

Instationäre Strömung und Betriebsverhalten eines mehrstufigen Triebwerk–Hochdruckverdichters beim Pumpen

Von der Fakultät für Maschinenwesen der
Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule Aachen
zur Erlangung des akademischen Grades eines
Doktors der Ingenieurwissenschaften genehmigte Dissertation

vorgelegt von

Phillip Waniczek

Berichter: Universitätsprofessor Dr.-Ing. Peter Jeschke
Honorarprofessor Dr.-Ing. Klaus Steffens

Tag der mündlichen Prüfung: 12.06.2015

„Diese Dissertation ist auf den Internetseiten der Universitätsbibliothek online verfügbar.“

Berichte aus der Strömungstechnik

Phillip Waniczek

**Instationäre Strömung und Betriebsverhalten
eines mehrstufigen Triebwerk-Hochdruckverdichters
beim Pumpen**

Shaker Verlag
Aachen 2015

Bibliografische Information der Deutschen Nationalbibliothek

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

Zugl.: D 82 (Diss. RWTH Aachen University, 2015)

Copyright Shaker Verlag 2015

Alle Rechte, auch das des auszugsweisen Nachdruckes, der auszugsweisen oder vollständigen Wiedergabe, der Speicherung in Datenverarbeitungsanlagen und der Übersetzung, vorbehalten.

Printed in Germany.

ISBN 978-3-8440-4159-0

ISSN 0945-2230

Shaker Verlag GmbH • Postfach 101818 • 52018 Aachen

Telefon: 02407 / 95 96 - 0 • Telefax: 02407 / 95 96 - 9

Internet: www.shaker.de • E-Mail: info@shaker.de

meiner Frau

Vorwort

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter des Instituts für Strahlantriebe und Turboarbeitsmaschinen (IST) der Rheinisch-Westfälische -Technischen Hochschule Aachen. Das Forschungsvorhaben wurde von der MTU Aero Engines in München finanziell und inhaltlich gefördert.

Mein größter Dank gilt Herrn Univ.-Prof. Dr.-Ing. Peter Jeschke, der das Vorhaben in jeder Projektphase intensiv unterstützt hat und stets einen Weg zur inhaltlichen und finanziellen Fortführung gefunden und getragen hat. Insbesondere seine fachliche Kompetenz und motivierenden Worte haben maßgeblich zum Gelingen und Abschluss dieser Arbeit beigetragen, wovon ich persönlich sehr profitiert habe. Den Oberingenieuren Dr.-Ing. Herwart Hönen und Dr.-Ing. Daniel Grates möchte ich für ihre fachliche Unterstützung und anregenden Ideen danken.

Für die Übernahme des Koreferats möchte ich Herrn Hon.-Prof. Dr.-Ing. Klaus Steffens, für den Beisitz Prof. Dr.-Ing. Reinhold Kneer und für den Prüfungsvorsitz Prof. Dr.-Ing. Wolfgang Schröder meinen herzlichen Dank aussprechen.

Zusätzlich möchte ich mich bei allen MTU-Mitarbeitern herzlichen bedanken, die mich bei der Durchführung meiner Arbeit persönlich unterstützt haben. Hierbei sind zwei Personen besonders hervorzuheben. Zum einen Herr Dr.-Ing. Harald Schönenborn, der als Projektleiter maßgeblich an der Umsetzung und dem Erfolg des Projekts beteiligt war, zum anderen Dr.-Ing. Armin Michel, dem Leiter der Komponentenversuche. Ohne seine fachlichen Anregungen und sein großes Vertrauen, das er mir entgegen gebracht hat, wären die Pumpversuche, welche die Grundlage dieser Arbeit sind, nicht durchführbar gewesen. Alle seine Mitarbeiter waren äußerst hilfsbereit und haben sich für die erfolgreiche Durchführung des Projekts eingesetzt. Besonders hervorheben möchte ich Herrn Dipl.-Ing. Ingolf Krenz und Herrn Dipl.-Ing. Timo Metzler, die mir während der gesamten Tätigkeiten eine große Hilfe waren. Herrn Dipl.-Ing. Thomas Breuer danke ich für die Unterstützung durch seine fachliche Expertise der Verdichterstabilität, von der ich persönlich sehr profitiert habe.

Den Konstrukteuren Herrn Dipl.-Ing. (FH) Heinz-Peter Hagedorn (IST), Dipl.-Ing. Eduard Biegler und Dipl.-Ing. Alexander Rauschmeier (beide MTU) möchte ich

für die notwendigen Konstruktionen zum Versuchsaufbau danken. Dem Meister der Institutswerkstatt Herr Hubert Friedrich und seinen Mitarbeitern gebührt mein Dank für die großen Anstrengungen zur Fertigung und Instrumentierung der notwendigen Bauteile. Bei messtechnischen Aufgaben und Fragestellungen haben mich die Kollegen des Elektroniklabors, Jürgen Troschke und Michael Scherner, immer umfangreich unterstützt, wofür ich mich herzlich bedanken möchte. Von MTU-Seite aus haben mich in diesen Aufgaben Herr Georg Schüller und Dr.-Ing. Johann Eberl beraten, denen ich meinen Dank aussprechen möchte.

Meinen Kollegen des Instituts danke ich für die zahlreichen fachlichen Diskussionen, die hierdurch einen wesentlichen Beitrag zum Gelingen dieser Arbeit geleistet haben. Bei Herrn Dr.-Ing. Marco Ernst möchte ich mich für die Hilfe bei meiner Einarbeitung in den Institutsalltag bedanken. Besonderen Dank möchte ich Robert Kunte und Mirko Restemeier für die vielen anregenden Diskussionen zur Strömungsmaschinenmesstechnik aussprechen. Den Herren Bernhard Persigehl, Jan Schumann und Thorsten Pöhler möchte ich an dieser Stelle für die abendlichen Diskussionsrunden danken, in denen viele neue Ideen und Ansätze entstanden sind. Bei den Herren Jens Niewöhner, Sebastian Robens und Ingo Hoffmann möchte ich mich ganz herzlich für das Korrekturlesen bedanken. Ihre fachlichen und stilistischen Anmerkungen haben die Qualität der Arbeit wesentlich erhöht.

Den Studenten Martin Blume, Jan Frederik Dietrich und Christian Hösgen, die mich in Form von Studien- und Diplomarbeiten, sowie als studentische Hilfskräfte unterstützt haben, möchte ich herzlich danken.

Für den immerwährenden Rückhalt in der Familie möchte ich mich bei meinen Eltern und meiner Schwester ganz herzlich bedanken. Insbesondere haben sie immer meine Entscheidungen respektiert und mich während meines akademischen Werdegangs vorbehaltlos unterstützt.

Zuletzt möchte ich einem Menschen meinen Dank aussprechen, der mich in allen Lebenslagen durch seine vorbehaltlose Motivation und liebevolle Rücksicht vorbehaltlos unterstützt hat und damit gleichzeitig maßgeblich zum Gelingen und zum Abschluss dieser Arbeit beigetragen hat: meiner wundervollen Frau Sonia.

Aachen, im Februar 2013

Phillip Waniczek

Kurzfassung

In einem gemeinschaftlichen Forschungsprojekt zwischen der Firma MTU Aero Engines und dem Institut für Strahlantriebe und Turboarbeitsmaschinen der RWTH Aachen wurde die instationäre Strömung während des Pumpens experimentell untersucht. Für diesen Zweck entwickelte und fertigte das Institut eine neuartige Strömungssonde, die eine transiente Messung des zweidimensionalen Geschwindigkeitsvektors unabhängig von der Anströmrichtung der Sonde ermöglicht. Zur Temperaturmessung wurde erstmalig ein schnelles Thermopaar im Sondenkopf integriert. Mit dieser Sonde wurde der hochdynamische Prozess des Pumpens an einem Axialverdichter untersucht.

Die Auslegung des ausgewählten Verdichters entspricht der eines modernen Triebwerk-Hochdruckverdichters. Zwei der Sonden wurden zeitgleich stromauf und stromab des Frontrotors dieses 8-stufigen Axialverdichters positioniert. Mit dem beschriebenen Versuchsaufbau wurden bei unterschiedlichen Drehzahlen Pumpversuche durchgeführt. Ergänzend zu den Sondenmessungen konnten instationäre Wanddrücke aus allen Verdichterstufen und Schaufelschwingungsmessungen in die Analyse einbezogen werden.

Die Messungen geben Aufschluss über die Strömungszustände in allen Phasen des Pumpzyklus. Dies schließt auch die kurzen Phasen des Zyklus ein (Strömungsabriss und Wiederanlegen). In der Phase des Strömungsabrisse konnte die Verzögerung der Strömung auf eine Axialgeschwindigkeit (Massenstrom) von Null gezeigt werden (Shut-Off-Punkt). Im Anschluss setzt die Rückströmung ein, die bei Betrachtung der Strömungswinkel und Machzahlen einen quasi-stationären Strömungszustand zeigt. In dieser Phase trifft die Strömung nahezu senkrecht auf die Hinterkante der Rotorschaukel, wodurch sehr geringe Axialgeschwindigkeiten auftreten. Die Temperaturmessung zeigt, dass der Rotor dem Fluid bei Rückströmung weiterhin Arbeit zuführt, die aufgrund des geringen Wirkungsgrads zu einer Temperaturerhöhung des Fluids führt. Das Wiederanlegen der Strömung erfolgt durch eine abrupte statische Druckdifferenz, die zwischen Rotorvorder- und Hinterkante entsteht. Hierdurch wird die Strömung in Axialrichtung beschleunigt, wodurch sie wieder am Profil anlegt. Die Variation der Drehzahl zeigt den klassischen Übergang vom „classic surge“ zum „deep surge“, wenn die Drehzahl gesteigert wird.

Abstract

In a joint research and development project between MTU Aero Engines company and the Institute of Jet Propulsion and Turbomachinery of Aachen University the unsteady flow during surge was analysed based on experimental results. For this purpose the institute developed and manufactured a new design of probe that allows a transient measurement of the 2-dimensional velocity vector independent of the angle of attack to the probe. For temperature measurements a fast thermocouple was integrated in the probe head for the first time. With this probe type the high dynamic process of surge was investigated in an axial compressor.

The chosen compressor represents the design of modern jet engine high pressure compressors. The new probes were positioned in front and downstream of the first stage rotor of this 8-stage axial compressor. With this experimental set-up surge experiments were conducted for various speeds. In addition to the probe measurements unsteady wall pressure signals of all stages as well as blade vibration data could be included in the analysis.

The experimental results provide a detailed understanding of the flow pattern in all phases of the surge cycle. This also includes the short periods of the surge cycle (flow separation and flow acceleration). In the phase of flow separation a deceleration of the flow down to axial velocities (mass flow) of zero could be shown (shut-off-point). Afterwards reverse flow starts which shows quasi-steady state conditions in terms of flow angle and Mach numbers. In this reverse flow phase the fluid enters the rotor almost perpendicular to the trailing edge. Temperature measurements show that the rotor still adds energy to the fluid. Since the compressor efficiency is very low during this phase the main portion of the energy is transferred into heat. The acceleration of the flow occurs on the basis of an abrupt static pressure difference between the rotor leading and trailing edge. The pressure difference leads to an acceleration of the flow in the axial direction and hence the flow separation vanishes. The variation of speed confirms the transition from classic surge to deep surge when speed is increased.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	Veranlassung und Motivation der Arbeit	1
1.2	Problemstellung, Zielsetzung und Aufbau der Arbeit	2
2	Betriebsverhalten von Axialverdichtern	5
2.1	Stabiles Betriebsverhalten	5
2.2	Systemstabilität	7
2.3	Erscheinungsformen der Verdichterinstabilität	10
2.3.1	Rotierende Ablösung (Rotating Stall)	12
2.3.2	Pumpen (Surge)	15
2.3.3	Beginn der Instabilität (Entstehungsmechanismen)	20
2.4	Mehrstufigkeit	21
3	Stabilitätsuntersuchungen an mehrstufigen Axialverdichtern (Literatur)	27
3.1	Strukturmechanische Untersuchungen des Pumpens	27
3.2	Aerodynamische Untersuchungen des Pumpens	31
4	Versuchsanlage	39
4.1	Aufbau des Prüfstands	39
4.2	Versuchsverdichter	41
4.2.1	Aufbau	41
4.2.2	Regelung und Pumperkennung	42
4.2.3	Standardinstrumentierung	44
4.2.4	Einbau der Rückströmsonden und Versuchsprogramm	49
5	Rückströmsonde	55
5.1	Auslegung	56
5.2	Kalibrierung	63
5.2.1	Statische Kalibrierung	63
5.2.2	Freistrahls-Kalibrierung	65
5.3	Messkette und Datenaufnahme	69

5.4	Dynamisches Übertragungsverhalten	71
5.5	Reproduzierbarkeit	76
6	Auswertemethodiken	81
6.1	Auswertemethodik der 9-Lochsonde	81
6.2	Auswertemethodik im Zeit–Frequenz–Bereich	83
6.2.1	Kurzzeit Fourier–Transformation	85
6.2.2	Kontinuierliche Wavelet–Transformation	86
7	Analyse der Ergebnisse	89
7.1	Analyse der Rohwerte und Plausibilitätsüberlegungen	89
7.2	Interpretation der Strömung während des Pumpens	95
7.2.1	Pumpeinleitung	97
7.2.2	Verzögerung (Strömungsabriss)	102
7.2.3	Rückströmphase	109
7.2.4	Erholung	118
7.2.5	Druckaufbau	126
7.3	Einfluss der Drehzahl auf den Pumpzyklus	126
8	Zusammenfassung	137
A	Dynamisches Verdichtermodell nach Greitzer	141
B	Statistik	145
C	Datenblätter	149
D	Auswertung Kalibrierpolynome	151
	Literaturverzeichnis	157

Symbolverzeichnis

Lateinische Symbole

$\vec{e}$	Einheitsvektor	
A	Amplitude	
	Fläche	m^2
a	Axialabstand	m
	Schallgeschwindigkeit	m/s
	Skalierungsfaktor	
	spezifische Arbeit	kJ/kg
B	Greitzer's B-Parameter	
b	Translationsparameter	
C	Druckdifferenz zwischen Verdichterein- und austritt	
C	Federkonstante	
c	(Absolut-)geschwindigkeit	m/s
c_p	isobare spezifische Wärmekapazität	J/kg K
c_u	Umfangskomponente der Absolutgeschwindigkeit	m/s
D	Dämpfung	N s/m
d	Durchmesser	m^3
F_b	Bandbreitenparameter des komplexen Morlet-Wavelet	
F_C	Center-Frequenz des komplexen Morlet-Wavelet	Hz
f	Frequenz	Hz
f_{Abl}	Ablösefrequenz (Stall-Frequenz)	Hz
f_{Eck}	Eckkreisfrequenz	Hz
f_{Eigen}	Eigenfrequenz	Hz
f_{Helm}	Helmholtz-Frequenz	Hz
f_{Sch}	Schaufelwechselfrequenz	Hz
f_s	Abtastfrequenz	Hz

g	Fensterfunktion	
G	dimensionsloser Parameter des Verdichtersystems	
	Übertragungsfunktion	
i	Inzidenz	°
j	imaginäre Achse	
K	Verstärkungsfaktor	
k	Laufvariable	
L	effektive Länge	m
m	Masse	kg
$\dot{m}$	Massenstrom	kg/s
Ma	Machzahl	
N	Anzahl Messwerte	
n	diskreter Wert	
	Drehzahl	1/min
rot	Rotorumdrehung	
s	komplexe Variable im Bildbereich	
T	Signallänge	s
	Temperatur	°C
t	Zeit	s
t_A	Anstiegszeit	s
t_{An}	Anregelzeit	s
t_V	Verzugszeit	s
U	elektrische Spannung	V
u	Umfangsgeschwindigkeit	m/s
v	spezifisches Volumen	m ³ /kg
V	Verstärkung	
	Volumen	m ³
W	Wavelet-Koeffizient	
w	Relativgeschwindigkeit	m/s
X	diskrete Fourier-Transformation	
x	Messwert, Signalwert	
y	Funktionswert	

Griechische Symbole

α	Strömungswinkel in Umfangsrichtung (Absolutsystem)	°
β	Strömungswinkel in Umfangsrichtung (Relativsystem)	°
Δf	Frequenzauflösung	Hz
Δt	Zeitauflösung	s
δ	Deviation	°
η	totaler Wirkungsgrad	
γ	Überumlenkung	°
κ	Isentropenexponent	
λ	Blockage	
ω	Kreisfrequenz	Hz
ω_0	Eigenkreisfrequenz	Hz
ϕ	Durchflusskennzahl	
	Phase	°
	Umfangswinkel	°
Π	Druckverhältnis	
ψ	Wavelet-Funktion	
ψ^*	Wavelet-Familie	
ψ_h	Enthalpiekenngröße	kJ/kg
ψ_y	Druckkenngröße	
ρ	Dichte	kg/m ³
σ	mechanische Spannung	N/m ²
σ_f	spektrale Auflösung	Hz
σ_t	temporale Auflösung	s
τ	Zeitkonstante	
θ	Umlenkung	°

Abkürzungen

1.-B	1. Biege-Eigenmode
1.-T	1. Torsions-Eigenmode
AL	Arbeitslinie
AP	Auslegungspunkt
BFSL	Best Fit Straight Line Method

BP	Betriebspunkt
BSSM	Berührungsloses–Schaufelschwingungs–Messsystem
CRF	Compressor Research Facility
CWT	Kontinuierliche Wavelet–Transformation
DMS	Dehnungsmessstreifen
DS	Druckseite
DYNTTECC	Dynamic Turbine Engine Compressor Code
FSO	Full Scale Output (Messbereichsspanne)
FS	Full Scale (Messbereichsgröße)
HK	Hinterkante Schaufel
Konf.	Konfiguration
LTH	Luftfahrttechnisches Handbuch
MU	Messunsicherheit
MW	Messwert
NLR	Nachleitrad
PG	Pumpgrenze
PT ₂	Verzögerungsglied 2. Ordnung
R	Rotor
SM	Surge Margin (Pumpgrenzabstand)
SS	Saugseite
STFT	Kurzzeit–Fourier–Transformation
S	Stator
VK	Vorderkante Schaufel
VLR	Vorleitrad

Indizes und Präfixe

$\Delta 1$	Abweichung, Differenz
$\Delta 2$	Differenz
ax	axial
A	Sonde A (stromab des Frontrotors)
a	Austritt
Berst	bersten
B	Sonde B (stromauf des Frontrotors)

D	Drossel
Exp	Exposition
e	Eintritt
Kessel	Beruhigungsbehälter
kor	korrigiert
max	maximal
Mess	gemessen
M	Membran
m	Mittelwert
norm	normiert
P	Plenum
rück	Rückströmphase
ss	stationär
St	Stufe
theo	theoretisch
t	Totalzustand
U	Umgebung
u	Umfangsrichtung
Verd	Verdichter
Vers	Versorgung

1 Einleitung

1.1 Veranlassung und Motivation der Arbeit

Ökonomische, ökologische und politische Forderungen haben dazu geführt, dass zukunftsfähige Luftfahrtantriebe nur dann wettbewerbsfähig sein können, wenn deren spezifische Treibstoffverbräuche und Lärmemissionen signifikant reduziert werden. Die erzielte Treibstoffersparnis senkt sowohl die Betriebskosten von Flugzeugen, als auch deren Schadstoffemissionen. Gleichzeitig hat sich die Luft- und Raumfahrtindustrie in diversen europäischen und internationalen Abkommen zu ehrgeizigen Entwicklungszielen verpflichtet, die CO₂-, NO_x- und Lärmemission zukünftiger Antriebskonzepte enorm zu reduzieren (ACARE 2020, Flightpath 2050, IATA). Aus diesen Gründen liegt der Schwerpunkt der heutigen Triebwerksentwicklung in der Effizienzsteigerung und Lärmreduzierung von Luftfahrtantrieben.

Aufgrund der Leistungsfähigkeit heutiger Strömungssimulationen können Neuentwicklungen von Triebwerken und deren Einzelkomponenten bereits am virtuellen Modell eine hohe und zuverlässige Technologiereife erlangen. Hierdurch wird die Anzahl an aufwendigen und kostenintensiven Versuchen reduziert, da sie erst in einem fortgeschrittenen Entwicklungsstadium notwendig werden. Die hohe Zuverlässigkeit der Simulationsergebnisse ist jedoch weitestgehend auf die Auslegungsbetriebspunkte beschränkt. Allerdings müssen bei der Entwicklung neben der hohen Effizienz des Triebwerks auch das Betriebsverhalten und die Betriebssicherheit Berücksichtigung finden. Eine wesentliche Betriebsbereichsgrenze stellt dabei die Pumpgrenze des Verdichters dar. Durch sie ist das Verdichterdruckverhältnis limitiert. Wird sie überschritten, wird das sogenannte Pumpen ausgelöst. Die dabei auftretenden dynamischen Strömungskräfte können erhebliche Schäden am Triebwerk verursachen und im Einzelfall zu einem Totalschaden führen. Die Berechnung der auftretenden komplexen, dynamischen, dreidimensionalen Strömungs- und Schwingungsvorgänge können mit heutigen kommerziellen Simulationsprogrammen noch nicht zuverlässig berechnet werden und ist Gegenstand aktueller Forschungsvorhaben. Würden Entwicklungsingenieure in die Lage versetzt werden, die Strömung während des Pumpens zu berechnen, könnten sie die

auf tretenden mechanischen Bauteilbelastungen abschätzen. Bei der Auslegung könnte dann frühzeitig gezielt versucht werden, die Pumpkräfte zu reduzieren oder Bauteilen eine höhere mechanische Widerstandsfähigkeit zu verleihen.

Aufgrund der massiven Schäden, die durch einen oder mehrere Pumpstöße am Triebwerk hervorgerufen werden können, ist das Pumpen im Betrieb unbedingt zu vermeiden. Daher muss der Betriebspunkt des Verdichters einen ausreichenden Sicherheitsabstand (Pumpgrenzabstand) zur Pumpgrenze aufweisen, da ansonsten transiente Vorgänge, wie z.B. Beschleunigungsvorgänge des Triebwerks oder Einlaufstörungen, zum Überschreiten der Pumpgrenze führen würden. Allerdings ist die Vorhersage der Pumpgrenze mit heutigen Simulationsprogrammen weiterhin mit großer Unsicherheit verbunden, sodass ein großzügiger Sicherheitsabstand zwischen Pumpgrenze und Auslegungspunkt gewählt wird. Andererseits muss berücksichtigt werden, dass ein großer Abstand ein geringeres Verdichterdruckverhältnis und damit einen geringeren thermischen Wirkungsgrad bedeutet. Hierdurch wird ein wesentliches Potential der Effizienzsteigerung ungenutzt gelassen.

Erschwerend ist, dass im behördlichen Zertifizierungsprozess sowohl die Einhaltung des Pumpgrenzabstands, als auch die Widerstandsfähigkeit gegenüber auftretenden Pumpkräften nachgewiesen werden muss. Für die durchzuführenden Tests muss ein voll funktionsfähiges Triebwerk aufgebaut werden, sodass ein Großteil der Entwicklungsarbeiten und –kosten bereits angefallen ist. Aufgrund der geringen Vorhersagegenauigkeit des Pumpgrenzabstands und der mechanischen Pumplasten heutiger Simulationsprogramme sind die Testergebnisse oft negativ. Die daraufhin notwendigen konstruktiven Änderungen und deren Umsetzung sind meistens schwer realisierbar und kostenintensiv. Aus diesen Gründen würde es für den Entwicklungsprozess von Flugtriebwerken einen wesentlichen Fortschritt bedeuten, wenn die Lage der Pumpgrenze und die auftretenden Pumplasten mit höherer Genauigkeit im Frühstadium der Entwicklung vorausberechnet werden könnten. Dies würde sowohl die Effizienz von Triebwerken, als auch die Wahrscheinlichkeit einer erfolgreichen Triebwerkszertifizierung erhöhen.

1.2 Problemstellung, Zielsetzung und Aufbau der Arbeit

Wie eingangs dargestellt, stoßen heutige numerische Verfahren bei der Berechnung der Verdichterströmung im Pumpfall an ihre Grenzen. Dies betrifft sowohl die Verfahren an sich, als auch die Rechenkapazitäten. Zwar sind Modelle zur Simulation des dynamischen Pumpverhaltens der gesamten Verdichteranlage vorhanden, die Berechnung der vollständigen dreidimensionalen, (in-)stationären Strömung im Fall des Pumpens ist

bisher selten mit voller Zufriedenheit gelungen. Wie bei der numerischen Betrachtung, so stoßen auch die heute verfügbaren Messverfahren an ihre Grenzen, wenn sie zur experimentellen Untersuchung des Pumpens eingesetzt werden. Eine solche Untersuchung ist jedoch unentbehrlich, um ein Verständnis der Strömungsphysik im Pumpfall zu erlangen. Des Weiteren sind diese Untersuchungen zur Validierung numerischer Ergebnisse unerlässlich.

Die Anforderungen an ein Mess- und Auswerteverfahren, das zur Untersuchung der Strömung im Pumpfall eingesetzt werden kann, sind vielfältig. In jedem Fall muss aufgrund der instationären Strömung ein Verfahren gewählt werden, das eine transiente Messung der Strömung ermöglicht. Generell sind hierzu optische Messverfahren geeignet oder Sonden, die im Strömungskanal platziert werden.

Der Vorteil der optischen Verfahren ist, dass sie i.d.R. eine Möglichkeit bieten, die Strömung berührungslos zu messen, d.h. ohne dass der Messaufbau die Strömung beeinflusst. Andererseits muss die Strömung zur optischen Beobachtung mit kleinen Partikeln geimpft werden, damit deren Flugbahnen beobachtet werden können. Ein korrektes Messergebnis wird aber nur dann erzielt, wenn eine ausreichende Partikeldichte und -größe vorhanden sind und andererseits die Partikel genau der Strömung folgen. Beim Pumpen setzt jedoch eine abrupte Richtungsänderung der Strömung ein, die nahezu 180° beträgt. Es ist daher naheliegend, dass bei einem solchen Richtungswechsel sowohl die Partikeldichte, als auch das Folgeverhalten nicht ausreichend sind, um eine aussagekräftige Messung durchführen zu können. Zusätzlich beruht eine Auswertung auf der Mittelung mehrerer, identischer Strömungsereignisse, wodurch die Zuverlässigkeit der Messergebnisse erhöht werden soll. Da das Pumpen ein singuläres Ereignis darstellt, ist eine solche Mittelung aber ausgeschlossen.

Eine andere Möglichkeit der Strömungsmessung besteht im Einsatz von Sonden. Da sie im Strömungskanal platziert werden, müssen sie unbedingt den hohen dynamischen Strömungskräften Stand halten, die das Pumpen auslöst. Konventionelle Strömungs-sonden, die in Turbomaschinen eingesetzt werden, können die Strömung nur in einem eingeschränkten Winkelbereich von etwa $\pm 25^\circ$ messen (Fünflochsonde). Dieser Winkelbereich müsste auf 360° erweitert werden, um den oben erwähnten Richtungswechsel der Strömung messtechnisch erfassen zu können. Gleichzeitig sollten die Sonden einen hohen Miniaturisierungsgrad erlangen, damit ihr Einfluss auf die Strömung minimal ist und sie im Axialspalt der Schaufelgitter von Turbomaschinen platziert werden können. Beim Einsatz der Sonden in mehrstufigen Axialverdichtern kommt erschwerend hinzu, dass die Sonden einer hohen thermischen Belastung ausgesetzt werden. Grund ist die hohe Kompression mehrstufiger Verdichter, die eine entsprechend hohe Austrittstemperatur zur Folge hat. Da der Verdichter beim Pumpen aufgrund

der Richtungsänderung mit diesem heißen Gas durchströmt wird, müssen eingesetzte Sonden und ihre Messtechnik eine hohe Temperaturresistenz aufweisen.

Neben den messtechnischen Problemen bedeutet die Wahl eines geeigneten Testvehikels eine zusätzliche Hürde. Die dynamische Strömung des Pumpens kann nur am realen Verdichter untersucht werden, sodass kostenintensive Versuche an Großprüfständen unausweichlich sind. Gleichzeitig ist das Risiko, dass der Verdichter bei den Pumpversuchen beschädigt wird, nicht vernachlässigbar. Aus diesen Gründen wird eine experimentelle Untersuchung des Pumpens an realen Verdichtern selten durchgeführt.

Aufgrund der oben dargestellten Schwierigkeiten, ist das Verständnis der Strömungsphysik des Pumpens lückenhaft. Ziel dieser Arbeit ist, das physikalische Verständnis der Verdichterströmung im Pumpfall zu erweitern. Die neuen Erkenntnisse beruhen auf experimentellen Ergebnissen, die an einem 8-stufigen Axialverdichter erzielt werden konnten. Zur Versuchsdurchführung wurde in dieser Arbeit eine spezielle Sonde konstruiert, die es erstmalig ermöglicht, den zweidimensionalen Geschwindigkeitsvektor beim Pumpen transient zu messen.

Der Aufbau der Arbeit ist dreigeteilt. Der erste Teil legt die Grundlage für das Verständnis der Verdichterstabilität und den Versuchsaufbau. In Kapitel 2 wird einleitend die Aerodynamik in Axialverdichtern erläutert. Der Fokus ist dabei auf die Aerodynamik an der Pumpgrenze und die Theorie der Verdichterstabilität gerichtet. Einen wichtigen Parameter des Stabilitätsverhaltens stellt hierbei die Mehrstufigkeit von Axialverdichtern dar (Kap. 2.4). Eine Übersicht bereits erfolgter Untersuchungen zum Pumpen an mehrstufigen Axialverdichtern wird in Kapitel 3 anhand ausgewählter Literaturquellen gegeben. Anschließend wird der ausgewählte Prüfstand vorgestellt (Kap. 4). Hier stehen insbesondere Merkmale der Prüfeinrichtung im Vordergrund, die das Pumpen bzw. die Verdichterstabilität beeinflussen. Diesen einleitenden Kapiteln folgen die beiden Hauptkapitel der Arbeit. In Kapitel 5 wird die oben genannte Strömungssonde vorgestellt, die speziell zur experimentellen Untersuchung des Pumpens entwickelt worden ist. Aufgrund der Neuheit der Sonde erfolgt in diesem Kapitel ein ausführlicher Nachweis der messtechnischen Tauglichkeit. Zusätzlich werden die Vorgehensweisen der Kalibrierung, sowie der Datenaufnahme und -auswertung erläutert. Die Ergebnisse der experimentellen Untersuchung und die daraus abgeleiteten Erkenntnisse werden in Kapitel 7 gezeigt und in den aktuellen Stand der Fachliteratur eingeordnet.

2 Betriebsverhalten von Axialverdichtern

2.1 Stabiles Betriebsverhalten

Im Verdichterkennfeld ist die Arbeitsumsetzung der Maschine für verschiedene Durchsätze und Drehzahlen gegeben (**Abbildung 2.1**). Da das Arbeitsfluid i.d.R. kompressibel ist kann unter Einhaltung der Machschen Ähnlichkeit ein allgemeingültiges Kennfeld des Verdichters angegeben werden. Die Machzahl der Umfangsgeschwindigkeit ist dabei äquivalent zur Drehzahl der Anlage, die Machzahl in axialer Richtung entspricht dem Massenstrom durch den Verdichter. Unter der Annahme konstanter Geometrien und Stoffgrößen werden diese Kennzahlen in die reduzierte Drehzahl und den reduzierten Massenstrom überführt. Auf der horizontalen Achse wird das Totaldruckverhältnis des Verdichters aufgetragen. Dieses ist eine eindeutige Funktion der reduzierten Größen (Drehzahl und Massenstrom) und des Wirkungsgrads. Der Wirkungsgrad ist in Form von Muschelkurven dargestellt.

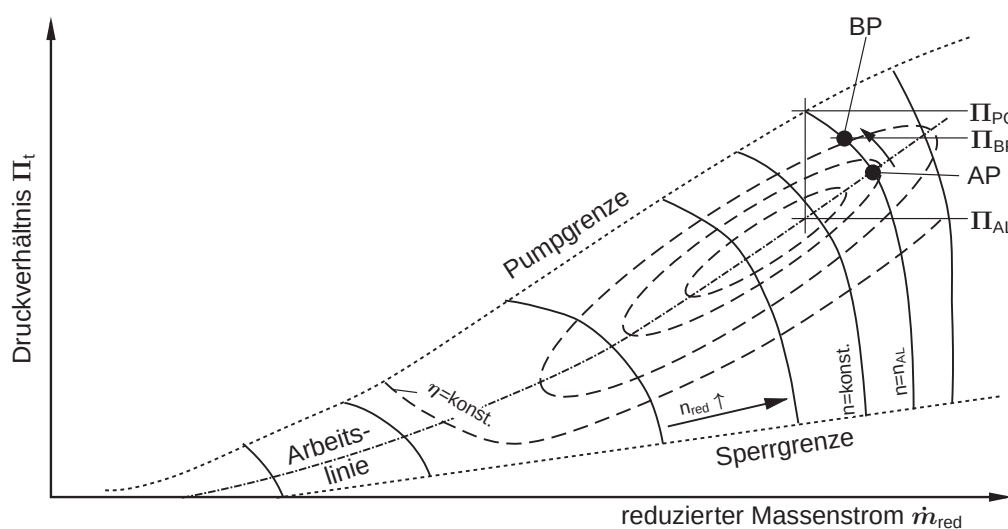


Abb. 2.1: Verdichterkennfeld eines axialen Hochdruckverdichters

Der nutzbare Arbeitsbereich des Verdichters ist im Kennfeld durch aerodynamische und strukturmechanische Grenzen beschränkt. In Richtung höherer Drehzahlen ist der Bereich durch die Festigkeitsgrenze limitiert, an der die Fliehkraftbelastung zu Beschädigungen der rotierenden Teile führen kann. Der maximal förderbare Massenstrom ist durch die Schluckgrenze vorgegeben. An der Schluckgrenze wird bei hohen Drehzahlen in einer Stufe des Verdichters der Schallzustand erreicht und der förderbare Massenstrom hierdurch limitiert. In Richtung höherer Druckverhältnisse ist der nutzbare Arbeitsbereich durch die Pumpgrenze beschränkt. Die Pumpgrenze ist für den sicheren Betrieb von essentieller Bedeutung, da bei ihrer Überschreitung der Druckaufbau des Verdichters zusammenbricht und die Maschine aufgrund dynamischer Kräfte beschädigt werden kann (Kap. 2.3.2). Bereits vor Erreichen der Pumpgrenze kann es jedoch zu aerodynamischen Instabilitäten der Verdichterströmung kommen. Da unterschiedlichste Faktoren zu einer Verschiebung dieser aerodynamischen Stabilitätsgrenze beitragen, ist sie keine fest definierte Linie. Aus diesem Grund muss für den sicheren Betrieb des Verdichters der Betriebspunkt bzw. Auslegungspunkt einen bestimmten Abstand zur Pumpgrenze aufweisen, da sonst minimale Störungen der Verdichterströmung sofort zu einem Überschreiten der Pumpgrenze führen würden. Diese Störungen können z.B. durch eine Brennstoffzufuhr in der Brennkammer (thermisches Drosseln), Einlaufstörungen, u.v.m. hervorgerufen werden. Der Abstand zwischen Stabilitätsgrenze und Betriebspunkt wird Pumpgrenzabstand (SM: Surge Margin) genannt und wird in dieser Arbeit mit Hilfe der Druckverhältnisse bei konstantem Massenstrom definiert (vergl. **Abb. 2.1**):

$$SM = \frac{\Pi_{BP} - \Pi_{AL}}{\Pi_{AL}} \quad (2.1)$$

Das Arbeitsprinzip eines Verdichters kann anhand der Geschwindigkeitsdreiecke einer Rotorschaukel verdeutlicht werden (**Abb. 2.2**). Der Druckaufbau erfolgt aufgrund einer Umlenkung (Drallerhöhung) der Strömung durch den drehenden Rotor. Nach der Euler-Gleichung

$$a = u \cdot (c_{u,a} - c_{u,e}) \quad (2.2)$$

ist die Differenz der Umfangsgeschwindigkeiten im Absolutsystem bei Axialverdichtern proportional zur Arbeitszufuhr, wodurch die Totalenthalpie und damit der Totaldruck der Strömung erhöht

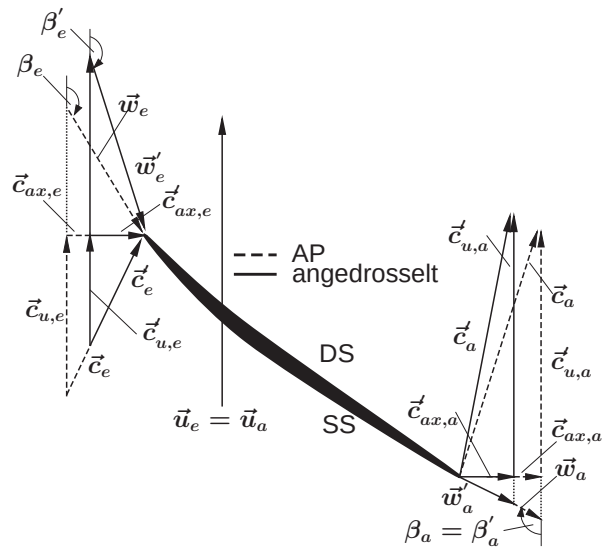


Abb. 2.2: Geschwindigkeitsdreiecke einer Rotorschaukel (Axialverdichter)

werden ($c_{u,a} > c_{u,e}$). Im Relativsystem wird die Strömung verzögert ($w_a < w_e$), sodass der statische Druck ebenfalls steigt.

Einem drehenden Laufgitter folgt in Verdichtern meistens ein feststehendes Leitgitter, das zwei Hauptaufgaben hat. Zum einen verzögert es durch eine Diffusorwirkung die Strömung, wodurch der statische Druck weiter erhöht wird, zum anderen lenkt es die Strömung wieder in die Axialrichtung und führt sie der nächsten Verdichterstufe oder der Brennkammer mit geringem Drall zu.

Wird der geförderte Massenstrom bzw. Volumenstrom des Verdichters bei einer konstanten Drehzahl durch Drosselung reduziert, sinkt die Axialgeschwindigkeit (**Abb. 2.2**). Während die Abströmrichtung der Relativgeschwindigkeit w_a in erster Näherung unabhängig vom Drosselzustand ist ($\beta'_a = \beta_a$), wird der Rotor im Relativsystem unter einem größeren Winkel angeströmt ($\beta'_e > \beta_e$). Die aerodynamische Belastung der Beschauelfung steigt in Form einer größeren Diffusion (Umlenkung und Verzögerung) und als Folge auch das Druckverhältnis (AP→B in **Abb. 2.1**). Bei weiterer Drosselung des Verdichters wird die Rotorscheufel zunehmend druckseitig angeströmt (DS), bis es zur Strömungsablösung an der Saugseite (SS) kommt und die aerodynamische Stabilitätsgrenze erreicht ist. Das maximale Druckverhältnis der Stufe ist erreicht bzw. überschritten. Bei weiterer Drosselung erreicht der Betriebspunkt die Pumpgrenze und es treten periodische Massenstromschwankungen auf.

Der parabolische Verlauf der Pumpgrenze kann unter der Randbedingung hergeleitet werden, dass der Verdichter bei jeder Drehzahllinie beim gleichen Inzidenzwinkel ablöst (*Pumpreen, 1993*). Dies ist für Verdichter mit geringer Stufenanzahl annähernd zutreffend, für mehrstufige Axialverdichter jedoch nicht. Daher ist der Verlauf der Pumpgrenze mehrstufiger Verdichter oft abschnittsweise durch mehrere aneinander gesetzte parabolische Linienverläufe gegeben.

2.2 Systemstabilität

Die Eigenschaft der Stabilität ist gegeben, wenn ein physikalisches System unempfindlich gegenüber kleinen Störungen ist (*Betchov und Criminale, 1967*). Auf das Verdichtersystem übertragen heißt das, dass bei einer kleinen Störung der Strömung, die z.B. durch Einlaufstörungen, Fertigungsungenauigkeiten oder Temperaturschwankungen im Eintritt hervorgerufen werden, kein neuer Schnittpunkt von Verdichter- und Verbraucherkennlinie erreicht wird. Nach einer kurzen Auslenkung aus der Gleichgewichtslage fällt der Betriebspunkt wieder in den zuvor eingestellten, stabilen Betriebspunkt zurück. Der Übergang von einem stabilen in einen instabilen Zustand kann mit einer linearen

Theorie beschrieben werden, da die initiiierenden Ablöseerscheinungen als kleine Störungen gesehen werden können. Hat das System einmal einen instabilen Punkt erreicht, ist der weitere Verlauf aufgrund der großen Amplituden und Störungen nicht mehr über eine lineare Theorie beschreibbar.

Um das Stabilitätsverhalten von Verdichtersystemen zu quantifizieren, muss die stationäre Verdichtercharakteristik in den instabilen Betriebsbereich erweitert werden. Es hat sich gezeigt, dass hierfür kubische Polynome am besten geeignet sind (*Koff und Greitzer, 1986*). Es wird zwischen statischer und dynamischer Stabilität unterschieden.

Die statische Stabilität nutzt Informationen der stationären Drossel- und Verdichtercharakteristiken. Ist die Steigung der Verdichtercharakteristik größer als die Steigung der Drosselcharakteristik, liegt statische Instabilität vor. Voraussetzung ist, dass die Verdichtercharakteristik eine positive Steigung hat. Dies ist im Punkt B der **Abbildung 2.3(a)** der Fall. Eine Reduzierung des Massenstroms in diesem Punkt führt gleichzeitig zur Reduzierung des Verdichterdruckverhältnisses. Die Reduzierung des Verdichterdruckverhältnisses ist jedoch größer, als die Verringerung des Drosselwiderstands. Folglich sinkt der Massenstrom immer weiter und der ursprüngliche Punkt wird nicht wieder erreicht. Wird hingegen ausgehend vom Punkt A der Massenstrom aufgrund einer kleinen Störung verringert, wird das

$$\left(\frac{d\Pi}{d\dot{m}_{red}} \right)_{Verd.} > \left(\frac{d\Pi}{d\dot{m}_{red}} \right)_D \quad (2.3)$$

liegt statische Instabilität vor. Voraussetzung ist, dass die Verdichtercharakteristik eine positive Steigung hat. Dies ist im Punkt B der **Abbildung 2.3(a)** der Fall. Eine Reduzierung des Massenstroms in diesem Punkt führt gleichzeitig zur Reduzierung des Verdichterdruckverhältnisses. Die Reduzierung des Verdichterdruckverhältnisses ist jedoch größer, als die Verringerung des Drosselwiderstands. Folglich sinkt der Massenstrom immer weiter und der ursprüngliche Punkt wird nicht wieder erreicht. Wird hingegen ausgehend vom Punkt A der Massenstrom aufgrund einer kleinen Störung verringert, wird das

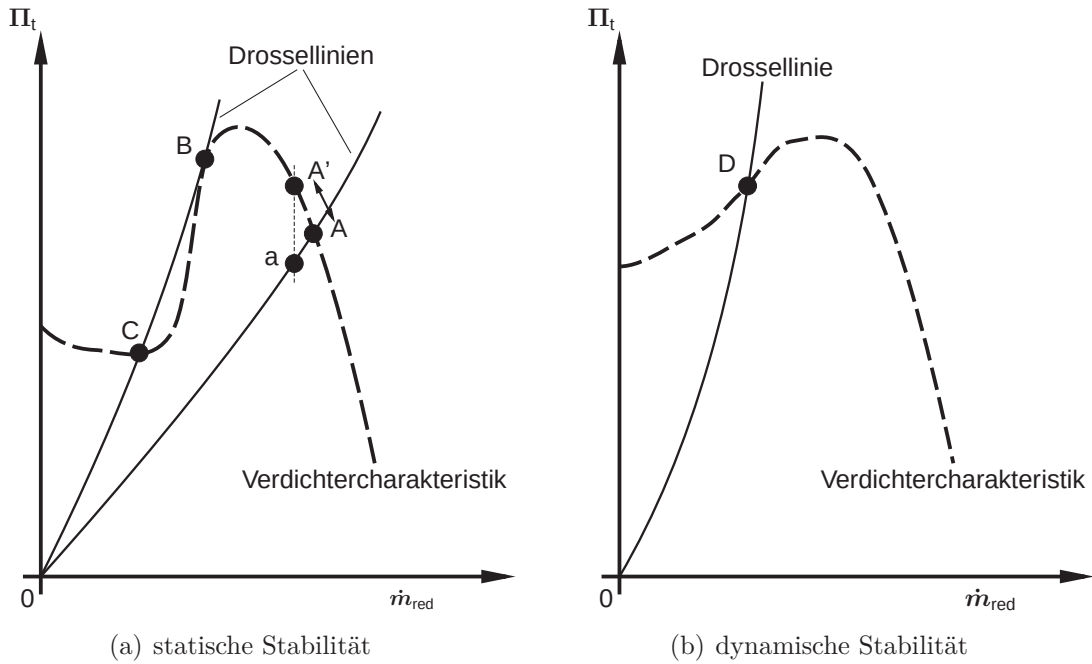


Abb. 2.3: Statische und dynamische Stabilität bei Verdichtern (*Greitzer, 1981*)

Druckverhältnis des Verdichters erhöht und der Betriebspunkt A' wird erreicht (negative Steigung der Kennlinie). Gleichzeitig wird der Drosselwiderstand verringert (Punkt a). Hierdurch wird das Fluid in der Drossel beschleunigt und das System kehrt in seinen ursprünglichen Betriebspunkt A zurück. Analog hierzu verhält sich der umgekehrte Prozess bei einer Vergrößerung des Massenstroms. Die Punkte A und C sind beide statisch stabil (Horlock, 1967).

Bei der Betrachtung der dynamischen Stabilität müssen Massenträgheiten und vor allem Speicherkapazitäten berücksichtigt werden. **Abbildung 2.4** zeigt ein vereinfachtes Modell des Verdichtungssystems. Der Verdichter arbeitet in einem zylindrischen Rohr der Länge L_{Verd} , das in ein Plenum mit Volumen V_P führt. Über eine Drossel entweicht die Luft wieder in die Umgebung. Im einfachsten Fall kann ein solches System als Helmholtz-Resonator aufgefasst werden. Ein solcher Resonator besteht aus einem Luftvolumen V_P , das einen zylindrischen kurzen Hals mit einer Öffnung besitzt. Hierbei wird die kinetische Energie dem strömenden Fluid im Rohr zugeschrieben, die potentielle Energie der Masse im Plenum, die komprimiert oder expandiert wird. Die Masse im Hals ($m = \rho \cdot L_{Verd} \cdot A_{Verd}$) strömt in das Plenum, wodurch das effektive Volumen V_P um den Betrag $x \cdot A_{Verd}$ kleiner wird und der Druck im Plenum steigt. Auf die Masse im zylindrischen Rohr wirkt diese Volumen- bzw. Druckänderung wie eine Feder mit Federkonstante $C = p_P \cdot \kappa \cdot A_{Verd}^2 / V_P$. Die ungedämpfte lineare Schwingung eines solchen Systems kann über folgende Differentialgleichung beschreiben werden:

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} + C \cdot x = 0 \quad (2.4)$$

Die Eigenfrequenz dieses Systems (Helmholtz-Frequenz) ist über die Beziehung $f_{Helm} = \sqrt{C/m}$ gegeben als:

$$f_{Helm} = a \cdot \sqrt{\frac{A_{Verd}}{V_P \cdot L_{Verd}}}, \text{ mit } a = \sqrt{\frac{\kappa \cdot p_P}{\rho_P}} \quad (2.5)$$

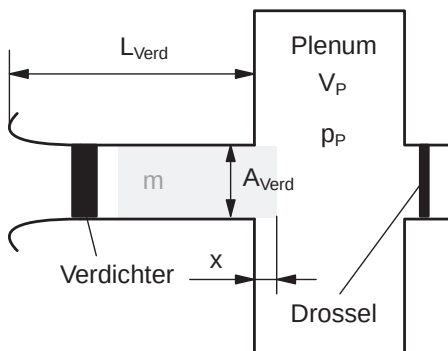


Abb. 2.4: vereinfachtes Verdichtermodell
(Greitzer, 1981)

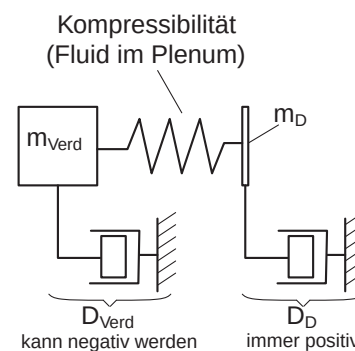


Abb. 2.5: Mechanisches Ersatzsystem
(Greitzer, 1981)

Als mechanisches Ersatzsystem kann ein Feder–Masse–Dämpfer–System benutzt werden (**Abb. 2.5**). Die Masse im Verdichter wird über eine Feder mit der Masse verbunden, die das Plenum über die Drossel verlässt. Diese Feder repräsentiert die Kompressibilität des Fluids. Da sowohl der Verdichter, als auch die Drossel dämpfende Wirkungen haben, wird die Masse im Verdichter und in der Drossel jeweils mit einem Dämpfer verbunden. Der große Unterschied in den Dämpfungseigenschaften zwischen Drossel und Verdichter besteht darin, dass die Dämpfung des Verdichters negativ werden kann, während die der Drossel immer positiv ist. Die negative Dämpfung des Verdichters tritt dann auf, wenn die Verdichtercharakteristik eine positive Steigung aufweist. Dies ist in **Abbildung 2.3(b)** im Punkt D der Fall. Wird der Punkt D durch eine kleine Störung nach rechts oder links ausgelenkt, so wird sowohl der Massenstrom als auch das Druckverhältnis erhöht bzw. verringert. Die Änderung beider Größen läuft in Phase. Hierdurch wird ein Energieeintrag in das System begünstigt. Ist die zugeführte Energie durch den Verdichter größer als die Energiedissipation über die Drossel, neigt das System zu selbsterregten Schwingungen.

2.3 Erscheinungsformen der Verdichterinstabilität

Für die Stabilität von Verdichtersystemen ist nicht nur die weitere Bewegung des Verdichterbetriebspunkts nach Auslenkung aus seiner Anfangslage entscheidend. Vielmehr beeinflussen Systemparameter, wie Speicherkapazitäten und Massenträgheiten, die Stabilität des Systems. Daher wird das dynamische Stabilitätskriterium meistens vor dem statischen Stabilitätskriterium verletzt und hat eine übergeordnete Bedeutung. Systeme, die dynamisch instabil sind, sind auch immer statisch instabil, während der umgekehrte Schluss nicht zulässig ist. Eine detaillierte Zusammenfassung der Stabilität von Verdichtungssystemen ist von *Greitzer* (1981) gegeben.

Hat das System einen instabilen Zustand erreicht, können zwei Formen der Verdichterinstabilität entstehen. Diese sind die rotierende Ablösung (engl.: Rotating Stall) und das Pumpen (engl.: Surge). Sie werden ausführlich in den Kapiteln 2.3.1 und 2.3.2 erläutert. Um für ein beliebiges Verdichtungssystem die Form der Instabilität vorherzusagen, hat *Greitzer* (1976a) ein einfaches, eindimensionales Modell des Verdichtungssystems entwickelt (**Abb. 2.4**). Das dynamische Verhalten dieses Systems kann mit vier Bewegungsgleichungen beschrieben werden, die insgesamt drei dimensionslose Parameter enthalten (Anhang A). Der bedeutendste Parameter ist der B–Parameter, mit dessen Hilfe die Form der Instabilität vorhergesagt werden kann. Er kann unter anderem proportional zum Verhältnis der Druckkräfte zu den Trägheitskräften definiert werden (*Greitzer*,

1976b):

$$B = \frac{1/2 \cdot \rho \cdot u^2 \cdot A_{Verd}}{\rho \cdot f_{Helm} \cdot u \cdot L_{Verd} \cdot A_{Verd}} \quad (2.6)$$

Das bedeutet, je größer B wird, umso kleiner werden die Trägheitskräfte und umso größer die Druckkräfte. Insofern ist der Parameter B ein Maß für die Fähigkeit des Systems, die Masse im Verdichter zu beschleunigen. Für große Werte von B neigt das System daher zum Pumpen, mit großen Änderungen der Axialgeschwindigkeit (Massenstrom). Es wird ein elliptischer Zyklus im Kennfeld durchlaufen (**Abb. 2.6(a)**). Solange das System nicht verändert wird, durchläuft der Betriebspunkt immer wieder diesen Pumpzyklus. Nach einem ersten Durchlauf (1), kann bei allen weiteren Durchläufen (2...n) ein Überspringen beobachtet werden. Dieses Phänomen ist darauf zurückzuführen, dass das Fluid während des Druckaufbaus entlang der stationären Verdichtercharakteristik (A–B) verzögert wird. Diese Verzögerung wird dadurch erreicht, dass der Druck im Plenum größer ist als der Verdichteraustrittsdruck (*Day, 1994*). Daher ist nach einem ersten Durchlauf des Pumpzyklus mehr potentielle Energie im Plenum gespeichert, was zu dem oben genannten Überspringen führt. Kleine Werte von B führen zu moderaten Druck- und Massenstromschwankungen, die gedämpft werden. Nachdem die Schwankungen abgeklungen sind, erreicht der Verdichter einen Kennlinienpunkt im Rotating Stall (**Abb. 2.6(b)**).

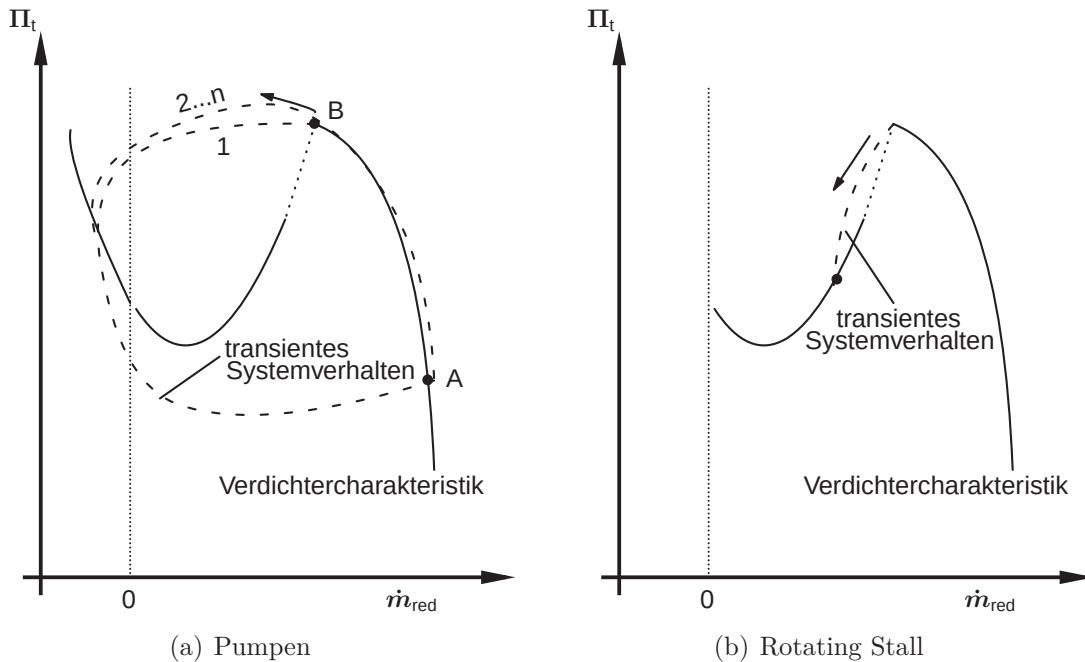


Abb. 2.6: Transientes Systemverhalten im Kennfeld beim Überschreiten der Stabilitätsgrenze (*Greitzer, 1976a*)

2.3.1 Rotierende Ablösung (Rotating Stall)

Wie in Kapitel 2.1 bereits erwähnt, kommt es zur Ablösung an der Schaufel, wenn die Strömung im Rotor zu stark umgelenkt werden muss, um gegen den Druck, der von der Drossel vorgegeben wird, zu fördern. Diese Ablösung tritt nicht zeitgleich an allen Schaufeln auf, sondern ist aufgrund von Inhomogenitäten der Strömung oder Fertigungsungenauigkeiten lokal auf eine Schaufel begrenzt, z.B. auf Schaufel 3 in **Abbildung 2.7**. Die Ablösung reduziert den Strömungsquerschnitt zwischen zwei Schaufeln. Die Strömung weicht dieser Blockage aus, wodurch die benachbarte Schaufel 2 mit starker Brustinzidenz angeströmt wird. Dies hat zur Folge, dass die Strömung auf der Saugseite der Schaufel 2 ablöst, während die Schaufel 3 aerodynamisch entlastet wird. Das Ablösegebiet wandert also von Schaufel zu Schaufel in Umfangsrichtung weiter. Im Relativsystem gesehen läuft die Ablösezone entgegen der Rotordrehrichtung um. Da im Allgemeinen die Umlaufgeschwindigkeit der Zelle geringer ist als die Rotordrehzahl, wandert sie für einen feststehenden Beobachter in Rotordrehrichtung weiter.

Aus **Abbildung 2.7** ist zu erkennen, dass Rotating Stall ein Strömungsphänomen ist, das lokal auf eine Stelle im Verdichter beschränkt ist. Durch die Blockage des Ablösegebiets kommt es zu einer Umverteilung des Massenstroms in Umfangsrichtung. Dieser Ausgleich ist hoch instationär und i.d.R. sogar dreidimensional. Die hohe Instationarität der Strömung ist jedoch auf den betroffenen Bereich des Verdichters beschränkt. Im Kennfeld wird ein stationärer Betriebspunkt erreicht, der durch ein deutlich geringeres Druckverhältnis und einen etwas geringeren Massenstrom gekennzeichnet ist, als der Betriebspunkt vor Einsetzen des Rotating Stall (**Abb. 2.6(b)**).

Die Ausdehnung des Ablösegebiets in Umfangsrichtung ist nicht auf eine Schaufel limitiert, sondern kann auch mehrere Schaufeln einnehmen. Bei der Ausdehnung entlang der Kanalhöhe wird zwischen Part-Span-Stall und Full-Span-Stall unterschieden (**Abb. 2.8**). Im transienten Verlauf des Verdichterbetriebspunkts sind die Stall-Varianten dadurch unterscheidbar, dass der Part-Span-Stall zunächst zu einem geringen Druckabfall an der Stabilitätsgrenze führt ($\overline{AB}$) mit einem anschließenden größeren

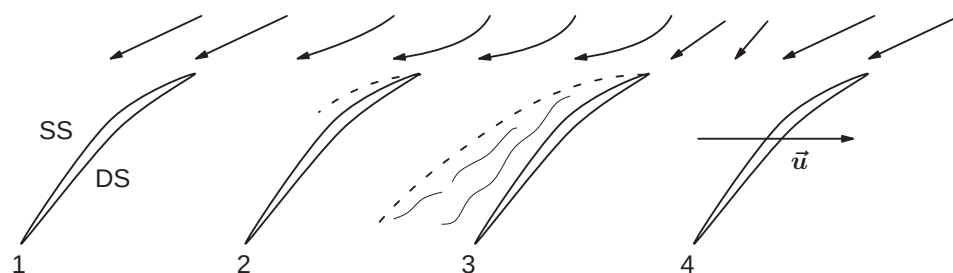


Abb. 2.7: Schema des Rotating Stall nach *Emmons et al.* (1955)

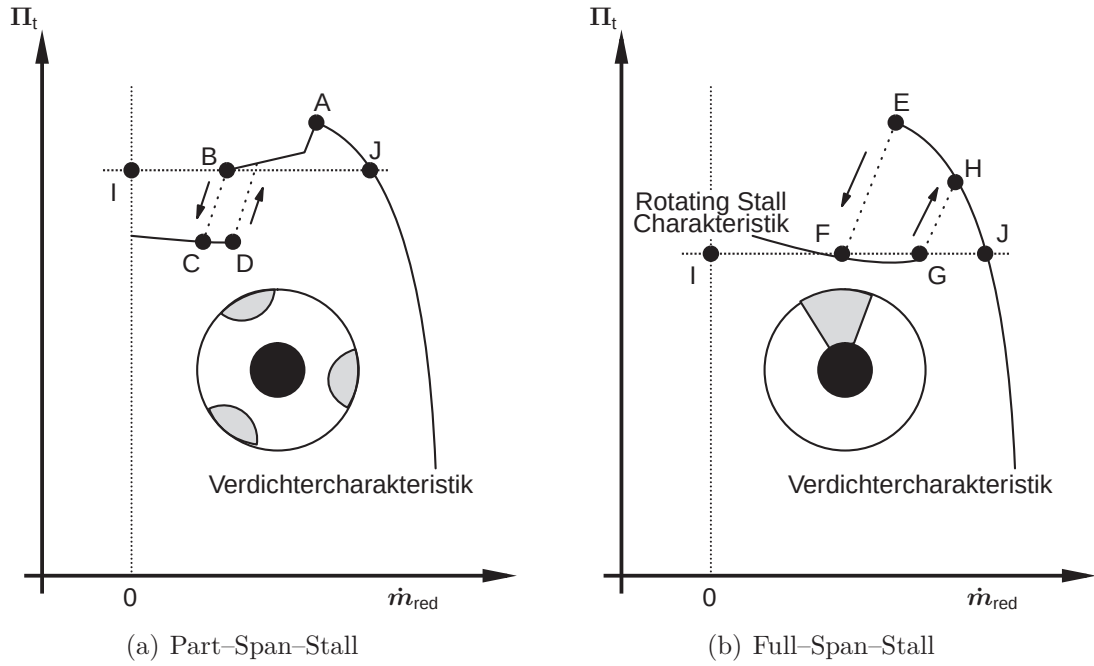


Abb. 2.8: Schematische Darstellung der beiden Formen des Rotating Stall im Strömungsquerschnitt und im Verdichtercharakteristik

Druckeinbruch ($\overline{BC}$). Der Full-Span-Stall führt hingegen zu einem großen, schlagartigen Druckabfall ($\overline{EF}$). Es wird auch von „progressive stall“ und „abrupt stall“ gesprochen. Tritt ersterer auf, ist das Ablösegebiet auf den Bereich der Schaufelspitze begrenzt. Dabei können ein oder mehrere Ablösegebiete zeitgleich an unterschiedlichen, aber gleich verteilten Umfangspositionen im Rotor auftreten. Der Full-Span-Stall dagegen tritt meistens als einzelnes Ablösegebiet auf, das ein gesamtes Segment des Querschnitts bedeckt (**Abb. 2.8(b)**).

Die Umlaufgeschwindigkeit der Ablösezone ist beim Part-Span-Stall größer als beim Full-Span-Stall. *Day et al.* (1978) haben gezeigt, dass das Einsetzen des Part- bzw. Full-Span-Stall von der Größe des Ablösegebiets abhängt. Hierzu haben sie eine Blockage λ definiert, die ein Maß für die Größe des Ablösegebiets ist, und experimentell nachgewiesen, dass für $\lambda < 0,3$ Part-Span-Stall einsetzt und für $\lambda \geq 0,3$ Full-Span-Stall. Für ihre Betrachtung nehmen sie an, dass der Betriebspunkt im Rotating-Stall ein Mittel aus zwei Betriebspunkten ist. Beide Betriebspunkte liefern das gleiche Druckverhältnis, mit dem Unterschied, dass der Betriebspunkt der Stall-Zelle im Shut-Off-Punkt (I, $\dot{m} = 0$) liegt, der des übrigen Teils auf der stabilen Kennlinie (J). Im Kennfeld kann diese Blockage als Streckenverhältnis definiert werden. Für den in **Abbildung 2.8(a)** dargestellten Fall ist λ gegeben als:

$$\lambda = \frac{\overline{BJ}}{\overline{IJ}} \quad (2.7)$$

Im Punkt B soll genau der kritische Wert der Blockage erreicht werden ($\lambda = 0,3$). Nimmt die Blockage ausgehend vom Punkt B weiter zu ($\lambda > 0,3$), geht der Part-Span-Stall in den Full-Span-Stall über. Dies ist im Punkt C der **Abbildung 2.8(a)** der Fall, aber auch im Punkt F der **Abbildung 2.8(b)**. Damit der Verdichter den Betriebspunkt F im Rotating Stall verlässt, muss er solange entdrosselt werden, bis Punkt G erreicht wird. In diesem Punkt entspricht das Streckenverhältnis $\overline{GJ}/\overline{IJ}$ dem kritischen Wert der Blockage. Der Rotating Stall endet und der Verdichter erreicht auf dieser Drosselkurve den Betriebspunkt H auf seiner stabilen Kennlinie. Dies ist auch der Grund für die unterschiedliche Größe der Hysteresen in den beiden Bildern der **Abbildung 2.8**.

Die Größe der Hysterese ist daher von den oben erwähnten Streckenverhältnissen abhängig. Die Streckenverhältnisse werden hauptsächlich durch die Form und Lage der Verdichtercharakteristik im Kennfeld (Anzahl der Stufen, Massenstrom im Auslegungspunkt) und durch den Verlauf der Drosselkennlinie festgelegt. Während die ersten beiden Parameter den Verdichter betreffen, ist die Drosselkennlinie ein Systemparameter. Insofern ist die Entstehung des Part- oder Full-Span-Stall nicht ausschließlich vom Verdichter, sondern auch vom System beeinflusst.

Auch das Höhen-Seitenverhältnis der Schaufel hat einen Einfluss darauf, welche Stall-Form bevorzugt entsteht. Bei Schaufeln mit einem großen Höhen-Seitenverhältnis tritt vornehmlich Part-Span-Stall auf. Würde sich das Ablösegebiet auf die gesamte Kanalhöhe erstrecken, wäre die Blockage so groß, dass die benachbarten Schaufeln diese nicht kompensieren können und es würde sofort zum Pumpen kommen. Schaufeln mit kleinem Höhen-Seitenverhältnis neigen hingegen eher zum Full-Span-Stall. Bei mehrstufigen Axialverdichtern tritt daher i.d.R. der Part-Span-Stall in den Frontstufen und der Full-Span-Stall in den hinteren Stufen auf (*Day, 2006a*).

Die Gefahr für die Maschine besteht darin, dass durch den Rotating Stall der Massenstrom der Brennkammer verringert wird, wodurch es zu einer Überhitzung der Brennkammer und Turbine kommen kann und gleichzeitig die Drehzahl sinkt. Des Weiteren können die Schaufeln zu starken Schwingungen angeregt werden. Nicht zuletzt muss der Verdichter oft abgestellt werden, da der Betriebspunkt aufgrund der Hysterese nicht in den stabilen Arbeitsbereich des Verdichters gebracht werden kann.

2.3.2 Pumpen (Surge)

Während der Rotating Stall aufgrund seiner lokalen Ausprägung eine Verdichterinstabilität ist, betrifft das Pumpen das gesamte Verdichtungssystem. Folglich ist es eine Systeminstabilität (*Day*, 2006b). Es herrschen große Druck- und Massenstromschwankungen, sodass kein stationärer Betriebspunkt erreicht wird. Die Strömung ist im Gegensatz zum Rotating Stall nicht lokal, sondern über den gesamten Strömungsquerschnitt abgelöst. Im Kennfeld durchläuft der Betriebspunkt des Verdichters einen Zyklus (**Abb. 2.10(a)**). Wird das System nicht geändert, z.B. durch ein Öffnen der Drossel oder eine Verstellung der Leitbeschaufelung, wird der Zyklus immer wieder durchlaufen. Insgesamt werden vier unterschiedliche Formen des Pumpens unterschieden (*de Jager*, 1995; *Wilke*, 2005):

- a) (Verdichter-)Pumpen (Deep Surge)
- b) klassisches Pumpen (Classic Surge)
- c) modifiziertes Pumpen (Modified Surge)
- d) mildes Pumpen (Mild Surge)

Abbildung 2.10 zeigt schematisch den Verlauf der vier Zyklen im Verdichterkennfeld und zusätzlich die zeitlichen Verläufe der Größen Austrittsdruck und Massenstrom.

a) deep surge

Beim Pumpen (deep surge) wird ein parabolischer Zyklus durchlaufen, der zwei unterschiedliche Zeitskalen besitzt (**Abb. 2.10(a)**). Die längere Zeitskala, 40–50 ms (*Mazzawy*, 1979), ist durch ein Entleeren und Befüllen des Plenums gekennzeichnet. Die Dauer ist durch die Zeitspanne festgelegt, in der die im Plenum gespeicherte potentielle Energie (Druck) durch den Verdichter- und Drosselwiderstand dissipiert. Widerstands- und Druckkräfte sind im Gleichgewicht. Während dieses Vorgangs ist der Massenstrom im Verdichter nahezu konstant. Die Änderung des Massenstroms erfolgt auf einer kleineren Zeitskala, 5–10 ms (*Mazzawy*, 1979), bei annähernd konstantem Druckverhältnis. Dies sind die Phasen, in denen die Masse im Verdichter verzögert bzw. beschleunigt wird. Die Zeitspanne wird durch die Trägheitskräfte bestimmt. Es kommt also zu einer Oszillation des Massenstroms. Aufgrund der zwei unterschiedlichen Zeitskalen kann diese Oszillation als Relaxationsschwingung beschrieben werden. Die Frequenz dieser Schwingung ist deutlich geringer als die Helmholtz-Frequenz des Systems (Gl. (2.5), S. 9) und wird durch die Dauer des Befüllungs- und Entleerungsvorgangs des Plenums bestimmt. Ein wichtiges Kriterium beim deep surge ist, dass die Entleerung der Masse im Plenum durch eine Rückströmung erfolgt (negativer Massenstrom), d.h. das Fluid strömt in dieser Phase des Zyklus in umgekehrter Richtung vom Verdichteraustritt zum

Verdichtereintritt. Die Rückströmcharakteristik ist für jeden Verdichter individuell. Sie ist durch den Strömungswiderstand der rotierenden Beschaukelung bei Rückströmung bestimmt (Day, 1994) und stellt aufgrund der umgekehrten Strömungsrichtung einen Druckverlust dar (Breuer, 1998).

Gamache und Greitzer (1986) haben in einer einzigartigen Veröffentlichung detaillierte Ergebnisse der Rückströmung eines Axialverdichters gezeigt. Für ihre Untersuchungen haben sie einen drehenden Niedergeschwindigkeitsverdichter mit Hilfe eines Gebläses rückwärts durchströmen lassen und sowohl stationäre, als auch instationäre Sondentraversierungen in den Axialspalten durchgeführt. Durch ihre Untersuchungen konnten zum ersten Mal experimentell das Strömungsprofil und die kinematischen Zusammenhänge der Rückströmung in einer axialen Verdichterstufe bestimmt werden, welche in **Abbildung 2.9** gezeigt sind. Die Rückströmung ist durch extrem große Inzidenzwinkel charakterisiert, sodass die Strömung nahezu senkrecht auf die Hinterkanten der Schaufeln trifft. Aufgrund dieser hohen Inzidenzen ist die Axialgeschwindigkeit der Rückströmung sehr gering. Als Folge löst die Strömung auf der

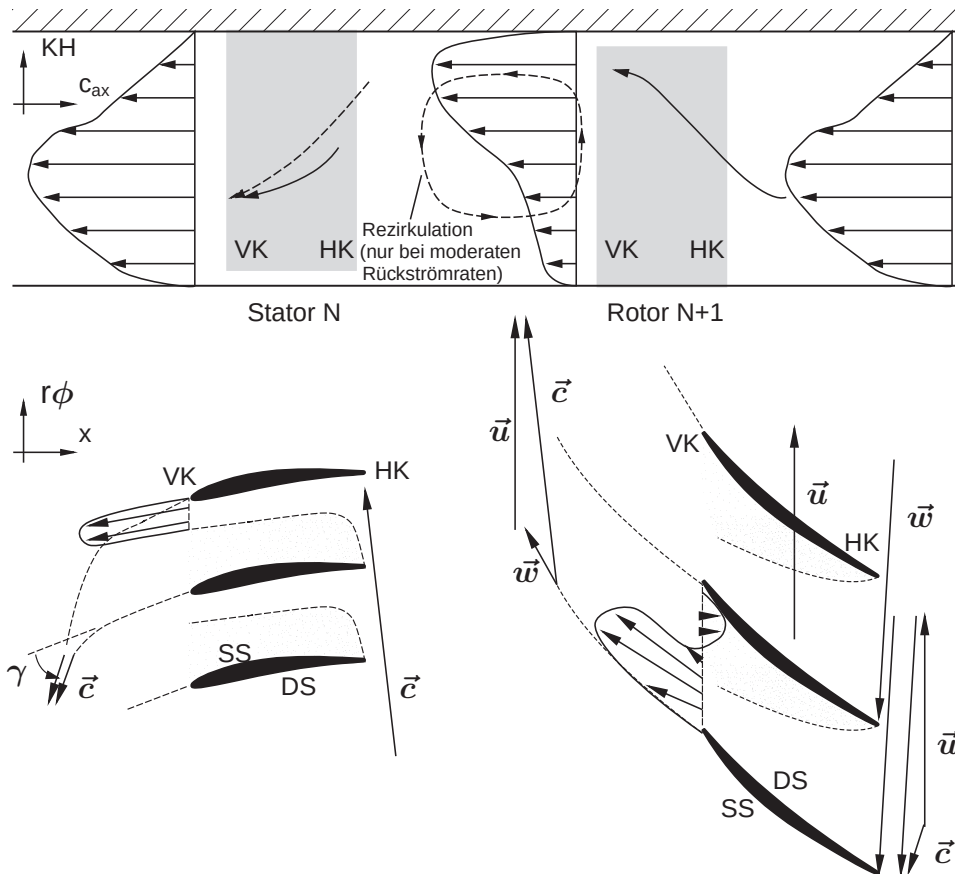


Abb. 2.9: Radialprofil der Axialgeschwindigkeit und Kinematik der Rückströmung in Axialverdichtern (Gamache und Greitzer, 1986)

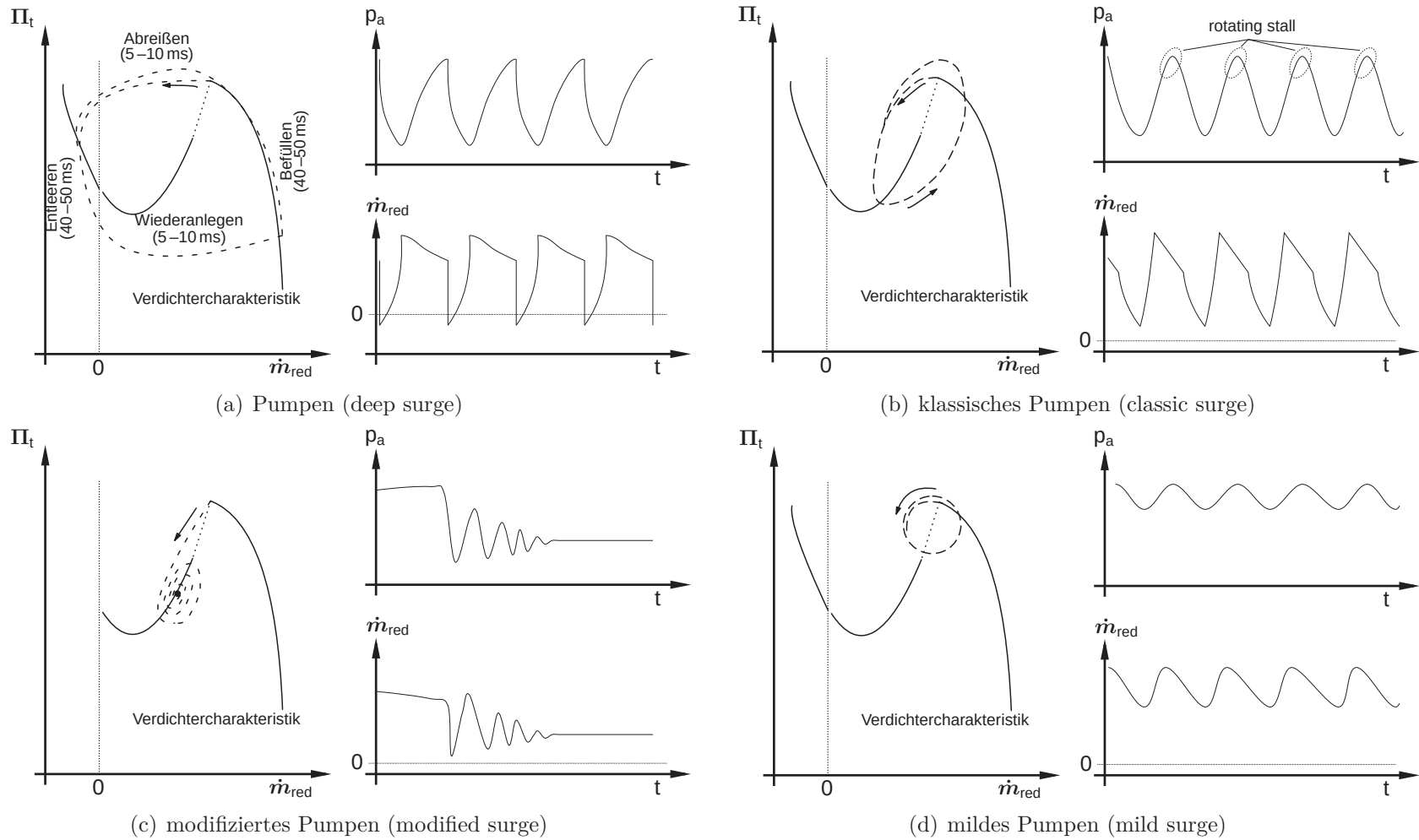


Abb. 2.10: Formen des Pumpens, ihr Verlauf im Verdichterkennfeld und zeitlicher Verlauf der Austrittsdruck- und Massenschwankungen

Saugseite der Schaufeln ab. Dies führt zu einer ausgeprägten Jet/Wake-Struktur beim Ausströmen aus den Schaufelgittern, die im weiteren axialen Strömungsverlauf sehr schnell ausgemischt wird. Beim Ausmischvorgang an der Statorvorderkante strömt die Luft in das Totwassergebiet (wake). Dies verursacht eine Überumlenkung (γ), sodass die Strömung größere Winkel als den Metallwinkel aufweist (*Longley und Hynes, 1990; Gamache und Greitzer, 1986*). Je nach Intensität der Rückströmung kann es stromauf der Rotorbeschaufelung zu einer Radialströmung vom Gehäuse zur Nabe kommen. Bei sehr geringen Massenströmen führt dies sogar dazu, dass im Bereich der Nabe Fluid wieder in den Rotor hineinströmt. Es entsteht ein Rezirkulationsgebiet (**Abb. 2.9**). Eine integrale Betrachtung des gesamten Ringraums führt jedoch weiterhin zu einer Rückströmung. Auch eine Umströmung der Vorderkante ist bei geringer Rückströmung möglich, sodass Fluid im Nabebereich von der einen in die andere Schaufelpassage strömt. Während die Rückströmung im Rotor aufgrund der Zentrifugalkraft eine Radialkomponente besitzt, die von der Nabe zum Gehäuse zeigt, ist dies im Stator genau umgekehrt. Grund hierfür ist wieder das oben genannte Rezirkulationsgebiet, wodurch an der Statorhinterkante ein Strömungsgradient entsteht, der vom Gehäuse zur Nabe zeigt. Je ausgeprägter das Rezirkulationsgebiet ist, desto größer ist auch der Gradient. Tendenziell ist die Radialkomponente im Rotor jedoch deutlich größer als im Stator. Die Radialströmung führt dazu, dass der Großteil des Fluids am Gehäuse aus dem Rotor heraus strömt, aus dem Stator hingegen an der Nabe.

b) classic surge

Beim klassischen Pumpen wird ähnlich zum Pumpen ebenfalls ein Zyklus durchlaufen (**Abb. 2.10(b)**). Allerdings kommt es zu keiner Rückströmung im Kennfeld. Der Massenstrom wird lediglich reduziert, bleibt jedoch während des gesamten Zyklus positiv. Daher sind die Massenstromschwankungen geringer als beim Pumpen. Der Zyklus erhält eine ovale Form. Die Druckschwankungen können als sinusförmige Schwingungen beschrieben werden, mit einer Frequenz, die kleiner ist als die Helmholtz-Frequenz. Ein weiterer Unterschied zum Pumpen besteht in der Phase der Erholung, in der der Verdichter wieder den Druckaufbau beginnt. Beim Pumpen wird die Masse solange beschleunigt, bis die stabile Verdichterkennlinie im Bereich der Schluckgrenze erreicht wird. Auf dieser Kennlinie erfolgt anschließend der Druckaufbau. Beim klassischen Pumpen wird die stabile Kennlinie nicht erreicht. Es entsteht ein Zyklus, in dem der Verdichter im Rotating Stall arbeitet und sich von diesem wieder erholt.

c) modified surge

Liegt für ein Verdichtungssystem der kritische Wert des B-Parameters von etwa 0,7

vor (Gl. (2.6)), tritt genau der Grenzfall zwischen Rotating Stall und klassischem Pumpen ein. Für diesen Übergangszustand ist das Systemverhalten durch das modifizierte Pumpen gekennzeichnet (**Abb. 2.10(c)**). Es ist durch eine Schwankung des Drucks und des Massenstroms mit abklingender Amplitude gekennzeichnet. Während beim klassischen Pumpen der Rotating Stall nur zu Beginn des Entleerungsvorgangs auftritt, ist dieser beim modifizierten Pumpen im gesamten Zyklus vorhanden, d.h. sowohl in der Phase des Entleerens, als auch des Befüllens. Anders als beim reinen Rotating Stall treten Schwankungen im Massenstrom auf. Zudem wird der Zyklus nicht immer fortwährend durchlaufen, wie das beim deep und classic surge der Fall ist, sondern der Zyklus endet mit einem stationären Betriebspunkt auf der Rotating Stall-Charakteristik (*Kim und Fleeter, 1994*). Auf dem Weg zu diesem Zustand bleibt die Zellenzahl konstant, nur die Ausdehnung des Stall-Gebiets variiert (*Püst, 1992*).

d) mild surge

Das milde Pumpen kann als Oszillation des Massenstroms in Axialrichtung beschrieben werden (*Fink et al., 1991*). Ähnlich zum klassischen Pumpen sind die Oszillationen des Drucks und Massenstroms sinusförmig, allerdings mit geringeren Amplituden (**Abb. 2.10(d)**). Die Trägheiten (kinetische Energie im Rohr) und Kapazitäten (potentielle Energie im Plenum) stehen im Gleichgewicht. Daher entspricht die Frequenz der Massenstromschwankung der natürlichen Frequenz (Helmholtz-Frequenz) des Systems.

An dieser Stelle soll noch auf ein besonderes Phänomen der quasi-stationären Verdichter-kennlinie im instabilen Kennfeldbereich eingegangen werden. Je weiter der Verdichter im instabilen Betriebsbereich gedrosselt wird, desto geringer wird die Steigung der quasi-stationären Kennlinie. Der Verdichter tendiert also mit zunehmender Drosselung zu einem immer stabileren Betriebspunkt. Dieser meta-stabile Zustand ist im Minimum der Kennlinie erreicht, wo die Steigung Null ist und bei weiterer Drosselung wieder negativ wird (**Abb. 2.11**). Das Minimum fällt nicht mit einem Massenstrom von Null zusammen, sondern wird bereits bei leicht positiven Massenströmen erreicht. Für einen Massenstrom von Null (Shut-Off-Punkt) hat die Kennlinie bereits wieder eine negative Steigung, d.h. es werden stabile Betriebspunkte erreicht. Der Druckanstieg vom Minimum bis zum

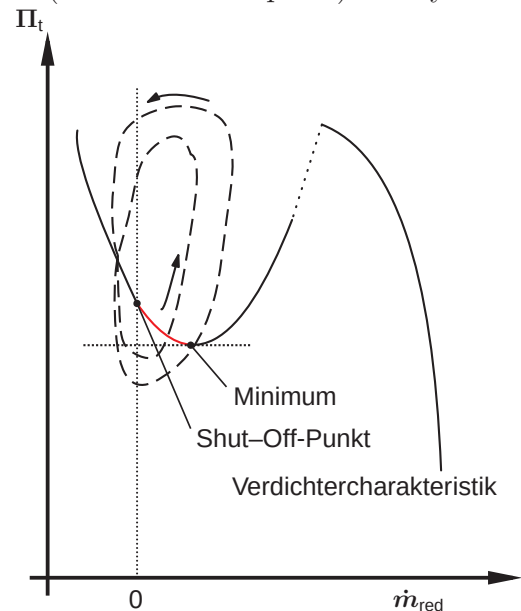


Abb. 2.11: Pumpen in der Nähe des Shut-Off-Punkts

Shut-Off-Punkt wird auf radiale Strömungseffekte zurückgeführt (*Koff und Greitzer, 1986*). Wird ein Betriebspunkt eingestellt, der zwischen Kennlinienminimum und Shut-Off-Punkt liegt, wird bei einer kleinen Störung ein Zyklus durchlaufen, der dem des deep surge sehr ähnlich ist, obwohl nach dem B-Parameter eine andere Instabilitätsform auftreten müsste. Es kommt sogar zur Rückströmung. Die Oszillation der Axialgeschwindigkeit ist aber so gering, dass kein Punkt auf der stabilen Verdichterkennlinie erreicht werden kann. Es wird daher ein Zyklus mit großer Hysterese durchlaufen.

Die enormen Druck- und Massenstromschwankungen, die beim Pumpen auftreten, können die Schaufeln in ihren Grundmoden anregen und diese hierdurch beschädigen. Das Schadensbild zeigt sich oft in Form von Anrissen der Hinterkanten im Bereich der Nabe. Es können aber auch ganze Schaufeln abreißen. Das mögliche Einsetzen einer Rückströmung führt zusätzlich zu einer enormen thermischen Belastung des Verdichters, da das Heißgas vom Verdichteraustritt oder von der Brennkammer zum Verdichtereintritt strömt.

2.3.3 Beginn der Instabilität (Entstehungsmechanismen)

In diesem Kapitel werden die Entstehungsmechanismen von Stall-Zellen erläutert. Dieser transiente Prozess findet während des Übergangs vom letzten stabilen Betriebspunkt zur Rotating-Stall Charakteristik statt, zum Beispiel zwischen den Punkten A-B in **Abbildung 2.8(b)**. Die Stall-Zellen können aus zwei verschiedenen Störungen entstehen, die nach ihrer Wellenlänge in lang- und kurzwellig eingeteilt werden. Sie werden als Modal-Wellen bzw. als Spikes bezeichnet. Modal-Wellen haben *Moore und Greitzer (1986)* und *Greitzer und Moore (1986)* mit Hilfe eines einfachen numerischen Modells vorausgesagt. Den experimentellen Nachweis konnten *McDougall et al. (1990)* erbringen. Die Existenz von Spikes wurde zum ersten Mal von *Day (1993)* beobachtet.

Modal-Wellen sind sinusförmige Druckschwankungen geringer Amplitude, die in der betroffenen Stufe am stärksten ausgeprägt, jedoch im gesamten Verdichter detektierbar sind. Ihre Wellenlänge entspricht dem Umfang des Verdichters. Die Umlaufgeschwindigkeit beträgt etwa die Hälfte der Drehzahl und ist konstant. Die Entstehung dieser Schwankungen wird dadurch begünstigt, dass mit Annäherung an die Stabilitätsgrenze die Steigung der Kennlinie abnimmt und damit auch die Dämpfung (*Garnier et al., 1991*). Bei weiterer Drosselung entsteht aus diesen Modal-Wellen relativ moderat ein Rotating-Stall, bei einer Entdrosselung verschwinden die Druckschwankungen wieder. Spikes hingegen sind Störungen, die lokal an der Schaufelspitze eines Rotors auftreten und sich nicht stromauf oder stromab ausbreiten. Innerhalb weniger Rotorumdrehungen entsteht aus dieser kleinen Störung abrupt eine sehr schnell umlaufende Stall-Zelle.

Im weiteren Zeitverlauf nimmt die Größe der Zelle zu, ihre Umlaufgeschwindigkeit ab. Anders als bei Modal-Wellen kann die Entstehung der Stall-Zelle durch ein Entdrosseln nicht unterdrückt werden.

Welche der beiden Formen im Verdichter auftritt, ist von der Zuströmung des kritischen Rotors abhängig. Zur Erläuterung dient wieder **Abbildung 2.8(b)**. Kommt es zu einer saugseitigen Ablösung im Rotor einer Stufe, bevor das Maximum der Verdichter kennlinie erreicht wird (Punkt E), entstehen Spikes. Wird der Punkt E überschritten, bevor eine Ablösung im Rotor einer Stufe auftritt, entstehen Modal-Wellen (*Camp und Day*, 1998). Wie im folgenden Kapitel 2.4 gezeigt wird, begünstigt dieser Zusammenhang in mehrstufigen Axialverdichtern die Entstehung von Modal-Wellen im mittleren Drehzahlbereich, während bei niedrigen Drehzahlen in den vorderen und bei hohen Drehzahlen in den hinteren Stufen der Spike-Type-Stall zu beobachten ist.

2.4 Mehrstufigkeit

Die in den Kapiteln 2.2 und 2.3 beschriebenen Phänomene wurden in der Regel an Versuchsverdichtern untersucht. Diese Maschinen sind im Allgemeinen durch niedrige Drehzahlen und eine geringe Stufenzahl (1–4 Stufen) gekennzeichnet. Aufgrund der damit einhergehenden niedrigen Druckverhältnisse wird in diesen Untersuchungen implizit die Annahme einer inkompressiblen Verdichterströmung getroffen (*Day und Freeman*, 1994). Insofern stellen sich zwei Fragen, die in diesem Kapitel diskutiert werden sollen und für diese Arbeit grundlegend sind:

1. Werden die beschriebenen Mechanismen, Rotating Stall und Surge, durch Machzahl-Effekte (kompressibles Arbeitsfluid) beeinflusst bzw. verändert?
2. Sind die Instabilitätsmechanismen von der Einzelstufe auf die mehrstufige Maschine uneingeschränkt übertragbar?

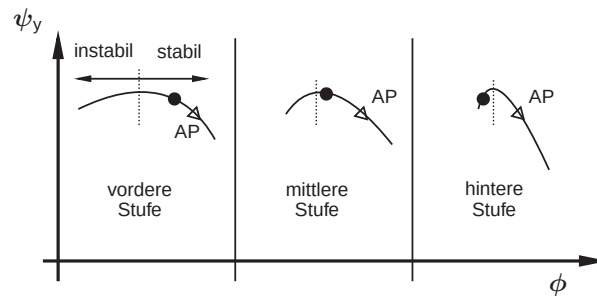
Bis Anfang der 1990er Jahre wurde davon ausgegangen, dass in mehrstufigen, aerodynamisch hoch belasteten Verdichtern aus kleineren Störungen kein Rotating Stall entsteht, sondern eine Druckwelle ausgelöst wird. Diese breitet sich schlagartig aus und führt somit zur Strömungsumkehrung über den gesamten Querschnitt (*Cargill und Freeman*, 1991; *Mazzawy*, 1979). *Day und Freeman* (1994) haben später jedoch nachgewiesen,

dass auch in mehrstufigen Maschinen dem Pumpen immer ein Rotating Stall vorausgeht.

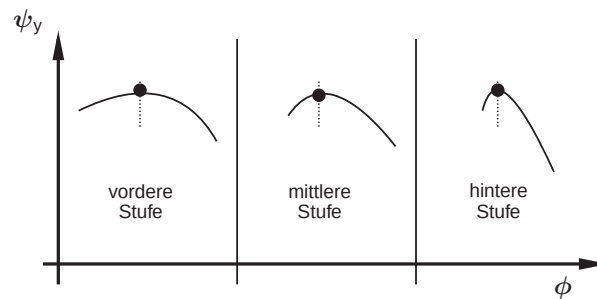
Anders als bei den meisten Versuchsverdichtern ist das Kennfeld von mehrstufigen Verdichtern nicht durch eine einzelne Verdichter- bzw. Stufencharakteristik gegeben, sondern aufgrund der Kompressibilität des Fluids durch eine Kurvenschar (Drehzahl-*linien*, vgl. **Abb. 2.1**). Je nachdem auf welcher Drehzahl-*linie* solche Verdichter an die Pumpgrenze gefahren werden, können unterschiedliche Formen der Verdichterinstabilität in demselben Verdichter auftreten. Der Grund für diese Drehzahlabhängigkeit liegt darin, dass nicht immer dieselbe Stufe die Verdichterinstabilität auslöst, sondern diejenige, die als erstes auf einem instabilen Kennlinienpunkt arbeitet.

Zur Erläuterung dieses Phänomens wird der Drehzahlbereich in drei Bereiche unterteilt: unterer Lastbereich (*low-speed*), Teillastbereich (*mid-speed*) und Vollastbereich (*high-speed*). Die Stufenkennlinien der vordersten, einer mittleren und der hintersten Stufe eines Verdichters sind für diese drei Drehzahlbereiche in **Abbildung 2.12** gezeigt. Zusätzlich sind die Betriebspunkte eingezeichnet, in denen die Stufe jeweils arbeitet. Links vom Maximum der Stufenkennlinie beginnt der instabile Betriebsbereich der einzelnen Stufe. Die Tendenz ist klar erkennbar. Im unteren Drehzahlbereich arbeiten die Frontstufen im instabilen Kennlinienbereich und lösen die Verdichterinstabilität aus, im Vollastbereich die hinteren Stufen. Grund für diese Verschiebung ist die Kompression des Fluids. Grundsätzlich wird die Aerodynamik der einzelnen Stufen für den Auslegungspunkt optimiert, der gleichzeitig auch den optimalen Volumenstrom jeder einzelnen Stufe bestimmt. Dieser Punkt liegt generell auf der Arbeitslinie bei hohen Drehzahlen und Druckverhältnissen (AP). Wird der Betriebspunkt durch Drosselung oder Drehzahlvariation verändert, werden auch die Betriebspunkte der einzelnen Stufen vom Optimum aus zu kleineren oder größeren Volumenströmen verschoben. Aufgrund des Kompressibilitätseffekts in mehrstufigen Maschinen hat diese Verschiebung in den hinteren Stufen einen größeren Einfluss auf das Stufendruckverhältnis, als in den vorderen Stufen. Dies ist auch an dem Verlauf der Stufenkennlinie in **Abbildung 2.12** zu erkennen. Die Kennlinie der hinteren Stufe ist sowohl im stabilen, als auch im instabilen Kennlinienbereich deutlich steiler als die der vorderen Stufe. Bei extrem geringen Drehzahlen ist das Druckverhältnis so klein, dass aufgrund der unzureichenden Kompression des Fluids der Volumenstrom in den hinteren Stufen viel zu groß ist (**Abb. 2.12(c)**). Im engsten Querschnitt wird Schallgeschwindigkeit erreicht und die hinteren Stufen limitieren den Massenstrom. Dieses Sperren wirkt auf die vorderen Stufen wie eine Drossel und sie arbeiten daher im instabilen Kennlinienbereich. Dieses ist meistens durch einen Part-Span-Stall in den Frontstufen erkennbar. Wird der Verdichter hingegen bei Auslegungsdrehzahl in Richtung Pumpgrenze angedrosselt,

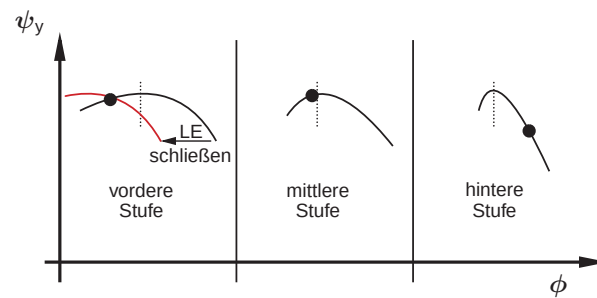
komprimieren die vorderen Stufen das Fluid bereits so stark, dass der Volumenstrom in den hinteren Stufen viel geringer ist als im Auslegungspunkt (**Abb. 2.12(a)**). Auch hier ist wieder der multiplikative Effekt bei mehrstufigen Verdichtern erkennbar, der dazu führt, dass die hinteren Stufen die Verdichterinstabilität auslösen (*Cumpsty*, 1989). Aufgrund der hohen Austrittsdrücke im Plenum kommt es zum Pumpen. Wie in Kapitel 2.3.3 angedeutet, werden in diesem Fall die vorderen bzw. hinteren Stufen mit so hohen Inzidenzen angeströmt, dass Spikes vor dem Rotating Stall auftreten. Im mittleren Drehzahlbereich arbeiten alle Stufen an ihrer Stabilitätsgrenze (**Abb. 2.12(b)**). Meistens tritt in diesem Bereich an der Stabilitätsgrenze Full-Span-Stall auf. Als Vorläufer kommen Modal-Wellen zum Vorschein, da kein Rotor mit so großer Inzidenz angeströmt wird, dass es zu lokalen Ablösungen im Bereich der Schaufelspitze kommen



(a) Vollastbereich



(b) Teillastbereich



(c) unterer Lastbereich

Abb. 2.12: Stufenkennfelder und Arbeitspunkt einer vorderen, mittleren und hinteren Stufe für drei Drehzahlbereiche citepDay-1994a

könnte.

Um trotz der oben beschriebenen Problematik mehrstufige Axialverdichter im Teillastbereich betreiben zu können und ihr Anfahren zu ermöglichen, sind sie mit verdichterseitigen Regelungen wie der Leitradwalstellung oder Abblasung ausgestattet. Für das Verständnis der Leitschaukelverstellung wird nicht die übliche Verdichterstufe (Laufrad–Leitrad), sondern eine Leitrad–Laufrad Kombination betrachtet. Durch das Schließen der Leiträder wird der effektive Strömungsquerschnitt des Gitters verringert. Hierdurch wird die Stufenkennlinie der stromab des verstellten Leitrads gelegenen Stufe zu kleineren Massenströmen verschoben (rote Linie in **Abb. 2.12(c)**). Die Stufe erreicht zwar dieselbe maximale Druckziffer, allerdings bei wesentlich geringeren Massenströmen (*Lechner und Seume*, 2003). Diese Verstellung der Leiträder hat nicht nur eine direkte Wirkung auf die Strömungsverhältnisse der einzelnen Stufen, sondern auch auf den gesamten Verdichter (*Baumann und Schmidt-Theuner*, 1963), sodass die Verdichterkennlinie und die Stabilitätsgrenze beim Schließen der Leiträder ebenfalls zu kleineren Massenströmen verschoben werden. Neben der Stabilitätsgrenze werden auch die Verläufe der Wirkungsgrade (Muschelkurven) geändert. Daher wird die Leitschaukelverstellung zusätzlich dazu benutzt, um im Teillastbetrieb einen optimalen Wirkungsgrad und Pumpgrenzabstand einzuhalten. Dies liegt in der Tatsache begründet, dass durch die Verstellung der Leiträder der Zuströmwinkel der Laufschaukelreihe in Abhängigkeit der Verdichterdrehzahl und damit der Umfangsgeschwindigkeit $\bar{u}$ angepasst wird (*Kiesow*, 1984). Bei der Abblasung werden Ventile stromab der vorderen Stufen im Teillastbetrieb geöffnet, wodurch Masse aus dem Verdichtungssystem entweichen kann und der Massenstrom der hinteren Stufen verringert wird. Hierdurch wird ein Sperren der betroffenen Stufen vermieden, was zu einem erhöhten Durchsatz der Frontstufen führt. Die Frontstufen werden entdrosselt.

Sehr auffällig in **Abbildung 2.12** ist, dass einzelne Stufen im instabilen Kennlinienteil arbeiten. Dies ist bei isolierter Betrachtung der Einzelstufe nicht möglich. Sie würde nach Überschreiten des maximalen Druckverhältnisses (gestrichelte Linie) im Rotating Stall laufen, was zu einem signifikanten Abfall des Verdichteraustrittsdrucks führen würde. Der Einbruch des Gesamtdruckverhältnisses tritt bei mehrstufigen Maschinen aber erst bei viel geringeren Massenströmen auf. Das bedeutet, der Stufenverband kann eine stabilisierende Wirkung auf die instabile Stufe haben und beeinflusst damit den Verlauf des instabilen Kennlinienteils der Stufe. Daher ist dieser Teil der Kennlinie eher durch das System vorgegeben und nicht durch die einzelne Stufe.

Theoretisch müsste die Stufe auch im Verband mit zunehmender Drosselung ein höheres Druckverhältnis liefern. Wie aber zum Beispiel in **Abbildung 2.12(c)** (links) gezeigt ist, sinkt das Stufendruckverhältnis nachdem das Kennlinienmaximum überschritten

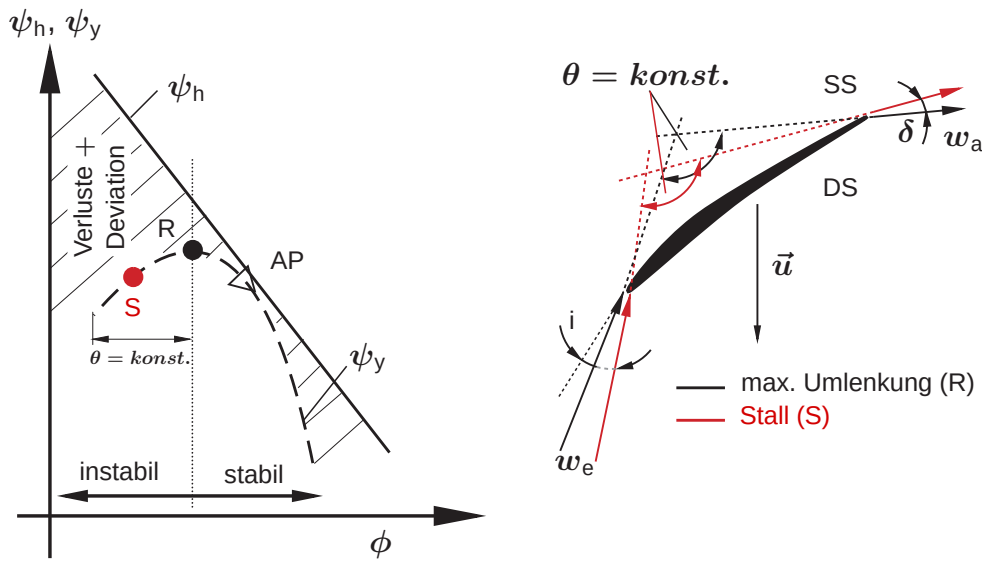


Abb. 2.13: Stabiler und instabiler Bereich der Stufencharakteristik und zugehörige Geschwindigkeitsdreiecke

worden ist. *Longley und Hynes* (1990) haben nachgewiesen, dass für den Kennlinienbereich mit positiver Steigung die Umlenkung im Relativsystem des Rotors annähernd konstant ist (**Abb. 2.13**). Damit das Stufendruckverhältnis sinkt, müssten daher die Profilverluste signifikant zunehmen. Ihre Zunahme spielt jedoch eine untergeordnete Rolle und ist auf den Bereich der Schaufelspitze beschränkt. Da mit zunehmender Drosselung die Inzidenz der Zuströmung des Rotors zunimmt, wird die Deviation aufgrund der konstanten relativen Umlenkung erhöht. Die Vergrößerung der Deviation ist daher der maßgebliche Grund, weshalb das Druckverhältnis signifikant sinkt, wenn der Punkt maximalen Druckverhältnisses immer weiter überschritten wird.

Zusammenfassend kann also festgehalten werden, dass Untersuchungen der Entstehungsmechanismen (Modal Waves, Spikes) und Erscheinungsformen (Rotating Stall, Surge) von Versuchsverdichtern auf mehrstufige Axialverdichter übertragbar sind. Welche Form der Instabilität einsetzt, ist bei mehrstufigen Verdichtern von der Drehzahl abhängig. Das Pumpen wird jedoch immer durch einen Rotating Stall eingeleitet (Day-1994a). Aufgrund der großen Austrittsvolumina mehrstufiger Verdichter tendieren diese Maschinen überwiegend zum Pumpen. Auf die Stabilitätsgrenze der Einzelstufe hat die Mehrstufigkeit einen erheblichen Einfluss. Der Systemeinfluss führt dazu, dass Stufen im instabilen Bereich ihrer Charakteristik arbeiten können, was bei Betrachtung der Einzelstufe nicht möglich ist.

3 Stabilitätsuntersuchungen an mehrstufigen Axialverdichtern (Literatur)

In Kapitel 2.4 wurde gezeigt, dass die Theorie der Entstehungsmechanismen und Erscheinungsformen der Verdichterinstabilitäten von Versuchsverdichtern auf mehrstufige, Verdichter mit hohen Druckverhältnissen übertragbar ist. Insofern soll in diesem Kapitel kein Überblick der Literatur zur Entstehung der Theorie gegeben werden, sondern zu Instabilitätsuntersuchungen an mehrstufigen Verdichtern. In einigen Veröffentlichungen wurden, ähnlich zu dieser Arbeit, spezielle Strömungssonden eingesetzt, die die Untersuchung der Verdichterströmung während des Pumpens ermöglichen. In dieses wissenschaftliche Umfeld ist auch die vorliegende Arbeit einzuordnen.

Versuche mit mehrstufigen Axialverdichtern sind äußerst selten, da sie nahezu ausschließlich im industriellen Umfeld durchgeführt werden. Sie sind von einer Vielzahl an Randbedingungen beeinflusst, wie Kosten, hohe Instrumentierungsaufwände, limitierte und kostbare Versuchszeit, lange Vorbereitungs- und Entwicklungszeit der Prüfstände, u.v.m. In vielen Fällen haben die Ergebnisse hohe Relevanz für den Unternehmenserfolg und werden somit geheim gehalten und nicht veröffentlicht. Aus diesen Gründen ist die Liste der Veröffentlichungen zu Instabilitätsuntersuchungen an mehrstufigen Axialverdichtern verglichen mit anderen Themenschwerpunkten der Turbomaschinen eher kurz.

3.1 Strukturmechanische Untersuchungen des Pumpens

Die Steigerung der Effizienz von Fluggasturbinen kann durch zwei wesentliche Ansatzpunkte erreicht werden. Zum einen durch die Erhöhung der Druck- und Bypassverhältnisse wodurch der thermische bzw. äußere Wirkungsgrad des Triebwerks gesteigert wird. Zum anderen können Werkstoffe und Konstruktionsprinzipien angewendet werden, die das Gewicht und die Baulänge des Triebwerks reduzieren. Diese

Entwicklungstendenzen haben dazu geführt, dass die mechanische Belastbarkeit der Bauteile immer weiter ausgereizt wird und gleichzeitig die mechanische Last auf Schaufeln, Lager und Gehäuse aufgrund der hohen Druckverhältnisse beim Pumpen zunimmt.

Diese Entwicklung veranlasste *Mazzawy* (1979) dazu, eine Methode zu implementieren, die relativ einfach die strukturmechanischen Belastungen abschätzen kann, die durch das Pumpen hervorgerufen werden. Hierzu hat er zunächst den Pumpzyklus einer Fluggasturbine aus aerodynamischer Sicht detailliert untersucht. Da er davon ausging, dass die höchsten mechanischen Belastungen durch die Umkehrung der Strömungsrichtung und die anschließende Rückströmphase verursacht werden, ist seine Analyse besonders auf diesen Abschnitt des Zyklus fokussiert. Der Beginn der Strömungsumkehr ist mit einer Stoß- und einer Expansionswelle verbunden. Beide Wellen breiten sich mit der lokalen Schallgeschwindigkeit aus und sind damit schneller als die Fluidgeschwindigkeit. Die Stoßwelle wandert in Richtung Verdichtereintritt, die Expansionswelle in Richtung Brennkammer und Turbine. Mit seinen Versuchen konnte *Mazzawy* zusätzlich nachweisen, dass die Ausbreitung der Stoßwelle und die daraus folgende Rückströmung eine Umfangsasymmetrie aufweisen, die nach etwa einer Rotorumdrehung ausgemischt ist. Dennoch führte diese kurzzeitige Asymmetrie zu einer enormen einseitigen Belastung der Schaufeln und des Gehäuses. Für sein Modell hat er die Annahme getroffen, dass das Pumpen in der letzten Stufe ausgelöst wird. Von dieser Quelle aus breiten sich die Stoßwelle und Rückströmung in Richtung Verdichtereintritt aus. Dadurch wird in jeder Stufe ein Druckmaximum hervorgerufen, das größer ist als der Druck vor Pumpbeginn. Die Auftragung dieser Druckmaxima entlang der Maschinenachse ergibt einen linearen Zusammenhang. Der zeitliche Verlauf der Drücke wird durch eine Schar solcher Kurven beschrieben. Die mechanische Belastung des Gehäuses und der Schaufeln wird durch zwei Hauptkomponenten verursacht. Zum einen wird sie durch die Rückströmung hervorgerufen, die als quasi-stationäre Blendenströmung aufgefasst wird. Zum anderen wird der Stoß an Schaufeln und Gehäusen teilweise reflektiert, wodurch die mechanischen Kräfte verstärkt werden. Mit diesem relativ einfachen Zusammenhang hat *Mazzawy* die mechanische Belastung abgeschätzt, die beim Pumpen auf das Gehäuse, die Schaufeln und das Axiallager wirken.

Ein Nachteil dieses Modells ist, dass es weder den zeitlichen Verlauf, noch die Verteilung der Kräfte innerhalb der Schaufel berücksichtigt. Um diesen Nachteil zu eliminieren greift *Rudy* (1982) die Gedanken von *Mazzawy* auf und entwickelt drei unterschiedliche Modelle, die die zeitabhängige Schaufelbeanspruchung abschätzen können. Beim gegenseitigen Anschlagen der Schaufeln unterscheidet er zwischen „Clashing“ und „Clanging“. Ersteres bezeichnet ein gegeneinander Schlagen einer Lauf- und Leitschaufel aufgrund

eines zu geringen Axialspalts, letzteres ein Berühren benachbarter Laufschaufeln aufgrund geringer Torsionssteifigkeit.

Frodl (1995) stellt in seiner Dissertation eine Vorgehensweise vor, in der Aerodynamik und Strukturmechanik gekoppelt werden. Hierzu wird zuerst durch eine Simulation der Drucksprung berechnet, der durch das Pumpen verursacht wird. Dieser Drucksprung ist wiederum ein Maß für die Stärke der Stöße, die durch das Triebwerk wandern. Die durch die Stöße in der Einzelschaufel induzierten Kraft- und Momentenverläufe werden mit Hilfe eines Stoßmodells berechnet. Diese Verläufe dienen wiederum als Eingabeparameter für ein Schaufelersatzmodell, das die mechanische Schaufelbelastung beim Pumpen ausgibt. *Frodl* konnte mit seinem Modell zeigen, dass die Verdichterschaufeln aufgrund der impulsartigen Anregung überwiegend in ihren ersten Grundmoden (Biegung und Torsion) schwingen.

Ein ähnliches Vorgehen wenden *Schönenborn und Breuer* (2004) auf ein integrales Laufrad (Blink) an. Mit Hilfe eines eindimensionalen Berechnungsverfahrens berechnen sie die Druckverläufe in einem 3-stufigen Niederdruckverdichter beim Pumpen. Zur Berechnung der strukturmechanischen Antwort der Blink wird ein kommerzielles FEM-Programm benutzt. Für den schwierigen Schritt, die Verteilung der Druckkräfte auf der Schaufel zu bestimmen, wenden sie zwei unterschiedliche Methoden an. Die eine Methode verteilt die Druckkraft entlang der Druckseite der Schaufel auf 60 % Kanalhöhe, die zweite radial entlang der Hinterkante. Der Vergleich ihrer Simulation mit experimentellen Schwingungsdaten zeigt, dass beide Methoden geeignete Randbedingungen darstellen um die mechanische Belastung der Blink beim Pumpen zu berechnen. Jedoch war keine klare Tendenz erkennbar, sodass je nach Anwendungsfall einmal Ergebnisse mit der einen oder der anderen Methode die Experimente bestätigte.

In einer späteren Veröffentlichung berechnen die beiden Forscher die Profildruckverteilung in der Rückströmung nicht mit einem eindimensionalen Verfahren, sondern mit Hilfe eines vollwertigen dreidimensionalen CFD-Verfahrens (*Schönenborn und Breuer*, 2011). Ihr Ausgangspunkt ist die Beobachtung, dass die Stoßwelle zu einer starken Anregung des ersten Biegemodes der Schaufel führt, die Rückströmung jedoch eine überproportional große Anregung des ersten Torsionsmodes verursacht. Für ihre Analyse berechnen sie die Strömung in mehreren quasi-stationären Betriebspunkten auf der Rückströmcharakteristik eines 8-stufigen Triebwerkshochdruckverdichters. Die Ergebnisse zeigen, dass die Strömung nahezu senkrecht auf die Hinterkante der Rotor-schaufel trifft. Die größten Erregerkräfte werden dabei im Bereich der Schaufelspitze

hervorgerufen. Die stationäre Profildruckverteilung nutzen sie als Ausgangspunkt für eine linearisierte instationäre Aeroelastik-Rechnung. Diese Rechnung zeigt, dass die Bewegung der Schaufel und die Druckschwankungen an der Hinterkante in Gehäusenähe in Phase liegen. Hierdurch neigt die Schaufel stark dazu, im ersten Torsionsmode zu schwingen. Das Schadensbild dieser Schwingungserregung ist in Form von kleinen Anrissen am Schaufelfuß im Bereich der Hinterkante zu erkennen. Ihre Simulationsergebnisse zeigen eine sehr gute Übereinstimmung mit experimentellen Verdichterdaten.

Ein ähnliches Vorgehen wählten zuvor auch *Vahdati et al.* (2008) und *di Mare et al.* (2009) am Imperial College in London. Sie untersuchen numerisch die Strömung und Schaufelschwingung eines Hochdruckverdichters in der realen Triebwerks Umgebung. Als Eintrittsrandbedingungen modellieren sie das Fernfeld weit vor dem Verdichter, die Austrittsbedingungen werden über zwei Düsen vorgegeben, von denen die eine im Austritt des Bypasskanals und die andere im Austritt des Hochdruckverdichters platziert ist. Ihre Ergebnisse decken sich mit denen von *Schönenborn und Breuer*, insbesondere für die Profildruckverteilung des Frontrotors, die ebenfalls eine starke Überhöhung im oberen Schaufelbereich der Hinterkante aufweist. Rotorschaukeln, die im hinteren Bereich des Verdichters liegen, zeigen in der Rückströmung zwar auch eine Überhöhung des Profildrucks an der Hinterkante. Diese ist jedoch insgesamt moderater, da sie auf die gesamte Schaufelhöhe verteilt ist und nicht ausschließlich den oberen Bereich betrifft.

Voß (1994) untersucht mit Hilfe von Dehnungsmessstreifen die Schaufelschwingung verschiedener mehrstufiger Industrieverdichter. Seine Ergebnisse zeigen, dass die Schwingungsbreite der Wechselspannungen im Schaufelfuß beim Pumpen mit steigender Drehzahl und steigenden Enddrücken zunimmt. Zudem ist die Wechselspannung von der Verdichterregelung abhängig. Eine Leitschaukelverstellung führt in seinen Versuchen dazu, dass die maximale Schwingungsbreite der Wechselspannung in Größenordnungen von 1000 N/mm^2 steigt.

Die oben vorgestellten Arbeiten machen deutlich, dass die mechanische Beanspruchung der Schaufeln aus einer komplexen aerodynamischen Anregung verursacht wird, die beim Pumpen auftritt. Die Modelle erfordern als Eingabeparameter, dass diese Strömungsbedingungen bekannt sind. Um sie zu bestimmen wurden in der Vergangenheit große Anstrengungen unternommen, die Strömung während des Pumpens experimentell zu erfassen. Untersuchungen, die hierfür an mehrstufigen Verdichtern durchgeführt wurden, werden im folgenden Kapitel 3.2 vorgestellt.

3.2 Aerodynamische Untersuchungen des Pumpens

Eine weit verbreitete Sonde, die zur transienten Messung der Machzahl in der Vorwärts- und Rückwärtsströmung genutzt werden kann, ist die sogenannte „Mach Probe“. Eine Schnittzeichnung dieser Sonde ist in **Abbildung 3.1** gezeigt. Im Sondenkopf sind drei Messstellen vereint: Halbleiterdruckaufnehmer zur Messung des instationären Totaldrucks, statische Druckmessstellen und Thermocouples zur Temperaturmessung. Mit den beiden Druckmessrohren kann der Totaldruck und statische Druck in der Vorwärts- und Rückströmung gemessen werden. Die Druckmessstelle, die den höchsten Druck misst, zeigt die Hauptströmungsrichtung an und misst den Totaldruck. Die andere Bohrung liegt im Totwassergebiet und misst einen pseudo statischen Druck. Unter der Annahme eines konstanten Isentropenexponenten kann aus den beiden Drücken die axiale Machzahl berechnet werden. Unter Berücksichtigung der Temperatur und der Annahme einer rein axialen Strömung kann aus der Machzahl der Massenstrom bestimmt werden. Ein Nachteil dieser Sondenbauform ist, dass das Drucksignal aufgrund der relativ langen Distanz zwischen Messort und Messstelle stark gedämpft wird. Dies ist zwar ausreichend um in einer stationären Vorwärts- und Rückströmung, oder im Rotating Stall zu messen, hoch dynamische Änderungen der Strömung, wie der Umschlag der Strömungsrichtung, sind jedoch nur schwer erfassbar.

Da die Sonde bezüglich der Richtungsinformation eine Binäranzeige darstellt, kann sie im Verdichter nur an Positionen eingesetzt werden, in denen beide Strömungsrichtungen rein axial sind bzw. der Richtungswechsel 180° beträgt. Daher können diese Sonden nur im Verdichtereintritt und im Plenum sinnvoll platziert werden.

Von einer ersten Anwendung der „Mach Probe“ in einem schnell laufenden Axialverdichter berichten *Small und Lewis* (1985). Sie applizieren vier dieser Sonden im Eintritt und zwei im Plenum eines 3-stufigen militärischen Hochdruckverdichters. Zur Kalibrierung der „Mach Probes“ und zur Messung der Rückströmcharakteristik kann

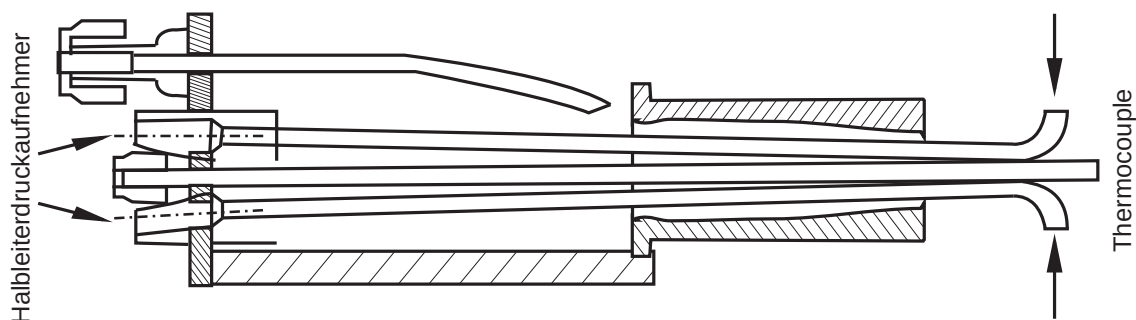


Abb. 3.1: Schnittzeichnung „Mach-Probe“ (*Russler, 1993*)

ihr Prüfstand mit Hilfe eines Gebläses rückwärts durchströmt werden.

Ihre Untersuchungen zeigen, dass das Pumpen durch einen Rotating Stall eingeleitet wird. Wird das Verdichtersystem nicht geändert, durchläuft der Verdichter immer wiederkehrend den selben Pumpzyklus, allerdings ohne den anfänglichen Rotating Stall. Ebenfalls weisen sie nach, dass der Rotating Stall mit einem erheblichen Temperaturanstieg verbunden ist, der vom Verdichterein- zum austritt immer kleiner wird. Der Temperaturanstieg ist auf die Rückströmung zurückzuführen, die im Ablösegebiet stattfindet und für mehrstufige Axialverdichter sehr typisch ist. Dieser Temperaturanstieg wird mit Annäherung an den Shut-Off-Punkt immer größer. Die unterschiedlichen Drosselstellungen zu Beginn und Ende des Rotating Stall in ihren Versuchen lassen auf eine große Hysterese schließen.

Rückströmuntersuchungen führen die beiden Forscher in einem Drehzahlbereich von 5 % bis 70 % der Nenndrehzahl durch. Im Kennfeld ist die Rückströmcharakteristik eine Art Widerstandsparabel, die durch die Beschaukelung und die drehenden Rotoren vorgegeben ist. Während das Verdichterdruckverhältnis mit zunehmendem negativen Massenstrom größer wird, zeigt das Temperaturverhältnis des Verdichters einen annähernd konstanten Verlauf.

Hosny und Steenken (1986) führen Instabilitätsuntersuchungen an einem 10-stufigen Hochdruckverdichter durch. Dieser Verdichter wurde im Rahmen des NASA-Programms „Energy Efficient Engine (E³)“ bei General Electric aufgebaut. Das Austrittsvolumen des Verdichterprüfstands kann verringert werden, sodass der Verdichter auch bei höheren Drehzahlen Rotating Stall zeigt. Um während des Rotating Stall und Pumpens Strömungsmessungen ausführen zu können, platzieren die beiden Forscher ebenfalls im Ein- und Austritt mehrere „Mach Probes“ in Form von Sondenrechen. Damit können sie auch die radiale Verteilung der Strömungsgrößen analysieren. Die Frequenzauflösung ihrer Messrechen beträgt 400 Hz.

Mit diesem Aufbau zeigen *Hosny und Steenken*, dass Rotating Stall in mehrstufigen Maschinen mit einem enormen Temperaturanstieg verbunden ist. Gleichzeitig ist die statische Druckverteilung in abgelösten und anliegenden Strömungsgebieten nicht gleich, wie das bei Verdichtern mit niedrigen Druckverhältnissen beobachtet wird.

Durch ihre Messrechen können sie zudem nachweisen, dass beim Pumpen ein Großteil der Masse im Gehäusebereich des Verdichters zurückströmt und weniger im Nabenbereich. Hieraus ziehen sie den Schluss, dass die Rückströmung mit einer Rezirkulation im unbeschaukelten Axialspalt verbunden ist, was *Gamache und Greitzer* (1986) später nachweisen können. Des Weiteren zeigen sie, dass die Rückströmcharakteristik eine quasi-stationäre Kennlinie im Verdichterkennfeld ist. Die Enthalpiekenngröße weist

einen signifikanten Anstieg in der Rückströmung auf, der bereits bei kleinen positiven Massenströmen beginnt (vergl. **Abbildung 2.11**).

Intensive und umfangreiche Untersuchungen des Instabilitätsverhaltens eines anderen 10-stufigen Triebwerk-Hochdruckverdichters wurden am Compressor Research Facility (CRF) der Wright Patterson Airforce Base in Ohio durchgeführt. Das Druckverhältnis dieses Verdichters im Auslegungspunkt beträgt 8,30 bei einer reduzierten Drehzahl von 10.913 min^{-1} und einem reduzierten Massenstrom von $24,69 \text{ kg/s}$. Während Ende der 1980er Jahre Rotating Stall, die damit verbundene Hysterese und die Erholung des Verdichters vom Rotating Stall untersucht wurden (*Copenhaver und Okiishi*, 1989; *Gorrell*, 1990), hat *Russler* (1993) das Pumpverhalten des Verdichters experimentell untersucht. *Russler* (1993) nutzt drei „Mach Probes“ gleichzeitig. Zwei Sonden positioniert er am Ende des Plenums, stromauf der Drossel und eine im Verdichtereintritt. Die Zeitauflösung seiner Machzahlmessung beträgt $\Delta t = 5 \text{ ms}$ ($f_s = 200 \text{ Hz}$). Insgesamt werden zwölf Pumpversuche unter Variation des Austrittsvolumens von $\pm 20\%$ des Nennvolumens gefahren. In den Untersuchungen von *Russler* kann jedoch keine Veränderung der Instabilitätsform durch die Volumenvariation festgestellt werden. Aus den gemessenen Verläufen der Axialmachzahl zieht er den wagen Schluss, dass der Verdichter in allen zwölf Pumpzyklen das klassische Pumpen zeigt. Parallel zu den umfangreichen Verdichterversuchen wurde am CRF ein eindimensionales Stufenmodell namens DYNTECC entwickelt, mit dem die Strömung des Pumpens berechnet werden kann. Die Basis für dieses Simulationsprogramm legt *Davis* (1986). Vergleiche der Druckverläufe zwischen Simulation und Messung stimmen sehr gut überein, allerdings erst, als das Austrittsvolumen der Simulation nahezu doppelt so groß gewählt wird, wie das des realen Verdichters. Insgesamt liefert *Russler* sechs Ansatzpunkte, weshalb seine Ergebnisse eine große Abweichung zur Theorie und Simulation zeigen. Die Erklärungsansätze basieren auf der Überprüfung von Annahmen, die eventuell im Experiment nicht eingehalten wurden, z.B. welche Teilvolumina dem Austrittsvolumen zugerechnet werden müssen, oder ob die Annahme sperrender Querschnitte zutrifft.

Auch *Cousins* (1997) setzt mehrere „Mach Probes“ zur Untersuchung des Instabilitätsverhaltens eines Hochdruckverdichtersystems eines Strahltriebwerks ein, das aus einem 4-stufigen Axialverdichter und einer radialen Endstufe besteht. Auf dem Verdichterprüfstand werden zwei Konfigurationen des Verdichtungssystem getestet. Die erste Konfiguration setzt sich wie oben beschrieben aus einem Axial- und einem Radialverdichter zusammen, für die zweite Konfiguration wird die radiale Endstufe entfernt. Somit kann Cousins die Auswirkungen der radialen Endstufe auf das Instabilitätsverhalten des Verdichtersystems untersuchen. Hierzu platziert er gleichzeitig eine

„Mach Probe“ auf 50 % Kanalhöhe vor dem Vorleitrad des Axialverdichters und eine im Austritt der Rückführbeschaufelung der Radialstufe.

Die Messunsicherheit der instationären Sondendruckmessung beträgt ± 700 Pa. Als Winkelunabhängigkeit der Sondenmessung geben *Cousins et al.* (1995) für den Schwenkwinkel $\pm 12^\circ$ und für den Neigungswinkel $\pm 15^\circ$ bis $\pm 25^\circ$ an.

Die Ergebnisse zeigen, dass die Stabilitätsgrenze in beiden Konfigurationen durch den Axialverdichter bestimmt ist. Durch das Hinzufügen der radialen Endstufe werden alle Phasen des Pumpzyklus verlängert, bis auf die der Erholung. Grund für die Verlängerung der Phasen des Strömungsabrisses und Entleerens ist, dass die Endstufe in der Rückströmung sperrt und den Massenstrom limitiert. Die Erholungsphase der reinen Axialkonfiguration ist jedoch etwa fünf mal länger als mit radialer Endstufe. Insgesamt führt dies dazu, dass die Dauer eines Pumpzyklus mit radialer Endstufe kürzer ist, als ohne. Gleichzeitig wird die strukturmechanische Belastung der Beschaufelung im Axialverdichter reduziert.

Zusätzlich zu den Versuchen am Verdichterprüfstand führt Cousins Pumpversuche mit dem gesamten Triebwerk durch. Im Triebwerk ist dem oben beschriebenen Verdichtersystem ein 3-stufiger Niederdruckaxialverdichter vor- und eine Brennkammer und Turbine nachgeschaltet. Eine „Mach Probe“ wird im Eintritt des Hochdruckverdichters platziert. Die Ergebnisse zeigen, dass die Stabilitätsgrenze und die Instabilitätsformen und Entstehungsmechanismen vom Verdichterprüfstand und von den Triebwerkstests identisch sind, wenn das Pumpen in beiden Versuchsaufbauten im Axialverdichter ausgelöst wird. Unterschiede zeigen sich jedoch in der Form des Pumpzyklus aufgrund der unterschiedlichen Austrittsvolumina.

Eine Sonde, die einen 2-dimensionalen Geschwindigkeitsvektor nach Betrag und Richtung um ihren gesamten Umfang ($\pm 180^\circ$) transient messen kann, hat *Walbaum* (1999) entworfen. Eine Schnittzeichnung dieser „Vektorsonde“, zeigt **Abbildung 3.2**. Die Sonde besteht aus einem Zylinder mit Außendurchmesser $\varnothing 6$ mm. Die Messebene wird aus sechs, um den Umfang äquidistant verteilten, Druckmessbohrungen gebildet (Schnitt A–A). Jede dieser Bohrungen ist mit einem individuellen Halbleiterdruckaufnehmer bestückt. Zwar ist die Kavität, in der der Druck instationär gemessen wird, klein, dennoch führt sie zu einer Verringerung der Frequenzauflösung auf 4 kHz. Zur Auswertung des Geschwindigkeitsvektors hat *Walbaum* ein eigenes Kalibrierungsverfahren implementiert, das mit der Information dreier Druckmessbohrungen die Druckverteilung an einem Umfangssegment des Zylinders beschreibt. Die Hauptströmungsrichtung wird durch die Bohrung vorgegeben, die den maximalen Druck aller sechs Messstellen anzeigt, z.B. Bohrung 1 in **Abbildung 3.2**. Das Tripel zur Auswertung bildet diese

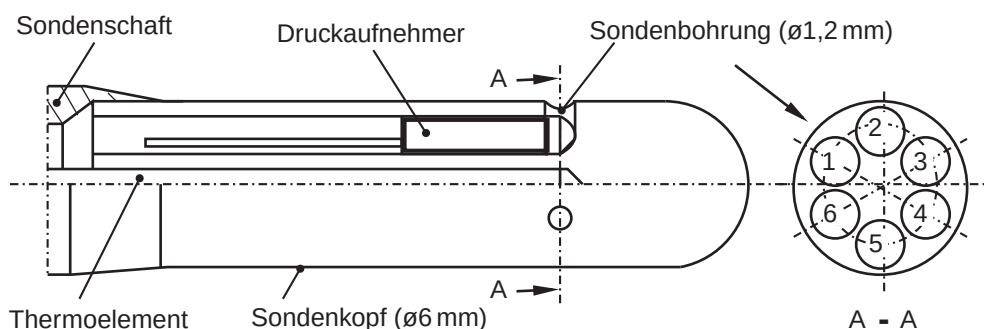


Abb. 3.2: Schnittzeichnung „Vektorsonde“ (Walbaum, 1999)

Bohrung mit ihrer jeweiligen linken und rechten Nachbarbohrung (2 und 6). Ein ähnliches Verfahren wird auch zur Kalibrierung und Auswertung der in dieser Arbeit entwickelten Rückströmsonde verfolgt (Kap. 5.2.2 und Kap. 6.1). Ein Nachteil der Vektorsonde ist, dass jede Druckmessbohrung für ein Kreissegment von $\pm 90^\circ$ genutzt wird. Walbaum gibt für die zu untersuchende Verdichterströmung eine Reynolds Zahl an, die größer ist als $3 \cdot 10^5$. Die Ablösung an einem Kreiszylinder für diesen Reynolds Zahlbereich liegt bei $\pm 125^\circ$ (Schröder, 2004). Aus diesem Grund kann es in Abhängigkeit der Sondenanströmung in bestimmten Teilsegmenten zu verfälschten Messungen kommen.

Die Vektorsonde setzt Walbaum stromab des ersten Laufrads eines 6-stufigen Axialverdichters ein. Bei Nenndrehzahl von $14.575 \text{ 1/min}^{-1}$ liefert der Verdichter ein Druckverhältnis von 2,0 und einen Massenstrom von $10,2 \text{ kg/s}$. An der Stabilitätsgrenze führt er mit dieser Konfiguration Radialtraversierungen der Vektorsonde durch. Unter Zuhilfenahme zusätzlicher Wanddruck- und Hitzdrahtmessungen analysiert er, welchen Einfluss ein verändertes Leitradverstellgesetz auf die Entstehungsmechanismen und Erscheinungsformen des Rotating Stall hat.

Mit diesem Aufbau zeigt Walbaum, dass die Entstehung des Rotating Stall und seine Erscheinungsform durch die Leitradverstellung verändert werden kann. Für die nominale Leitgitterstellung zeigt der Verdichter einen Full-Span-Stall im Frontrotor, der sehr abrupt zum Übergang in den instabilen Kennfeldbereich auftritt. Diese Störung hat Auswirkungen auf die Strömung in den stromab folgenden Stufen. Bei stark angestellten Leitschaufeln wird im Frontrotor ein mehrzelliger Part-Span-Stall detektiert, der sich langsamer entwickelt als der Full-Span-Stall. Zudem ist der Einfluss der Ablöseerscheinung auf die stromab stehenden Stufen so gering, dass zeitweise zwei voneinander unabhängige rotierende Störungen in verschiedenen Stufen auftreten.

Eine Sonde, die richtungsunabhängig den statischen Druck in den Axialspalten von Verdichtern messen kann, haben Lepicovski und Braunscheidel (2006) präsentiert.

Die Sonde besteht aus einer flachen Scheibe, in deren Zentrum eine Druckmessbohrung gesetzt ist (**Abb. 3.3**). Etwa 1 mm hinter dieser Bohrung ist der Halbleiterdruckaufnehmer platziert, wodurch eine maximale Frequenzauflösung von 70 kHz erreicht wird. Um die Qualität der Ergebnisse zu erhöhen, wird ein Ensemble-Average-Verfahren angewendet, das mit der Rotating-Stall-Frequenz gekoppelt ist. In Kombination mit instationären Totaldrucktraversierungen, Splitfilm-Sonden und Wanddruckmessungen untersuchen *Lepicovski und Braunscheidel* die Strömung in Ablösezellen stromab des Frontrotors eines 4-stufigen Axialverdichters. Im Gegensatz zu den oben vorgestellten Maschinen ist dieser Verdichter ein Niedergeschwindigkeitsverdichter ($n=1000 \text{ min}^{-1}$). Mit ihren Untersuchungen weisen die beiden Forscher nach, dass es im Zentrum der Ablösezelle zur Rückströmung kommt. Die Ausdehnung des Rückströmgebiets in Umfangsrichtung erstreckt sich über mehrere Rotorpassagen. Insgesamt bedeckt die Ablösezelle ein Umfangssegment, das 15 % des Gesamtumfangs entspricht.

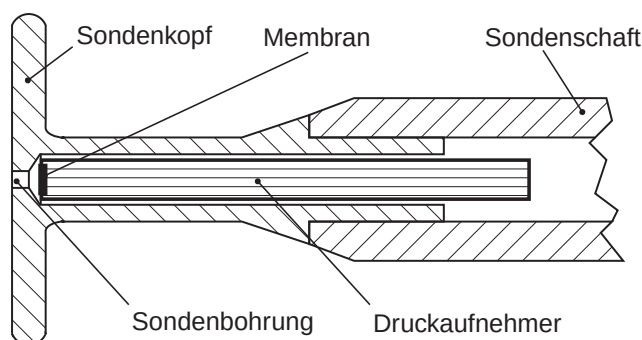


Abb. 3.3: Schnittzeichnung „Disk Probe“ (*Lepicovski und Braunscheidel*, 2006)

Eine detaillierte Analyse der Strömung während des Pumpens zeigt *Schlamann* (1985) in seiner Dissertation. Neben der ausführlichen Betrachtung des Pumpzyklus analysiert er auch den Übergang vom letzten stabilen Kennlinienpunkt zum Rotating Stall bzw. Pumpen. Dieser Teil des Zyklus wird Transient genannt (**Abb. 3.4**). Für seine Untersuchungen führt er Experimente mit zwei unterschiedlichen Axialverdichtern durch (**Tab. 3.1**). Die Auslegungsparameter des Verdichters ① entsprechen denen einer stationären, industriellen Maschine, die des Verdichters ② eines hoch belasteten Flugtriebwerk-Verdichters. Versuchsverdichter ② nutzte unter anderem auch *Walbaum* (1999) zur Messung mit seiner Vektorsonde. Verdichter ① verfügt über zwei Drosselvorrichtungen, sodass das Austrittsvolumen entweder 6 m^3 oder $0,03 \text{ m}^3$ beträgt. Mit der ersten Variante kann die Systeminstabilität (Pumpen) untersucht werden, mit der zweiten Variante die Verdichterinstabilität (Rotating Stall). Für beide Verdichter hat *Schlamann* das Kennfeld gemessen, inklusive der quasi-stationären Kennlinienverläufe im instationären Betriebsbereich. Bei niedrigen Drehzahlen kann

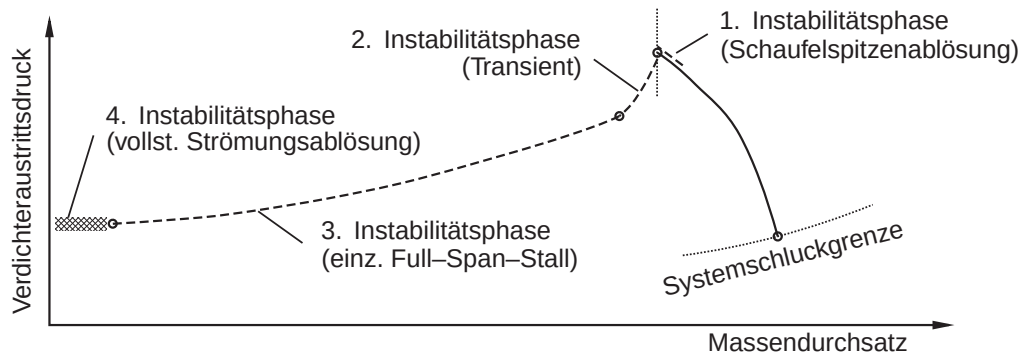


Abb. 3.4: Instabilitätsphasen nach *Schlamann* (1985)

er die Drossel vollständig verschließen (Shut-Off-Punkt), bei höheren Drehzahlen musste er die Versuche aufgrund der hohen mechanischen Schaufelbelastung und des enormen Temperaturanstiegs vor Erreichen des Shut-Off-Punkts abbrechen, damit die Verdichteranlage nicht beschädigt wird.

Verdichter	Stufenzahl	Drehzahl	Druckverhältnis	Massenstrom
Nr. ①	3	17.000 min ⁻¹	2,0	11,0 kg/s
Nr. ②	6	14.575 min ⁻¹	2,0	10,2 kg/s

Tab. 3.1: Nenndaten der beiden Versuchsverdichter von *Schlamann* (1985)

Abbildung 3.4 zeigt schematisch den Verlauf einer Kennlinie im stabilen und instabilen Betriebsbereich im Verdichterkennfeld. Bei Betrachtung der reinen Verdichterininstabilität ohne niederfrequente System- bzw. Anlageneinflüsse weist die Kennlinie vier Instabilitätsphasen auf. Kurz vor Erreichen der Stabilitätsgrenze treten lokal Schaufelspitzenablösungen in den Rotoren auf. Bei weiterer Drosselung kommt es zu einem abrupten Einbruch des Austrittsdrucks (Transient). In Phase drei ist ein einzelliger Full-Span-Stall detektiert worden. Kurz vor Erreichen des Shut-Off-Punkts ist die Strömung vollständig abgelöst (Phase 4). Führt ein großes druckseitiges Anlagenvolumen zum Pumpen, erfolgt in Phase drei ein kurzzeitiger Full-Span-Stall, an den sich die Pumpschwingungen anschließen. Wird die Drossel nicht geöffnet, wird der Pumpzyklus immer wieder durchlaufen. Ein weiteres Schließen der Drossel erhöht die Zyklusfrequenz. Eine wesentliche Erkenntnis der Untersuchungen ist, dass die Ausbildung des Transients nicht system-, sondern verdichterspezifisch ist. Die Ausbildung dieses Phänomens ist von der aerodynamischen Stufenbelastung abhängig und weniger von der Stufenzahl.

Die Ergebnisse seiner Drehzahlvariation unterteilt *Schlamann* in drei Bereiche. Für hohe Drehzahlen ($n/n_A > 0,6$) zeigen beide Verdichter das Pumpen. Im mittleren Drehzahlbereich ($0,35 < n/n_A < 0,6$) wird klassisches Pumpen detektiert und im niedrigen Drehzahlbereich ($n/n_A < 0,35$) verschwindet der Transient. Es kommt zum „Abrupt Stall“.

Rippl (1995) und *Preute* (2000) untersuchen in ihren Dissertationen experimentell das Instabilitätsverhalten eines 3-stufigen Mitteldruckverdichters eines 3-Wellentriebwerks. Zur Bestimmung des Strömungsvektors setzen sie Tripel-Split-Filmsonden ein, wobei ihr Einsatz zur Untersuchung des Pumpens aufgrund der Druck- und Temperaturabhängigkeit der Kalibrierkurven fraglich ist. Ihre Ergebnisse zeigen, dass der Verdichter im unteren Drehzahlbereich beim Überschreiten der aerodynamischen Stabilitätsgrenze im „Rotating Stall“ läuft. Bei weiterer Erhöhung der Drehzahl änderte sich die Erscheinungsform der Verdichterinstabilität vom „Rotating Stall“ zum „Classic Surge“ und endete schließlich mit den höchsten Drehzahlen im „Deep Surge“. Insbesondere konnte *Rippl* nachweisen, dass die Instabilitätsform von der Größe des Speichervolumens, dem Druck im Speichervolumen und der Drosselcharakteristik abhängig ist. Von Kompressibilitätseffekten ist die Instabilitätsform jedoch unabhängig. Insofern sind ihre Arbeiten ein weiterer Nachweis, dass Ergebnisse von Versuchsverdichtern mit niedrigen Druckverhältnissen auf mehrstufige Maschinen übertragbar sind. Des Weiteren ist die Lage der Stabilitätsgrenze im Verdichterkennfeld von der Größe des Speichervolumens und der Art der Drosselung unabhängig.

Obige Recherche zeigt, dass es in der Literatur einige wenige Vorschläge zur Konstruktion von Strömungssonden gibt, die speziell zur Messung der Strömung während des Pumpens konstruiert wurden. Allen Konzepten ist gemeinsam, dass als Messtechnik instationäre Halbleiterdruckaufnehmer benutzt wurden. Diese haben eine hohe Zuverlässigkeit und liefern ein Messsignal, das nahezu temperaturunabhängig ist. In Kapitel 5 wird eine ausführliche Erklärung gegeben, weshalb diese Messtechnik auch für die in dieser Arbeit entwickelte Rückströmsonde eingesetzt wurde.

4 Versuchsanlage

Zur Untersuchung der Strömung während des Pumpens eines Triebwerk-Hochdruckverdichters werden im Rahmen dieser Arbeit Messungen an einem 8-stufigen Axialverdichterprüfstand durchgeführt. Neben der stationären und instationären Verdichterinstrumentierung werden für diese experimentelle Studie in den Axialspalten zwischen Vorleitrad und Frontrotor sowie zwischen Frontrotor und erstem Stator zwei neu entwickelte Rückströmsonden montiert. Diese Sonden können das Strömungsfeld um ihren gesamten Umfang, also 360° , auflösen und damit sowohl in Normalströmungsrichtung, als auch Rückströmrichtung messen. Eine genaue Beschreibung der Sonden ist in Kapitel 5 gegeben. In den folgenden Abschnitten dieses Kapitels werden der Prüfstand, der Verdichter und die eingesetzten Messtechniken beschrieben. Dabei wird insbesondere auf die Komponenten und Merkmale der Prüfeinrichtung eingegangen, die wesentlich das Instabilitätsverhalten des Verdichters betreffen, wie z.B. das Austrittsvolumen, die Drosselung oder die Leitschaufelverstellung.

4.1 Aufbau des Prüfstands

Der Versuchsverdichter ist am Teststand der MTU Aero Engines GmbH in München aufgebaut. Eine Übersicht des gesamten Prüffelds zeigt **Abbildung 4.1**. Der Prüfstand wird offen betrieben, d.h. der Verdichter saugt Luft durch ein Filterhaus① aus der Umgebung an. Wie bei Triebwerksprüfständen oder Bodenstandläufen ist der Einlauf der Beruhigungsstrecke als Glockeneinlauf② konstruiert. Dieser hat die Aufgabe dem Verdichter möglichst verlust- und turbulenzarm die ruhende Umgebungsluft zuzuführen (*Bräunling*, 2009). Gleichzeitig dient er zur Bestimmung des Verdichtermassenstroms. Hierzu ist eine Messebene im Einlauf integriert, in der die Totaltemperatur und der totale bzw. statische Druck gemessen werden. Zur Bestimmung des realen Massenstroms wird eine Kalibrierung des Einlaufs vor der Montage durchgeführt, aus der eine Korrelation zwischen dem Massenstrom und den Druckverläufen des Einlaufs bestimmt wird. Im Betrieb wird mit Hilfe dieser Kalibrierkurve und der Druckmessung

der Verdichtermassenstrom bestimmt. Eine Saugdrossel (3) bietet die Möglichkeit den Verdichtereintrittsdruck abzusenken, sodass die Reynolds-Zahl im Verdichtereintritt variiert werden kann. Nach einer Beruhigungsstrecke folgt der Beruhigungsbehälter (4), in dem das Fluid homogenisiert wird. In Triebwerken ist vor dem Hochdruckverdichter ein Niederdruckverdichter geschaltet, der die Luft vorverdichtet. Daher liegen typische Lufteintrittstemperaturen von Hochdruckverdichtern moderner Triebwerke zwischen 250 °C und 300 °C. Um den Hochdruckverdichter am Prüfstand unter realen Bedingungen betreiben zu können, kann deshalb heiße Luft aus dem Verdichteraustritt im Beruhigungsbehälter der angesaugten, kalten Frischluft zugemischt werden ((5) und (6)). Hierdurch bietet der Prüfstand die Möglichkeit einer veränderbaren Verdichtereintrittstemperatur. An den Beruhigungsbehälter ist der Verdichter (7) angeflanscht. Dieser wird in Kapitel 4.2 genauer beschrieben. Der Verdichter endet mit einem koaxialen Strömungsquerschnitt, an den im Triebwerk die Brennkammer angeschlossen ist. Da ausschließlich der Hochdruckverdichter als Komponente eines Triebwerks getestet wird, ist die Triebwerks-Brennkammer durch einen Luftsammler (8) ersetzt. Das Volumen zwischen Verdichteraustritt und Drossel bzw. Brennkammer bestimmt maßgeblich das dynamische Verhalten des Verdichtungssystems und daher auch das Instabilitätsverhalten oder charakteristische Rückströmzeiten des Verdichters. Aus diesem Grund ist das Volumen des Luftsammlers identisch zu dem der Triebwerks-Brennkammer, sodass Ergebnisse von Instabilitäts- oder Rückströmuntersuchungen vom Prüfstand auf das reale Triebwerk übertragbar sind. Der Luftsammler schließt aus Gründen der Sicherheit mit zwei redundanten Drosseln (9). Mit diesen Drosseln wird der Gegendruck des Verdichters eingestellt. Um im Fall des Pumpens den Verdichter schnell zu entlasten, sind neben den beiden schnell öffnenden Drosseln zusätzlich schnell öffnende Abblasventile

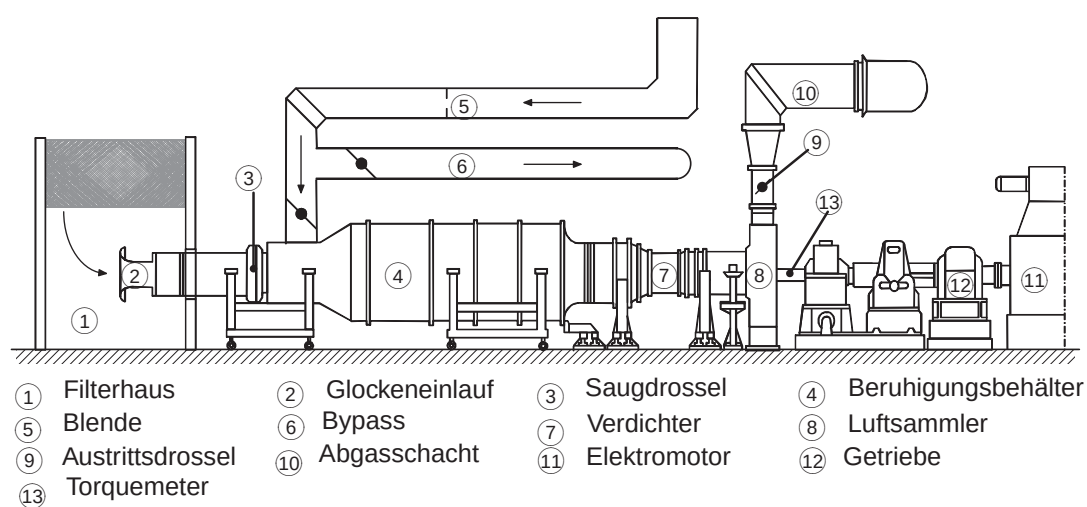


Abb. 4.1: Prüffeld der MTU Aero Engines GmbH

im Austritt montiert. Die Regelung der Abblasventile und Drosseln im Pumpfall ist detailliert in Kapitel 4.2.2 beschrieben. Die beiden Abgänge der Drosseln werden weiter stromab in einem Abgasschacht^⑩ vereinigt. Dieser führt über einen Schalldämpfer und einen Schornstein wieder in die Atmosphäre. Der Antrieb des Verdichters erfolgt durch drei Elektromotoren^⑪, die zusammen eine Antriebsleistung von 16 MW zur Verfügung stellen können. Die Drehzahl wird über ein Getriebe^⑫ auf Drehzahlen übersetzt, die bei modernen Triebwerks-Hochdruckverdichter üblicherweise erreicht werden. Über ein Torquemeter^⑬ wird die Drehzahl, das Drehmoment und die Wellenleistung des Verdichters gemessen.

Mit der oben beschriebenen Peripherie steht ein Prüffeld zur Verfügung, das aufgrund seiner realen Test- und Randbedingungen ideal für Rückströmmessungen in einem repräsentativen Triebwerks-Hochdruckverdichter modernster Auslegung geeignet ist.

4.2 Versuchsverdichter

4.2.1 Aufbau

Ein Schnittbild des Hochdruckverdichters ist in **Abbildung 4.2** gegeben. Der Verdichter saugt die Luft aus dem Beruhigungsbehälter (linke Seite des Bildes) an und verdichtet sie. Die komprimierte Luft strömt nach dem Verdichter in den Luftsammler (rechte Seite des Bildes). Der Einlauf des Verdichters ist in Form eines Schwanenhalses konstruiert. Dieser Schwanenhals hat mehrere Aufgaben. Zum einen bildet er die reale Triebwerkskontur nach. Dies ist allerdings nicht ausreichend um die reale Zuströmung im Triebwerk

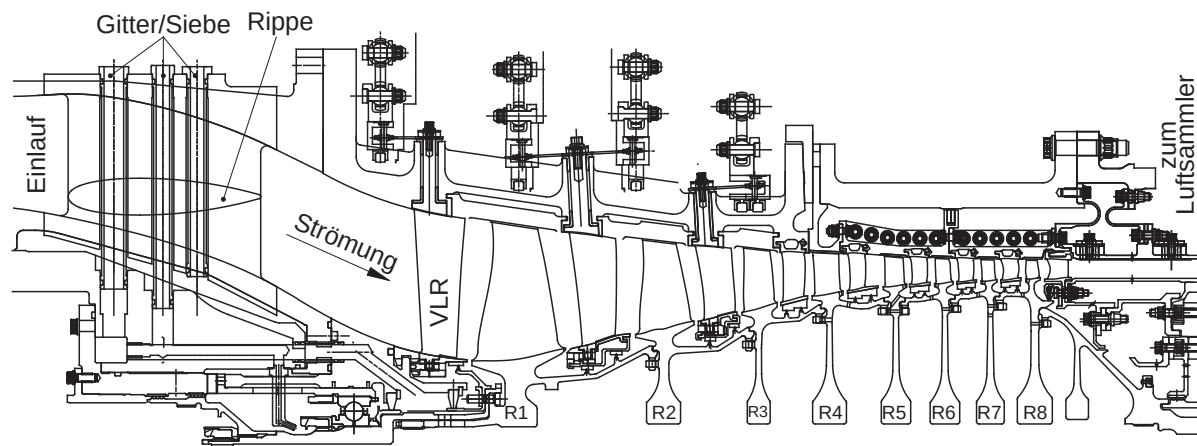


Abb. 4.2: Schnittzeichnung des Versuchsverdichters

zu simulieren. Vielmehr muss ein Strömungsprofil vor dem Versuchsverdichter erzeugt werden, das dem der Abströmung des in Realität vorgeschalteten Niederdruckverdichters gleicht. Hierzu sind im Schwanenhals zwei Einbauten vorhanden. Zum einen sind Stützrippen im Schwanenhals montiert, die nicht nur die Festigkeit des Einlaufs sichern, sondern auch die Nachlaufdüsen des Niederdruckverdichters simulieren. Zum anderen sind Gitter im Strömungskanal eingesetzt, die ein Totaldruckprofil erzeugen, das dem des Austrittsprofils des Niederdruckverdichters gleicht.

Der Verdichter setzt sich aus insgesamt acht Stufen zusammen. Vor der Frontstufe ist ein Vorleitrad installiert. Das Vorleitrad (VLR) und die Statoren der ersten beiden Stufen sind unabhängig voneinander verstellbar, um den Verdichter in Teillast betreiben zu können. Wie im realen Verdichter ist stromab des letzten Rotors (R8) ein Nachleitrad (NLR) eingebaut, damit die verdichtete Luft axial in die Triebwerks-Brennkammer strömt. Sehr gut ist die starke Einschnürung des Strömungskanals in den vorderen Stufen zu erkennen, was gleichzeitig zu einer starken Abnahme der Schaufelhöhe entlang des Verdichters führt. Die hohen Drehzahlen (ca. 21.000 U/min), bei denen Hochdruckverdichter betrieben werden, führen dazu, dass manche Stufen im transsonischen Bereich arbeiten. Da die Kompression mit einer Zunahme der Temperatur verbunden ist, nimmt die lokale Schallgeschwindigkeit in Strömungsrichtung von Stufe zu Stufe ab. Daher sind nur die beiden vorderen Stufen dieses Verdichters für transsonische Strömungsbedingungen ausgelegt. Für die Frontstufe liegt der Drehzahlbereich für transsonische Strömungsverhältnisse oberhalb der reduzierten Drehzahl von $n/n_A=92\%$. Als Schaufelprofil wurde ein CDA-Profil (engl.: Controlled Diffusion Airfoil) für den ersten Rotor gewählt. Alle Laufräder sind in Integralbauweise (engl.: Blisk, Bladed integrated Disk) ausgeführt, was aufgrund des niedrigen Streckungsverhältnisses der Beschaukelung für moderne Triebwerks-Hochdruckverdichter typisch ist. Die Statorbeschaukelung ist durchgehend mit einem Innendeckband versehen (engl.: shrouded). Wie bei realen Triebwerksverdichtern wird stromab des vierten Stators Zapfluft entnommen. Sowohl die Leitradverstellung, als auch der Zapfluftmassenstrom können unabhängig von der Drehzahl und Drosselung des Verdichters variiert werden.

4.2.2 Regelung und Pumperkennung

Wie in Kapitel 2.4 gezeigt, werden die vorderen Stufen von Hochdruckverdichtern mit einer Leitschaufelverstellung ausgerüstet, um den Verdichter auch im Teillastbereich optimal betreiben zu können und das Anlassen bzw. Hochfahren des Triebwerks zu ermöglichen. Für die Leitschaufelregelung in dem für diese Untersuchung benutzten Axialverdichterprüfstand sind das Vorleitrad (VLR) und die beiden Statoren der Stufen 1

und 2 des Verdichters verstellbar. Über ein Regelgesetz sind die Verstellwinkel der drei Leitgitter relativ zueinander nahezu fest vorgegeben. Daher kann der Leitgitterwinkel einer jeden Statorreihe nur in bestimmten Grenzen in Abhängigkeit des Betriebspunkts individuell verstellt werden.

Für die Untersuchung der Strömung während des Pumpens muss der Betriebspunkt des Verdichters die aerodynamische Stabilitätsgrenze überschreiten. Dies erfolgt in mehreren Schritten. Zuerst wird die Drehzahl des Verdichters eingestellt. Wenn der Verdichter noch im stabilen Bereich arbeitet, werden die Winkel der verstellbaren Leitgitter eingestellt und somit auch die Lage der Pumpgrenze festgelegt. Anschließend wird die Drossel so weit zugefahren, bis der Betriebspunkt die Stabilitätsgrenze überschreitet.

Die Strömung während des Pumpens übt große Kräfte auf Bauteile, Verdichterschaufeln und Sonden aus und regt die Schaufeln in ihren Eigenmoden zum Schwingen an (vergl. Kap. 3.1). Aus diesem Grund ist der Verdichterprüfstand mit einer Reihe von Vorsichts- und Eingriffsmaßnahmen ausgestattet, durch die die Pumplast reduziert werden kann. Diese werden in der zeitlichen Abfolge beim Pumpen wie folgt durchlaufen:

1. schnelle, frühe Pumperkennung durch einen MTU-Pumpalgorithmus
2. öffnen eines schnellen Pumpschutzventils
3. verstellen bzw. öffnen der beiden Drosseln
4. verstellen der Leitradwinkel in Abhängigkeit ihrer Winkelposition (VLR, S1, S2)

Die Pumperkennung erfolgt durch eine Auswertung instationärer Wanddruckdaten. Hierzu werden vor dem Rotor 1 und 4 instationäre Wanddrücke kontinuierlich erfasst. Mit Hilfe eines MTU-eigenen Algorithmus kann aus diesen beiden Signalverläufen automatisiert erkannt werden, wann das Stabilitätskriterium verletzt ist und der Verdichter die Pumpgrenze überschritten hat. Sollte die Korrelation Pumpen anzeigen, werden sofort Maßnahmen getroffen, die dafür sorgen, dass der Verdichter schnellstmöglich wieder im stabilen Kennfeldbereich arbeitet. Die gesamte Messkette und Regelung ist wie im Triebwerk aus Sicherheitsgründen zweifach redundant vorhanden. Wird Pumpen erkannt, öffnet ein Pumpschutzventil, das im Luftsammler installiert ist. Hierdurch wird unverzüglich der Druck im Verdichteraustritt abgesenkt. Gleichzeitig öffnen die beiden Drosseln, sodass beim Schließen des Pumpschutzventils der Verdichter nicht wieder ins Pumpen gefahren wird. Sollten die Leitgitter relativ zum nominalen Verstellgesetz auf einer Position stehen, die weiter geschlossen ist, werden die Leitgitter auf den

Nominalwinkel zurückgestellt. Sind sie weiter geöffnet oder auf Nominalposition, werden die Leitschaufeln nicht verfahren. Wenn alle Maßnahmen durchlaufen sind und der Verdichter wieder einen stationären und stabilen Betriebspunkt erreicht hat, wird das Pumpschutzventil langsam geschlossen und ein neuer Betriebspunkt kann angefahren werden.

4.2.3 Standardinstrumentierung

Bei der Instrumentierung des Verdichters ist zwischen dauerhafter Standard-Instrumentierung und Sondermesstechnik zu unterscheiden. Die Standardmesstechnik dient in erster Linie zur Betriebssicherheit und Kennfeldmessung. Eine Übersicht der Standardinstrumentierung ist in **Abbildung 4.3** gegeben. Zur Standard-Instrumentierung zählen:

- kalibrierter Glockeneinlauf zur Massenstrombestimmung
- Ein- und Austrittsinstrumentierung (Totaldruck und -temperatur)
- Stufeninstrumentierung in Form von Vorderkanteninstrumentierung der Leitgitter und stationären Wanddrücken
- instationäre Wanddrucksonden über den ersten drei Rotoren an jeweils sechs Umfangs- und Axialpositionen
- Schaufelschwingungsüberwachung mittels BSSM (Rotoren) und DMS (Statoren)

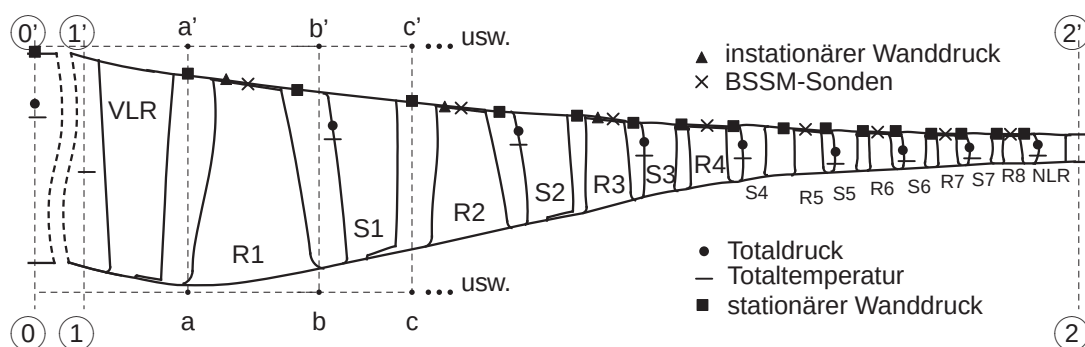


Abb. 4.3: Standard-Instrumentierung des Versuchsverdichters

Verdichterbilanzierung

Die Messebene ① liegt zwischen dem Beruhigungsbehälter und dem Schwanenhals. In dieser Ebene werden der Totaldruck, der statische Druck und die Totaltemperatur gemessen. Die Verdichtereintrittsebene ② ist stromauf des VLRs platziert. Hier wird während des Prüfstandbetriebs ausschließlich die Totaltemperatur gemessen. Der totale Verdichtereintrittsdruck hingegen wird an dieser Stelle über eine Korrelation des Druckverlusts zwischen den Ebenen ① und ② berechnet. Für die Erstellung der Verlustkorrelation wurde für drei unterschiedliche Massenströme in der Ebene ② eine Totaldrucktraversierung durchgeführt. Mit Hilfe des gemittelten Totaldrucks dieser Traversen wurde anschließend eine Korrelation erstellt, um in Abhängigkeit des Massenstroms vom gemessenen Totaldruck in der Ebene ① auf den Totaldruck in der Verdichtereintrittsebene ② schließen zu können. Die Totaltemperatur in der Ebene ① und ② ist gleich, da zwischen diesen beiden Ebenen keine Arbeit und Wärme zu- oder abgeführt werden und die Annahme adiabater Wände getroffen wird. Der Totalzustand im Verdichteraustritt ③ wird mit Totaldruckrechen und mehrere über den Umfang verteilten Totaltemperatursonden bestimmt.

Stufencharakteristiken

Neben dem Verdichterkennfeld, das über die Bilanzierung der Ebenen ①–③ bestimmt wird, werden zusätzlich Stufenkennfelder gemessen. Sie geben darüber Aufschluss, wie die Arbeitsumsetzung im Verdichter auf die einzelnen Stufen verteilt ist. Zusätzlich kann erkannt werden, welche Stufe bei Annäherung an die Stabilitätsgrenze in ihrem Punkt maximalen Druckverhältnisses arbeitet und dadurch die Stabilitätsgrenze des gesamten Verdichters dominiert. Die dimensionslosen Stufenkenngrößen sind definiert als:

$$\phi = \frac{c_{ax}}{u} \quad (4.1)$$

$$\psi_h = \frac{2 \cdot c_p \cdot T_{t,e,St}}{u^2} \cdot \left(\frac{T_{t,a,St}}{T_{t,e,St}} - 1 \right) \quad (4.2)$$

$$\psi_y = \frac{2 \cdot c_p \cdot T_{t,e,St}}{u^2} \cdot \left(\left(\frac{p_{t,a,St}}{p_{t,e,St}} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} - 1 \right), \quad (4.3)$$

wobei der Index e,St den Eintritt und a,St den Austritt der Verdichterstufe kennzeichnet. Der totale Wirkungsgrad kann aus folgender Beziehung berechnet werden:

$$\eta = \frac{\psi_y}{\psi_h} \quad (4.4)$$

Zur Bestimmung der Stufenkenngrößen sind in jeder Statorreihe jeweils zwei Statorschaufeln mit Totaldruck und –temperaturmessstellen instrumentiert. Die Instrumentierung ist an der Statorvorderkante angebracht. Bis zu acht Kielköpfe sind flächengewichtet entlang der Schaufelhöhe montiert und bieten die Möglichkeit Radialprofile des Totaldrucks und der Totaltemperatur zu messen. Die Messwerte einer Statorreihe werden für die Berechnung der Stufenkennwerte in Umfangs- und Radialrichtung zu einem Wert gemittelt. Zusätzlich zu den Messwerten der Vorderkanteninstrumentierung wird in jedem Axialspalt der statische Druck (Wanddruck) aufgezeichnet (**Abb. 4.3**).

Die Stufenbilanzierung erfolgt von einem Rotoreintritt bis zum Austritt des darauf folgenden Stators ($a \rightarrow c \rightarrow c' \rightarrow a'$). Während der Zustand am Statoreintritt, z.B. in der Ebene $b-b'$, über die Vorderkanteninstrumentierung direkt gemessen werden kann, muss der Zustand am Rotoreintritt, z.B. in der Ebene $c-c'$, berechnet werden. Für die Berechnung werden folgende Annahmen getroffen:

- ideales Gas(–gemisch)
- bekannte Geometrie bzw. Strömungsquerschnitte in den Axialspaltebenen
- bekannte Abströmwinkel der Gitter aus Messungen oder Rechnungen
- adiabates System und somit vernachlässigbare Totaltemperaturänderung über den Stator

Die Vorgehensweise zur Berechnung der fehlenden Größen wird beispielhaft anhand der Ebene $c-c'$ erläutert. Unbekannte Größen in den Gleichungen (4.5) bis (4.7) sind fett hervorgehoben, gemessene oder bekannte Größen nicht. Unter Verwendung der Kontinuitätsgleichung wird die Machzahl berechnet:

$$\mathbf{Ma}_{c-c'} = f(p_{c-c'}, \mathbf{T}_{c-c'}, \dot{m}, \text{Strömungswinkel}, \text{Stoffwerte}, \text{Geometrie}) \quad (4.5)$$

Da die Beziehung $T_{t,c}=T_{t,b}$ gilt und der statische Druck in Ebene $c-c'$ gemessen wird, können mit Hilfe der Isentropenbeziehung die statische Temperatur und der Totaldruck berechnet werden:

$$\mathbf{T}_{c-c'} = f(T_{t,c-c'}, \mathbf{Ma}_{c-c'}, \text{Stoffwerte}) \quad (4.6)$$

$$\mathbf{p}_{t,c-c'} = f(p_{c-c'}, \mathbf{Ma}_{c-c'}, \text{Stoffwerte}), \quad (4.7)$$

wobei die Stoffwerte für jede Gitterebene aus Enthalpie-Tabellen entnommen werden. Mit dem oben aufgestellten Gleichungssystem stehen drei Gleichungen für die drei Unbekannten Größen $Ma_{c-c'}$, $T_{c-c'}$ und $p_{t,c-c'}$ zur Verfügung. Dieses Gleichungssystem wird auf jeden Stator angewendet, sodass für jede Rotoreintrittsebene die totalen und statischen Werte der Temperatur und des Drucks vorliegen. Diese Größen werden in die Gleichungen (4.2) bis (4.4) eingesetzt und für jede Stufe die Kenngrößen berechnet. Die fehlende Axialgeschwindigkeit zur Berechnung der Durchflusskenngröße ((4.2)) wird aus der Absolutmachzahl berechnet: $c_{ax} = f(Ma_{c-c'}, T_{c-c'}, \text{Strömungswinkel}, \text{Stoffwerte})$. Eine ausführliche Beschreibung zur Bestimmung der Stufenkennfelder inklusive einer Abschätzung der Messunsicherheiten ist in *Matzgeller (2011)* gegeben.

instationäre Wanddrücke

Die dauerhafte Verdichterinstrumentierung beinhaltet zudem instationäre Wanddrucksonden über den ersten drei Rotoren. Insgesamt werden je Rotor sechs instationäre Wanddrücke gemessen. Die sechs Sonden sind äquidistant am Umfang verteilt. Hierdurch ist es möglich, in Umfangsrichtung umlaufende Druckwellen vor den Rotoren zu erfassen. Diese treten in Verdichtern bei Annäherung an die Pumpgrenze auf und sind Vorboten des Pumpens. Sollte z.B. Rotating Stall in der Nähe der Pumpgrenze einsetzen, so kann mit der Instrumentierung auch die Anzahl der Zellen und deren Umlaufgeschwindigkeit in Umfangsrichtung bestimmt werden. Vor allem im Teillastbereich limitieren die vorderen Stufen mehrstufiger Verdichter die Pumpgrenze. Dies liegt an der Tatsache, dass die vorderen Stufen in ihrem Punkt maximalen Druckverhältnisses arbeiten (Kap. 2.4). Wird dieser Punkt überschritten, kommt es zum sogenannten „Überrollen“ der Kennlinie. Dabei wird das Vorzeichen der Steigung der Kennlinie von negativ zu positiv geändert und ein instabiler Kennlinienpunkt erreicht. Über die instationären Wanddruckdaten kann dann bestimmt werden, welche der vorderen Stufen kritisch ist und den Strömungsabriss einleitet. Des Weiteren werden in einem Umfangssektor pro Rotor sechs instationäre Wanddrucksonden in axialer Richtung zwischen Vorder- und Hinterkante des Rotors aufgespannt. In axialer Richtung folgen die Messpositionen dem Staffelungswinkel der Rotorbeschaufelung. Diese Messdaten zeigen den zeitabhängigen Druckaufbau entlang der Sehne des Rotors. Die transienten Signale der Wanddrucksonden werden mit 204,8 kHz abgetastet.

Die Rotoren 4 bis 8 sind ebenfalls mit 4 über den Umfang äquidistant verteilten instationären Druckmessstellen instrumentiert. Im Vergleich zu den vorderen Rotoren können die instationären Halbleiterdruckaufnehmer nicht wandbündig in das Gehäuse eingeschraubt werden, da sie den hohen Temperaturen der hinteren Stufen nicht standhalten würden. Daher wird zwischen Messstelle und Druckaufnehmer eine

Druckmessleitung eingefügt, die zwar den Aufnehmer vor den hohen Lufttemperaturen schützt, allerdings das Messsignal auch dämpft. Aus diesem Grund werden die Signale solcher Messstellen mit einer Abtastrate von 6,4 kHz aufgezeichnet.

Schaufelschwingungen

Im Vergleich zu konventionell gebauten Rotoren, bei denen der Rotor aus Schaufel und Scheibe über eine Steckverbindung zusammengesetzt wird, wird der Rotor bei Integralbauweise aus einem Stück gefertigt. Aufgrund der einteiligen Bauart des Laufrads entfällt die Fugendämpfung, die bei konventionellen Rotoren zwischen Schaufel und Scheibe auftritt. Daher werden die Schwingamplituden bei integralen Laufrädern nur durch aerodynamische Effekte und die verschwindend geringe innere Reibung begrenzt (*Klauke, 2007*). Wie der Name „integrales Laufrad“ andeutet, sind Schaufeln und Scheibe zusammen aus einem Stück gefertigt, was zu einer starren Schaufel-Scheiben-Verbindung führt. Hierdurch treten gekoppelte Schaufel-Scheibenschwingungen auf. Aufgrund von Fertigungsungenauigkeiten kommt es zur sogenannten Schaufelverstimmung (Mistuning), sodass jede Schaufel ein individuelles Schwingverhalten aufweist. Dies führt dazu, dass die Rotationssymmetrie verloren geht und Lokalisierungsphänomene auftreten. Dies bedeutet, dass die Schwingungserregung und -amplituden auf eine oder wenige Schaufeln konzentriert sind, während der andere, überwiegende Teil der Beschaukelung nur eine moderate Schwingbewegung zeigt (*Kühhorn et al., 2006*). Aufgrund der Schwingeneigenschaften von integralen Laufrädern ist es daher ratsam, die Schwingung jeder Einzelschaukel zu überwachen um so die Schaufel mit der höchsten Schwingungserregung zu identifizieren und zu überwachen. Dies ist mit Hilfe von Dehnungsmessstreifen aufgrund des immensen Instrumentierungsaufwands nicht möglich. Gleichzeitig würde die Vielzahl an applizierten Dehnungsmessstreifen die Schaufelströmung erheblich negativ beeinflussen. Die MTU Aero Engines GmbH hat für diese Anwendung ein Berührungsloses-Schaukel-Schwingungs-Messsystem (BSSM) entwickelt, das die Schwingung jeder Einzelschaukel mit vertretbarem Aufwand erfassen kann.

Das Messsystem beruht auf Signalen kapazitiver Triaxial-Sensoren. Sechs dieser Sonden werden über jedem der 8 Laufräder wandbündig eingeschraubt. Über die Umfangsverteilung der Sonden (4–5 Sonden) wird die maximale Frequenzauflösung festgelegt, die axiale Verteilung (1–2 Sonden) bestimmt die Anzahl der auflösbaren Eigenfrequenzen. In Abhängigkeit der Laufschaufelschwingung variiert die Zeit, mit der die Rotorschaukel die Sensoren passieren. Von den gemessenen Laufzeitunterschieden wird auf die Auslenkung der Schaufelspitze geschlossen. Zuvor durchgeführte Modalanalysen der Schaufeln liefern einen Zusammenhang zwischen der gemessenen Auslenkung

der Schaufelspitze und der maximalen Spannung der Schaufel. Unter den Annahmen dass die Schaufel einem harmonischen Oszillator gleicht und die Erregerfrequenz sehr viel größer ist als die Eigenfrequenz der Schaufel wird die gesamte Resonanzkurve einer jeden Schaufel betrachtet. Wird ein Resonanzpunkt durchfahren, wird dies anhand einer 180° Phasenverschiebung der Resonanzkurve erkannt. Für Analysezwecke werden diese Phasenverschiebungen mit analytisch bestimmten Kurvenverläufen verglichen (*Zielinski und Ziller, 2005*). Neben der Anregung durch drehharmonische Schaufelschwingungen ist das System auch in der Lage drehzahlasynchrone Schaufelschwingungen, wie sie beim Schaufelflattern oder Pumpen auftreten, zu erfassen. Des Weiteren kann die Entstehung von Rissen überwacht werden, die oft durch das Pumpen an der Hinterkante des Schaufelfußes entstehen. Ein Riss wird über eine Verschiebung der Eigenfrequenzen der Schaufel festgestellt (*Zielinski und Ziller, 2003*).

Die Schaufelschwingungen der Statoren werden mit Hilfe von Dehnungsmessstreifen überwacht. Hierzu sind pro Statorreihe mehrere Schaufeln mit Dehnungsmessstreifen instrumentiert, teilweise auch redundant. Die Signale werden mit einer Frequenz von 51,2 kHz aufgenommen.

4.2.4 Einbau der Rückströmsonden und Versuchsprogramm

Für die Untersuchung der Verdichterströmung während des Pumpens sind im Rahmen dieser Arbeit spezielle Sonden entwickelt worden (Kap. 5). Die Sonden werden vor und hinter dem Frontrotor eingesetzt. Die Wahl der Stufe ist aus vielerlei Gründen getroffen worden. Erstens bietet das Verdichergehäuse nicht in allen Axialspalten die Möglichkeit von Sondenzugangsbohrungen. Sondentraversierungen sind nur in den Stufen 1, 5 und 7 möglich. Zweitens haben die Sonden im Vergleich zur Teilung der Schaufelgitter einen relativ großen Außendurchmesser. Daher muss auch der Axialspalt in der Messebene groß ausfallen. Drittens ist in den hinteren Stufen nicht nur der Axialspalt geringer, sondern auch der Strömungsquerschnitt und in Folge dessen auch die radiale Kanalhöhe. Die großen Sonden würden an dieser Stelle zu einer erheblichen Versperrung des Strömungskanals führen und das gesamte Betriebs- und Instabilitätsverhalten des Verdichters ändern. Weiterhin ist es nicht möglich die Sonden in einer Schaufelpassage zu platzieren. Vielmehr würden sie mehrere Schaufelpassagen in Umfangsrichtung überdecken. Als Folge würde die Sonde von einer oder mehreren Nachlaufdellen getroffen werden. Dies verfälscht die Ergebnisse erheblich, da die Sonden in einer Freistrahlsströmung ohne Gradienten kalibriert werden (Kap. 5.2.2). Zudem wäre keine Aussage über die Strömung innerhalb einer Schaufelpassage möglich.

Viertens muss für die Sonde eine minimale Eintauchtiefe in den Strömungskanal gewährleistet werden, da aus aerodynamischen Gründen die Messebene 20 mm oberhalb der Sondenspitze platziert ist. Aufgrund der aufgelisteten Randbedingungen wird die Sonde vor und hinter dem Frontrotor platziert.

Wie in **Abbildung 4.4** gezeigt, werden zwei Sonden zeitgleich eingesetzt, sodass Messdaten vor und hinter dem ersten Rotor für die selben Pumpstöße aufgezeichnet werden. Sonde B ist im Axialspalt zwischen der Vorleitreihe und Rotor 1 platziert, Sonde A im Axialspalt zwischen Rotor 1 und Stator 1. Diese Aufteilung wird gewählt, da bei der Sondenfertigung ein Druckaufnehmer der Sonde B defekt wurde. Aus diesem Grund wird eine Einbausituation der Sonde B definiert, bei der der defekte Sensor nicht in einer vermuteten Hauptströmungsrichtung liegt (Vorwärts- und Rückwärtsströmung). Bei dieser Vorüberlegung wird die Annahme getroffen, dass die Strömungsrichtung sowohl für die Vorwärts-, als auch Rückwärtsströmung vom Metallwinkel der Schaufeln vorgegeben wird. Dass diese Annahme auch für eine ausgebildete Rückströmung gerechtfertigt ist, wird z.B. in *Gamache und Greitzer* (1990) und *di Mare et al.* (2009) gezeigt. Zudem haben Vorversuche mit einem Vorläufermodell der hier vorgestellten Rückströmsonden diese Strömungsskinematik in dem untersuchten Verdichter bestätigt. Die Vorüberlegungen und Vorversuche bestätigen die Annahme, sodass der defekte Aufnehmer außerhalb einer Hauptströmungsrichtung liegt, wenn die Sonde mit dem defekten Drucksensor stromauf des Rotors montiert wird (**Abb. 4.5**).

Messungen werden auf zwei verschiedenen Kanalhöhen (50 % und 70 %) durchgeführt. Hierfür wird die Sondenmessebene entweder auf der Höhe des Mittenschnitts (**Abb. 4.4(a)**) oder gehäusenah (**Abb. 4.4(b)**) positioniert. Die gehäusenah Position wird gewählt, da die Strömungsablösung an der Laufschaufelspitze beginnt. An dieser radialen Messposition kann daher das Einsetzen des Pumpens und der Strömungsum-

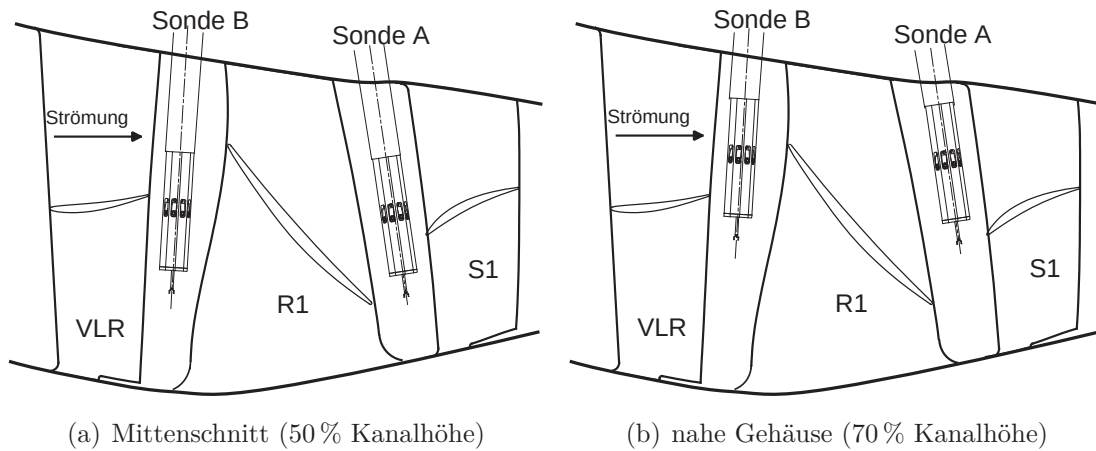


Abb. 4.4: radiale Position der Sondenmessebenen vor und hinter Rotor 1

kehrung nachvollzogen werden. Zudem kann es beim Pumpen im Teillastbereich zum „Part–Span–Stall“ kommen, bei dem es nur im gehäusenahen Bereich zur Rückströmung kommt, während die Strömung nabenseitig weiterhin in die Normalrichtung strömt. Um ein solches Phänomen aufzulösen, wird eine zweite Messung auf der mittleren Kanalhöhe durchgeführt.

Mehrlochsondenmessungen in Turbomaschinen haben aufgrund der räumlichen Anordnung der Messbohrungen generell die Schwierigkeit, die großen Strömungsgradienten im Bereich von Nachlaufdüellen aufzulösen. Aufgrund des relativ großen Sondendurchmessers von 10 mm tritt dieses Phänomen auch bei den hier eingesetzten Sonden auf. Daher wird besonderer Wert darauf gelegt, dass die Sonden mittig innerhalb einer Statorteilung positioniert sind. Dies sollte sowohl für den Fall der Vorwärts-, als auch der Rückwärtsströmung gewährleistet sein. Erschwerend kommt hinzu, dass die Leitgitterstellung der Statoren im Bereich der Sondenmessung je nach Drehzahl variiert.

Einen Schaufelschnitt der Frontstufe des Verdichters inklusive des Vorleittrads und der zwei Rückströmsonden zeigt **Abbildung 4.5**. Zur Festlegung der Umfangsposition der Sonde stromab des Rotors (Sonde A) wird die Rückströmung betrachtet. Wie bereits in der obigen Vorüberlegung erwähnt wird davon ausgegangen, dass die Rückströmung den Metallwinkeln der Statorschaufeln folgt. Demzufolge ist die Sonde genau zwischen zwei Vorderkanten des Stators 1 bei $321,4^\circ$ positioniert. Bei dieser Umfangsposition steht

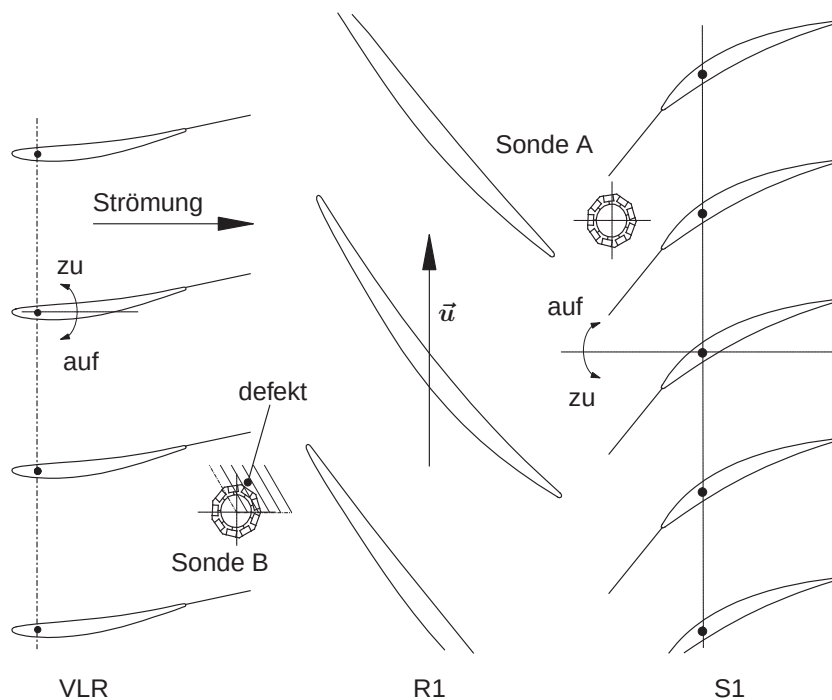


Abb. 4.5: Umfangspositionierung der Rückströmsonden

die Sonde bei nominalem Verstellgesetz und Auslegungsdrehzahl mittig zwischen zwei Vorderkanten des Stators. Der Einfluss der Statorverstellung auf die Strömungsrichtung ist in dieser Ebene im Fall der Rückströmung eher gering. Dies hat zwei Ursachen. Zum einen ist der Verstellbereich des Stators 1 verglichen mit dem des VLRs geringer. Der Proportionalitätsfaktor zwischen Drehzahl und Leitgitterwinkel ist beim Stator 1 kleiner als beim VLR. Zum anderen ist der Abstand zwischen dem Drehpunkt der Statorschaufeln und der Sondenachse klein. Beide Tatsachen führen dazu, dass eine feste Umfangsposition der Sonde einen großen Verstellbereich abdecken kann.

Die Umfangspositionierung der Sonde vor dem Rotor (Sonde B) wird so gewählt, dass die Sonde bei Vorwärtsströmung und der nominalen Leitradstellung bei Auslegungsdrehzahl genau mittig zwischen zwei Nachlaufdellen des VLRs sitzt. Diese Umfangsposition liegt bei $302,5^\circ$. Die Rückströmung wird dabei nicht berücksichtigt, da in diesem Fall die Sonde von der Rotorseite aus angeströmt wird und keine Nachlaufdelle eines Stators direkt auf die Sonde trifft. Ausgehend von der Sondenumfangsposition ($302,5^\circ$) wird das Verstellgesetz des Vorleitrads betrachtet, um die Drehzahllinien zu identifizieren, bei denen die Sonde nicht von einer Nachlaufdelle getroffen wird (Vorwärtsströmung). Diese Konstellation gilt für folgende Drehzahllinien:

100 %; 97,5 %; 92,5 %; 90 %; 75 %; 70 %; 60 %

Dabei gilt diese Auswahl nur dann, wenn bei diesen Drehzahllinien das VLR nach dem nominellen Verstellgesetz justiert wird. Die oben gezeigte Wahl der Umfangspositionen hat zur Folge, dass die Sonden in Umfangsrichtung um $18,9^\circ$ versetzt sind. Der Vorteil dieser Anordnung ist, dass die Sonden keinen gegenseitigen Einfluss aufeinander haben. Dies wäre der Fall, wenn z.B. Sonde A im Nachlauf der Sonde B stünde. Nachteilig ist, dass beim Vergleich der Strömung vor und hinter dem Rotor davon ausgegangen werden muss, dass auch beim Pumpen eine umfangssymmetrische Strömung herrscht, was für den überwiegenden Teil des Pumpzyklus auch zutreffend ist. Umfangsasymmetrien der Strömung treten insbesondere in der sehr kurzen Phase der Strömungsumkehr von der Vorwärts- in die Rückwärtsrichtung auf (*Mazzawy*, 1979). Ähnliche Beobachtungen zeigen auch die hier vorliegenden Ergebnisse, mit denen die Zeitspanne dieser Phase sowie die Symmetrie der Verdichterströmung quantitativ bewertet werden (Kap. 7.2.2). Mit den beiden in **Abbildung 4.4** gezeigten Einbaukonfigurationen der Sonden werden mehrere Pumpversuche gefahren. Eine Liste aller aufgezeichneten Pumpstöße inklusive Sondenkonfigurationen, Versuchsnummern und Umgebungsdruck zeigt **Tabelle 4.1**. Das Versuchsprogramm ist in zwei Blöcke aufgeteilt:

1. VNR 375 - VNR 386

Die Radialposition der Sonde in der Messebene vor dem Rotor kann während des Versuchs nicht geändert werden. Sie ist auf einer festen Kanalhöhe von 70 % fixiert. Da die Sonde im Axialspalt zwischen Rotor 1 und Stator 1 in einem Sondenverstellgerät integriert ist, kann an dieser Stelle die radiale Position der Sonde während des Betriebs geändert werden und wird zwischen 50 % und 70 % Kanalhöhe variiert. Mit dieser Sondenstellung werden Versuche auf insgesamt 4 Drehzahllinien gefahren (75 %; 85 %; 90 %; 93 %). Der Versuch 378 in Kombination mit 377 dient zur Untersuchung bzw. zum Nachweis der Reproduzierbarkeit der Messungen. Die Betrachtung der Reproduzierbarkeit ist Inhalt von Kapitel 5.5.

VNR	n/n _A	Sonde A	Sonde B	p _U
	[%]	KH [%]	KH [%]	[bar]
375	75,0	50	70	0,969
376	75,0	70	70	0,969
377	90,0	50	70	0,969
378	90,0	50	70	0,969
379	90,0	70	70	0,969
381	92,7	50	70	0,969
382	82,0	70	70	0,969
383	85,0	70	70	0,969
384	85,0	50	70	0,969
385	85,0	70	70	0,969
386	92,3	70	70	0,969
449	75,0	50	50	0,957
450	75,0	50	50	0,957
451	85,0	50	50	0,957
452	85,0	70	50	0,957
453	90,0	50	50	0,957
454	90,0	70	50	0,957
455	100,0	70	50	0,957

Tab. 4.1: Übersicht des Versuchsprogramms2. VNR 449 - VNR 455

Im Gegensatz zu den ersten Versuchen misst bei dieser Versuchsreihe Sonde B auf 50 % Kanalhöhe. Wie in der ersten Versuchsreihe wird die Sonde stromab des Rotors zwischen 50 % und 70 % Kanalhöhe variiert. Zusätzlich wird ein Pumpstoß bei 100 % Drehzahl aufgenommen. Damit werden bei diesen Versuchsnummern 5 Drehzahllinien angefahren (75 %; 85 %; 90 %; 93 %; 100 %). Aufgrund einer parallelen Versuchskampagne, die nicht Gegenstand dieser Arbeit ist, werden zwischen den beiden Versuchsreihen die Gehäusesegmente über dem Rotor 1 ausgetauscht. Die Variation der Segmente hat jedoch keinen Einfluss auf die in dieser Arbeit untersuchten Strömungsphänomene.

Für die Rückströmmessungen werden also insgesamt 5 verschiedene Drehzahllinien angefahren und der Verdichter ins Pumpen gefahren. Die ausgewählten Drehzahllinien decken einen breiten Bereich im Verdichterkennfeld ab, sodass eine ausführliche Untersuchung der Rückströmung im gesamten Kennfeld möglich ist. Bis auf die 100 % Drehzahllinie sind bei allen anderen Drehzahlen Sondenkombinationen vorhanden, bei denen beide Sonden bei demselben Pumpstoß auf gleicher Kanalhöhe positioniert sind.

5 Rückströmsonde

Für die Untersuchung des Pumpens wurde in dieser Arbeit eine eigene Sonde entwickelt, die instationär und richtungsunabhängig die Strömung in einem Verdichter messen kann. Messungen während des Pumpens sind aufgrund der Strömungsverhältnisse sehr komplex und aufwendig. In jedem Fall müssen Messtechniken verwendet werden, die Messdaten zeitlich hoch aufgelöst bereitstellen und gleichzeitig in mehrere Richtungen messen können. In der Literatur gibt es zwar speziell für die Messung einer Strömungsumkehrung entwickelte Sonden, aber diese Sonden können nicht die Strömung um den gesamten Sondenumfang messen, sondern lediglich Vorwärts- und Rückwärtsströmung (*Sokolov und Ginat, 1992*). Für viele experimentelle Untersuchungen des Pumpens und der Rückströmung werden Hitzdrahtsonden eingesetzt, da sie sehr gut miniaturisierbar sind und gleichzeitig eine hohe zeitliche Auflösung haben. Dabei sind auch Bauformen (*Heenan und Morrison, 1998*) und Sondenbedrahtungen (*Dowing, 1972*) möglich, die eine Strömungsumkehr messtechnisch erfassbar machen. Als sehr großer Nachteil dieser Messtechnik muss allerdings erwähnt werden, dass die Qualität der Ergebnisse aus Hitzdrahtmessungen sehr stark von der Temperatur und dem Druck des die Sonde umströmenden Mediums abhängt. Daher müssen Hitzdrahtsonden temperatur- und druckabhängig kalibriert werden. Da in mehrstufigen Verdichtern während der Rückströmung das heiße Gas des Verdichteraustritts stromauf durch den Verdichter strömt, ist das Pumpen immer mit einem, wenn auch kurzzeitigem, starken Temperaturanstieg des Fluids verbunden. Aus diesem Grund wurde bei der Neukonstruktion der Rückströmsonde eine andere Messtechnik verwendet, nämlich instationäre Halbleiterdruckaufnehmer. Deren Temperaturabhängigkeit ist weitaus geringer als die von Hitzdrähten, da sie zum einen mit einer elektrotechnischen Temperaturkompensationsschaltung ausgerüstet werden, zum anderen davon auszugehen ist, dass die kurzzeitige Temperaturerhöhung den gesamten Aufnehmer nicht signifikant aufheizt. Aus den instationären Druckdaten können Strömungsgrößen berechnet werden.

Im folgenden Kapitel 5.1 wird die Sondenkonstruktion vorgestellt. Die übrigen Unterkapitel behandeln detailliert die verwendete Messtechnik und geben Aufschluss über die Vorgehensweise der Kalibrierung, die Messunsicherheit und das Übertragungsverhalten der Messtechnik sowie die Reproduzierbarkeit der Messungen.

5.1 Auslegung

Die Auslegung einer Sonde, die richtungsunabhängig die hochgradig instationäre Strömung eines Pumpzyklus aufzeichnen kann, muss einer Reihe von Anforderungen genügen, die zum Teil widersprüchlich sind. Daher mussten für die Konstruktion der Rückströmsonde mehrere Kompromisse eingegangen werden. Um dennoch einen hohen Erfüllungsgrad des Sondenkonzepts zu realisieren, wurde die Konstruktion an die charakteristische Verdichterströmung während des Pumpens angepasst. Die Hauptmerkmale der Strömung sind im Folgenden aufgelistet:

1. schnelle Richtungsänderung der Strömung und Rückströmung
2. hochgradig instationäres Strömungsfeld innerhalb eines weiten Geschwindigkeitsintervalls ($0 \leq Ma < 1$)
3. stochastische Strömungseffekte aufgrund des Pumpens als Einzelereignis
4. sprunghafter, hoher Temperaturanstieg und -abfall während des Pumpstoßes
5. hohe aerodynamische Kräfte durch die Rückströmung des Fluids

Zu 1) Während des Pumpens kann es je nach Betriebspunkt und Austrittsvolumen des Verdichters zu einer kompletten Richtungsumkehrung der Strömung kommen. Die Umkehrung von der Normalströmungsrichtung zur Rückströmung findet innerhalb weniger Millisekunden statt. Da die Winkeländerung der Verdichterströmung während eines Pumpstoßes je nach Axialposition der Sonde im Verdichter (vor einem Rotor oder Stator) stark variieren kann, wurde ein Sondenkonzept verfolgt, das die Messung der Strömung um den gesamten Sondenumfang (360°) ermöglicht und die Erfassung der Strömungsgrößen damit richtungsunabhängig erfolgen kann.

Zu 2) Der Umschlag von der Normal- zur Rückströmrichtung erfolgt sehr abrupt, genauso wie das Wiederanlegen der Strömung am Ende der Rückströmphase (Day, 1994). Insgesamt liegt die Dauer eines Pumpzyklus bei dem hier untersuchten Verdichter in Abhängigkeit der Drehzahl im Bereich von 30 bis 60 ms. Daher

wurden Halbleiterdruckaufnehmer als Sensoren gewählt, die instationäre Drücke im kHz-Bereich auflösen können. Mit den Ergebnissen einer Freistrahls-Kalibrierung der Sonde werden Polynome bestimmt, mit denen aus der Druckverteilung um die Sonde Strömungsgrößen berechnet werden können. Das Verfahren der Kalibrierung ist in Kapitel 5.2 beschrieben. Eine zusätzliche Schwierigkeit der Strömungsmessung liegt in dem weiten Geschwindigkeitsbereich, den die Strömung während des Pumpens durchläuft. Dabei treten Strömungsgeschwindigkeiten auf, die über der Schallgeschwindigkeit liegen, also Machzahlen größer 1, genauso wie Geschwindigkeiten von Null, die bei der Strömungsumkehr vorstellbar sind. Da die Freistrahlskalibrierung auf einen Machzahlbereich von ca. 0,2 bis 0,8 beschränkt ist, müssen die Kalibrierpolynome für die extremen Strömungsbedingungen extrapoliert werden. Des Weiteren bestimmt auch die Form des Sondenkopfes, in dem sich die Druckmessstellen befinden, den Machzahlbereich, in dem die Sonde gute Ergebnisse liefert. Gleichzeitig sollte der Sondenkopf umfangssymmetrisch sein, sodass die Anströmung der Sonde und damit die Messqualität unabhängig von der Strömungsrichtung ist. Aus diesem Grund wurde die Sonde in Form einer Zylindersonde konstruiert, die nach Luftfahrttechnischem Handbuch (*IABGmbH*, 2008) für Strömungsgeschwindigkeiten zwischen einer Machzahl von 0,2 und 0,8 nutzbar ist. Dieser Bereich deckt nahezu den gesamten zu erwartenden Geschwindigkeitsbereich ab.

Zu 3) Um die stochastischen Fluktuationen instationärer Messdaten zu verringern ist es üblich, ein Ensemble-Average-Verfahren (siehe Anhang B.5) bei der Datenaufnahme und -auswertung anzuwenden. Dies ist aber nur zulässig, wenn das Signal periodisch wiederkehrend ist. Auf die Druckmesssignale während des Pumpens trifft diese Voraussetzung nicht zu. Daher müssen andere Mittelungsverfahren angewendet werden. In dieser Arbeit wird die schleichende Mittelung verwendet, die in Kapitel 6.1 detailliert erläutert ist.

Zu 4) Speziell in Triebwerken ist das Pumpen mit einem sprunghaften Temperaturanstieg während der Rückströmung verbunden, da das Heißgas aus der Brennkammer durch den Verdichter hindurch am Eintritt des Triebwerks ausgestoßen wird. Ein ähnliches Phänomen, wenn auch in abgeschwächter Form, tritt am Axialverdichterprüfstand auf. Bei Auslegungsdrehzahl kann die Verdichteraustrittstemperatur bis zu 600 °C betragen. Aufgrund der weiterhin zugeführten Arbeit während des Pumpzyklus wird das Fluid weiter aufgeheizt und beim Wiederanlegen der Strömung an die Verdichterschaufeln die sehr heiße Luft wieder angesaugt. Daher werden die Messtechnik und der Prüfstand beim Pumpen mit sehr hohen Temperaturen und

Temperaturgradienten beaufschlagt, denen sie standhalten müssen.

Zu 5) Das Pumpen geht immer mit einer starken mechanischen Belastung für den Verdichter und die im Strömungskanal befindlichen Sonden einher. Dabei werden die Verdichterschaufeln in ihren Grundmoden zur Schwingung angeregt, sodass große Auslenkungen der Beschaukelung auftreten können. Des Weiteren kann es zum gegenseitigen Anschlagen der Schaufeln kommen (vergl. Kap. 3.1). Steht eine Sonde im Axialspalt, so können auch Sonde und Schaufel aneinander schlagen und es kann zu Beschädigungen kommen. Daher muss der Sondenschaft sehr biegesteif sein, was zu einer Vergrößerung des Schaftquerschnitts führt. Um ein Anschlagen zu verhindern und um die Versperrung zu minimieren, die mit einer Sondentraversierung einhergeht, wurde die Sonde in der Frontstufe des Verdichters eingesetzt. Hier führt die relativ große Kanalhöhe und der größere Axialspalt zu einem größtmöglichen Bauraum für die Sonde (vergl. Kapitel 4.2.1). Um sicher zu stellen, dass es beim Pumpen nicht zum Anschlagen von Schaufel und Sonde kommt, wurde eine Abschätzung der Auslenkungen von Schaufel und Sonde durchgeführt. Mit einem berührungslosen Schaufelschwingungsmesssystem (vergl. Kap. 4.2.3) wurde die Auslenkung der Laufschaufeln des Frontrotors beim Pumpen zu 1,33 mm bestimmt. Die Sonde erfährt eine Auslenkung von 0,14 mm bis 0,25 mm. Werden Fertigungstoleranzen und das axiale Lagerspiel des Rotors in die Berechnung mit einbezogen, so ergibt sich eine Verringerung des Abstandes zwischen Sonde und Schaufel von 46 % für die Sondenposition vor und von 31 % für die Sondenposition hinter dem ersten Rotor. Daher ist ein Zusammenstoß von Schaufel und Sonde während des Pumpens ausgeschlossen.

Aus den oben aufgelisteten Randbedingungen wurde die Konstruktion der Rückströmsonde und des Sondenkopfs abgeleitet, die in **Abbildung 5.1** dargestellt sind. Im Sondenkopf sind zwei Messebenen installiert, eine für die Druck- und eine für die Temperaturmessung. Der Sondenkopf ist als Neuneck ausgelegt, sodass er einer zylindrischen Form angeglichen ist. Die Wahl der neuneckigen Geometrie bietet zwei wesentliche Vorteile. Erstens kann jede der neun Flächen mit einem flachen Halbleiterdruckaufnehmer ausgerüstet werden. Hierzu ist in jede Fläche eine Nut gefräst, in die der Aufnehmer bündig zur Fläche eingeklebt wird. Dadurch bleibt die definierte, neuneckige Sonden-geometrie auch nach der Instrumentierung des Sondenkopfes erhalten. Dies ist wichtig, um eine homogene Umströmung des Sondenkopfes in der Kalibrierung und im Versuch zu gewährleisten. Zweitens ist die Geometrie der einer 3-Lochsonde nachgebildet, sodass die Grundlagen der Kalibrier- und Auswerteprozeduren konventioneller 3-Lochsonden übertragbar sind (Kap. 5.2 und Kap. 6.1).

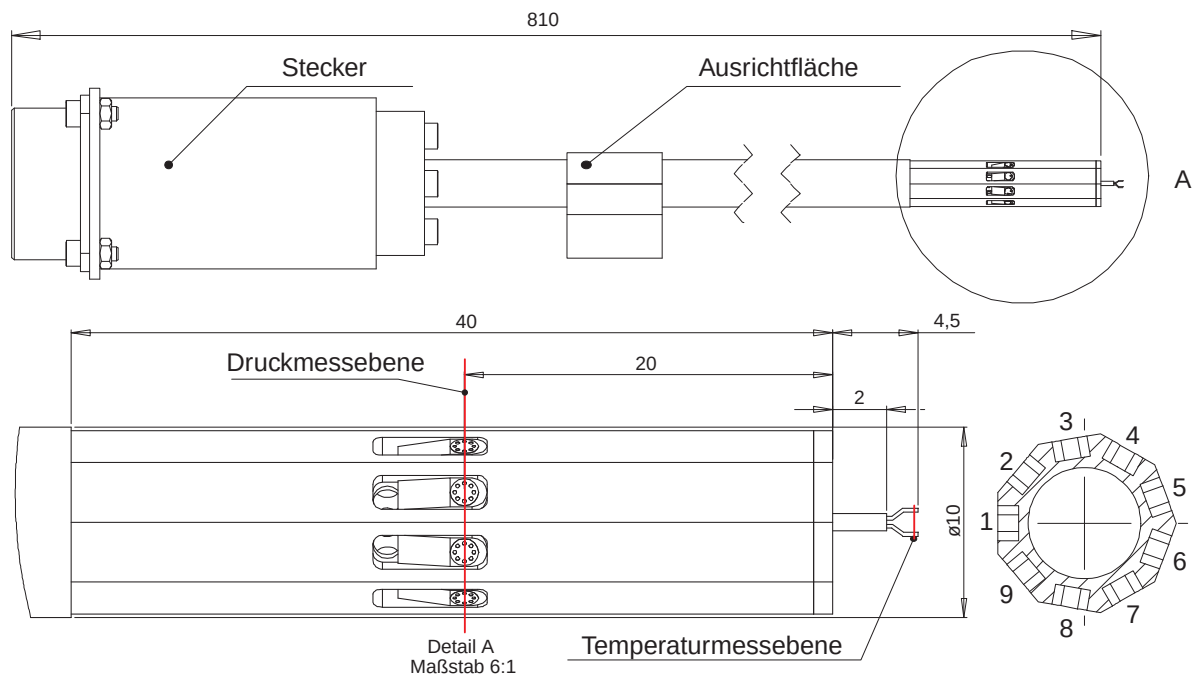


Abb. 5.1: Rückströmsonde und Sondenkopf mit Druck- und Temperaturmessebene

Um die Messebene an einer Schaftposition zu platzieren an der die Strömungsmessung von der Umströmung des Schaftendes unbeeinflusst ist, ist die Druckmessebene 20 mm oberhalb des Schaftendes positioniert. Dieser Abstand entspricht zwei mal dem Sondendurchmesser von 10 mm und folgt damit den Auslegungsempfehlungen von Zylindersonden (*IABGmbH*, 2008; *Wuest*, 1969). Zwar ist der Sondendurchmesser im Vergleich zu konventionellen Strömungssonden recht groß, aber das Konzept bietet den Vorteil, die Halbleiterdruckaufnehmer direkt in der Strömung zu positionieren. Dadurch werden Volumina zwischen Strömung und Sensor auf ein Minimum reduziert und damit auch die Signaldämpfung, wodurch zeitlich hochaufgelöste Messdaten aufgezeichnet werden können. Eine quantitative Bewertung der Signal- und Messdatenqualität erfolgt in den Kapiteln 5.3 und 5.4.

Druckmessebene

Mit Hilfe der in dieser Ebene gemessenen instationären Drücke werden die folgenden Strömungsgrößen ermittelt:

1. Strömungswinkel in Umfangsrichtung
2. Machzahl
3. Totaldruck
4. statischer Druck

Das Prinzip der Druckmessung fußt auf dem piezoresistiven Effekt von Halbleitern, die ihren spezifischen Widerstand ändern, sobald sie einer mechanischen Spannung ausgesetzt sind (*Smith, 1954*). Im Vergleich zu Metall-Dehnmessstreifen ist dieser Effekt bei Halbleitern um ein Vielfaches empfindlicher. Widerstandsänderungen aufgrund von Geometrieänderungen des Halbleiters selbst sind daher vernachlässigbar (*Maaß, 1995*). Bei Halbleiterdruckaufnehmern werden meistens aufgrund höherer Sensitivität, besserer Linearität und kompensierbaren Nullpunkts vier Halbleiter in eine Siliziummembran diffundiert und zu einer Wheatstoneschen Vollbrücke verschaltet (*Gerlach und Werthschützky, 2005*). Diese Herstellungsmethode führt dazu, dass die Drucksensoren sehr gut miniaturisierbar sind und heute in Strömungssonden vertretbarer Größen eingebaut werden können. Die extrem dünne Siliziummembran ist bereits durch geringste Druckunterschiede verformbar, was die Empfindlichkeit und Messgenauigkeit zusätzlich positiv beeinflusst. Wird die Membran Druckschwankungen ausgesetzt, so verformt sie sich und es treten gestauchte und gedehnte Bereiche auf der Membran auf. Diese führen dazu, dass die Halbleiter einer mechanischen Spannung ausgesetzt werden und sie ihren spezifischen Widerstand ändern. Die Vollbrücke ist dann nicht mehr abgeglichen. In Abhängigkeit der Spannungsspeisung der Brücke ist eine Diagonalspannung (Brückenspannung) messbar, die proportional zum anliegenden Druck ist (*Maaß, 1995*).

Die Druckmessebene der Rückströmsonde ist 20 mm oberhalb der Sondenspitze angeordnet und als Neuneck geformt. Aus Symmetriegründen ist die Schaftgeometrie auf der anderen Seite der Messebene gleich gestaltet (**Abb. 5.1**). Insgesamt hat der neuneckige Sondenschaft damit eine Länge von 40 mm. Als Druckaufnehmer wird das Modell LE-062 der Firma Kulite gewählt. Mit einer maximalen Höhe von 0,76 mm ist dieser Drucksensor extrem flach und sehr gut für den Einbau in einer Sonde geeignet (**Abb. 5.2**). Um eine Beschädigung des Aufnehmers durch die große Amplitude der Druckspitze während des Pumpens zu vermeiden, ist ein Messbereich des Aufnehmers von 7 bar gewählt worden. Zwar könnte die Messunsicherheit durch die Wahl eines Differenzdruckaufnehmers mit geringerem Messbereich reduziert werden, allerdings wird nahezu der gesamte Messbereich des Druckaufnehmers von 7 bar beim Pumpen genutzt. Der Referenzdruck müsste daher mit

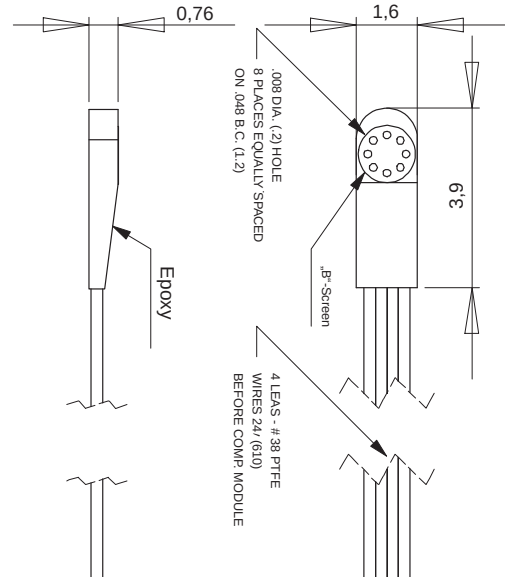


Abb. 5.2: Kulite LE-062 7bar SG

vermeiden, ist ein Messbereich des Aufnehmers von 7 bar gewählt worden. Zwar könnte die Messunsicherheit durch die Wahl eines Differenzdruckaufnehmers mit geringerem Messbereich reduziert werden, allerdings wird nahezu der gesamte Messbereich des Druckaufnehmers von 7 bar beim Pumpen genutzt. Der Referenzdruck müsste daher mit

dem Messsignal ansteigen und ebenfalls transient aufgezeichnet werden. Außerdem wäre eine Differenzdruckleitung je Aufnehmer notwendig, die zusätzlichen Bauraum erfordert. Aus diesen Gründen wird ein Absolutdruckaufnehmer ausgewählt, dessen Membran gegen eine Atmosphäre gekapselt ist, sodass der Aufnehmer eine Messspannung von Null bei 1,01325 bar und 100 mV bei einem Absolutdruck von 7 bar anzeigt. Die maximal nutzbare Frequenz ohne Phasenverschiebung des Signals beträgt für den gewählten Sensor 76 kHz (*Kulite*, 2004). Die Halbleiterdruckaufnehmer werden sowohl bei der Messung als auch bei der Kalibrierung mit einer Konstantspannung von 10 V versorgt. Auf eine Konstantstromversorgung, die eine temperaturabhängige Kalibrierung und Druckmessung ermöglichen würde, wird aus mehreren Gründen verzichtet. Zum einen treten während des Pumpens Strömungstemperaturen bis 1000 °C auf, die in der Kalibrierung nicht eingestellt werden können. Zum anderen wird angenommen, dass die kurzzeitige Temperaturerhöhung aufgrund der thermischen Trägheit der Sensoren bzw. Brückenwiderstände zu keinem signifikanten Temperatureinfluss bei der Druckmessung führt. Außerdem sind die Sonden in der Frontstufe eingesetzt. In diesem Bereich des Verdichters herrschen zu Beginn des Pumpens nahezu Kalibrierbedingungen. Zusätzlich verfügt jeder Sensor über ein individuelles Temperaturkompensationsmodul. In diesem sind elektrische Widerstände seriell oder parallel zur Wheatstone-Brücke geschaltet. Hierdurch wird die Brücke zum einen abgeglichen (Nullpunkt), zum anderen die Sensitivität der Brücke gegenüber Temperaturschwankungen reduziert. Sowohl die Messunsicherheit der temperaturbedingten Nullpunktverschiebung als auch der Sensitivitätsänderung sind dadurch jeweils geringer als $\pm 1\%$ FSO pro 55 °C (*Kulite*, 2004). Die Temperaturkompensationsschaltungen sind in dem Zylinder unterhalb des Steckers integriert.

Die Spannungsversorgung der Drucksensoren erfolgt über einen zentralen 41-poligen Souriau-Stecker am Ende der Sonde (**Abb. 5.1**). Über diesen Stecker werden gleichzeitig auch die Messspannungen aller neun Halbleiterdruckaufnehmer ausgelesen. Um eine möglichst hohe zeitliche Auflösung der Druckmessung zu gewährleisten, wird die Messspannung der Aufnehmer mit einer Frequenz von 102,4 kHz digitalisiert. Das Datenblatt des verwendeten Drucksensors ist im Anhang C hinterlegt.

Temperaturmessebene

Neben der Druckmessebene ist die Sonde mit einer transienten Temperaturmessstelle an der Sondenspitze ausgestattet. Die Temperaturmessstelle ist als miniaturisiertes Thermopaar gefertigt (**Abb. 5.3**). Die Messung der Temperatur mit Thermopaaren basiert auf der Nutzung des thermoelektrischen oder Seebeck-Effekts. Dieser Effekt beruht auf der Tatsache, dass Strom fließt, wenn zwei verschiedene, elektrisch leitende Materialien zu einem Leiterkreis verbunden werden und ein Temperaturunterschied zwi-

schen den beiden Materialien herrscht. Falls der Leiterkreis geöffnet wird, kann zwischen den beiden Drähten die Thermospannung gemessen werden (von Ardenne et al., 2005). Bei der Temperaturmessung wird die Thermospannung durch die Differenz zwischen der Temperatur der Messstelle und einer Referenztemperatur (Kühlelement, engl.: Frigistor) gebildet.

Kombinationen von Thermopaaren sind für die praktische Anwendung in der DIN EN 60584 – 1 genormt. Die Norm gibt für diese Paare Polynome an, mit denen aus der gemessenen Thermospannung direkt die Temperatur der Messstelle berechnet werden kann. Daher kann auf eine Kalibrierung der Temperaturmessstelle verzichtet werden. Das

in der Sondenspitze eingesetzte Thermopaar ist nach Typ K (NiCr-NiAl) der Klasse 2 gefertigt. Der Temperatureinsatzbereich dieses Paares erstreckt sich von $-270\text{ }^{\circ}\text{C}$ bis $1372\text{ }^{\circ}\text{C}$ (DIN60584-1). Die Drähte der beiden Materialien haben einen Durchmesser von $50\text{ }\mu\text{m}$ und sind über eine Laserschweißung miteinander verbunden. Dabei sind zwischen den beiden Haltespitzen aus Gründen der Redundanz zwei Drähte gespannt. Die zeitliche Auflösung der Temperaturmessstelle variiert je nach umströmendem Fluid von 5 bis 20 ms. Um die zentrale Leitungsführung in Schaftmitte zu realisieren, wird im Sondeninneren ein Kapillarrohr mit einem Innendurchmesser von 0,9 mm und einem Außendurchmesser von 1,2 mm gezogen. Das verwendete Thermopaar hat dementsprechend einen Leitungsdurchmesser von 0,8 mm. Der maximale Temperatureinsatzbereich dieses Thermopaars liegt bei etwa $250\text{ }^{\circ}\text{C}$, kurzzeitig sind aber auch Temperaturen bis $1100\text{ }^{\circ}\text{C}$ zulässig. Ähnlich der Bedingungen für die Halbleiterdruckaufnehmer werden die maximalen Temperaturen nur für einen äußerst kurzen Zeitraum, ca. 50 ms, erreicht, sodass eine Beschädigung aufgrund zu hoher Temperatur nahezu ausgeschlossen ist. Aufgrund des etwas geringeren zeitlichen Auflösungsvermögens, verglichen mit dem der Halbleiterdruckaufnehmer, wird die Temperaturmessstelle mit einer Frequenz von 6,4 kHz abgetastet. Das Datenblatt des Temperatursensors ist im Anhang C hinterlegt.

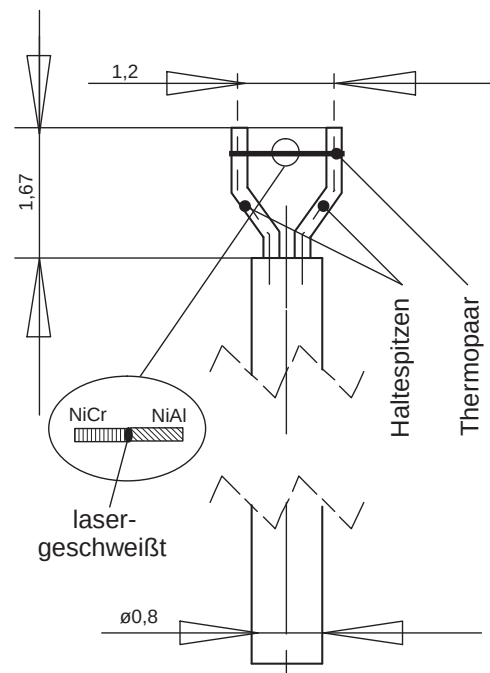


Abb. 5.3: Thermocouple

5.2 Kalibrierung

Die Halbleiter-Druckaufnehmer zur instationären Druckmessung müssen auf zwei Arten kalibriert werden. Über eine statische Kalibrierung wird für jeden Druckaufnehmer eine charakteristische Gerade aufgezeichnet, über deren Steigung von der Messspannung auf einen Druckwert zurückgerechnet wird. Eine anschließende Kalibrierung der Sonde im Freistrahл liefert Polynome, die einen Zusammenhang zwischen den Druckwerten und den vier zu ermittelnden Strömungsgrößen (Strömungswinkel in Umfangsrichtung, Machzahl, Totaldruck und statischer Druck) herstellen.

5.2.1 Statische Kalibrierung

Zur statischen Kalibrierung wird die Sonde mit ihrem Messkopf in einem druckdichten Gefäß montiert (**Abb. 5.4**). Der Druck im Gefäß wird ausgehend vom Umgebungsdruck in 0,1 bar-Schritten erhöht, bis im Gefäß ein Überdruck von 4,5 bar herrscht. Insgesamt ergeben sich so 45 Stützstellen. Der Druck im Gefäß wird mit einem stationären Druckmessmodul aufgezeichnet, dessen Messbereich 125 psi ($\approx 8,62$ bar) beträgt. Während der Kalibrierung werden die instationären Druckaufnehmer von einem Mikromat mit einer Konstantspannung von 10 V versorgt. Zur Aufnahme der Messspannung wird ein Digitalmultimeter Agilent 34970 A benutzt. Da die Messbereichsspanne (FSO: Full Scale Output) der Druckaufnehmer 100 mV beträgt, wurde der Messbereich des Multimeters auf 100 mV gesetzt. Das Ergebnis der statischen Kalibrierung ist in **Abbildung 5.5** für beide Rückströmsonden gezeigt. Da der Aufnehmer #4 der Sonde B beschädigt worden ist, zeigt er keine Abhängigkeit vom Druck und damit einen rein horizontalen Verlauf. Alle übrigen Halbleiterdruckaufnehmer weisen einen

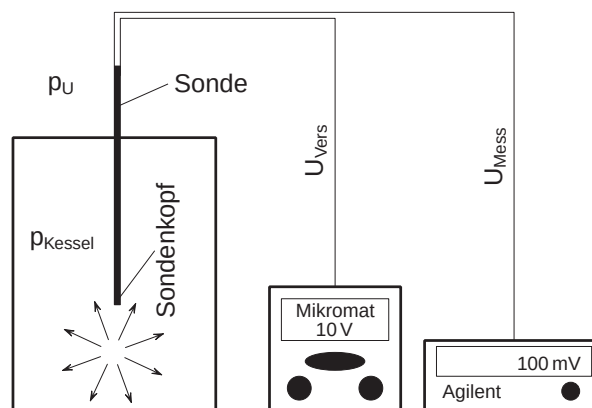


Abb. 5.4: Aufbau der statischen Kalibrierung der Rückströmsonden

linearen Zusammenhang zwischen Druck und Messspannung auf. Daher wird die Abhängigkeit der Messspannung vom Druck über eine Geradengleichung approximiert. Die Pearsonschen Korrelationskoeffizienten (siehe Anhang B.8) der approximierten Geradengleichungen aller 17 Aufnehmer sind größer als 0,999999 und daher ist die Unsicherheit der linearen Regression vernachlässigbar. Für jeden Aufnehmer wird eine individuelle Geradengleichung bestimmt. Bei der späteren Messung im Verdichter werden die Nullpunkte der Aufnehmer vor Versuchsbeginn mit dem Umgebungsdruck abgeglichen. Das Restglied der Geradengleichung ist somit Null und die Umrechnung von der elektrischen Spannung auf den Druckwert erfolgt durch einfache Multiplikation mit dem Wert der Steigung der Geraden.

Die Messunsicherheit der gesamten Messkette wird mit Hilfe der Messunsicherheiten aller Einzelkomponenten und der Fehlerfortpflanzungsrechnung bestimmt (siehe Anhang B.6). **Tabelle 5.1** fasst die Messunsicherheiten der Einzelkomponenten zusammen und gibt anschließend die Gesamtmessunsicherheit der statischen Kalibrierung an. Die ersten beiden Spalten der Tabelle geben die Messunsicherheit der verwendeten Druckmessgeräte an. Um den Druck in dem Gefäß zu messen, wurde ein PSI-Druckmessgerät verwendet, das relativ zum Umgebungsdruck misst. Demzufolge setzt sich die Messunsicherheit der Druckmessung aus dem Differenzdruckmodul und der Umgebungsdruckmessung zusammen. Die Messunsicherheit des Halbleiterdruckaufnehmers selbst wird von der Firma Kulite im Datenblatt mit 0,1 % FSO BFSL angegeben. In dieser Angabe sind die Nicht-Linearität, das Hystereseverhalten und die Reproduziergenauigkeit zusammengefasst. Die letzten beiden Einträge der Tabelle zeigen die Messunsicherheit der Messung der elektrischen Spannung des

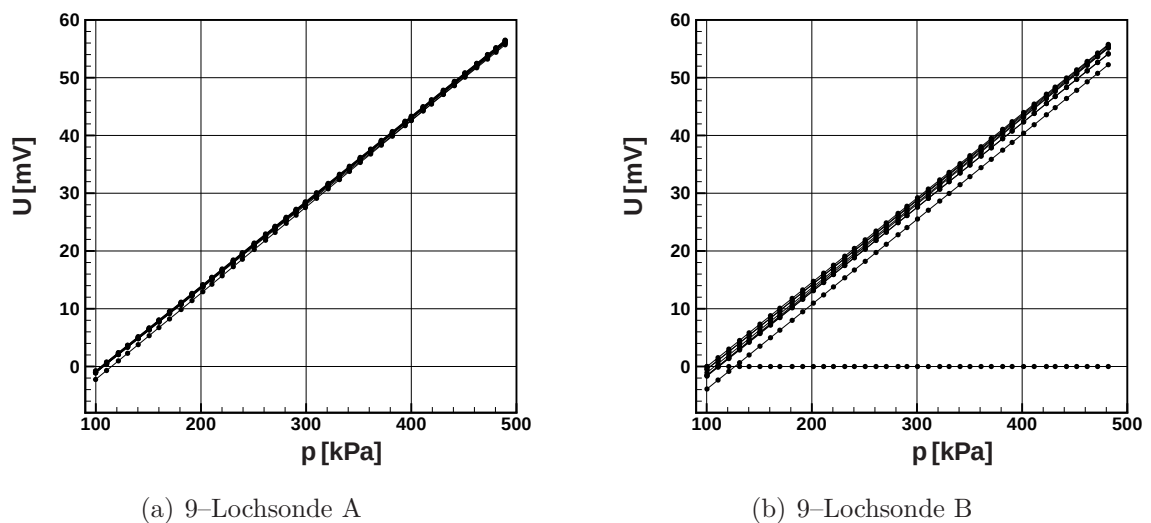


Abb. 5.5: Ergebnis der statischen Sondenkalibrierung

Messgröße	Gerät	Messbereich	MU (Datenblatt)	Messwert	MU
Umgebungsdruck	PSI	0,76-1,03 bar	0,01 %/FS		0,103 mbar
Kesseldruck	PSI	8,62 bar	0,05 %/FS		4,310 mbar
Druckaufnehmer	Kulite	7,00 bar	0,1 %/FS		7,000 mbar
Messspannung	Agilent	± 100 mV	$\pm(0,005 \text{ \%}/\text{MW} + 0,004 \text{ \%}/\text{FS})$	65 mV	0,525 mbar
Spannungsversorgung	Mikromat	10 V	$\pm(0,0035 \text{ \%}/\text{MW} + 0,0004 \text{ \%}/\text{FS})$	10 V	0,028 mbar

8,238 mbar

Tab. 5.1: Übersicht der Messunsicherheiten aller Einzelmessgeräte und der gesamten Messkette der statischen Kalibrierung

Halbleiterdruckaufnehmers und der Konstantspannungsversorgung. Die Genauigkeit der Spannungsversorgung spielt dabei eine untergeordnete Rolle. Um vom Spannungswert auf den Druckwert umzurechnen, wurde der Spannungswert mit dem Kehrwert der Steigung der Kalibriergeraden multipliziert. Im Mittel ist die Steigung der Geraden aller Aufnehmer 13,8 mV/bar.

Die Messunsicherheit der Druckmessung der statischen Kalibrierung beträgt nach **Tabelle 5.1** insgesamt **0,008 bar**.

5.2.2 Freistrah–Kalibrierung

Zusätzlich zur statischen Kalibrierung, aus der ein Zusammenhang zwischen Messspannung und Druck ermittelt wird, müssen die Sonden in einer Freistrahströmung kalibriert werden. Wie in Kapitel 5.1 erwähnt, ist die Geometrie des Sondenkopfs einer 3-Lochsonde nachempfunden. Daher wird die Freistrahkalibrierung auf eine ähnlich Art und Weise durchgeführt, wie es für pneumatische 5- und 3-Lochsonden üblich ist. Ziel der Kalibrierung ist die Erstellung von Polynomen, mit denen aus den Druckinformationen der neun instationären Druckmessstellen vier Strömungsgrößen ermittelt werden können (Strömungswinkel in Umfangsrichtung, Machzahl, Totaldruck, statischer Druck).

Für die Kalibrierung wird die Sonde im Freistrah bei unterschiedlichen Machzahlen angeströmt und der Umfangswinkel variiert. **Abbildung 5.6** zeigt schematisch die Düse des Kalibrierkanals mit eingespannter Sonde inklusive der Winkelkonvention. Da die Sonde einen Messbereich von 360° abdeckt, muss sie bei jeder Machzahl einmal komplett um ihre eigene Achse gedreht werden. Als Schrittweite werden 2° gewählt, sodass an insgesamt 180 Stützstellen am Umfang Druckmesswerte erfasst werden. Die Umfangersstellung der Sonde erfolgt bei insgesamt acht Machzahlen, beginnend bei 0,2 bis 0,8

(0,2; 0,3; 0,4; 0,5; 0,6; 0,7; 0,75; 0,8). Dieser Machzahlbereich ist vom LTH (IABGmbH, 2008) für Zylindersonden empfohlen. Für Strömungsbedingungen außerhalb des kalibrierten Machzahlbereichs müssen die Polynome extrapoliert werden. Die Spannungsversorgung und Aufnahme der Messspannungen erfolgt analog der Vorgehensweise bei der statischen Kalibrierung. Die **Abbildung 5.7(a)** zeigt das Rohsignal in Form der elektrischen Messspannung exemplarisch für eine Machzahl von 0,5. In **Abbildung 5.7(b)** ist der Druckverlauf gezeigt, der aus der Messspannung mit Hilfe der Geradengleichungen der statischen Kalibrierung berechnet wird. Gezeigt sind alle neun Messstellen, die die Druckverteilung um den gesamten Umfang der Sonde abbilden. Die Kurven sind symmetrisch. Die Nullpunktunterschiede der Rohsignale werden durch die Umrechnung ausgeglichen. Alle neun parabolischen Druckverläufe haben einen identischen Maximalwert. Ausgehend von diesen Maximalwerten einer jeden Bohrung ist eine Unstetigkeit im Verlauf der Drücke bei einem Winkel von $\pm 30^\circ$ zu erkennen. Ursache sind die scharfen Kanten des Neunecks. Der hierdurch im Polynom verursachte Fehler ist jedoch in einer akzeptablen Größenordnung.

Um aus den Sondendrücken auf die Strömungsgrößen zu schließen, werden aus den

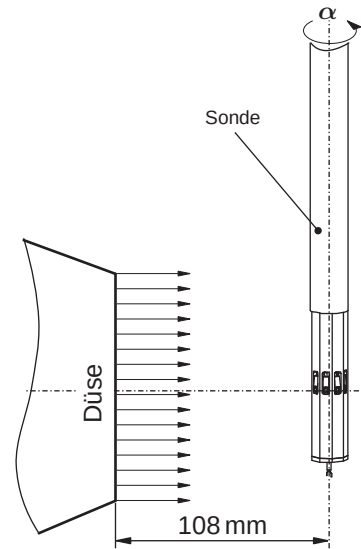
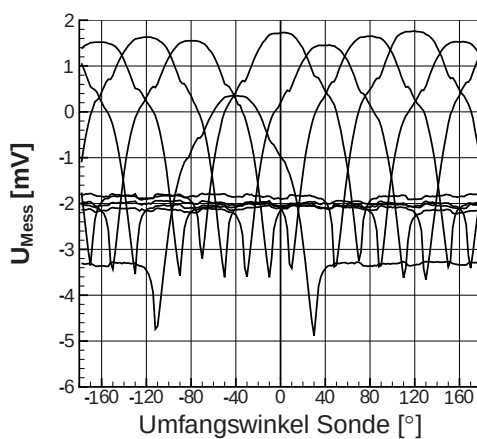
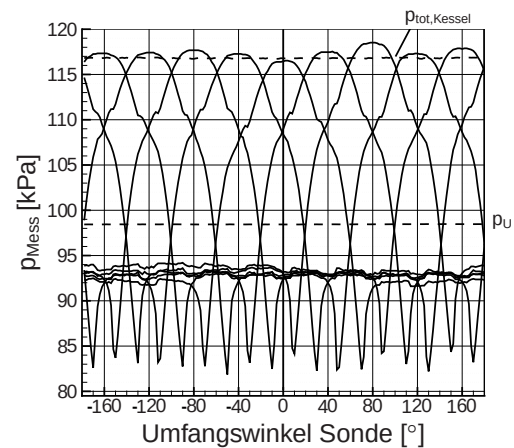


Abb. 5.6: Sonde im Freistrahlschwingen



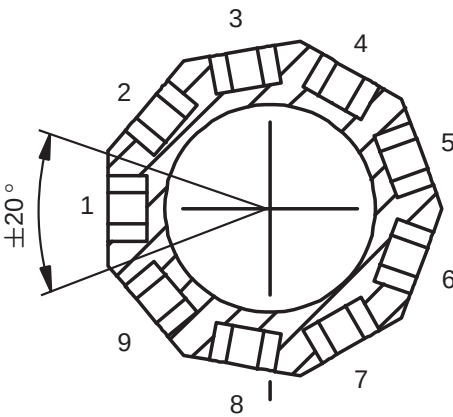
(a) Messspannungen Freistrahlschwingen



(b) Druckwerte Freistrahlschwingen

Abb. 5.7: Beispielhafter Verlauf der Messspannungen und daraus berechneter Drücke der Freistrahlschwingen für $Ma=0,5$

Drücken dimensionslose Kennzahlen gebildet. Mit Hilfe der Methode der kleinsten Fehlerquadrate wird mit diesen Kennzahlen ein mehrparametriges reelles Polynom zur Approximation der vier Strömungsgrößen bestimmt (*Gallus, 1976*). Die anschließende Auswertung und Erstellung der Polynome ist analog zur Auswertung einer 3-Lochsonde, die eine zentrale und zwei seitliche Bohrungen hat. Die zentrale Bohrung wird bei der Auswertung der 9-Lochsonden-Messung dadurch bestimmt, indem die Bohrung, die den maximalen Druck anzeigt, als zentrale Bohrung festgelegt wird. Die seitlichen Bohrungen ergeben sich dann automatisch. Die **Tabelle 5.2** zeigt, welche virtuellen 3-Lochsonden gebildet werden können. Es können insgesamt neun virtuelle 3-Lochsonden definiert werden. Für jede virtuelle Sonde und für jede der vier Strömungsgrößen wird ein individuelles Polynom aus den Kalibrierdaten erstellt. Insgesamt liegen damit 36 einzelne Polynome vor ($9 \times 4 = 36$). Dabei deckt jede virtuelle Sonde einen Winkelbereich von $\pm 20^\circ$ ab ($9 \times 40^\circ = 360^\circ$).

	zentrale Bohrung p0	linke Bohrung p1	rechte Bohrung p3
	#1	#9	#2
#2	#1	#3	
#3	#2	#4	
#4	#3	#5	
#5	#4	#6	
#6	#5	#7	
#7	#6	#8	
#8	#7	#9	
#9	#8	#1	

Tab. 5.2: Nomenklatur der neun virtuellen 3-Lochsonden

Bei der Erstellung der Polynome wird der Grad des Polynoms zwischen 3 und 6 variiert und dasjenige Polynom ausgewählt, das die geringsten Abweichungen aufweist. Als Bewertungsmaßstab dient die Summe der Fehlerquadrate (siehe Anhang B.3), welche möglichst klein sein sollte. Um die Güte des Kalibrierpolynoms zu bewerten, sind in **Abbildung 5.8** zwei Isoplots dargestellt. Sie zeigen in Abhängigkeit der Anströmmachzahl und des Umfangswinkels die lokalen Abweichungen zwischen den bei der Kalibrierung eingestellten und den mittels der Polynome berechneten Größen. Die Darstellung ist auf eine exemplarische virtuelle 3-Lochsonde und die Größen Strömungswinkel in Umfangs-

richtung und Machzahl beschränkt. Die oben erwähnte Unstetigkeit in den Druckverläufen ist sehr gut bei einer vertikalen Position von $+7^\circ$ und -7° zu erkennen. Diese Unstetigkeit verursacht die maximale Abweichung des Polynoms, die ca. 2° beträgt. Mit steigender Machzahl wird der Fehler in diesem Bereich kleiner. Im übrigen Bereich des Isoplots liegen die Abweichungen in einem Bereich, der kleiner ist als $\pm 1^\circ$. Im Mittel wird eine Abweichung des Polynoms des Umfangswinkels von $0,495^\circ$ bestimmt. Die mittleren Abweichungen des Totaldrucks liegen bei 63 Pa und die des statischen Drucks bei 295 Pa. Das Polynom für die Machzahl zeigt keine Auffälligkeiten. Der Einfluss der Kanten auf die Güte des Machzahl-Polynoms ist im Vergleich zum Umfangswinkel-Polynom eher gering. Es wird eine mittlere Abweichung des Machzahl-Polynoms von 0,004 erreicht. Insgesamt ist das Resultat der Freistrahalkalibrierung zufriedenstellend. Eine Übersicht der arithmetischen Mittelwerte der absoluten Abweichungen (siehe Anhang B.2) aller neun virtuellen 3-Lochsonden für die vier Strömungsgrößen gibt **Tabelle 5.3**. Die erste Spalte gibt an, welche Bohrung die zentrale Bohrung der 3-Lochsonde ist. Da der Druckaufnehmer der Messstelle #B4 defekt ist, kann für die Sonden mit zentraler Bohrungsnummer #B3, #B4 und #B5 kein Polynom erstellt werden. Ein Vergleich der Einträge innerhalb einer Spalte zeigt, dass die Polynomabweichungen einer jeden Strömungsgröße stets in der gleichen Größenordnung liegen. Damit ist gewährleistet, dass die Messgenauigkeit der Sonde unabhängig von der Anströmrichtung ist. Gleichzeitig ist dies ein Hinweis auf eine sehr hohe Genauigkeit bei der Fertigung und Instrumentierung und beweist die Symmetrie der Sonde. Nur 20 % der Werte des Umfangswinkels sind mit einem Fehler größer als $0,5^\circ$ behaftet, die der Machzahl mit einem Fehler größer als 0,007. Insgesamt ist der Fehler sehr klein, obwohl der zulässige Machzahlbereich von 0,2

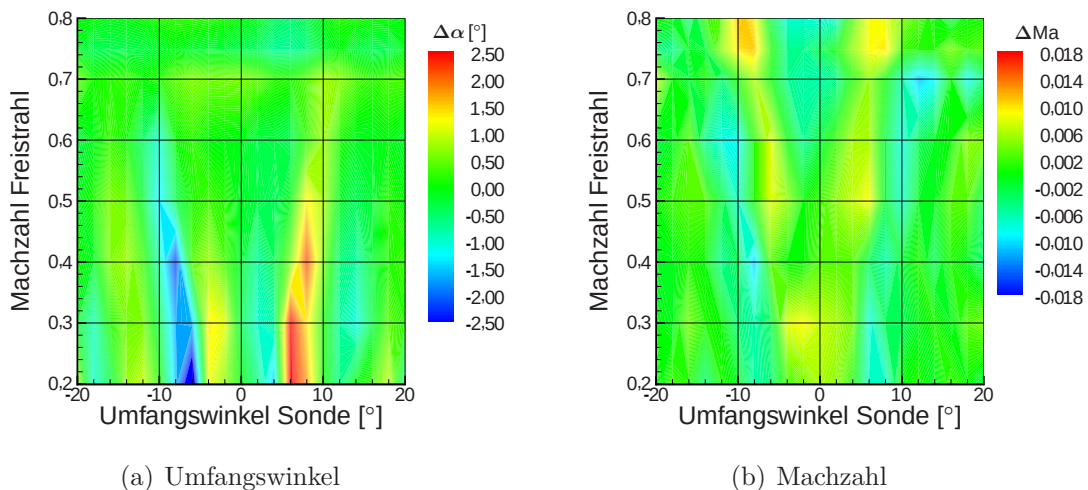


Abb. 5.8: Abweichungen des Polynoms des Umfangswinkels und der Machzahl der virtuellen Sonde (4, 5, 3) der Sonde A (beispielhaft)

zentrale Bohrung	9-Lochsonde A				9-Lochsonde B			
	$\Delta\alpha_m$	ΔMa_m	$\Delta p_{t,m}$	Δp_m	$\Delta\alpha_m$	ΔMa_m	$\Delta p_{t,m}$	Δp_m
#1	0,393	0,004	43,17	288,09	0,393	0,005	39,80	361,89
#2	0,383	0,004	74,14	344,75	0,396	0,004	63,34	253,03
#3	0,382	0,005	111,04	379,92	–	–	–	–
#4	0,495	0,004	63,50	295,06	–	–	–	–
#5	0,408	0,006	53,00	442,40	–	–	–	–
#6	0,410	0,005	67,50	345,99	0,379	0,005	51,50	371,84
#7	0,523	0,004	83,07	522,07	0,392	0,006	38,15	447,41
#8	0,440	0,004	117,30	279,06	0,399	0,004	37,58	253,12
#9	0,453	0,004	72,70	312,05	0,465	0,005	51,71	344,81

Tab. 5.3: Übersicht der arithmetischen Mittelwerte der absoluten Abweichungen der Kalibrierpolynome der virtuellen 3-Lochsonden

bis 0,8 sehr breit ist.

5.3 Messkette und Datenaufnahme

Im Gegensatz zur Datenaufnahme bei der Kalibrierung der Drucksensoren erfolgt die Aufnahme der Messdaten am Prüfstand transient und nicht stationär. **Abbildung 5.9** zeigt den schematischen Aufbau der Druck- und Temperaturmesskette bei transientser Datenaufnahme. Bis auf die Abtastrate sind die Einstellungen des Datenaufnahmesystems für beide Messketten identisch. Um Aliasing bei der Datenaufnahme zu vermeiden, werden die Signale mit einem Tiefpass gefiltert. Die Eckkreisfrequenz darf nach dem Nyquist-Kriterium höchstens der halben Abtastrate entsprechen (*von Grünigen*, 2002). Zur Sicherheit wird die Eckkreisfrequenz der Filter bei $f_s/2,4$ gesetzt. Die maximale Frequenzauflösung der Druckmessdaten liegt damit bei 47,67 kHz, die der Temperaturmessdaten bei 2,67 kHz. Der gewählte Messbereich beider Messungen beträgt $\pm 0,1$ V und ist mit 24 bit aufgelöst.

Für die Druckmessung (**Abb. 5.9(a)**) wird der Aufnehmer durch eine externe Konstantspannungsquelle mit 10 V versorgt. Die Genauigkeit der Spannungsversorgung beträgt ± 2 mV. Die Messunsicherheit des Sensors setzt sich aus der Messunsicherheit der statischen Kalibrierung (± 824 Pa, vergl. Kap. 5.2.1) und der Messunsicherheit des Sensors selbst (± 700 Pa) zusammen. Werden die Genauigkeiten der Spannungsversorgung

und des Datenerfassungssystems in der Gaußschen Fehlerfortpflanzungsrechnung berücksichtigt, beträgt die Messunsicherheit der transienten Druckmessung $\pm 1081 \text{ Pa}$ (Die Umrechnung der elektrischen Spannung in einen Druckwert erfolgt unter Verwendung der mittleren Steigung aller 17 Sensorkennlinien: $13,8 \text{ V/bar}$, Kap. 5.2.1). Die Messunsicherheit der Druckmesskette ist unabhängig vom tatsächlichen Messwert und daher für den gesamten Messbereich von $0\text{--}7 \text{ bar}$ konstant.

Der Aufbau der Temperaturmesskette ist in **Abbildung 5.9(b)** gezeigt. Als Referenztemperatur wird ein Kühlelement (engl.: Frigistor) benutzt, das eine Temperatur von 0 °C hat. Mit diesem Kühlelement werden beide Materialseiten des Thermopaars über Thermoleitungen verbunden. Das Kühlelement ist mit dem Datenerfassungssystem über eine Kupferleitung verbunden. Die Messunsicherheit des Sensors in Abhängigkeit der Temperatur der Messstelle ist in der *DIN EN 60584 – 2* angegeben (Genauigkeitsklasse 2, Typ K):

$$\begin{array}{llll} -40 \text{ °C} & \text{bis} & +333 \text{ °C} & : \quad \pm 2,5 \text{ °C} \\ +333 \text{ °C} & \text{bis} & 1200 \text{ °C} & : \quad \pm 0,0075 \cdot |T| \end{array}$$

Zusätzlich beeinflusst die Materialwahl der Thermo- und Ausgleichsleitungen die Genauigkeit der Temperaturmessung. Die Leitungen bestehen aus der gleichen Materialpaarung wie das Thermoelement selbst (Typ K) und haben die Genauigkeitsklasse 1. Die Messunsicherheit der Thermoleitungen beträgt $60 \mu\text{V}$ (*DIN EN 60584 – 3*). Da Thermospannung und Temperatur der Messstelle keinen linearen Zusammenhang besitzen, ist die Messunsicherheit in Grad Celsius eine Funktion der gemessenen Temperatur. Für den Messbereich des Thermopaars ($0\text{--}1200 \text{ °C}$) variiert diese Messunsicherheit zwischen 3 °C und $1,4 \text{ °C}$. **Abbildung 5.10** zeigt die prozentuale Messunsicherheit der Druck- und Temperaturmesskette als Funktion des Messwerts. Beide Verläufe zeigen für kleine Messwerte die größten prozentualen Abweichungen und laufen asymptotisch gegen einen Grenzwert. Dieser liegt für die Druckmessung bei $0,15 \%$, für die Temperaturmessung

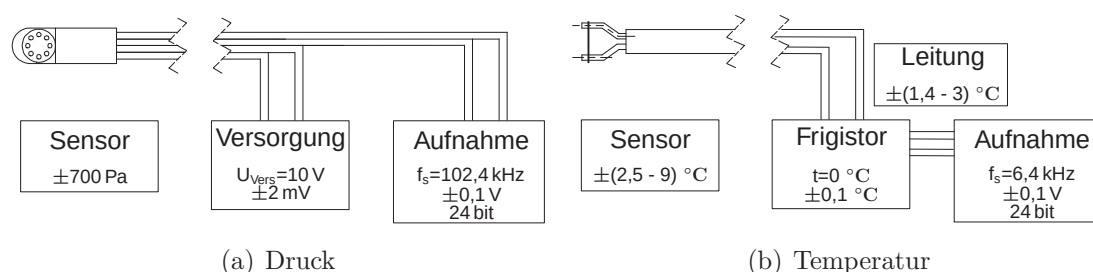


Abb. 5.9: Messkette der Druck- und Temperaturmessung am Prüfstand mit Angaben zur Messunsicherheit der Einzelkomponenten

bei 0,76 %.

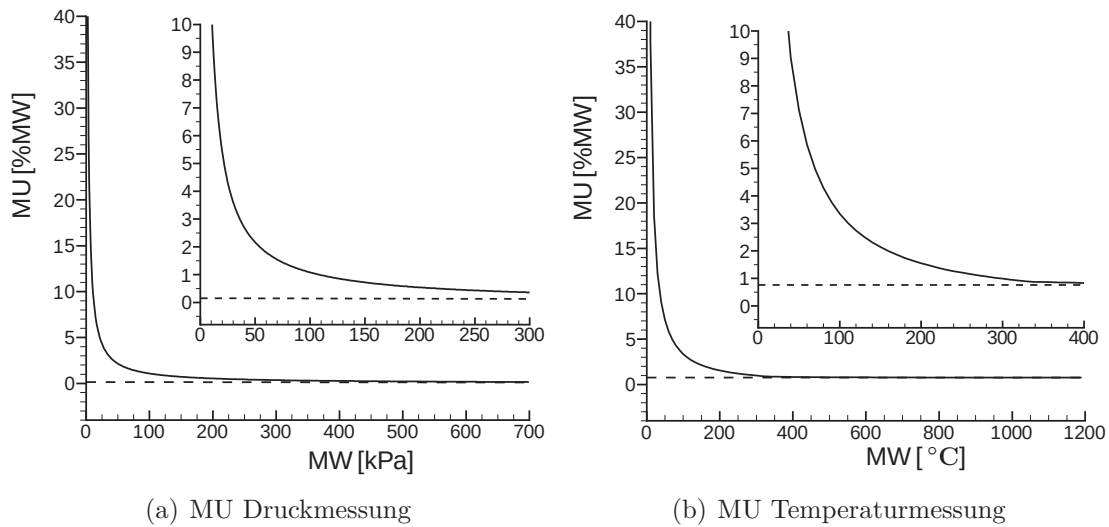


Abb. 5.10: Angabe der prozentualen Gesamtmessunsicherheit der Druck- und Temperaturmessung am Prüfstand in Abhängigkeit des Messwerts

5.4 Dynamisches Übertragungsverhalten

Ein großer Vorteil der in Kapitel 5.1 vorgestellten Sondenbauform ist die Platzierung der Halbleiterdruckaufnehmer direkt in der Strömung. Dies hat erhebliche Vorteile bzgl. der Qualität des Übertragungsverhaltens der Sensoren, da Volumina zwischen Messort und Membran minimal sind und somit auch die Signaldämpfung. Dennoch kann es aufgrund der Einbausituation der Sensoren zu Abweichungen der Sensorkennwerte im Vergleich zum Datenblatt kommen. Zudem stellt ein Pumpstoß hohe Anforderungen an das transiente Signalverhalten der Druckaufnehmer. Daher wird in diesem Kapitel das reale Übertragungsverhalten der Halbleiterdruckaufnehmer untersucht. Außerdem kann beurteilt werden, ob die Sonde einen schnellen Druckanstieg aufzeichnen kann, der beim Pumpen üblicherweise innerhalb von 0,5 ms stattfindet.

Ein gängiges Hilfsmittel zur Ermittlung der Übertragungsfunktion von instationären Druckaufnehmern ist der Stoßrohrversuch (ISA, 2002). Dieser erzeugt in guter Näherung eine Sprungfunktion, die als standardisiertes Eingangssignal genutzt werden kann. Das Ausgangssignal ist der vom Druckaufnehmer aufgezeichnete Druckverlauf. Das Verhältnis von Ausgangssignal zu Eingangssignal ist die Übertragungsfunktion des Systems.

Da Druckaufnehmer im Allgemeinen ein Feder–Masse–Dämpfersystem 2.Ordnung darstellen (PT2–Glieder), kann ihre idealisierte Übertragungsfunktion definiert werden als:

$$\frac{\text{Ausgangssignal}}{\text{Eingangssignal}} = G(s) = \frac{\omega_0^2 K}{s^2 + 2D\omega_0 s + \omega_0^2} \quad \text{mit } s=j\omega \quad (5.1)$$

Zur Durchführung des Versuchs wurde ein Stoßrohr ausgelegt. Es besteht aus einem Treibrohr und einem Laufrohr, die über eine Membran getrennt sind. **Abbildung 5.11** zeigt das Stoßrohr und den Wellenplan des Versuchs im Weg–Zeit–Diagramm. Das Gas im Laufrohr ist in Ruhe. Folglich herrschen im Bereich ① Umgebungsbedingungen. Der Treibrohrdruck wird solange erhöht, bis die Membran reißt (Bereich ⑤). In das Treibrohr läuft eine Expansionswelle, die am Treibrohrende reflektiert wird ④, während im Laufrohr ein Verdichtungsstoß erzeugt wird, der sich in Richtung Laufrohrende ausbreitet und dort reflektiert wird. Durch den Stoß wird das Gas im Laufrohr komprimiert und in Richtung Laufrohrende beschleunigt ②. Die Mediengrenze ist der Ort, an dem mechanisches Gleichgewicht herrscht (*Oertel*, 1966). Das bedeutet, dass auf beiden Seiten dieser Kontaktfläche Druck und Strömungsgeschwindigkeit gleich groß sind, alle übrigen Zustandsgrößen jedoch unterschiedlich. Der Zustand ② ist solange konstant, bis sich im optimalen Fall Mediengrenze, reflektierter Verdichtungsstoß und Expansionsfächer in einem Punkt treffen. Wird der Sensor genau an dieser Stelle platziert, kann die maximale Messzeit genutzt werden. In **Abbildung 5.11** treffen sich die drei charakteristischen Wellen zwar nicht in einem Punkt, die Expositionszeit von 3,8 ms ist jedoch ausreichend, um die Sprungfunktion auszuwerten. Neben der gasdynamischen Auslegung muss bei der Positionierung des Sensors darauf geachtet werden, dass am Ort des Sensors eine ebene Stoßfront auftritt. Eine solche ebene Stoßfront entsteht nicht abrupt beim Reißen der Membran, sondern benötigt eine gewisse Strecke auf der sie sich aufrichtet. Um zu gewährleisten, dass eine ebene Stoßfront am Messort auftritt, muss eine Einlaufstrecke zwischen Membran und Sensor vorgesehen werden. Sie kann nach *Gossweiler* (1993) berechnet werden und ist in der benutzten Stoßrohrkonfiguration deutlich eingehalten. Ein Gitter zwischen Membran und Sonde schützt den empfindlichen Drucksensor vor Membransplittern. Um im Stoßrohrversuch möglichst die Einbausituation der Sonde im Verdichter wiederzugeben, entspricht der Stoßrohrdurchmesser in etwa der Kanalhöhe der Frontstufe. Da die gasdynamische Auslegung unter vereinfachten Annahmen ausgeführt wurde, wurde zur Sicherstellung einer korrekten Auslegungsrechnung eine Vergleichsrechnung mit dem Simulationsprogramm „KASIMIR“ des Stoßwellenlabors der RWTH Aachen durchgeführt (*Esser*, 1991). Beide Berechnungen führten zu übereinstimmenden Ergebnissen. Ein wichtiger Effekt beim Platzen der Membran ist, dass der Querschnitt möglichst abrupt und vollkommen frei gegeben wird. Daher wurde besonderer Wert auf die Kon-

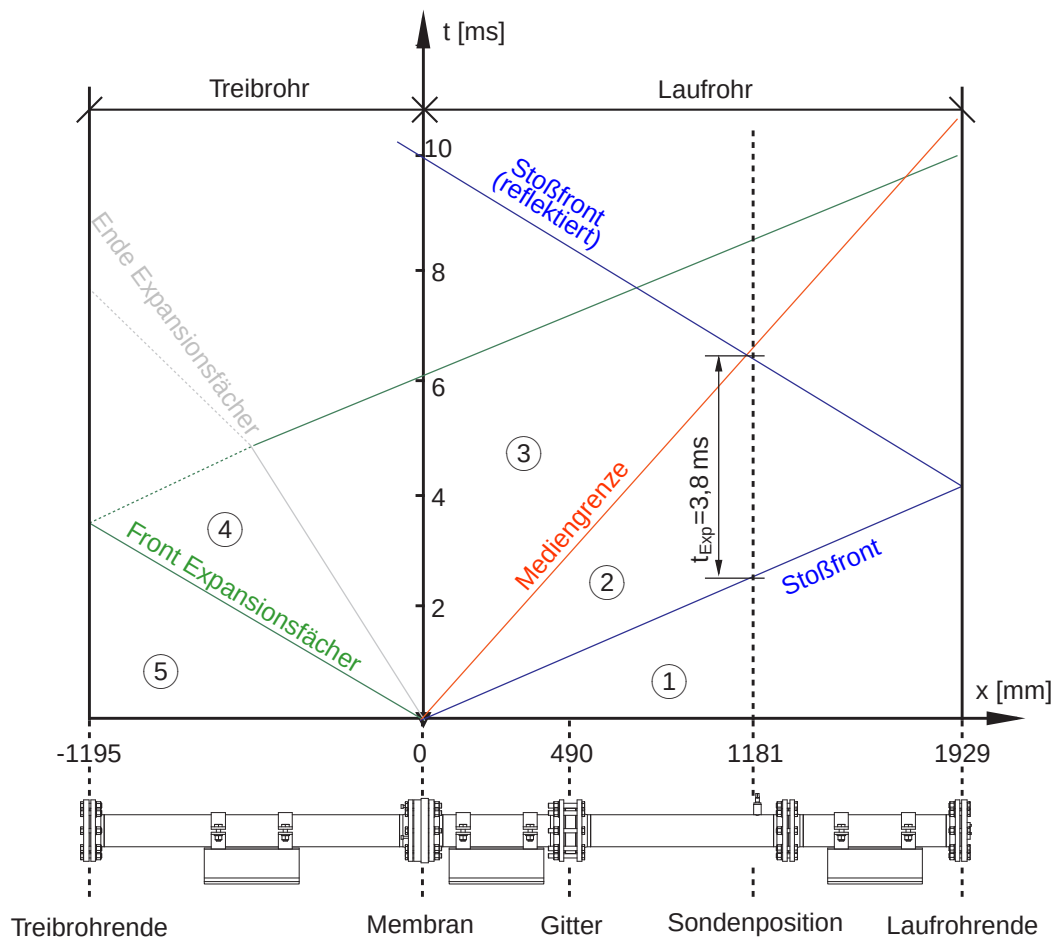


Abb. 5.11: Wellenplan des Stoßrohrversuchs ($p_{\text{Berst}}=3,3 \text{ bar}$)

struktur der Membraneinspannung und den Membranwerkstoff gelegt. Als Membran wird ein Messingblech mit einer Dicke von 0,05 mm gewählt. Zum einen reißt dieses im gewünschten Berstdruckbereich, zum anderen zeigen die Membranreste ein sehr gutes Reißverhalten (**Abb. 5.12**). Der Querschnitt wird vollkommen und gleichmäßig freigegeben, was der kreisrunde Ausschnitt in der Membran beweist (**Abb. 5.12(a)**). Er entspricht genau dem Rohrdurchmesser. Die Membranreste im Stoßrohr lassen darauf schließen, dass die Membran mittig in zwei Teile zerrissen wird und damit der Querschnitt abrupt freigegeben wird (**Abb. 5.12(b)**).

Für die Versuchsdurchführung wird die Sonde im Laufrohr eingespannt, sodass die Messebene der instationären Druckaufnehmer im Zentrum des Stoßrohrquerschnitts liegen. Insgesamt werden zwei verschiedene Ausrichtungen der Sonde untersucht. Bei der ersten Konfiguration trifft der Stoß senkrecht auf die Fläche des Druckaufnehmers #1, bei Konfiguration 2 genau auf die Kante zwischen Aufnehmer #5 und #6. Damit können die zwei möglichen Extremsituationen untersucht werden. Zur Datenaufnahme wird ein Transientenrekorder mit einer Abtastrate von $f_s=5 \text{ MHz}$ und einer Auflösung

von 14 bit ($\approx \Delta U = \pm 0,305 \text{ mV}$) genutzt. Die Messdaten wurden bei der Datenaufnahme mit einem Tiefpass gefiltert, der eine Eckkreisfrequenz von $f_{\text{Eck}} = 1 \text{ MHz}$ hat. Wie Versuche ohne Filterung gezeigt haben, hat diese jedoch keine Auswirkungen auf die Ergebnisse. Die Berstdrücke der Versuche betragen etwa 3,17 bar. Eine Zusammenfassung der Versuchsparameter zeigt **Tabelle 5.4**.

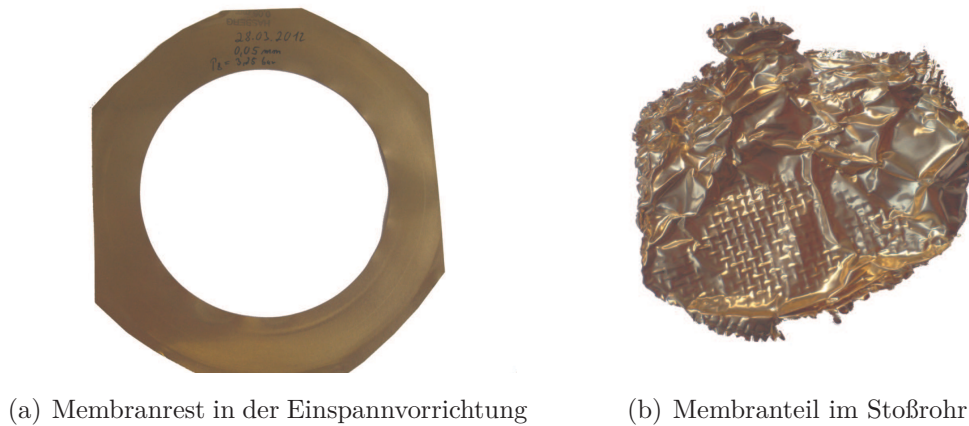


Abb. 5.12: Geborstene Membran nach Stoßrohrversuch

Zur Auswertung der Messergebnisse und Bestimmung des Übertragungsverhaltens werden die Messdaten mittels einer Laplace-Transformation in das Bode-Diagramm überführt. Hierzu werden zwei verschiedene Verfahren, nach *Unbehauen* (2008) und nach *Gossweiler* (1993), benutzt. Beide Verfahren führen zu identischen Ergebnissen. **Abbildung 5.13** zeigt stellvertretend für das Übertragungsverhalten der Sonde den Amplituden- und Phasengang des Aufnehmers #6 der Sonde B, wie er mit dem Verfahren nach Unbehauen berechnet wurde. Die Amplitude ist auf den Einheitssprung normiert. Die Eckfrequenz des PT2-Glieds ist an der Stelle definiert, bei der der Phasengang den Wert -90° auf der Ordinate schneidet. Für den in **Abbildung 5.13(b)** gezeigten Phasengang liegt dieser Schnittpunkt bei 62,515 kHz. Bei dieser Frequenz schneidet der Amplitudengang nach einer leichten Resonanzüberhöhung wieder die Eins (**Abb. 5.13(a)**). Die Dämpfung des Systems liegt daher im Bereich $0 < D < 1$ (periodische Lösung der Gl. (5.1)) und die Schwingung des Systems klingt nach der Anregung wieder ab. Die Eigenfrequenz der Membran des Druckaufnehmers weicht etwas von der Vorgabe des Datenblatts ($f_{\text{Eigen}} = 380 \text{ kHz}$) ab und liegt bei 331,131 kHz. Dies ist auf das Einkleben des Druckaufnehmers zurückzuführen.

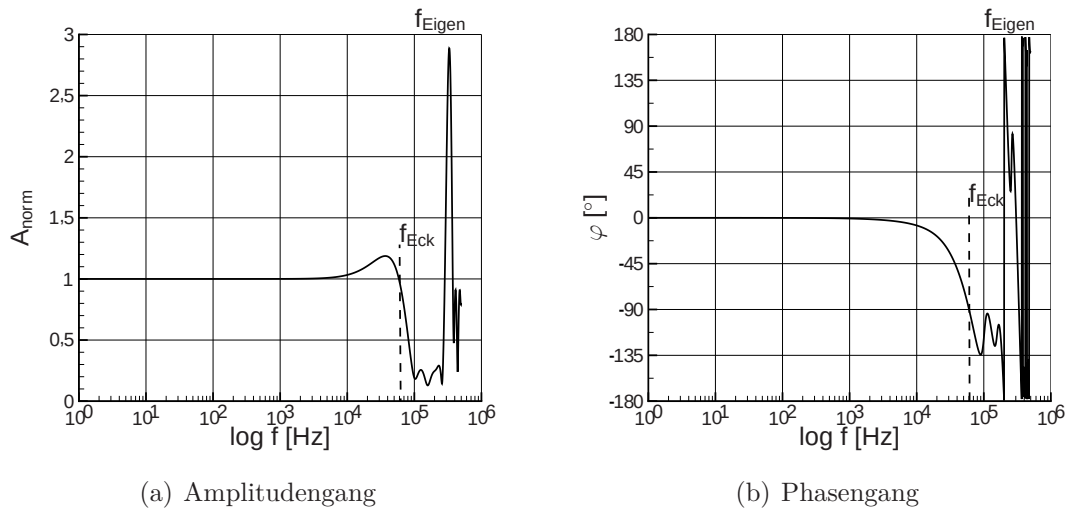
Der Pumpstoß ist mit einem sprunghaften Druckanstieg verbunden. Um Beurteilen zu können, inwieweit die Sonde einen solchen Drucksprung exakt aufzeichnen kann, wird

Parameter	d_M	p_{Berst}	V	f_s	f_{Eck} Filter
Einheit	[mm]	[bar]	[-]	[MHz]	[MHz]
Konf. 1	0,05	3,171	80	5	1
Konf. 2	0,05	3,165	80	5	1

Tab. 5.4: Parameter der Stoßrohrversuche

das zeitliche Ansprechverhalten der Druckaufnehmer bewertet. Hierfür wird das idealisierte Ausgangssignal des Stoßrohrversuchs in der Zeitebene betrachtet. Zur Rekonstruktion des idealisierten Ausgangssignals werden die Parameter der Gleichung (5.1) mit Hilfe des Bode-Diagramms aus **Abbildung 5.13** bestimmt:

$$\begin{aligned}
 \text{Verstärkungsfaktor: } K &= 1,7381 \\
 \text{Eckfrequenz: } f_{\text{Eck}} &= 62,515 \text{ kHz} \\
 \text{Dämpfung: } D &= 0,45
 \end{aligned}$$


Abb. 5.13: Bode-Diagramm des Druckaufnehmers #B6

Mit diesen Parametern wird das in **Abbildung 5.14** gezeigte idealisierte Ausgangssignal generiert, an dem sehr gut das zeitliche Ansprechverhalten bewertet werden kann. Insgesamt können mehrere charakteristische Zeiten definiert werden, von denen die Anstiegszeit t_A , die Anregelzeit t_{An} und die t_{max} -Zeit die Schnelligkeit bzw. die Dynamik des Systems charakterisieren. Die Anstiegszeit ergibt sich aus dem Schnittpunkt der Tangente im Wendepunkt von $y(t)$ mit der Nulllinie und K . Der Zeitpunkt, in dem

zum ersten Mal der Sollwert erreicht wird, wird durch die Anregelzeit wiedergegeben. Den Punkt der maximalen Überschwingbreite gibt der Wert $t_{\max}$ an. Die Verzugszeit ist definiert als Abstand zwischen dem Ursprung und dem Schnittpunkt der Wendetangente mit der Nulllinie. Für den hier betrachteten Fall haben die charakteristischen Zeiten die folgenden Werte:

Anstiegszeit: $t_A = 0,030$ ms
 Anregelzeit: $t_{An} = 0,039$ ms
 $t_{\max}$ -Zeit: $t_{\max} = 0,058$ ms
 Verzugszeit: $t_V = 0,006$ ms

Zum Vergleich beträgt die $t_{\max}$ -Zeit eines Drucksignals des Pumpens bei hohen Drehzahlen etwa 0,5 ms. Sie ist damit deutlich größer als die des Übertragungssystems, sodass die hohe Dynamik der Verdichterströmung während des Pumpens akkurat durch das ausgearbeitete Sondenkonzept aufgelöst wird. Der konstruierte Sondenkopf in Verbindung mit der gewählten Druckmesstechnik erfüllt die Anforderung, instationäre Drücke hochgenau aufzulösen. Eine Korrelation mehrerer Drücke, wie es die Konzepte der Freistrah-Kalibrierung (Kap. 5.2.2) und Auswertung (Kap. 6.1) erfordern, ist damit möglich.

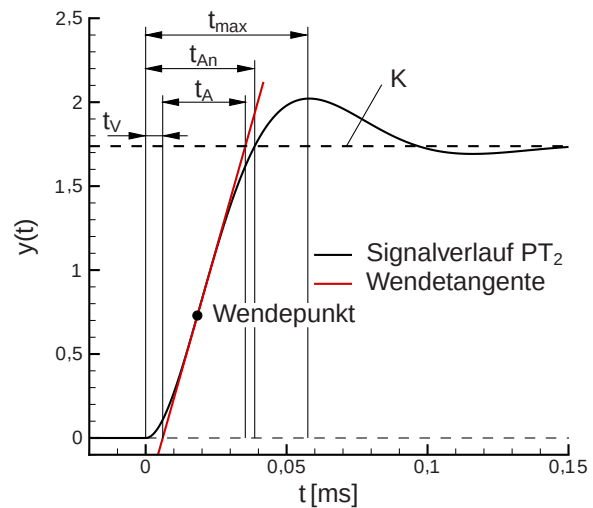


Abb. 5.14: Anstiegszeiten des idealisierten Ausgangssignals (#B6)

5.5 Reproduzierbarkeit

Wie im vorherigen Kapitel erwähnt, ist das Pumpen ein hoch dynamischer Prozess, der von einer Vielzahl verschiedener Einflussfaktoren abhängig ist. Hierzu zählen u.a. die Art und Weise, wie der Verdichter angedrosselt wird, Einlaufstörungen, Fertigungsungenauigkeiten, Eintrittstemperaturschwankungen, Betriebsdrehzahl, u.v.m. Diese Einflüsse sind teilweise stochastischer und damit zufälliger Natur. Sie müssten aber für eine experimentelle Untersuchung gleich gehalten werden, um Ergebnisse wiederhol- und vergleichbar zu halten. Nur so ist eine Analyse und ein Vergleich verschiedener Pumpversuche repräsentativ und gerechtfertigt.

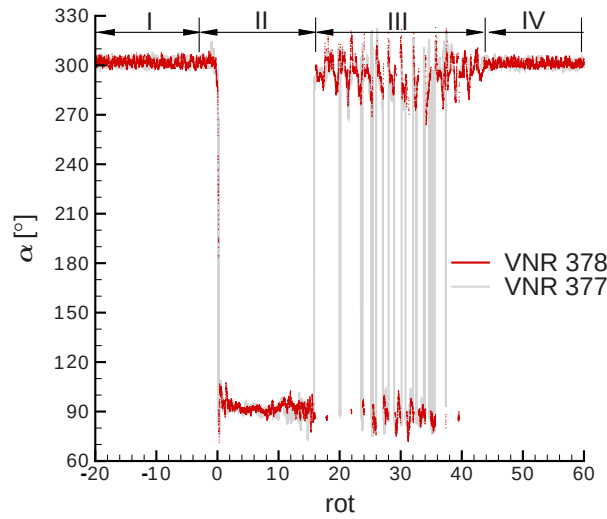
In diesem Kapitel werden zwei identische Messungen der Rückströmsonden verglichen

und damit gezeigt, in welchem Maß die Ergebnisse reproduziert werden können, um dadurch eine Zufälligkeit der erzielten Ergebnisse auszuschließen. Die beiden Versuche wurden bei einer Drehzahl von $n/n_A=90\%$ durchgeführt. Eintrittsdruck, -temperatur, Statorstellung und Sondenposition sind in beiden Versuchen im Rahmen der Messgenauigkeit gleich, ebenso die Drosselung des Verdichters.

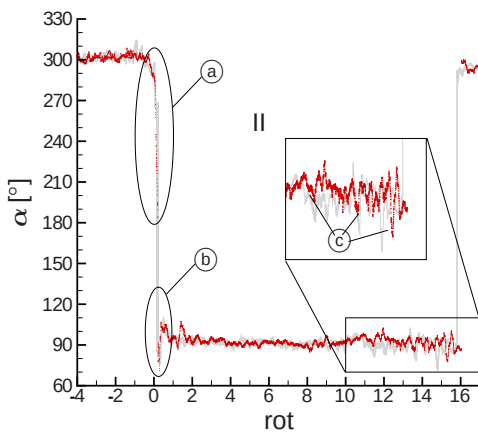
In **Abbildung 5.15** ist der gemessene Strömungswinkel der beiden Versuche gegenübergestellt (grau durchgezogen und rot gepunktet). Die Messdaten sind auf einer Kanalhöhe von 50 % stromab des Rotors aufgenommen worden. Der Pumpzyklus kann in vier charakteristische Bereiche aufgeteilt werden (**Abb. 5.15(a)**). Diese sind: Normalströmung (I), Rückströmung (II), Wiederanlegen (III) und Normalströmung (IV). Für die ersten drei Bereiche wird im Folgenden jeweils separat die Reproduzierbarkeit der Messung untersucht. Im Gegensatz zu den Bereichen I und IV, die einen nahezu stationären Strömungswinkel zeigen, weisen die Bereiche II und III starke dynamische Veränderungen des Strömungswinkels auf. Im Bereich vor dem Pumpen (Bereich I) wird im Mittel ein Strömungswinkel von $301,31^\circ$ bzw. $301,34^\circ$ gemessen (**Tab. 5.5**). Der betrachtete Zeitraum umfasst die ersten 13309 Datenpunkte beider Versuchsnummern. Die mittlere Abweichung (siehe Anhang B.2) beträgt in beiden Fällen $1,47^\circ$. Diese Abweichung ist sehr gering, da die Messungen instationär erfolgen und daher der Effekt der Schaufelwechselfrequenz in den Datensätze enthalten ist. Die Schaufelwechselfrequenz führt zu erhöhten Fluktuationen im Strömungsfeld, da jede Schaufel im Messsignal ein lokales Druckminimum zur Folge hat. Eine ähnlich hohe Reproduzierbarkeit wie die Messung des Strömungswinkels zeigt die Messung der Machzahl. Sie wird im Mittel zu 0,452 und 0,451 bestimmt. Im Gegensatz zu den Verläufen des Strömungswinkels und der Machzahl führt der oben beschriebene Effekt der Schaufelwechselfrequenz zu erhöhten Fluktuationen in den Verläufen des totalen und statischen Drucks. Die Fluktuationen sind besonders stark im statischen Druckverlauf ausgeprägt. Für den Totaldruck wird ein Mittelwert von 159164 Pa bzw. 156563 Pa gemessen, mit einer mittleren Abweichung von 1336 Pa bzw. 1229 Pa. Der statische Druck beträgt beim ersten Versuch 123672 Pa, beim zweiten 121741 Pa, mit einer mittleren Abweichung von 4268 Pa und 4149 Pa. Diese relativ großen mittleren Abweichungen zeigen den Einfluss der drehenden Rotorschaukel auf das dahinter gemessene instationäre Druckfeld sehr deutlich. **Tabelle 5.5** fasst die oben diskutierten Zahlenwerte der Mittelwerte und mittleren Abweichungen der beiden Versuchsläufe zusammen.

Der Bereich II zeigt die Rückströmung, die bei einer Drehzahl von $n/n_A=90\%$ sehr ausgeprägt ist (**Abb. 5.15(b)**). Die Rückströmphase erstreckt sich über 16 Rotorumdrehungen. Während dieser Phase wird die potentielle Energie, die in

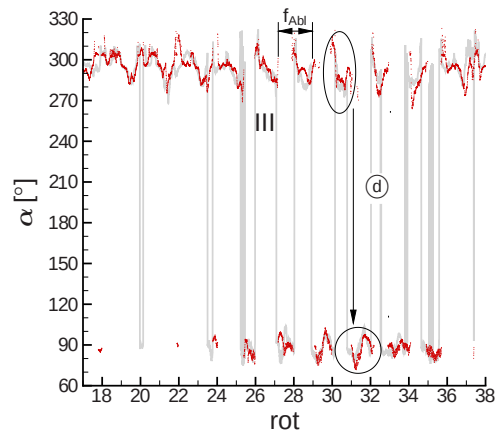
Form von Überdruck im Plenum des Verdichters gespeichert ist, in kinetische Energie umgewandelt. Die Folge ist ein Ausströmen des Fluids entgegen der eigentlichen Normalströmungsrichtung. Dieser Vorgang kann als quasi-stationärer Strömungszustand betrachtet werden. Dies zeigen der nahezu konstante Strömungswinkel in **Abbildung 5.15(b)** und die geringen mittleren Abweichungen im Strömungswinkel und der Machzahl in **Tabelle 5.5**. Der Übergang von Vorwärts- zur Rückwärtsströmung verläuft in beiden Versuchen mit genau derselben Zeitkonstante. Die roten Punkte der Versuchsnummer 377 liegen exakt auf dem grauen Graphen der Versuchsnummer 378 (a). Der Unterschied in der Dauer der beiden Rückströmphasen beider Versuche beträgt $1/5$ Rotorumdrehung. Das Überschwingen des Strömungswinkels zum Beginn



(a) Pumpzyklus



(b) Rückströmung



(c) Wiederaanlegen

Abb. 5.15: Vergleich zweier Messungen des Pumpzyklus

der Rückströmphase ist vollkommen identisch ⑥. Bis zum Zeitpunkt $t = 14$ wird der Strömungswinkel exakt reproduziert. Ab diesem Zeitpunkt setzt der zeitliche Versatz beider Messungen ein. Der qualitative Verlauf, insbesondere der dynamische Verlauf des Strömungswinkels am Ende der Rückströmphase ⑦, ist dennoch reproduzierbar zu messen. Die Rückströmphase endet mit einer Diskontinuität im Verlauf des Strömungswinkels nach ca. 15 Rotorumdrehungen. Der Winkel ändert sich sprunghaft um 200° , von 92° auf ungefähr 292° .

Nachdem die Strömung wieder in die Normalströmungsrichtung umgekehrt ist, beginnt der Druckaufbau. Die Strömung legt wieder an der Rotorscheufel an und der Verdichter fördert einen positiven Massenstrom. Der Prozess des Wiederaanlegens und Druckaufbaus wird von einem umlaufenden Phänomen begleitet, das bei dieser Drehzahl eine Frequenz von etwa 167 Hz hat (**Abb. 5.15(c)**). Das Ablösephänomen beider Versuche ist innerhalb des Zeitversatzes von $1/5$ Rotorumdrehung in Phase. Der Umschlag von positiver Strömungsrichtung ($\alpha = 292^\circ$) in eine reine Umfangsrichtung ($\alpha = 90^\circ$) ist exakt reproduzierbar ⑧. Dies gilt nicht nur für die Frequenz, sondern auch für die Amplituden und die Anzahl an Perioden, die dieses Ablösephänomen durchläuft.

Insgesamt zeigt der Vergleich der Ergebnisse der beiden Messungen, dass die Strömung während des Pumpens praktisch exakt reproduzierbar ist und diese Strömung ebenfalls mit einer weit ausreichenden Genauigkeit wiederholbar gemessen werden kann. Zum einen gilt die Wiederholgenauigkeit für die neu entwickelte Rückströmsonde, die reproduzierbar und akkurat die Verdichterströmung messen kann. Zum anderen auch für den Verdichterprüfstand selbst, dessen Strömungsphänomene des Pumpens wiederholbar sind. Vergleiche von Ergebnissen unterschiedlicher Pumpzyklen sind damit in jedem Fall zulässig und für den jeweiligen Strömungszustand repräsentativ.

Bereich		Alpha $\alpha [^\circ]$		Machzahl $Ma_{\text{norm}} [-]$		Totaldruck $p_{t,\text{kor}} [\text{Pa}]$		stat. Druck $p_{\text{kor}} [\text{Pa}]$	
	VNR	377	378	377	378	377	378	377	378
I	Mittelwert	301,31	301,34	0,452	0,451	159164	156563	123672	121741
	mittl. Abw.	1,47	1,47	0,035	0,035	1336	1229	4268	4149
II	Mittelwert	92,44	91,29	0,401	0,402	152147	148711	124368	121357
	mittl. Abw.	2,54	2,55	0,062	0,060	16409	16477	15504	15512

Tab. 5.5: Arithmetische Mittelwerte und mittlere Abweichungen der vier Messgrößen für die Bereiche I und II aus **Abbildung 5.15**

6 Auswertemethodiken

In diesem Kapitel wird zum einen die Auswertemethodik der Rückströmsonden erläutert (Kap. 6.1), zum anderen werden zwei Verfahren vorgestellt, mit denen das zeitabhängige Frequenzspektrum transienter Messdaten ausgewertet werden kann (Kap. 6.2). Diese Verfahren wurden für die vorliegende Arbeit eigens in MatLab programmiert.

6.1 Auswertemethodik der 9-Lochsonde

Die Grundlage für die Bestimmung der Strömungsgrößen bilden die instationären Sondendrucke, die mit Hilfe der Halbleiterdruckaufnehmer gemessen werden. Die Auswertung dieser Druckdaten erfolgt analog zur Bildung der Kalibrierpolynome, indem die Rückströmsonde in neun virtuelle 3-Lochsonden unterteilt wird und die mittlere Bohrung der 3-Lochsonde durch den höchsten Druck am Umfang bestimmt wird (vergl. Kap. 5.2). Die Aufzeichnung der Drücke im Verdichter ist nicht stationär, wie bei der Kalibrierung, sondern transient (vergl. Kap. 5.3).

In **Abbildung 6.1** ist der maximale Druck der neun Sensoren der Sonde A gezeigt (hinter Rotor 1). Die Daten stammen vom Versuch VNR 386 ($n/n_A=93\%$ und $KH=70\%$). Der schwarze Verlauf zeigt den Druckverlauf, der mit einer Abtastrate von 102,4 kHz aufgenommen ist. Die Halbleiterdruckaufnehmer können die hohe Instationarität der Strömung während des Pumpstoßes sehr gut auflösen.

Ein etabliertes Verfahren zur Erhöhung der Ergebnisqualität instationärer

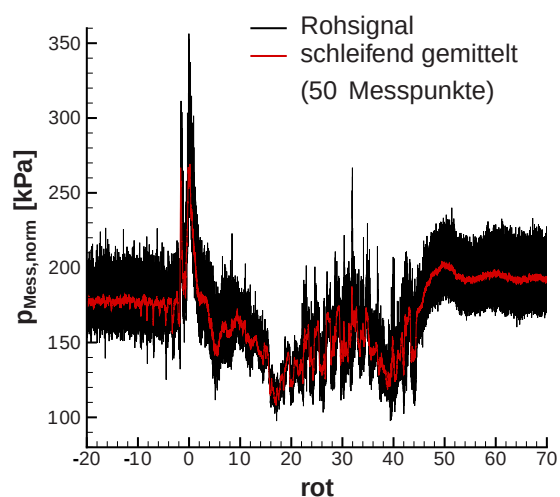


Abb. 6.1: Mittelung der Sondenrohdaten

Messdaten ist das Ensemble–Average–Verfahren (siehe Anhang B.5). Dieses Verfahren vergleicht mehrere Signale bei gleicher Phasenlage (*Hoynacki*, 1999). Auf die Untersuchung der Strömung während des Pumpens angewendet bedeutet dies, dass Messdaten mehrerer, „exakt gleicher“ und in Phase liegender Pumpzyklen aufgenommen und diese zu einem Endergebnis gemittelt werden. Hierfür müssten sehr viele Pumpzyklen gemessen werden, was aufgrund der erhöhten Messdauer und Gefahr der Beschädigung des Verdichters nicht möglich ist. Des Weiteren ist die Anwendung dieses Verfahrens auf die Druckverläufe aus **Abbildung 6.1** aufgrund der hohen stochastischen und nicht-periodischen Signalanteile nicht anwendbar. Daher werden zur besseren Interpretation der Ergebnisse die Messwerte zeitlich schleifend gemittelt. Das bedeutet, dass für jeden Zeitpunkt bzw. Messpunkt über eine gewisse Anzahl an Messpunkten gemittelt wird und nach jeder Mittelung das Mittelungsintervall um einen Messpunkt entlang der Zeitachse weitergeschoben wird (siehe Anhang B.4). Diese Art der Mittelung wird mit zwei unterschiedlichen Mittelungsspannen durchgeführt.

Bei der kleineren Zeitspanne der Mittelung wird über 50 Messpunkte gemittelt bzw. über 0,488 ms. Dies entspricht bei einer reduzierten Drehzahl von 75 % 2,8 Schaufelteilungen, bei 100 % reduzierter Drehzahl 3,8 Schaufelteilungen (**Tab. 6.1**). Das Resultat ist der rot dargestellte Verlauf in **Abbildung 6.1**. Bei der größeren Zeitspanne wird in Abhängigkeit der Drehzahl über eine Rotorumdrehung gemittelt. Je nach Drehzahl ergibt sich damit eine Mittelungsspanne zwischen 406 und 303 Messpunkten (**Tab. 6.1**). Zwar ist der zeitliche Informationsgehalt durch die Anwendung eines Mittelungsverfahrens reduziert, dennoch wird der schwarze Verlauf sehr genau von den gemittelten Größen wiedergegeben, insbesondere bei der Mittelung über die kleinere Zeitspanne.

n/n_A	f_{Sch}	Mittelung „50 Messwerte“	Mittelung „Rotorumdrehung“
[%]	[Hz]	[Teilung]	[Messpunkte]
75	5810	2,8	406
85	6601	3,2	357
90	6957	3,4	339
93	7164	3,5	329
100	7774	3,8	303

Tab. 6.1: Übersicht zur Mittelung der Sondendrucke

Bei der angewendeten Mittelung gibt es zwei Vorgehensweisen. Zum einen kann das Rohsignal gemittelt werden und anschließend die Auswertung mit den gemittelten Daten erfolgen. Zum anderen kann zuerst die Auswertung und danach die Mittelung durchgeführt werden. Die erste Vorgehensweise bietet den Vorteil, dass die Datenpunkte der geglätteten Verläufe zum überwiegenden Teil im Kalibrierbereich liegen. Nachteilig ist, dass die zeitliche Auflösung reduziert wird. Bei Auswertung und anschließender Mittelung kann die volle Zeitauflösung der Datenaufnahme genutzt werden. Allerdings führt diese Methode dazu, dass viele Druckpaare außerhalb der Kalibrierpolynome liegen und daher unphysikalische Ergebnisse liefern. Aus diesem Grund wird in dieser Arbeit hauptsächlich die zuerst beschriebene Vorgehensweise angewendet, da hier ein geringerer Anteil der Datenpunkte der Sondenmessung außerhalb des Kalibrierpolynoms liegen und ein geringerer Anteil der Messwerte extrapoliert werden muss. Zudem ist die zeitliche Auflösung trotz der Mittelung hoch genug, um die Strömung während des Pumpens zu untersuchen.

6.2 Auswertemethodik im Zeit–Frequenz–Bereich

Neben den Strömungsgrößen, die aus den instationären Drucksignalen berechnet werden, ist es oft hilfreich, das Frequenzspektrum der Signale zu ermitteln. Wie in **Abbildung 6.1** zu erkennen, ist das Drucksignal eines Pumpstoßes hochgradig stochastisch und instationär. Daher sind die Frequenzen und Amplituden, aus denen sich das Gesamtsignal zusammensetzt, von der Zeit t abhängig. Mit Hilfe der Zeit–Frequenz–Analyse kann das Frequenzspektrum des Signals sowohl in der Zeit, als auch in der Frequenz lokalisiert werden. Für die Berechnung des zeitabhängigen Frequenzspektrums haben sich die „Kurzzeit Fourier–Transform“ (Kap. 6.2.1) und die „Kontinuierliche Wavelet–Transformation“ (Kap. 6.2.2) als geeignet erwiesen. Dies betrifft sowohl einen vertretbaren Rechenaufwand, als auch eine eindeutige Interpretation der Ergebnisse. Bevor die beiden verwendeten Methoden vorgestellt werden, wird zuerst das allgemeine Vorgehen bei der Zeit–Frequenz–Analyse erläutert.

Ein Problem bei der Anwendung der beiden oben genannten linearen Zeit–Frequenz–Transformationen auf ein diskretes, endliches Signal ist der Leckeffekt. Dieser Effekt beruht auf der Tatsache, dass die genannten Transformationen von einem unendlich langen, kontinuierlichen Signal ausgehen bzw. der Signalausschnitt ein natürliches Vielfaches der Periodendauer sein muss, was in der Praxis unmöglich ist. Um ein unendlich langes Signal zu erhalten, muss der zu analysierende Signalausschnitt unendlich

oft aneinander gesetzt werden, was an den Verbindungsstellen zu Unstetigkeiten im Signalverlauf führt. Hierdurch kommt es zu Pseudofrequenzen, die im ursprünglichen Signal nicht enthalten sind. Um diesen Effekt zu vermeiden, wird das Gesamtsignal bzw. einzelne Abschnitte davon vor der Analyse mit einer Fensterfunktion multipliziert. Als Fenster bieten sich im Allgemeinen glockenförmige Funktionen an, die an den Rändern den Wert Null haben (*Reuß, 2005*). Bei der Wavelet-Transformation ist das Wavelet selbst die Fensterfunktion.

Zwar unterdrückt die Fensterung den Leckeffekt, jedoch beeinflusst sie die temporale und spektrale Auflösung. Die temporale Auflösung ist durch die Fensterbreite im Zeitbereich bestimmt, die spektrale Auflösung ist proportional zur Frequenzbandbreite des Fensters. Die Heisenberg'sche Unschärferelation besagt nun, dass ein Elementarteilchen nicht gleichzeitig einen präzisen Impuls und eine präzise Position haben kann (*Heisenberg, 1927*). Übertragen auf die simultane Zeit-Frequenz-Analyse bedeutet dies, dass eine Erhöhung der spektralen Auflösung eine Reduzierung der temporalen Auflösung bewirkt und umgekehrt (*Clausen und Müller, 2003*). Dieser Zusammenhang kann in Form von Heisenberg Boxen dargestellt werden (**Abb. 6.2**). Die Kantenlänge σ_t entspricht der temporalen, die Kantenlänge σ_f der spektralen Auflösung (*Mallat, 2009*). Die Zeitauflösung Δt und Frequenzauflösung Δf der Transformation wird wiederum durch das Raster der Zeit- und Frequenzlinien vorgegeben. In den Schnittpunkten des Rasters liegen Ergebnisse der Transformation vor und die Heisenberg Boxen sind in diesen Schnittpunkten zentriert.

Der Unterschied der beiden verwendeten Methoden besteht darin, dass die Vergleichsfunktion der Kurzzeit Fourier-Transformation translatiert und moduliert, bei der Kontinuierlichen Wavelet-Transformation translatiert und skaliert wird. Durch die Skalierung werden gleichzeitig die Frequenz und Breite des Fensters geändert. Wie in **Abbildung 6.2(b)** zu erkennen ist, hat die Wavelet-Transformation hierdurch den Vorteil, dass hochfrequente Anteile des Signals eine gute Zeitlokalisation zeigen, während niederfrequente Anteile eine geringere Zeitauflösung, dafür jedoch eine bessere Frequenzauflösung haben (*Daubechies, 1992*). Daher bietet die Wavelet-Transformationen folgende Vorteile, die auf das Signal eines Pumpstoßes (**Abb. 6.1**) zutreffen:

- Gute Auflösung kurzer, hochfrequenter Signalanteile wie transiente Signale oder Singularitäten (*Daubechies, 1992*)
- Präzise Analyse und Lokalisation von Signalstrukturen unterschiedlicher Länge (*Kutyniok, 1998*)
- Analyse von Signalfolgen, die aus einer Vielzahl instationärer Anteile unterschiedlicher Frequenzen bestehen (*Torrence und Compo, 1998*)

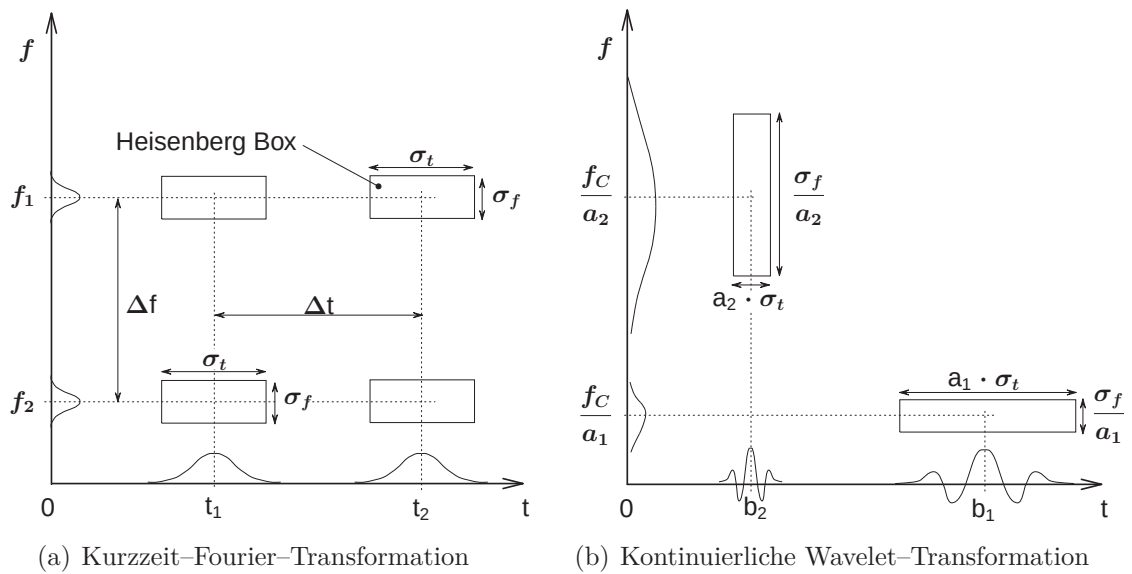


Abb. 6.2: Schematische Darstellung der Heisenberg Boxen für die Kurzzeit–Fourier–Transformation und die Kontinuierliche Wavelet–Transformation

Ein Nachteil sind der hohe Rechenaufwand und Speicherplatzbedarf. Im Gegensatz hierzu hat ein Spektrogramm, das mit der Kurzzeit Fourier–Transformation berechnet wird, eine konstante spektrale und temporale Auflösung. Daher muss stets ein Kompromiss zwischen den beiden Auflösungen eingegangen werden, was eine Kenntnis der zu erwartenden Frequenzen und deren Änderungsraten voraussetzt. Sie ist zur Auflösung periodischer und niederfrequenter Signale gut geeignet. Weiterhin ist der Rechenaufwand im Vergleich zur Wavelet–Transformation deutlich geringer, sodass in kürzester Zeit Ergebnisse vorliegen. Zudem kann sie für Validierungszwecke von Ergebnissen der Wavelet–Transformation genutzt werden.

6.2.1 Kurzzeit Fourier–Transformation

Grundlage für die implementierte Kurzzeit Fourier–Transformation ist die diskrete Fourier–Transformation, die eine Approximation der Fourier–Transformation ist. Sie kann problemlos auf einem Rechner implementiert und berechnet werden. Für aperiodische Signale ist sie nach Gleichung (6.1) definiert als (Uhlmann, 2003):

$$X(k, b) = \frac{1}{N} \sum_{n=0}^{N-1} x(n) \cdot g(n - b) \cdot e^{-jkn \frac{2\pi}{N}} \quad \text{mit } k=\{1, 2, \dots, N-1\}, \quad (6.1)$$

wobei $x(n)$ das Signal in der Zeitebene und $g(n-b)$ die Fensterfunktion ist. Der Parameter b bestimmt die Position des Fensters auf der Zeitachse, so dass das Fenster nicht mit dem Gesamtsignal multipliziert wird, sondern lediglich mit einem Zeitausschnitt. Damit ist die spektrale und temporale Auflösung in der gesamten Zeit–Frequenz–Ebene konstant und damit auch die Heisenberg Boxen.

Die Berechnung der Kurzzeit–Fourier–Transformation in MatLab wird mit Hilfe des Goertzel–Algorithmus durchgeführt. Zum einen verkürzt er den Rechenaufwand, zum anderen kann die Frequenzauflösung von vornherein festgelegt werden. Die maximal mögliche Frequenzauflösung ist umgekehrt proportional zur betrachteten Signallänge ($\Delta f_{\max} \leq \frac{1}{t}$), die höchste detektierbare Frequenz entspricht der halben Abtastfrequenz ($f_{\max} = \frac{f_s}{2}$).

Für die in dieser Arbeit durchgeführten Frequenzanalysen wird ein Hanning–Fenster mit einer Fensterlänge von 2048 Messwerten verwendet. Dieses Fenster wird bei der Fourier–Transformation nicht um die Gesamtlänge des Fensters verschoben, sondern lediglich um 20 %, sodass eine Überlappung der Fenster von 80 % entsteht. Hierdurch wird das Spektrogramm geglättet und die Zeitauflösung erhöht, die temporale Auflösung bleibt hingegen unverändert. Die Abtastrate der Sondendrucke beträgt 102,4 kHz, die der wandbündigen Halbleiterdruckaufnehmer das Doppelte, also 204,8 kHz. Die gewählten Parameter der Kurzzeit Fourier–Transformation sind in **Tabelle 6.2** zusammengefasst. Um den Einfluss des Tiefpassfilters zu berücksichtigen, ist in der Tabelle die Frequenz $f_{\max}$ mit dem Faktor 0.8 multipliziert, da ab diesem Wert erst mit einer amplitudentreuen Rekonstruktion des Signals zu rechnen ist.

Parameter	f_s	$f_{\max}$	Δf	Δt	σ_f	σ_t
Einheit	[Hz]	[Hz]	[Hz]	[ms]	[Hz]	[ms]
Sondendrucke	102400	40960	50	4	4	20
Wanddrücke	204800	81920	100	2	2	10

Tab. 6.2: Parameter der Kurzzeit–Fourier–Transformation für die instationären Sonden– und Wanddrücke

6.2.2 Kontinuierliche Wavelet–Transformation

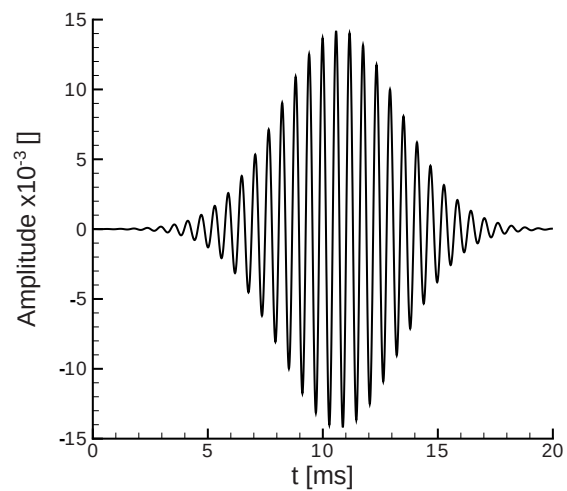
Die diskrete Schreibweise der kontinuierlichen Wavelet–Transformation lautet:

$$W(a, b)_\psi = \frac{1}{\sqrt{a}} \sum_{n=0}^{N-1} x(nT) \psi^* \left(\frac{(t-b)T}{a} \right); a > 0, \quad (6.2)$$

wobei $\psi^* \left(\frac{(t-b)T}{a} \right)$ eine Familie von Wavelets darstellt. Der Waveletkoeffizient $W(a,b)_\psi$ ist ein Maß für die Ähnlichkeit zwischen Signal und Wavelet. Für die Analyse wird eine Basisfunktion ψ (Mutter–Wavelet) genutzt, die skaliert und translatiert wird. Durch den Skalierungsparameter a in Gleichung (6.2) werden entweder kurzzeitige, hochfrequente Funktionen, oder langzeitige, niederfrequente Funktionen erzeugt (Najimi und Sadowski, 1997). Die verschiedenen Funktionen werden Messpunkt für Messpunkt über das zu analysierende Signal geschoben. Demzufolge wird der Translationsparameter b mit 1 gewählt und es kommt ähnlich zur Kurzzeit–Fourier–Transformation zu einer Überlappung der Auswertebereiche. Aufgrund seines flexiblen Einsatzbereichs wird in dieser Arbeit als Basisfunktion das komplexe Morlet–Wavelet benutzt:

$$\psi(t) = \frac{1}{\sqrt{\pi}F_b} \cdot e^{2j\pi tF_c} \cdot e^{-t^2/F_b} \quad (6.3)$$

Eine graphische Darstellung des Realteils des komplexen Wavelets mit Skalierungsfaktor $a=60$ und Abtastrate $f_s=102,4 \text{ kHz}$ zeigt **Abbildung 6.3**. Die Center–Frequenz des Mutter–Wavelets entspricht der Abtastfrequenz und der Bandbreitenfaktor wird entweder auf 80 oder 100 gesetzt.



Wie aus den beiden **Abbildungen 6.2(b) und 6.4** zu erkennen ist, variiert mit der Skalierung auch die spektrale und temporale Auflösung des gewählten Wavelets. Je höher die Frequenz ist, desto geringer ist die spektrale und umso größer ist die temporale Auflösung. Daher sind beide Auflösungen eine Funktion der Frequenz und variieren im Spektrogramm (**Abb. 6.4**).

Ein großer Vorteil der kontinuierlichen Wavelet–Transformation im Gegensatz zur diskreten Variante ist, dass die Einträge des Skalierungsvektors beliebige Werte annehmen können. Somit ist es möglich, eine konstante Frequenzauflösung des Spektrogramms vorzugeben. Der Verlauf der spektralen und temporalen Auflösung ist aber weiterhin vom Skalierungsfaktor abhängig (vergl. **Abb. 6.2(b)**).

Da der Rechenaufwand bei diesem Vorgehen steigt, muss das Frequenzspektrum in einen niederfrequenten und einen hochfrequenten Bereich unterteilt werden (**Tab. 6.3**). Der erste Bereich beinhaltet Schwingungen zwischen 5 Hz und 1500 Hz und wird mit einem komplexen Morlet–Wavelet mit Bandbreitenparameter 80 ausgewertet. Die Frequenz–

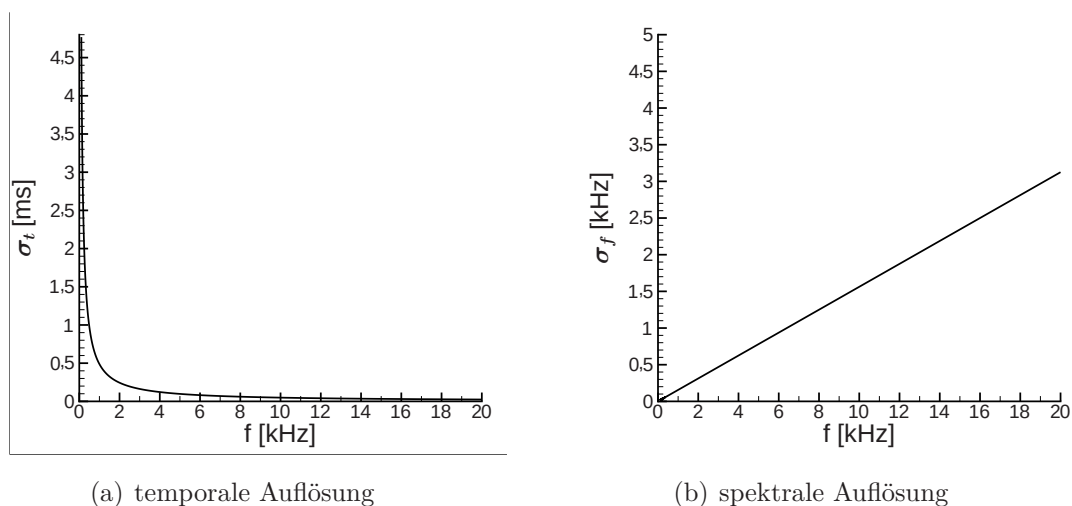


Abb. 6.4: Temporale und spektrale Auflösung des komplexen Morlet-Wavelet cmor80-1 als Funktion der detektierten Frequenz und einer Abtastrate von 102,4 kHz

auflösung ist 15 Hz. In diesem Frequenzband werden Schwingungen erwartet, die kurz vor und während des Pumpens auftreten. Der zweite Bereich enthält Schwingungen mit Frequenzen zwischen 1500 Hz und 16500 Hz, sodass für alle untersuchten Drehzahllinien die 2. Harmonisch der Schaufelwechselfrequenz des Frontrotors detektiert werden kann. Die Frequenzauflösung des hochfrequenten Bereichs beträgt 125 Hz und wird mit einem Morlet-Wavelet mit Bandbreite 100 untersucht. Die in **Tabelle 6.3** angegebene Zeitauflösung ist etwas größer als in der Berechnung, da zur Glättung der Darstellung des Spektrogramms über 50 Messwerte gemittelt wird. Dennoch ist sie um den Faktor 10 bzw. 5 kleiner als bei der Kurzzeit Fourier-Transformation (vergl. **Tab. 6.2**).

Parameter	Einheit	Bereich I	Bereich II
Mutter-Wavelet	[-]	kompl. Morlet-Wavelet	kompl. Morlet-Wavelet
Bandbreite Mutter-Wavelet	[-]	80	80
Frequenz Mutter-Wavelet	[Hz]	102400	102400
$f_{\min}$	[Hz]	5	1500
$f_{\max}$	[Hz]	1500	16500
Δf	[Hz]	15	125
Δt	[ms]	0,49	0,49

Tab. 6.3: Parameter der Kontinuierlichen Wavelet-Transformation für den Bereich der nieder- und hochfrequenten Schwingungen

7 Analyse der Ergebnisse

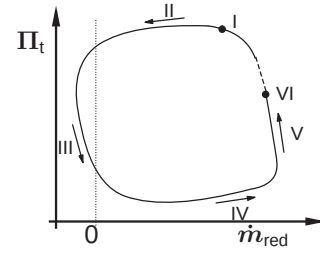
In diesem Kapitel werden die Ergebnisse der Versuchsreihe analysiert. Die Interpretation der Verdichterströmung während verschiedener Pumpzyklen wird überwiegend anhand der Ergebnisse der neu entwickelten Rückströmsonden geführt. Da diese Ergebnisse auf den Frontrotor beschränkt sind, werden zur globalen Analyse des Betriebsverhaltens des Verdichters instationäre Wanddrücke aus allen Axialspalten in die Analyse einbezogen. Vor der eigentlichen Ergebnisdiskussion werden in Kapitel 7.1 reine Druckverläufe der Sondenmessung analysiert, die zum einen einen ersten Überblick über die Strömungsverhältnisse während des Pumpens geben, zum anderen zur Überprüfung der Messdaten auf Plausibilität dienen. In Kapitel 7.2 wird detailliert die Strömung des Pumpens anhand eines ausgewählten Datensatzes diskutiert. Dabei wird die Strömung in jeder einzelnen Phase des Pumpzyklus genau betrachtet. Der verwendete Datensatz stammt von der Versuchsnummer VNR 386 ($n/n_A=93\%$). Im abschließenden Kapitel 7.3 wird der Einfluss der Drehzahl auf das Stabilitätsverhalten des Verdichters und die Verdichterströmung im Pumpfall betrachtet. Hierbei wird auch auf den wichtigen Aspekt der strukturellen Belastung der Beschaukelung eingegangen.

Aufgrund der Geheimhaltung sind in den folgenden Darstellungen Druckverläufe und Drehzahllinien nach *Kümmel* (1976) korrigiert (Index: kor). Machzahlen sind mit der Umfangsmachzahl der Blattspitze, Frequenzspektren mit der Schaufelwechselfrequenz des Frontrotors bei $n/n_A=100\%$ normiert (Index: norm).

7.1 Analyse der Rohwerte und Plausibilitätsüberlegungen

In **Abbildung 7.1** sind für einen Pumpzyklus exemplarisch die Druckverläufe zweier Druckbohrungen der Sonden in der Nähe der Vorder- und Hinterkante des Frontrotors über der Zeit gegeben (VNR 386: $n/n_A=93\%$ und $KH=70\%$). Die Zeitachse ist in Anzahl Rotorumdrehungen (rot) umgerechnet. Die Nomenklatur zur Einteilung eines Pumpzyklus in vier Phasen nach *Day* (1994) ist auf die Druckverläufe aus **Abbildung 7.1** übertragen und um die Phasen I und V ergänzt worden:

- | | |
|-------------------|--------------------|
| I) Normalströmung | IV) Erholung |
| II) Verzögerung | V) Druckaufbau |
| III) Rückströmung | VI) Normalströmung |



Zur besseren Orientierung zeigt **Abbildung 7.1(c)** die Position der beiden Sonden im Schaufelplan des Axialverdichters inklusive der Nummerierung der neun Sondendruckbohrungen und der Definition des Strömungswinkels. In dieser Arbeit ist der absolute Geschwindigkeitsvektor allgemein definiert als (Gl. (7.1)):

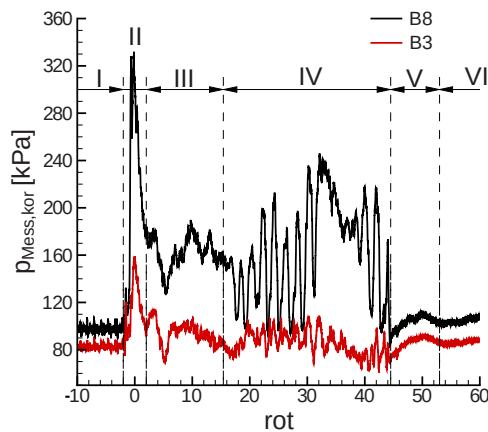
$$\vec{c} = |\vec{c}| \cdot \begin{pmatrix} \cos \alpha \\ -\sin \alpha \end{pmatrix} \quad \text{mit} \quad \begin{cases} \vec{c}_{ax} \begin{cases} > 0, \text{ Vorwärtsströmung, Normalströmung} \\ < 0, \text{ Rückströmung} \end{cases} \\ \vec{c}_u \begin{cases} > 0, \text{ in Rotordrehrichtung} \\ < 0, \text{ entgegen Rotordrehrichtung} \end{cases} \end{cases} \quad (7.1)$$

wobei $\vec{e}_{ax}$ und $\vec{e}_u$ die Einheitsvektoren in Axial- bzw. Umfangsrichtung sind. Somit zeigen Strömungsvektoren mit einem Winkel kleiner 90° und größer 270° einen positiven Verdichtermassenstrom an, und Vektoren deren Winkel im Intervall größer 90° , kleiner 270° liegen einen negativen Massenstrom. Für die exakten Winkel 90° und 270° ist die axiale Geschwindigkeitskomponente Null und demzufolge auch der Verdichtermassenstrom. Ähnliches gilt für die Umfangsgeschwindigkeitskomponente $\vec{c}_u$ deren Nullstellen bei 0° bzw. 180° liegen. Für Winkel kleiner 180° zeigt die Umfangskomponente entgegen der Rotordrehrichtung, für Winkel größer 180° in Drehrichtung. Für Normalströmung des Verdichters liegt die Bohrung #8 in Hauptströmungsrichtung und zeigt bei beiden Sonden den höchsten Druck am Umfang des Sondenschafts an (Bereich I, **Abb. 7.1**). Das unterschiedliche Niveau der schwarzen Verläufe beider Sonden im Bereich I zeigt den Druckaufbau, den der Rotor verursacht. Die Phase der Strömungsumkehr von positiver zu negativer Strömungsrichtung (II) ist mit einer Dauer von ca. 1–2 Rotorumdrehungen (rot) vergleichsweise kurz. Während der Strömungsverzögerung ist ein deutlicher Unterschied in der Strömung vor und hinter dem Rotor zu erkennen. An der Rotorhinterkante wird die Hauptströmungsrichtung von der Druckbohrung #8 zu den Bohrungen #3/#4 verlagert (**Abb. 7.1(b)**). Dies entspricht einer Änderung der Strömungsrichtung um etwa 180° (**Abb. 7.1(c)**). Es wird später gezeigt, dass die Änderung des Strömungswinkels durch den rückwärts durchströmten Stator 1 erzwungen werden kann. Im Gegensatz zur großen Änderung der Strömungsrichtung an der Hinterkante des Rotors, erfolgt die Strömungsumkehr am geometrischen Rotoreintritt in einem kleineren Winkelbereich von ca. 50° . Wie aus

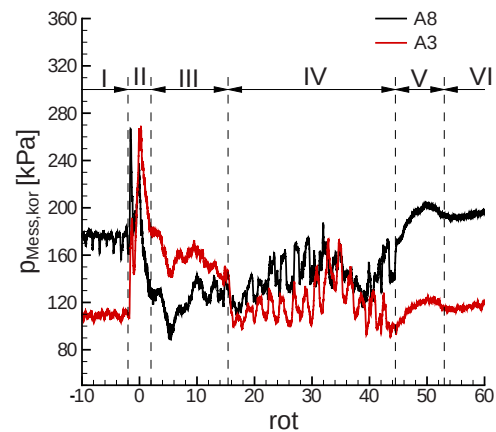
Abbildung 7.1(a) zu erkennen ist, erfolgt keine Verschiebung des Druckmaximums von der Bohrung #8 zur Bohrung #3. Die Hauptströmungsrichtung wird weiterhin aus dem Sektor der Druckbohrungen #7/#8 angezeigt.

Die eigentliche Rückströmung des Fluids erfolgt in Phase III. Diese Phase ist durch eine quasi-stationäre Entleerung der im Luftsammler gespeicherten Masse und einen negativen Massenstrom geprägt. Strömungswinkel und Axialgeschwindigkeiten zeigen in dieser Phase des Pumpzyklus einen annähernd über der Zeit konstanten Wert an.

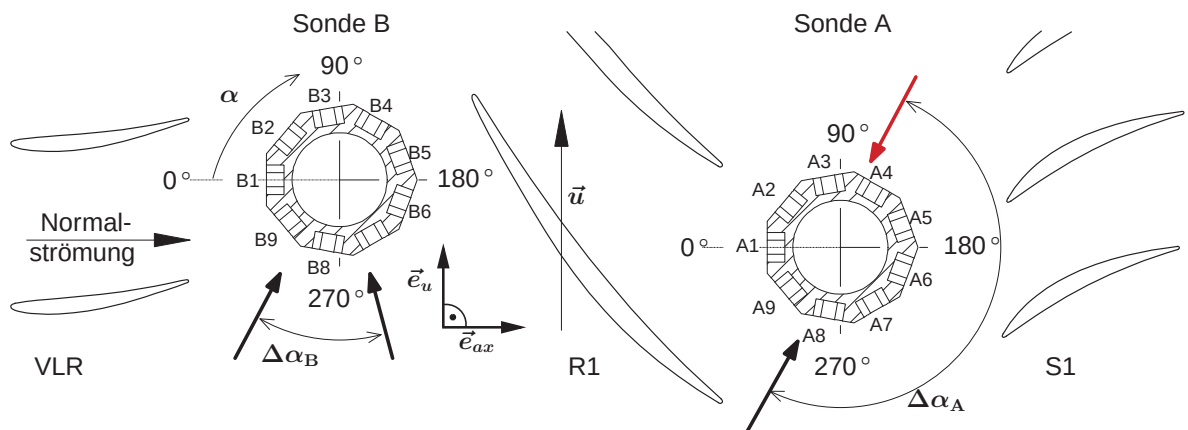
Im Abschluss folgt Phase IV, die in mehrere Unterbereiche eingeteilt werden kann. Zuerst erfolgt ein abrupter Richtungswechsel, sodass die Strömung wieder in die positive Axialrichtung strömt. Das Wiederaanlegen der Strömung ist jedoch aufgrund der Mehrstufigkeit des Verdichters von erheblichen Ablöseerscheinungen begleitet, sodass das Fluid erst nach etwa 25 bis 30 Rotorumdrehungen in die positive Strömung



(a) Rohwerte im Axialspalt VLR-R1



(b) Rohwerte im Axialspalt R1-S1



(c) Strömungsumkehr und Definition des Strömungswinkels

Abb. 7.1: Ausgewählte Druckwerte beider Sonden (oben) und Winkelkonvention (unten)

mungsrichtung beschleunigt wird. Im Anschluss an die Beschleunigung der Strömung erfolgt der Druckaufbau (V). In dieser Phase wird der Luftsammler wieder befüllt und der Druckaufbau beginnt. Der Betriebspunkt des Verdichters wandert entlang einer stationären Drehzahllinie wieder in Richtung Pumpgrenze. Ein stabiler, stationärer Betriebspunkt ist erst wieder in Phase VI erreicht. Die Strömungsphysik innerhalb der aufgezählten Phasen wird im Detail in Kapitel 7.2 beleuchtet.

In dem folgenden Abschnitt wird die Plausibilität der Sondenmessdaten überprüft. Dies erfolgt anhand eines Vergleichs zwischen den Sondendrücken und den daraus berechneten Strömungsgrößen, hier der statische Druck und die axiale Machzahl. Wie in Kapitel 5.2.2 gezeigt, ist der Fehler im Polynom des statischen Drucks am größten. Zur Plausibilitätsüberprüfung anhand des berechneten statischen Drucks wird eine Vorgehensweise von *Heneka* (1983) auf die Messdaten der Sonde A angewendet (vergl. **Abb. 7.1(c)**). Heneka hat bei der Kalibrierung seiner instationären Dreilochsonde im Freistrahlgewebe gezeigt, dass die Druckaufnehmer annähernd den statischen Druck (Umgebungsdruck) anzeigen, wenn die Sonde 180° gedreht eingebaut ist, d.h. die Aufnehmer im Totwassergebiet der Sonde liegen. Um dieses Verfahren auf die Messdaten der Sonde A anwenden zu können, muss eine Fallunterscheidung anhand der Strömungsrichtung getroffen werden:

$$\begin{array}{ll} \text{Fall I} & \text{Vorwärtsströmung: } \text{rot} \leq 0 \quad \wedge \quad \text{rot} > 17 \\ \text{Fall II} & \text{Rückströmung: } 0 < \text{rot} \leq 17 \end{array}$$

Für Normalströmung wird die Sonde aus Richtung des Aufnehmers #A8 angeströmt und die Sensoren im Bereich der Bohrung #3 liegen im Totwassergebiet. Bei Rückströmung tritt genau der umgekehrte Fall ein. Zum Vergleich zeigt **Abbildung 7.2** die Druckverläufe der Sensoren #A8 und #A3 zusammen mit dem Verlauf des statischen Drucks. Dieser ist, wie eingangs erwähnt, mit Hilfe des Kalibrierpolynoms aus den Sondendrücken berechnet worden. Die Abbildung zeigt für den Fall der Normalströmungsrichtung (Fall I), dass der statische Druck mit dem Druck des Aufnehmers #A3 korreliert, während in der Rückströmphase (Fall II) der statische Druck vom Aufnehmer #A8 wiedergegeben wird. Insofern kann nachgewiesen werden, dass die Betrachtung der Sondendrücke und die daraus abgeleiteten Strömungsgrößen zu einem identischen Ergebnis führen.

Eine weitere Möglichkeit die Messdaten auf Plausibilität zu überprüfen ist der Vergleich zwischen den neun Sondendrücken und der Machzahl. Wenn die Strömung von der Vorwärts- in die Rückwärtsrichtung umschlägt, muss es einen Zeitpunkt geben, in dem die Strömung für einen Augenblick stillsteht und folglich eine Machzahl von

Null gemessen wird. Gleichzeitig müssen in diesem Zustand alle neun Sondendrucke den gleichen Druck anzeigen, da keine dominante Strömungsrichtung existiert. Wie **Abbildung 7.3** zeigt fallen zu Beginn der Strömungsumkehr ($\text{rot}=-0,6$) alle neun Drücke in einen Punkt zusammen. Die Streuung beträgt ± 250 Pa. Im selben Moment sinkt die axiale Machzahl und daher auch die Axialgeschwindigkeit auf Null. Dieser Zustand wird bis zum Zeitpunkt $\text{rot}=0$ aufrechterhalten. Ab $\text{rot}=0$ zeichnet sich eine neue Hauptströmungsrichtung ab, die Strömung beschleunigt in die negative Axialrichtung. Die obige Betrachtung zeigt, dass die berechnete Geschwindigkeit mit den Druckinformationen der Sonde im Einklang liegt. Weiterhin kann bestätigt werden, dass die Extrapolation der Kalibrierpolynome für Machzahlbereiche kleiner 0,2 zulässig ist und zu keinen unplausiblen Ergebnissen führt.

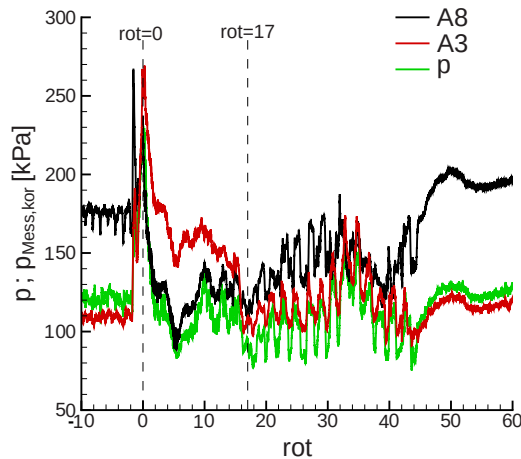


Abb. 7.2: Vergleich der Sondendrucke mit dem statischen Druckverlauf

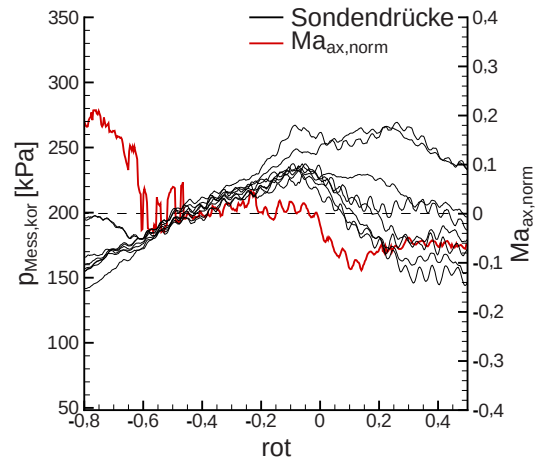
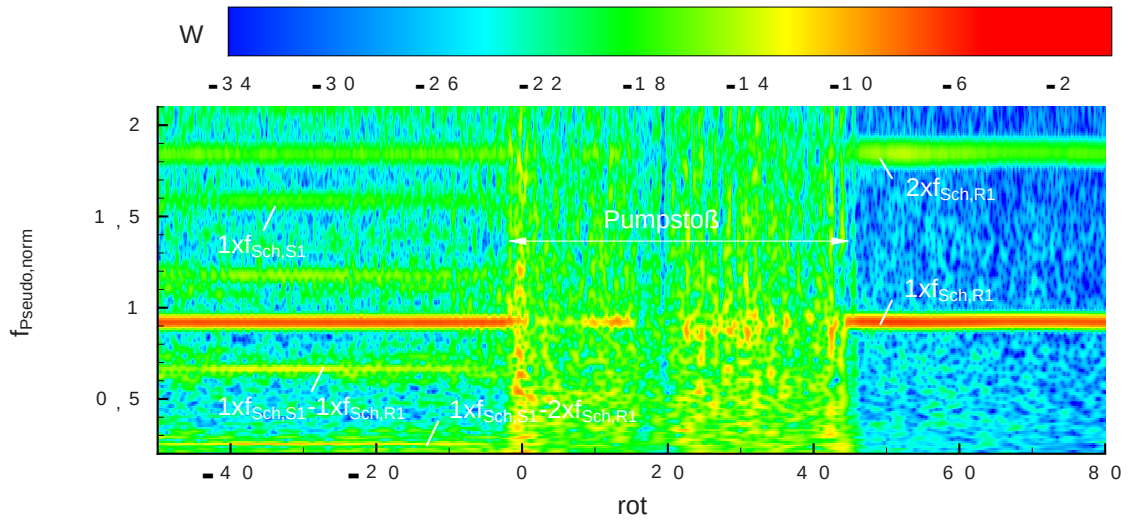


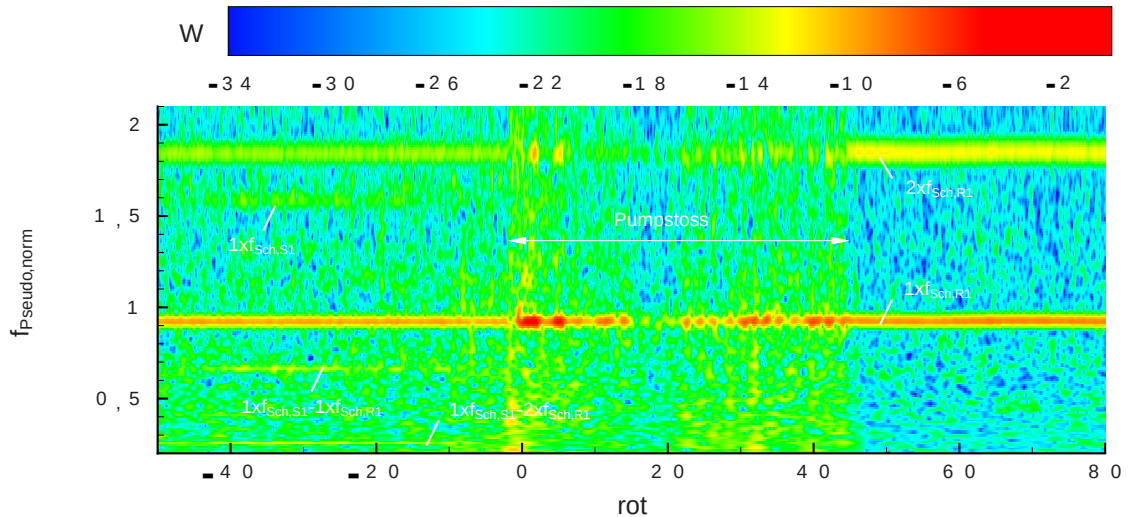
Abb. 7.3: Vergleich der Sondendrucke mit dem Machzahlverlauf

Neben der Überprüfung der Plausibilität der Strömungsgrößen ist es bei instationären Messungen sinnvoll, das Frequenzspektrum zu betrachten. Bei korrekter Funktionalität der Druckaufnehmer und Abtastung müssen charakteristische Frequenzen der Verdichterströmung erkennbar sein. Diese sind die Schaufelwechselfrequenzen der Gitter und damit abhängig von der Drehzahl. **Abbildung 7.4** zeigt die Frequenzspektren der Druckaufnehmer Nummer #8 beider Rückströmsonden in einem weiten Zeitintervall, das auch das Pumpereignis beinhaltet. Die Druckaufnehmer #8 sind gewählt worden, da sie bei regulärer Verdichterströmung in der Hauptströmungsrichtung liegen und somit senkrecht angeströmt werden. Dies führt zu einer bestmöglichen Auflösung der charakteristischen Frequenzen.

Während nach dem Pumpstoß ($\text{rot}=40$ bis $\text{rot}=80$) nur die 1. und 2. Harmonische der Schaufelwechselfrequenz des Frontrotors deutlich erkennbar sind, sind diesen vor dem Pumpstoß weitere Frequenzen überlagert. Dies ist z.B. anhand der auftretenden Schaufelwechselfrequenz des Stators 1 ($f_{\text{Sch},S1}$) im Frequenzspektrum des Druckaufnehmers #B8 sichtbar (**Abb. 7.4(a)**). Diese Frequenz interagiert mit der Schaufelwechselfrequenz und ihrer Harmonischen des Frontrotors in Form von Addition und Subtraktion. Die auftretenden Frequenzen und deren Zusammenhang sind in den **Abbildungen 7.4(a) und 7.4(b)** gekennzeichnet.



(a) Wavelet-Analyse B8



(b) Wavelet-Analyse A8

Abb. 7.4: Wavelet-Analyse der Druckbohrung #8 beider Rückströmsonden während eines Pumpzyklus ($n/n_A=93\%$ und $KH=70\%$)

Insgesamt hat die Analyse gezeigt, dass die Sondenmessung zu sehr plausiblen Ergebnissen führt und deren physikalischer Hintergrund erklärt wurde. Dies betrifft neben dem Nachweis der korrekten Auswertung der Strömungsgrößen auch den Beleg einer korrekten zeitlichen Auflösung und Datenaufnahme. Zusammenfassend wurden folgende Punkte betrachtet und belegt:

1. Die Rückströmsonden zeigen bereits in den Rohsignalen einen Umschlag der Vorwärts– in die Rückwärtsrichtung, die durch das Pumpen verursacht wird. Dies ist insbesondere in den Rohdrücken der Sonde zu sehen, die im Axialspalt zwischen Rotor 1 und Stator 1 positioniert ist.
2. Die groben, intuitiven Schlussfolgerungen aus den Rohdaten werden durch die Auswertung bestätigt. Dies wurde anhand der Axialmachzahl zum Zeitpunkt der Strömungsumkehr und anhand der Verläufe des statischen Drucks gezeigt.
3. Alle auftretenden Frequenzen der Frequenzspektra können mit der klassischen Theorie der Schwingungserregung in Axialverdichtern begründet werden. Demzufolge werden die instationären Daten korrekt aufgezeichnet. Des Weiteren treten keine asynchronen Schwingungen in den Frequenzspektra auf, sodass ausgeschlossen werden kann, dass der Sondenkörper an sich durch selbstinduzierte Schwingungen z.B. durch Ablösungen am Sondenschaft oder durch Schwingung des selben das Frequenzspektrum verfälscht, bzw. Pseudofrequenzen auftreten.

7.2 Interpretation der Strömung während des Pumpens

Dieses Kapitel stellt eine detaillierte Analyse der Verdichterströmung während des Pumpens dar. Zur Orientierung zeigt **Abbildung 7.5** den gemessenen instationären Verlauf des Verdichterbetriebspunkts und die quasi-stationäre Verdichterkennlinie (gestrichelt) während eines Pumpzyklus. Auf der Abszisse ist die gemittelte Axialmachzahl der beiden Rückströmsonden, auf der Ordinate die Druckdifferenz zwischen statischem Austrittsdruck und Totaldruck am Verdichtereintritt aufgetragen. Als totaler Eintrittsdruck werden die Ergebnisse der Sonde B genutzt, da sie in der Nähe der Vorderkante des Frontrotors positioniert ist. Den statischen Austrittsdruck bildet der

Wanddruck stromauf des letzten Rotors, weil dieser dem tatsächlichen Austrittsdruck des Verdichters im Plenum am ähnlichsten ist und ein instationärer Wanddruck weiter stromab nicht verfügbar war.

Der Zyklus beginnt im stationären Betriebspunkt des Verdichters (I), von dem aus der Betriebspunkt durch Drosselung immer weiter in Richtung Stabilitätsgrenze wandert (Kap. 7.2.1). Beim Überschreiten dieser Grenze wandert der Betriebspunkt auf seiner instationären Verdichter Kennlinie auf die linke Seite des Ursprungs zu negativen Massenströmen (II) (Kap. 7.2.2). Diese Phase ist sehr kurz und hat eine Zeitspanne von ungefähr vier Rotorumdrehungen. Bei Stillstand der Strömung ($Ma_{ax}=0$) ist ein kurzes Verharren der Strömung zu erkennen, angedeutet durch eine runde Struktur im Verlauf. Dies ist der Shut-Off-Punkt, bei dem der Verdichter keine Masse fördert. Er liegt genau in der Senke der quasi-stationären Verdichter Kennlinie im Übergang von dem Teil der Kennlinie mit positiver Steigung zur asymptotischen Rückströmcharakteristik mit negativer Steigung. Daher stellt er einen meta-stabilen Betriebspunkt des Verdichters

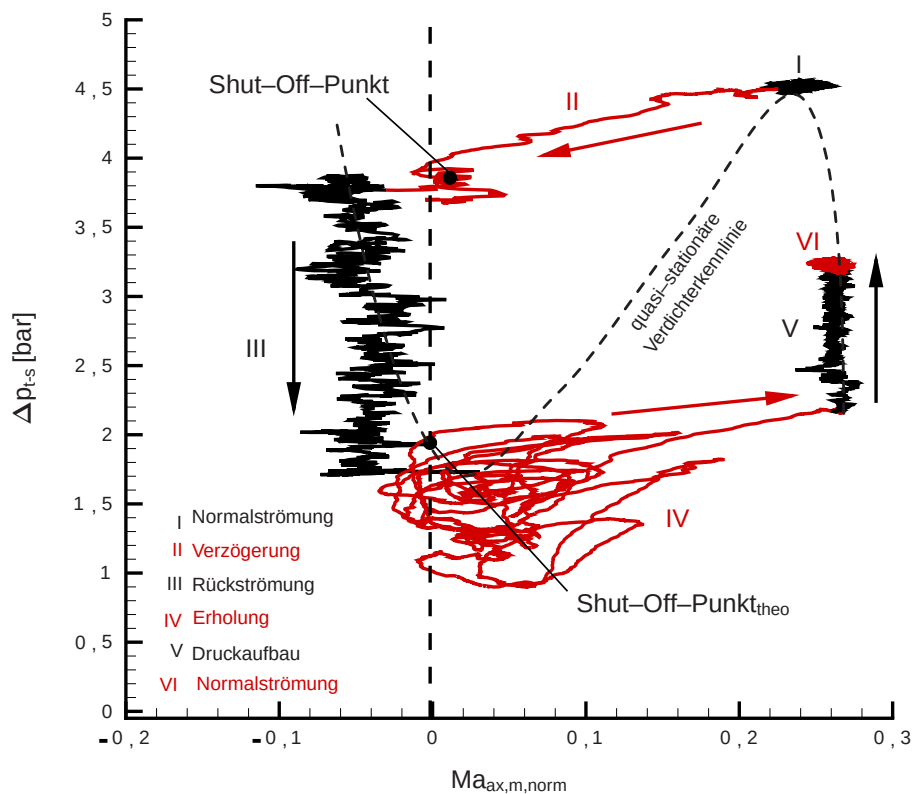


Abb. 7.5: Gemessener Verlauf des Pumpzyklus im Verdichter kennfeld ($n/n_A=93\%$) und theoretischer Verlauf der quasi-stationären Verdichter kennlinie (gestrichelt)

dar, in dem der Verdichter für einen Zeitraum von 0,7 Rotorumdrehungen verharret. Die geringen Axialgeschwindigkeiten in diesem Punkt führen dazu, dass der Verdichter nicht auf den stabilen Bereich der Kennlinie zurückspringen kann (*Greitzer, 1976b*) und die Rückströmung setzt ein (III) (Kap. 7.2.3). Die Entleerung der Masse des Plenums erfolgt entlang der quasi-stationären Rückströmcharakteristik bei annähernd konstanter Axialmachzahl. Die Phase IV ist drei geteilt (Kap. 7.2.4). Im ersten Abschnitt wird die Strömungsrichtung ein weiteres mal geändert, diesmal von der negativen zur positiven Strömungsrichtung. Anschließend arbeitet der Verdichter für einen Zeitraum von etwa 20 Rotorumdrehungen im Stall. Am Ende dieses Zeitintervalls ist die Strömung am Schaufelprofil angelegt und die Stufenabstimmung wieder hergestellt. Der Verdichter beginnt wieder Masse zu fördern, indem das Fluid in die positive Axialrichtung beschleunigt wird. Ein Druckaufbau findet erst in Phase V statt, wenn der Betriebspunkt die stationäre Verdichterkennlinie erreicht hat (Kap. 7.2.5). Auf dieser Kennlinie wandert der Betriebspunkt zu höheren Druckverhältnissen. Da der Verdichter während des Zyklus entdrosselt wurde, stellt sich ein neuer, stabiler Betriebspunkt ein (VI). Ohne Entdrosselung würde der Zyklus von neuem durchlaufen werden. Die oben beschriebenen Phasen des Pumpzyklus werden in den folgenden Kapiteln detailliert analysiert. Die Diskussion wird anhand eines exemplarischen Datensatzes, der bei einer Drehzahl von $n/n_A = 93\%$ aufgezeichnet wurde, geführt. Die Gliederung der Kapitel ist an die typischen Phasen des Pumpzyklus angelehnt (siehe **Abb. 7.5**).

7.2.1 Pumpeinleitung

Bereits vor dem Pumpen können in den Drucksignalen teilweise Vorboten des Pumpens erkannt werden (*Inoue et al., 2000; Tryfonidis et al., 1995*). Verglichen mit der Schaufelwechselfrequenz, sind diese Vorboten in den Signalen in Form von niederfrequenten Schwingungen enthalten. In mehrstufigen Maschinen ist es sehr aufwendig und kompliziert die Instabilitätsform (Spikes, Modalwellen, Rotating Stall) einer Stufe zuzuordnen, da diese instationären Effekte Auswirkungen auf alle Stufen haben. Dies betrifft sowohl Stufen, die stromauf, als auch stromab der ablösenden Stufe liegen. Wie aus **Abbildung 7.6** zu erkennen ist, sind Vorboten des Pumpens ca. 10 Rotorumdrehungen vor dem eigentlichen Einsetzen der Rückströmung in den Signalen zu erkennen. Daher ist die Diskussion der Pumpeinleitung auf den Zeitabschnitt von -10 bis 0 Rotorumdrehungen beschränkt.

Hoch belastete Verdichter neigen in der Regel zur Strömungsablösungen an den Blattspitzen der Rotoren. Daher sind die Ablöseerscheinungen sehr gut in Wanddruckdaten zu erkennen. **Abbildung 7.7** zeigt die Verläufe der sechs instationären Wanddrucksensoren, die vor dem ersten Rotor gehäusebündig eingeschraubt sind. Die Aufnehmer sind äquidistant über den Umfang verteilt ($6 \times 60^\circ = 360^\circ$). Zur einfacheren Darstellung sind die Messwerte über eine Schaufelpassage gemittelt. Zusätzlich sind die Umfangspositionen der Sonden A und B eingezeichnet. Der hochfrequenten Schwingung ist eine niederfrequente Schwingung überlagert, die sich in Form lokaler Druckminima zeigt. Diese Minima treten nie zeitgleich an den Sensoren auf. Das bedeutet, dass nur eine Ablösezelle existiert. Die Ablöseblase läuft im Absolutsystem entgegen der Rotordrehrichtung mit einer Frequenz um, die 77 % der Drehfrequenz entspricht.

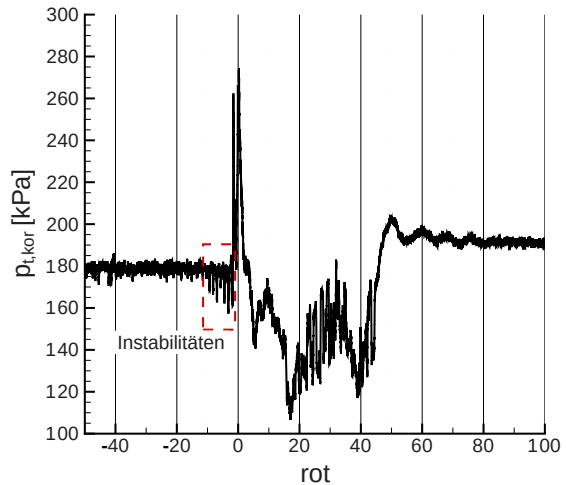


Abb. 7.6: Totaldruckverlauf im Axialspalt R1-S1 ($n/n_A=93\%$)

Die beginnende Instabilität ist auch in den Strömungswinkel- und statischen Druckverläufen vor dem Rotor und in den Strömungswinkel- und Totaldruckverläufen hinter dem Rotor besonders gut erkennbar (**Abb. 7.9**). Die Blockage, die durch die Ablösezelle verursacht wird, führt zu einem Aufstau der Strömung. Diese Aufstauwirkung ist in Druckspitzen des statischen Druckverlaufs vor dem Rotor erkennbar (**Abb. 7.9(a)**). Weiterhin führt die Blockage zu einer Beschleunigung der Strömung in Naben- und Axialrichtung, da die Strömung um die Ablösung gelenkt wird. Die Beschleunigung der Strömung unterhalb der Ablösezelle in Axialrichtung ist nicht nur im Verlauf der Axialmachzahl zu erkennen, sondern auch im Verlauf des Strömungswinkels vor dem Rotor (**Abb. 7.9(e)** und **Abb. 7.9(c)**). Durch den Anstieg des Strömungswinkels beim passieren des Ablösegebiets wird die Axialgeschwindigkeit erhöht. Die Abströmung des Rotors ist in erster Näherung unabhängig von den Störungen g bis b vor dem Rotor (**Abb. 7.9(d)**). Weder Schwankungen im Verlauf des Strömungswinkels, noch im Verlauf der Axialmachzahl sind zu erkennen. Das Ablösegebiet führt lediglich zu einem Einbruch im Totaldruck. Dies ist ein Anzeichen dafür, dass die umlaufende Ablösung vor dem ersten Rotor stattfindet und nicht weiter stromab. Würde sie stromab umlaufen, dürfte der Totaldruckverlauf keine Einbrüche aufweisen, sondern einen konstanten Ver-

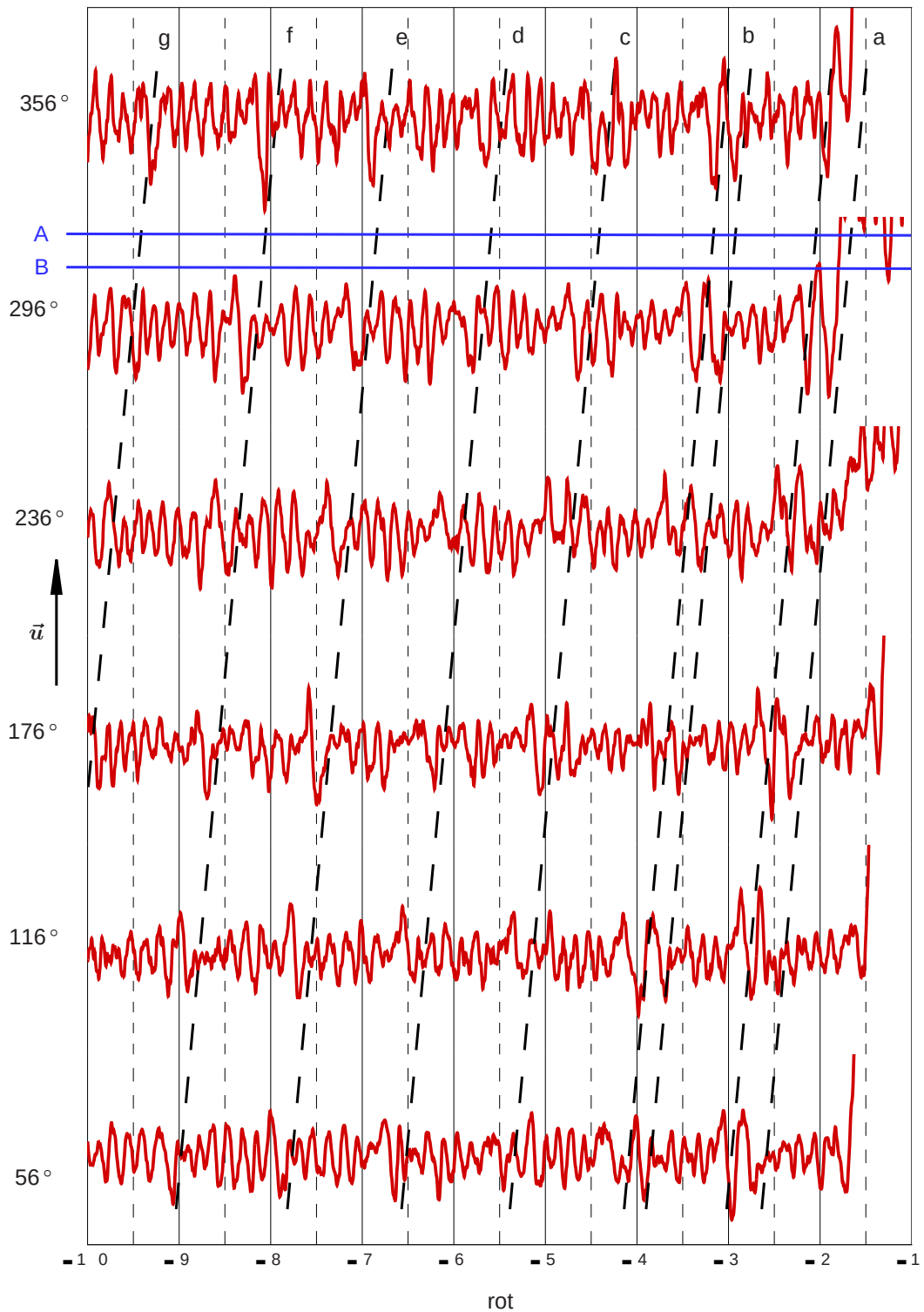


Abb. 7.7: Über eine Schaufelpassage zeitlich gemittelte instationäre Wanddruckverteilung über dem Umfang vor Rotor 1 ($n/n_A = 93\%$)

lauf zeigen. Identische charakteristische Druckverläufe, wie in den **Abbildungen 7.9(a)** und **7.9(b)** gezeigt, wurden auch durch *Day und Cumpsty* (1978) während eines einzelnen Rotating Stall in einem 4-stufigen Verdichter beobachtet.

Ein weiterer interessanter Punkt, der mit Hilfe der Sondendaten erklärt werden kann, ist die radiale Ausbreitung der Ablösezone in Richtung Nabe. Hierzu zeigt **Abbildung 7.8** den Totaldruck im Axialspalt zwischen Rotor 1 und Stator 1 auf 50 % Kanalhöhe. Im Vergleich zu **Abbildung 7.9(b)** sind die Druckminima a–g auf Höhe des Mittenschnitts nicht messbar. Dies ist ein Hinweis, dass die Ablösezone nicht über die gesamte oder einen Großteil der Kanalhöhe ausgebreitet ist. Vielmehr beschränkt sich das Ablösegebiet auf den Bereich der Blattspitze des Rotors.

Daher kann davon ausgegangen werden, dass hier kein Full-Span-Stall, sondern ein Part-Span-Stall vorliegt (*Day und Cumpsty*, 1978).

Anhand des Totaldruckverlaufs im Axialspalt zwischen Rotor 1 und Stator 1 kann das Ablösephänomen in drei Bereiche unterteilt werden: g–e; d–b und a (**Abb. 7.9(b)**). Zum Zeitpunkt $\text{rot} = -9$ bildet sich zum ersten Mal eine Ablösezone. Ihre Größe wächst bei jedem Durchlauf an. Dies ist an der steigenden Amplitude des Totaldruck- und Strömungswinkelverlaufs zu erkennen (g–e). Die Breite der Ausschläge bleibt jedoch während dieser Phase konstant. Aus dieser Überlegung kann der Schluss gezogen werden, dass die Zelle in ihrer Breite in Umfangsrichtung erhalten bleibt, ihre Erstreckung über die Schaufelhöhe in Richtung Nabe jedoch zunimmt.

Zum Zeitpunkt $\text{rot} = -5,8$ (d) zeigt das umlaufende Ablösephänomen eine Änderung der Struktur. Die Ausschläge im Verlauf des Totaldrucks hinter dem Rotor und im Verlauf des Strömungswinkels vor dem Rotor werden kleiner (**Abb. 7.9(b)** und **7.9(c)**). Zusätzlich sind zwei kurz aufeinander folgende Maxima im Verlauf des Strömungswinkels zu beobachten, die auch im Wanddruckverlauf präsent sind (**Abb. 7.7**). Es wird vermutet, dass zum Zeitpunkt d die Ausbreitung der Ablösezone in Umfangsrichtung zunimmt und gleichzeitig in Richtung Kanalmitte abnimmt. Im weiteren Zeitverlauf wächst die Zelle wieder in Umfangsrichtung und in Richtung Kanalmitte an. Die

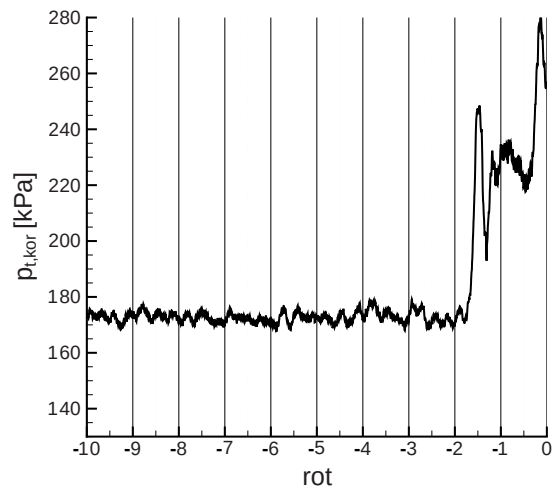
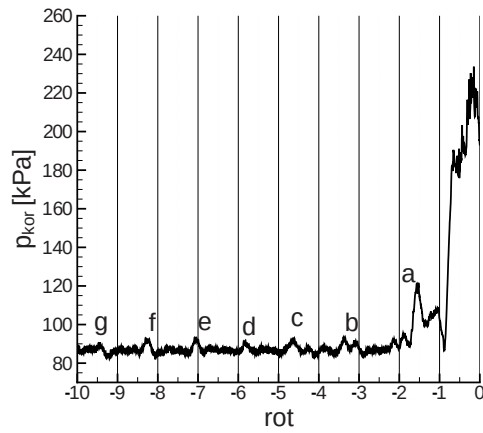
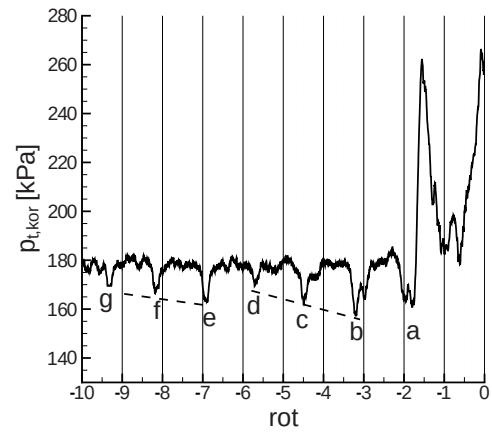


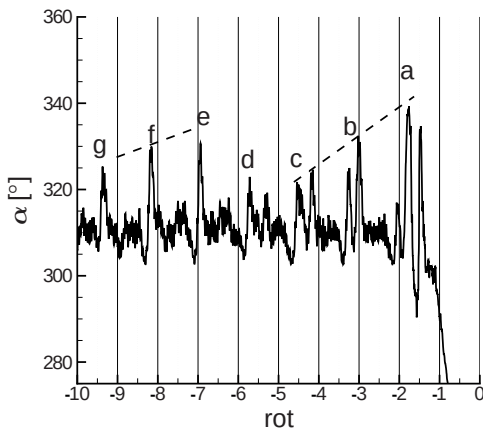
Abb. 7.8: Totaldruck im Axialspalt R1–S1 10 Rotorumdrehungen vor dem Pumpen ($n/n_A = 93\%$ und $KH = 50\%$)



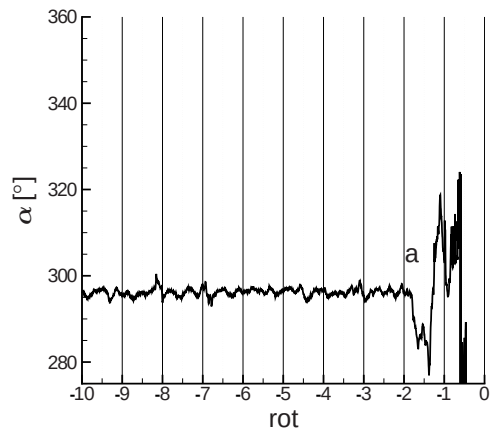
(a) statischer Druck im Axialspalt VLR-R1



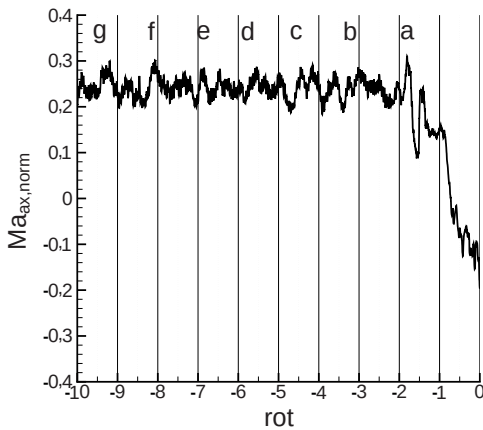
(b) Totaldruck stromab im Axialspalt R1-S1



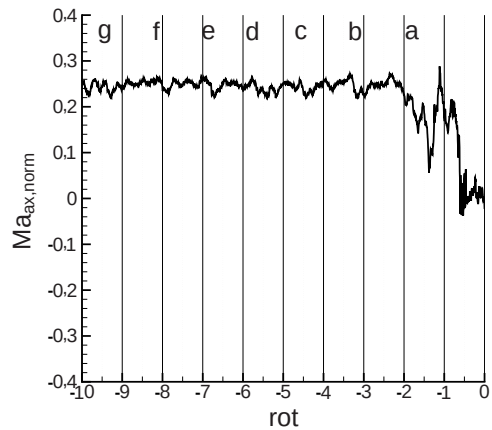
(c) Strömungswinkel im Axialspalt VLR-R1



(d) Strömungswinkel im Axialspalt R1-S1



(e) Axialmachzahl im Axialspalt VLR-R1



(f) Axialmachzahl im Axialspalt R1-S1

Abb. 7.9: Ausgewählte Strömungsgrößen 10 Rotorumdrehungen vor dem Pumpen im Axialspalt VLR-R1 und R1-S1 ($n/n_A=93\%$ und $KH=70\%$)

Amplitude der Ausschläge wird zunehmend größer. Gleiches gilt für die Erstreckung in Umfangsrichtung. Die Breite der Druckeinbrüche d bis b nimmt zu, bis im Zeitpunkt $\text{rot}=-2$ die lokale Rückströmung im Verdichter einsetzt (a). Der Prozess der einsetzenden Rückströmung beginnend vom Zeitpunkt a wird im folgenden Kapitel 7.2.2 genau diskutiert.

7.2.2 Verzögerung (Strömungsabriss)

Um ein globales Verständnis des Zusammenbruchs der Verdichterströmung zu erlangen, zeigt **Abbildung 7.10** die instationären Wanddruckverläufe vor jedem Rotor des Verdichters und die gemessene Axialmachzahl der Sonde B. Die Messdaten der Rotoren 1 bis 3 sind mit einer Abtastrate von 204,8 kHz aufgezeichnet, die der übrigen Rotoren mit 6,4 kHz (vergl. Kap. 4.2.3). Zum Zeitpunkt $\text{rot}=-2$ ist das Ablösegebiet so groß, dass die Strömung an einer bestimmten Stelle im Verdichter ablöst und lokale Rückströmung

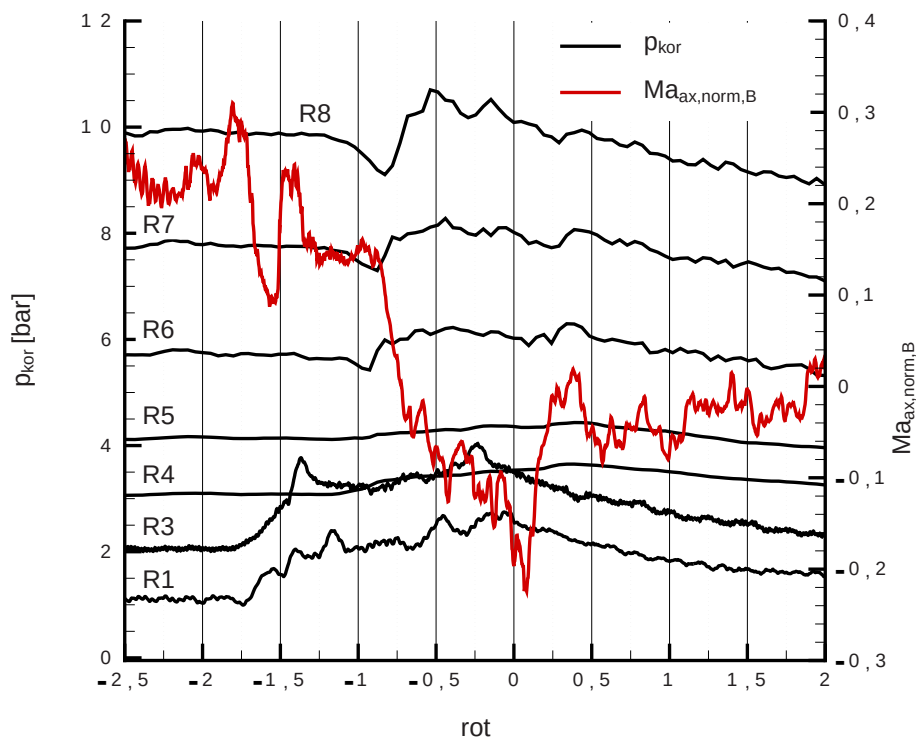


Abb. 7.10: Instationäre Wanddruck- und Axialmachzahlverläufe während der Strömungsumkehrung ($n/n_A=93\%$)

einsetzt. In welcher Stufe die lokale Ablösung beginnt, ist mit den vorhandenen Daten nicht genau feststellbar. Ergänzende Messungen lassen jedoch den Schluss zu, dass dies meist in den mittleren Stufen passiert. Die lokale Ablösung führt dazu, dass eine Störung in Form einer Druckwelle durch den Verdichter hindurch zum Eintritt wandert. Die Störung verursacht eine erste Druckspitze zum Zeitpunkt $\text{rot} = -1,8$. Die von der Druckspitze betroffenen Stufen werden angedrosselt und als Folge sinkt die Axialgeschwindigkeit in diesen Stufen. Die Störung der Strömung ist so massiv, dass sie in einem weiten Bereich am Umfang und entlang der Kanalhöhe ablöst. Dies scheint aber zunächst nur einen Teil des Verdichters zu betreffen, sodass die Störung bzw. Ablösung nur im vorderen Teil des Verdichters erkennbar ist (siehe Druckverläufe von R1–R4 in **Abb. 7.10**). Aufgrund der teilweisen Ablösung kann auch der Druckaufbau des Gesamtverdichters nicht mehr aufrecht erhalten werden. Kurz nach der Störung kommt es zu einem Druckeinbruch im hinteren Teil des Verdichters (R6–R8), der bisher noch nicht von der Ablöseerscheinung betroffen war ($\text{rot} = -1,26$ bis $-0,85$). Bevor sich die vorderen Stufen von der Störung erholt haben, beginnt die Rückströmung. Hierzu muss das Fluid zuerst auf Strömungsgeschwindigkeit Null verzögert werden (Shut–Off–Punkt). In diesem Zustand verharrt der Verdichter für einen kurzen Moment. Der Shut–Off–Punkt ist durch den Anstieg der Druckverläufe auf ihr absolutes Maximum charakterisiert ($\text{rot} = -0,7$ bis 0). Die Beschleunigung in die negative Strömungsrichtung führt anschließend zu einem Sinken der Drücke.

Zusammenfassend kann also festgehalten werden, dass der Zusammenbruch der Verdichterströmung in zwei Etappen erfolgt. Zuerst findet eine Ablösung lokal in einer der 8 Verdichterstufen statt, wodurch die Stufen, die stromauf der Ablösung liegen, angedrosselt und ebenfalls instabil werden. Mit einer gewissen Zeitverzögerung hat der lokale Druckeinbruch Auswirkungen auf die Stabilität der Stufen, die stromab der instabilen vorderen Stufen liegen. Es folgt ein Druckeinbruch und die Rückströmung setzt ein.

Das Anwachsen der Größe der Ablösung und der daraus folgende Strömungsabriss ist auch in den hochaufgelösten instationären Wanddrücken der vorderen Stufen erkennbar, die z.B. auch kurz vor dem Frontrotor aufgezeichnet werden. Für diesen Rotor zeigt **Abbildung 7.11** den Verlauf des Wanddrucks. Die Wanddruckdaten sind identisch zu denen aus **Abbildung 7.7**, mit dem Unterschied, dass sie nicht gemittelt wurden. Der Umschlag der Strömungsrichtung findet innerhalb von zwei Rotorumdrehungen statt ($\text{rot} = -2$ – 0). Weiterhin ist die umlaufende Ablösezone sehr gut erkennbar (gestrichelte Linien). Zum Zeitpunkt ① beginnt in Folge der lokalen Ablösung der Druck im Verdichter anzusteigen und der Prozess der Strömungsumkehr startet. Das Umfangssegment, in dem die lokale Rückströmung einsetzt, zeigt den höchsten Druck an. In diesem Fall liegt das Segment bei ca. 296° und der Zeit $\text{rot} = -1,8$ ①. Wie bereits erwähnt bricht

im weiteren Zeitverlauf der Druckaufbau des Gesamtverdichters aufgrund dieser Störung zusammen. Ähnlich zur Ablöseerscheinung setzt der Zusammenbruch der Strömung und damit die beginnende Rückströmung ebenfalls an einer diskreten Umfangsstelle ein ⑥. Innerhalb der nächsten Rotorumdrehung wird die Rückströmung über den Umfang homogenisiert (-0,5 bis 0,5). Ab dem Zeitpunkt $\text{rot}=0,5$ zeigt der Wanddruck einen umfangssymmetrischen Verlauf und die quasi-stationäre Rückströmphase folgt.

Eine detaillierte Betrachtung der Strömungsumkehr für den Frontrotor des Verdichters kann anhand der Sondendaten durchgeführt werden. Hierzu sind in **Abbildung 7.13** ausgewählte Strömungsgrößen im Axialspalt zwischen dem VLR und Rotor 1 sowie zwischen Rotor 1 und Stator 1 auf 70 % Kanalhöhe dargestellt. **Abbildung 7.14** zeigt diese Strömungsgrößen im Axialspalt zwischen Rotor 1 und Stator 1 für zwei verschiedene Kanalhöhen (50 % und 70 %). Der Winkelbereich, in dem Rückströmung herrscht, ist gelb markiert. Wie im vorherigen Kapitel 7.2.1 gezeigt ist der Strömungswinkel im Axialspalt VLR–R1 unabhängig von den Fluktuationen vor dem Rotor. Bei der Einleitung der Rückströmung ist dies nicht mehr der Fall. Zum Zeitpunkt $\text{rot}=-1,8$ sind weiterhin starke Fluktuationen vor dem Rotor erkennbar (**Abb. 7.13(a)** roter Graph). Im Axialspalt zwischen Rotor 1 und Stator 1 ist ein Abfall im Verlauf des Strömungswinkels und der Machzahl zu beobachten. **Abb. 7.14(a)©** und **Abb. 7.14(b)©**. Grund hierfür sind der steigende Total- und statische Druck in an der Hinterkante des Rotors, durch den der Rotor stark angedrosselt wird (**Abb. 7.14(d)**). Vor dem Rotor sind keine Druckanstiege zu erkennen (**Abb. 7.13(d)**). Der Druckanstieg wird durch das bereits in den hinteren Stufen lokal zurückströmende Fluid verursacht. Gegen dieses neue Druck-

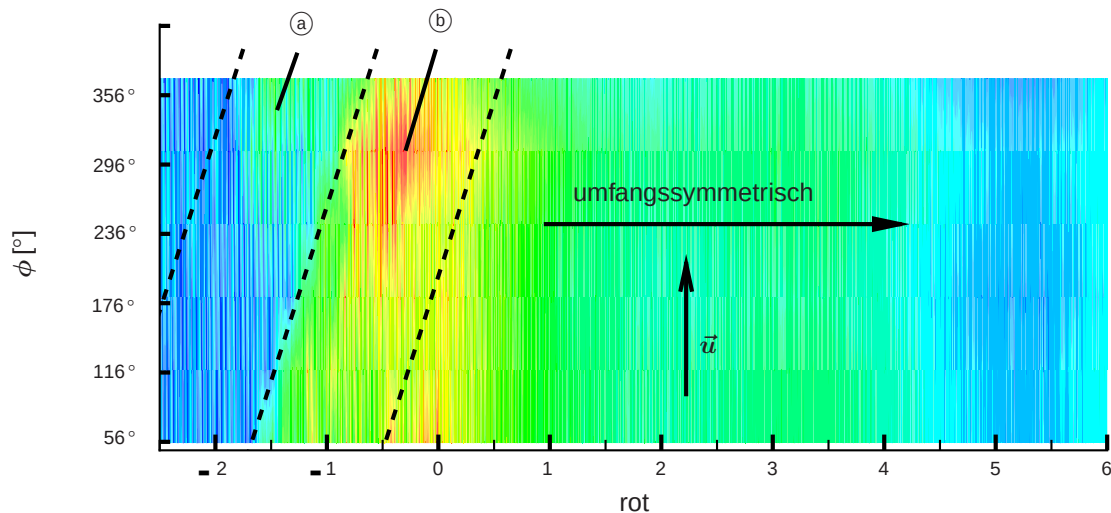
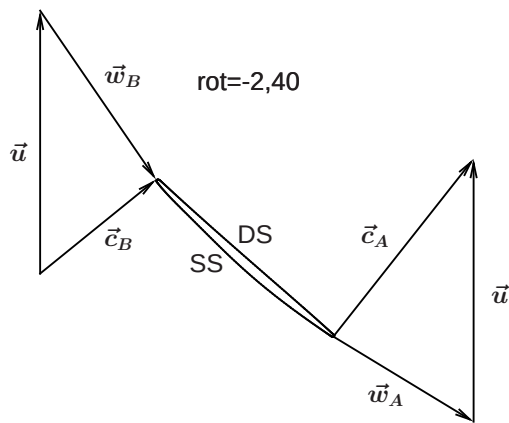
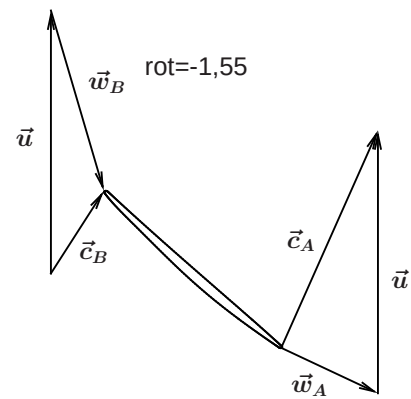


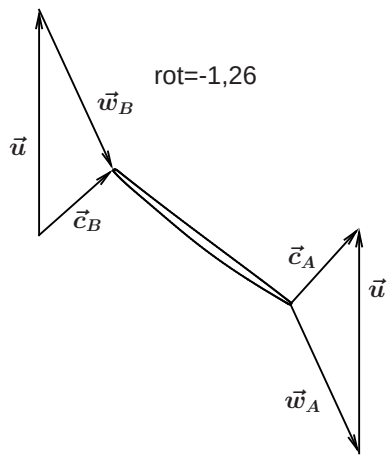
Abb. 7.11: Wanddruckverlauf vor dem Rotor 1 beim Umschlag von Vorwärts- in Rückströmung



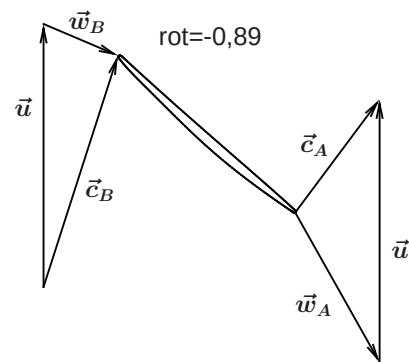
(a) stabile Strömung



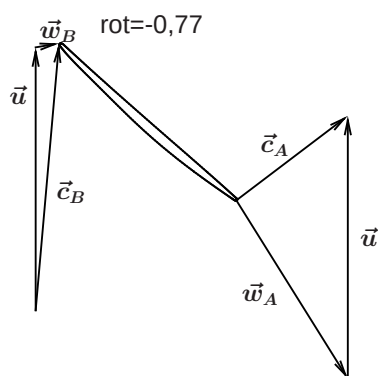
(b) maximale Umlenkung ($\alpha = \max$)



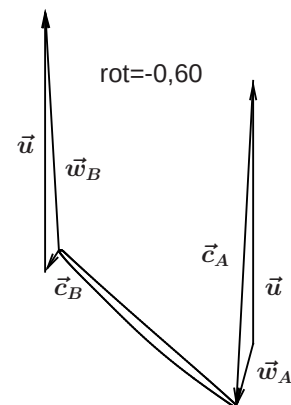
(c) keine Umlenkung ($\alpha = 0$)



(d) Drehung des Strömungsvektors



(e) reine Umfangsgeschwindigkeit ($\dot{m} = 0$)



(f) Beginn der Rückströmphase

Abb. 7.12: Geschwindigkeitsdreiecke für ausgewählte Zeitpunkte (vergl. **Abb. 7.13**)
($n/n_A = 93\%$ und $KH = 70\%$)

niveau arbeitet der Rotor, indem die Umlenkung der Strömung durch den Rotor immer stärker zunimmt. Dies ist im Abfall des Strömungswinkels an der Hinterkante des Rotors erkennbar ③.

Zur besseren Orientierung zeigt **Abbildung 7.12** Geschwindigkeitsdreiecke der Zu- und Abströmung des Frontrotors für sechs charakteristische Zeitpunkte der Strömungsumkehrung. Um gegen das oben geschilderte erhöhte Druckverhältnis zu fördern, wird zum Zeitpunkt $\text{rot}=-1,55$ die Umlenkung des Rotors maximal (**Abb. 7.12(b)**). Hierdurch kann der Rotor das geforderte Druckniveau auch aufbauen, was zu einem kurzzeitigen Abfall des statischen Drucks auf 70 % Kanalhöhe an der Hinterkante des Rotors führt ④ (**Abb. 7.14(d)**). Dies gilt jedoch nur für den gehäusenahen Bereich des Querschnitts. Auf 50 % Kanalhöhe kann die Beschaufelung das geforderte Druckverhältnis nicht auf-

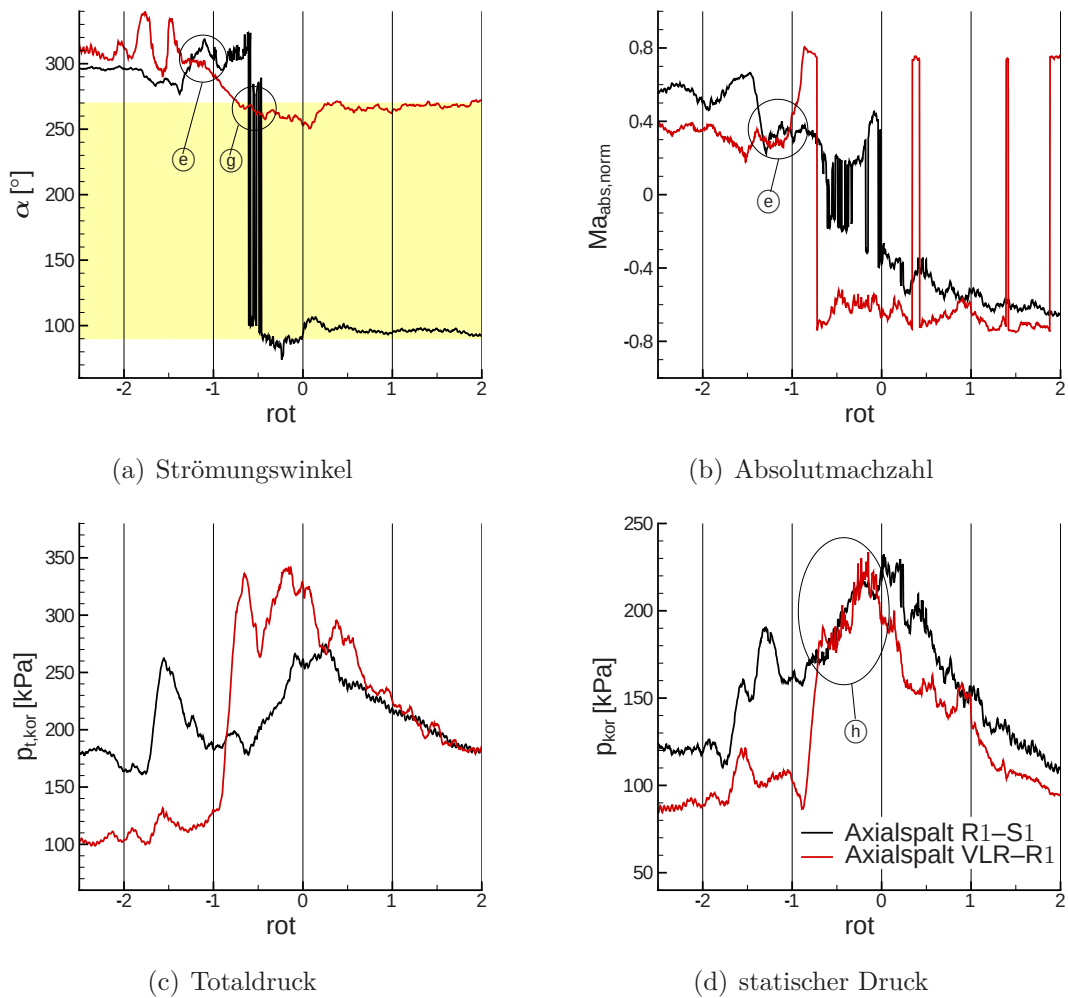


Abb. 7.13: Ausgewählte Strömungsgrößen im Axialspalt VLR-R1 und R1-S1 während der Strömungsumkehrung ($n/n_A=93\%$ und $KH=70\%$)

recht halten. Es kommt zu einem deutlichen Abfall der Absolutmachzahl im Axialspalt zwischen Rotor 1 und Stator 1 über der gesamten Kanalhöhe ⑥ (**Abb. 7.14(b)**). Ursache ist die erste Störung, durch die die lokale Ablösung im Verdichter verursacht wird. Dies führt dazu, dass der Rotor dem System keine Arbeit mehr zuführen kann. Dieser Zustand ist exakt zum Zeitpunkt $\text{rot} = -1,26$ erreicht, in dem sich Strömungswinkel und Absolutmachzahl in beiden betrachteten Axialspalten zum ersten Mal schneiden ⑥ (**Abb. 7.13(a)** und **Abb. 7.13(b)**). Dementsprechend sind die Geschwindigkeitsdreiecke am Rotorein- und austritt kongruent und damit die Umlenkung und Arbeitszufuhr Null (**Abb. 7.12(c)**). Für die Strömung auf 50 % Kanalhöhe wird ein ähnlicher Strömungszustand angenommen, da zu diesem Zeitpunkt auf beiden gemessenen Kanalhöhen identische Strömungswinkel- und Absolutmachzahlverläufe gemessen werden

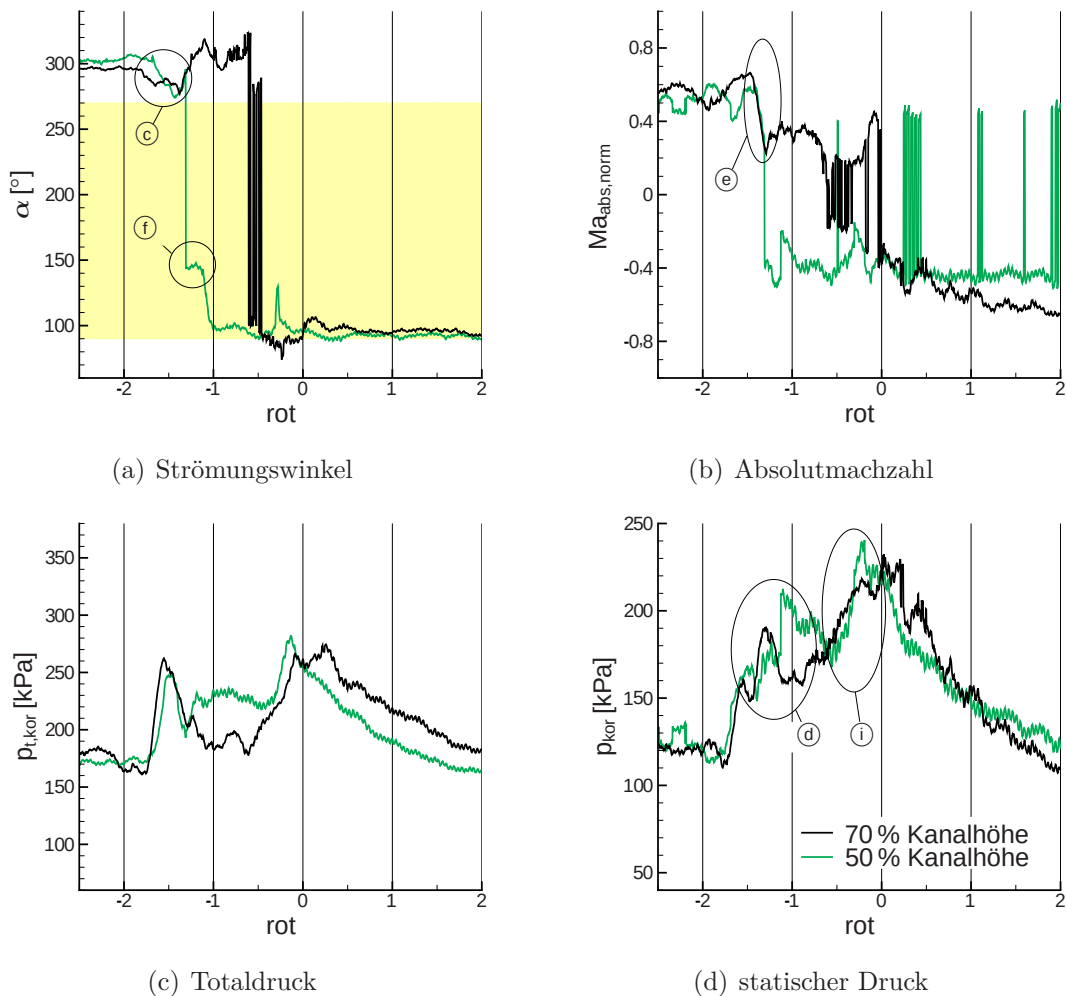


Abb. 7.14: Ausgewählte Strömungsgrößen auf 50 % und 70 % Kanalhöhe im Axialspalt R1-S1 während der Strömungsumkehrung ($n/n_A = 93\%$)

(Abb. 7.14(a) und Abb. 7.14(b)). Von diesem Zustand ausgehend ist auf 50 % Kanalhöhe ein direkter Umschlag von der positiven in die negative Strömungsrichtung die Folge, verursacht durch die erste Störung in Form der Druckwelle. Ein Teil der Masse strömt daraufhin nahezu axial ($\alpha=150^\circ$ ⑥) in die negative Strömungsrichtung und leitet den Druckabfall des Gesamtverdichters ein. Hierdurch wird die Strömung in gehäusenähe etwas stabilisiert. Die Strömungsrichtung ist weiterhin positiv, der Rotor führt dem System jedoch keine Arbeit mehr zu. Der Winkelbereich der Rückströmung ist in den Abbildungen 7.13(a) und 7.14(a) gelb hinterlegt.

Nachdem der Rotor im Schaufelspitzenbereich dem System keine Arbeit mehr zuführen kann und im Nabenbereich bereits eine Rückströmung beobachtet wird, setzt zwischen $\text{rot}=-1,1$ und $-0,4$ eine Drehung des Strömungswinkels im Axialspalt zwischen Rotor 1 und Stator 1 ein (Abb. 7.12(d)). Sie wird durch den Druckeinbruch des Gesamtverdichters verursacht. Die Umfangskomponente des absoluten Strömungsvektors wird kontinuierlich größer. Dies führt gleichzeitig zu einer rapiden Steigerung der Absolutgeschwindigkeit. Die Drehung des Strömungswinkels setzt sich fort, bis die Strömung eine nahezu reine Umfangskomponente besitzt (Abb. 7.12(e)). Das heißt, es wird ein Strömungswinkel von 270° gemessen, was gleichbedeutend mit einem Verdichtermassenstrom von Null ist. Die Änderung des Vektors der Absolutgeschwindigkeit führt zu einer Drehung des Relativgeschwindigkeitsvektors um die Schaufelspitze des Rotors von der Saugseite in Richtung Druckseite. Gleichzeitig wird die Relativgeschwindigkeit reduziert, bis der Vektor der Absolutgeschwindigkeit und der Umfangsgeschwindigkeit deckungsgleich sind und die Relativgeschwindigkeit Null beträgt. Dieser Zustand ist zum Zeitpunkt $\text{rot}=-0,7$ erreicht und löst die Rückströmung im Blattspitzenbereich an der Rotorhinterkante aus. Dieser Zeitpunkt ist auch durch den Schnittpunkt der Strömungswinkelverläufe bei $\alpha=270^\circ$ und $\text{rot}=-0,7$ charakterisiert ⑦ (Abb. 7.13(a)).

Der Umschlag von der Vorwärts- in die Rückströmung im Axialspalt R1–S1 auf 70 % Kanalhöhe setzt, verglichen mit der Strömungsumkehr im Axialspalt VLR–R1, relativ langsam ein und erstreckt sich über einen Zeitraum von etwa 0,7 Rotorumdrehungen. Die Strömungsumkehr kann anhand von Abbildung 7.15 in drei Bereiche (I – III) unterteilt werden. In den ersten 1,5 Zehntel Rotorumdrehungen wird die Axialgeschwindigkeit reduziert bis keine Masse gefördert wird, d.h. $\text{Ma}_{\text{ax}}=0$ (I). Dieser Zustand wird für 0,6 Rotorumdrehungen aufrecht erhalten (II), bis die Strömung in die negative Strömungsrichtung umschlägt (III). Im Gegensatz zur Strömung an der Vorderkante des Rotors, wo der Nulldurchgang des Massenstroms durch eine reine Umfangskomponente der Strömung angezeigt wird, kann im Axialspalt zwischen Rotor

1 und Stator 1 eine Absolutmachzahl von Null gemessen werden, sodass hier die Strömung tatsächlich „still steht“. Die Fluktuationen im Verlauf der Absolutmachzahl (schwarze Graphen in **Abb. 7.13(b)** und **7.14(b)**) um den Zeitpunkt $\text{rot}=-0,7$ sind auf die Kalibrierpolynome zurückzuführen, da sie nur für einen Bereich der Machzahl von 0,2 bis 0,8 gelten. Daher schwankt die Machzahl während der Nullströmung zwischen $\pm 0,2$.

Der Stillstand der Strömung während des Shut-Off-Punkts wird auch durch die statischen Druckverläufe der Sondenmessung bestätigt. Im Zeitintervall

$\text{rot}=-1$ bis $-0,7$ steigt der statische Druck an der Rotorvorderkante sprunghaft auf das Druckniveau an der Rotorhinterkante von 170 kPa (**Abb. 7.14(d)**). Von diesem Moment an sind die Druckverläufe für 0,7 Rotorumdrehungen bis zum Zeitpunkt $\text{rot}=0$ deckungsgleich **(h)**. Da während dieses Zeitintervalls keine statische Druckdifferenz über den Rotor existiert, kann auch keine Axialgeschwindigkeitskomponente der Strömung vorliegen. Ein Vergleich der statischen Druckverläufe in diesem Zeitintervall auf 50 % und 70 % Kanalhöhe im Axialspalt zwischen Rotor 1 und Stator 1 zeigt, dass dieses Phänomen über einen weiten Teil der Kanalhöhe erstreckt ist **(i)** (**Abb. 7.14(d)**). Die Verläufe auf den beiden untersuchten Kanalhöhen sind ebenfalls deckungsgleich. Der Stillstand der Strömung auf 50 % wird im Gegensatz zur Messung auf 70 % Kanalhöhe nicht durch eine gemessene Geschwindigkeit von Null, sondern durch eine reine Umfangskomponente der Strömung ($\alpha=90^\circ$) angezeigt.

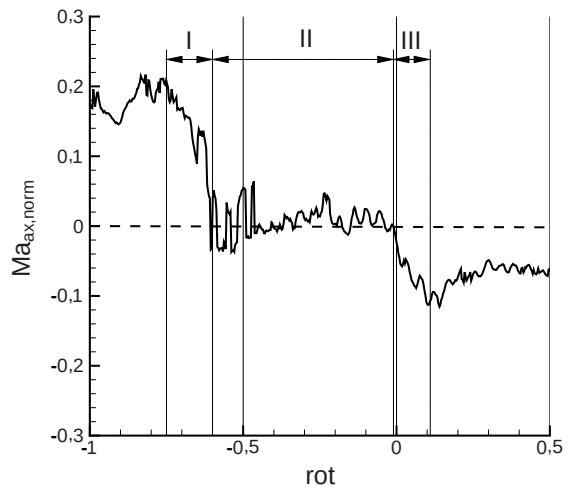


Abb. 7.15: Axialmachzahl im Axialspalt R1–S1 zum Zeitpunkt der Strömungsumkehr ($n/n_A=93\%$ und $KH=70\%$)

7.2.3 Rückströmphase

Die Rückströmphase ist sehr deutlich anhand der Verläufe des Strömungswinkels zu erkennen (**Abb. 7.16(a)**). Die Grenzen werden durch die beiden Richtungsänderungen der Strömung markiert (vorwärts–rückwärts und umgekehrt). Wie bereits in Kapitel 7.2.2 gezeigt, beginnt die Rückströmung im Axialspalt zwischen Rotor 1 und Stator 1 auf 50 % Kanalhöhe, gefolgt von der Strömungsumkehr auf 70 % Kanalhöhe. Aus **Abbildung 7.17(a)** ist erkennbar, dass das zeitliche Ende der Rückströmphase eben-

falls zwischen den beiden Kanalhöhen variiert. Zuerst endet die Rückströmphase an der Schaufelspitze bei $\text{rot}=16$ und etwa eine Rotorumdrehung später auf dem Mittenschnitt. Für den hier diskutierten Fall beträgt daher die Dauer der Rückströmphase auf 70 % Kanalhöhe etwa 16,5 Rotorumdrehungen, auf 50 % Kanalhöhe 18,5. Während die Verläufe der Strömungswinkel einen quasi-stationären Charakter zeigen, sind Machzahlen und Druckverläufe hochgradig instationär. Dies trifft vor allem auf die transienten Phasen der Beschleunigung und Verzögerung zu.

Zur Ausbildung der Rückströmphase muss das Fluid vom Shut-Off-Punkt ausgehend in die negative Strömungsrichtung beschleunigt werden. Die Beschleunigung setzt etwa zum Zeitpunkt $\text{rot}=0,5$ ein und der Druck im Verdichter beginnt zu sinken (**Abb. 7.18**). Dabei stellen die Statoren und drehenden Rotoren einen hohen Widerstand dar. Die

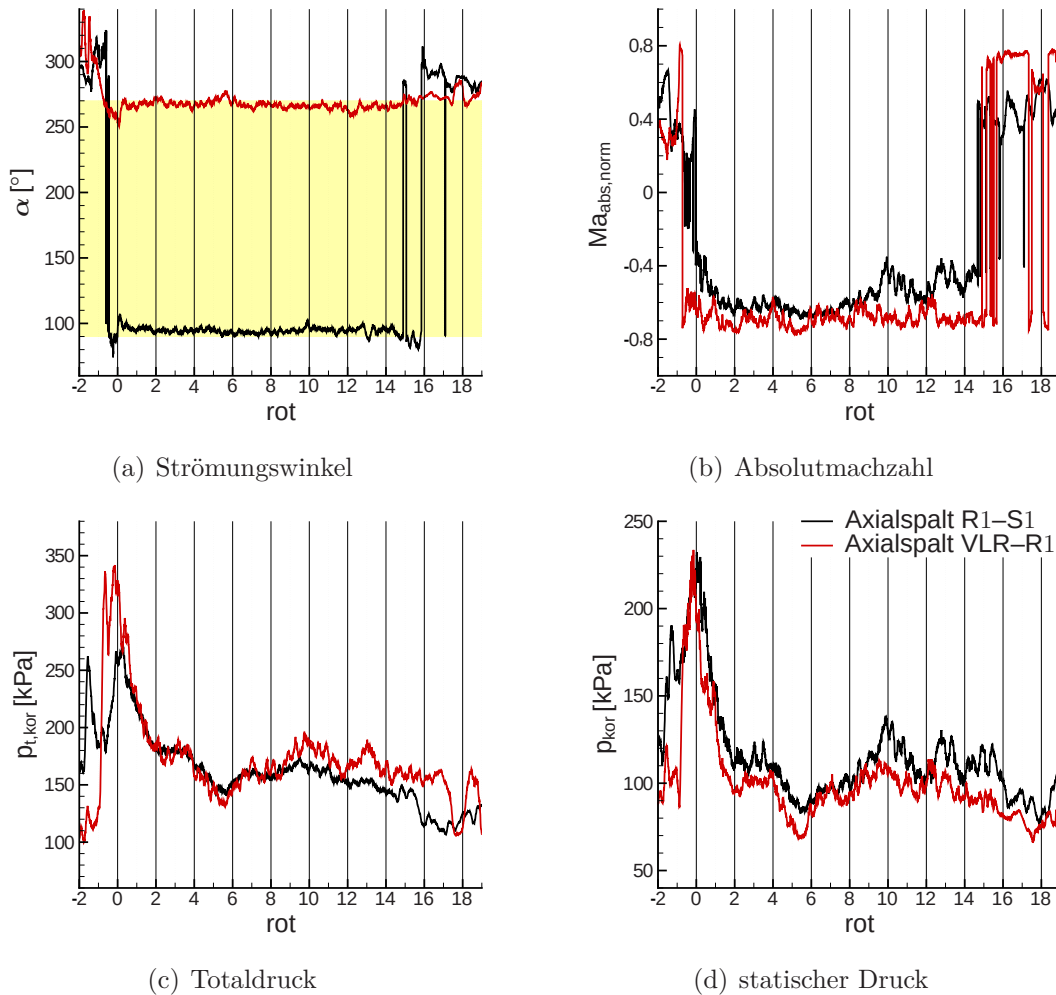


Abb. 7.16: Ausgewählte Strömungsgrößen im Axialspalt VLR–R1 und R1–S1 während der Rückströmphase ($n/n_A=93\%$ und $KH=70\%$)

Dauer der Beschleunigung des Fluids ist besonders deutlich im Verlauf der Absolutmachzahl an der Rotorhinterkante auf 70 % Kanalhöhe zu erkennen (**Abb. 7.16(b)**). Das Fluid beschleunigt auf etwa Mach 0,7 innerhalb von zwei Rotorumdrehungen. Während dieser Zeitspanne wandert der Betriebspunkt des Verdichters auf seiner quasi-stationären Rückströmcharakteristik in Richtung höherer Druckverhältnisse, bis ein stabiler Betriebspunkt auf der Rückströmcharakteristik bei $\text{rot}=2$ erreicht ist. Nach Abschluss der Beschleunigungsphase zeigen die totalen— und statischen Druckverläufe zwischen $\text{rot}=2$ und 4 ein Plateau (**Abb. 7.16(d)** und **Abb. 7.17**). Während dieser Zeitspanne ist keine Änderung in den Verläufen des Strömungswinkels oder der Machzahl zu erkennen. Demzufolge ist für kurze Zeit ein stationärer Betriebspunkt erreicht. Die Höhe des Plateaus entspricht dabei ungefähr dem Druckniveau vor dem Einsetzen des

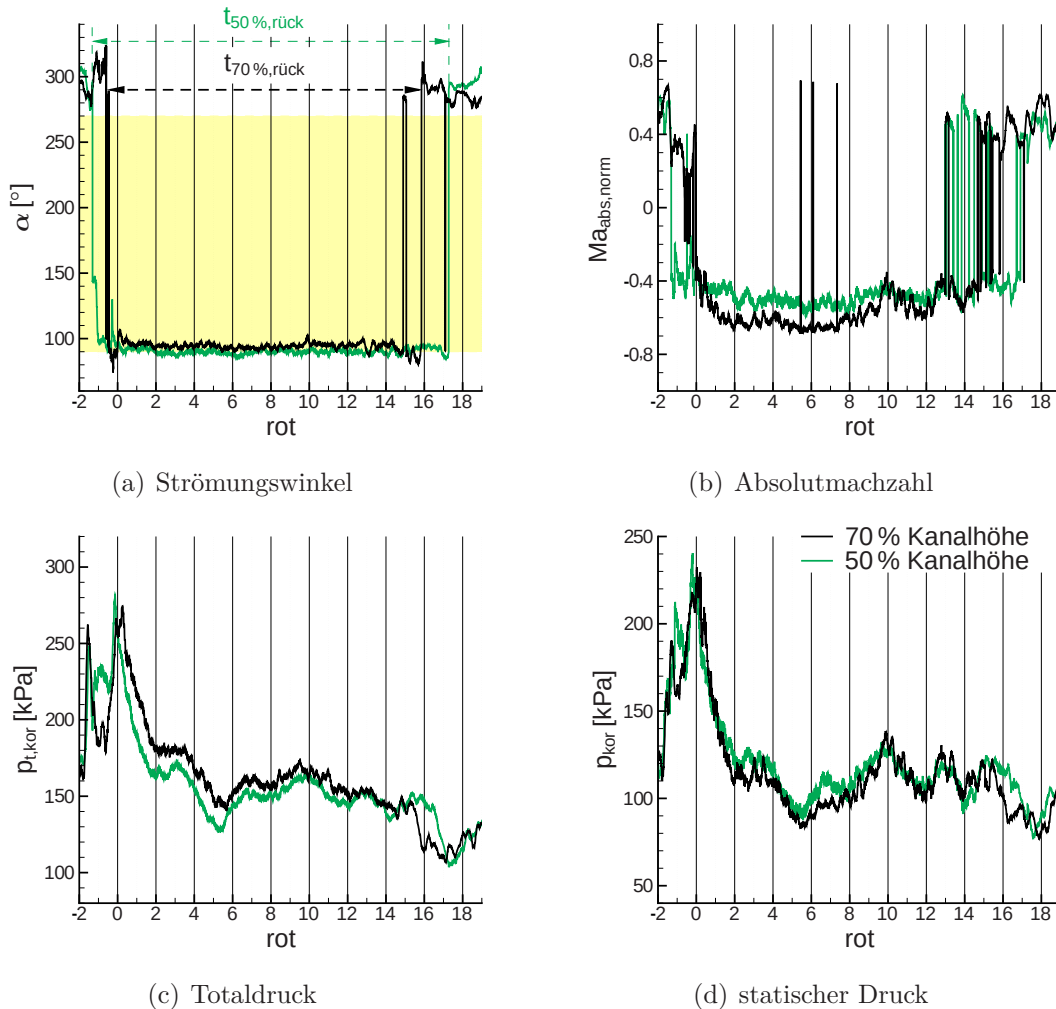


Abb. 7.17: Ausgewählte Strömungsgrößen auf 50 % und 70 % Kanalhöhe im Axialspalt R1-S1 während der Rückströmphase ($n/n_A=93\%$)

Pumpens, allerdings im Bereich geringer negativer Massenströme. Ab $\text{rot}=4$ wird der stationäre Betriebspunkt der Rückströmung verlassen und der Betriebspunkt wandert auf der Rückströmcharakteristik in Richtung positiver Massenströme, bis das Minimum der Druckverläufe erreicht wird ($\text{rot}=5,5$). Während dieser Phase bleibt aufgrund der Trägheit des Fluids die Machzahl auf einem unverändert hohem Niveau. Zudem hat die Rückströmcharakteristik in diesem Bereich eine große Steigung, sodass sich Unterschiede im Druckverhältnis kaum auf den Massenstrom und damit auf die Machzahl auswirken. Zwischen $\text{rot}=6$ und 8 beginnt die Verzögerung des Fluids und die negative Absolutmachzahl wird kleiner.

Der Druckverlauf in der Rückströmphase kann für die vorderen Stufen in zwei Abschnitte unterteilt werden (**Abb. 7.18**). Im Abschnitt $\text{rot}=0,5$ bis $5,5$ ist ein starker Druckabfall zu erkennen. Der anschließende Abschnitt von Rotorumdrehung $5,5$ bis zum Ende der Rückströmphase zeigt hingegen einen leichten Druckanstieg.

Im ersten Zeitabschnitt, zwischen $\text{rot}=0$ und $5,5$, ist der Totaldruck in beiden Axialspalten des Frontrotors nahezu identisch (**Abb. 7.16(c)**). Es gibt während dieses

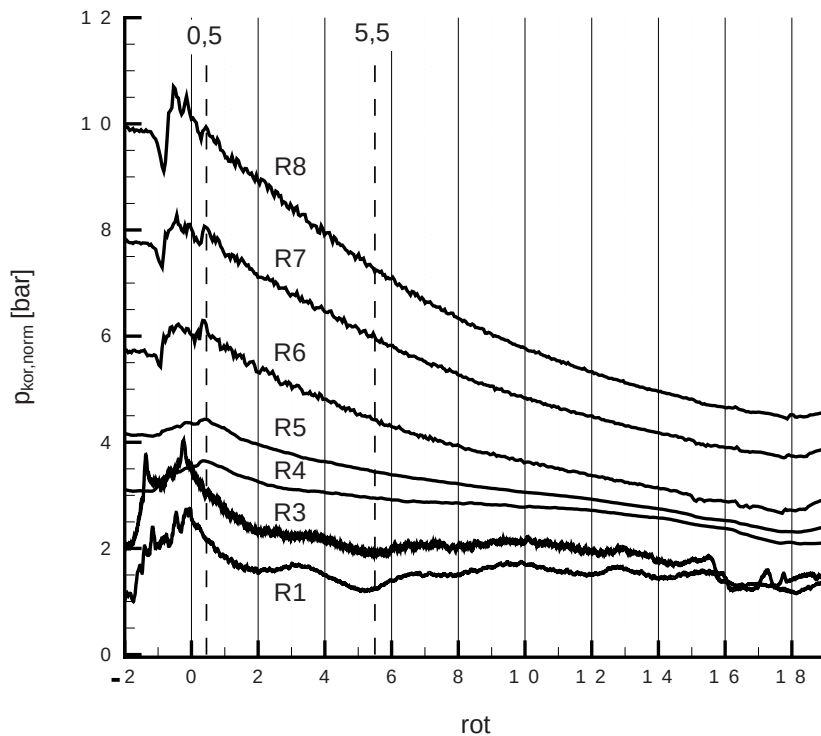


Abb. 7.18: Instationäre Wanddruckverläufe während der Rückströmphase ($n/n_A=93\%$)

Zeitintervalls eine geringe Totaldruckdifferenz über den Rotor. Diese ist insbesondere in den Druckdaten zu erkennen, die über eine Rotorumdrehung gemittelt sind. Der Totaldruck an der Schaufelvorderkante ist etwas geringer als an der Schaufelhinterkante. Das bedeutet, dass innerhalb des oben genannten Zeitraums der Rotor einen großen Strömungswiderstand darstellt, und dies zu einem Totaldruckverlust führt. Wie die Frequenzanalyse der Rohwerte der Sondenbohrung # A1 in **Abbildung 7.19** zeigt, wird in diesem Zeitintervall neben der 1. Harmonischen der Schaufelwechselfrequenz auch die 2. Harmonische angeregt. Diese Beobachtung lässt den Schluss zu, dass im Zeitintervall $\text{rot}=0$ bis 8 eine ausgeprägte Jet/Wake-Struktur innerhalb einer Rotorschaufeldpassage vorliegt. Diese Struktur ist typisch für die Ausströmung aus den Schaufelgittern während der Rückströmphase (vergl. **Abb. 2.9**). Sie wird durch die extremen Inzidenzwinkel an der Rotorhinterkante hervorgerufen. Auf diese Inhomogenität der Strömung in der Schaufelpassage wird auch die Überumlenkung des Stators zurückgeführt. Wie aus **Abbildung 7.20** zu erkennen ist, liegen die Strömungswinkel an der Statorvorderkante im Bereich zwischen $\alpha=90^\circ$ und 100° und damit strömt das Fluid mit einem Winkel aus dem Stator heraus, der größer ist als der Metallwinkel. *Gamache und Greitzer* (1986) postulieren, dass diese Überumlenkung auf den Ausmischvorgang der Jet/Wake-Struktur zurückzuführen ist. Die Ausmischung geschieht auf dem axialen Weg zwischen Statorvorderkante und Messposition der Sonde und daher werden diese großen Strömungswinkel gemessen. Die Überumlenkung führt dazu, dass der Rotor mit einer Drallkomponente $c_{u,A}$ angeströmt wird, die größer ist, als wenn die Strömung dem Statorprofil folgen würde, also keine Blockage in der Schaufelpassage vorhanden wäre. Die extrem großen Inzidenzwinkel an der Rotorhinterkante sind qualitativ in allen Axialverdichtern während der Rückströmung beobachtbar.

Während bis zum Zeitpunkt $\text{rot}=5,5$ ein Druckabfall im gesamten Verdichter beobachtet werden kann, beginnt im zweiten Zeitabschnitt eine Teilung der qualitativen Druckverläufe (**Abb. 7.18**). In den hinteren Stufen ist nach wie vor ein Druckabfall zu erkennen, in den mittleren Stufen ist nahezu ein konstantes Druckniveau erreicht und die Frontstufen zeigen einen leichten Druckanstieg. Es wird vermutet, dass während der Verzögerung der Strömung verschiedene Zustände in den Verdichterstufen erreicht werden. In den hinteren Stufen findet weiterhin ein Druckabbau statt. In den mittleren Stufen ist ein Druckgleichgewicht entstanden, sodass die Strömung durch die Beschau felung nur umgelenkt wird. Die Frontstufen führen dem Fluid Arbeit zu und erhöhen dadurch gleichzeitig den statischen Gegendruck für die Rückströmung aus den hinteren Stufen. Dies ist an dem totalen und statischen Druckverlauf in beiden Axialspalten des Frontrotors zu erkennen (**Abb. 7.16(c)** und **7.16(d)**). Der Totaldruck an der Rotorhinterkante ist höher als an der Vorderkante und folglich führt der Rotor dem Fluid Arbeit

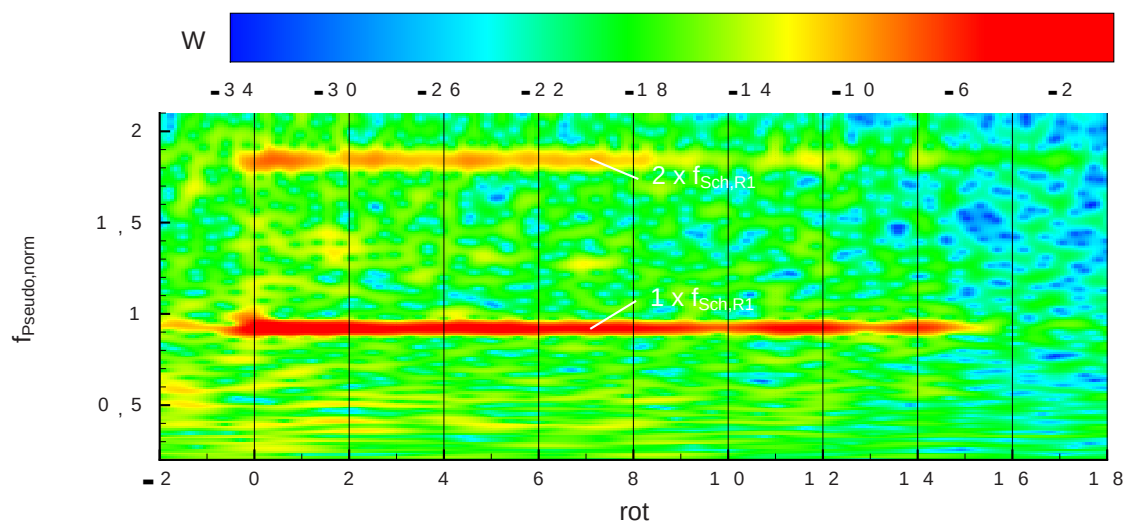


Abb. 7.19: Wavelet-Analyse der Druckbohrung A1 während der Rückströmphase

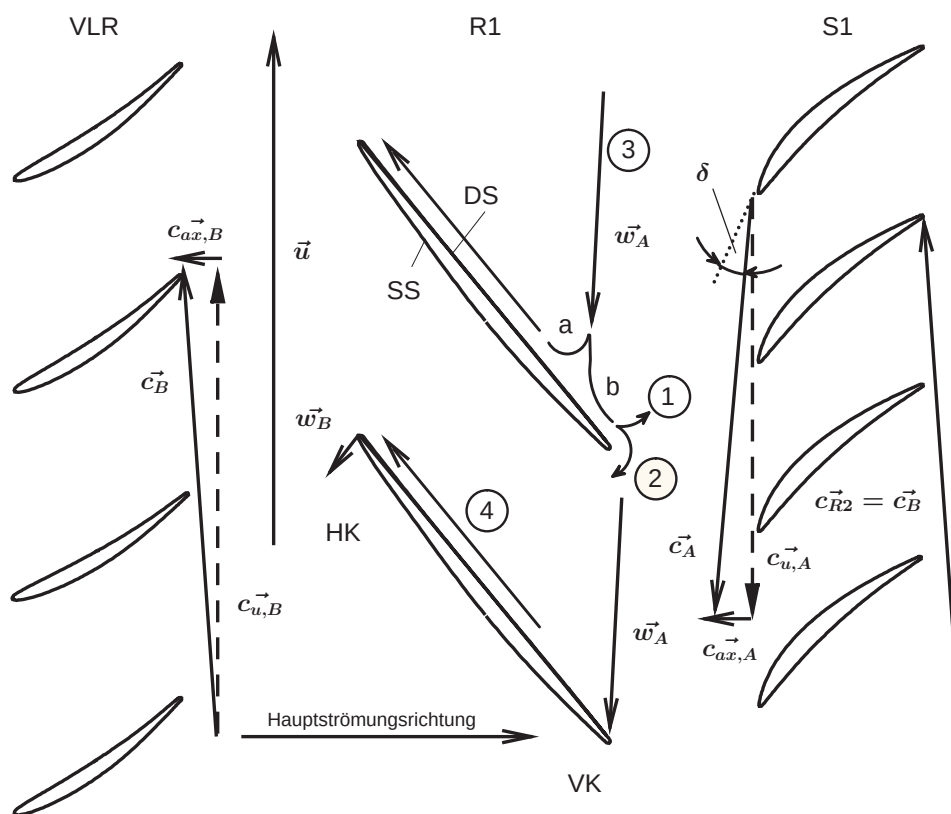


Abb. 7.20: Umströmung der Hinterkante zu Beginn der Rückströmphase ($n/n_A=93\%$ und $KH=70\%$)

zu. Für die statische Druckdifferenz zwischen geometrischem Rotoraustritt und –eintritt ist ein solches Phänomen nicht sichtbar. Der Druck am geometrischen Rotoraustritt ist innerhalb der gesamten Rückströmphase größer als oder zumindest gleich dem Druck am geometrischen Rotoreintritt (**Abb. 7.16(d)**). Allerdings ist eine Zunahme des statischen Drucks im zweiten Abschnitt der Rückströmphase vorhanden. Zum Zeitpunkt $\text{rot}=18$ zeigen alle Stufen einen horizontalen Druckverlauf und die Strömungsrichtung ist wieder teilweise positiv. Diese zweite Strömungsumkehr wird im nachfolgendem Kapitel 7.2.4 genau analysiert.

Für die gesamte Dauer der Rückströmung kann also kein einheitliches Strömungsbild abgeleitet werden. Vielmehr ändern sich die Strömungszustände in sehr kleinen Zeitintervallen. Aufgrund der hoch instationären Strömung werden daher im folgenden die ungemittelten Messdaten der Sonde im Axialspalt R1–S1 betrachtet (Sonde A). Die Daten der Sonde im Axialspalt VLR–R1 sind im ungemittelten Zustand wenig aussagekräftig, da eine große Anzahl an Datenpunkten außerhalb der Kalibrierpolynome liegen. Für ein Teilintervall des Zeitabschnitts

$\text{rot}=0$ bis 2 zeigt **Abbildung 7.21** den Verlauf des Strömungswinkels an der Hinterkante des Frontrotors über der Rorteilung aufgetragen. Der Winkelbereich der Rückströmung ist gelb hinterlegt. Das gezeigte Zeitintervall beinhaltet den steilen Abfall des Drucks von seinem Maximalwert bis zu dem Plateau (vergl. **Abb. 7.16(d)**). Sehr gut ist der Einfluss der Hinterkante zu erkennen, welcher zu einem ausgeprägten periodischen Ausschlag im Verlauf des Strömungswinkels führt. Die kinematischen Zusammenhänge der Rückströmung in diesem Zeitraum sind in **Abbildung 7.20** dargestellt. Die eingezeichneten Vektoren der Geschwindigkeitsdreiecke stammen aus der Sondenmessung zum Zeitpunkt $\text{rot}=3$. Ihre Längen sind mit Hilfe der gemessenen Strömungsgeschwindigkeiten skaliert und geben somit die realen Geschwindigkeitsverhältnisse wieder. Aus Darstellungsgründen ist dies jedoch nicht für den Relativgeschwindigkeitsvektor $\vec{w}_A$ gültig. Die Rückströmung^③ trifft unter einem sehr großen Inzidenzwinkel und mit einer relativen Machzahl von ca. 1,5 auf die Hinterkante der Druckseite der Rotorschaukel. Dabei wirkt die Schaukel wie eine Prall-

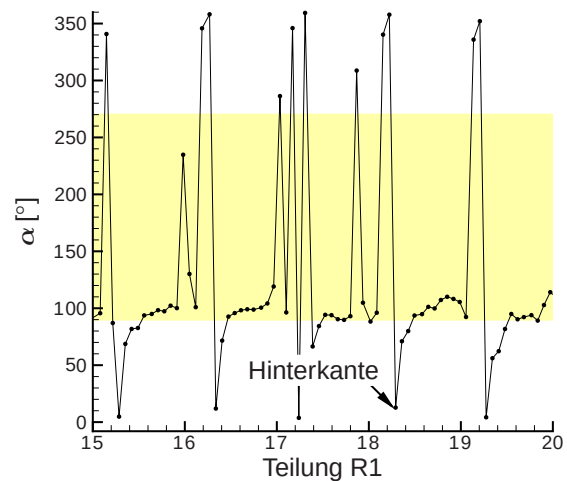


Abb. 7.21: Strömungswinkelverlauf der Rohdaten im Axialspalt R1–S1 ($n/n_A=93\%$ und $KH=70\%$)

schlechte. Die Rückströmung^③ trifft unter einem sehr großen Inzidenzwinkel und mit einer relativen Machzahl von ca. 1,5 auf die Hinterkante der Druckseite der Rotorschaukel. Dabei wirkt die Schaukel wie eine Prall-

platte, wodurch die Strömung in zwei Teilströmungen a und b aufgeteilt wird. Gleichzeitig kommt es zu einer Umströmung der Hinterkante②. Kurz bevor die Schaufel die Sonde passiert, hat das Fluid eine Umfangsgeschwindigkeitskomponente, die in Rotor-drehrichtung zeigt. Das Fluid strömt für eine kurze Zeit aus dem Rotor heraus in die reguläre Richtung der Verdichterströmung①. Diese Strömungsrichtung wird durch die Winkel angezeigt, die oberhalb des gelb hinterlegten Winkelbereichs gemessen werden. Wenn die Schaufel die Sonde gerade passiert, wird ein Strömungswinkel gemessen, der in etwa dem Metallwinkel der Schaufel entspricht. Hat die Schaufel die Sonde passiert, dreht der Strömungsvektor wieder in Richtung Rückströmung③. Diese Prozedur wiederholt sich bei jedem Schaufeldurchgang. Dabei beträgt der Anteil der Rückströmung an einer Rotorpassage etwa 65 % die übrigen 35 % werden durch die Hinterkantenumströmung beeinflusst.

Neben der Umströmung der Hinterkante, strömt das Fluid in der Schaufelpassage in Richtung Rotorvorderkante④. Dies erfolgt überwiegend an der Druckseite der Schaufel, da im Bereich der Saugseite eine Ablösung auftritt. Insgesamt sind die Axialgeschwindigkeiten während der Rückströmung extrem gering, insbesondere im Verhältnis zur Umfangskomponente der Strömung. Aufgrund seiner geringen Axialgeschwindigkeit und Massenträgheit verliert ein Fluidteilchen auf sehr kurzer axialen Distanz seine Umfangsgeschwindigkeit, wenn es die Schaufelpassage an der Rotorvorderkante verlässt und in den unbeschaufelten Axialspalt eintritt. In Folge wird es nahezu 90° umgelenkt, sodass sich der Relativgeschwindigkeitsvektor $\vec{w}_B$ ergibt. Mit dem Einsetzen der Rückströmung steigt auch die Temperatur der Strömung an. Der hohe Temperaturanstieg ist auf die Tatsache zurückzuführen, dass das Fluid in Folge der Kompression den Verdichter mit einer Temperatur von ca. 600 °C verlässt. Kommt es in Folge des Pumpens zu einem Strömungsabriss, strömt dieses heiße Fluid, welches im Luftsammler gespeichert ist, zurück. Während es durch den Verdichter zum Eintritt strömt, wird es weiter aufgeheizt. Dies ist auf zwei Tatsachen zurückzuführen. Während der Umkehrung der Strömungsrichtung stagniert das Fluid für einen kurzen Augenblick im Verdichter. Im Rotor wird der Luft jedoch weiter Energie zugeführt, die nicht zu einer Druckerhöhung, sondern aufgrund der fehlenden Axialgeschwindigkeit zu einer Aufheizung der Luft führt. Gleichzeitig sind die Stufenwirkungsgrade in der Rückströmphase sehr klein. Sugiyama (1984) macht die Annahme, dass die Stufenwirkungsgrade in der Rückströmphase bei etwa 20 % liegen. Somit ist ein Großteil der zugeführten Arbeit Dissipationsarbeit, welche zu einer starken Erwärmung des Fluids führt. Dies erfolgt in jeder der acht Stufen, die das Fluid in der Rückströmung vom Verdichteraustritt zum Verdichtereintritt passiert. Die Folge ist ein starker Temperaturanstieg des Fluids während der Rückströmung. Dass die Fluidtemperatur tatsächlich in der Rückströmung aufgrund der Energiezufuhr

des Rotors steigt, zeigt **Abbildung 7.22** am Beispiel des Frontrotors. Mit dem Einsetzen der Rückströmung steigen die Temperaturen in beiden Axialspalten des Frontrotors mit einem sehr großen Gradienten an. Der Gradient des Temperaturverlaufs an der Rotorhinterkante ist größer als an der Vorderkante. Dies führt dazu, dass sich die beiden Temperaturverläufe zum Zeitpunkt $\text{rot}=0,4$ schneiden und die Temperatur an der Vorderkante des Rotors den Wert der Temperatur an der Hinterkante übersteigt. Die Maximaltemperatur ist zu dem Zeitpunkt erreicht, in dem die Druckverläufe ein Minimum zeigen ($\text{rot}=8$), d.h. die Fluidgeschwindigkeit wieder verzögert wird. Von diesem Zeitpunkt an fallen die Temperaturen, bis sie sich zum Zeitpunkt $\text{rot}=21,7$ wieder treffen. Anschließend sind die Temperaturverläufe in beiden Axialspalten des Rotors deckungsgleich, d.h. sie haben sowohl eine identische Änderungsrate als auch ein gleiches Niveau.

Der vergrößerte Bildausschnitt in **Abbildung 7.22** zeigt den Moment der beginnenden Rückströmung. Sehr gut ist ein kleiner Zeitversatz im Anstieg der Temperaturverläufe zu erkennen. Zunächst trifft das heiße Fluid auf die Sonde im Axialspalt R1-S1, wodurch die Temperatur an dieser Messposition zu steigen beginnt. Anfangs ist der Gradient der Temperaturerhöhung gering, da zuerst das Fluid aus den vorderen Stufen die Sonde trifft und dieses Fluid kälter ist, als das Fluid im Verdichteraustritt. Mit einem Zeitversatz von etwa einer Rotorumdrehung steigt auch die Temperatur im Axialspalt zwischen VLR und Rotor 1 rapide an.

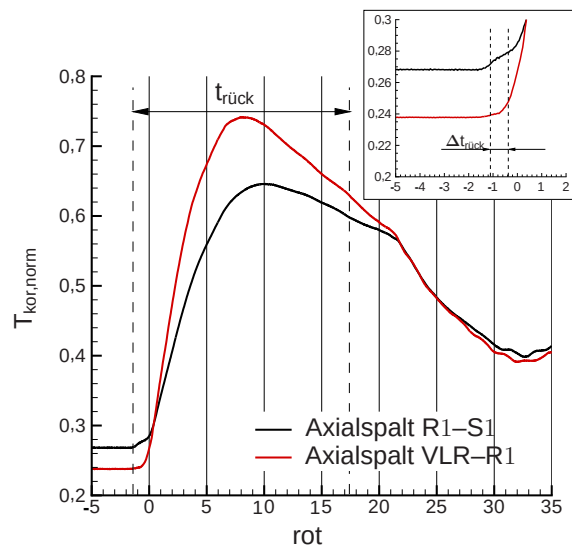


Abb. 7.22: Temperaturverlauf im Axialspalt VLR-R1 und R1-S1 während der Rückströmphase ($n/n_A=93$ % und $KH=70$ %)

Der gezeigte Temperaturanstieg ist besonders deutlich in den Frontstufen des Verdichters zu beobachten, da das Ausgangsniveau beim Einsetzen der Rückströmung ein sehr niedriges Niveau hat und alle Stufen ihren Wärmeeintrag geleistet haben. Es ist noch zu erwähnen, dass der Messwert der Temperatur zwischen der totalen und statischen Temperatur liegt. Die Messungen der Machzahlen und Temperaturen in der Rückströmung sind jedoch an beiden Sondenpositionen sehr ähnlich. Unter Vernachlässigung der Konvektion (Grashofzahl) und einer konstanten Prandtlzahl

(gleiche Stoffwerte) ist die Nusseltzahl ähnlich und somit auch der Wärmeübergang an beiden Thermoelementen. Daher ist ein Vergleich der beiden Temperaturen zulässig.

7.2.4 Erholung

Anhand des Pumpzyklus im Kennfeld aus **Abbildung 7.23** soll zuerst der Begriff Wiederanlegen bzw. Beschleunigung erläutert werden. Im Allgemeinen wird unter Wiederanlegen verstanden, dass die Strömung von der negativen Richtung in die positive umschlägt und der Massenstrom soweit erhöht wird, bis der Verdichterbetriebspunkt wieder auf der stationären, stabilen Verdichterkennlinie liegt. Allerdings kann der Verdichter noch keinen Druckaufbau leisten, da die Kennlinie an der Schluckgrenze erreicht wird. Dies geschieht bei diesem Verdichter in drei Etappen, die im weiteren Verlauf dieses Kapitels genau erläutert werden. Diese sind das eigentliche Wiederanlegen (a), ein längerer Zeitbereich, in dem die Stufen nicht im Verband arbeiten (Stall) und die tatsächliche Beschleunigung der Strömung (b). Hat der Verdichterbetriebspunkt die

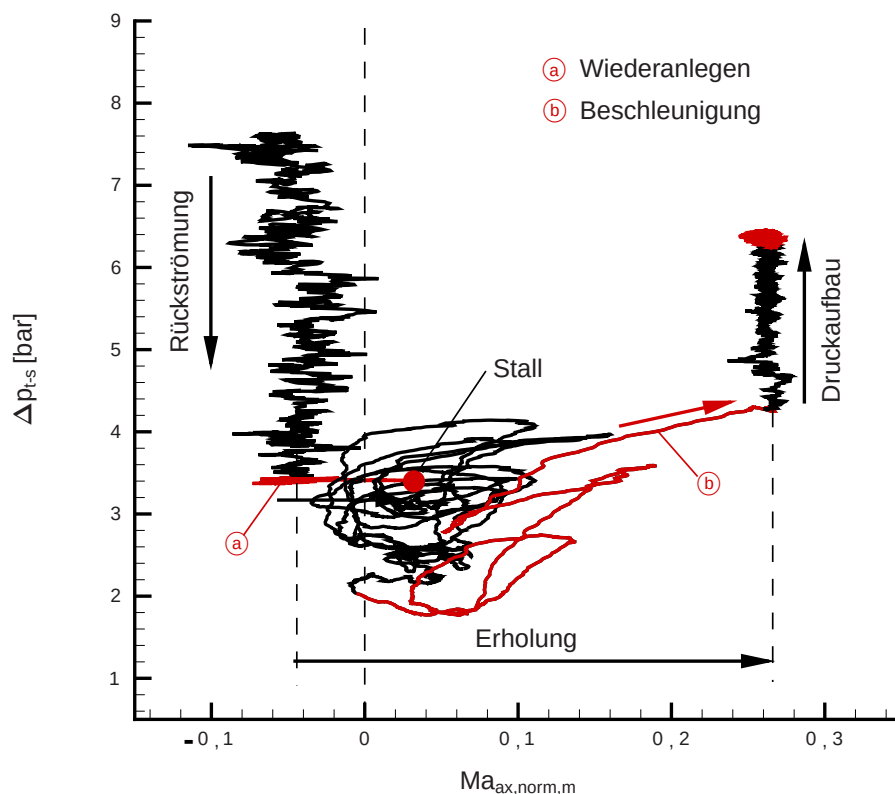


Abb. 7.23: Gemessener Verlauf des Pumpzyklus im Verdichterkennfeld ($n/n_A=93\%$) während des Wiederanlegens und der Beschleunigung der Strömung

stabile Kennlinie erreicht, erfolgt in der nächsten Phase der Druckaufbau entlang dieser Kennlinie. Dieser Prozess wird in Kapitel 7.2.5 genau erläutert.

Der Theorie nach ist die Phase der Strömungsbeschleunigung die kürzeste Phase des Pumpzyklus. Bisher ist noch nicht genau verstanden, weshalb das Wiederanlegen der Strömung in etwa doppelt so schnell geschieht, wie der Strömungsabriss (vergl. Kap. 7.2.2)(Day, 1994). Die unterschiedlichen Zeitintervalle des Strömungsabrisse und Wiederanlegens werden auch durch die in dieser Arbeit erzielten Ergebnisse bestätigt. Während beim Strömungsabriss im Axialspalt zwischen Rotor 1 und Stator 1 ein relativ langsamer Abfall des Strömungswinkels von ca. 300° auf etwa $90\text{--}100^\circ$ beobachtet wird, erfolgt das Wiederanlegen der Strömung von etwa 90° auf 300° sprunghaft. Der Sprung erfolgt innerhalb der Zeitdifferenz zweier Messpunkte, ist also kürzer als 0,488 ms. Eine Oszillation des Verlaufs im Strömungswinkel an der Hinterkante des Rotors wie beim Einsetzen der Rückströmung im Shut-Off-Punkt ist nicht zu beobachten (vergl. **Abb. 7.13(a)** auf S.106 mit **Abb. 7.27(a)** auf S.122).

Dieser schnelle Umschlag von der Rückwärtsströmung in die Vorwärtsströmung kann

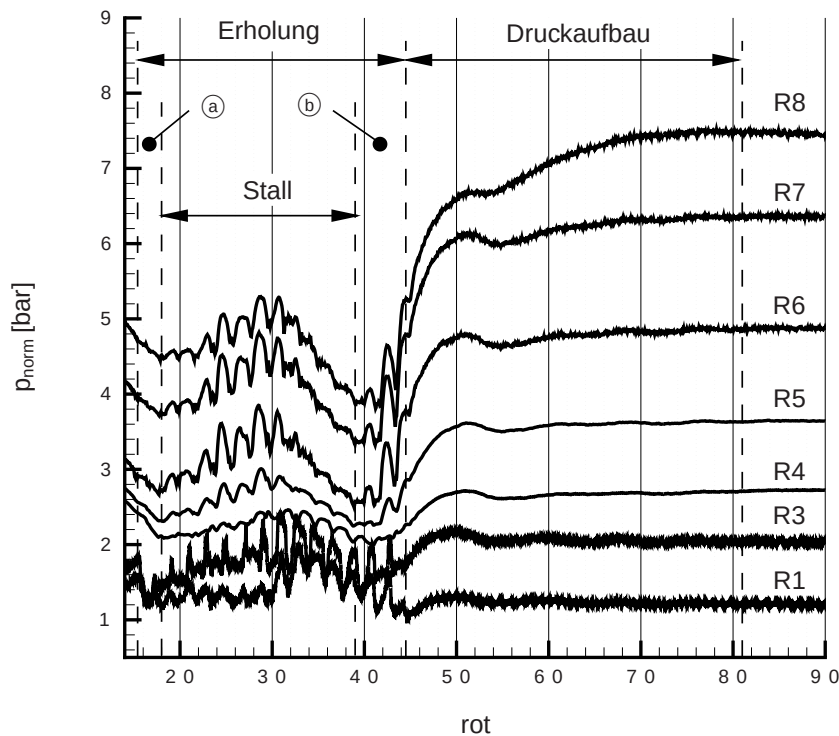


Abb. 7.24: Instationäre Wanddruckverläufe während des Wiederanlegens und der Beschleunigung der Strömung ($n/n_A=93\%$)

jedoch nur für den Richtungswechsel bestätigt werden, d.h. die Umkehrung von geringer negativer Axialgeschwindigkeit zu geringer positiver Axialgeschwindigkeit (Abb. 7.23). Die Beschleunigung der Strömung bis zum Erreichen der stabilen Verdichterkennlinie nimmt einen erheblich längeren Zeitraum in Anspruch. Ein Grund hierfür ist die Trägheit des Fluids. Weitere Gründe könnten zum einen das Öffnen der Drosseln und des Pumpschutzventils sein, wodurch während des Wiederanlegens der Schnittpunkt von Drossel- und Verdichterkennlinie transient verschoben wird, zum anderen die Mehrstufigkeit des Verdichters. Welche Strömungszustände während der Beschleunigung erreicht werden, verdeutlicht Abbildung 7.24 anhand der instationären Wanddruckverläufe der einzelnen Stufen.

Wie beim Zusammenbruch der Verdichterströmung, so setzt auch das Wiederanlegen der Strömung zunächst lokal ein und weitert sich dann auf den Gesamtverdichter aus. Dies ist anhand von Abbildung 7.25 zu erkennen. Während in den hinteren Stufen ein Druckabfall bis etwa $\text{rot}=18$ zu erkennen ist, zeigt der Druckverlauf vor Rotor 3 einen abrupten Druckabfall zum Zeitpunkt $\text{rot}=15,4$. Innerhalb der nächsten 2 Rotorumdrehungen ist die Bildung einer periodischen Druckschwankung zu erkennen, deren Amplitude zwischen $\text{rot}=17,5$ und $23,5$ zunimmt und axial immer deutlicher den gesamten Verdichter durchläuft. Grund hierfür ist, dass die vorderen Stufen im Bereich geringer positiver Massenströme arbeiten, wodurch ein „Rotating Stall“ entsteht (Koff und Greitzer, 1986). Dieser ist besonders markant im Wanddruckverlauf des Rotors 3 zu sehen.

Dass die Strömung wieder in die positive Richtung dreht, ist auch in den Sondenmessdaten erkennbar. Am deutlichsten zeigt dies der Strömungswinkel- und Absolutmachzahlverlauf im Axialspalt R1–S1 (Abb. 7.26(a) und Abb. 7.26(b)). Wie beim Beginn der Rückströmung ist auch der Prozess des Wiederanlegens auf den beiden gemessenen Kanalhöhen um eine Rotorumdrehung zeitversetzt (a) und (b)). Zuerst erfolgt die Richtungsänderung auf 70 % Kanalhöhe, anschließend auf 50 %. Der qualitative Verlauf der Strömungsgrößen ist auf beiden Kanalhöhen identisch. Daher wird der Prozess des Wie-

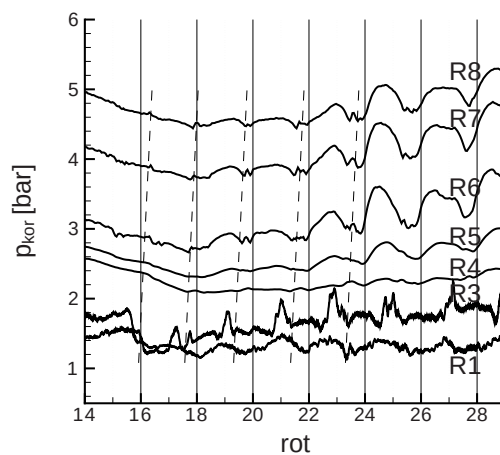


Abb. 7.25: Instationäre Wanddruckverläufe während des Wiederanlegens der Strömung ($n/n_A=93\%$)

deranlegens der Strömung am Schaufelprofil beispielhaft am Fall der Strömungsumkehr auf 70 % Kanalhöhe diskutiert (a).

Zum Zeitpunkt $\text{rot}=15,06$ unterschreitet die Strömung leicht den Winkelbereich von 90° und hat damit eine positive Axialgeschwindigkeitskomponente. Das Geschwindigkeitsdreieck zum Zeitpunkt $\text{rot}=15,7$ verdeutlicht die Strömung an der Rotorhinterkante in einem Winkelbereich der Absolutgeschwindigkeit zwischen 80° und 90° (Abb. 7.28(a)). In diesem Strömungszustand wird der folgende Stator 2 stark saugseitig angeströmt, was wiederum dazu führen könnte, dass der nächste Rotor mit hoher Inzidenz angeströmt wird. Aufgrund der Strömungsablösung kann noch kein Druckaufbau stattfinden. Daher zeigt der statische Druckverlauf im Axialspalt zwischen Rotor 1 und Stator 1 im Zeitintervall $\text{rot}=15,5$ bis $16,1$ einen Druckabfall (Abb. 7.26(d)).

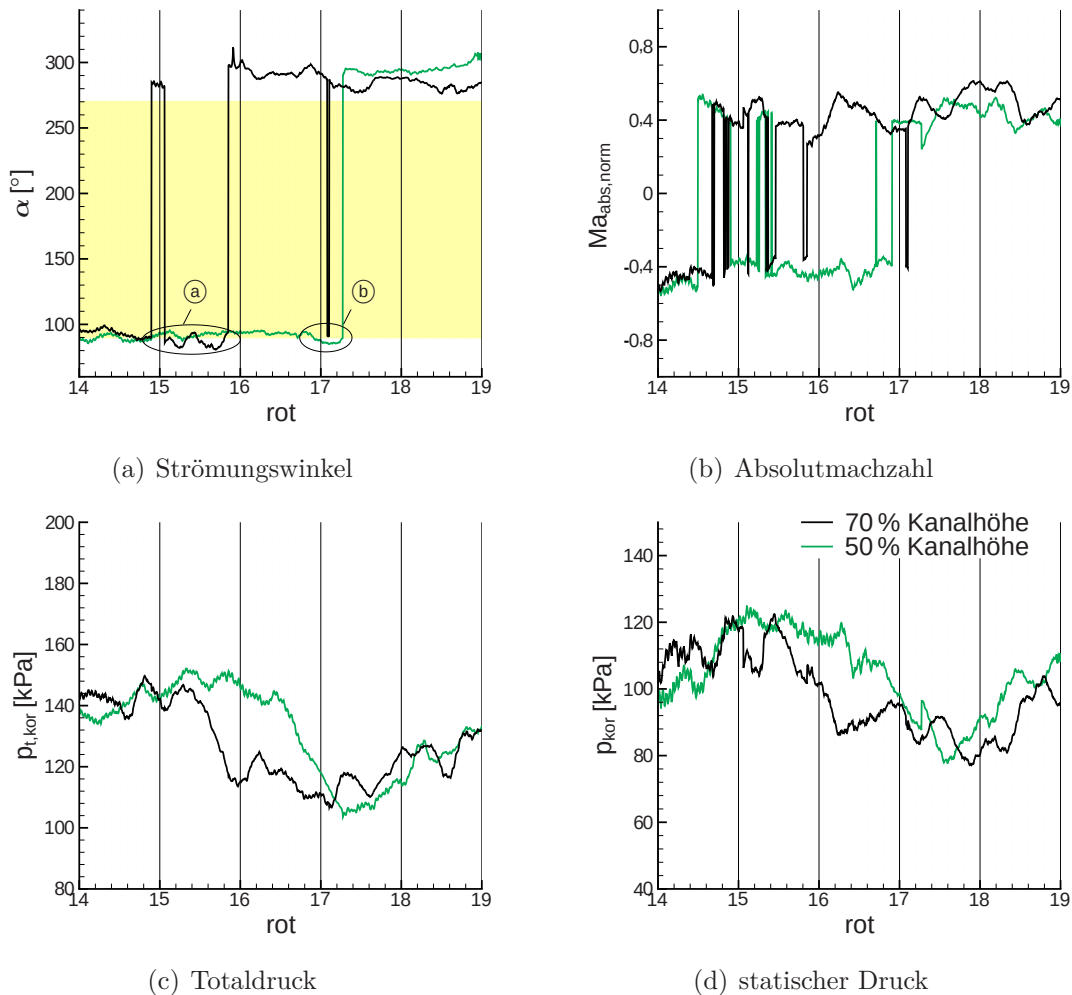


Abb. 7.26: Ausgewählte Strömungsgrößen auf 50 % und 70 % Kanalhöhe im Axialspalt R1–S1 beim Wiederanlegen der Strömung ($n/n_A=93\%$)

Im Axialspalt zwischen VLR und Rotor 1 ist zu diesem Zeitpunkt kein Druckeinbruch festzustellen. Daher wird die statische Druckdifferenz zwischen Rotorvorder- und hinterkante erhöht und damit auch die Axialgeschwindigkeit der Strömung. Erst durch diese Beschleunigung kann die Verdichterströmung wieder am Profil anlegen (**Abb. 7.28(b)**). Hierdurch wird die Relativgeschwindigkeit so weit reduziert, bis der Stator wieder nahezu inzidenzfrei angeströmt wird. Damit wird auch die Inzidenz der Anströmung des stromab stehenden Rotors reduziert. In Folge dieser Änderung vollzieht sich nach und nach die Stabilisierung der Verdichterströmung. Es wird vermutet, dass dies im Zeitintervall $\text{rot}=15,4$ bis 18 erfolgt. Zum einen wird die Strömung erst im Blattspitzenbereich stabilisiert und eine Rotorumdrehung später auch im Mittenschnitt (**Abb. 7.26(a)**), zum anderen ist eine Stagnation des Druckabfalls und ein anschließender Druckaufbau

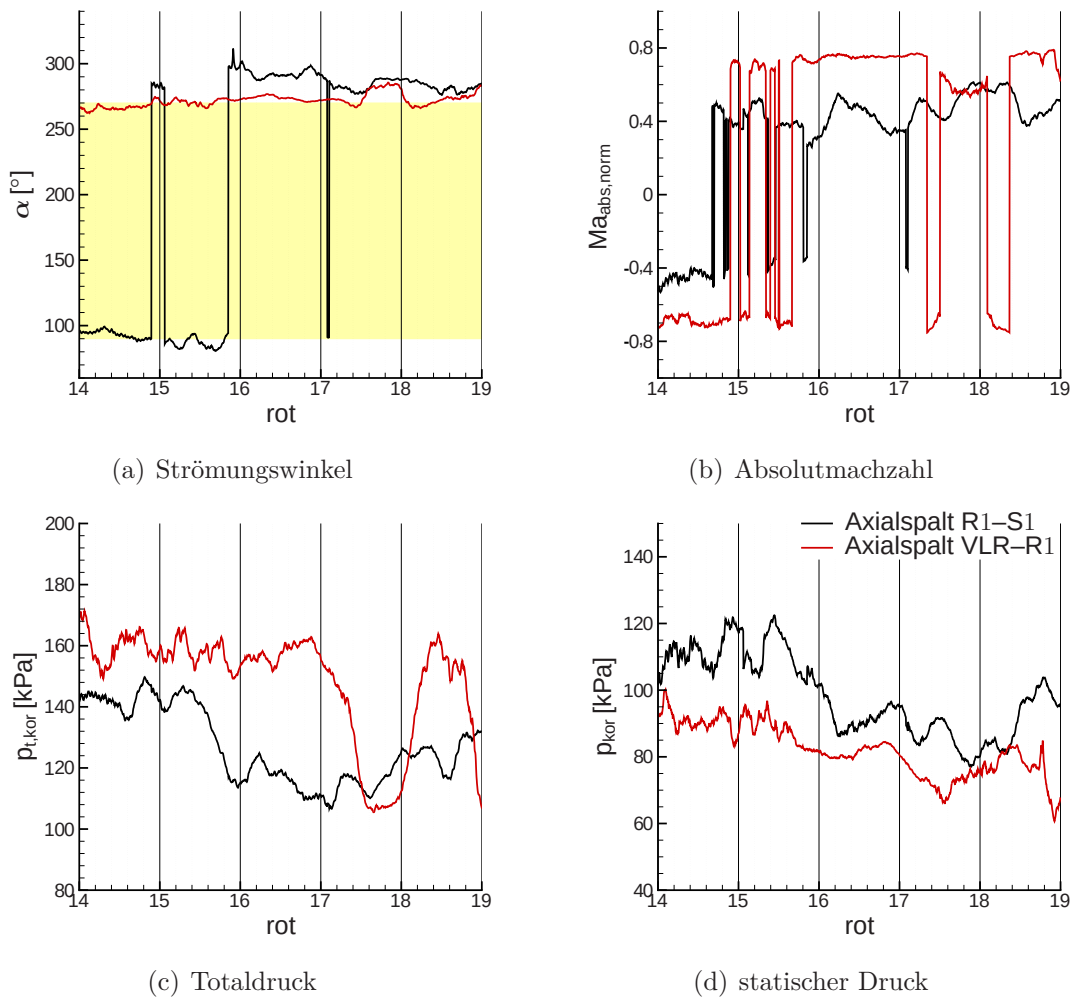


Abb. 7.27: Ausgewählte Strömungsgrößen im Axialspalt VLR–R1 und R1–S1 beim Wiederanlegen der Strömung ($n/n_A=93\%$ und $KH=70\%$)

im gesamten Verdichter erst zum Zeitpunkt $\text{rot}=18$ zu beobachten (**Abb. 7.25**). Allerdings arbeiten die Stufen noch nicht im Verband, sondern jede unabhängig von den anderen. Dies führt dazu, dass die Stufen weiterhin zu Ablösungen neigen ($\text{rot}=18$ bis 48 in **Abb. 7.24**).

Wie bereits erwähnt beginnt das Wiederaanlegen der Strömung im Blattspitzenbereich des Rotors (**Abb. 7.26(a)**). Der früheste Umschlag der Strömungsrichtung wird im Axialspalt zwischen Rotor 1 und Stator 1 auf 70 % Kanalhöhe bei $\text{rot}=15,8$ festgestellt. Eingeleitet wird er durch einen signifikanten Abfall des Totaldrucks, der zu diesem Zeitpunkt ein lokales Minimum zeigt. Etwa eine Rotorumdrehung später ist ein ähnlicher Zusammenhang auf 50 % Kanalhöhe beobachtbar. Ist der Richtungswechsel der Strömung an der Rotorhinterkante vollendet, dreht auch die Strömungsrichtung an der Vorderkante des Rotors in die Vorwärtsrichtung (**Abb. 7.27(a)**). Aufgrund der geringen Winkeldifferenz bei der Drehung der Strömungsrichtung ist dies jedoch nicht so deutlich erkennbar, wie im Axialspalt zwischen Rotor 1 und Stator 1. Wieder wird der Umschlag durch ein ausgeprägtes Absinken des Totaldrucks begleitet.

Zum Zeitpunkt $\text{rot}=18$ ist der Umschlag von der negativen zur positiven Strömungsrichtung abgeschlossen. Die statischen Druckverläufe in beiden Axialspalten des Frontrotors laufen aufeinander zu und haben zwischen $\text{rot}=18,33$ und $18,37$ identische Werte (**Abb. 7.27(d)**). Von da an beginnt eine Phase, in der der Verdichter zwar wieder Masse in die positive Richtung fördert, allerdings kommt es noch zu erheblichen Ablöseerscheinungen.

Die Phase der abgelösten Strömung ist die längste während des Erholungsprozesses der

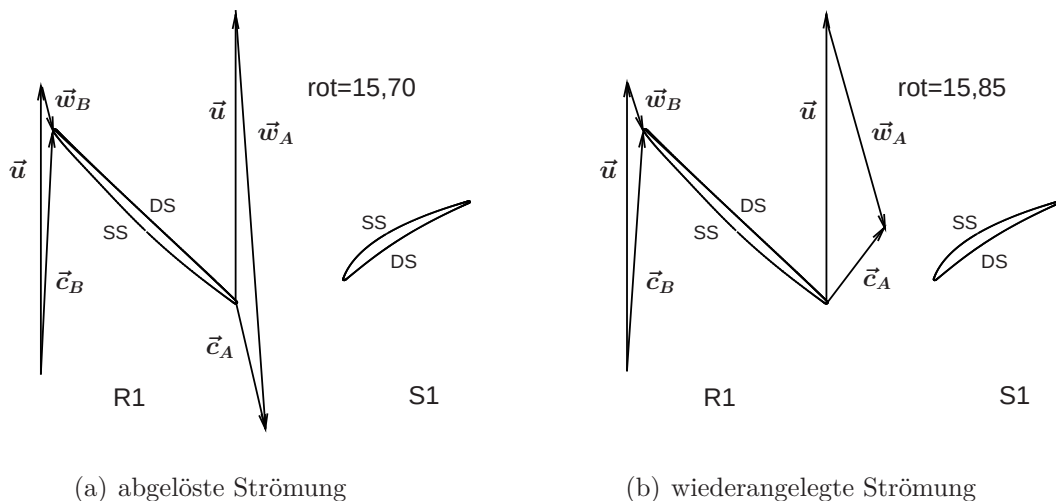


Abb. 7.28: Geschwindigkeitsdreiecke für ausgewählte Zeitpunkte beim Wiederaanlegen der Strömung ($n/n_A=93\%$ und $KH=70\%$)

Strömung und hat eine Dauer von ungefähr 20 Rotorumdrehungen (Stall **Abb. 7.24**). Grund hierfür ist, dass die Stufen nicht im Verband arbeiten und hierdurch die Beschauflung mit großen Inzidenzwinkeln angeströmt wird. Dies führt teilweise dazu, dass die Einzelstufe im instabilen Teil ihrer Kennlinie arbeitet. Das Phänomen der Strömungsablösung ist in zwei gleich lange Bereiche unterteilt. Grund für die Teilung ist die Zapfluientnahme zwischen der Stufe 4 und 5. Die Entnahmestelle und das angeschlossene Rohrleitungssystem stellen ein Volumen dar, das wie das Austrittsvolumen beim Pumpen entleert und befüllt wird.

Im ersten Bereich des Erholungsprozesses (rot=18 bis rot=30) bauen die hinteren Stufen wieder Druck auf. Aufgrund der geringen Massenströme erfolgt der Druckaufbau jedoch im instabilen Kennlinienbereich der Stufen, was an der Oszillation der Wanddruckverläufe deutlich sichtbar ist. Zum Zeitpunkt rot=30 hat der Druckaufbau ein lokales Maximum erreicht. Dies ist auch gleichzeitig der Punkt, an dem der Verdichter wieder einen erhöhten Massenstrom fördern kann, wodurch der Betriebspunkt der hinteren Stufen vom instabilen in den stabilen Kennlinienbereich wandert. Hierdurch wird das Stufendruckverhältnis reduziert, der Druck im Verdichter sinkt. Ein weiteres Indiz ist, dass die Oszillationen in den Wanddruckverläufen der hinteren Stufen verschwunden sind.

Für die vorderen Stufen 1 bis 3 ist dieses Phänomen nicht beobachtbar. Für diese Stufen nehmen die Ablöseerscheinungen ab dem Zeitpunkt rot=30 nicht ab, sondern zu. Dies ist insbesondere für den Frontrotor erkennbar. **Abbildung 7.29** zeigt den Verlauf der Axialmachzahl und des Strömungswinkels für den Zeitausschnitt der Erholung im Axialspalt R1–S1 für zwei Kanalhöhen. Zu Beginn der Ablöseerscheinung ist die Strö-

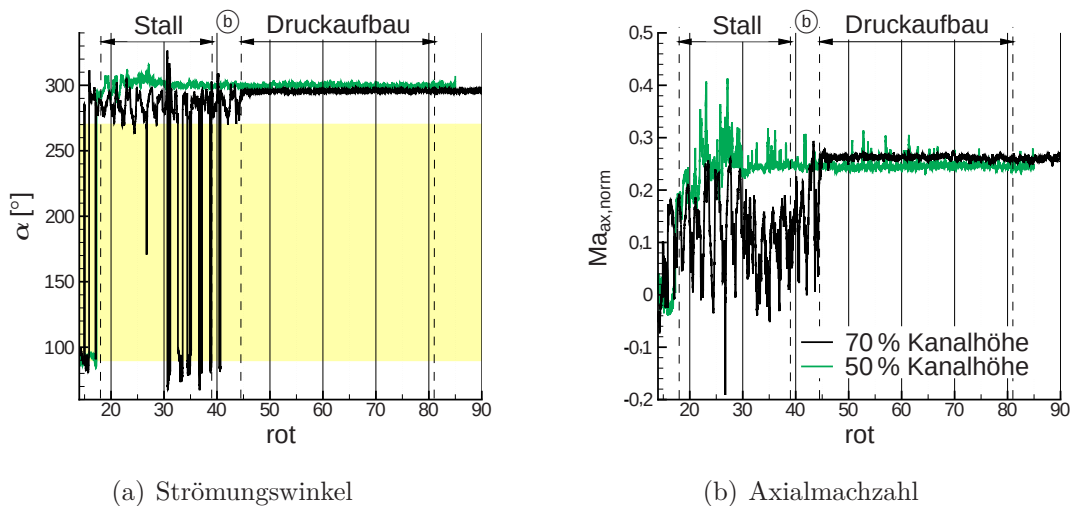


Abb. 7.29: Strömungswinkel und Axialmachzahl auf 50 % und 70 % Kanalhöhe im Axialspalt R1–S1 während der Beschleunigung der Strömung ($n/n_A=93\%$)

mung über der gesamten Schaufelhöhe abgelöst (Full-Span-Stall). Zwischen $\text{rot}=20$ und 30 setzt die Stabilisierung der Strömung ein, indem die Strömung in die positive Axialrichtung beschleunigt wird. Dies gilt jedoch nur für den unteren Teil des Strömungsquerschnitts. Im Bereich der Schaufelspitze ist die Strömung weiterhin abgelöst. Der Rotor entwickelt also im zweiten Bereich der Ablöseerscheinung einen Part-Span-Stall ($\text{rot}=30$ bis 39). Dies wird auch durch die Temperaturmessung im Axialspalt zwischen Rotor 1 und Stator 1 bestätigt (**Abb. 7.30**). Der Temperaturverlauf im Bereich der

Nabe zeigt einen stetigen Abfall der Temperatur nach Erreichen eines Maximums in der Rückströmphase. Für den Mittenschnitt ist ein ähnlicher Verlauf im ersten Bereich der Ablöseerscheinung gemessen worden. Beide Temperaturverläufe decken sich. Zwischen $\text{rot}=30$ und 39 ist jedoch ein zweiter Temperaturanstieg erkennbar, der synchron mit dem Part-Span-Stall auftritt. Daher kann davon ausgegangen werden, dass der Frontrotor in diesem Bereich des Pumpzyklus einen Part-Span-Stall entwickelt.

Eine Erklärung hierfür könnte sein, dass ein Missverhältnis zwischen dem Druckaufbau der hinteren und vorderen Stufen herrscht. Die Masse, die in der unteren Hälfte des Querschnitts gefördert wird, ist ausreichend, um die hinteren Stufen in den stabilen Bereich ihrer Kennlinie zu bringen. Allerdings ist das Druckverhältnis, das sie bereits aufbauen, zu hoch für die Frontstufen. Daher arbeiten die Frontstufen im instabilen Stufenkennlinienbereich. Erst durch das Absinken des Drucks in den hinteren Stufen, zwischen $\text{rot}=30$ und 39 , erreichen auch die Frontstufen einen stabilen Kennlinienpunkt. Haben alle Stufen einen stabilen Kennlinienpunkt erreicht, kann die Beschleunigung der Strömung beginnen ⑥. Am Ende der Beschleunigungsphase ist die Strömung an der Schaufel über der gesamten Kanalhöhe angelegt. Der Verdichter erreicht einen Betriebspunkt auf einer stabilen Verdichterkennlinie in der Nähe der Schluckgrenze, von wo aus der Druckaufbau und das Wiederauffüllen des Plenums stattfinden (Kap. 7.2.5).

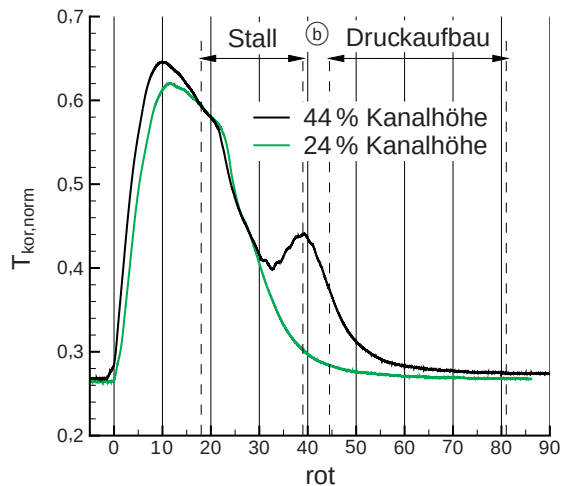


Abb. 7.30: Temperaturverlauf auf 24% und 44% Kanalhöhe im Axialspalt R1-S1 während des Pumpzyklus ($n/n_A=93\%$)

7.2.5 Druckaufbau

Der Druckaufbau entlang der stationären Verdichter Kennlinie ist die letzte Phase eines Pumpzyklus. Sie wird dadurch eingeleitet, dass auch die Frontstufen wieder im stabilen Kennlinienbereich arbeiten und somit auch die Stufen wieder im Verband. Wie in Kapitel 7.2.4 gezeigt muss hierzu erst der Gegendruck des Frontrotors wieder sinken. Dies zeigt auch der Verlauf des Totaldrucks im Blattspitzenbereich (**Abb. 7.31**). Der Druck im Axialspalt zwischen Rotor 1 und Stator 1 sinkt zwischen $\text{rot}=30$ und 39 solange, bis die Frontstufe einen stabilen Kennlinienpunkt erreicht hat. Hierdurch wird die Strömung beschleunigt, der Druck an der Vorderkante des Frontrotors sinkt daraufhin auf Eintrittsniveau. Gleichzeitig ist die Beschleunigung mit einem kurzzeitigen Druckanstieg verbunden. Zum Zeitpunkt $\text{rot}=44,5$ hat der Verdichter eine stationäre Kennlinie im Bereich der Schluckgrenze erreicht (vergl. **Abb. 7.23**). Entlang dieser Kennlinie erfolgen der Druckaufbau und das Wiederbefüllen des Plenums ($\text{rot}=44,5$ bis $\text{rot}=50$). Da die Drosselklappen während des Pumpzyklus geöffnet worden sind, durchläuft der Verdichter keinen weiteren Pumpzyklus, sondern erreicht auf der Verdichter Kennlinie einen stabilen Betriebspunkt.

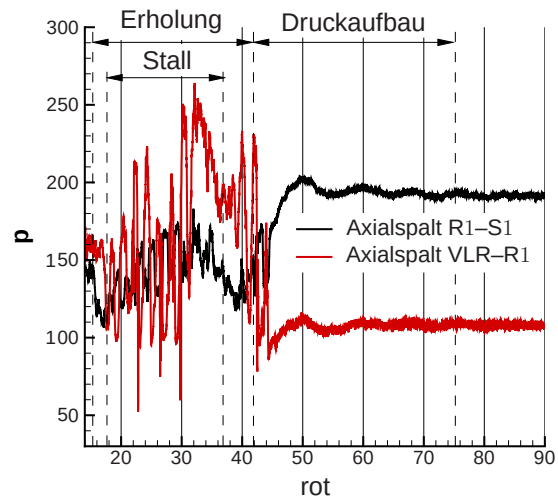


Abb. 7.31: Totaldruckverlauf im Axialspalt VLR-R1 und R1-S1 während des Erholungsprozesses und des Druckaufbaus ($n/n_A=93\%$ und $KH=70\%$)

7.3 Einfluss der Drehzahl auf den Pumpzyklus

Für den Betrieb von Axialverdichtern ist die Variation der Drehzahl eine entscheidende Regelgröße. Zwar beeinflussen neben der Drehzahl auch geometrische Parameter wie der Staffelungswinkel oder das Austrittsvolumen das Pumpen, jedoch werden diese Größen im Betrieb des Verdichters nicht verändert. Eine Ausnahme bilden die drei ersten Statorreihen, deren Winkel an die Drehzahl angepasst werden. Die Variation der Drehzahl hat zwei Haupteffekte auf das Stabilitätsverhalten und den Verlauf des Pumpzyklus. Zum einen wird durch die Änderung der Drehzahl die stabilitätsbestimmende Stufe variiert. Für geringere Drehzahlen wird der Strömungsabriss in den

vorderen Stufen ausgelöst, bei höheren Drehzahlen in den hinteren Stufen (Kap. 2.4). Zum anderen ist die Höhe der Drehzahl ein Maß für die im Luftsammler gespeicherte potentielle Energie. Beim Pumpen wird diese potentielle Energie in kinetische Energie umgewandelt, sodass die im Luftsammler gespeicherte Masse durch die Drossel und den Verdichter ausströmt (*Greitzer, 1976a*).

Abbildung 7.32 zeigt die Verläufe der gemessenen Strömungswinkel auf zwei verschiedenen Kanalhöhen für drei unterschiedliche Drehzahlen ($n/n_A=75\%$, 85% und 90%). Auf einen Vergleich mit dem Datensatz aus Kapitel 7.2 wurde verzichtet, da die Strömung bei $n/n_A=90\%$ und 93% sehr ähnlich ist.

Insgesamt können drei Aussagen getroffen werden. Erstens nimmt die Dauer der Rückströmung mit steigender Drehzahl zu. Wie bereits in Kapitel 7.2.3 gezeigt, ist die Zeit der Rückströmung auf 50% Kanalhöhe etwas länger als im Schaufelspitzenbereich. Grund hierfür ist, dass die Strömung auf 50% Kanalhöhe noch zurück strömt, während im Schaufelspitzenbereich ein Strömungsstillstand bzw. eine Ablöseerscheinung auftritt. Zweitens sind die beiden Umschlagpunkte der Strömungsrichtung in den Verläufen gut erkennbar. Jeweils zum Beginn und Ende der Rückströmung sind Oszillationen in den Winkelverläufen vorhanden. Diese lassen darauf schließen, dass eine langsamere Richtungsänderung eintritt. Diese Oszillationen nehmen mit steigender Drehzahl ab. Dies ist dadurch erklärbar, dass die größeren Austrittsdrücke zu einer schnelleren und deutlicheren Strömungsumkehrung führen. Gegen die immer größer werdenden Gegendrücke kann der Rotor nicht standhalten und es kommt zu einer schlagartigen und massiven Ablösung der Strömung. Drittens ist der Abströmwinkel in der Rückströmung aus dem Rotor heraus unabhängig von der Drehzahl des Verdichters (rote Verläufe in **Abb. 7.32**). Dies gilt für beide Kanalhöhen, auf denen Messdaten aufgezeichnet worden sind. Im Schaufelspitzenbereich beträgt der Strömungswinkel ca. 270° , was eine nahezu reine Umfangskomponente der Strömung bedeutet. Auf 50% Kanalhöhe werden zu Beginn der Rückströmphase Winkel von etwa 250° gemessen. Bis zum Ende der Rückströmung dreht der Strömungsvektor linear auf 270° . Anschließend wird die Rückströmphase mit einem leichten, abrupten Anstieg des Strömungswinkels beendet. Der Verlauf des Strömungswinkels auf 50% Kanalhöhe zeigt eine deutliche Abhängigkeit von der Drehzahl. Die Strömung während des Pumpens wird für die drei genannten Drehzahllinien in den folgenden Abschnitten genau betrachtet und analysiert.

Bei einer Drehzahl von $n/n_A=75\%$ setzt bei $\text{rot}=-1,55$ im Axialspalt zwischen VLR und Rotor 1 ein Abfallen des Strömungswinkels auf beiden Kanalhöhen ein und der Druck beginnt zu steigen. Im Wanddruckverlauf ist der Druckanstieg mit einer Stall-Zelle verbunden, die ein Mal um den gesamten Gehäuseumfang umläuft. Zum

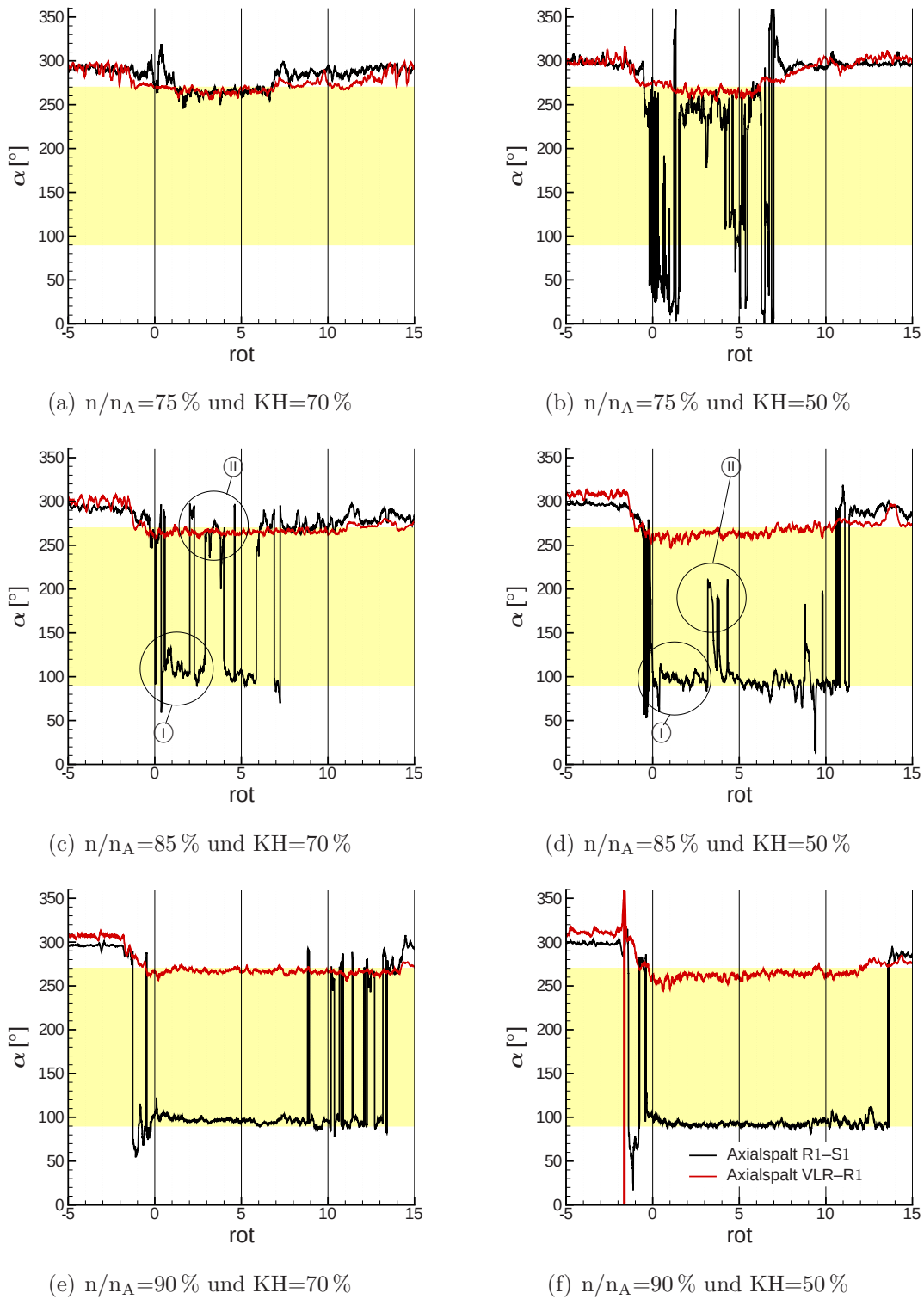
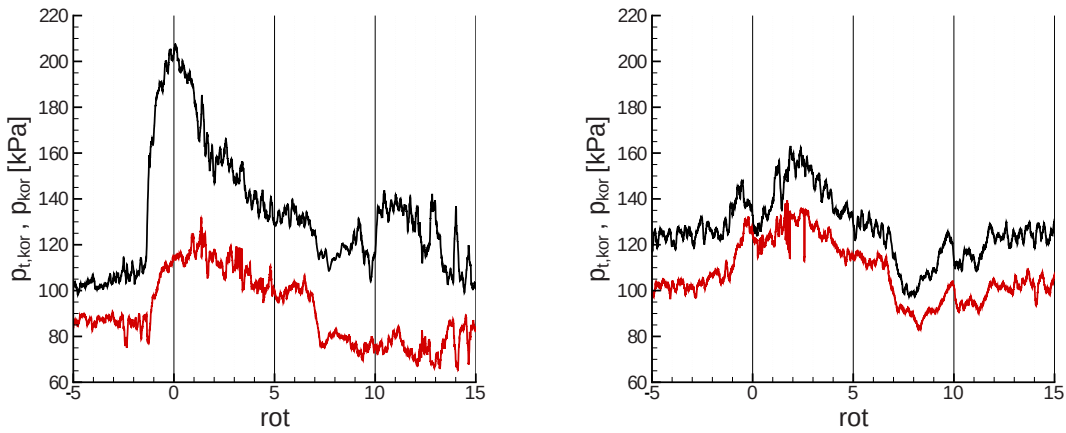


Abb. 7.32: Vergleich des Strömungswinkels auf 50 % und 70 % Kanalhöhe im Axialspalt VLR-R1 und R1-S1 während des Pumpens für verschiedene Drehzahlen ($n/n_A=75\%$, 85% und 90%)

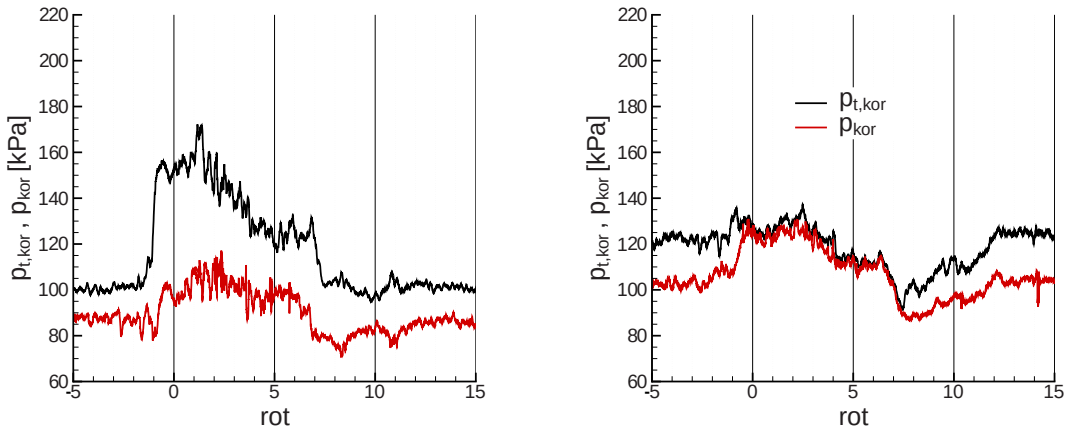
Zeitpunkt $\text{rot}=0$ ist die Strömung auf eine Axialgeschwindigkeit von Null verzögert worden. Am deutlichsten ist dies durch die Betrachtung der totalen und statischen Druckverläufe zu erläutern (**Abb. 7.33**). Zum Zeitpunkt $\text{rot}=0$ ist der statische Druck auf das Niveau des Totaldrucks gestiegen (**Abb. 7.33(d)**) und ihr Quotient ist eins:

$$\frac{p_t}{p} = \left(1 + \frac{\kappa - 1}{2} M^2\right) \equiv 1 \quad (7.2)$$

Aus Gleichung (7.2) folgt, dass dies nur möglich ist, wenn die Strömung eine Geschwindigkeit (Machzahl) von Null hat. Der Totaldruck zeigt nahezu keinen Anstieg und beginnt ab etwa $\text{rot}=2$ zu sinken. Der statische Druck folgt diesem Verlauf, bis bei $\text{rot}=7$



(a) im Axialspalt VLR-R1; $n/n_A=75\%$ und (b) im Axialspalt R1-S1; $n/n_A=75\%$ und $KH=70\%$



(c) im Axialspalt VLR-R1; $n/n_A=75\%$ und (d) im Axialspalt R1-S1; $n/n_A=75\%$ und $KH=50\%$

Abb. 7.33: Vergleich der totalen und statischen Druckverläufe auf 50 % und 70 % Kanalhöhe im Axialspalt VLR-R1 und R1-S1 während des Pumpens für $n/n_A=75\%$

die Strömung wieder in die positive Axialrichtung beschleunigt. Ein weiteres Indiz für dieses Strömungsphänomen liefert die Auswertung der Rohdaten der Sonde. Im Bereich zwischen $\text{rot}=0$ und 7 sind alle neun Sondendrucke deckungsgleich und folgen dem selben Verlauf (**Abb. 7.34**). Es existiert also nicht wie der Verlauf des schwarzen Graphen in **Abbildung 7.32(b)** suggeriert eine definierte Hauptströmungsrichtung. Die Strömung wird während des Pumpzyklus nur verzögert und wieder beschleunigt. Daher ist auch keine bzw. nur eine minimale Rückströmung vorhanden. Insofern ist bei einer Drehzahl von $n/n_A=75\%$ die Grenze zwischen „classic surge“ und „deep surge“ erreicht. Hierzu könnte auch der anfangs erwähnte Stall während des Druckanstiegs ein weiteres Indiz sein. Die Unterschiede zwischen statischem und totalen Druck in den übrigen drei Bildern (**Abb. 7.33(a)–(c)**) sind darauf zurückzuführen, dass die Sonde durch den Rotor eine leichte Anströmung erfährt. Daher wird ein Strömungswinkel angezeigt, der in Rotordrehrichtung zeigt. Dies gilt insbesondere für die Messung auf 70 % Kanalhöhe, auf der die gemessenen Absolutmachzahlen nahezu der Umfangsgeschwindigkeit des Rotors entsprechen. Der Totaldruck vor und hinter dem Rotor ist ab $\text{rot}=2$ deckungsgleich. Dies ist ein Hinweis darauf, dass die vom Rotor zugeführte Arbeit vollständig dissipiert (*Longley, 2007*). Die gleichen statischen Druckniveaus in beiden Axialspalten des Frontrotors lassen ebenfalls den Schluss zu, dass keine bzw. eine geringe Strömung in Axialrichtung vorhanden ist. Diese leichte Rückströmung könnte auf 50 % Kanalhöhe stattfinden.

Wird angenommen, dass die Strömungsrichtung an der Vorderkante des Rotors 1 und

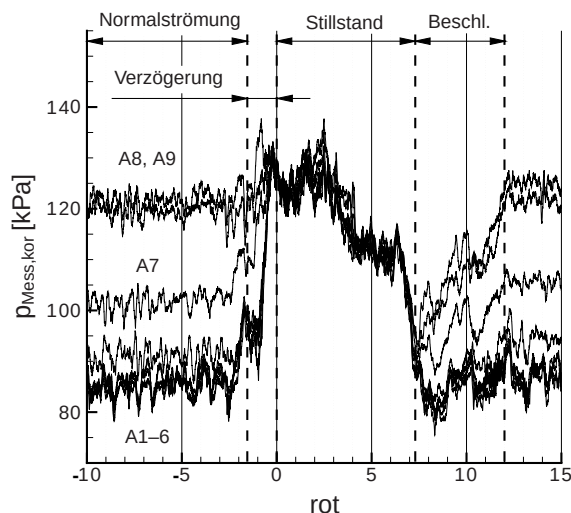


Abb. 7.34: Rohdaten der Sonde A
($n/n_A=75\%$ und $KH=50\%$)

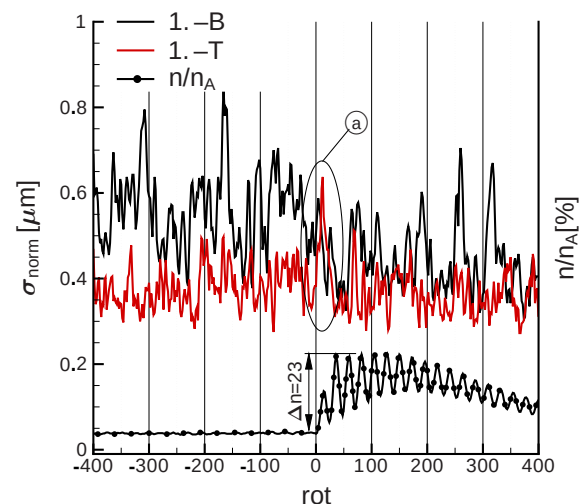


Abb. 7.35: Schaufelschwingungen des
Frontrotors während des
Pumpens ($n/n_A=75\%$)

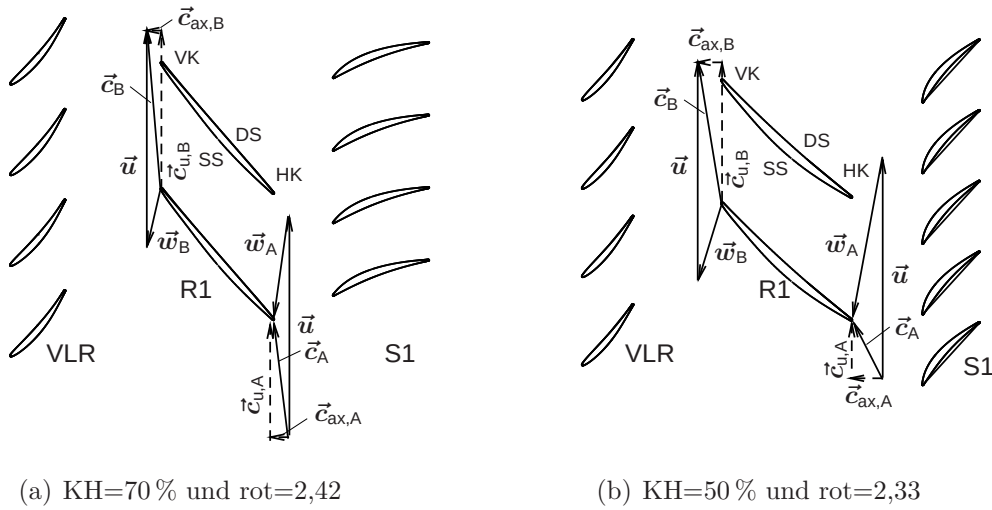


Abb. 7.36: Ausgewählte Geschwindigkeitsdreiecke in der Rückströmphase auf 70 % und 50 % Kanalhöhe bei $n/n_A=75\%$

2 gleich ist, wird die moderate Rückströmung nicht durch den Stator umgelenkt. Dies zeigen die Geschwindigkeitsdreiecke, welche für den Zeitpunkt $\text{rot}=2,3$ bzw. $2,4$ in **Abbildung 7.36** für beide Kanalhöhen gezeichnet sind. Da die Absolutgeschwindigkeit im Axialspalt zwischen Rotor 1 und Stator 1 keine Richtungsänderung durch den Stator erfährt, zeigt ihre Umfangskomponente in Rotordrehrichtung. In die gleiche Richtung zeigt auch die Umfangskomponente der Absolutgeschwindigkeit an der Vorderkante des Rotors. Beide Geschwindigkeiten sind also positiv. Wird mit Hilfe der Euler-Gleichung

$$a = u \cdot (c_{u,B} - c_{u,A}) \quad (7.3)$$

die spezifische Arbeit des Rotors berechnet, so führen die gleichen Vorzeichen zu einer Subtraktion der beiden Geschwindigkeiten. Da sie betragsmäßig nahezu identische sind, führen auch diese Überlegungen zu einer minimalen spezifischen Arbeitsumsetzung in der Rückströmphase bei $n/n_A=75\%$.

Auch die Schaufelschwingungen zeigen, dass keine schlagartige mechanische Beanspruchung des Frontrotors durch einen Drucksprung mit anschließender Rückströmung gegeben ist (Ⓐ in **Abb. 7.35**). Lediglich durch einen sehr moderaten Anstieg der Drehzahl um $\Delta n=23 \text{ 1/min}^{-1}$ ist das Pumpen erkennbar.

Wie in Kapitel 2.4 erläutert, kann es dazu kommen, dass eine Stufe in ihrem instabilen Kennlinienteil arbeitet. Genau dieses Phänomen ist bei der Drehzahllinie $n/n_A=85\%$ in diesem Verdichter beobachtbar. **Abbildung 7.37** zeigt, dass die Druckkenngröße des Frontrotors mit abnehmendem Massendurchsatz abnimmt. Die Enthalpiekennlinie zeigt in etwa einen horizontalen Verlauf (Kap. 2.4). Die Kennlinie

der letzten Stufe weist eine deutliche negative Steigung auf. Daher arbeitet diese Stufe weit in ihrem stabilen Kennfeldbereich. Zusätzlich ist die Stufencharakteristik der Stufe 5 eingezeichnet, die direkt hinter der Zapfluftentnahme platziert ist. Der Kennlinienverlauf dieser Stufe ist nahe der Pumpgrenze unabhängig von der Drehzahl. Daher ist auf diesen Verdichter die klassische Theorie der Stufenabstimmung nicht immer anwendbar.

Der Frontrotor arbeitet im „Rotating Stall“ was anhand der sogenannte Überrollens der Kennlinie erkennbar ist. Die umlaufende Ablösung führt zu einer massiven Schwingungserregung der Rotorbeschaufelung (**Abb. 7.38**). Auffällig ist, dass die Amplituden der Schaufelschwingung vor dem Pumpen größer sind als danach. Die hohe Schwingungserregung ist ein typisches Anzeichen dafür, dass der Frontrotor im instabilen Kennlinienbereich arbeitet. Wie in Kapitel 2.3.1 erläutert, können hierdurch kurz vor Einsetzen des Pumpens höhere Schaufelschwingungen angeregt werden, als durch das Pumpen selbst. Zu Beginn des Pumpens erfahren die Schaufeln einen Druckstoß, wodurch kurzzeitig der erste Torsionsmode angeregt wird (b). Im Anschluss sinkt die Beanspruchung der Beschaufelung auf ein niedriges Niveau. Dies gilt für beide dargestellten Grundmoden.

Bezüglich der maximalen Geschwindigkeiten stellt die 85 %–Drehzahllinie einen Übergang zwischen sub- und transsonischer Rückströmung dar. Dies erschwert die Interpretation der Strömung, da zum einen Verdichtungsstöße entstehen und wieder verschwinden, zum anderen die Druckdifferenzen zwischen den einzelnen Halbleiter-

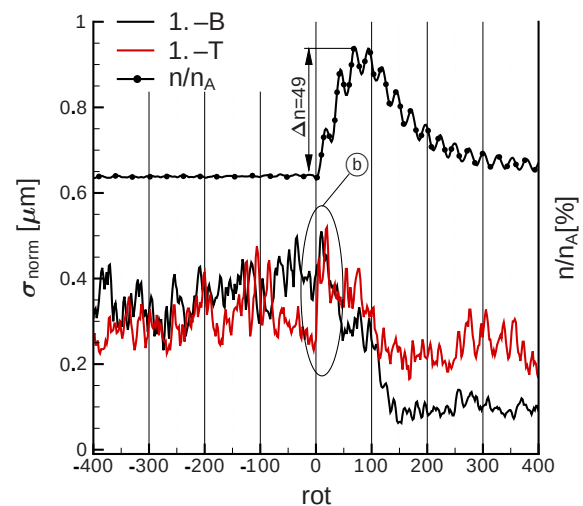
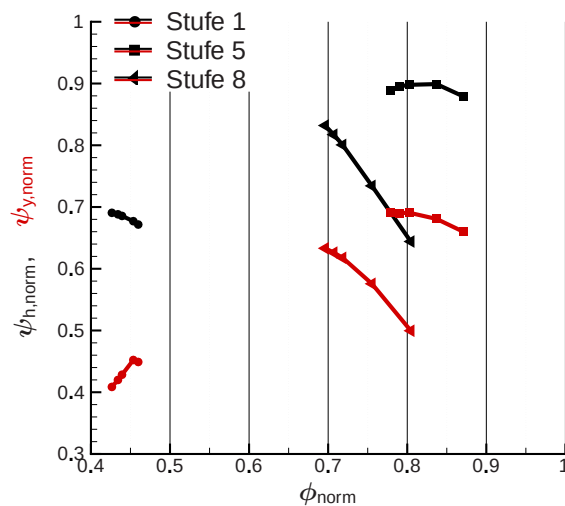


Abb. 7.37: Stufencharakteristiken an der Stabilitätsgrenze ($n/n_A = 85\%$)

Abb. 7.38: Schaufelschwingungen des Frontrotors während des Pumpens ($n/n_A = 85\%$)

druckaufnehmern bei dieser Drehzahl sehr klein sind. Daher kann es dazu kommen, dass durch den drehenden Rotor kurzzeitig Druckspitzen am Ort der Messung erzeugt werden, die eine falsche Strömungsrichtung induzieren. Dies ist für die Messposition an der Hinterkante des Frontrotors wahrscheinlicher als für die Position an der Hinterkante. An der Hinterkante sind die Umfangsrichtungen der Rückströmung und des Rotors entgegengesetzt, während sie an der Vorderkante in die gleiche Richtung zeigen.

Zwischen $\text{rot}=0$ und 2 beschleunigt die Strömung in die negative Strömungsrichtung. Dabei wird die Strömung vom Stator in den Rotor geführt. Dies resultiert je nach Kanalhöhe in Strömungswinkeln von 100° bis 120° (① in **Abb. 7.32(c)** und **(d)**). Im Gegensatz zur 75 %–Drehzahllinie liegt die Zuströmung des Rotors im Relativsystem nicht im Unter-, sondern im Überschallbereich.

Im Zeitraum $\text{rot}=2,5$ bis $\text{rot}=4,5$ zeigen die beiden Winkelverläufe im Axialspalt zwischen Rotor 1 und Stator 1 eine Diskontinuität. Für die Diskontinuität kann keine eindeutige Erläuterung anhand der vorhandenen Daten gegeben werden. Es sind mehrere alternative Argumentationsketten denkbar, die im folgenden vorgestellt werden.

Einerseits könnte es möglich sein, dass die Strömung, nachdem sie in die negative Axialrichtung beschleunigt wurde, zum Zeitpunkt $\text{rot}=2,5$ im engsten Schaufelquerschnitt des Rotors Schallgeschwindigkeit erreicht. Exakt zum gleichen Zeitpunkt wird auf 70 % Kanalhöhe im Axialspalt zwischen Rotor 1 und Stator 1 kurzzeitig $\text{Ma}=1$ gemessen (**Abb. 7.39(a)**). Durch den Schallzustand wird der Massenstrom der Rückströmung im Schaufelspitzenbereich limitiert, da der Rotor sperrt. Im Axialspalt zwischen VLR

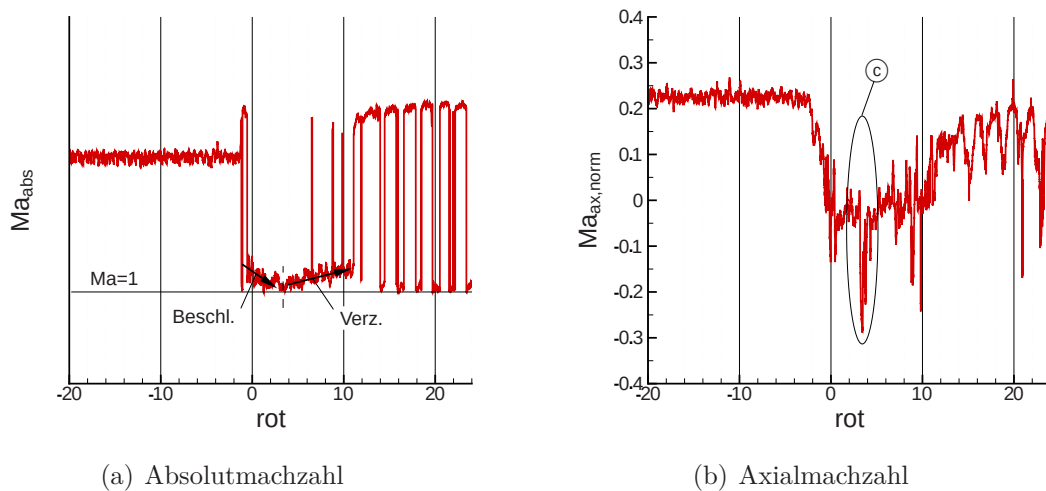


Abb. 7.39: Verlauf der Absolutmachzahl im Axialspalt VLR–R1 auf 70 % Kanalhöhe (links); Verlauf der Axialmachzahl im Axialspalt R1–S1 auf 50 % (rechts); $n/n_A=85\%$

und Rotor 1 wird in diesem Zeitintervall ein Strömungswinkel von 270° gemessen (Ⓐ in **Abb. 7.32(c)**), d.h. ein Massenstrom von Null. Die Blockage hat zur Folge, dass der Massenstrom auf 50 % Kanalhöhe erhöht wird. Dies erfolgt durch eine Drehung des Strömungsvektors in eine nahezu rein axiale Strömungsrichtung ($\alpha \approx 180^\circ$). Hierdurch wird die Axialmachzahl deutlich erhöht und damit der Massenstrom (Ⓑ in **Abb. 7.39(b)**). Ab dem Zeitpunkt $\text{rot}=4$ wird die Strömung wieder verzögert und der Stoß in der Schaufelpassage verschwindet. Es erfolgt wieder eine Umverteilung des Massenstroms in radialer Richtung.

Eine Blockade könnte auch dadurch verursacht werden, dass der Rotor aufgrund der hohen Umfangsgeschwindigkeit im Schaufelspitzenbereich kurzzeitig für die Rückströmung einen sehr großen Widerstand darstellt. Die Umfangskomponente der Rückströmung und die Rotorgeschwindigkeit wären dann gleich groß und entgegengesetzt und die Strömung würde dadurch auf Null verzögert werden. Dies könnte wiederum zu gemessenen Strömungswinkeln von 270° führen. Weshalb die Strömung anschließend wieder für einen kurzen Zeitraum zurückströmt, ist allerdings mit Hilfe der vorhandenen Messdaten nicht zu klären. Es könnten natürlich auch Messungenauigkeiten vorliegen, die zu einer Fehlinterpretation führen. Denkbar wäre, dass das beschriebene Gleichgewicht der Umfangsgeschwindigkeiten bereits zum Zeitpunkt $\text{rot}=2,5$ vorliegt und bis zum Zeitpunkt $\text{rot}=11$ bestehen bleibt. Dies würde im Zeitbereich $\text{rot}=4,5$ bis 6 zu falschen Messergebnissen führen. Allerdings ist der umgekehrte Schluss ebenfalls denkbar, nämlich dass die Messung im Zeitraum $\text{rot}=2,5$ bis $\text{rot}=4,5$ fehlerhaft ist. In der Rückströmphase ($\text{rot}=0-6$) würde also ein quasi-stationärer Strömungswinkel von ca. 100° vorliegen.

Es kann also abschließend nicht eindeutig festgestellt werden, welche instationären Strömungsvorgänge beim Pumpen bei $n/n_A=85\%$ stattfinden. Erwähnenswert ist, dass die oben identifizierte Diskontinuität in den beiden **Abbildungen 7.32(c) und (d)** beobachtet wurde, obwohl beide Ergebnisse aus zwei unterschiedlichen Pumpversuchen stammen. Somit ist dieses Strömungsphänomen reproduzierbar und mit physikalischen Grundlagen auch interpretierbar. Die Interpretation anhand eines entstehenden Verdichtungsstoßes ist aufgrund der Machzahl-Niveaus sehr naheliegend. Des Weiteren ist es die einzige Möglichkeit, die gemessenen Verläufe der Strömungsgrößen zu interpretieren, ohne auf Messfehler zu verweisen. Andererseits kann ein Messfehler nie ausgeschlossen werden.

Zum Zeitpunkt $\text{rot}=6$ beginnt auf beiden Kanalhöhen der Prozess des Wiederaanlegens der Strömung an der Rotorbeschaufelung. Diese Phase hat eine Dauer von fünf Rotorumdrehungen. In dieser Zeitspanne wird der Stator stark saugseitig angeströmt, wie dies bereits in der **Abbildung 7.28(a)** des Kapitels 7.2.4 gezeigt wurde. Ab

rot=11 beginnt die Strömung wieder in die positive Axialrichtung zu strömen und der Stator wird nahezu inzidenzfrei angeströmt (Kap. 7.2.4, **Abb. 7.28(b)**). Ein stabiler, stationärer Betriebspunkt ist erst zum Zeitpunkt rot=90 erreicht (nicht dargestellt).

Bei einer Drehzahl von $n/n_A=90\%$ setzt die Rückströmung schlagartig ein. Es kommt zu einem massiven Druckstoß, der die Schaufeln zu Schwingungen mit sehr großen Amplituden anregt (**Abb. 7.40**). Die Rückströmung wird auf beiden Kanalhöhen vom Stator in den Rotor geführt (**Abb. 7.32(e)** und **(f)**). Dabei trifft das Fluid unter nahezu 90° auf die Hinterkante des Rotors (**Abb. 7.41**). Dies ist insbesondere auf 50% Kanalhöhe im Zeitraum rot=0 bis 10 beobachtbar. Auf 70% Kanalhöhe hingegen findet eine ausgeprägte Rückströmung statt. Da die Richtung des Vektors der Absolutgeschwindigkeit und der Umfangsgeschwindigkeit in die entgegengesetzte Richtung zeigen, trifft die Strömung im Relativsystem mit einer enorm großen Geschwindigkeit und nahezu senkrecht auf die Rotorhinterkante. Im Rotor wird die Relativgeschwindigkeit verkleinert, eine Richtungsänderung findet kaum statt. Auffällig ist, dass die Umfangskomponenten der Absolutgeschwindigkeitsvektoren, $\vec{c}_{u,A}$ und $\vec{c}_{u,B}$, in die entgegengesetzte Richtung zeigen. Grund hierfür ist, dass die Rückströmung durch die Statorbeschaufelung umgelenkt wird. Hierdurch erhält die Umfangskomponente am geometrischen Rotoraustritt ein negatives Vorzeichen. Am geometrischen Eintritt ist das Vorzeichen der Umfangskomponente weiterhin positiv und die Richtung stimmt

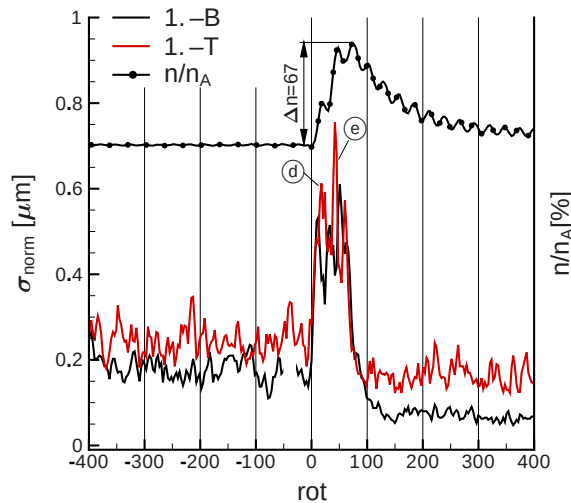


Abb. 7.40: Schaufelschwingungen des Frontrotors während des Pumpens ($n/n_A=90\%$)

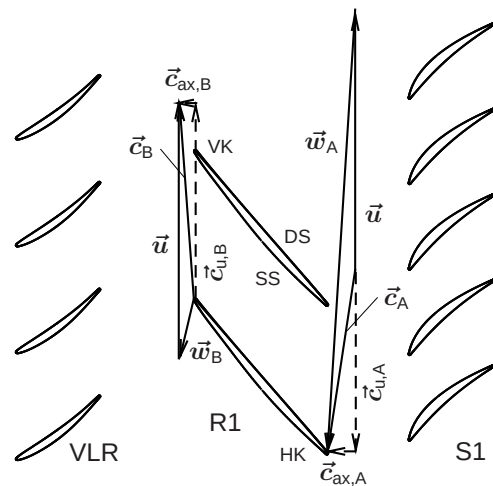


Abb. 7.41: Ausgewählte Geschwindigkeitsdreiecke in der Rückströmphase ($n/n_A=90\%$ und $KH=70\%$)

mit der Drehrichtung des Rotors überein. Anhand der Euler-Gleichung (Gl. (7.3)) wird deutlich, dass die Differenz in dieser Gleichung zu einer Summe wird. Durch die Addition der beiden Geschwindigkeitskomponenten ist die spezifische Arbeitszufuhr des Rotors bei dieser Drehzahl enorm groß. Aufgrund der geringen Axialgeschwindigkeit, welche auf einen kleinen Massenstrom schließen lässt, ist die Leistung aber gering.

Zum Zeitpunkt $\text{rot}=10$ beginnt der Prozess des Wiederaanlegens der Strömung. Im Schaufelspitzenbereich ist der Prozess im Zeitraum $\text{rot}=10$ bis 14 anhand der Oszillation im Strömungswinkel sehr gut erkennbar. Die Stagnation der Rückströmung in Gehäusenähe führt zu einer kurzzeitigen Erhöhung der Rückströmrate auf 50 % Kanalhöhe. Zum Zeitpunkt $\text{rot}=14$ strömt das Fluid auf der gesamten Kanalhöhe in die positive Axialrichtung und der Erholungsprozess setzt ein. Dieser ist mit erheblichen Drehzahlschwankungen verbunden. Dies könnte ein weiterer Grund dafür sein, dass der Erholungsprozess und der anschließende Druckaufbau erst zum Zeitpunkt $\text{rot}=115$ abgeschlossen sind.

Anhand von **Abbildung 7.40** kann die Drehzahlerhöhung, welche durch das Pumpen verursacht wird, in zwei Bereiche geteilt werden. Zuerst erfolgt eine sprunghafte Erhöhung. Diese ist darauf zurückzuführen, dass der Strömungsstillstand einen Lastabfall für den Verdichter darstellt. Neben dem Druckstoß, der zu Beginn des Pumpens zu einer großen mechanischen Belastung der Schaufeln führt, verstärkt diese erste Beschleunigung der Rotorwelle die Schaufelschwingungen ④. Die einsetzende Rückströmung bremst den Rotor wieder leicht ab. Bei der erneuten Richtungsänderung ist der bremsende Effekt der Rückströmung nicht mehr vorhanden und die Drehzahl des Verdichters steigt weiter. Hierdurch wird die Rotorbeschaufelung ein weiteres Mal zu hohen Schwingamplituden angeregt ⑤. Aufgrund der Massenträgheit des Rotors sind die Drehzahlschwankungen und Strömungsgrößen zeitversetzt.

8 Zusammenfassung

Ziel der Arbeit war die experimentelle Untersuchung der instationären Strömung und des Betriebsverhaltens während des Pumpens eines mehrstufigen Axialverdichters. Für diese Aufgabe wurden am Institut für Strahlantriebe und Turboarbeitsmaschinen der RWTH Aachen neue Messsonden entwickelt. Das Konstruktionsprinzip dieser Sonden ermöglicht die richtungsunabhängige Messung des instationären, zweidimensionalen Geschwindigkeitsvektors. Zur Untersuchung des Pumpens wurden zwei dieser Sonden simultan in den Axialspalten zwischen Vorleitrad und Frontrotor sowie zwischen Frontrotor und erstem Stator während diverser Pumpzyklen platziert. Die erzielten Ergebnisse haben aufgrund des neuen Sondenkonzepts einen wesentlichen und innovativen Beitrag zum Verständnis der Verdichterströmung während des Pumpens leisten können.

Aufgrund des hohen Temperaturanstiegs der Verdichterströmung beim Pumpen in mehrstufigen Verdichtern wurden als Grundlage der Sondenmessung Halbleiterdruckaufnehmer genutzt. Sie verfügen über eine hohe Temperaturreistenz bei gleichzeitig geringer Temperaturabhängigkeit des Messsignals. Zusätzlich weisen sie einen hohen Miniaturisierungsgrad auf und konnten daher direkt im Sondenchaft integriert werden. Hierdurch wurde eine hohe Signalqualität erzielt, die eine zeitlich akkurate Betrachtung der Verdichterströmung ermöglicht. Auf der Grundlage von Stoßrohrversuchen wurde die Signalqualität belegt. Um richtungsunabhängig den zweidimensionalen Geschwindigkeitsvektor zu erfassen, sind neun dieser Halbleiterdruckaufnehmer äquidistant um den Sondenumfang verteilt. Über eine Freistrahalkalibrierung, deren Vorgehensweise an eine konventionelle Dreilochsondenkalibrierung angelehnt ist, können aus den Messwerten Strömungsgrößen berechnet werden. Zusätzlich wurde in der Sondenspitze erstmalig ein miniaturisiertes Thermopaar integriert, mit dem der zeitliche Verlauf der Strömungstemperatur qualitativ gemessen wurde. Ein weiterer Beleg der qualitativ hochwertigen Sondenmessung ist der Nachweis reproduzierbarer Ergebnisse des Pumpens. Ergänzend zu den Sondenmessungen wurden instationäre Wanddruckverläufe aus jeder Verdichterstufe in die Analyse einbezogen. Dies ermöglichte eine ausführliche Betrachtung der dynamischen Strömungsverhältnisse des gesamten Verdichtersystems

und seines Betriebsverhaltens während des Pumpens.

Bereits vor Einsetzten des Pumpens sind Vorboten in Form von niederfrequenten Druckschwankungen zu erkennen, die auf eine umlaufende Ablösung im Frontrotor zurückzuführen sind. Durch die Sondenmessungen konnte gezeigt werden, dass im Frontrotor ein Part-Span-Stall vor dem Pumpen auftritt. Es gibt allerdings Anhaltspunkte, dass diese Ablösung nicht die Hauptursache für die Ablösung der Strömung im gesamten Ringraum ist. Vielmehr ist es eine Eigenheit des betrachteten Systems, dass das Pumpen bei hohen Drehzahlen im Bereich der mittleren Stufen ausgelöst wird. Hierdurch erfolgt das Einsetzten des Pumpens in zwei Etappen. Zunächst beginnt das Fluid im mittleren Bereich des Verdichters zurück zu strömen. Hierdurch steigt der Gegendruck der vorderen Stufen, die daraufhin stark angedrosselt werden. Die Auswertung der Geschwindigkeitsdreiecke am Frontrotor zeigt, dass die Umlenkung im Relativsystem steigt, bis sie ein Maximum erreicht. Die maximale Umlenkung ist jedoch nicht ausreichend, um das geforderte Druckverhältnis aufzubauen. Es kommt zur Strömungsablösung mit einer starken Reduzierung der Absolutgeschwindigkeit. Dies hat zur Folge, dass die Geschwindigkeitsdreiecke am Rotorein- und austritt kongruent sind und die Arbeitszufuhr Null beträgt. Im Anschluss setzt die Richtungsänderung der Strömung mit einer Verzögerung der Strömung ein. Dies führt in einer zweiten Etappe dazu, dass auch in den hinteren Stufen die Strömungsablösung einsetzt.

Sehr auffällig ist, dass während der Richtungsänderung der Strömung für etwa 0,6 Rotorumdrehungen ein Zustand beobachtet wird, in dem die Axialgeschwindigkeit Null ist. In dieser Zeit ist der Shut-Off-Punkt erreicht. Wie in der Theorie führt der Strömungsstillstand zu einem kurzzeitigen Druckanstieg in allen Stufen des Verdichters (*Koff und Greitzer, 1986*). Aufgrund der niedrigen Strömungsgeschwindigkeiten im Shut-Off-Punkt sind Messungen und Rechnungen in diesem Punkt äußerst schwierig. Der experimentelle Nachweis des Shut-Off-Punkts, auch bei instationärer Betrachtung, konnte bisher nicht in dieser Klarheit nachgewiesen werden. Der gesamte Prozess der Strömungsablösung und Einleitung der Rückströmphase wird innerhalb eines Zeitintervalls von 2 bis 4 Rotorumdrehungen vollzogen.

Der Beginn der Rückströmphase setzt zuerst auf 50 % Kanalhöhe ein und etwa 0,8 Rotorumdrehungen später auch im gehäusenahen Bereich. Die Rückströmphase ist durch große Inzidenzen gekennzeichnet, wodurch die Strömung nahezu senkrecht auf die Hinterkante der Schaufeln trifft. Insbesondere zu Beginn der Rückströmphase führen die hohen Inzidenzwinkel in Kombination mit der großen Strömungsgeschwindigkeit zu einem ausgeprägten Jet-/Wake-Gebiet. Im weiteren Zeitverlauf sinkt der Druck im Plenum und dadurch auch das Druckverhältnis in der Einzelstufe. Dies führt zu einer Dreiteilung der Strömungsphänomene entlang der Maschinenachse. Während

in den hinteren Stufen weiterhin ein Sinken des statischen Wanddrucks beobachtet wird, haben die Wanddruckverläufe der mittleren Stufen einen horizontalen Verlauf und die Frontstufen zeigen einen Druckanstieg. Anhand der Sondenmessungen ist erkennbar, dass in dieser Phase der Frontrotor den Totaldruck der Strömung in der Rückströmphase erhöht und am Fluid somit Strömungsarbeit verrichtet.

Mit dem Einsetzen der Rückströmung steigt die Temperatur des Fluids an, da das Heißgas vom Verdichteraustritt zum Eintritt strömt. Die Temperaturmessung der Sonden zeigt, dass zuerst die Temperatur am geometrischen Austritt des Frontrotors steigt und mit einer kurzen Zeitverzögerung auch die Temperatur Eintritt. Auffallend ist, dass in der Rückströmphase das Temperaturniveau am geometrischen Eintritt des Rotors größer ist, als am geometrischen Austritt. Dies ist ein Hinweis darauf, dass dem Fluid durch den drehenden Rotor Energie zugeführt wird. Aufgrund des schlechten Wirkungsgrads ($<20\%$, *Sugiyama* (1984)) führt der Großteil der verrichteten Arbeit nicht zu einer Druckerhöhung, sondern zu einer Erwärmung des Fluids. Weiterhin verlängert die geringe Axialgeschwindigkeit des Fluids die Verweilzeit des einzelnen Fluidteilchens im Rotor, wodurch der Aufheizvorgang verstärkt wird. Da dieses Phänomen in jeder der acht Verdichterstufen auftritt, ist die Fluidtemperatur in der Rückströmphase am Verdichtereintritt deutlich höher als am Verdichteraustritt.

Der Erholungsprozess, d.h. der Umschlag von der Rückwärts- in die Vorwärtsströmung und die anschließende Beschleunigung, ist sehr stark von der Mehrstufigkeit des Verdichters dominiert. Zunächst arbeiten die acht Stufen noch nicht im Verband und in allen Stufen wurden ausgeprägte Ablöseerscheinungen detektiert. Dennoch wird bereits ein höheres Druckverhältnis aufgebaut, das nach etwa 15 Rotorumdrehungen ein Maximum erreicht. Für die Frontstufen ist dieses Druckverhältnis jedoch bereits zu groß. Im Schaufelspitzenbereich treten Ablösungen auf und die Frontstufen arbeiten im Part-Span-Stall. Die untere Hälfte des Strömungskanals ist von diesen Ablösungen nicht betroffen und fördert einen positiven Massenstrom. Dieser ist groß genug, sodass die hinteren Stufen auf einem stabilen Kennlinienpunkt arbeiten. Gleichzeitig wird das Stufendruckverhältnis reduziert. Das Gesamtdruckverhältnis des Verdichters sinkt und damit auch der Gegendruck der Frontstufen.

Eine detaillierte Betrachtung des Umschlags von der Rückwärts- in die Vorwärtsströmung für den Frontrotor ermöglichen die Sondenmessdaten. Dieser zweite Richtungswechsel der Strömung erfolgt innerhalb der Zeitspanne zweier Messpunkte und ist damit kürzer als der Richtungswechsel beim Einsetzen des Pumpens. Dies deckt sich mit den bisherigen Beobachtungen in der Literatur (*Day*, 1994). Anhand der Sondenmessung wird in dieser Arbeit die Hypothese aufgestellt, dass die Ursache auf eine Ablösung im Rotor zurückzuführen ist. Sie tritt im Rotor bei geringen positiven

Axialgeschwindigkeiten auf. Durch die Ablösung fällt der Austrittsdruck des Rotors abrupt ab. Dies führt zu einem Druckgefälle von der Rotorvorder- zur hinterkante, wodurch die Strömung in die positive Axialrichtung beschleunigt wird. Die Strömung legt dadurch wieder am Schaufelprofil an.

Nachdem die oben beschriebene Phase der Stufenabstimmung durchlaufen worden ist, beschleunigt die Strömung im gesamten Verdichter und der Verdichter erreicht einen Betriebspunkt auf der stationäre Kennlinie nahe der Schluckgrenze. Auf dieser Kennlinie erfolgt der Druckaufbau. Um den Verdichter vor Beschädigungen zu schützen, wurde er während des Pumpzyklus entdrosselt. Daher wird kein erneuter Zyklus durchlaufen, sondern ein stationärer, stabiler Betriebspunkt im Kennfeld erreicht.

Da die obigen Erkenntnisse aus Messungen bei hoher Drehzahl abgeleitet wurden, wurde zusätzlich der Einfluss der Drehzahl auf den Pumpzyklus untersucht. Dabei wurden Anhaltspunkte gefunden, dass bei niedrigen Drehzahlen das klassische Pumpen auftritt. Im mittleren Drehzahlbereich wird der Grenzfall zwischen sub- und transsonischer Rückströmung erreicht. Dies führt dazu, dass der Rotor im Blattspitzenbereich sperrt. Die hierdurch ausgelöste Limitierung des Massenstroms führt zu einer kurzzeitigen Umverteilung des Massenstroms entlang der Kanalhöhe. Des Weiteren wurde gezeigt, dass im Pumpfall die mechanische Belastung des Frontrotors mit zunehmender Drehzahl steigt.

Insgesamt kann durch den Einsatz der Rückströmsonden in dieser Arbeit für den Pumpfall erstmals eine Verbindung zwischen detaillierten Strömungsgrößen im Strömungskanal und Wanddruckmessungen abgeleitet werden. Die Instrumentierung heutiger moderner Verdichterprüfstände mit instationären Wanddrucksonden kann als Standard betrachtet werden. Des Weiteren weisen die Verläufe von Wanddruckmessungen verschiedener Axialverdichter während des Pumpens meistens charakteristische Ähnlichkeiten auf. Daher ermöglichen die Ergebnisse dieser Arbeit in zukünftigen Projekten instationäre Wanddruckmessungen umfangreicher deuten und auf die Strömung während des Pumpens schließen zu können. In Zukunft wäre es zudem sehr hilfreich, die Sonden weiter zu miniaturisieren und dadurch den Einfluss der Sonden auf die Verdichterströmung zu reduzieren. Gleichzeitig würden sich hierdurch neue Einsatzorte im Verdichter eröffnen, sodass Messungen in allen Stufen des Verdichters vorstellbar wären. Andererseits könnte durch die Miniaturisierung Bauraum für zusätzliche Sensoren geschaffen werden. Diese könnten zu einer dreidimensionalen Auflösung des Strömungsvektors oder zur simultanen Sondenmessung auf mehreren Kanalhöhen genutzt werden.

A Dynamisches Verdichtermodell nach Greitzer

Greitzer (1976a) hat ein Modell vorgestellt, das alle relevanten Komponenten, die zur Beschreibung des dynamischen Verhaltens eines Verdichtungssystems notwendig sind, enthält. Im folgenden werden die relevanten Komponenten aufgelistet:

1. Verdichter
(Druckerhöhung)
2. zylindrisches Rohr L_{Verd}
(Massenträgheit)
3. Plenum V_P
(Speicher potentieller Energie)
4. Austrittsdrossel

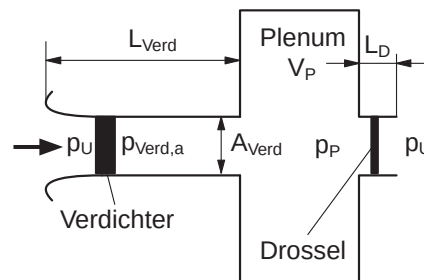


Abb. A.1: dynamisches Verdichtermodell nach *Greitzer* (1976a)

Um das dynamische Verhalten eines solchen Systems mit wenigen, verhältnismäßig einfachen Grundgleichungen zu Beschreiben werden folgende Annahmen getroffen:

- a) inkompressibles Fluid im zylindrischen Rohr L_{Verd}
- b) eindimensionale Strömung im zylindrischen Rohr L_{Verd}
- c) gleichmäßiger statischer Druck im Plenum V_P
- d) vernachlässigbare Geschwindigkeit im Plenum V_P
- e) isentrope Zustandsänderung im Plenum V_P
- f) stationäre Verdichtercharakteristik
- g) vernachlässigbare Massenträgheit des Fluids in der Drossel L_D

Unter diesen Voraussetzungen kann das dynamische Verhalten des Verdichtungssystems anhand von vier Erhaltungsgleichungen mathematisch beschrieben werden. Für das zylindrische Rohr wird die Impulsgleichung angesetzt (Day, 2006b):

$$(p_p - p_{Verd,a}) A_{Verd} = -\rho \cdot L_{Verd} \cdot A_{Verd} \cdot \frac{dc_{ax}}{dt} \quad (A.1)$$

Wird die Druckdifferenz zwischen Umgebungsdruck und Verdichteraustrittsdruck mit $C=p_{Verd,a}-p_U$ definiert und die Druckdifferenz zwischen Plenum und Umgebung mit $\Delta p=p_P-p_U$, kann Gleichung (A.1) geschrieben werden als:

$$(\Delta p - C) = -\rho \cdot L_{Verd} \cdot \frac{dc_{ax}}{dt} \quad (A.2)$$

Die Kontinuitätsgleichung für das Plenum lautet:

$$\dot{m}_{Verd} - \dot{m}_D = -\rho_P \cdot \frac{dV_P}{dt} \quad (A.3)$$

Wird die Isentropenbeziehung $p \cdot v^\kappa = konst$ nach der Zeit abgeleitet kann die zeitliche Änderung des Volumens im Plenum geschrieben werden als:

$$\frac{dV}{dt} = \frac{-V_P}{p_P \cdot \kappa} \cdot \frac{dp}{dt} \quad (A.4)$$

Das Einsetzen der Gl. (A.4) in Gl. (A.3) führt die Kontinuitätsgleichung des Plenums auf:

$$\dot{m}_{Verd} - \dot{m}_D = \frac{\rho \cdot V_P}{\kappa \cdot p_U} \cdot \frac{d\Delta p}{dt}, \quad (A.5)$$

wobei das Verhältnis ρ_P/p_P durch die stationären Umgebungsgrößen ρ/p_U approximiert wurde.

Für die Drossel wird eine quadratische Charakteristik angenommen, sodass der Druckverlust der Drossel proportional zum Quadrat des Massenstromes durch die Drossel ist:

$$\Delta p = \frac{\dot{m}_D^2}{2 \cdot \rho \cdot A_D^2} \quad (A.6)$$

Schlussendlich muss das dynamische bzw. instationäre Betriebsverhalten des Verdichters an und in der Nähe der Stabilitätsgrenze im Modell Berücksichtigung finden. Bei Erreichen oder Überschreiten der Stabilitätsgrenze entsteht die Verdichterin stabilität nicht abrupt, sondern benötigt für Ihre Entstehung eine gewisse Zeitspanne. Um dieses Phänomen im Modell abzubilden hat Greitzer (1976a) ein Verzögerungsglied erster Ordnung vorgeschlagen:

$$\tau \cdot \frac{dc_{ax}}{dt} = C_{ss} - C \quad (A.7)$$

In dieser Gleichung ist der Druckanstieg des stationären Verdichterbetriebspunkts durch C_{ss} gegeben, der Druckanstieg des transienten Verdichterbetriebspunkts durch C . Für einen bestimmten Verdichtermassenstrom klingt die Differenz zwischen beiden Betriebspunkten exponentiell mit der Zeitkonstante τ ab.

Die vier Gleichungen Gl. (A.2), Gl. (A.5), Gl. (A.6) und Gl. (A.7) sind ausreichend um das dynamische Verhalten des Verdichtungssystems aus **Abbildung A.1** bei Überschreiten der Stabilitätsgrenze mathematisch zu beschreiben. Um ein allgemeingültiges Ähnlichkeitsmodell zu erhalten hat Greitzer diese vier Gleichungen entdimensionalisiert. Hierfür werden die Zeit durch L_{Verd}/u , Drücke durch $\rho \cdot u^2$ und Massenströme durch $\rho \cdot u \cdot A_{Verd}$ ausgedrückt. Insgesamt resultieren drei dimensionslose Kennzahlen B , G und τ (Greitzer, 1976a):

$$B = \frac{u}{2a} \sqrt{\frac{V_P}{A_{Verd} \cdot L_{Verd}}} \quad G = \sqrt{\frac{L_D \cdot A_{Verd}}{L_{Verd} \cdot A_D}} \quad \tau = \frac{N \cdot 2\pi R}{u},$$

wobei R der mittlere Radius des Rotors ist. Für einen bestimmten Verdichter können R , u und L_{Verd} als Konstanten betrachtet werden. Somit ist $\tau \sim (1/B)$. Des Weiteren haben Untersuchungen von Greitzer (1976a) gezeigt, dass das dynamische Systemverhalten des Verdichters nahezu unabhängig vom Parameter G ist und er daher ebenfalls als konstant angesehen werden kann. Somit kann das dynamische Verhalten des Verdichtersystems bei Überschreiten seiner Stabilitätsgrenze in sehr guter Näherung mit Hilfe des B -Parameters angegeben werden. Weitergehende Erläuterungen zu Greitzer's B -Parameter sind in Kapitel 2.3 gegeben, weitere Ergänzungen zum dynamischen Verdichtermodell und Systemstabilität in Kapitel 2.2.

B Statistik

In diesem Anhang werden die verschiedenen statistischen Verfahren erläutert, die in dieser Arbeit angewendet werden. Die Ausführungen basieren zum größten Teil auf dem Lehrbuch von *Cramer und Kamps* (2007). Abweichungen sind durch entsprechende Literaturangaben gekennzeichnet. In den gegebenen Definitionen werden folgende Variablen verwendet:

x, y:	Merkmal, Beobachtung, Messwert
n:	Anzahl Werte
p:	Polynom-Grad
u:	Unsicherheit
i, j:	Laufvariable
VAR	Varianz

B.1 Arithmetischer Mittelwert

Der arithmetische Mittelwert $\bar{x}$ ist definiert als:

$$\bar{x} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n x_i = \frac{x_1 + x_2 + \dots + x_n}{n} \quad (\text{B.1})$$

B.2 Arithmetischer Mittelwert der absoluten Abweichung

Das arithmetische Mittel der absoluten Abweichung ist ein Maß für die Streuung einer Messreihe. Zur Berechnung wird die Abweichung zwischen den Messwerten zu dem arithmetischen Mittel der Messreihe bestimmt und aufsummiert:

$$\bar{x}_{Abw} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n |x_i - \bar{x}| \quad (\text{B.2})$$

B.3 Mittlere quadratische Abweichung

Ein gebräuchlicheres Maß zur Bestimmung der Streuung einer Messreihe als in Gleichung (B.2) definiert, ist die mittlere quadratische Abweichung:

$$\bar{x}_{\text{quadr, Abw}} = \sqrt{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2} \quad (\text{B.3})$$

B.4 Schleifender Mittelwert

Bei der schleifenden Mittelung wird nicht der arithmetische Mittelwert der gesamten Messreihe berechnet, sondern innerhalb eines festen Intervalls dieser Reihe. Anschließend wird das Intervall um eine vorher festgelegte Schrittweite weitergeschoben und wieder der arithmetische Mittelwert gebildet. Diese Prozedur wird solange fortgesetzt, bis die gesamte Messreihe durchlaufen ist. Der Mittelwert des Intervalls wird immer an die erste Stelle des Intervalls eingetragen. Die Formel der schleifenden Mitltung mit der Schrittweite eins lautet:

$$\bar{x}_j = \frac{1}{n} \sum_{i=j}^n x(i), \quad (\text{B.4})$$

wobei n die Länge und j den Beginn des Intervalls bezeichnen. Die **Abbildung B.1** zeigt das Schema der Mittelungsstrategie für eine Intervalllänge von $n=6$ und eine Schrittweite von 1.

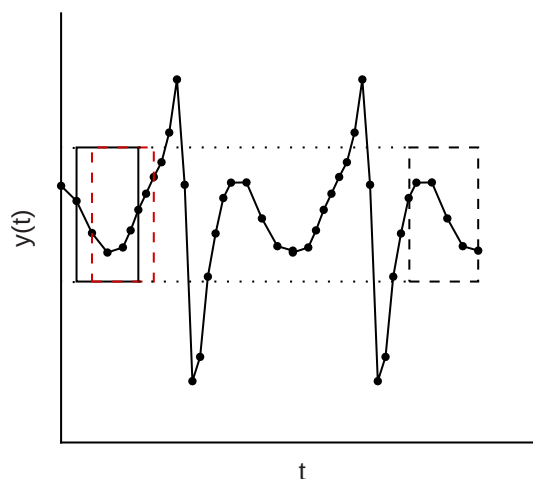


Abb. B.1: Schema schleifende Mittelung

B.5 Ensemble Average und Root-Mean-Square

Zur Anwendung des Ensemble-Average-Verfahrens werden mehrere Signalverläufe gleicher Länge M und gleicher Phasenlage benötigt, die üblicherweise bei mehreren identischen Versuchen aufgezeichnet werden (**Abb. B.2**). Wird das Signal bei jedem Zeitinkrement t_i über alle Einzelversuche gemittelt, entfällt der stochastische Anteil des Signals. Somit wird mit diesem Verfahren der periodische Anteil bestimmt. Eine umfangreichere Erläuterung ist in *Ernst* (2011) und *Hoynacki* (1999) gegeben. Für einen diskreten Zeitpunkt t_i lautet die Vorschrift:

$$\tilde{y}(t_i) = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N y_j(t_i) \quad (\text{B.5})$$

Die mittlere quadratische Abweichung (vergl. Gl. (B.3)) zwischen periodischem Signalanteil und Ursprungssignal wird als Root-Mean-Square (RMS) bezeichnet:

$$y_{RMS}(t_i) = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{j=1}^N [y_j(t_i) - \tilde{y}(t_i)]^2} \quad (\text{B.6})$$

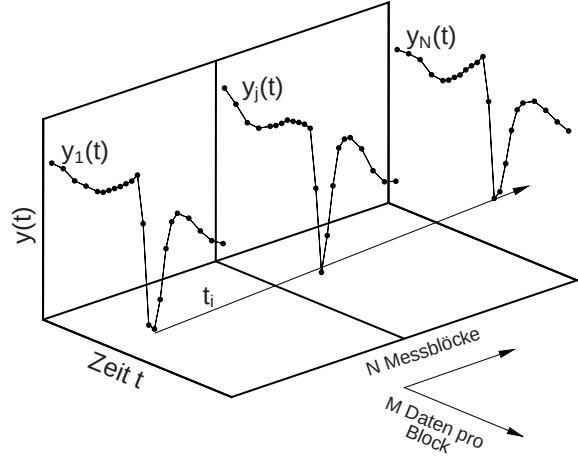


Abb. B.2: Schema Ensemble-Average

B.6 Bestimmung der Messunsicherheit (Fehlerfortpflanzung)

Die Messunsicherheit gibt an, wie die Ausgangsgröße $y(x_i)$ reagiert, wenn die Eingangsgrößen x_i fehlerbehaftet sind. Die Komplexität der Bestimmung dieser (Gesamt-)Messunsicherheit kann durch das Treffen von Annahmen stark reduziert werden. Bei den in dieser Arbeit durchgeführten Fehlerfortpflanzungsrechnungen werden daher die Annahmen getroffen, dass die fehlerbehafteten Eingangswerte x_i voneinander unabhängig sind und mit der Ausgangsgröße y korreliert sind. Hierdurch kann das Fehlerfortpflanzungsgesetz für Unsicherheiten vereinfacht werden zu (*Weise und Wöger, 1999*):

$$\begin{aligned} u_y &= \sqrt{\text{VAR}(Y)} = \sqrt{\text{VAR}(X_1) + \text{VAR}(X_2) + \dots + \text{VAR}(X_n)} \\ &= \sqrt{u_1(x_1)^2 + u_1(x_2)^2 + \dots + u_1(x_n)^2}, \end{aligned} \quad (\text{B.7})$$

wobei u_i die Einzelmessunsicherheiten kennzeichnet. Diese sind üblicherweise in den Datenblättern der Messgeräte oder Sensoren aufgelistet.

B.7 Methode der kleinsten Fehlerquadrate

Mit Hilfe der Methode der kleinsten Fehlerquadrate wird eine Funktion $f(x)$ gesucht, die die geringste Abweichung zwischen den Messwerten $y(x_i)$ und ihren Funktionswerten $f(x_i)$ aufweist. Die Funktion $f(x)$ kann u.a. auch ein Polynom höheren Grades sein. Um die Kurvenparameter dieser Polynome zu bestimmen, wird eine Minimierungsaufgabe gelöst. Ziel ist es, die Parameter der Funktion $f(x)$ so zu bestimmen, dass die Summe der quadratischen Abweichungen (Residuen) minimal ist:

$$\begin{aligned} f_{a_0, a_1 \dots a_p}(x) &= a_0 + a_1 x + a_2 x^2 + \dots + a_p x^p \\ \text{so, dass} \quad \sum_{i=1}^n \left(y_i(x_i) - f(x_i) \right)^2 &\longrightarrow \min \end{aligned} \tag{B.8}$$

B.8 Bestimmtheitsmaß der linearen Regression

Dieses Maß bewertet die Anpassungsgüte der mittels der Methode der Kleinsten Fehlerquadrate bestimmten Regressionsgeraden. Es ist gleich dem Quadrat des Bravais–Pearson–Korrelationskoeffizienten. Der Koeffizient kann Werte zwischen 0 und 1 annehmen, wobei 1 bedeutet, dass ein linearer Zusammenhang im Datensatz vorliegt. Nimmt er den Wert 0 an, besteht kein linearer Zusammenhang.

$$r_{xy}^2 = \frac{\left[\sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})(y_i - \bar{y}) \right]^2}{\sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2 \sum_{i=1}^n (y_i - \bar{y})^2} \tag{B.9}$$

C Datenblätter



ULTRAMINIATURE THIN LINE IS® PRESSURE TRANSDUCERS

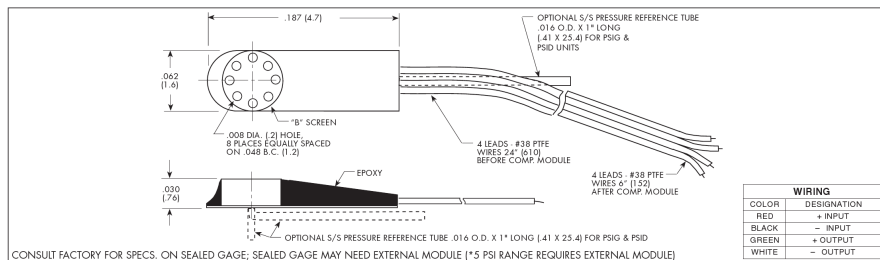
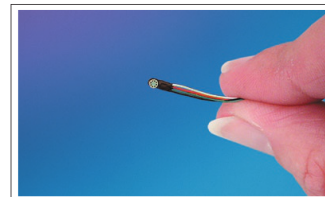
LQ-062 SERIES

- Ideal For Wind Tunnel Applications
- Excellent Static And Dynamic Performance
- High Natural Frequency

LE-062 SERIES

- High Temperature Capabilities -65°F to +450°F
- Excellent Static And Dynamic Performance
- High Natural Frequency

The LQ/LE Series demonstrates Kulite's ability to provide pressure transducers suited for adaptation into custom packages. These devices can be integrated into various test articles such as fan blades, engine nozzles of various types, etc. The features of these transducers include small foot print, high natural frequency, extreme resistance to vibration and shock, and wide temperature range.



INPUT Pressure Range	0.35 *5	0.7 10	1.7 25	3.5 50	7 100	17 250	35 500	70 BAR 1000 PSI
Operational Mode	Absolute, Gage, Sealed Gage, Differential					Absolute, Sealed Gage		
Over Pressure	2 Times Rated Pressure With No Change In Calibration							
Burst Pressure	3 Times Rated Pressure							
Pressure Media	All Nonconductive, Noncorrosive Liquids or Gases							
Rated Electrical Excitation	10 VDC/AC							
Maximum Electrical Excitation	15 VDC/AC							
Input Impedance	1000 Ohms (Min.)							
OUTPUT Output Impedance	1000 Ohms (Nom.)							
Full Scale Output (FSO)	100 mV (Nom.)							
Residual Unbalance	± 5 mV (Typ.)							
Combined Non-Linearity, Hysteresis and Repeatability	± 0.1% FSO BFSL (Typ.), ± 0.5% FSO (Max.)							
Resolution	Infinitesimal							
Natural Frequency (KHz) (Typ.)	150	175	240	300	380	550	700	1000
Acceleration Sensitivity % FS/g Perpendicular Transverse	1.5x10 ⁻³ 2.2x10 ⁻⁴	1.0x10 ⁻³ 1.4x10 ⁻⁴	5.0x10 ⁻⁴ 6.0x10 ⁻⁵	3.0x10 ⁻⁴ 4.0x10 ⁻⁵	1.5x10 ⁻⁴ 2.0x10 ⁻⁵	1.0x10 ⁻⁴ 9.0x10 ⁻⁶	6.0x10 ⁻⁵ 6.0x10 ⁻⁶	4.5x10 ⁻⁵ 3.0x10 ⁻⁶
Insulation Resistance	100 Megohm Min. @ 50 VDC							
ENVIRONMENTAL Operating Temperature Range	LQ SERIES -65°F to +250°F (-55°C to +120°C) LE SERIES -65°F to +450°F (-55°C to +235°C)							
Compensated Temperature Range	LQ SERIES +80°F to +180°F (+25°C to +80°C) Any 100°F Range Within The Operating Range on Request LE SERIES 80°F to +450°F (25°C to +235°C)							
Thermal Zero Shift	± 1% FS/100°F (Typ.)							
Thermal Sensitivity Shift	± 1% /100°F (Typ.)							
Steady Acceleration	10,000g. (Max.)							
Linear Vibration	10-2,000 Hz Sine, 100g. (Max.)							
PHYSICAL Electrical Connection	4 Leads 38 AWG 30" Long							
Weight	.2 Gram (Nom.) Excluding Module and Leads							
Pressure Sensing Principle	Fully Active Four Arm Wheatstone Bridge Dielectrically Isolated Silicon on Silicon							

Note: Custom pressure ranges, accuracies and mechanical configurations available. Dimensions are in inches. Dimensions in parentheses are in millimeters.

Continuous development and refinement of our products may result in specification changes without notice - all dimensions nominal. (F)

KULITE SEMICONDUCTOR PRODUCTS, INC. • One Willow Tree Road • Leonia, New Jersey 07605 • Tel: 201 461-0900 • Fax: 201 461-0990 • <http://www.kulite.com>

Abb. C.1: Datenblatt – Kulite LE062 (Firma: Kulite Semi-Conductor GmbH)



Data Sheet
Project: Instrumentierung

MTUM-
 Page:
 Date:

M04TK-0111
 1
 28.10.2004

VS-Einstufung

Unrestricted/Offen

FAST RESPONSE THERMOCOUPLE

Miniaturized Thermocouple for the measurement of fast temperature transients in rough environmental conditions:

The thermocouple has been designed to measure transient temperature distortions in a jet engine inlet nozzle. The thermocouple consists of two redundant NiCr-NiAl (type K) beads butt welded with a diameter of 50 µm. These miniature thermocouple beads are mounted on a normal MIMS (mineral insulated, metal sheeted) thermocouple cable with an outer diameter of 1,0 mm and can be handled with normal methods. No special measurement technique is necessary (voltage meter with high input impedance).



Technical data

Measuring head:

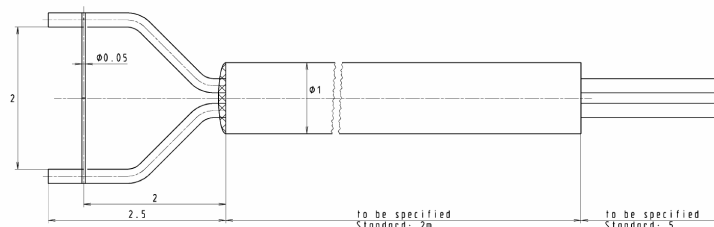
- Thermocouple type: K (NiCr-NiAl), class 2
- Number of beads: 2 parallel
- Bead type: butt welded, open bead
- Bead diameter: 50 µm +20%-5%
- Wire diameter: 50 µm ±5%
- Wire direction: mounted crosswise to the cable
- Size of thermocouple head: 2 mm x 0,25 mm (crosswise) x 2,5 mm (length)
- Maximum temperature: 250°C (1100°C short time)
- Time constant: 5-20 ms dependent on air flow

Cable:

- Thermocouple type: K, class 1
- Type of Cable: MIMS
- Outer diameter: 1,0 mm
- Diameter of sensor leads: 0,2 mm
- Insulation material: MgO
- Sheath material: Inconel
- Length: 20 mm < length < 2000 mm
- Front cover of insulation: water resistant
- Rear end of thermocouple: free leads, various plug types available

Special precautions:

- Due to its miniature size the measuring head of the thermocouple is very sensitive. DO NOT TOUCH!
- Oxidation resistance comparable to normal open bead thermocouples, but reduced due to small diameter. IN HIGH TEMPERATURES ENVIROMENTS FOR SHORT TIME USE ONLY (> 250°C)



VS-Einstufung

Unrestricted/Offen

Abb. C.2: Datenblatt – Thermopaar (Firma: MTU Aero Engines)

D Auswertung Kalibrierpolynome

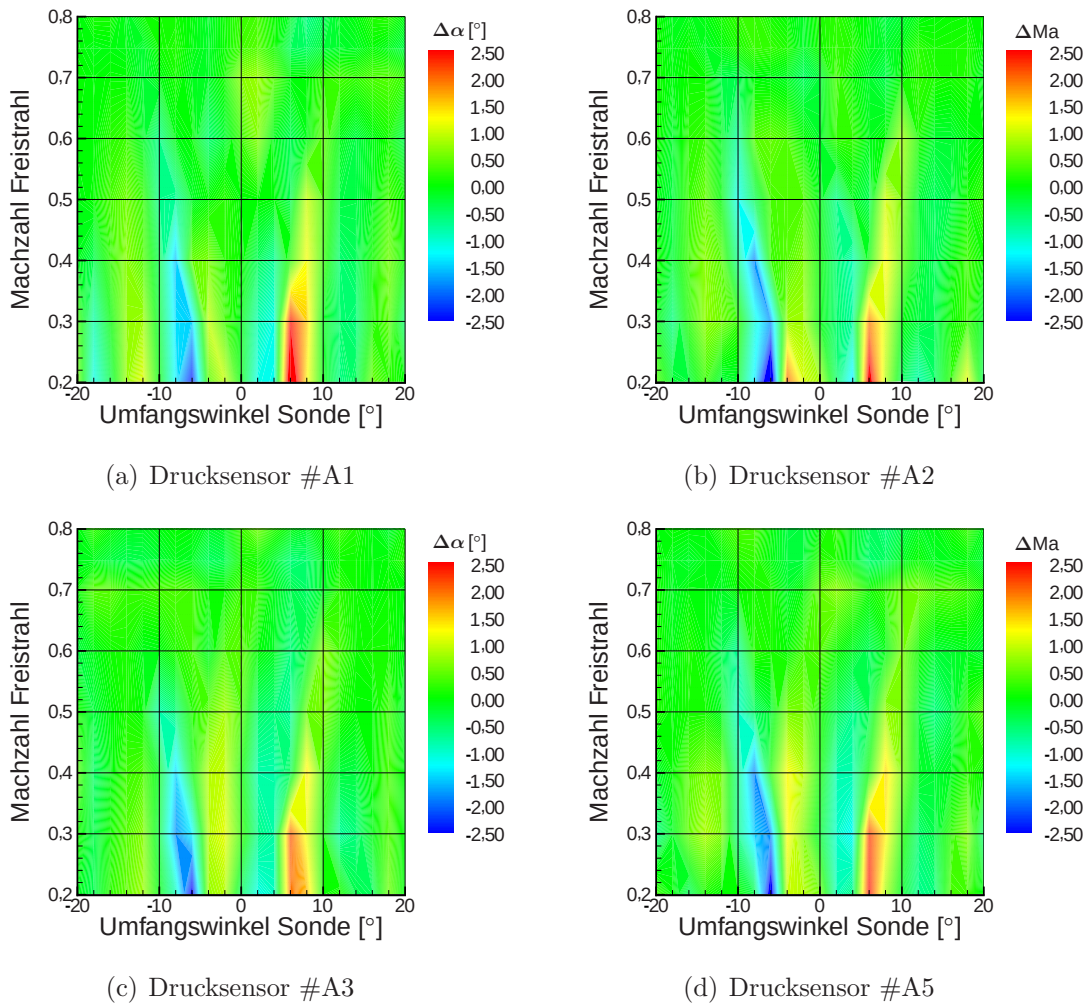


Abb. D.1: Abweichungen des Polynoms des Umfangswinkels der Sonde A für die Sensoren #A1 bis #A5 (#A4 siehe Kap. 5.2.2, S.68)

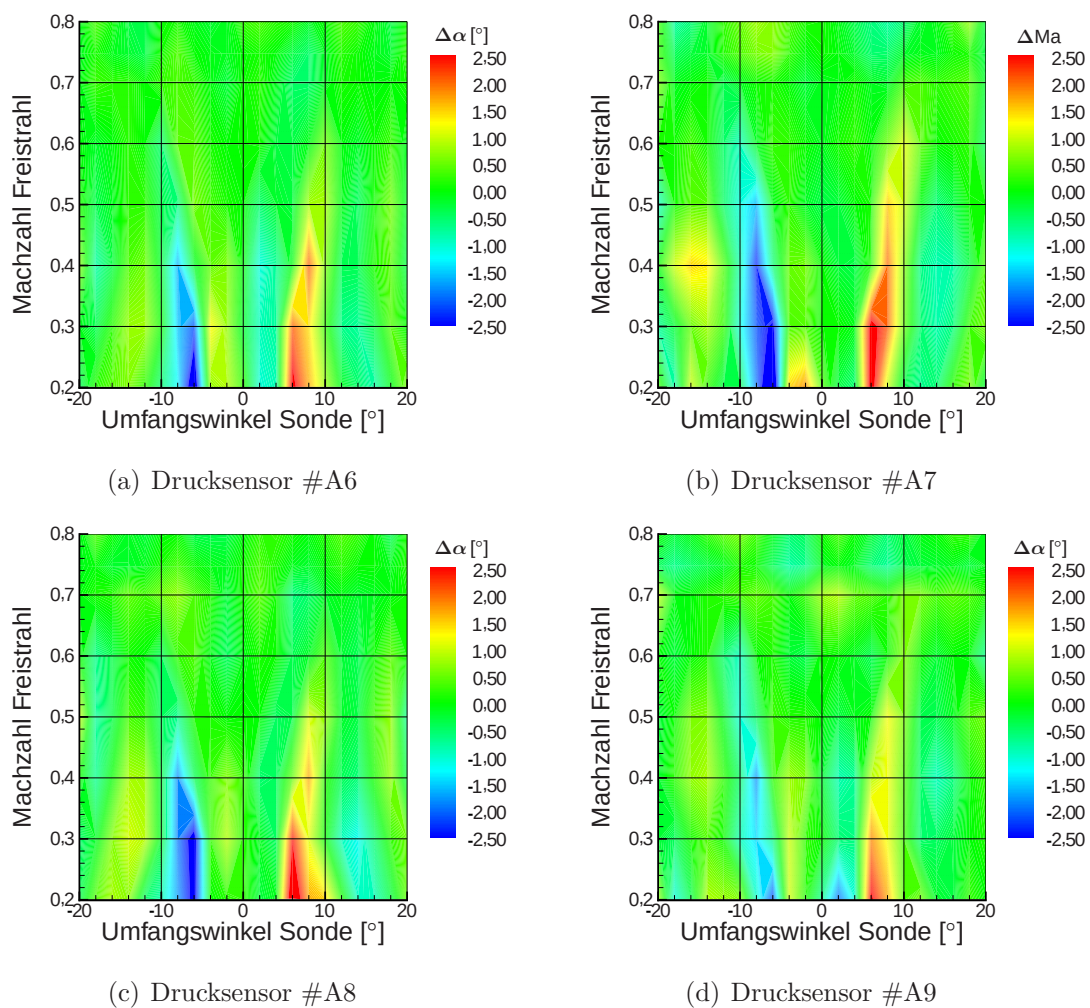


Abb. D.2: Abweichungen des Polynoms des Umfangswinkels der Sonde A für die Sensoren #A6 bis #A9

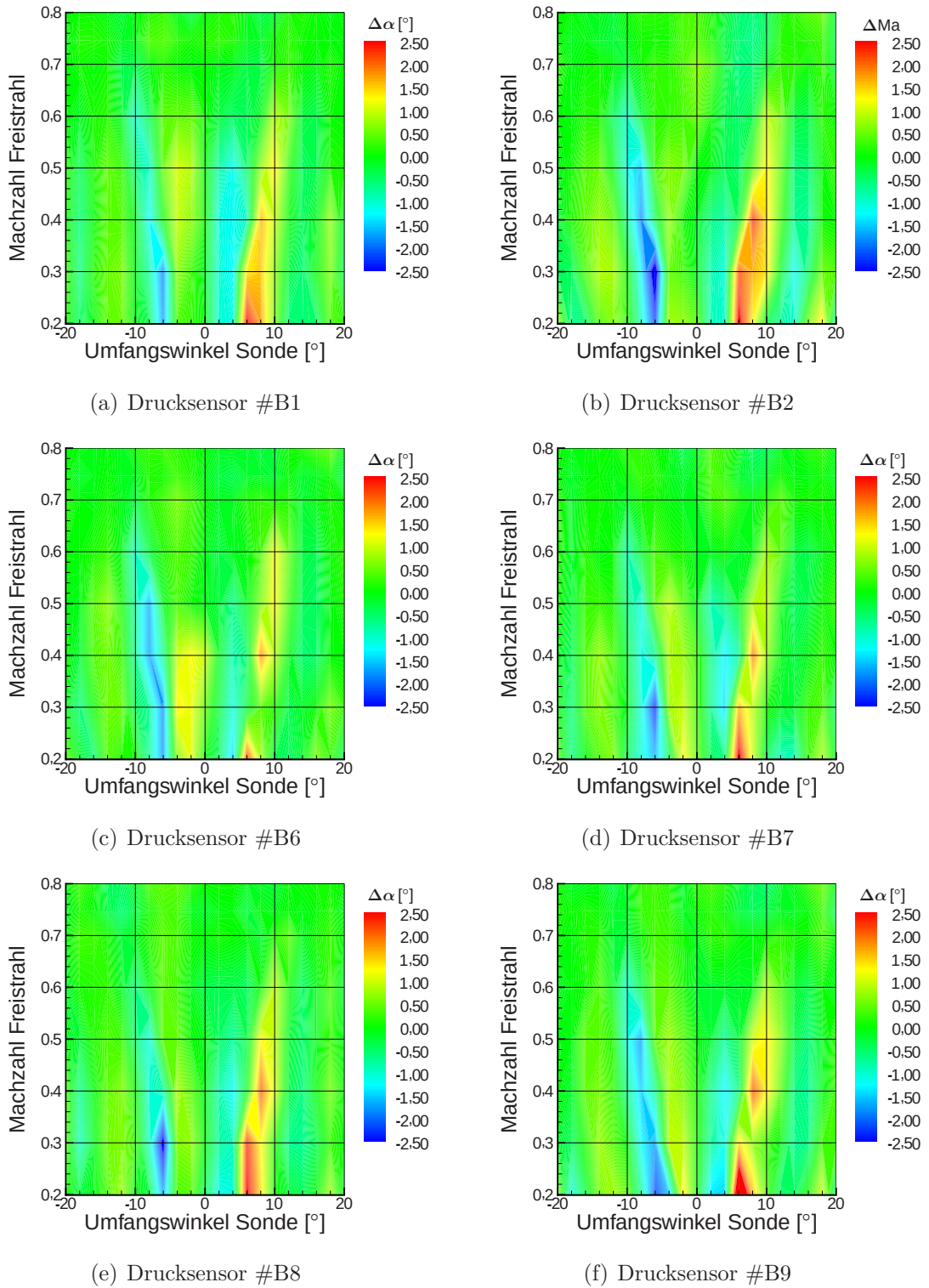


Abb. D.3: Abweichungen des Polynoms des Umfangswinkels der Sonde B für die Sensoren #B1 bis #B2 und #B6 bis #B9 (Sensor 4 defekt)

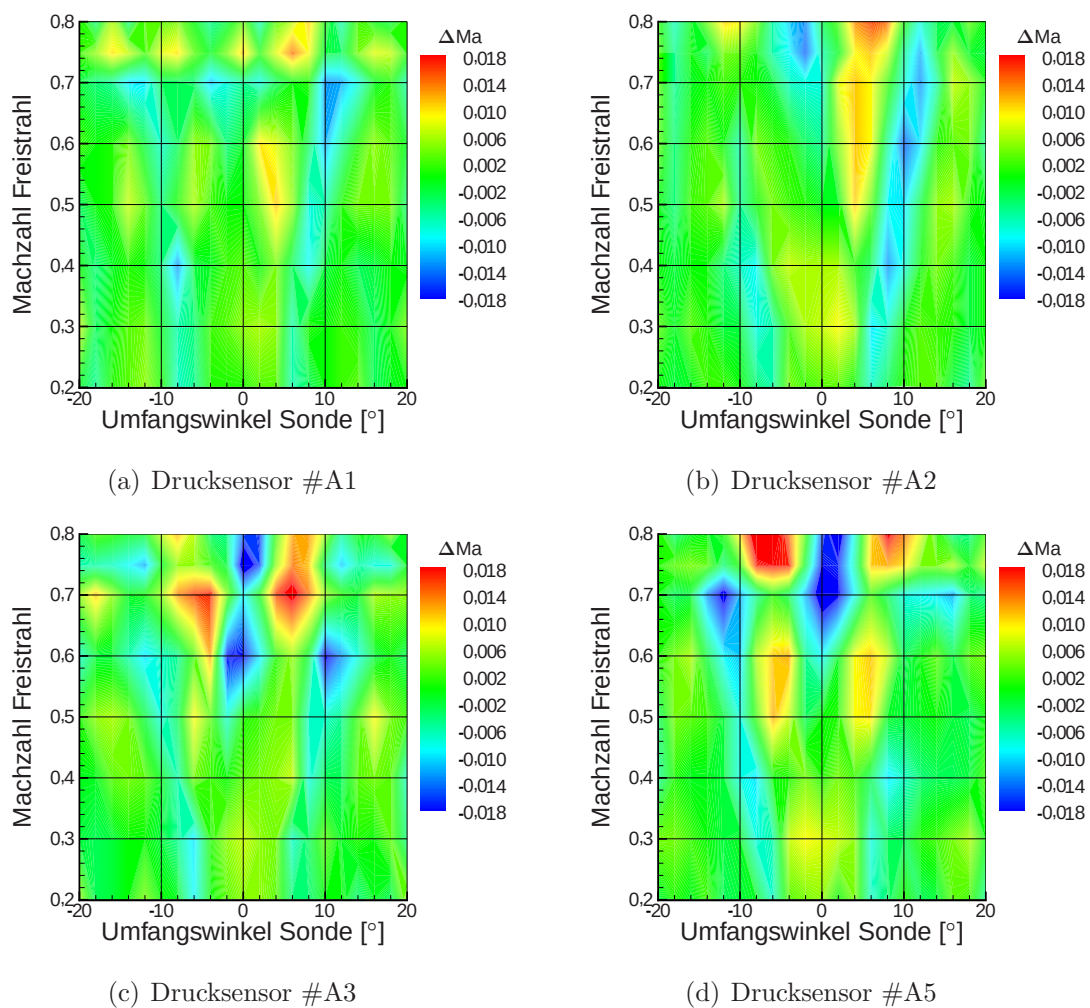
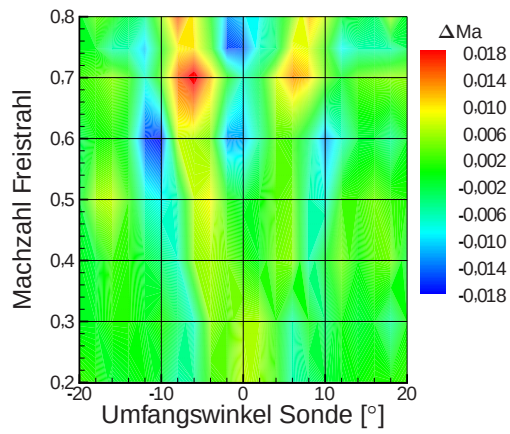
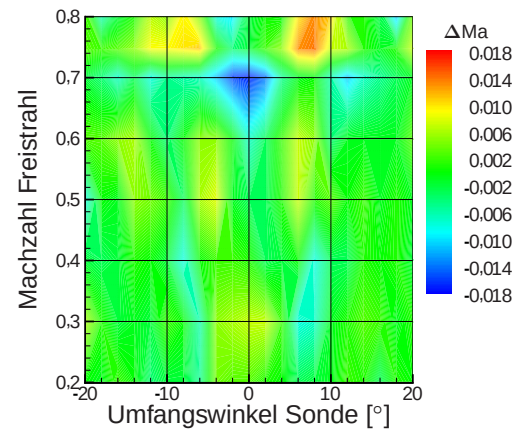


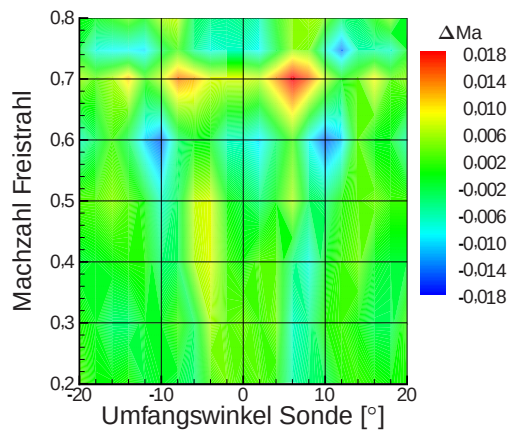
Abb. D.4: Abweichungen des Polynoms der Machzahl der Sonde A für die Sensoren #A1 bis #A5 (#A4 siehe Kap. 5.2.2, S.68)



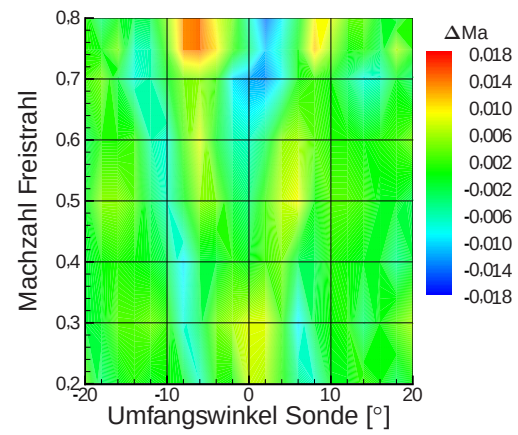
(a) Drucksensor #A6



(b) Drucksensor #A7



(c) Drucksensor #A8



(d) Drucksensor #A9

Abb. D.5: Abweichungen des Polynoms der Machzahl der Sonde A für die Sensoren #A6 bis #A9

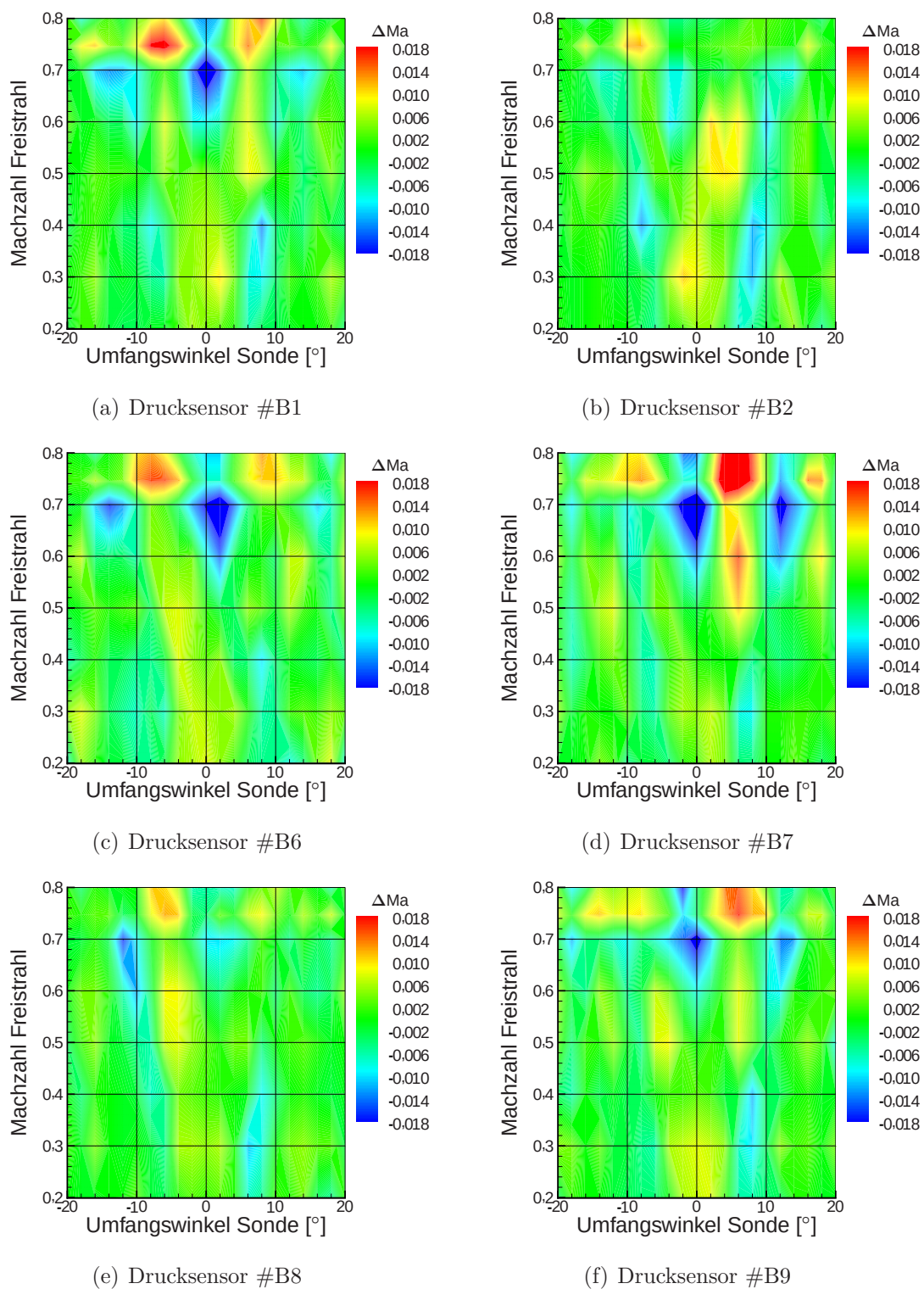


Abb. D.6: Abweichungen des Polynoms der Machzahl der Sonde B für die Sensoren #B1 bis #B2 und #B6 bis #B9 (Sensor 4 defekt)

Literaturverzeichnis

- Baumann, H., Schmidt-Theuner, P.** (1963), “Der Axialverdichter mit verstellbaren Leitschaufeln”, in: *Brown Boveri Mitteilungen*, Bd. 50.
- Betchov, R., Criminale, W.** (1967), *Stability of Parallel Flows*, Academic Press.
- Breuer, T.** (1998), “Numerische Simulation und Voraussage von Verdichterinstabilitäten”, Skript zur Vorlesung „Ausgewählte Kapitel der Turbomaschinen“, Institut für Strahlantriebe und Turboarbeitsmaschinen, RWTH Aachen.
- Breuer, T., Servaty, S.** (1995), “Stall Inception and Surge in High-Speed Axial Flow Compressors”, in: *Loss Mechanisms and Unsteady Flows in Turbomachines*, Nr. 26, AGARD-CP-571, S. 1–17.
- Bräunling, Willy J.G.** (2009), *Flugzeugtriebwerke: Grundlagen, Aero-Thermodynamik, ideale und reale Kreisprozesse, Thermische Turbomaschinen, Komponenten, Emissionen und Systeme*, Springer Verlag, 3. Aufl.
- Camp, T. R., Day, I. J.** (1998), “A Study of Spike and Modal Stall Phenomena in a Low-Speed Axial Compressor”, *Journal of Turbomachinery*, Vol. 120 (3), S. 393–401.
- Cargill, A. M., Freeman, C.** (1991), “High-Speed Compressor Surge with Application to Active Control”, *Journal of Turbomachinery*, Vol. 113 (2), S. 303–311.
- Clausen, M., Müller, M.** (2003), “Zeit-Frequenz-Analyse und Wavelettransformationen”, Skript zur Vorlesung „Zeit-Frequenz-Analysen und Wavelettransformationen“, Institut für Informatik III, Universität Bonn.
- Copenhaver, W. W., Okiishi, T. H.** (1989), “Rotating Stall and Recoverability of a High-Speed Ten-Stage Axial Flow Compressor”, in: *AIAA Paper No. AIAA-89-2687*.
- Cousins, W. T.** (1997), “The Dynamics of Stall and Surge Behavior in Axial-Centrifugal Compressors”, Dissertation, Virginia Polytechnic Institute and State University.

- Cousins, W. T., Jones, M. G., Belling, T. L.** (1995), “Surge and Stall Characteristics of Axial–Centrifugal Compressors: The Enhancement to Engine Stability”, in: *Loss Mechanisms and Unsteady Flows in Turbomachines*, Nr. 29, AGARD–CP–571, S. 1–13.
- Cramer, E., Kamps, U.** (2007), Grundlagen der Wahrscheinlichkeitsrechnung und Statistik, Springer Verlag, 2. Aufl.
- Cumpsty, N. A.** (1989), Compressor Aerodynamics, Longman Scientific and Technical.
- Daubechies, I.** (1992), Ten Lectures on Wavelets, Society for Industrial and Applied Mathematics, 9. Aufl.
- Davis, M. W.** (1986), “A Stage–By–Stage Post–Stall Compression System Modeling Technique: Methodology, Validation, and Application”, Dissertation, Virginia Polytechnic Institute and State University.
- Day, I. J.** (1993), “Stall Inception in Axial Compressors”, *Journal of Turbomachinery*, Vol. 115 (1), S. 1–9.
- Day, I. J.** (1994), “Axial Compressor Performance During Surge”, *Journal of Propulsion and Power*, Vol. 10 (3), S. 329–336.
- Day, I. J.** (2006a), “The Fundamentals of Stall and Surge–Part I: Stall”, *VKI Lecture Series 2006–06*.
- Day, I. J.** (2006b), “The Fundamentals of Stall and Surge–Part II: Surge”, *VKI Lecture Series 2006–06*.
- Day, I. J., Cumpsty, N. A.** (1978), “The Measurement and Interpretation of Flow within Rotating Stall Cells in Axial Compressors”, *Journal of Mechanical Engineering Science*, Vol. 20 (2), S. 101–114.
- Day, I. J., Freeman, C.** (1994), “The Unstable Behavior of Low and High–Speed Compressors”, *Journal of Turbomachinery*, Vol. 116 (2), S. 194–201.
- Day, I. J., Greitzer, E.M., Cumpsty, N. A.** (1978), “Prediction of Compressor Performance in Rotating Stall”, *Journal of Engineering for Power*, Vol. 100 (1), S. 1–12.
- de Jager, B.** (1995), “Rotating Stall and Surge Control: A Survey”, in: *34. IEEE Conference on Decision and Control*, S. 1857–1862.

- di Mare, L., Krishnababu, S., Mück, B., Imregun, M.** (2009), “Aerodynamics and Aeroelasticity of a HP Compressor During Surge and Reversed Flow”, in: *Proceedings of the 12 International Symposium on Unsteady Aerodynamics*, Bd. ISUAAAT12.
- DIN EN 60584 – 1** (1996), Thermopaare - Teil 1: Grundwerte der Thermospannungen, Beuth Verlag.
- DIN EN 60584 – 2** (1994), Thermopaare - Teil 2: Grenzabweichungen der Thermospannungen, Beuth Verlag.
- DIN EN 60584 – 3** (2008), Thermopaare - Teil 3: Thermoleitungen und Ausgleichsleitungen - Grenzabweichungen und Kennzeichnungssystem, Beuth Verlag.
- Dowing, P. M.** (1972), “Reverse flow sensing hot wire anemometer”, *J. Phys. E: Sci. Instrum.*, Vol. 5 (9), S. 849–851.
- Emmons, H., Paerson, C., Grant, C.** (1955), “Compressor Surge and Stall Propagation”, *ASME Trans.*, Vol. 77 (455—469).
- Ernst, M.** (2011), “Analyse der Rotor–Stator–Interaktionen und Schwingungsanregungen in einem zweistufigen Axialverdichter mit integralen Laufrädern”, Dissertation, RWTH Aachen.
- Esser, B.** (1991), “Die Zustandsgrößen im Stoßwellenkanal als Ergebnisse eines exakten Riemannlösers”, Dissertation, RWTH Aachen.
- Fink, D. A., Cumpsty, N. A., Greitzer, E. M.** (1991), “Surge Dynamics in a Free-Spool Centrifugal Compressor System”, in: *ASME Paper No. 91-GT-31*.
- Frodl, B.** (1995), “Schaufelbelastung durch Pumpen in Verdichtern”, Dissertation, Fortschritt-Berichte VDI Reihe 7, Strömungstechnik Nr. 259, VDI-Verlag, Düsseldorf.
- Gallus, H. E.** (1976), “Multiparameter Approximation of Calibrating Values of Multiholeprobes, Measuring Techniques in Transsonic and Supersonic Cascade Flow”, *Communication de l’Institut de Thermique Appliquée*.
- Gamache, R. N., Greitzer, E. M.** (1986), “Reverse Flow in Multistage Axial Compressors”, in: *AIAA Paper No. AIAA-86-1747*.
- Gamache, R. N., Greitzer, E. M.** (1990), “Reverse Flow in Multistage Axial Compressors”, *Journal of Propulsion*, Vol. 6 (4), S. 461–473.

- Garnier, V. H., Epstein, A. H., Greitzer, E. M.** (1991), “Rotating Waves as a Stall Inception Indication in Axial Compressors”, *Journal of Turbomachinery*, Vol. 113 (2), S. 290–301.
- Gerlach, G., Werthschützky, R.** (2005), “50 Jahre Entdeckung des piezoresistiven Effekts – Geschichte und Entwicklungsstand piezoresistiver Sensoren”, *Technisches Messen*, Vol. 72 (2), S. 53–76.
- Gorrell, E. S.** (1990), “An Experimental Study of Exit Flow Patterns in a Multistage Compressor in Rotating Stall”, Aero Propulsion and Power Directorate, Air Force Technical Report WL-TR-90-2083.
- Gossweiler, C. R.** (1993), “Sonden und Messsystem für schnelle aerodynamische Strömungsmessung mit piezoresistiven Druckgebern”, Dissertation, ETH Zürich.
- Greitzer, E. M.** (1976a), “Surge and Rotating Stall in Axial Flow Compressors - Part I: Theoretical Compression System Modelling”, *Journal of Engineering for Power*, S. 190–198.
- Greitzer, E. M.** (1976b), “Surge and Rotating Stall in Axial Flow Compressors - Part II: Experimental Results and Comparison with Theory”, *Journal of Engineering for Power*, S. 199–217.
- Greitzer, E. M.** (1981), “The Stability of Pumping Systems – The 1980 Freeman Scholar Lecture”, *Journal of Fluids Engineering*, Vol. 103, S. 193–242.
- Greitzer, E. M., Moore, F. K.** (1986), “A Theory of Post-Stall Transients in Axial Compression Systems: Part II - Application”, *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, Vol. 108 (2), S. 231–239.
- Heenan, A. F., Morrison, J. F.** (1998), “Split-film probes in recirculating flow”, *Measurement Science and Technology*, Vol. 9 (4), S. 638–649.
- Heisenberg, W.** (1927), “Über den anschaulichen Inhalt der quantentheoretischen Kinematik und Mechanik”, *Zs. f. Phys.*, (17), S. 1–26.
- Heneka, A.** (1983), “Entwicklung und Erprobung einer Keilsonde für instationäre dreidimensionale Strömungsmessung in Turbomaschinen”, Dissertation, Universität Stuttgart.
- Horlock, J. H.** (1967), Axialkompressoren, Verlag G. Braun.

- Hosny, W. M., Steenken, W. G.** (1986), “Aerodynamic Instability of an Advanced High-Pressure-Ratio Compression Component”, in: *AIAA Paper No. AIAA-86-1619*.
- Hoynacki, A.** (1999), “Experimentelle Untersuchung instationärer Strömungsvorgänge in einem dreistufigen Axialverdichter mit CDA-Beschaufelung”, Dissertation, RWTH Aachen.
- IABGmbH** (2008), Luftfahrttechnisches Handbuch, Bd. AD Aerodynamik, IABGmbH.
- Inoue, M., Kuromaru, M., Tanino, T., Furukawa, M.** (2000), “Propagation of Multiple Short-Length-Scale Stall Cells in an Axial Compressor Rotor”, *Journal of Turbomachinery*, Vol. 125, S. 45–54.
- ISA** (2002), A Guide for the Dynamic Calibration of Pressure Transducers, The Instrumentation, Systems, and Automation Society.
- Jeschke, P.** (2010), “Luftfahrtantriebe I und II”, Skript zur Vorlesung „Luftfahrtantriebe“, Institut für Strahlantriebe und Turboarbeitsmaschinen, RWTH Aachen.
- Kühhorn, A., Beirow, B., Klauke, T.** (2006), “Theoretische und experimentelle Untersuchungen von Schaufelschwingungen bei Verdichterintegralrädern”, in: *Forum der Forschung*, Nr. 19, BTU Cottbus, Eigenverlag.
- Kiesow, H.-J.** (1984), “Leitschaufelverstellung bei mehrstufigen Axialverdichtern”, Dissertation, Universität Hannover.
- Kim, K. H., Fleeter, S.** (1994), “Compressor Unsteady Aerodynamic Response to Rotating Stall and Surge Excitations”, *Journal of Propulsion and Power*, Vol. 10 (5), S. 698–708.
- Klauke, T.** (2007), “Schaufelschwingungen realer integraler Verdichterräder im Hinblick auf Verstimmung und Lokalisierung”, Dissertation, Brandenburgische Technische Universität Cottbus.
- Kümmel, W.** (1976), “Untersuchung der verlustbehafteten räumlichen Strömung in einem Axialverdichter mit besonderer Berücksichtigung der Seitenwandgrenzschicht”, Dissertation, RWTH Aachen.
- Koff, S. G., Greitzer, E. M.** (1986), “Axisymmetrically Stalled Flow Performance for Multistage Axial Compressors”, *Journal of Turbomachinery*, Vol. 108, S. 216–223.
- Kulite** (2004), Pressure Transducer Handbook, Kulite Semiconductor Products, Inc.

- Kutyniok, G.** (1998), “Zeit- /Frequenzanalyse”, *Kognitive Neuropsychologie des Menschen*, Vol. 1 (1), S. 11–20.
- Lechner, C., Seume, J.** (Hrsg.) (2003), Stationäre Gasturbinen, Springer Verlag.
- Lepicovski, J., Braunscheidel, E. P.** (2006), “Measurement of Flow Pattern within a Rotating Stall Cell in an Axial Compressor”, in: *ASME Paper No. GT2006-91209*.
- Longley, J. P.** (2007), “Calculating Stall and Surge Transients”, in: *ASME Paper No. GT2007-27378*.
- Longley, J. P., Hynes, T. P.** (1990), “Stability of Flow through Multistage Axial Compressors”, *Journal of Turbomachinery*, Vol. 112 (1), S. 126–132.
- Maaß, M.** (1995), “Kalibrierung von Halbleiter-Drucksonden”, Deutsche Forschungsanstalt für Luft- und Raumfahrt e.V., DLR-Mitteilung Nr. 95-03.
- Mallat, S.** (2009), A Wavelet Tour of Signal Processing, Elsevier, 3. Aufl.
- Matzgeller, R.** (2011), “Aspects of Discrete Tip Injection on a Multistage Axial Compressor”, Dissertation, Vienna University of Technology.
- Mazzawy, R. S.** (1979), “Surge-Induced Structural Loads in Gas Turbines”, in: *ASME Paper No. 79-GT-91*.
- McDougall, N. M., Cumpsty, N. A., Hynes, T. P.** (1990), “Stall Inception in Axial Compressors”, *Journal of Turbomachinery*, Vol. 112 (1), S. 116–123.
- Moore, F. K., Greitzer, E. M.** (1986), “A Theory of Post-Stall Transients in Axial Compression Systems: Part I - Development of Equations”, *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, Vol. 108 (1), S. 68–76.
- Najimi, A.-H., Sadowski, J.** (1997), “The Continuous Wavelet Transform and Variable Resolution Time-Frequency Analysis”, *APL Technical Digest*, Vol. 18 (1).
- Oertel, H.** (1966), Stossrohre, Springer Verlag.
- Preute, R. P.** (2000), “Experimentelle Untersuchung der aerodynamischen Instabilität in einem mehrstufigen, transsonischen Axialverdichter”, Dissertation, Ruhr-Universität Bochum.
- Püst, L.** (1992), “Modified Surge Dynamics in an Axial Compressor”, in: *ASME Paper No. 92-GT-59*.

- Pumpreen, R. C.** (1993), Compressor Surge and Stall, Concepts ETI, Inc., Norwich, Vermont, USA 05055.
- Reuß, N.** (2005), “Untersuchung von kombinierten Eintrittstotaldruckstörungen auf das instationäre Betriebsverhalten eines fünfstufigen Hochdruckverdichters”, Dissertation, Universität der Bundeswehr München.
- Rippl, A.** (1995), “Experimentelle Untersuchungen zum instationären Betriebsverhalten an der Stabilitätsgrenze eines mehrstufigen transsonischen Axialverdichters”, Dissertation, Ruhr-Universität Bochum.
- Rudy, M. D.** (1982), “Transient Blade Response due to Surge Induced Structural Loads”, SAE Technical Paper Series, No. 821438.
- Russler, P.** (1993), “An Investigation of the Surge Behavior of a High-Speed Ten-Stage Axial Flow Compressor”, Aero Propulsion and Power Directorate, Air Force Technical Report WL-TR-93-2076.
- Schlamann, U.** (1985), “Experimentelle Untersuchung der Strömungsphänomene des Rotating Stall und des Pumpens bei mehrstufigen, hochbelasteten Axialverdichtern”, Dissertation, Fortschritts-Berichte VDI Reihe 7, Nr. 91, VDI Verlag, Düsseldorf.
- Schönenborn, H., Breuer, T.** (2004), “Aerodynamic and Mechanical Vibration Analysis of a Compressor Blisk at Surge”, in: *ASME Paper No. GT2004-53579*.
- Schönenborn, H., Breuer, T.** (2011), “Aeroelasticity at Reversed Flow Conditions - Part 2: Application to Compressor Surge”, in: *ASME Paper No. GT2011-45035*.
- Schröder, W.** (2004), Fluidmechanik, Bd. 7, Wissenschaftsverlag Mainz in Aachen, Aerodynamisches Institut und Lehrstuhl für Strömungslehre der RWTH Aachen.
- Small, C. J., Lewis, J. T.** (1985), “High Speed Compressor Rig as a Stall Recovery Tool”, in: *AIAA Paper No. AIAA-85-1428*.
- Smith, C. S.** (1954), “Piezoresistance effect in germanium and silicon”, *Physical Review*, Vol. 94 (1), S. 42–49.
- Sokolov, M., Ginat, Z.** (1992), “The ladder probe: reverse flow measurements with a hot-wire rake”, *Experiments in Fluids*, Vol. 12, S. 307–318.
- Sugiyama, Y.** (1984), “Surge Transient Simulation in Turbo-Jet Engine”, Dissertation, University of Cincinnati.

- Torrence, C., Compo, G. P.** (1998), “A Practical Guide to Wavelet Analysis”, *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, Vol. 79, S. 61–78.
- Traupel, W.** (1982), Thermische Turbomaschinen: Geänderte Betriebsbedingungen, Regelung, Mechanische Probleme, Temperaturprobleme, zweiter Band, Springer Verlag, 3. Aufl.
- Tryfonidis, M., Etchevers, O., Paduano, J., Epstein, A. H., Hendricks, G. J.** (1995), “Pre-Stall Behavior of Several High-Speed Compressors”, *Journal of Turbomachinery*, Vol. 117, S. 62–80.
- Uhlmann, H.-G.** (2003), “Früherkennung aerodynamischer Verdichterinstabilitäten mittels Wavelet-Transformationsregeln”, Dissertation, Technische Universität München.
- Unbehauen, H.** (2008), Regelungstechnik I – Klassische Verfahren zur Analyse und Synthese linearer kontinuierlicher Regelsysteme, Fuzzy-Regelsysteme, Vieweg+Teubner Verlag, 8. Aufl.
- Vahdati, M., Simpson, G., Imregun, M.** (2008), “Unsteady Flow and Aeroelasticity Behavior of Aeroengine Core Compressors During Rotating Stall and Surge”, *Journal of Turbomachinery*, Vol. 130 (3).
- Voß, H.** (1994), “Beanspruchungsanalyse der hinteren Stufen von Industrie-Axialverdichtern”, Dissertation, Universität der Bundeswehr Hamburg.
- von Ardenne, A., Musiol, G., Klemradt, U.** (Hrsg.) (2005), Effekte der Physik und ihre Anwendungen, Harri Deutsch, 3. Aufl.
- von Grünigen, D. Gh.** (2002), Digitale Signalverarbeitung, Fachbuchverlag Leipzig, 2. Aufl.
- Walbaum, M.** (1999), “Entstehungsmechanismen und Erscheinungsformen des Rotating Stall in einem sechsstufigen Axialverdichter mit verstellbaren Leitschaufeln”, Dissertation, Fortschritts-Berichte VDI Reihe 7, Nr. 352, VDI Verlag, Düsseldorf.
- Weise, K., Wöger, W.** (1999), Meßunsicherheit und Meßdatenauswertung, WILEY-VCH Verlag.
- Wilke, I.** (2005), “Verdichterstabilisierung mit passiven Gehäusestrukturen”, Dissertation, Technische Universität München.
- Wuest, W.** (1969), Stömungsmesstechnik, Friedr. Vieweg Sohn.

- Zielinski, M., Ziller, G.** (2003), “Noncontact Crack Detection on Compressor Rotor Blades to Prevent Further Damage after HCF–Failure”, in: *RT Organisation, Paper No. RTO–MP–AVT–121*.
- Zielinski, M., Ziller, G.** (2005), “Noncontact Blade Vibration Measurement System for Aero Engine Application”, in: *ISABE Paper No. 1220*.