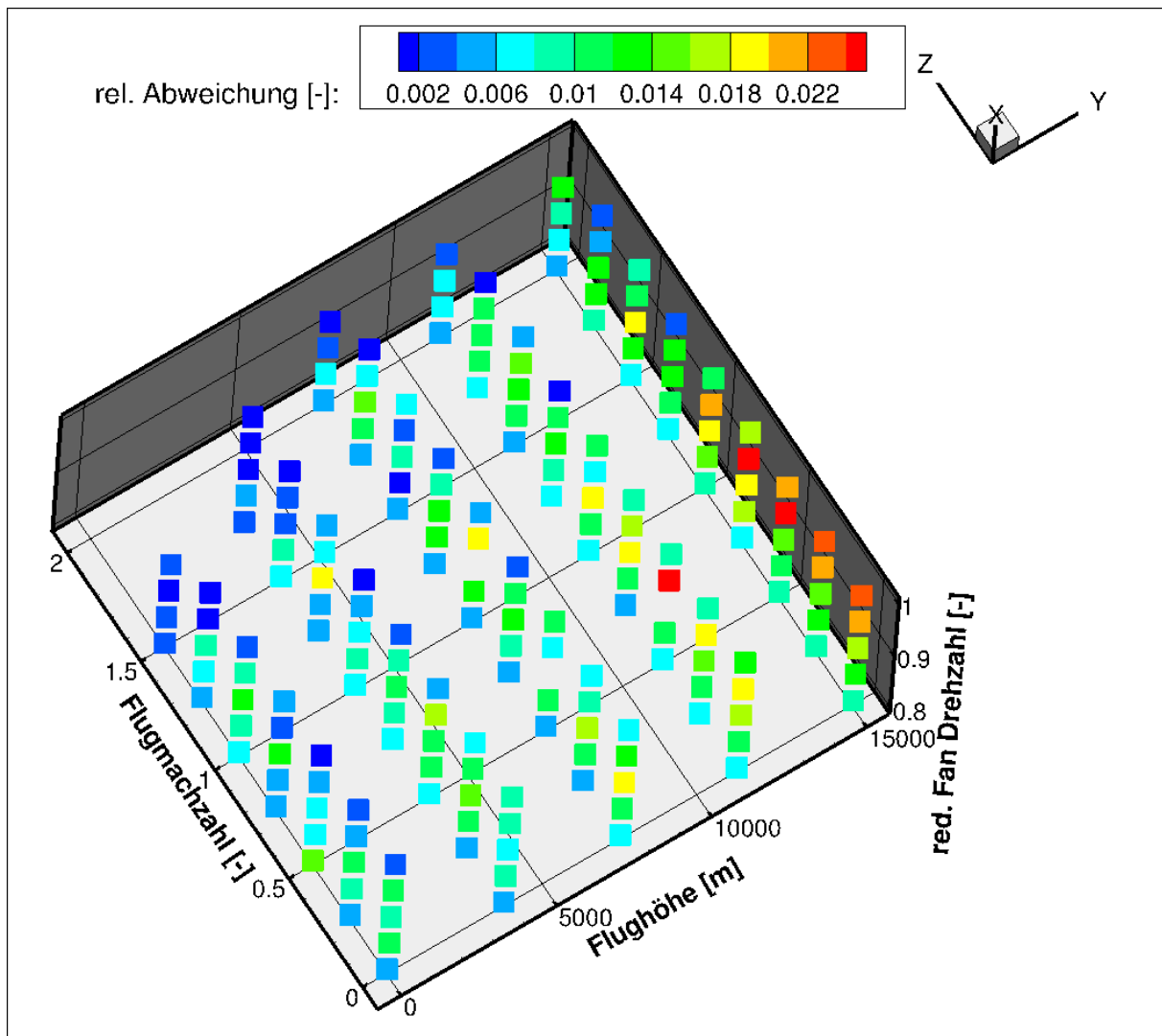


Abb. 3.30: relative Abweichungen der Entropiezunahme von analytischem Modell und CFD-Modell

Abbildung 3.31 zeigt, inwiefern die Abweichungen der Entropiezunahmen zwischen analytischem Modell und CFD-Modell von den Totaldrücken an den beiden Eintritten abhängen. Es fällt auf, dass die höheren Abweichungen bei niedrigen Totaldrücken auftreten. Die niedrigen Abweichungen treten dagegen über den gesamten Wertebereich der Totaldrücke auf.

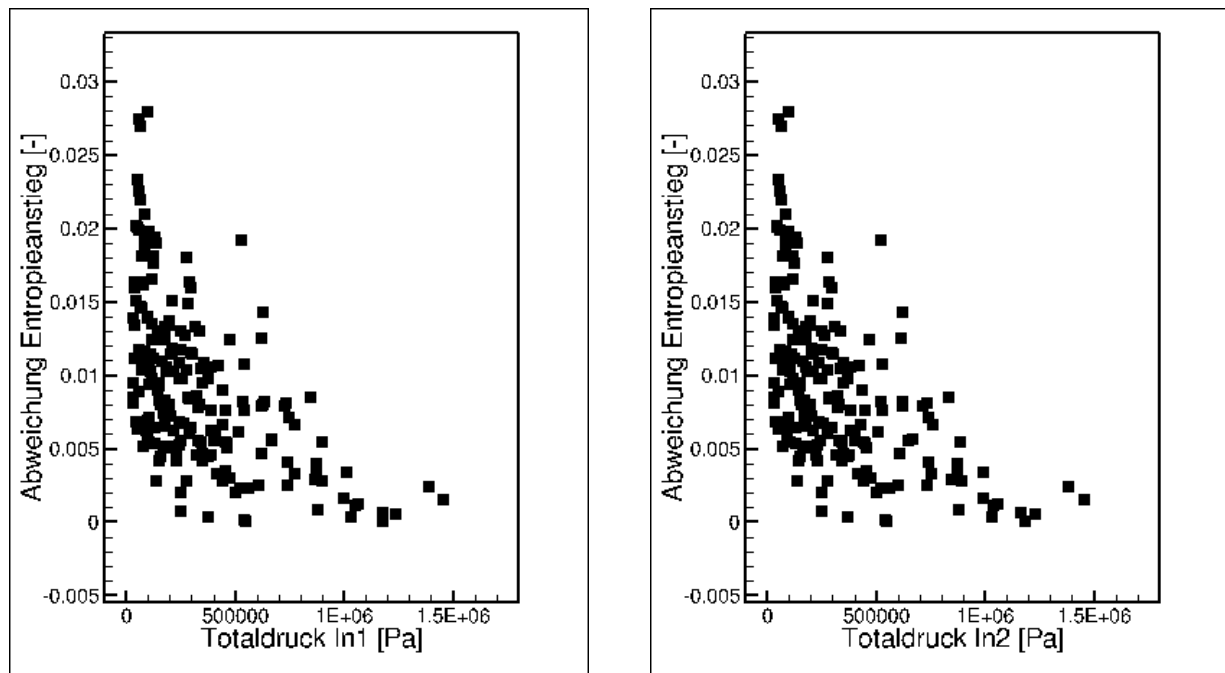


Abb. 3.31: relative Abweichungen der Entropiezunahme von analytischem Modell und CFD-Modell in Abhängigkeit des Totaldrucks an den beiden Eintritten

Bei der Abhängigkeit von den Totaltemperaturen an den Eintritten (siehe Abbildung 3.32) lässt sich feststellen, dass die Abweichungen sehr gestreut liegen. Es lässt sich keine pauschale Aussage über eine Abhängigkeit der Abweichungen von den Totaltemperaturen an den beiden Eintritten machen.

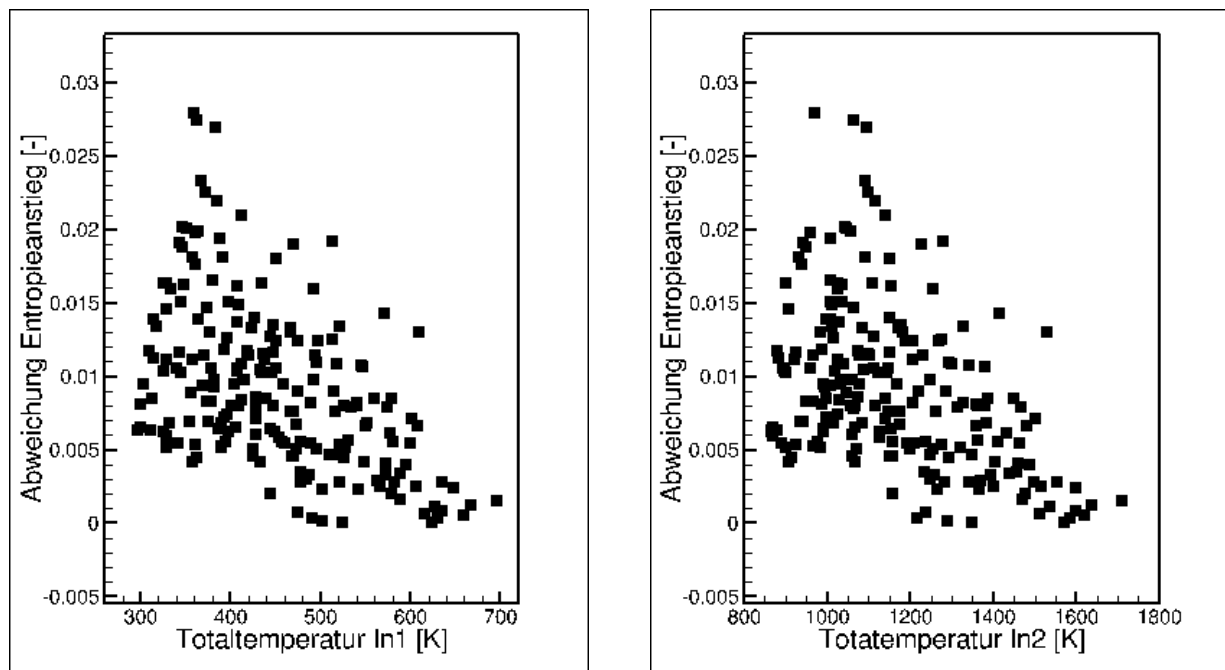


Abb. 3.32: relative Abweichungen der Entropiezunahme von analytischem Modell und CFD-Modell in Abhängigkeit der Totaltemperatur an den beiden Eintritten

Die Abhängigkeit des Entropieanstiegs zwischen Ein- und Austritt des Mixers aus dem CFD-Modell von der Abweichung des Entropieanstiegs von analytischem Modell und CFD-Modell ist in Abbildung 3.33 zu sehen. Für geringe Entropiezunahmen zwischen 80 J/K und 110 J/K gibt es Abweichungen, die unter 0,5 % liegen. Darüber sind die Abweichungen höher. Allerdings ist keine genaue Abhängigkeit der relativen Abweichungen von der Entropiezunahme feststellbar.

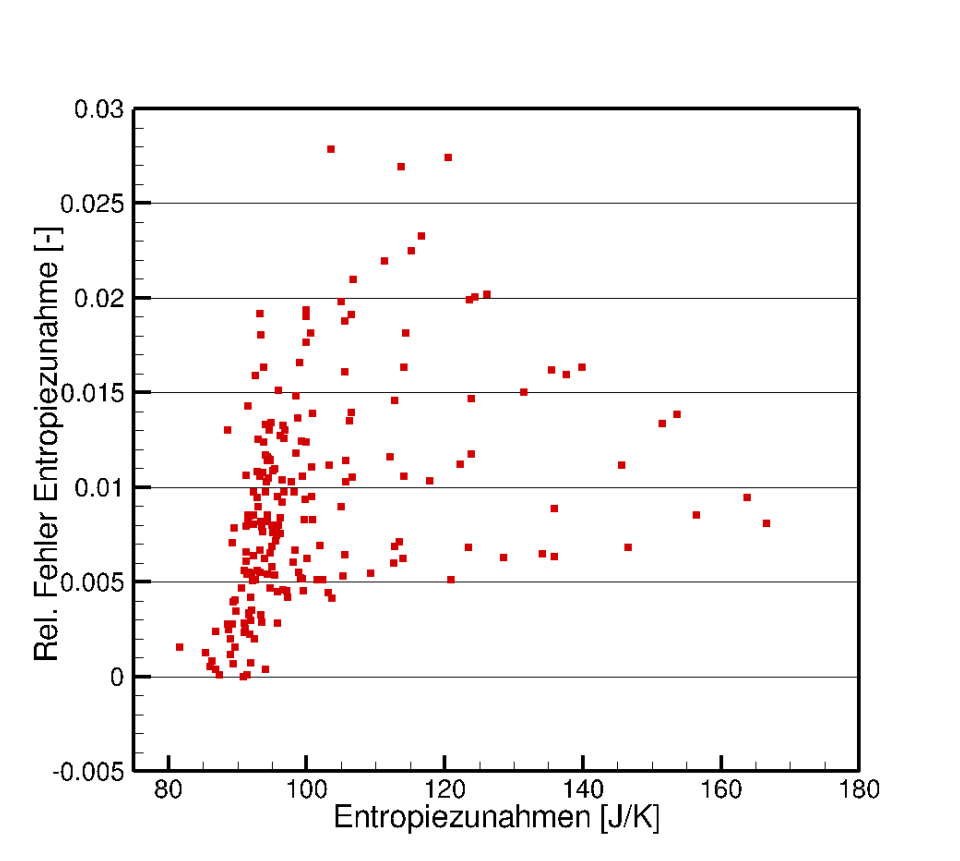


Abb. 3.33: relative Abweichungen der Entropiezunahme von analytischem Modell und CFD-Modell in Abhängigkeit von der Entropiezunahme

3.5 Parameterstudie 3

Für die dritte Parameterstudie werden die Randbedingungen am Inlet2 konstant gehalten. ($p_{t63} = 85\,000\text{ Pa}$, $T_{t63} = 900\text{ K}$). Die anderen Parameter werden, wie in Tabelle 3.10 dargestellt, in Verhältnissen variiert.

	Parameter	Bereich (Schrittweite)
Gegendruckvariation	p_{64}/p_{t63}	0,9 ... 0,98 (0,02)
Temperaturverhältnis	T_{t163}/T_{t63}	0,3 ... 0,4 (0,05)
Druckverhältnis	p_{t163}/p_{t63}	1 ... 1,04 (0,02)

Tab. 3.10: Parameter für die dritte Parameterstudie

Für die Totaltemperatur und den Totaldruck am Inlet1 und für den statischen Druck am Austritt ergeben sich daraus die folgenden Werte für die Randbedingungen der Parameterstudie:

Parameter	Bereich (Schrittweite)
Totaldruck [Pa] (Inlet1)	85000 ... 88400 (1700)
Totaltemperatur [K] (Inlet2)	270 ... 360 (45)
statischer Druck [Pa] (Outlet)	76500 ... 83300 (1700)

Tab. 3.11: Randbedingungen für die dritte Parameterstudie

Abbildung 3.34 zeigt die Entropiezunahme zwischen Eintritt und Austritt des Mischers für das CFD-Modell in Abhängigkeit der in der Parameterstudie veränderten Parameter. Auf der X-Achse befindet sich der statische Druck in Pascal, auf der Y-Achse der Totaldruck am Inlet1, ebenfalls in Pascal, und auf der Z-Achse steht die Totaltemperatur am Inlet1 in Kelvin. Es ist zu erkennen, dass es ein paar Ausreißer gibt, die nicht zu den vorgegebenen Parametern passen (eingekreiste Punkte in Abbildung 3.34). Bei diesen Punkten sind die Rechnungen nicht richtig konvergiert, weswegen die Ergebnisse aus der Studie entfernt und für die Auswertung nicht weiter beachtet werden.

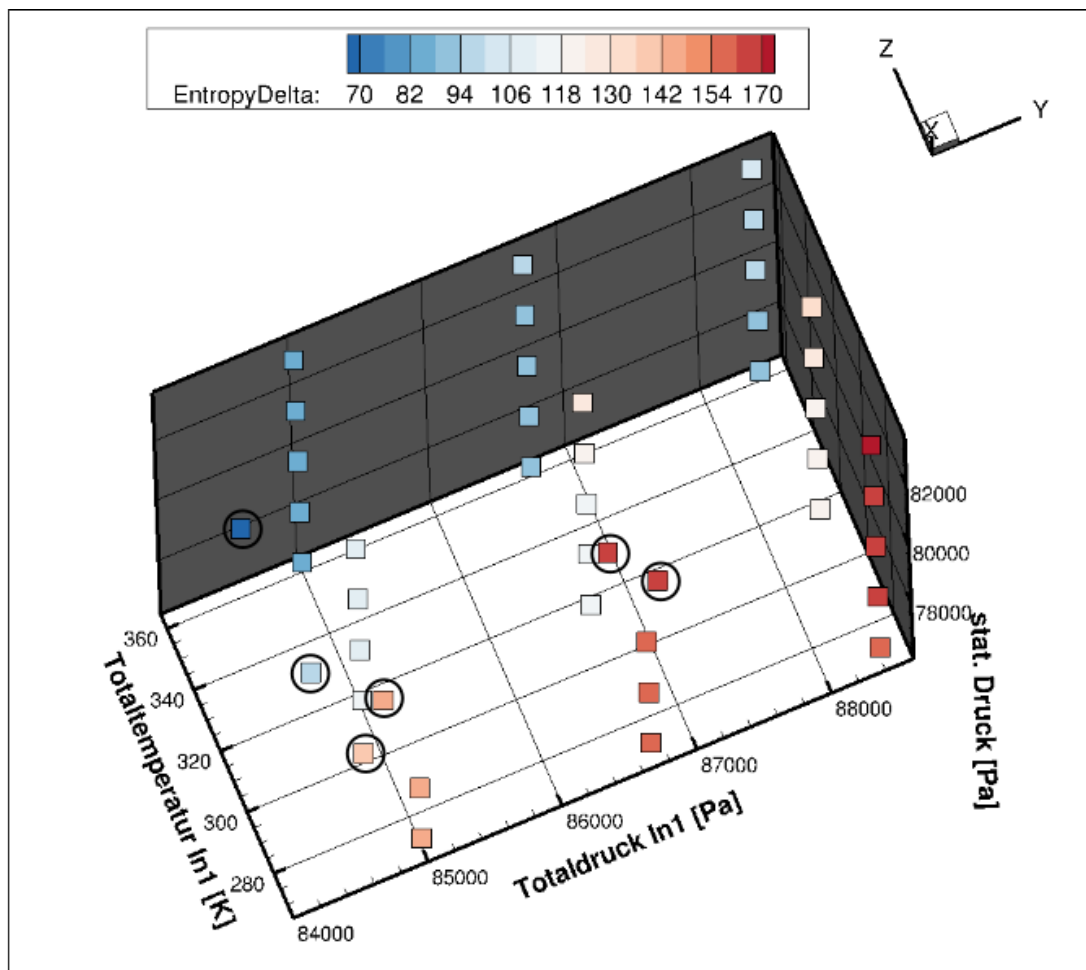


Abb. 3.34: Entropiezunahme zwischen Ein- und Austritt in Abhängigkeit des Totaldrucks und der Totaltemperatur am Inlet1 und des statischen Drucks am Austritt (Kanallänge: 20 m)

Auch bei dieser Studie fällt bei genauerer Untersuchung der einzelnen Betriebspunkte auf, dass die Länge des Mischungskanals teilweise nicht ausreichend ist für eine vollständige Mischung der beiden Strömungen. Das betrifft vor allem die Betriebspunkte mit einem hohen statischen Gegendruck. Um verwertbare Ergebnisse zu erhalten, wird die Geome-

trie hier ebenfalls verlängert, sodass der Mischungskanal eine Länge von 50 m erhält. Die Rechnungen, bei denen der Mischungskanal zu kurz ist, werden mit der längeren Geometrie erneut gerechnet. Auch hier wird die Anzahl der maximalen Iterationen auf 500000 hochgesetzt, um eine konvergierte Lösung zu erhalten.

Die Ergebnisse der neuen Rechnungen sind in Abbildung 3.35 dargestellt. In der Abbildung ist die Entropiezunahme zwischen Ein- und Austritt des Mixers zu sehen in Abhängigkeit der Totaltemperatur und des Totaldrucks am Inlet1 und des statischen Drucks am Austritt des Mixers. Die höchste Entropiezunahme beträgt 175,51 J/K. Sie tritt auf beim Betriebspunkt mit dem höchsten Totaldruck am Inlet1 (88 400 Pa), dem höchsten statischen Druck am Austritt (83 300 Pa) und der niedrigsten Totaltemperatur am Inlet1 (270 K) bzw. der höchsten Totaltemperaturdifferenz am Eintritt. Die niedrigste Entropiezunahme beträgt 83,02 J/K. Diese tritt bei dem Betriebspunkt mit der höchsten Totaltemperatur am Inlet1 (360 K) und dem niedrigsten Totaldruck am Inlet1 (85 000 Pa) auf. Der statische Gegendruck am Austritt ist dabei der gleiche, wie bei dem Betriebspunkt, der die höchste Entropiezunahme verursacht. In Abbildung 3.35 ist eine deutliche Abhängigkeit von der Totaltemperatur am Eintritt zu erkennen. Die Totaltemperatur am Inlet2 beträgt 900 K. Aus einer Erhöhung der Temperatur am Inlet1 folgt somit eine geringere Temperaturdifferenz zwischen den beiden Eintritten. Wird die Temperatur am Inlet1 erhöht und somit die Temperaturdifferenz gesenkt, sinkt die Entropiezunahme zwischen Ein- und Austritt ebenfalls.

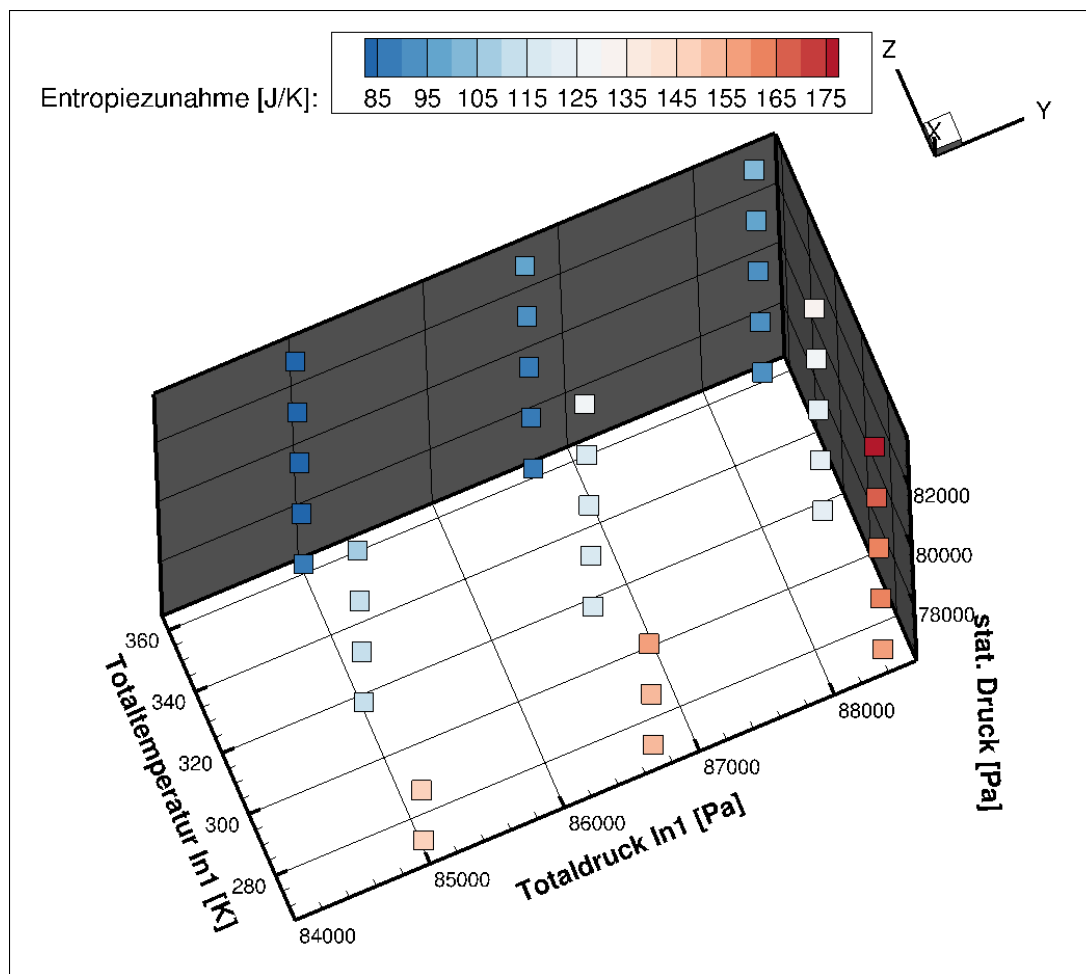


Abb. 3.35: Entropiezunahme zwischen Ein- und Austritt in Abhängigkeit des Totaldrucks und der Totaltemperatur am Inlet1 und des statischen Drucks am Austritt (Kanallänge: 50 m)

Um den Einfluss des statischen Drucks am Austritt und des Totaldrucks am Inlet1 besser beurteilen zu können, wird die Entropiezunahme in Abhängigkeit dieser beiden Parameter bei einer Totaltemperatur am Inlet1 von 360 K untersucht. Die Ergebnisse sind in Abbildung 3.36 dargestellt. Es ist zu sehen, dass die Entropiezunahme auch von dem Totaldruck und der Totaltemperatur am Inlet1 beeinflusst wird. Ein geringer Totaldruck am Inlet1 verursacht eine geringere Entropiezunahme. Mit Zunahme des statischen Drucks am Austritt sinkt die Entropiezunahme leicht. Die Differenz zwischen der Entropiedifferenz bei dem höchsten und der Entropiedifferenz bei dem niedrigsten statischen Druck beträgt lediglich 2 J/K. Ein höherer Totaldruck wiederum verursacht höhere Entropieverluste, gleichzeitig hat der statische Druck am Austritt einen größeren Einfluss auf die Entropiezunahme. Wenn der Totaldruck am Inlet1 88 400 Pa beträgt, ist die Entropiezunahme beim niedrigsten statischen Druck 92,5 J/K und beim höchsten 103,5 J/K, das entspricht einer Differenz von 9 J/K.

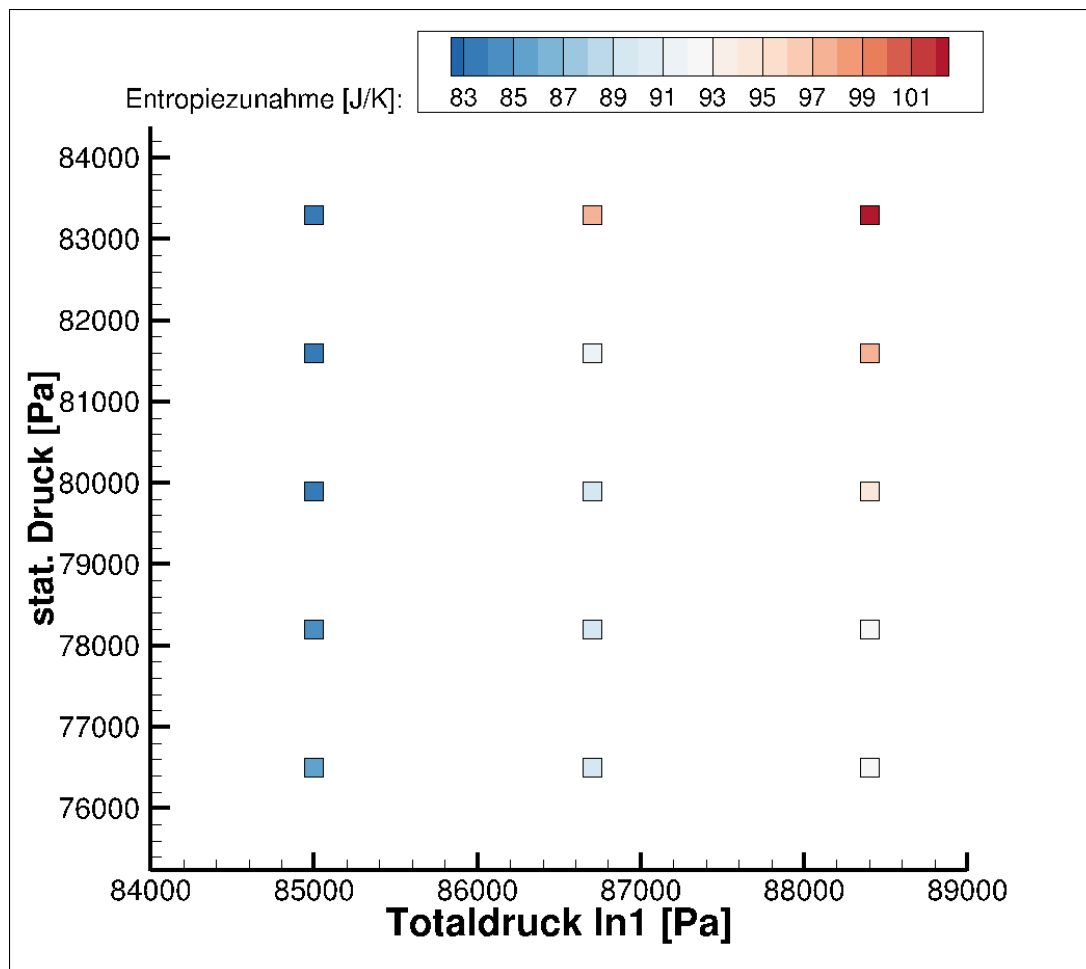


Abb. 3.36: Entropiezunahme zwischen Ein- und Austritt in Abhängigkeit des Totaldrucks am Inlet1 und des statischen Drucks am Austritt, Totaltemperatur am Inlet1: 360 K (Kanallänge: 50 m)

Abbildung 3.37 zeigt den Verlauf der statischen Temperatur entlang der X-Achse für zwei verschiedene Betriebspunkte. Bei beiden Betriebspunkten beträgt der statische Druck am Austritt 83 300 Pa und die Totaltemperatur am Inlet1 360 K. Links ist der Betriebspunkt mit der geringsten Entropiezunahme dargestellt. Der Totaldruck am Inlet1 beträgt hier 85 000 Pa. Der Betriebspunkt in der rechten Grafik ist der mit der höchsten Entropiezunahme während des Mischvorgangs. Es ist zu erkennen, dass sich die Strömung bei einem geringeren Totaldruck am Inlet1 schneller mischt als bei einem höheren Totaldruck. Daraus lässt sich schließen, dass eine kürzere Mischungsweglänge eine geringerer Entropiezunahme und damit weniger Verluste während der Mischung hervorruft.

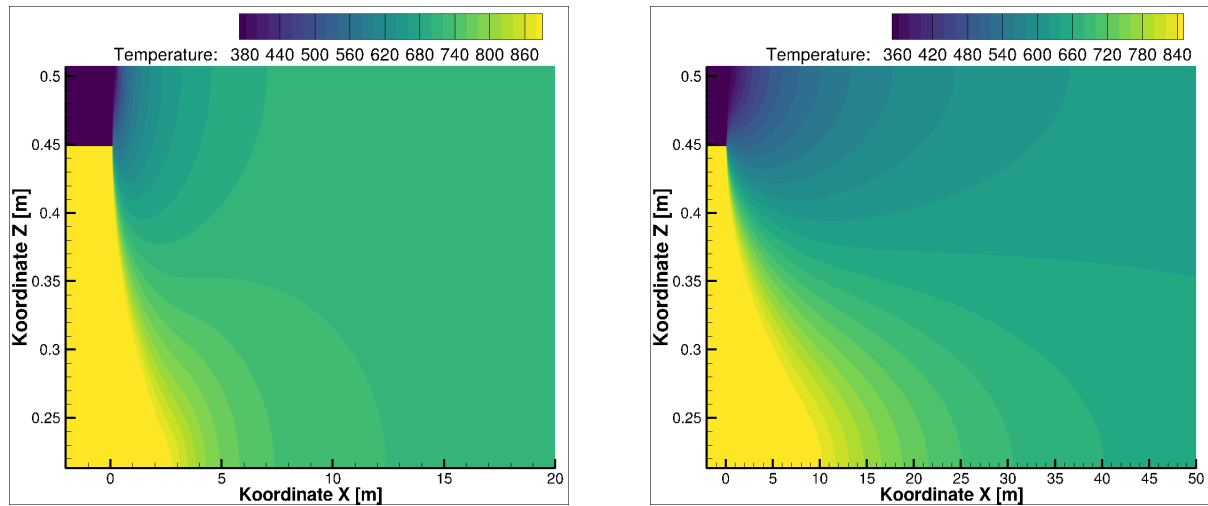


Abb. 3.37: Verlauf der statischen Temperatur entlang der X-Achse, $p_3 = 83\,300\text{ Pa}$, $T_{t1} = 360\text{ K}$; links: $p_{t1} = 85\,000\text{ Pa}$; rechts: $p_{t1} = 88\,400\text{ Pa}$

Ein Blick auf die Mach-Zahl am Austritt (siehe Abbildung 3.38) zeigt, dass diese für alle berechneten Betriebspunkte zwischen 0,18 und 0,4 liegt. Die Strömungsgeschwindigkeit beträgt somit unter Schallgeschwindigkeit und birgt keine Gefahr von auftretenden Verdichtungsstößen. Bei einem hohen Totaldruck am Inlet1 und gleichzeitig einem niedrigen statischen Druck am Austritt beträgt die Mach-Zahl 0,4 und damit das Maximum der auftretenden Mach-Zahlen. Eine Veränderung der Totaltemperatur am Inlet1 hat keinen großen Einfluss auf die Mach-Zahl, eine Veränderung des Totaldrucks am Inlet1 beeinflusst die Mach-Zahl gering. Einen großen Einfluss hat dagegen der statische Druck am Austritt. Höhere statische Drücke bewirken eine niedrigere Mach-Zahl in der Strömung.

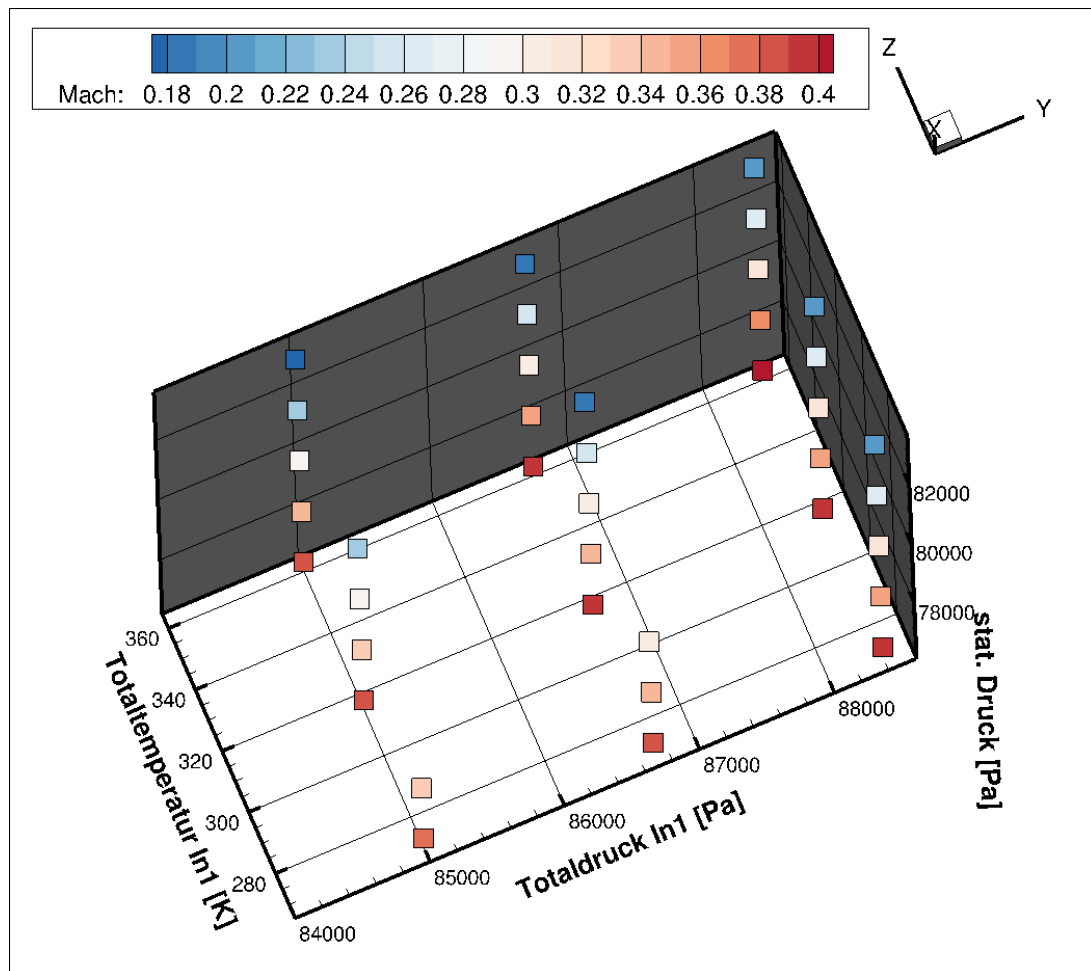


Abb. 3.38: Mach-Zahl am Austritt in Abhängigkeit des Totaldrucks und der Totaltemperatur am Inlet1 und des statischen Drucks am Austritt

Im Folgenden werden die Abweichungen zwischen den Ergebnissen des CFD-Modells und denen des analytischen Modells untersucht. In Abbildung 3.39 sind diese Abweichungen für die Entropiezunahme zwischen Ein- und Austritt des Mischers in Abhängigkeit der Totaltemperatur und des Totaldrucks am Inlet1 und des statischen Drucks am Austritt dargestellt. Die Abweichungen liegen zwischen 0,5 % und 4,5 %, wobei eine Abhängigkeit der Abweichungen von den genannten Variablen zu erkennen ist. Die Totaltemperatur am Inlet1 scheint nur einen kleinen Einfluss auf die Abweichungen zu haben. Ein deutlicher Einfluss ist bei dem statischen Gegendruck am Austritt zu erkennen. Eine Erhöhung des statischen Drucks bewirkt eine Abnahme der Abweichungen. Für geringere statische Drücke ist außerdem ein Einfluss des Totaldrucks am Inlet1 erkennbar. Bei Erhöhung des Totaldrucks erhöht sich die Abweichung der Entropiezunahme ebenfalls. Außerdem ist zu erkennen, dass der Einfluss des statischen Drucks vom Totaldruck abhängt. Dazu werden die Abweichungen betrachtet, die sich ergeben, wenn die Totaltemperatur am Inlet1 auf 360 K eingestellt wird. Bei einem niedrigen Totaldruck am Inlet1 (85 000 Pa) und einem ebenfalls niedrigen statischen Druck am Austritt (76 500 Pa) beträgt die Abweichung 3,4 %. Bei Erhöhung des statischen Drucks auf den Maximalwert der Parameterstudie (83 300 Pa) beträgt die Abweichung nur noch 0,87 %. Wird jetzt der Totaldruck am Inlet1 auf 88 400 Pa erhöht, ergibt sich eine Abweichung von lediglich 0,05 %. Bei einer anschließenden Absenkung des statischen Drucks auf das Minimum der Parameterstudie (76 500 Pa) ergibt sich eine Abweichung von 4,49 %. Bei einem niedrigeren Totaldruck lie-

gen die Abweichungen dichter zusammen und der statische Druck hat einen geringeren Einfluss als bei einem hohen Totaldruck am Inlet1.

Folglich hat nicht nur die Änderung einzelner Randbedingung Einfluss auf die Abweichungen der Modelle voneinander, sondern auch eine kombinierte Veränderung mehrerer Randbedingungen.

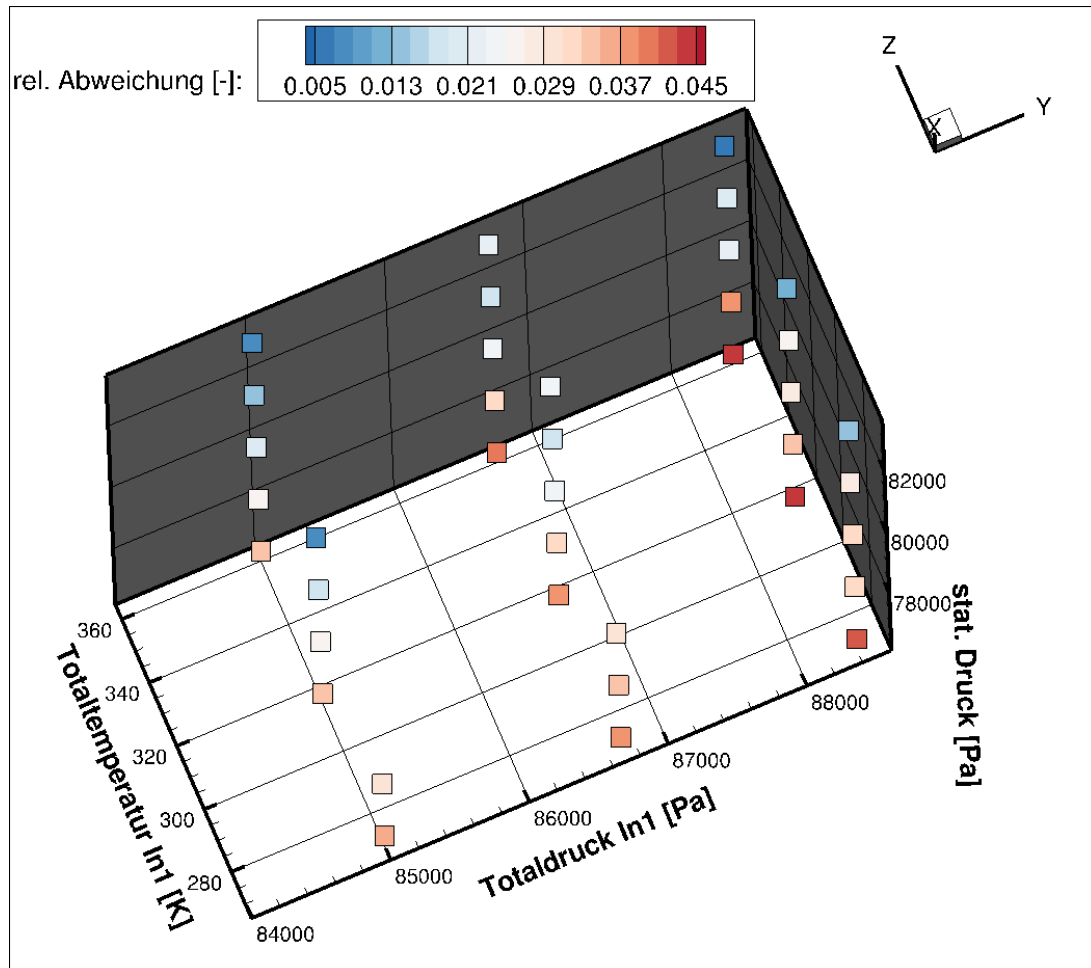


Abb. 3.39: Abweichung der Entropiezunahme zwischen CFD-Modell und analytischem Modell in Abhängigkeit von der Totaltemperatur und dem Totaldruck an Inlet1 und dem statischen Druck am Austritt

3.6 Inlet1 geschlossen

Als nächstes wird untersucht, wie sich die Strömung verhält, wenn der Bypasskanal geschlossen wird und der Sekundärmassestrom somit zu null wird. Diese Konfiguration ist ein mögliches Arbeitsszenario eines VABI. Dieser wird in Triebwerken mit variablem Kreisprozess als Bypassmischer eingesetzt, um zwei Bypassströme zu mischen. Es gibt zwei Möglichkeiten, den Bypasskanal zu schließen. Die erste Möglichkeit ist, den Kanal zu Beginn der Trennplatte (Fall 1 in Abbildung 3.40) zu schließen und die zweite Möglichkeit besteht darin, den Bypasskanal am Ende der Trennplatte und somit direkt an der Mischungsebene (Fall 2 in Abbildung 3.40) zu schließen. Die Abmessungen für den äußeren, mittleren und inneren Durchmesser, sowie die Länge der Trennplatte und des Mischungskanals bleiben gleich.

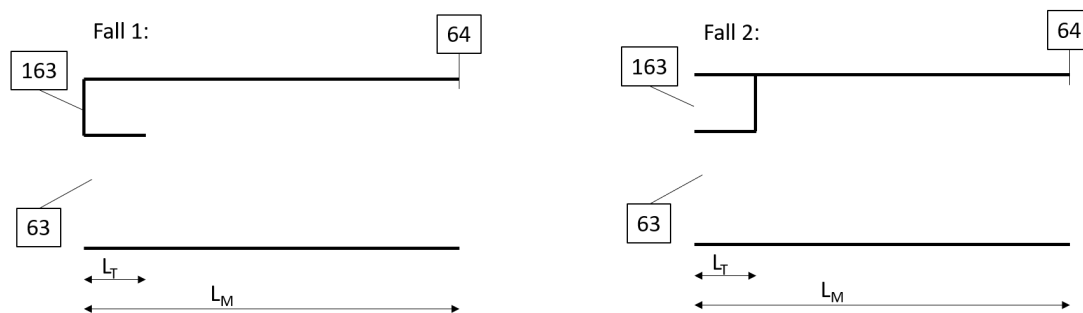


Abb. 3.40: Geometrie, Inlet1 geschlossen (Fall 1: Wand vorne, Fall 2: Wand hinten)

Das Netz wird aus Kapitel 3.2.1 übernommen. Die Randbedingungen bleiben ebenfalls die gleichen wie bei der Ursprungsgeometrie, allerdings wird die Fläche, die zuvor als Inlet1 definiert wurde, jetzt als adiabate und reibungsfreie Wand definiert. Das führt dazu, dass nur noch ein Eintritt vorhanden ist. Die Randbedingungen sind zur besseren Übersicht in Tabelle 3.12 noch einmal aufgeführt.

Parameter	Inlet2 (63)	Outlet (64)
Totaltemperatur [K]	1233,78	-
Totaldruck [Pa]	458304,65	-
statischer Druck [Pa]	-	445087,36

Tab. 3.12: Randbedingungen paralleler Mischer, Inlet1 geschlossen

3.6.1 Ergebnisse

Der Verlauf der Totaldrücke entlang der X-Achse für die Fälle eins und zwei und die Ursprungsgeometrie (Fall 0) ist in Abbildung 3.41 dargestellt. Es ist zu erkennen, dass der geringste Totaldruckverlust bei der Ursprungsgeometrie auftritt. Bei Schließung eines Eintritts tritt ein höherer Totaldruckverlust auf. Im ersten Fall wird der Eintritt am Kanalbeginn geschlossen. Hierbei verliert die Strömung weniger Totaldruck als beim zweiten Fall. Im zweiten Fall wird das Inlet an der Mischungsebene geschlossen.

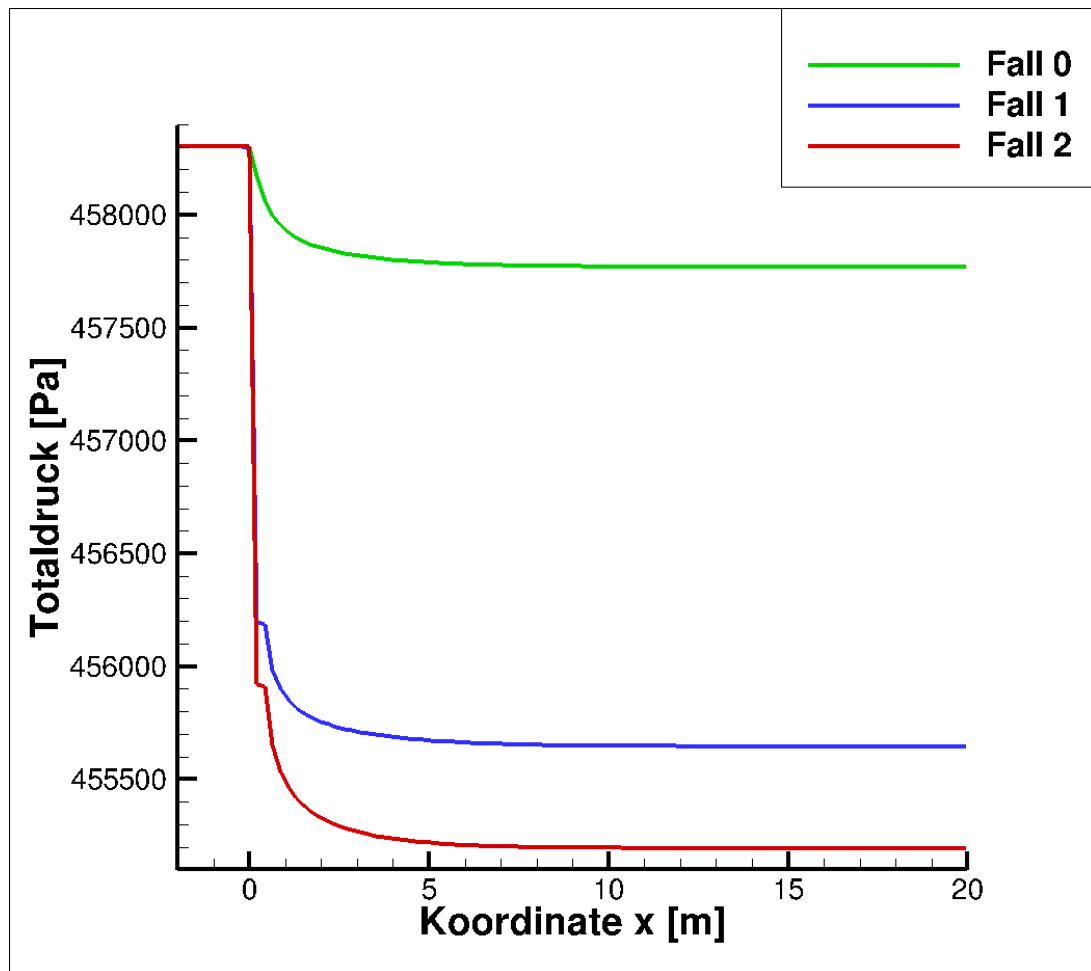


Abb. 3.41: Totaldruckverläufe entlang der X-Achse

Die Tabelle 3.13 listet die massengemittelten Totaldrücke am Eintritt und am Austritt für die Fälle eins und zwei sowie die Ursprungsgeometrie (Fall 0) auf. Außerdem sind die Totaldruckverluste der jeweiligen Geometrie als Absolutwert und in Prozent angegeben. Die Totaldrücke am Eintritt sind bei allen drei Geometrien gleich, denn diese wurden als Randbedingungen vorgegeben. Der Totaldruck am Austritt ist bei Fall zwei am geringsten. Er beträgt 455 195 Pa. Folglich ist hier der Totaldruckverlust mit 3110 Pa am höchsten. Der Totaldruck am Austritt bei Fall eins ist mit 455 646 Pa ein wenig niedriger. Bei der Ursprungsgeometrie ist der Totaldruckverlust am niedrigsten.

	Totaldruck [Pa] Eintritt	Totaldruck [Pa] Austritt	Druckverlust [Pa]	Druckverlust [%]
Fall 1	458305	455646	2659	0,580
Fall 2	458304	455195	3110	0,679
Fall 0	458305	457771	534	0,117

Tab. 3.13: gemittelte Totaldrücke an Ein- und Austritt und Totaldruckverlust für den parallelen Mischer

Abbildung 3.42 zeigt die Geschwindigkeit in X-Richtung entlang der X-Achse für die Fälle eins und zwei. Es sind keine großen Unterschiede in der Verteilung der Geschwindigkeit festzustellen. Bei beiden Fällen ist zu sehen, dass die Geschwindigkeit am oberen Rand der Geometrie kurz hinter der Mischungsebene negativ wird. Dort bilden sich aufgrund

der plötzlichen Querschnittserweiterung Wirbel. Außerdem nimmt in beiden Fällen die Geschwindigkeit gleichermaßen ab.

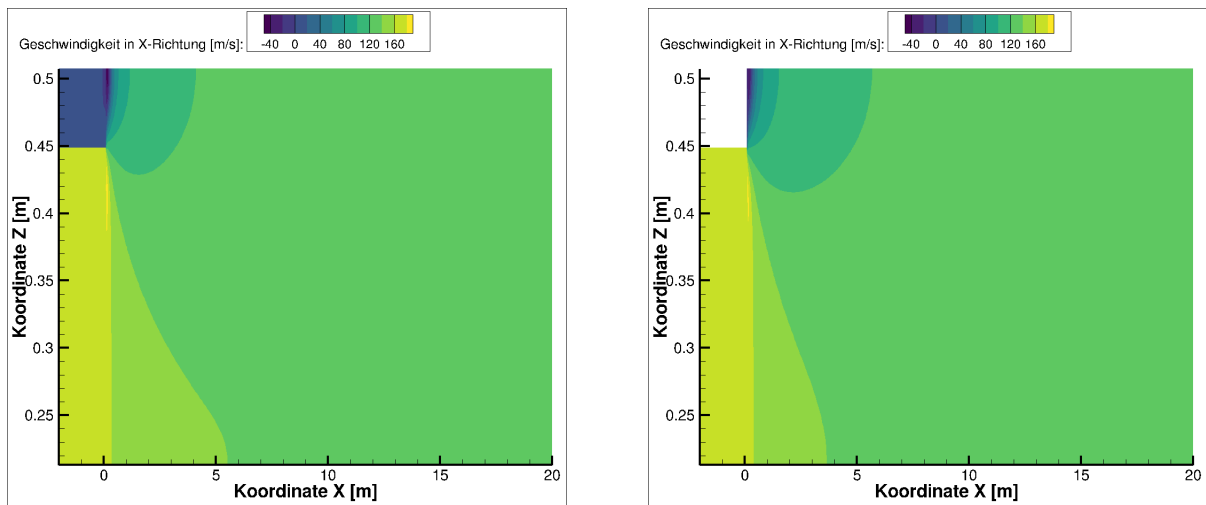


Abb. 3.42: Geschwindigkeit in X-Richtung entlang der X-Achse; links: Fall 1; rechts: Fall 2

Abbildung 3.43 zeigt eine Vergrößerung des Bereichs, in dem die Geschwindigkeit in X-Richtung negativ wird. Hier sind bei beiden Geometrien deutliche Wirbel zu erkennen, die die auftretenden Totaldruckverluste verursachen.

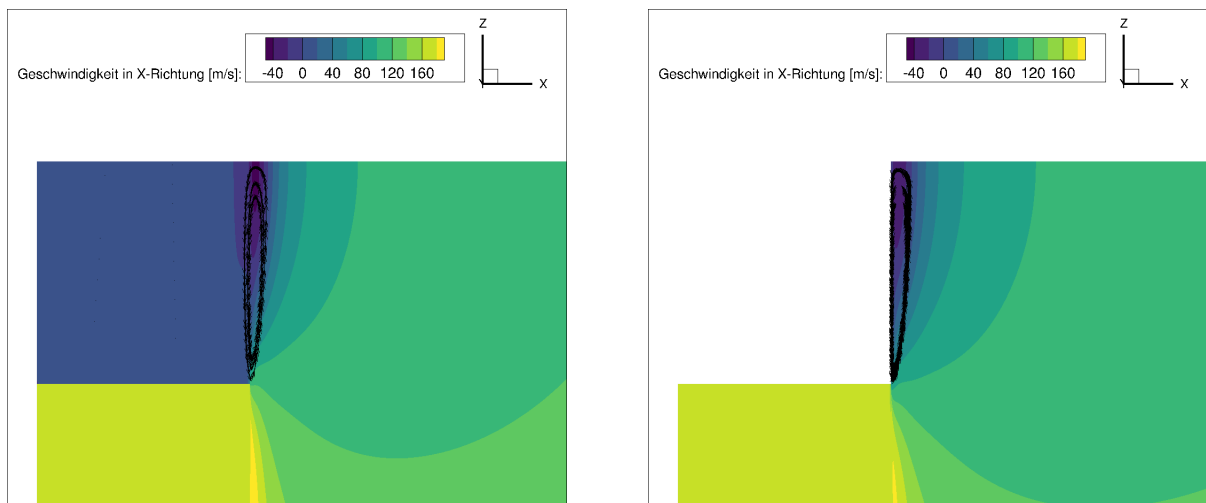
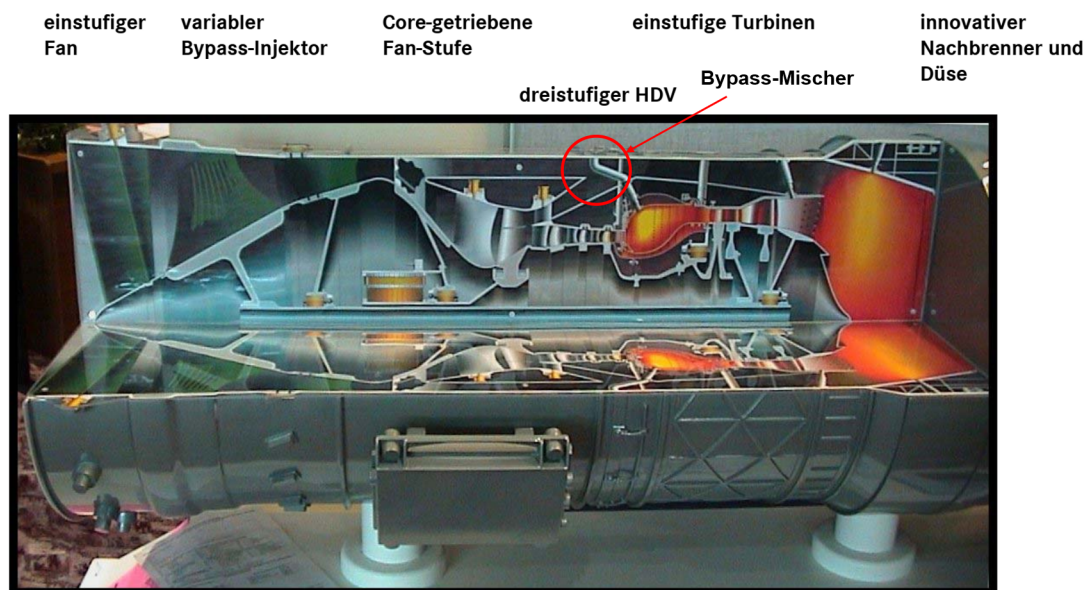


Abb. 3.43: Geschwindigkeit in X-Richtung entlang der X-Achse; links: Fall 1; rechts: Fall 2

4 Bypass-Mischer

Im nächsten Kapitel soll untersucht werden, welchen Einfluss es hat, wenn die Strömung aus dem Kerntriebwerk unter einem Winkel auf die Bypassströmung trifft. Eine solche Strömungskonfiguration kommt unter anderem in einem Bypass Mischer vor. Dieser befindet sich im Bypasskanal des Triebwerks und führt den Bypass-Strom des Fans und den Bypass-Strom des kerngetriebenen Fans zusammen. Abbildung 4.1 zeigt die Lage des Mixers im Triebwerk.



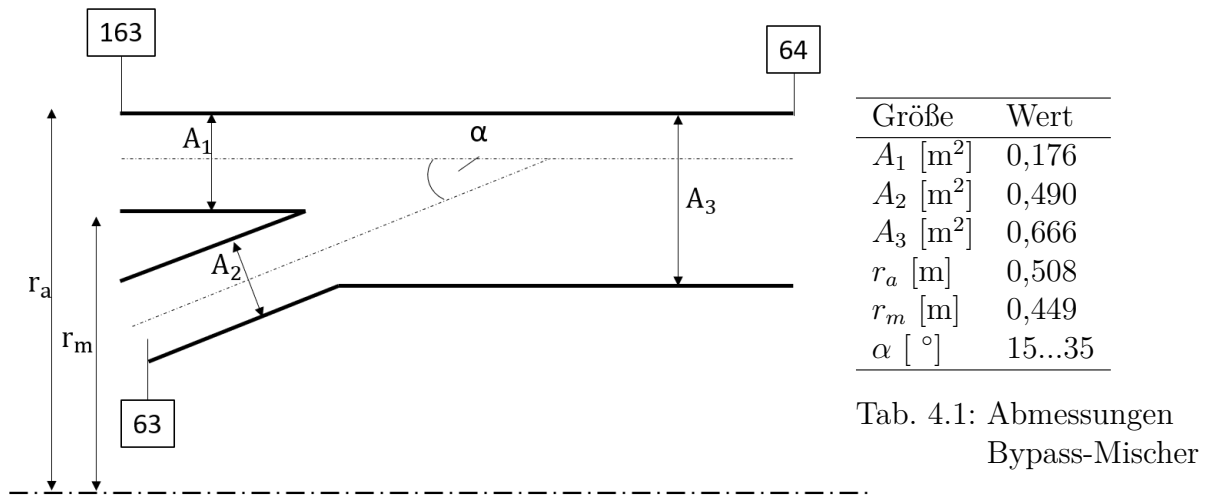
Quelle: ASME Turbo Expo 2001 New Orleans

Abb. 4.1: Lage des Bypass-Mischer im Triebwerk

In diesem Fall bleiben die Randbedingungen aus dem parallelen Mischer allerdings bestehen, um Einflüsse der Randbedingungen ausschließen zu können. Der Mischer befindet sich also weiterhin hinter der Turbine und vor der Schubdüse.

4.1 Geometrie

In Abbildung 4.2 ist die Geometrie des Bypass-Mischer dargestellt. Station 163 bezeichnet dabei den Bypasskanal und Station 63 bezeichnet die Strömung aus dem Kerntriebwerk. Stufe 64 bezeichnet die ausgemischte Strömung. Die Querschnitte A_1 , A_2 und A_3 sind die gleichen wie die des parallelen Mixers, der in Kapitel 3 untersucht wurde. Der Unterschied besteht darin, dass die beiden Ströme nicht parallel sind, sondern unter einem Winkel α aufeinandertreffen. Die Querschnittsfläche A_3 ergibt sich weiterhin aus der Summe der Flächen eins und zwei. Zur Vereinfachung der Geometrieerstellung wird außerdem eine translatorische Geometrie erstellt, und nicht wie zuvor eine rotatorische. Um Rechenzeit einzusparen, wird lediglich ein Ausschnitt mit einer Dicke von 0,01 m erstellt und berechnet. Das entspricht einem dreihundertstel der tatsächlichen Dicke.



Tab. 4.1: Abmessungen
Bypass-Mischer

Abb. 4.2: Geometrie Bypass-Mischer

Die Werte für den Winkel α wurden aus [11] übernommen.

4.2 numerisches Setup

Wie bereits beschrieben werden die Rechnungen in diesem Kapitel translatorisch durchgeführt. Das hat Auswirkungen auf das numerische Setup. Das Netz wird aus der Rechnung mit dem parallelen Mischer übernommen und angepasst. In *GMC* muss der globale Modus von rotatorisch auf translatorisch umgestellt werden, da hier eine rotatorische Rechnung voreingestellt ist. Für eine translatorische Rechnung muss ebenfalls eine Segmentanzahl angegeben werden. In diesem Fall beträgt die Anzahl der Segmente 300. Die Definitionen der Ein- und Austritte bleiben gleich. Das Inlet1 entspricht der Station 163, Inlet2 der Station 63 und das Outlet entspricht der Station 64 (vergl. Abbildung 4.2). Es wird ebenfalls eine periodische Randbedingung angenommen und die äußeren Wände werden als adiabate, reibungsfreie Wände definiert. Die Randbedingungen werden ebenfalls von dem parallelen Mischer übernommen, so wie die Einstellungen für das Gas-Modell und für den Löser. Allerdings muss am Inlet2 jeweils der entsprechende Strömungswinkel definiert werden. Gerechnet werden insgesamt fünf Geometrien mit einem Winkel von 15°, 20°, 25°, 30° und 35°. Der Winkel muss außerdem bei der Initialisierung beachtet werden, indem sowohl eine Geschwindigkeit in X-Richtung als auch eine Geschwindigkeit in Y-Richtung angegeben wird.

4.3 Auswertung

Abbildungen 4.3 bis 4.7 zeigen die Geschwindigkeit der Strömung in X-Richtung entlang der X-Achse. Für eine bessere Visualisierung ist lediglich der Ausschnitt zwischen $X=1,8$ m und $X=3,1$ m dargestellt. Es ist zu erkennen, dass die X-Komponente der Strömung bei allen fünf Winkeln durchgehend positiv ist. Daraus folgt, dass sich die Strömung jederzeit in positiver X-Richtung bewegt. Bei diesen Setups gibt es keine unerwünschten Rückströmungen oder Verwirbelungen. Außerdem ist zu erkennen, dass die Strömung bei höherem Winkel schneller eine gleichmäßige Geschwindigkeit in X-Richtung erreicht als bei einem kleineren Winkel.

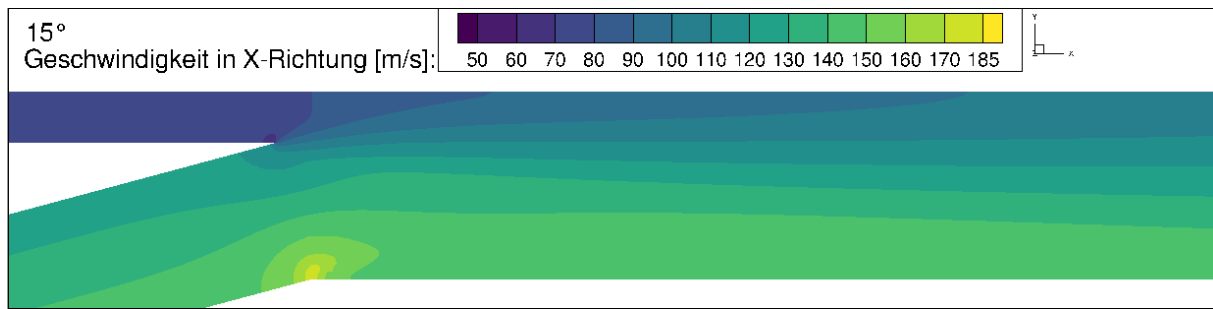


Abb. 4.3: Geschwindigkeit in X-Richtung entlang der X-Achse von $X=1,8$ m bis $X=3,1$ m, $\alpha = 15^\circ$

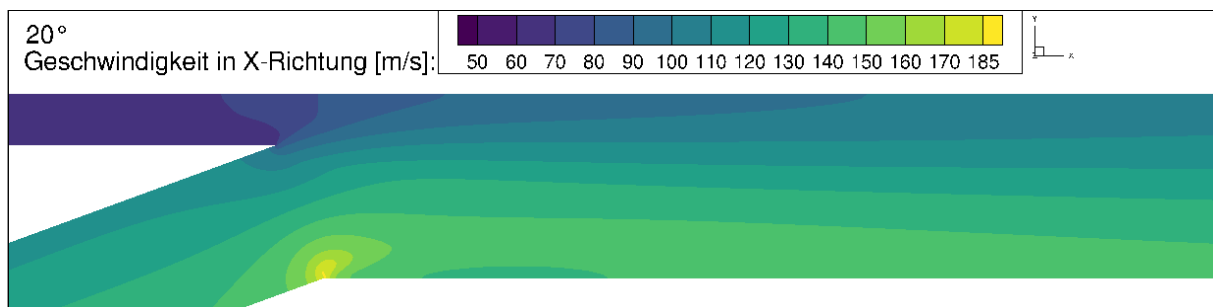


Abb. 4.4: Geschwindigkeit in X-Richtung entlang der X-Achse von $X=1,8$ m bis $X=3,1$ m, $\alpha = 20^\circ$

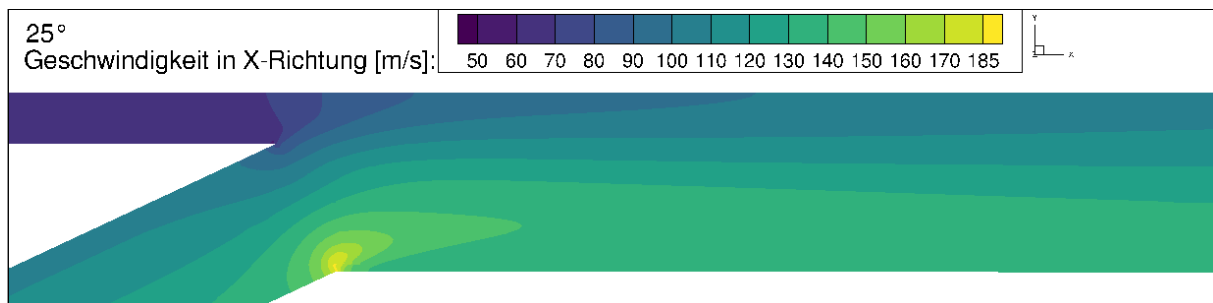


Abb. 4.5: Geschwindigkeit in X-Richtung entlang der X-Achse von $X=1,8$ m bis $X=3,1$ m, $\alpha = 25^\circ$

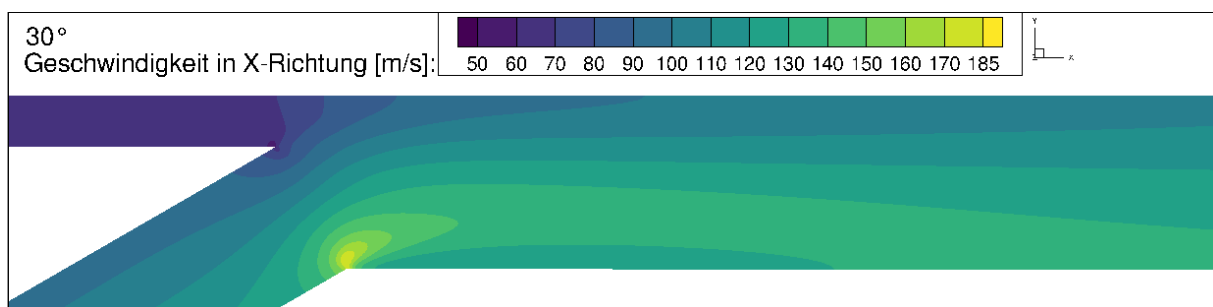


Abb. 4.6: Geschwindigkeit in X-Richtung entlang der X-Achse von $X=1,8$ m bis $X=3,1$ m, $\alpha = 30^\circ$

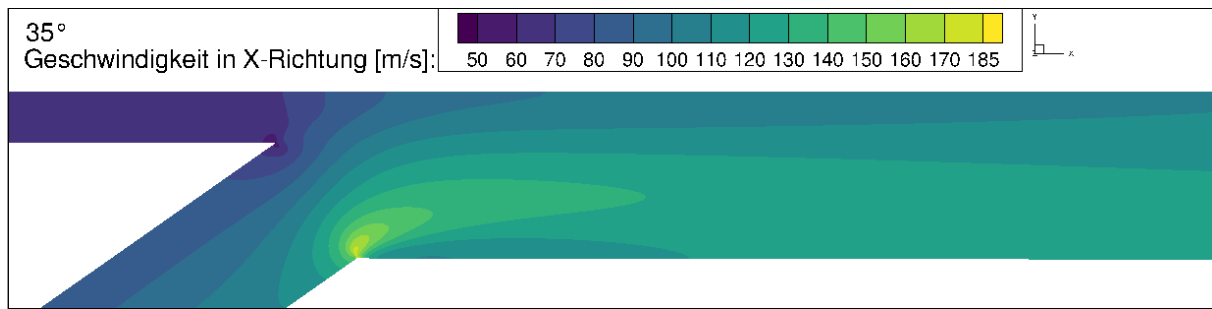


Abb. 4.7: Geschwindigkeit in X-Richtung entlang der X-Achse von $X=1,8$ m bis $X=3,1$ m, $\alpha = 35^\circ$

Die Totaldruckdifferenz zwischen Ein- und Austritt des Mischers ist in Abbildung 4.8 dargestellt. Wie schon bei dem parallelen Mischer zuvor wird der Totaldruck an den beiden Eintrittsen und am Austritt auf den jeweiligen Massenstrom bezogen und nach Gleichung 3.1 berechnet. Es ist zu erkennen, dass die Totaldruckdifferenz bei paralleler Mischung am geringsten ist und dann mit zunehmendem Winkel ansteigt.

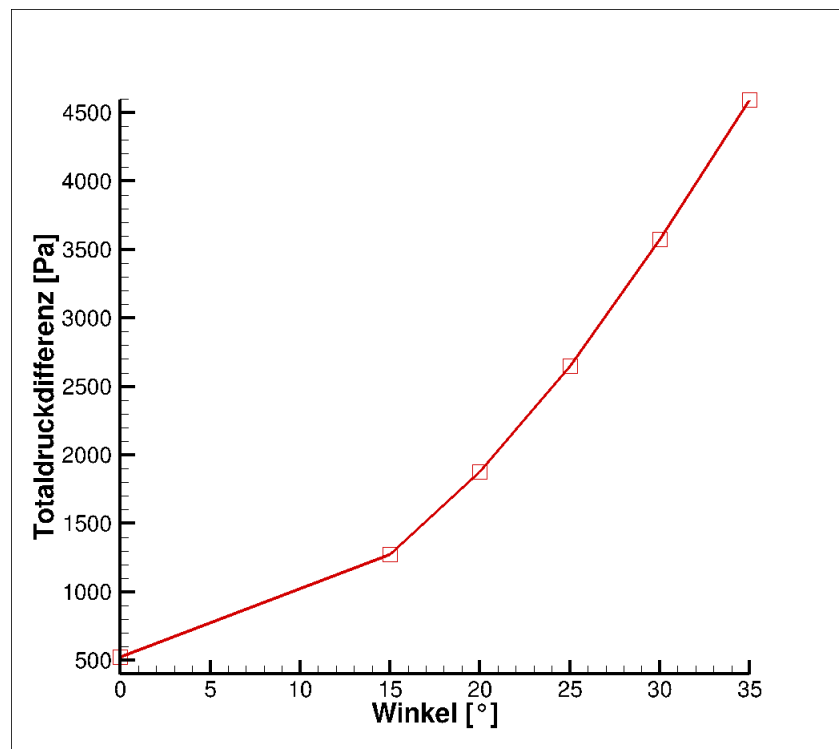


Abb. 4.8: Totaldruckdifferenz zwischen Ein- und Austritt des Mischers in Abhängigkeit vom Winkel

4.4 Zusammenfassung und Ausblick

Das Hauptziel der Arbeit bestand darin, die Mischungsvorgänge zweier Triebwerksströme hinsichtlich Druckverlusts und Mischungslänge zu untersuchen und mit einem einfachen analytischen 0D-Modell zu vergleichen. Zur Generierung eines geeigneten Setups wurde zunächst ein Betriebspunkt eines parallelen Mischers mit konstantem Querschnitt erstellt und berechnet. Bei der Generierung traten allerdings einige Probleme aufgetreten. Zum einen mussten mehrere Geometrien mit unterschiedlichen Längen des Mischungskanals ausprobiert werden, um eine Länge zu finden, die lang genug ist, um eine ausreichend ausgemischte Strömung zu erhalten. Für den Vergleich mit dem analytischen Modell, ist es wichtig, dass die Strömung in der CFD-Modellierung ausreichend gemischt ist. Eine Verlängerung der Geometrie verursachte allerdings auch eine erhebliche Verlängerung der Rechenzeit. Zum anderen hat sich herausgestellt, dass die Konvergenz des Setups Probleme bereitet. Da *TRACE* ein dichtebasierter Löser ist, könnten die geringen Mach-Zahlen und die damit einhergehenden geringen Dichteänderungen ein Grund für die Probleme hinsichtlich der Konvergenz sein. Wie beschrieben hat sich die Problematik bei der Konvergenz bei der Betrachtung des Totaldruckverlaufs entlang der X-Achse gezeigt. Bei einer nicht ganz auskonvergierten Lösung sank dieser zunächst, um anschließend wieder zu steigen. Erst die Aussetzung der Konvergenzkriterien und eine Hochsetzung der maximalen Iterationsschritte erzielten eine zufriedenstellende Lösung. Diese Maßnahmen allerdings führten zu einer erheblichen Erhöhung der Rechenzeit.

Nach der Erstellung eines geeigneten Setups sollten die Ergebnisse der CFD-Rechnung mit den Daten aus der Treibwerksleistungsrechnung verglichen werden. Diese Daten wurden durch das Leistungssyntheseprogramm GTlab zur Verfügung gestellt, das auf einem einfachen analytischen 0D-Modell beruht. Allerdings stellte sich dieser Vergleich als schwierig heraus, da sich bei den beiden Modellen GTlab und CFD unterschiedliche Massenströme einstellten, sodass die Ergebnisse nicht sinnvoll miteinander verglichen werden konnten. Um die CFD-Ergebnisse trotzdem mit einem analytischen Modell vergleichen zu können wurde ein einfaches 0D-Modell erstellt, das auf den Erhaltungsgleichungen von Masse, Impuls und Energie beruht, und Luft als ideales Gas betrachtet.

Eine erste Parameterstudie stellte sich als nicht aussagekräftig heraus, da die Randbedingungen so gewählt wurden, dass die Strömungsgeschwindigkeiten nahezu Schallgeschwindigkeiten erreichten. Deswegen wurde eine zweite Parameterstudie durchgeführt, die sich an einer sogenannten Flugenveloppe orientierte, die den gesamten Betriebsbereich eines Triebwerks abdeckte. Hier wurde der Einfluss der Parameter Flughöhe, Flugmachzahl und reduzierte Fan Drehzahl auf die Zunahme der Entropie zwischen Ein- und Austritt des Mischers untersucht. Allerdings stellte sich heraus, dass die modellierte Kanallänge von 20 m für die gesetzten Randbedingungen nicht ausreichten sodass die gesamte Parameterstudie mit einer Kanallänge von 50 m erneut durchgeführt werden musste. Für niedrige Flughöhen war die Entropiezunahme gering, und Flugmachzahl und reduzierte Fandrehzahl hatten einen eher geringen Einfluss auf die Entropiezunahmen. Für eine hohe Flughöhe stieg der Einfluss der Fandrehzahl mit Verkleinerung der Flugmachzahl. Die größten Entropiezunahmen wurden bei hoher Flughöhe, niedriger Fandrehzahl und niedriger Flugmachzahl erreicht. Anschließend wurden die Ergebnisse des CFD-Modells mit denen des analytischen Modells verglichen, indem die Abweichungen des analytischen Modells vom CFD-Modell dargestellt und untersucht wurden. Als Vergleichsgröße diente die Entropiezunahme. Hier ließ sich kein eindeutiger Zusammenhang zwischen den Parametergrößen und der Abweichung der Modelle voneinander feststellen.

In einer dritten Parameterstudie wurde die Totaltemperatur und der Totaldruck an einem der Eintritte konstant gehalten und am anderen Eintritt variiert. Zusätzlich wurde der statische Druck am Austritt variiert, sodass der Einfluss von drei Parametern untersucht wurde. Untersuchungsgröße war erneut die Entropiedifferenz zwischen Ein- und Austritt des Mischers. Zusammenfassend lässt sich sagen, dass die größten Entropiezunahmen, bei größeren Temperatur- und Druckunterschieden am Eintritt auftraten. Eine Untersuchung der Abweichungen zwischen CFD-Modell und analytischem Modell hat ergeben, dass diese vor allem für niedrige statische Drücke am Austritt hoch sind. Hier steigt der Fehler des analytischen Modells stark. Weiterhin wurde untersucht, welchen Einfluss eine Schließung des äußeren Eintritts auf die Strömung hat. Durch die plötzliche Querschnittserweiterung an der Ebene, an der zuvor die Mischung stattfand, entstanden in der Strömung Wirbel. Diese Wirbel führten zu einem Verlust des Totaldrucks entlang des Strömungskanals. Dabei wurde festgestellt, dass der Totaldruckverlust bei der Schließung an der Mischungsebene etwas höher war, als bei Schließung zu Beginn des Kanals. Im Vergleich zur Konfiguration mit zwei Inlets trat bei nur einem Inlet ein höherer Totaldruckverlust auf. Nach den Untersuchungen des parallelen Mischers wurde untersucht welchen Einfluss es hat, wenn die Strömung am Inlet2 unter einem Winkel in den Mischer eintritt. Bei dieser Konfiguration ist aufgefallen, dass der Totaldruckverlust zwischen Ein- und Austritt mit Zunahme des Winkels ebenfalls zunahm.

Da die Generierung eines geeigneten Setups sehr viel Zeit in Anspruch genommen hat, konnten keine Untersuchungen mit verschiedenen Querschnittsflächen mehr durchgeführt werden. Das könnte in einem nächsten Schritt geschehen, indem die Geometrie um einen Schieberegler erweitert würde. Auch hier könnte ein Vergleich mit dem analytischen Modell stattfinden und der Einfluss von Ein- und Austrittsrandbedingungen anhand einer Parameterstudie untersucht werden. Außerdem könnten die Ergebnisse des Bypassmischers mit dem analytischen Modell verglichen werden. Dafür müsste das analytische Modell auf die Winkelkonfiguration angepasst werden. Auch hier wäre eine Parameterstudie möglich, um die Einflüsse der Randbedingungen für diese Konfiguration zu untersuchen. In einem weiteren Schritt könnte die Berechnung der beiden Modelle mit Luft als Realgas statt idealem Gas erfolgen, und die Konsequenzen dieser Änderungen für die Modelle untersucht werden.

Literaturverzeichnis

- [1] BRÄUNLING, W. J. G.: *Flugzeugtriebwerke: Grundlagen, Aero-Thermodynamik, ideale und reale Kreisprozesse, Thermische Turbomaschinen, Komponenten, Emissionen und Systeme*. Springer Berlin Heidelberg, 2015
- [2] ENGELMANN, D. : *Skript: Simulation der Strömung in Turbomaschinen*. Ruhr Universität Bochum, 2022
- [3] JOACHIM KURZKE, I. H.: *Propulsion and Power: An Exploration of Gas Turbine Performance Modeling*. Springer, 2018
- [4] JR., H. O.: *Strömungsmechanik für Ingenieure und Naturwissenschaftler*. Springer Vieweg, Wiesbaden, 2015
- [5] KURZKE, J. : The Mission Defines the Cycle: Turbojet, Turbofan and Variable Cycle Engines for High Speed Propulsion. (2010)
- [6] LECHER, S. : *Numerische Strömungsberechnung*. ViewegTeubner, 2011
- [7] MATTINGLY, J. D.: *Aircraft Engine Design*. American Institute of Aeronautics, Inc., Reston, Virginia, 2002
- [8] PASSMANN, D.-I. M.: *Skript: Gasdynamik*. Ruhr Universität Bochum, 2022
- [9] RICK, H. : *Gasturbinen und Flugantriebe: Grundlagen, Betriebsverhalten und Simulation*. Springer Berlin Heidelberg, 2013
- [10] STEPHAN, P. ; SCHABER, K. ; STEPHAN, K. ; MAYINGER, F. : *Thermodynamik : Grundlagen und technische Anwendungen Band 1*. Springer, 2009
- [11] WANG, R. : Development and Validation of a Novel Control-Volume Model for the Injection Flow in a Variable Cycle Engine. In: *Aerospace* (2022)