



Forschungsberichte aus dem  
Institut für Thermische Strömungsmaschinen  
Hrsg.: Prof. Dr.-Ing. Hans-Jörg Bauer

Thomas Sailer

**Experimentelle und numerische  
Analyse des Instationärverhaltens  
eines Abgasturboladers als Fahr-  
zeugkomponente**

---

Band 64/2016



# Experimentelle und numerische Analyse des Instationärverhaltens eines Abgasturboladers als Fahrzeugkomponente

Zur Erlangung des akademischen Grades

**Doktor der Ingenieurwissenschaften**

der Fakultät für Maschinenbau  
Karlsruher Institut für Technologie (KIT)

genehmigte

**Dissertation**

von

Dipl.-Ing. (FH) Thomas Sailer  
aus Landsberg am Lech

Tag der mündlichen Prüfung:

Hauptreferent:

Korreferent:

29.06.2016

Prof. Dr.-Ing. H.-J. Bauer, Ord.

Prof. Tekn. Dr. D. Vogt



# Experimentelle und numerische Analyse des Instationärverhaltens eines Abgasturboladers als Fahrzeugkomponente

von

Dipl.-Ing. (FH) Thomas Sailer

München 2016



## Vorwort des Herausgebers

Der schnelle technische Fortschritt im Turbomaschinenbau, der durch extreme technische Forderungen und starken internationalen Wettbewerb geprägt ist, verlangt einen effizienten Austausch und die Diskussion von Fachwissen und Erfahrung zwischen Universitäten und industriellen Partnern. Mit der vorliegenden Reihe haben wir versucht, ein Forum zu schaffen, das neben unseren Publikationen in Fachzeitschriften die aktuellen Forschungsergebnisse des Instituts für Thermische Strömungsmaschinen am Karlsruher Institut für Technologie (KIT) einem möglichst großen Kreis von Fachkollegen aus der Wissenschaft und vor allem auch der Praxis zugänglich macht und den Wissenstransfer intensiviert und beschleunigt.

Flugtriebwerke, stationäre Gasturbinen, Turbolader und Verdichter sind im Verbund mit den zugehörigen Anlagen faszinierende Anwendungsbereiche. Es ist nur natürlich, dass die methodischen Lösungsansätze, die neuen Messtechniken, die Laboranlagen auch zur Lösung von Problemstellungen in anderen Gebieten – hier denke ich an Otto- und Dieselmotoren, elektrische Antriebe und zahlreiche weitere Anwendungen – genutzt werden. Die effiziente, umweltfreundliche und zuverlässige Umsetzung von Energie führt zu Fragen der ein- und mehrphasigen Strömung, der Verbrennung und der Schadstoffbildung, des Wärmeübergangs sowie des Verhaltens metallischer und keramischer Materialien und Verbundwerkstoffe. Sie stehen im Mittelpunkt ausgedehnter theoretischer und experimenteller Arbeiten, die im Rahmen nationaler und internationaler Forschungsprogramme in Kooperation mit Partnern aus Industrie, Universitäten und anderen Forschungseinrichtungen durchgeführt werden.

Es sollte nicht unerwähnt bleiben, dass alle Arbeiten durch enge Kooperation innerhalb des Instituts geprägt sind. Nicht ohne Grund ist der Beitrag der Werkstätten, der Technik-, der Rechner- und Verwaltungsabteilungen besonders hervorzuheben. Diplomanden und Hilfsassistenten tragen mit ihren Ideen Wesentliches bei, und natürlich ist es der stets freundschaftlich fordernde wissenschaftliche Austausch zwischen den Forschergruppen des Instituts, der zur gleichbleibend hohen Qualität der Arbeiten entscheidend beiträgt. Dabei sind wir für die Unterstützung unserer Förderer außerordentlich dankbar.

Im vorliegenden Band der Schriftenreihe befasst sich der Autor mit der transienten gekoppelten Berechnung der Turbinen- und Verdichterseite von Abgasturboladern. Die prädiktive Beschreibung des transienten Verhaltens von Abgasturboladern ist für die Auslegung der Turbomaschinenkomponenten und die Abstimmung des Laders mit dem aufzuladenden Motor von essenzieller Bedeutung. Die vorgeschlagene Simulationsmethodik auf Basis moderner kommerziell verfügbarer CFD Verfahren stützt sich auf umfangreiche experimentelle Untersuchungen ab, die auf zwei vorhandenen Prüfständen durchgeführt wurden. Der am Institut für Thermische Strömungsmaschinen verfügbare Abgasturbolader-Versuchsstand wurde durch den Einbau schnell schaltender Ventile für die Untersuchung hochtransienter Beschleunigungsvorgänge ertüchtigt und in den im Rahmen der Validierung durchgeführten Experimenten eingesetzt.

Dem Entwicklungsingenieur von Abgasturboladern wird mit der validierten Simulationsmethodik ein Werkzeug an die Hand gegeben, das die Abstimmung von Abgasturboladern auf den Motor für transiente Bedingungen erleichtert und gleichzeitig zum besseren Verständnis transienter Strömungsvorgänge im Abgasturbolader selbst beiträgt.

Karlsruhe, im Oktober 2016

Hans-Jörg Bauer

## Vorwort des Autors

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als Doktorand in der Abteilung „Thermodynamik und Emissionskonzept, Auflade- und Abgassystem Ottomotor“ bei der BMW Group in München.

An erster Stelle gilt mein Dank Herrn Professor Dr.-Ing. Hans-Jörg Bauer für die wissenschaftliche Betreuung der Arbeit sowie für seine zahlreichen Hinweise und Anregungen die wesentlich zum Gelingen der Arbeit beigetragen haben.

Herrn Professor Tekn. Dr. Damian Vogt danke ich für das Interesse an meiner Arbeit sowie die Übernahme des Korreferats und Herrn Professor Dr. rer. nat. Frank Gauterin für die Bereitschaft, den Vorsitz der Prüfung zu übernehmen.

Besonders danke ich Herrn Professor Dr.-Ing. Christian Schwarz und Herrn Dr.-Ing. Bodo Durst die mir die Möglichkeit zur Anfertigung dieser Arbeit gegeben haben sowie für die fachliche und persönliche Unterstützung.

Herrn Samuel Bucher danke ich herzlich für die fachliche Betreuung der Arbeit seitens BMW und für die großartige Zusammenarbeit. Für das Korrekturlesen der Arbeit möchte ich mich bei Herrn Dr.-Ing. Björn Hußmann und Herrn Dr.-Ing. Claus Reulein bedanken. Mein großer Dank gilt Herrn Dr.-Ing. Oliver Hausner für die umfangreichen Korrekturvorschläge und Diskussionen.

Für die fachliche Unterstützung bei der Durchführung der Versuche danke ich Herrn Dr.-Ing. Carsten Mende und Herrn Dr.-Ing. Benno Wurm.

Bei meinen Kollegen bedanke ich mich für das angenehme Arbeitsklima, die große Hilfsbereitschaft und die abwechslungsreichen privaten Aktivitäten. Besonderer Dank gilt hierbei Herrn Jan Hillenbrand, Herrn Emmeram Meindl, Herrn Dr.-Ing. Lukas Schäfer, Herrn Benjamin Schiffel und Herrn Dr. techn. Christian Spuller.

Weiterhin möchte ich Herrn Sebastian Huhndorf für seine tatkräftige Unterstützung im Rahmen seiner Masterarbeit danken.

Großen Dank schulde ich meinen Eltern und meiner Schwester für die stete Unterstützung und den unerschütterlichen Glauben an mich. Nicht zuletzt danke ich meiner Verlobten Nicole für ihr Verständnis, ihre Geduld und aufbauenden Worte in den letzten Jahren, die maßgeblich zur Fertigstellung dieser Arbeit beigetragen haben.



# Zusammenfassung

Das Instationärverhalten eines Abgasturboladers liefert einen entscheidenden Beitrag zum Ansprechverhalten eines aufgeladenen Verbrennungsmotors und ist somit maßgeblich für eine hohe Kundenakzeptanz aufgeladener Motoren verantwortlich. In der vorliegenden Arbeit wird der hochdynamische Beschleunigungsvorgang des Laufzeugs von ausgewählten Turboladern experimentell untersucht. Anschließend wird eine numerische Methodik entwickelt, mit der der hochdynamische Beschleunigungsvorgang abgebildet und auftretende strömungsmechanische Phänomene analysiert werden können.

Abgasturbolader mit ein- sowie zweiflutigen Turbinengehäusen und unterschiedlichem Durchsatzverhalten werden an einem, zur Durchführung von transienten Messungen erweiterten, Heißgasprüfstand auf der Turbinenseite mit Drucksprüngen beaufschlagt. Die daraus resultierende Beschleunigung des Laufzeugs wird messtechnisch erfasst. Die instationär gemessenen Temperaturen sind von der thermischen Trägheit geprägt. Beim turbinen- und verdichterseitigen Druckaufbau ist eine Abhängigkeit von den Volumina des Prüfstands aufbau zu erkennen. Mit zunehmendem Druckgradienten vor der Turbine erhöht sich mit dem verwendeten Prüfstands aufbau der Drehzahlgradient des Laufzeugs.

Die experimentellen Daten werden dem CFD-Modell der Turbine und des Verdichters als Randbedingung vorgegeben. Die Validierung der zu entwickelnden transienten Simulationsmethodik erfolgt über einen Vergleich des gemessenen und berechneten Drehzahlgradienten. Hinsichtlich der Stabilität und der Genauigkeit der CFD-Simulation zeigt die Verwendung einer Massenstrom-Randbedingung Vorteile gegenüber einer Druck-Randbedingung nach dem Verdichter. Bei Vorgabe des gemessenen Druckverlaufs nach dem Verdichter besteht eine Differenz zwischen dem experimentellen und berechneten Drehzahlgradienten. Diese Differenz ist auf Basis der gewonnenen Erkenntnisse auf die zeitliche Verzögerung der gemessenen Drucksignale zurückzuführen. Die zeitliche Verzögerung kann jedoch mit der im Rahmen dieser Abhandlung verwendeten Messtechnik nicht final geklärt werden. Eine Analyse der numerischen Ergebnisse zeigt, dass für die inneren Wirkungsgrade des Turbinen- und Verdichterrads sowie für die an den Rädern wirkenden Axialkräfte ein quasi-stationärer Ansatz verwendet werden kann.



# Inhaltsverzeichnis

<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>v</b>
<b>Tabellenverzeichnis</b>	<b>xi</b>
<b>Nomenklatur</b>	<b>xiii</b>
<b>1 Einleitung</b>	<b>1</b>
1.1 Stand der Wissenschaft . . . . .	3
1.2 Zielsetzung der Arbeit und Vorgehensweise . . . . .	6
<b>2 Grundlagen</b>	<b>9</b>
2.1 Abgasturbolader . . . . .	9
2.1.1 Aufladung von Verbrennungsmotoren . . . . .	9
2.1.2 Aufbau und Funktionsweise . . . . .	15
2.1.3 Grundlagen und Kennfelddarstellung . . . . .	20
2.2 Numerische Strömungsmechanik . . . . .	28
2.2.1 Lösungsprozess . . . . .	28
2.2.2 Kontinuumsmechanische Erhaltungsgleichungen . . . . .	28
2.2.3 Turbulenzmodellierung . . . . .	31
<b>3 Experimentelle Untersuchungen</b>	<b>33</b>
3.1 Prüfstands Aufbau und verwendete Messtechnik . . . . .	33
3.2 Messprogramm und Versuchsdurchführung . . . . .	38
3.3 Stationäre Messungen . . . . .	44
3.3.1 Verdichter . . . . .	45
3.3.2 Turbine . . . . .	46
3.3.3 Mechanische Verlustleistung . . . . .	49
3.4 Experimentelle Analyse des Instationärverhaltens . . . . .	50
3.4.1 Trägheit der Messgrößen . . . . .	50
3.4.2 Analyse des Druckaufbaus . . . . .	54
3.4.3 Instationärer Verlauf der Messgrößen . . . . .	58
3.4.4 Vergleich des Beschleunigungsverhaltens . . . . .	60

---

<b>4</b>	<b>Numerische Untersuchungen</b>	<b>63</b>
4.1	Stationäre Simulationen . . . . .	63
4.1.1	Modellaufbau und Einstellungen . . . . .	63
4.1.2	Verdichter . . . . .	64
4.1.3	Turbine . . . . .	68
4.1.4	Mechanische Verlustleistung . . . . .	72
4.2	Entwicklung der transienten Simulationsmethodik . . . . .	74
4.2.1	Druck-Randbedingung nach dem Verdichter . . . . .	75
4.2.1.1	Vorgabe des gemessenen Druckverlaufs . . . . .	75
4.2.1.2	Einfluss der Messtoleranz . . . . .	78
4.2.1.3	Einfluss des realen Volumens nach dem Verdichter . . . . .	79
4.2.2	Massenstrom-Randbedingung nach dem Verdichter . . . . .	84
4.2.2.1	Berechnete Massenstromverläufe . . . . .	84
4.2.2.2	Verlängerte Verdichternachlaufstrecke . . . . .	86
4.2.3	Festlegung der weiteren Vorgehensweise . . . . .	88
4.2.4	Einflussgrößen auf den berechneten Drehzahlgradienten . . . . .	89
4.2.4.1	Reduzierung der Zeitschrittweite . . . . .	90
4.2.4.2	Turboladerdrehzahl . . . . .	91
4.2.4.3	Turbinenleistung . . . . .	91
4.2.4.4	Mechanische Verlustleistung der Lagerung . . . . .	95
4.2.4.5	Massenträgheitsmoment des Laufzeugs . . . . .	98
4.2.5	Anwendung auf weitere Lastsprünge . . . . .	100
4.2.6	Zeitliche Verzögerung der Drucksignale . . . . .	103
4.3	Numerische Analyse des Instationärverhaltens . . . . .	109
4.3.1	Turbinen- und Verdichterleistung . . . . .	109
4.3.2	Innere Wirkungsgrade . . . . .	111
4.3.3	Axialkräfte und Axialschub . . . . .	119
4.4	Fazit . . . . .	123
<b>5</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>127</b>
	<b>Literatur</b>	<b>129</b>
<b>A</b>	<b>Nomenklatur der Auswertestellen</b>	<b>139</b>

---

<b>B Grundlagen</b>	<b>140</b>
B.1 Thermodynamische Grundlagen . . . . .	140
B.1.1 Erster und Zweiter Hauptsatz der Thermodynamik . . . . .	140
B.1.2 Spezifische Wärmekapazitäten . . . . .	141
B.1.3 Divergenz der Isobaren im h-s-Diagramm . . . . .	142
<b>C Experimentelle Untersuchungen</b>	<b>143</b>
C.1 Prüfstandsaufbau . . . . .	143
C.1.1 Reproduzierbarkeit der instationären Messungen . . . . .	143
C.2 Messprogramm . . . . .	144
C.2.1 Lage der Lastsprünge im Verdichterkennfeld . . . . .	144
C.3 Stationäre Messungen von Turbolader 2 . . . . .	145
C.3.1 Verdichter . . . . .	145
C.3.2 Turbine . . . . .	145
C.3.3 Mechanische Verlustleistung . . . . .	148
C.4 Analyse des Instationärverhaltens . . . . .	148
C.4.1 Trägheit der Messgrößen . . . . .	148
C.4.2 Instationärer Verlauf der Messgrößen . . . . .	150
C.4.3 Vergleich Beschleunigungsverhalten . . . . .	151
<b>D Numerische Untersuchungen</b>	<b>152</b>
D.1 Stationäre Simulationen . . . . .	152
D.1.1 Verdichterkennfelder des Vergleichsladers . . . . .	152
D.1.2 Turbinenkennfelder des Vergleichsladers . . . . .	152
D.1.3 Verhältnis Verlustmoment zu Verdichterdrehmoment . . . . .	154
D.1.4 Auswirkungen auf die inneren Wirkungsgrade . . . . .	155
D.1.5 Verlustmoment Vergleichslader . . . . .	155
D.1.6 Mechanischer Wirkungsgrad . . . . .	157
D.2 Entwicklung der transienten Simulationsmethodik . . . . .	157
D.2.1 Berechnung des Verdichtermassenstroms . . . . .	157
D.2.2 Anwendung auf weitere Lastsprünge . . . . .	159
D.2.3 Zeitliche Verzögerung der Drucksignale . . . . .	159
D.3 Analyse des Instationärverhaltens . . . . .	161
D.3.1 Verdichtermassenstrom . . . . .	161

---

D.3.2	Trägheit der Simulationsgrößen . . . . .	162
D.3.3	Zeitlicher Verlauf der inneren Turbinenwirkungsgrade . . . . .	163
D.3.4	Kennzahl zur Bewertung der Strömungsrichtung . . . . .	164
D.3.5	Zeitlicher Verlauf der Totaldruckverhältnisse . . . . .	165
D.3.6	Strömungsausprägung im Verdichterrad . . . . .	167
D.3.7	Zusammensetzung der Axialkraft . . . . .	167

## Abbildungsverzeichnis

1.1	Wesentliche Themenfelder der CFD-Simulation in der Abgasturboladerentwicklung . . . . .	2
2.1	Druck-Massenstrom-Kennfeld (schematisch) . . . . .	12
2.2	Schluckverhalten des Motors im Verdichterkennfeld (schematisch) . . . . .	13
2.3	Lastsprung bei konstanter Motordrehzahl aus einer 1D-Motorprozesssimulation . . . . .	14
2.4	Schnittmodell eines Zwillingsstromladers für einen Ottomotor . . . . .	15
2.5	Entstehung von „Rotating Stall“ (Momentaufnahme einer transienten CFD-Simulation) . . . . .	17
2.6	Schematisches Verdichterkennfeld inklusive Betriebsgrenzen . . . . .	18
2.7	Geschwindigkeitsdreiecke an einem Radialverdichterrad . . . . .	21
2.8	Adiabate Zustandsänderungen im h-s-Diagramm . . . . .	22
2.9	Diabate Zustandsänderungen im h-s-Diagramm . . . . .	24
2.10	Verdichterkennfelder . . . . .	26
2.11	Turbinenkennfelder . . . . .	27
3.1	Schematischer Aufbau von Prüfstand 1 für ein einflutiges Turbinengehäuse . . . . .	35
3.2	Lage der Lastsprünge im Verdichterkennfeld von Turbolader 1 . . . . .	40
3.3	Einfluss der Leitungslänge auf das Drucksignal (Turbolader 4, Lastsprung 4) . . . . .	42
3.4	Vergleich gemessener und berechneter Totaldruck inkl. der Messtoleranzen . . . . .	44
3.5	Verdichterkennfeld - Totaldruckverhältnis (Turbolader 1) . . . . .	45
3.6	Verdichterkennfeld - innerer Wirkungsgrad (Turbolader 1) . . . . .	46
3.7	Turbinenkennfeld - reduzierter Massenstrom (Turbolader 1) . . . . .	47
3.8	Turbinenkennfeld - Wirkungsgrad (Turbolader 1) . . . . .	47
3.9	Ölvolumenstrom Lagerstuhl . . . . .	48
3.10	Normierte Verlustmomente in Abhängigkeit der Laderdrehzahl (Prüfstand 1) . . . . .	49
3.11	Start- und Endpunkte im Verdichterkennfeld (Turbolader 1) . . . . .	51
3.12	Verdichterwirkungsgrade der Start- und Endpunkte (Turbolader 1) . . . . .	51
3.13	Temperaturdifferenz über das Verdichtergehäuse (Turbolader 1) . . . . .	52
3.14	Temperaturdifferenz über das Turbinengehäuse (Turbolader 1) . . . . .	53
3.15	Mechanisches Verlustmoment der Start- und Endpunkte (Turbolader 1) . . . . .	53
3.16	Analyse des turbinen- und verdichterseitigen Druckaufbaus . . . . .	56

3.17	Zeitlicher Verlauf ausgewählter Messgrößen . . . . .	60
3.18	Vergleich des Druckaufbaus vor der Turbine (Sprung 3) . . . . .	61
3.19	Gegenüberstellung Beschleunigungsverhalten von Turbolader 1 und 2 . . . . .	62
4.1	Modellaufbau für die stationären CFD-Berechnungen (Explosionsdarstellung) .	64
4.2	Vergleich der gemessenen und berechneten Verdichterdruckverhältnisse (Prüf- stand 2) . . . . .	65
4.3	Vergleich der gemessenen und berechneten Verdichtererwirkungsgrade (Prüfstand 2)	66
4.4	Vergleich der gemessenen und berechneten Verdichterdruckverhältnisse (Prüf- stand 1) . . . . .	67
4.5	Vergleich der gemessenen und berechneten Verdichtererwirkungsgrade (Prüfstand 1)	67
4.6	Vergleich des Turbinendurchsatzes aus Experiment und Simulation (Prüfstand 2)	68
4.7	Vergleich der Turbinenwirkungsgrade aus Experiment und Simulation (Prüfstand 2)	69
4.8	Vergleich des Turbinendurchsatzes aus Experiment und Simulation (Prüfstand 1)	70
4.9	Vergleich der Turbinenwirkungsgrade aus Experiment und Simulation (Prüfstand 1)	71
4.10	Turbolader-Gesamtwirkungsgrad aus Messung und Simulation (Prüfstand 1) . .	71
4.11	Normierte Verlustmomente in Abhängigkeit der Laderdrehzahl (Prüfstand 1) . .	72
4.12	Modellaufbau für die transienten Simulationen . . . . .	74
4.13	Druck-Randbedingung nach dem Verdichter . . . . .	76
4.14	Normierte Drehmomente mit einer Druck-Randbedingung . . . . .	77
4.15	Einfluss des Messfehlers des vorgegebenen Druckverlaufs . . . . .	79
4.16	Transiente Betriebslinie (Lastsprung 3) im Verdichterkennfeld mit einer Druck- Randbedingung . . . . .	80
4.17	Qualitativer Massenstromverlauf nach Gleichung (4.5) . . . . .	80
4.18	Modellaufbau mit dem realem Volumen nach dem Verdichter (Explosionsdar- stellung) . . . . .	81
4.19	Einfluss des Volumens auf den Druckverlauf nach dem Verdichter . . . . .	82
4.20	Einfluss des Volumens auf den zeitlichen Verlauf des Verdichtermassenstroms .	83
4.21	Massenstrom-Randbedingung nach dem Verdichter . . . . .	85
4.22	Massenstrom-Randbedingung mit vergrößerter Nachlaufstrecke . . . . .	87
4.23	Vergleich der Ergebnisse mit einer Druck- und Massenstrom-Randbedingung . .	88
4.24	Reduzierung der Zeitschrittweite . . . . .	91
4.25	Auswirkungen einer zeitlichen Verschiebung . . . . .	92
4.26	Einfluss der Messtoleranz der Druckwerte vor der Turbine . . . . .	93

4.27	Einfluss der Temperaturvariationen vor der Turbine . . . . .	94
4.28	Berechnung des Drehzahlgradienten . . . . .	96
4.29	Vernachlässigung der mechanischen Verlustleistung . . . . .	97
4.30	Vergleich der transienten Betriebslinien (Lastsprung 3) im Verdichterkennfeld . . . . .	98
4.31	Einfluss des Massenträgheitsmoments . . . . .	99
4.32	Vergleich der Drehzahlgradienten . . . . .	101
4.33	Maximale Differenzen der Drehzahlgradienten der analysierten Lastsprünge . . . . .	102
4.34	Zeitliche Verschiebung des Drucksignals (Lastsprung 3) . . . . .	104
4.35	Zeitliche Verschiebung des Drucksignals (Lastsprung 4) . . . . .	104
4.36	Vergleich der Druckgradienten . . . . .	105
4.37	Änderung des Verdichtermassenstroms aufgrund der Berücksichtigung der zeitlichen Verzögerung . . . . .	106
4.38	Änderung des Drehzahlgradienten durch die Berücksichtigung der zeitlichen Verzögerung . . . . .	106
4.39	Änderung des Drehzahlverlaufs durch die Berücksichtigung der zeitlichen Verzögerung . . . . .	107
4.40	Auswirkung der zeitlichen Verzögerung bei einer Druck-Randbedingung nach dem Verdichter (Lastsprung 3) . . . . .	108
4.41	Turbinen- und Verdichterleistung . . . . .	110
4.42	Zeitlicher Verlauf der inneren Turbinenwirkungsgrade (normiert) . . . . .	112
4.43	Strömungszustände im Turbinenrad ( $t \approx 0,39$ s) . . . . .	113
4.44	Darstellung der Totalenthalpie im Turbinengehäuse ( $t \approx 0,39$ s) . . . . .	114
4.45	Instationärer Verlauf des Turbinenwirkungsgrads . . . . .	115
4.46	Zeitlicher Verlauf der inneren Verdichterwirkungsgrade (normiert) . . . . .	116
4.47	Totalenthalpie im Verdichtergehäuse ( $t \approx 0,47$ s) . . . . .	117
4.48	Instationärer Verlauf des Verdichterwirkungsgrads . . . . .	118
4.49	Vergleich des zeitlichen Verlaufs der Verdichterwirkungsgrade (normiert) . . . . .	118
4.50	Axialkräfte und Axialschub . . . . .	119
4.51	Stationärer und transienter Axialkraftverlauf auf der Turbinenseite . . . . .	120
4.52	Stationärer und transienter Axialkraftverlauf auf der Verdichterseite . . . . .	121
4.53	Vergleich des zeitlichen Verlaufs der verdichterseitigen Axialkräfte . . . . .	122
4.54	Stationärer und transienter Axialschubverlauf des Laufzeugs . . . . .	123
A.1	Nomenklatur der verdichterseitigen Auswertestellen (Explosionsdarstellung) . . . . .	139

A.2	Nomenklatur der turbinenseitigen Auswertestellen (Explosionsdarstellung) . . .	139
C.1	Reproduzierbarkeit der Lastsprünge (Lader 4, Lastsprung 3) . . . . .	143
C.2	Lage der Lastsprünge im Verdichter kennfeld von Turbolader 2 . . . . .	144
C.3	Lage der Lastsprünge im Verdichter kennfeld von Turbolader 3 . . . . .	144
C.4	Lage der Lastsprünge im Verdichter kennfeld von Turbolader 4 . . . . .	145
C.5	Verdichter kennfeld - Totaldruckverhältnis (Turbolader 2) . . . . .	146
C.6	Verdichter kennfeld - isentroper Wirkungsgrad (Turbolader 2) . . . . .	146
C.7	Turbinen kennfeld - reduzierter Massenstrom (Turbolader 2) . . . . .	147
C.8	Turbinen kennfeld - Wirkungsgrad (Turbolader 2) . . . . .	147
C.9	Normierte Verlustmomente (Turbolader 2) . . . . .	148
C.10	Start- und Endpunkte im Turbinen kennfeld (Turbolader 1) . . . . .	149
C.11	Turbinenwirkungsgrade der Endpunkte (Turbolader 1) . . . . .	149
C.12	Zeitlicher Verlauf ausgewählter Messgrößen (Detail) . . . . .	150
C.13	Mittlerer Drehzahlgradient in Abhängigkeit der Drehzahldifferenz . . . . .	151
D.1	Verdichter kennfeld - Totaldruckverhältnis (Turbolader 2) . . . . .	152
D.2	Verdichter kennfeld - innerer Wirkungsgrad (Turbolader 2) . . . . .	153
D.3	Turbinen kennfeld - Massendurchsatz (Turbolader 2) . . . . .	153
D.4	Turbinen kennfeld - Wirkungsgrad (Turbolader 2) . . . . .	154
D.5	Verhältnis Verlustmoment zu Verdichterdrehmoment . . . . .	154
D.6	Auswirkung der Erhöhung des Verdichterdrehmoments auf den Wirkungsgrad .	155
D.7	Auswirkung der Reduzierung des Turbinendrehmoments auf den Wirkungsgrad	156
D.8	Mechanisches Verlustmoment aus Experiment und Simulation (Turbolader 2) . .	156
D.9	Mechanischer Wirkungsgrad (Turbolader 1) . . . . .	157
D.10	Berechnetes Verdichterdrehmoment . . . . .	158
D.11	Verdichterdrehmoment als Funktion von Massenstrom und Drehzahl . . . . .	159
D.12	Vergleich der Drehzahlgradienten (Turbolader 2) . . . . .	160
D.13	Einfluss des Leitungsdurchmessers (Lastsprung 3) . . . . .	161
D.14	Angepasster Massenstromverlauf nach dem Verdichter . . . . .	162
D.15	Verdichterwirkungsgrade in den Start- und Endpunkten der Lastsprünge . . . . .	162
D.16	Turbinenwirkungsgrade in den Start- und Endpunkten der Lastsprünge . . . . .	163
D.17	Zeitlicher Verlauf der isentropen Turbinenwirkungsgrade . . . . .	163
D.18	Strömungsrichtung im Verdichter- und Turbinenrad ( <i>Blade-to-Blade</i> -Darstellung)	165

---

D.19 Verlauf der Totaldruckverhältnisse . . . . .	166
D.20 Totaldruck im Turbinengehäuse ( $t \approx 0,39$ s) . . . . .	166
D.21 Totaldruck im Verdichtergehäuse ( $t \approx 0,47$ s) . . . . .	167
D.22 Strömungszustände im Verdichterrad ( $t \approx 0,47$ s) . . . . .	168
D.23 Aufteilung der verdichterseitigen Axialkraft . . . . .	168



---

## Tabellenverzeichnis

3.1	Wesentliche Unterschiede der verwendeten Heißgasprüfstände . . . . .	34
3.2	Verwendete Messtechnik am Prüfstand 1 . . . . .	36
3.3	Vergleich der verwendeten Turbolader . . . . .	39
3.4	Nomenklatur der Lastsprünge am Beispiel von Turbolader 1 . . . . .	40
3.5	Verwendete Regeltechnik am Prüfstand 1 . . . . .	41
3.6	Zeitliche Verzögerungen in Abhängigkeit der Leitungslänge $l$ . . . . .	43
4.1	Einstellungen der verwendeten CFD-Modelle . . . . .	64
4.2	Knotenanzahl der verschiedenen Rechengitter für Turbolader 1 . . . . .	65
4.3	Vergleich der stationären Druckwerte nach dem Verdichter . . . . .	81
4.4	Überprüfung des vorgegebenen Massenträgheitsmoments . . . . .	99
4.5	Einflussgrößen auf den berechneten Drehzahlgradienten . . . . .	100



# Nomenklatur

## Abkürzungen

1D	eindimensional
3D	dreidimensional
ATL	Abgasturbolader
CALC	berechnet
CFD	Computational Fluid Dynamics
DIF	Differenz
DNS	Direct Numerical Simulation
EXP	Experiment
FEM	Finite-Elemente-Methode
FLB	Freilaufbedingung
FVM	Finite-Volumen-Methode
KV	Kontrollvolumen
LZ	Laufzeug
LES	Large Eddy Simulation
LET	Low End Torque
MW	Messwert
NS	Nachlaufstrecke
NSG	Navier-Stokes-Gleichungen
RB	Randbedingung
RANS	Reynolds-Averaged Navier-Stokes
stat.	stationär
S	Scroll
trans.	transient
T	Turbine
Tol.	Toleranz
SST	Shear-Stress-Transport
SUV	Schubumluftventil
V	Verdichter
VTG	variable Turbinengeometrie
VÜ	Ventilüberschneidung
WG	Wastegate

## Lateinische Symbole

<i>Symbol</i>	<i>Einheit</i>	<i>Bezeichnung</i>
$a$	$[J\ kg^{-1}]$	spezifische Leistung
$A$	$[m^2]$	Fläche
$c$	$[m\ s^{-1}]$	Geschwindigkeit im Absolutsystem (stehend)
$c_p$	$[J\ (kg\ K)^{-1}]$	spezifische Wärmekapazität bei konstantem Druck
$c_v$	$[J\ (kg\ K)^{-1}]$	spezifische Wärmekapazität bei konstantem Volumen
$C$	$[-]$	Durchflusskoeffizient
$d, D$	$[m]$	Bohrung, Durchmesser
$e$	$[J\ kg^{-1}]$	spezifische innere Energie
$F$	$[N]$	Kraft
$g$	$[m\ s^{-2}]$	Erdbeschleunigung
$G$	$[J\ kg^{-1}]$	spezifische potentielle Energie
$h$	$[J\ kg^{-1}]$	spezifische Enthalpie
$H_u$	$[J\ kg^{-1}]$	Unterer Heizwert
$i$	$[-]$	Arbeitsspiele pro Kurbelwellenumdrehung
$I$	$[kg\ m\ s^{-1}]$	Impuls
$j$	$[J\ kg^{-1}]$	spezifische Dissipationsenergie
$J$	$[kg\ m^2]$	Massenträgheitsmoment
$k$	$[m^2\ s^{-2}]$	turbulente kinetische Energie
$l, L$	$[m]$	Hub, Länge
$L_{st}$	$[-]$	stöchiometrischer Luftbedarf
$m$	$[kg]$	Masse
$\dot{m}$	$[kg\ s^{-1}]$	Massenstrom
$M$	$[Nm]$	Moment
$Ma$	$[-]$	Mach-Zahl
$n$	$[-]$	Normale
$n$	$[min^{-1}]$	Drehzahl
$q$	$[J\ kg^{-1}]$	spezifische Wärme
$\dot{q}$	$[W\ m^{-2}]$	Wärme pro Flächen- und Zeiteinheit
$\dot{Q}$	$[W]$	Wärmestrom
$p$	$[Pa]$	Druck
$p_{me}$	$[Pa]$	effektiver Mitteldruck
$P$	$[W]$	Leistung
$r$	$[m]$	Radius
$R$	$[J\ (kg\ K)^{-1}]$	spezifische Gaskonstante
$s$	$[J\ (kg\ K)^{-1}]$	spezifische Entropie
$t$	$[s]$	Zeit

$T$	$[K]$	Temperatur
$T$	$[s]$	Periodendauer
$TR$	$[-]$	Trim
$u$	$[m\ s^{-1}]$	Umfangsgeschwindigkeit
$v$	$[m^3\ kg^{-1}]$	spezifisches Volumen
$V$	$[m^3]$	Volumen
$\dot{V}$	$[m^3\ s^{-1}]$	Volumenstrom
$V_h$	$[m^3]$	Zylinderhubvolumen
$V_H$	$[m^3]$	Motorhubvolumen
$w$	$[m\ s^{-1}]$	Geschwindigkeit im Relativsystem (rotierend)
$w$	$[J\ kg^{-1}]$	spezifische Arbeit
$z$	$[-]$	Zylinderzahl

### Griechische Symbole

<i>Symbol</i>	<i>Einheit</i>	<i>Bezeichnung</i>
$\alpha$	$[^\circ]$	Anströmwinkel
$\alpha$	$[m\ s^{-1}]$	Schallgeschwindigkeit
$\beta$	$[-]$	Durchmesser Verhältnis
$\delta_{ij}$	$[-]$	Kronecker-Delta
$\epsilon$	$[m^2\ s^{-3}]$	turbulente Dissipationsrate
$\epsilon$	$[-]$	Expansionszahl
$\eta$	$[-]$	Wirkungsgrad
$\kappa$	$[-]$	Isentropenexponent
$\lambda$	$[-]$	Luftverhältnis
$\lambda$	$[W\ (m\ K)^{-1}]$	Wärmeleitfähigkeit
$\lambda_l$	$[-]$	Liefergrad
$\mu$	$[kg\ (m\ s)^{-1}]$	dynamische Viskosität
$\Pi$	$[-]$	Druckverhältnis
$\rho$	$[kg\ m^{-3}]$	Dichte
$\tau$	$[N\ m^{-2}]$	Schubspannungstensor
$\Phi$	$[-]$	Strömungsgröße
$\nu$	$[m^2\ s^{-1}]$	kinematische Viskosität
$\omega$	$[s^{-1}]$	Winkelgeschwindigkeit
$\omega$	$[s^{-1}]$	charakteristische Frequenz der energiedissipierenden Wirbel

**Indizes**

<i>Symbol</i>	<i>Bezeichnung</i>
<i>a</i>	äußere, Beschleunigung
<i>A</i>	Austritt, Axial
<i>AG</i>	Austrittsgehäuse
<i>ATL</i>	Abgasturbolader
<i>e</i>	effektiv
<i>E</i>	Eintritt, Ende
<i>EG</i>	Eintrittsgehäuse
<i>i</i>	innere
<i>i, j, k</i>	Indizes der Tensoren
<i>k</i>	kritisch
<i>kor</i>	korrigiert
<i>lam</i>	laminar
<i>L</i>	Luft
<i>LS</i>	Lastsprung
<i>LZ</i>	Laufzeug
<i>m</i>	mechanisch, meridional, mittlere
<i>max</i>	maximal
<i>min</i>	minimal
<i>MOT</i>	Motor
<i>norm</i>	normiert
<i>p</i>	konstanter Druck
<i>red</i>	reduziert
<i>R</i>	Rad
<i>R</i>	Radial
<i>RB</i>	Randbedingung
<i>s</i>	isentrop ( <i>s = konst.</i> )
<i>S</i>	Start
<i>t</i>	total
<i>ts</i>	total zu statisch
<i>tt</i>	total zu total
<i>tech</i>	technisch
<i>T</i>	Turbine
<i>u</i>	Umfang
<i>V</i>	Verdichter
1	vor dem Verdichter

---

2	nach dem Verdichter
3	vor der Turbine
4	nach der Turbine

**Sonderzeichen***Symbol* $\bar{x}$ 

'

 $\vec{x}$ *Bezeichnung*

gemittelte Größe

turbulente Schwankung

vektorielle Größe



# 1 Einleitung

Mit dem Patent (DRP204630) des Schweizer Ingenieurs *A. Büchi* im Jahr 1905 auf einen Compound-Motor (Dieselmotor mit Abgasturbine und Verdichter) begann die Erfolgsgeschichte der Aufladung bzw. der Abgasturboaufladung von Verbrennungsmotoren.

Aufgeladene Motoren wurden erstmals in der Serienproduktion von Flugzeugen verwendet (1920 bis 1940). Die eingesetzten Ottomotoren wurden zur Steigerung der Leistung und der damit erreichbaren Flughöhe mit mechanisch angetriebenen Strömungsladern aufgeladen (Hiereth und Prenninger (2003)). Ebenfalls ab ca. 1920 wurden mechanisch angetriebene und zuschaltbare Verdrängerlader im Automobilbereich in Sport- und Luxusfahrzeugen verbaut. Die erste Kombination von einem Verbrennungsmotor mit einem Abgasturbolader wurde im Jahr 1925 umgesetzt. Die Lader wurden von *A. Büchi* ausgelegt und dienten der Aufladung von stationär betriebenen Dieselmotoren für Passagierschiffe.

In den Jahren 1962/63 kamen in den USA mit dem Chevrolet Corvair Monza und dem Oldsmobile Jetfire die ersten Serienfahrzeuge mit einem abgasturboaufgeladenen Ottomotor auf den Markt. Das erste deutsche Serienfahrzeug war im Jahr 1973 der BMW 2002 Turbo. Die Aufladung mittels Abgasturbolader diente damals primär der Leistungserhöhung und war mit einem hohen Kraftstoffverbrauch und einem stark verzögertem Ansprechverhalten verbunden. Daher konnte sich die Turboaufladung bei den Ottomotoren zunächst nicht durchsetzen.

Während Dieselmotoren mit Abgasturbolader mittlerweile schon seit über drei Jahrzehnten in Pkws verbaut werden, kam der große Durchbruch bei den Ottomotoren erst in den letzten Jahren. Durch hochtemperaturfeste Materialien und die Verwendung von nebenstromgeregelten Abgasturboladern mit einem Zwillingstrom-Turbinengehäuse („Twin-Scroll“) konnten die Nachteile, hoher Kraftstoffverbrauch und das sogenannte „Turboloch“, beseitigt werden. In den Antriebsstrategien der meisten Automobilhersteller spielen turboaufgeladene Verbrennungsmotoren eine entscheidende Rolle. Durch die Kombination von „Downsizing“ und „Downspeeding“ sollen der Kraftstoffverbrauch und die Schadstoffemissionen in den gesetzlichen Fahrzyklen weiter reduziert werden. Das Ansprechverhalten eines aufgeladenen Motors während einer Lastanforderung ist für eine hohe Kundenakzeptanz von großer Bedeutung. Hierzu liefert das Instationärverhalten eines Abgasturboladers den entscheidenden Beitrag. Der Abgasturbolader rückt dadurch immer stärker in den Fokus der Forschungs- und Entwicklungsabteilungen der Automobilbranche.

Damit die gewünschten Leistungsdaten des Motors erreicht werden können, muss ein Turbolader neben den strukturmechanischen vor allem die thermodynamischen Anforderungen erfüllen. Zum Erreichen der thermodynamischen Ziele ist es notwendig, dass der geforderte Massendurchsatz und die Druckumsetzung sowohl im Verdichter als auch in der Turbine mit dem bestmöglichen Wirkungsgrad erfolgen. Hierzu ist eine optimale strömungsführende Kontur im Inneren des Laders unerlässlich. Für die Auslegung und Optimierung der Konturen steht mit der numerischen Strömungsmechanik (engl.: *Computational-Fluid-Dynamics* – CFD) ein geeignetes und mächtiges Werkzeug zur Verfügung. Ferner gewinnt die virtuelle Entwicklung durch den ständigen Fortschritt in der Hard- und Softwareentwicklung sowie durch die stetige Kürzung der zur Verfügung stehenden Entwicklungsressourcen immer mehr an Bedeutung.

Die vielfältigen Einsatzmöglichkeiten der CFD-Simulation in der Abgasturboladerentwicklung lassen sich in drei wesentliche Themenfelder eingruppiert (s.a. Abbildung 1.1):

- Unter der *Auslegung und Optimierung der strömungsführenden Konturen* ist die Gestaltung der Turboladergeometrie zu verstehen. Durch die Strömungssimulation können geometrische Anpassungen hinsichtlich ihrer Sensitivität auf Zielgrößen untersucht werden, z.B. Maßnahmen zur Verbesserung des Wirkungsgrads.
- Durch die *Abbildung und Visualisierung von Strömungsphänomenen* trägt die CFD-Berechnung zu einem besseren Verständnis von Strömungsvorgängen bei. Vor allem die eindeutige Trennung von Effekten sowie die zahlreichen Möglichkeiten des „Postprocessings“ an frei wählbaren Positionen zu jedem Zeitpunkt machen die 3D-Strömungssimulation zu einem unverzichtbaren Entwicklungsinstrument.
- Mit dem *Generieren von Randbedingungen* wird der Entwicklungsprozess zur Erreichung weiterer Ziele unterstützt (s.a. Sailer et al. (2013)). Beispielsweise durch die Erstellung von Kennfeldern für die Motorprozesssimulation oder von Temperaturverteilungen auf den abgasführenden Oberflächen eines Turbinengehäuses für die numerische Strukturanalyse mittels *Finite-Elemente-Methoden* (FEM).

Die vorliegende Arbeit dient primär der Verbesserung des Verständnisses von transienten Strömungsvorgängen in einem Abgasturbolader. Die Arbeit ist daher in das Themenfeld *Abbildung und Visualisierung von Strömungsphänomenen* einzugliedern.



Abbildung 1.1: Wesentliche Themenfelder der CFD-Simulation in der Abgasturboladerentwicklung

## 1.1 Stand der Wissenschaft

Eine der wesentlichen Maßnahmen an einem Abgasturbolader zur Verbesserung des Instationärverhaltens ist die Nutzung der im Abgas enthaltenen kinetischen Energie. Durch die Verwendung von einem zweiflutigen Turbinengehäuse kann bei der Aufladung von 4- bzw. 6-Zylindern ein deutlich besseres Instationärverhalten als mit einem einflutigen Turbinengehäuse erreicht werden (Björnsson et al. (2005), Lang et al. (2007), Lechner et al. (2010), Steinparzer et al. (2011), Landerl et al. (2015) und Königstedt et al. (2016)).

Die Reduzierung des Massenträgheitsmoments des Laufzeugs führt zu einer weiteren Verbesserung des Instationärverhaltens. Eine geeignete Maßnahme hierfür ist die Verwendung von Turbinenrädern aus Titanaluminid anstatt einer Nickelbasis-Legierung (Steidten et al. (2008), Lüddecke et al. (2012), Scherrer et al. (2015), Glahn und Kluin (2015), Scheuermann et al. (2015)). Bei einflutigen Turbinengehäusen, beispielsweise für die Aufladung von 3-Zylindern, ist die Verwendung von Radial-Axial-Turbinenrädern eine zielführende Maßnahme (Lüddecke et al. (2012), Glahn und Kluin (2015)).

Die Reduzierung der mechanischen Verluste durch den Einsatz von Kugel- bzw. Wälzlagern ist ebenfalls eine geeignete Maßnahme (Marsal et al. (2008), Steidten et al. (2008), Scheuermann et al. (2015)).

Als letzte Maßnahme sei noch die elektrische Unterstützung des Turboladers erwähnt (Friedrich (2003) und Scheuermann et al. (2015)).

Neben den hier aufgeführten Maßnahmen an einem Turbolader, gibt es noch weitere Möglichkeiten das Ansprechverhalten eines aufgeladenen Motors zu verbessern (s. z.B. Paffrath et al. (2015)). Da im Rahmen dieser Arbeit der Abgasturbolader im Fokus steht, wird auf diese Möglichkeiten nicht näher eingegangen.

Zu den oben genannten Themenfeldern der CFD-Simulation (s.a. Abbildung 1.1) existiert eine große Anzahl an Veröffentlichungen. Im Folgenden werden zu den einzelnen Themenfeldern ausgewählte Beiträge aufgeführt und deren Inhalte kurz beschrieben. Die Auswahl beschränkt sich auf Strömungsmaschinen mit radialer Bauart, da diese in Abgasturboladern primär verbaut sind.

### **Auslegung und Optimierung der strömungsführenden Konturen**

Came und Robinson (1999), Tang (2006), Bonaiuti et al. (2006) sowie Hildebrandt und Genrup (2007) beschäftigen sich mit der Auslegung und Optimierung von Radialverdichterrädern. In Turunen-Saaresti (2004) wird eine Diffusorbeschaukelung und in Chen und Li (2013) ein Verdichteraustrittsgehäuse mit Hilfe von stationären Simulationen strömungsgünstig gestaltet.

Barton et al. (2006), Park et al. (2012) und Sivagnanasundaram et al. (2014) beschäftigen sich mit der Kennfelderweiterung von Radialverdichtern. Während in Barton et al. (2006) der Einfluss eines beschaukelten Verdichtereintrittsgehäuses untersucht wird, optimieren Park et al. (2012) und Sivagnanasundaram et al. (2014) die Strömung durch ein „Ported Shroud“-Verdichtergehäuse zur Verschiebung der Pumpgrenze. Bei einem „Ported Shroud“-Gehäuse wird der Eintrittsbereich des Verdichterrades mit einem Nebenstromkanal versehen (s.a. Fisher (1988)). In Abhängigkeit von der lokalen Strömungsausprägung entsteht durch den Nebenstromkanal ent-

weder eine Rückströmung – im Bereich nahe der Pumpgrenze – oder eine Durchströmung in Richtung der Verdichterschaftströmung – im Bereich nahe der Stopfgrenze.

### **Abbildung und Visualisierung von Strömungsphänomenen**

Choi und Kang (1999), Biba et al. (2002), Ljevar et al. (2006) und Guo et al. (2007) zeigen Strömungsausprägungen in den Schaufelkanälen, dem Diffusor sowie im Austrittsgehäuse in unterschiedlichen Betriebspunkten eines Verdichters. Sun et al. (2009) konzentriert sich auf die Visualisierung der Strömung auf der Verdichterrückseite.

Dickmann et al. (2005) sowie Chen und Lei (2013) analysieren das Strömungsverhalten in Abhängigkeit des Betriebspunkts bei einem Verdichtergehäuse mit „Ported Shroud“.

Die Strömungsausprägung in einer Doppelstrom-Turbine bei ungleichmäßiger, stationärer Beaufschlagung wird in Copeland et al. (2012) untersucht.

Bei den durchgeführten CFD-Analysen wurden zum Teil transiente Berechnungen für stationäre Betriebspunkte durchgeführt, z.B. Dickmann et al. (2005), Guo et al. (2007), Copeland et al. (2012).

Während sich die bisher aufgeführten Veröffentlichungen fast ausschließlich mit der Verdichterseite beschäftigten, untersuchen Hellstrom und Fuchs (2008), Hellstrom und Fuchs (2009), Aymanns et al. (2011), Aymanns et al. (2012), Padzillah et al. (2012), Boose et al. (2013) und Cao et al. (2014) das instationäre Verhalten von Radialturbinen unter pulsierender Anströmung. Am Turbinen- bzw. Krümmereintritt werden hierbei Einzelpulse oder motorische Randbedingungen aus einer Motorprozesssimulation vorgegeben. Gegenstand der Analysen sind u.a. die Füll- und Entleereffekte in der Turbine sowie die Gültigkeit von quasi-stationären Ansätzen, z.B. für die Wellenleistung.

### **Generieren von Randbedingungen**

In Kreuz-Ihli et al. (1999), Dickmann et al. (2005), Bauer et al. (2013) und Schwitzke et al. (2013) werden mit transienten 3D-Strömungssimulationen Druckverteilungen auf den Verdichterrad- bzw. Turbinenradschaufeln für Resonanz-Analysen mittels FEM erstellt. Darüber hinaus ermöglichen die durchgeführten CFD-Simulationen eine Analyse der Ursachen und Wirkungen transienter Strömungsphänomene auf die Schwingungsanregung der Schaufeln. Ausgehend von stationär berechneten Druckverteilungen auf einem Verdichter- und Turbinenrad werden in Raetz et al. (2011) die axialen und radialen aerodynamischen Kräfte bestimmt. In Moore et al. (2011) und Lerche et al. (2013) werden Kräfte für Rotordynamikberechnungen bei einer exzentrischen Lagerung der Laufräder ermittelt.

Zusammenfassend lässt sich feststellen, dass die bisherigen CFD-Analysen überwiegend bei einer konstanten Turboladerdrehzahl durchgeführt wurden. Bei den transienten Simulationen mit pulsierender Beaufschlagung der Turbine wurde ebenfalls die Laderdrehzahl bzw. bei der Vorgabe von instationären Werten aus einer Motorprozesssimulation (Hellstrom und Fuchs (2009) sowie Boose et al. (2013)) der Motorbetriebspunkt konstant gehalten. Die Änderung des Betriebspunkts des Laders resultiert in diesen Arbeiten aus der instationären Anströmung während eines Motor-Arbeitsspiels. Somit ist die Laderdrehzahl im Mittel auch konstant.

Die bisher durchgeführten instationären Untersuchungen an Heißgasprüfständen beschränken sich größtenteils auf Drehzahlreduzierungen (z.B. Mai et al. (2009), Blieske et al. (2011)). Le-

diglich in Malobabic (1989) werden Beschleunigungsvorgänge mit Turboladern durchgeführt. Für radiale Wasserpumpen existieren zwar mehrere Veröffentlichungen zu Beschleunigungsvorgängen (z.B. Daigo und Ohashi (1972), Dazin et al. (2007), Li et al. (2011)), eine Übertragbarkeit von Ergebnissen ist u.a. aufgrund der unterschiedlichen Fluideigenschaften und des deutlich geringeren Drehzahlniveaus ( $n_{max} \approx 3000 \text{ min}^{-1}$ ) nicht möglich. Auf den Prüfstands Aufbau und die experimentellen Resultate von Malobabic (1989) wird im Folgenden näher eingegangen.

In der Dissertation von *M. Malobabic* aus dem Jahre 1989 wird u.a. das dynamische Betriebsverhalten eines nebenstromgeregelten Abgasturboladers an einem Heißgasprüfstand durch Beschleunigungsversuche untersucht. Der Turbolader wird hierbei aus dem Stillstand ( $n_{ATL} = 0 \text{ min}^{-1}$ ) beschleunigt. In den durchgeführten Analysen geht es primär um die Turbinenseite. Der verwendete Heißgasprüfstand ist mit einer Brennkammer und einem Schraubenkompressor zur Erzeugung der notwendigen Druckluft ausgestattet. Zur Regelung des Turbinenmassenstroms sind zwei Abgasklappen stromauf der Turbine verbaut. Der Verdichterbetriebspunkt kann durch ein elektrisch betätigtes Drosselventil stromab des Verdichters eingestellt werden.

Da der Lader aus dem Stillstand beschleunigt werden soll, muss das Öffnen bzw. Schließen der Abgasklappen gleichzeitig erfolgen. Voruntersuchungen zu den dynamischen Beschleunigungsversuchen zeigen, dass das gleichzeitige Öffnen und Schließen nicht zu 100% sichergestellt werden kann. Ferner ist durch den Füllvorgang der Rohrvolumina eine Verzögerung im Druckaufbau zu erwarten. Das Turbinenrad wird deshalb mechanisch arretiert und bereits im Stillstand voll durchströmt. Zum gewünschten Zeitpunkt wird die Arretierung entfernt und der Beschleunigungsvorgang beginnt mit einer gewissen „Vorspannung“. Dass die auftretenden Beschleunigungsverhältnisse nicht unmittelbar denen beim Betrieb am Verbrennungsmotor entsprechen, wird toleriert.

Die Lastsprünge werden mit drei unterschiedlichen Turbinendruckverhältnissen durchgeführt. Dadurch stellen sich am Ende des Beschleunigungsvorgangs unterschiedliche stationäre Drehzahlen ein. Diese werden in Abhängigkeit vom Turbinendruckverhältnis nach 2,2s – 5,7s erreicht. Der maximale mittlere Drehzahlgradient beträgt in etwa  $dn_{ATL}/dt = 37000 \text{ min}^{-1}\text{s}^{-1}$ . Die Druckverhältnisse und der Verdichtermassenstrom nehmen während des Lastsprungs zu, der turbinenseitige Massenstrom wird kleiner.

Die in den aufgeführten Beiträgen verwendeten stationären bzw. transienten CFD-Methodiken dienen zur Abbildung von Betriebspunkten bei einer konstanten ( $n_{ATL} = konst.$ ) bzw. im Mittel konstanten Turboladerdrehzahl ( $\bar{n}_{ATL} = konst.$ ). Beim Betrieb eines Abgasturboladers in einem Fahrzeug ist die Laderdrehzahl jedoch meistens nicht konstant. Insbesondere bei Beschleunigungsvorgängen des Fahrzeugs kommt es zu hochdynamischen Drehzahlerhöhungen.

Für die Entwicklung einer transienten CFD-Methodik zur Abbildung von hochdynamischen Drehzahlerhöhungen sind experimentelle Validierungsdaten notwendig. Experimentelle Daten von Turboladern die an einem Verbrennungsmotor betrieben werden sind für die Methodikentwicklung in einem ersten Schritt ungeeignet, da es zu einer Überlagerung der Drehzahlerhöhung mit den hochfrequenten turbinenseitigen Druck- sowie Temperaturpulsationen kommt. Da sich die vorliegenden instationären Untersuchungen an Heißgasprüfständen größtenteils auf Drehzahlreduzierungen beschränken, müssen Messungen mit Drehzahlerhöhungen durchgeführt wer-

den. Das auftretende Beschleunigungsverhalten des Turboladers soll dabei dem am Verbrennungsmotor ähnlich sein.

## 1.2 Zielsetzung der Arbeit und Vorgehensweise

Ziel der vorliegenden Arbeit ist die experimentelle und numerische Analyse von transienten Strömungsphänomenen in einem Abgasturbolader unter instationären Randbedingungen. Hierfür werden Messungen an einem Heißgasprüfstand durchgeführt sowie eine CFD-Methodik entwickelt, die es ermöglicht, die instationären Strömungsvorgänge während einer hochdynamischen Drehzahlerhöhung ( $n_{ATL} \neq konst.$ ) eines Turboladers zu untersuchen.

Auf Basis der CFD-Ergebnisse können anschließend verschiedene Fragestellungen beantwortet werden, beispielsweise der zeitliche Verlauf der Wirkungsgrade und Axialkräfte oder ob quasi-stationäre Ansätze gültig sind. Die zu entwickelnde CFD-Methodik soll somit zu einem weiteren Wissensaufbau hinsichtlich transientser Strömungsvorgänge in einem Abgasturbolader beitragen.

Der Einfluss der hochdynamischen Drehzahlerhöhung des Turboladerlaufzeugs auf die lokale Ausbildung der Strömung soll isoliert betrachtet werden. Der Beschleunigungsvorgang erfolgt daher ohne hochfrequente Druck- und Massenstropulsationen sowie bei einer konstanten Turbineneintrittstemperatur. Ferner soll die zu entwickelnde CFD-Methodik auf diverse Turbolader-Geometrien sowie unterschiedliche Beschleunigungsvorgänge übertragbar sein. Eine Kopplung mit einer Motorprozesssimulation ist nicht vorgesehen.

Die Verdichterbetriebspunkte liegen zu Beginn und am Ende des Beschleunigungsvorgangs in der Nähe der Pumpgrenze und somit im relevanten Bereich für das sogenannte *Low-End-Torque* des Motors. Das Abblaseventil für den turbinenseitigen Massenstrom, das sogenannte *Wastegate*, ist in diesem Betriebsbereich geschlossen. Für das Beschleunigungsverhalten des Turboladers ist neben den thermodynamischen Eigenschaften das Massenträgheitsmoments des Laufzeugs von Bedeutung.

Der Turbolader wird bei den experimentellen Untersuchungen in dieser Arbeit nicht aus dem Stillstand, sondern ausgehend von einer bestimmten Laderdrehzahl beschleunigt. Der Beschleunigungsvorgang des Turboladers kann deshalb durch einen Regelvorgang stromauf der Turbine ausgelöst werden. Damit ergibt sich am Heißgasprüfstand ein Beschleunigungsverhalten, welches dem am Verbrennungsmotor ähnlich ist. Eine eventuelle Verzögerung des Druckaufbaus durch die Rohrvolumina des Prüfstandsbaus wird in der Arbeit untersucht. Durch die unterschiedlichen Versuchsdurchführungen sind die Ergebnisse nicht direkt mit denen von Malobabic (1989) vergleichbar.

Die Messreihen am Heißgasprüfstand werden mit vier verschiedenen Abgasturboladern durchgeführt. Die verwendeten Turbolader unterscheiden sich hinsichtlich ihrer Baugröße und der Ausführung des turbinenseitigen Eintrittsgehäuses (ein- und zweiflutige Gehäuse). Nach der experimentellen Ermittlung von stationären Betriebspunkten werden die Turbinen mit Drucksprüngen beaufschlagt und der daraus resultierende Beschleunigungsvorgang des Laufzeugs messtechnisch erfasst. Die so ermittelten Messdaten bilden die Validierungsgrundlage für die Simulationsmodelle.

Mittels der CFD-Simulation werden die gemessenen Lastsprünge numerisch abgebildet, um detailliertere Erkenntnisse über die instationären Strömungseffekte während der Beschleunigung des Laders zu gewinnen. Die notwendige Simulationsmethodik wird an einer Turboladergeometrie entwickelt und mit den Versuchsergebnissen abgeglichen. Zunächst erfolgt ein Abgleich in stationären Betriebspunkten. Die charakteristischen Größen – Druckverhältnis, Massendurchsatz und Wirkungsgrad – dienen hierbei als Vergleichswerte, um das stationäre CFD-Modell zu qualifizieren. Im Anschluss erfolgen transiente Berechnungen mit den Messdaten eines ausgewählten Lastsprungs, um die Sensitivitäten des Simulationsmodells zu klären sowie die numerischen Einstellungen und den geometrischen Aufbau festzulegen. Als Validierungsgröße dient der messtechnisch erfasste Drehzahlgradient. Danach werden die verbliebenen Lastsprünge mit identischen Einstellungen simuliert. Zur Überprüfung der entwickelten Simulationsmethodik wird diese auf eine zweite Turboladergeometrie übertragen.

Nach erfolgreicher Validierung wird auf Basis der Resultate der Strömungssimulationen eine detaillierte Untersuchung auftretender Phänomene während des Beschleunigungsvorgangs eines Abgasturboladers durchgeführt. Das Instationärverhalten der Turbinen- und Verdichterleistung, der inneren Wirkungsgrade sowie des Axialschubs werden ausführlich diskutiert.



## 2 Grundlagen

Die für das Verständnis der durchgeführten Untersuchungen in dieser Arbeit notwendigen Grundlagen sind in diesem Kapitel zusammengefasst. Zunächst wird allgemein auf die Aufladung von Verbrennungsmotoren eingegangen. Neben dem Ziel der Aufladung und unterschiedlichen Aufladeverfahren wird das Zusammenwirken von Abgasturbolader (ATL) und Verbrennungsmotor erläutert. Anschließend werden die einzelnen Baugruppen eines Turboladers und deren Funktionsweise beschrieben. Danach wird die Entstehung von Verlusten, die Berechnung von diversen charakteristischen Größen sowie die Kennfelddarstellung erklärt. Die aufgeführten Berechnungsformeln werden in den Kapiteln 3 und 4 teilweise zur Auswertung der Mess- bzw. Simulationsdaten benötigt. Zum Abschluss erfolgt eine Einführung in die numerische Strömungsmechanik, die in Kapitel 4 Anwendung findet.

### 2.1 Abgasturbolader

#### 2.1.1 Aufladung von Verbrennungsmotoren

##### Leistungssteigerung

Unter dem Begriff *Aufladung* wird eine Erhöhung der in den Zylinder einströmenden Luftdichte über das Dichteniveau der frei angesaugten Luft aus der Umgebung verstanden. Die Erhöhung der Dichte führt nach Gleichung (2.1) zu einer Steigerung der effektiven Motorleistung (van Basshuysen und Schäfer (2006)).

$$P_e = i \cdot n_{MOT} \cdot p_{me} \cdot V_H \quad \text{mit} \quad p_{me} = \rho_L \cdot \eta_i \cdot \eta_m \cdot \lambda_l \cdot \frac{H_u}{L_{st}} \cdot \frac{1}{\lambda} \quad (2.1)$$

Neben einer Anhebung der Luftdichte  $\rho_L$  könnte der effektive Mitteldruck  $p_{me}$  und somit die Motorleistung theoretisch durch die Modifikation weiterer Größen erhöht werden. Der Heizwert  $H_u$  und der stöchiometrische Luftbedarf  $L_{st}$  sind jedoch durch den Kraftstoff festgelegt. Eine Vergrößerung des inneren Wirkungsgrads  $\eta_i$  und mechanischen Wirkungsgrads  $\eta_m$  sowie des Liefergrads  $\lambda_l$  ist nicht beliebig möglich. Das Luftverhältnis  $\lambda$  kann bei einem Ottomotor aufgrund der Brenngrenze nicht unter  $\lambda \approx 0,70 - 0,75$  abgesenkt werden. Ein Dieselmotor ist wegen der Rußgrenze auf  $\lambda > 1,10 - 1,20$  beschränkt. Daher ist die Erhöhung der Luftdichte die effektivste Methode den Mitteldruck zu erhöhen.

Thermodynamisch optimal wäre eine Dichteerhöhung ohne einen Anstieg der Temperatur. In einem realen Verdichtungsprozess in einem Fahrzeug ist eine isotherme Zustandsänderung praktisch nicht umsetzbar. Durch die Temperaturerhöhung kommt es zu einer Verringerung der Dichte (s. Gleichung (2.2)). Daher sollte im Anschluss an die Verdichtung eine Temperaturabsenkung durch einen Ladeluftkühler erfolgen. Dieser Dichterückgewinn bedeutet nicht nur eine Erhöhung der Motorleistung, sondern ist aufgrund der geringeren Prozesstemperatur auch mit Vorteilen hinsichtlich der thermischen Bauteilbelastung, den  $\text{NO}_x$ -Emissionen und dem Klopfverhalten beim Ottomotor verbunden (Hiereth und Prenninger (2003)).

Motoren, bei denen der effektive Mitteldruck zur Leistungssteigerung angehoben wird, werden als *Hochlastkonzepte* bezeichnet.

$$\rho_L = \frac{p_L}{R \cdot T_L} \quad (2.2)$$

Eine weitere Möglichkeit zur Leistungsanhebung ist die Erhöhung der Motordrehzahl. Bei einem sogenannten *Hochdrehzahlkonzept* geht mit der Drehzahlerhöhung durch den progressiven Anstieg des Reibmitteldrucks ein Abfall des mechanischen Wirkungsgrads einher. Dieser führt u.a. zu den höheren Verbrauchswerten verglichen mit einem Hochlastkonzept (Golloch (2005)).

Durch die Erhöhung der Zylinderanzahl bzw. die Anhebung des Hubs oder des Bohrungsdurchmessers ist eine Hubraumvergrößerung möglich (Gleichung (2.3)). Bei vorgegebener Leistung führt diese Maßnahme zu einer geringeren spezifischen Leistung  $P_e/V_H$  und einem höheren spezifischen Kraftstoffverbrauch aufgrund der größeren Reibungsverluste. Ferner sind damit Bauraum- und Gewichtsnachteile verbunden.

$$V_H = z \cdot V_h \quad \text{mit} \quad V_h = \frac{\pi \cdot D^2 \cdot l}{4} \quad (2.3)$$

### „Downsizing“

Der aktuelle Trend in der Motorenentwicklung ist das sogenannte *Downsizing*. Im Allgemeinen wird unter Downsizing eine Reduzierung des gesamten Hubvolumens eines Verbrennungsmotors verstanden (Golloch (2005)). Das entstehende Leistungsdefizit wird i.d.R. aus den genannten Gründen durch eine Erhöhung der Luftdichte kompensiert (vgl. Gleichung (2.1)) und die spezifische Leistung dadurch gesteigert.

Die Umsetzung einer gesamten Hubraumreduzierung unter Beibehaltung verhältnismäßig großer Zylinderhubvolumina mit einer geringeren Anzahl an Zylindern hat ein größeres Potenzial zur Verbrauchsreduzierung als eine Verkleinerung der Zylinderhubvolumina bei gleicher Zylinderanzahl (Heil et al. (2001)). Erklären lässt sich dies mit den höheren thermodynamischen und mechanischen Wirkungsgraden bei relativ großen Zylinderhubvolumina aufgrund prozentual geringerer Wärme- und Reibungsverluste (Golloch (2005)). Ein weiterer Vorteil dieses Ansatzes ist die Kostenersparnis im Rahmen eines Baukastensystems für eine Motorenfamilie. Auf Basis von einem Einheitsbrennraum mit einem festgelegten Zylinderhubvolumen können dann 3-, 4- oder 6-Zylinder-Motoren entwickelt werden (Langen (2012), Steinparzer et al. (2014)).

Die Vorteile eines aufgeladenen Motors mit einem kleineren Hubraum verglichen mit einem leistungsgleichen, größeren Saugmotor resultieren aus der Betriebspunktverschiebung hin zu höheren effektiven Mitteldrücken. Die spezifisch höhere Last bei einem Turbomotor führt zu einer Reduzierung der Wandwärme-, Ladungswechsel- und mechanischen Verluste (van Basshuysen und Spicher (2007)).

Oftmals wird das Prinzip des Downsizings mit dem *Downspeeding* kombiniert. Beim Downspeeding wird die Motordrehzahl durch eine längere Getriebe- bzw. Achsübersetzung reduziert. Dadurch verschiebt sich der Motorbetriebspunkt ebenfalls zu höheren Lasten und einem geringeren Kraftstoffverbrauch. Die Kombination beider Methoden ermöglicht eine Kraftstoffeinsparung von bis zu 10% (van Basshuysen und Spicher (2007)).

Weiteres Potenzial zur Erhöhung der Effizienz ergibt sich bei einem Ottomotor durch eine Direkteinspritzung. Die Verdampfungsenthalpie des Kraftstoffs reduziert durch eine Absenkung der Prozesstemperatur die Klopfneigung und ermöglicht somit eine Anhebung des Verdichtungsverhältnisses. Infolgedessen erhöht sich der thermodynamische Wirkungsgrad des Motors, was zu einer weiteren Kraftstoffeinsparung führt. Moderne aufgeladene und direkteinspritzende Ottomotoren erreichen Verdichtungsverhältnisse von  $\epsilon > 10$  (z.B. Steinparzer et al. (2011)).

### **Aufladeverfahren**

Für die Aufladung eines Verbrennungsmotors stehen diverse Möglichkeiten zur Verfügung. Prinzipiell kann unterschieden werden zwischen *Fremdaufladung* und *Selbstaufladung* (s. z.B. Merker et al. (2006)). Ein extern angetriebener Ladeluftverdichter bei Versuchsmotoren ist ein Beispiel für eine Fremdaufladung. Die Selbstaufladung lässt sich unterteilen nach der Aufladung mittels gasdynamischer Effekte, eines mechanisch vom Motor angetriebenen Laders und der Nutzung der Abgasenergie (Hiereth und Prenninger (2003)). Die Auflademethoden lassen sich auch kombinieren (sogenannte *Verbundverfahren*), z.B. ein mechanischer Lader mit einem Abgasturbolader (Krebs et al. (2005)).

Aktuell nutzen die meisten Motoren die Abgasenergie mit einem Abgasturbolader. Der Lader ist hierbei thermodynamisch mit dem Motor gekoppelt. Bei einer mechanischen Aufladung ist die Laderdrehzahl von der Motordrehzahl abhängig.

Der Hauptvorteil der Abgasturboaufladung ist die Verwendung der im Abgas enthaltenen Enthalpie zur Erhöhung der Motorleistung. Bei einer mechanischen Aufladung reduziert sich die Motorleistung um die Antriebsleistung des Laders. Die Abgasturboaufladung ist daher das energetisch günstigere Konzept. Weitere Vorteile sind nach Golloch (2005) die hohen Wirkungsgrade, die großen realisierbaren Druckverhältnisse und der geringe Bauraumbedarf. Dem gegenüber stehen als Nachteile (van Basshuysen und Spicher (2007)) die Notwendigkeit von hochwarmfesten und damit kostenintensiven Materialien auf der Turbinenseite sowie ein verzögerter Ladedruckaufbau im unteren Motordrehzahlbereich.

### **Stau- und Stoßaufladung**

Bei der Aufladung mit einem Abgasturbolader wird je nach Ausführung der Abgasleitungen, vom Austritt aus dem Zylinderkopf bis zum Lader, zwischen einer *Stau-* und einer *Stoßaufladung* unterschieden. Bei einer Stauaufladung mündet das Abgas aller Zylinder in einem großen Volumen vor der Turbine. Die kinetische Abgasenergie wird größtenteils in potentielle Energie umgewandelt. Dieser Umwandlungsprozess ist jedoch unvollständig und verlustbehaftet. Durch den dadurch entstehenden deutlichen Entropieanstieg reduziert sich das nutzbare Enthalpiegefälle. Das Turbinenrad wird allerdings mit einem konstanten Enthalpiestrom beaufschlagt und bei hohen Wirkungsgraden betrieben. Das große zu füllende Volumen verzögert bei einem Lastwunsch das Ansprechverhalten des Laders.

Im Unterschied zur Stauaufladung ist der Abgaskrümmen bei einer Stoßaufladung möglichst strömungsgünstig mit geringem Volumen umgesetzt. Hier wird versucht, die kinetische Energie im Abgas zusätzlich zu nutzen, um somit das Instationärverhalten zu verbessern und das Drehmoment bei niedrigen Motordrehzahlen zu erhöhen. Allerdings verschlechtern sich durch die gepulste Beaufschlagung die Turbinenwirkungsgrade. Durch die Nutzung des dynamischen An-

teils wird dieser Nachteil aber überkompensiert. Bei der Krümmerkonstruktion sollte berücksichtigt werden, dass nur Zylinder mit einem Zündabstand von mindestens  $240^\circ$  KW zusammengefasst werden (Merker et al. (2006)), um eine gegenseitige Störung des Ladungswechsels durch die Druckstöße zu verhindern. Für eine vollständige Nutzung des Potentials muss die Zylinder- bzw. Flutentrennung bis zum Turbinenrad umgesetzt werden. Derartige zweiflutige Turbinengehäuse werden als *Zwillingsstromgehäuse* (engl.: *Twin-Scroll*) bezeichnet. Turbinengehäuse für eine Stauaufladung sind stets einflutig ausgeführt.

### Strömungs- und Verdrängerlader

Die in einem Abgasturbolader eingesetzten Verdichter sind sogenannte *Strömungslader*. Die Funktionsweise basiert immer auf dem gleichen physikalischen Prinzip. Das Laufrad wird durch mechanische Energie seitens der Turbine angetrieben und überträgt an das Fluid kinetische Energie. Diese wird dann durch Verzögerung im Diffusor und im Spiralgehäuse teilweise in potentielle Energie umgewandelt. Die Druckerhöhung findet stets auf dem Weg durch den Lader statt und nicht erst beim Verlassen des Verdichters. Dieses Prinzip wird als *innere Verdichtung* bezeichnet.

Im Gegensatz zu den *Verdrängerladern* (z.B. Hubkolbenverdichter oder Rotationskolbenlader) fördern Strömungslader den Massenstrom kontinuierlich. Dadurch reduzieren sich die gasdynamischen und akustischen Anregungen in der nachgeschalteten Ladeluftleitung. Als Nachteil kann genannt werden, dass nicht der gesamte Kennfeldbereich nutzbar ist. Bei niedrigen Massenströmen und hohen Druckverhältnissen wird der nutzbare Bereich durch die *Pumpgrenze* eingeschränkt (s. Kapitel 2.1.2).

Der Hauptunterschied zwischen den beiden Laderarten ist jedoch das Förderverhalten (Abbildung 2.1). Bei den Verdrängerladern (Abbildung 2.1(a)) hängt das Druckverhältnis von der konstruktiven Gestaltung und nicht von der Drehzahl ab. Mit einem Verdrängerlader können maximal Druckverhältnisse von ca.  $\Pi = 1,8 - 2,0$  erreicht werden (Hiereth und Prenninger (2003)). Der Volumenstrom ergibt sich durch die Drehzahl und das Laderbauvolumen. Bei einem Strömungslader führt eine Drehzahlerhöhung bei konstantem Massenstrom immer zu einem höheren Druck (Abbildung 2.1(b)). Die Druckerhöhung ist somit primär von der Drehzahl abhängig.

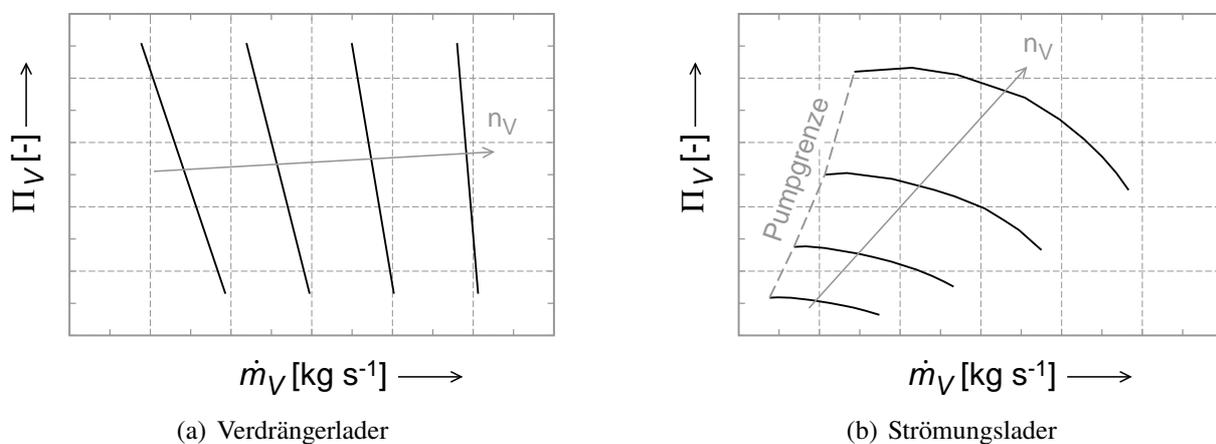


Abbildung 2.1: Druck-Massenstrom-Kennfeld (schematisch)

### Zusammenwirken von ATL und Motor

In einem stationären Betriebspunkt entspricht der Verdichter Massenstrom dem Luftmassenstrom des Verbrennungsmotors (Gollock (2005), s. Gleichung (2.4)). Dieser zeigt während der Ladungswechselphase das Schluckverhalten eines Verdrängerladers mit umgekehrtem Vorzeichen. Bei konstanter Drehzahl nimmt der Massenstrom mit steigendem Druck zu. Wird der Motor mit Ventilüberschneidung (VÜ) betrieben, erhöht sich der Durchsatz bei einem positiven Spülgefälle um den Spülluftmassenstrom (Abbildung 2.2(a)).

$$\dot{m}_V = \dot{m}_{MOT} = \lambda_l \cdot \rho_L \cdot n_{MOT} \cdot i \cdot V_H \quad (2.4)$$

Aus den Motorschlucklinien und den Verdichterkurven resultiert die Motorbetriebslinie. In Abbildung 2.2(b) sind Motorbetriebslinien für unterschiedliche Betriebsarten dargestellt. Der Betrieb bei einer konstanten Motordrehzahl wird als *Generatorbetrieb* (1) bezeichnet. Der Betrieb entlang der Propellerkurve für einen Schiffs- oder Flugzeugantrieb als *Propellerbetrieb* (2). Ferner sind noch zwei Vollastkurven eines Fahrzeugs eingezeichnet. Ohne Ladedruckregelung ergeben sich erst bei größeren Motordrehzahlen hohe Verdichterdruckverhältnisse (3). Bei Verwendung eines Turboladers mit einem turbinenseitigen Abblaseventil, dem sogenannten *Wastegate* (s. Kapitel 2.1.2), können bereits bei geringen Motordrehzahlen hohe Ladedrücke dargestellt werden (4). Neben dem *Low-End-Torque*<sup>1</sup> verbessert sich dadurch das dynamische Verhalten des Motors.

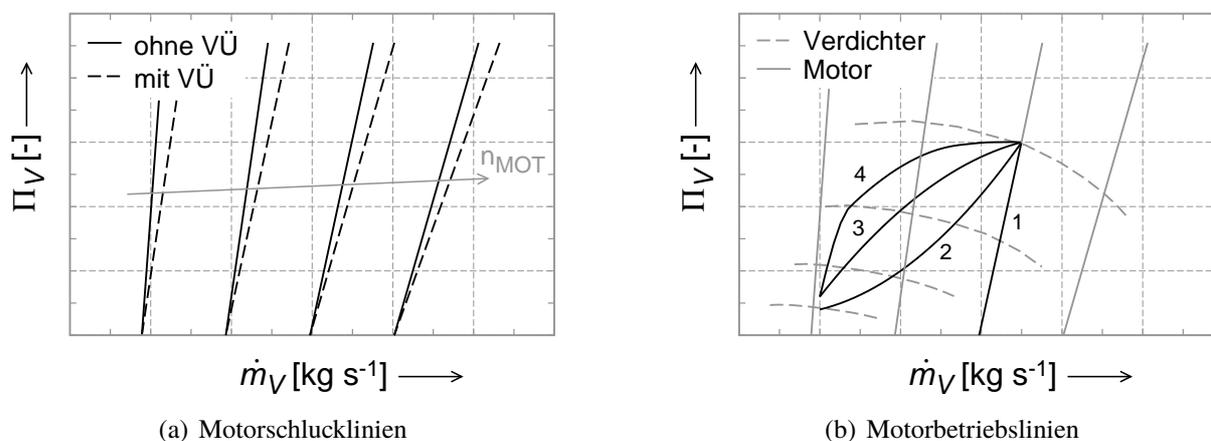


Abbildung 2.2: Schluckverhalten des Motors im Verdichterkennfeld (schematisch)

Für eine hohe Kundenakzeptanz von aufgeladenen Motoren sind das stationäre Verhalten, der Kraftstoffverbrauch und das Ansprechverhalten von großer Bedeutung. Unter einem guten Ansprechverhalten wird ein rascher Turboladerdrehzahl- bzw. Ladedruckaufbau und ein damit verbundener schneller Anstieg des Motordrehmoments gemäß des Lastwunsches des Fahrers verstanden. Neben der Auslegung eines Abgasturboladers für die Erreichung der stationären

<sup>1</sup>Der Begriff *Low-End-Torque* beschreibt den Motordrehzahlbereich bis zum Erreichen des maximalen stationären Drehmomentwerts. Bei heutigen Ottomotoren wird das maximale Drehmoment bereits bei ca.  $n_{MOT} = 1250 \text{ min}^{-1}$  erreicht (Steinparzer et al. (2011)).

Leistungsziele eines Motors ist das instationäre Verhalten ein weiterer wichtiger Entwicklungsaspekt.

Abbildung 2.3 zeigt Ergebnisse aus einer 1D-Motorprozesssimulation. Dargestellt ist der Verlauf der Turboladerdrehzahl und des Motordrehmoments während eines Lastsprungs bei konstanter Motordrehzahl eines modernen aufgeladenen 3,0l-Ottomotors mit Zwillingstromlader und turbinenseitigen Abblaseventil. Der Anstieg der Drehzahl in Abbildung 2.3(a) ist näherungsweise linear. Der mittlere Drehzahlgradient beträgt  $dn_{ATL}/dt \approx 50\,000 \text{ min}^{-1} \text{ s}^{-1}$ . Der steile Drehmomentanstieg zu Beginn erklärt sich durch die saugmotorische Volllast des Motors. Anschließend steigt das Motordrehmoment infolge des ansteigenden Ladedrucks nahezu linear bis zum maximalen Wert an (Abbildung 2.3(b)). Das maximale Drehmoment wird nach  $\Delta t = 2,5 \text{ s}$  erreicht.

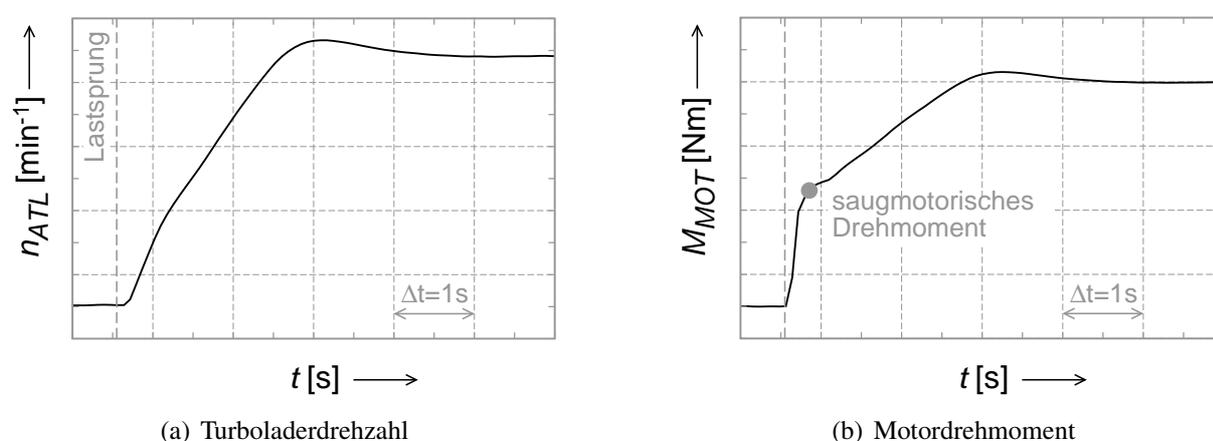


Abbildung 2.3: Lastsprung bei konstanter Motordrehzahl aus einer 1D-Motorprozesssimulation

Bei der Abgasturboaufladung resultiert aus der Anforderung nach einem frühen Low-End-Torque bzw. einem guten Ansprechverhalten und einer hohen Nennleistung ein Zielkonflikt. Bei Verwendung eines kleinen Laders kommt es bereits bei geringen Abgasmassenströmen zu einem starken Aufstauen vor der Turbine. Somit kann die Turbine bereits bei geringen Motordrehzahlen dem Verdichter ausreichend Antriebsleistung für ein hohes Motordrehmoment zur Verfügung stellen. Aufgrund des geringen Massenträgheitsmoments des Laufzeugs hat ein solcher Lader ebenfalls Vorteile beim Beschleunigungsverhalten. Die darstellbare Nennleistung ist jedoch aufgrund von Bauteilschutzgründen für Turbine und Motor stark begrenzt. Bei hohen Abgasmassenströmen stellt sich vor der Turbine ein hoher Druck ein. Der hohe Druck hat negative Auswirkungen auf die Bauteilfestigkeit der Turbine sowie den Ladungswechsel des Motors. Darüber hinaus wird dem Verdichter zu viel Antriebsleistung zur Verfügung gestellt, wodurch der erzeugte Ladedruck zu groß wird und bei einem Ottomotor zu einer stärkeren Klopfneigung führt. Für hohe Motorleistungen wird daher ein großer Turbolader benötigt. Dieser hätte aber wiederum Nachteile im Low-End-Torque und beim Ansprechverhalten.

Ein Ansatz zur Lösung dieses Zielkonflikts ist bei Ottomotoren die Verwendung von Zwillingstromladern mit einem turbinenseitigen Abblaseventil zur Ladedruckregelung (Brinkert et al. (2010), Steinparzer et al. (2011)). In der Fachliteratur (u.a. in Pischinger et al. (2002), Hiereth und Prenninger (2003), Golloch (2005), Merker et al. (2006) und van Basshuysen und Spicher

(2007)) werden weitere Lösungsansätze vorgestellt und diskutiert. Hierzu zählt z.B. die Verwendung von Turboladern mit einer variablen Turbinengeometrie (VTG) oder die Registeraufladung.

### 2.1.2 Aufbau und Funktionsweise

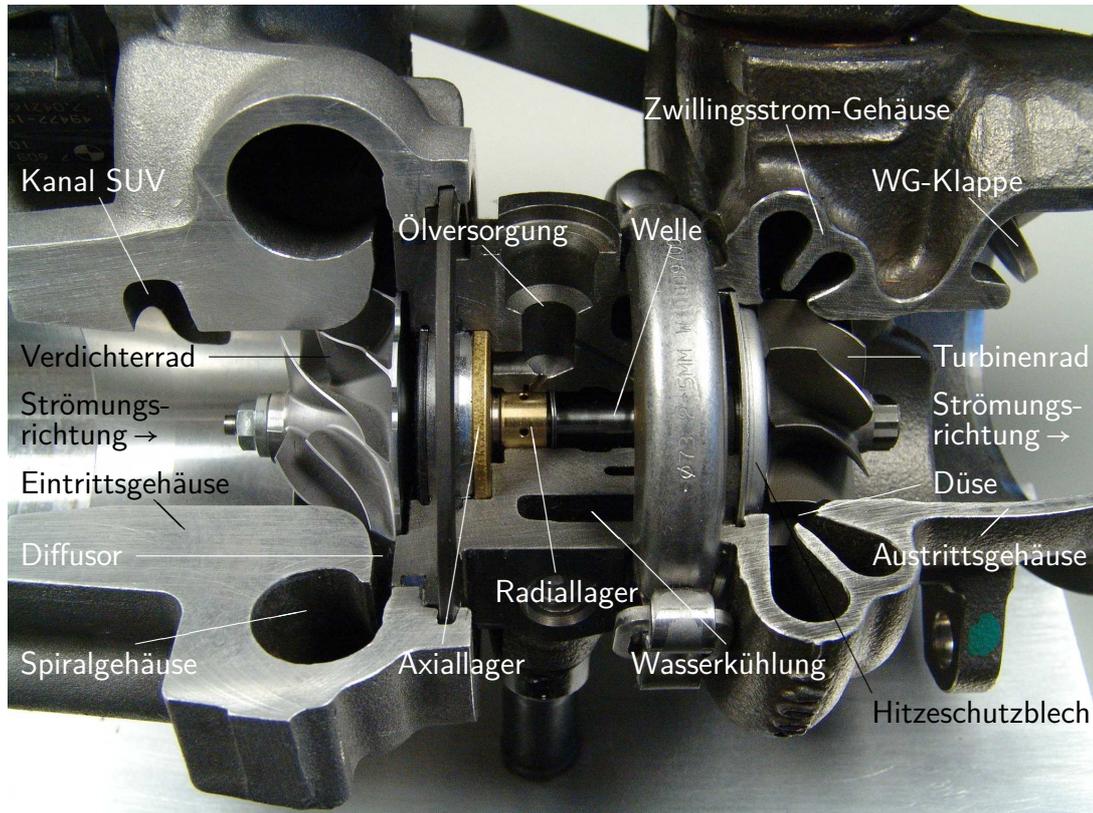


Abbildung 2.4: Schnittmodell eines Zwillingsstromladers für einen Ottomotor

Im Folgenden wird der Aufbau und die Funktionsweise eines Abgasturboladers erklärt. Hierzu ist in Abbildung 2.4 ein aufgeschnittener Zwillingsstromlader dargestellt. Auf der linken Seite befindet sich der Verdichter, auf der rechten Seite die Turbine. Die beiden Laufräder sind starr durch eine Welle miteinander verbunden. Für Fahrzeuganwendungen werden fast nur Radialräder verwendet. Diese ermöglichen durch ihr hohes Stufendruckverhältnis eine kompakte Bauweise. Nachteilig gegenüber Axialrädern, wie sie z.B. in Flugzeugturbinen verbaut werden, ist ein geringerer Wirkungsgrad und Massendurchsatz.

#### Turbine

Die Turbine besteht aus einem Spiralgehäuse, in diesem Fall als Zwillingsstrom-Gehäuse ausgeführt, einem Leitapparat bzw. Düse, dem Laufrad und dem Austrittsgehäuse. Das Spiralgehäuse, die Düse und das Austrittsgehäuse sind in einem gemeinsamen Gehäuse zusammengeführt. Ferner ist der abgebildete Lader noch mit einem turbinenseitigen Abblaseventil (*WG-Klappe*) ausgestattet.

Im Idealfall ist das Spiralgehäuse konstruktiv so gestaltet, dass das Rad in Umfangsrichtung gleichmäßig angeströmt wird. Bei einem Zwillingsstromlader wird i.d.R. die Flut, die sich näher am Lagerstuhl befindet, als Flut 1 ( $S1$ ) bezeichnet, die andere entsprechend als Flut 2 ( $S2$ ). Die Düse kann unbeschaufelt (s. Abbildung 2.4) oder beschaufelt (VTG) ausgeführt sein. Das Abgas strömt in radialer Richtung in das Turbinenrad ein und verlässt es in axialer Richtung. Das Rad wird von außen nach innen durchströmt.

Die Energieumsetzung in der Turbine kann folgendermaßen beschrieben werden. Ein Teil der im Abgas enthaltenen Enthalpie wird im Spiralgehäuse und im Leitapparat in kinetische Energie umgewandelt. Im Laufrad expandiert das Gas unter Druck- und gleichzeitigem Temperaturabbau. Durch die Querschnittsabnahme in den Schaufelkanälen stellt sich im mitrotierenden Relativsystem eine beschleunigte Strömung mit einem negativen Druckgradienten ein. Diese Strömung neigt nicht zu Ablösungen und es entstehen somit keine instabilen Kennfeldbereiche wie auf der Verdichterseite. Über die Welle wird dann dem Verdichterrad mechanische Energie zur Verfügung gestellt. Die mechanische Energie reduziert sich allerdings durch die Reibverluste im Lagerstuhl.

Das abgebildete turbinenseitige Abblaseventil dient primär der Ladedruckregelung. Dadurch kann eine kleinere Turbine mit den erwähnten Vorteilen bei niedrigen Motordrehzahlen verwendet werden. Bei hohen Abgasmassenströmen kann durch das Öffnen des Abblaseventils ein Teil des Abgases am Turbinenrad vorbei geleitet und damit der Druck vor der Turbine verringert werden. Durch den kleineren Massenstrom über das Turbinenrad und den geringeren Aufstaudruck wird die von der Turbine abgegebene Leistung reduziert. In Abhängigkeit des Öffnungswinkels lässt sich dadurch der Ladedruck regeln.

Eine weitere mögliche Verwendung eines turbinenseitigen Abblaseventils ist die Reduzierung der Temperaturverluste in der Aufheizphase des Katalysators, dem sogenannten *Kattheizen*. Hier kann durch sehr große Öffnungswinkel der WG-Klappe das heiße Abgas direkt auf den Monolithen strömen und ein schnelles Anspringen des Katalysators, der sogenannte *Light-Off*<sup>2</sup>, sichergestellt werden (Schwarz et al. (2011)).

## Verdichter

Die Bestandteile eines Verdichters sind das Eintrittsgehäuse, das Laufrad, der Diffusor und das Spiralgehäuse. Bei dem dargestellten Verdichter ist das Eintritts- und das Spiralgehäuse über ein *Schubumluftventil* (SUV) miteinander verbunden. Das Eintrittsgehäuse, der Diffusor und das Spiralgehäuse sind in einem gemeinsamen Gehäuse integriert.

Das Fluid strömt axial in das Verdichterrad ein und radial wieder aus. Die Durchströmung des Rades erfolgt von innen nach außen. Für Fahrzeuganwendungen werden unbeschaufelte Diffusoren verwendet. Beschaufelte Diffusoren kommen beispielsweise bei Gasturbinen zum Einsatz (s. z.B. Kuche (2006)).

Das Rad überträgt an das Fluid kinetische Energie, d.h. im stehenden Bezugssystem wird die Strömung beschleunigt. Im mitrotierenden Relativsystem erfolgt durch die Querschnittserweite-

---

<sup>2</sup>Der Begriff *Light-Off* eines Katalysators bezeichnet den Zeitpunkt ab dem die Rohemissionen konvertiert werden. Hierfür ist ein Aufheizen des Katalysators durch das Abgas notwendig.

rung in den Schaufelkanälen eine Verzögerung. Im Diffusor und im Spiralgehäuse wird durch Verzögerung die kinetische zum größten Teil in potentielle Energie umgewandelt.

Da die Strömung in den Schaufelkanälen verzögert wird und einen positiven Druckgradienten aufweist, besteht die Gefahr von Strömungsablösungen bei einer Fehlanströmung des Radeintritts (van Basshuysen und Spicher (2007)). Liegt der Massenstrom bei konstanter Drehzahl unter dem Auslegungsmassenstrom<sup>3</sup>, kommt es auf der Saugseite der Schaufeln zu lokalen Ablösungen. Im Radbereich strömt dann bereits verdichtete und damit erwärmte Luft zurück. Infolge der Rückströmung erhöht sich die Temperatur vor dem Verdichterrad.

Bei einer weiteren Absenkung des Massenstroms kann es zum Auftreten des Phänomens *Rotierenden Abreißen* (engl.: *Rotating Stall*) kommen. Durch die zunehmende Ablösung werden einzelne Schaufelkanäle blockiert (Emmons et al. (1955)). Die Strömung weicht dann auf den nächsten Schaufelkanal aus, wodurch es auch in diesem durch die ungünstige Anströmung zu einer starken Ablösung kommt (Abbildung 2.5). Im vorherigen Kanal legt sich die Strömung wieder an. Die Ablösung wandert im Relativsystem gegen die Drehrichtung des Rades (Pampreen (1993)).

Die beschriebenen Ablösungen sind Verdichterinstabilitäten und können zu einer Wechselbeanspruchung der Schaufeln führen.

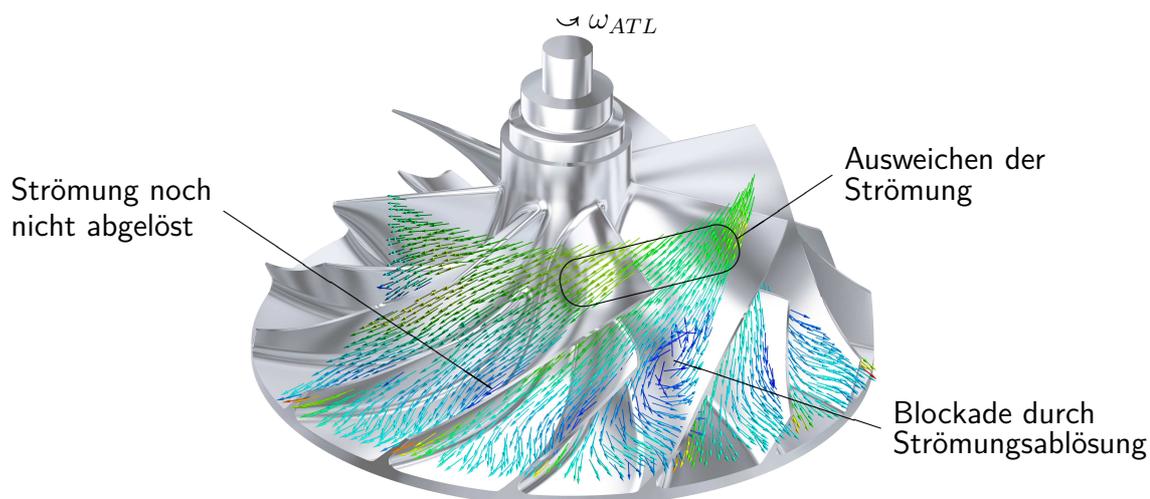


Abbildung 2.5: Entstehung von „Rotating Stall“ (Momentaufnahme einer transienten CFD-Simulation)

Bei geringen Massenströmen und hohen Druckverhältnissen kann ein Strömungsabriss zum sogenannten *Pumpen* des Verdichters führen. Die *Pumpgrenze* (engl.: *Surge Line*) unterteilt das Kennfeld in einen stabilen und instabilen Betriebsbereich (Abbildung 2.6). Durch den Pumpvorgang kommt es zu einer Unterbrechung des Druckaufbaus und der Gasförderung. Durch die Druckreduzierung legt sich die Strömung wieder an und das Rad beginnt erneut mit dem Fördervorgang. Wenn sich der Betriebspunkt nicht ändert, wiederholt sich dieser Vorgang periodisch. Durch den Pumpvorgang entsteht ein lautes periodisches Geräusch, woraus sich der Begriff *Pum-*

<sup>3</sup>Als *Auslegungsmassenstrom* wird bei gegebener Drehzahl der Durchsatz bezeichnet, bei dem das Verdichterrad optimal angeströmt wird und daher den maximalen Wirkungsgrad erreicht.

pen ableitet. Durch den Pumpvorgang kann der Verdichter infolge der großen Kräfte, der hohen Temperaturen und der kritischen Schaufelschwingungen zerstört werden.

Da das Einsetzen des Pumpvorgangs vom Volumen nach dem Verdichter abhängt, handelt es sich um eine Systeminstabilität und hängt nicht alleine von der Strömungsausprägung im Verdichter ab (Emmons et al. (1955) und Mobarak (1965)). Für einen baugleichen Verdichter können sich je nach Prüfstands- oder Motoraufbau unterschiedliche Lagen der Pumpgrenze ergeben (Grigoriadis (2008)).

Nach de Jager (1995) kann das Pumpen unterteilt werden in sogenanntes *mild surge*, *classic surge*, *modified surge* und *deep surge*. Die Unterscheidung erfolgt nach der Amplitude der Druckschwankungen und dem Auftreten von Rückströmungen durch den gesamten Verdichter. So treten beispielsweise beim *mild surge* nur geringe Druckschwankungen ohne Rückströmen auf, während es beim *deep surge* zu starken Schwankungen des Drucks mit Rückströmen kommt.

In Abhängigkeit von der Verdichtercharakteristik und der nachfolgenden Ladeluftleitung können die beschriebenen Instabilitäten nacheinander oder einzeln auftreten.

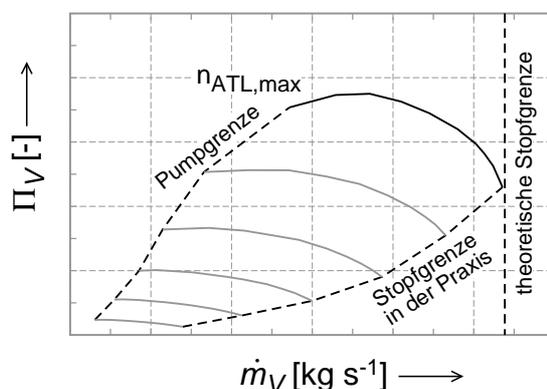


Abbildung 2.6: Schematisches Verdichterkennfeld inklusive Betriebsgrenzen

Neben der Pumpgrenze ist das Verdichterkennfeld bei hohen Massenströmen durch die *Stopfgrenze* (engl.: *Choke Line*) eingeschränkt (Abbildung 2.6). Der maximal mögliche Massendurchsatz des Verdichters ist erreicht, wenn im engsten Strömungsquerschnitt Schallgeschwindigkeit auftritt und damit eine Machzahl von  $Ma = 1$  vorliegt. Bei den meisten Verdichtern liegt dieser Querschnitt im Eintrittsbereich des Rades. Theoretisch laufen alle Drehzahllinien bei einem Druckverhältnis von  $\Pi = 1$  zusammen. Die Stopfgrenze liegt somit bei einem eindeutig bestimmten Massenstrom. In der Praxis wird der Verlauf durch den Wirkungsgrad definiert, da es aufgrund der stark abfallenden Wirkungsgrade bei hohen Durchsätzen nicht mehr sinnvoll ist, diesen Bereich im Motorbetrieb zu nutzen. Die gängigste Methode die Stopfgrenze hin zu höheren Massenströmen zu verschieben, sind Verdichterräder mit sogenannten *Splitter-Blades* (s.a. Abbildung 2.4). Hierbei ist nur jede zweite Schaufel als vollständige Schaufel ausgebildet, die anderen sind verkürzt und vergrößern damit den Strömungsquerschnitt am Laufradeintritt.

Die maximal zulässige Turboladerdrehzahl ( $n_{ATL,max}$  in Abbildung 2.6) legt den maximalen Ladedruck fest und ist eine weitere Grenze im Verdichterkennfeld. Diese definiert sich über die Umfangsgeschwindigkeit am Rad. Bei den meisten Turboladern hat das Verdichterrad einen größeren Durchmesser als das Turbinenrad und ist aus einem Material mit geringerer Zugfestigkeit

hergestellt. Während Turbinenräder aus Nickelbasis-Legierungen gefertigt werden, bestehen Verdichterräder meistens aus Aluminium-Legierungen. Daher ist die maximal zulässige Drehzahl durch das Verdichterrad bestimmt. Die Bauteilschutzgrenze liegt bei einer Umfangsgeschwindigkeit von ca.  $u_{max} = 550 \text{ m s}^{-1}$ .

Der stationär nutzbare Bereich des Turbinenkennfelds wird durch die Pump- und Stopfgrenze des Verdichters stark eingeschränkt. Beim Auslegungsprozess eines Turboladers für einen Motor, dem sogenannten *ATL-Matching*, muss u.a. darauf geachtet werden, einen entsprechenden Abstand zwischen der Motorbetriebslinie und den Betriebsgrenzen des Verdichters einzuhalten (Skopil (2007)). So kann z.B. durch einen Abstand zur maximalen Laderdrehzahl eine Höhenreserve vorgehalten werden.

Der in Abbildung 2.4 gezeigte Verdichter verfügt über ein Abblaseventil, ein sogenanntes *Schubumluftventil*. Im geöffnetem Zustand erzeugt es einen Kurzschluss zwischen der Nieder- und Hochdruckseite des Verdichterrades.

Bei einem Lastabwurf des Motors kommt es zu einer schnellen Reduzierung des Luftmassenstroms. Dadurch kann sich der Verdichterbetriebspunkt aufgrund des hohen Drucks nach dem Verdichter in den instabilen Bereich verschieben. Das Öffnen des Schubumluftventils ermöglicht einen Druckabbau und das Pumpen des Verdichters kann verhindert werden. Zusätzlich wird ein Abbremsen des Verdichterrades verhindert und die Laderdrehzahl kann auf höherem Niveau gehalten werden. Dies wiederum sorgt für ein besseres Ansprechverhalten beim nächsten Lastwunsch des Fahrers. Das Schubumluftventil bzw. dessen Kanal kann jedoch akustische Auffälligkeiten verursachen (Sailer et al. (2013)).

### Lagerstuhl

Die Aufgabe des Lagerstuhls ist die Aufnahme der Welle, die das Verdichter- und Turbinenrad mechanisch verbindet. Der Lagerstuhl beinhaltet neben den Lagern die Dichtelemente und ist mit Kanälen für die Ölversorgung der Lager sowie für eine eventuelle Wasserkühlung versehen (Abbildung 2.4).

In den meisten Abgasturboladern für Fahrzeuganwendungen sind hydrodynamische Öllager verbaut. Diese zeichnen sich durch eine gute Dämpfung, lange Lebensdauer und hohe Drehzahlfestigkeit aus. Alternativ zu den Gleitlagern können Kugel- bzw. Wälzlager eingesetzt werden. Diese zeigen geringere Reibungsverluste (Schmitt (2007)), wodurch sich der Turbolader-Gesamtwirkungsgrad (s. Gleichung (2.20)) vor allem bei niedrigen Laderdrehzahlen verbessert. Im Fahrzeugbetrieb führt dies bei einem Dieselmotor zu einer Reduzierung des Kraftstoffverbrauchs und einer Verbesserung des Ansprechverhaltens bei kleinen Motordrehzahlen (Marsal et al. (2008), Steidten et al. (2008), Wensing et al. (2010)). Durch den Einsatz von Luft- oder Gaslagern können die mechanischen Verluste ebenfalls minimiert werden (Agrawal (1997), Minoru (2006)).

Der in Abbildung 2.4 gezeigte Lader verfügt über Radiallager mit schwimmender Buchse. Eine Lagerung wird als *schwimmend* bezeichnet, wenn sich zwischen der Welle und der Gleitlagerbuchse sowie zwischen der Gleitlagerbuchse und dem Lagergehäuse jeweils ein Ölfilm befindet. Die Buchsendrehzahl ergibt sich aus den Schubspannungen der beiden Ölfilme (Knoll et al. (2010)). Dadurch rotiert die Buchse mit einer geringeren Drehzahl als die Welle und mit redu-

zierten Gleitgeschwindigkeiten. Durch die beiden Ölfilme verbessert sich zudem die Dämpfung. Das axiale Lager ist ebenfalls als Gleitlager ausgeführt und ist verdichterseitig angebracht. Begründet ist diese Anordnung durch die deutlich höheren Temperaturen auf der Turbinenseite und die damit verbundene Gefahr der Ölverkokung. Um den Wärmeeintrag in das Lagergehäuse durch das Abgas zu reduzieren, ist zwischen Turbinenrad und Lagerstuhl ein Hitzeschutzblech angebracht. Zusätzlich wirkt der Ölabschleuderraum wie eine Spritzölkühlung bei einem Motorkolben. Die Wasserkühlung ermöglicht einen zusätzlichen Wärmetransport aus dem Lager. Die Dichtungen sollen das Eindringen von heißem Abgas und den Ölaustritt in das Verdichter- oder Turbinengehäuse verhindern.

### 2.1.3 Grundlagen und Kennfelddarstellung

Bevor auf die Kennfelddarstellung sowie auf die Berechnung der charakteristischen Größen eingegangen wird, sollen kurz die strömungsmechanischen Grundlagen der Turbomaschinen erläutert werden. Die Formeln und Darstellungen in diesem Kapitel beziehen sich teilweise nur auf die Verdichterseite, gelten jedoch auch für die Turbinenseite.

#### Strömungsmechanische Grundlagen

Das aus der Durchströmung resultierende Moment am Verdichter- bzw. Turbinenrad lässt sich über den Impulssatz berechnen (Gleichung (2.5)). Dieser besagt, dass die totale zeitliche Änderung des Impulses gleich der Summe aller äußeren Kräfte ist (s. z.B. Oertel et al. (2009)). Als äußere Kräfte können Oberflächen- (z.B. Druckkraft, Haltekraft) und Massenkraft (z.B. Gewichtskraft) auftreten. Hierbei ist  $\vec{n}$  der äußere Oberflächennormalen-Einheitsvektor.

$$\frac{d\vec{I}}{dt} = \frac{d}{dt} \int_V \rho \cdot \vec{c} \cdot dV = \int_V \frac{\partial (\rho \cdot \vec{c})}{\partial t} \cdot dV + \int_A \rho \cdot \vec{c} \cdot (\vec{c} \cdot \vec{n}) \cdot dA \quad (2.5)$$

Für eine stationäre Strömung ( $\partial/\partial t = 0$ ) vereinfacht sich Gleichung (2.5) zu

$$\frac{d\vec{I}}{dt} = \frac{d}{dt} \int_V \rho \cdot \vec{c} \cdot dV = \int_A \rho \cdot \vec{c} \cdot (\vec{c} \cdot \vec{n}) \cdot dA = \sum \vec{F}_a \quad (2.6)$$

Für die totale zeitliche Änderung des Drehimpulses  $\vec{L} = \vec{r} \times \vec{I} = (\vec{r} \times \vec{c}) \cdot m$  gilt für eine stationäre Strömung analog zu Gleichung (2.6):

$$\frac{d\vec{L}}{dt} = \frac{d}{dt} \int_V \rho \cdot (\vec{r} \times \vec{c}) \cdot dV = \int_A \rho \cdot (\vec{r} \times \vec{c}) \cdot (\vec{c} \cdot \vec{n}) \cdot dA = \sum \vec{M}_a \quad (2.7)$$

Durch Anwendung von Gleichung (2.7) auf das in Abbildung 2.7 dargestellte Verdichterrad ( $\rho = \text{konst.}$ ), ergibt sich das Antriebsmoment um die Rotationsachse<sup>4</sup>:

$$M_{u,V} = \rho \cdot r_R \cdot c_{uR} \cdot c_{mR} \cdot A_R - \rho \cdot r_A \cdot c_{uA} \cdot c_{mA} \cdot A_A \quad (2.8)$$

<sup>4</sup>Für die Nomenklatur der Auswerteebenen sei auf den Anhang A verwiesen.

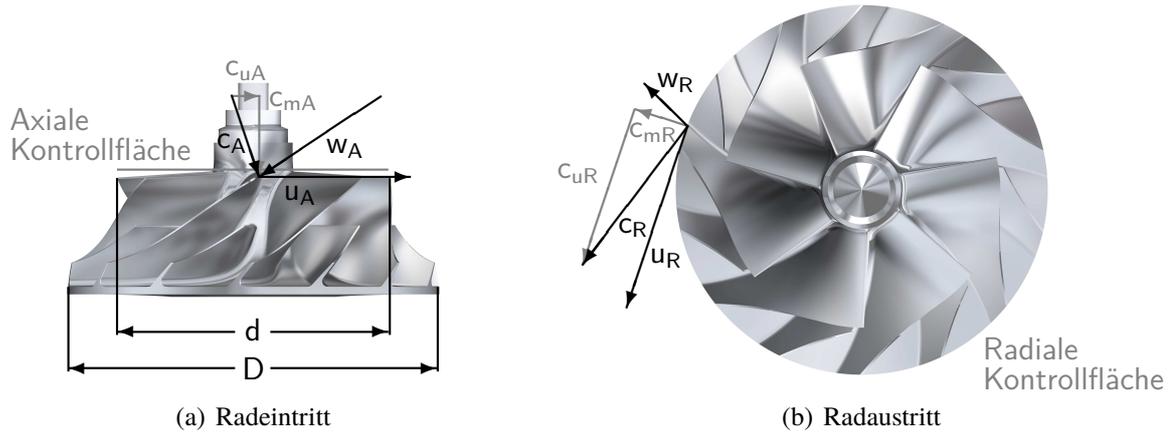


Abbildung 2.7: Geschwindigkeitsdreiecke an einem Radialverdichterrad

Die Druckkräfte an den Kontrollflächen wirken in axialer bzw. radialer Richtung und verursachen kein Moment um die Rotationsachse.

Mit  $\dot{m}_V = \rho \cdot c_{mA} \cdot A_A = \rho \cdot c_{mR} \cdot A_R$  folgt aus Gleichung (2.8):

$$M_{u,V} = \dot{m}_V \cdot (r_R \cdot c_{uR} - r_A \cdot c_{uA}) \quad (2.9)$$

Die spezifische Antriebsleistung des Verdichterrades beträgt dann mit  $u = \omega \cdot r$

$$a_{u,V} = \frac{P_{u,V}}{\dot{m}_V} = \frac{M_{u,V} \cdot \omega_{ATL}}{\dot{m}_V} = u_R \cdot c_{uR} - u_A \cdot c_{uA} \quad (2.10)$$

Gleichung (2.10) wird als *Hauptgleichung der Strömungsmaschinen* bezeichnet und wurde erstmals von *L. Euler* im Jahr 1754 angegeben. Diese Gleichung ist allgemeingültig für alle rotationssymmetrischen radialen und axialen Verdichter- bzw. Turbinenräder.

Der Verdichtung der Luft bzw. die Expansion des Abgases wird üblicherweise in einem  $h$ - $s$ -Diagramm dargestellt. Abbildung 2.8 zeigt die adiabaten<sup>5</sup> Zustandsänderungen für einen idealen und realen Prozess. Im Idealfall verläuft eine Zustandsänderung verlustlos. In einem adiabaten System wird ein derartiger Zustandsverlauf als *isentrop* ( $s = konst.$ ) bezeichnet. Die adiabate isentrope Verdichter- bzw. Turbinenleistung berechnet sich für ideale Gase mit der Isentropenbeziehung  $T/p^{\frac{R}{c_p}} = konst.$  nach<sup>6</sup>:

$$P_{s,V} = a_{s,V} \cdot \dot{m}_V = \dot{m}_V \cdot \Delta h_{s,t12} = \dot{m}_V \cdot \bar{c}_{p,V} \cdot (T_{s,t2} - T_{t1}) = \dot{m}_V \cdot \bar{c}_{p,V} \cdot T_{t1} \cdot \left( \left( \frac{p_{t2}}{p_{t1}} \right)^{\frac{R_V}{\bar{c}_{p,V}}} - 1 \right) \quad (2.11)$$

$$P_{s,T} = a_{s,T} \cdot \dot{m}_T = \dot{m}_T \cdot \Delta h_{s,t34} = \dot{m}_T \cdot \bar{c}_{p,T} \cdot (T_{s,t4} - T_{t3}) = \dot{m}_T \cdot \bar{c}_{p,T} \cdot T_{t3} \cdot \left( 1 - \left( \frac{p_{t4}}{p_{t3}} \right)^{\frac{R_T}{\bar{c}_{p,T}}} \right) \quad (2.12)$$

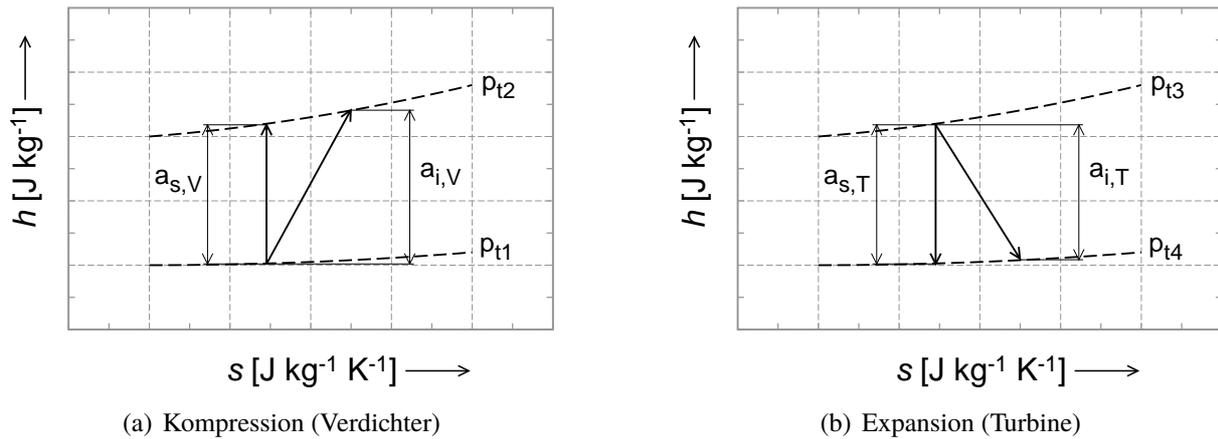


Abbildung 2.8: Adiabate Zustandsänderungen im h-s-Diagramm

In realen Strömungsmaschinen treten unterschiedliche Verlustarten auf. Diese lassen sich nach Pfeleiderer und Petermann (1991) einteilen in *hydraulische Verluste* bzw. *Schaufelverluste*, in *Mengenverluste* und in *äußere* bzw. *mechanische Verluste*.

- **Schaufelverluste:**  
Diese entstehen durch Reibung, Fehlanströmungen (Stoßverluste) sowie Querschnitts- und Richtungsänderungen. Sie bewirken vor allem eine Verminderung des Drucks.
- **Mengenverluste:**  
Die Mengenverluste treten außerhalb der Schaufeln auf. Hierzu zählen Spaltverluste und Verluste durch die Radseitenreibung. Die Drücke werden nur sehr gering beeinflusst.
- **Mechanische Verluste:**  
Sie werden verursacht durch die Reibung im Axial- und in den Radiallagern.

Die Schaufel- und Mengenverluste werden als *innere Verluste* zusammengefasst und gehen als Wärme ans Arbeitsmedium über. Mit den erwähnten Verlusten ergibt sich folgende Wellenleistung für das Verdichter- (oberes Zeichen (+)) und Turbinenrad (unteres Zeichen (-)):

$$P_{Welle} = P_i \pm P_m = P_s \pm P_{Schaufel} \pm P_{Mengen} \pm P_m \quad (2.13)$$

Die spezifische innere Leistung kann für den diskutierten adiabaten Fall aus Abbildung 2.8 direkt abgelesen werden und ist vergleichbar mit der spezifischen technischen Arbeit  $w_{tech}$  im ersten Hauptsatz der Thermodynamik (s. Anhang B.1.1):

$$a_i = \frac{P_i}{\dot{m}} = w_{tech} = \Delta h_{tEA} = \Delta h_{EA} + \frac{1}{2} \cdot (c_A^2 - c_E^2) \quad (2.14)$$

<sup>5</sup>Unter einer *adiabaten* Zustandsänderung wird ein wärmedichter ( $q = 0$ ) Vorgang verstanden.

<sup>6</sup>Die Berechnung von  $\bar{c}_p$  wird im Anhang B.1.2 erläutert.

Für die spezifische Antriebsleistung nach Euler (Gleichung (2.10)) gilt:

$$a_u = a_s \pm a_{Schaufel} \quad (2.15)$$

Die Güte einer Strömungsmaschine lässt sich u.a. mit dem *inneren Wirkungsgrad* beschreiben. Dieser beinhaltet alle inneren Verluste. Bei Verwendung eines adiabaten-isentropen Vergleichsprozesses gilt für gasförmige Fluide bei einer wärmedichten Prozessführung

$$\text{Verdichter: } \eta_{i,V} = \frac{a_{s,V}}{a_{i,V}} = \frac{\Delta h_{s,t12}}{\Delta h_{t12}} = \frac{T_{s,t2} - T_{t1}}{T_{t2} - T_{t1}} \quad (2.16)$$

$$\text{Turbine: } \eta_{i,T} = \frac{a_{i,T}}{a_{s,T}} = \frac{\Delta h_{t34}}{\Delta h_{s,t34}} = \frac{T_{t4} - T_{t3}}{T_{s,t4} - T_{t3}} \quad (2.17)$$

Diese Wirkungsgraddefinition wird oft als *isentropen Wirkungsgrad* bezeichnet. Diese Bezeichnung ist nicht exakt, da sich „isentrop“ nur auf den Vergleichsprozess bezieht und keine Information über die berücksichtigten Verluste enthält.

Bei einem stationären Turboladerbetrieb liegt zwischen der Turbinen- und der Verdichterseite ein Leistungsgleichgewicht vor, die sogenannte *Freilaufbedingung* (FLB). Mit  $\eta_m = \eta_{m,V} \cdot \eta_{m,T}$  gilt

$$P_{i,T} = P_{i,V} + P_m = \frac{P_{i,V}}{\eta_m} \quad (2.18)$$

Durch das Einsetzen der Gleichungen (2.11), (2.12), (2.16) und (2.17) in Gleichung (2.18), ergibt sich die sogenannte *Turboladerhauptgleichung* (Hiereth und Prenninger (2003), Merker et al. (2006)):

$$\frac{p_{t2}}{p_{t1}} = \left[ 1 + \eta_{ATL} \cdot \frac{\dot{m}_T}{\dot{m}_V} \cdot \frac{\bar{c}_{p,T}}{\bar{c}_{p,V}} \cdot \frac{T_{t3}}{T_{t1}} \cdot \left( 1 - \left( \frac{p_{t4}}{p_{t3}} \right)^{\frac{R_T}{\bar{c}_{p,T}}} \right) \right]^{\frac{\bar{c}_{p,V}}{R_V}} \quad (2.19)$$

mit dem Turbolader-Gesamtwirkungsgrad

$$\eta_{ATL} = \eta_{i,V} \cdot \eta_{i,T} \cdot \eta_m = \frac{P_{s,V}}{P_{s,T}} \quad (2.20)$$

Im instationären Fall muss neben der Verdichter- und der mechanischen Verlustleistung zusätzlich eine Beschleunigungsleistung zur Überwindung der Trägheit des Laufzeugs aufgebracht werden. Das instationäre Leistungsgleichgewicht ergibt sich dann nach Gleichung (2.21).

$$P_{i,T} = P_{i,V} + P_m + P_a \quad (2.21)$$

mit der Beschleunigungsleistung

$$P_a = 4 \cdot \pi^2 \cdot n_{ATL} \cdot J_{ATL} \cdot \frac{dn_{ATL}}{dt} \quad (2.22)$$

Die bisherigen Annahmen und die daraus resultierenden Gleichungen basieren auf einer wärmedichten Kompression bzw. Expansion. In der CFD-Simulation besteht die Möglichkeit, ein adiabates Modell zu verwenden. Somit sind alle bisherigen Gleichungen für die CFD-Simulation gültig. An einem Heißgasprüfstand kommt es jedoch zu diversen Wärmeübertragungseffekten (z.B. Bohn et al. (2002)), die zu einer Verschiebung der Betriebspunkte im h-s-Diagramm führen (Abbildung 2.9).

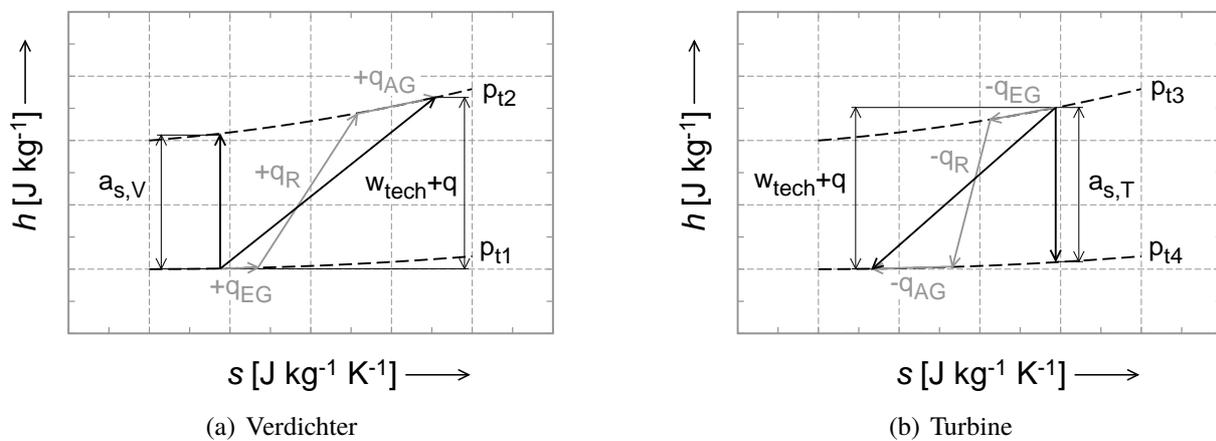


Abbildung 2.9: Diabate Zustandsänderungen im h-s-Diagramm

Durch die Zu- oder Abfuhr von Wärme kann sich für ein gegebenes Druckverhältnis die notwendige Verdichterleistung erhöhen bzw. das nutzbare Enthalpiegefälle der Turbine reduzieren. Entscheidend hierfür ist der Ort, an dem die Wärme zu- oder abgeführt wird (Rautenberg und Kämmer (1984), Malobabic (1989)). Wird beispielsweise beim Verdichter vor der Kompression Wärme zugeführt, so erhöht sich die benötigte Antriebsleistung aufgrund der Divergenz der Isobaren (s. Anhang B.1.3). Ein Wärmeeintrag nach der Verdichtung erhöht lediglich die Austrittstemperatur. Turbinenseitig verringert eine Wärmeabfuhr vor und während der Expansion die mechanische Turbinenleistung.

Die Wärmeströme beeinflussen zudem die Wirkungsgradberechnung nach Gleichung (2.16) und (2.17). Verdichterseitig ergeben sich bei niedrigen Drehzahlen zu geringe Werte auf Basis von diabaten Prüfstandsergebnissen. Durch die Wärmeströme entspricht das Enthalpiegefälle  $\Delta h_{t12}$  nicht mehr der spezifischen technischen Arbeit, sondern der Summe aus  $w_{tech}$  und  $q$  (s. Anhang B.1.1). Bei höheren Drehzahlen nimmt der Einfluss des diabaten Fehlers aufgrund des höheren Temperaturniveaus nach dem Verdichter ab. Dieser Zusammenhang wird in Kapitel 4.1.2 erneut aufgegriffen.

Auf der Turbinenseite erhöhen sich die Wirkungsgradwerte im kompletten Kennfeldbereich, da durch die große Temperaturdifferenz zwischen Abgas und Umgebung immer Wärme abgeführt wird. In Gleichung (2.17) erhöht sich somit ebenfalls  $\Delta h_{t34}$  durch  $q$  und es wird nicht mehr die

spezifische technische Arbeit  $w_{tech}$  alleine ins Verhältnis zu  $\Delta h_{s,t34}$  gesetzt. Wenn die Wärmeverluste größer sind als die Temperaturerhöhung infolge des Entropieanstiegs durch die inneren Verluste, dann wird der Wirkungsgrad rechnerisch größer als 1. Auf diese Problematik wird im weiteren Verlauf dieses Kapitels noch einmal eingegangen.

Die Diskussion, ob ein adiabater isentroper Vergleichsprozess zur Beurteilung von diabaten Prozessen geeignet ist, soll hier nicht geführt werden. Hierzu wird auf Casey und Fesich (2010) verwiesen.

Eine Berücksichtigung der beschriebenen Auswirkungen und Effekte in der Motorprozesssimulation kann deren Ergebnisqualität verbessern. Geeignete Modellierungsansätze werden u.a. in Berndt et al. (2003), Shaaban (2004) und Lücking et al. (2005) aufgezeigt.

An einem Heißgasprüfstand kann aufgrund der Wärmeübertragungseffekte keine exakte Aussage über die aerodynamische Güte einer Strömungsmaschine getroffen werden. Zur Optimierung einer strömungsführenden Kontur eignet sich die CFD-Simulation. Eine virtuelle Bewertung diverser Geometrievarianten ist zudem kostengünstiger als eine Kennfeldmessung am Prüfstand. Das diabate Verhalten des Turboladers am Prüfstand ist aber dem im Fahrzeug sehr ähnlich. Ferner ist es möglich, durch Relativvergleiche z.B. Fertigungsfehler bzw. Abweichungen von der ausgelegten Geometrie zu ermitteln. Es gibt zwar die Möglichkeit, über eine sogenannte *Kaltvermessung* am Turboladerprüfstand ein nahezu adiabates Verhalten zu erreichen, dies ist aber mit erheblichen Aufwand verbunden und grenzt den messbaren Betriebsbereich ein (Berndt (2009)).

### Kennfelddarstellung

Die in der CFD-Simulation oder am Heißgasprüfstand ermittelten stationären Daten werden üblicherweise in Form eines zweidimensionalen Kennfelds aufgetragen. Um Kennfelder, die bei unterschiedlichen Umgebungsbedingungen entstanden sind, miteinander vergleichen zu können, ist die Mach'sche Ähnlichkeit zu berücksichtigen. In diesem Zusammenhang werden *korrigierte* bzw. *reduzierte* Größen verwendet. Die verdichterseitigen Größen werden i.d.R. „korrigiert“, die turbinenseitigen „reduziert“. Der Unterschied ist, dass bei den „reduzierten“ Werten der Referenzzustand weggelassen wird. Die Referenzwerte sollten für die Verdichterkennfelder stets angegeben werden.

Mit  $Ma = c/\alpha$ ,  $\alpha = \sqrt{\kappa \cdot R \cdot T}$ ,  $\dot{m} = \rho \cdot c \cdot A$  und dem idealen Gasgesetz (Gleichung (2.2)) folgt

$$Ma \sim \dot{m} \cdot \frac{\sqrt{T}}{p} \quad (2.23)$$

Für den korrigierten Verdichtermassenstrom ergibt sich dann

$$\dot{m}_{kor,V} = \dot{m}_V \cdot \frac{p_{ref}}{p_1} \cdot \sqrt{\frac{T_1}{T_{ref}}} \quad (2.24)$$

und für den reduzierten Turbinenmassenstrom

$$\dot{m}_{red,T} = \dot{m}_T \cdot \frac{1}{p_3} \cdot \sqrt{\frac{T_3}{1}} \quad (2.25)$$

Analog ergeben sich mit der Umfangsmachzahl  $Ma_u = u/\alpha$  und  $u = 2\pi \cdot n \cdot r$  die Gleichungen für die korrigierte Turboladerdrehzahl

$$n_{kor} = n_{ATL} \cdot \sqrt{\frac{T_{ref}}{T_1}} \quad (2.26)$$

und die reduzierte Turboladerdrehzahl

$$n_{red} = n_{ATL} \cdot \sqrt{\frac{1}{T_3}} \quad (2.27)$$

Verdichterseitig wird das Totaldruckverhältnis (Gleichung (2.28)) und der innere bzw. isentrope Wirkungsgrad (Gleichung (2.16)) über dem korrigierten Massenstrom (Gleichung (2.24)) dargestellt (s. Abbildung 2.10). In Abbildung 2.10(a) sind zusätzlich die Betriebsgrenzen des Verdichters eingezeichnet.

$$\Pi_{tt,V} = \frac{p_{t,2}}{p_{t,1}} \quad (2.28)$$

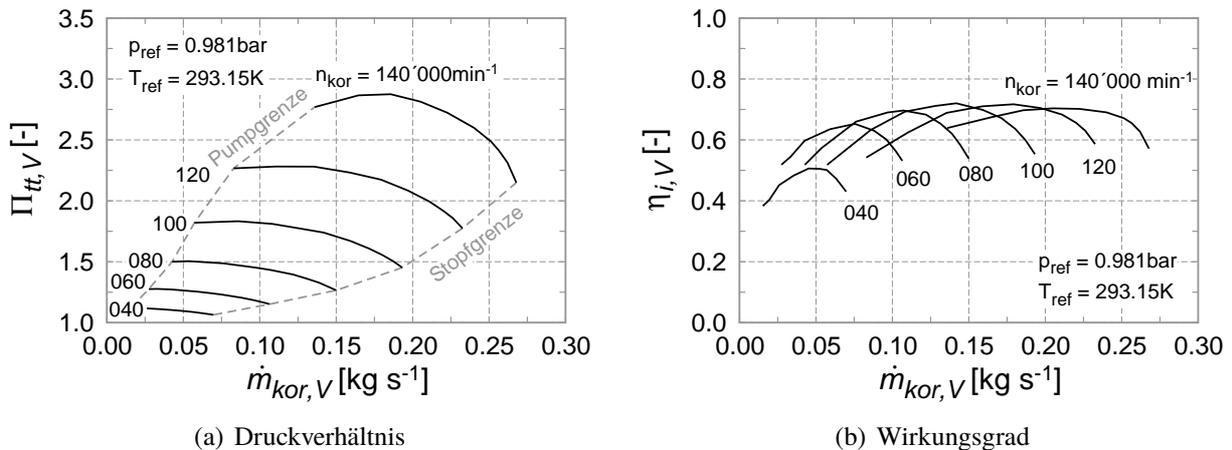


Abbildung 2.10: Verdichter kennfelder

$$\Pi_{ts,T} = \frac{p_{t,3}}{p_4} \quad (2.29)$$

Das Turbinendruckverhältnis berechnet sich nach Gleichung (2.29). Im Unterschied zum Verdichter wird am Austritt der statische Druck verwendet (Scrimshaw und Williams (1984)). Problematisch für die experimentelle Bestimmung des Totaldrucks nach Turbine (Auswertestelle 4) ist die stark drallbehaftete Strömung und der große Gehäusedurchmesser. Diese Tatsache erschwert auch die Bestimmung der Temperatur (Malobabic (1989)). Hier kommt im diabaten Fall noch hinzu, dass durch die bereits erwähnten Wärmeverluste im kompletten Kennfeldbereich der Temperaturwert teilweise deutlich zu niedrig ist und sich für die Wirkungsgrade nach Gleichung (2.17) Werte größer 1 ergeben können.

Alternativ kann der innere Turbinenwirkungsgrad mit Gleichung (2.18) über die Verdichterleistung und die mechanische Verlustleistung berechnet werden:

$$\eta_{i,T^*} = \frac{P_{i,V} + P_m}{P_{s,T}} \quad (2.30)$$

Durch diesen Ansatz wird die fehlerbehaftete Temperatur  $T_{t4}$  nicht mehr zur Leistungsbilanzierung benötigt. Der verdichter- und der lagerstuhlseitige diabate Fehler ist dadurch nicht eliminiert. Die Probleme bei der Bestimmung der mechanischen Verlustleistung werden in Kapitel 3.3.3 erläutert.

Die Berechnung des Turbinenwirkungsgrads erfolgt meistens aus dem Quotienten der Verdichter- und der isentropen Turbinenleistung. Dieser Wirkungsgrad wird als *Turbinen-Gesamtwirkungsgrad* bezeichnet. Gleichung (2.31) enthält nur noch die fehlerbehaftete Temperatur  $T_{t2}$ . Der Einfluss der Wärmeübertragungseffekte reduziert sich hier jedoch mit zunehmender Drehzahl.

$$\eta_T = \eta_{i,T} \cdot \eta_m = \frac{P_{i,V}}{P_{s,T}} \quad (2.31)$$

Abbildung 2.11 zeigt exemplarisch stationäre Turbinenkennfelder. In Abbildung 2.11(a) ist der reduzierte Massenstrom (Gleichung (2.25)) über dem Druckverhältnis (Gleichung (2.29)) aufgetragen. In Abbildung 2.11(b) ist das Druckverhältnis auf der Abszisse und auf der Ordinate der Turbinen-Gesamtwirkungsgrad (Gleichung (2.31)) dargestellt.

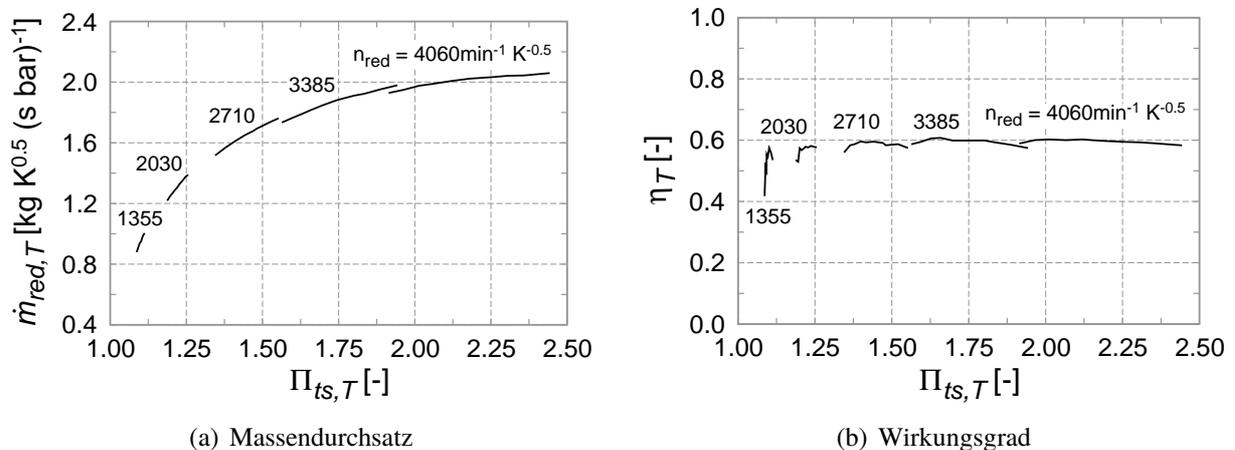


Abbildung 2.11: Turbinenkennfelder

## 2.2 Numerische Strömungsmechanik

Unter dem Begriff *Computational Fluid Dynamics* (CFD) wird die numerische Lösung von Strömungsproblemen verstanden. Hierzu zählen ein-, zwei- oder dreidimensionale Problemstellungen. In den folgenden Ausführungen sind nur dreidimensionale Strömungsfelder von Interesse.

### 2.2.1 Lösungsprozess

Strömungen lassen sich mit Differentialgleichungen beschreiben (s. Kapitel 2.2.2 und 2.2.3). Diese lassen sich i.d.R. analytisch nicht lösen. Um die Differentialgleichungen auf einem Computer lösen zu können, werden diese mit einem System algebraischer Gleichungen approximiert. Für diese numerische Näherungslösung stehen diverse Diskretisierungsverfahren zur Auswahl. Zu den bedeutendsten Diskretisierungsverfahren zählen die *Finite-Differenzen-*, die *Finite-Elemente-* und die *Finite-Volumen-Methode* (FVM). Die in dieser Arbeit eingesetzte CFD-Software, ANSYS CFX von Ansys Inc., basiert auf der FVM.

Bei der FVM wird der Rechenbereich in eine finite Anzahl an *Kontrollvolumina* (KV) aufgeteilt. Da die Berechnung der Variablen im Mittelpunkt (*Zellmittelpunkt-Schema*) erfolgt, bestimmt das Rechengitter nur die Oberflächen des KV. Bei den Gittern wird zwischen strukturierten (Hexaederelemente) und unstrukturierten (Tetraederelemente) unterschieden.

Die Erhaltungsgleichungen (s. Kapitel 2.2.2) werden in integraler Form über das jeweilige KV erfüllt. Im stationären Zustand und beim Fehlen von Quellen ist die ein- und austretende Menge einer Erhaltungsgröße über die Oberflächen eines KV gleich groß. Damit ist die Methodik lokal und global konservativ (Ferziger und Peric (2002)).

Durch iterative Methoden werden die diskretisierten Gleichungen dann gelöst, bis das gewünschte Konvergenzkriterium erreicht ist. Für die finiten Approximationen, die im Diskretisierungsprozess angewendet werden, sowie für die Lösungsmethoden für das nichtlineare algebraische Gleichungssystem sei auf entsprechende Fachliteratur verwiesen, z.B. Peyret und Taylor (1990) oder Ferziger und Peric (2002).

### 2.2.2 Kontinuumsmechanische Erhaltungsgleichungen

Zur Beschreibung von Eigenschaften wird das strömende Fluid als ein stetiges Kontinuum betrachtet, d.h. die molekulare Struktur des Mediums wird vernachlässigt. Zur vollständigen Beschreibung einer Strömung werden die drei skalaren Feldgrößen Dichte  $\rho$ , Druck  $p$ , Temperatur  $T$  und die drei Geschwindigkeitskomponenten des Vektors  $\vec{c}$  als kontinuierliche Funktion des Orts und der Zeit benötigt. Die Berechnung der Strömungsgrößen erfolgt u.a. über die elementaren Grundgleichungen der Strömungsmechanik. Diese basieren auf den Erhaltungsprinzipien der Physik und werden im Folgenden kurz erläutert<sup>7</sup>. Die Integralform sowie die detaillierte Herleitung der Gleichungen ist Durst (2008) zu entnehmen.

<sup>7</sup>In den dargestellten Gleichungen in der Differentialform kommt die *Einstein'sche Summenkonvention* zur Anwendung. Hierbei gilt z.B.:  $\frac{\partial c_1}{\partial x_1} + \frac{\partial c_2}{\partial x_2} + \frac{\partial c_3}{\partial x_3} = \sum_{i=1}^3 \frac{\partial c_i}{\partial x_i} = \frac{\partial c_i}{\partial x_i}$  (s. Gleichung (2.33)).

### Kontinuitätsgleichung

In einem geschlossenen Fluidsystem bzw. Volumenelement ist die Masse konstant. In einem offenem Element ist die zeitliche Änderung der Masse gleich der Differenz zwischen der ein- und ausströmenden Masse.

$$\text{Kompressible Strömungen: } \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial (\rho c_i)}{\partial x_i} = 0 \quad (2.32)$$

$$\text{Inkompressible Strömungen: } \frac{\partial c_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2.33)$$

### Impulserhaltung

Die Impulserhaltung besagt, dass die zeitliche Änderung des Impulses gleich der Summe der angreifenden externen Kräfte am Volumenelement und des molekülbedingten Impulseintrags ist. Bei den externen Kräften lässt sich zwischen Massen- (Gravitations- und elektromagnetische Kräfte) und druckverursachten Oberflächenkräften unterscheiden.

$$\rho \left[ \frac{\partial c_j}{\partial t} + c_i \frac{\partial c_j}{\partial x_i} \right] = \rho g_j - \frac{\partial p}{\partial x_j} - \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_i} \quad (2.34)$$

Für ein Newton'sches Fluid<sup>8</sup> berechnet sich der molekülbedingte Impulseintrag nach

$$\text{Kompressible Strömungen: } \tau_{ij} = -\mu \left[ \frac{\partial c_j}{\partial x_i} + \frac{\partial c_i}{\partial x_j} \right] + \frac{2}{3} \delta_{ij} \mu \frac{\partial c_k}{\partial x_k} \quad (2.35)$$

$$\text{Inkompressible Strömungen: } \tau_{ij} = -\mu \left[ \frac{\partial c_j}{\partial x_i} + \frac{\partial c_i}{\partial x_j} \right] \quad (2.36)$$

Mit  $\mu = \text{konst.}$  folgen dann aus Gleichung (2.34) die *Navier-Stokes-Gleichungen* (NSG) für eine inkompressible Strömung ( $\rho = \text{konst.}$ ):

$$\rho \left[ \frac{\partial c_j}{\partial t} + c_i \frac{\partial c_j}{\partial x_i} \right] = -\frac{\partial p}{\partial x_j} + \mu \frac{\partial^2 c_j}{\partial x_i^2} + \rho g_j \quad (2.37)$$

Das Gleichungssystem, Gleichung (2.33) und die Gleichungen (2.37), umfasst vier partielle Differentialgleichungen sowie vier unbekannte Größen ( $p, c_1, c_2, c_3$ ) und ist somit geschlossen. Für kompressible Fluide ( $\rho \neq \text{konst.}$ ) werden zwei weitere Gleichungen benötigt, die Energiegleichung und das ideale Gasgesetz (Gleichung (2.2)).

<sup>8</sup>Linearer Zusammenhang zwischen  $\tau_{ij}$  und auftretenden Geschwindigkeitsgradienten in der Strömung.

### Energieerhaltung

Durch Multiplikation der Impulsgleichung (2.34) mit  $c_j$  und der Berücksichtigung von  $\rho g c_j = -\rho \frac{dG}{dt}$  ergibt sich die *mechanische Energiegleichung*:

$$\rho \frac{d}{dt} \left( \frac{1}{2} c_j^2 + G \right) = -\frac{\partial (p c_j)}{\partial x_j} + p \frac{\partial c_j}{\partial x_j} - \frac{\partial (\tau_{ij} c_j)}{\partial x_i} + \tau_{ij} \frac{\partial c_j}{\partial x_i} \quad (2.38)$$

Diese kann nicht zusammen mit der Impulserhaltung für die Lösung eines Strömungsproblems herangezogen werden, da sie keine unabhängige Gleichung darstellt. Für dissipationsfreie Strömungsvorgänge ( $\tau_{ij} = 0$ ) lässt sich aus Gleichung (2.38) die instationäre Bernoulli-Gleichung ableiten.

Die Gesamtenergiebilanz resultiert aus der Betrachtung der Gesamtenergie eines Volumenelements und deren zeitlicher Änderung. Die Gesamtenergie ergibt sich aus der Summe der inneren, kinetischen und potentiellen Energie.

$$\rho \frac{d}{dt} \left[ e + \left( \frac{1}{2} c_j^2 + G \right) \right] = -\frac{\partial \dot{q}_i}{\partial x_i} - \frac{\partial (p c_j)}{\partial x_j} - \frac{\partial (\tau_{ij} c_j)}{\partial x_i} \quad (2.39)$$

Die *thermische Energiegleichung* ergibt sich aus der Differenz von Gleichung (2.39) und der mechanischen Energiegleichung (Gleichung (2.38)):

$$\rho \frac{de}{dt} = -\frac{\partial \dot{q}_i}{\partial x_i} - p \frac{\partial c_j}{\partial x_j} - \tau_{ij} \frac{\partial c_j}{\partial x_i} \quad (2.40)$$

Mit der thermodynamischen Beziehung

$$de = \left( \frac{\partial e}{\partial v} \right)_T dv + \left( \frac{\partial e}{\partial T} \right)_v dT = \left( \frac{\partial e}{\partial v} \right)_T dv + c_v dT \quad (2.41)$$

und den *Maxwell-Relationen* (s. z.B. Baehr (2005)) folgt die thermische Energiegleichung in der Form

$$\rho c_v \frac{dT}{dt} = -\frac{\partial \dot{q}_i}{\partial x_i} - T \left( \frac{\partial p}{\partial T} \right)_\rho \frac{\partial c_i}{\partial x_i} - \tau_{ij} \frac{\partial c_j}{\partial x_i} \quad (2.42)$$

Daraus folgt für ein ideales Gas mit  $\left( \frac{\partial p}{\partial T} \right)_\rho = \frac{p}{T}$  und  $\dot{q}_i = -\lambda \frac{\partial T}{\partial x_i}$

$$\rho c_v \frac{dT}{dt} = \lambda \frac{\partial^2 T}{\partial x_i^2} - p \frac{\partial c_i}{\partial x_i} - \tau_{ij} \frac{\partial c_j}{\partial x_i} \quad (2.43)$$

Mit den fünf Erhaltungsgleichungen (Gleichung (2.32), (2.34) und (2.43)) und dem idealen Gasgesetz (Gleichung (2.2)) stehen sechs Gleichungen für die Bestimmung der sechs Unbekannten ( $p, c_1, c_2, c_3, T, \rho$ ) in einer kompressiblen Strömung eines Newton'schen Mediums (Gleichung (2.35)) zur Verfügung.

### 2.2.3 Turbulenzmodellierung

Die nachfolgenden Ausführungen geben nur einen groben Überblick über die Turbulenzmodellierung und die in der Literatur verwendeten Begrifflichkeiten. Weiterreichende Informationen bezüglich der Physik und der Modellierung der Turbulenz sind z.B. Wilcox (1994), Pope (2000) sowie Schlichting und Gersten (2006) zu entnehmen.

Ein Großteil der in der Praxis auftretenden Strömungen ist bei entsprechend hohen Reynoldszahlen turbulent. Bei turbulenten Strömungen kommt es zu starken Verwirbelungen, die zu stochastischen Fluktuationen der Strömungsgrößen führen. Durch die turbulenten Strukturen kommt es zu einem zusätzlichen Querimpuls- und Energieaustausch.

Turbulente Strömungen können durch das direkte Lösen der NSG simuliert werden. Dieses Vorgehen wird als *Direct Numerical Simulation* (DNS) bezeichnet und löst alle Bewegungen in der Strömung auf. Aufgrund der sehr hohen Rechenintensität wird die DNS hauptsächlich zu Forschungszwecken verwendet. Nach Hochrechnungen der Rechnerleistung von Spalart (2000) ist ein Einsatz der DNS für praxisrelevante Problemstellungen erst ab dem Jahr 2080 möglich. Etwas weniger rechen- und damit zeitintensiv als eine DNS ist die sogenannte *Grobstruktursimulation* (engl.: *Large Eddy Simulation* (LES)). Hierbei werden Gleichungen nur für die energiereicheren großskaligen Wirbel gelöst und die Effekte kleiner Wirbel approximiert. Das Forschungsziel der Turbulenzmodellierung ist es, durch geeignete Approximationen den Rechenaufwand zu verringern und dennoch die wesentlichen Effekte der Turbulenz abzubilden.

Mit der derzeitigen Computerleistung sind die *Reynolds-Averaged Navier-Stokes-Simulationen* (RANS) für die meisten technischen Anwendungen der beste Kompromiss hinsichtlich Rechenintensität und Ergebnisqualität. Die RANS-Simulationen basieren auf einem statistisch orientiertem Ansatz, der davon ausgeht, dass sich jede Strömungsgröße aus einem zeitlichen Mittelwert und einer Schwankungsgröße zusammensetzt (Gleichung (2.44)).

$$\hat{\Phi} = \bar{\Phi} + \Phi' \quad (2.44)$$

Durch das Einsetzen der *Reynolds-Mittelung* in die Erhaltungsgleichungen können diese zur Behandlung turbulenter Strömungen herangezogen werden. Aus den NSG ergeben sich die *Reynolds-Gleichungen*. Diese unterscheiden sich durch einen zusätzlichen Term, dem sogenannten *Reynolds'schen Spannungstensor*, von den ursprünglichen NSG. Der diagonal-symmetrische Reynolds'sche Spannungstensor beinhaltet sechs weitere Unbekannte, wodurch das Gleichungssystem nicht mehr geschlossen ist (*Schließungsproblem*). In der statistischen Turbulenzmodellierung werden die zusätzlichen Unbekannten mit weiteren Transportgleichungen bestimmt. Die meisten Turbulenzmodelle verwenden die *Boussinesq-Approximation* und werden daher als *Wirbelviskositätsmodelle* bezeichnet.

Bei den numerischen Untersuchungen in Kapitel 4 findet das *Shear-Stress-Transport-Modell* (SST) von Menter (1994) Anwendung. Das SST-Modell ist der Stand der Technik in der Strö-

mungssimulation von Abgasturboladern (z.B. Sailer et al. (2010), Aymanns et al. (2011), Boose et al. (2013)). Es kombiniert die Vorteile des  $k, \epsilon$ - und des  $k, \omega$ -Zweigleichungsmodells<sup>9</sup>.

Das  $k, \epsilon$ -Modell zeigt gute Ergebnisse in der Kernströmung, berechnet aber in wandnahen Gebieten zu hohe Wandschubspannungen und Wärmeübergangszahlen (Rodi und Scheuerer (1986)). Ferner zeigt es Probleme bei der Prognose von Strömungsablösungen (Wilcox (1994)). Deutlich bessere Ergebnisse in wandnahen Schichten zeigt das  $k, \omega$ -Modell von Wilcox (1994). Dessen Lösung reagiert allerdings sehr empfindlich auf die  $\omega$ -Werte der freien Strömung außerhalb der Grenzschicht (Menter (1992)). Durch eine Mischfunktion (engl.: *Blending-Function*) werden die beiden Turbulenzmodelle in Abhängigkeit vom Wandabstand kombiniert (s. z.B. ANSYS (2009c)).

Das SST-Modell wird seit der Einführung innerhalb von ANSYS CFX weiterentwickelt. So galten bisherige Optimierungen u.a. der Stabilität oder der Wandbehandlung (Menter et al. (2003a), Menter et al. (2003b)).

---

<sup>9</sup>„Zweigleichungsmodell“ bedeutet, dass zwei zusätzliche Transportgleichungen gelöst werden, eine für  $k$  und die andere für  $\epsilon$  bzw.  $\omega$ .

### 3 Experimentelle Untersuchungen

Im nachfolgenden Kapitel werden die stationären sowie die instationären Messergebnisse vorgestellt, die eine Validierung der verwendeten Simulationsmethodiken und -modelle ermöglichen. Zunächst wird der Aufbau des Prüfstands und die Versuchsdurchführung beschrieben, bevor letztlich die Messergebnisse diskutiert werden. Der beschriebene Heißgasprüfstand steht am Institut für Thermische Strömungsmaschinen (ITS) am Karlsruher Institut für Technologie (KIT) und wurde schon für andere Arbeiten verwendet, siehe z.B. Wiebelt et al. (2002), Klaus et al. (2005) oder Brinkert et al. (2013). Die bisherigen Untersuchungen beschränken sich allerdings auf die Messung von stationären Betriebspunkten. In der vorliegenden Arbeit werden neben stationären hauptsächlich instationäre Versuche durchgeführt.

Die gemessenen Verdichter- und Turbinenkennfelder werden zur Plausibilisierung mit Messergebnissen eines Heißgasprüfstands der Firma Kratzer Automation verglichen, der eine vollautomatische Kennfeldmessung erlaubt. Dieser Prüfstand befindet sich bei der BMW Group in München und wird dort für die Messung diverser Turbolader in der Motorenentwicklung eingesetzt. Die stationären Ergebnisse des Prüfstands am ITS werden mit dem Index „1“ gekennzeichnet, die des Prüfstands der BMW Group mit „2“. Prüfstand 1 zeichnet sich durch einen sehr flexiblen Aufbau aus, der für die Durchführung der instationären Versuche notwendig ist. Die Vorteile des Prüfstands 2 sind die große validierte Datenbasis von gemessenen stationären Kennfeldern sowie die schnelle Durchführung von Messungen.

Aufgrund der großen Flexibilität im Aufbau werden die instationären Versuche ausschließlich an Prüfstand 1 durchgeführt. Für eine Einschätzung der Messergebnisse werden auch teilweise stationäre Betriebspunkte experimentell bestimmt und den Resultaten des Prüfstands 2 gegenübergestellt.

#### 3.1 Prüfstandsaufbau und verwendete Messtechnik

Die beiden verwendeten Prüfstände unterscheiden sich hinsichtlich der Prüfstandsperipherie und -messtechnik sowie durch die Betriebsparameter. Die Leitungen der beiden Prüfstände, in denen die Messstellen untergebracht sind, haben unterschiedlich große Rohrdurchmesser. Die Durchmesser an Prüfstand 1 sind kleiner als bei Prüfstand 2. Dadurch weicht neben der Gestaltung des Übergangs auch die geometrische Ausführung der Adapterrohre voneinander ab, die zum Anschluss der Turbolader an den eigentlichen Prüfstandsaufbau notwendig sind. Dies hat Unterschiede bei den Messstellen zur Folge, so ist z.B. die Lage der Messstelle nach dem Verdichter bei Prüfstand 1 deutlich näher am Austritt aus dem Verdichtergehäuse als bei Prüfstand 2. Ferner sind an den Prüfständen unterschiedliche Drucksensoren und Temperatursonden verbaut.

In Tabelle 3.1 sind die wesentlichen Unterschiede der Betriebsparameter aufgeführt. Der Hauptunterschied ist die Erzeugung des Heißgases zum Antrieb der Turbine. Am Prüfstand 1 wird die durch einen Schraubenkompressor verdichtete Luft mittels Wärmeübertrager auf die gewünschte Temperatur vor der Turbine erhitzt. An den Wärmeübertragern sind zur Erzeugung der notwen-

digen Temperatur Gasbrenner angeschlossen. Bei Prüfstand 2 wird die Turbine direkt mit dem Abgas eines Gasbrenners beaufschlagt.

Durch die geringere turbinenseitige Gastemperatur am Prüfstand 1 reduzieren sich die Wandwärmeverluste der Turbine. Die Temperatur ist aber noch hoch genug, um bei der Kennfeldmessung keine Einschränkungen im messbaren Betriebsbereich des Turboladers zu haben, wie es bei einer Kaltvermessung der Fall ist (s. z.B. Berndt (2009)). Zudem erleichtert die Verwendung von Luft als Strömungsmedium die Modellierung in der Simulation, da eine Bestimmung der Zusammensetzung des Rauchgases entfällt. Aufgrund der geringen Heißgastemperatur wird auf den Anschluss der Wasserkühlung verzichtet, um damit die Wärmeverluste weiter zu reduzieren. Eine Rohrbegleitheizung verhindert bei sehr geringen Massendurchsätzen ein zu starkes Abkühlen der Luft vor der Turbine.

	Prüfstand 1	Prüfstand 2
Heißgaserzeugung	Schraubenkompressor und Wärmeübertrager	Gasbrenner
Strömungsmedium Turbine	Luft	Rauchgas
Temperatur vor Turbine	$T_3 = 400\text{ °C}$	$T_3 = 600\text{ °C}$
Öl (Eintritt)	$p_{rel,Oel} = 2,6\text{ bar}$ mit $T_{Oel} = 65\text{ °C}$	$\dot{V}_{Oel} = 1,01/\text{min}$ mit $T_{Oel} = 100\text{ °C}$
Kühlwasser (Eintritt)	entfällt	$\dot{V}_{H2O} = 5,01/\text{min}$ mit $T_{H2O} = 80\text{ °C}$
Sonstiges	Rohrbegleitheizung	–

Tabelle 3.1: Wesentliche Unterschiede der verwendeten Heißgasprüfstände

Der Aufbau von Prüfstand 1 und die verwendete Messtechnik werden im Folgenden näher erläutert. Neben der Anpassung der Messwerterfassung musste der bisherige Aufbau für die Durchführung der instationären Versuche erweitert werden. Abbildung 3.1 zeigt schematisch den geänderten Prüfstandsaufbau mit einem einflutigen Turbinengehäuse. Die Heißgaszuleitung vor der Turbine wird um eine pneumatische Regelklappe und ein zusätzliches Ventil ergänzt<sup>1</sup>. Dadurch ist es möglich, einen Teil des Heißgases an der Turbine vorbei zuleiten. Der restliche Aufbau kann übernommen werden.

Die Messstellen am Ein- und Austritt in das Verdichter- bzw. Turbinengehäuse sind nach der für Abgasturbolader üblichen Nomenklatur durchnummeriert.

In Tabelle 3.2 ist die verwendete Messtechnik und deren Messgenauigkeit zusammengefasst. Die unterschiedlichen Messsignale (Spannungen, Ströme und Frequenzen) werden an das verbaute

<sup>1</sup>Bei einem zweiflutigen Turbinengehäuse ist die Zuleitung dupliziert, d.h. neben einem zweiten Stellventil (A) ist auch eine zweite Regelklappe mit einem weiteren Ventil (B) notwendig.

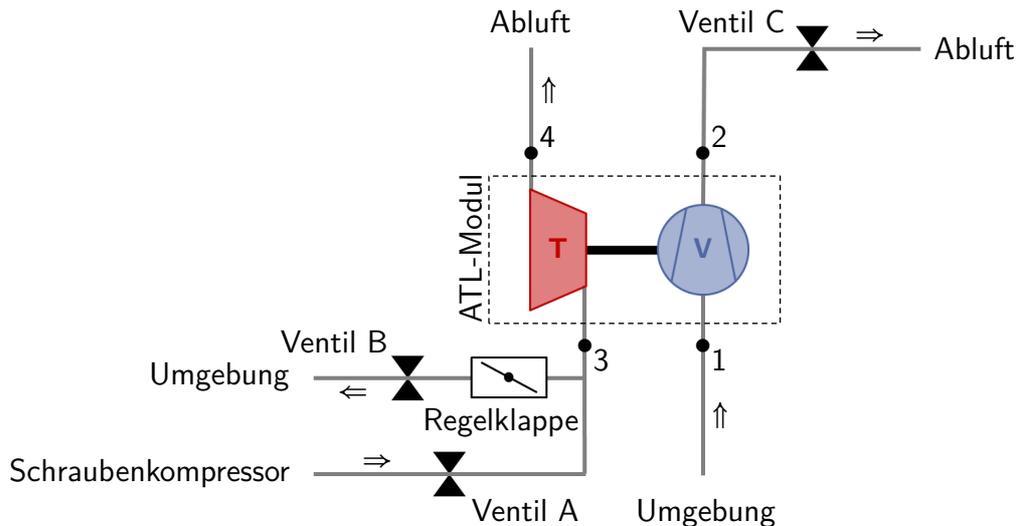


Abbildung 3.1: Schematischer Aufbau von Prüfstand 1 für ein einflutiges Turbinengehäuse

SCXI (Signal Conditioning eXtensions for Instrumentation) von *National Instruments* weitergeleitet. Dort erfolgt die Skalierung und Digitalisierung der Signale sowie die Weiterleitung an den Messrechner. Die transienten Signale werden mit einer Frequenz von  $f = 150 \text{ Hz}$  erfasst. Nachfolgend werden die Messung von einzelnen Größen bzw. die Berechnung weiterer Größen kurz erläutert.

### Druck

Zur Vermeidung von Rezirkulationsströmungen in den Wandbohrungen, betragen die Bohrungsdurchmesser für die Bestimmung des statischen Drucks  $D = 0,5 \text{ mm}$  (Durst (2008)). Ferner sind die Bohrlöcher gratfrei ausgeführt. Um näherungsweise den mittleren Druck der Rohrströmung zu erfassen, erfolgt die Messung über eine Ringmessstelle (ASME (1997)). Eine Druckleitung verbindet die Messstelle mit dem Drucksensor. Der Einfluss der Leitungslänge auf die zeitlichen Messsignale wird u.a. in Kapitel 3.2 aufgezeigt. Mittels des gemessenen Drucks, der Temperatur und des Massenstroms kann über die Bernoulli-, die Kontinuitäts- und die ideale Gasgleichung der zugehörige Totaldruck in einer inkompressiblen Strömung nach Gleichung (3.1) bestimmt werden. Hierbei ist  $A$  die Querschnittsfläche der Rohrleitung und  $R$  die spezifische Gaskonstante für Luft ( $R = 287,06 \text{ J/kgK}$ ).

$$p_t = p + \frac{\rho}{2} \cdot c^2 \quad \text{mit} \quad c = \frac{\dot{m}}{\rho \cdot A} \quad \text{und} \quad \rho = \frac{p}{R \cdot T} \quad (3.1)$$

### Totaldruck

Der Totaldruck wird mit einer Pitot-Sonde in der Mitte der Strömung gemessen. Das Durchmesser Verhältnis der verwendeten Sonden beträgt  $d_{\text{innen}}/d_{\text{außen}} \approx 0,6$  mit  $d_{\text{außen}} = 1,0 \text{ mm}$ . Um eine Fehlanströmung der Sonde zu vermeiden, ist darauf zu achten, dass diese in Strömungsrichtung ausgerichtet ist. Nach Nitsche und Brunn (2006) ist bei einem Durchmesser Verhältnis von 0,6 ein Anströmwinkel von  $\alpha = \pm 8^\circ$  einzuhalten. Die Pitot-Sonde ist über eine Leitung mit dem Differenzdruckaufnehmer verbunden. Mit Hilfe von Gleichung (3.1) kann der gemessene Wert verifiziert werden.

Messgröße	Position	Beschreibung	Messfehler
$p_{atm}$	vor Verdichter	Präzisions-Barometer	$\pm 0,3$ mbar
$p_2$	nach Verdichter	Absolutdruckaufnehmer	$\pm 6,2$ mbar
$p_3$	vor Turbine	Absolutdruckaufnehmer	$\pm 6,2$ mbar
$p_4$	nach Turbine	Absolutdruckaufnehmer	$\pm 4,0$ mbar
$p_{t1}$	vor Verdichter	Absolutdruckaufnehmer	$\pm 4,0$ mbar
$p_{t2}$	nach Verdichter	Absolutdruckaufnehmer	$\pm 6,2$ mbar
$p_{t3}$	vor Turbine	Absolutdruckaufnehmer	$\pm 6,2$ mbar
$p_{t4}$	nach Turbine	Absolutdruckaufnehmer	$\pm 4,0$ mbar
$T_1$	vor Verdichter	Widerstandsthermometer Pt100	$\pm 0,2$ K
$T_2$	nach Verdichter	Thermoelement NiCr/Ni	$\pm 1,5$ K
$T_3$	vor Turbine	Thermoelement NiCr/Ni	$\pm 1,5$ K
$T_4$	nach Turbine	Thermoelement NiCr/Ni	$\pm 1,5$ K
$\dot{m}_V$	nach Verdichter	Absolutdruckaufnehmer	$\pm 6,2$ mbar
		Differenzdruckaufnehmer	$\pm 0,8$ mbar
		Thermoelement NiCr/Ni	$\pm 1,5$ K
$\dot{m}_T$	vor Turbine	Absolutdruckaufnehmer	$\pm 15$ mbar
		Differenzdruckaufnehmer	$\pm 0,8$ mbar
		Thermoelement NiCr/Ni	$\pm 1,5$ K
$n_{ATL}$	Verdichterrad	Wirbelstromverlustprinzip	$\pm 0,2\%$ vom MW

Tabelle 3.2: Verwendete Messtechnik am Prüfstand 1

## Temperatur

Das Temperatursignal wird in der Rohrmitte erfasst und an die Messwerterfassung zur Auswertung weitergeleitet. Das Thermoelement ist an den Messstellen 2, 3 und 4 in der Pitot-Sonde für die Totaldruckmessung untergebracht und hat einen Durchmesser von  $D = 0,5$  mm. An den Messblenden bei Ventil A und Ventil C sind Thermoelemente mit  $D = 1,0$  mm verbaut.

Die Problematik bei der Temperaturmessung sind Wärmeübertragungseffekte zwischen der Sonde und ihrer Umgebung (Reuter (2010)). Bei strömenden Fluiden kommt noch hinzu, dass weder

die statische noch die totale Temperatur (Gleichung (3.2)) gemessen wird. Der Grund hierfür ist die unvollständige Aufstauung der Gasmoleküle. Mit dem Recoveryfaktor  $R_F$  kann die Güte einer Sonde zur Totaltemperaturmessung beschrieben werden. Bei einem Wert von  $R_F = 0$  wird die statische, bei einem Wert von  $R_F = 1$  die totale Temperatur gemessen. Durch die Verwendung von sogenannten Totaltemperatursonden werden in Abhängigkeit von der Strömungsgeschwindigkeit Werte von  $R_F > 0.9$  erreicht (Geis (2002)). Im vorliegenden Anwendungsfall sind derartige Sonden nicht notwendig, da die maximale Differenz zwischen statischer und totaler Temperatur an den Messstellen lediglich  $\Delta T = 1\text{K}$  beträgt<sup>2</sup>. Der Messfehler der verbauten Thermolemente beträgt  $\pm 1,5\text{K}$  (s. Tabelle 3.2).

$$T_t = T + \frac{1}{2 \cdot c_p} \cdot c^2 \quad (3.2)$$

Temperaturfühler zeigen bei Temperatursprüngen eine gewisse Verzögerung. Die Größe der Verzögerung wird mit der  $T_{90}$ -Zeit beschrieben. Verglichen mit Widerstandsthermometern zeichnen sich Thermolemente zwar durch eine verhältnismäßig geringe  $T_{90}$ -Zeit aus (Mai et al. (2009)), ob der transiente Verlauf jedoch exakt wiedergegeben wird, ist in Frage zu stellen (s. z.B. Allmendinger (2002), Reuter (2010), Blieske et al. (2011)). Es wird daher versucht, die Temperatur vor der Turbine bei den Lastsprüngen durch die Rohrbegleitheizung konstant zu halten.

### Massenstrom

Die stationäre Massenstrombestimmung erfolgt nach DIN EN ISO (2004a) und DIN EN ISO (2004b) über eine Blende in den Rohren vor der Turbine (vor dem Ventil A) und nach dem Verdichter (vor dem Ventil C). Hierzu sind die Temperaturen vor und nach der Blende, der Absolutdruck vor der Blende sowie der Differenzdruck über die Blende notwendig. Um ein drallfreies, voll entwickeltes Strömungsprofil vor der Blende sicher zu stellen, ist eine ausreichend lange Beruhigungsstrecke verbaut. Der Massenstrom berechnet sich dann nach Gleichung (3.3). Auf der Turbinenseite beträgt  $D_T = 54,5\text{ mm}$  und  $d_T = 32,7\text{ mm}$ . Für die Verdichterseite liegen die Werte  $D_V = 107,1\text{ mm}$  und  $d_V = 64,26\text{ mm}$  vor. Das Durchmesser Verhältnis beträgt jeweils  $\beta = d/D = 0.6$ . Der Durchflusskoeffizient  $C$  wird nach der *Reader-Harris/Gallagher*-Gleichung (Reader-Harris und Sattary (1996)) berechnet. Die Expansionszahl  $\epsilon$  ergibt sich durch die empirische Gleichung nach Reader-Harris (1998).

$$\dot{m} = \frac{C}{\sqrt{1 - \beta^4}} \cdot \epsilon \cdot \frac{\pi}{4} \cdot d^2 \cdot \sqrt{2 \cdot \Delta p_{Blende} \cdot \rho_{vorBlende}} \quad (3.3)$$

Bei den instationären Messungen wird der Turbinenmassenstrom erst nach der Blende bei Ventil A über die Regelklappe abgezweigt. Dies war aufgrund der notwendigen Beruhigungsstrecke und dem zur Verfügung stehendem Bauraum nicht anders umsetzbar. Dadurch kann an der turbinenseitigen Blende keine Massenstromänderung erfasst werden. Des Weiteren ist der beschriebene Aufbau zur Massenstrommessung nicht zur Bestimmung von transienten Massenstromverläufen geeignet (DIN EN ISO (2004a)). Somit kann auch verdichterseitig über die Blende keine instationäre Messung durchgeführt werden.

<sup>2</sup>Der Wert ist mittels einer CFD-Simulation bestimmt worden.

Die Anforderung an die instationäre Massenstrombestimmung ist, neben der Erfassung des exakten zeitlichen Verlaufs bei hohen Massenstromgradienten<sup>3</sup> ein möglichst geringer Gegendruck. Auf der Turbinenseite kommt erschwerend die hohe Fluidtemperatur von  $T = 400\text{ °C}$  vor der Turbine hinzu. Eine Messung nach der Turbine ist wegen des starken Dralls in der Strömung und der daraus resultierenden Forderung nach einer langen Beruhigungsstrecke nicht zielführend.

Prinzipiell kann der Massenstrom nach unterschiedlichen Messverfahren bestimmt werden. Die Messverfahren lassen sich einteilen in elektrische, mechanische und pneumatische Methoden sowie in Messprinzip über die Bestimmung der Luftmasse (Laurantzon (2010)). Aufgrund der Anforderungen kommt nur eine elektrische oder pneumatische Methode in Frage. Die elektrische Methode nach dem Prinzip des Heißfilm-Anemometers hat den Nachteil der Ansprechzeit von  $T_{63} \approx 10 - 15\text{ ms}$  und des eingeschränkten Temperaturbereichs von  $T_{max} \approx 120\text{ °C}$ . Dadurch wäre die Messposition auf eine Stelle vor dem Verdichter beschränkt. Auf eine Massenstrommessung mit einem Heißfilm-Anemometer wird daher verzichtet.

Bei pneumatischen Verfahren wird der Massenstrom durch die Messung des dynamischen Druckanteils bestimmt. Hierfür kann z.B. eine Messdüse verwendet werden (Reuter (2010)). Eine andere Möglichkeit ergibt sich durch die gleichzeitige Messung von Druck und Totaldruck. Dieses Prinzip wird im vorliegenden Fall angewandt. Durch Umformung der Gleichung (3.1) kann der Durchsatz für inkompressible Strömungen ( $\rho = konst.$ ) berechnet werden. Die Güte der Massenstrombestimmung ist damit abhängig von der Druck- und Temperaturmessung. Die Auswertung wird an den Messstellen 2 und 3 durchgeführt.

In den Kapiteln 4.2.1.2 und 4.2.4.3 wird der Einfluss der Messtoleranzen auf den berechneten Drehzahlgradienten untersucht.

## 3.2 Messprogramm und Versuchsdurchführung

Um die Messergebnisse von Prüfstand 1 besser einschätzen zu können, werden zuerst stationäre Betriebspunkte gemessen und mit entsprechenden Ergebnissen von Prüfstand 2 verglichen. Diese stationären Untersuchungen werden mit zwei unterschiedlichen Abgasturboladern durchgeführt. Bei den experimentellen Lastsprüngen kommen vier Turbolader zur Anwendung. Dadurch ist es möglich, ein besseres Verständnis für das gasdynamische Verhalten des Prüfstands aufbaus zu bekommen.

Neben der Ausführung des Turbineneintrittsgehäuses unterscheiden sich die zur Verfügung stehenden Lader vor allem durch ihre geometrischen Abmessungen. In Tabelle 3.3 sind die Daten der Lader dargestellt. Die angegebenen Massenträgheitsmomente  $J_{ATL}$  sind Herstellerangaben. Der angegebene sogenannte *Trim* ( $TR$ ) berechnet sich nach Gleichung (3.4). Hierbei ist  $d$  der jeweils kleinere und  $D$  der jeweils größere Durchmesser des Verdichter- oder Turbinenrades (s. z.B. Abbildung 2.7).

<sup>3</sup>Durch die hohen Druckgradienten bei den Messungen sind auch hohe Gradienten beim Massenstrom zu erwarten. Die maximalen Druckgradienten vor der Turbine und nach dem Verdichter betragen ca.  $dp_3/dt \approx 1,6\text{ bar/s}$  und  $dp_2/dt \approx 0,8\text{ bar/s}$  (vgl. Kapitel 3.4.4).

Um eine Leckage im Inneren der Turbolader zu vermeiden, werden turbinenseitig die Abblaseventile zugeschweißt und die Schubumluftkanäle in den Verdichtergehäusen mit einem Stopfen verschlossen.

$$TR = \frac{d}{D} \quad (3.4)$$

Turbolader	1	2	3	4
Verdichterrad	$D = 62 \text{ mm}$	$D = 46 \text{ mm}$	$D = 56 \text{ mm}$	$D = 56 \text{ mm}$
	$TR = 0,74$	$TR = 0,78$	$TR = 0,75$	$TR = 0,74$
Turbinenrad	$D = 53 \text{ mm}$	$D = 40 \text{ mm}$	$D = 47 \text{ mm}$	$D = 50 \text{ mm}$
	$TR = 0,89$	$TR = 0,88$	$TR = 0,88$	$TR = 0,88$
Massenträgheitsmoment $J_{ATL} \cdot 10^{-5}$	$3,72 \text{ kg m}^2$	$1,02 \text{ kg m}^2$	$1,97 \text{ kg m}^2$	$2,37 \text{ kg m}^2$
Turbinengehäuse	zweiflutig	einflutig	zweiflutig	einflutig

Tabelle 3.3: Vergleich der verwendeten Turbolader

### Instationäre Messungen

Der Bereich, in dem die Lastsprünge im Verdichterkennfeld liegen, ist in Abbildung 3.2 exemplarisch für Turbolader 1 eingezeichnet. Die Start- und Endpunkte der Lastsprünge befinden sich in der Nähe der Pumpgrenze des Verdichters. Dieser Bereich ist für das Erreichen des maximalen stationären Drehmoments des Verbrennungsmotors von wesentlicher Bedeutung. Ein Erreichen des maximalen stationären Drehmoments bereits bei niedrigen Motordrehzahlen ermöglicht ein gutes Ansprechverhalten des Fahrzeugs bei einem Lastwunsch des Fahrers (vgl. Kapitel 2.1.1).

Für die vier Turbolader wurden jeweils fünf Lastsprünge gemessen. Die Durchführung der Messungen wird am Beispiel von Turbolader 1 beschrieben. Nachdem bei Turbolader 1 das Turbinengehäuse zweiflutig ausgeführt ist, sind vor der Turbine jeweils zwei Ventile A und B sowie eine zweite Regelklappe notwendig (s. Kapitel 3.1). Das beschriebene Vorgehen ist auf die anderen Lader übertragbar. Bei den ausgewählten Sprüngen wird das Laufzeug der Lader von unterschiedlichen Startpunkten auf zwei verschiedene Endpunkte beschleunigt. Zum besseren Verständnis ist die Lage der Lastsprünge in Abbildung 3.2 dargestellt. Die Lastsprünge der anderen Lader sind im Anhang C.2.1 abgebildet. Die Lage der Sprünge im Verdichterkennfeld ist so gewählt, dass die Druckverhältnisse der Start- und Endpunkte bei den unterschiedlichen Ladern näherungsweise den gleichen Betrag aufweisen. Zur späteren Referenzierung sind die Sprünge durchnummeriert. Die Sprünge 1 bis 3 sowie 4 und 5 haben jeweils den gleichen Endpunkt (s.a. Tabelle 3.4). Die Reihenfolge ergibt sich aus der zunehmenden Drehzahldifferenz zwischen dem Start- und dem Endpunkt.

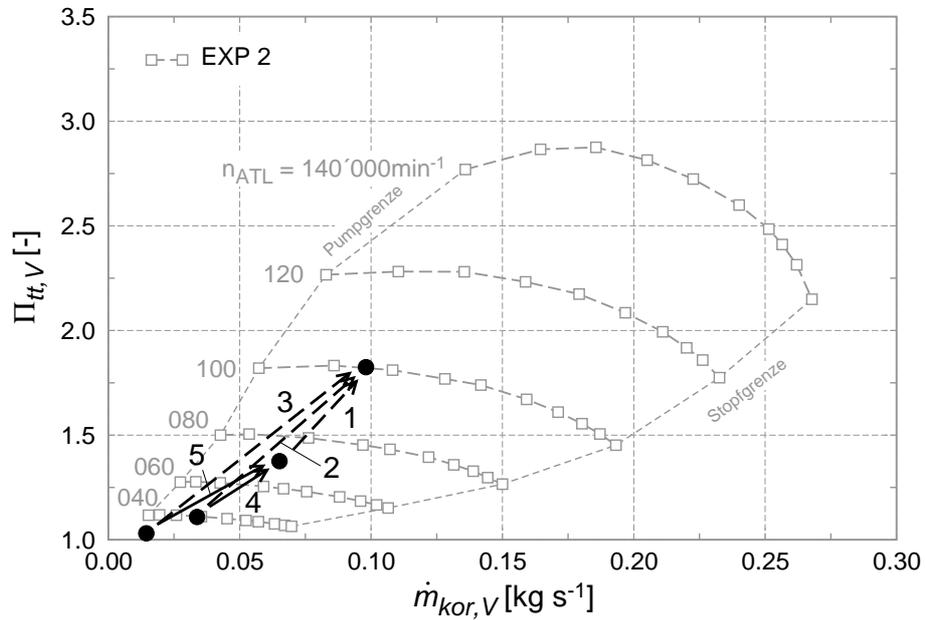


Abbildung 3.2: Lage der Lastsprünge im Verdichterkennfeld von Turbolader 1

Lastsprung	Startdrehzahl $n_{ATL,S}$ [ $min^{-1}$ ]	Enddrehzahl $n_{ATL,E}$ [ $min^{-1}$ ]
1	70 000	100 000
2	40 000	100 000
3	20 000	100 000
4	40 000	70 000
5	20 000	70 000

Tabelle 3.4: Nomenklatur der Lastsprünge am Beispiel von Turbolader 1

In Tabelle 3.5 sind die zur Prüfstandregelung notwendigen Ventile und Klappen zusammengefasst (s.a. Abbildung 3.1). Bei geschlossenen Regelklappen wird zunächst über die Ventile A der turbinenseitige und über das Ventil C der verdichterseitige Endpunkt des gewünschten Lastsprungs eingeregelt. Die Position der Ventile wird danach nicht mehr verändert. Nach dem Öffnen der Regelklappen kann der Startpunkt über die Ventile B eingestellt werden. Auf der Verdichterseite gibt es keine Möglichkeit der Einflussnahme. Die Rohrbegleitheizung verhindert ein zu starkes Abkühlen der Luft vor der Turbine bei geringen Massendurchsätzen. Durch das Schließen der Regelklappen kommt es dann zu dem gewünschten Massenstrom- und Drucksprung vor der Turbine, woraufhin sich die Drehzahl des Turboladers bis zum eingestellten Wert erhöht. Der Betriebspunkt des Schraubenkompressors der Versuchseinrichtung ändert sich während des Lastsprungs nicht.

Position	Bezeichnung	Beschreibung
vor Turbine	Ventil(e) A	Elektrisches Stellventil
vor Turbine	Ventil(e) B	Handbetätigtes Schieberventil
nach Verdichter	Ventil C	Elektrisches Stellventil
vor Turbine	Regelklappe(n)	Pneumatische Klappe (Schließvorgang erfolgt über Schnellentlüftungsventil und Federn)

Tabelle 3.5: Verwendete Regeltechnik am Prüfstand 1

### Stationäre Messungen

Neben den transienten Verläufen der Messgrößen während des Beschleunigungsvorgangs werden zusätzlich die stationären Start- und Endpunkte der Lastsprünge messtechnisch erfasst. Die Erfassung des stationären Startpunkts des Lastsprungs erfolgt unmittelbar vor dem Schließen der Regelklappen. Der Betriebspunkt am Ende des Lastsprungs wird ca.  $t = 30,0\text{s}$  nach dem Schließvorgang der Regelklappen gemessen.

Für die stationären Kennfeldmessungen werden der geometrisch größte (Turbolader 1) und der kleinste Abgasturbolader (Turbolader 2) verwendet. Die weiteren Ausführungen beziehen sich auf Turbolader 1, gelten jedoch auch für den zweiten Lader.

Die Kennfeldpunkte sind auf den für die Lastsprünge relevanten Bereich begrenzt (s. Abbildung 3.2). Für die entsprechenden Turboladerdrehzahlen ( $n_{ATL} = 20\,000\text{ min}^{-1}$ ,  $40\,000\text{ min}^{-1}$ ,  $70\,000\text{ min}^{-1}$  und  $100\,000\text{ min}^{-1}$ ) werden jeweils drei Betriebspunkte gemessen.

Turbinenseitig erfolgt das Einstellen der Betriebspunkte über die Ventile A. Mit Hilfe des Schraubenkompressors werden vor dem Ventil bei allen Messungen ca.  $p_{abs} = 6\text{ bar}$  eingestellt. Die Regelklappen sind während den Kennfeldmessungen stets geschlossen. Bei den Kennfeldpunkten mit niedrigen Drehzahlen und geringen Massenströmen verhindert ein Zuschalten der Rohrbe-

gleitzeitung einen Abfall der Heißgastemperatur. Durch das Ventil C kann der Verdichterdurchsatz gedrosselt und das Druckverhältnis somit erhöht werden.

### Voruntersuchungen

Vor den eigentlichen Versuchen erfolgen zwei Voruntersuchungen zum instationären Prüfstandverhalten. Neben dem Einfluss der Leitungslänge von der Messstelle bis zum Druckaufnehmer wird die Reproduzierbarkeit der instationären Messungen untersucht.

Bei der Druckmessung ist die Ringmessstelle über eine Leitung ( $D = 1 \text{ mm}$ ) mit dem Druckaufnehmer verbunden. Bei stationären Messungen hat die Länge der Leitung keinen Einfluss. Während eines Lastsprungs kommt es zu einer zeitlichen Verzögerung des gemessenen Drucksignals. Abbildung 3.3(a) zeigt eine deutliche Verschiebung,  $\Delta t_{EXP} \approx 0,5 \text{ s}$ , bei Verwendung einer langen ( $l \approx 10 \text{ m}$ ) gegenüber einer kurzen Leitung ( $l = 2 \text{ m}$ ). Zum Vergleich ist in Abbildung 3.3(b) das gemessene Drehzahlsignal dargestellt. Die Messstelle des gezeigten Drucksignals befindet sich vor der Turbine (Messstelle 3 in Abbildung 3.1). D.h. mit der langen Leitung steigt das Drucksignal vor der Turbine erst nach dem Drehzahlsignal an. Bei dem verwendeten Prüfstandsaufbau ist es physikalisch jedoch nicht möglich, dass die Drehzahl des Laders zuerst ansteigt. Die verkürzte Leitung führt zu einem plausiblen zeitlichen Verlauf gegenüber der Drehzahl. Es ist davon auszugehen, dass es bei einer Leitungslänge von  $l = 2 \text{ m}$  ebenfalls zu einer gewissen Verzögerung kommt. Eine kürzere Leitungslänge ist aufgrund des Prüfstandsaufbaus und der notwendigen Flexibilität zur Messung der verschiedenen Turbolader nicht möglich. Nachfolgend wird eine analytische Abschätzung der zeitlichen Verzögerung durchgeführt.

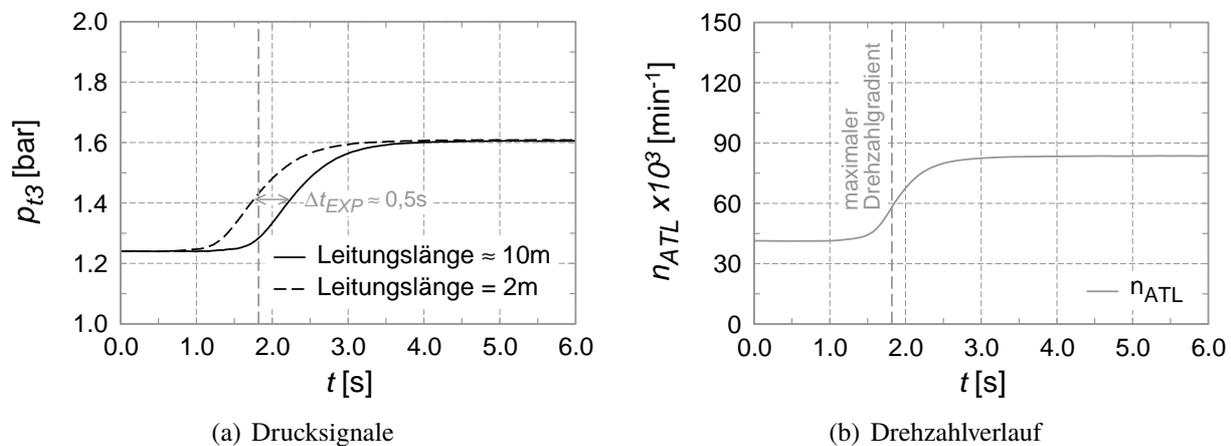


Abbildung 3.3: Einfluss der Leitungslänge auf das Drucksignal (Turbolader 4, Lastsprung 4)

Aufgrund des geometrischen Verhältnisses  $l = 2 \text{ m} \gg D = 1 \text{ mm}$  wird die Annahme getroffen, dass für die zeitliche Verzögerung in den Leitungen neben dem Füllvorgang auch die Rohrströmung von Bedeutung ist. Für die Rohrströmung wird von einer stationären laminaren Strömung mit einem ausgebildeten Geschwindigkeitsprofil ( $\frac{\partial c}{\partial x} = 0$ ) ausgegangen. Eine derartige Strömung wird als *Hagen-Poiseuille Rohrströmung* bezeichnet. Für sie gilt (z.B. Oertel et al. (2009)):

$$\Delta p = \frac{1}{2} \cdot \rho \cdot c_m^2 \cdot \frac{l}{D} \cdot \lambda_{lam} \quad \text{mit} \quad \lambda_{lam} = \frac{64}{Re_D} \quad (3.5)$$

Die Reynolds-Zahl  $Re_D$  einer Rohrströmung berechnet sich nach:

$$Re_D = \frac{c_m \cdot D}{\nu} = \frac{\rho \cdot c_m \cdot D}{\mu} < Re_{D,k} = 2300 \quad (3.6)$$

Damit resultiert aus Gleichung (3.5):

$$\Delta p = \frac{32 \cdot \mu \cdot c_m \cdot l}{D^2} \quad \text{bzw.} \quad c_m = \frac{\Delta p \cdot D^2}{32 \cdot \mu \cdot l} \quad (3.7)$$

Für den Füllvorgang der Leitungen ergibt sich mit der Massenbilanz  $\frac{\partial m}{\partial t} = \dot{m}$  und der Anfangsbedingung  $m(t=0) = m_S$ :

$$m_E = \dot{m} \cdot \Delta t + m_S \quad (3.8)$$

Nach Umformungen und den Annahmen  $T_E = T_S = T = konst.$  sowie  $V_E = V_S = V = konst.$  ergibt sich daraus:

$$\Delta t = \frac{\Delta p \cdot V}{\dot{m} \cdot R \cdot T} \quad (3.9)$$

Durch Einsetzen von Gleichung (3.7) in Gleichung (3.9) mit  $\dot{m} = \bar{\rho} \cdot c_m \cdot A$  ergibt sich:

$$\Delta t = \frac{32 \cdot \mu \cdot l^2}{\bar{\rho} \cdot R \cdot T \cdot D^2} = \frac{32 \cdot \mu \cdot l^2}{\bar{p} \cdot D^2} \quad \text{näherungsweise gilt} \quad \bar{p} \approx \frac{p_E - p_S}{2} \quad (3.10)$$

Wird Gleichung (3.10) auf den vorliegenden Lastsprung 4 von Turbolader 4 angewendet, so ergeben sich mit den Werten<sup>4</sup>  $\mu = 17,98 \cdot 10^{-6} \text{ kg (m s)}^{-1}$ ,  $\bar{p} = 1,43 \text{ bar}$  und  $D = 1 \text{ mm}$  in Abhängigkeit von der Leitungslänge  $l$  folgende zeitliche Verzögerungen:

Leitungslänge $l$	Verzögerung $\Delta t_{CALC}$
2 m	0,016 s
10 m	0,402 s

Tabelle 3.6: Zeitliche Verzögerungen in Abhängigkeit der Leitungslänge  $l$

Trotz der getroffenen Annahmen und Unsicherheiten stimmt die Differenz der berechneten Verzögerungen von  $\Delta t_{CALC,DIF} \approx 0,4 \text{ s}$  gut mit dem Wert aus den Messergebnissen ( $\Delta t_{EXP} \approx 0,5 \text{ s}$ , s. Abbildung 3.3(a)) überein.

Die zeitliche Verzögerung der Drucksignale durch die Leitungslänge wird in Kapitel 4.2.6 bzw. Anhang D.2.3 auch mit Hilfe von CFD-Simulationen untersucht und die Auswirkung auf den Beschleunigungsvorgang des Turboladers wird aufgezeigt.

<sup>4</sup>Der Wert für die dynamische Viskosität  $\mu$  ist entnommen aus Grote und Feldhusen (2005) für  $T = 293,15 \text{ K}$  und  $p = 1,0 \text{ bar}$ .

Die Reproduzierbarkeit der instationären Versuche wird durch die mehrmalige Messung des gleichen Lastsprungs überprüft. Alle erfassten Größen ( $p_2$ ,  $p_3$  und  $n_{ATL}$ ) sind bei den drei durchgeführten Messungen deckungsgleich (s. Anhang C.1.1). Die experimentellen Ergebnisse der Lastsprünge sind somit reproduzierbar.

### 3.3 Stationäre Messungen

Inhalt dieses Kapitels ist der Vergleich der stationären Messergebnisse von Prüfstand 1 und 2. Der Vergleich erfolgt anhand der Resultate von Turbolader 1. Die Gegenüberstellung der Ergebnisse von Lader 2 ist im Anhang C.3 dargestellt.

Nach der Analyse der Verdichter- und Turbinenkennfelder wird die Bestimmung der mechanischen Verlustleistung auf Basis von experimentellen Daten diskutiert.

Vor dem Vergleich der stationären Kennfelder wird zunächst der gemessene Wert des Totaldrucks mit dem nach Gleichung (3.1) berechneten Wert verifiziert. In Abbildung 3.4 sind exemplarisch die Werte nach dem Verdichter für unterschiedliche Betriebspunkte aufgetragen. Aufgrund des ausgebildeten Geschwindigkeitsprofils liefert die Pitot-Sonde in Rohrmitte tendenziell größere Werte. Die Differenz liegt stets innerhalb der Messtoleranz des Druckaufnehmers. Auf eine Korrektur, wie z.B. in Laurantzon (2010), wird aufgrund der geringen Unterschiede verzichtet. Für die Bestimmung der charakteristischen Kennfeldgrößen werden die gemessenen Totaldrücke verwendet.

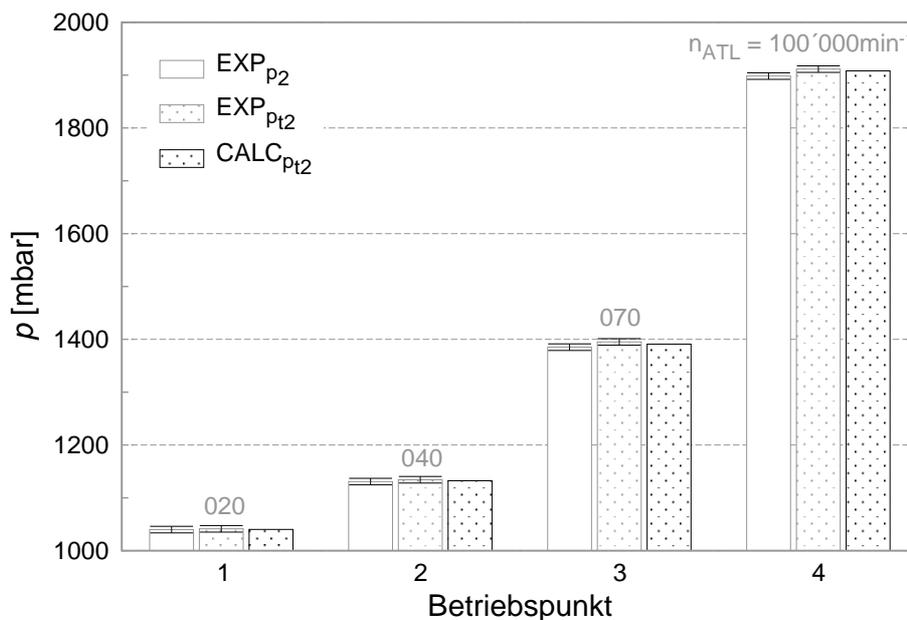


Abbildung 3.4: Vergleich gemessener und berechneter Totaldruck inkl. der Messtoleranzen

### 3.3.1 Verdichter

Die Totaldruckverhältnisse nach Gleichung (2.28) sind in Abbildung 3.5 über dem korrigierten Massenstrom aufgetragen (Gleichung (2.24)). Für die Korrektur des Massenstroms und der Drehzahl werden stets die Werte  $p_{ref} = 0,981 \text{ bar}$  und  $T_{ref} = 293,15 \text{ K}$  verwendet. Von Prüfstand 2 liegen die Daten in einem Drehzahlbereich von  $n_{ATL} = 40\,000 \text{ min}^{-1}$  bis  $n_{ATL} = 140\,000 \text{ min}^{-1}$  in Schritten von  $\Delta n_{ATL} = 20\,000 \text{ min}^{-1}$  vor. Ein Vergleich der Ergebnisse ist somit im unteren sowie im oberen Drehzahlbereich möglich und für eine Aussage bezüglich der Tendenzen ausreichend. Die Druckverhältnisse bei einer Drehzahl von  $n_{ATL} = 40\,000 \text{ min}^{-1}$  stimmen sehr gut überein. Aufgrund der strömungsgünstigeren Gestaltung des Adapterrohrs und der Messposition des Drucks nach dem Verdichter (vgl. Kapitel 3.1), ergibt sich am Prüfstand 1 bei höheren Drehzahlen ein größeres Druckverhältnis.

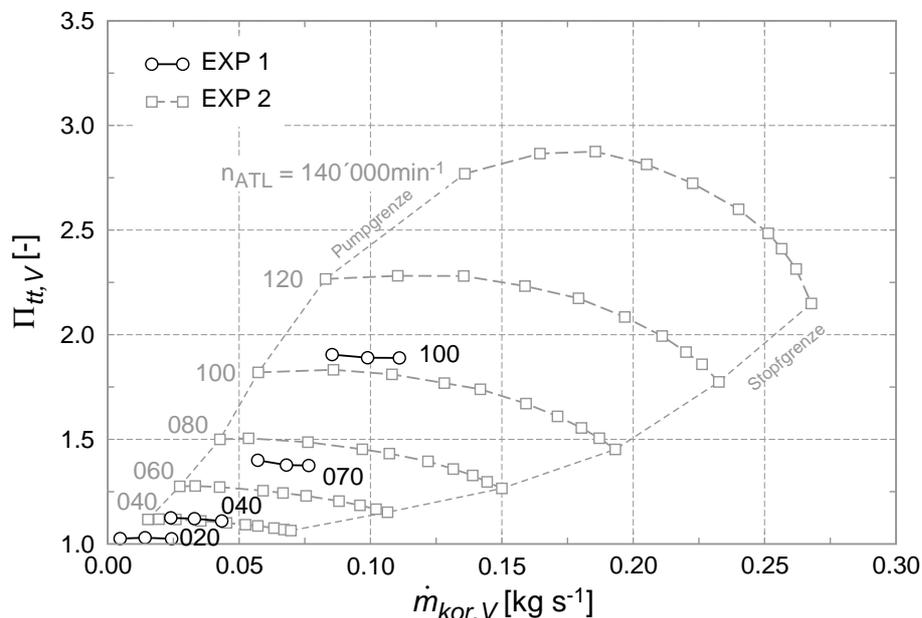


Abbildung 3.5: Verdichterkennfeld - Totaldruckverhältnis (Turbolader 1)

In Abbildung 3.6 sind die inneren Wirkungsgrade nach Gleichung (2.16) dargestellt. Bei niedrigen Drehzahlen ergeben sich am Prüfstand 1 geringere Werte. Die Druckverhältnisse und somit die isentropen Verdichterleistungen stimmen in diesem Bereich sehr gut überein, die Differenz in den Wirkungsgraden muss also durch einen höheren Wärmeeintrag in den Verdichter entstehen. Da die Heißgas- und die Öltemperatur am Prüfstand 1 geringer sind und sich dadurch größere Wirkungsgradwerte ergeben müssten (Pucher und Nickel (2002)), kann davon ausgegangen werden, dass die nicht angeschlossene Wasserkühlung für das gezeigte Verhalten verantwortlich ist (Nickel et al. (2005)). Bestätigt wird die Aussage durch Untersuchungen von Bohn et al. (2002), in denen eine höhere Wassereintrittstemperatur zu einer Reduzierung der berechneten Verdichtewirkungsgrade führt. Die Wirkung der nicht vorhandenen Wasserkühlung an Prüfstand 1 ist vergleichbar mit der einer hohen Wassereintrittstemperatur.

Im oberen Drehzahlbereich kommt es zu einer guten Übereinstimmung. Da die Druckverhältnisse und damit die isentropen Verdichterleistungen in diesem Bereich an Prüfstand 1 größer sind,

müssen auch die inneren Verdichterleistungen größer sein. Die Charakteristik der Linien konstanter Drehzahl stimmt im kompletten untersuchten Kennfeldbereich sehr gut überein. Einzige Ausnahme ist der Betriebspunkt von Prüfstand 1 bei  $n_{ATL} = 100\,000\text{ min}^{-1}$  und  $\dot{m}_{kor,V} = 0,085\text{ kg s}^{-1}$  der tendenziell einen zu hohen Wert aufweist.

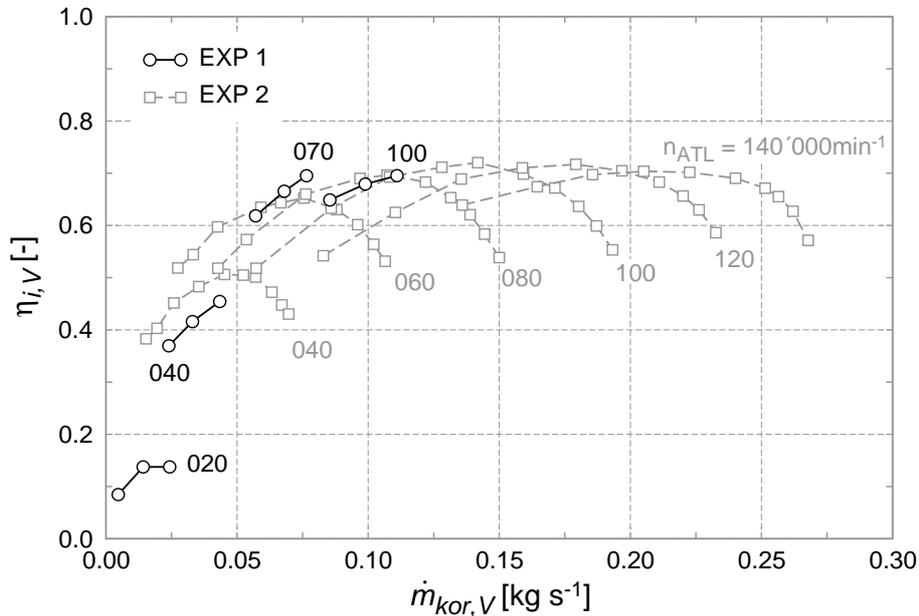


Abbildung 3.6: Verdichterkennfeld - innerer Wirkungsgrad (Turbolader 1)

### 3.3.2 Turbine

Da sich die Heißgastemperaturen an den beiden Prüfständen unterscheiden, muss neben dem Massenstrom die Turboladerdrehzahl nach Gleichung (2.27) reduziert werden. Der reduzierte Massenstrom (Gleichung (2.25)) ist in Abbildung 3.7 aufgetragen. Im unteren Drehzahlbereich ergeben sich an den Prüfständen die gleichen Durchsätze. Bei höheren Drehzahlen stellt sich an Prüfstand 1 ein geringfügig höherer reduzierter Massenstrom ein. Erklären lässt sich die Differenz durch die unterschiedlichen Vorlaufstrecken an den beiden Prüfständen. Dadurch ändert sich neben dem Druck- auch der Enthalpieverlust von der Messstelle bis zum eigentlichen Eintritt in das Turbinengehäuse. Ferner unterscheidet sich das Strömungsmedium an den Prüfständen (s. Tabelle 3.1).

Der nach Gleichung (2.31) bestimmte Turbinen-Gesamtwirkungsgrad ist in Abbildung 3.8 dargestellt. Neben der bereits diskutierten Verdichterleistung geht auch die mechanische Verlustleistung des Lagers indirekt mit ein, da bei einem guten mechanischen Wirkungsgrad dem Verdichter mehr Antriebsleistung zur Verfügung steht.

Die Wirkungsgradwerte von Prüfstand 1 liegen im untersuchten Bereich stets auf einem höheren Niveau. Bei niedrigen Drehzahlen ist der Wärmeeintrag in den Verdichter und dadurch die berechnete Verdichterleistung an Prüfstand 1 größer (vgl. Abbildung 3.6). Somit wird ein höherer Wirkungsgradbetrag ausgewiesen. Ein Grund für die Differenzen im oberen Drehzahlbereich

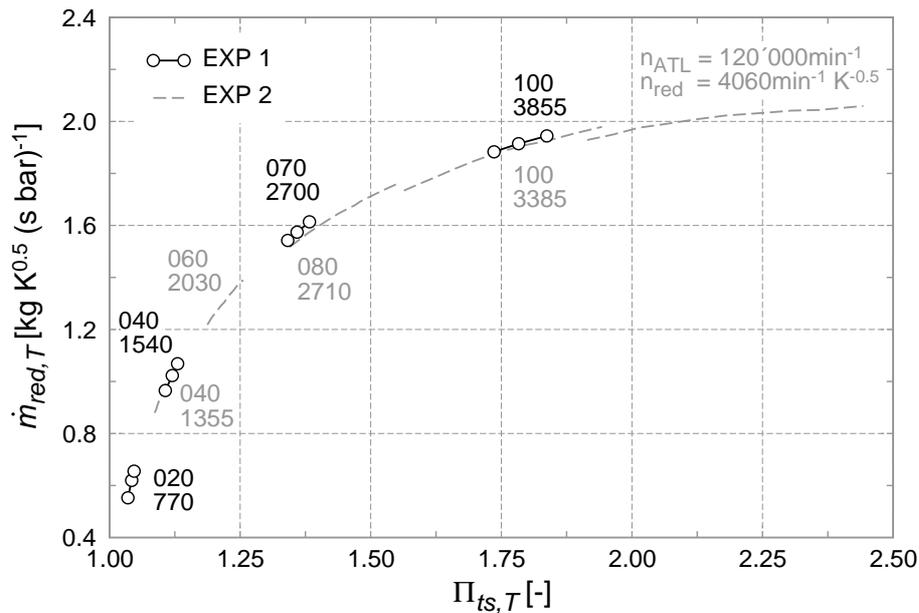


Abbildung 3.7: Turbinenkennfeld - reduzierter Massenstrom (Turbolader 1)

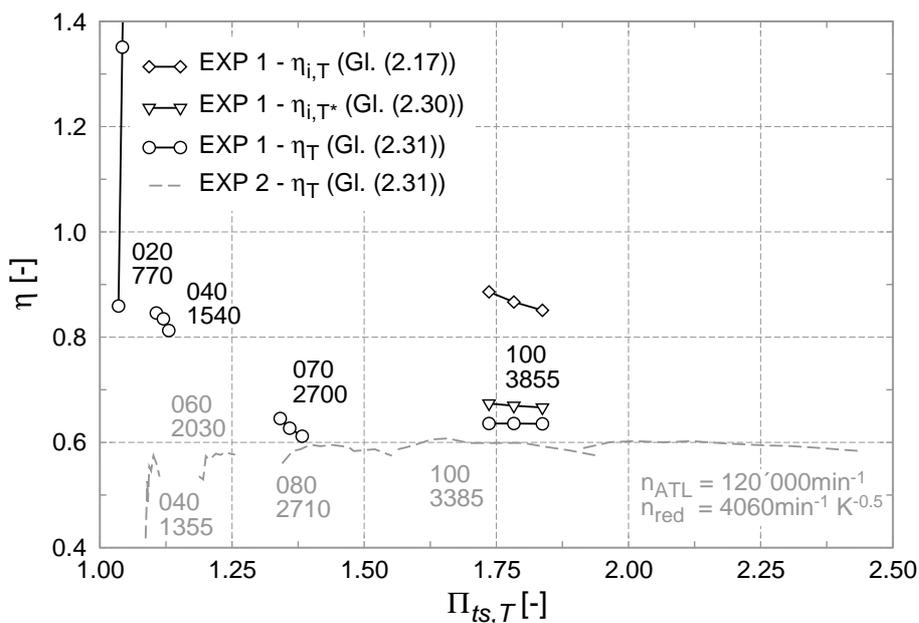


Abbildung 3.8: Turbinenkennfeld - Wirkungsgrad (Turbolader 1)

könnten die unterschiedlichen Regelstrategien bezüglich der Ölversorgung der Lager und die abweichenden Ölttemperaturen an den beiden Prüfständen sein. An Prüfstand 1 wird der Öldruck, an Prüfstand 2 der Öl-Volumenstrom konstant gehalten (vgl. Tabelle 3.1). Die mechanische Verlustleistung erhöht sich mit steigendem Öldruck und abnehmender Ölttemperature (Mai et al. (2009), Schmitt (2007)).

In Abbildung 3.9 ist der Ölvolumentstrom in Abhängigkeit von der Laderdrehzahl für Prüfstand 1 dargestellt. Für die Messungen am Prüfstand 2 liegen keine Messdaten des Öldrucks vor. Da bei einer Drehzahl von  $n_{ATL} = 100\,000\text{ min}^{-1}$  der Volumenstrom von Prüfstand 1 ( $\dot{V}_{Oel,EXP1} =$

0,85 l/min) etwas kleiner ist als von Prüfstand 2 ( $\dot{V}_{Oel,EXP2} = konst. = 1,01$  l/min), sollte der Öldruck am Prüfstand 2 geringfügig höher sein. Die Öltemperaturen ( $T_{Oel,EXP1} = 65^\circ\text{C}$  bzw.  $T_{Oel,EXP2} = 100^\circ\text{C}$ ) und damit die Viskosität des Öls unterscheiden sich jedoch deutlich. Der Turbinen-Gesamtwirkungsgrad an Prüfstand 1 müsste dann aufgrund der höheren mechanischen Verlustleistung durch die deutlich geringere Öltemperatur niedriger sein (s. z.B. Mai et al. (2009)). Die dennoch größeren Werte des Turbinen-Gesamtwirkungsgrads an Prüfstand 1 sind letztlich auch im oberen Drehzahlbereich auf die höhere gemessene Verdichterleistung durch die fehlende Wasserkühlung zu erklären.

Im Anhang C.3.1 und C.3.2 sind die experimentellen Ergebnisse von Turbolader 2 dargestellt. Die bisherigen Aussagen und Tendenzen werden bestätigt.

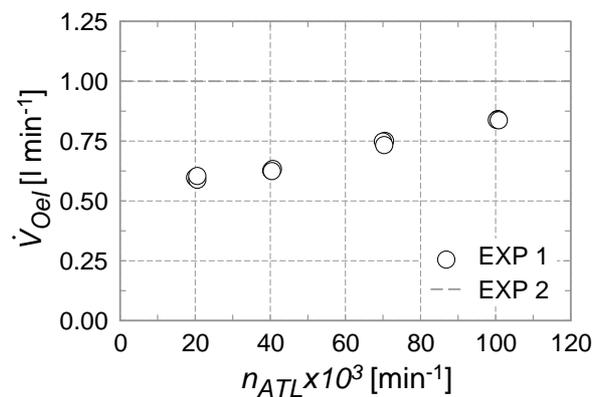


Abbildung 3.9: Ölvolumentrom Lagerstuhl

Neben dem Turbinen-Gesamtwirkungsgrad sind in Abbildung 3.8 noch die inneren Turbinenwirkungsgrade nach Gleichung (2.17) und (2.30) auf Basis der Messdaten von Prüfstand 1 exemplarisch für eine Drehzahl von  $n_{ATL} = 100\,000 \text{ min}^{-1}$  dargestellt. Durch die hohen Wandwärmeverluste im Turbinengehäuse ergeben sich mit Gleichung (2.17) die erwarteten unrealistisch guten Wirkungsgradwerte. Die Werte nach Gleichung (2.30) unterscheiden sich durch den Anteil der mechanischen Verlustleistung vom Turbinen-Gesamtwirkungsgrad nach Gleichung (2.31). Die bereits diskutierten diabaten Effekte für die Verdichterleistung und die der mechanischen Verlustleistung (s. Kapitel 3.3.3) sind in den Werten enthalten.

Die durchgeführten Vergleiche machen den Einfluss von unterschiedlichen Peripherien, Betriebsparametern und Regelstrategien an Heißgasprüfständen auf die stationären Kennfelder deutlich. Die aufgezeigten Differenzen in den Messergebnissen der beiden Prüfstände lassen sich erklären bzw. verifizieren. Ferner unterliegen die verwendeten Turbolader einer gewissen Streuung aufgrund von Fertigungstoleranzen. Daher ist davon auszugehen, dass die charakteristischen Kennfeldgrößen an Prüfstand 1 korrekt gemessen sind.

Für die Messungen am Prüfstand 1 sind für jeden stationären Betriebspunkt sowohl Daten für die Verdichter- als auch für die Turbinenseite vorhanden. Die Bestimmung der mechanischen Verlustleistung auf Basis von Messungen wird daher für Prüfstand 1 durchgeführt.

### 3.3.3 Mechanische Verlustleistung

Die stationäre mechanische Verlustleistung der Lagerung kann an einem Heißgasprüfstand nach Gleichung (3.11) bestimmt werden. Die Zustandsänderung im Lagerstuhl wird i.d.R. als adiabatisch angenommen, somit gilt  $\dot{Q}_L = 0$ . An einem Heißgasprüfstand ist die Zustandsänderung im Lagerstuhl aber nicht adiabatisch. Der dadurch entstehende Fehler wirkt sich mit abnehmender Temperaturdifferenz des Öls über den Lagerstuhl und einer daraus resultierenden geringeren Öltemperatur nach dem Lagerstuhl ( $T_{Oel,ein} = konst.$ ) stärker aus.

Eine weitere Möglichkeit ist die Berechnung über die Freilaufbedingung nach Gleichung (2.18). Dieser Ansatz ist durch die bereits diskutierten Wärmeübertragungseffekte (Kapitel 3.3.1 und 3.3.2) allerdings stark fehlerbehaftet.

$$P_m + \dot{Q}_L = \rho_{Oel} \cdot \dot{V}_{Oel} \cdot c_{p,Oel} \cdot \Delta T_{Oel} + \dot{V}_{Oel} \cdot \Delta p_{Oel} \quad (3.11)$$

In Abbildung 3.10 sind die Verlustmomente ( $M_m = P_m / \omega_{ATL}$ ) in Abhängigkeit von der Turboladerdrehzahl dargestellt. Aus Gründen der Geheimhaltung sind die Beträge der Reibmomente normiert. Durch die Darstellung des Verlustmoments anstatt der Verlustleistung ist eine genauere Analyse möglich, da der Verlauf nicht durch die Drehzahlwerte beeinflusst wird. Zusätzlich ist noch das Reibmomentenpolynom des Laderherstellers eingezeichnet. Dieses Polynom ist für jede Drehzahl konstant und der Einfluss z.B. des Axialschubs oder des Öldrucks wird nicht berücksichtigt. Daher sind die Werte für die Turboladerauslegung unzureichend (Schmitt (2007)) und dienen hier zur Orientierung. So lässt sich aus dem Polynom die Tendenz in Abhängigkeit von der Drehzahl erkennen: Mit steigender Drehzahl ist eine Zunahme des Verlustmoments zu beobachten.

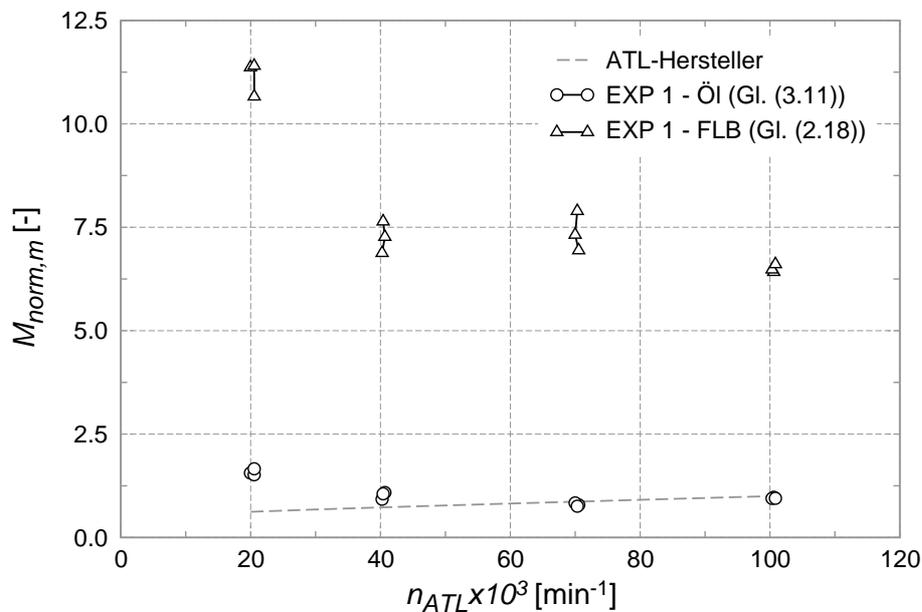


Abbildung 3.10: Normierte Verlustmomente in Abhängigkeit der Laderdrehzahl (Prüfstand 1)

Die Verlustmomente aus der Freilaufbedingung (Gleichung (2.18)) liegen im kompletten Drehzahlbereich deutlich über den restlichen Werten. Wie zu erwarten war, liefert dieser Ansatz aufgrund der Wärmeübertragungseffekte am Verdichter- und Turbinengehäuse keine belastbaren Aussagen.

Die Berechnung der Reibleistung nach Gleichung (3.11) hingegen zeigt bei höheren Drehzahlen eine sehr gute Übereinstimmung mit dem Polynom des Laderherstellers. Im unteren Drehzahlbereich und damit bei geringen Temperaturdifferenzen des Öls über den Lagerstuhl macht sich der Fehler des adiabaten Ansatzes durch etwas zu hohe Werte bemerkbar. Die Tendenz des Reibmomentenpolynoms wird daher nicht korrekt wiedergegeben. Die experimentell bestimmten Verlustmomente sind im untersuchten Kennfeldbereich für jede Drehzahl näherungsweise konstant.

Die Resultate von Turbolader 2 sind im Anhang C.3.3 abgebildet und bestätigen prinzipiell die hier getroffenen Aussagen.

### 3.4 Experimentelle Analyse des Instationärverhaltens

Nachfolgend werden die instationären Messergebnisse der Lastsprünge analysiert. In Kapitel 4.2 dienen diese zur Validierung der transienten Simulationsmethodik. Die Trägheit sowie die instationären Verläufe der Messgrößen werden anhand der Ergebnisse von Turbolader 1 diskutiert. Nach der Analyse der Druckverläufe der vier Turbolader erfolgt abschließend eine Gegenüberstellung der Druck- und Drehzahlgradienten der Turbolader mit dem größten (Lader 1) und kleinsten (Lader 2) Massenträgheitsmoment.

#### 3.4.1 Trägheit der Messgrößen

Vor der Analyse der instationären Verläufe der Messgrößen erfolgt eine Auswertung der „stationären“ Betriebspunkte zu Beginn und am Ende des Lastsprungs. Hierbei ist der mögliche Einfluss der Trägheit bis zum Erreichen eines stationären Zustands bei den verschiedenen Messgrößen von Interesse.

In Abbildung 3.11 ist die Lage der Start- und Endpunkte der Lastsprünge im Verdichterkennfeld aus Kapitel 3.3.1 eingezeichnet. Bei den Startpunkten bei  $n_{ATL} = 20\,000\text{ min}^{-1}$  und  $n_{ATL} = 40\,000\text{ min}^{-1}$  ist eine größere Streuung beim Massenstrom als bei den Endpunkten bei  $n_{ATL} = 70\,000\text{ min}^{-1}$  und  $n_{ATL} = 100\,000\text{ min}^{-1}$  zu beobachten. Die Endpunkte bei der jeweiligen Drehzahl liegen eng zusammen. Ferner weicht der Massenstrom des Startpunkts bei  $n_{ATL} = 70\,000\text{ min}^{-1}$  deutlich von dem der beiden Endpunkte ab. Beides resultiert aus der fehlenden Regelungsmöglichkeit der verdichterseitigen Startpunkte (s.a. Kapitel 3.2).

Zwischen den „stationären“ Endpunkten sowie den Betriebspunkten der stationären Messung sind weder beim Druckverhältnis noch beim Massenstrom größere Abweichungen ersichtlich. Daraus lässt sich schließen, dass die Druck- und Massenstromwerte 30 Sekunden nach dem Schließvorgang der Regelklappen wieder stationär sind.

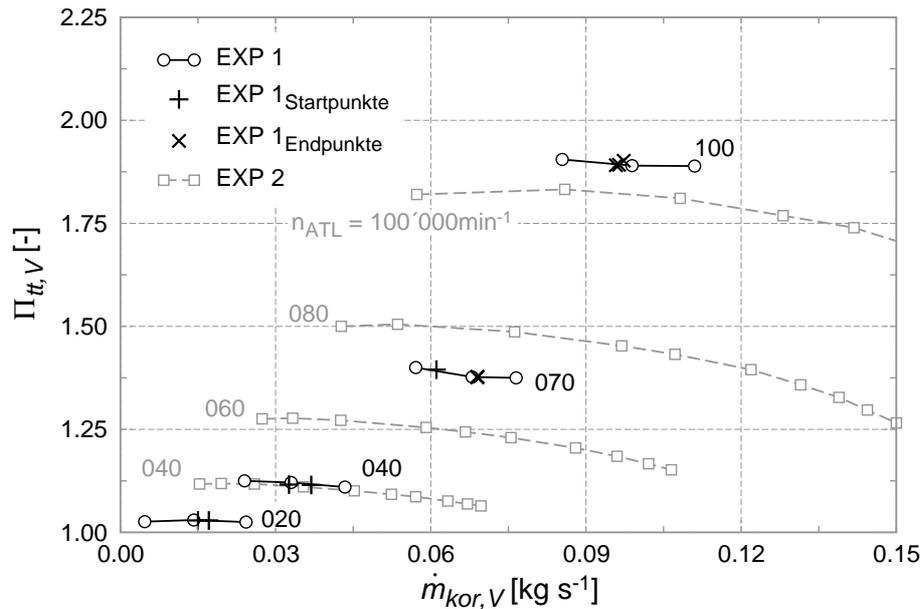


Abbildung 3.11: Start- und Endpunkte im Verdichter kennfeld (Turbolader 1)

Bei den inneren Verdichterkenngraden in Abbildung 3.12 zeigt sich ein anderes Verhalten. Sowohl zu Beginn als auch am Ende der Lastsprünge weichen die Werte teilweise deutlich von den stationären Messungen ab. Nachdem die Drücke und Massenströme verhältnismäßig schnell ihre stationären Werte erreichen, muss für dieses Verhalten die Temperatur nach dem Verdichter verantwortlich sein.

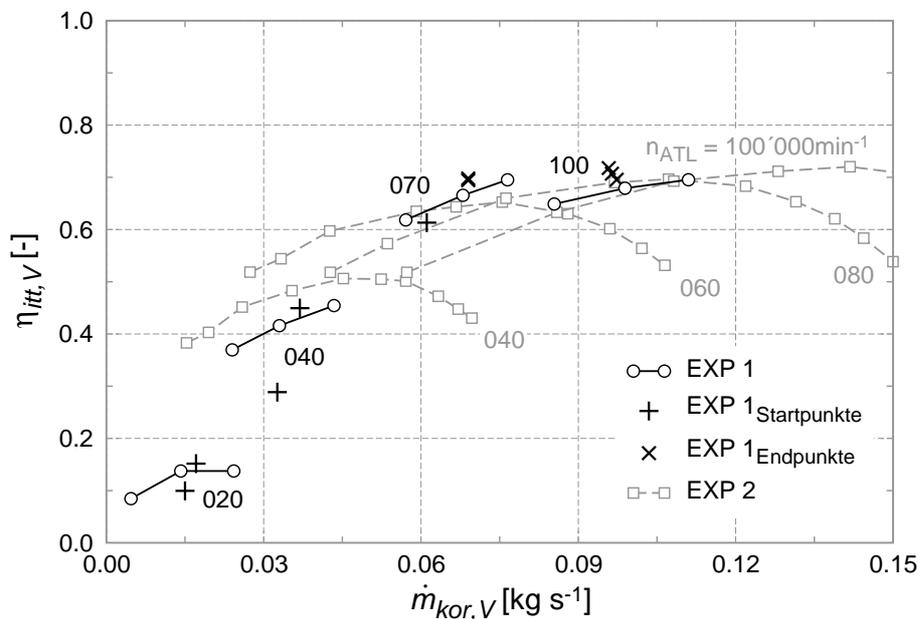


Abbildung 3.12: Verdichterkenngrade der Start- und Endpunkte (Turbolader 1)

In Abbildung 3.13 ist die Temperaturdifferenz über das Verdichtergehäuse dargestellt ( $\Delta T_{12} = T_2 - T_1$ ). Hier zeigen sich die erwarteten Abweichungen zwischen den „stationären“ Betriebspunkten der Lastsprünge (1 bis 5) und den Ergebnissen der stationären Messung. Der Startpunkt

bei Sprung 3 ( $n_{ATL} = 20\,000\text{ min}^{-1}$  auf  $n_{ATL} = 100\,000\text{ min}^{-1}$ ) zeigt z.B. eine höhere Temperaturdifferenz aufgrund des aufgeheizten Verdichtergehäuses durch das Einstellen des Endpunkts (s.a. Kapitel 3.2). Der Endpunkt wiederum hat eine geringere Temperaturdifferenz, da das Gehäuse durch den Betriebspunkt zu Beginn des Lastsprungs abgekühlt ist.

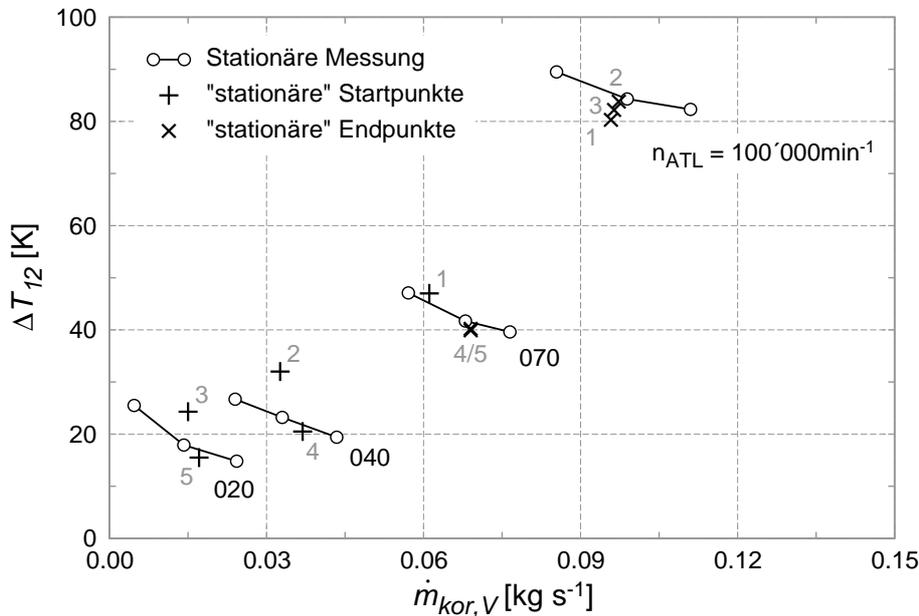


Abbildung 3.13: Temperaturdifferenz über das Verdichtergehäuse (Turbolader 1)

Turbinenseitig ergeben sich die gleichen Tendenzen wie auf der Verdichterseite. Während die Drücke und Massenströme verhältnismäßig schnell die stationären Werte annehmen (s. Abbildung C.10), kommt es in Abbildung C.11 durch die thermische Trägheit zu abweichenden Wirkungsgradwerten (s.a. Grigoriadis et al. (2004)). Im Gegensatz zur Verdichterseite stellt sich jedoch immer eine zu hohe Temperaturdifferenz ( $|\Delta T_{34}| = |T_4 - T_3|$ ) gegenüber den stationären Messungen ein (s. Abbildung 3.14). Dies lässt sich durch die stete Wärmeabfuhr des Turbinengehäuses erklären. Bei den Startwerten ist eine höhere Eintrittstemperatur, bei den Endwerten eine geringere Austrittstemperatur für das gezeigte Verhalten bei den Lastsprüngen verantwortlich. Die höhere Eintrittstemperatur resultiert aus dem aufgeheizten Turbinengehäuse durch die größeren Massenstromwerte und die höheren Temperaturen des Endpunkts, die geringere Austrittstemperatur aus dem verzögerten Temperaturanstieg nach dem Lastsprung. Bei den Endpunkten zeigt sich die Tendenz, dass je größer die Drehzahldifferenz bei den Lastsprüngen ist desto höher wird die beobachtete Temperaturdifferenz.

Neben den verdichter- und turbinenseitigen Temperaturen unterliegen die Öltemperaturen ebenfalls einer gewissen zeitlichen Verzögerung. Daraus resultiert die in Abbildung 3.15 gezeigte Schwankung des mechanischen Verlustmoments. Bei den Endpunkten ergeben sich geringere Werte als bei den stationären Messungen. Bei den Startwerten stellen sich je nach Lastsprung höhere bzw. geringere Momente ein.

Die Ergebnisse machen deutlich, dass die Druck- und Massenstromwerte ca. 30 Sekunden nach dem Schließen der Regelklappen wieder die stationären Werte annehmen. Bei den Temperaturen

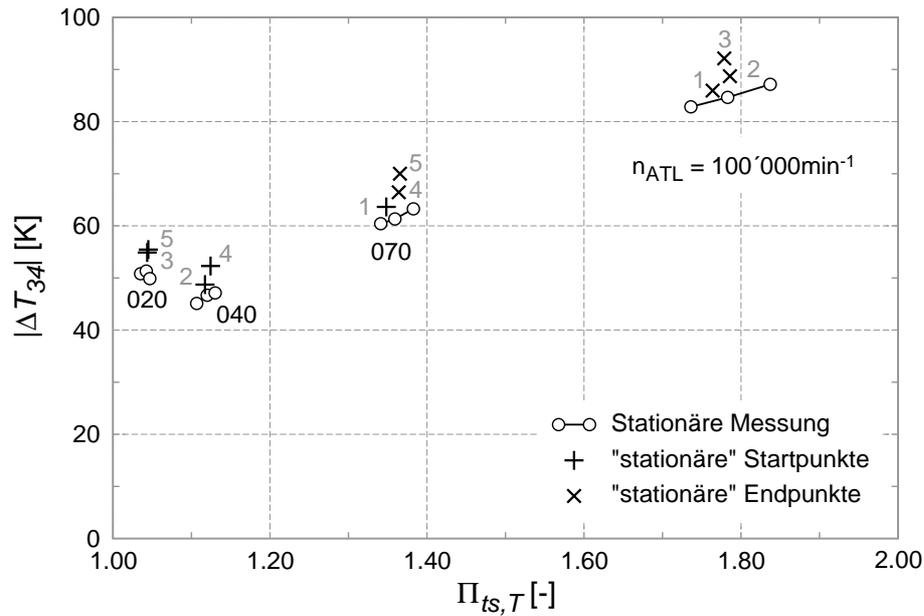


Abbildung 3.14: Temperaturdifferenz über das Turbinengehäuse (Turbolader 1)

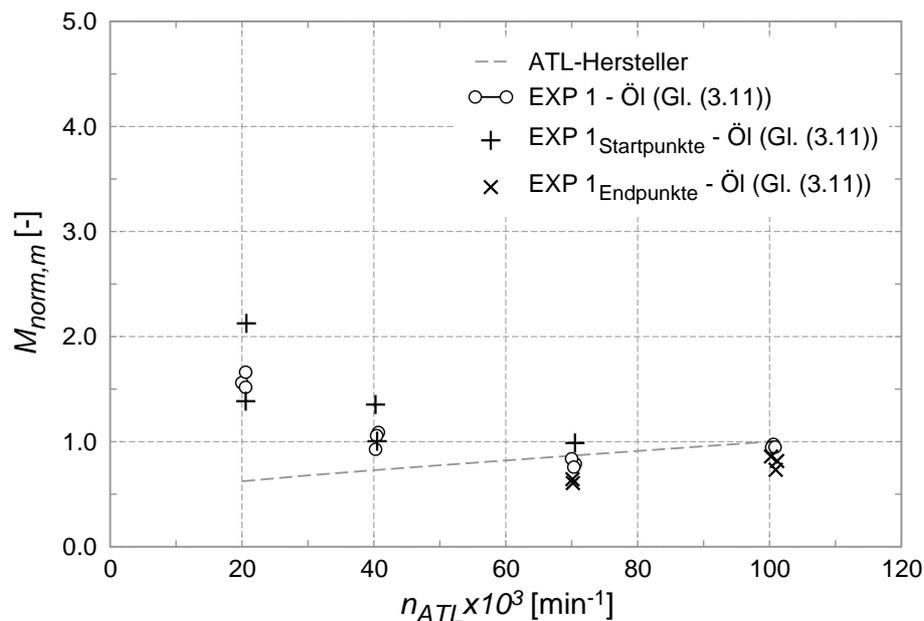


Abbildung 3.15: Mechanisches Verlustmoment der Start- und Endpunkte (Turbolader 1)

weichen die Werte zu Beginn und am Ende des Lastsprungs teilweise deutlich von den Werten der stationären Messung ab. Neben der verzögerten Ansprechzeit von Thermoelementen nach einem Temperatursprung ( $T_{90}$ -Zeit), führt vor allem die thermische Trägheit durch diverse Wärmeübertragungseffekte zu einer Verzögerung bei den instationär gemessenen Temperaturen. Für die Bestimmung der mechanischen Verlustleistung während eines Lastsprungs eignet sich die Methode nach Gleichung (3.11), auch ohne den erwähnten diabaten Fehlern, somit nicht. Neben der Bestimmung über die Öl-Enthalpiedifferenz (Baines (2009)) werden in der Literatur u.a. Ansätze mit der Enthalpiedifferenz über das Turbinengehäuse (Griffith et al. (2007)) sowie mit

Hilfe eines Reibleistungsprüfstands (Schmitt (2007)) erwähnt. Die Methode von Baines (2009) ist der hier verwendeten sehr ähnlich. Allerdings wird u.a. die Heißgastemperatur an die Öleintrittstemperatur angepasst, um ein möglichst adiabates Verhalten zu erzielen. Dadurch ergibt sich ein stark eingeschränkter Betriebsbereich der Turbine. Bei Griffith et al. (2007) wird ebenfalls die Heißgastemperatur mit der Öltemperatur konditioniert und der Verdichter durch eine elektrische Bremse ersetzt. Der Ansatz von Schmitt (2007) sieht eine angetriebene Läuferwelle inkl. der kompletten Lagerung aber ohne Verdichter- und Turbinenrad vor.

Die vorgestellten Ansätze eignen sich für stationäre Untersuchungen der Lagerung. Es bedarf aber eines stark modifizierten bzw. separaten Prüfstandsaufbaus. Die Übertragbarkeit auf den hier verwendeten Heißgasprüfstand zur Bewertung des instationären Verhaltens eines Abgasturboladers ist nicht gegeben. Der Aufbau eines Prüfstands zur instationären Messung der Reibleistung kann im Rahmen dieser Arbeit nicht geleistet werden.

### 3.4.2 Analyse des Druckaufbaus

Durch die Analyse des turbinen- und verdichterseitigen Druckaufbaus der vier Turbolader sollen mögliche Einflüsse der verwendeten Prüfstandsperipherie aufgezeigt werden. Hierbei sind nicht die instationären Verläufe (s. hierzu Kapitel 3.4.3), sondern die Einschwingdauer der Drücke vor der Turbine und nach dem Verdichter von Interesse.

Der Druckaufbau vor der Turbine hängt von der Schließzeit der Regelklappe ab. Es ist davon auszugehen, dass sich diese in Abhängigkeit der Betriebspunkte ändert. Die Regelklappe öffnet durch das Anlegen von Überdruck und schließt durch eine, bei allen Lastsprüngen als konstant anzunehmende, Federkraft. Der Überdruckabbau erfolgt durch ein Schnellentlüftungsventil (s.a. Tabelle 3.5). Ein höherer Massenstrom bewirkt eine größere Kraft auf die Regelklappe und damit eine tendenziell längere Schließzeit. Je größer die Massenstromdifferenz zwischen Start- und Endpunkt bei einem Lastsprung, desto höher ist der Massenstrom der vor dem Schließvorgang durch die Regelklappe strömt.

Eine Abhängigkeit des Druckaufbaus vom Füllen des Volumens vor der Turbine ist zu erwarten. Das Volumen des Prüfstandsaufbaus vor der Turbine<sup>5</sup> ist um den Faktor 75-105 größer als das Volumen der Fluten der untersuchten Lader.

Der Prüfstandsaufbau vor der Turbine kann als ein offenes System betrachtet werden. Die einströmende Masse bei Ventil A (s. Abbildung 3.1) entspricht dem Massenstrom des Endpunkts. Die ausströmende Masse ist kurz nach dem Schließen der Regelklappe der Turbinendurchsatz. Näherungsweise kann zu diesem Zeitpunkt für den Turbinendurchsatz der Massenstrom des Startpunkts angenommen werden. Somit ist die Massenstromdifferenz vom Start- und Endpunkt für den Druckaufbau vor der Turbine verantwortlich. Die für den Druckaufbau notwendige Masse resultiert aus der Druckdifferenz zwischen den beiden stationären Betriebspunkten am Anfang und am Ende des Lastsprungs. Die stark vereinfachenden Annahmen für eine grobe analytische Abschätzung der Tendenzen sind in den Gleichungen (3.12) und (3.13) zusammengefasst.

---

<sup>5</sup>Das Volumen der Rohrleitungen wird definiert ab der Gabelung, bei der sich der Massenstrom des Schraubenkompressor aufteilt, bis zur Regelklappe bzw. zum Eintritt ins Turbinengehäuse (s. Abbildung 3.1).

Zusammenfassend lässt sich feststellen, dass eine höhere Massenstromdifferenz einerseits die Schließzeit der Regelklappe verlängert, andererseits verkürzt sie die Dauer des Füllvorgangs. Eine höhere Druckdifferenz führt zu einer Verzögerung beim Füllen des Volumens.

$$m_{3,E} = \Delta\dot{m}_3 \cdot \Delta t + m_{3,S} \quad \text{mit} \quad m = \frac{p \cdot V}{R \cdot T} \quad \text{und} \quad T_{3,S} \approx T_{3,E} \quad (3.12)$$

$$\implies \Delta t \sim \frac{\Delta p_3}{\Delta\dot{m}_3} \quad (3.13)$$

Anders als auf der Turbinenseite erfolgt der verdichterseitige Druckaufbau nicht durch einen schnellen Schließvorgang der Regelklappe, sondern durch einen verhältnismäßig langsamen Drehzahlanstieg (vgl. Druckgradienten in Abbildung 3.17(b) und 3.17(f)). Für Aussagen auf der Verdichterseite muss daher, neben dem Füllvorgang des Volumens nach dem Verdichter, die Einschwingzeit der Drehzahl mitberücksichtigt werden.

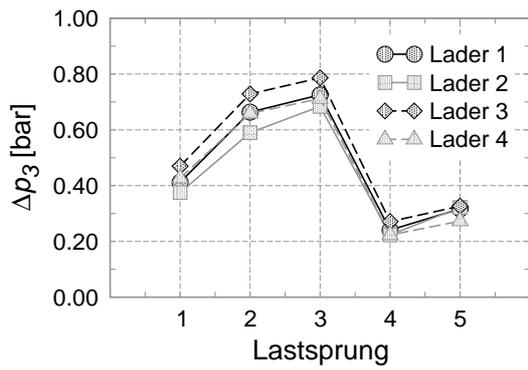
Die Einschwingdauer der unterschiedlichen Größen muss zunächst mit einem geeigneten Ansatz bestimmt werden. In Abbildung 3.17 ist zu erkennen, dass die Drücke sowie die Drehzahl sehr schnell ansteigen und sich dann asymptotisch dem stationären Endwert nähern. Von Interesse ist der Bereich bei hohen Druck- und Drehzahlgradienten am Anfang des Lastsprungs. Die Einschwingzeiten werden nach Gleichung (3.14) über die Differenz zwischen stationärem Start- und Endwert sowie einem mittleren zeitlichen Gradienten der entsprechenden Größe berechnet. Der mittlere Gradient ergibt sich in Abhängigkeit des maximalen Gradienten nach Gleichung (3.15). Dadurch wird sichergestellt, dass nur der Bereich mit größeren Gradienten in die Mittelwertbildung eingeht. Die Grenze von  $0,25 \cdot (dx/dt)_{max}$  ist frei gewählt.

$$\Delta t_x = \frac{\Delta x}{\overline{dx/dt}} \quad (3.14)$$

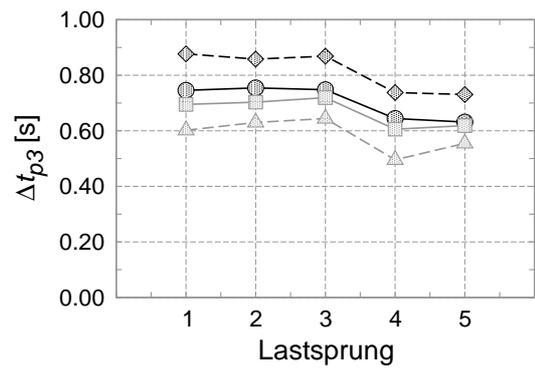
$$\overline{\frac{dx}{dt}} = \frac{\sum_{i=0}^n (dx/dt)_i}{n} \quad \text{mit} \quad \left(\frac{dx}{dt}\right)_i > 0,25 \cdot \left(\frac{dx}{dt}\right)_{max} \quad (3.15)$$

In Abbildung 3.16 sind die Differenzen der Drücke und Massenströme vor der Turbine sowie nach dem Verdichter für alle durchgeführten Lastsprünge der vier Turbolader dargestellt. Ferner sind die Drehzahldifferenzen und die Einschwingzeiten für die Drehzahl sowie die Drücke abgebildet. Bei den Ladern mit zweiflutigem Turbinengehäuse (Lader 1 und 3) sind jeweils die Mittelwerte zwischen Flut 1 und 2 dargestellt. Zur besseren Vergleichbarkeit sind die Ergebnisse der einzelnen Turbolader mit Linien verbunden.

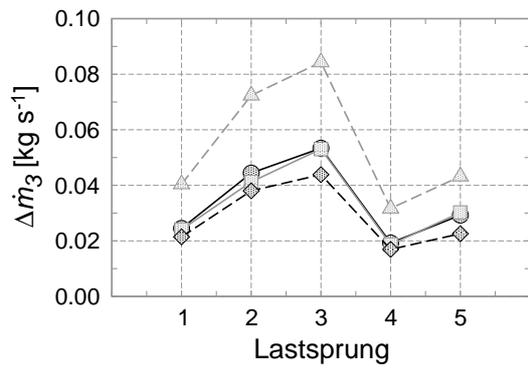
Mit Ausnahme von Lader 4 liegen die Druck- (Abbildung 3.16(a)) und Massenstromdifferenzen (Abbildung 3.16(c)) eng zusammen. Die Einschwingzeit des Drucks vor der Turbine in Abbildung 3.16(b) ist bei allen Ladern bei gleicher Enddrehzahl (Lastsprung 1 bis 3 sowie 4 und 5) näherungsweise gleich. Demzufolge wird eine höhere Druckdifferenz  $\Delta p_3$  beim Füllvorgang durch eine größere Massenstromdifferenz  $\Delta\dot{m}_3$  kompensiert (s.a. Gleichung (3.13)). Die Schließzeit der Regelklappe ist somit bei verhältnismäßig niedrigen Massenströmen nahezu konstant.



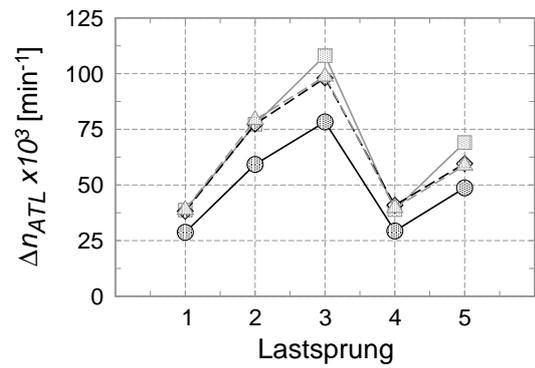
(a) Druck vor der Turbine



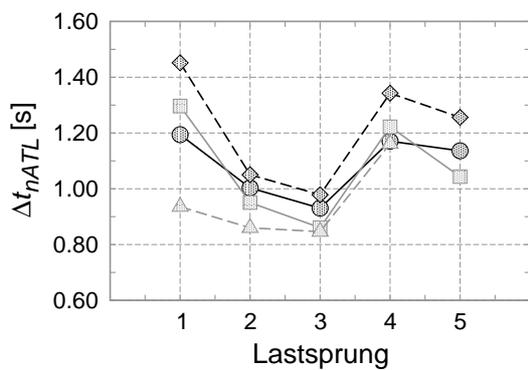
(b) Einschwingzeit Druck vor der Turbine



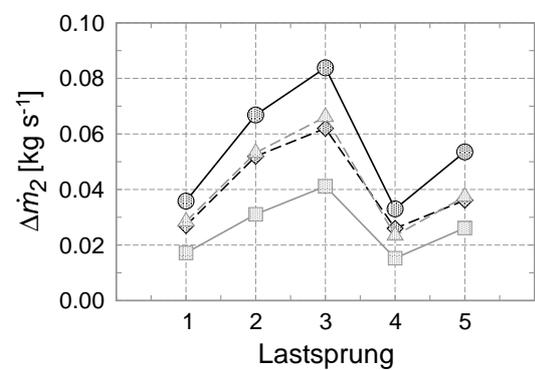
(c) Turbinenmassenstrom



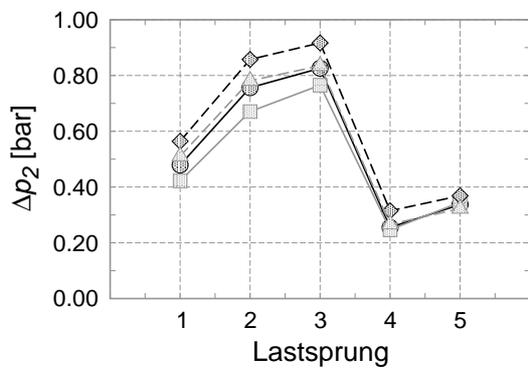
(d) Turboladerdrehzahl



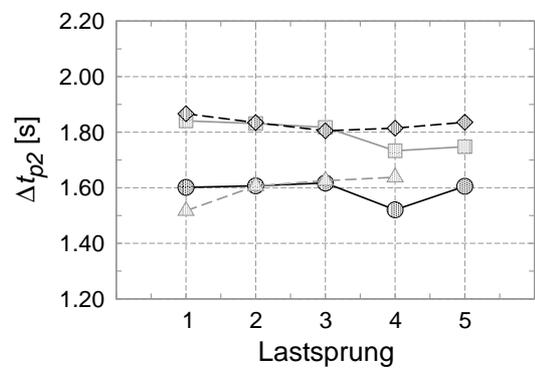
(e) Einschwingzeit Turboladerdrehzahl



(f) Verdichtermassenstrom



(g) Druck nach dem Verdichter



(h) Einschwingzeit Druck nach dem Verdichter

Abbildung 3.16: Analyse des turbinen- und verdichtenseitigen Druckaufbaus

Bei Lader 4 ist tendenziell der Einfluss einer zunehmenden Massenstromdifferenz und eine damit verbundene längere Schließzeit der Regelklappe stärker in der Einschwingdauer des Drucks zu erkennen. Bei Lader 3 führen die größeren Druckdifferenzen und die kleineren Massenstromdifferenzen, verglichen mit den anderen Ladern, zu den längsten Einschwingzeiten. Bei einem Vergleich der Differenzen von Lader 1 und Lader 4, zeigt sich bei gleichen Druckdifferenzen (Sprung 1 bis 3) eine geringere Einschwingdauer bei Lader 4 aufgrund der höheren Massenstromdifferenzen. Bei gleicher Massenstromdifferenz (z.B. Sprung 2 bei Lader 1 und Sprung 5 bei Lader 4) ergibt sich mit einer geringeren Druckdifferenz eine kürzere Einschwingzeit.

Bei den hier angestellten Überlegungen wird zwar u.a. der Einfluss eines ansteigenden Turbinendurchsatzes mit zunehmender Sprungdauer vernachlässigt, aber es zeigt sich dennoch eine gute Übereinstimmung der Tendenzen mit Gleichung (3.13) bei der turbinenseitigen Einschwingzeit des Drucks.

Die Entstehung der Drehzahlgradienten sowie deren Abhängigkeiten werden u.a. in Kapitel 3.4.4 und Kapitel 4.2ff. ausführlich analysiert und sind nicht Gegenstand der Untersuchungen in diesem Abschnitt.

Neben dem Drehzahlgradienten und der daraus resultierenden Einschwingzeit der Drehzahl (Abbildung 3.16(e)) beeinflusst der Füllvorgang des dem Verdichter nachgeschalteten Volumens den Druckaufbau nach dem Verdichter (s.a. Grigoriadis (2008)). Werden die turbinenseitigen Annahmen auf die Verdichterseite übertragen, so ist die Zeit für den Füllvorgang abhängig von der Druck- und Massenstromdifferenz (s. Gleichung (3.13)). Die Unschärfe des vereinfachten Modellansatzes wird jedoch größer, da auf der Turbinenseite schon beim Schließen der Klappe der Massenstrom des Endpunkts anliegt. Der Massenstrom durch den Verdichter hingegen muss erst noch auf den stationären Endwert ansteigen.

Bei einem Vergleich von Sprung 4 bei Lader 1 und Lader 4 stellt sich bei gleicher Druckdifferenz (Abbildung 3.16(g)) und gleicher Einschwingzeit der Drehzahl (Abbildung 3.16(e)) durch die größere Massenstromdifferenz (Abbildung 3.16(f)) bei Lader 1 eine geringere Einschwingdauer für den Druck ein. Lader 4 hat stets einen schnelleren Druckaufbau als Lader 3. Beide weisen zwar nahezu die gleichen Massenstromdifferenzen auf, aber Lader 3 hat einen stärker verzögerten Drehzahaufbau und die größeren Unterschiede beim Druck. Als letztes Beispiel sei noch der Vergleich von Sprung 3 bei Lader 2 und Lader 4 angeführt. Bei gleicher Einschwingdauer der Drehzahl hat Lader 4 trotz einer geringfügig höheren Druckdifferenz einen schnelleren Druckaufbau durch die deutlich höhere Massenstromdifferenz.

Die Einschwingdauer des Drucks nach dem Verdichter sowie der Drehzahl von Sprung 5 bei Lader 4 sind nicht dargestellt, da sich das Regelventil nach dem Verdichter (Ventil C in Abbildung 3.1) während des Lastsprungs verstellt hat. Aufgrund des geringen Nutzens durch diesen einen Betriebspunkt wurde auf eine erneute Messung verzichtet.

Verdichterseitig zeigt sich ebenfalls eine gute Übereinstimmung der Tendenzen mit den angestellten Überlegungen.

Aus den aufgezeigten Tendenzen lässt sich schlussfolgern, dass der Prüfstands-aufbau sowohl den turbinenseitigen als auch den verdichterseitigen Druckaufbau beeinflusst. Durch die großen Rohrdurchmesser und die langen Beruhigungsstrecken kommt es, neben der Schließzeit der Regelklappe sowie dem Drehzahaufbau, zu einer zusätzlichen Verzögerung beim Druckaufbau in

Abhängigkeit der Betriebspunkte. Während für die stationäre Massenstrommessung lange Beruhigungsstrecken notwendig sind (s. Kapitel 3.1), beeinflussen die daraus resultierenden großen Rohrvolumina die instationären Versuche.

Durch einen weniger stark verzögerten bzw. schnelleren Druckaufbau vor der Turbine steigt die Drehzahl schneller an (s.a. Kapitel 3.4.4). Ein schnellerer Drehzahlanstieg führt wiederum zu einem schnelleren Druckaufbau nach dem Verdichter, der somit indirekt durch den Druckaufbau vor der Turbine und letztlich durch den Prüfstands-aufbau beeinflusst wird. Bei einem Vergleich des Dynamikverhaltens der untersuchten Turbolader muss daher die Anlagencharakteristik mit berücksichtigt werden.

Wünschenswert wäre ein Prüfstands-aufbau, bei dem der Druck vor der Turbine unabhängig vom Start- und Endpunkt des Lastsprungs stets in der gleichen sowie möglichst kurzen Zeit ansteigt. Ferner müsste das dem Verdichter nachgeschaltete Volumen sehr gering sein. Somit wäre sichergestellt, dass der Drehzahlanstieg nicht durch den Prüfstands-aufbau beeinflusst wird und der Druckaufbau nach dem Verdichter nur vom Turbolader selbst abhängt.

Auf die numerischen Untersuchungen in Kapitel 4.2ff. hat das beschriebene Prüfstandsverhalten turbinenseitig keinen Einfluss. Da die zeitlichen experimentellen Verläufe, welche der Turbine im CFD-Modell als Randbedingung vorgegeben werden, dem Druckverlauf entsprechen, mit dem die Turbine am Prüfstand beaufschlagt wird. Der Einfluss des großen Rohrvolumens auf den Druckaufbau nach dem Verdichter wird in Kapitel 4.2.1.3 mit Hilfe von CFD-Simulationen untersucht.

### 3.4.3 Instationärer Verlauf der Messgrößen

Die zeitlichen Verläufe diverser Messgrößen sind turbinen- und verdichterseitig in Abbildung 3.17 aufgetragen. Dargestellt sind jeweils die Messergebnisse von Lastsprung 3 über ein zeitliches Intervall von  $\Delta t = 6$  s.

Die Abbildungen 3.17(a) und 3.17(b) zeigen exemplarisch den Verlauf der Drücke vor der Turbine von Flut 1 sowie deren Gradienten. Zu Beginn des Lastsprungs sind der Totaldruck und der statische Druck gleich groß. Dies ist auf den geringen Massendurchsatz und den daraus resultierenden kleinen dynamischen Anteil sowie die Messtoleranz der Druckaufnehmer zurückzuführen. Im weiteren Verlauf steigt der gemessene statische Druck stärker an und liegt betraglich über dem Totaldruck. Dieses Verhalten ist physikalisch nicht möglich und ist teilweise ebenfalls auf die Messtoleranz zurückzuführen. Ferner kann nicht ausgeschlossen werden, dass es durch den Schließvorgang der Regelklappe und den dadurch entstehenden schnellen Massenstromanstieg zu einer ungünstigen Anströmung der Pitot-Sonde kommt, was zu den unphysikalischen instationären Messwerten führt. Letztlich liefern auch baugleiche Absolutdruckaufnehmer nicht die identischen Messergebnisse z.B. aufgrund von Bauteiltoleranzen. Gegen Ende des Lastsprungs ist der Totaldruck erwartungsgemäß etwas höher als der statische Druck. Der Zeitpunkt des Druckanstiegs ( $dp_{3,S1}/dt > 0 \text{ bar s}^{-1}$ ) ist zur Orientierung in allen Diagrammen eingetragen.

Der Verlauf der gemessenen (Total-) Temperatur von Flut 1 ist in Abbildung 3.17(c) dargestellt. Die Temperatur kann über den Lastsprung nicht konstant auf  $T_3 = 400^\circ\text{C}$  gehalten werden und ist aufgrund der geringen Massenströme zu Beginn leicht niedriger. Mit einer zeitlichen Ver-

zögerung von ca.  $t = 0,1$  s (s.a. Abbildung C.12) gegenüber dem Druckanstieg erhöht sich die Temperatur und nähert sich ihrem stationären Endwert an. Der Temperaturunterschied zwischen dem Start- und Endpunkt beträgt  $\Delta T \approx 20$  K. Durch die  $T_{90}$ -Zeit der Thermolemente<sup>6</sup> ist davon auszugehen, dass der reale vom messtechnisch erfassten Temperaturverlauf abweicht. Die Auswirkungen einer Temperaturvariation vor der Turbine auf die Turbinenleistung werden in Kapitel 4.2.4.3 numerisch untersucht.

Infolge des Druckanstiegs vor der Turbine kommt es zu einer Erhöhung der Turboladerdrehzahl (Abbildung 3.17(d)). Durch den Drehzahlanstieg steigt der Druck nach dem Verdichter an. Abbildung 3.17(e) zeigt den zeitlichen Verlauf des gemessenen Drucks und Totaldrucks. Der Totaldruck ist am Ende höher als der statische Druck. Der zeitliche Verlauf zeigt das gleiche Verhalten wie auf der Turbinenseite. Der statische Druck steigt schneller an (s.a. Abbildung 3.17(f)) und erreicht größere Werte als der Totaldruck, wenn auch die Differenzen geringer ausfallen als turbinenseitig. Der maximale Druckgradient nach dem Verdichter ist nur in etwa halb so groß wie der maximale Gradient vor der Turbine. Während der Druckgradient vor der Turbine überwiegend nur vom Prüfstands Aufbau abhängt, ist der verdichterseitige Druckgradient stark vom Drehzahlanstieg abhängig. Der Drehzahlanstieg wird durch die Trägheit des Laufzeugs verzögert.

Nach einer Zeit von  $t = 3$  s sind die Druckgradienten nur noch sehr gering und die dargestellten Größen haben überwiegend ihren stationären Endwert erreicht. In den CFD-Simulationen wird ab Kapitel 4.2ff. daher nur der Bereich von  $t = 0$  s bis  $t = 3$  s berechnet. Im Anhang C.4.2 sind die zeitlichen Verläufe innerhalb der ersten 3 Sekunden im Detail noch einmal dargestellt.

Auf Basis der experimentellen Druckverläufe soll der instationäre Massenstrom durch die Turbine und den Verdichter bestimmt werden (vgl. Kapitel 3.1). Aufgrund der instationären Druckverläufe ( $p_t < p$ ) ist es nicht möglich, den Massenstrom nach Gleichung (3.1) zu bestimmen. Unabhängig von den Druckverläufen ist eine Bestimmung des zeitlichen Verlaufs der Dichte mit Unsicherheiten versehen. Im vorliegenden Anwendungsfall können zwar Kompressibilitätseffekte aufgrund der Strömungsgeschwindigkeit ( $Ma < 0,2$ ) vernachlässigt werden, infolge der Druck- und Temperaturerhöhung kommt es jedoch zu einer zeitlichen Änderung der Dichte. Die Bestimmung der Dichte erfolgt durch die ideale Gasgleichung (s. Gleichung (2.2)) über den Druck und die Temperatur. Durch die in Kapitel 3.4.1 diskutierte thermische Trägheit aufgrund von Wärmeübertragungseffekten ist die berechnete Dichte bereits zu Beginn der Lastsprünge fehlerhaft und ist am Ende ebenfalls nicht korrekt. Hinzu kommt noch der instationäre Temperaturverlauf, welcher durch die  $T_{90}$ -Zeit der Thermolemente nicht korrekt wiedergegeben wird. Letztlich ergeben sich durch die verhältnismäßig kleinen Massendurchsätze geringe dynamische Druckanteile. Die Differenz zwischen gemessenem Totaldruck und statischem Druck kann daher im Bereich der Messgenauigkeit liegen (s. Abbildung 3.4).

Die Bestimmung der Massenstromverläufe mit dem gewählten pneumatischen Messverfahren auf Basis der instationären Messergebnisse ist aufgrund der aufgeführten Aspekte nicht möglich bzw. ist selbst bei plausiblen Druckverläufen nicht belastbar. Für die Entwicklung der transienten Simulationsmethodik in Kapitel 4.2 stehen somit keine experimentell ermittelten Massenstromverläufe für die Validierung zur Verfügung.

<sup>6</sup>Die  $T_{90}$ -Zeit beträgt für Thermolemente mit einem Durchmesser von  $D = 0,5$  mm ungefähr 6 Sekunden in bewegter Luft ( $c = 2$  ms<sup>-1</sup>).

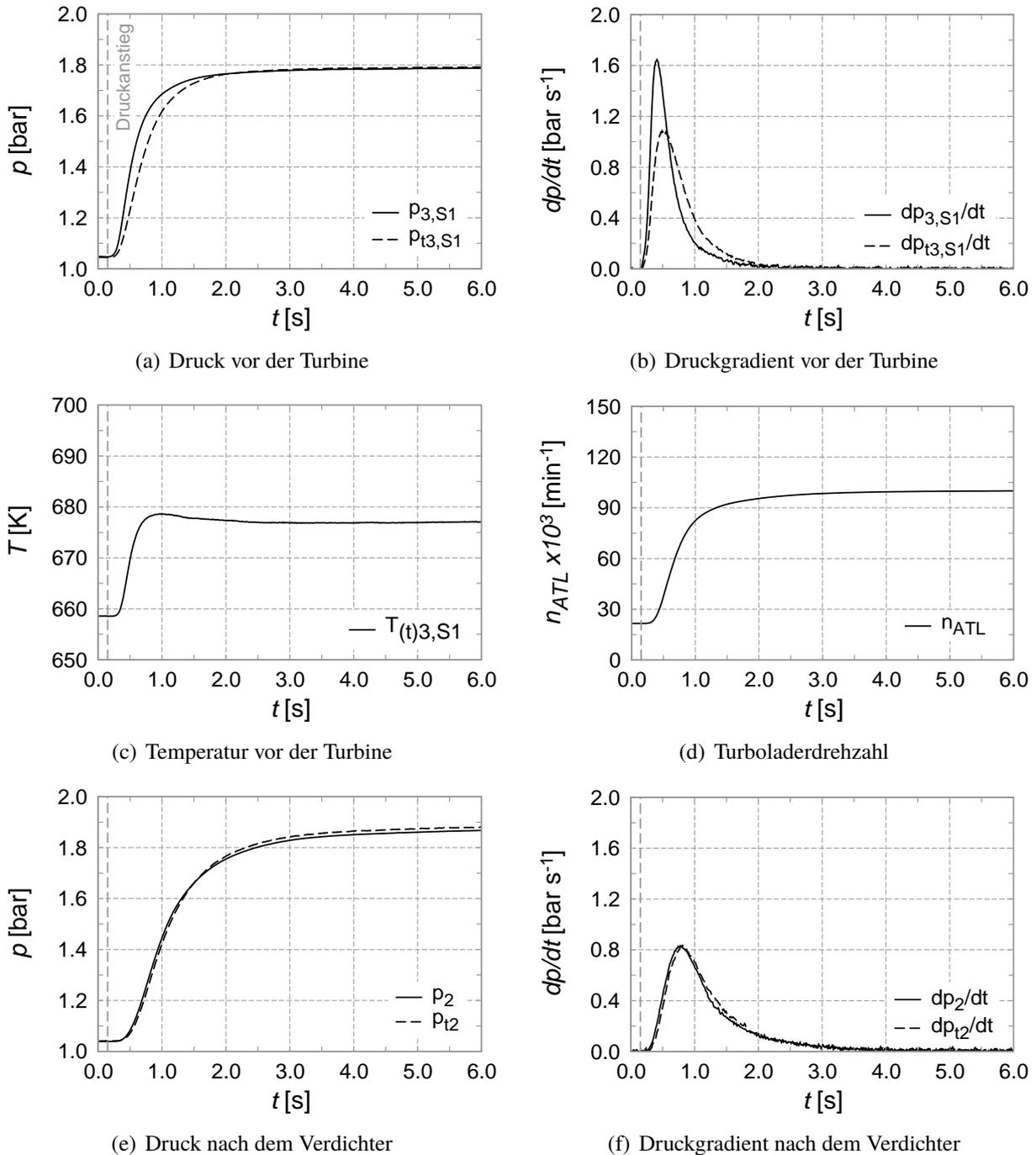


Abbildung 3.17: Zeitlicher Verlauf ausgewählter Messgrößen

### 3.4.4 Vergleich des Beschleunigungsverhaltens

Nachfolgend soll das Beschleunigungsverhalten am verwendeten Heißgasprüfstand analysiert werden. Hierbei interessiert der Zusammenhang zwischen dem Druckaufbau vor der Turbine und dem daraus resultierenden Drehzahlanstieg.

Die Untersuchung wird mit den Messergebnissen von Turbolader 1 und 2 durchgeführt. Die beiden Lader unterscheiden sich hinsichtlich ihrer Größe sowie der Ausführung des Turbinenge-

häuses (s. Tabelle 3.3), zeigen aber in Abbildung 3.16 beim Druckaufbau vor der Turbine ein ähnliches Verhalten und nahezu gleiche Massenstromdifferenzen in Abbildung 3.16(c). Des Weiteren weist Lader 2 zwar geringere Druckdifferenzen auf (Abbildung 3.16(a)), aus der geringeren Einschwingdauer (Abbildung 3.16(b)) resultieren aber näherungsweise die gleichen Druckgradienten vor der Turbine. In Abbildung 3.18 ist exemplarisch für den Lastsprung 3 der zeitliche Verlauf sowie der Gradient des Drucks vor der Turbine der beiden Lader dargestellt. Bei Turbolader 1 ist der Druck  $p_3$  zu Beginn und am Ende des Lastsprungs etwas größer als bei Lader 2 (s. Abbildung 3.18(a)). Die Druckgradienten in Abbildung 3.18(b) stimmen sehr gut überein<sup>7</sup>.

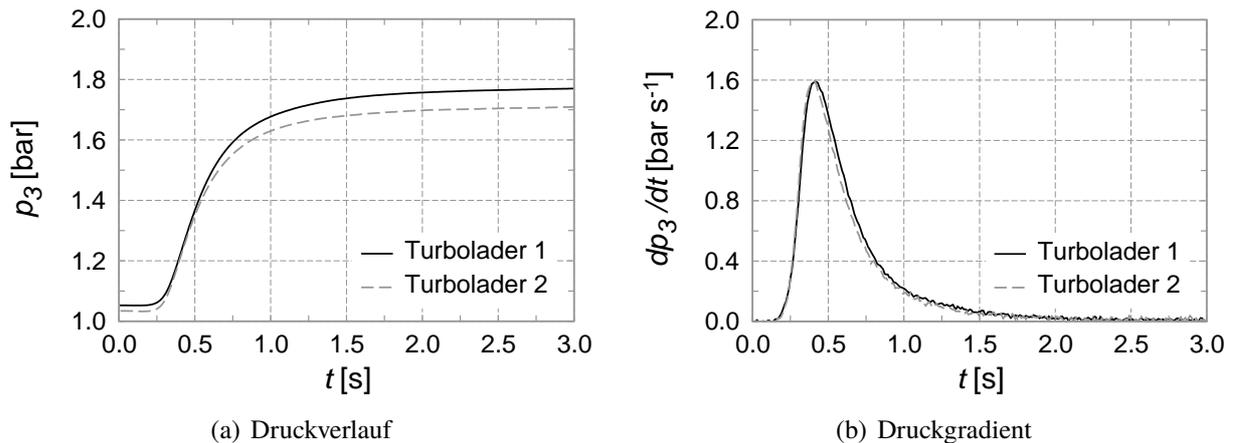


Abbildung 3.18: Vergleich des Druckaufbaus vor der Turbine (Sprung 3)

Mit dem verwendeten Prüfstands Aufbau ergibt sich bei einer höheren Druckdifferenz zwischen dem Start- und Endpunkt des Lastsprungs ein größerer mittlerer Druckgradient (s. Abbildung 3.19(a)). Wenn die Einschwingzeit des Drucks bei allen Lastsprungen konstant wäre, würden alle Punkte auf einer Geraden liegen. In Abbildung 3.16(b) zeigt sich jedoch, dass die Einschwingzeit von den Endpunkten abhängt. Dadurch ergeben sich in Abbildung 3.19(a) zwei Geraden mit unterschiedlicher Steigung.

In Abbildung 3.19(b) sind die mittleren Drehzahlgradienten der beiden Lader über den mittleren Druckgradienten vor der Turbine aufgetragen. Es lässt sich die Tendenz erkennen, dass sich bei gleicher Enddrehzahl (Sprung 1 bis 3 sowie Sprung 4 und 5) mit zunehmendem Druckgradient ein höherer Drehzahlgradient einstellt. Obwohl der zweiflutigen Turbine von Lader 1 in etwa die doppelte Enthalpie für den Beschleunigungsvorgang zur Verfügung steht, ergeben sich mit Lader 2, u.a. aufgrund des um den Faktor 3,65 kleineren Massenträgheitsmoments, höhere Drehzahlgradienten. Bei Lastsprungen mit gleicher Drehzahldifferenz und sehr ähnlichen Drehzahlgradienten<sup>8</sup> (z.B. Sprung 1 und 4), wird bei einer niedrigeren Enddrehzahl ein geringerer Druckgradient bzw. eine kleinere Druckdifferenz vor der Turbine benötigt. Dieser Sachverhalt lässt sich an Hand eines stationären Verdichterkennfelds erklären (z.B. Abbildung 3.5). Mit zu-

<sup>7</sup>Für Turbolader 1 sind in Abbildung 3.18 jeweils die gemittelten Werte zwischen Flut 1 und 2 dargestellt. Der Druckverlauf von Turbolader 2 ist zeitlich derart verschoben, dass der Druckanstieg mit dem von Lader 1 übereinstimmt.

<sup>8</sup>Zwischen der Drehzahldifferenz und dem Drehzahlgradienten liegt näherungsweise eine lineare Abhängigkeit vor (s. Anhang C.4.3).

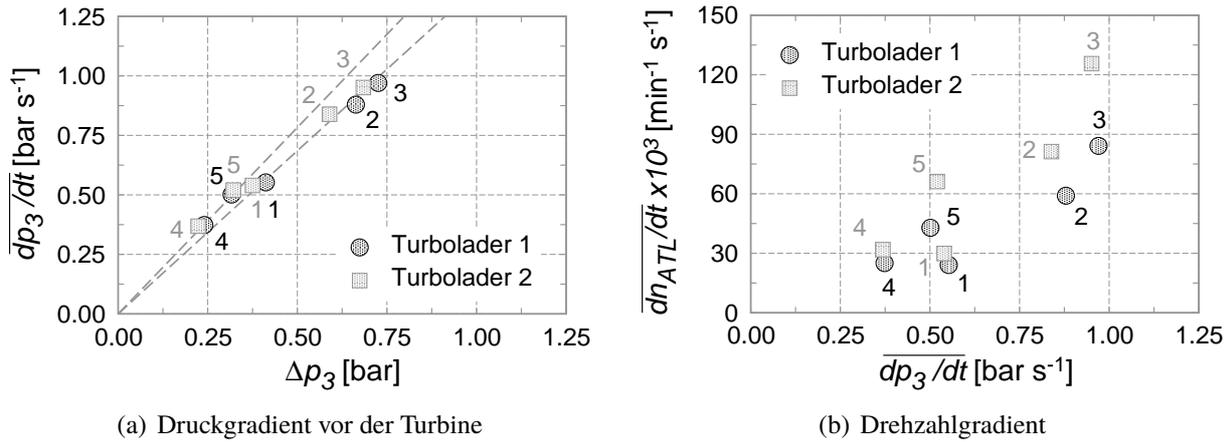


Abbildung 3.19: Gegenüberstellung Beschleunigungsverhalten von Turbolader 1 und 2

nehmender Turboladerdrehzahl erhöht sich für eine konstante Drehzahldifferenz die Differenz des Verdichterdruckverhältnisses. Auf der Turbinenseite wird dann ebenfalls eine größere Differenz des Druckverhältnisses benötigt.

Die stationären Verdichter- und Turbinenkennfelder des für die instationären Versuche verwendeten Prüfstandsbaus (Prüfstand 1) stimmen gut mit den Kennfeldern des Referenzprüfstands (Prüfstand 2) überein. Die vorhandenen Abweichungen können erklärt werden. Die am Prüfstand 1 bestimmte stationäre mechanische Verlustleistung der Lagerung stimmt größtenteils sehr gut mit dem Reibleistungspolynom des Laderherstellers überein. Lediglich bei einer ATL-Drehzahl von  $n_{ATL} = 20\,000 \text{ min}^{-1}$  kommt es aufgrund von Wärmeübertragungseffekten zu größeren Unterschieden.

Auf Basis der vorliegenden Ergebnisse kann davon ausgegangen werden, dass die Messgenauigkeit der stationären Größen ausreichend ist, um damit die CFD-Ergebnisse in Kapitel 4.1 zu validieren.

Die Analysen der transienten Messergebnisse machen die Herausforderungen bei der instationären Messung von Abgasturboladern deutlich. Neben dem Einfluss der Prüfstandsperipherie und -messtechnik sowie der Betriebsparameter auf die gemessenen Werte, haben vor allem die Wärmeübertragungseffekte und die thermische Trägheit große Auswirkungen auf die gemessenen instationären Temperaturen. Die mechanische Verlustleistung der Lagerung sowie die turbinen- und verdichterseitigen Massenströme konnten daher während der Beschleunigungsvorgänge nicht erfasst werden.

Die ermittelten instationären Messdaten dienen als Validierungsgrundlage für die zu entwickelnde transiente Simulationsmethodik in Kapitel 4.2. Mit Hilfe der CFD-Simulationen erfolgt u.a. eine Bewertung des Einflusses der Messtoleranzen und der zeitlichen Verzögerung des Druckverlaufs vor der Turbine auf den berechneten Drehzahlgradienten (s. Kapitel 4.2.1.2 und 4.2.4.3) sowie des großen Volumens der Nachlaufstrecke nach dem Verdichter auf die zeitlichen Verläufe relevanter Größen (s. Kapitel 4.2.1.3). Eine Bewertung der instationären Messergebnisse erfolgt abschließend in Kapitel 4.4.

## 4 Numerische Untersuchungen

Inhalt dieses Kapitels sind die verwendeten Simulationsmodelle sowie die Berechnungsergebnisse der CFD-Simulation. Nach der Beschreibung der stationären Simulationsmodelle für die Verdichter- und Turbinenseite erfolgt ein Abgleich der CFD-Resultate mit den experimentellen Ergebnissen aus Kapitel 3.3. Im Anschluss wird die transiente Simulationsmethodik und deren Validierung mit den Messergebnissen aus Kapitel 3.4 erläutert. Nach Diskussion der hierbei auftretenden Fragestellungen wird abschließend das instationäre Verhalten der maßgeblichen Strömungsgrößen während eines Lastsprungs mit Hilfe der Strömungssimulation analysiert.

Die numerischen Untersuchungen werden überwiegend mit Turbolader 1 durchgeführt. Die zu entwickelnde transiente Simulationsmethodik wird in Kapitel 4.2.5 zur Überprüfung auch an Turbolader 2 angewandt. Die ausgewählten Turbolader unterscheiden sich in der Art des Turbinengehäuses (ein- und zweiflutig) sowie in den geometrischen Abmessungen (kleinster und größter Lader aus Tabelle 3.3).

Für die stationären und transienten CFD-Simulationen wird das Softwarepaket *ANSYS CFX 12.1* verwendet. Die Erstellung der Rechenetze erfolgt mit *ANSYS ICEM 11.0sp1*.

### 4.1 Stationäre Simulationen

#### 4.1.1 Modellaufbau und Einstellungen

Der Aufbau, die Randbedingungen und die verwendeten Einstellungen des Verdichtermodells stimmen größtenteils mit Sailer et al. (2011) überein. Für die Turbinenseite werden sowohl der Aufbau als auch die Einstellungen weitestgehend übernommen. Die beiden CFD-Modelle sowie die Art der Randbedingungen für die stationären Berechnungen sind in Abbildung 4.1 dargestellt. Neben dem eigentlichen Verdichter- und Turbinengehäuse ist das Modell mit Vor- sowie Nachlaufstrecken erweitert. Diese bilden geometrisch den relevanten Aufbau des entsprechenden Heißgasprüfstands nach und dienen der Ausbildung eines realistischen Geschwindigkeitsprofils aufgrund der Haftbedingung an den Wänden. Die Lage der Ein- und Austrittsflächen des CFD-Modells, an denen die Randbedingungen vorgegeben bzw. die berechneten Größen i.d.R. ermittelt werden, entspricht der Lage der Messstellen des experimentellen Aufbaus.

An den Turbineneintritten und am -austritt wird der Druck vorgegeben. Zusätzlich wird eine Temperatur-Randbedingung an den Eintritten verwendet. Verdichterseitig werden am Eintritt konstante Druck- und Temperaturwerte aufgeprägt. Am Verdichteraustritt kommt eine Massenstrom-Randbedingung zur Anwendung. Die Drehzahl wird den Simulationsmodellen ebenfalls vorgegeben. Alle Wände sind zunächst als wärmedicht modelliert.

Das Strömungsmedium auf der Verdichterseite wird stets als Luft<sup>1</sup> modelliert. Auf der Turbinenseite wird in Abhängigkeit von den experimentellen Daten (vgl. Tabelle 3.1) Luft oder nähe-

---

<sup>1</sup>Definition als ideales Gasgemisch über die Massenbrüche von  $N_2 = 0.767$  und  $O_2 = 0.233$ . Die *innere Energie* und die *Enthalpie* sind damit nur von der Temperatur abhängig (s.a. Anhang B.1.2).

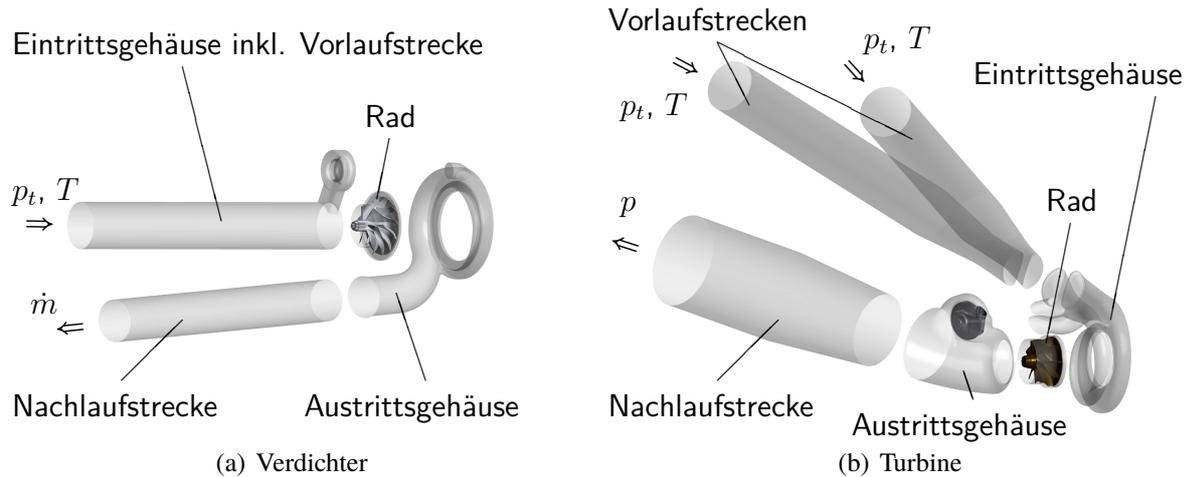


Abbildung 4.1: Modellaufbau für die stationären CFD-Berechnungen (Explosionsdarstellung)

rungsweise Abgas<sup>2</sup> mit  $\lambda = 1$  verwendet.

Die wesentlichen numerischen Einstellungen sind in Tabelle 4.1 aufgeführt. Die Einstellungen sind in ANSYS (2009b) und ANSYS (2009c) beschrieben.

Modellierung der Rad-Rotation	Frozen-Rotor
Turbulenzmodell	Shear-Stress-Transport (SST)
Differenzenverfahren	High Resolution
Energiegleichung	Total Energy

Tabelle 4.1: Einstellungen der verwendeten CFD-Modelle

Die räumliche Diskretisierung der CFD-Modelle erfolgt mit strukturierten sowie mit unstrukturierten Rechengittern. Die beiden Räder und die verdichterseitige Vorlaufstrecke inkl. des Eintrittsgehäuses werden mit blockstrukturierten Hexaederelementen vernetzt. Die restlichen Netze bestehen aus Prismen zur Wandschichtauflösung sowie aus Tetraedern. Tabelle 4.2 zeigt die Knotenanzahl der verschiedenen Berechnungsnetze für Turbolader 1.

## 4.1.2 Verdichter

### Vergleich mit den Messdaten von Prüfstand 2

Die Validierung der stationären CFD-Ergebnisse erfolgt zunächst mit den experimentellen Ergebnissen von Prüfstand 2. Den Vergleich von berechneten und gemessenen Verdichterdruckverhältnissen nach Gleichung (2.28) zeigt Abbildung 4.2. Bei den stationären Verdichterkennfeldern ist auf der Abszisse stets der korrigierte Massenstrom aufgetragen (Gleichung (2.24)). Im kompletten Kennfeldbereich wird sowohl die Verlaufsform der Drehzahllinien als auch die Lage der

<sup>2</sup>Definition als ideales Gasgemisch über die Massenbrüche von  $N_2 = 0.719$ ,  $H_2O = 0.089$  und  $CO_2 = 0.192$ .

	Verdichter	Turbine
Eintrittsgehäuse inkl. Vorlaufstrecke	255 000	450 000
Rad	1 425 000	1 095 000
Austrittsgehäuse inkl. Nachlaufstrecke	525 000	555 000
Gesamt	2 205 000	2 100 000

Tabelle 4.2: Knotenanzahl der verschiedenen Rechengitter für Turbolader 1

Stopf- und Pumpgrenze gut abgebildet. Letztere definiert sich auf Basis von stationären Simulationsergebnissen über eine nicht konvergierende bzw. numerisch instabile Lösung oder einen abrupten Abfall des Druckverhältnisses (Sailer et al. (2010)).

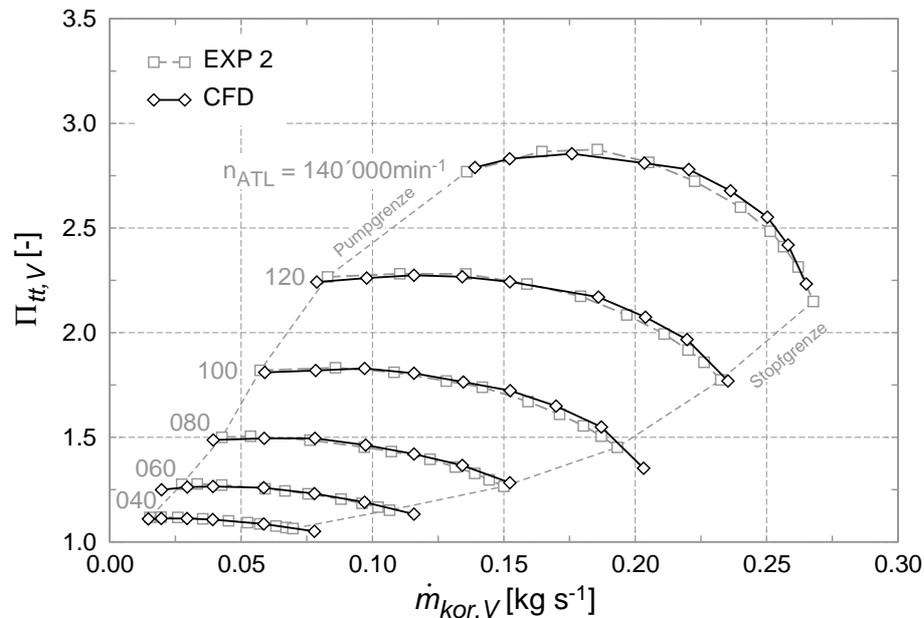


Abbildung 4.2: Vergleich der gemessenen und berechneten Verdichterdruckverhältnisse (Prüfstand 2)

In Abbildung 4.3 sind die gemessenen inneren Verdichterwirkungsgrade (Gleichung (2.16)) den Simulationsergebnissen gegenübergestellt. Die Verlaufsform der Linien konstanter Drehzahl stimmt gut überein. In Abhängigkeit von der Drehzahl ergeben sich teilweise jedoch große Unterschiede im Wirkungsgradbetrag. Diese Differenzen sind auf Wärmeübertragungseffekte am Heißgasprüfstand zurückzuführen. Vor allem bei niedrigen Drehzahlen und somit geringen Druckverhältnissen reduzieren diese den ausgewiesenen Wirkungsgradbetrag (Berndt (2009), Podevin et al. (2011)). Die Wände sind adiabat modelliert. Um die Temperatursensitivität bei der Wirkungsgradbestimmung zu verdeutlichen, sei hier angemerkt, dass eine Erhöhung der Temperaturdifferenz über den Verdichter um 5 K bei einer Drehzahl von  $n_{ATL} = 40\,000\text{ min}^{-1}$

den Wirkungsgrad um ca. 23%-Prozentpunkte verringern würde. Mit steigender Drehzahl wird der Einfluss der Wärmeübertragung am Prüfstand geringer. Im mittleren und oberen Drehzahlbereich verbleibt in Abbildung 4.3 eine Abweichung von max. 5%-Prozentpunkten. Diese lässt sich mit der Anbindung des Verdichters an die Prüfstandsperipherie und den Betriebsparametern des Prüfstands erklären (s.a. Kapitel 3.3). Es ist auch möglich, dass die Simulation den durch die Strömungsverluste entstehenden Entropieanstieg und den daraus folgenden Temperaturanstieg geringfügig unterschätzt. In Kapitel 4.1.4 wird diese Thematik erneut aufgegriffen.

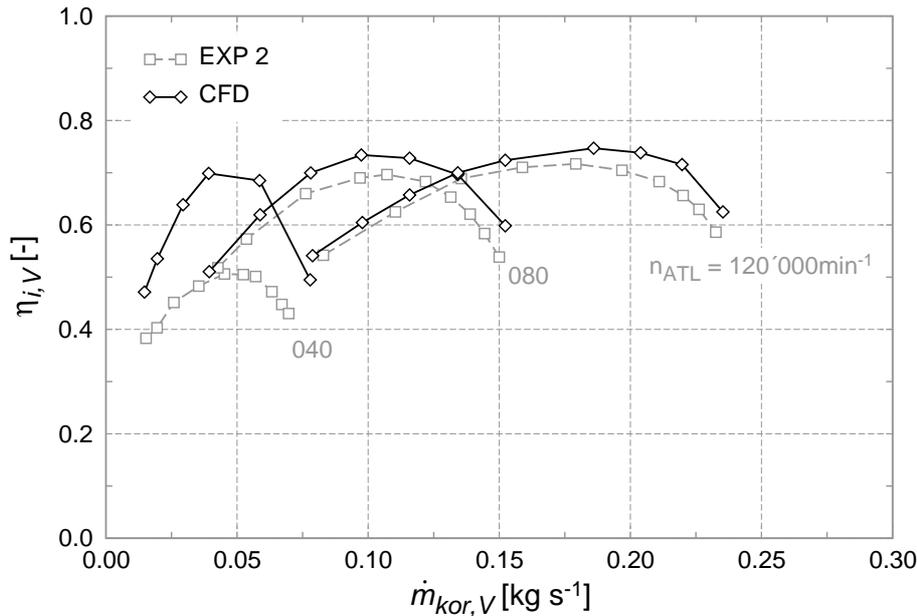


Abbildung 4.3: Vergleich der gemessenen und berechneten Verdichterwirkungsgrade (Prüfstand 2)

### Vergleich mit den Messdaten von Prüfstand 1

Nachfolgend werden die Simulationsergebnisse mit den stationären Messungen von Prüfstand 1 verglichen. Zunächst werden die Druckverhältnisse in Abhängigkeit vom korrigierten Massenstrom und der Drehzahl betrachtet (Abbildung 4.4). Die berechneten Werte stimmen größtenteils sehr gut mit den Messdaten überein. Bei einer Drehzahl von  $n_{ATL} = 100\,000\,min^{-1}$  ergeben sich am Prüfstand tendenziell größere Druckverhältnisse. Die größte Abweichung beträgt bei einem Massenstrom von  $\dot{m}_V = 0,085\,kg\,s^{-1}$  jedoch lediglich ca. 1,8% und wird daher toleriert.

Ein Vergleich der inneren Verdichterwirkungsgrade in Abbildung 4.5 zeigt die gleichen Tendenzen wie in Abbildung 4.3. Die Verlaufsform wird gut abgebildet. Im Bereich niedriger Drehzahlen kommt es aufgrund der diabaten Effekte am Prüfstand zu größeren Abweichungen. Mit steigender Drehzahl nehmen die Differenzen ab und verbleiben im dargestellten Bereich bei der Drehzahl  $n_{ATL} = 100\,000\,min^{-1}$  bei max. 2,5%-Prozentpunkten. Auch hier weicht wieder der Betriebspunkt mit dem niedrigsten Massendurchsatz von der Tendenz der restlichen Punkte ab. Für diesen Betriebspunkt müsste sich am Prüfstand ein geringerer Wert ergeben (s.a. Kapitel 3.3.1). Der tendenziell zu hohe experimentelle Wert lässt sich mit dem zu großen Druckverhältnis in Abbildung 4.4 erklären.

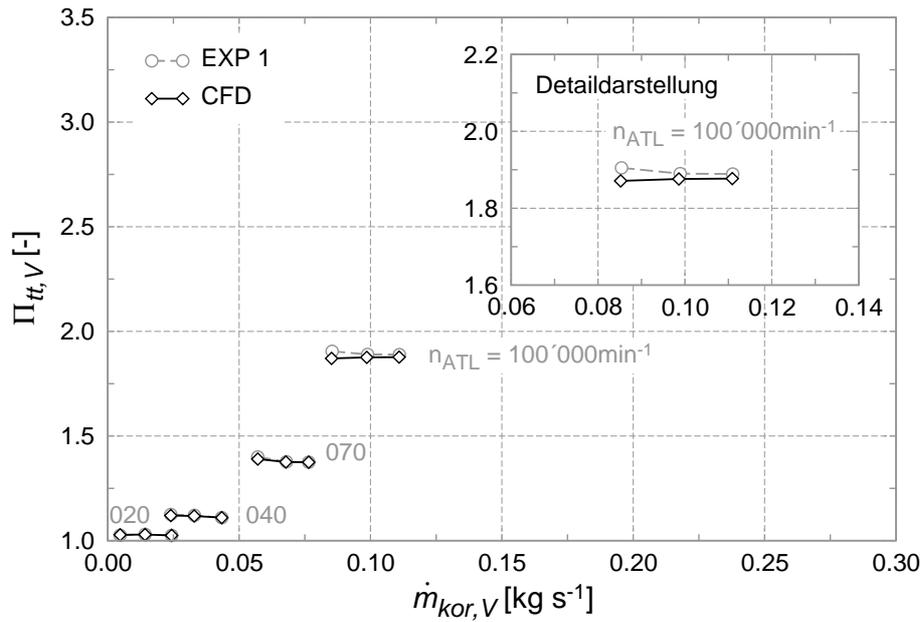


Abbildung 4.4: Vergleich der gemessenen und berechneten Verdichterdruckverhältnisse (Prüfstand 1)

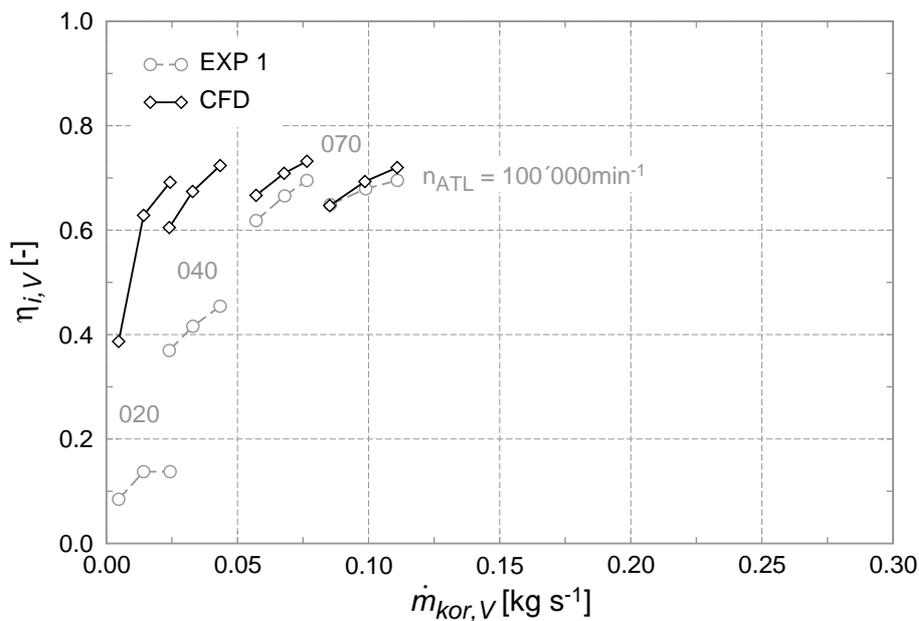


Abbildung 4.5: Vergleich der gemessenen und berechneten Verdichterwirkungsgrade (Prüfstand 1)

Die Kennfeldgrößen Druckverhältnis und Wirkungsgrad werden von dem stationären Simulationsmodell ausreichend genau abgebildet. Die teilweise größeren Abweichungen beim Wirkungsgrad lassen sich durch die Wärmeübertragungseffekte am Heißgasprüfstand erklären. Im Anhang D.1.1 sind die Vergleiche der berechneten und gemessenen Verdichterkennfelder des Turboladers 2 dargestellt. Diese bestätigen die bisherigen Aussagen und Tendenzen.

### 4.1.3 Turbine

Während es auf der Verdichterseite teilweise zu Stabilitätsproblemen vor allem im Bereich nahe der Pumpgrenze kommen kann, treten diese bei der Simulation von Turbinen nicht auf. Der negative Druckgradient über die Turbine wirkt sich vorteilhaft auf die numerische Stabilität aus.

#### Vergleich mit den Messdaten von Prüfstand 2

Zuerst erfolgt ein Abgleich mit den, im Vergleich zu Prüfstand 1, ausführlicheren stationären Messergebnissen von Prüfstand 2. In Abbildung 4.6 ist der reduzierte Turbinenmassenstrom (Gleichung (2.25)) über dem Druckverhältnis nach Gleichung (2.29) aufgetragen. Es sind sowohl CFD-Ergebnisse mit einem adiabaten als auch mit einem diabaten Modell dargestellt. Im Gegensatz zum Verdichter können die Wärmeübertragungseffekte auf der Turbinenseite im kompletten Kennfeldbereich nicht vernachlässigt werden. Mit dem wärmedichten CFD-Modell ergeben sich tendenziell zu geringe Massendurchsätze. Durch die Berücksichtigung der Wandwärmeverluste in der Berechnung stimmen Experiment und Simulation gut überein.

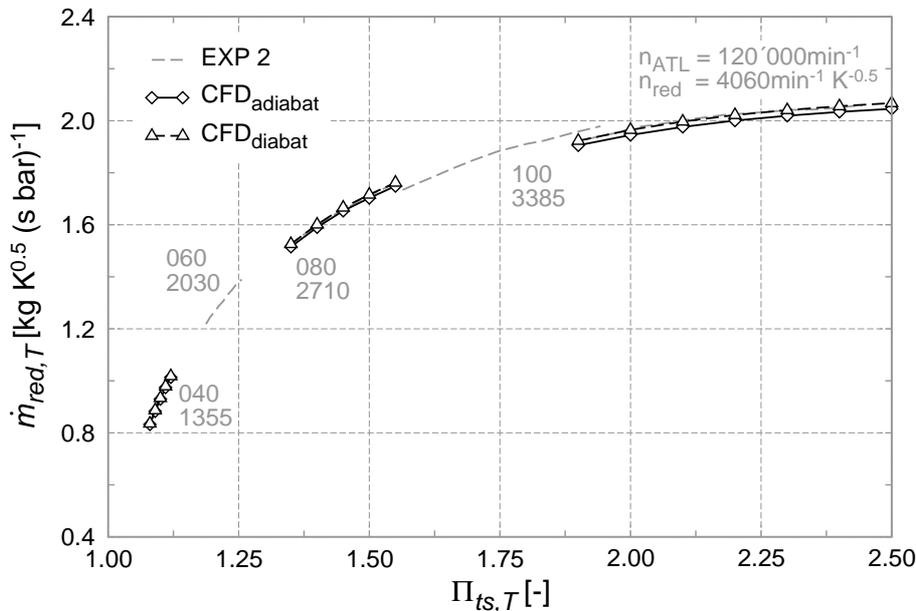


Abbildung 4.6: Vergleich des Turbinendurchsatzes aus Experiment und Simulation (Prüfstand 2)

Neben den Wandwärmeverlusten erschwert am Prüfstand die Temperaturmessung in der stark drallbehafteten Strömung am Turbinenaustritt die Bestimmung des inneren Wirkungsgrads nach Gleichung (2.17) (Malobabic (1989)). Durch die Verwendung des Turbinen-Gesamtwirkungsgrads (teilweise auch als „effektiver Turbinenwirkungsgrad“ bezeichnet, z.B. Smiljanovski et al. (2008)) können die turbinenseitigen diabaten Fehler eliminiert werden. Der Turbinen-Gesamtwirkungsgrad bestimmt sich aus dem Quotienten der Verdichterleistung  $P_{i,V}$  und der isentropen Turbinenleistung  $P_{s,T}$  (Gleichung (2.31)). Die bereits in Kapitel 4.1.2 diskutierten verdichterseitigen Unsicherheiten aufgrund der Wärmeübertragungseffekte können damit allerdings nicht beseitigt werden.

Auf Basis der Simulationsergebnisse wird der innere Turbinenwirkungsgrad (Gleichung (2.17)) mit den Messergebnissen der Turbinen-Gesamtwirkungsgrad berechnet. Die unterschiedlichen Wirkungsgrade sind in Abbildung 4.7 über dem Turbinendruckverhältnis dargestellt. Die Ergebnisse des diabaten CFD-Modells zeigen deutlich den Einfluss der Wandwärmeverluste auf den Wirkungsgrad. Verglichen mit den Resultaten des adiabaten Modells ergeben sich deutlich höhere Werte, die bei niedrigen Drehzahlen sogar Werte größer als 1 annehmen. Der Turbinen-Gesamtwirkungsgrad liefert aufgrund der berücksichtigten mechanischen Verluste die geringsten Werte. Ein direkter Vergleich der Wirkungsgrade aus Simulation und Experiment ist hier nicht möglich.

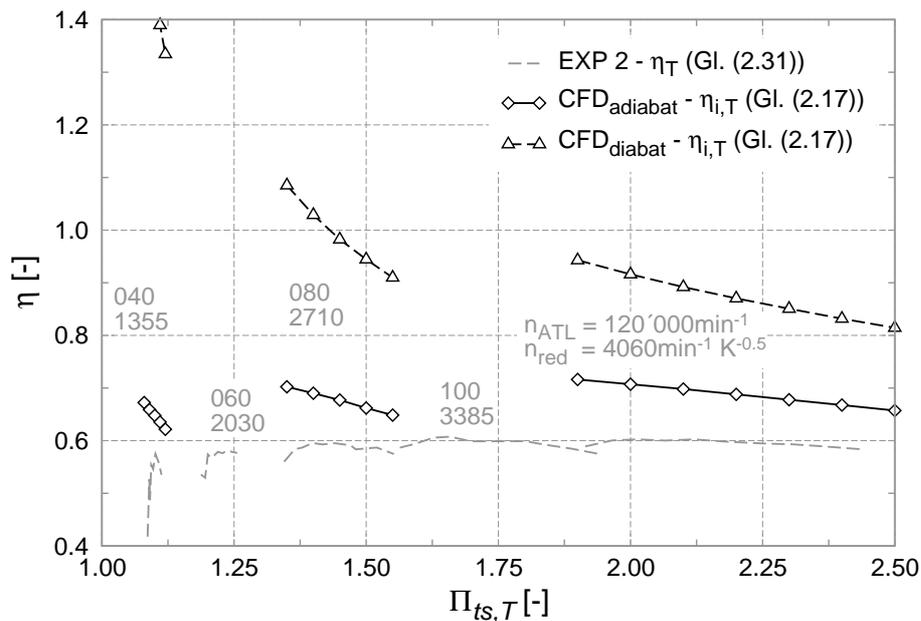


Abbildung 4.7: Vergleich der Turbinenwirkungsgrade aus Experiment und Simulation (Prüfstand 2)

### Vergleich mit den Messdaten von Prüfstand 1

Mit einem adiabaten Modell ergeben sich auch hier zu niedrige Massendurchsätze verglichen mit den Prüfstandsdaten (Abbildung 4.8). Erst durch die Modellierung von Wandwärmeströmen in der CFD kann eine gute Übereinstimmung erreicht werden<sup>3</sup>.

Für die gemessenen Betriebspunkte am Prüfstand 1 liegen die Messdaten der Verdichterseite vor (s.a. Kapitel 3.3.1), die als Randbedingungen für die CFD-Berechnungen in Kapitel 4.1.2 dienen. Dadurch kann auf Basis von Prüfstandsdaten der innere Turbinenwirkungsgrad über die Verdichterleistung und die mechanische Verlustleistung bestimmt werden (Gleichung (2.30)). Zudem ist es möglich, den Turbinen-Gesamtwirkungsgrad aus Simulationsdaten zu berechnen und einen direkten Vergleich zwischen CFD und Messung durchzuführen.

Bei einem Vergleich der Wirkungsgrade nach den unterschiedlichen Definitionen analog zu den Analysen mit den experimentellen Resultaten von Prüfstand 2, zeigt sich bei höheren Drehzahlen

<sup>3</sup>Zur Bestätigung der Tendenz aus Abbildung 4.6 wird nur ein Betriebspunkt ( $n_{ATL} = 100\,000\text{ min}^{-1}$ ,  $\Pi_{ts,T} \approx 1,80$ ) mit Wandwärmeverlusten gerechnet.

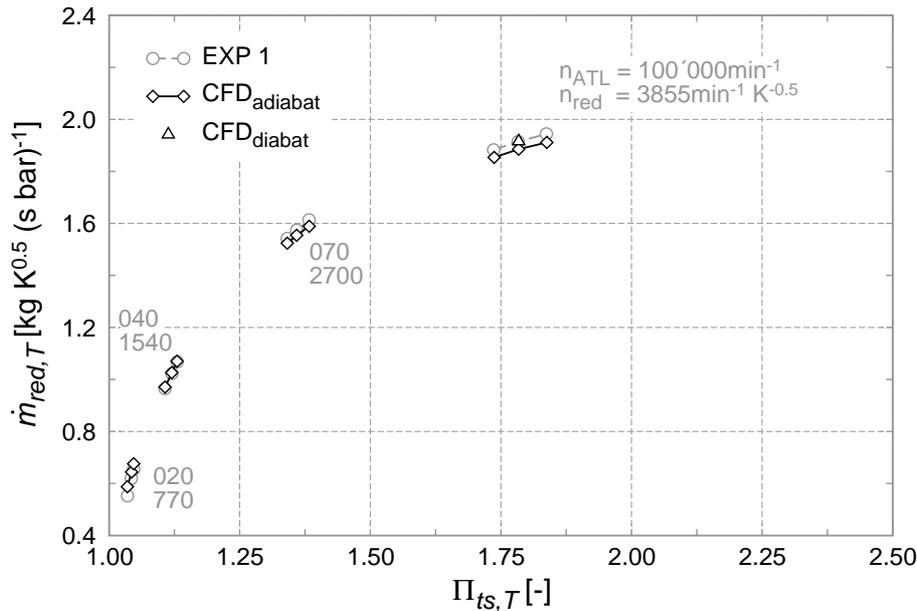


Abbildung 4.8: Vergleich des Turbinendurchsatzes aus Experiment und Simulation (Prüfstand 1)

die gleiche Tendenz (s. Abbildung 4.9) wie in Abbildung 4.7. Der Turbinen-Gesamtwirkungsgrad der Messung (EXP 1 –  $\eta_T$ , Gleichung (2.31)) liegt unterhalb des inneren Wirkungsgrads aus der adiabaten Simulation (CFD –  $\eta_{i,T}$ , Gleichung (2.17)). Der Wärmeeintrag in den Verdichter führt im unteren Drehzahlbereich zu unplausibel hohen Werten des Turbinen-Gesamtwirkungsgrads auf Basis von experimentellen Messdaten.

Um den Einfluss der Wärmeübertragungseffekte am Heißgasprüfstand auf die Wirkungsgradberechnung auf ein Minimum zu reduzieren, erfolgen die nächsten Vergleiche bei einer Drehzahl von  $n_{ATL} = 100\,000\text{ min}^{-1}$ . Aus den Messergebnissen resultiert ein geringerer innerer Wirkungsgrad (EXP 1 –  $\eta_{i,T^*}$ , Gleichung (2.30)) als aus den CFD-Berechnungen (CFD –  $\eta_{i,T}$ , Gleichung (2.17)). In Kapitel 4.1.2 wurde auf der Verdichterseite die gleiche Tendenz beobachtet (z.B. Abbildung 4.5). Eine mögliche Erklärung für die höheren inneren Wirkungsgrade in der Simulation ist eine Unterschätzung des Temperaturanstiegs aufgrund der Strömungsverluste. Abweichungen sind auch bei den Turbinen-Gesamtwirkungsgraden ( $\eta_T$ , Gleichung (2.31)) zu erkennen. Der Turbinen-Gesamtwirkungsgrad auf Basis von Simulationsdaten liegt unterhalb der experimentellen Ergebnisse. Daraus lässt sich u.a. schließen, dass der mechanische Wirkungsgrad zu niedrig und damit die berechnete mechanische Verlustleistung in der Simulation zu hoch ist (s.a. Kapitel 4.1.4).

Die berechneten Turbinenkennfelder des Turboladers 2 sind im Anhang D.1.2 abgebildet und zeigen die gleichen Tendenzen wie die hier diskutierten Kennfelder von Turbolader 1.

In Abbildung 4.10 ist der Turbolader-Gesamtwirkungsgrad über dem korrigierten Verdichtermassenstrom aufgetragen. Dieser wird über die isentropen Leistungen von Verdichter und Turbine berechnet (Gleichung (2.20)). Die diskutierten diabaten Fehler am Heißgasprüfstand gehen daher nicht direkt in die Berechnung mit ein. Die Werte aus Simulation und Messung stimmen sehr gut überein.

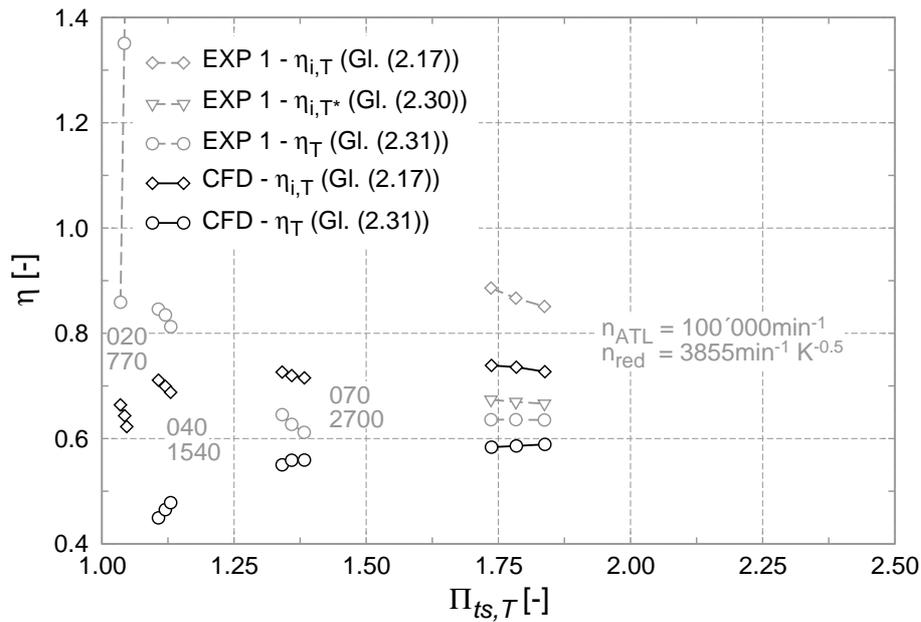


Abbildung 4.9: Vergleich der Turbinenwirkungsgrade aus Experiment und Simulation (Prüfstand 1)

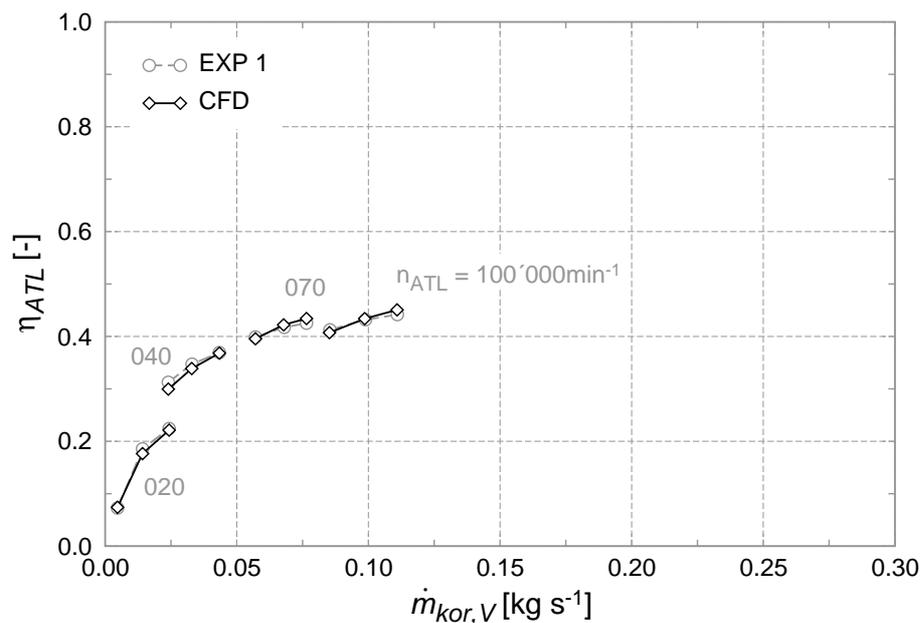


Abbildung 4.10: Turbolader-Gesamtwirkungsgrad aus Messung und Simulation (Prüfstand 1)

Die stationären Kennfelder von Verdichter und Turbine zeigen, dass Wärmeübertragungseffekte einen großen Einfluss auf die charakteristischen Kennfeldgrößen haben können. Während es bei den stationären Simulationen noch möglich wäre, die Wandwärmeströme zu berücksichtigen, wird es bei der numerischen Abbildung eines Lastsprungs aufgrund der thermischen Trägheit deutlich schwieriger. Die Auswirkungen der thermischen Trägheit werden in Kapitel 3.4.1 gezeigt. Durch die Verwendung von diabaten CFD-Modellen würde sich die Aussagegenauigkeit nicht erhöhen, sondern die Unsicherheit in den Simulationsergebnissen würde steigen. Alle wei-

teren Analysen werden deshalb mit adiabaten CFD-Modellen durchgeführt. Die im Kapitel 2.1.2 diskutierte innere Wirkungsgraddefinition ist somit gültig.

Letztlich sind die Verdichterleistung  $P_{i,V}$  und die Turbinenleistung  $P_{i,T}$  mit Unsicherheiten behaftet. Diese Problematik wird in Kapitel 4.1.4 näher betrachtet.

#### 4.1.4 Mechanische Verlustleistung

Für die numerische Nachbildung der Lastsprünge ist es notwendig, dem Simulationsmodell die mechanische Verlustleistung als Randbedingung vorzugeben. Die verschiedenen Ansätze zur Ermittlung der Lagerverluste durch experimentelle Versuche, wurden in Kapitel 3.3.3 vorgestellt. Durch die Vorgabe der am Prüfstand bestimmten mechanischen Verlustleistung oder des Reibleistungspolynoms des Turboladerherstellers ist nicht sichergestellt, dass das stationäre Leistungsgleichgewicht nach Gleichung (2.18) in der Simulation erreicht wird. Daher werden die Verluste im Lager auf Basis von stationären Simulationsergebnissen nach Gleichung (4.1) berechnet. Die CFD-Simulationen werden mit den Randbedingungen gemäß der Messungen an Prüfstand 1 durchgeführt (s.a. Kapitel 3.3).

$$M_m = M_{i,T} - M_{i,V} = \frac{P_m}{\omega_{ATL}} = \frac{\dot{m}_T \cdot \Delta h_{tRA} - \dot{m}_V \cdot \Delta h_{tAR}}{\omega_{ATL}} \quad (4.1)$$

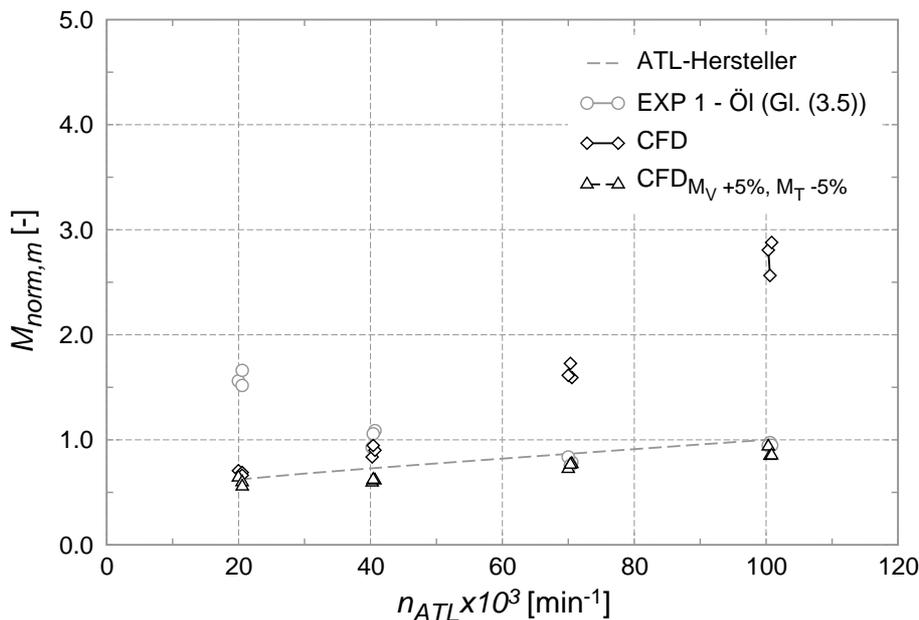


Abbildung 4.11: Normierte Verlustmomente in Abhängigkeit der Laderdrehzahl (Prüfstand 1)

Eine Gegenüberstellung des Reibmomentenpolynoms des Turboladerherstellers sowie der Lagerverluste aus Experiment und Simulation zeigt Abbildung 4.11. Bis auf die CFD-Ergebnisse wurden die Daten aus Abbildung 3.10 übernommen. Während im unteren Drehzahlbereich die Werte vom Hersteller mit den Simulationen gut übereinstimmen, vergrößert sich die Differenz mit steigender Drehzahl. Bei einer Drehzahl von  $n_{ATL} = 100\,000 \text{ min}^{-1}$  sind die Simulationen um den Faktor 2,8 höher als die Herstellerangabe bzw. das experimentelle Ergebnis.

Erklären lässt sich diese Abweichung durch die Unterschätzung des Temperaturanstiegs infolge von Strömungsverlusten. Die verdichter- und turbinenseitige Austrittstemperatur ist zu gering. Demzufolge ergibt sich nach den Gleichungen (4.2) und (4.3) eine zu niedrige Verdichter- sowie eine zu hohe Turbinenleistung.

Verglichen mit den experimentellen Daten kommt noch die in Kapitel 2.1.2 beschriebene Verschiebung des Betriebspunkts bei einem diabaten Gehäuse hinzu. Die Verschiebung des Betriebspunkts bewirkt eine Erhöhung der Enthalpiedifferenz des Verdichters bzw. eine Verringerung auf der Turbinenseite. Durch die Verwendung von wärmedichten Wänden wird die erwähnte Verschiebung in der CFD-Berechnung nicht abgebildet.

Diese Effekte sind für die in den Kapiteln 4.1.2 sowie 4.1.3 beschriebenen zu hohen inneren Wirkungsgrade auf Basis von Simulationsergebnissen verantwortlich und führen zu der Überschätzung der mechanischen Verlustleistung.

$$P_{i,V} = \dot{m}_V \cdot (h_{t2} - h_{t1}) = \dot{m}_V \cdot \bar{c}_{p,V} \cdot (T_{t2} - T_{t1}) \quad (4.2)$$

$$P_{i,T} = \dot{m}_T \cdot (h_{t3} - h_{t4}) = \dot{m}_T \cdot \bar{c}_{p,T} \cdot (T_{t3} - T_{t4}) \quad (4.3)$$

Zur Klärung der Sensitivität wird das Drehmoment aus der CFD-Berechnung im kompletten Drehzahlbereich für das Verdichterrad um 5% erhöht und für das Turbinenrad um 5% reduziert. Die Erhöhung bzw. Reduzierung des Drehmoments wurde so gewählt, dass sich bei einer Drehzahl von  $n_{ATL} = 100\,000 \text{ min}^{-1}$  eine Übereinstimmung mit den experimentellen Ergebnissen und dem Reibleistungspolynom des ATL-Herstellers ergibt. Der nach Gleichung (4.1) entstehende Reibmomentverlauf wird in Abbildung 4.11 mit den bisherigen Verläufen verglichen. Bei den niedrigen Drehzahlen sind die Auswirkungen der Drehmomentänderung gering. Bei  $n_{ATL} = 80\,000 \text{ min}^{-1}$  kommt es zu einer deutlichen Reduzierung der Differenz zwischen Experiment und Simulation. Die unterschiedlichen Auswirkungen in Abhängigkeit von der Drehzahl lassen sich durch das Verhältnis von Verlustmoment zu Verdichterdrehmoment (s. Anhang D.1.3) erklären. Im unteren Drehzahlbereich ist die Verlustleistung größer als die Verdichterleistung, somit wirkt sich die prozentuale Änderung des Moments des Verdichterrades nur gering auf das berechnete Verlustmoment nach Gleichung (4.1) aus. Mit zunehmender Drehzahl wird das Verhältnis kleiner und damit macht sich die relative Erhöhung des Verdichterdrehmoments stärker bemerkbar.

Durch die gewählte Änderung der Verdichter- und Turbinenleistung ergeben sich andere innere Wirkungsgrade. Diese sind im Anhang D.1.4 dargestellt. Ferner ist dort ein Vergleich der mechanischen Verlustleistung von Turbolader 2 abgebildet (Anhang D.1.5).

Die vorliegenden Ergebnisse zeigen, dass eine verhältnismäßig geringe Abweichung bei den verdichter- sowie turbinenseitigen inneren Wirkungsgraden zu einer großen Differenz bei der mechanischen Verlustleistung führt. Letztlich muss durch die Vorgabe des Verlustmoments bzw. der Verlustleistung die Simulation in sich konsistent sein. Daher wird bei den transienten Simulationen die aus den stationären CFD-Berechnungen ermittelte Verlustleistung verwendet. Die sich ergebenden Werte je Drehzahllinie werden analog zu Kapitel 3.3.3 arithmetisch gemittelt

und in Abhängigkeit von der Drehzahl als Randbedingung vorgegeben. Im Kapitel 4.2 wird u.a. die Gültigkeit dieses quasi-stationären Ansatzes analysiert und diskutiert.

Die verwendeten stationären CFD-Modelle zeigen in weiten Kennfeldbereichen eine gute Übereinstimmung mit den zur Verfügung stehenden experimentellen Daten. Vorhandene größere Abweichungen können erklärt bzw. verifiziert werden. Zur Überprüfung wurden die stationären CFD-Methodiken an einer zweiten Turboladergeometrie angewandt. Die Ergebnisse bzw. deren Tendenzen entsprechen denen von Turbolader 1. Im nachfolgenden Kapitel wird die Entwicklung der transienten Simulationsmethodik beschrieben.

## 4.2 Entwicklung der transienten Simulationsmethodik

Die transiente Simulationsmethodik basiert auf den stationären CFD-Modellen aus Kapitel 4.1. Das Verdichter- und das Turbinenmodell werden in einem Modell zusammengefasst und die stationären Randbedingungen durch die am Prüfstand 1 gemessenen transienten Verläufe ersetzt (Abbildung 4.12).

Bei einem weiteren Modell wird die verdichterseitige Nachlaufstrecke (s. Abbildung 4.1(a)) bei gleichbleibendem Rohrdurchmesser verlängert<sup>4</sup>. Mit Hilfe dieser Modellierung soll der Einfluss eines großen Volumens nach dem Verdichter auf das Instationärverhalten in der Simulation aufgezeigt werden. Die Randbedingung nach dem Verdichter wird somit nicht mehr an der Stelle 2 vorgegeben, sondern am Ende der erweiterten Nachlaufstrecke (NS). Das Nachlaufstreckenvolumen erhöht sich dadurch ungefähr um den Faktor 50.

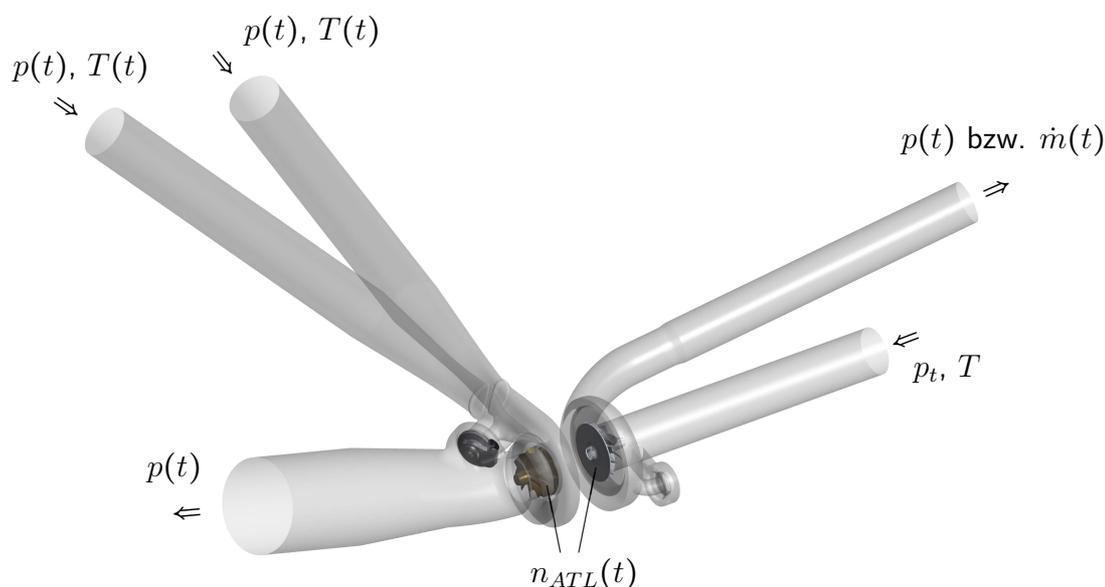


Abbildung 4.12: Modellaufbau für die transienten Simulationen

<sup>4</sup>Die Auswertestelle 2 bleibt an der gleichen Position (s. Abbildung A.1).

Als Validierungsgröße für den Beschleunigungsvorgang wird der Drehzahlgradient verwendet. Dieser berechnet sich auf Basis der transienten Simulationsergebnisse nach Gleichung (4.4) und im Falle des Experiments durch Differenzieren des gemessenen Drehzahlsignals.

$$\left(\frac{dn_{ATL}}{dt}\right)_{CFD} = \frac{P_{i,T} - P_m - P_{i,V}}{4\pi^2 \cdot n_{ATL} \cdot J_{ATL}} = \frac{M_{T,eff} - M_{i,V}}{2\pi \cdot J_{ATL}} \quad \text{mit} \quad M_{T,eff} = M_{i,T} - M_m \quad (4.4)$$

Zunächst werden die Auswirkungen unterschiedlicher Randbedingungsarten und Einflussgrößen auf den Drehzahlgradienten analysiert (Kapitel 4.2.1 bis 4.2.4). Die Untersuchungen werden mit dem Modell des Turboladers 1 bei dem Lastsprung mit dem größten maximalen Drehzahlgradienten durchgeführt (Lastsprung 3). Die Anwendung der zu entwickelnden Simulationsmethodik auf die anderen Lastsprünge sowie die Übertragung auf das Modell von Turbolader 2 erfolgen in Kapitel 4.2.5. Bei den gemessenen Druckverläufen besteht die Unsicherheit der zeitlichen Verzögerung durch die Leitungslänge von der Messstelle bis zum Druckaufnehmer (s. Kapitel 3.1). Laut der analytischen Abschätzung ist die verbleibende zeitliche Verzögerung mit einer Leitungslänge von  $l = 2$  m aber gering. Die numerische Analyse der zeitlichen Verzögerung sowie das Aufzeigen deren Auswirkung auf den Beschleunigungsvorgang werden in Kapitel 4.2.6 durchgeführt.

## 4.2.1 Druck-Randbedingung nach dem Verdichter

### 4.2.1.1 Vorgabe des gemessenen Druckverlaufs

Die vorgegebenen stationären Massenstromwerte in Kapitel 4.1.2 konnten mit der verwendeten Messtechnik am Prüfstand erfasst werden. Bei den instationären Versuchen war dies jedoch nicht möglich (vgl. Kapitel 3.4.3). Deshalb wird zunächst am Austritt des Verdichtermodells der gemessene Druckverlauf vorgegeben.

Die Berechnungsergebnisse mit einer verdichterseitigen Druck-Randbedingung werden in Abbildung 4.13 gezeigt. Auf der Abszisse der Diagramme ist die Zeit aufgetragen. Im linken oberen Graphen ist der Drehzahlverlauf dargestellt. Im Diagramm daneben sind die Verläufe des Drucks nach dem Verdichter aufgetragen. Die untere Reihe zeigt links die Massenstromverläufe nach dem Verdichter und rechts die ermittelten Drehzahlgradienten.

Die Abbildungen 4.13(b) bis 4.13(d) zeigen den Einfluss der verlängerten Nachlaufstrecke nach dem Verdichter im Vergleich zum Modell mit der kurzen Nachlaufstrecke (NS), im Folgenden als „Standardmodell“ bezeichnet, deren Ende der Position der Ringmessstelle am Heißgasprüfstand entspricht. Ab  $t \approx 2$  s machen sich mit beiden Nachlaufstrecken deutliche Instabilitäten in der Numerik bemerkbar, die letztlich zu einem Absturz der Simulationen nahe dem Endpunkt des Lastsprungs führen. Verantwortlich für diese numerischen Instabilitäten ist das verdichterseitige Verhalten, welches im Verdichterkennfeld durch die Charakteristik der Linien konstanter Drehzahl erkennbar ist. Alle Start- und Endpunkte der durchgeführten Lastsprünge liegen nahe der Pumpgrenze. Darüber hinaus liegen die Startpunkte teilweise bei sehr niedrigen Drehzahlen. In diesen Bereichen weisen die Drehzahlkurven eine geringe Steigung auf und verlaufen nahezu

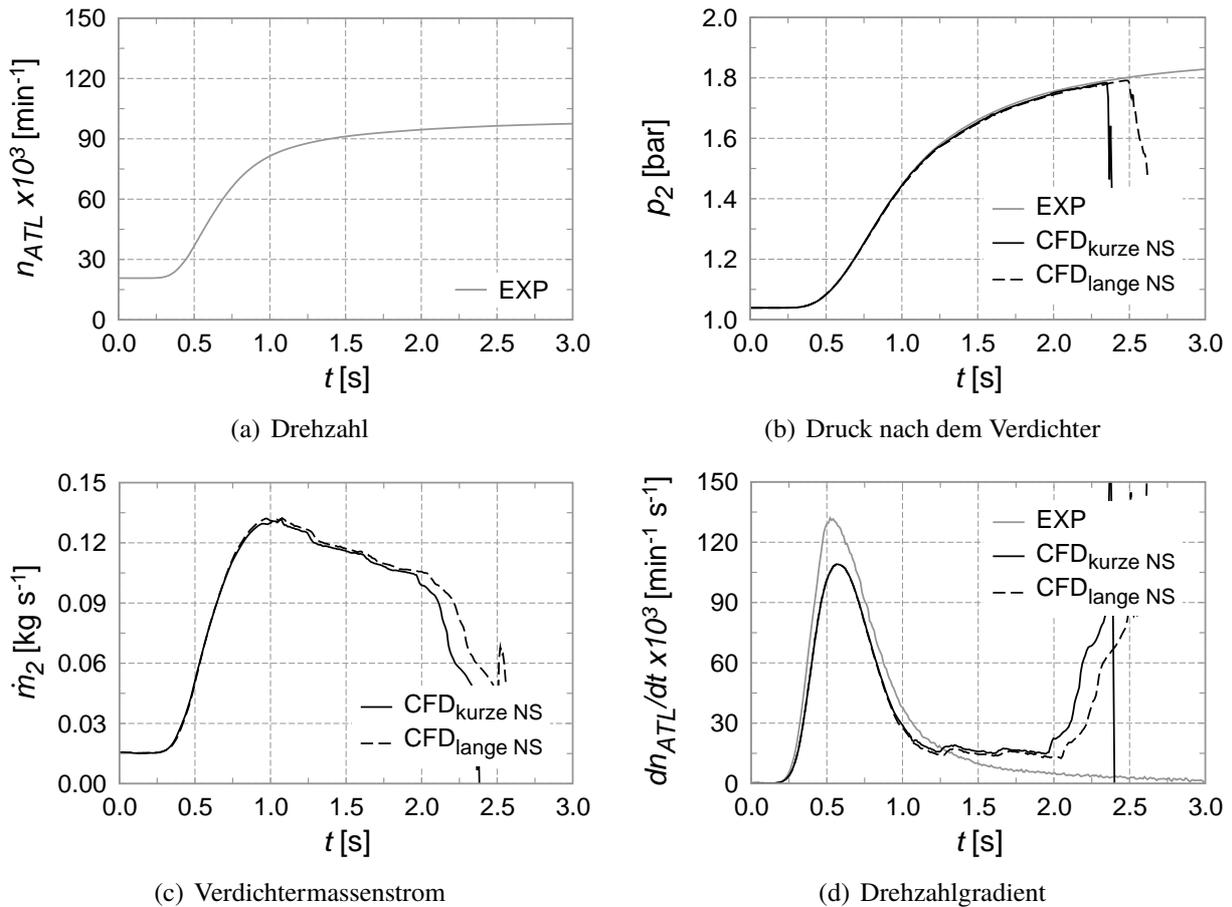


Abbildung 4.13: Druck-Randbedingung nach dem Verdichter

parallel zur Abszisse (s. Abbildung 3.2). Eine kleine Druckänderung hat somit eine große Massenstromänderung zur Folge und der Verdichterbetriebspunkt lässt sich mit einer Druck-Randbedingung nicht eindeutig festlegen. Dadurch können sich Betriebspunkte in der Simulation einstellen, die nicht mehr im stabilen Bereich des Verdichterkennfelds liegen (s. Kapitel 2.1.2). Insbesondere bei hohen Druckverhältnissen kann dies zu den beobachteten Instabilitäten sowie zu einem Absturz der CFD-Simulation führen. Der Einfluss einer geringen Druckänderung auf den Verdichtermassenstrom wird in Kapitel 4.2.1.2 aufgezeigt.

Dennoch lassen sich aus den Resultaten gewisse Rückschlüsse ziehen. Der sich einstellende Druckverlauf nach dem Verdichter (Auswertestelle 2) mit der verlängerten Nachlaufstrecke ist deckungsgleich mit dem gemessenen vorgegebenen Druckverlauf (s. Abbildung 4.13(b)). Obwohl sich zwischen der Auswertestelle 2 und der Stelle, an der die Druck-Randbedingung vorgegeben wird, ein großes Volumen befindet. Der Druckverlauf nach dem Verdichter, der sich bei dem Standardmodell an der Stelle 2 ergibt, ist per se deckungsgleich mit dem experimentell bestimmten Verlauf. Daraus resultiert, dass der hier untersuchte Unterschied im Volumen bei Verwendung einer instationären Druck-Randbedingung keine nennenswerten Auswirkungen auf den sich einstellenden Druckverlauf nach dem Verdichter hat.

Auch die beiden Verläufe der Massenströme in Abbildung 4.13(c) sind nahezu identisch. Demzufolge ergeben sich auch sehr ähnliche Drehmoment- und Drehzahlgradientverläufe (s. Abbil-

Abbildung 4.13(d)). Der Massendurchsatz steigt in den Simulationen ab etwa Beginn des Drehzahlanstiegs an und damit vor dem Druckanstieg nach dem Verdichter. Nach einem schnellen Erreichen des maximalen Werts ( $t \approx 1,0\text{ s}$ ) verringert sich der Verdichtermassenstrom. Auf die Ursache für das Überschwingen des Massenstroms wird in Kapitel 4.2.1.3 detailliert eingegangen.

Der Drehzahlgradient des Prüfstands wird in der Berechnung nicht erreicht. Die maximale Differenz mit dem Standardmodell in Abbildung 4.13(d) beträgt bei  $t \approx 0,6\text{ s}$  ca.  $\Delta dn_{ATL}/dt_{max} = 20\,000\text{ min}^{-1}\text{ s}^{-1}$ , was einer Abweichung von ungefähr 15% entspricht. Um den Drehzahlgradienten in der Simulation zu erhöhen, müsste sich nach Gleichung (4.4) beispielsweise das Turbinendrehmoment vergrößern und/oder das Verdichterdrehmoment verkleinern. In Abbildung 4.14 sind die mit dem Turbinendrehmoment normierten Drehmomentverläufe für den Verdichter, die mechanischen Verluste und das daraus resultierende Drehmoment für die Beschleunigung des Laufzeugs aufgetragen.

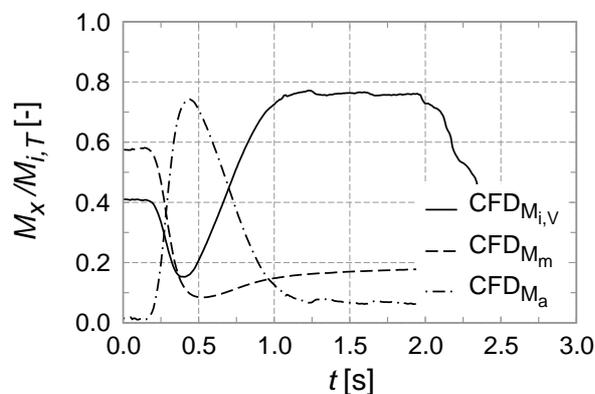


Abbildung 4.14: Normierte Drehmomente mit einer Druck-Randbedingung

Zum Zeitpunkt der maximalen Differenz zwischen Prüfstand und Simulation bei  $t \approx 0,6\text{ s}$  ist das Turbinendrehmoment größer als die Summe aus dem Verdichterdrehmoment und den mechanischen Verlusten. Der höchste Wert des normierten berechneten Drehmoments zur Beschleunigung liegt bei  $t \approx 0,45\text{ s}$  und damit zeitlich vor der maximalen Differenz der Drehzahlgradienten. Zum Zeitpunkt der maximalen Differenz betragen das Verdichterdrehmoment ca. 30% und das vorgegebene Reibmoment ca. 10% des anliegenden Turbinendrehmoments.

Im vorliegenden Fall wäre damit für eine Erhöhung des berechneten Drehzahlgradienten um 15% eine Vergrößerung des Turbinendrehmoments um ca. 9% oder eine Reduzierung des Verdichterdrehmoments um ca. 30% notwendig. In absoluten Zahlen würde das bedeuten  $\Delta M'_{i,T} \approx \Delta M_{i,T} + 0,06\text{ Nm}$  bzw.  $\Delta M'_{i,V} \approx \Delta M_{i,V} - 0,06\text{ Nm}$ .

Mit den stationären CFD-Ergebnissen aus Kapitel 4.1.4 lässt sich die vorliegende Differenz nicht erklären, da sich in Abbildung 4.11 das Turbinendrehmoment verringern und/oder das Verdichterdrehmoment vergrößern müsste, um die gemessene mechanische Verlustleistung bzw. das Reibleistungspolynom des ATL-Herstellers im gesamten Drehzahlbereich zu treffen. Die Unterschiede sind im stationären Fall auf das Unterschätzen des Entropieanstiegs durch die Strömungsverluste in der CFD-Berechnung zurückzuführen. Dieser Effekt führt zu besseren Wirkungsgraden in der Simulation verglichen mit den experimentellen Ergebnissen (s. z.B. Abbildung 4.5).

Die Differenz zwischen dem auf Basis von Messdaten bestimmten Drehzahlgradienten und dem aus der Simulation lässt sich mit den bisherigen Erkenntnissen nicht erklären. In Kapitel 4.2.3 werden mögliche verdichterseitige Ursachen für die Differenz diskutiert und in Kapitel 4.2.4 werden mögliche Einflussgrößen auf den berechneten Drehzahlgradienten detailliert untersucht.

#### 4.2.1.2 Einfluss der Messtoleranz

In diesem Abschnitt wird die Messtoleranz der Druckaufnehmer (s. Tabelle 3.2) in der verdichterseitigen Druck-Randbedingung berücksichtigt und die Auswirkungen auf die Simulationsergebnisse untersucht.

Wird der maximale Messfehler auf die gemessenen Druckwerte addiert und diese der Simulation als Randbedingung vorgegeben, so kommt es bereits nach wenigen Zeitschritten zu einem Absturz der CFD-Berechnung. Durch höhere Druckwerte nach dem Verdichter reduziert sich bei konstanter Drehzahl der Verdichtermassenstrom. Da der Startpunkt des Beschleunigungsvorgangs in der Nähe der Pumpgrenze sowie bei einer sehr niedrigen Drehzahl liegt und damit die Drehzahlgradienten eine geringe Steigung aufweisen (s. Abbildung 3.2), müsste sich durch die geringe Druckänderung von +6,2 mbar der Massenstrom deutlich reduzieren (vgl. Kapitel 4.2.1.1). Eine deutliche Reduzierung ist aber aufgrund des bereits sehr geringen Durchsatzes (s. Abbildung 4.13(c)) nicht möglich und führt letztlich zu einem Absturz der CFD-Simulation.

Daher wird der gemessene Druckverlauf um den maximalen Messfehler reduziert vorgegeben. Die sich daraus ergebenden Änderungen bei den Druckwerten sind in Abbildung 4.15(a) dargestellt. Aufgrund des geringen Messfehlers der verwendeten Druckaufnehmer sind die beiden Verläufe nahezu deckungsgleich.

Zum Vergleich sind in den Abbildungen 4.15(b) bis 4.15(d) die Ergebnisse aus Kapitel 4.2.1.1, die sich mit dem Standardmodell ergeben, mit aufgetragen. Trotz der sehr geringen Druckunterschiede zeigen die sich einstellenden Massenströme zu Beginn und am Ende des Lastsprungs größere Abweichungen (s. Abbildung 4.15(b)). Im Bereich von  $t = 0 \text{ s}$  bis  $t \approx 0,3 \text{ s}$  kommt es beispielsweise zu einer Verdopplung der Massenstromwerte. Gegen Ende des Beschleunigungsvorgangs fällt auf, dass sich durch den höheren Verdichtermassenstrom die Instabilitäten in der Numerik erst später bemerkbar machen. Im Bereich der maximalen Differenz zwischen dem Drehzahlgradienten aus Experiment und Simulation sind die Massenströme jedoch deckungsgleich.

Das Verdichterdrehmoment ändert sich daher auch nur zu Beginn und am Ende des Beschleunigungsvorgangs. Wobei die Auswirkungen zu Beginn deutlich größer sind (s. Abbildung 4.15(c)).

Die maximale Differenz bei den Drehzahlgradienten lässt sich somit nicht durch die Messtoleranz bei dem verdichterseitigen Druckverlauf erklären. Die beiden berechneten Drehzahlgradienten sind in Abbildung 4.15(d) bei  $t \approx 0,6 \text{ s}$  deckungsgleich.

Dennoch zeigt die Untersuchung die Sensitivität einer geringen Druckänderung nach dem Verdichter auf dessen Massendurchsatz in der Simulation sowie auf die Stabilität der CFD-Berechnung, wenn die Drehzahlgradienten eine geringe Steigung aufweisen. Zur Verdeutlichung der Lage der transienten Betriebslinien im Verdichterkennfeld sind diese im stationären Kennfeld aus Kapitel 3.3 dargestellt (s. Abbildung 4.16). Damit lässt sich erkennen, dass der Verdichter zu

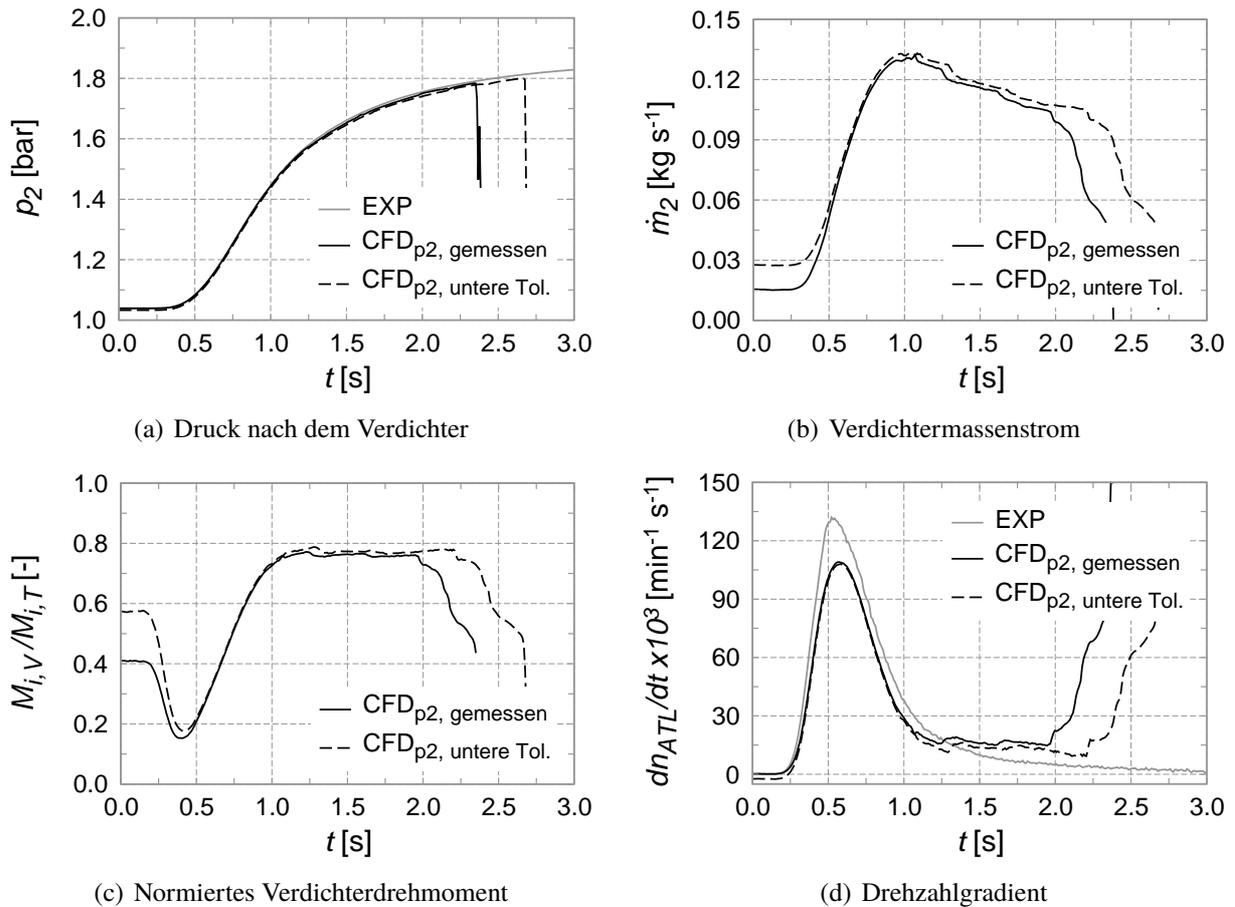


Abbildung 4.15: Einfluss des Messfehlers des vorgegebenen Druckverlaufs

Beginn sowie am Ende des Beschleunigungsvorgangs in Bereichen betrieben wird, in denen die Steigung der stationären Drehzahlkurven gering ist. In diesen Bereichen kommt es zu den größten Abweichungen bei den Massenströmen bzw. Unterschieden hinsichtlich der Stabilität. Ferner ist in dieser Darstellung im Gegensatz zu Abbildung 4.15(b) entlang der gesamten Betriebslinien eine Abweichung bei den Massenstromwerten zu erkennen. Diese Tatsache ist auf die teilweise großen zeitlichen Gradienten im Massenstromverlauf zurückzuführen. Auf die Massenstromgradienten wird in Kapitel 4.2.3 detaillierter eingegangen.

### 4.2.1.3 Einfluss des realen Volumens nach dem Verdichter

Der Massenstromverlauf, der sich in Abbildung 4.13(c) mit der Vorgabe des gemessenen Drucks nach dem Verdichter einstellt, zeigt ab ca.  $t = 0,80 \text{ s}$  höhere Werte als gegen Ende des Beschleunigungsvorgangs kurz vor den Instabilitäten in der Simulation ( $t \approx 2,0 \text{ s}$ ). Dieses Überschwingen des Massenstroms wird im Folgenden numerisch analysiert.

Am Prüfstand ist am Ende der Beruhigungsstrecke nach dem Verdichter ein Ventil eingebaut (Ventil C), mit dem sich der Betriebspunkt des Verdichters einstellen lässt (s.a. Kapitel 3.2). Für die Abhängigkeit des Massenstroms von der anliegenden Druckdifferenz am Ventil gilt näherungsweise (s. Gleichung (3.3)):

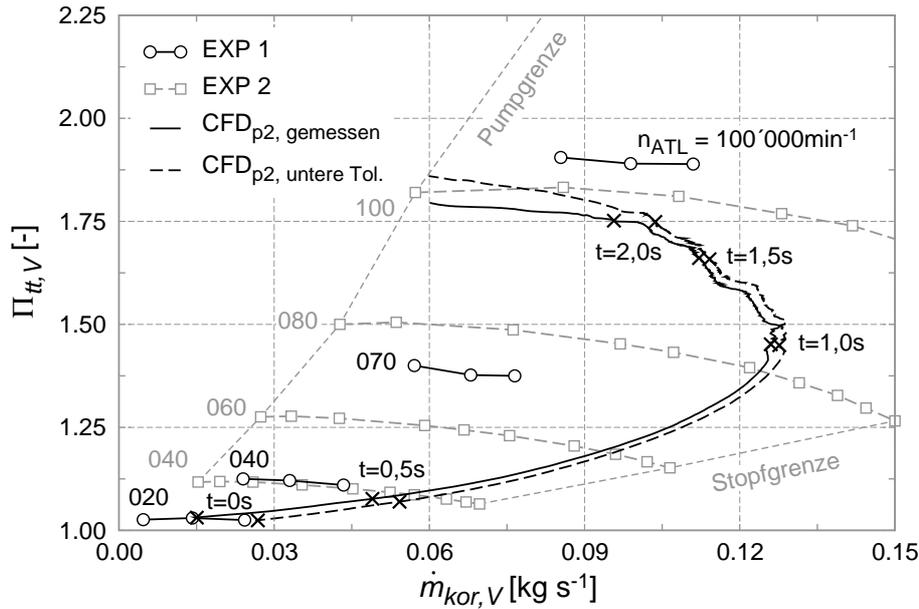


Abbildung 4.16: Transiente Betriebslinie (Lastsprung 3) im Verdichterkennfeld mit einer Druck-Randbedingung

$$\dot{m}_{Ventil} \sim \sqrt{\Delta p_{Ventil}} \quad (4.5)$$

Nach Gleichung (4.5) ergibt sich im Massenstromverlauf kein Überschwinger, sondern ein stetiger Anstieg mit zunehmender Druckdifferenz (s. Abbildung 4.17).

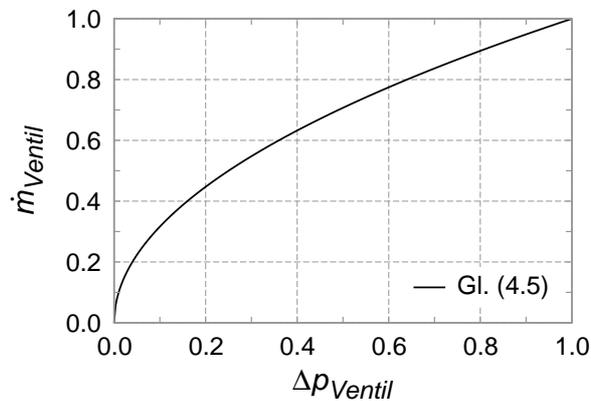


Abbildung 4.17: Qualitativer Massenstromverlauf nach Gleichung (4.5)

Unter der Annahme, dass sich das Überschwingen des Verdichtermassenstroms bei Vorgabe des gemessenen Druck- und Drehzahlverlaufs in der CFD-Simulation ergibt, muss die Ursache im experimentellen Aufbau liegen. In Frage kommt hierfür das große Volumen der Beruhigungsstrecke nach dem Verdichter.

Für die Untersuchung mittels CFD-Simulationen wird daher die Beruhigungsstrecke nach dem Verdichter geometrisch mit abgebildet (s. Abbildung 4.18). Um eine vom gemessenen Druckverlauf unabhängige numerische Lösung zu erhalten, im Gegensatz zu den Ergebnissen in Ka-

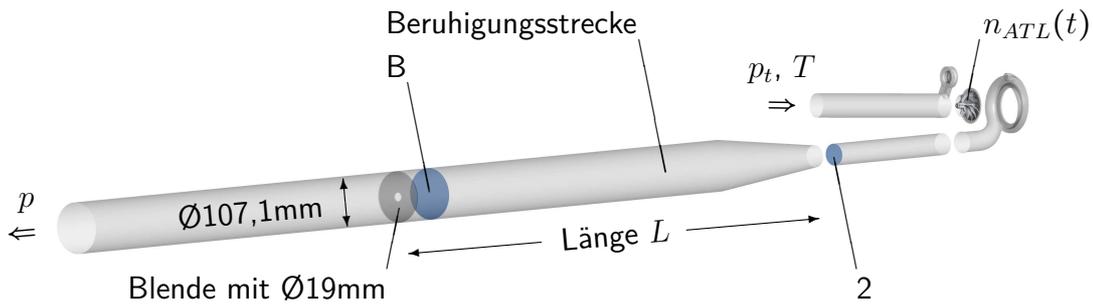


Abbildung 4.18: Modellaufbau mit dem realem Volumen nach dem Verdichter (Explosionsdarstellung)

pitel 4.2.1.1, muss das Ventil C ebenfalls modelliert werden. Dadurch kann am Ende der Beruhigungsstrecke eine konstante Druck-Randbedingung verwendet werden und der Druck nach dem Verdichter kann sich in Abhängigkeit vom vorgegebenen Drehzahlverlauf einstellen. Das Ventil C wird durch eine Blende vereinfacht dargestellt. Mit einem Blenden-Durchmesser von 19 mm stellen sich in stationären Simulationen mit einer Massenstrom-Randbedingung (vgl. Modellaufbau in Kapitel 4.1.1) nahezu die gleichen Druckwerte nach dem Verdichter ein, wie bei den stationären Messungen am Prüfstand 1 aus Kapitel 3.3.1. In Tabelle 4.3 sind die Druckwerte des stationären Start- und Endpunkts von Lastsprung 3 gegenübergestellt.

$\dot{m}_V [kg s^{-1}]$	$p_{2,EXP} [Pa]$	$p_{2,CFD} [Pa]$	$\Delta p_{2,EXP-CFD} [\%]$
0,0155	103913	102589	1,3
0,0993	190192	187516	1,4

Tabelle 4.3: Vergleich der stationären Druckwerte nach dem Verdichter

Bei den transienten Simulationen werden als Randbedingungen (s. Abbildung 4.18) die Umgebungsbedingungen  $p = p_t = 1 \text{ bar}$  und  $T = 293,15 \text{ K}$  vorgegeben. Die Beruhigungsstrecke wird zur Bewertung des Volumeneinflusses mit einer Länge von  $L = 1 \text{ m}$  und  $L = 10 \text{ m}$  modelliert. Mit einer Länge von  $L = 10 \text{ m}$  entspricht das Volumen in etwa dem des Prüfstandsbaus. Das exakte Volumen des experimentellen Aufbaus konnte nicht bestimmt werden. Das Volumen der Nachlaufstrecke in der Simulation erhöht sich damit gegenüber dem Standardmodell ungefähr um den Faktor 185.

In Abbildung 4.19 ist der Einfluss der unterschiedlichen Volumina auf den Druckverlauf nach dem Verdichter dargestellt. Die Unterschiede zwischen den zeitlichen Verläufen an den Auswertestellen 2 und B (s. Abbildung 4.18) sind bei gleicher Länge  $L$  der Beruhigungsstrecke sehr gering. In beiden Fällen steigt der Druck zuerst an der Blende (Auswertestelle B) an. Mit einer Länge von  $L = 1 \text{ m}$  steigt der berechnete Druck vor dem experimentellen Druck an (s. Abbildung 4.19(a)). Währenddessen kommt es in Abbildung 4.19(b) mit einer Länge von  $L = 10 \text{ m}$  vor allem zu Beginn des Beschleunigungsvorgangs zu einer sehr guten Übereinstimmung von

CFD-Simulation und Experiment. Von  $t \approx 0,8\text{ s}$  bis  $t \approx 2\text{ s}$  kommt es zu leichten Abweichungen bei den Druckwerten. Die geringen Unterschiede in Abbildung 4.19(b) bestätigen die gewählte Länge der Beruhigungsstrecke von  $L = 10\text{ m}$  im CFD-Modell.

Ab  $t \approx 2\text{ s}$  kommt es erneut zu deutlichen Instabilitäten in den Simulationen (vgl. Kapitel 4.2.1.1). Allerdings führen die Instabilitäten hier nicht zu einem Absturz der Simulation, sondern zu einem mit der Rechendauer zunehmendem Schwingen bei den Druck- und insbesondere bei den Massenstromverläufen (s. Abbildung 4.20).

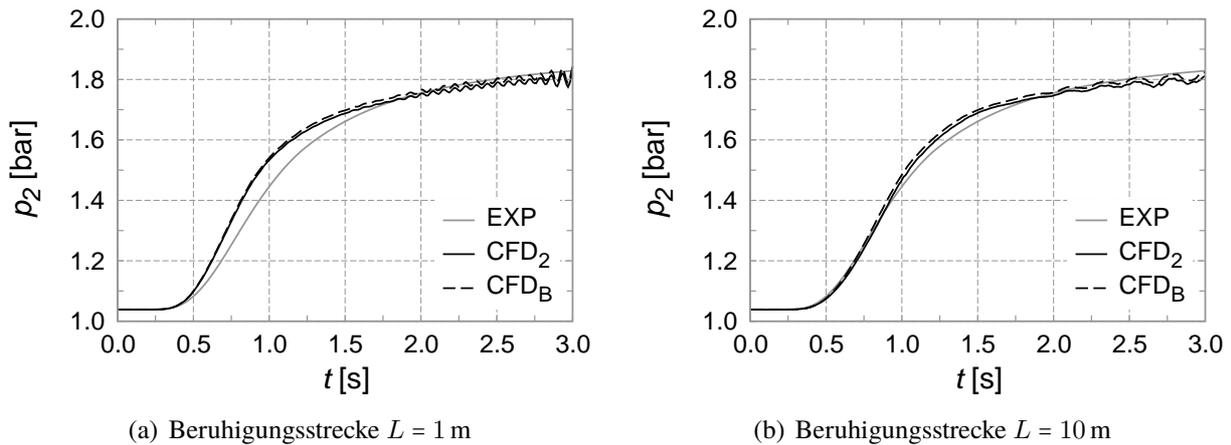


Abbildung 4.19: Einfluss des Volumens auf den Druckverlauf nach dem Verdichter

Der Einfluss des Volumens der Beruhigungsstrecke auf den Verdichtermassenstrom wird in Abbildung 4.20 gezeigt. Zusätzlich ist noch der Verdichtermassenstrom aus Abbildung 4.13(c), der sich mit dem Standardmodell einstellt, als Referenz mit dargestellt (CFD<sub>p-RB</sub>).

Zunächst lässt sich erkennen, dass sich bei gleicher Länge  $L$  der Beruhigungsstrecke teilweise deutliche Unterschiede in den zeitlichen Verläufen an den beiden Auswertestellen ergeben. Der Massenstrom steigt, im Gegensatz zum Druck, immer zuerst an der Stelle 2 an. Die beiden Massenstromverläufe an der Blende B haben die gleiche Verlaufsform und zeigen kein Überschwingen.

Mit einer Länge der Beruhigungsstrecke von  $L = 10\text{ m}$  ergibt sich an der Stelle 2 ein Überschwingen im Massenstromverlauf wie in Abbildung 4.13(c). Der Zeitpunkt des Massenstromanstiegs stimmt bis  $t \approx 0,8\text{ s}$  sehr gut überein (s. Abbildung 4.20(b)). Ab  $t = 0,8\text{ s}$  machen sich die geringen Unterschiede im Druckverlauf (s. Abbildung 4.19(b)) bemerkbar und bestätigen die Aussage in Kapitel 4.2.1.1 und Kapitel 4.2.1.2, dass eine geringe Abweichung beim Druck nach dem Verdichter zu einem großen Unterschied im Verdichtermassenstrom führt.

Mit dem kleineren Volumen in Abbildung 4.20(a) stellt sich auch an der Auswertestelle 2 kein Überschwingen des Massenstroms ein und entspricht somit der Erwartungshaltung nach Gleichung (4.5).

Bei Betrachtung der Abbildungen 4.19 und 4.20 kann festgestellt werden, dass der zeitlich spätere Druckanstieg mit einer Länge von  $L = 10\text{ m}$  gegenüber einer Länge von  $L = 1\text{ m}$  zu einem früheren Anstieg des Massenstroms an der Auswertestelle 2 führt. Ferner stellen sich am Anfang

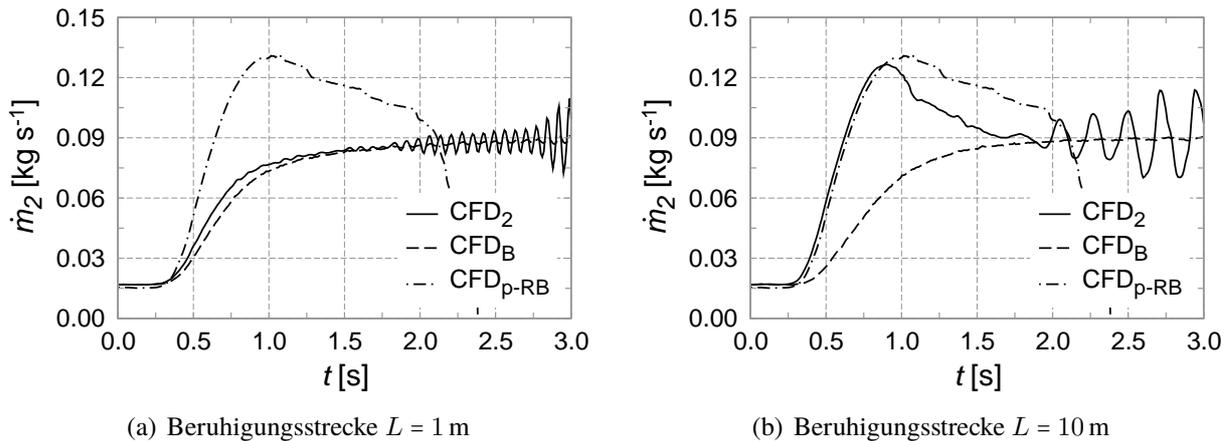
(a) Beruhigungsstrecke  $L = 1$  m(b) Beruhigungsstrecke  $L = 10$  m

Abbildung 4.20: Einfluss des Volumens auf den zeitlichen Verlauf des Verdichtermassenstroms

(bis  $t \approx 0,25$  s) und am Ende des Lastsprungs<sup>5</sup> (ab  $t \approx 2,25$  s) mit beiden untersuchten Längen  $L$  der Beruhigungsstrecke die gleichen Werte ein. Die gute Übereinstimmung in diesen Bereichen ist auf die kleinen zeitlichen Drehzahlgradienten (s. Abbildung 4.13(d)) und den daraus resultierenden stationären Charakter der Strömung zurückzuführen.

Die Ergebnisse der CFD-Simulationen mit dem realen Prüfstandsvolumen nach dem Verdichter bestätigen das Überschwingen des Massenstroms, das sich mit der Vorgabe des gemessenen Drucksignals nach dem Verdichter in Kapitel 4.2.1.1 ergibt. Ferner kann aufgezeigt werden, dass das Überschwingen durch das große Volumen der Beruhigungsstrecke entsteht. Mit dem realen Prüfstandsvolumen ( $L = 10$  m) stimmen bis  $t \approx 0,8$  s der sich einstellende Druckverlauf nach dem Verdichter sowie der Massenstrom sehr gut mit den Resultaten aus Kapitel 4.2.1.1 überein. Die Abweichungen bei  $t > 0,8$  s lassen sich mit den Ungenauigkeiten aufgrund der stationären Verdichtercharakteristik erklären. Die numerischen Ergebnisse, die sich mit der Vorgabe des gemessenen Druckverlaufs ergeben, lassen sich somit bestätigen.

Die Schlussfolgerung in Kapitel 3.4.2, dass die großen Rohrvolumina des Prüfstandsbaus den instationären Druckaufbau verzögern, kann ebenfalls bestätigt werden.

Die Ergebnisse in den Kapiteln 4.2.1.1 bis 4.2.1.3 zeigen, dass es durch die Verwendung einer Druck-Randbedingung nach dem Verdichter zu Ungenauigkeiten in der CFD-Simulation kommen kann, wenn im relevanten Betriebsbereich des Verdichters die Linien konstanter Drehzahl eine geringe Steigung aufweisen. Diese stationäre Charakteristik der Drehzahlkurven ist in Bereichen nahe der Pumpengrenze sowie bei niedrigen Drehzahlen zu beobachten. Durch die Ungenauigkeiten bei der Bestimmung des Verdichtermassenstroms kann es zu Instabilitäten in der Numerik kommen, die teilweise zu einem Absturz der CFD-Simulation führen.

Im nachfolgenden Kapitel 4.2.2 werden die transienten Simulationen daher mit einer Massenstrom-Randbedingung durchgeführt.

<sup>5</sup>Bei einer Mittelung der schwingenden Größen.

## 4.2.2 Massenstrom-Randbedingung nach dem Verdichter

### 4.2.2.1 Berechnete Massenstromverläufe

Aufgrund der Ergebnisse in Kapitel 4.2.1 wird eine Massenstrom-Randbedingung nach dem Verdichter für die Nachbildung der Lastsprünge in der transienten Simulation untersucht. Am Prüfstand konnten die instationären Massendurchsätze messtechnisch nicht erfasst werden (vgl. Kapitel 3.4.3). Aus diesem Grund muss der Massenstromverlauf berechnet werden.

In einem ersten Ansatz wird vom experimentell ermittelten Drehzahlgradienten über das notwendige Verdichterdrehmoment in Abhängigkeit von der Drehzahl auf den Massenstrom zurückgerechnet. Diese Vorgehensweise ist im Anhang D.2.1 detailliert beschrieben und sollte a priori zu einer sehr guten Übereinstimmung zwischen Experiment und Simulation führen. Um die Sensitivität des Massenstromverlaufs auf den Drehzahlgradienten aufzuzeigen, wird alternativ dazu der Massendurchsatz über den gemessenen Druckverlauf nach dem Verdichter bestimmt (s.a. Anhang D.2.1).

Die beiden deutlich unterschiedlichen Verläufe sind in Abbildung 4.21(a) dargestellt. Zusätzlich ist noch als Referenz der Massenstromverlauf aufgetragen, der sich mit einer Druck-Randbedingung nach dem Verdichter beim Standardmodell ergibt ( $CFD_{p-RB}$ , s.a. Abbildung 4.13(c)). Der über den Drehzahlgradienten berechnete Massenstrom ( $CFD_{dnATL/dt}$ ) zeigt ein Überschwingen analog zu dem sich einstellenden Massenstrom mit einer Druck-Randbedingung, steigt aber später als dieser an und erreicht einen geringeren maximalen Wert. Im weiteren Verlauf ab  $t \approx 1,25$  s kreuzen sich die beiden Verläufe.

Der über den gemessenen Druckverlauf bestimmte Massenstrom ( $CFD_{f(p2)}$ ) hingegen steigt ohne Überschwingen stetig an. Die Massenstromwerte sind zudem überwiegend deutlich niedriger.

Die Ergebnisse der instationären Simulationen sind in den Abbildungen 4.21(b) bis 4.21(d) dargestellt. Zunächst ist anzumerken, dass beide Simulationen ohne numerische Probleme bis zum eingestellten Zeitpunkt rechnen.

Die berechneten Druckanstiege sind in Abbildung 4.21(b) bis  $t \approx 0,6$  s deckungsgleich, obwohl sich bereits in diesem Bereich die Werte der Massenstrom-Randbedingungen unterscheiden (Abbildung 4.21(a)). Daraus lässt sich folgern, dass am Anfang primär die Drehzahl für das Ansteigen des Drucks verantwortlich ist. Mit zunehmender Sprungdauer weichen die Druckverläufe voneinander ab, um gegen Ende des Lastsprungs auf den gleichen stationären Wert zuzulaufen. Die Differenz der beiden berechneten Druckverläufe ist gering verglichen mit den Unterschieden bei den Massenstromverläufen.

Der gemessene Druckverlauf wird mit keiner der beiden Massenstromannahmen exakt getroffen. Mit der Vorgabe des über den Drehzahlgradienten berechneten Massenstroms wird allerdings eine bessere Übereinstimmung mit dem experimentell bestimmten Druck erreicht, da sich die beiden Massenstromverläufe ( $CFD_{dnATL/dt}$  und  $CFD_{p-RB}$  in Abbildung 4.21(a)) sehr ähnlich sind. Der frühere Druckanstieg verglichen mit dem gemessenen Verlauf zu Beginn des Lastsprungs resultiert aus dem späteren Anstieg des vorgegebenen Massenstroms. Ab  $t \approx 1,25$  s, hier kreuzen sich die Massenstromverläufe von  $CFD_{dnATL/dt}$  und  $CFD_{p-RB}$ , sind die Werte des gemessenen Drucks wie bei der Validierung mit den stationären Randbedingungen etwas höher (s. Abbil-

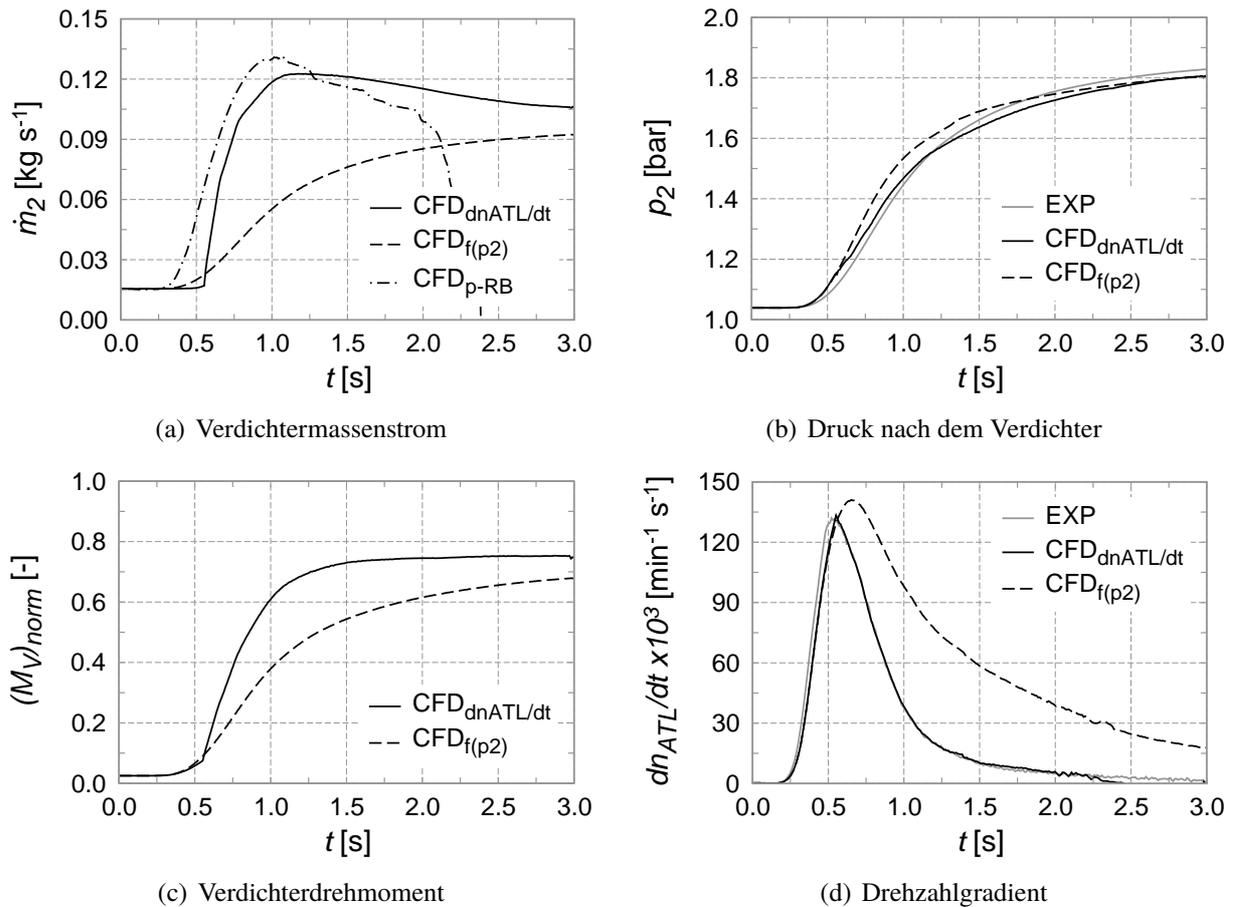


Abbildung 4.21: Massenstrom-Randbedingung nach dem Verdichter

dung 4.4). Zusammenfassend lässt sich feststellen, dass der berechnete Druck (CFD<sub>dnATL/dt</sub>) und der experimentell bestimmte Druckverlauf gut übereinstimmen.

Aus den unterschiedlichen Massenstromannahmen resultieren deutlich unterschiedliche Verdichterdrehmomentverläufe (s. Abbildung 4.21(c)) und somit auch verschiedene Drehzahlgradienten (s. Abbildung 4.21(d)).

Durch den früheren Anstieg des über den experimentellen Drehzahlgradienten berechneten Massenstroms kommt es zu einem früheren Drehmomentanstieg des Verdichters. Darüber hinaus ergeben sich durch die höheren Massenstromwerte auch höhere Drehmomentwerte als bei der Simulation mit dem über den gemessenen Druckverlauf berechneten Verdichtermassenstrom.

Der Anstieg des auf Basis von Messdaten bestimmten Drehzahlgradienten wird mit beiden Massenstromverläufen sehr gut wiedergegeben. Mit dem aus dem gemessenen Drehzahlgradienten berechneten Massenstrom wird erwartungsgemäß über die gesamte Simulationsdauer eine sehr gute Übereinstimmung mit dem Experiment erreicht. Bei höheren Drehzahlen gegen Ende des Sprungs bzw. nach ca.  $t = 2,25$  s kommt es zu einer geringen Abweichung. Diese Differenz ist auf Ungenauigkeiten durch eine lineare Interpolation zwischen den Drehzahlkurven bei der Bestimmung der Massenstromwerte zurückzuführen (s. Anhang D.2.1). Das Sprungende ist jedoch von untergeordnetem Interesse, weshalb diese geringe Abweichung toleriert werden kann.

Durch die geringeren Massenstromwerte bei dem über den gemessenen Druckverlauf bestimmten Massenstrom kommt es ab  $t \approx 0,6\text{ s}$  zu niedrigeren Verdichterdrehmomenten, die nach Gleichung (4.4) zu höheren Drehzahlgradienten führen. Der Drehzahlgradient aus dem Experiment wird damit deutlich verfehlt.

Die Ergebnisse mit Vorgabe der beiden unterschiedlichen Verdichtermassenströme zeigen, dass im untersuchten Verdichterkennfeldbereich eine große Abweichung im Massenstromverlauf nur zu einem verhältnismäßig geringem Unterschied im Druckverlauf nach dem Verdichter führt (vgl. Kapitel 4.2.1.2). Beim Verdichterdrehmoment bzw. bei der Verdichterleistung und damit beim Drehzahlgradienten machen sich die Unterschiede beim Massenstrom sehr deutlich bemerkbar. Allerdings führt beispielsweise die Verdopplung des Massenstroms bei  $t \approx 1,0\text{ s}$  in Abbildung 4.21(a) nur zu einem Anstieg des Verdichterdrehmoments um ca. 50%, da sich durch einen höheren Massenstrom bei konstanter Drehzahl ein geringerer Druck nach dem Verdichter ergibt und umgekehrt stellt sich bei einem geringeren Massenstrom ein höherer Druck ein. Dieses Verhalten ist analog zur stationären Verdichtercharakteristik (s. z.B. Abbildung 4.2).

#### 4.2.2.2 Verlängerte Verdichternachlaufstrecke

Analog zu der Simulation mit der Druck-Randbedingung (s. Kapitel 4.2.1.1) wird auch bei der Massenstrom-Randbedingung mit einer verlängerten Verdichternachlaufstrecke gerechnet, um deren Einfluss auf die Numerik aufzuzeigen. Als Randbedingung wird der über den experimentellen Drehzahlgradienten berechnete Massenstromverlauf verwendet. Die Berechnungsergebnisse sind in Abbildung 4.22 dargestellt. Zum Vergleich sind die Resultate aus Abbildung 4.21 mit der kurzen Nachlaufstrecke des Standardmodells in den Diagrammen mit aufgetragen.

Bei Betrachtung von Abbildung 4.22(a) ist auffällig, dass mit der längeren Nachlaufstrecke an der Auswertestelle 2 nicht der vorgegebene Massenstromverlauf getroffen wird<sup>6</sup>. Die Werte des Massendurchsatzes steigen, wie auch mit den Druck-Randbedingungen, in etwa mit der Erhöhung der Drehzahl an und liegen im weiteren Verlauf teilweise deutlich über der Vorgabe. Durch das vergrößerte Volumen wird es dem Verdichter im instationären Fall ermöglicht, einen höheren Massenstrom zu fördern, als die Randbedingung vorgibt. Mit diesem Verhalten ist es nicht möglich, den zeitabhängigen berechneten Durchsatz im gesamten Verdichtermodeill vorzugeben.

Zu Beginn des Beschleunigungsvorgangs ( $t = 0\text{ s}$  bis  $t \approx 0,6\text{ s}$ ) sind die beiden Druckverläufe aus der Simulation in Abbildung 4.22(b) wieder deckungsgleich (vgl. Abbildung 4.21(b)) und steigen vor dem experimentell bestimmten Druck an. Aufgrund der sich einstellenden unterschiedlichen Massenströme laufen nach  $t \approx 0,6\text{ s}$  die berechneten Drücke leicht auseinander. Gegen Ende des Lastsprungs nähern sich die Verläufe des Drucks, wie auch des Massenstroms, wieder an.

Durch die erwähnten Unterschiede im sich einstellenden Massenstrom kommt es auch zu Abweichungen im verdichterseitigen Drehmomentverlauf und im daraus resultierenden Drehzahlgradienten (Abbildung 4.22(c) und 4.22(d)). Das höhere Verdichterdrehmoment mit der verlängerten

<sup>6</sup>Der Massenstromverlauf wird am Ende der verlängerten Nachlaufstrecke vorgegeben und nicht direkt an der Stelle 2 wie bei dem Standardmodell (s.a. Kapitel 4.2.1.1)

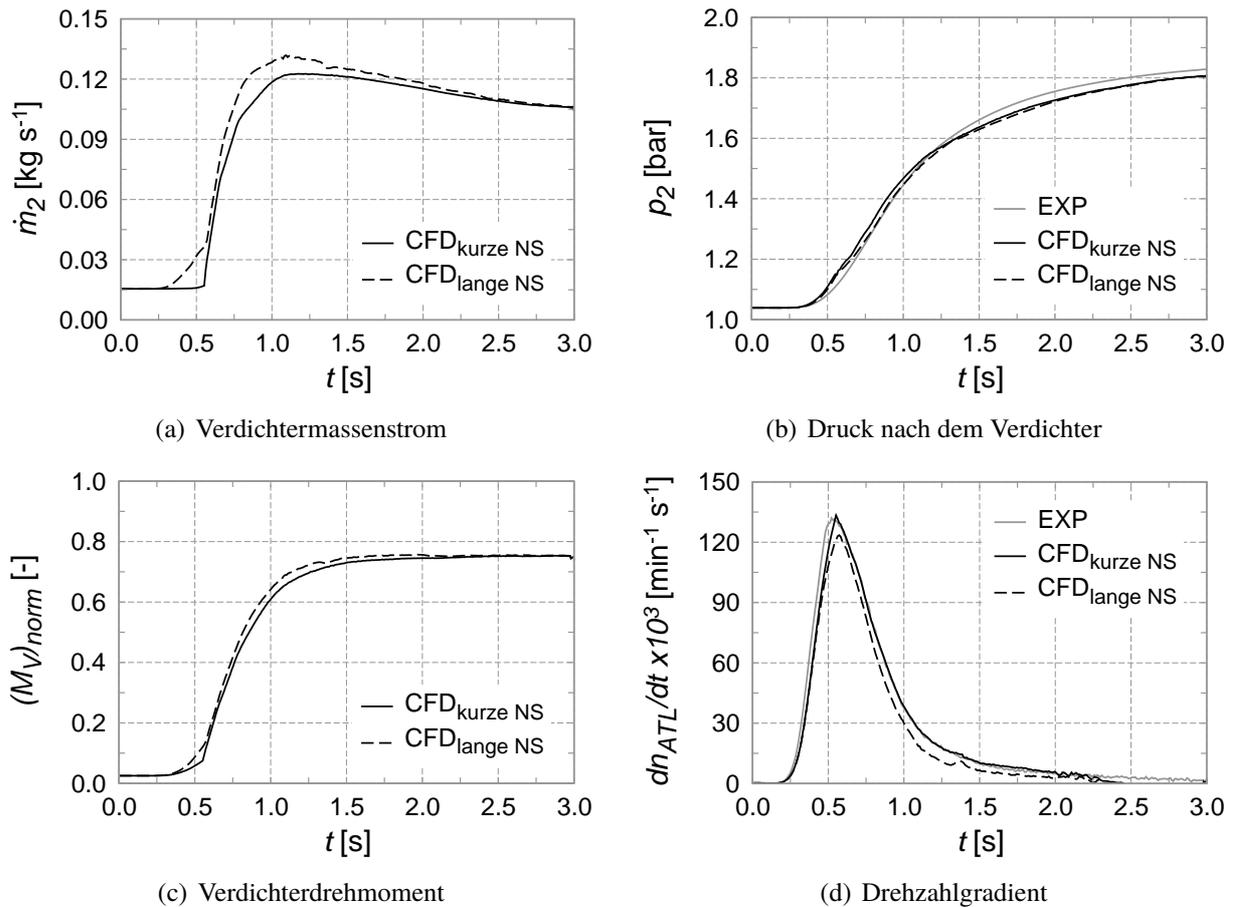


Abbildung 4.22: Massenstrom-Randbedingung mit vergrößerter Nachlaufstrecke

Nachlaufstrecke führt zu einem geringen Drehzahlgradienten. Die Abweichung zum Messergebnis vergrößert sich damit gegenüber dem Standardmodell.

Mit einer Massenstrom-Randbedingung treten in der Simulation zwar auch mit einer verlängerten Nachlaufstrecke bis zum eingestellten Endpunkt des Beschleunigungsvorgangs keine Instabilitäten auf, aber durch das große Volumen kommt es zu Abweichungen zwischen dem vorgegebenen Massenstrom am Ende der verlängerten Nachlaufstrecke und dem am eigentlichen Austritt aus dem Verdichtergehäuse (Auswertestelle 2 in Abbildung A.1). Dadurch kommt es zu Ungenauigkeiten bei der Berechnung des Drehzahlgradienten, weshalb weiterhin das Standardmodell Anwendung findet.

Die in Kapitel 4.2.2 dargestellten CFD-Ergebnisse zeigen, dass sich durch die Vorgabe des über den gemessenen Drehzahlgradienten bestimmten Massenstroms nach dem Verdichter erwartungsgemäß eine sehr gute Übereinstimmung mit dem experimentellen Drehzahlgradienten erreichen lässt (s. z.B. Abbildung 4.21(d)).

Durch die Verwendung einer Massenstrom-Randbedingung nach dem Verdichter lassen sich im untersuchten Kennfeldbereich des Verdichters die Betriebspunkte besser einstellen als mit ei-

ner Druck-Randbedingung und sämtliche CFD-Rechnungen konnten ohne Stabilitätsprobleme durchgeführt werden.

Die Diskussion zur weiteren Vorgehensweise bei der Entwicklung der transienten Simulationen erfolgt in Kapitel 4.2.3.

### 4.2.3 Festlegung der weiteren Vorgehensweise

In den Kapiteln 4.2.1 und 4.2.2 wurden zwei verschiedene Randbedingungsarten nach dem Verdichter diskutiert. Nachfolgend soll auf Basis der daraus gewonnenen Erkenntnisse die weitere Vorgehensweise zur Entwicklung der transienten Simulationen abgeleitet werden.

Mit der Druck-Randbedingung wird der Verlauf des gemessenen Drehzahlgradienten in der CFD-Simulation nicht exakt abgebildet (s. Kapitel 4.2.1.1). Durch die Vorgabe des über den gemessenen Drehzahlgradienten bestimmten Massenstroms nach dem Verdichter wird erwartungsgemäß eine sehr gute Übereinstimmung mit dem experimentellen Drehzahlgradienten erreicht (s. Kapitel 4.2.2.1). Die aus den unterschiedlichen Massenstromverläufen (vgl. Abbildung 4.21(a)) resultierenden Verdichterdrehmomente sind in Abbildung 4.23(a) mit dem Turbinendrehmoment normiert dargestellt.

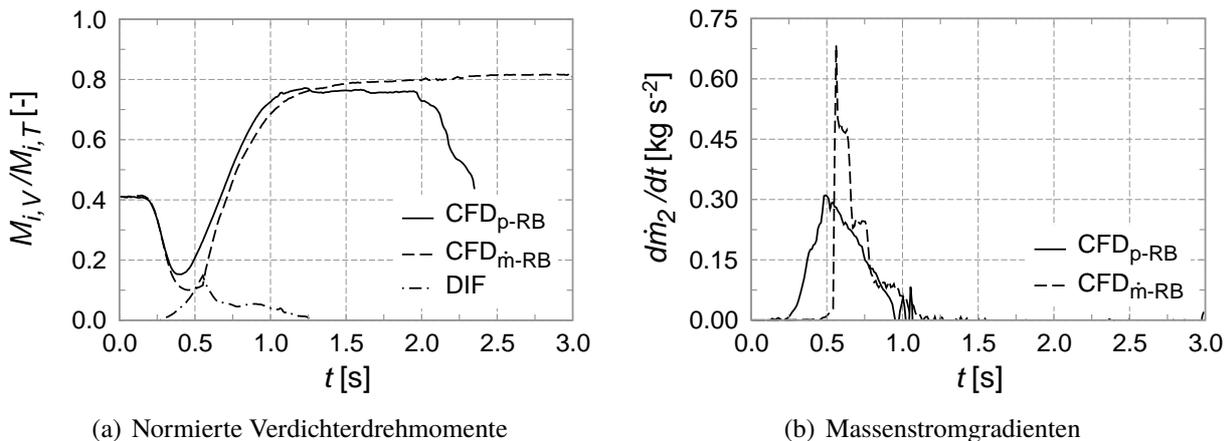


Abbildung 4.23: Vergleich der Ergebnisse mit einer Druck- und Massenstrom-Randbedingung

Zu Beginn des Beschleunigungsvorgangs ( $t < 0,35$  s) sind die beiden Verläufe deckungsgleich. Durch den früheren verdichterseitigen Massenstromanstieg bei Verwendung einer Druck-Randbedingung (s. Abbildung 4.21(a)) kommt es zu einem früheren Ansteigen des Verdichterdrehmoments (vgl. Kapitel 4.2.2.1). Die Verlaufsform stimmt ab  $t > 0,7$  s bis zu den Instabilitäten mit der Druck-Randbedingung gut überein. Die größten Abweichungen treten im Bereich von  $t \approx 0,45$  s bis  $t \approx 0,6$  s auf (s. DIF in Abbildung 4.23(a)). Diese Abweichungen verursachen die unterschiedliche Ergebnisqualität bezüglich des Drehzahlgradienten (s. Abbildung 4.13(d) und 4.21(d)). In diesem Bereich steigt die Drehzahl von  $n_{ATL} \approx 30\,000 \text{ min}^{-1}$  auf  $n_{ATL} \approx 50\,000 \text{ min}^{-1}$  und hat ihren größten zeitlichen Gradienten. Auch die Druck- (s. Abbildung 3.17) und die Massenstromverläufe nach dem Verdichter (s. Abbildung 4.23(b)) haben in diesem Bereich ihre größten Gradienten. Eine geringfügige Abweichung in der Zeit führt dadurch zu einem deutlich anderen

Massenstromwert bzw. ein erkennbarer Unterschied im Massenstromwert führt zu deckungsgleichen zeitlichen Verläufen (z.B. Abbildung 4.16 und 4.15(b)). Bei  $t \approx 0,6$  s erhöht sich z.B. in Abbildung 4.13(c) der Massenstrom um ca. 40% bei einem  $\Delta t$  von 0,1 s. Der Verdichtermassenstrom beeinflusst das Verdichterdrehmoment und damit wiederum den Drehzahlgradienten (s. z.B. Kapitel 4.2.2.1).

Unabhängig davon, ob eine Druck- oder Massenstrom-Randbedingung nach dem Verdichter verwendet wird, ist es in einem Bereich, in dem sämtliche Größen hohe zeitliche Gradienten aufweisen und damit eine hohe Sensitivität gegenüber zeitlichen Abweichungen vorhanden ist, schwierig, eine exakte Übereinstimmung zwischen Experiment und Simulation zu erzielen.

Mit einer Druck-Randbedingung können die Ungenauigkeiten durch die stationäre Verdichtercharakteristik hinzu kommen (s. z.B. Kapitel 4.2.1.2). Aber auch bei der Bestimmung des Massenstroms mit Hilfe des gemessenen Drehzahlgradienten können weitere Ungenauigkeiten auftreten. Diese beschränken sich zwar auf den Bereich niedriger Drehzahlen, aber genau dort tritt der maximale Drehzahlgradient auf (s. Anhang D.2.1). Dennoch wird mit der Massenstrom-Randbedingung der experimentelle Drehzahlgradient sehr gut in der CFD-Simulation getroffen.

Letztlich sollen mit der zu entwickelnden Simulationsmethodik die instationären Strömungseffekte während eines hochdynamischen Beschleunigungsvorgangs in der CFD-Simulation abgebildet werden, um beispielsweise die Gültigkeit von quasi-stationären Ansätzen untersuchen zu können (vgl. Kapitel 1.2). Hierfür ist es entscheidend, dass mit der transienten Simulationsmethodik die Verdichterbetriebspunkte eindeutig festgelegt sind, um einen Vergleich von Momentaufnahmen während des Lastsprungs mit stationären Simulationsergebnissen durchführen zu können. Darüber hinaus ist es unabdingbar, dass im kompletten Kennfeldbereich numerisch stabil gerechnet werden kann. Aufgrund der vorliegenden Ergebnisse ist eine Massenstrom-Randbedingung nach dem Verdichter daher als zielführend anzusehen.

Alle folgenden Untersuchungen werden mit dem Standardmodell und dem aus dem gemessenen Drehzahlgradienten berechneten Massenstromverlauf durchgeführt. Die Ergebnisse aus Abbildung 4.21 sind in den Abbildungen der nachfolgenden Kapitel zum Vergleich mit aufgetragen. Die bisherigen transienten CFD-Analysen haben sich mit der Verdichterseite beschäftigt. In Kapitel 4.2.4 werden weitere Einflussgrößen auf den berechneten Drehzahlgradienten untersucht.

#### 4.2.4 Einflussgrößen auf den berechneten Drehzahlgradienten

Mit der Vorgabe des über den gemessenen Drehzahlgradienten berechneten Massenstromverlaufs am Verdichteraustritt wird a priori eine sehr gute Übereinstimmung des experimentellen und berechneten Drehzahlgradienten erreicht (s. Abbildung 4.21(d)). Bei Verwendung des gemessenen Druckverlaufs als Randbedingung nach dem Verdichter kommt es vor allem im Bereich des maximalen Drehzahlgradienten zu größeren Abweichungen (s. Abbildung 4.13(d)).

Die nachfolgenden numerischen Untersuchungen dienen zum einen dem Erkenntnisgewinn, wie sensitiv der berechnete Drehzahlgradient auf Änderungen der Randbedingungen reagiert und zum anderen der Klärung von bestehenden Abweichungen beim Drehzahlgradienten mit einer Druck-Randbedingung. Die CFD-Simulationen werden zwar mit der Massenstrom-Randbedin-

gung durchgeführt (s. Kapitel 4.2.3), die Erkenntnisse bzw. Tendenzen lassen sich aber auf die Ergebnisse mit der Druck-Randbedingung übertragen.

Bisher haben sich die Untersuchungen in den Kapiteln 4.2.1 und 4.2.2 fast ausschließlich auf die Verdichterseite beschränkt. Neben der Verdichterleistung gehen aber noch weitere Größen in die Berechnung des Drehzahlgradienten ein (s. Gleichung (4.4)):

- Turboladerdrehzahl
- Turbinenleistung
- Mechanische Verlustleistung der Lagerung
- Massenträgheitsmoment des Laufzeugs

Bevor auf den Einfluss der aufgelisteten Größen in den Kapiteln 4.2.4.2 bis 4.2.4.5 detailliert eingegangen wird, erfolgt zunächst in Kapitel 4.2.4.1 eine Analyse des Einflusses einer Reduzierung der Zeitschrittweite auf die Ergebnisqualität in der CFD-Berechnung.

#### 4.2.4.1 Reduzierung der Zeitschrittweite

In den bisherigen CFD-Berechnungen wird die Zeitschrittweite in Abhängigkeit von der Drehzahl nach Gleichung (4.6) angepasst. Mit der gewählten adaptiven Zeitschrittgröße werden stabile und zugleich gut konvergierende Simulationen bei akzeptablen Rechenzeiten gewährleistet. Die Berechnung der Zeitschrittweite wurde so gewählt, dass sich mit der niedrigsten als Randbedingung vorgegebenen ATL-Drehzahl ( $n_{ATL} = 20\,000 \text{ min}^{-1}$ ) eine Zeitschrittweite ergibt, die maximal der Messfrequenz der transienten Signale am Prüfstand entspricht ( $f = 150 \text{ Hz}$ , s. Kapitel 3.1). Mit zunehmender Drehzahl reduziert sich die Zeitschrittweite zur Erhöhung der Stabilität.

$$\Delta t_{Standard} = \frac{720^\circ}{360^\circ} \cdot T_{ATL} \quad \text{mit} \quad T_{ATL} = \frac{60}{n_{ATL}} \quad (4.6)$$

Um mögliche instationäre Effekte auflösen zu können, wurde die Zeitschrittweite bei ansonsten gleichbleibenden Randbedingungen um den Faktor 10 reduziert ( $\Delta t_{reduziert} = \Delta t_{Standard}/10$ ). Am Verdichteraustritt wurde der über den gemessenen Drehzahlgradienten berechnete Massenstromverlauf aus Kapitel 4.2.2.1 dem Standardmodell vorgegeben. Wie in Abbildung 4.24 ersichtlich ist, sind die Resultate deckungsgleich mit den bisherigen Ergebnissen. Die Berechnungsergebnisse zeigen jedoch ab  $t \approx 1,4 \text{ s}$  leichte hochfrequente Schwankungen, die dem dargestellten Verlauf überlagert sind. Diese Schwankungen resultieren aus dem feineren Zeitschritt und der damit verbundenen genaueren Abbildung der Interaktion der Räder mit den angeschlossenen Gehäusen. Die auftretenden Schwankungen können z.B. durch Strömungsablösungen im Verdichterrad entstehen, da sich die Verdichterarbeitspunkte gegen Ende des untersuchten Lastsprungs der Pumpgrenze nähern.

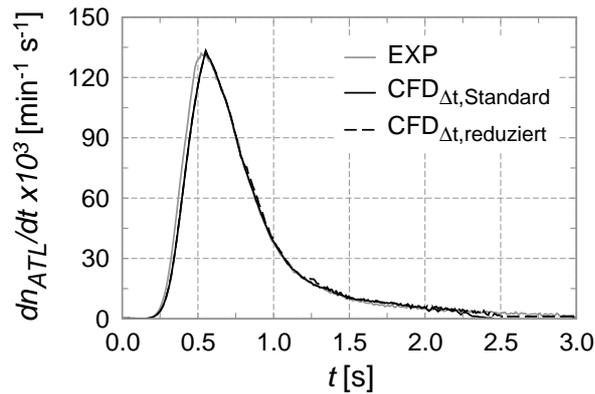


Abbildung 4.24: Reduzierung der Zeitschrittweite

Die Reduzierung der Zeitschrittweite ist bei dem untersuchten Lastsprung mit einem Anstieg der Simulationsdauer um einen Faktor größer 3 verbunden. Eine Erhöhung der Rechengenauigkeit wird bei den hier interessierenden Größen nicht erreicht, weshalb für die folgenden Simulationen weiterhin der Zeitschritt nach Gleichung (4.6) gewählt wird.

#### 4.2.4.2 Turboladerdrehzahl

Am Prüfstand erfasst ein Sensor nach dem Wirbelstromverlustprinzip die Drehzahl des Abgasturboladers (s.a. Tabelle 3.2). Eine Überprüfung dieses Messsignals ist nicht möglich. Andererseits ist der Messfehler bei korrekter Anbringung des Sensors im Verdichtergehäuse vernachlässigbar klein (Nickel et al. (2005)). Bei einer Drehzahl von  $n_{ATL} = 100\,000 \text{ min}^{-1}$  beträgt der Messfehler lediglich  $200 \text{ min}^{-1}$ . Der zeitliche Verlauf und die Werte des Drehzahlsignals werden deshalb als korrekt gemessen angenommen.

#### 4.2.4.3 Turbinenleistung

Die sich einstellende Turbinenleistung ergibt sich u.a. aus den gemessenen Druck- und Temperatursignalen, die dem CFD-Modell am Turbineneintritt/-austritt als Randbedingung vorgegeben werden. Daher wird die Sensitivität des berechneten Drehzahlgradienten auf eine zeitliche Verschiebung des gemessenen Druckverlaufs sowie eine Berücksichtigung der Messtoleranz bei den Druckwerten untersucht. Ferner erfolgt eine Analyse des Einflusses variierender Temperatur-Randbedingungen vor der Turbine.

#### Druck-Randbedingung vor der Turbine

In Kapitel 3.2 werden die Auswirkungen der Leitungslänge von der Messstelle bis zum Druckaufnehmer auf den zeitlichen Verlauf der gemessenen Druckwerte aufgezeigt. Obwohl die Länge der Überdruckleitungen auf ein Mindestmaß verkürzt worden ist, ergibt sich als Ergebnis einer analytischen Abschätzung eine zeitliche Verzögerung von  $\Delta t \approx 0,016 \text{ s}$ . Um die Sensitivität des berechneten Drehzahlgradienten in der Simulation besser erkennen zu können, wurde die Druck-Randbedingung um  $\Delta t = -0,05 \text{ s}$  verschoben.

Durch die Vorgabe des zeitlich früheren Druckanstiegs vor der Turbine, bei ansonsten gleichen Einstellungen und Randbedingungen des Standardmodells, stellt sich auch ein früherer Anstieg des effektiven Turbinendrehmoments ein (s. Abbildung 4.25(a)). Eigentlich müsste die Massenstrom-Randbedingung nach dem Verdichter aufgrund des geänderten Turbinendrehmoments angepasst werden (s. Anhang D.2.1). Im Folgenden ist jedoch nur der Einfluss auf den berechneten Drehzahlgradienten von Interesse, weshalb auf eine Anpassung verzichtet wird.

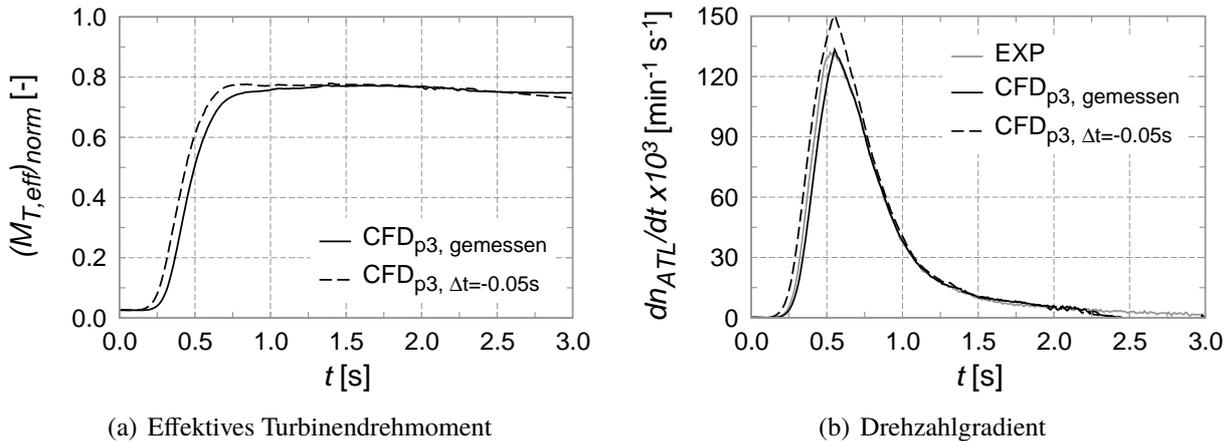


Abbildung 4.25: Auswirkungen einer zeitlichen Verschiebung

In Abbildung 4.25(b) ist der resultierende Drehzahlgradient aus der zeitlichen Verschiebung der Druck-Randbedingung vor der Turbine dargestellt. Zum Vergleich ist neben dem experimentellen Gradienten noch der bereits bekannte Drehzahlgradient aus Abbildung 4.21(d) aufgetragen ( $CFD_{p3, gemessen}$  in Abbildung 4.25(b)). Durch die zeitliche Verschiebung der Druck-Randbedingung kommt es zu einem deutlich früheren Anstieg des Drehzahlgradienten und zu einem höheren maximalen Wert.

Die Erhöhung des berechneten Drehzahlgradienten entspricht in etwa der bestehenden Differenz zwischen dem Drehzahlgradienten, der sich mit der Vorgabe des gemessenen Druckverlaufs nach dem Verdichter ergibt, und dem experimentellen Drehzahlgradienten (s. Abbildung 4.13(d)). D.h. mit einer Verschiebung des gemessenen Drucksignals vor der Turbine und nach dem Verdichter würden die beiden Drehzahlgradienten deutlich besser übereinstimmen. Eventuell reicht bereits eine geringere Verzögerung als  $\Delta t = -0,05s$  für eine exakte Übereinstimmung aus, da sich das Turbinen- und das Verdichterdrehmoment dadurch verändern würden.

Nach der analytischen Abschätzung in Kapitel 3.2 ist die zeitliche Verzögerung jedoch deutlich geringer. In Kapitel 4.2.6 wird die Verzögerung der Drucksignale daher mittels einer CFD-Simulation untersucht, um das Ergebnis der analytischen Abschätzung zu überprüfen. Ferner erfolgt dort eine Abschätzung der benötigten zeitlichen Verzögerung für eine exakte Übereinstimmung des experimentellen und berechneten Drehzahlgradienten bei Verwendung einer Druck-Randbedingung nach dem Verdichter.

Der Einfluss der Messtoleranz der Druckwerte nach dem Verdichter auf den berechneten Drehzahlgradienten wird in Kapitel 4.2.1.2 untersucht. Analog dazu wurden die gemessenen Druckwerte vor der Turbine um +6,2 mbar erhöht und in der CFD-Berechnung als Randbedingung vorgegeben. In Abbildung 4.26 sind das daraus resultierende effektive Turbinendrehmoment und

der Drehzahlgradient dargestellt. Die Auswirkungen beschränken sich, s.a. Abbildung 4.15(d), auf den Bereich zu Beginn und am Ende des Beschleunigungsvorgangs und sind verhältnismäßig gering.

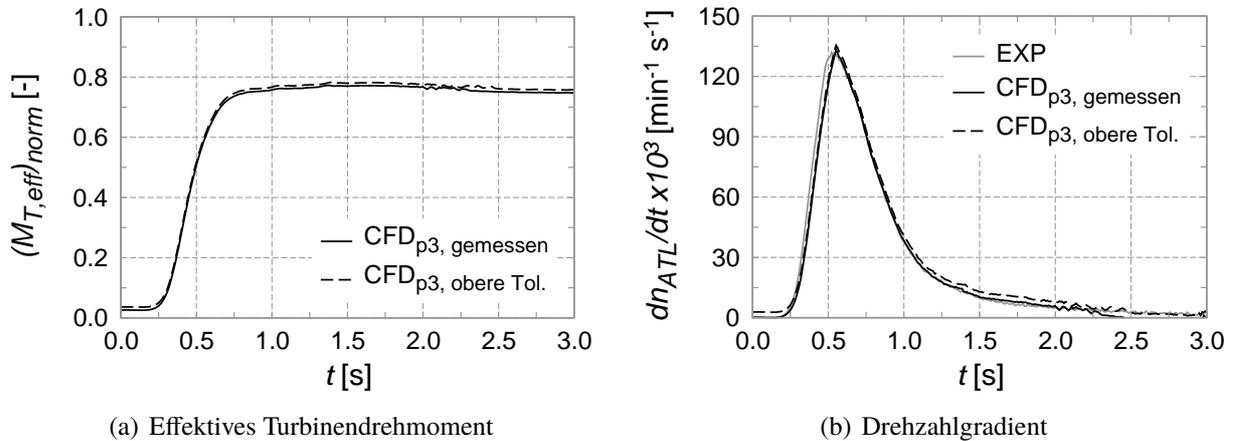


Abbildung 4.26: Einfluss der Messtoleranz der Druckwerte vor der Turbine

### Temperatur-Randbedingung vor der Turbine

Neben der Druck-Randbedingung wird am Turbineneintritt der, mittels Thermolemente gemessene, Temperaturverlauf vorgegeben. Durch das Messverfahren sind die instationären Temperaturverläufe zeitlich verzögert (s. Kapitel 3.1). Bei den experimentellen Untersuchungen wurde versucht, die Eintrittstemperatur konstant bei  $T_{t3} = 400^\circ\text{C}$  zu halten. Aufgrund der teilweise sehr niedrigen Turbinenmassenströme zu Beginn der Lastsprünge ergeben sich jedoch geringere Temperaturen. Die maximale Abweichung beträgt allerdings nur  $\Delta T_{t3} = 20\text{ K}$  (s.a. Kapitel 3.4.3). Im Folgenden werden die Auswirkungen einer Temperaturvariation vor der Turbine auf den Drehzahlgradienten aufgezeigt. Der gemessene Temperaturverlauf wurde so verschoben, dass die Temperatur-Randbedingung in der CFD-Simulation um  $\Delta t = 0,10\text{ s}^7$  früher ansteigt. Bei einer weiteren Simulation bleibt die vorgegebene Temperatur während des Beschleunigungsvorgangs konstant auf dem Wert des stationären Startpunkts von  $T_{t3} = 385^\circ\text{C}$ . Da die Messtoleranz der verwendeten Thermolemente mit  $\pm 1,5\text{ K}$  (s. Tabelle 3.2) deutlich geringer ist, als die hier durchgeführten Variationen der Temperatur-Randbedingung, wird auf eine Analyse des Einflusses der Messtoleranz verzichtet.

Abbildung 4.27 zeigt das zeitliche Verhalten ausgewählter Größen (Temperaturen vor der Turbine, Turbinenmassenstrom, das effektive Turbinendrehmoment und als Validierungsgröße die Drehzahlgradienten) während des Lastsprungs mit dem gemessenen Temperatursignal sowie die Verläufe, die sich durch die Temperaturvariationen ergeben.

Zunächst werden die Simulationsergebnisse mit einer konstanten Temperatur als Randbedingung betrachtet (s. Abbildung 4.27(a)). Infolge der Kompression des Fluids durch die Druckerhöhung kommt es zu einem Temperaturanstieg am Turbinengehäuseeintritt gegenüber der Randbedingung<sup>8</sup>. Dieser erreicht sein Maximum kurz nach Beginn des Drehzahlanstiegs ( $t \approx 0,25\text{ s}$ , s.

<sup>7</sup>Die Temperatur-Randbedingung steigt somit zeitgleich mit dem gemessenen Druck an (vgl. Kapitel 3.4.3).

<sup>8</sup>Die Lage der Auswerteflächen ist in Abbildung A.2 dargestellt.

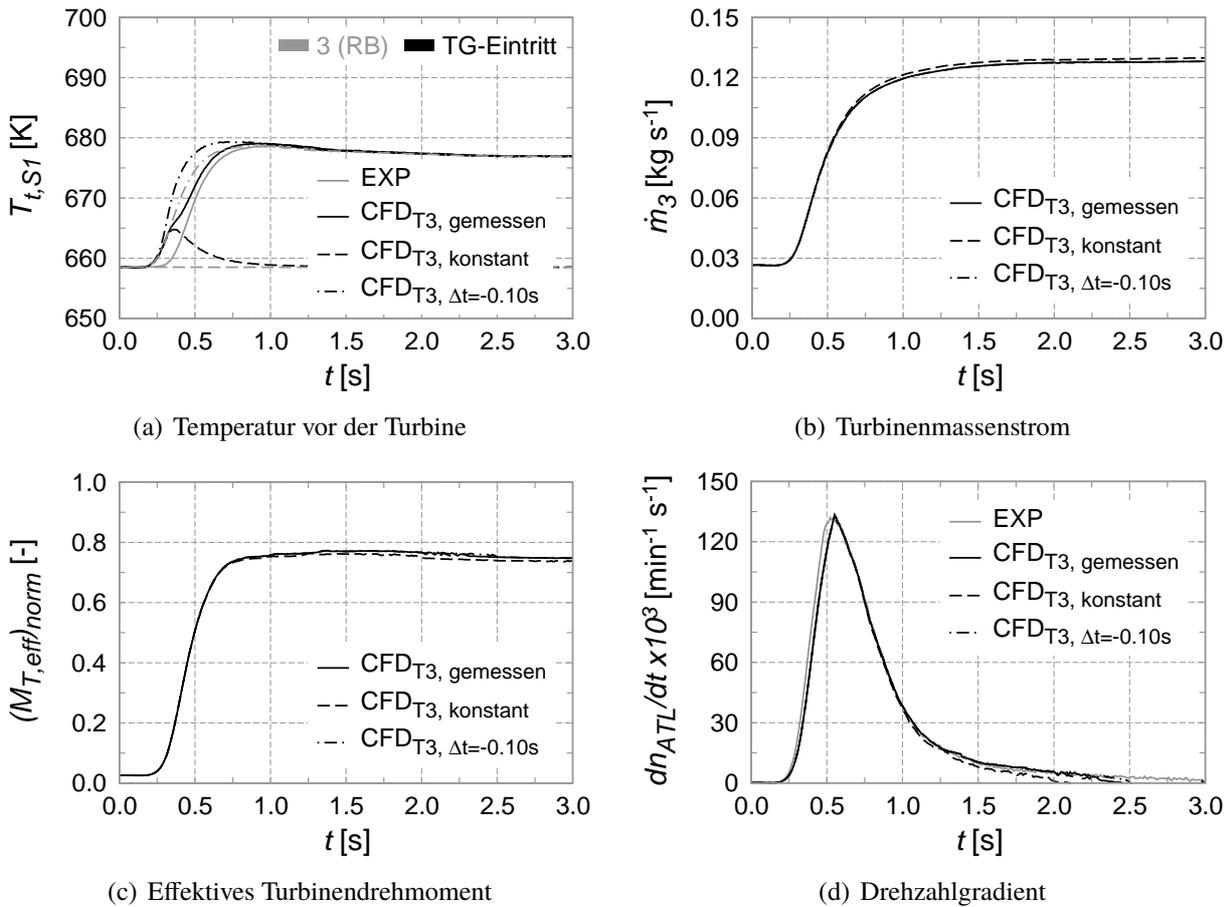


Abbildung 4.27: Einfluss der Temperaturvariationen vor der Turbine

Abbildung 4.27(d)). Mit zunehmender Zeit reduziert sich die Temperatur und läuft asymptotisch gegen die vorgegebene Randbedingung von  $T_{t3} = 658$  K.

Die Berechnungsergebnisse mit dem gemessenen Temperaturverlauf als Randbedingung zeigen, dass die Temperatur am Gehäuseeintritt aufgrund der Kompression vor dem vorgegebenen Temperatursignal ansteigt. Die Verzögerung im Temperaturanstieg am Eintritt ins Turbinengehäuse tritt kurz nach dem Drehzahlanstieg auf und resultiert aus dem abnehmenden Einfluss der Kompression. Mit zunehmender Sprungdauer nähern sich die beiden Temperaturverläufe an und laufen deckungsgleich auf ihren stationären Endwert zu.

Mit der um  $\Delta t = -0,10$  s verschobenen Temperatur-Randbedingung steigen die Temperaturen zu Beginn gleichzeitig an, aber der Temperaturverlauf am Gehäuseeintritt hat einen größeren Gradienten und erreicht in kürzerer Zeit seinen Maximalwert.

Mit den beiden instationären Temperatur-Randbedingungen kommt es während des gesamten Beschleunigungsvorgangs zu deckungsgleichen Drehzahlgradienten (s. Abbildung 4.27(d)). Mit einer konstanten Eintrittstemperatur ergeben sich nach dem maximalen Wert ab  $t \approx 1,20$  s, aufgrund des reduzierten effektiven Turbinendrehmoments (s. Abbildung 4.27(c)), geringfügig kleinere Beträge.

Der Einfluss der untersuchten Temperaturvariation vor der Turbine auf den berechneten Drehzahlgradienten ist ebenfalls sehr gering. Auf eine zeitliche Korrektur der Temperatursignale wird daher verzichtet. Es werden weiterhin die gemessenen Temperaturverläufe als Randbedingung verwendet.

#### 4.2.4.4 Mechanische Verlustleistung der Lagerung

##### Berechnung des Drehzahlgradienten über den mechanischen Wirkungsgrad

Der Drehzahlgradient auf Basis von Simulationsdaten wurde bisher nach Gleichung (4.4) berechnet. Eine weitere Möglichkeit, den Drehzahlgradienten zu bestimmen, ist über den mechanischen Wirkungsgrad (s. Anhang D.1.6) nach Gleichung (4.7) gegeben.

$$\left(\frac{dn_{ATL}}{dt}\right)_{CFD} = \frac{P_{i,T} \cdot \eta_m - P_{i,V}}{4\pi^2 \cdot n_{ATL} \cdot J_{ATL}} = \frac{M_{T,eff} - M_{i,V}}{2\pi \cdot J_{ATL}} \quad \text{mit} \quad M_{T,eff} = M_{i,T} \cdot \eta_m \quad (4.7)$$

Durch die Verwendung von Gleichung (4.7) ergibt sich während des Beschleunigungsvorgangs ein deutlich geringeres effektives Turbinendrehmoment als mit Gleichung 4.4 (s. Abbildung 4.28(a)). Die Turbinenleistung ist vor allem zu Beginn des Beschleunigungsvorgangs im Verhältnis zur Verdichterleistung und der mechanischen Verlustleistung die dominante Größe (s. Abbildung 4.14). Durch die Multiplikation des hohen instationären Turbinendrehmoments mit dem mechanischen Wirkungsgrad ergeben sich daher teilweise deutlich zu niedrige effektive Turbinendrehmomente, da die absoluten mechanischen Verluste rechnerisch überbewertet werden. Zur Verdeutlichung des Einflusses auf den berechneten Drehzahlgradienten wurde der vorgegebene Massenstromverlauf nach dem Verdichter auf Basis des geringeren effektiven Turbinendrehmoments neu berechnet (s. Anhang D.2.1). Der neu berechnete Verdichtermassenstrom entspricht bis  $t \approx 0,65$  s dem Wert des stationären Startpunkts (s. Abbildung 4.28(b)).

Ein Vergleich der Resultate nach Gleichung (4.4) bzw. (4.7) ist in den Abbildungen 4.28(c) und 4.28(d) dargestellt. Aus den zeitlich unterschiedlichen Verdichtermassenströmen resultieren teilweise abweichende Druckverläufe (vgl. Kapitel 4.2.2.1). Zu Beginn und gegen Ende des Beschleunigungsvorgangs sind die Druckverläufe aus den Simulationen deckungsgleich.

Der Drehzahlgradient nach Gleichung (4.7) verfehlt vor allem im Bereich von  $t \approx 0,25$  s bis  $t \approx 0,65$  s das Prüfstandergebnis sehr deutlich. Daraus folgt, dass es bei Verwendung von Gleichung (4.7) sogar mit einer Anpassung des Verdichtermassenstroms nicht möglich ist, den experimentellen Drehzahlgradienten in der CFD-Simulation exakt abzubilden.

Die Berechnung der effektiven Turbinenleistung muss bei transienten Simulationen über Gleichung (4.4) erfolgen, da bei Verwendung von Gleichung (4.7) die mechanische Verlustleistung überbewertet wird. Bei stationären Betriebspunkten ergeben sich mit beiden Ansätzen allerdings identische effektive Turbinenleistungen.

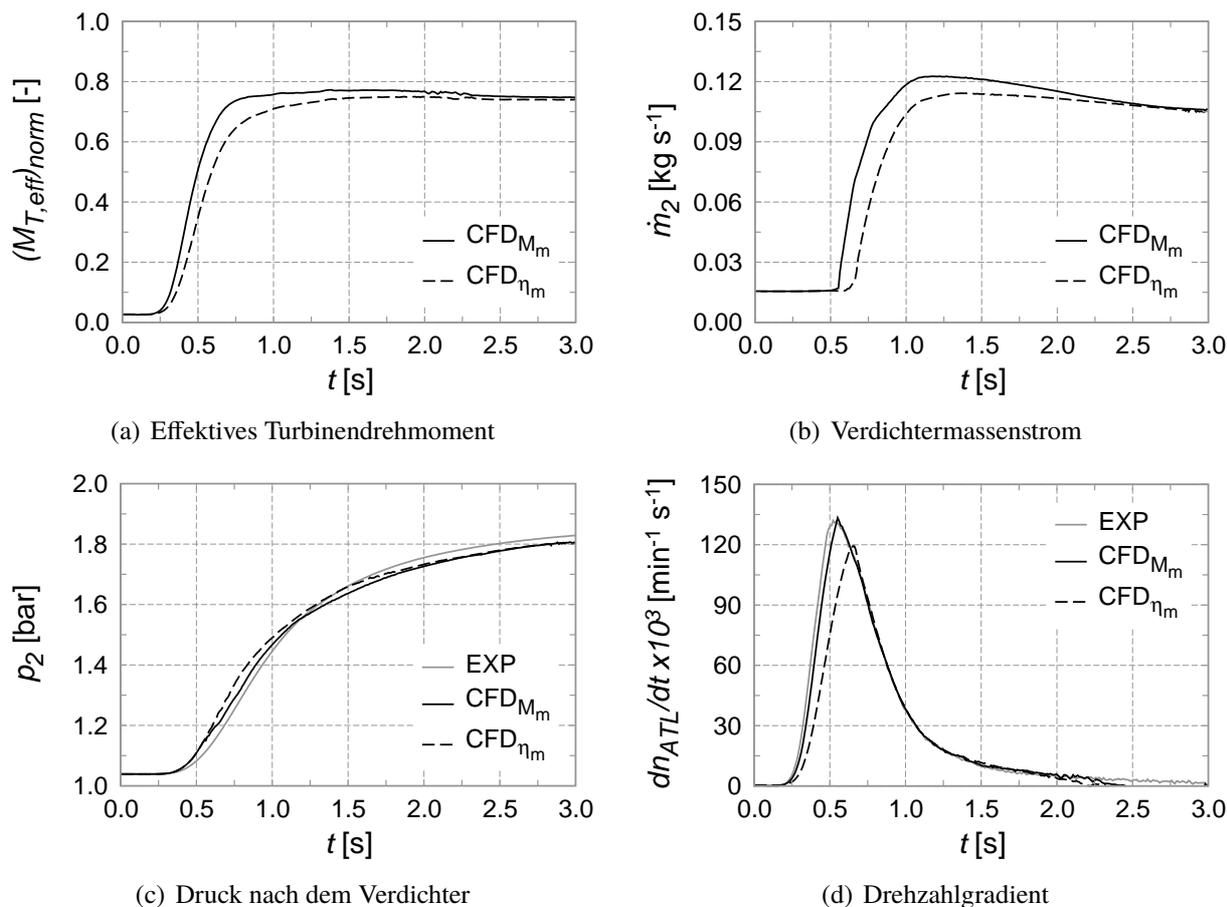


Abbildung 4.28: Berechnung des Drehzahlgradienten

### Vernachlässigung der mechanischen Verlustleistung

Die mechanische Verlustleistung der Lagerung wird in den transienten CFD-Berechnungen in Abhängigkeit der Drehzahl als Randbedingung vorgegeben. Die Fragestellung hierbei ist, wie sich eine schwimmende Lagerung bei sehr hohen Drehzahlgradienten verhält (s. z.B. Abbildung 4.29:  $dn_{ATL}/dt > 120\,000 \text{ min}^{-1}\text{s}^{-1}$ ). Mit dem verwendeten Prüfstands Aufbau konnte das instationäre Verhalten der mechanischen Verlustleistung aufgrund der Trägheit der Öltemperaturmessung nicht analysiert werden (vgl. Kapitel 3.4.1). Aus den in Kapitel 3.4.1 sowie 4.1.4 erwähnten Gründen wird die Lagerreibung aus stationären Simulationen bestimmt und als quasi-stationär angenommen. Um die Sensitivität der Verlustleistung auf den Drehzahlgradienten abschätzen zu können, wird diese in einer weiteren Simulation auf null gesetzt.

Durch die Vernachlässigung der mechanischen Verlustleistung gilt  $M_{i,T} = M_{T,eff}$ , daher müsste der vorgegebene berechnete Verdichtermassenstrom angepasst werden. In der hier durchgeführten Untersuchung geht es jedoch um die Sensitivität des Drehzahlgradienten, weshalb auf eine Anpassung des Massendurchsatzes verzichtet wird.

In Abbildung 4.29 ist der berechnete Drehzahlgradient mit einer idealen Lagerung ( $M_m = 0$ ) aufgetragen. Zum Vergleich sind erneut der auf Messdaten basierende und der aus dem Standardmodell mit einer Massenstrom-Randbedingung resultierende Gradient ins Diagramm mit aufgenommen. Mit der Vorgabe  $M_m = 0$  und ansonsten gleichen Randbedingungen ergibt sich bereits

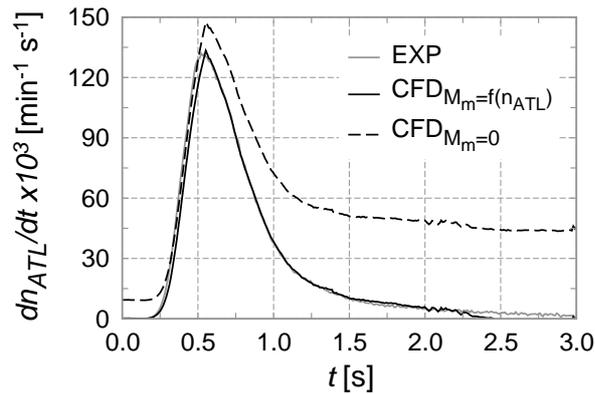


Abbildung 4.29: Vernachlässigung der mechanischen Verlustleistung

vor dem gemessenen Drehzahlanstieg ein positiver Drehzahlgradient nach Gleichung (4.4), was nicht möglich ist. Der unphysikalische Verlauf vor dem Anstieg der Drehzahl wird aber toleriert, da hier die Sensitivität des Drehzahlgradienten analysiert werden soll.

Durch die Vernachlässigung der Lagerverluste in der Simulation wird der gemessene Drehzahlgradient im Bereich vom Anstieg bis zum maximalen Wert deckungsgleich abgebildet ( $t \approx 0,30 \text{ s}$  bis  $0,50 \text{ s}$ ). Der maximale berechnete Drehzahlgradient erhöht sich um  $\Delta dn_{ATL}/dt_{max} \approx 15000 \text{ min}^{-1} \text{ s}^{-1}$ . Ab  $t \approx 0,50 \text{ s}$  müsste die Massenstrom-Randbedingung nach dem Verdichter wieder entsprechend abgeändert werden, um den experimentellen Drehzahlgradienten zu treffen.

Durch eine Vernachlässigung der mechanischen Verlustleistung im Bereich des maximalen gemessenen Drehzahlgradienten verbessert sich die Ergebnisqualität mit einer Druck-Randbedingung nach dem Verdichter in Kapitel 4.2.1.1. Ob eine Reduzierung der Verlustleistung auf Null während eines Beschleunigungsvorgangs physikalisch sinnvoll ist, ist in Frage zu stellen und mit dem zur Verfügung stehenden Heißgasprüfstand nicht überprüfbar. Hierfür wäre beispielsweise ein Reibleistungsprüfstand nötig, der eine instationäre Messung der mechanischen Verlustleistung bei hohen Drehzahlgradienten erlaubt.

Neben der Annahme, dass sich die Verlustleistung quasi-stationär verhält, resultiert eine weitere Unsicherheit bei der vorgegebenen mechanischen Verlustleistung aus dem durchgeführten Messprogramm am Prüfstand 1. Die messtechnisch erfassten und somit auch die berechneten stationären Betriebspunkte des Turboladers befinden sich in einem kleinen Massenstrombereich in der Nähe der Pumpgrenze des Verdichters. Wird Abbildung 4.16 mit der transienten Betriebslinie, die sich mit einer Massenstrom-Randbedingung nach dem Verdichter einstellt, ergänzt (Abbildung 4.30), wird deutlich, dass sich mit beiden Randbedingungen die instationären Betriebspunkte teilweise außerhalb des durch die stationären Messungen am Prüfstand 1 abgedeckten Bereichs befinden.

Mit einer Druck-Randbedingung ergibt sich bei  $t \approx 0,6 \text{ s}$  die größte Abweichung zwischen dem experimentell und rechnerisch bestimmten Drehzahlgradienten (s. Abbildung 4.13(d)). Zu diesem Zeitpunkt beträgt der Verdichtermassenstrom ca.  $\dot{m}_{kor,V} = 0,06 \text{ kg s}^{-1}$  und liegt damit außerhalb des abgedeckten Bereichs. Allerdings ist der Einfluss der mechanischen Verlustleistung auf den Drehzahlgradienten zu diesem Zeitpunkt gering (s. Abbildung 4.14), weshalb die dadurch vorhandene Unsicherheit als gering eingeschätzt wird.

Bei der transienten Betriebslinie, die aus der Massenstrom-Randbedingung resultiert, zeigt sich eine ausreichende Überdeckung zum Zeitpunkt des maximalen Drehzahlgradienten ( $\dot{m}_{kor,V} \approx 0,015 \text{ kg s}^{-1}$ ).

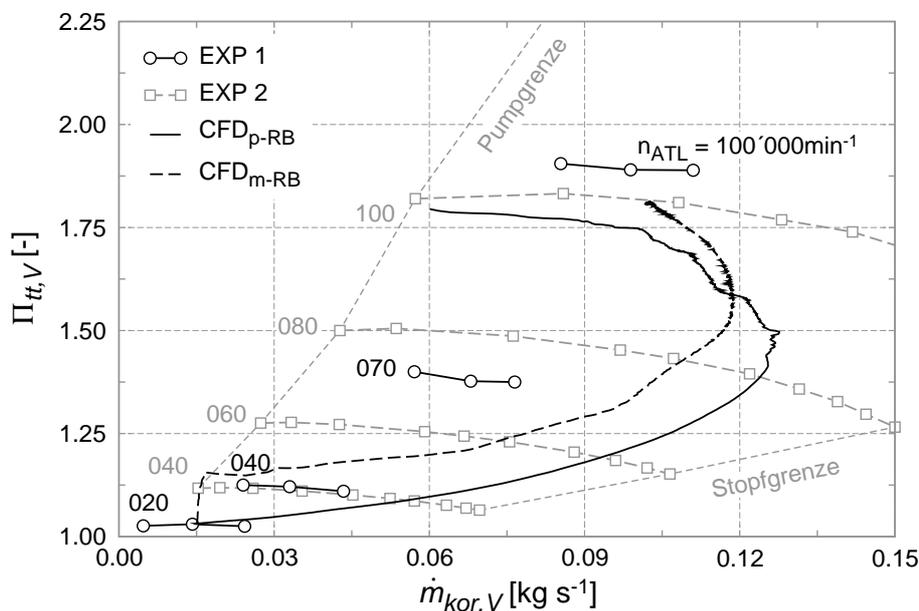


Abbildung 4.30: Vergleich der transienten Betriebslinien (Lastsprung 3) im Verdichterkennfeld

Da die mechanische Verlustleistung bei konstanter Drehzahl u.a. vom Axialschub abhängig ist (Schmitt (2007)), wird deren Einfluss in Kapitel 4.3.3 unter Berücksichtigung des instationären Axialschubverlaufs in der CFD-Simulation nochmal bewertet.

#### 4.2.4.5 Massenträgheitsmoment des Laufzeugs

Die letzte verbleibende Einflussgröße auf den berechneten Drehzahlgradienten ist das Massenträgheitsmoment des Turboladerlaufzeugs. Hierzu zählen das turbinen- und verdichterseitige Laufrad, die Welle sowie die verdichterseitige Mutter zur Verschraubung. Üblicherweise ist diese Größe eine Herstellerangabe. Experimentell wird das Trägheitsmoment über Auslaufversuche ermittelt. Computergestützt kann der Wert aus Konstruktionsdaten berechnet werden.

Da für die Auslaufversuche kein geeigneter Prüfstand zur Verfügung stand, wurde das Massenträgheitsmoment mit Hilfe einer Feinmesswaage und den entsprechenden CAD-Daten bestimmt, um die Angabe des ATL-Herstellers überprüfen zu können. Hierbei kann über das gemessene Gewicht und das ermittelte Volumen aus dem CAD-Datensatz die Materialdichte bestimmt und somit das Massenträgheitsmoment berechnet werden. Der daraus resultierende Wert liegt für das untersuchte Laufzeug nur 0,5 % unterhalb der Herstellerangabe (s. Tabelle 4.4). Nicht berücksichtigt wird bei dieser Vorgehensweise der Materialabtrag durch den Wuchtprozess des Laufzeugs sowie die Ausdehnung aufgrund von Wärme- und Fliehkrafteinflüssen im Betrieb des Turboladers. Diese Effekte können je nach Betriebspunkt zu einer Erhöhung oder Verringerung des Trägheitsmoments führen verglichen mit dem berechneten Wert auf Basis einer idealen CAD-Geometrie.

	Messung	CAD	Herstellerangabe
	$m[g]$	$J_{ATL} \cdot 10^{-5} [kg m^2]$	$J_{ATL} \cdot 10^{-5} [kg m^2]$
Turbinenrad + Welle	179,7	2,50	-
Verdichterrad	51,5	1,19	-
Mutter	3,3	0,01	-
Gesamt	234,5	3,70	3,72

Tabelle 4.4: Überprüfung des vorgegebenen Massenträgheitsmoments

Um den Einfluss des Massenträgheitsmoments abschätzen zu können, erfolgt eine Reduzierung um 5 % bzw. 10 % in der CFD-Berechnung. Auch hier wird auf eine Anpassung der Massenstrom-Randbedingung nach dem Verdichter verzichtet. Die Auswirkungen sind in Abbildung 4.31 aufgetragen.

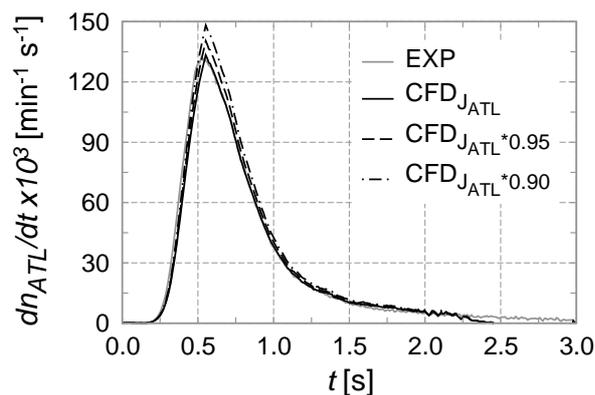


Abbildung 4.31: Einfluss des Massenträgheitsmoments

Durch die Verringerung des Massenträgheitsmoments erhöht sich der maximale berechnete Drehzahlgradient um  $\Delta dn_{ATL}/dt_{max} \approx 7500 \text{ min}^{-1} \text{ s}^{-1}$  bzw.  $\Delta dn_{ATL}/dt_{max} \approx 15000 \text{ min}^{-1} \text{ s}^{-1}$  und führt zu einer besseren Übereinstimmung der Simulation mit dem Experiment in Abbildung 4.13(d). Vor bzw. nach dem maximalen Drehzahlgradienten sind die Auswirkungen in Abbildung 4.31 verhältnismäßig gering.

Tendenziell vergrößert sich der Wert des Trägheitsmoments in der Realität mit zunehmender Drehzahl aufgrund der steigenden radialen Ausdehnung der Räder. Eine Abweichung um mehr als -5 % bis -10 % von der Herstellerangabe gilt als sehr unwahrscheinlich.

Die Sensitivität der untersuchten Einflussgrößen in den Kapiteln 4.2.1.2 sowie 4.2.4.1 bis 4.2.4.5 auf den Drehzahlgradienten ist in Tabelle 4.5 zusammengefasst. Eingetragen ist jeweils die Differenz  $\Delta dn_{ATL}/dt_{max}$  zwischen dem maximalen berechneten Drehzahlgradienten, welcher sich

durch die Variation der Einflussgröße ergibt, und dem des Standardmodells mit der über den gemessenen Drehzahlgradienten berechneten Massenstrom-Randbedingung.

Einflussgröße	$\Delta n_{ATL}/dt_{max} [min^{-1} s^{-1}]$
Zeitschrittweite $\Delta t_{reduziert}$	$\approx 0$
Messtoleranz $p_2$	$\approx 0$
Messtoleranz $p_3$	$\approx 0$
Temperaturvariation $T_3$	$\approx 0$
Zeitliche Verzögerung von $p_3$	+15 000
Mechanisches Verlustmoment $M_m = 0 \text{ Nm}$	+15 000
Reduzierung Massenträgheitsmoment $J_{ATL}$	+7 500 bzw. +15 000

Tabelle 4.5: Einflussgrößen auf den berechneten Drehzahlgradienten

Aus den Ergebnissen lässt sich schließen, dass die bestehenden Abweichungen bei  $t \approx 0,6 \text{ s}$  zwischen dem gemessenen und dem berechneten Drehzahlgradienten, der sich mit der Druck-Randbedingung nach dem Verdichter einstellt, weder auf die Zeitschrittweite  $\Delta t$ , die Turboladerdrehzahl, die Messtoleranz von  $p_2$  sowie  $p_3$  noch auf die Temperatur  $T_3$  zurückzuführen sind. Das Massenträgheitsmoment des Laufzeugs hat zwar einen großen Einfluss auf den Drehzahlgradienten, eine Verfehlung des Werts von über 5% ist jedoch sehr unwahrscheinlich.

Somit verbleiben die zeitliche Verzögerung des Drucksignals vor der Turbine und der quasi-stationäre Ansatz bei der mechanischen Verlustleistung als größte Unsicherheit.

Um weitere Erkenntnisse zu erlangen, wird die entwickelte Simulationsmethodik bei allen gemessenen Lastsprüngen von Turbolader 1 sowie bei einer zweiten Abgasturboladengeometrie (Turbolader 2) angewendet (Kapitel 4.2.5). Die zeitliche Verzögerung des Drucksignals wird in Kapitel 4.2.6 mit Hilfe der CFD-Simulation untersucht. Auf die mechanische Verlustleistung wird abschließend in Kapitel 4.3.3 erneut eingegangen.

#### 4.2.5 Anwendung auf weitere Lastsprünge

Die bisherigen Analysen der transienten Simulationsmethodik wurden nur an einem ausgewählten Lastsprung (Lastsprung 3) mit der Geometrie des Turboladers 1 durchgeführt. Im Folgenden werden zuerst die Untersuchungen auf die übrigen Lastsprünge von Turbolader 1 ausgeweitet und dann das instationäre Verhalten des deutlich kleineren Turboladers 2 mit der entwickelten Methodik numerisch abgebildet.

Die Randbedingungen des verwendeten Standardmodells werden für die anderen Lastsprünge entsprechend angepasst. Hierbei werden die Massenstromverläufe des Verdichters jeweils nach der im Anhang D.2.1 beschriebenen Methodik berechnet.

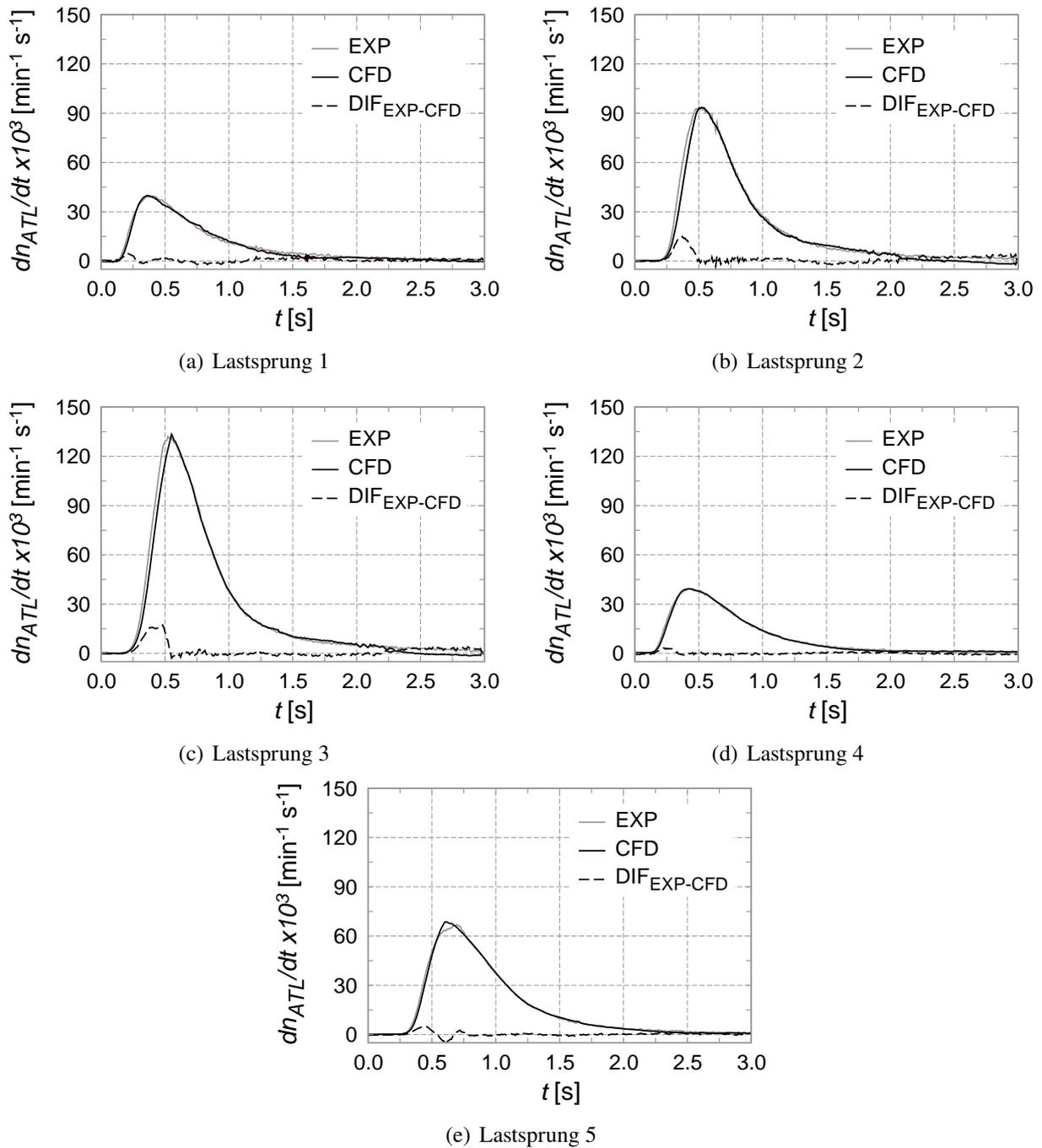


Abbildung 4.32: Vergleich der Drehzahlgradienten

Abbildung 4.32 zeigt die Drehzahlgradienten aller Beschleunigungsvorgänge von Turbolader 1. Neben dem berechneten und experimentellen Drehzahlgradienten ist für eine objektive Aussage die Differenz der beiden Verläufe dargestellt ( $DIF_{EXP-CFD}$ ). Bei Betrachtung der Differenzen der einzelnen Lastsprünge ist eine Abhängigkeit vom mittleren bzw. maximalen Drehzahlgradienten zu erkennen. Während sich bei Lastsprung 3 ( $n_{ATL} = 20\,000 \text{ min}^{-1} \rightarrow n_{ATL} = 100\,000 \text{ min}^{-1}$ ) eine maximale Differenz von ca.  $DIF_{max} = 16\,000 \text{ min}^{-1} \text{ s}^{-1}$  ergibt, kommt es bei Lastsprung 4 ( $n_{ATL} = 40\,000 \text{ min}^{-1} \rightarrow n_{ATL} = 70\,000 \text{ min}^{-1}$ ) mit dem kleinsten Gradienten zu deckungsglei-

chen Verläufen. Es lässt sich feststellen, dass es mit der momentanen CFD-Methodik bei einem höheren Drehzahlgradienten zu einer größeren Differenz zwischen Experiment und Simulation kommt.

Im Anhang D.2.2 sind die Ergebnisse von Turbolader 2 dargestellt. Die transiente Simulationemethodik wurde komplett auf die zweite Turboladergeometrie übertragen. Bis auf die angepassten instationären Randbedingungen wurden alle Einstellungen und Parameter übernommen. Der jeweilige Verdichtermassenstrom wurde nach der im Anhang D.2.1 beschriebenen Vorgehensweise bestimmt. Die Ergebnisse zeigen die gleiche Tendenz wie die Untersuchungen mit Turbolader 1. Jedoch ergeben sich aufgrund der betragslich höheren Drehzahlgradienten auch größere Differenzen. Bei Lastsprung 3 von Turbolader 2 kommt es zu der größten Abweichung zwischen dem experimentell bestimmten und dem berechneten Drehzahlgradienten (s. Abbildung D.12(c)).

Werden die maximalen Differenzen aller berechneten Lastsprünge der beiden Lader über dem entsprechenden mittleren Drehzahlgradienten nach Gleichung (3.15) aufgetragen, ergibt sich eine näherungsweise quadratische Abhängigkeit (Abbildung 4.33).

Die relative Differenz zwischen Experiment und Simulation ( $DIF_{max}/\overline{dn_{ATL}/dt}$ ) ist bei den unterschiedlichen Lastsprüngen unterschiedlich groß. So ergibt sich beispielsweise bei Lastsprung 3 von Lader 1 ein Wert von ca. 0,22, während sich bei Lader 2 ein Wert von ungefähr 0,47 ergibt.

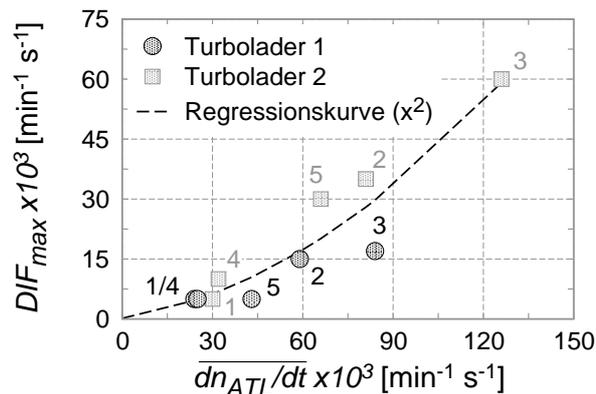


Abbildung 4.33: Maximale Differenzen der Drehzahlgradienten der analysierten Lastsprünge

Durch den verwendeten Ansatz zur Berechnung des Verdichtermassenstroms über den gemessenen Drehzahlgradienten (s. Anhang D.2.1) wird bei den meisten berechneten Lastsprüngen zwar erwartungsgemäß eine sehr gute Übereinstimmung zwischen Experiment und Simulation erreicht, aber dennoch treten bei manchen Beschleunigungsvorgängen größere Differenzen auf (z.B. Lastsprung 3 bei beiden Turboladern). Daraus lässt sich schlussfolgern, dass das Verdichterdrehmoment nicht die entscheidende Größe für eine exakte Abbildung des gemessenen Drehzahlgradienten in der CFD-Berechnung ist. Als mögliche Ursache für die teilweise bestehende Differenz zwischen Experiment und CFD-Berechnung verbleibt somit, nach wie vor, die zeitliche Verzögerung des Drucksignals vor der Turbine und die mechanische Verlustleistung der Lagerung.

Die Analyse der Prüfstandsdaten in Kapitel 3.4.4 zeigt, dass bei großen gemessenen Drehzahlgradienten ein hoher Druckgradient vor der Turbine  $dp_3/dt$  anliegt. Die dargestellte Abhängigkeit

der Simulationsgüte vom mittleren Drehzahlgradienten in Abbildung 4.33 bestätigt somit die Aussage in Kapitel 4.2.3, dass es schwierig ist, in einem Bereich mit hohen zeitlichen Gradienten eine exakte Übereinstimmung zwischen Experiment und Simulation zu erreichen.

Ferner zeigen die Ergebnisse, dass mit der entwickelten transienten CFD-Methodik auch bei einer zweiten Turboladergeometrie numerisch stabil gerechnet werden kann und sich die gute Übereinstimmung vom gemessenen und berechneten Drehzahlgradienten bei Lastsprung 3 von Turbolader 1 größtenteils bestätigen lässt. Daher kann von einer Allgemeingültigkeit der entwickelten transienten CFD-Methodik ausgegangen werden.

## 4.2.6 Zeitliche Verzögerung der Drucksignale

### Numerische Analyse der zeitlichen Verzögerung

Aus den bisher durchgeführten Untersuchungen lässt sich schließen, dass der vorgegebene Druckverlauf vor der Turbine bzw. der quasi-stationäre Ansatz der mechanischen Verlustleistung für die auftretenden Abweichungen der Simulation von den instationären Prüfstandsergebnissen verantwortlich sind.

Am Prüfstand 1 wurde als Ergebnis der durchgeführten Voruntersuchungen die Länge der Druckleitungen von der Messstelle bis zum Druckaufnehmer auf ein Mindestmaß von  $l = 2$  m verkürzt (s. Kapitel 3.1). Die zeitliche Verzögerung durch die verbleibende Leitungslänge beträgt laut einer analytischen Abschätzung ca.  $\Delta t = 0,016$  s.

Die CFD-Resultate in Kapitel 4.2.4.3 machen den Einfluss einer zeitlichen Verschiebung des gemessenen Drucksignals vor der Turbine auf den berechneten Drehzahlgradienten deutlich. Mit einer zeitlichen Verschiebung des experimentellen Druckverlaufs vor der Turbine um  $\Delta t = -0,05$  s kommt es zu einer deutlichen Verbesserung der Ergebnisqualität in Kapitel 4.2.1.1.

Aufgrund der Bedeutung der zeitlichen Verzögerung für die Ergebnisqualität wird diese nachfolgend mit Hilfe der CFD-Simulation untersucht.

Die geometrischen Abmessungen des CFD-Modells entsprechen denen der Überdruckleitungen des Prüfstandsbaus. Am Eintritt in das Modell wird der gemessene Druckverlauf vor der Turbine von Lastsprung 3 (Flut 1) vorgegeben. Der Rohraustritt ist verschlossen bzw. als Wand modelliert. Das Drucksignal wird 5 mm vor dem Rohrende ausgewertet. Neben der zeitlichen Verzögerung ist auch die Druckverlaufscharakteristik von Interesse.

Die Rechenergebnisse zeigen eine Unabhängigkeit der Verzögerung von der vorgegebenen Strömungstemperatur<sup>9</sup> sowie von der Berücksichtigung einer Turbulenzmodellierung<sup>10</sup>. Die Rechnungen werden daher mit einer Eintrittstemperatur von  $T = 50$  °C und der Annahme einer laminaren Strömung durchgeführt.

Einen Einfluss auf die zeitliche Verschiebung zeigt die Vorgabe einer Wandtemperatur ( $T_{Wall} = 20$  °C) anstelle einer adiabaten Definition. Die Berücksichtigung von Wandwärmeströmen ist

<sup>9</sup>Die Eintrittstemperatur in die Überdruckleitung wurde nicht gemessen und konnte daher nur abgeschätzt werden. Die maximal mögliche Temperatur ist die der Strömung vor der Turbine ( $T_{max} = 400$  °C). Als minimale Temperatur wurde  $T_{min} = 50$  °C angenommen.

<sup>10</sup>Die maximale Reynolds-Zahl beträgt  $Re \approx 250$ . Zur Überprüfung der Ergebnisse mit einer als *laminar* modellierten Strömung wurden exemplarisch Simulationen mit dem *SST-Modell* durchgeführt.

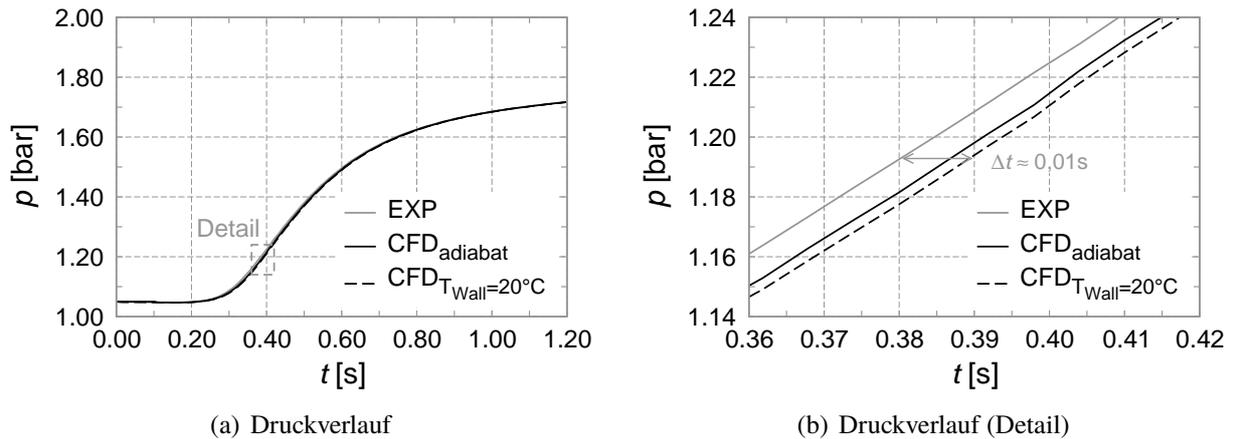


Abbildung 4.34: Zeitliche Verschiebung des Drucksignals (Lastsprung 3)

aufgrund der niedrigen Strömungsgeschwindigkeit und der daraus resultierenden hohen Verweildauer des Fluids sowie der großen Oberfläche, verglichen mit dem Volumen der Leitung, eine sinnvolle Annahme. In Abbildung 4.34 sind die Druckverläufe und in 4.36(a) die Druckgradienten abgebildet. Mit dem wärmedichten Modell stellt sich eine Verzögerung von  $\Delta t \approx 0,007$  s ein. Bei Vorgabe einer Wandtemperatur kommt es zu einer Verschiebung von  $\Delta t \approx 0,01$  s gegenüber der Randbedingung am Eintritt. Die Verlaufsform des Drucksignals und der Druckgradient verändern sich nicht.

Die Auswirkungen des Leitungsdurchmessers auf die zeitliche Verzögerung sind in Abbildung D.13 dargestellt. Mit kleinerem Durchmesser ergibt sich eine größere Verzögerung (s.a. Gleichung (3.10)).

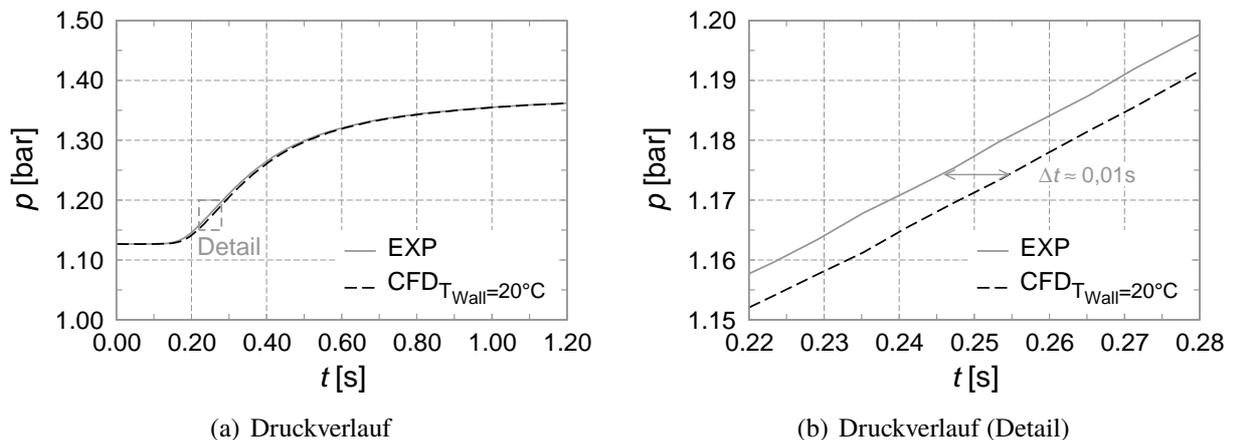


Abbildung 4.35: Zeitliche Verschiebung des Drucksignals (Lastsprung 4)

In Abbildung 4.35 sind die Auswirkungen auf den Druckverlauf vor der Turbine von Lastsprung 4 dargestellt. Bei der durchgeführten Simulation werden die Wandwärmeverluste berücksichtigt. Wie bereits in Kapitel 4.2.5 gezeigt, kommt es bei der numerischen Nachbildung von Lastsprung 4, im Gegensatz zu Lastsprung 3, zu deckungsgleichen Verläufen der Drehzahlgradienten. Der vorgegebene Druckverlauf von Lastsprung 4 hat den geringsten Gradienten. Die beiden ausgewählten Druckverläufe vor der Turbine (Lastsprung 3 und 4) haben die größte Differenz beim

maximalen Druckgradienten und beim mittleren Druckniveau.

Die zeitliche Verzögerung in Abbildung 4.35 beträgt ebenfalls ca.  $\Delta t = 0,01$  s. Die Verlaufskarakteristik bzw. der Gradient des Drucksignals bleiben unverändert (s. Abbildung 4.36(b)). Daraus lässt sich schließen, dass der Druckverlauf im vorliegenden Fall keinen Einfluss auf den Betrag der zeitlichen Verschiebung hat. Der Unterschied im mittleren Druckniveau ( $\bar{p}_{LS3} = 1.38$  bar und  $\bar{p}_{LS4} = 1.24$  bar) scheint zu gering zu sein, als dass er zu von einander abweichenden zeitlichen Verzögerungen bei den beiden Lastsprüngen führt (s. Gleichung (3.10)).

Gegenüber der analytischen Abschätzung in Kapitel 3.2 ist die zeitliche Verzögerung laut den durchgeführten CFD-Simulationen etwas geringer. Der Unterschied ist auf die getroffenen Annahmen beim analytischen Ansatz zurückzuführen.

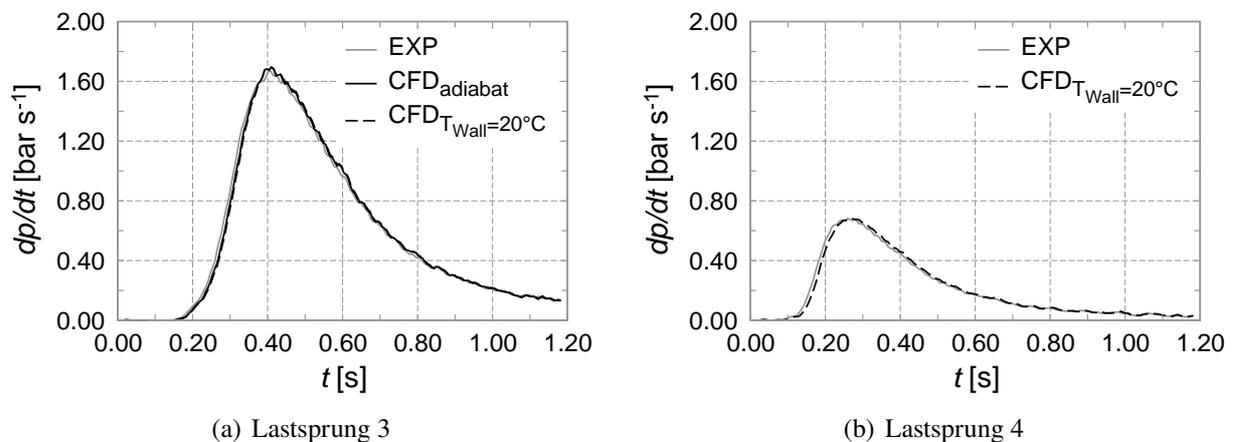


Abbildung 4.36: Vergleich der Druckgradienten

### **Einfluss auf die Simulationen mit einer Massenstrom-Randbedingung**

Die durchgeführten CFD-Analysen mit realitätsnahen Randbedingungen zeigen eine zeitliche Verzögerung des vorgegebenen Drucksignals von  $\Delta t = -0,01$  s durch die Leitungslänge. Somit ist davon auszugehen, dass die Messsignale von den Druckaufnehmern am Heißgasprüfstand um den gleichen Betrag verzögert sind. Die Druck-Randbedingungen des Simulationsmodells müssten somit um  $\Delta t = 0,01$  s früher ansteigen. Für die beiden Lastsprünge 3 und 4<sup>11</sup> werden erneut CFD-Simulationen mit den „korrigierten“ Druck-Randbedingungen durchgeführt.

Durch den früheren Anstieg der Turbinenleistung und damit des Drehmoments des Turbinenrades muss auch der Verdichtermassenstrom nach Gleichung (D.1) angepasst werden. Der verdichterseitige Massenstrom steigt dadurch früher an und ist in etwa ab dem maximalen Wert deckungsgleich mit dem bisherigen Verlauf (s. Abbildung 4.37). Durch den früheren Anstieg des berechneten Massenstroms nähert sich dieser tendenziell dem Massenstromverlauf an, der sich mit der Druck-Randbedingung einstellt (s. Abbildung 4.40(a)).

<sup>11</sup>Die Lastsprünge zeichnen sich dadurch aus, dass es bei Lastsprung 3 zu der größten und bei Lastsprung 4 zu der kleinsten Differenz zwischen experimentellen und simulierten Drehzahlgradienten kommt (s.a. Kapitel 4.2.5)

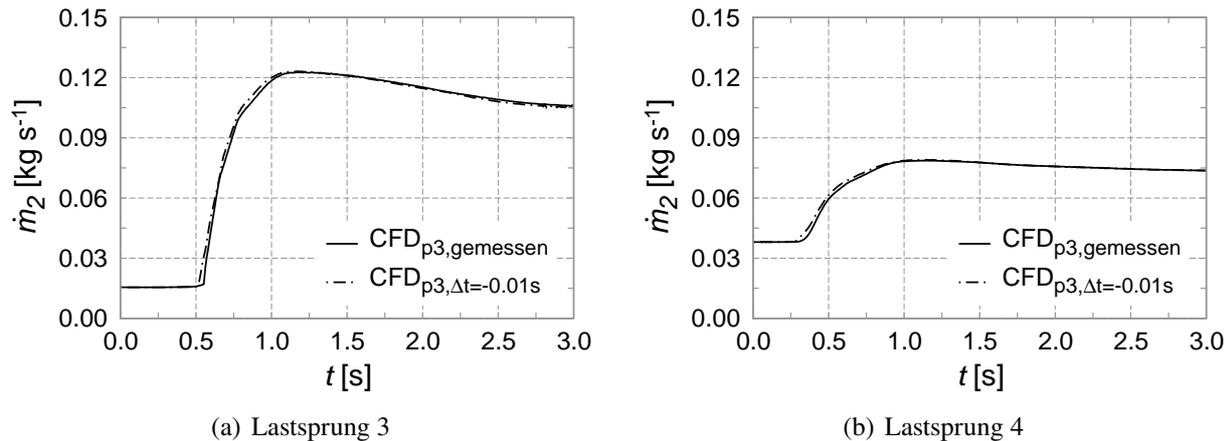


Abbildung 4.37: Änderung des Verdichtermassenstroms aufgrund der Berücksichtigung der zeitlichen Verzögerung

Durch die Berücksichtigung der zeitlichen Verzögerung in den Druck-Randbedingungen ergeben sich die in den Abbildungen 4.38(a) und 4.38(b) gezeigten Drehzahlgradienten. Der experimentelle und der berechnete Verlauf von Lastsprung 4 sind weiterhin deckungsgleich. Die Differenz bei Lastsprung 3 reduziert sich um ca. 40%, wodurch Experiment und Simulation noch besser übereinstimmen. Ein Vergleich des integrierten berechneten Drehzahlgradienten mit dem gemessenen Drehzahlverlauf zeigt (s. Abbildung 4.39(a)), dass die maximale Differenz lediglich ca. 3% beträgt. Die Drehzahlverläufe von Lastsprung 4 sind deckungsgleich (s. Abbildung 4.39(b)).

Die Ergebnisqualität der restlichen Lastsprünge von Turbolader 1 sollte erwartungsgemäß zwischen den beiden gezeigten liegen. Auf eine erneute Simulation aller Lastsprünge wird daher verzichtet. Es ist davon auszugehen, dass bei den teilweise höheren Drehzahlgradienten von Turbolader 2 (s. Abbildung 4.33) ebenfalls eine geringe Differenz verbleiben würde.

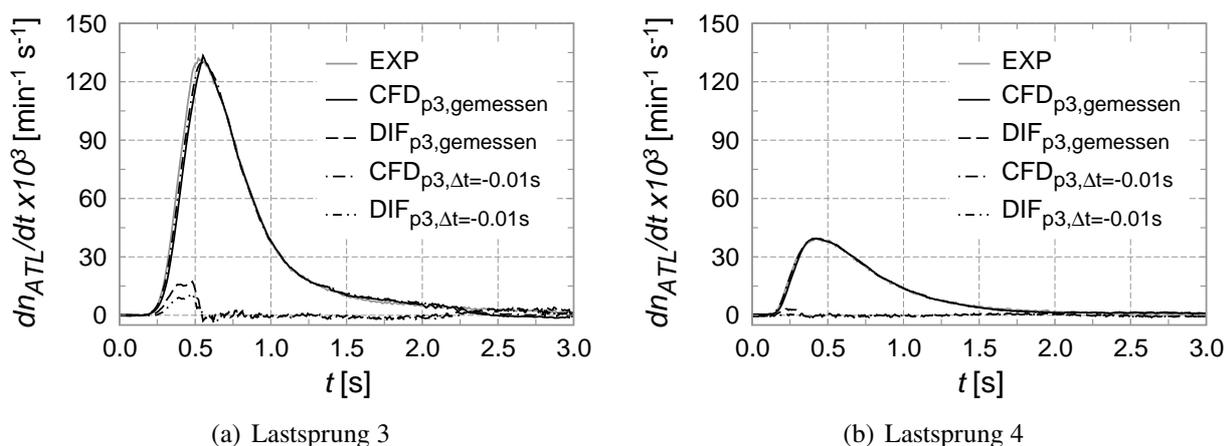


Abbildung 4.38: Änderung des Drehzahlgradienten durch die Berücksichtigung der zeitlichen Verzögerung

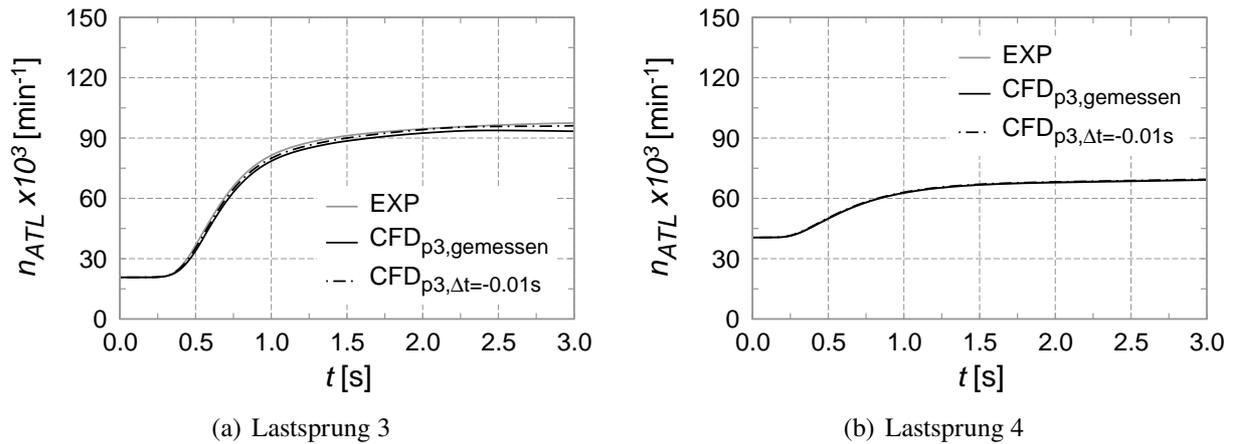


Abbildung 4.39: Änderung des Drehzahlverlaufs durch die Berücksichtigung der zeitlichen Verzögerung

### Einfluss auf die Simulationen mit einer Druck-Randbedingung

Wird die zeitliche Verzögerung von  $\Delta t = -0,01\text{ s}$  bei den gemessenen Drucksignalen vor der Turbine und nach dem Verdichter in der CFD-Simulation bei Verwendung einer Druck-Randbedingung nach dem Verdichter berücksichtigt (s. Kapitel 4.2.1.1), so ergeben sich der in Abbildung 4.40 dargestellte Verdichtermassenstrom und Drehzahlgradient. Die numerischen Instabilitäten, die zu einem Absturz der CFD-Berechnung führen, treten erwartungsgemäß nach wie vor auf (vgl. Kapitel 4.2.1).

Durch den früheren Druckanstieg nach dem Verdichter kommt es in Abbildung 4.40(a) zu einem tendenziell späteren Ansteigen des Verdichtermassenstroms (vgl. Kapitel 4.2.2.1). Ferner reduziert sich der maximale Massenstromwert bei  $t \approx 1,0\text{ s}$ . Dadurch wird der Unterschied zum berechneten Massenstromverlauf<sup>12</sup> geringer.

Die maximale Differenz zwischen dem gemessenen und berechneten Drehzahlgradienten reduziert sich in Abbildung 4.40(b) bei  $t \approx 0,6\text{ s}$  von  $\Delta dn_{ATL}/dt_{max} \approx 20\,000\text{ min}^{-1}\text{ s}^{-1}$  auf  $\Delta dn_{ATL}/dt_{max} \approx 15\,000\text{ min}^{-1}\text{ s}^{-1}$ . Die prozentuale Abweichung beträgt somit noch ungefähr 10%.

Die Berechnungsergebnisse lassen sich mit den Erkenntnissen aus Kapitel 4.2.1 bis 4.2.4 erklären. Turbinenseitig bewirkt die Verschiebung des Drucksignals vor der Turbine einen früheren Anstieg des Drehmoments. Damit steht mehr Leistung zur Beschleunigung des Laufzeugs zur Verfügung. Verdichterseitig kommt es durch den früheren Druckanstieg zu einem späteren Massenstromanstieg und dadurch auch zu einem späteren Drehmomentanstieg. Dadurch ergibt sich ebenfalls ein höherer Drehzahlgradient. Daraus folgt, dass die durch die Berücksichtigung einer zeitlichen Verzögerung entstehenden turbinen- und verdichterseitigen Änderungen zu einem höheren berechneten Drehzahlgradienten führen.

Nach den vorliegenden Ergebnissen in Abbildung 4.40 ist für eine exakte Übereinstimmung des experimentellen und berechneten Drehzahlgradienten eine zeitliche Verschiebung der beiden

<sup>12</sup>Der in Abbildung 4.40(a) dargestellte berechnete Massenstrom ist zu Beginn des Lastsprungs geringfügig angepasst worden (s. hierzu Anhang D.3.1).

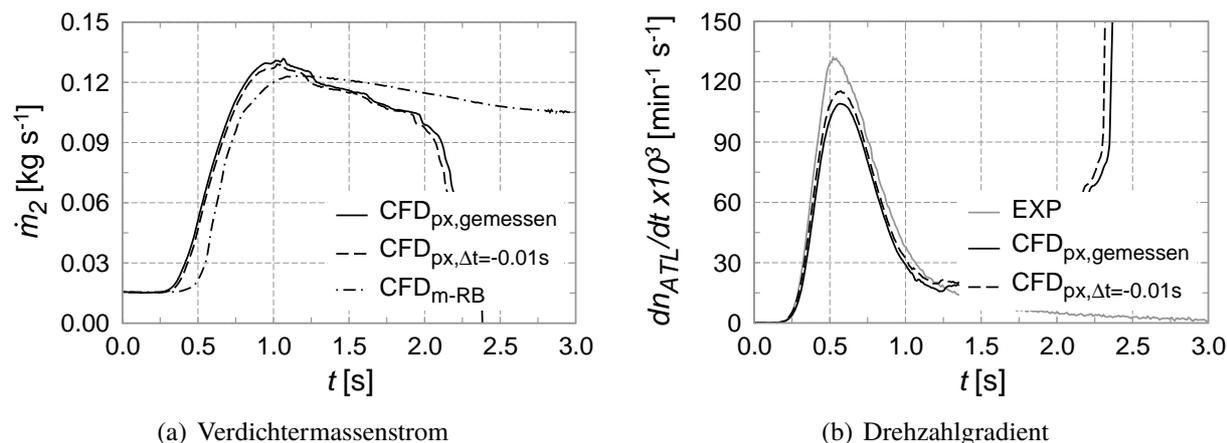


Abbildung 4.40: Auswirkung der zeitlichen Verzögerung bei einer Druck-Randbedingung nach dem Verdichter (Lastsprung 3)

vorgegebenen Drucksignale von  $\Delta t \approx -0,03\text{s}$  notwendig. Die notwendige zeitliche Verschiebung kann nicht erklärt werden und wird in Kapitel 4.4 abschließend diskutiert.

Die Ergebnisse verdeutlichen die in Kapitel 4.2.3 erwähnte Sensitivität des berechneten Drehzahlgradienten gegenüber sehr geringen zeitlichen Abweichungen bei den Druckverläufen und die damit verbundenen Schwierigkeiten bei der Abbildung der experimentellen Ergebnisse in der Simulation.

Durch die Berücksichtigung der zeitlichen Verzögerung bei den Druckverläufen kann die Ergebnisqualität bei Verwendung einer Druck-Randbedingung nach dem Verdichter verbessert werden. Der angepasste berechnete Verdichtermassenstrom nähert sich durch die zeitliche Verschiebung des Drucksignals vor der Turbine an den Massenstromverlauf mit einer Druck-Randbedingung an.

Für die verbleibende Abweichung beim Drehzahlgradienten scheint die vorgegebene mechanische Verlustleistung verantwortlich zu sein. Auf diese wird in Kapitel 4.3.3 noch einmal eingegangen. Wie bereits erwähnt, besteht mit den zur Verfügung stehenden Prüfständen keine Möglichkeit, die mechanischen Verluste während den Lastsprüngen zu messen. In Schmitt (2007) und Uhlmann et al. (2013) wird jedoch eine Abhängigkeit der Lagerverluste von dem Axial Schub des Laufzeugs auf Basis von stationären experimentellen Versuchen nachgewiesen. Bei den Versuchen am Prüfstand 1 wurden zwar keine Axialkräfte gemessen, aber mittels der CFD-Simulation ist es möglich, diese während des Beschleunigungsvorgangs zu bestimmen (s. Kapitel 4.3.3).

Mit der verbesserten Ergebnisqualität der transienten Simulationsmethodik kann jetzt der Beschleunigungsvorgang gut abgebildet und die instationären Strömungsvorgänge während der hochdynamischen Drehzahlerhöhung können in Kapitel 4.3 analysiert werden. Die Untersuchungen werden wie in Kapitel 4.2.3 festgelegt, mit dem Standardmodell und einer Massenstrom-Randbedingung durchgeführt.

### 4.3 Numerische Analyse des Instationärverhaltens

Nachfolgend wird das transiente Verhalten maßgeblicher Größen während der hochdynamischen Drehzahlerhöhung exemplarisch untersucht. Zunächst erfolgt eine Analyse der Turbinen- und Verdichterleistung sowie der inneren Wirkungsgrade während des Beschleunigungsvorgangs. Der quasi-stationäre Ansatz der mechanischen Verlustleistung wird bei der Diskussion der Axialkraftverläufe abschließend erneut aufgegriffen.

Der zeitliche Verlauf des Verdichtermassenstroms wird zu Beginn des Beschleunigungsvorgangs für die nachfolgenden Untersuchungen geringfügig angepasst (s. hierzu Anhang D.3.1).

Zur Anwendung kommen wieder die Randbedingungen<sup>13</sup> von Lastsprung 3, bei dem sich der größte Drehzahlgradient einstellt.

#### 4.3.1 Turbinen- und Verdichterleistung

Der Drehzahlgradient berechnet sich aus der Leistungsdifferenz zwischen Turbinen- und Verdichterrad. Für die Analyse des instationären Verhaltens beziehen sich deshalb alle für die Berechnung notwendigen Größen, sofern nicht anders angegeben, auf die axialen ( $A$ ) und radialen Schnittstellen ( $R$ ) in den CFD-Modellen (s. Anhang A).

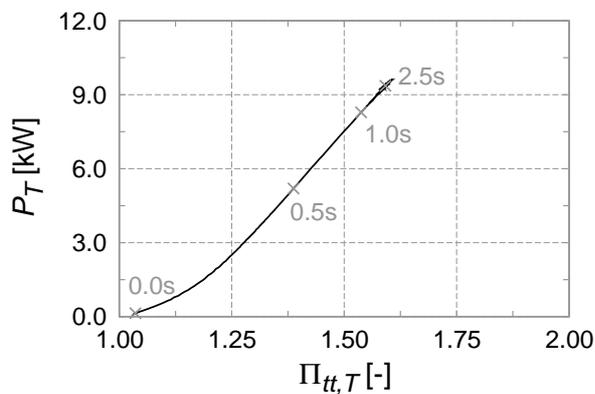
Die Anordnung der Verläufe in Abbildung 4.41 erfolgt nach der Wirkkette *Turbinendruckverhältnis*  $\rightarrow$  *Turbinenleistung*  $\rightarrow$  *Drehzahl*  $\rightarrow$  *Verdichterleistung*  $\rightarrow$  *Verdichterdruckverhältnis*. Zusätzlich ist der turbinen- und verdichterseitige Massenstrom dargestellt. Abbildung 4.41(a) zeigt die Turbinenleistung in Abhängigkeit vom Turbinendruckverhältnis. Der Turbinenmassenstrom am Radeintritt ist in Abbildung 4.41(b) aufgetragen. Das Turbinendruckverhältnis beträgt  $\Delta t = 0,5$  s nach dem Druckanstieg bereits ca. 65% des stationären Endwerts. Dieser wird nach ca.  $\Delta t = 2,5$  s erreicht. Die Leistung des Turbinenrades steigt zu Beginn progressiv an und weist im weiteren Verlauf ein nahezu lineares Verhalten auf. Der Turbinenmassenstrom hingegen zeigt ein degressives Verhalten. Hierbei kommt es am Anfang des Drucksprungs zu einem schnellen Anstieg des Massenstroms.

Der Drehzahlaufbau folgt der Turbinenleistung näherungsweise linear (Abbildung 4.41(c)). Dieses Verhalten ist insofern interessant, da die Turbinenleistung anfangs verzögert ansteigt. Erklären lässt sich dieser Zusammenhang mit dem Verlauf der Verdichterleistung über der Turboladerdrehzahl in Abbildung 4.41(d). Hier zeigt sich ein verzögertes Ansteigen der Verdichterleistung. Zu Beginn des Lastsprungs liegt der Verdichterbetriebspunkt bei einem geringen Druckverhältnis und Massenstrom. Somit ist der verdichterseitige Leistungsbedarf, wie auch die mechanische Verlustleistung, sehr gering und der Großteil der Turbinenleistung steht zur Beschleunigung des Laufzeugs zur Verfügung (s.a. Abbildung 4.14). Erst mit höheren Drehzahlen nimmt der Leistungsbedarf des Verdichters stetig zu.

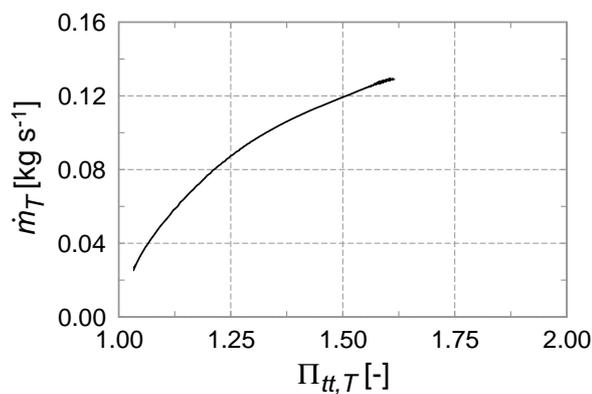
Die anliegende Verdichterleistung ist im isentropen Fall eine Funktion des verdichterseitigen Massenstroms und des Druckverhältnisses (Gleichung (2.11)). Beide Größen steigen zu Beginn des Lastsprungs bei einer geringen Erhöhung der Verdichterleistung verhältnismäßig stark an

<sup>13</sup>Die Druckverläufe vor der Turbine sind mit der zeitlichen Verschiebung  $\Delta t = 0,01$  s aus Kapitel 4.2.6 „korrigiert“.

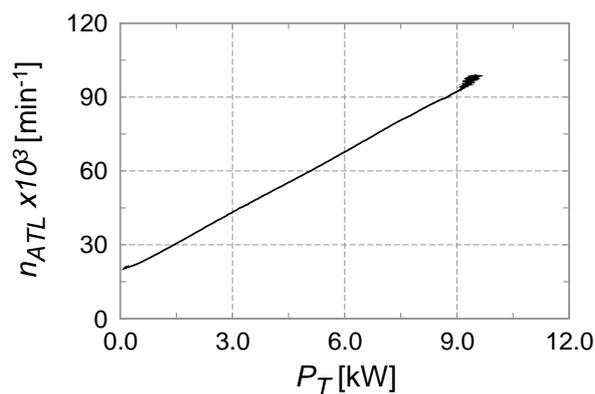
(Abbildung 4.41(e) und 4.41(f)). Während der Massenstrom auch im weiteren Verlauf stark zunimmt, flacht der Anstieg des Druckverhältnisses ab. Erst wenn gegen Ende des Lastsprungs der Verdichtermassenstrom abnimmt, steigt das Druckverhältnis wieder stärker an. Dieses Verhalten lässt sich mit dem großen Volumen der Nachlaufstrecke am Heißgasprüfstand erklären (s. Kapitel 4.2.1.3).



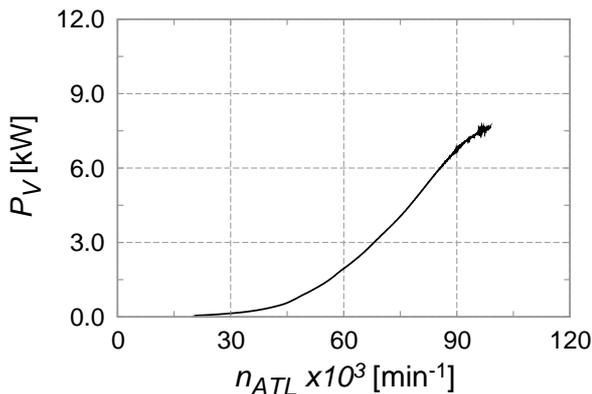
(a) Turbinenleistung



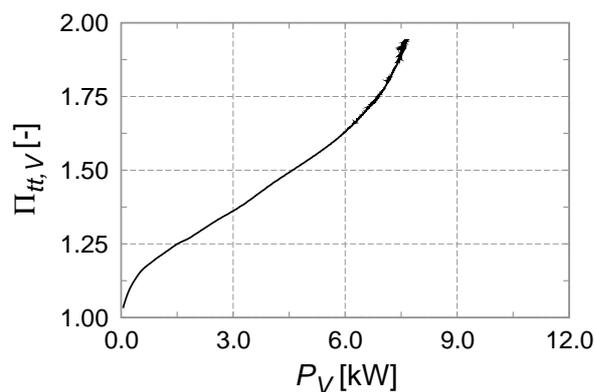
(b) Turbinenmassenstrom



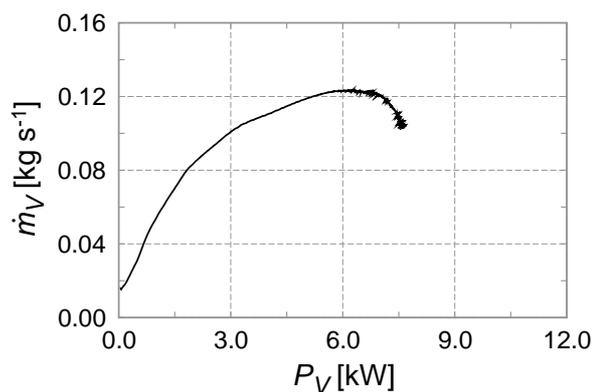
(c) Turboladerdrehzahl



(d) Verdichterleistung



(e) Verdichterdruckverhältnis



(f) Verdichtermassenstrom

Abbildung 4.41: Turbinen- und Verdichterleistung

Bisher wurde nicht auf die inneren Wirkungsgrade eingegangen, welche für die Leistungsabgabe vom Turbinenrad sowie die Leistungsumsetzung am Verdichterrad maßgeblich sind. Aufgrund ihrer Bedeutung werden sie im nächsten Kapitel ausführlich analysiert. Neben dem zeitlichen Verlauf wird u.a. der Einfluss der Wirkungsgraddefinition und der Auswerteebenen aufgezeigt.

### 4.3.2 Innere Wirkungsgrade

Bevor auf die instationären Verläufe der inneren Wirkungsgrade eingegangen wird, erfolgt auf Basis der transienten Simulationsergebnisse eine Auswertung analog zu Kapitel 3.4.1.

Am Prüfstand wird der „stationäre“ Endpunkt ca.  $t = 30,0\text{ s}$  nach dem Schließvorgang der Regelklappen gemessen. Die transienten experimentellen Wirkungsgradwerte weichen aufgrund der thermischen Trägheit zu Beginn und am Ende der Lastsprünge teilweise deutlich von den stationären Beträgen ab. In den CFD-Simulationen wird über einen Zeitraum von  $t = 3,0\text{ s}$  gerechnet (s. Kapitel 3.4.3). Die transienten inneren Wirkungsgrade der Start- und Endpunkte der Beschleunigungsvorgänge stimmen erwartungsgemäß mit den Resultaten aus den stationären Simulationen überein (s. Anhang D.3.2).

In der Simulation können die inneren Wirkungsgrade über verschiedene Ansätze und unterschiedliche Bezugsflächen bestimmt werden. Die Wirkungsgradberechnung kann sowohl über die Enthalpiedifferenz als auch über das am Rad anliegende Drehmoment erfolgen.

Für die Auswertung der Enthalpiedifferenz können unterschiedliche Bezugsflächen verwendet werden. Standardmäßig wird an den Flächen am Ein- und Austritt in das Turbinen- oder Verdichtergehäuse ausgewertet. Da für den Beschleunigungsvorgang jedoch entscheidend ist, welche Leistung an den Rädern anliegt, ist es sinnvoll, den Wirkungsgrad über die axialen und radialen Schnittstellen in den CFD-Modellen zu berechnen.

In den nachfolgenden Ausführungen wird diskutiert, ob die inneren Wirkungsgrade ein quasi-stationäres Verhalten aufweisen.

#### Turbine

Für den inneren Turbinenwirkungsgrad ergeben sich die Definitionen nach Gleichung (4.8), (4.9) und (4.10). Die beiden Ansätze über die Enthalpiedifferenz unterscheiden sich durch den Auswertort des zeitlichen Massenstromverlaufs. Gleichung (4.10) wird dahingehend vereinfacht, dass mit der Annahme  $\dot{m}_A = \dot{m}_R$  bzw.  $\dot{m}_4 = \dot{m}_3$  nur der Massenstrom am Eintritt ins Rad bzw. Gehäuse verwendet wird. Bei stationären Simulationen ergeben sich mit den Gleichungen (4.9) und (4.10) per se die gleichen Wirkungsgradwerte. Die Berechnung der isentropen Leistung erfolgt stets nach Gleichung (2.12), wobei die Auswerteflächen entsprechend angepasst werden. Bei den dargestellten Formeln beziehen sich die Größen auf die radialen ( $R$ ) und axialen Schnittstellen ( $A$ ) sowie auf den Gehäuseeintritt ( $3$ ) und -austritt ( $4$ ) (s.a. Anhang A).

$$\text{Drehmoment: } \eta_{i,RA} = \frac{M_{i,T} \cdot \omega_{ATL}}{P_{s,RA}} \quad \text{bzw. } \eta_{i,34} = \frac{M_{i,T} \cdot \omega_{ATL}}{P_{s,34}} \quad (4.8)$$

$$\text{Enthalpiedifferenz: } \eta_{i,RA} = \frac{\overbrace{\dot{m}_R \cdot h_{tR}}^{\text{Term 1}} - \overbrace{\dot{m}_A \cdot h_{tA}}^{\text{Term 2}}}{P_{s,RA}} \quad \text{bzw. } \eta_{i,34} = \frac{\overbrace{\dot{m}_3 \cdot h_{t3}}^{\text{Term 1}} - \overbrace{\dot{m}_4 \cdot h_{t4}}^{\text{Term 2}}}{P_{s,34}} \quad (4.9)$$

$$\eta_{i,RA} = \frac{\dot{m}_R \cdot (h_{tR} - h_{tA})}{P_{s,RA}} \quad \text{bzw. } \eta_{i,34} = \frac{\dot{m}_3 \cdot (h_{t3} - h_{t4})}{P_{s,34}} \quad (4.10)$$

Die zeitlichen Verläufe der Wirkungsgrade sind in Abbildung 4.42 dargestellt. Zur besseren Vergleichbarkeit sind die Beträge jeweils mit dem stationären Endwert normiert<sup>14</sup>. Ferner sind in den Diagrammen noch die stationären Werte zu ausgewählten Zeitpunkten abgebildet, um die Gültigkeit einer quasi-stationären Annahme überprüfen zu können. Bei den hierfür notwendigen stationären CFD-Berechnungen wurden der Aufbau und die Einstellungen aus der transienten Simulationsmethodik übernommen.

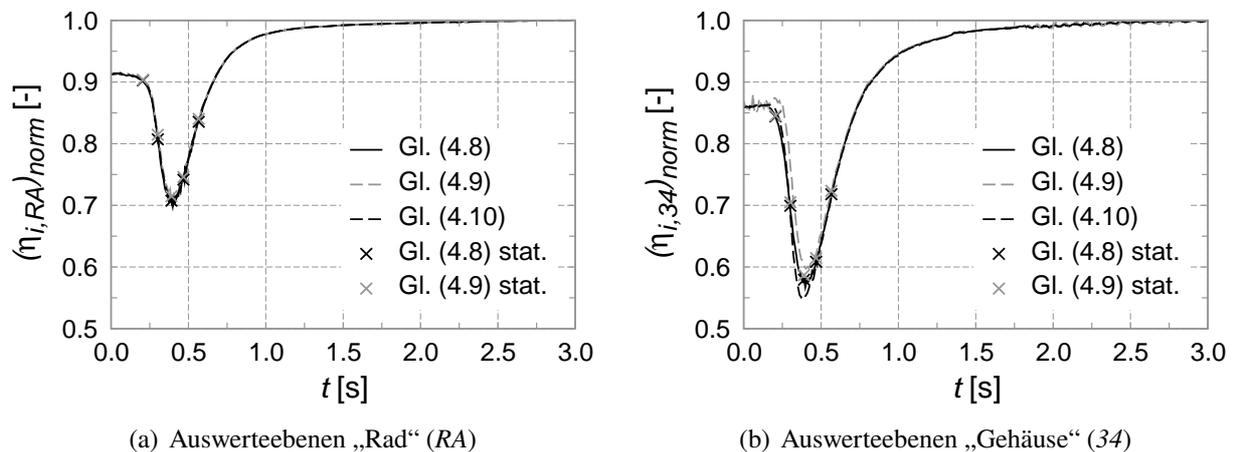


Abbildung 4.42: Zeitlicher Verlauf der inneren Turbinenwirkungsgrade (normiert)

Bei der Berechnung über das Turbinenrad ergeben sich mit allen drei Gleichungen deckungsgleiche Verläufe sowie eine sehr gute Übereinstimmung mit den stationären Werten (Abbildung 4.42(a)). Für den zeitlichen Wirkungsgradverlauf ist es daher unerheblich, ob der Massenstrom am Radeintritt oder -austritt bestimmt wird. Des Weiteren kann aus den Ergebnissen abgeleitet werden, dass sich die Strömungszustände im Turbinenrad während des Beschleunigungsvorgangs nicht erheblich von denen der entsprechenden stationären Betriebspunkte unterscheiden. Zur Bestätigung erfolgt in Abbildung 4.43 ein Vergleich der relativen Strömungsgeschwindigkeit und -richtung mit Hilfe der sogenannten *Blade-to-Blade*-Darstellung (s. ANSYS (2009a)). In der oberen Reihe ist die Geschwindigkeit eingefärbt, in der unteren die Strömungsrichtung (siehe hierzu Anhang D.3.4). Auf der linken Seite in Abbildung 4.43 ist jeweils die Momentaufnahme zum Zeitpunkt des Wirkungsgrad-Minimums während des Beschleunigungsvorgangs aufgetragen ( $t \approx 0,39$  s). Auf der rechten Seite (Abbildung 4.43(b) und 4.43(d)) sind

<sup>14</sup>Der Wirkungsgradbetrag ist hier von untergeordnetem Interesse. Die nicht normierten Verläufe der Turbinenwirkungsgrade sind in Abbildung D.17 dargestellt.

die Ergebnisse des entsprechenden stationären Betriebspunkts dargestellt.

Bei den Darstellungen zeigen sich sehr ähnliche Ergebnisse. Beim stationären Betriebspunkt liegt zwar das Geschwindigkeitsniveau am Radaustritt stellenweise auf einem leicht höheren Niveau und in den Schaufelkanälen 4 bis 6 ist im instationären Fall eine tendenziell stärkere Ablösung zu erkennen, aber die geringen Unterschiede in der lokalen Strömungsausprägung wirken sich nicht auf die berechneten Turbinenrad-Wirkungsgrade aus.

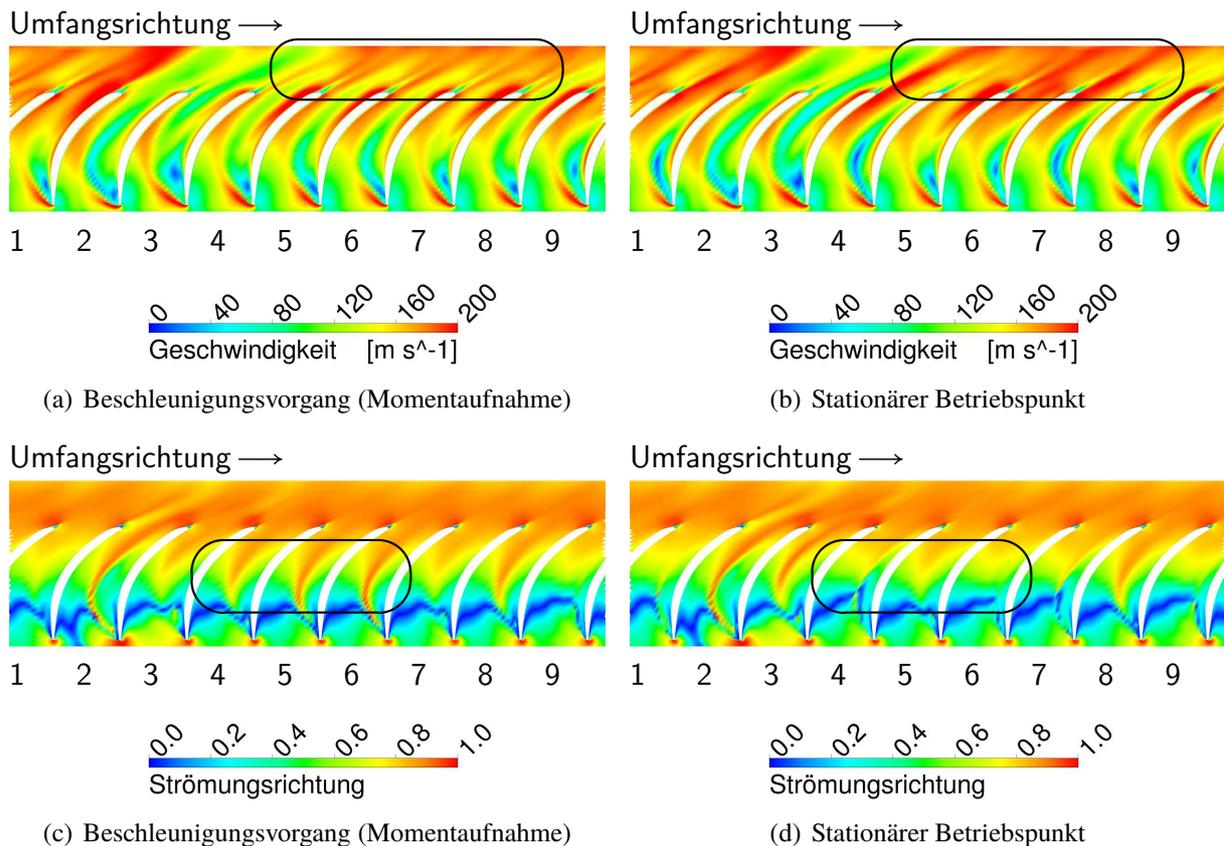


Abbildung 4.43: Strömungszustände im Turbinenrad ( $t \approx 0,39$  s)

Wird der Wirkungsgrad über das Gehäuse ausgewertet, so zeigen sich leichte Unterschiede in den zeitlichen Verläufen und Abweichungen zu den stationären Ergebnissen (Abbildung 4.42(b)). Einzig die Wirkungsgraddefinition nach Gleichung (4.8) mit den Auswerteflächen (3) und (4) ergibt transient und stationär identische Werte. Die Ergebnisse mit den beiden Ansätzen über die Enthalpiedifferenz (Gleichung (4.9) und (4.10)) sind zu Beginn des Lastsprungs gleich, weichen dann voneinander ab und laufen gegen Ende des Sprungs wieder zusammen. Hier ist der Einfluss der Auswerteebene für den instationären Massenstrom erkennbar. Der Massenstrom steigt zuerst an der Auswertestelle (3) und danach an der Stelle (4) an. Wird in Gleichung (4.9) der Massenstrom in *Term 2* mit dem Wert von *Term 1* ersetzt ( $\dot{m}_3 = \dot{m}_4 \Rightarrow$  Gleichung (4.10)), steigt *Term 2* folglich früher an und führt zu der Reduzierung des Wirkungsgradwerts in Abbildung 4.42(b).

Die bisherigen Resultate zeigen, dass eine quasi-stationäre Betrachtung des inneren Wirkungsgrads über das Turbinenrad zulässig ist. Wenn die Auswerteebenen des Turbinengehäuses für die

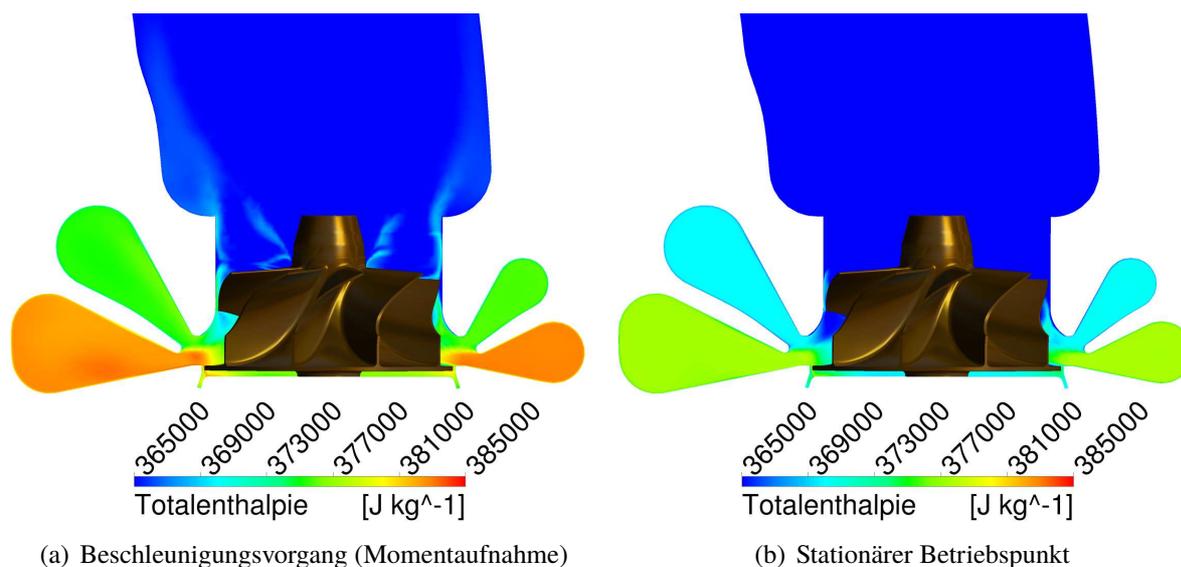


Abbildung 4.44: Darstellung der Totalenthalpie im Turbinengehäuse ( $t \approx 0,39$  s)

Bestimmung des Wirkungsgrads verwendet werden, dann ist eine quasi-stationäre Betrachtung nur bei der Wirkungsgradberechnung über das Drehmoment (Gleichung (4.8)) zulässig.

Da die isentrope Turbinenleistung  $P_{s,34}$  bei allen Berechnungsarten des Wirkungsgrads identisch bestimmt wird, kann nur die Enthalpiedifferenz über das Gehäuse für das abweichende transiente Verhalten verantwortlich sein. Das quasi-stationäre Verhalten der Druckverhältnisse ist im Anhang D.3.5 dargestellt.

Nachdem sich nach Gleichung (4.9) ein höherer instationärer Wirkungsgrad ergibt als bei einer stationären Rechnung, scheint der Enthalpieabbau über das Turbinengehäuse verzögert zu sein. Zur Überprüfung dieses Zusammenhangs ist auf einer Schnittebene im Turbinengehäuse die Verteilung der Totalenthalpie dargestellt. In Abbildung 4.44 ist auf der linken Seite (a) die Verteilung der Totalenthalpie während des Beschleunigungsvorgangs zum Zeitpunkt des minimalen Wirkungsgrads dargestellt ( $t \approx 0,39$  s). Auf der rechten Seite (b) ist die Verteilung beim entsprechenden stationären Betriebspunkt abgebildet. Bei der Momentaufnahme während des Beschleunigungsvorgangs ist ein deutlich höheres Enthalpieniveau in den Fluten des Turbineneintrittsgehäuses erkennbar. Daraus lässt sich schließen, dass im Gegensatz zum Druckabbau (vgl. Abbildung D.20) beim Enthalpieabbau über das Turbinengehäuse ein quasi-stationärer Ansatz nicht exakt gültig ist.

Bevor die Ergebnisse der Verdichterseite analysiert werden, ist zu klären, warum es beim instationären Wirkungsgradverlauf der Turbine zu Beginn des Lastsprungs ab  $t \approx 0,25$  s zu einem deutlichen Einbruch kommt, der über das Gehäuse ausgeprägter ist als über das Rad (vgl. Abbildung 4.42).

Der transiente Verlauf des Wirkungsgrads über das Turbinenrad (RA) nach Gleichung (4.8) wird hierzu in Abhängigkeit vom Turbinendruckverhältnis aufgetragen (s. Abbildung 4.45). Die Darstellung wird mit stationären Drehzahllinien des Turbinenrad-Wirkungsgrads und einer ausgewählten Drehzahllinie des Wirkungsgrads über das Turbinengehäuse ( $n_{ATL} = 40\,000 \text{ min}^{-1}$ ) ergänzt. Ferner sind im transienten Verlauf die Zeitpunkte markiert, bei denen die gleiche Drehzahl

wie bei den abgebildeten stationären Drehzahllinien vorliegt. Die transienten Wirkungsgradwerte zu den markierten Zeitpunkten stimmen mit den entsprechenden stationären Werten überein und bestätigen somit das quasi-stationäre Verhalten bei einer Auswertung über das Turbinenrad. Durch den schnellen Druckaufbau vor der Turbine und den gleichzeitig verzögerten Drehzahlanstieg aufgrund der Trägheit des Laufzeugs verschieben sich die Betriebspunkte in Kennfeldbereiche mit sehr geringen Wirkungsgraden. Der Einbruch des Wirkungsgrads kann also auf das stationäre Verhalten der Turbine zurückgeführt werden. Letztlich kann auch der stärkere Wirkungsgradabfall über das Gehäuse mit der stationären Charakteristik erklärt werden. Mit zunehmendem Druckverhältnis divergieren bei konstanter Drehzahl die über das Rad (RA) bzw. das Gehäuse (34) bestimmten Wirkungsgradlinien. Dieses Verhalten ist exemplarisch bei einer Drehzahl von  $n_{ATL} = 40\,000\text{ min}^{-1}$  in Abbildung 4.45 dargestellt ( $\Delta\eta_{i,T1} < \Delta\eta_{i,T2}$ ).

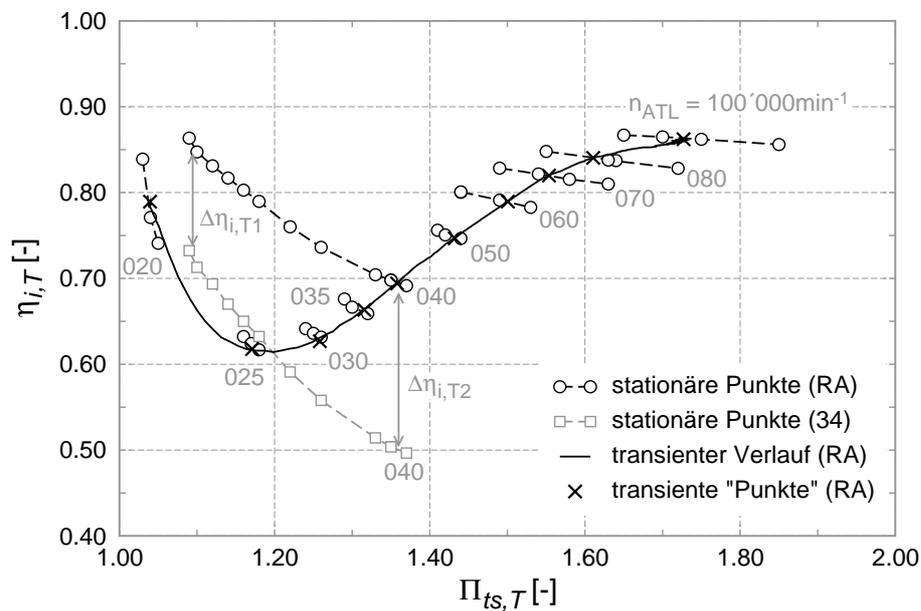


Abbildung 4.45: Instationärer Verlauf des Turbinenwirkungsgrads

### Verdichter

Analog zu den Turbinenwirkungsgraden kann auch der Verdichterwirkungsgrad über das Drehmoment und die Enthalpiedifferenz berechnet werden (Gleichung (4.11) bis (4.13)). Die Auswertung über das Gehäuse erfolgt jedoch über die Ebenen (1) und (2) (s. Abbildung A.1).

$$\text{Drehmoment: } \eta_{i,AR} = \frac{P_{s,AR}}{M_{i,V} \cdot \omega_{ATL}} \quad \text{bzw. } \eta_{i,12} = \frac{P_{s,12}}{M_{i,V} \cdot \omega_{ATL}} \quad (4.11)$$

$$\text{Enthalpiedifferenz: } \eta_{i,AR} = \frac{P_{s,AR}}{\dot{m}_R \cdot h_{tR} - \dot{m}_A \cdot h_{tA}} \quad \text{bzw. } \eta_{i,12} = \frac{P_{s,12}}{\dot{m}_2 \cdot h_{t2} - \dot{m}_1 \cdot h_{t1}} \quad (4.12)$$

$$\eta_{i,AR} = \frac{P_{s,AR}}{\dot{m}_A \cdot (h_{tR} - h_{tA})} \quad \text{bzw. } \eta_{i,12} = \frac{P_{s,12}}{\dot{m}_1 \cdot (h_{t2} - h_{t1})} \quad (4.13)$$

Bei den normierten Verläufen in Abbildung 4.46 ist das nahezu gleiche Verhalten wie auf der Turbinenseite erkennbar. Die Wirkungsgraddefinitionen über das Rad sind deckungsgleich und zeigen ein quasi-stationäres Verhalten (s. Abbildung 4.46(a)). Ebenso weicht die Strömungsausprägung im Rad während des Lastsprungs nicht von der stationär bestimmten ab (s. Abbildung D.22).

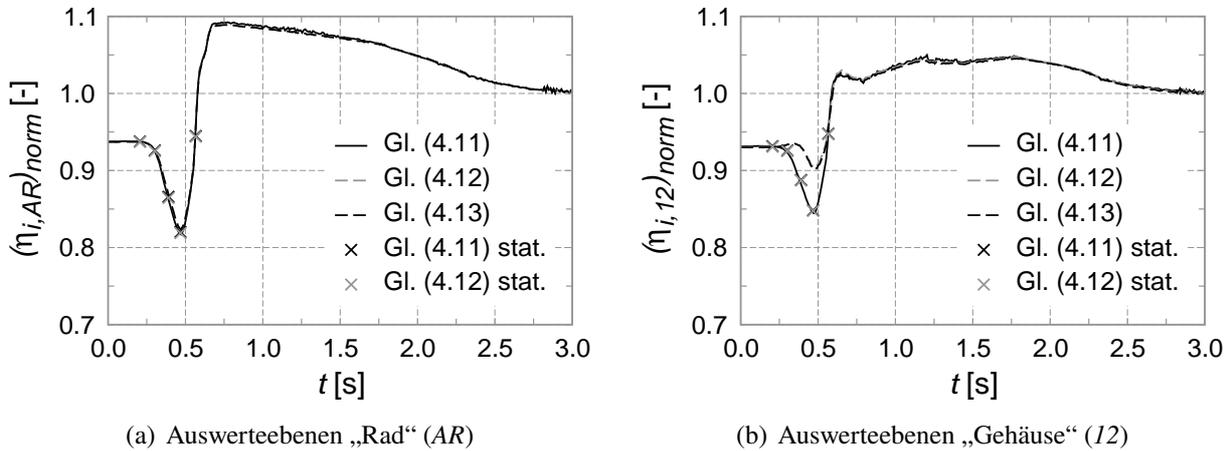
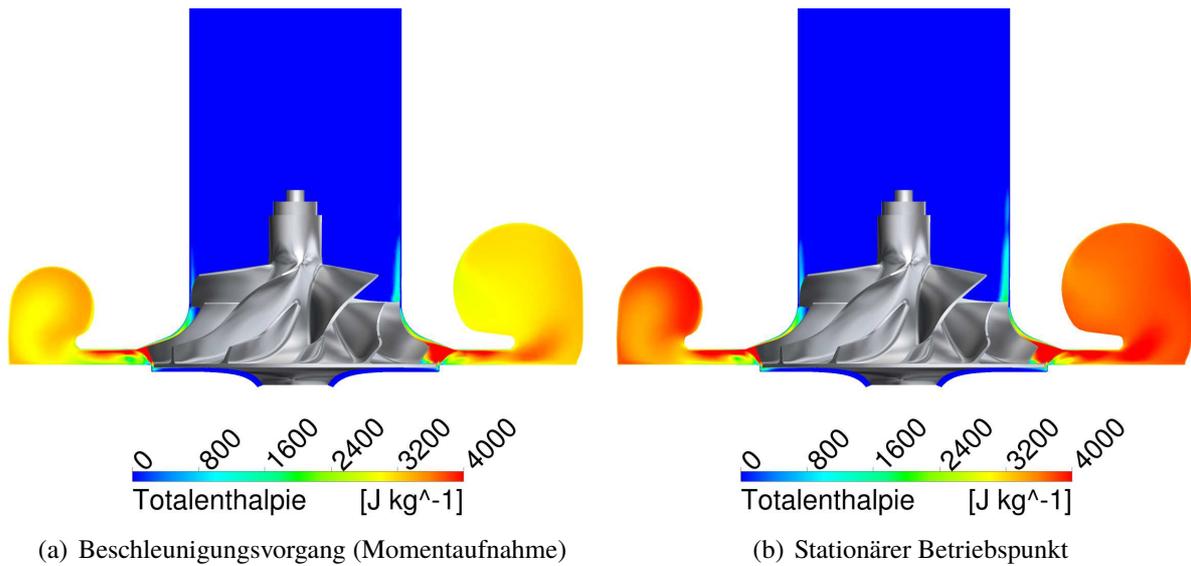


Abbildung 4.46: Zeitlicher Verlauf der inneren Verdichterwirkungsgrade (normiert)

Bei der Wirkungsgradbestimmung über das Verdichtergehäuse kommt es zu unterschiedlichen Verläufen (s. Abbildung 4.46(b)). Nur der Wirkungsgrad nach Gleichung (4.11) stimmt gut mit den Beträgen der stationären Betriebspunkte überein. Die Annahme, dass der zeitliche Verlauf der einströmende Masse gleich dem der ausströmenden Masse ist ( $\dot{m}_2 = \dot{m}_1 \Rightarrow$  Gleichung (4.13)) hat im Gegensatz zur Turbine keinen nennenswerten Einfluss auf den Wirkungsgradverlauf. Die maximale Abweichung von den stationären Werten ( $t \approx 0,47$  s) ist mit den Wirkungsgraddefinitionen mittels der Enthalpiedifferenz jedoch deutlich größer als auf der Turbinenseite (vgl. Abbildung 4.42(b)). Da die Druckverhältnisse quasi-stationär sind (s. Abbildung D.19), liegt die Ursache für die höheren instationären Wirkungsgradwerte in der verzögerten Enthalpieerhöhung im Verdichteraustrittsgehäuse während des Beschleunigungsvorgangs. Diese Tatsache wird in Abbildung 4.47 verdeutlicht. Im stationären Fall auf der rechten Seite (b) liegt ein signifikant höheres Enthalpieniveau im Austrittsgehäuse vor als während des Beschleunigungsvorgangs auf der linken Seite (a). Somit ergibt sich während des Beschleunigungsvorgangs ein höherer Wirkungsgradwert nach Gleichung (4.12) bzw. (4.13) als bei der stationären Simulation des Betriebspunkts.

Der Wirkungsgradabfall am Anfang des Beschleunigungsvorgangs (s. Abbildung 4.46) kann wiederum mit dem stationären Verhalten erklärt werden. In Abbildung 4.48 ist der instationäre Verlauf des Wirkungsgrads des Verdichterrads (AR) nach Gleichung (4.11) über den korrigierten Massenstrom aufgetragen. Analog zu Abbildung 4.45 sind stationäre Wirkungsgradlinien des Verdichterrads und zwei ausgewählte Linien des Verdichtergehäuses dargestellt ( $n_{ATL} = 20\,000 \text{ min}^{-1}$  und  $n_{ATL} = 40\,000 \text{ min}^{-1}$ ). Zudem sind im transienten Verlauf wieder die Zeitpunkte markiert, bei denen die gleiche Drehzahl anliegt wie bei den dargestellten stationären Wirkungsgradlinien. Die transienten Werte zu den markierten Zeitpunkten stimmen auch auf

Abbildung 4.47: Totalenthalpie im Verdichtergehäuse ( $t \approx 0,47$  s)

der Verdichterseite mit den entsprechenden stationären Wirkungsgradwerten überein und bestätigen das quasi-stationäre Verhalten der Verdichterrad-Wirkungsgrade.

Durch die Drehzahlerhöhung bei einem konstanten Verdichtermassenstrom zu Beginn des Lastsprungs kommt es aufgrund der zunehmenden Fehlanströmung der Saugkanten zu größeren Strömungsverlusten und damit zu geringeren Wirkungsgradwerten. Ferner macht sich die zunehmende Fehlanströmung bei einer Wirkungsgradbestimmung über das Rad ( $AR$ ) deutlicher bemerkbar als über das Gehäuse ( $I2$ ), wodurch letzterer nicht so stark abfällt ( $\Delta\eta_{i,V(AR)} > \Delta\eta_{i,V(I2)}$ ). Dieses Verhalten kommt dadurch zustande, dass der Radwirkungsgrad primär durch die Anströmung bestimmt wird. Der Wirkungsgrad über das Gehäuse hängt neben dem Radwirkungsgrad u.a. von Reibungs- und Expansionsverlusten ab. Eine Erhöhung der Verluste durch Fehlanströmung macht sich somit nicht so stark bemerkbar.

Der Verlauf des Verdichtermassenstroms wurde u.a. mit Hilfe des gemessenen Drehzahlgradienten so berechnet (s. Anhang D.2.1), dass es eine bestmögliche Übereinstimmung zwischen experimentellen und berechneten Drehzahlgradienten gibt. Daher sind der Massenstrom- und damit der Wirkungsgradverlauf mit einer gewissen Unsicherheit versehen. In Abbildung 4.49 ist der Wirkungsgradverlauf des Verdichterrades nach Gleichung (4.11), der sich mit der Vorgabe des gemessenen Drucksignals nach dem Verdichter ergibt, dargestellt<sup>15</sup>. Zum Vergleich ist der entsprechende Wirkungsgradverlauf aus Abbildung 4.46(a) mit aufgetragen. Der Wirkungsgradverlauf, der sich mit der Druck-Randbedingung einstellt, zeigt keinen Abfall zu Beginn des Lastsprungs. Der Unterschied resultiert aus der unterschiedlichen Lage der beiden transienten Betriebslinien im stationären Verdichterkennfeld. Auf die Aussagen bezüglich der Gültigkeit von quasi-stationären Ansätzen hat dies keine Auswirkungen.

Beim inneren Wirkungsgrad sowohl über das Turbinen- als auch über das Verdichterrad ist eine quasi-stationäre Annahme zulässig. Die Betrachtungen über das Gehäuse ergeben jeweils

<sup>15</sup>Die gemessenen, vorgegebenen Druckverläufe vor der Turbine und nach dem Verdichter sind um  $\Delta t = -0,01$  s verschoben (s. Kapitel 4.2.6)

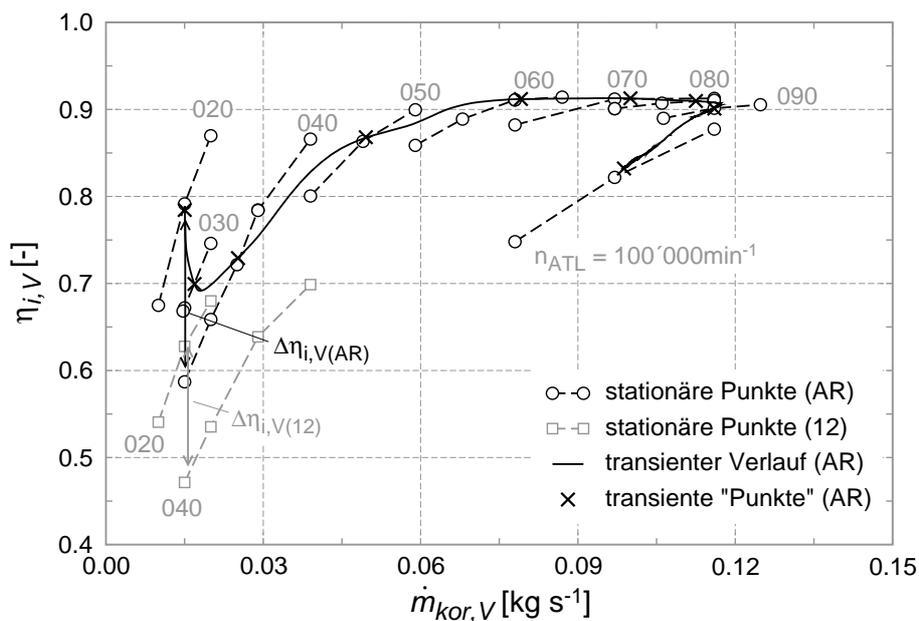


Abbildung 4.48: Instationärer Verlauf des Verdichterwirkungsgrads

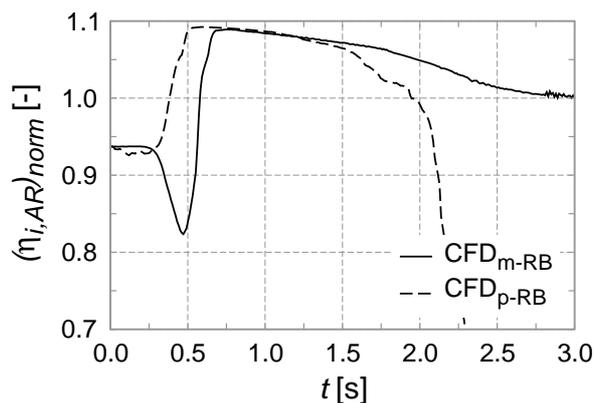


Abbildung 4.49: Vergleich des zeitlichen Verlaufs der Verdichterwirkungsgrade (normiert)

von den stationären Betriebspunkten abweichende Resultate, wenn die Wirkungsgraddefinitionen über die Enthalpiedifferenz gewählt werden. Die Abweichungen von den stationären Betriebspunkten sind stets auf die über das Gehäuse verzögerte Enthalpiedifferenz zurückzuführen. Der Wirkungsverlauf resultiert aus der Lage der instationären Betriebslinien im entsprechenden stationären Kennfeld und lässt sich somit mit der stationären Charakteristik erklären.

### 4.3.3 Axialkräfte und Axial Schub

Eine wesentliche Einflussgröße auf die Höhe der mechanischen Verlustleistung der Lagerung ist der Axial Schub (Schmitt (2007), Uhlmann und Lückmann (2012)). Dieser resultiert aus den axialen Kräften am Turbinen- sowie Verdichterrad und muss vom Axiallager aufgenommen werden<sup>16</sup>. Zunächst wird das instationäre Verhalten des Axialschubs über den Lastsprung analysiert. Die Ergebnisse werden abschließend im Hinblick auf die bestehende Abweichung zwischen gemessenem und berechnetem Drehzahlgradienten bei Verwendung einer Druck-Randbedingung nach dem Verdichter diskutiert.

Die Berechnung der Kräfte erfolgt über die CFX interne Funktion  $force\_z()$ <sup>17</sup>. Hierbei muss lediglich beachtet werden, dass für die Kraftberechnung absolute Drücke verwendet werden und nicht wie sonst in der CFD-Simulation üblich relative Drücke. Ansonsten kommt es durch die unterschiedlich großen projizierten Flächen<sup>18</sup> auf der Radoberseite und -unterseite zu falschen Ergebnissen. Analytisch können die Axialkräfte nach den Gleichungen z.B. in Nguyen-Schäfer (2012) bestimmt werden. Das Vorzeichen der Axialkraft und des Axialschubs ist ausgehend vom Lagerstuhl in Richtung Verdichterrad als negativ und in Richtung Turbinenrad als positiv definiert (Abbildung 4.50(b)).

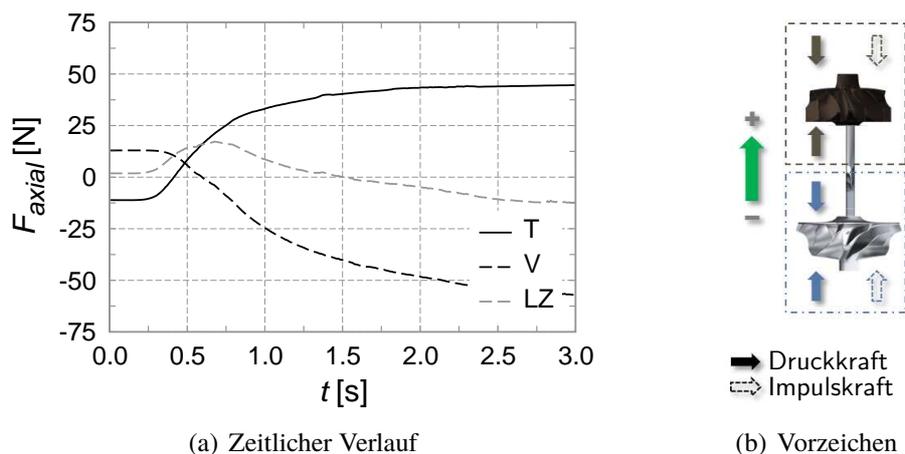


Abbildung 4.50: Axialkräfte und Axial Schub

Die zeitlichen Verläufe während des Beschleunigungsvorgangs sind in Abbildung 4.50(a) dargestellt. Im stationären Betriebspunkt vor dem Lastsprung ( $t = 0$  s bis  $t \approx 0,25$  s) ist der Betrag der turbinen- und verdichterseitigen Kraft nahezu gleich groß. Mit der Druckerhöhung vor der Turbine steigt auch die axiale Kraft am Turbinenrad an und führt zu einem schnell zunehmenden positiven Axial Schub. Mit einer gewissen zeitlichen Verzögerung erhöht sich die verdichterseiti-

<sup>16</sup>Von Axialkräften wird bei der isolierten Betrachtung von Verdichter- und Turbinenrad gesprochen. Der Axial Schub betrifft stets das komplette Laufzeug.

<sup>17</sup>Die *Z-Achse* ist die Rotationsachse im CFD-Modell.

<sup>18</sup>Gemeint sind die Flächen senkrecht zur Rotationsachse. Die Radunterseite ist als die Seite definiert, die zum Lagerstuhl zeigt. Die Radoberseite ist die Seite, auf der sich die Schaufeln befinden (s.a. Abbildung 2.4). Durch die Berücksichtigung der Querschnittsfläche der Laufzeugwelle im CFD-Modell ist die Radunterseite kleiner als die Radoberseite.

ge Axialkraft. Der resultierende Axial Schub nimmt daraufhin nach dem Erreichen seines maximalen Werts ab und nähert sich asymptotisch dem stationären Endwert. Bei diesem überwiegen die verdichterseitigen Kräfte und es stellt sich ein negativer Wert für den Axial Schub ein.

Im Folgenden werden die Axialkräfte und der Axial Schub des Laufzeugs separat betrachtet und jeweils die Gültigkeit einer quasi-stationären Annahme überprüft. Hierzu wird der transiente Kraftverlauf in ein entsprechendes stationäres Kennfeld eingezeichnet. Durch einen Vergleich der Beträge bei gleicher Drehzahl und gleichem Massendurchsatz ist es möglich, die Gültigkeit zu überprüfen. Zu diesem Zweck sind bei den transienten Betriebslinien die Zeitpunkte markiert, bei denen die gleiche Drehzahl anliegt wie bei den dargestellten stationären Drehzahlkurven.

### Turbine

Aus Abbildung 4.51 ist der Verlauf der axialen Kräfte auf der Turbinenseite in Abhängigkeit vom reduzierten Massenstrom ersichtlich. Werden zunächst die stationären Betriebspunkte betrachtet, so liegen die Linien konstanter Drehzahl eng zusammen. Bei niedrigen Drehzahlen dominieren die Kräfte auf der Radoberseite, was aufgrund der festgelegten Vorzeichenregelung zu einer negativen Kraft führt. Die Druckkräfte auf der Radunterseite erwirken bei höheren Drehzahlen einen Vorzeichenwechsel. Erhöht sich bei einer Drehzahlkurve das Druckverhältnis und somit der Massendurchsatz, nimmt die resultierende Axialkraft stets in positiver Richtung zu (s.a. Raetz et al. (2011)).

Wird der transiente Verlauf in die Betrachtung mit einbezogen, ist die Gültigkeit eines quasi-stationären Ansatzes, im Rahmen der Rechengenauigkeit, zu erkennen. Aufgrund des quasi-stationären Verhaltens der Druckverhältnisse war dieses Verhalten zu erwarten (s. Kapitel 4.3.2 bzw. Kapitel D.3.5).

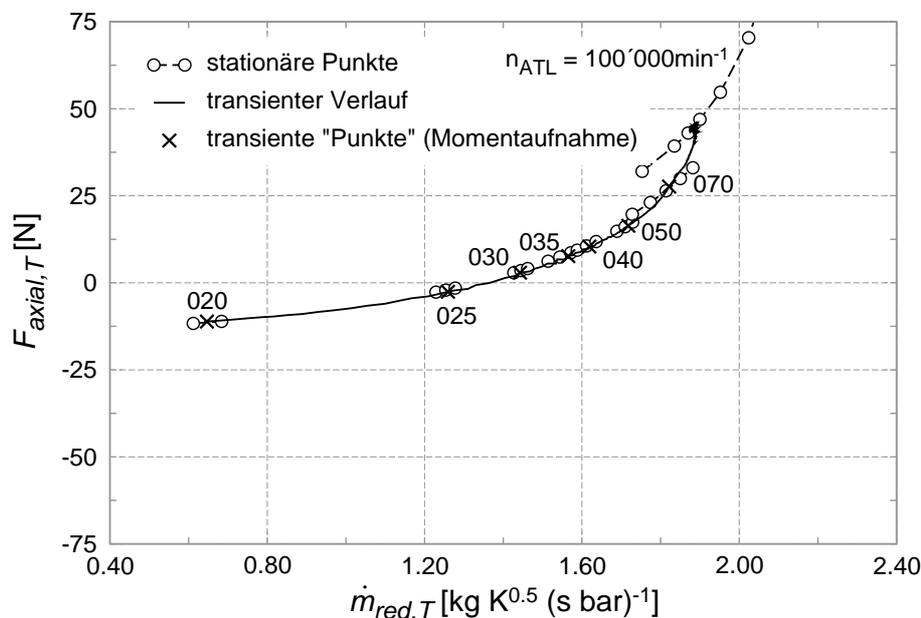


Abbildung 4.51: Stationärer und transientser Axialkraftverlauf auf der Turbinenseite

### Verdichter

Abbildung 4.52 zeigt den Verlauf der verdichterseitigen Axialkräfte in Abhängigkeit vom korrigierten Massenstrom. Bei niedrigen Drehzahlen dominieren wieder die Kräfte auf der größeren Radoberseite, wodurch sich eine positive Axialkraft ergibt. Mit steigender Drehzahl und damit höheren Druckverhältnissen überwiegen zunehmend die Druckkräfte auf der Radunterseite. Die Folge ist ein Vorzeichenwechsel der resultierenden Kraft auf das Verdichterrad.

Mit einer Erhöhung des Massenstroms bei gleicher Drehzahl ist eine Verringerung der Druckkräfte auf der Radunterseite verbunden. Gleichzeitig vergrößert sich die Impulskraft auf der Radoberseite, deren Anteil jedoch gering ist (s. Anhang D.3.7). Dies führt in großen Bereichen des Kennfelds zu einer Reduzierung der Axialkraft (s.a. Raetz et al. (2011)). Bei sehr hohen Massenströmen kann es wieder zu einer Umkehr des Vorzeichens kommen.

Während des Beschleunigungsvorgangs ergeben sich die gleichen Axialkräfte wie bei den stationär berechneten Betriebspunkten. Dies bedeutet, dass auch für die verdichterseitigen Axialkräfte eine quasi-stationäre Annahme gültig ist. Das Ergebnis ist ebenfalls auf das quasi-stationäre Verhalten der Druckverhältnisse zurückzuführen (s. Kapitel 4.3.2 bzw. Anhang D.3.5).

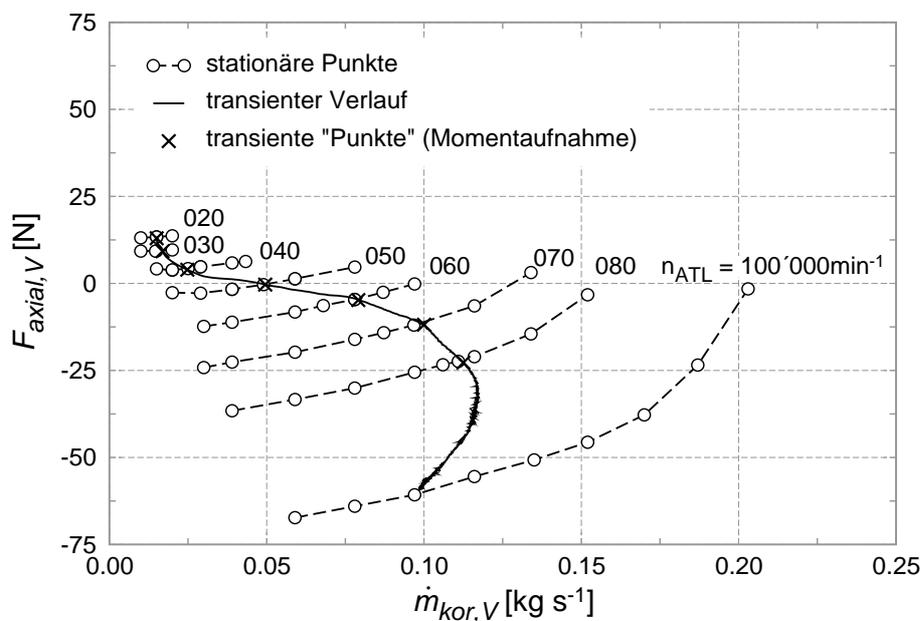


Abbildung 4.52: Stationärer und transienter Axialkraftverlauf auf der Verdichterseite

Analog zu der Untersuchung in Kapitel 4.3.2 wird der Axialkraftverlauf, der sich mit der Vorgabe des gemessenen Druckverlaufs nach dem Verdichter einstellt, betrachtet<sup>19</sup>. Die aus den beiden unterschiedlichen Massenstromverläufen (s. Abbildung 4.40(a)) resultierenden Axialkraftverläufe sind in Abbildung 4.53 dargestellt. Die Verläufe der verdichterseitigen Axialkraft weichen nur geringfügig voneinander ab.

<sup>19</sup>Die gemessenen vorgegebenen Druckverläufe vor der Turbine und nach dem Verdichter sind um  $\Delta t = -0,01$  s verschoben (s. Kapitel 4.2.6)

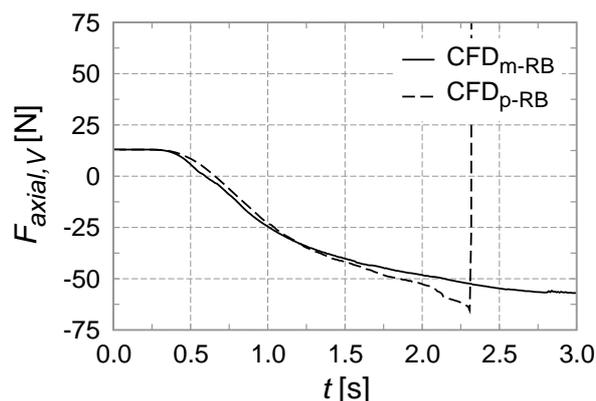


Abbildung 4.53: Vergleich des zeitlichen Verlaufs der verdichterseitigen Axialkräfte

### Komplettes Laufzeug

Für einen Bereich nahe der Pumpgrenze des Verdichters ist der sich ergebende Axial Schub in Abbildung 4.54 dargestellt. Im ausgewählten Bereich verhält sich der stationäre Axial Schub bei konstanter Drehzahl näherungsweise linear und mit zunehmendem Massenstrom ist ein stärkeres „Ziehen“ der Turbine zu beobachten (s.a. Scharf et al. (2010), Raetz et al. (2011), Uhlmann und Lückmann (2012)). Ferner ergibt sich mit einer höheren Drehzahl ein betraglich größerer negativer Axial Schub. Während des Beschleunigungsvorgangs kommt es jedoch zu deutlich höheren Beträgen mit teilweise wechselndem Vorzeichen gegenüber den stationären Berechnungen. Vor allem zu Beginn des Beschleunigungsvorgangs liegt am Turbinenrad ein viel höheres Druckverhältnis an, als es bei einem stationären Leistungsgleichgewicht möglich wäre. Daraus resultiert eine große positive Axialkraft auf der Turbinenseite, die zu einem schnellen Anstieg des Axial Schubs führt. Bezogen auf den Startwert liegt dieser auf einem deutlich höheren Niveau. Mit zunehmender Lastsprungdauer nähert sich der transiente Axial Schubverlauf asymptotisch dem stationären Endwert an (s.a. Abbildung 4.50).

Ein quasi-stationärer Ansatz der Axialkraft ist somit nur bei separater Betrachtung des Verdichter- und Turbinenrades gültig. Für den resultierenden Axial Schub des kompletten Laufzeugs hat dieser aufgrund der notwendigen Überschussleistung auf der Turbinenseite zur Beschleunigung des Läufers keine Gültigkeit.

Die transienten Verläufe der Lagerbelastung können als Randbedingung für die Mehrkörpersimulation der Rotordynamik während eines Beschleunigungsvorgangs verwendet werden, um deren Vorhersagegüte noch weiter zu steigern (z.B. Knoll et al. (2010), Nguyen-Schäfer und Kleinschmidt (2012)).

Aufgrund der gewonnenen Erkenntnisse in den Kapiteln 4.2 und 4.3 ist der quasi-stationäre Ansatz der mechanischen Verlustleistung mit einer gewissen Unsicherheit versehen.

Für eine Verbesserung der Ergebnisqualität bei der Vorgabe des gemessenen Druckverlaufs nach dem Verdichter müsste sich die mechanische Verlustleistung zu Beginn des Beschleunigungsvorgangs deutlich reduzieren (s. Abbildung 4.29).

Der instationäre Verlauf des Axial Schubs zeigt zu Beginn des Lastsprungs deutlich höhere Wer-

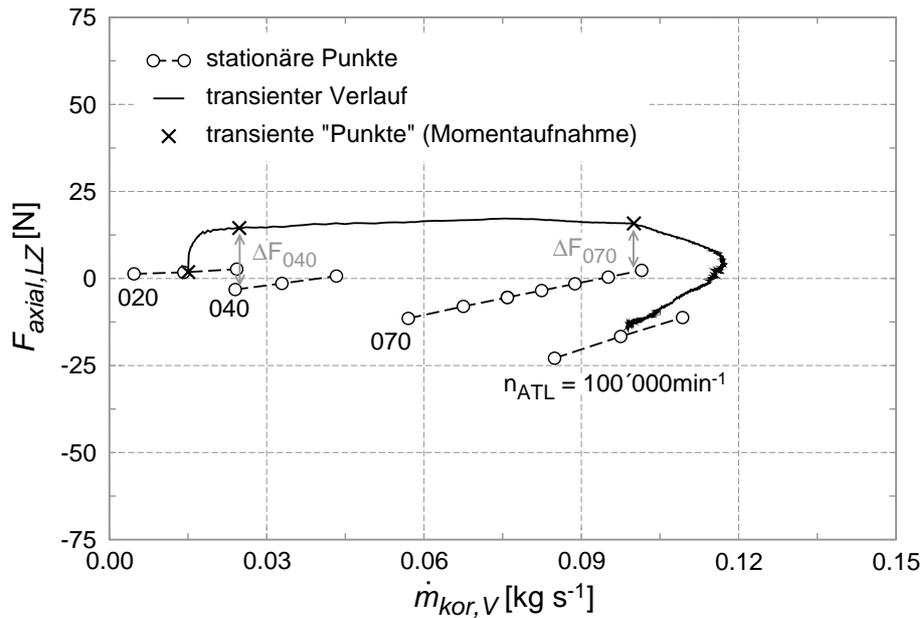


Abbildung 4.54: Stationärer und transientser Axialschubverlauf des Laufzeugs

te als in vergleichbaren stationären Betriebspunkten (s. Abbildung 4.54). Mit der Annahme, dass das instationäre Verhalten mit dem stationären übereinstimmt, müsste sich die mechanische Verlustleistung des Lagers durch den höheren Axialschub vergrößern. Dies würde zu einer Reduzierung des Drehzahlgradienten in der Simulation und somit zu einer größeren Diskrepanz zwischen den gemessenen und berechneten Werten führen.

Der gewählte quasi-stationäre Ansatz für die Verlustleistung kann nicht final bewertet werden. Für eine Weiterentwicklung der transienten Simulationen sind u.a. instationäre Messungen der mechanischen Verlustleistung bei einer hochdynamischen Drehzahlerhöhung unter Berücksichtigung des Axialschubs unabdingbar.

## 4.4 Fazit

Mit den stationären CFD-Simulationen werden die experimentellen Ergebnisse in Kapitel 4.1 größtenteils sehr gut abgebildet. Die vorhandenen Abweichungen können mit Wärmeübertragungseffekten und einer Unterschätzung des Entropieanstiegs aufgrund von Strömungsverlusten in der CFD-Berechnung erklärt werden.

Bei Verwendung einer Druck-Randbedingung nach dem Verdichter zur Abbildung des Beschleunigungsvorgangs in der Simulation zeigt sich im Bereich des maximalen Drehzahlgradienten eine Abweichung zwischen dem experimentellen und dem berechneten Drehzahlgradienten (s. Kapitel 4.2.1). Das anliegende Turbinendrehmoment hat zu diesem Zeitpunkt den größten Einfluss auf den berechneten Drehzahlgradienten.

Durch die Vorgabe eines über den gemessenen Drehzahlgradienten berechneten Massenstroms nach dem Verdichter kommt es erwartungsgemäß zu einer sehr guten Übereinstimmung zwischen Experiment und Simulation beim Drehzahlgradienten (Kapitel 4.2.2). Der Vorteil einer

Massenstrom-Randbedingung nach dem Verdichter liegt neben der numerischen Stabilität in der höheren Genauigkeit beim Einstellen eines Betriebspunkts (Kapitel 4.2.3).

Eine Analyse der Einflussgrößen auf den berechneten Drehzahlgradienten in Kapitel 4.2.4 zeigt, dass der zeitliche Verlauf der turbinenseitigen Druck-Randbedingung, die mechanische Verlustleistung der Lagerung und das Massenträgheitsmoment des Laufzeugs die größten Auswirkungen haben. Eine große Abweichung vom verwendeten Massenträgheitsmoment gilt jedoch als sehr unwahrscheinlich.

Aus den CFD-Resultaten von weiteren Lastsprüngen resultiert, dass die Verdichterleistung und damit der vorgegebene berechnete Massenstrom nicht die entscheidende Größe für eine exakte Abbildung des gemessenen Drehzahlgradienten ist (s. Kapitel 4.2.5).

Die numerischen Untersuchungen in Kapitel 4.2.6 ergeben für die zeitliche Verzögerung der Drucksignale durch die Länge der Überdruckleitung zwischen Messstelle und Druckaufnehmer einen Wert von  $\Delta t = -0,01$  s. Durch die Berücksichtigung dieser zeitlichen Verzögerung in der CFD-Simulation verbessert sich zwar die Ergebnisqualität bei Verwendung einer Druck-Randbedingung nach dem Verdichter, aber es verbleibt dennoch eine Differenz zwischen dem gemessenen und dem berechneten Drehzahlgradienten.

Wird die Abhängigkeit der mechanischen Verlustleistung der Lagerung vom anliegenden Axial Schub in stationären Betriebspunkten auf das transiente Verhalten übertragen, so scheidet der quasi-stationäre Ansatz der mechanischen Verlustleistung als Ursache für die bestehende Abweichung beim Drehzahlgradienten aus (s. Kapitel 4.3.3).

Auf Basis der vorliegenden Erkenntnisse ist die zeitliche Verzögerung der vorgegebenen Druckverläufe die Ursache für die Differenz zwischen experimentellen und berechneten Drehzahlgradienten. Rechnerisch kann eine zeitliche Verzögerung von  $\Delta t = -0,01$  s nachgewiesen werden. Für eine exakte Übereinstimmung müsste eine Verzögerung von  $\Delta t \approx -0,03$  s vorliegen. Die notwendige zeitliche Verzögerung kann mit der verwendeten Messtechnik nicht final geklärt werden. Aufgrund der gewonnenen Erkenntnisse sowie zur Vermeidung möglicher Unsicherheiten durch eine zeitliche Verzögerung der Drucksignale müssten bei zukünftigen experimentellen Untersuchungen von hochdynamischen Drehzahlerhöhungen eines Turboladers piezoresistive Drucksensoren zum Einsatz kommen. Ferner ist es empfehlenswert, die Abtastrate der Messwerterfassung zu erhöhen. Eine instationäre Messung der Massenströme ist nicht zwingend erforderlich. Es ist davon auszugehen, dass sich die Massenströme bei der Vorgabe einer Druck-Randbedingung in der CFD-Simulation richtig einstellen. So nähern sich beispielsweise der sich einstellende Verdichtermassenstrom bei Berücksichtigung der zeitlichen Verzögerung bei einer Druck-Randbedingung nach dem Verdichter an den über den experimentellen Drehzahlgradienten berechneten Massenstrom an (s. Kapitel 4.2.6).

Zur Bestätigung des quasi-stationären Ansatzes der mechanischen Verlustleistung der Lagerung sind transiente Messungen bei hochdynamischen Drehzahlerhöhungen unter Berücksichtigung des Axialschubs an einem Reibleistungsprüfstand notwendig.

Mit der entwickelten transienten Simulationsmethodik können die instationären Strömungsvorgänge während eines hochdynamischen Beschleunigungsvorgangs eines Abgasturboladers analysiert werden.

Eine Analyse des zeitlichen Verlaufs der Turbinen- und Verdichterleistung zeigt bei dem durch-

geführten Beschleunigungsvorgang eine lineare Abhängigkeit der Laderdrehzahl von der Turbinenleistung. Die Verdichterleistung steigt in Abhängigkeit von der Laderdrehzahl zunächst verzögert und im weiteren Verlauf progressiv an (s. Kapitel 4.3.1). Der zeitliche Verlauf der Turbinen- und Verdichtereffizienzen während des Lastsprungs in Kapitel 4.3.2 kann mit der stationären Charakteristik erklärt werden. Beim transienten Verlauf des Axialschubs sind zu Beginn des Lastsprungs deutlich höhere Werte zu erkennen als bei den stationären Berechnungen. Die höheren Werte lassen sich mit der am Turbinenrad anliegenden Überschussleistung zur Beschleunigung des Laufzeugs erklären (s. Kapitel 4.3.3).

Des Weiteren kann gezeigt werden, dass für die transiente Wirkungsgradberechnung über das Turbinen- bzw. Verdichterrad sowie für die Berechnung der anliegenden instationären Axialkräfte am Turbinen- und Verdichterrad die Annahme eines quasi-stationären Verhaltens zulässig ist. Im Gegensatz dazu ist beim Enthalpieabbau bzw. -aufbau über das Turbinen-/Verdichtergehäuse und beim Axialschub des kompletten Laufzeugs die Annahme eines quasi-stationären Verhaltens nicht zulässig.

Durch die gewonnenen Erkenntnisse ist es beispielsweise möglich, der Motorprozesssimulation stationäre Kennfelder der turbinen- und verdichterseitigen Axialkraft mit Hilfe der CFD-Simulation zur Verfügung zu stellen. Damit kann in der Motorprozesssimulation in Abhängigkeit vom Motorbetriebszustand der resultierende Axialschub berechnet und Rückschlüsse gezogen werden, ob ein Betriebszustand möglicherweise eine schädigende Wirkung auf das Axiallager hat. Darüber hinaus kann die Genauigkeit bei der Bestimmung der transienten Turbinenleistung und damit bei der dem Verdichter zur Verfügung stehenden Antriebsleistung durch die Verwendung von stationären Wirkungsgradkennfeldern des Turbinen- sowie des Verdichterrads in der Motorprozesssimulation erhöht werden.

Die Ziele der vorliegenden Arbeit (s. Kapitel 1.2) konnten erfüllt werden, wenn auch die Ursache für die Abweichung zwischen dem gemessenen und berechneten Drehzahlgradienten bei Verwendung einer Druck-Randbedingung nach dem Verdichter mit den gewonnenen Erkenntnissen nicht final geklärt werden konnte. Die entwickelte CFD-Methodik zeigt den großen Nutzen der 3D-Strömungssimulation bei der Analyse von Strömungsphänomenen während einer hochdynamischen Drehzahlerhöhung und trägt zu einem weiteren Wissensaufbau hinsichtlich instationärer Strömungsvorgänge im Inneren eines Abgasturboladers bei.



## 5 Zusammenfassung

Die Aufladung eines Verbrennungsmotors mit einem Abgasturbolader erhöht die spezifische Leistung und ermöglicht eine Reduzierung des Kraftstoffverbrauchs. Für eine hohe Kundenakzeptanz von aufgeladenen Motoren ist besonders das Ansprechverhalten während einer Lastanforderung von Bedeutung. Den entscheidenden Beitrag hierzu liefert das instationäre Verhalten des Turboladers. In der vorliegenden Arbeit wird eine numerische Methodik entwickelt, mit der ein hochdynamischer Beschleunigungsvorgang von Turboladern abgebildet und auftretende strömungsmechanische Phänomene analysiert werden können.

Zur Validierung der Simulationsergebnisse und Bestimmung geeigneter Randbedingungen wurden experimentelle Versuche durchgeführt. Hierzu wurde ein bestehender Heißgasprüfstand am Institut für Thermische Strömungsmaschinen des Karlsruher Instituts für Technologie für die Durchführung von instationären Experimenten befähigt. Die zeitlichen Verläufe der relevanten Messgrößen wurden dem CFD-Modell als Randbedingungen vorgegeben. Als Validierungsgröße für die transiente Simulationsmethodik diente der Drehzahlgradient.

### **Experimentelle Untersuchungen**

Bei den instationären Experimenten wurden vier Turbolader verwendet und jeweils fünf Lastsprünge mit unterschiedlichen Start- und Endpunkten gemessen.

Analysen der gemessenen Temperaturen zu Beginn und am Ende der Lastsprünge zeigen stark instationäre Effekte durch die thermische Trägheit. Die mechanische Verlustleistung der Lagerung kann daher mit dem verwendeten Prüfaufbau während der Lastsprünge nicht erfasst werden.

Die gemessenen verdichter- und turbinenseitigen Druckanstiege werden durch die für die stationäre Massenstrommessung notwendigen langen Beruhigungsstrecken des Prüfaufbaus beeinflusst. Bei dem verwendeten Prüfaufbau stellt sich bei gleicher stationärer Enddrehzahl mit zunehmendem Druckgradienten vor der Turbine ein höherer Drehzahlgradient ein.

### **Numerische Untersuchungen**

Für die Entwicklung der transienten Simulationsmethodik wurde zunächst als Randbedingung am Verdichtergehäuse-Austritt der gemessene Druckverlauf vorgegeben. Hierbei zeigen sich gegen Ende des Beschleunigungsvorgangs numerische Instabilitäten, wodurch es letztlich zu einem Absturz der Simulation kommt. Der gemessene Drehzahlgradient wird im Bereich seines maximalen Werts mit der Druck-Randbedingung nach dem Verdichter nicht exakt abgebildet.

Bei Vorgabe der gemessenen Druckwerte nach dem Verdichter ergibt sich beim Massenstromverlauf ein Überschwingen. Das Überschwingen des Massenstroms lässt sich in der Simulation bei Berücksichtigung des Prüfaufbaus nach dem Verdichter abbilden und mit dem großen Volumen der Beruhigungsstrecke erklären.

Aufgrund der teilweise bestehenden Ungenauigkeiten und den daraus resultierenden numerischen Instabilitäten wurde anstatt einer Druck-Randbedingung nach dem Verdichter eine Massenstrom-Randbedingung untersucht. Durch die Vorgabe eines über den gemessenen Drehzahlgradienten berechneten Verdichtermassenstroms wird erwartungsgemäß eine sehr gute Übereinstimmung zwischen Experiment und Simulation erreicht.

Die Verwendung einer Massenstrom-Randbedingung ermöglicht es, die Verdichterbetriebspunkte eindeutig festzulegen und im kompletten Kennfeldbereich numerisch stabil zu rechnen.

Zum Aufzeigen der Sensitivität des berechneten Drehzahlgradienten auf die Randbedingungen sowie zur Klärung der bestehenden Abweichung zwischen dem gemessenen und berechneten Drehzahlgradienten bei Verwendung einer Druck-Randbedingung nach dem Verdichter wurden die wesentlichen Einflussgrößen untersucht. Die durchgeführte Variation der Zeitschrittweite in der Simulation, die Messtoleranz der Drücke sowie der Turboladerdrehzahl und die Temperatur vor der Turbine haben keinen entscheidenden Einfluss auf den berechneten Drehzahlgradienten und damit auch nicht auf die bestehende Abweichung. Eine Abweichung des verwendeten Massenträgheitsmoments des Laufzeugs um größer 5% gilt als sehr unwahrscheinlich. Damit verbleibt die zeitliche Verzögerung der Drucksignale als Ursache für die bestehende Abweichung. Eine numerische Analyse ergab, dass es durch die Leitungslänge von der Messstelle bis zum Druckaufnehmer zu einer zeitlichen Verzögerung von  $\Delta t = -0,01$  s bei den gemessenen Drucksignalen kommt. Durch die Berücksichtigung dieser zeitlichen Verzögerung verbessert sich zwar die Ergebnisqualität bei Verwendung einer Druck-Randbedingung nach dem Verdichter, aber es verbleibt eine Differenz zwischen dem experimentellen und berechneten Drehzahlgradienten die im Rahmen dieser Abhandlung nicht final geklärt werden kann.

Während des Beschleunigungsvorgangs ist für die inneren Wirkungsgrade über die Laufräder, die Druckverhältnisse und für die Axialkräfte am Turbinen-/Verdichterrad die Annahme eines quasi-stationären Verhaltens zulässig. Für die inneren Wirkungsgrade über die Gehäuse sowie beim Axialschub des kompletten Laufzeugs ist die Annahme unzulässig.

Die in dieser Arbeit entwickelte transiente Simulationsmethodik ermöglicht es, ein noch besseres Verständnis für das strömungsmechanische Verhalten eines Abgasturboladers während eines hochdynamischen Beschleunigungsvorgangs zu erlangen.

### **Ausblick**

Aufgrund der vorliegenden Ergebnisse ist die zeitliche Verzögerung der Drucksignale mit einer gewissen Unsicherheit behaftet. Bei zukünftigen Untersuchungen von hochdynamischen Beschleunigungsvorgängen eines Abgasturboladers sollten daher piezoresistive Drucksensoren verwendet werden. Ferner ist es für eine finale Klärung der Gültigkeit eines quasi-stationären Ansatzes bei der mechanischen Verlustleistung unabdingbar, instationäre Reibleistungsmessungen unter Berücksichtigung des Axialschubs durchzuführen.

Neben der Beseitigung der derzeitigen Unsicherheiten im Bezug auf die zeitliche Verzögerung der Drucksignale und die Gültigkeit eines quasi-stationären Ansatzes bei der mechanischen Verlustleistung sollte bei zukünftigen Untersuchungen versucht werden, durch eine Variation der Knotenanzahl bei den Rechengittern und der Zeitschrittweite die Rechenzeit des transienten Simulationsmodells zu reduzieren. Die aktuelle Rechendauer je Lastsprung beträgt in etwa 2,5 Wochen bei einer Parallelisierung auf 24 Prozessoren. Letztlich sollte die Übertragbarkeit und Gültigkeit der getroffenen Aussagen sowie der gezeigten Tendenzen auf einen Beschleunigungsvorgang mit motorischen Randbedingungen überprüft werden.

## Literaturverzeichnis

- Agrawal, G. L. (1997): *Foil Air/Gas Bearing Technology - An Overview*. In: *International Gas Turbine & Aeroengine Congress & Exhibition*. Orlando.
- Akima, H. (1970): *A New Method of Interpolation and Smooth Curve Fitting Based on Local Procedures*. *Journal of the Association for Computing Machinery*, Bd. 17(4), S. 589–602.
- Allmendinger, K. (2002): *Modellbildung und modellbasierte Estimation thermodynamischer Prozeßgrößen am Beispiel eines Dieselmotors*. Dissertation, Universität-Gesamthochschule Siegen.
- ANSYS, CFX (2009a): *ANSYS CFD-Post Users Guide*. ANSYS, Inc. Release 12.1.
- ANSYS, CFX (2009b): *ANSYS CFX-Solver Modeling Guide*. ANSYS, Inc. Release 12.1.
- ANSYS, CFX (2009c): *ANSYS CFX-Solver Theory Guide*. ANSYS, Inc. Release 12.1.
- ASME, Performance Test Codes (1997): *Testcodes on Compressors and Exhausters, Section 4 - Instruments and Methods of Measurement*.
- Aymanns, R., Scharf, J., Uhlmann, T. und Lückmann, D. (2011): *A Revision of Quasi Steady Modelling of Turbocharger Turbines in the Simulation of Pulse Charged Engines*. In: *16. Aufladetechnische Konferenz*. Dresden.
- Aymanns, R., Scharf, J., Uhlmann, T. und Pischinger, S. (2012): *Turboladerwirkungsgrade in pulsierender Abgasströmung*. *Motortechnische Zeitschrift*, Bd. 73(7-8), S. 580–585.
- Baehr, H. D. (2005): *Thermodynamik: Grundlagen und technische Anwendungen*. Berlin; Heidelberg; New York: Springer.
- Baines, N. (2009): *Turbocharger System Modelling Developments*. In: *2nd Advanced Charging and Downsizing Concepts*. Wiesbaden.
- Barton, M. T., Mansour, M. L., Liu, J. S. und Palmer, D. L. (2006): *Numerical Optimization of a Vaned Shroud Design for Increased Operability Margin in Modern Centrifugal Compressors*. *ASME J. Turbomach.*, Bd. 128(4), S. 627–631.
- Bauer, H.-J., Schulz, A. und Schwitzke, M. (2013): *Aerodynamische Schwingungsanregung von Radialturbinenschaufeln*. *Motortechnische Zeitschrift*, Bd. 74(6), S. 504–512.
- Berndt, R. (2009): *Einfluss eines diabaten Turboladermodells auf die Gesamtprozess-Simulation abgasturboaufgeladener PKW-Dieselmotoren*. Dissertation, TU Berlin.
- Berndt, R., Grigoriadis, P., Nickel, J., Abdelhamid, S. und Hagelstein, D. (2003): *TC-Gesamtkennfeldbestimmung: Erweiterte Darstellung und Extrapolation von Turbolader-Kennfeldern als Randbedingung der Motorprozesssimulation*. Forschungsvereinigung Verbrennungskraftmaschinen (FVV), Abschlussbericht.

- Biba, Y. I., Nye, D. A. und Liu, Z. (2002): *Performance Evaluation and Fluid Flow Analysis in Low Flow Stages of Industrial Centrifugal Compressor*. International Journal of Rotating Machinery, Bd. 8(5), S. 309–317.
- Björnsson, H., Ottosson, A., Rydquist, J.-E., Späder, U. und Schorn, N. (2005): *Optimizing the SI-engine Turbo Systems for Maximum Transient Response*. In: 10. Aufladetechnische Konferenz. Dresden.
- Blieske, M., Kurz, R., Garcia-Hernandez, A. und Brun, K. (2011): *Centrifugal Compressors During Fast Transients*. ASME J. Eng. Gas Turbines Power, Bd. 133(7), 072401.
- Bohn, D., Heuer, T., Moritz, N. und Wolff, M. (2002): *TC-Wärmeströme: Modellierung des Wärmeflusses im und am System Turbolader*. Forschungsvereinigung Verbrennungskraftmaschinen (FVV), Abschlussbericht.
- Bonaiuti, D., Arnone, A., Ermini, M. und Baldassarre, L. (2006): *Analysis and Optimization of Transonic Centrifugal Compressor Impellers Using the Design of Experiments Technique*. ASME J. Turbomach., Bd. 128(4), S. 786–797.
- Boose, B., Bargende, M. und Berner, H.-J. (2013): *3D CFD Simulation mehrflutiger Abgasturbolader innerhalb einer Motorumgebung*. In: 14. Tagung "Der Arbeitsprozess des Verbrennungsmotors". Graz.
- Brinkert, N., Sumser, S., Weber, S., Fieweger, K. und Bauer, H.-J. (2010): *The Asymmetric Twin-Scroll Turbine Under Engine Operating Conditions*. In: THIESEL - Conference on Thermo- and Fluid Dynamic Processes in Diesel Engines. Valencia.
- Brinkert, N., Sumser, S., Weber, S., Fieweger, K., Schulz, A. und Bauer, H.-J. (2013): *Understanding the Twin Scroll Turbine: Flow Similarity*. ASME J. Turbomach., Bd. 135(2), 021039.
- Bräunling, W. J. G. (2009): *Flugzeugtriebwerke: Grundlagen, Aero-Thermodynamik, ideale und reale Kreisprozesse, Thermische Turbomaschinen, Komponenten, Emissionen und Systeme*. Berlin; Heidelberg: Springer.
- Came, P. M. und Robinson, C. J. (1999): *Centrifugal Compressor Design*. Proc. IMechE, Bd. 213 (Part C), S. 140–155.
- Cao, T., Xu, L., Yang, M. und Martinez-Botas, R. F. (2014): *Radial Turbine Rotor Response to Pulsating Inlet Flows*. ASME J. Turbomach., Bd. 136(7), 071003.
- Casey, M. V. und Fesich, T. M. (2010): *The Efficiency of Turbocharger Compressors with Diabatic Flows*. ASME J. Eng. Gas Turbines Power, Bd. 132(7), 072302.
- Chen, H. und Lei, V.-M. (2013): *Casing Treatment and Inlet Swirl of Centrifugal Compressors*. ASME J. Turbomach., Bd. 135(4), 041010.

- Chen, H. und Li, P. (2013): *Compressor Housing Design for Small Turbocharger Compressors*. In: *ASME Turbo Expo*, GT2013-94250. San Antonio.
- Choi, Y. S. und Kang, S. H. (1999): *Application of Through-Flow Calculation to Design and Performance Prediction of Centrifugal Compressor*. *International Journal of Rotating Machinery*, Bd. 5(1), S. 17–33.
- Copeland, C. D., Newton, P. J., Martinez-Botas, R. F. und Seiler, M. (2012): *The Effect of Unequal Admission on the Performance and Loss Generation in a Double-Entry Turbocharger Turbine*. *ASME J. Turbomach.*, Bd. 134(2), 021004.
- Daigo, H. und Ohashi, H. (1972): *Experimental Study on Transient Characteristics of a Centrifugal Pump during Rapid Acceleration of Rotational Speed*. In: *The Second International JSME Symposium Fluid Machinery and Fluidics*. Tokio.
- Dazin, A., Caignaert, G. und Bois, G. (2007): *Transient Behavior of Turbomachineries: Applications to Radial Flow Pump Startups*. *ASME J. Fluids Eng.*, Bd. 129(11), S. 1436–1444.
- de Jager, B. (1995): *Rotating Stall and Surge Control: A Survey*. In: *34th Conference on Decision and Control*. New Orleans.
- Dickmann, H.-P., Wimmel, T. S., Szwedowicz, J., Filsinger, D. und Roduner, C. H. (2005): *Unsteady Flow in a Turbocharger Centrifugal Compressor - 3D-CFD-Simulation and Numerical and Experimental Analysis of Impeller Blade Vibration*. In: *ASME Turbo Expo*, GT2005-68235. Reno.
- DIN EN ISO, 5167-1 (2004a): *Durchflussmessung von Fluiden mit Drosselgeräten in voll durchströmten Leitungen mit Kreisquerschnitt - Teil 1: Allgemeine Grundlagen und Anforderungen*. DIN Deutsches Institut für Normung e.V.
- DIN EN ISO, 5167-2 (2004b): *Durchflussmessung von Fluiden mit Drosselgeräten in voll durchströmten Leitungen mit Kreisquerschnitt - Teil 2: Blenden*. DIN Deutsches Institut für Normung e.V.
- Durst, F. (2008): *Fluid Mechanics: An Introduction to the Theory of Fluid Flows*. Berlin; Heidelberg: Springer.
- Emmons, H. W., Pearson, C. E. und Grant, H. P. (1955): *Compressor Surge and Stall Propagation*. *Trans ASME*, Bd. 77, S. 455–467.
- Ferziger, J. H. und Peric, M. (2002): *Computational Methods for Fluid Dynamics*. Berlin; Heidelberg; New York; Barcelona; Hong Kong; London; Milan; Paris; Tokyo: Springer.
- Fisher, F. B. (1988): *Application of Map Width Enhancement Devices to Turbocharger Compressor Stages*. In: *Earthmoving Industry Conference*, 880794. Peoria.
- Friedrich, J. (2003): *Neue Aufladestrategien für ein spontanes Drehmomentresponseverhalten turboaufgeladener Ottomotoren*. Dissertation, Technische Universität Dresden.

- Geis, T. (2002): *Strömung und reibungsinduzierte Leistungs- und Wirkungsgradverluste in komplexen Rotor-Stator Zwischenräumen*. Dissertation, Universität Karlsruhe.
- Glahn, C. und Kluin, M. (2015): *Maßnahmen zur Verbesserung des Transientverhaltens eines turboaufgeladenen DI-Ottomotors*. In: 20. Aufladetechnische Konferenz. Dresden.
- Golloch, R. (2005): *Downsizing bei Verbrennungsmotoren*. Berlin; Heidelberg; New York: Springer.
- Griffith, R. C., Slaughter, S. E. und Mavrosakis, P. E. (2007): *Applying Ball Bearings to the Series Turbochargers for the Caterpillar Heavy-Duty On-Highway Truck Engines*. In: *Commercial Vehicle Engineering*, 2007-01-4235. Rosemont.
- Grigoriadis, P. (2008): *Experimentelle Erfassung und Simulation instationärer Verdichterphänomene bei Turboladern von Fahrzeugmotoren*. Dissertation, Technische Universität Berlin.
- Grigoriadis, P., Nickel, J. und Pucher, H. (2004): *Experimentelle Untersuchungen instationärer Phänomene in Fahrzeug-Turboladern*. In: 9. Aufladetechnische Konferenz. Dresden.
- Grote, K.-H. und Feldhusen, J. (2005): *Dubbel - Taschenbuch für den Maschinenbau*, Bd. 21. Berlin; Heidelberg; New York: Springer.
- Guo, Q., Chen, H., Zhu, X.-C., Du, Z.-H. und Zhao, Y. (2007): *Numerical Simulations of Stall Inside a Centrifugal Compressor*. Proc. IMechE, Bd. 221 (Part A), S. 683–693.
- Heil, B., Weining, H. K., Karl, G., Panten, D. und Wunderlich, K. (2001): *Verbrauch und Emissionen - Reduzierungskonzepte beim Ottomotor*. Motortechnische Zeitschrift, Bd. 62(11), S. 900–915.
- Hellstrom, F. und Fuchs, L. (2008): *Numerical Computations of Pulsatile Flow in a Turbo-Charger*. In: 46th Aerospace Sciences Meeting, AIAA-2008-735. Reno.
- Hellstrom, F. und Fuchs, L. (2009): *Numerical Computation of the Pulsatile Flow in a Turbo-charger with Realistic Inflow Conditions from an Exhaust Manifold*. In: ASME Turbo Expo, GT2009-59619. Orlando.
- Hiereth, H. und Prenninger, P. (2003): *Aufladung der Verbrennungskraftmaschine*. Wien; New York: Springer.
- Hildebrandt, A. und Genrup, M. (2007): *Numerical Investigation of the Effect of Different Back Sweep Angle and Exducer Width on the Impeller Outlet Flow Pattern of a Centrifugal Compressor With Vaneless Diffuser*. ASME J. Turbomach., Bd. 129(2), S. 421–433.
- Klaus, M., Schulz, A. und Bauer, H.-J. (2005): *Blade Vibrations in a Radial Inflow Turbine with Nozzle Guide Vanes*. In: 3rd International Symposium on Stability Control of Rotating Machinery (ISCORMA-3). Cleveland.

- Königstedt, J., Bonn, G., Brinkmann, C., Fröhlich, G., Heiduk, T. und Jablonski, J. (2016): *Der neue 3.0l-V6-TFSI-Motor von Audi*. In: 37. Internationales Wiener Motorensymposium. Wien.
- Knoll, G., Seemann, W., Proppe, C., Koch, R., Backhaus, K. und Boyaci, A. (2010): *Hochlauf von Turboladerrotoren in nichtlinear modellierten Schwimmbuchsenlagern*. Motortechnische Zeitschrift, Bd. 71(4), S. 280–285.
- Krebs, R., Szengel, R., Middendorf, H., Sperling, H., Siebert, W., Theobald, J. und Michels, K. (2005): *Neuer Ottomotor mit Direkteinspritzung und Doppelaufladung von Volkswagen - Teil 2: Thermodynamik*. Motortechnische Zeitschrift, Bd. 66(12), S. 978–986.
- Kreuz-Ihli, T., Filsinger, D., Schulz, A. und Wittig, S. (1999): *Numerical and Experimental Study of Unsteady Flow Field and Vibration in Radial Inflow Turbines*. In: ASME International Gas Turbine & Aeroengine Congress & Exhibition. Indianapolis.
- Kuche, J. (2006): *Entwicklung und experimentelle Untersuchung eines radialen Keilschaufel-Verstelldiffusors mit verminderter Leckage*. Dissertation, Ruhr-Universität Bochum.
- Landerl, C., Rüllicke, M., Durst, B. und Mattes, W. (2015): *The New BMW Inline 6-Cylinder Gasoline Engine with TwinPower Turbo, Direct Injection, and VALVETRONIC in the New BMW 7 Series*. In: 24th Aachen Colloquium Automobile and Engine Technology. Aachen.
- Lang, O., Wohlberg, R., Aymanns, R. und Wedowski, S. (2007): *Optimierung der Abgaskrümm- und Turbinenströmung zur Verbesserung des Transientverhaltens von Turbomotoren*. In: 12. Aufladetechnische Konferenz. Dresden.
- Langen, P. (2012): *Zukünftige Mobilitätslösungen der BMW Group*. In: 33. Internationales Wiener Motorensymposium. Wien.
- Laurantzon, F. (2010): *Flow Measuring Techniques in Steady and Pulsating Compressible Flows*. Technischer Bericht, Royal Institute of Technology KTH Mechanics, Stockholm.
- Lücking, M., Baar, R. und Sievert, M. (2005): *Motorprozesssimulation und Aufladung (Haus der Technik - Fachbuchreihe)*, Kapitel: Die Turboladermodellierung für Prozessrechnungen bei erweiterter Leistungsbilanz, S. 345–366. Renningen: expert-Verlag.
- Lüddecke, B., Filsinger, D. und Ehrhard, J. (2012): *On Mixed Flow Turbines for Automotive Turbocharger Applications*. International Journal of Rotating Machinery, Bd. 2012, 589720.
- Lechner, B., Kiesgen, G., Schopp, J., Heinisch, A. und Berckmüller, M. (2010): *Der neue 1,6l Turbomotor mit Direkteinspritzung und vollvariablem Ventiltrieb für den MINI Cooper S*. In: 15. Aufladetechnische Konferenz. Dresden.
- Lerche, A. H., Musgrove, G. O., Moore, J. J., Kulhanek, C. D. und Nordwall, G. (2013): *Rotordynamic Force Prediction of an Unshrouded Radial Inflow Turbine Using Computational Fluid Dynamics*. In: ASME Turbo Expo, GT2013-95137. San Antonio.

- Li, Z., Wu, P., Wu, D. und Wang, L. (2011): *Experimental and Numerical Study of Transient Flow in a Centrifugal Pump During Startup*. Journal of Mechanical Science and Technology, Bd. 25(3), S. 749–757.
- Ljevar, S., de Lange, H. C. und van Steenhoven, A. A. (2006): *Two-Dimensional Rotating Stall Analysis in a Wide Vaneless Diffuser*. International Journal of Rotating Machinery, Bd. 2006, 56420.
- Mai, H., Sens, M. und Pucher, H. (2009): *TC-Mapping: Parameterstudie zur Turbolader-Kennfeldvermessung*. VFI-Vorhaben, Abschlussbericht.
- Malobabic, M. (1989): *Das Betriebsverhalten leitschaufel- und bypassgeregelter PKW-Abgasturbolader*. Dissertation, Universität Hannover.
- Marsal, D., Davies, P., Jeckel, D., Tietze, T., Lautrich, G. und Sommer, A. (2008): *A New Turbocharger Bearing System as a Further Step to Improve the Overall TC Efficiency*. In: *Aufladetechnische Konferenz*. Dresden.
- Menter, F. R. (1992): *Influence of Freestream Values on  $k$ - $\omega$  Turbulence Model Predictions*. AIAA Journal, Bd. 30(6), S. 1657–1659.
- Menter, F. R. (1994): *Two-Equation Eddy-Viscosity Turbulence Models for Engineering Applications*. AIAA Journal, Bd. 32(8), S. 269–289.
- Menter, F. R., Carregal Ferreira, J., Esch, T. und Konno, B. (2003a): *The SST Turbulence Model with Improved Wall Treatment for Heat Transfer Predictions in Gas Turbines*. In: *International Gas Turbine Congress*. Tokio.
- Menter, F. R., Kuntz, M. und Langtry, R. (2003b): *Ten Years of Industrial Experience with the SST Turbulence Model*. Turbulence, Heat and Mass Transfer, Bd. 4, S. 625–632.
- Merker, G., Schwarz, C., Stiesch, G. und Otto, F. (2006): *Verbrennungsmotoren: Simulation der Verbrennung und Schadstoffbildung*. Wiesbaden: Teubner.
- Minoru, I. (2006): *Air Bearing for Automotive Turbocharger*. R&D Review of Toyota CRDL, Bd. 41(3).
- Mobarak, A. (1965): *Zur Berechnung der Pump-Grenze von Verdichteranlagen*. Dissertation, Technische Hochschule Hannover.
- Moore, J. J., Ransom, D. L. und Viana, F. (2011): *Rotordynamic Force Prediction of Centrifugal Compressor Impellers Using Computational Fluid Dynamics*. ASME J. Eng. Gas Turbines Power, Bd. 133(4), 042504.
- Nguyen-Schäfer, H. (2012): *Rotordynamics of Automotive Turbochargers*. Berlin; Heidelberg: Springer.

- Nguyen-Schäfer, H. und Kleinschmidt, R. (2012): *Analysis and Nonlinear Rotordynamics Computation of Constant Tone in Automotive Turbochargers*. In: 17. Aufladetechnische Konferenz. Dresden.
- Nickel, J., Sens, M., Grigoriadis, P. und Pucher, H. (2005): *Einfluss der Sensorik und der Messstellenanordnung bei der Kennfeldvermessung und im Fahrzeugeinsatz von Turboladern*. In: 10. Aufladetechnische Konferenz. Dresden.
- Nitsche, W. und Brunn, A. (2006): *Strömungsmesstechnik*. Berlin; Heidelberg; New York: Springer.
- Oertel, H., Böhle, M. und Dohrmann, U. (2009): *Strömungsmechanik: Grundlagen, Grundgleichungen, Lösungsmethoden, Softwarebeispiele*. Wiesbaden: Vieweg + Teubner.
- Padzillah, M. H., Rajoo, S. und Martinez-Botas, R. F. (2012): *Numerical Assessment of Unsteady Flow Effects on a Nozzled Turbocharger Turbine*. In: ASME Turbo Expo, GT2012-69062. Kopenhagen.
- Paffrath, H., Seifert, F., Dewenter, S., Herrmann, B. und Rothgang, S. (2015): *The Electrical Air Charger Implemented in a Multi Stage Charging System - Technical Challenges and Application of the eAC*. In: 24th Aachen Colloquium Automobile and Engine Technology. Aachen.
- Pampreen, R. C. (1993): *Compressor Surge and Stall*. Concepts ETI, Inc.
- Park, C.Y., Choi, Y. S., Lee, K.Y. und Yoon, J.Y. (2012): *Numerical Study on the Range Enhancement of a Centrifugal Compressor with a Ring Groove System*. Journal of Mechanical Science and Technology, Bd. 26(5), S. 1371–1378.
- Peyret, R. und Taylor, T. D. (1990): *Computational Methods for Fluid Flow*. New York; Berlin; Heidelberg; London; Paris; Tokyo; Hong Kong; Barcelona: Springer.
- Pfleiderer, C. und Petermann, H. (1991): *Strömungsmaschinen*. Berlin; Heidelberg; New York; London; Paris; Tokyo; Hong Kong; Barcelona; Budapest: Springer.
- Pischinger, R., Klell, M. und Sams, T. (2002): *Thermodynamik der Verbrennungskraftmaschine*. Wien; New York: Springer.
- Podevin, P., Clenci, A. und Descombes, G. (2011): *Influence of the Lubricating Oil Pressure and Temperature on the Performance at Low Speeds of a Centrifugal Compressor for an Automotive Engine*. Applied Thermal Engineering, Bd. 31(2-3), S. 194–201.
- Pope, S. B. (2000): *Turbulent Flows*. Cambridge University Press.
- Pucher, H. und Nickel, J. (2002): *Vermessung erweiterter Kennfeldbereiche von Fahrzeugmotoren-Turboladern*. In: 8. Aufladetechnische Konferenz. Dresden.

- Raetz, H., Kammeyer, J., Natkaniec, C. K. und Seume, J. R. (2011): *Numerical Investigation of Aerodynamic Radial and Axial Impeller Forces in a Turbocharger*. In: *ASME Turbo Expo, GT2011-46360*. Vancouver.
- Rautenberg, M. und Kämmer, N. (1984): *On the Thermodynamics of Non-Adiabatic Compression and Expansion Process in Turbomachines*. In: *5th International Conference for Mechanical Power Engineering (ICMPE)*. Kairo.
- Reader-Harris, M. J. (1998): *The Equation for the Expansibility Factor for Orifice Plates*. In: *9th International Conference on Flow Measurement (FLOMEKO)*. Lund.
- Reader-Harris, M. J. und Sattary, J. A. (1996): *The Orifice Plate Discharge Coefficient Equation - the Equation for ISO 5167-1*. In: *14th North Sea Flow Measurement Workshop*. National Engineering Laboratory, Peebles.
- Reuter, S. (2010): *Erweiterung des Turbinenkennfeldes von Pkw-Abgasturboladern durch Impulsbeaufschlagung*. Dissertation, Technische Universität Dresden.
- Rodi, W. und Scheuerer, G. (1986): *Scrutinizing the k-epsilon Turbulence Model Under Adverse Pressure Gradient Conditions*. *ASME J. Fluids Eng.*, Bd. 108(2), S. 174–179.
- Sailer, T., Bucher, S., Durst, B. und Schwarz, C. (2010): *Numerical Analysis of Centrifugal Compressor Characteristics of a Turbocharger System*. In: *12th International MTZ Conference: Virtual Powertrain Creation*. München.
- Sailer, T., Bucher, S., Durst, B. und Schwarz, C. (2011): *Simulation des Verdichterverhaltens von Abgasturboladern*. *Motortechnische Zeitschrift*, Bd. 72(1), S. 28–33.
- Sailer, T., Hausner, O., Reulein, C. und Schwarz, C. (2013): *Neue Methoden in der Turboladersimulation für die Auslegung der BMW TwinPower Turbomotoren*. In: *6. MTZ-Fachtagung: Ladungswechsel im Verbrennungsmotor*. Stuttgart.
- Scharf, J., Schorn, N., Smiljanovski, V., Uhlmann, T. und Aymanns, R. (2010): *Methods for Extended Turbocharger Mapping and Turbocharger Assessment*. In: *15. Aufladetechnische Konferenz*. Dresden.
- Scherrer, F., Adilovic, A., Bobrich, A., Eisinger, S., Klein, A., Löwenberg, M. und Strelbitski, J. (2015): *Titanaluminid - Turbinenräder: Eine weitere Effizienzsteigerung für Turbolader von Borg Warner*. In: *20. Aufladetechnische Konferenz*. Dresden.
- Scheuermann, T., Model, M., Segawa, K., Trautmann, C., Kotzbacher, T. und Filsinger, D. (2015): *Die neue Generation der Abgasturbolader für Dieselmotoren von IHI*. In: *20. Aufladetechnische Konferenz*. Dresden.
- Schlichting, H. und Gersten, K. (2006): *Grenzschicht-Theorie*. Berlin; Heidelberg; New York: Springer.

- Schmitt, S. (2007): *Untersuchungen zum Reibleistungsverhalten von Wellen-Lagerungen für PKW-Abgasturbolader*. Dissertation, Universität Stuttgart.
- Schwarz, C., Reulein, C., Durst, B., Miklautschitsch, M., Bucher, S. und Giese, G. (2011): *Der Beitrag des Ladungswechsels zu einem Niedrigstemissionskonzept*. In: 4. MTZ-Fachtagung: *Ladungswechsel im Verbrennungsmotor*. Stuttgart.
- Schwitzke, M., Schulz, A. und Hönisch, P. (2013): *Radialturbinen-Anregungsmechanismen / Anregungsmechanismen-Erweiterung: Ermittlung von Anregungsfunktionen für verschiedene Schwingungsmoden mit Hilfe der numerischen Simulation des Strömungsfeldes einer Radialturbine*. Forschungsvereinigung Verbrennungskraftmaschinen (FVV), Abschlussbericht.
- Scrimshaw, K. H. und Williams, T. J. (1984): *Size Effects in Small Radial Turbines*. In: *International Gas Turbine Conference and Exhibit*, 84-GT-215. Amsterdam.
- Shaaban, S. (2004): *Experimental Investigation and Extended Simulation of Turbocharger Non-Adiabatic Performance*. Dissertation, Universität Hannover.
- Sivagnanasundaram, S., Spence, S. und Early, J. (2014): *Map Width Enhancement Technique for a Turbocharger Compressor*. ASME J. Turbomach., Bd. 136(6), 061002.
- Skopil, M. A. (2007): *Moderne Turboaufladung: Grundlagen der Aufladetechnik für Diesel- und Ottomotoren*, Bd. 2. Renningen: expert-Verlag.
- Smiljanovski, V., Schorn, N., Scharf, J., Funken, B. und Pischinger, S. (2008): *Messung des Turbinenwirkungsgrades bei niedrigen Turboladerdrehzahlen*. In: 13. Aufladetechnische Konferenz. Dresden.
- Spalart, P. R. (2000): *Strategies for Turbulence Modelling and Simulations*. International Journal of Heat and Fluid Flow, Bd. 21(3), S. 252–263.
- Steidten, T., Rauscher, M. und Münz, S. (2008): *Maßnahmen am Turbolader zur Verbesserung des Transientverhaltens*. In: 13. Aufladetechnische Konferenz. Dresden.
- Steinparzer, F., Unger, H., Brüner, T. und Kannenberg, D. (2011): *Der neue BMW 2,0l 4-Zylinder Ottomotor mit TwinPower Turbo Technologie*. In: 32. Internationales Wiener Motorsymposium. Wien.
- Steinparzer, F., Ardey, N., Mattes, W. und Hiemesch, D. (2014): *Die neue Efficient-Dynamics-Motorenfamilie von BMW*. Motortechnische Zeitschrift, Bd. 75(5), S. 36–41.
- Sun, Z., Tan, C. und Zhang, D. (2009): *Flow Field Structures of the Impeller Backside Cavity and its Influences on the Centrifugal Compressor*. In: *ASME Turbo Expo*, GT2009-59879. Orlando.
- Tang, J. (2006): *Computational Analysis and Optimization of Real Gas Flow in Small Centrifugal Compressors*. Dissertation, Lappeenranta University of Technology.

- Turunen-Saaresti, T. (2004): *Computational and Experimental Analysis of Flow Field in the Diffusers of Centrifugal Compressors*. Dissertation, Lappeenranta University of Technology.
- Uhlmann, T. und Lückmann, D. (2012): *Erweiterte Turbinenkennfeldmessung: Erweiterung des messbaren Turbinenkennfeldbereichs*. Forschungsvereinigung Verbrennungskraftmaschinen (FVV), Abschlussbericht.
- Uhlmann, T., Lückmann, D., Aymanns, R., Scharf, J., Höpke, B., Scassa, M., Schorn, N. und Kindl, H. (2013): *Entwicklung und Auslegung von zweiflutigen Turbinen für hochaufgeladene Ottomotoren der nächsten Generation*. In: *34. Internationales Wiener Motorensymposium*. Wien.
- van Basshuysen, R. und Schäfer, F. (2006): *Lexikon Motorentechnik - Der Verbrennungsmotor von A-Z*, Bd. 2. Wiesbaden: Springer Vieweg.
- van Basshuysen, R. und Spicher, U. (2007): *Ottomotor mit Direkteinspritzung*. Wiesbaden: Springer Vieweg.
- Wensing, J. A., Morales-Espejel, G. E. und Wemekamp, A. W. (2010): *Friction Reduction using Ball Bearings in Turbochargers*. In: *15. Aufladetechnische Konferenz*. Dresden.
- Wiebelt, A., Schulz, A. und Wittig, S. (2002): *Oil-Free Roller Bearing with Aerostatic Cage for Turbocharger Applications: Part II - An Experimental Study*. In: *9th International Symposium on Transport Phenomena and Dynamics of Rotating Machinery (ISROMAC-9)*. Honolulu.
- Wilcox, D. C. (1994): *Turbulence Modeling for CFD*. DCW Industries, Inc.

## A Nomenklatur der Auswertestellen

Die Abbildungen A.1 und A.2 zeigen die Nomenklatur der verwendeten Auswerteebenen. Die experimentellen Werte beziehen sich stets auf die Messstellen vor bzw. nach dem entsprechenden Gehäuse. Verdichterseitig sind das die Stellen 1 und 2, turbinenseitig die Stellen 3 und 4 (s.a. Abbildung 3.1).

In Kapitel 2.1.3 sowie Kapitel 4 werden teilweise die Ein- und Austrittsflächen der Räder verwendet. Die radialen Flächen werden mit dem Index R und die axialen mit dem Index A gekennzeichnet. Durch die Reihenfolge der tiefgestellten Indizes kann auf das Verdichter- oder Turbinenrad geschlossen werden. Die Reihenfolge entspricht hierbei der Strömungsrichtung. Analog zu  $_{12}$  steht  $_{AR}$  für die Verdichterseite sowie  $_{34}$  bzw.  $_{RA}$  für die Turbinenseite.

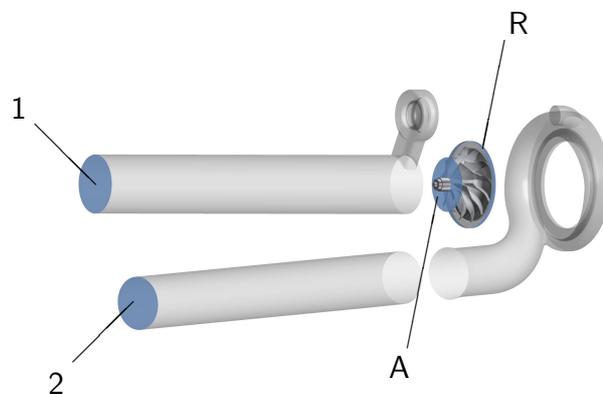


Abbildung A.1: Nomenklatur der verdichterseitigen Auswertestellen (Explosionsdarstellung)

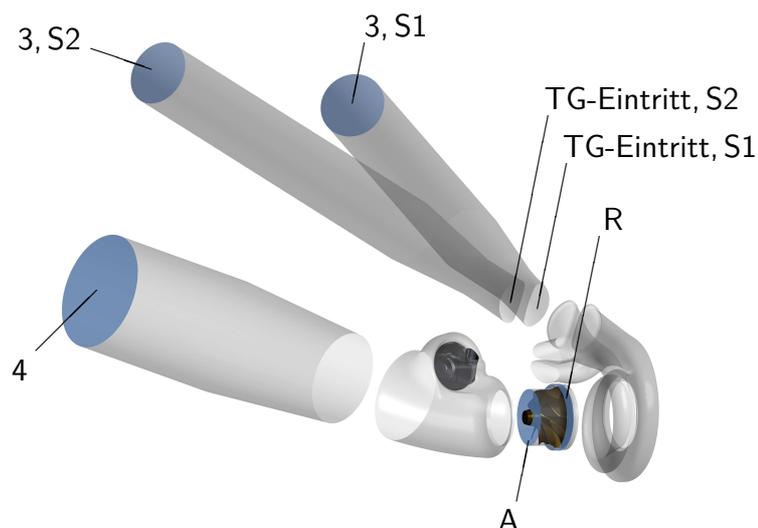


Abbildung A.2: Nomenklatur der turbinenseitigen Auswertestellen (Explosionsdarstellung)

## B Grundlagen

### B.1 Thermodynamische Grundlagen

Die folgende kurze Zusammenfassung der *thermodynamischen Grundlagen* ist Bräunling (2009) entnommen. Diese dienen der Ergänzung der aufgeführten Gleichungen und Zusammenhänge in Kapitel 2.1.3.

#### B.1.1 Erster und Zweiter Hauptsatz der Thermodynamik

Die Anwendung des *1. Hauptsatzes der Thermodynamik* (Energieerhaltungssatz) für eine stationär durchströmte Turbomaschine lautet

$$P + \dot{Q} = \dot{m} \cdot (h_{tA} - h_{tE}) = \dot{m} \cdot \Delta h_{tEA} \quad (\text{B.1})$$

bzw. dividiert durch den Massenstrom

$$w_{tech} + q = (h_{tA} - h_{tE}) = \Delta h_{tEA} \quad (\text{B.2})$$

Für eine adiabate ( $q = 0$ ) Maschine vereinfacht sich Gleichung (B.2) zu

$$w_{tech} = (h_{tA} - h_{tE}) = \Delta h_{tEA} \quad (\text{B.3})$$

Nach der *Gibbs'schen Fundamentalbeziehung* gilt für stationäre Strömungen ohne chemische Reaktion des Fluids

$$dh = v \cdot dp + T \cdot ds \quad (\text{B.4})$$

Durch Integration entlang des Strömungswegs ergibt sich Gleichung (B.5). Die Enthalpie ist vom Integrationsweg unabhängig.

$$h_A - h_E = \underbrace{\int_E^A v \cdot dp}_w + \underbrace{\int_E^A T \cdot ds}_{q+j} \quad (\text{B.5})$$

Nach dem 2. *Hauptsatz der Thermodynamik* kann sich die Entropie nicht nur durch einen Wärmefluss über eine Systemgrenze reversibel verändern (Entropietransport), sondern auch irreversibel durch eine systeminterne Umwandlung von Reibung in Wärme (Entropieproduktion):

$$\text{spezifische Wärme: } q = \int_E^A (T \cdot ds)_{rev} \quad (\text{B.6})$$

$$\text{spezifische Dissipation: } j = \int_E^A (T \cdot ds)_{irr} > 0 \quad (\text{B.7})$$

Mit den Gleichungen (B.2), (B.5) und  $h_t = h + 1/2 \cdot c^2$  ergibt sich für den Energieerhaltungssatz

$$w_{tech} = w + j + \frac{1}{2} \cdot (c_A^2 - c_E^2) = w_t + j \quad (\text{B.8})$$

## B.1.2 Spezifische Wärmekapazitäten

Die spezifischen Wärmekapazitäten von idealen Gasen und Gasgemischen sind nur von der Temperatur abhängig:

$$dh = c_p(T) \cdot dT \quad (\text{B.9})$$

$$du = c_v(T) \cdot dT \quad (\text{B.10})$$

Aufgrund der Verwendung in diversen Gleichungen ist im weiteren Verlauf nur noch  $c_p$  von Interesse.

Durch Integration von Gleichung B.9 ergibt sich:

$$\int_E^A dh = \Delta h_{EA} = \int_{T_E}^{T_A} c_p(T) \cdot dT \quad \Longrightarrow \quad \Delta h_{EA} = \bar{c}_p \Big|_{T_E}^{T_A} \cdot (T_A - T_E) \quad (\text{B.11})$$

Aus den Gleichungen (B.11) folgt:

$$\bar{c}_p \Big|_{T_E}^{T_A} = \frac{\int_{T_E}^{T_A} c_p(T) \cdot dT}{T_A - T_E} \quad (\text{B.12})$$

Damit lässt sich für Gleichung (B.11) schreiben

$$\Delta h_{EA} = \bar{c}_p \cdot \Delta T_{EA} \quad (\text{B.13})$$

Für kleine Temperaturdifferenzen gilt näherungsweise

$$\bar{c}_p = \bar{c}_p|_{T_E}^{T_A} \approx \frac{c_p(T_E) + c_p(T_A)}{2} \quad (\text{B.14})$$

und somit für

$$\text{Verdichter: } \bar{c}_{p,V} \approx \frac{c_p(T_1) + c_p(T_2)}{2} \quad (\text{B.15})$$

$$\text{Turbine: } \bar{c}_{p,T} \approx \frac{c_p(T_3) + c_p(T_4)}{2} \quad (\text{B.16})$$

### B.1.3 Divergenz der Isobaren im h-s-Diagramm

In einem h-s-Diagramm haben alle Isobaren den gleichen Abstand  $\Delta s$  zueinander, d.h. sie sind äquidistant. Die Steigung der Isobaren ( $p = \text{konst.}$  bzw.  $dp = 0$ ) ergibt sich aus Gleichung (B.4):

$$\left(\frac{dh}{ds}\right)_p = T \quad (\text{B.17})$$

Mit steigender Temperatur bzw. Enthalpie (s. Gleichung (B.13)) nimmt die Steigung zu. Dadurch vergrößert sich der Abstand  $\Delta h$  der Isobaren, wodurch sie divergieren.

# C Experimentelle Untersuchungen

## C.1 Prüfstands Aufbau

### C.1.1 Reproduzierbarkeit der instationären Messungen

Zur Überprüfung der Reproduzierbarkeit der Messergebnisse wird der gleiche Lastsprung dreimal gemessen. In Abbildung C.1 sind die zeitlichen Verläufe der verschiedenen Messgrößen dargestellt. Die Messergebnisse sind identisch und somit reproduzierbar.

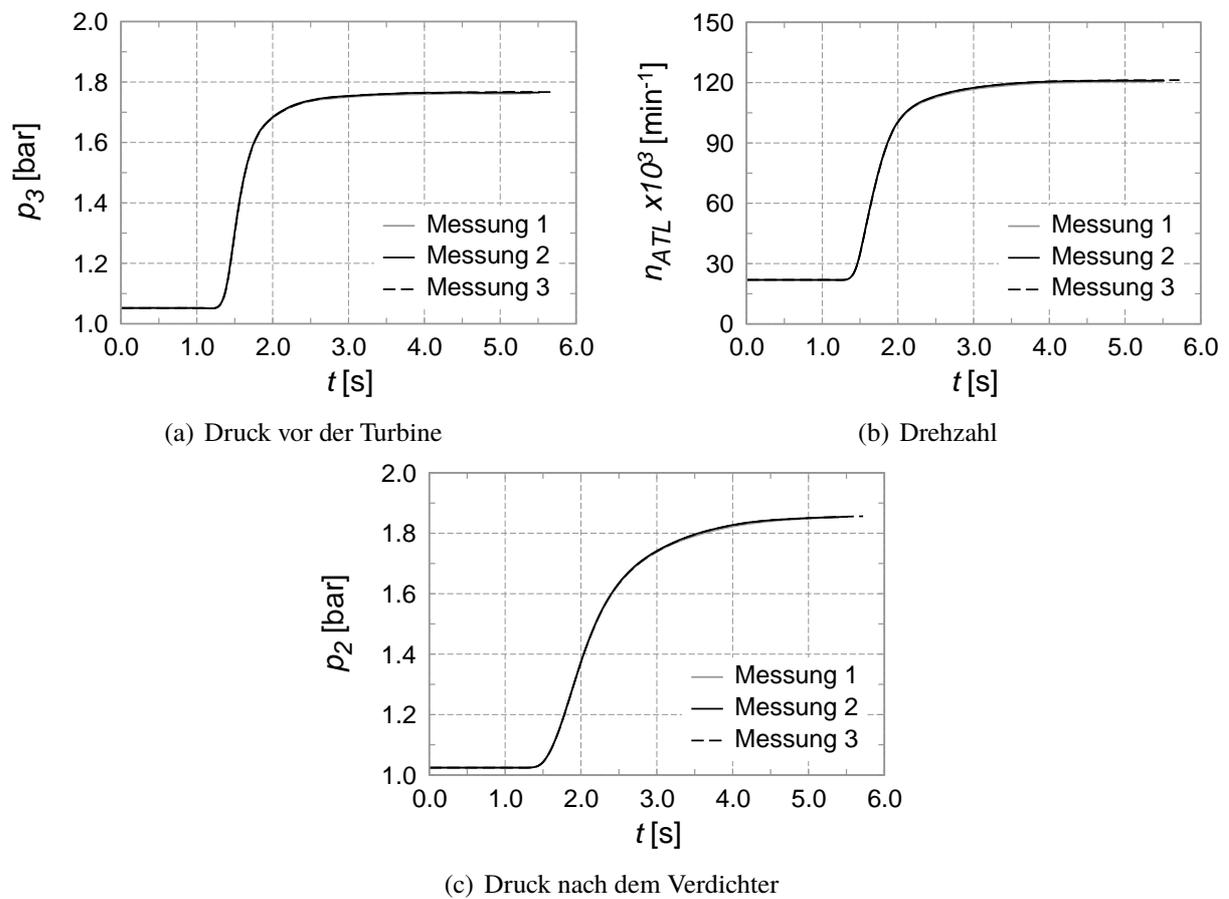


Abbildung C.1: Reproduzierbarkeit der Lastsprünge (Lader 4, Lastsprung 3)

## C.2 Messprogramm

### C.2.1 Lage der Lastsprünge im Verdichterkennfeld

In den Abbildungen C.2 bis C.4 ist die Lage der Lastsprünge im Verdichterkennfeld für die zu untersuchenden Turbolader 2 bis 4 dargestellt.

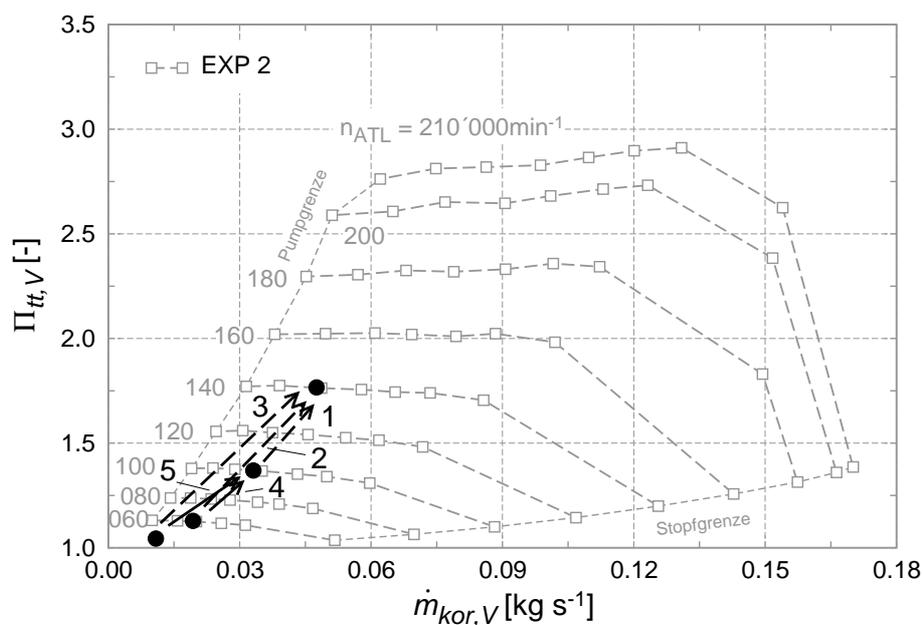


Abbildung C.2: Lage der Lastsprünge im Verdichterkennfeld von Turbolader 2

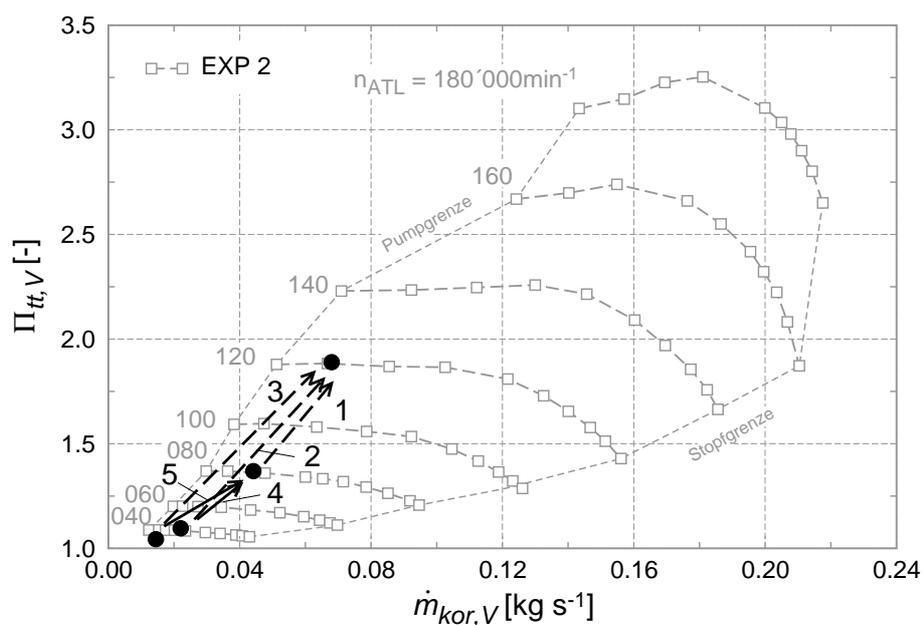


Abbildung C.3: Lage der Lastsprünge im Verdichterkennfeld von Turbolader 3

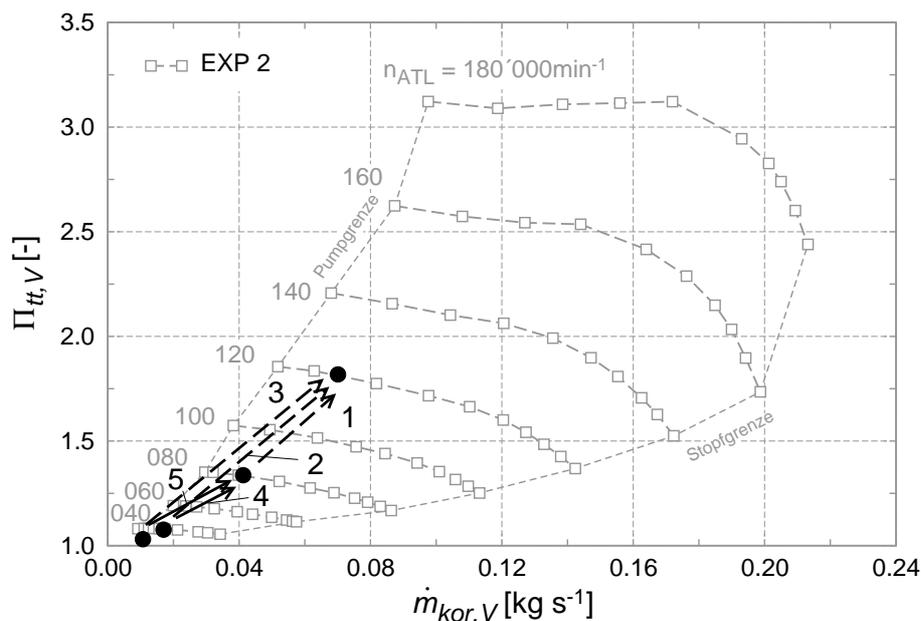


Abbildung C.4: Lage der Lastsprünge im Verdichterkennfeld von Turbolader 4

## C.3 Stationäre Messungen von Turbolader 2

### C.3.1 Verdichter

In den Abbildungen C.5 und C.6 sind die verdichterseitigen, experimentellen Ergebnisse von Prüfstand 1 und 2 für Turbolader 2 gegenübergestellt. Bei den Druckverhältnissen kommt es bei der höchsten gemessenen Drehzahl,  $n_{ATL} = 140\,000 \text{ min}^{-1}$ , zu größeren Abweichungen. Diese sind auf die Unterschiede in der geometrischen Ausführung des Adapterrohrs und in der Messposition nach dem Verdichter zurückzuführen. Die restlichen Drehzahlkurven stimmen gut überein. Die am Prüfstand 1 ermittelten isentropen Wirkungsgrade liegen stets unterhalb der Werte von Prüfstand 2 (Abbildung C.6). Die Ursache hierfür ist der höhere Wärmeeintrag in das Verdichtergehäuse aufgrund der nicht angeschlossenen Wasserkühlung am Lagerstuhl. Die Verlaufsform der Linien konstanter Drehzahl ist bei beiden Prüfständen identisch.

### C.3.2 Turbine

Die experimentell bestimmten Turbinenmassenströme sind in Abbildung C.7 gegenübergestellt. Durch die unterschiedlichen Vorlaufstrecken vor dem Turbinengehäuse ergeben sich an Prüfstand 1 höhere Durchsätze.

Bei den Turbinen-Gesamtwirkungsgraden liegen die Werte im vergleichbaren Kennfeldbereich auf ähnlichem Niveau (Abbildung C.8). Am Prüfstand 1 werden die Werte allerdings bei geringeren Druckverhältnissen erreicht.

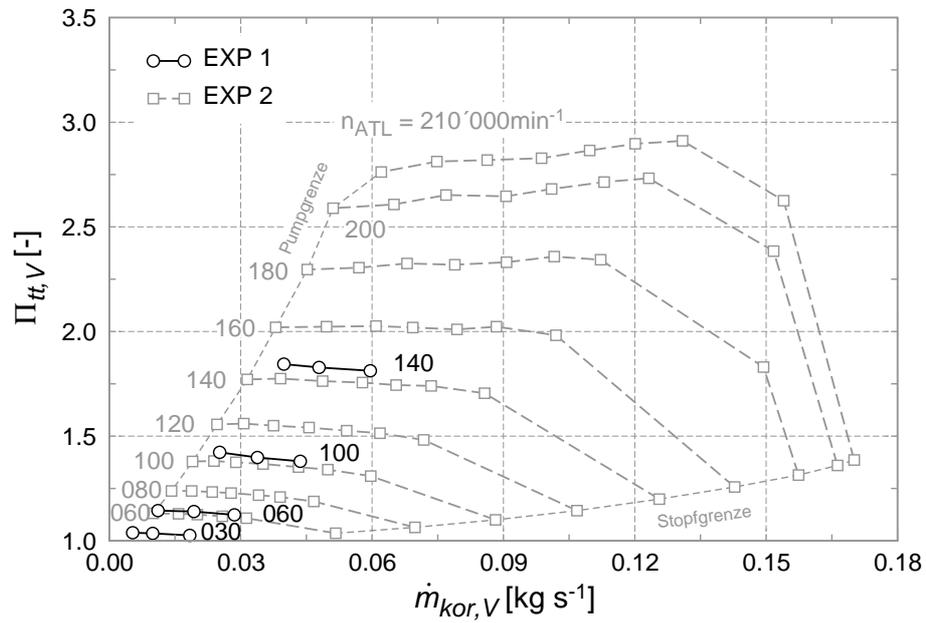


Abbildung C.5: Verdichterkennfeld - Totaldruckverhältnis (Turbolader 2)

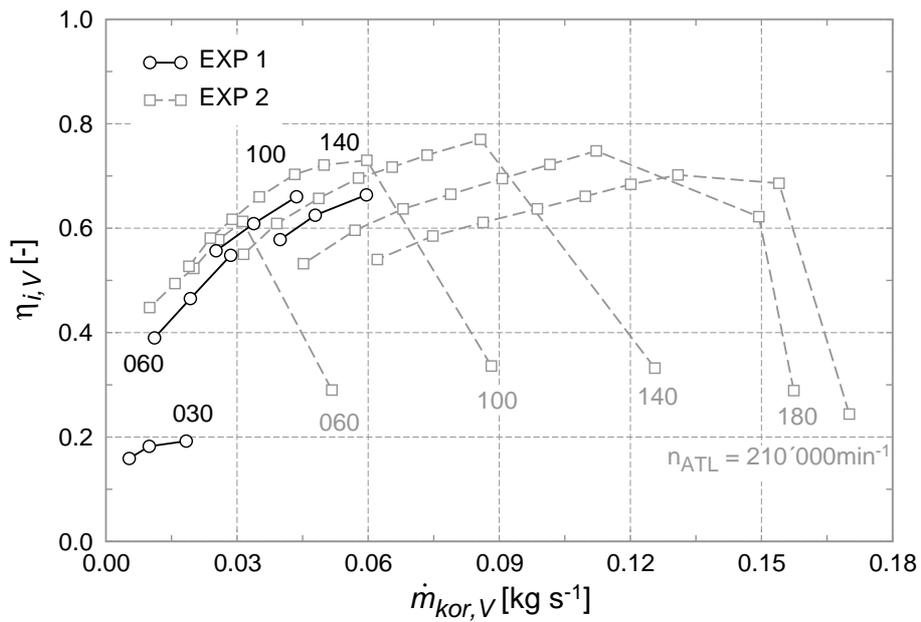


Abbildung C.6: Verdichterkennfeld - isentroper Wirkungsgrad (Turbolader 2)

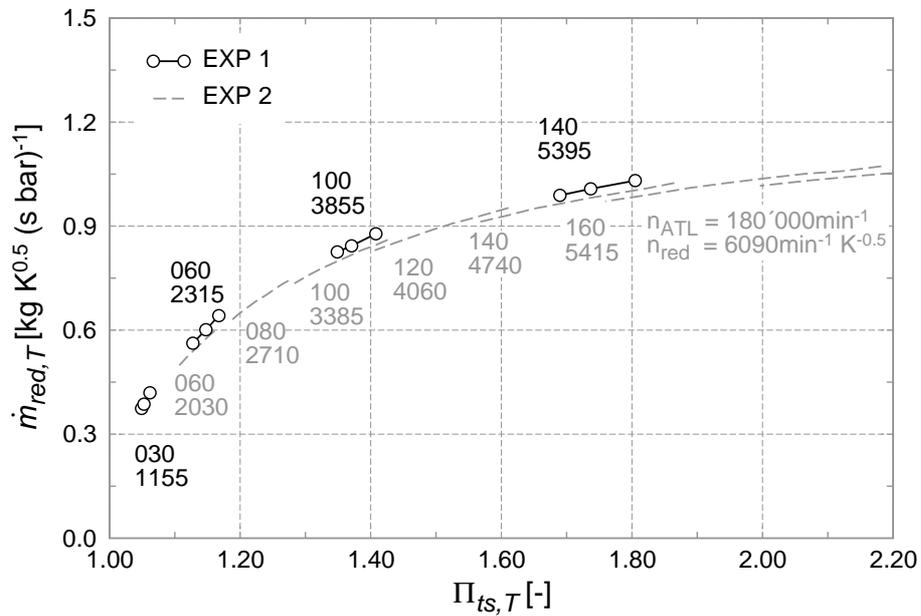


Abbildung C.7: Turbinenkennfeld - reduzierter Massenstrom (Turbolader 2)

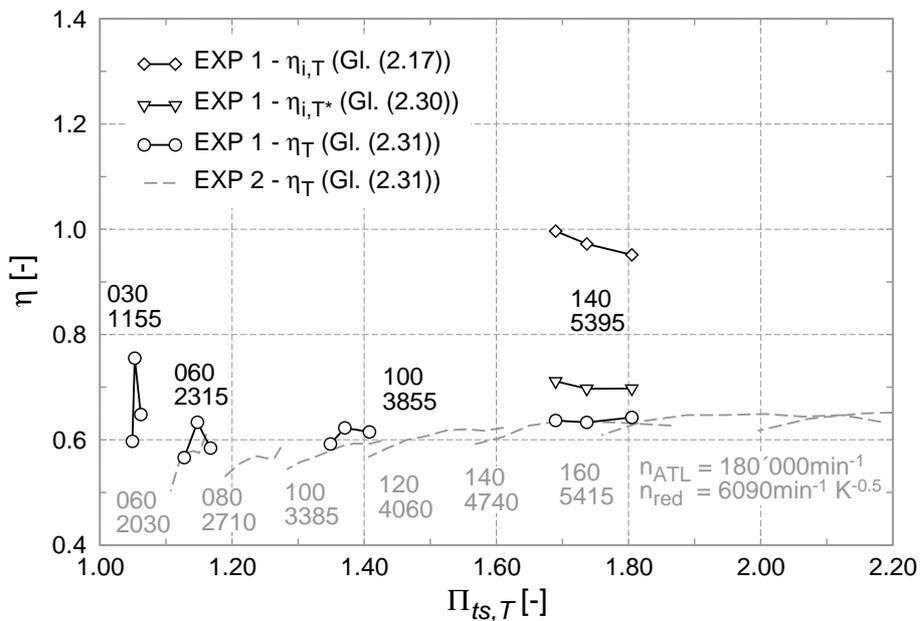


Abbildung C.8: Turbinenkennfeld - Wirkungsgrad (Turbolader 2)

### C.3.3 Mechanische Verlustleistung

Die mechanische Verlustleistung von Turbolader 2 ist in Abbildung C.9 dargestellt. Aufgrund der Wärmeübertragungseffekte liefert die nach Gleichung (2.18) bestimmte Verlustleistung deutlich zu hohe Werte.

Wird Gleichung (3.11) mit  $\dot{Q}_L = 0$  verwendet, dann kommt es im mittleren Drehzahlbereich zu einer guten Übereinstimmung mit dem Reibmomentenpolynom des Laderherstellers. Bei einer Drehzahl von  $n_{ATL} = 30\,000\text{ min}^{-1}$  ergeben sich durch die diabaten Fehler geringfügig höhere Reibmomente. Im oberen Drehzahlbereich liegen die Werte aus der Messung leicht unterhalb der Herstellerangabe.

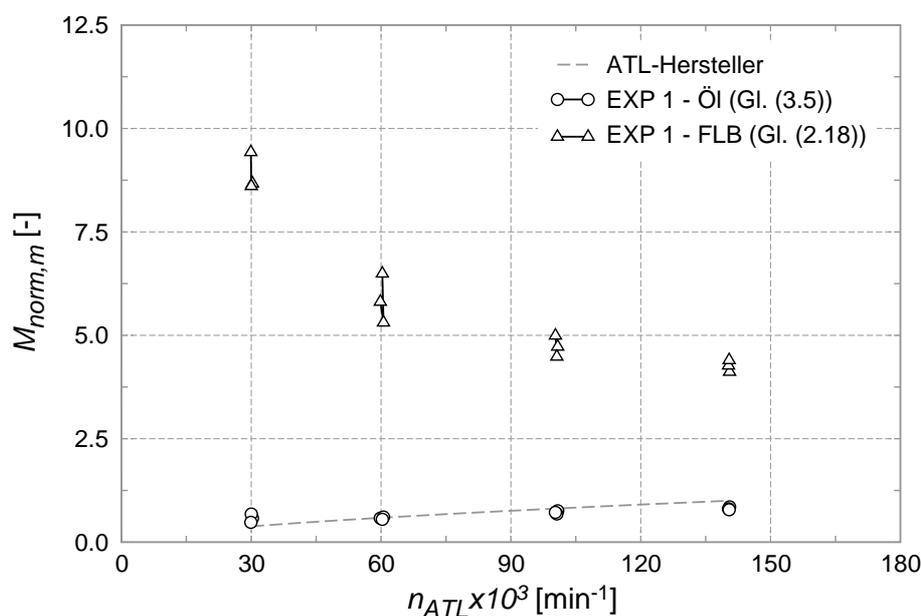


Abbildung C.9: Normierte Verlustmomente (Turbolader 2)

## C.4 Analyse des Instationärverhaltens

### C.4.1 Trägheit der Messgrößen

In Abbildung C.10 sind die „stationären“ Start- und Endpunkte der Lastsprünge sowie die Ergebnisse der stationären Messung aus Kapitel 3.3.2 im Turbinenkennfeld dargestellt. Das Druckverhältnis und die Massenströme der jeweiligen Punkte stimmen sehr gut überein. Die teilweise vorhandenen Abweichungen zwischen den Betriebspunkten der Lastsprünge sind auf die fehlende Regelung des verdichterseitigen Startpunkts zurückzuführen.

Bei den turbinenseitigen Wirkungsgraden in Abbildung C.11 zeigt sich der Einfluss der thermischen Trägheit bei der Temperaturmessung. Die dargestellten „stationären“ Endpunkte der Lastsprünge weichen teilweise deutlich von den stationären Werten ab.

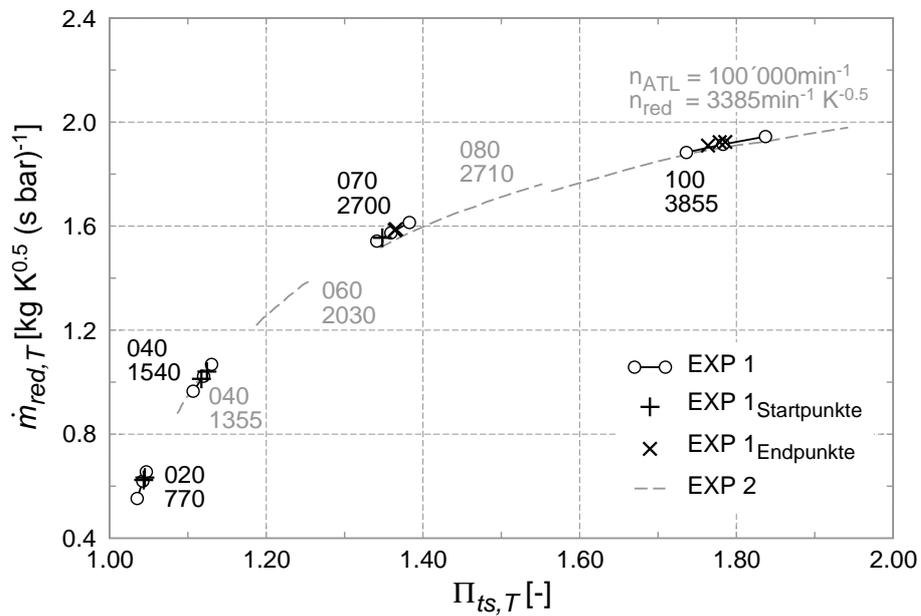


Abbildung C.10: Start- und Endpunkte im Turbinenkennfeld (Turbolader 1)

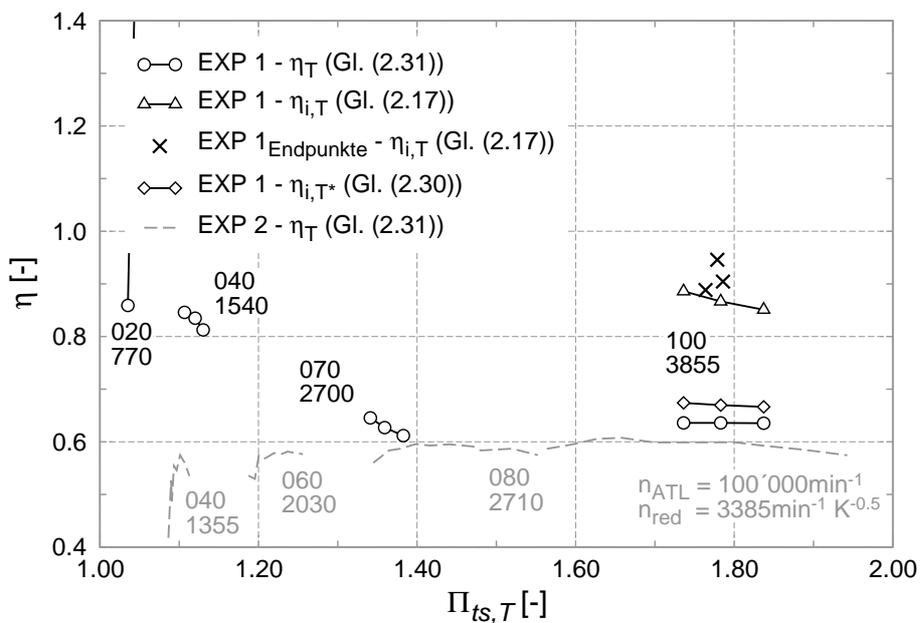


Abbildung C.11: Turbinenwirkungsgrade der Endpunkte (Turbolader 1)

### C.4.2 Instationärer Verlauf der Messgrößen

Ergänzend zu Abbildung 3.17 zeigt Abbildung C.12 den zeitlichen Verlauf ausgewählter Messgrößen innerhalb der ersten drei Sekunden (Lastsprung 3 von Turbolader 1).

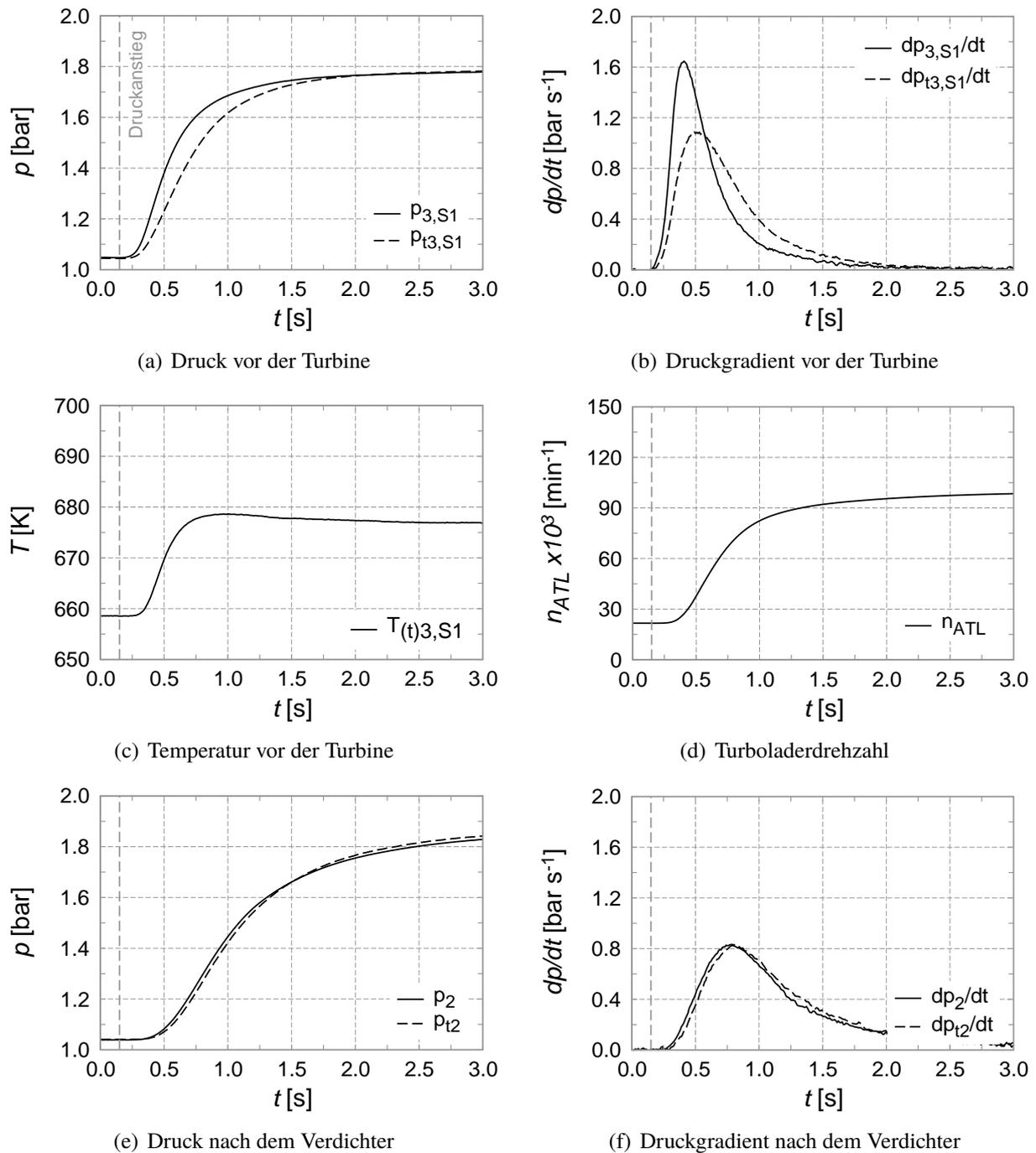


Abbildung C.12: Zeitlicher Verlauf ausgewählter Messgrößen (Detail)

### C.4.3 Vergleich Beschleunigungsverhalten

In Abbildung C.13 ist für Turbolader 1 und 2 der mittlere Drehzahlgradient über der Drehzahldifferenz aufgetragen. Für beide Lader zeigt sich tendenziell eine lineare Abhängigkeit.

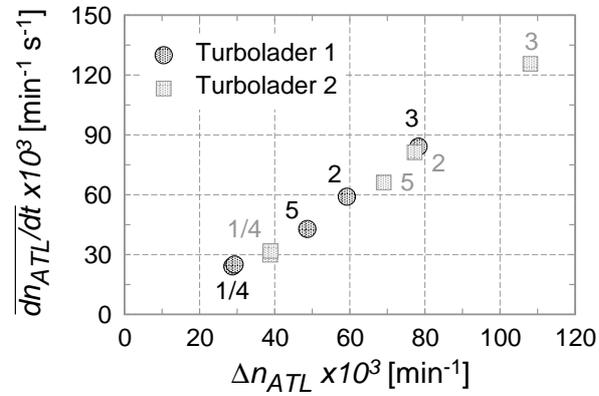


Abbildung C.13: Mittlerer Drehzahlgradient in Abhängigkeit der Drehzahldifferenz

## D Numerische Untersuchungen

### D.1 Stationäre Simulationen

In Kapitel 3.3 sowie im Anhang C.3 zeigen sich beim Vergleich der stationären Messergebnisse von Prüfstand 1 und 2 für beide Turbolader die gleichen Tendenzen. Das stationäre CFD-Modell von Turbolader 1 wird in Kapitel 4.1 mit beiden Prüfständen validiert. Für den zweiten Lader wird ein Abgleich mit den Resultaten von Prüfstand 1 in D.1.1 und D.1.2 als ausreichend erachtet.

#### D.1.1 Verdichterkennfelder des Vergleichsladers

Die Abbildungen D.1 und D.2 zeigen die stationären Simulationsergebnisse des Verdichters 2 im Vergleich mit den experimentellen Daten von Prüfstand 1. Die Druckverhältnisse stimmen im kompletten gemessenen Kennfeldbereich sehr gut überein. Die Verdichterwirkungsgrade zeigen den gleichen Trend wie in Abbildung 4.5. Bei niedrigen Drehzahlen kommt es durch die Wärmeübertragungseffekte am Heißgasprüfstand zu größeren Abweichungen. Mit steigender Drehzahl nähern sich die Ergebnisse aus Simulation und Prüfstand an.

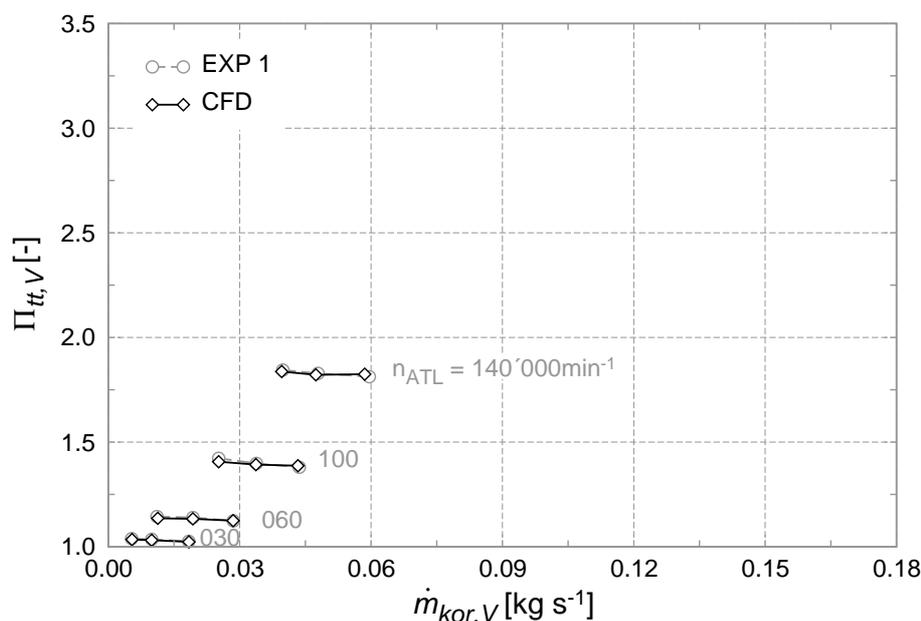


Abbildung D.1: Verdichterkennfeld - Totaldruckverhältnis (Turbolader 2)

#### D.1.2 Turbinenkennfelder des Vergleichsladers

Der berechnete Turbinendurchsatz des Turboladers 2 ist in Abbildung D.3 dargestellt. Verglichen mit den experimentellen Werten von Prüfstand 1 ergeben sich mit dem wärmedichten CFD-Modell teilweise geringere Massenströme.

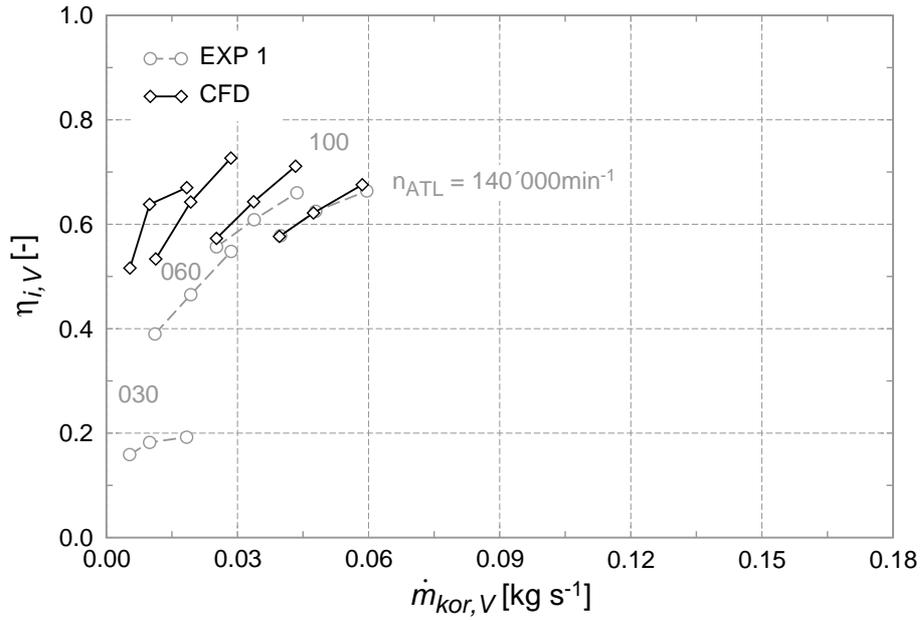


Abbildung D.2: Verdichterkennfeld - innerer Wirkungsgrad (Turbolader 2)

Abbildung D.4 zeigt die verschiedenen Turbinenwirkungsgrade. Die inneren Wirkungsgrade auf Basis von Simulationsdaten sind bei einer Drehzahl von  $n_{ATL} = 100\,000\text{ min}^{-1}$  betragslich größer als die experimentellen Werte nach Gleichung (2.30). Bei den Turbinen-Gesamtwirkungsgraden reduzieren sich die Differenzen.

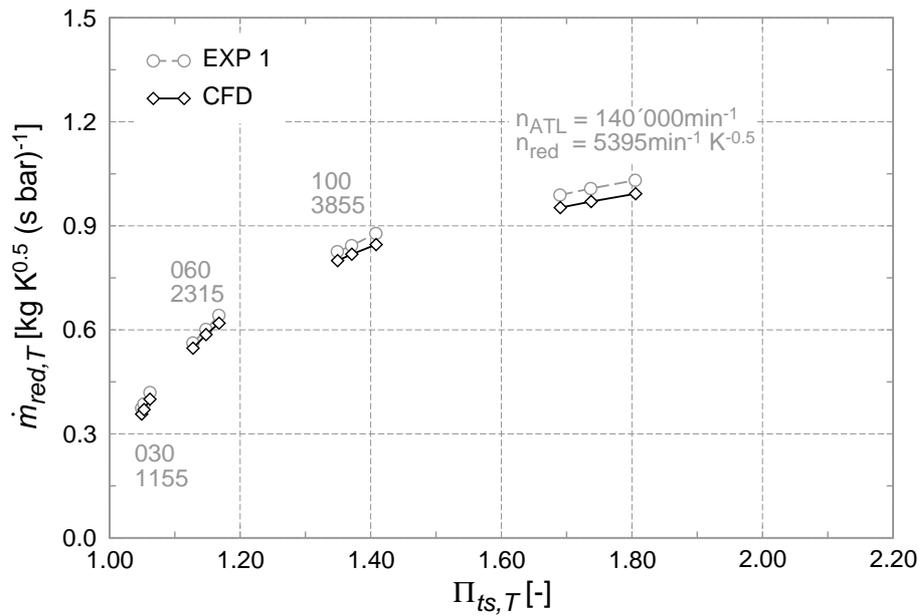


Abbildung D.3: Turbinenkennfeld - Massendurchsatz (Turbolader 2)

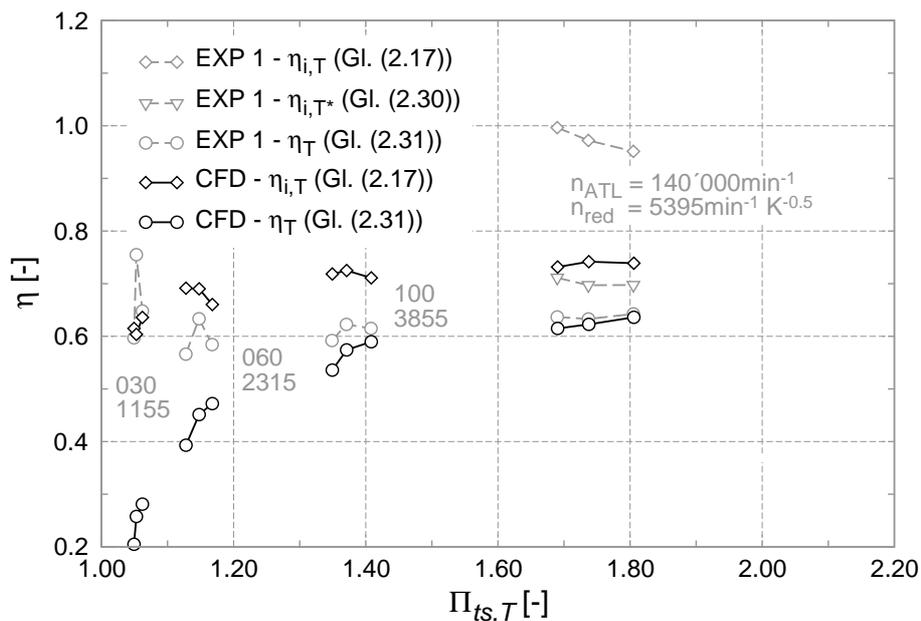


Abbildung D.4: Turbinenkennfeld - Wirkungsgrad (Turbolader 2)

### D.1.3 Verhältnis Verlustmoment zu Verdichterdrehmoment

In Abbildung D.5 ist das Verhältnis von Verlustmoment zu Verdichterdrehmoment aus der Simulation über der Drehzahl aufgetragen. Dargestellt sind die mittleren stationären Betriebspunkte je Drehzahllinie (s. z.B. Abbildung 4.4). Bei einer Drehzahl von  $n_{ATL} = 20\,000 \text{ min}^{-1}$  ist das Verlustmoment und die daraus resultierende Verlustleistung um ca. 20% höher als die Verdichterleistung. Mit steigender Drehzahl wird das Verhältnis kleiner. Lediglich noch ca. 15% des Verdichterdrehmoments beträgt das Verlustmoment bei einer Drehzahl von  $n_{ATL} = 100\,000 \text{ min}^{-1}$ .

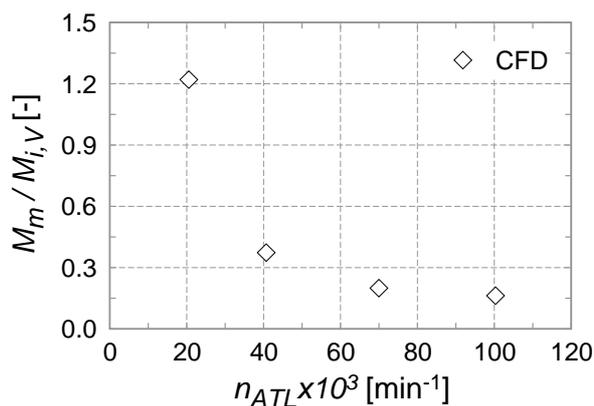


Abbildung D.5: Verhältnis Verlustmoment zu Verdichterdrehmoment

### D.1.4 Auswirkungen auf die inneren Wirkungsgrade

Die fiktive Erhöhung der Verdichterleistung um 5% bzw. die Verringerung der Turbinenleistung um 5% führt zu den Verschiebungen der Wirkungsgradlinien in den Abbildungen D.6 und D.7. Die großen Unterschiede bei den Verdichtereffizienzen im unteren Drehzahlbereich bleiben aufgrund der Wärmeübertragungseffekte am Heißgasprüfstand zwar bestehen, die Linien nähern sich jedoch an. Bei den höheren Drehzahlen kommt es größtenteils zu einer guten Übereinstimmung zwischen Simulation und Experiment.

Die Übereinstimmung der Turbinenwirkungsgrade verbessert sich im oberen Drehzahlbereich. Bei niedrigen Drehzahlen wird ein Vergleich durch die diabaten Fehler am Prüfstand auch hier erschwert.

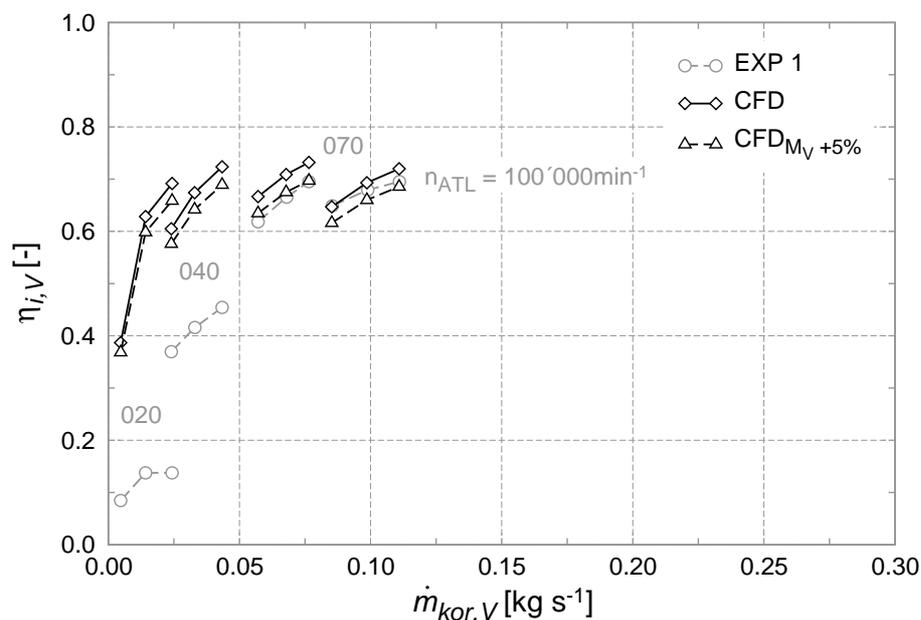


Abbildung D.6: Auswirkung der Erhöhung des Verdichterdrehmoments auf den Wirkungsgrad

### D.1.5 Verlustmoment Vergleichslader

Abbildung D.8 zeigt eine Gegenüberstellung des Reibmomentverlaufs aus Experiment (Gleichung (3.11)) und Simulation von Turbolader 2. Ergänzt ist das Polynom des Laderherstellers mit aufgetragen (vgl. Abbildung C.9). Im unteren Drehzahlbereich ergibt sich eine gute Übereinstimmung zwischen Herstellerangabe und Simulation. Bei  $n_{ATL} = 60\,000\text{ min}^{-1}$  stimmen alle Werte gut überein und laufen dann mit steigender Drehzahl auseinander. Die maximale Abweichung des berechneten Verlustmoments beträgt bei einer Drehzahl von  $n_{ATL} = 140\,000\text{ min}^{-1}$  ca. 30% von der Herstellerangabe sowie ca. 60% vom experimentellen Ergebnis.

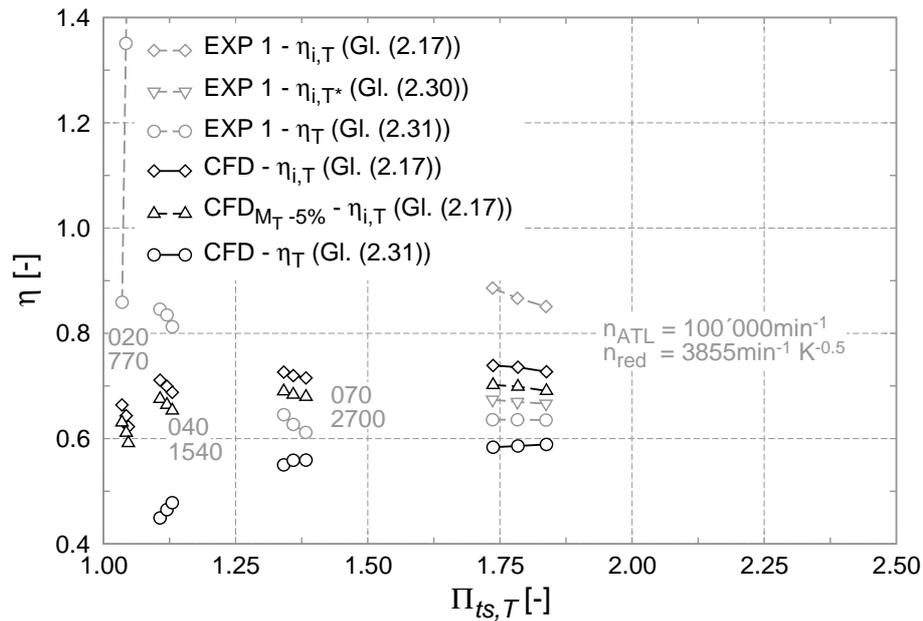


Abbildung D.7: Auswirkung der Reduzierung des Turbinendrehmoments auf den Wirkungsgrad

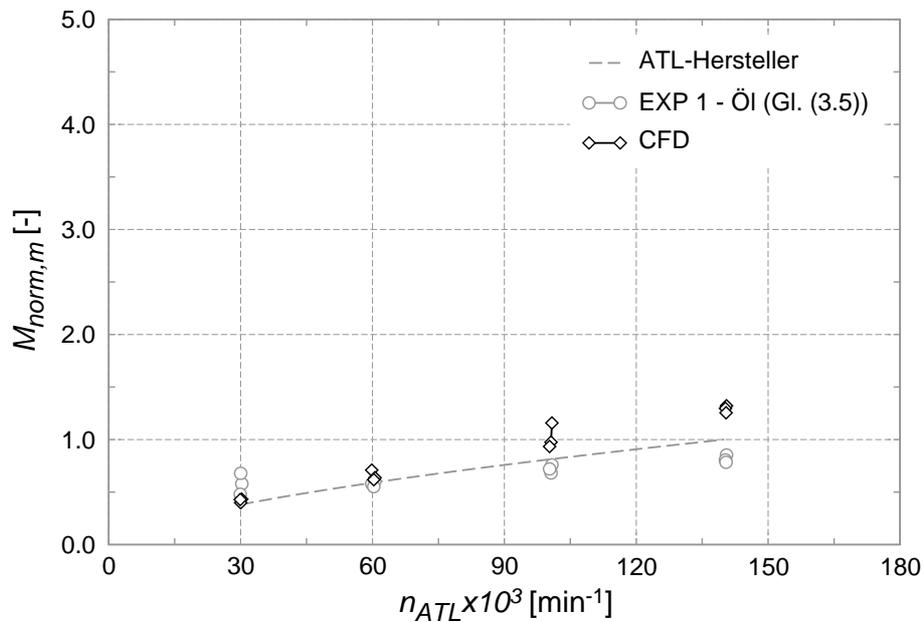


Abbildung D.8: Mechanisches Verlustmoment aus Experiment und Simulation (Turbolader 2)

## D.1.6 Mechanischer Wirkungsgrad

Der mechanische Wirkungsgrad berechnet sich nach Gleichung (2.18) aus der inneren Turbinen- und Verdichterleistung. In Abbildung D.9 ist dieser für die stationären Simulationsergebnisse von Turbolader 1 in Abhängigkeit von der Laderdrehzahl aufgetragen. Im mittleren und oberen Drehzahlbereich sind die Wirkungsgradwerte nahezu konstant. Lediglich bei einer Drehzahl von  $n_{ATL} = 20\,000\text{ min}^{-1}$  kommt es zu einer starken Streuung der Wirkungsgrade (s.a. Podevin et al. (2011)).

Das Verlustmoment bzw. die Verlustleistung, die Differenz zwischen innerer Turbinen- und Verdichterleistung, ist bei geringen Drehzahlen näherungsweise konstant (Abbildung 4.11). Die Schwankung der Werte resultiert damit nicht aus den mechanischen Verlusten, sondern aus der turbinen- und verdichterseitigen Leistung. Die mit zunehmender Drehzahl geringer werdende Streuung resultiert aus dem abnehmendem Verhältnis von Verlust- zu Verdichterleistung (s. Abbildung D.5).

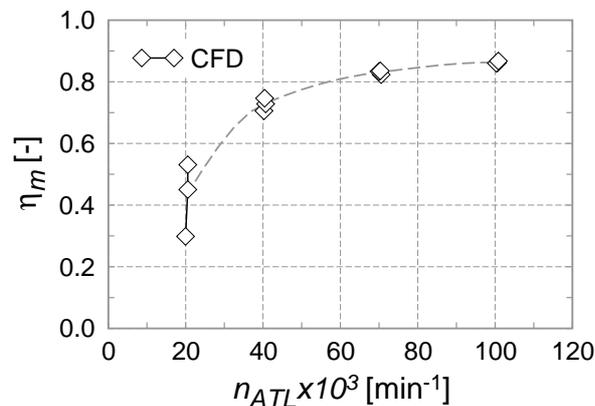


Abbildung D.9: Mechanischer Wirkungsgrad (Turbolader 1)

## D.2 Entwicklung der transienten Simulationsmethodik

### D.2.1 Berechnung des Verdichtermassenstroms

Da der verdichterseitige Massenstrom während der Beschleunigungsvorgänge messtechnisch nicht erfassbar war (s.a. Kapitel 3.4.3), werden in Kapitel 4.2.2.1 zwei auf unterschiedliche Weise berechnete Massenstromverläufe als Randbedingung in der Simulation vorgegeben. Nachfolgend wird auf die Berechnung der beiden Massenstromverläufe detailliert eingegangen.

#### Berechnung über den gemessenen Drehzahlgradienten

Mit dem Gradienten des experimentell bestimmten Drehzahlverlaufs, dem effektiven Turbinendrehmoment aus der Simulation und dem Massenträgheitsmoment wird durch Umstellen von Gleichung (4.4) das notwendige Verdichterdrehmoment bestimmt.

$$M_{i,V,soll} = M_{T,eff,CFD} - 2\pi \cdot J_{ATL,RB} \cdot \left( \frac{dn_{ATL}}{dt} \right)_{EXP} \quad (D.1)$$

Das durch Gleichung (D.1) berechnete Verdichterdrehmoment ist in Abbildung D.10 dargestellt. Wie aus der Abbildung ersichtlich ist, müsste das Drehmoment zu Beginn des Lastsprungs von  $t \approx 0,3\text{ s}$  bis  $t \approx 0,5\text{ s}$  negativ werden, um den experimentellen Drehzahlgradienten exakt zu treffen. Ein negatives Verdichterdrehmoment ist jedoch physikalisch nicht möglich (s.a. Abbildung D.11). Daher wird für die weitere Vorgehensweise das Verdichterdrehmoment von  $t = 0\text{ s}$  bis  $t = 0,5\text{ s}$  als konstant angenommen.

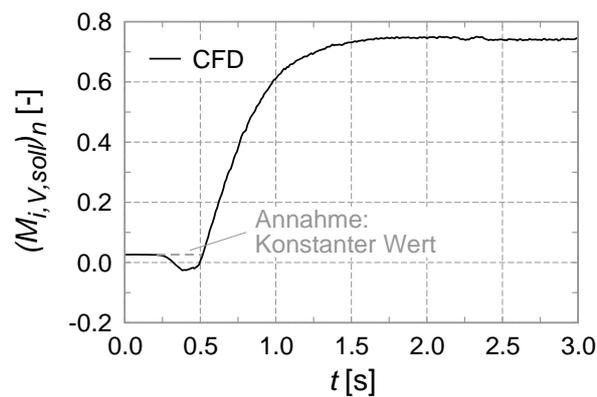


Abbildung D.10: Berechnetes Verdichterdrehmoment

Ausgehend von der stationären Kennfeldrechnung wird dann über das Wertepaar Verdichter­drehmoment und Drehzahl durch lineare Interpolation zwischen den Drehzahl­linien der Massenstrom bestimmt (s. Abbildung D.11). In Abbildung D.11 sind exemplarisch sechs Drehzahl­linien dargestellt. Für die Bestimmung des Massenstroms wird die Drehzahl­differenz im relevanten Kennfeldbereich auf  $\Delta n_{ATL} = 2500\text{ min}^{-1}$  reduziert. Im Bereich sehr niedriger Drehzahlen ( $n_{ATL} < 40000\text{ min}^{-1}$ ) kann es bei der Massenstrombestimmung aufgrund der geringen Steigung der Drehzahl­linien zu Ungenauigkeiten kommen. Die sich ergebenden Massenstromwerte werden letztlich mittels eines Akima-Splines miteinander verbunden (Akima (1970)). Dadurch ergibt sich der in Abbildung 4.21(a) dargestellte Verlauf des Verdichtermassenstroms ( $CFD_{dn_{ATL}/dt}$ ).

In dem zeitlichen Abschnitt mit dem ursprünglich berechneten negativen Verdichter­drehmoment ist der Massendurchsatz konstant auf dem Niveau des stationären Startwerts ( $\dot{m}_V = 0,0155\text{ kg s}^{-1}$ , s. z.B. Abbildung 4.21(a)). Der nahezu lineare Anstieg des Verdichter­drehmoments von  $t \approx 0,3\text{ s}$  bis  $t \approx 0,6\text{ s}$  ist daher auf den Drehzahl­anstieg zurückzuführen (s. Abbildung 4.21(c)).

### Berechnung über den gemessenen Druckverlauf nach dem Verdichter

Der gemessene Druckverlauf nach dem Verdichter wird zunächst normiert. Anschließend erfolgt eine Anpassung des normierten Verlaufs mit den gemessenen Massenstromwerten der stationären Start- und Endpunkte des Beschleunigungsvorgangs. Der Massenstromverlauf berechnet sich somit nach Gleichung (D.2).

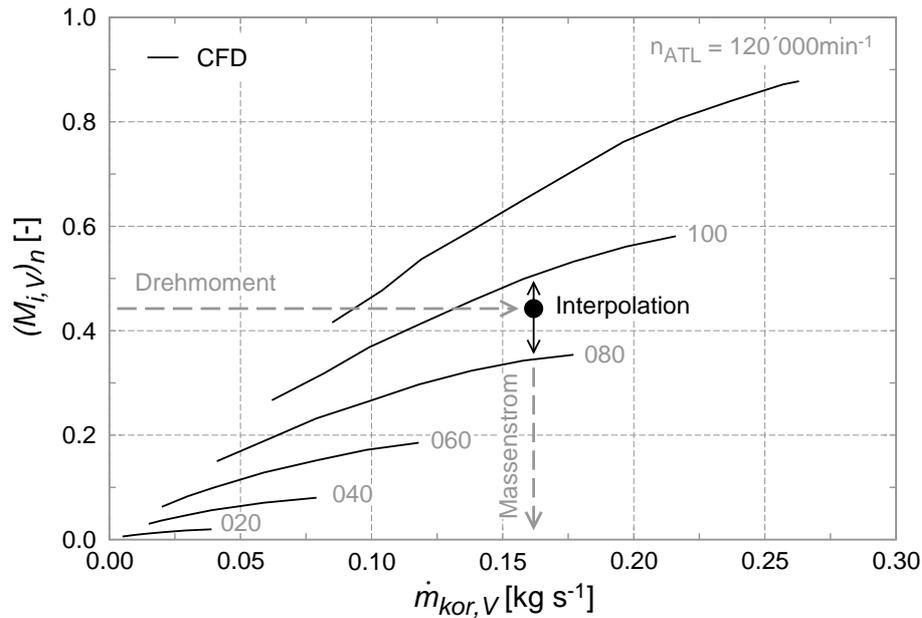


Abbildung D.11: Verdichterdrehmoment als Funktion von Massenstrom und Drehzahl

$$\dot{m}_2(t) = \frac{p_2(t) - p_{2,S}}{\Delta p_{2,SE}} \cdot \Delta \dot{m}_{2,SE} + \dot{m}_{2,S} \quad (\text{D.2})$$

## D.2.2 Anwendung auf weitere Lastsprünge

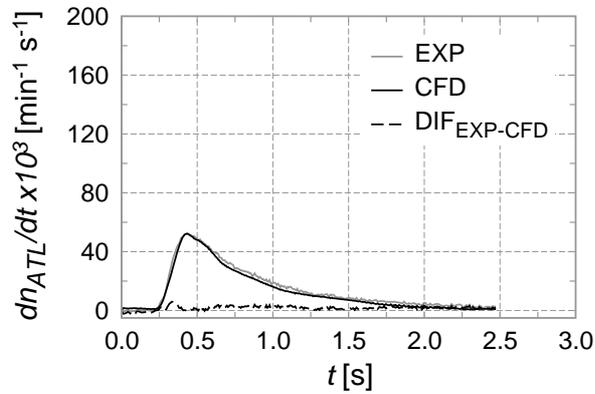
Der Vergleich der Drehzahlgradienten von Turbolader 2 ist in Abbildung D.12 dargestellt. Je höher der maximale Drehzahlgradient ist, desto größer ist die Abweichung zwischen Prüfstand und CFD-Berechnung. Es zeigt sich die gleiche Tendenz wie bei den Resultaten von Turbolader 1.

## D.2.3 Zeitliche Verzögerung der Drucksignale

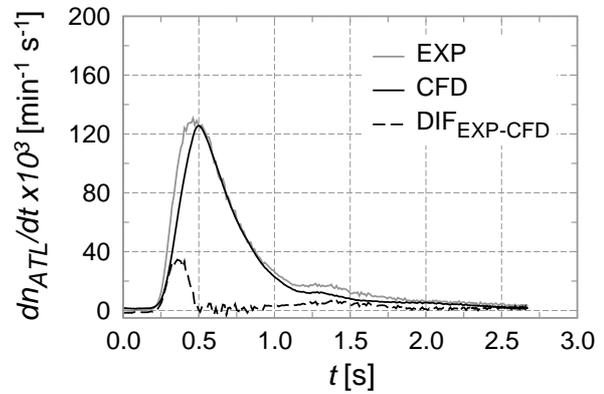
Der Leitungsdurchmesser am Heißgasprüfstand beträgt  $D = 1 \text{ mm}$ . In Abbildung D.13 ist der Einfluss unterschiedlicher Leitungsdurchmesser auf die zeitliche Verschiebung des gemessenen Drucksignals vor der Turbine von Lastsprung 3 (Flut 1) dargestellt. Die Wände des verwendeten Simulationsmodells sind wärmedicht (adiabat) modelliert.

Mit größerem Durchmesser und damit größerem Leitungsvolumen ergibt sich eine geringere zeitliche Verzögerung. Aus der Tendenz der Simulationsergebnisse ist die Kombination aus Füllvorgang und Rohrströmung zu erkennen. Wäre das beobachtete Phänomen nur durch einen Füllvorgang beschreibbar, müsste sich mit dem kleinsten Volumen die geringste Verzögerung ergeben. Aufgrund der größeren Reibungsverluste bei einer Rohrströmung mit einem kleineren Durchmesser ergibt sich ein umgekehrtes Verhalten. Die numerischen Ergebnisse bestätigen die Annahmen der analytischen Abschätzung in Kapitel 3.2.

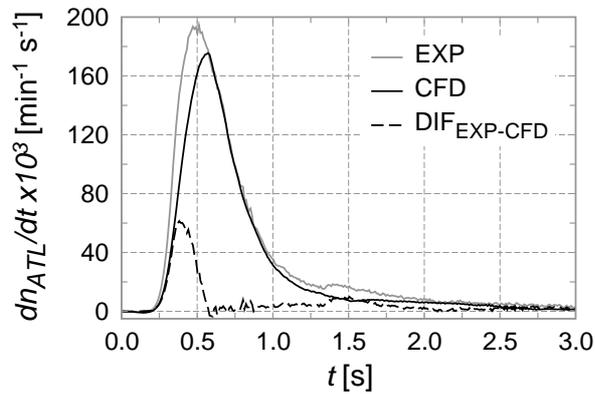
Ab einem bestimmten Leitungsdurchmesser könnte sich die beschriebene Tendenz umkehren. Dies bedarf weiterer Untersuchungen, die im Rahmen dieser Arbeit nicht durchgeführt werden.



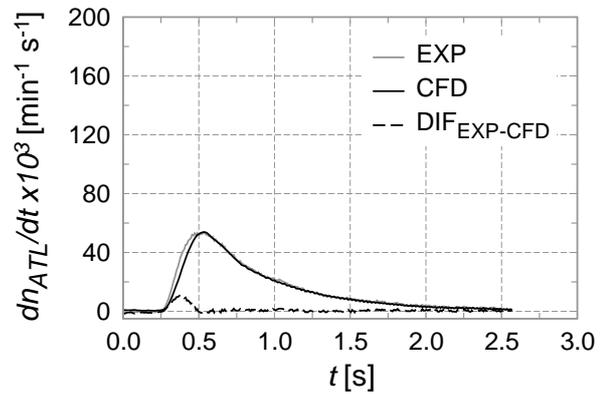
(a) Lastsprung 1



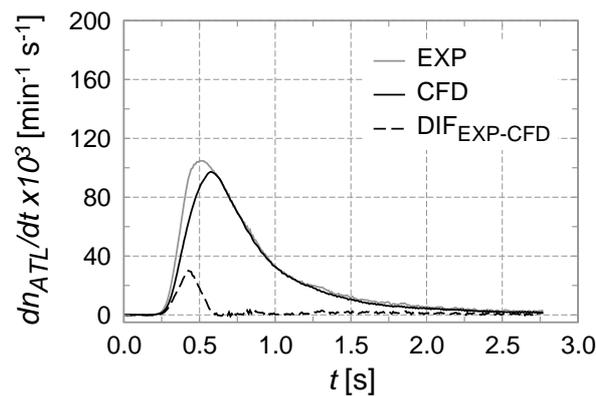
(b) Lastsprung 2



(c) Lastsprung 3



(d) Lastsprung 4



(e) Lastsprung 5

Abbildung D.12: Vergleich der Drehzahlgradienten (Turbolader 2)

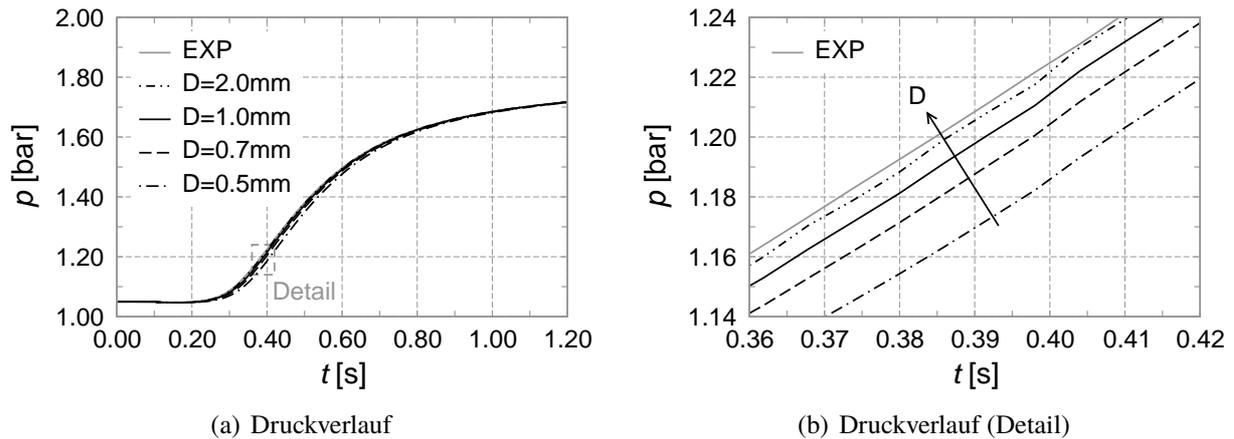


Abbildung D.13: Einfluss des Leitungsdurchmessers (Lastsprung 3)

### D.3 Analyse des Instationärverhaltens

#### D.3.1 Verdichtermassenstrom

Im Anhang D.2.1 wird die Berechnung des Verdichtermassenstroms geschildert. Zu Beginn des Lastsprungs wird dabei der Massenstromwert konstant auf dem stationären Startwert gehalten. Dadurch ergibt sich in Abbildung 4.21(a) bei  $t \approx 0,5$  s ein sprunghafter Verlauf bzw. im Verdichterkennfeld in Abbildung 4.30 ein konstanter Massenstrom ( $\dot{m}_{kor,V} = 0,0155 \text{ kg s}^{-1}$ ). Dieses Verhalten ist physikalisch schwer zu begründen, da es mit der Vorgabe des gemessenen Druckverlaufs nach dem Verdichter zu einem stetigen Ansteigen des Massenstroms kommt (s. Abbildung 4.13(c) bzw. 4.16).

Aufgrund dessen erfolgt eine geringfügige Anpassung des Verdichtermassenstroms zu Beginn des Beschleunigungsvorgangs. Die Anpassung ist auf den Bereich beschränkt, in dem sich nach Gleichung (D.1) ein negatives Verdichterdrehmoment ergibt (s. Abbildung D.10). Mit der Annahme eines gleichmäßigen Massenstromanstiegs ab dem Drehzahlanstieg<sup>1</sup> ( $t \approx 0,30$  s) entsteht der Verlauf in Abbildung D.14(a).

Die Änderung des verdichterseitigen Massenstromverlaufs ist minimal und es kommt daher zu deckungsgleichen Ergebnissen bezüglich des Drehzahlgradienten (s. Abbildung D.14(b)). Die gute Übereinstimmung zwischen Experiment und Simulation bleibt bestehen. Die instationären Verläufe ausgewählter Größen können analysiert werden.

<sup>1</sup>Ein Anstieg des Verdichtermassenstroms vor dem Drehzahlanstieg ist sehr unwahrscheinlich.

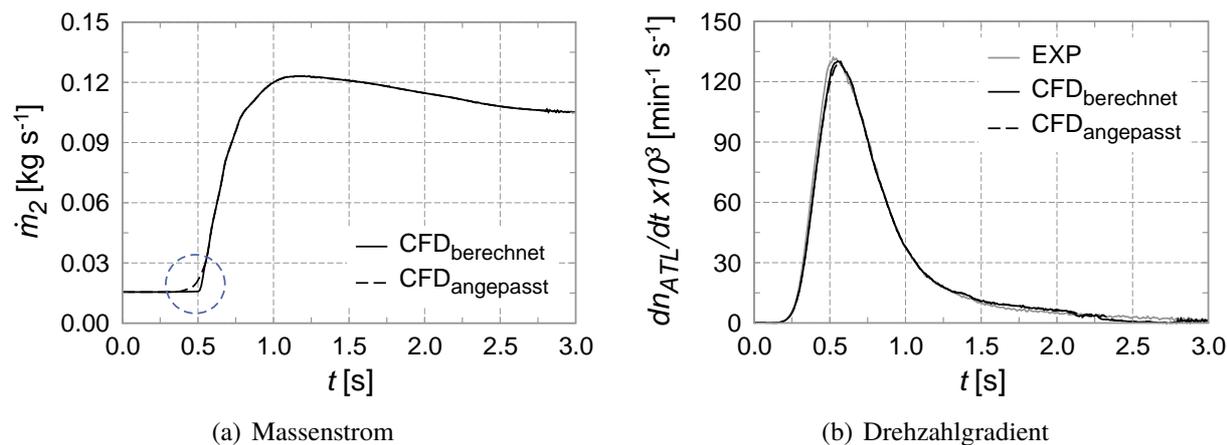


Abbildung D.14: Angepasster Massenstromverlauf nach dem Verdichter

### D.3.2 Trägheit der Simulationsgrößen

In den Abbildungen D.15 und D.16 sind die stationären inneren Wirkungsgrade aus Kapitel 4.1 und die Start- und Endwerte der Lastsprungsimulationen dargestellt. In beiden Diagrammen stimmen die Wirkungsgradbeträge überein. Erklären lässt sich das von den experimentellen Resultaten (Kapitel 3.4.1) abweichende Ergebnis u.a. durch die Verwendung von adiabaten Simulationsmodellen.

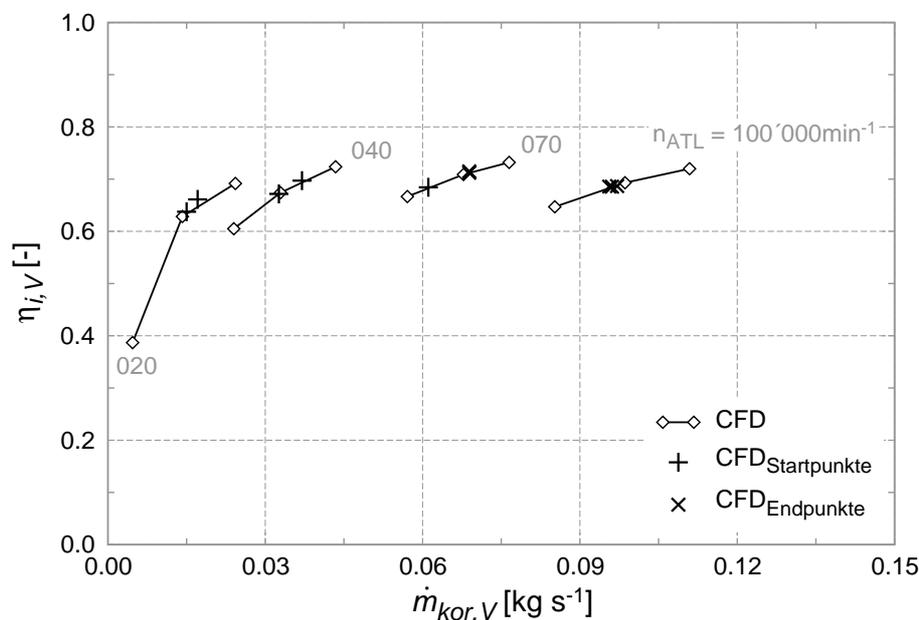


Abbildung D.15: Verdichterwirkungsgrade in den Start- und Endpunkten der Lastsprünge

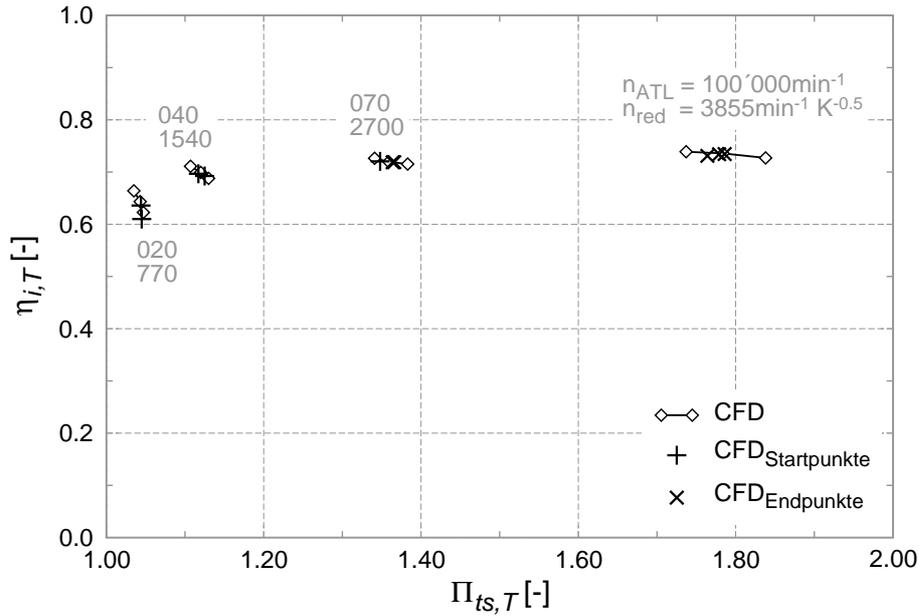
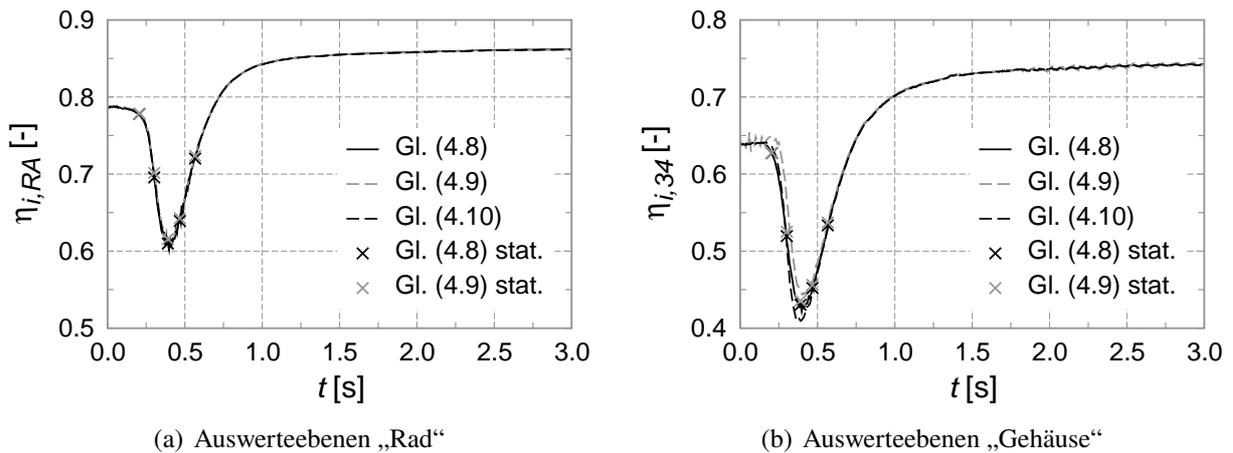


Abbildung D.16: Turbinenwirkungsgrade in den Start- und Endpunkten der Lastsprünge

### D.3.3 Zeitlicher Verlauf der inneren Turbinenwirkungsgrade

Abbildung D.17 zeigt den zeitlichen Verlauf der isentropen Turbinenwirkungsgrade. Die über das Turbinenrad bestimmten Wirkungsgrade sind auf einem deutlichen höherem Niveau. Im stationären Betriebspunkt am Anfang des Lastsprungs ( $t = 0 \text{ s}$ ) als auch am Lastsprungende ( $t = 3 \text{ s}$ ) ergeben sich mit allen dargestellten Wirkungsgraddefinitionen, identische Auswerteebenen vorausgesetzt, die gleichen Werte.



(a) Auswerteebenen „Rad“

(b) Auswerteebenen „Gehäuse“

Abbildung D.17: Zeitlicher Verlauf der isentropen Turbinenwirkungsgrade

### D.3.4 Kennzahl zur Bewertung der Strömungsrichtung

Zur Beurteilung der Strömungsrichtung bzw. lokalen Umlenkung wird bei CFD-Simulationen häufig eine Stromlinien- oder Vektordarstellung verwendet. Mit diesen Darstellungen können u.a. Strömungsablösungen erkannt werden. Objektive Aussagen über die Stärke einer Strömungsablösung, vor allem bei geringen Unterschieden in der Strömungsausprägung, sind damit aber schwer möglich. Eine geeignete Kennzahl hierfür ist der Quotient aus der *Umfangskomponente der Relativgeschwindigkeit* und der *Relativgeschwindigkeit*<sup>2</sup> selbst (s. Gleichung (D.3)). Diese Kennzahl ermöglicht eine objektive Bewertung der lokalen Strömungsrichtung und kann Werte zwischen 0 und 1 annehmen. Bei einem Wert von 0 hat der Geschwindigkeitsvektor im rotierenden Bezugssystem nur eine axiale und/oder radiale Komponente, d.h. er liegt komplett in der Meridionalebene. Werte größer 0 deuten auf eine Umlenkung in Umfangsrichtung hin. Bei einem Wert von 1 besitzt der Vektor nur eine Umfangskomponente.

$$\varphi_u = \left| \frac{w_U}{w} \right| \quad \text{mit} \quad \varphi_U \in [0; 1] \quad (\text{D.3})$$

In Abbildung D.18 ist die Kennzahl für die Strömungsrichtung  $\varphi_U$  für unterschiedliche Zustände im Verdichter- und Turbinenrad exemplarisch dargestellt.

Bei einer idealen Durchströmung des Verdichterrades (Wirkungsgradmaximum, s. Abbildung D.18(a)) ergeben sich in Umfangsrichtung konstante Beträge. Die Werte von  $\varphi_U$  resultieren nur aus der beabsichtigten Strömungsumlenkung durch die Schaufelkontur, wodurch sich die unterschiedlichen Werte entlang der Schaufeln erklären lassen. An den Saugkanten lässt sich im Staupunkt eine starke Umlenkung erkennen. Bei vorhandenen Ablösungen (Abbildung D.18(b)) ergibt sich in Umfangsrichtung eine sehr inhomogene Verteilung der Werte. Die Darstellung zeigt, dass die Strömungsablösung an den Hauptschaufeln deutlich ausgeprägter ist als an den Splitterblades (s. z.B. Schaufelkanal 4 und 5). Die hohen Werte am Radaustritt deuten auf eine sehr flache Abströmung hin.

Bei einer idealen Anströmung der Radialturbine ergeben sich größtenteils Werte nahe 0 am Radeintritt (Abbildung D.18(c)). Die sonstige Verteilung ergibt sich aufgrund der Strömungsumlenkung durch die Schaufelkontur. Abbildung D.18(d) zeigt einen Betriebspunkt bei einem größeren Druckverhältnis und damit höherem Massendurchsatz als im Auslegungspunkt. Die höheren Werte am Radeintritt resultieren aus der Fehlanströmung. In den Schaufelkanälen ist eine Ungleichverteilung in Umfangsrichtung zu erkennen, was auf Strömungsablösungen hin deutet.

<sup>2</sup>Der Betrag der Relativgeschwindigkeit ergibt sich nach  $w = |\vec{w}| = \sqrt{w_A^2 + w_R^2 + w_U^2}$ .

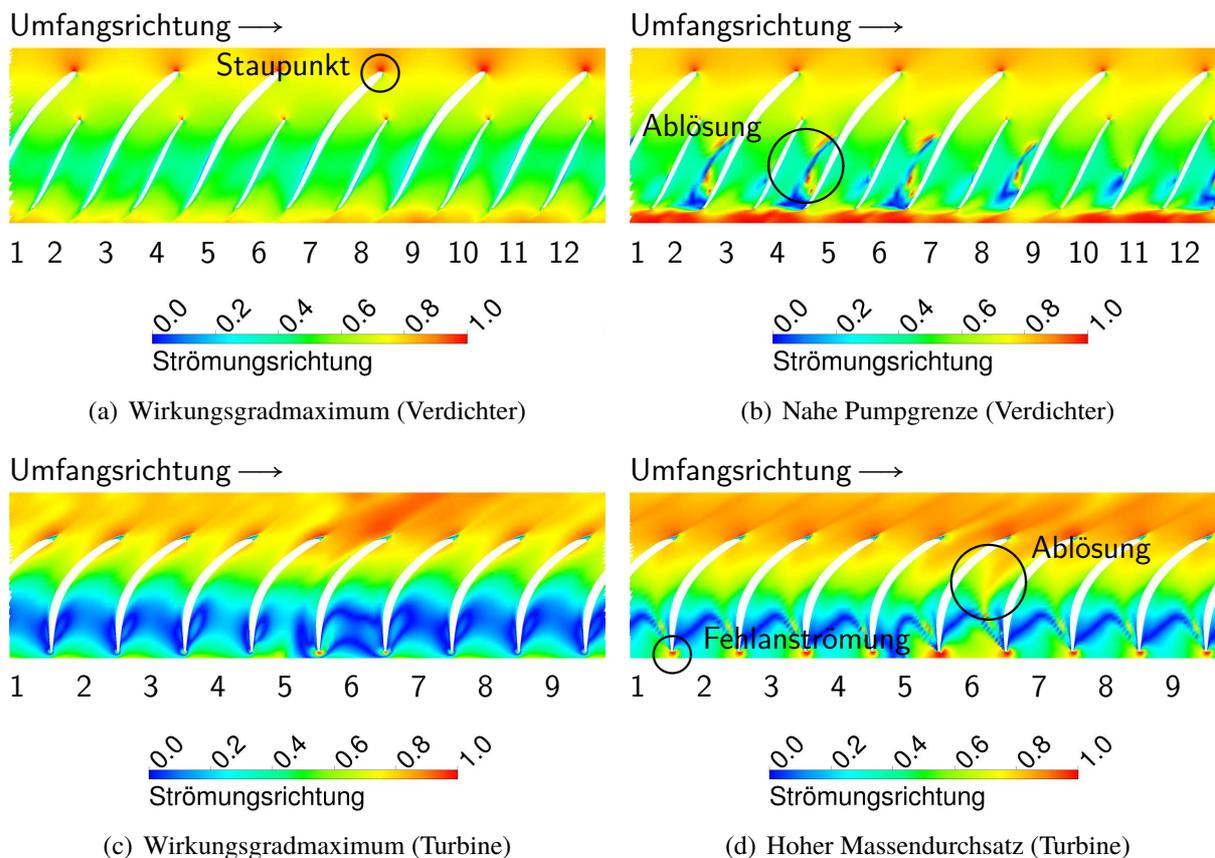


Abbildung D.18: Strömungsrichtung im Verdichter- und Turbinenrad (*Blade-to-Blade*-Darstellung)

### D.3.5 Zeitlicher Verlauf der Totaldruckverhältnisse

Eine Gegenüberstellung der transienten Druckverhältnisse während des Lastsprungs mit den stationären Werten erfolgt in Abbildung D.19. Dargestellt sind die Turbinen- und die Verdichtertotaldruckverhältnisse jeweils über das Rad und das Gehäuse. In allen berechneten stationären Betriebspunkten zeigt sich eine sehr gute Übereinstimmung.

Die Abbildungen D.20 und D.21 zeigen Konturplots des Totaldrucks im Turbinen- bzw. Verdichtergehäuse. Jeweils auf der linken Seite (a) ist eine Momentaufnahme zum Zeitpunkt des Wirkungsgrad-Minimums während des Beschleunigungsvorgangs dargestellt, auf der rechten Seite (b) das Ergebnis des entsprechenden stationären Betriebspunkts. Sowohl turbinen- als auch verdichterseitig ergeben sich identische Darstellungen.

Aus den dargestellten Resultaten lässt sich schlussfolgern, dass das Druckverhältnis während des Lastsprungs ein quasi-stationäres Verhalten zeigt.

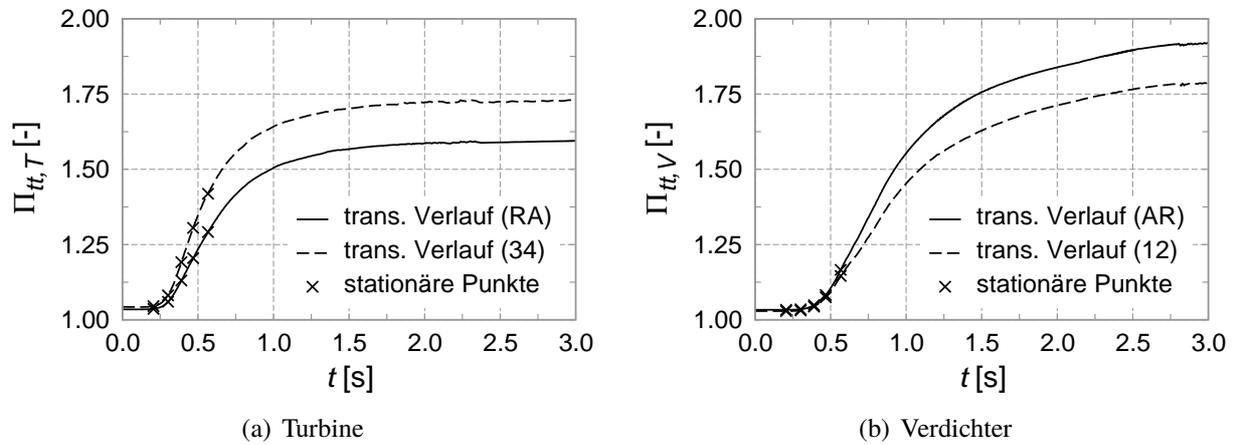
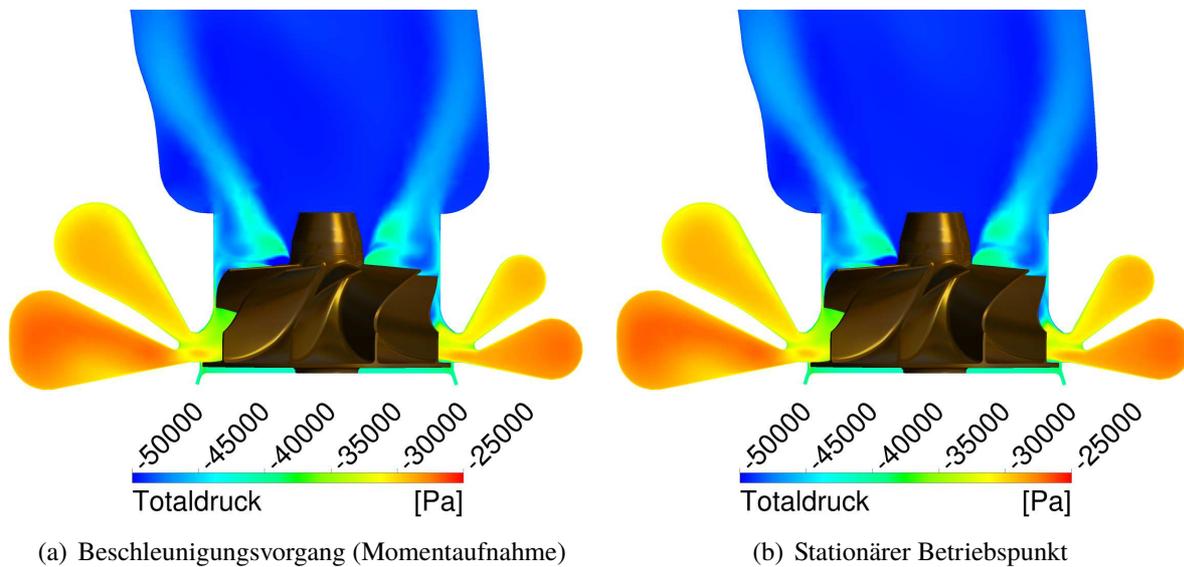
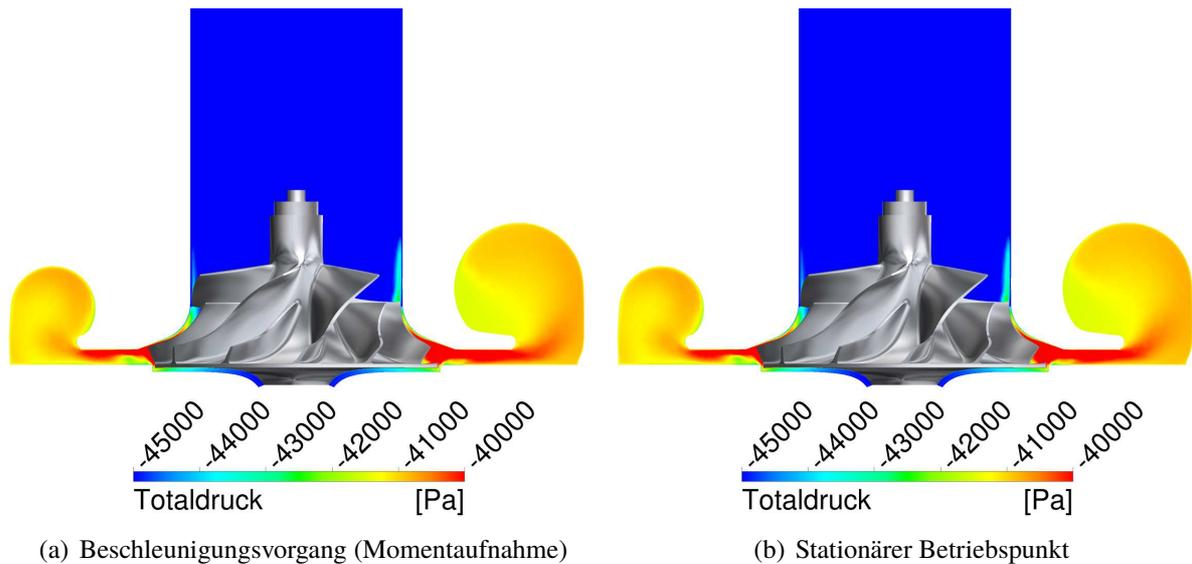


Abbildung D.19: Verlauf der Totaldruckverhältnisse

Abbildung D.20: Totaldruck im Turbinengehäuse ( $t \approx 0,39$  s)

Abbildung D.21: Totaldruck im Verdichtergehäuse ( $t \approx 0,47$  s)

### D.3.6 Strömungsausprägung im Verdichterrad

Die Strömungsausprägungen im Verdichterrad während des Lastsprungs werden in Abbildung D.22 exemplarisch zum Zeitpunkt des Wirkungsgrad-Minimums bei  $t \approx 0,47$  s mit denen des entsprechenden stationären Betriebspunkts verglichen. Gegenübergestellt ist die Strömungsgeschwindigkeit und -richtung in der *Blade-to-Blade*-Darstellung. Bis auf sehr geringe Abweichungen bei den Geschwindigkeiten am Radeintritt sind die Strömungsausprägungen identisch.

### D.3.7 Zusammensetzung der Axialkraft

Die resultierende Axialkraft ergibt sich turbinen- sowie verdichterseitig aus der Differenz der Kräfte von Radoberseite und -unterseite. Die Kraft auf der Radoberseite setzt sich nach Nguyen-Schäfer (2012) aus einem Druck- und Impulsanteil zusammen. Auf der Radunterseite wirkt nur eine Druckkraft.

Die Aufteilung der axialen Kräfte am Verdichterrad in Abhängigkeit vom Massenstrom ist in Abbildung D.23 exemplarisch für zwei Drehzahllinien dargestellt. Der Betrag der Impulskraft ist verglichen mit den Druckkräften gering.

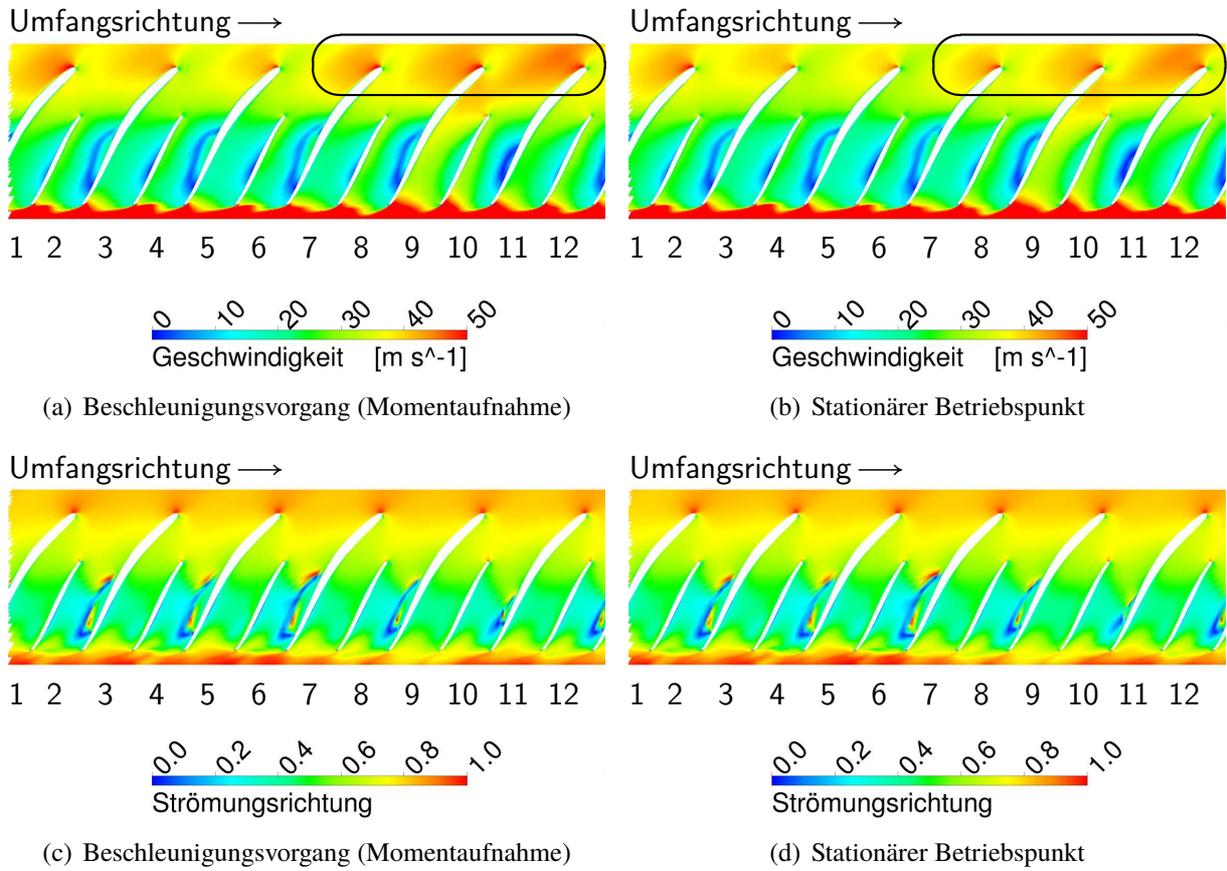


Abbildung D.22: Strömungszustände im Verdichterrad ( $t \approx 0,47$  s)

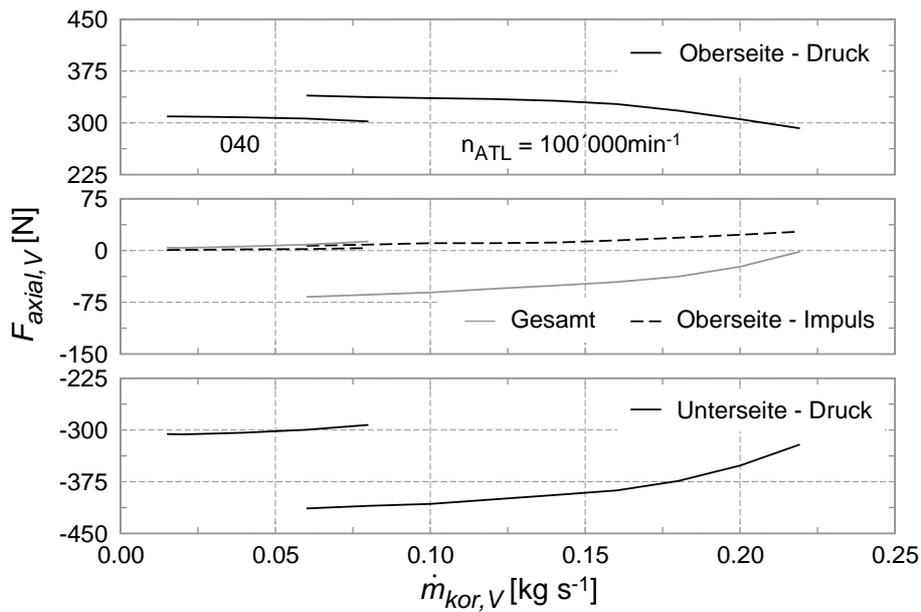


Abbildung D.23: Aufteilung der verdichterseitigen Axialkraft