Technische Universität München Institute für Energietechnik

Lehrstuhl für Thermodynamik

# Zum Einfluss transversaler akustischer Anregung auf die Dynamik turbulenter vorgemischter Drallflammen

## **Martin Werner Hauser**

Vollständiger Abdruck der von der Fakultät für Maschinenwesen der Technischen Universität München zur Erlangung des akademischen Grades eines

#### DOKTOR - INGENIEURS

genehmigten Dissertation.

Vorsitzender: Univ.-Prof. Dr.-Ing. Michael Zäh

Prüfer der Dissertation:

- 1. Univ.-Prof. Dr.-Ing. Thomas Sattelmayer
- 2. Univ.-Prof. Dr.-Ing. Manfred Hajek

Die Dissertation wurde am 17.09.2013 bei der Technischen Universität München eingereicht und durch die Fakultät für Maschinenwesen am 17.02.2014 angenommen.

I have no data yet. It is a capital mistake to theorize before one has data. Insensibly one begins to twist facts to suit theories, instead of theories to suit facts.

Sir Arthur Ignatius Conan Doyle. The Adventures of Sherlock Holmes: A Scandal in Bohemia. The Strand Magazine, 1891.

# Vorwort

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Lehrstuhl für Thermodynamik der Technischen Universität München. Sie wurde im Rahmen des Projektes "Verhalten von Vormischflammen in akustisch zweidimensionalen Systemen" von der Deutschen Forschungsgemeinschaft (DFG) gefördert.

Mein besonderer Dank gilt meinem Doktorvater, Professor Dr.-Ing. Thomas Sattelmayer, für die Betreuung der Arbeit, das entgegengebrachte Vertrauen sowie für die Übernahme des Hauptreferates. Darüber hinaus möchte ich mich bei Ihm für die gewährten wissenschaftlichen Freiräume, die wertvollem Impulse und die ausdauernde Unterstützung bedanken.

Herrn Prof. Dr.-Ing. Manfred Hajek danke ich für das Interesse an meiner Arbeit und die freundliche Übernahme des Koreferats. Herrn Prof. Dr.-Ing. Michael Zäh danke ich für die Abwicklung des Promotionsprozesses und die Übernahme des Vorsitzes bei der mündlichen Prüfung.

Für die freundschaftliche Zusammenarbeit möchte ich mich bei allen aktuellen und ehemaligen Mitarbeiterinnen und Mitarbeitern des Lehrstuhls, inklusive denen der Werkstätten und des Sekretariats, herzlich bedanken. Ein weiterer Dank gilt Herrn Dr.-Ing. Christoph Hirsch für die anregenden Diskussionen.

Eine besondere Wertschätzung haben sich alle Studentinnen und Studenten, speziell Manuel Lorenz und Michael Wagner, durch ihre wertvollen Beiträge und ihren engagierten Einsatz erarbeitet. Herzlichen Dank dafür!

Für die gegenseitige Unterstützung sowie die abwechslungsreiche Zeit am und außerhalb des Lehrstuhls möchte ich mich stellvertretend für alle nicht genannten bei Dr.-Ing. Christoph Mayer, Dr.-Ing. Florian Mittermayer, Dr.-Ing. Klaus Mösl, Leonhard Hörth, Michael Wagner, Dr.-Ing. Robert Kathan, Dr.-Ing. Tobias Holzinger und Volker Kaufmann herzlich bedanken. Ihr seid ein wesentlicher Grund, warum ich immer mit Freude an die Zeit am Lehrstuhl zurückdenken werde! Diese Arbeit ist der Abschluss eines langen Ausbildungsweges. Für die unermüdliche Unterstützung auf dem gesamten, anfangs etwas steinigen Weg möchte ich mich bei meinen Eltern von ganzem Herzen bedanken. Ohne Euch wäre ich nie so weit gekommen!

Meine Frau Antonia hat durch ihr unbegrenztes Verständnis, ihren bedingungslosen Rückhalt und ihre, wenn nötig bestimmende Motivation entscheidend zum Erfolg dieser Arbeit beigetragen, wofür ich ihr nicht genug danken kann. Zu Promovieren und dann die ganze Welt zu entdecken werde ich Dir nie vergessen!

München, im Mai 2014

Martin Hauser

## Kurzfassung

Bei Gasturbinen mit ringförmigem Verbrennungssystem führt das Auftreten von Umfangsschwingungen zur Beeinträchtigung der thermoakustischen Stabilität und folglich des Betriebsbereiches. Um den Einfluss von Umfangsschwingungen in Vorkammern auf das dynamische Flammenverhalten zu bestimmen, wurden experimentelle Untersuchungen an einem thermoakustischen Einzelbrennerprüfstand durchgeführt. Der kreuzförmige Aufbau des Prüfstandes ermöglicht die transversale bzw. senkrecht zur Strömungsrichtung orientierte, akustische Anregung eines Drallbrenners. Diese transversale Anregung bildet das Auftreten von Umfangsschwingungen in einem Einzelbrennerprüfstand nach, wobei dem untersuchten Drallbrenner eine akustische Schnelleschwankung aufgeprägt wurde. Die experimentelle Untersuchung des Übertragungsverhaltens des radialen Drallbrenners bei transversaler Anregung hat gezeigt, dass es durch einen konvektiven Transport- bzw. Überlagerungsmechanismus zur Ausbildung einer rotierenden Strömungsschwankung in der Brennerdüse kommt. Folglich wird das Auftreten der rotierenden Strömungsschwankung von der Anregungsfrequenz und vom Massenstrom bestimmt, was experimentell und theoretisch nachgewiesen wurde. Basierend auf den Erkenntnissen zur rotierenden Strömungsschwankung wurde der qualitative und quantitative Einfluss der transversalen Anregung auf die Flammendynamik ermittelt. Der qualitative Einfluss wurde mit amplitudengewichteten Phasenbildern der Flamme dargelegt. Damit konnte eine rotierende Flammenstruktur eindeutig nachgewiesen und auf die rotierende Strömungsschwankung zurückgeführt werden. Die rotierende Flammenstruktur unterscheidet sich dabei substantiell von der symmetrischen Flammenstruktur bei axialer Anregung. Der quantitative Einfluss wurde durch die Gegenüberstellung von Flammentransferunktionen mit und ohne transversaler Anregung bestimmt. Die transversale Anregung bewirkt Änderungen des Amplituden- und Phasenverlaufes der Flammentransferfunktion, welche ebenfalls auf die rotierende Strömungsschwankung zurückgeführt wurden. Aus der ermittelten Beeinflussung des dynamischen Flammenverhaltens wurde abgeleitet, dass Umfangsschwingungen in der Vorkammer bei der thermoakustischen Stabilitätsanalyse von Ringbrennkammern berücksichtigt werden müssen, um die Zuverlässigkeit und Aussagekraft nicht zu beeinträchtigen. Diese Schlussfolgerung ist auf radiale Drallbrenner beschränkt, wie aus den Erkenntnissen dieser Arbeit hervorgeht.

## Abstract

Circumferential acoustic modes can compromise the thermoacoustic stability and the operating range of gas turbines with annular combustor. To determine the influence of circumferential acoustic modes in the burner approach flow on the dynamic flame behavior an experimental investigation was carried out on a single burner test rig. Due to the cross-wise structure of the test rig a single burner can be excited in transversal direction. The transversal excitation is orientated perpendicular to the flow direction and reproduces the appearance of circumferential modes in a single burner test rig. Thereby an acoustic velocity excitation is applied to the swirl burner. The experimental investigation of the transfer behavior of the radial swirl burner showed that a rotating flow pulsation is developed in the burner nozzle due to a convective transport process and superposition mechanism, respectively. Therefore the formation of the rotating flow pulsation depends on the excitation frequency and the mass flow rate. This has been verified experimentally and theoretically. Based on the identification and characterization of the rotating flow pulsation the qualitative and quantitative influence of the transversal excitation was determined. The qualitative effect is presented through amplitude-weighted phase plots. These clearly reveal a rotating flame structure which originates from the rotating flow pulsation. The rotating flame structure considerably differs from the symmetrical flame structure under axial excitation. The quantitative influence was identified through the comparison of flame transfer functions measured with and without transversal excitation. The transversal excitation leads to changes of the amplitude and the phase of the flame transfer function, which are generated by the rotating flow pulsation. Due to the determined influence on the dynamic flame behavior it is concluded that circumferential acoustic modes have to be taken into account for an accurate and reliable thermoacoustic stability analysis. This conclusion only applies to radial swirl burners, as will be shown in this thesis.

# Inhaltsverzeichnis

N	Nomenklaturxv		
1	Einleitung	1	
	1.1 Hintergrund	1	
	1.2 Thermoakustische Verbrennungsinstabilitäten	2	
	1.3 Zielsetzung und Aufbau	7	
2	Grundlagen		
	2.1 Flammentransferfunktion	11	
	2.2 Wirkungsmechanismen und Modellierung	17	
	2.2.1 Massenstromschwankungen	19	
	2.2.2 Zirkulationsschwankungen	23	
	2.2.3 Überlagerung der Wirkungsmechanismen		
	2.3 Einflussgrößen und Skalierungsmethoden		
	2.3.1 Einfluss der Betriebsparameter		
	2.3.2 Einfluss der Drallzahl und der Brennkammergröße		
	2.4 Umfangsschwingungen	40	
3	Einzelbrennerprüfstand		
	3.1 Hauptmodule des Prüfstandes		
	3.1.1 Vorkammermodul		
	3.1.2 Radialer Drallbrenner – TD1-Brenner		
	3.1.3 Brennkammer		
	3.2 Anregungssysteme	51	
	3.2.1 Axiales Anregungssystem		
	3.2.2 Transversales Anregungssystem	53	
	3.2.3 Anregungskonfigurationen		

	3.3 Betrieb	ospunkte	56
4	Messtech	nik und Datenerfassung	59
	4.1 Geschy	windigkeit	
	4.1.1	Hitzdraht-Anemometrie	
	4.1.2	Positionierung und Ausrichtung	61
	4.1.3	Kalibration und Querempfindlichkeit	62
	4.2 Wärme	efreisetzung	64
	4.2.1	OH*-Chemilumineszenz	65
	4.2.2	Photomultiplier	66
	4.2.3	Hochgeschwindigkeitskamera	67
	4.3 Messda	atenerfassung und FTF-Messung	69
5	Vorunters	suchungen und Konfigurationsauswahl	71
	5.1 FTF ur	nd Übertragungsverhalten des TD1-16 Brenners	72
	5.1.1	Experimentell bestimmte FTF	72
	5.1.2	Modellierung der FTF	74
	5.1.3	Übertragungsverhalten des TD1-16 Brenners	
	5.2 Einflus	ss der Drallzahl auf die FTF	92
	5.2.1	FTF der vier Brennerkonfigurationen in der großen	
	]	Brennkammer	92
	5.2.2	Modellierung des Einflusses der Drallzahl	96
	5.2.3	Einfluss der Drallzahl auf die Wirkungsmechanismen	102
	5.3 Einflus	ss der Brennkammergröße auf die FTF	111
	5.3.1	FTF von vier Brennerkonfigurationen in der kleinen	
	]	Brennkammer	111
	5.3.2	Quantitativer Einfluss der Brennkammergröße	115
	5.3.3	Modellierung und qualitative Vorhersage	118
	5.4 Zusam	menfassung und Konfigurationsauswahl	
6	Einfluss d	er transversalen Anregung	127
	6.1 Übertra	agungsverhalten des TD1-16 Brenners bei TR-Anregung	129
	6.1.1	Bestimmung und Regelung der Schnelleschwankung v' <sub>DS</sub>	
	6.1.2	Identifizierung und Charakterisierung der rotierenden	
		Strömungsschwankung in der Brennerdüse	
	6.1.3	Konvektiver Überlagerungsmechanismus	
	6.1.4	Übergang von TR- zu SI-Anregung	147
	6.1.5	Zusammenfassung zum Übertragungsverhalten des	
	r	TD1-16 Brenners bei TR-Anregung	
	6.2 Flamm	endynamik bei TR- und SI-Anregung	157

<ul> <li>6.2.1 Rotierende Flammenstruktur bei TR- und SI-Anregung</li> <li>6.2.2 Qualitativer und quantitativer Zusammenhang zwischen rotierender Strömungsschwankung und dynamischer</li> </ul>	157
Flammenstruktur	162
6.2.3 Rotierende Flammenstruktur bei den Betriebspunkten P1, P2 un	d
РЗ	170
6.3 Quantifizierung des Einflusses der TR-Anregung durch die FTF	173
6.3.1 Flammenantwort bei ausschließlich TR-Anregung	173
6.3.2 Gegenüberstellung der FTF bei AX- und SI-Anregung	176
6.4 Übertragung auf einen gasturbinentypischen Vormischbrenner	185
7 Zusammenfassung	191
Literaturverzeichnis	197
Verzeichnis betreuter Studienarbeiten	207
Anhang	209
A Modencharakterisierung	211
B Qualität der Messdaten	215
C In der großen und der kleinen Brennkammer ermittelte FTF	221
D Zerlegung der CTA-Signale	223
E FTF bei AX- und SI-Anregung	225
F Axialer Drallbrenner bei TR-Anregung	227
Abbildungsverzeichnis	229
Tabellenverzeichnis	237

# Nomenklatur

#### Lateinische Buchstaben

	A	[-]	Amplitude
	A	$[m^2]$	Fläche
	A	[-]	Kalibrationskoeffizient der Hitzdrahtsonde
	AV	[-]	Amplitudenverhältnis
	В	[-]	Kalibrationskoeffizient der Hitzdrahtsonde
(	С	[-]	Kalibrationskoeffizient der Hitzdrahtsonde
(	d	[-]	Modellparameter
	D	[m]	Durchmesser
	Ď	[Nm]	Drehimpuls
-	f	[Hz]	Frequenz
-	$f_1$	[Hz]	Modellparameter
-	$f_2$	[Hz]	Modellparameter
	E	[V]	Spannung der Whetstone Brücke
]	h	[Js]	Planck Konstante
	I	[-]	Intensität
	İ	[N]	Axialimpuls
	L	[m]	Länge
]	k	[-]	Querempfindlichkeit der Hitzdrahtsonde
1	ṁ	[kg/s]	Massenstrom
]	n	[-]	Interaktionsindex, Modellparameter
1	р	[Pa]	Druck
-	PD	[°]	Phasendifferenz
(	Q	[W]	Wärmefreisetzung
]	r	[m]	Radius, Koordinate
	R	[m]	Radius
	R	[-]	Relation
1	8	[s]	Geneigte Koordinate
	~	[m/a]	Elemmon zozoh win di alzoit

S	[J/K]	Entropie
$S_0$	[-]	Drallzahl
t	[s]	Zeit
Т	[s]	Periodendauer
U	[V]	Anregungsspannung
u	[m/s]	Axiale Geschwindigkeit
W	[m/s]	Umfangsgeschwindigkeit
v	[m/s]	Transversale bzw. tangentiale Geschwindigkeit
V	[m <sup>3</sup> ]	Volumen
X	[m]	Koordinate
Х	[m]	Positionsvektor
v	[m]	Koordinate

z [m] Koordinate

#### **Griechische Buchstaben**

α	[°]	Strömungswinkel bzw. halber Flammenöffnungswinkel
β	[kg]	Modellparameter
Δ	[-]	Differenz
Γ	$[m^2/s]$	Zirkulation
λ	[m]	Wellenlänge
ω	$[m^2/s^2]$	Wirbelstärke
λ	[-]	Luftzahl
λ	[m]	Wellenlänge
θ	[°]	Umfangswinkel, Phasenwinkel
τ	[s]	Zeitverzug, Transportzeit
φ	[°]	Phasenwinkel, Umfangskoordinate
φ	[°]	Phasenwinkel
σ	[s]	Standardabweichung
ω	[1/s]	Kreisfrequenz
ζ	[-]	Modellparameter

 $\chi$  [-] Modellparameter

#### **Hochgestellte Indizes**

- Schwankungsgröße
- ^ Amplitude
- . Zeitableitung
- Mittelwert
- \* Angeregter Zustand

### **Tiefgestellte Indizes**

а	Außen
AAS	Axiale Anregungssystem
AB	Abnahme
approx.	Approximation
BD	Brennerdüse
BK	Brennkammer
DS	Drallschlitz
eff	Effektiv
el	Elektrisch
exp(.)	Experimentell
F	Flamme
FSP	Flammenschwerpunkt
GBK	Große Brennkammer
GF	Gleichförmig
HS	Helikale Strombahn
KBK	Kleine Brennkammer
konv <sub>(•)</sub>	Konvektiv
korr <sub>(.)</sub>	Korrigiert
k	Kontur
lam	Laminar
L	Luft
i	Innen, Umfangsposition
inv	Invertiert
IA	Impulsantwort
Κ	Kontur
$mod_{(\cdot)}$	Modelliert
Μ	Massenstromschwankung
Min	Minimum
MKÜ	Maximale konstruktive Überlagerung
Max	Maximum
MW	Mittelwert
OFH	Obere Flammenhälfte
ROT, rot	Rotierend
Ref	Referenz
S	Entlang der s-Koordinate
S	Zirkulationsschwankung
S1	Modellparameter
S2	Modellparameter
theo, th	Theoretisch
TAS	Transversale Anregungssystem
TM	Transportmodell

Trans	Transport
UFH	Untere Flammenhälfte
VK	Vorkammer
WB	Wirbelstärke Biot-Savart

### Akronyme

AX	Axial
AGP	Amplitudengewichtete Phase
CFD	Computational Fluid Dynamics
CTA	Hitzdrahtsonde (Constant Temperature Anenometry)
FFT	Fast Fourier Transformation
FJR	Free Jet Regime
FTF	Flammentransferfunktion
LES	Large Eddy Simulation
PM	Photomultiplier
SI	Simultan
SIMO	Single-Input-Multiple-Output
SISO	Single-Input-Single-Output
TR	Transversal
WJR	Wall Jet Regime

# 1 Einleitung

Für die Versorgung des weltweit steigenden Bedarfs an Elektrizität sind stationäre Gasturbinen von elementarer Bedeutung. Ein wesentlicher Vorteil von Gasturbinenkraftwerken bei der Stromversorgung ist der flexible Einsatzbereich, der von der Absicherung von Lastspitzen über die Mittellast- bis zur Grundlastversorgung reicht. Zur Mittel- und Grundlastabdeckung werden Gasturbinen meist in Kombination mit einem Dampfturbinenprozess (GuD-Kraftwerk) eingesetzt, wodurch Gesamtwirkungsgrade von über 60% erreicht werden können [90]. Trotz des Ausbaus erneuerbarer Energien und der begrenzten Erdöl- und Erdgasressourcen werden stationäre Gasturbinen auch in Zukunft eine tragende Rolle einnehmen. Die Herausforderung bei der Entwicklung moderner Gasturbinen besteht darin, bei steigenden Rohstoffpreisen und verschärften Restriktionen der Schadstoffemission, die Wettbewerbsfähigkeit am Energiemarkt zu sichern. Aus diesen ökonomischen und ökologischen Vorgaben resultiert die Forderung nach einem möglichst effizienten und zuverlässigen Verbrennungssystem.

## 1.1 Hintergrund

Mit dem Übergang von der Diffusions- zur mageren Vormischverbrennung wurde ein wesentlicher Fortschritt bei der Entwicklung von Verbrennungssystemen erzielt, weil hierdurch die Stickoxidemission (NO<sub>X</sub>) erheblich reduziert werden konnte. Die Stickoxidemission nimmt exponentiell mit der Flammentemperatur zu. Die Regelung der Flammentemperatur bietet somit ein beträchtliches Verbesserungspotential bei der Reduktion der Stickoxidemission. Bei der Diffusionsverbrennung werden Luft und Brennstoff getrennt in den Brennraum eingebracht, weshalb der Mischungsprozess und die Verbrennung simultan verlaufen. Aus diesem Grund erfolgt der Großteil der Reaktion, auch bei magerem Gesamtgemisch, bei fast stöchiometrischen Bedingungen und folglich werden be-

1

sonders hohe Flammentemperaturen erreicht. Bei der mageren Vormischverbrennung hingegen werden Brennstoff und Luft vor dem Eintritt in den Brennraum möglichst homogen vermischt. Die nachfolgende Verbrennung erfolgt mit deutlichem Luftüberschuss, wodurch eine deutliche Verringerung der Flammentemperatur und folglich der Stickoxidemission erreicht wird. Die Reduktion der Stickoxide ist dabei jedoch mit einem deutlich instabileren Verbrennungsprozess verbunden. Die magere Vormischverbrennung ist besonders anfällig für das magere Flammenverlöschen sowie das Rückschlagen der Flamme in den Brenner. Zudem ist dieses Konzept durch die Ausbildung von thermoakustischen Verbrennungsinstabilitäten gekennzeichnet, welche die Effizienz und Zuverlässigkeit des Systems erheblich beeinträchtigen.

## 1.2 Thermoakustische Verbrennungsinstabilitäten

Generell können selbsterregte thermoakustische Instabilitäten in allen techni-Wärmeübergang schen durch die Wechselwirkung Systemen von und/oder -Freisetzung mit der Systemakustik entstehen. Bei den hier betrachteten Verbrennungsinstabilitäten erfolgt die Wärmefreisetzung über einen Verbrennungsprozess. Wärmefreisetzungsschwankungen entstehen durch eine anfängliche Fluktuation der akustischen Feldgrößen und wirken aufgrund der damit verbundenen Volumenschwankung als akustische Quelle. Die von dieser Quelle emittierten Schallwellen werden am Brennkammerende teilweise zur Flamme reflektiert und verursachen bei entsprechender Phasenlage eine Verstärkung der Wärmefreisetzungsschwankung. Durch diesen Rückkoppelungsmechanismus erreichen die Schwankungen der akustischen Feldgröße und der Wärmefreisetzung erhebliche Amplituden. Dies führt zu einer Erhöhung der mechanischen Beanspruchung des Verbrennungssystems. Im Falle einer Resonanzkatastrophe übersteigen diese Schwankungen die Belastbarkeit des Brennraums und verursachen dessen Zerstörung [52]. Zudem bewirkt der Rückkoppelungsmechanismus eine bedeutende Verschlechterung des Verbrennungsprozesses in Bezug auf das Flammenverlöschen, den Flammenrückschlag, die Schadstoffemission und die Effizienz. Aufgrund dieser grundlegenden Beeinträchtigungen wurden in den vergangenen Jahrzenten die Forschungsaktivitäten zu thermoakustischen Verbrennungsinstabilitäten bei Gasturbinen intensiviert.

Die Entstehung von thermoakustischen Verbrennungsinstabilitäten über den Rückkoppelungsmechanismus ist an zwei grundlegende Bedingungen geknüpft [52][68]. Die erste Voraussetzung ist, dass Wärmefreisetzungsschwankung und Druckpulsation im Bereich der Flamme ähnliche Phasenwerte aufweisen. Die Entdeckung dieses Zusammenhangs ist zurückzuführen auf Lord Rayleigh [73], der dies als Erster qualitativ formulierte. Das hieraus formell abgeleitete und nach ihm benannte Rayleigh-Kriterium lautet:

$$\int_{0}^{T} \dot{Q}'(t) \cdot p'(t) \, dt > 0.$$
 (1.1)

In der angegebenen Form wird die gesamte Wärmefreisetzung der Flamme betrachtet, was voraussetzt, dass die räumliche Ausdehnung der Flamme gegenüber der akustischen Wellenlänge klein ist. Dieses Integral besagt, dass eine thermoakustische Instabilität nur entstehen kann, wenn das Produkt aus Wärmefreisetzungsschwankung  $\dot{Q}'(t)$  und Druckschwankung p'(t) über eine Periode positiv ist. Für harmonische Schwingungen wird das Vorzeichen dieses Integrals von der Phasenlage der beiden Schwankungen bestimmt. Für absolute Phasendifferenzen kleiner als 90° ist das Integral positiv und die Schwankungen werden verstärkt. Ist der Wert hingegen größer als 90°, werden die Schwankungen gedämpft. Demnach wird die maximale Verstärkung erreicht, wenn die beiden Schwankungen exakt in Phase sind. Eine übersichtliche Veranschaulichung des Rayleigh-Kriteriums hat Tay [98] erstellt. Das Rayleigh-Kriterium stellt eine notwendige, aber nicht hinreichende Voraussetzung dar, weil für die Entstehung thermoakustischer Instabilitäten eine weitere Bedingung erfüllt sein muss: Den Schwankungsgrößen muss vom Verbrennungsprozess mehr Energie zugeführt werden als durch Verlust- bzw. Dämpfungseffekte abgeführt wird. Die wesentlichen Dämpfungsprozesse sind nach [48][52] die viskose Dissipation bzw. der Wärmeübergang, die Konvektion und/oder Abstrahlung aus dem System, der Energieaustausch zwischen verschiedenen Moden und die von der Strömung hervorgerufene Dissipation. Letztere tritt vor allem bei Querschnittsänderungen sowie Strömungsumlenkungen auf, wobei die akustische Energie durch die Wirbelerzeugung in diesen Bereichen verringert wird. Zur Ausbildung einer thermoakustischen Instabilität kommt es demnach, wenn das Rayleigh-Kriterium positiv und die Energiezufuhr größer als die Dämpfung ist. Unter diesen Voraussetzungen erfahren die Schwankungsgrößen eine stetige Zunahme, welche bei einem linearen System theoretisch zu unendlich hohen Amplitudenwerten führen würde. In der Realität wird jedoch aufgrund nicht-linearer Effekte ein Grenzzyklus erreicht, der durch maximale Schwankungsamplituden gekennzeichnet ist. Aus diesen beiden Voraussetzungen leiten sich direkt drei grundlegende Strategien zur Verringerung von thermoakustischen Verbrennungsinstabilitäten ab: Veränderung der Phasenbeziehung zwischen Druck- und Wärmefreisetzungsschwankung, Erhöhung der Dämpfung des Verbrennungssystems und Verringerung der Flammendynamik.

Bei technischen Verbrennungssystemen bilden sich somit thermoakustische Verbrennungsinstabilitäten aus, wenn es, unter Erfüllung der beiden erläuterten Voraussetzungen, zu einer Rückkoppelung zwischen der Wärmefreisetzung und der Systemakustik kommt. Dieser Rückkoppelungsmechanismus sowie die wesentlichen Wirkungsmechanismen, die zu dessen Anfachung und Ausbildung beitragen, sind in Abbildung 1.1 schematisch veranschaulicht.



Abbildung 1.1: Rückkoppelungsmechanismus von thermoakustischen Verbrennungsinstabilitäten sowie die wesentlichen Wirkungsmechanismen (Entnommen und adaptiert von Sattelmayer [76]).

Der turbulente Verbrennungslärm kann Auslöser von thermoakustischen Verbrennungsinstabilitäten sein, wobei dieser meist nicht direkt am Rückkoppelungsmechanismus beteiligt ist. Dies gilt auch für natürliche, kohärente Strömungsstrukturen wie z.B. die Wirbelablösung in turbulenten Scherschichten. Nachfolgend werden die Wirkungsmechanismen erläutert, die direkt zum Rückkoppelungsmechanismus beitragen und folglich selbstverstärkend sind [48][52]. Die thermoakustische Instabilität ist dabei meist charakterisiert durch eine Schwingungsfrequenz, die im Bereich der Eigenfrequenz des Systems liegt:

• **Geschwindigkeitsschwankung:** Die Rückkoppelung wird von einer Auslenkung der Geschwindigkeit u' und der damit verbundenen Modulation der Wärmefreisetzung initialisiert. Die erzeugte Schallwelle wird am Brennkammeraustritt teilweise reflektiert und bewirkt folglich wieder eine Auslenkung des Geschwindigkeitsfeldes.

- Luftzahlschwankungen: Bei technischen Verbrennungssystemen erfolgt die Brennstoffzufuhr und Mischung im Brenner. Durch Druckund Geschwindigkeitsschwankungen in der Versorgung ergeben sich Modulationen der Brennstoffzufuhr und des Mischungsprozesses. Die resultierenden Luftzahlschwankungen λ' werden konvektiv zur Flamme transportiert und bewirken Wärmefreisetzungsschwankungen über die Energiezufuhr und die Reaktionsrate [2][50][76][89]. Bei flüssigen Brennstoffen entstehen Luftzahlschwankungen zudem durch instationäre Verdampfungs- und Zerstäubungsprozesse [13].
- Erzwungene kohärente Strömungsstrukturen: Die akustischen Feldgrößen bewirken Modulationen des Strömungsfeldes, wodurch kohärente Strömungsstrukturen entstehen. Diese pulsieren dabei mit der Anregungsfrequenz und erzeugen erhebliche Wärmefreisetzungsschwankungen durch die Modulation der Flammenoberfläche und/oder der Reaktionsrate. Ein typisches Beispiel hierfür ist die Wirbelablösung bei Querschnittsänderungen und bei Staukörpern [22][43][77][96].
- Entropiewellen: Durch Luftzahlschwankungen entstehen Entropiewellen s' bzw. Schwankungen der Heißgastemperatur, die am Brennkammeraustritt als Druckschwankung reflektiert werden und eine Rückkoppelung bewirken [13][67].

In Abbildung 1.1 ist zur Vollständigkeit die Bypass Luft aufgeführt, die vorwiegend bei nicht-vorgemischten Verbrennungssystemen von Bedeutung ist. Bei Drallflammen werden zusätzliche Wärmefreisetzungsschwankungen durch Schwankungen der Umfangsgeschwindigkeit w' bzw. Zirkulation  $\Gamma$ ' hervorgerufen [29][40][64][87]. Hirsch et al. [29] lieferten den ersten analytischen Nachweis hierfür, worauf in dieser Arbeit noch detailliert eingegangen wird.

Die Erkenntnisse über die Wirkungsmechanismen zur Ausbildung von Verbrennungsinstabilitäten reichen jedoch nicht aus, um die Stabilitätsgrenzen eines Verbrennungssystems exakt oder näherungsweise korrekt vorhersagen zu können. Aus diesem Grund sind nachträgliche Maßnahmen zur Schwingungsstabilisierung von besonderem Interesse. Der Einsatz von passiven und aktiven Maßnahmen zur Schwingungsstabilisierung ist jedoch mit hohen Kosten verbunden [31][48][52][80]. Die Vermeidung von nachträglichen Maßnahmen kann nur über die Verbesserung der thermoakustischen Grundauslegung erreicht werden. Für eine aussagekräftige Stabilitätsanalyse ist die exakte, quantitative Beschreibung von allen Wirkungsmechanismen mit wesentlichem Einfluss auf die Flammendynamik von entscheidender Bedeutung. Neben der korrekten Erfassung der Wirkungsmechanismen ist ein zuverlässiges Berechnungsverfahren für die Stabilitätsanalyse komplexer Verbrennungssysteme erforderlich. Dafür wurden in den letzten Jahrzehnten verschiedene Methoden entwickelt. Ein umfassender Überblick dieser Berechnungsverfahren wurde von Pankiewitz [70] erstellt. Alle Methoden gehen von den Erhaltungsgleichungen für Masse, Impuls und Energie aus und beschreiben die thermoakustischen Vorgänge entweder im Zeit- oder im Frequenzbereich. In Bezug auf den Modellierungsbedarf und den Rechenaufwand unterscheiden sich diese Methoden erheblich. Tendenziell ist mit steigender Modellierung eine Reduktion des Rechenaufwandes und umgekehrt festzustellen. Die instationäre CFD-Simulation ist mit einem enormen numerischen Aufwand verbunden und deshalb für industrielle Entwicklungsprozesse nicht praktikabel. Als Gegenstück zu den CFD-Simulationen ist die Netzwerkmodellierung zu sehen, die aufgrund ihres geringen Rechenaufwandes in der Industrie weit verbreitet ist. Bei der Netzwerkmodellierung wird das komplexe Verbrennungssystem in einzelne Elemente aufgeteilt, deren akustisches Übertragungsverhalten bekannt ist. Aufgrund des geringen Rechenaufwandes können mit Netzwerkmodellen Stabilitätsanalysen des gesamten, relevanten Betriebsbereiches schnell durchgeführt werden. Netzwerkmodelle werden bereits in der Designphase als ausschlaggebendes Entscheidungskriterium herangezogen und auch für die Abstimmung von passiven und aktiven Maßnahmen zur Schwingungsstabilisierung eingesetzt. Die Zuverlässigkeit der Netzwerkmodellierung hängt von der genauen Beschreibung des Übertragungsverhaltens aller verwendeten Elemente ab. Das kritische Element dabei ist die Flamme, da die exakte Erfassung ihres Übertragungsverhaltens sehr aufwendig und schwierig ist.

Die Standardmethoden zur Bestimmung des Übertragungsverhaltens sind die Messung der Flammentransferfunktion oder der -matrix an speziellen Einzelbrennerprüfständen. Beide Methoden beschreiben das Antwortwortverhalten der Flamme auf eine akustische Anregung im Frequenzbereich. Unabhängig von der Methode wird angenommen, dass das Flammenverhalten im Einzelbrennerprüfstand identisch bzw. vergleichbar mit dem eigentlichen Verbrennungssystem ist. Die Untersuchungen an Prüfständen sind erforderlich, da umfassende Messungen zum dynamischen Flammenverhalten an Gasturbinen nicht möglich sind. Die Übertragbarkeit der Erkenntnisse für die Stabilitätsanalyse ist aber nur zulässig, wenn der Einzelbrennerprüfstand eine detailgenaue Abbildung ist und alle Wirkungsmechanismen mit wesentlichem Einfluss entsprechend berücksichtigt sind. Bei modernen Gasturbinen wird zunehmend auf einen ringförmigen Aufbau von Vorkammer und Brennkammer gesetzt, wodurch neben einer kompakten Bauform auch eine homogenere Verteilung der Turbineneintrittstemperatur erreicht wird. Die Übertragbarkeit der Erkenntnisse vom Einzelbrennerprüfstand auf die Gasturbine wird durch das Ringbrennkammerkonzept beeinträchtigt, wie Kunze [44] experimentell nachgewiesen hat. Der Vergleich des dynamischen Flammenverhaltens in einem Einzelbrennerprüfstand und einer Ringbrennkammer mit 12 über den Umfang verteilten Brennern hat eindeutige Unterschiede aufgezeigt. Diese Unterschiede führten zu der Schlussfolgerung, dass "die im Einzelbrennerversuch ermittelte Charakteristik eines Brenners nur mit Einschränkungen zur Vorhersage des Brennerverhaltens in der Ringbrennkammer herangezogen werden kann" ([44], Seite 100). Die Unterschiede im dynamischen Flammenverhalten wurden auf zwei Ursachen zurückgeführt:

- Wechselwirkung benachbarter Flammen: Durch die Interaktion der Flammen in der Ringbrennkammer wurde eine Reduktion der Drallstärke festgestellt, die zu einer veränderten Flammendynamik führt.
- Einfluss von Umfangsmoden: Umfangsschwingungen sind gekennzeichnet durch senkrecht zur Strömungsrichtung orientierte, akustische Schwankungen. Bei gezielter Anregung der ersten Umfangsmode wurde eine substantielle Änderung der Flammendynamik nachgewiesen.

Zur Vollständigkeit wird darauf hingewiesen, dass die Wechselwirkung benachbarter Brenner/Flammen nicht nur in Ringbrennkammern sondern auch in Silobrennkammer auftreten kann. Hingegen sind Umfangsmoden vorwiegend bei Ringbrennkammern im niedrigen Frequenzbereich relevant. Umfangsmoden können sich sowohl in der Ringbrennkammer als auch in der ebenfalls ringförmigen Vorkammer ausbilden. In Ermangelung genauer Untersuchungen und entsprechender Modelle werden Umfangsmoden bei der Stabilitätsanalyse von Mehrbrenneranordnungen vernachlässigt. Diese Arbeit befasst sich deshalb mit der experimentellen Untersuchung des qualitativen und quantitativen Einflusses von Umfangsmoden in der Vorkammer auf die Flammendynamik. Die genaue Zielsetzung und der Aufbau dieser Arbeit werden nachfolgend erläutert.

## 1.3 Zielsetzung und Aufbau

Zunächst werden anhand von Abbildung 1.2 die unterschiedlichen Schalldruckverteilungen bei Axial- und Umfangsmoden kurz erläutert, um die Aufgabenstellung dieser Arbeit besser einordnen zu können. In dieser Abbildung sind die Ergebnisse der FEM-Eigenfrequenzanalyse für die von Kunze [44] zur experimentellen Untersuchung verwendeten Ringbrennkammer dargestellt. Die linke Seite dieser Abbildung zeigt die Schalldruckverteilung der ersten Axialmode, auf der rechten Seite ist die erste Umfangsmode in der Vorkammer dargestellt.



Abbildung 1.2: Schalldruckverteilung aus der FEM-Analyse für die erste Axial- und Umfangsmode (Entnommen und adaptiert von Kunze [44]).

Die Axialmode zeigt keine Änderung der Schalldruckverteilung in Umfangsrichtung sondern ausschließlich in Strömungsrichtung. Schalldruck- und Schnelleverteilung sind symmetrisch zur Zentralachse der Ringbrennkammer. Bei der ersten Umfangsmode ist die Schalldruckverteilung abhängig von der Umfangsrichtung und nicht symmetrisch zur Zentralachse. Folglich ist die akustische Schnelleschwankung senkrecht zur Strömungsrichtung orientiert. Die Schalldruckverteilung entlang der Umfangskoordinate ist in diesem Fall sinusförmig.

Zur Anregung der ersten Umfangsmode in der Vorkammer hat Kunze [44] ein spezielles Konzept entwickelt, bei dem die Amplituden und Phasen der insgesamt sechs Sirenen angepasst wurden. Die experimentellen Untersuchungen mit Anregung der ersten Umfangsmode haben eine substanzielle Änderung des dynamischen Flammenverhaltens gegenüber den Ergebnissen bei ausschließlich axialer Anregung aufgezeigt. Dabei wurde die Ausbildung einer signifikanten Asymmetrie der Flammenstruktur bzw. -bewegung in den phasenaufgelösten Aufnahmen festgestellt. Entscheidend dabei war, dass diese Änderungen an dem Brenner bestimmt wurden, der sich im Bereich der maximalen akustischen Schnelleschwankung der Umfangsmode befand. Die Erkenntnisse von Kunze [44] waren Grundlage für das von der Deutschen Forschungsgemeinschaft (DFG) geförderte Projekt "Wärmefreisetzungsschwankungen von Vormischflammen in akustisch zwei-dimensionalen Systemen", in dessen Rahmen diese Arbeit entstanden ist. Die experimentellen Untersuchungen dieses Vorhabens sowie die daraus entwickelten Erkenntnisse sind Inhalt dieser Arbeit. Die Zielsetzung der vorliegenden Arbeit ist, zwei konkrete Aufgabenstellungen zum Einfluss von Umfangsmoden in der Vorkammer zu erörtern. Die erste Aufgabenstellung ist die Identifikation und Charakterisierung des zugrundeliegenden Wirkungsmechanismus, welcher die Änderung der Flammendynamik bei Umfangsschwingungen bewirkt. Um die Ausführungen zu diesem Wirkungsmechanismus zu belegen, wird neben der detaillierten Analyse der Versuchsergebnisse auch ein theoretisches Transportmodell entwickelt. Die zweite Aufgabe ist die Bestimmung des qualitativen und quantitativen Einflusses von Umfangsschwingungen auf die Flammendynamik. Hierfür wird zuerst eine spezielle Auswertung der instationären Flammenstruktur erörtert, bevor die Änderungen der Flammentransferfunktion durch die Umfangsschwingung diskutiert werden.

Für die experimentellen Untersuchungen war die am Lehrstuhl für Thermodynamik vorhandene Ringbrennkammer nicht geeignet, weil zum einen durch die geometrischen Abmessungen der Frequenzbereich möglicher Anregung eingeschränkt war. Zum anderen war die messtechnische Zugänglichkeit sehr begrenzt. Aufgrund dieser Einschränkungen war der Aufbau eines neuartigen thermoakustischen Verbrennungsprüfstandes für die Untersuchungen zum Einfluss von Umfangsschwingungen erforderlich. Die Besonderheit des neu entwickelten Prüfstandes ist die kreuzförmige Grundstruktur mit einem axialen und einem transversalen Anregungssystem. Das transversale Anregungssystem ist senkrecht zur Strömungsrichtung ausgerichtet und dient zur Nachbildung von Umfangsschwingungen. Im Kreuzungsbereich dieses Einzelbrennerprüfstands wird ein zwei-dimensionales akustisches Feld erzeugt, das vergleichbar zu dem in einer Ringbrennkammer beim Auftreten von Umfangsschwingungen ist. Um die Betriebscharakteristiken des neuen Prüfstandes zu ermitteln, wurden umfangreiche Voruntersuchungen durchgeführt. Diese Voruntersuchungen wurden bei ausschließlich axialer Anregung durchgeführt und haben neben der Konfigurationsauswahl auch zu einem wesentlichen Erkenntnisgewinn zum dynamischen Flammenverhalten beigetragen. Die Konfigurationsauswahl umfasste die Drallzahl und die Brennkammergröße und war aufgrund der modularen Prüfstandkonstruktion erforderlich. Zudem wurde eine grundlegende Vorstellung zum dynamischen Flammenverhalten bei axialer Anregung als Voraussetzung erachtet, um diese als Referenz gegenüber den Ergebnissen bei transversaler Anregung heranziehen zu können. Aus diesen Gründen werden die Ergebnisse der Voruntersuchung in einem eigenen Kapitel detailliert vorgestellt und erörtert, bevor auf die Untersuchungen mit transversaler Anregung eingegangen wird.

Für einen Überblick über den Aufbau dieser Arbeit werden die Inhalte der einzelnen Kapitel kurz vorgestellt. In dem nachfolgenden Kapitel 2 werden die Grundlagen zum dynamischen Flammenverhalten erörtert, wobei mit der Definition der Flammentransferfunktion und deren Grenzwerte begonnen wird. Die Flammentransferfunktion ist in dieser Arbeit von zentraler Bedeutung, da diese sowohl bei den Voruntersuchungen zum Einfluss der Drallzahl und der Brennkammergröße als auch für die Quantifizierung des Einflusses der transversalen Anregung eingesetzt wird. Die Flammentransferfunktion von eingeschlossenen Drallflammen wird als Überlagerung von zwei Wirkungsmechanismen dargelegt. Dabei werden die beiden Wirkungsmechanismen, Massenstrom- und Zirkulationsschwankungen, erläutert, deren Modellierung vorgestellt und eine theoretische Fallstudie zur Überlagerung analysiert. Abschließend werden wesentliche Veröffentlichungen zur Flammendynamik zusammengefasst, wobei detailliert auf die Studien zum Einfluss von Umfangsmoden eingegangen wird.

In Kapitel 3 wird der neu entwickelte Einzelbrennerprüfstand vorgestellt. Dabei werden die Konstruktion, die Anregungssysteme und die Betriebscharakteristika behandelt. In Kapitel 4 werden die Messtechniken zur Bestimmung der Geschwindigkeits- und Wärmefreisetzungsschwankungen präsentiert. Abschließend wird die Durchführung der FTF-Messungen erläutert.

In Kapitel 5 werden die Voruntersuchungen zum Einfluss der Drallzahl und der Brennkammergröße auf die Flammentransferfunktion vorgestellt. Zunächst wird die Flammentransferfunktion des radialen Drallbrenners analysiert und deren Modellierung als Überlagerung der zwei Wirkungsmechanismen dargelegt. Darauf aufbauend werden die experimentell ermittelten Flammentransferfunktionen von vier Drallzahlen analysiert. Die Modellierung der Flammentransferfunktionen unterschiedlicher Drallzahl zeigt, dass Massenstrom- und Zirkulationsschwankung eine umgekehrte Abhängigkeit von der Drallzahl aufweisen. Mit den in zwei Brennkammern unterschiedlicher Querschnittsfläche ermittelten Flammentransferfunktionen wird der Einfluss der Brennkammergröße quantitativ nachgewiesen. Abschließend werden die Kriterien zur Konfigurationsauswahl für die Untersuchungen mit transversaler Anregung dargelegt.

Kapitel 6 beginnt mit der Identifikation und Charakterisierung des Wirkungsmechanismus, der bei transversaler Anregung die Ausbildung der asymmetrischen Strömungsschwankung hervorruft. Durch die Übereinstimmung zwischen den Messergebnissen und dem entwickelten Transportmodell wird der Wirkungsmechanismus als konvektiver Überlagerungsprozess im Drallbrenner bestätigt. Die aus der transversalen Anregung resultierende, asymmetrische Flammenstruktur wird mit Hilfe einer speziellen Auswertungsmethode für phasenaufgelöste Flammenbilder analysiert. Die quantitativen Auswirkungen werden durch die Gegenüberstellung von Flammentransferfunktionen mit und ohne transversaler Anregung dargelegt. Kapitel 6 endet mit der Übertragung der Erkenntnisse auf einen gasturbinentypischen Vormischbrenner. Die Arbeit schließt mit einer Zusammenfassung der wesentlichen Ergebnisse in Kapitel 7.

# 2 Grundlagen

Die FTF ist das zentrale Element dieser Arbeit und wird sowohl für die Voruntersuchungen zum Einfluss der Drallzahl und der Brennkammergröße als auch zur Quantifizierung des Einflusses der transversalen Anregung eingesetzt. Ein grundlegendes Verständnis für die Charakteristiken der FTF und der zugrunde liegenden Wirkungsmechanismen ist Voraussetzung, um diese zur Quantifizierung von Einflussgrößen auf die Flammendynamik zu verwenden. Deshalb werden in den folgenden drei Abschnitten die Definition der FTF, die beiden zugrunde liegenden Wirkungsmechanismen und die bisherigen Erkenntnisse über Einflussgrößen, wie z.B. die thermische Leistung, ausführlich dargelegt. Diese Ausführungen orientieren sich teilweise an der Arbeit von Freitag [20]. Die Erkenntnisse von Kunze [44] zum Einfluss von Umfangsmoden sind die Grundlage dieser Arbeit und werden im letzten Abschnitt dieses Kapitels umfassend erörtert. Darin wird zusätzlich ein Überblick über bisher veröffentlichte Studien zum Einfluss von Umfangsmoden auf die Flammendynamik gegeben.

## 2.1 Flammentransferfunktion

Die FTF charakterisiert das frequenzabhängige Antwortverhalten einer Flamme gegenüber einer stromauf gelegenen Störung bzw. Anregung. Bei perfekt vorgemischten Flammen wird die FTF im Allgemeinen definiert als das Verhältnis von relativer Wärmefreisetzungsschwankung  $\dot{Q}'/\dot{Q}$  zu relativer Geschwindigkeits- bzw. Massenstromschwankung u'/ $\bar{u}$  am Brennkammereintritt.

$$FTF(\omega) = \frac{\dot{Q}'(\omega)}{\dot{Q}} \cdot \frac{\bar{u}}{u'(\omega)}$$
(2.1)

Unter der Annahme, dass die Flamme im Mittel ein lineares, zeitinvariantes System ist, können diese Schwankungen als harmonische Schwingungen dargestellt werden.

$$\dot{Q}'(\omega) = \hat{Q}(\omega) \cdot e^{i\omega t - \varphi_{\dot{Q}}(\omega)}$$
(2.2)

$$u'(\omega) = \hat{u}(\omega) \cdot e^{i\omega t - \varphi_u(\omega)}$$
(2.3)

Die FTF kann somit in eine frequenzabhängige Amplitude  $A_{FTF}$  und Phase  $\phi_{FTF}$  zerlegt werden.

$$FTF(\omega) = A_{FTF} e^{i\varphi_{FTF}}$$
(2.4)

$$A_{FTF}(\omega) = \frac{\hat{Q}(\omega)}{\bar{Q}} \cdot \frac{\bar{u}}{\hat{u}(\omega)}$$
(2.5)

$$\varphi_{FTF}(\omega) = \varphi_{\dot{Q}}(\omega) - \varphi_u(\omega)$$
(2.6)

Aus systemtheoretischer Betrachtung stellt die FTF die Übertragungsfunktion eines SISO-Systems (Single-Input-Single-Output) dar. Im Hinblick auf die eingangs erläuterten Voraussetzungen für die Ausbildung einer thermoakustischen Instabilität, Rayleigh-Kriterium und Energiebilanz, beinhaltet die FTF exakt die Informationen, welche die Stabilität eines Verbrennungssystems entscheidend beeinflussen. Die Amplitude der FTF beschreibt in Relation zu den Verlust- bzw. Dämpfungseffekten des Verbrennungssystems, ob die akustischen Feldgrößen durch die Flammendynamik eine Energiezufuhr oder –abfuhr erfahren. Die Phase der FTF bestimmt zusammen mit der Akustik des Verbrennungssystems, in welchen Frequenzbereichen es zu konstruktiver bzw. destruktiver Überlagerung der Druck- und Wärmefreisetzungsschwankungen kommt und gemäß dem Rayleigh-Kriterium (Gln. 1.1), ob sich thermoakustische Verbrennungsinstabilitäten prinzipiell ausbilden können.

Das dynamische Flammenverhalten in thermoakustischen Verbrennungssystemen wird maßgeblich von konvektiven Transportprozessen bestimmt. Eine Oszillation des vorgemischten Brennstoff-Luft-Massenstroms am Brennkammereintritt verursacht eine Oszillation der Wärmefreisetzung in der Brennkammer. Diese beiden Oszillationen weisen jedoch einen charakteristischen Zeitverzug auf, der aus dem konvektiven Transport der Oszillation vom Brennkammereintritt zur Hauptreaktionszone der Flamme resultiert. Dieser Zeitverzug ist im Wesentlichen eine Funktion des Abstandes zwischen Hauptreaktionszone und Brennkammereintritt sowie der mittleren Transportgeschwindigkeit auf dieser Strecke. Die Phase der FTF kann folglich als Funktion dieses Zeitverzuges  $\tau_{FTF}$  angenähert werden:

$$\varphi_{FTF}(\omega) \cong -\omega\tau_{FTF} \tag{2.7}$$

Diese Beschreibung der Phase der FTF stellt global betrachtet eine sehr gute Approximation dar. Durch zusätzliche Schwankungsgrößen, wie z.B. die Zirkulationsschwankungen bei Drallbrennern, können sich deutliche lokale Abweichungen ergeben, worauf in dieser Arbeit noch genauer eingegangen wird. Die Approximation ermöglicht zudem die Ableitung von Grenzwerten der FTF für besonders kleine bzw. hohe Frequenzen, die nachfolgend aufgeführt sind.

$$\lim_{\omega \to 0} \binom{A_{FTF}}{\varphi_{FTF}} = \begin{pmatrix} 1\\0 \end{pmatrix}$$
(2.8)

$$\lim_{\omega \to \infty} \begin{pmatrix} A_{FTF} \\ \varphi_{FTF} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ -\infty \end{pmatrix}$$
(2.9)

Für kleine Frequenzen reagiert die Flamme quasi-stationär auf Schwankungen in der Zuführung, d.h. die Geschwindigkeitsschwankung am Brennkammereintritt bewirkt eine im Verhältnis gleich große Schwankung der Wärmefreisetzung [69]. Für Periodendauern deutlich größer als die konvektive Verzugszeit  $\tau_{FTF}$ ergibt sich folglich eine vernachlässigbar geringe Phasendifferenz. Für hohe Frequenzen verursacht vor allem die räumliche Verteilung der Wärmefreisetzung eine zunehmende Dispersion der Flammenantwort, was eine abnehmende und letztendlich verschwindende Amplitude der FTF bewirkt. Aus mathematischer Betrachtung würde die Phase der FTF mit steigender Frequenz immer weiter abnehmen und gegen Minus unendlich tendieren. Aussagekräftige und sinnvolle Phasenwerte können jedoch nur bis zu einer Grenzfrequenz ermittelt werden, bei welcher die Flammenantwort noch über eine ausreichende Amplitude verfügt. Unabhängig von den nachfolgend beschriebenen Methoden zur Bestimmung der FTF können diese Grenzwerte als Beurteilungskriterium für die korrekte Erfassung des dynamischen Flammenverhaltens herangezogen werden. Ein quantitativer Vergleich zweier FTF kann nur dann durchgeführt werden, wenn jede einzelne FTF diese Kriterien erfüllt. Die oftmals angewandte Normierung von FTF auf eins an der kleinsten gemessenen Frequenz beeinträchtigt die quantitative Aussagekraft unter Umständen erheblich. Zudem stellt die Erfüllung dieser Grenzwerte eine Voraussetzung für die Gültigkeit von Modellansätzen dar.

Die experimentelle Bestimmung der FTF kann über zwei unterschiedliche Methoden erfolgen, die nachfolgend erläutert werden [1][18]:

- Direkte Methode: Diese Methode basiert auf der Definition der FTF. Hierbei werden die Geschwindigkeitsschwankung am Brennkammereintritt mittels Hitzdraht-Anenometrie und die Wärmefreisetzungsschwankung in der Brennkammer z.B. über die OH\*-Chemilumineszenz erfasst. Alternativ zur Hitzdraht-Anenometrie werden auch Multi-Mikrophon-Messungen eingesetzt, wobei die Geschwindigkeitsschwankungen am Brenneraustritt aus den Druckdaten ermittelt werden. Bei nicht vorgemischten Verbrennungssystemen kann diese Methode aufgrund der Beeinträchtigung des Zusammenhangs zwischen Wärmefreisetzung und OH\*-Chemilumineszenz nicht oder nur mit erheblichem Aufwand angewendet werden [82][83].
- Akustische Methode: Dabei werden die Transfermatrizen des Systems 'Brenner' und des Systems 'Brenner + Flamme' über jeweils zwei unabhängige Messkonfigurationen aus den Druckdaten stromauf und stromab dieser Systeme erfasst. Aus diesen beiden Transfermatrizen wird die Flammentransfermatrix (FTM) ermittelt und daraus die FTF berechnet. Die Umsetzung von zwei unabhängigen Messkonfigurationen und die Anzahl der erforderlichen Messungen bedeuten einen erheblichen experimentellen Aufwand. Diese Methode ist ohne Mehraufwand für nicht vorgemischte Verbrennungssysteme einsetzbar [1].

Für die Stabilitätsanalyse mit Netzwerkmodellen muss die experimentell ermittelte FTF in die FTM überführt werden. Umgekehrt muss für die Untersuchung der Flammendynamik die FTF aus der bestimmten FTM berechnet werden. Diese Umrechnungen erfolgen unter Einbeziehung der Rankine-Hugoniot-Relationen [79][80]. Basierend auf diesen Zusammenhängen hat Alemela [1] experimentell nachgewiesen, dass für bestimmte Brennerkonfigurationen beide Methoden vergleichbare Ergebnisse liefern. Für die experimentellen Untersuchungen dieser Arbeit wurde die direkte Methode verwendet, da zum einen das Brennstoff-Luft-Gemisch perfekt vorgemischt wurde und zum anderen der experimentelle Aufwand geringer ist. Unabhängig von der Methode und der Art der akustischen Anregung (Lautsprecher oder Sirene), werden die zu untersuchenden Frequenzen in der Regel einzeln angeregt.

Eine solche schrittweise Untersuchung eines breiten Frequenzbereiches ist für numerische Ansätze zur Bestimmung der FTF nicht praktikabel, weil dies einen immensen Rechenaufwand erfordern würde. Die Entwicklung von numerischen Berechnungsmethoden setzt deshalb auf spezielle Anregungssignale, wie z.B. das weiße Rauschen oder den Einheitsimpuls, welche die Bestimmung der FTF aus einer einzigen instationären CFD-Rechnung ermöglichen. Die FTF wird hierbei durch Transformation der Anregungs- und Antwortsignale aus dem Zeitin den Frequenzbereich ermittelt. Ist ein zuverlässiger Modellierungsansatz vorhanden, bietet dieses Vorgehen zwei entscheidende Vorteile. Zum einen ist es bei CFD-Rechnungen möglich, die benötigten Größen überall zu bestimmen, was bei experimentellen Untersuchungen in der Regel nicht möglich ist. Zum anderen können, ausgehend von einem validierten Referenzfall, Parameterstudien mit überschaubarem Aufwand durchgeführt und somit wesentliche Einflussgrößen identifiziert werden. Zum derzeitigen Stand müssen die numerischen Berechnungsmethoden jedoch zunächst an einem experimentellen Referenzfall validiert werden, da einige Modelle, wie u.a. das Verbrennungsmodell, spezifische Anpassungen erfordern [98][99].

Die experimentelle Erfassung des dynamischen Flammenverhaltens stellt folglich das einzige zuverlässige Vorgehen für aussagekräftige Stabilitätsanalysen von Verbrennungssystemen dar. Eine wesentliche Problematik bei der Entwicklung neuer Verbrennungssysteme besteht darin, dass es derzeit keine Möglichkeit gibt, das dynamische Flammenverhalten korrekt vorhersagen zu können. In der Entwicklungsphase beruhen die Stabilitätsanalysen daher zwangsläufig auf Erfahrungswerten und/oder experimentell bestimmten FTF, welche jedoch an unter Umständen nur bedingt vergleichbaren Versuchsaufbauten ermittelt werden müssen. Aufgrund notwendiger Modifikationen können exakte FTF oftmals nur in einer späten Entwicklungsphase ermittelt werden. Zeigt die darauf basierende Analyse deutliche Stabilitätsprobleme auf, wird der Einsatz von zusätzlichen aktiven und/oder passiven Maßnahmen zur Schwingungsstabilisierung unumgänglich. Die Zuverlässigkeit von Stabilitätsanalysen hängt nicht nur allein von der korrekten Erfassung des dynamischen Flammenverhaltens ab, sondern ebenso von weiteren Parametern, wie z.B. den akustischen Randbedingungen und dem Übertragungsverhalten komplexer Baugruppen. Die hier beschriebene Problematik ist zwar an der Brennkammerentwicklung von Gasturbinen orientiert, tritt jedoch in vergleichbarer Form bei nahezu allen Verbrennungssystemen, wie z.B. bei Raumfahrtantrieben [71] und Reisemobilheizungen [58], auf.

Speziell bei stationären Gasturbinen hat durch die Entwicklung hin zur mageren Vormischverbrennung die Anfälligkeit für thermoakustische Verbrennungsinstabilitäten entscheidend zugenommen. Bedingt hierdurch und getrieben vom stetig steigenden Energiebedarf bei möglichst geringer Schadstoffemission wurden die Forschungsaktivitäten in den vergangen Jahrzehnten anhaltend gesteigert. Das wesentliche Ziel der Forschung ist die Feststellung von Stabilitätsproblemen in einer möglichst frühen Entwicklungsphase. Trotz dieser intensiven Forschungsbemühungen gibt es derzeit keinen allgemein gültigen Modellansatz, welcher die Vorhersage des dynamischen Flammenverhaltens und speziell der FTF für ein gegebenes Verbrennungssystem zulässt. Ein Großteil der Forschungsaktivitäten konzentriert sich auf (eine der) zwei wesentliche(n) Fragenstellungen:

- Welche grundlegenden Wirkungsmechanismen bestimmen das dynamische Flammenverhalten?
- Welche Betriebsparameter haben einen signifikanten Einfluss auf das dynamische Flammenverhalten?

Die erste Fragestellung versucht die Wirkungsmechanismen zu identifizieren, welche einen dominierenden bzw. signifikanten Einfluss auf das dynamischen Flammenverhalten haben. Eine exakte analytische Modellierung bzw. eine korrekte Vorhersage des dynamischen Flammenverhaltens ist ohne die Kenntnis der Wirkungsmechanismen und ihrer Charakteristiken nicht möglich. Wenn alle Wirkungsmechanismen, deren Eigenschaften und ihre Interaktion bekannt sind, wäre es prinzipiell möglich, ein Verbrennungssystem bereits im Designprozess auf seine thermoakustische Stabilität auszulegen bzw. zu optimieren.

Ist das dynamische Flammenverhalten in einem gegebenen System bekannt, so ist die Zielsetzung, die Beeinflussung der Flammendynamik durch Änderung eines Betriebsparameters zu quantifizieren. Bei der zweiten Fragestellung wird versucht, durch Parameterstudien die signifikanten Einflussgrößen zu identifizieren und für diese spezielle Skalierungsgesetze zu bestimmen. Dabei wird die Flammendynamik bzw. speziell die FTF als gegeben aufgefasst und deren parametrisierte Form betrachtet. Im Entwicklungsprozess moderner Gasturbinen haben diese Skalierungsgesetze eine entscheidende Bedeutung. Ausgehend von der korrekten Erfassung des dynamischen Flammenverhaltens für einige wenige Konfigurationen und Betriebszustände können, exakte Skalierungsgesetze vorausgesetzt, Stabilitätsanalysen für alle Betriebszustände durchgeführt werden.

In der Regel ist es nicht möglich, Forschungsstudien einer dieser beiden Fragestellungen eindeutig zuzuordnen, da z.B. Parameterstudien zur Entwicklung von Skalierungsfunktionen auch Rückschlüsse über die zugrunde liegenden Wirkungsmechanismen zulassen bzw. aufzeigen. Umgekehrt können Erkenntnisse über die Wirkungsmechanismen zur Ableitung oder Verbesserung von Skalierungsfunktionen beitragen. Diese mögliche Vermischung der Zielsetzungen ist für die beiden folgenden Abschnitte zu berücksichtigen. Der nachfolgende Abschnitt befasst sich mit den Erkenntnissen sowie der Modellierung der zugrunde liegenden Wirkungsmechanismen von perfekt vorgemischten Drallflammen. Im darauffolgenden Abschnitt wird ein Überblick der wesentlichen Einflussgrößen und Skalierungsgesetze gegeben.

## 2.2 Wirkungsmechanismen und Modellierung

Die wesentlichen Wirkungsmechanismen, die bei technischen Verbrennungssystemen Wärmefreisetzungsschwankungen bewirken und folglich zur Ausbildung von thermoakustischen Verbrennungsinstabilitäten führen können, sind identifiziert (Abs. 1.2). Diese Erkenntnisse reichen jedoch nicht aus, um das dynamische Flammenverhalten exakt vorhersagen zu können und somit die Stabilitätsgrenzen zuverlässig zu prognostizieren. Aus diesem Grund werden oftmals vereinfachte Verbrennungskonfigurationen experimentell untersucht, um die Charakteristiken bestimmter Wirkungsmechanismen gezielt zu erfassen. Die Aufgabe dabei ist die Entwicklung von Modellen, welche die ermittelten Charakteristiken exakt beschreiben und eine Übertragung auf technische Systeme zulassen. Die Genauigkeit dieser Modelle ist abhängig vom Verständnis der zugrunde liegenden physikalischen Vorgänge. Nur wenn diese vollständig verstanden sind, können allgemeingültige und somit übertragbare Modelle entwickelt werden.

Eine wesentliche Schwierigkeit bei der physikalischen Erklärung der FTF besteht nach wie vor im Auftreten von Amplitudenwerten (deutlich) größer eins, wie es in zahlreichen Untersuchungen an perfekt vorgemischten, turbulenten Drallflammen festgestellt wurde [5][20][29][32][36][40][53][63]. Generell wäre aufgrund der räumlichen Ausdehnung der Wärmefreisetzung und des konvektiven Transportes zur Reaktionszone ein deutlich disperses Antwortverhalten anzunehmen. Demnach würde sich mit steigender Frequenz eine kontinuierliche Verringerung der Amplitudenwerte, beginnend bei eins für die untere Grenzfrequenz (Gln. 2.8), ergeben. Bei Drallflammen ist dieses Verhalten jedoch meist erst für hohe Frequenzen zu beobachten, wohingegen im unteren und mittleren Frequenzbereich deutliche Überhöhungen der Amplitude auftreten.

Nach derzeitigem Stand der Forschung wird die FTF einer perfekt vorgemischten Drallflamme von zwei Wirkungsmechanismen, Massenstrom- und Zirkulationsschwankung, bestimmt [29][40][64]. Die Erkenntnis, dass der Flammendynamik zwei sich überlagernde Wirkungsmechanismen zugrunde liegen, stellt einen entscheidenden Ausgangspunkt für die Begründung von Amplitudenwerten größer eins dar. Von elementarer Bedeutung dabei ist, dass Zirkulationsschwankungen (FTF<sub>s</sub>) konvektiv mit der mittleren Strömungsgeschwindigkeit vom Drallerzeuger zur Brennerdüse transportiert werden, wohingegen der Transport der Massenstromschwankung (FTF<sub>M</sub>) im Brenner mit Schallgeschwindigkeit erfolgt. Aus den unterschiedlichen Transportzeiten der beiden Wirkungsmechanismen resultiert der Zeitverzug  $\tau_s$  am Ende der Brennerdüse. In Abhängigkeit von der Frequenz bestimmt dieser Zeitverzug  $\tau_s$ , ob die Überlagerung der Wirkungsmechanismen konstruktiv oder destruktiv ist. Die Ausführungen können wie folgt zusammengefasst werden:

$$FTF(\omega, \tau_S) = FTF_M(\omega) + FTF_S(\omega, \tau_S).$$
(2.10)

Wichtig ist hierbei die Betrachtung des Drallbrenners als SIMO-System (Single-Input-Multiple-Output). Die akustische Anregung in der Vorkammer bewirkt am Drallerzeuger eine Massenstromschwankung und eine Zirkulationsschwankung, die mit unterschiedlichen Geschwindigkeiten zum Brenneraustritt bzw. Brenn-kammereintritt transportiert werden. Beide Schwankungsgrößen werden von der Brennerdüse konvektiv zur Reaktionszone transportiert und bewirken jeweils Wärmefreisetzungsschwankungen. In Abbildung 2.1 sind diese Ausführungen schematisch zusammengefasst, wobei  $\dot{Q}'_{M}$  und  $\dot{Q}'_{S}$  die Wärmefreisetzungsschwankung des jeweiligen Wirkungsmechanismus kennzeichnen<sup>1</sup>.



**Abbildung 2.1:** Schematische Veranschaulichung des Transports der beiden Wirkungsmechanismen, Massenstrom- (u' bzw. m') und Zirkulationsschwankung (w' bzw.  $\Gamma$ ), vom Drallerzeuger bis in die Brennkammer sowie die Überlagerung der resultierenden Wärmefreisetzungsschwankungen ( $\dot{Q}'_{M}$  und  $\dot{Q}'_{S}$ ) (In Anlehnung an [29] und [63]).

$$FTF(\omega, \tau_S, \tau_{\lambda}) = FTF_M(\omega) + FTF_S(\omega, \tau_S) + FTF_{\lambda}(\omega, \tau_{\lambda}).$$

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup> An dieser Stelle wird darauf hingewiesen, dass bei technisch vorgemischten Drallflammen zusätzlich Wärmefreisetzungsschwankungen von Luftzahlschwankungen hervorgerufen werden. Bei realen Verbrennungssystemen setzt sich die FTF folglich aus drei Wirkungsmechanismen zusammen, weshalb der formelle Zusammenhang um einen Term zu erweitern ist [20]:

Der Term FTF<sub> $\lambda$ </sub> beschreibt die Flammendynamik infolge von Luftzahlschwankungen einschließlich der konvektiven Transportzeit  $\tau_{\lambda}$  zwischen Brennstoffzufuhr und Brennkammereintritt. Die experimentellen Untersuchungen dieser Arbeit wurden alle mit perfekt-vorgemischtem Brennstoff-Luft-Gemisch durchgeführt. Aus diesem Grund werden Luftzahlschwankungen im Weiteren nicht berücksichtigt. Der Einfluss von Luftzahlschwankungen auf die Flammendynamik ist von substanzieller Bedeutung bei technischen Verbrennungssystemen. Zur Einarbeitung in diese Thematik wird auf die in Abschnitt 1.2 aufgeführten Arbeiten verwiesen.
Aus systemtheoretischer Betrachtung stellt das dynamische Verhalten einer Drallflamme deshalb ein MISO-System (Multiple-Input-Single-Output) dar. Weil in der Definition der FTF nur die Massenstromschwankung berücksichtigt ist, wird das Auftreten von Amplitudenwerten größer eins prinzipiell verständlich. Die Betrachtung der Flammendynamik als Überlagerung zweier Wirkungsmechanismen stellt zwar einen bedeutenden Fortschritt zum vollständigen physikalischen Verständnis der FTF dar, ist allerdings nicht ausreichend. Ein Grund dafür ist, dass bei Drallflammen Amplitudenwerte von deutlich über zwei ermittelt wurden [18][20][40], was nicht vollständig durch einfache Überlagerung erklärt werden kann. Diese signifikanten Überhöhungen der Amplituden deuten darauf hin, dass mindestens einer der beiden Wirkungsmechanismen über eine zusätzliche Dynamik verfügt, welche nicht vollständig verstanden ist. Freitag [20] hat bei der Modellierung der experimentellen FTF diese zusätzliche Dynamik der Massenstromschwankung zugewiesen, welche demzufolge unabhängig von der Zirkulationsschwankung Amplitudenwerte größer eins bewirkt. Diese Erkenntnis wird von den experimentellen Ergebnissen in dieser Arbeit bestätigt, weshalb auch ein ähnlicher Modellierungsansatz verwendet wird.

Nachfolgend werden wesentliche Untersuchungen und Modellansätze zur Massenstromschwankung präsentiert, wobei der Fokus auf der Beschreibung von Amplitudenwerten größer eins liegt. Die Notwendigkeit hierfür wird erst aus den experimentellen Ergebnissen ersichtlich. Im Anschluss wird die Entstehung von Wärmefreisetzungsschwankungen durch Zirkulationsschwankungen erörtert. Aufbauend auf den Erläuterungen zu den beiden Wirkungsmechanismen wird eine theoretische Analyse der Überlagerungen präsentiert.

### 2.2.1 Massenstromschwankungen

Für die Entwicklung von analytischen Modellen zur Beschreibung des dynamischen Antwortverhaltens auf Massenstromschwankungen werden verschiedene, vereinfachte Flammenkonfigurationen untersucht. Ausgehend vom Gleichgewicht zwischen Flammen- und Transportgeschwindigkeit, werden Wärmefreisetzungsschwankungen meist als Funktion der Schwankung der Flammenoberfläche A'<sub>F</sub> und/oder der laminaren Flammengeschwindigkeit s'<sub>lam</sub> ermittelt.

$$FTF_M(\omega) \approx f(A'_F; s'_{lam})$$
 (2.11)

Basierend auf diesem Ansatz wurden zahlreiche Veröffentlichungen zu perfekt vorgemischten, laminaren Flammenkonfigurationen [9][11][19][72][84][85] vorgestellt. Bei diesen Flammenkonfigurationen wurden Schwankungen der la-

minaren Flammengeschwindigkeit ausgeschlossen (s'<sub>lam</sub>= 0), weshalb die Flammendynamik ausschließlich durch die Modulation der Flammenoberfläche A'<sub>F</sub> beschrieben wird. Die entwickelten Modelle beschreiben die Flammendynamik als Tiefpassfilter, wobei der Abfall der Amplitude von eins auf null mit steigender Frequenz mehr oder weniger schnell erfolgt. Eine Übersicht der entwickelten Modelle ist bei [51] zu finden.

Die Gruppe um Schuller, Durox und Candel hat für verschiedene laminare Flammenformen bzw. –geometrien analytische Modelle entwickelt und experimentelle bestätigt [4][11][12][84][85][86][87]. Als Ansatz dieser Modelle wurde die "G-Equation" verwendet, welche die zeitliche und räumliche Bewegung der Flammenfront beschreibt. Um die Kinematik der Flammenfront zu erhalten, wird zum einen die Veränderung der Flammenfront durch die Strömung berücksichtigt und zum anderen die Ausbreitung der Flammenfront beschrieben. Eine Besonderheit des mit diesem Ansatz für laminare, V-förmige Flammen entwickelten FTF-Modells ist, dass dieses Amplitudenwerte größer eins liefert und somit deutlich von dem zuvor beschriebenen Verhalten eines Tiefpassfilters abweicht. Diese hohen Amplitudenwerte werden aufgrund der verstärkten Modulation der Flammenoberfläche erreicht. Dieses FTF-Modell wurde bestimmt zu:

$$FTF_{lam-V}(\omega_{*},\alpha) = \frac{2}{\omega_{*}^{2}} \frac{1}{1 - \cos^{2}\alpha} \cdot \left[ e^{i\omega_{*}} - 1 - \frac{e^{i\omega_{*}\cos^{2}\alpha} - 1}{\cos^{2}\alpha} \right] \\ + \frac{2i}{\omega_{*}} \frac{1}{1 - \cos^{2}\alpha} \cdot \left[ e^{i\omega_{*}\cos^{2}\alpha} - e^{i\omega_{*}} \right].$$
(2.12)

Die Parameter dieses FTF-Modells sind der halbe Flammenöffnungswinkel  $\alpha$ und die reduzierte Kreisfrequenz  $\omega_*$ . Der halbe Flammenöffnungswinkel  $\alpha$ ergibt sich aus dem Verhältnis von laminarer Flammengeschwindigkeit und mittlere Strömungsgeschwindigkeit. Die reduzierte Kreisfrequenz  $\omega_*$  wurde als Funktion der Kreisfrequenz  $\omega$ , des Brennerdüsenradius R, des halbe Flammenöffnungswinkel  $\alpha$  und der laminaren Flammengeschwindigkeit s<sub>lam</sub> definiert:

$$\omega_* = \frac{\omega R}{s_{lam}} \cos \alpha \tag{2.13}$$

Die maximale Amplitude dieses FTF-Modells ist auf zwei begrenzt, wohingegen in den Experimenten Amplituden von über drei ermittelt wurden. Aus der Analyse dieses FTF-Modells wurde eine Zunahme der maximalen Amplitude mit abnehmendem halben Flammenöffnungswinkel  $\alpha$  ermittelt. D.h. mit steigender räumlicher Ausdehnung und somit geringerer Stabilisierung der Flamme zeigt diese ein verstärktes Antwortverhalten. Diese Tendenz stimmt mit einer Erkenntnis aus den experimentell bestimmten und modellierten FTF aus den Voruntersuchungen überein, worauf bei der Ergebnisdiskussion in Abschnitt 5.2.3 genauer eingegangen wird.

Für turbulente Flammenkonfigurationen ist die Annahme einer konstanten Flammengeschwindigkeit nicht zulässig, da diese stark von der Turbulenzintensität und den turbulenten Längenmaßen abhängt und sich folglich entlang der Flammenfront signifikant ändert. Für die Modellierung von turbulenten Drallflammen hat Schuermans [80] bzw. haben Schuermans et al. [81] deshalb einen direkten Zusammenhang zwischen Wärmefreisetzungsschwankungen und Fluktuationen der turbulenten Flammengeschwindigkeit entwickelt. Unter Berücksichtigung der räumlichen Verteilung der Wärmefreisetzung, approximiert als Normalverteilung, wurde die FTF als Funktion des konvektiven Zeitverzuges  $\tau$ und einer Standardabweichung  $\sigma$  definiert.

$$FTF_{\tau-\sigma}(\omega) = e^{-i\omega\tau - \frac{1}{2}\omega^2\sigma^2}$$
(2.14)

Dieses  $\tau$ - $\sigma$ -Modell beschreibt Wärmefreisetzungsschwankungen, anders als z.B. die Modellierung von Lawn und Polifke [47], unabhängig von Fluktuationen der Flammenoberfläche. Obwohl dieses Modell genaugenommen nur den Einfluss von Massenstromschwankungen berücksichtigt, wurde es auch als Approximation der gesamten FTF von Drallflammen eingesetzt [1][81][81]. Alemela [1] hat dieses Modell um einen Vorfaktor n, genannt Interaktionsindex, erweitert, um die Übereinstimmung mit den Messergebnissen zu verbessern (n- $\tau$ - $\sigma$ -Modell). Für den Interaktionsindex n wurden dabei Werte größer eins ermittelt, wodurch der untere Grenzwert der FTF (Gln. 2.8) nicht mehr erfüllt wird. Als Ursache hierfür wurde die Approximation der axialen Wärmefreisetzungsverteilung als Gaußsche Normalverteilung aufgeführt. Der Interaktionsindex kompensiert die Abweichung, die aus der räumlich begrenzten Ausdehnung der Flammen gegen-über der Normalverteilung resultiert.

Das  $\tau$ - $\sigma$ -Modell wurde von Hirsch et al. [29] sowie Komarek und Polifke [40] für die Erfassung der Massenstromschwankungen verwendet. In der angegebenen Form liefert dieses Modell einen von eins auf null abfallenden Amplitudenverlauf, der von der Standardabweichung  $\sigma$  bestimmt wird. Das  $\tau$ - $\sigma$ -Modell erreicht folglich keine Amplitudenwerte größer eins, weshalb Freitag [20] bei der Modellierung der experimentellen FTF verschiedener Brennkammerdrücke einen anderen Ansatz verwendet hat. Diese experimentellen FTF zeigen eine breite Überhöhung der Flammenantwort, wobei Amplitudenwerte von 2,5 bis 3 erreicht werden. Für die Modellierung der Massenstromschwankung wurde deshalb eine Übertragungsfunktion zweiter Ordnung in Kombination mit einem Zeitverzugsterm verwendet. Die Übertragungsfunktion zweiter Ordnung ist dabei aus der allgemeinen Formulierung einer Übertragungsfunktion beliebiger Ordnung von Pankiewitz [70] abgeleitet.

$$FTF_M(\omega) = e^{-i\omega\tau_M} \frac{1}{1 + \frac{i\omega}{2\pi \cdot f_1} + \left(\frac{i\omega}{2\pi \cdot f_2}\right)^2}$$
(2.15)

Die Übertragungsfunktion zweiter Ordnung bildet für entsprechende Werte der Modellparameter  $f_1$  und  $f_2$  einen Amplitudenverlauf deutlich größer eins ab. In diesem Fall steigt der Amplitudenverlauf, beginnend bei eins für kleine Frequenzen, stetig an und erreicht einen mehr oder weniger stark ausgeprägten Scheitelpunkt. Im Anschluss fällt der Amplitudenverlauf ab und strebt für hohe Frequenzen gegen Null. Der Vorteil dieses Modellansatzes ist die hohe Flexibilität, bedingt durch die freien Parameter f<sub>1</sub> und f<sub>2</sub>. Der Nachteil ist jedoch das Fehlen einer konkreten Beschreibung der physikalischen Vorgänge und somit einer Begründung für die Amplitudenwerte größer Eins. Wie Freitag [20] wird auch bei der Modellierung der experimentellen FTF in dieser Arbeit eine Übertragungsfunktion zweiter Ordnung verwendet, um eine zuverlässige Übereinstimmung zwischen Modell und Experiment zu erreichen. Mit einer zuverlässigen Übereinstimmung können die von Massenstromschwankungen hervorgerufenen Wärmefreisetzungsschwankungen charakterisiert werden. Eine umfangreiche Charakterisierung vorausgesetzt, können mit diesem Vorgehen Rückschlüsse auf das physikalische Wirkungsprinzip ermittelt werden. Diese Überlegung wird mit der Verwendung der Übertragungsfunktion zweiter Ordnung verfolgt.

Für eine graphische Veranschaulichung der Amplituden- und Phasenverläufe des  $\tau$ - $\sigma$ -Modells und der Übertragungsfunktion zweiter Ordnung (FTF<sub>M</sub>) wird auf die Ausführungen in Abschnitt 2.2 bei Freitag [20] verwiesen. Daraus wird auch ersichtlich, dass der Phasenverlauf von Gleichung 2.15 von dem eines einzelnen Zeitverzugsterms aufgrund der Phasenverschiebung durch die Übertragungsfunktion zweiter Ordnung abweicht. Hieraus resultiert die Abweichung zwischen experimentellem und modelliertem Zeitverzug, die bei der Ergebnisdiskussion im Kapitel 5 zu berücksichtigen ist. Im Weiteren wird Gleichung 2.15 als Übertragungsfunktion zweiter Ordnung bezeichnet, der Zeitverzugsterm wird zur Vereinfachung nicht mehr erwähnt.

### 2.2.2 Zirkulationsschwankungen

Hirsch et al. [29] haben aufgezeigt, dass Drallbrenner eine zeitversetzte Zirkulationsschwankung erzeugen, die zusätzliche axiale Geschwindigkeitsschwankungen bewirkt und demzufolge Wärmefreisetzungsschwankungen generiert. Über analytische Beschreibungen wurde der Einfluss von Zirkulationsschwankungen theoretisch erfasst und anhand experimenteller FTF zweier unterschiedlicher Brennerkonfigurationen validiert. Von grundlegender Bedeutung ist die Betrachtung von Drallbrennern als SIMO-System, welche die akustische Geschwindigkeitsschwankung am Drallerzeuger in eine axiale Geschwindigkeitsschwankung und eine zeitversetzte Zirkulationsschwankung am Brenneraustritt umwandeln. Die Zirkulationsschwankung am Brenneraustritt ist nur zeitversetzt, wenn ein Abstand zwischen Drallerzeuger und Brennerdüse besteht. Direkt am Brennkammereintritt positionierte Drallerzeuger weisen keinen Zeitverzug auf. Für Drallbrenner mit technischer Vormischung ist ein Abstand zwischen Drallerzeuger und Brennerdüse zwingend erforderlich, um eine möglichst homogene Brennstoff-Luft-Mischung vor dem Brennkammereintritt zu erreichen. Die Überlegungen zum konvektiven Transport der Zirkulationsschwankungen und dem resultierenden Zeitverzug  $\tau_{\rm S}$  wurden numerisch von [31][63][65][98][108] und experimentell von [63][64] bestätigt und werden in dieser Arbeit nachgewiesen und erweitert. Neben dem konvektiven Zeitverzug  $\tau_S$  ist die analytische Herleitung der von Zirkulationsschwankungen hervorgerufenen Wärmefreisetzungsschwankungen von ebenso großer Wichtigkeit.

Die Modellierung von Hirsch et al. [29] basiert auf dem Effekt des Wirbelaufplatzens, der bei Drallbrennern für die Entstehung der inneren Rezirkulationszone und somit für die aerodynamische Stabilisierung der Flammen verantwortlich ist. Deshalb wird zunächst der Effekt des Wirbelaufplatzens erläutert, um die Argumentation der von Zirkulationsschwankungen hervorgerufenen Wärmefreisetzungsschwankungen nachvollziehen zu können. Nach Hirsch et al. [29] ist der Ausgangspunkt die Erhaltungsgleichung der Wirbelstärke  $\varpi_{\phi}$  in einer ähnlichen von Darmofal [8] beschriebenen Form:

$$\frac{D\varpi_{\varphi}}{Dt} = \frac{v\,\varpi_{\varphi}}{r} + \frac{1}{r^3}\frac{\partial(\Gamma^2)}{\partial x} \quad \text{mit} \quad \Gamma = wr \,.$$
(2.16)

Diese Gleichung besagt, dass eine Änderung der Zirkulation  $\Gamma$  in x-Richtung zur Erzeugung von azimutaler Wirbelstärke führt. Unter der Annahme, dass die Isolinien der Zirkulation parallel zu den Stromlinien verlaufen, bildet sich aufgrund der radialen Strömungsauslenkung in der Brennkammer ein negativer Zirkulationsgradient aus, wie Abbildung 2.2 (links) veranschaulicht. Zu der radialen Strömungsauslenkung kommt es durch die Zentrifugalkräfte und den Flächensprung am Brennkammereintritt. Die Ausbildung des negativen Zirkulationsgradienten ist ein Produkt der radialen Änderung der Zirkulation und der kegelförmigen Stromlinien. Der negative Zirkulationsgradient bewirkt nach vorheriger Gleichung die Ausbildung von negativer azimutaler Wirbelstärke.



Abbildung 2.2: Veranschaulichung des negativen Zirkulationsgradienten sowie der resultierenden negativen azimutalen Wirbelstärke (links Dben); Typisches Strömungsfeld eines Drallbrenners mit radialer Strömungsauslenkung (links unten) (Entnommen und adaptiert von [29]); Einfluss eines Ringwirbels mit negativer azimutaler Wirbelstärke auf die Axialgeschwindigkeit.

Das Biot-Savart-Gesetz beschreibt den Zusammenhang zwischen der Verteilung der Wirbelstärke und dem Strömungsfeld:

$$\vec{u}_{rot}(\vec{X}_0) = -\frac{1}{4\pi} \int_{V} \frac{(\vec{X}_0 - \vec{X}) \times \vec{\varpi}(\vec{X})}{\left|\vec{X}_0 - \vec{X}\right|^3} dV.$$
(2.17)

Mit diesem Integral kann die resultierende Auswirkung der gesamten im Strömungsfeld verteilten Wirbelstärke auf die Geschwindigkeit an einem bestimmten Ort bestimmt werden. In Abbildung 2.2 (rechts) ist dies für einen statischen Ringwirbel mit negativer azimutaler Wirbelstärke veranschaulicht. Im Inneren des Wirbels bewirkt die azimutale Wirbelstärke eine Verringerung der Geschwindigkeit in x-Richtung, außerhalb wird eine Zunahme induziert. In der Brennkammer verursacht die negative azimutale Wirbelstärke im Kern der Strömung eine negative Axialgeschwindigkeit, was zu einem Aufstauen der Strömung und einer Aufweitung der Stromlinien führt (Abbildung 2.2, links). Auf diese Weise kommt es zum Wirbelaufplatzen und der Ausbildung der inneren Rezirkulationszone. Da die Aufweitung der Stromlinien verstärkend auf die Wirbelstärke wirkt, ist das Wirbelaufplatzen selbstverstärkend.

Die Modellierung von Hirsch et al. [29] beschreibt den Einfluss von Zirkulationsschwankungen durch Betrachtung des erläuterten Wirkungsprinzips des Wirbelaufplatzens für Schwankungsgrößen. Die am Drallerzeuger generierten Zirkulationsschwankungen werden konvektiv durch die Brennerdüse zur Reaktionszone transportiert, was bereits ausführlich dargelegt wurde. Während die Zirkulationsschwankungen konvektiv entlang der kegelförmigen Reaktionszone transportiert werden erzeugen diese Schwankungen der azimutalen Wirbelstärke. Nach dem Biot-Savart-Gesetz (Gln. 2.17) induzieren die Schwankungen der azimutalen Wirbelstärke axiale Geschwindigkeitsschwankungen an der Flammenfront. Der induzierten Geschwindigkeitsschwankung wird, analog zur direkten axialen Geschwindigkeitsschwankung, eine Modulation der Wärmefreisetzung zugeschrieben. Mit dieser Argumentation wird die von Zirkulationsschwankungen hervorgerufene Wärmefreisetzungsschwankung begründet und in drei wesentlichen Berechnungsschritten bestimmt. Für eine detaillierte Herleitung dieser Berechnung wird auf Hirsch [29] et al. und Freitag [20] verwiesen. Nachfolgend wird die Berechnung kurz aufgezeigt, um ein prinzipielles Verständnis für die erforderlichen Modellparameter und -funktionen zu schaffen. Zur Orientierung sind in Abbildung 2.3 die drei Berechnungsschritte in das Schema der Wirkungsmechanismen bei Drallflammen eingefügt.



Abbildung 2.3: Schematische Veranschaulichung des Wirkungsprinzips von Zirkulationsschwankungen nach dem Modell von Hirsch et al. [29] (grüne Pfeile) eingeordnet in das Schema zur Überlagerung der beiden Wirkungsmechanismen.

- 1. Schritt: Die Schwankungen der Wirbelstärke ϖ'<sub>φ</sub> werden durch die Zirkulationsschwankung Γ' über Gleichung 2.16 bestimmt. Diese Gleichung wird dabei für kleine Störungen literarisiert und in ein neues Koordinatensystem transformiert (x→s), wobei die Hauptachse (s) der kegelförmigen Reaktionszone entspricht (Abbildung 2.2). Von elementarer Bedeutung ist die Berücksichtigung des konvektiven Zeitverzuges τ<sub>s</sub> bei der Beschreibung der Zirkulationsschwankung Γ'.
- 2. Schritt: Die induzierte axiale Geschwindigkeitsschwankung u'<sub>ω</sub> wird durch Einsetzen der ermittelten Schwankung der Wirbelstärke ω'<sub>φ</sub> in das Biot-Savart-Gesetz berechnet. Die Integration erfolgt entlang der kegelförmigen Flammenoberfläche vom Brenneraustritt (s=0) bis zum Ende der Reaktionszone (s=L<sub>F</sub>).
- **3. Schritt:** Die induzierte axiale Geschwindigkeitsschwankung u'<sub>m</sub> wird über die Reaktionszone integriert, wobei die Wärmefreisetzungsverteilung  $\dot{Q}(x)$  als Gewichtungsfaktor berücksichtigt wird. Die resultierende Zeitreihe der induzierten Geschwindigkeitsschwankung wird durch Fourier-Transformation in den Frequenzbereich überführt  $(u'_{S}(t) \rightarrow u'_{S}(\omega))$ . Mit der Annahme, dass die gesamte induzierte axiale Geschwindigkeitsschwankung u'\_{S}(\omega) eine äquivalente Wärmefreisetzungsschwankung  $\dot{Q'}_{S}(\omega)$  bewirkt, wird FTF<sub>S,WB</sub>( $\omega$ ) analog zur Definition der FTF (Gln. 2.1) in Bezug auf die Anregung u'( $\omega$ ) bestimmt.

Die Besonderheit dieses Modells ist, dass die zur Bestimmung von  $FTF_{S,WB}(\omega)$ erforderlichen analytischen Beschreibungen ausschließlich auf physikalischen Mechanismen beruhen. Die wesentlichen Elemente dabei sind die Erhaltungsgleichungen für die Zirkulation und die Wirbelstärke sowie das Biot-Savart-Gesetz. Die Problematik dieses Modells ist die Vielzahl von Modellparametern und -funktionen, für die zuverlässige Annahmen und Approximationen auszuarbeiten sind. Dies wird durch die formelle Zusammenfassung verdeutlicht:

$$FTF_{S,WB}(\omega) = f(R(x), \bar{u}_s(x), \Gamma_0, \alpha, \tau_S, \dot{Q}(x), L_F, u').$$
(2.18)

Die Funktion r(x) beschreibt den Radius der Flammenoberfläche, entlang welcher die Integration der Wirbelstärke und der induzierten axialen Geschwindigkeitsschwankung erfolgt. Die axiale Transportgeschwindigkeit der Flammenoberfläche wird durch  $\overline{u}_S(x)$  ausgedrückt. Die Zirkulation in der Brennerdüse  $\Gamma_0$ ist aus der Drallzahl des Brenners zu ermitteln, wobei eine Annahme über die radiale Verteilung der Umfangsgeschwindigkeit getroffen werden muss. Der halbe Flammenöffnungswinkel  $\alpha$  geht durch die Koordinatentransformation u.a. in die Erhaltungsgleichungen der Zirkulation und der Wirbelstärke mit ein. Die restlichen Parameter und Funktionen wurden bereits vorgestellt. Um alle Eingangsgrößen und -funktionen von  $FTF_{S,WB}(\omega)$  zu bestimmen, sind Messungen und daraus abgeleitete Approximationen des Strömungsfeldes und der Flammenstruktur erforderlich. Aus der Vielzahl von notwendigen Annahmen und Abschätzung resultiert eine merkliche Streuung möglicher Ergebnissen für  $FTF_{S,WB}(\omega)$ . Darauf sowie auf das Vorgehen zur Berechnung von  $FTF_{S,WB}(\omega)$ wird bei der FTF-Modellierung in Abschnitt 5.1 detailliert eingegangen.

Zu diesem aufwendigen und komplexen Modell zur Bestimmung der von Zirkulationsschwankungen induzierten Wärmefreisetzungsschwankungen gibt es zum derzeitigen Stand eine Alternative. Komarek und Polifke [40] haben einer Drallflamme eine Einheitsimpulsanregung der Tangentialgeschwindigkeit aufgeprägt und die resultierende Flammenantwort im Zeitbereich analysiert, was nur mit numerischen Methoden möglich ist. Abbildung 2.4 zeigt das Ergebnis dieser Einheitsimpulsanregung, wobei die Änderung der normierten Wärmefreisetzung über der Zeit aufgetragen ist.



Abbildung 2.4: Antwortsignal der Drallflamme auf die Anregung mit einem Einheitsimpuls der Umfangsgeschwindigkeit (Entnommen und adaptiert von [40]).

Das Zeitsignal der Flammenantwort zeigt zunächst eine Erhöhung, auf die eine Verringerung der Wärmefreisetzung folgt. Dies ist ein Nachweis, dass Tangentialgeschwindigkeits- bzw. Zirkulationsschwankungen Wärmefreisetzungsschwankungen hervorrufen. Entscheidend dabei ist, dass der zugeführte Brennstoff-Luft-Massenstrom in die Brennkammer konstant ist. Folglich muss die integrale Flammenantwort über den gesamten Zeitbereich gleich Null sein. Aus Abbildung 2.4 ist ersichtlich, dass sich die Erhöhung (+) und die Verringerung (–) der Wärmefreisetzung über den Zeitbereich ausgleichen. Für die Entwicklung des FTF-Modells wurden die Erhöhung und die Verringerung der Wärmefreisetzung durch zwei Gaußsche Normalverteilungen im Zeitbereich angenähert. Mit der Transformation dieses approximierten Antwortsignals vom Zeit- in den Frequenzbereich wurde folgendes FTF-Modell formuliert:

$$FTF_{S,IA}(\omega) = n_S \cdot \left( e^{-i\omega\tau_{s1} - \frac{1}{2}\omega^2 \sigma_{s1}^2} - e^{-i\omega\tau_{s2} - \frac{1}{2}\omega^2 \sigma_{s2}^2} \right).$$
(2.19)

Die Berücksichtigung des Interaktionsindex  $n_S$  in dieser Gleichung wurde von Tay [98] eingeführt und ermöglicht eine Anpassung der Amplitudenwerte. Das FTF<sub>S,IA</sub>( $\omega$ )-Modell beschreibt die von Zirkulationsschwankungen hervorgerufenen Wärmefreisetzungsschwankung über zwei  $\tau$ - $\sigma$ -Terme mit umgekehrtem Vorzeichen. Diese entsprechen der Erhöhung und Verringerung der Wärmefreisetzung im Zeitbereich. Aus dieser integralen Flammenantwort im Zeitbereich resultiert, dass die Amplitude von FTF<sub>S,IA</sub>( $\omega$ ) für kleine Frequenzen gegen Null streben muss. Für kleine Frequenzen ist der Grenzwert der Amplitude der gesamten FTF und der Massenstromschwankungen FTF<sub>M</sub> identisch, weshalb die Zirkulationsschwankung FTF<sub>S</sub> Null aufweisen muss.

$$\lim_{\omega \to 0} \begin{pmatrix} A_{FTF} \\ A_{FTF_M} \\ A_{FTF_S} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix}$$
(2.20)

Durch die Ableitung des  $\text{FTF}_{S,IA}(\omega)$ -Modells aus der Simulation im Zeitbereich basiert es auf den physikalischen Erhaltungsgleichungen. Dieses Modell liefert jedoch keine Erläuterung zu den physikalischen Vorgängen, welche die Wärmefreisetzungsschwankungen bewirken. Dies ist als ein Nachteil gegenüber dem zuvor erläuterten Ansatz von Hirsch et al. [29] zu sehen. Eine Schwierigkeit des aus der Impulsantwort abgeleiteten Modells sind die insgesamt fünf Parameter in Gleichung 2.19. Das  $\text{FTF}_{S,IA}(\omega)$ -Modell besitzt durch diese fünf Parameter eine hohe Flexibilität, was eine breite Anwendung ermöglicht. Jedoch besteht (gegenwärtig) kein Zusammenhang zwischen diesen fünf Parametern und physikalischen Kenngrößen der Drallflamme bzw. des Drallbrenners.

Bei der Modellierung der experimentellen FTF in Abschnitt 5.1 wird gezeigt, dass die beiden zuvor vorgestellten Modelle zur Beschreibung der Zirkulationsschwankung vergleichbare Ergebnisse liefern. Aufgrund der Flexibilität ist die Modellierung nach Komarek und Polifke [40] bzw. Tay [98] praktikabler, was beim Vergleich der beiden Modelle detailliert erläutert wird. Unabhängig von den Modellen zur Beschreibung der Massenstrom- und Zirkulationsschwankungen ergeben sich aus der Überlagerung der beiden Wirkungsmechanismen einige grundlegende Charakteristiken, die nachfolgend anhand einer theoretischen Fallstudie erörtert werden.

Zur Vollständigkeit ist darauf hinzuweisen, dass noch ein weiterer Modellansatz den Einfluss von Zirkulationsschwankungen explizit berücksichtigt. Dieser Modellansatz für turbulente Drallflammen wurde von der Gruppe Palies, Schuller und Candel [63][64][66][87] entwickelt und baut auf dem Modell der laminaren V-Flamme (FTF<sub>lam-V</sub>( $\omega$ ), Gln. 2.12) auf. Die Vorstellung dieses Modells erfolgt am Ende von Abschnitt 5.2.3, wobei die Übereinstimmungen und Abweichungen dieses Modells mit den Ergebnissen dieser Arbeit diskutiert werden.

### 2.2.3 Überlagerung der Wirkungsmechanismen

Eine wesentliche Schwierigkeit bei FTF von perfekt vorgemischten Drallflammen ist, dass die beiden Wirkungsmechanismen nicht direkt aus der experimentellen FTF identifiziert werden können. Aufgrund der Überlagerung (Gln. 2.10) ist die Subtraktion eines Wirkungsmechanismus erforderlich, um den Einfluss des jeweils anderen zu ermitteln. Dies setzt folglich die korrekte Beschreibung eines Wirkungsmechanismus voraus, was aufgrund der bisherigen Ausführungen problematisch ist. Da kein allgemeingültiger Modellansatz für einen Wirkungsmechanismus existiert, muss die Anwendbarkeit der einzelnen Beschreibungsfunktionen durch die Übereinstimmung des gesamten FTF Modells mit experimentellen Daten belegt werden. Aus den experimentellen FTF können Charakteristiken der Überlagerung der beiden Wirkungsmechanismen identifiziert werden, die Aufschluss über die Eignung der Modellansätze geben. Das Ziel der theoretischen Fallstudie in diesem Abschnitt ist, die wesentlichen Charakteristiken der Überlagerung zweier Wirkungsmechanismen zu verdeutlichen.

In der theoretischen Fallstudie wird die Übertragungsfunktion FTF<sub>C</sub> betrachtet, die als Überlagerung von zwei τ-σ-Modellen (Gln. 2.14) definiert ist. Für eine übersichtliche Darstellung sind die verwendeten Übertragungsfunktionen (Gln. 2.21 bis 2.23) auf Seite 31 zusammen mit der zugrunde liegenden Wertetabelle und den resultierenden Funktionsverläufen aufgeführt. Die betrachtete Übertragungsfunktion FTF<sub>C</sub> ist kein korrektes FTF-Modell für turbulente Drallflammen, sondern ist ausschließlich für diese theoretische Fallstudie konzipiert. Die beiden Übertragungsfunktionen FTF<sub>A</sub> und FTF<sub>B</sub> sind vereinfachte Abbildungen der Massenstrom- und Zirkulationsschwankung. Die Verwendung des  $\tau$ -σ-Modells für die Beschreibung der Massenstromschwankung ist nach den Ausführungen im vorherigen Abschnitt prinzipiell zulässig. Bei der Beschreibung der Zirkulationsschwankungen durch ein  $\tau$ -σ-Modell ergibt sich eine Verletzung der Grenzwerte für kleine Frequenzen ( $\omega \rightarrow 0$ , Gln 2.8 und Gln. 2.20). Diese Verletzung wurde für die theoretische Analyse bewusst in Kauf genommen, um einfache und ähnliche Übertragungsfunktionen verwenden zu können. Andernfalls wäre für die Zirkulationsschwankung eine komplexe Übertragungsfunktion erforderlich, was die Anschaulichkeit und Verständlichkeit dieser Analyse beeinträchtigt hätte. Um Verwechslungen zwischen dieser Fallstudie und der FTF-Modellierung in dieser Arbeit auszuschließen, wurde für die Fallstudie eine vereinfachte Nomenklatur verwendet (Indizes: A, B, C). Die Übertragungsfunktion FTF<sub>B</sub> wurde gegenüber dem  $\tau$ - $\sigma$ -Modell um einen Interaktionsindex n<sub>B</sub> und eine Phasenversatz  $\Delta \phi_{\rm B}$  erweitert (Gln. 2.23). Die Bedeutung dieser Erweiterung und deren Einfluss auf die Überlagerung sind die wesentlichen Aspekte dieser Fallstudie. Die Notwendigkeit der Erweiterung ergibt sich erst aus den experimentell ermittelten FTF und deren Modellierung. Die Zielsetzung dieser Studie ist, ein grundlegendes Verständnis für die Überlagerung zweier Mechanismen zu schaffen. Die nachfolgend entwickelten Charakteristiken der Überlagerung sind Grundlage für die FTF-Modellierung in Kapitel 5.

In dieser Fallstudie werden vier verschiedene Fälle bzw. deren Unterschiede erörtert. Dabei werden die Parameter  $\tau_B$ ,  $n_B$  und  $\Delta \phi_B$  in der genannten Reihenfolge verändert, während die Parameter  $\tau_A = 2,5$  ms und  $\sigma_A = \sigma_B = 0,5$  ms für alle vier Fälle identisch sind. Die Bestimmung der Parameterwerte orientiert sich an den experimentell ermittelten und modellierten FTF, um prinzipiell ähnliche Funktionsverläufe zu erhalten. In Tabelle 1 sind alle Parameter aufgeführt, wobei die von Fall zu Fall veränderten Parameter hervorgehoben sind. In Abbildung 2.5 sind die ermittelten Amplituden- und Phasenverläufe für die vier Fälle dargestellt. Nachfolgend werden, ausgehend vom 1. Fall, die Änderungen der FTF<sub>C</sub> durch die Modifikation eines Parameters erörtert.

### 1. Fall: Überlagerung ohne Zeitverzug

Weisen die beiden Wirkungsmechanismen keinen Zeitverzug auf, so kommt es über den gesamten Frequenzbereich zu einer konstruktiven Überlagerung, die bei ausreichend hohen Einzelamplituden zu Amplitudenwerten größer eins führt. Dies entspricht einer Positionierung des Drallerzeugers direkt am Brennkammereintritt, was aufgrund der erforderlichen Mischungsstrecke für technische Anwendungen nicht praktikabel ist. Experimentelle Untersuchungen mit einem in der Brennerdüse positionierten, axialen Drallbrenner haben für mittlere bis hohe Frequenzen ähnliche Amplitudenverläufe aufgezeigt [29][40]. Im unteren Frequenzbereich wurde dabei jedoch ein Anstieg der Amplitude ermittelt, auf den der homogen abfallende Amplitudenverlauf folgt.

$$FTF_C(\omega) = FTF_A(\omega) + FTF_B(\omega)$$
(2.21)

$$FTF_A(\omega) = e^{-i\omega\tau_A - \frac{1}{2}\omega^2\sigma_A^2}$$
(2.22)

$$FTF_B(\omega) = n_B \cdot e^{-i\omega\tau_B - \frac{1}{2}\omega^2 \sigma_B^2 - i\Delta\varphi_B}$$
(2.23)

 Tabelle 1: Modellparameter der Fallstudie zur Überlagerung (Änderungen hervorgehoben)

	$ au_{A}$	$\sigma_{A}$	n <sub>B</sub>	$ au_{B}$	$\sigma_{B}$	$\Delta \phi_{B}$
	[ms]	[ms]	[ms]	[ms]	[ms]	[°]
1. Fall	2,5	0,5	0,6	2,5	0,5	0
2. Fall	2,5	0,5	0,6	7,5	0,5	0
3. Fall	2,5	0,5	0,3	7,5	0,5	0
4. Fall	2,5	0,5	0,3	7,5	0,5	180



**Abbildung 2.5:** Amplituden- und Phasenverläufe der Überlagerungsfunktion FTF<sub>C</sub> für die vier betrachteten Fälle.

## 2. Fall: Überlagerung mit Zeitverzug

Besteht zwischen Drallerzeuger und Brennkammereintritt eine räumliche Differenz, so bestimmt der Zeitverzug in Abhängigkeit von der Frequenz, ob die beiden Wirkungsmechanismen sich konstruktiv oder destruktiv überlagern. Mit steigendem Zeitverzug erhöht sich in einem Frequenzbereich die Häufigkeit, mit welcher sich die Bereiche konstruktiver und destruktiver Überlagerung abwechseln. Bei den Frequenzen, an welchen die Amplitude Minima durchläuft, weist die Phase eine fast sprunghafte Erhöhung auf. Der alternierende Amplitudenverlauf sowie die damit einhergehenden Phasensprünge sind als wesentliche Eigenschaften von FTF mit stromauf positioniertem Drallerzeuger festzuhalten. Einen Nachweis hierfür haben Komarek und Polifke [40] geliefert, die durch unterschiedliche Abstände zwischen Drallerzeuger und Brennkammereintritt den alternierenden Amplitudenverlauf sowie die Phasensprünge der FTF entscheidend beeinflussen konnten. Eine ähnliche Studie wurde von Straub und Richards [95] durchgeführt, die allerdings nur die Stabilität des Verbrennungssystems in Abhängigkeit von der Position des Drallerzeugers untersucht haben. Dabei wurde aufgezeigt, dass sich die thermoakustische Stabilität mit dem Abstand des Drallerzeugers vom Brennkammereintritt entscheidend verändert.

### **3. Fall:** Überlagerung mit Zeitverzug und Verringerung von $n_B$

Um das Auftreten der sprunghaften Phasenerhöhungen zu erläutern, werden zwei Überlagerungen mit unterschiedlich hohen Amplitudenwerten der Zirkulationsschwankungen betrachtet. Die komplexen Zeiger der Wirkungsmechanismen spannen zwischen sich einen resultierenden Zeiger auf, welcher beim Durchlaufen des Minimums (180° Phasendifferenz) von einer Hälfte der Zeigerebene in die andere wechselt. Mit zunehmendem Unterschied der Amplitudenwerte kommt es zu einer stetigen Verringerung der sprunghaften Phasenerhöhung sowie weniger stark ausgeprägten Amplitudenminima, was der Vergleich der Fälle 2 und 3 veranschaulicht. Die Ausprägung der Phasensprünge sowie der Amplitudenminima geben somit Aufschluss über das Amplitudenverhältnis der beiden Wirkungsmechanismen.

Die alternierenden Amplitudenverläufe des 2. und 3. Falles weisen zwei Merkmale auf, welche den experimentellen Ergebnissen verschiedener Autoren grundlegend wiedersprechen [20][29][32][40][64]. Dies sind zum einen der abnehmende Amplitudenverlauf im unteren Frequenzbereich und zum anderen der Abstand zwischen zwei Amplitudenminima bzw. -maxima. Die aufgeführten experimentellen FTF zeigen im unteren Frequenzbereich einen eindeutig ansteigenden Amplitudenverlauf und unterscheiden sich grundlegend im Zusammenhang zwischen den Extrema der Amplitude.

### **4.** Fall: Überlagerung mit Zeitverzug, Verringerung von $n_B$ und Phasenversatz

Ein mit den experimentell ermittelten FTF von [20][29][32][40][64] prinzipiell übereinstimmender Amplitudenverlauf ist der 4. Fall, wobei der Zirkulationsschwankung ein positiver Phasenversatz gegenüber der Massenstromschwankung zugewiesen wurde. Durch den anfänglichen Phasenversatz ergibt sich im unteren Frequenzbereich zunächst eine Abnahme der Phasendifferenz zwischen den beiden Wirkungsmechanismen und folglich eine konstruktive Überlagerung. Hieraus resultiert der Anstieg der Amplitude im unteren Frequenzbereich.

Beim 3. Fall ist die Frequenz des zweiten Minimums das Dreifache des ersten Minimums (100 Hz und 300 Hz). Eine schrittweise Erhöhung des Phasenversatzes  $\Delta \phi_B$  von 0° auf 180° zeigt, dass die Minima und Maxima des 3. Falles entsprechend zu höheren Frequenzen verschoben werden. Beim 4. Fall ist die Frequenz des zweiten Minimums das Doppelte des ersten Minimums (200 Hz und 400 Hz). Der Phasenversatz beeinflusst folglich die Relation zwischen den beiden ersten Amplitudenminima. Besteht ein Phasenversatz zwischen den beiden Wirkungsmechanismen ( $\Delta \phi_B \neq 0^\circ$ ), gilt für die Frequenzen der ersten beiden Amplitudenminima folgender Zusammenhang:

$$f_{Min,2} < 3 \cdot f_{Min,1}$$
 (2.24)

Entsprechende Zusammenhänge können aus den experimentell ermittelten FTF von [20][40][64] abgeleitet werden. Aus dem ansteigenden Amplitudenverlauf und dieser Frequenzrelation kann festgehalten werden, dass Massenstrom- und Zirkulationsschwankungen neben unterschiedlichen Zeitverzügen zusätzlich über einen Phasenversatz für kleine Frequenzen verfügen müssen. Es wird noch gezeigt, dass dieser Phasenversatz bei den beiden vorgestellten Modellen für die Zirkulationsschwankung ( $FTF_{S,WB}$  und  $FTF_{S,IA}$ ) gegeben ist. Bei dem Modellansatz der Gruppe Palies, Schuller und Candel [63][64][66][87] für turbulente Drallflammen wird der Phasenversatz ebenfalls durch einen zusätzlichen Parameter berücksichtigt. Darauf wird im Abschnitt 5.2.3 genauer eingegangen.

Aus dem Vergleich der vier Fälle ist ersichtlich, dass sich stets eine konstruktive Überlagerung zwischen den beiden Wirkungsmechanismen ergibt, deren Frequenzbereich vom Zeitverzug und vom Phasenversatz bestimmt wird. Die Überlegung zur konstruktiven Überlagerung zweier Wirkungsmechanismen ist entscheidend für die physikalische Begründung von Amplitudenwerten größer eins. Der alternierende Amplitudenverlauf ist als eine Charakteristik von Drallbrennern mit deutlichem Zeitverzug festzuhalten. Der Phasenverlauf bildet bei den Amplitudenminima Phasensprünge aus, deren Ausprägung vom Amplitudenverhältnis der beiden Wirkungsmechanismen bestimmt wird. Aus einem ansteigenden Amplitudenverlauf im unteren Frequenzbereich sowie dem Zusammenhang der Amplitudenminima nach Ungleichung 2.24 wird abgeleitet, dass die beiden Wirkungsmechanismen einen Phasenversatz aufweisen. Die Übertragungsfunktionen  $FTF_A$  und  $FTF_B$  sind, wie zuvor erläutert, vereinfachte Abbildungen der Massenstrom- und Zirkulationsschwankungen ( $FTF_M$  und  $FTF_S$ ). Folglich können die Erkenntnisse aus der Fallstudie auf diese beiden Wirkungsmechanismen übertragen werden. Für die Grenzwerte der Phasen der beiden Wirkungsmechanismen für kleine Frequenzen ergeben sich demnach folgende Zusammenhänge:

$$\lim_{\omega \to 0} \begin{pmatrix} \varphi_{FTF} \\ \varphi_{FTF_M} \\ \varphi_{FTF_S} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ \varphi_{S,0} \end{pmatrix} \quad \text{mit} \quad \varphi_{S,0} \neq 0.$$
 (2.25)

Trotz der erläuterten Kenntnisse über die Wirkungsmechanismen und deren Überlagerung sowie der Vielzahl von Modellierungsansätzen gibt es keine verlässliche Methode für die Vorhersage der Flammendynamik von Drallbrennern und folglich der thermoakustischen Stabilität von Verbrennungssystemen. Die experimentelle Charakterisierung des dynamischen Flammenverhaltens ist folglich für aussagekräftige Stabilitätsanalysen unumgänglich. Um den damit verbunden experimentellen Aufwand zu begrenzen, ist die Bestimmung der Betriebsparameter mit signifikantem Einfluss auf die Flammendynamik und die Ableitung zugehöriger Skalierungsfunktionen von elementarer Bedeutung.

## 2.3 Einflussgrößen und Skalierungsmethoden

Das Ziel bei der Identifikation von Einflussgrößen auf die FTF ist die Entwicklung von Skalierungsgesetzen, welche die Extra- und/oder Interpolation von einigen wenigen bekannten Betriebszuständen bzw. Konfigurationen auf alle relevanten Bedingungen ermöglichen. Die Skalierungsgesetze gestatten Stabilitätsuntersuchungen von Zuständen, ohne deren dynamisches Flammenverhalten direkt bestimmen zu müssen. Die Aussagekraft solcher Stabilitätsuntersuchungen ist entscheidend von der Genauigkeit der Skalierungsfunktionen abhängig. Die Entwicklung einer zuverlässigen Skalierungsmethode setzt in den meisten Fällen eine umfangreiche Parametervariation an einem realitätsnahen Versuchsaufbau voraus. In diesem Abschnitt werden zunächst die Erkenntnisse über die Betriebsparameter thermische Leistung, Luftzahl, Vorheizung und Brennkammerdruck erläutert und bisher ermittelte Skalierungsfunktionen für diese vier Betriebsparameter aufgezeigt. Im Anschluss wird detailliert auf den Einfluss der Drallzahl und der Brennkammergröße auf die FTF eingegangen. In den Voruntersuchungen wurden FTF-Messungen mit verschiedenen Drallzahlen und unterschiedlichen Brennkammergrößen durchgeführt. Für die Diskussion dieser Ergebnisse im Kapitel 5 werden bisherige Studien zu diesen beiden Einflussgrößen zusammengefasst.

#### 2.3.1 Einfluss der Betriebsparameter

Um Stabilitätsanalysen des Verbrennungssystems für alle Betriebszustände durchführen zu können, muss das dynamische Flammenverhalten bei allen Zuständen bekannt sein. Dies bedeutet jedoch nicht, dass alle relevanten Betriebszustände explizit experimentell untersucht werden müssen. Nachfolgend werden Skalierungsmethoden für die thermische Leistung, die Luftzahl, die Vorheiztemperatur und den Brennkammerdruck vorgestellt. Die experimentellen Untersuchungen in dieser Arbeit wurden bei identischer Luftzahl, ohne Vorheizung und bei atmosphärischem Brennkammerdruck durchgeführt. Die Ausführungen zu den Betriebsparametern dienen folglich einem allgemeinen Überblick.

Fischer [18] stellte fest, dass die FTF perfekt vorgemischter Drallflammen verschiedener thermischer Leistungen und Luftzahlen durch Skalierung über der Strouhal-Zahl (Sr) anstelle der Frequenz übereinstimmen. Die Sr-Zahl wurde definiert als das Verhältnis aus Anregungsfrequenz f und Brennerdüsendurchmesser D zu der mittleren Strömungsgeschwindigkeit  $\overline{u}$  in der Brennerdüse.

$$Sr = \frac{f \cdot D}{\bar{u}} \tag{2.26}$$

Die Sr-Skalierung verdeutlicht die Abhängigkeit der FTF von konvektiven Transportprozessen. Änderungen des Zeitverzuges durch eine Leistungsvariation können auf die veränderte konvektive Transportgeschwindigkeit zurückgeführt werden. Präzise Übereinstimmungen der Amplituden- und Phasenverläufe wurden von Fischer [18] bei der Leistungsvariation ermittelt, bei der Luftzahlvariation wurden bereichsweise deutliche Abweichungen festgestellt. Die Ursache dieser Abweichungen sind Änderungen der Flammenlänge, die sich aufgrund der unterschiedlichen Inertgasanteile und der davon abhängigen Flammengeschwindigkeiten ergeben. Um Änderungen der Flammenlänge mit zu berücksichtigen, haben Lohrmann und Büchner [53] die Flammenlänge L<sub>F</sub> als charakteristisches Längenmaß für die Sr\*-Zahl verwendet.

$$Sr^* = \frac{f \cdot L_F}{\overline{u}} \tag{2.27}$$

Durch die Berücksichtigung der Flammenlänge bzw. der Transportstrecke konnten unter Einbeziehung der laminaren und turbulenten Flammengeschwindigkeiten Skalierungsfunktionen für den Zeitverzug hergeleitet und weiterentwickelt werden [54][74]. Mit diesen Skalierungsfunktionen können, ausgehend von einem bekannten Zeitverzug, die Zeitverzüge in Abhängigkeit von der thermischen Leistung, der Luftzahl und der Vorheiztemperatur ermittelt werden. Der Zeitverzug kann demzufolge ausschließlich als eine Funktion der Transportstrecke und der Transportgeschwindigkeit aufgefasst werden. In zahlreichen Studien wurde die Sr-Zahl Skalierung zufriedenstellend angewendet [18][74][97].

Alemela [1] hat eine Methode zur Skalierung der FTF in Abhängigkeit der thermischen Leistung, der Luftzahl und der Vorheiztemperatur entwickelt, das auf dem n- $\tau$ - $\sigma$ -Modell basiert. Grundlage ist ein vereinfachtes, geometrisches Berechnungsmodell, welches die Flammenlänge in Abhängigkeit der drei Betriebsparameter beschreibt. Darauf aufbauend wurde ein direkter Zusammenhang zwischen den drei Modellparametern (n,  $\tau$ ,  $\sigma$ ) und der Flammenlänge bzw. der Flammenstruktur vorgestellt. Aufgrund der Beschreibung der Modellparameter durch physikalische Kenngrößen und der experimentellen Validierung kann dieser Modellierung prinzipiell eine breite Anwendbarkeit zugeschrieben werden.

Bei der Entwicklung von Skalierungsgesetzen für die thermische Leistung, die Luftzahl und die Vorheiztemperatur steht vor allem die Reduzierung der erforderlichen experimentellen Untersuchungen im Fokus. Für die Skalierung der Druckabhängigkeit der FTF besteht eine zusätzliche Problematik darin, dass experimentelle Untersuchungen bei realen Brennkammerdrücken kaum bzw. nur unter enormen Aufwand durchgeführt werden können. Untersuchungen bei realem Brennkammerdruck können deshalb oftmals nur an kompletten Gasturbinen mit begrenzter messtechnischer Zugänglichkeit durchgeführt werden, was die Notwendigkeit von Skalierungsfunktionen verdeutlicht. Freitag [20][21] hat FTF-Messungen bei verschiedenen Brennkammerdrücken durchgeführt (max. 5 bar). Mit steigendem Brennkammerdruck wurde eine Verringerung der Flammenlänge ermittelt, die auf die Abnahme der relativen Wärmeverluste der Flamme an den Versuchsaufbau zurückgeführt wurden. Für die Modellentwicklung wurde die Übertragungsfunktion zweiter Ordnung (Gln. 2.15) zusammen mit der FTF<sub>S,WB</sub>-Modellierung (Gln. 2.18) verwendet. Bei der Berechnung von FTF<sub>S.WB</sub> wurden die Änderungen der Flammenlänge berücksichtigt. Für die Parameter von FTF<sub>M</sub> wurde eine einfache Skalierung über dem Brennkammerdruck ermittelt. Mit den bestimmten Zusammenhängen zwischen dem Brennkammerdruck und den Modellparametern wurde ein Vorgehen präsentiert, welches die Extrapolation auf reale Brennkammerdrücke ermöglicht (bis 30 bar). Die wesentliche Erkenntnis von Freitag [20][21] war, dass Untersuchungen bei

verschiedenen Brennkammerdrücken erforderlich sind, diese aber nicht die tatsächlichen, hohen Brennkammdrücke erreichen müssen.

Die Skalierungsmethoden von Lohrmann und Büchner [53], Russ et al. [74], Alemela [1] und Freitag [20] zeigen auf, dass deren Übereinstimmung und Anwendbarkeit zunimmt, wenn physikalische Kenngrößen, wie z.B. die Flammenlänge  $L_F$  und/oder die Wärmefreisetzungsverteilung, direkt in die Berechnung miteingehen. Von den erläuterten Skalierungsmethoden wird in dieser Arbeit die Sr-Skalierung (Gln 2.26) für die Untersuchungen bei verschiedenen thermischen Leistungen bzw. Luftmassenströmen verwendet. Die von Freitag [20] aufgezeigte FTF-Modellierung des Brennkammerdrucks war die Grundlage der FTF-Modellierung in dieser Arbeit, woraus wesentliche Erkenntnisse über den Einfluss der Drallzahl abgeleitet werden konnten.

## 2.3.2 Einfluss der Drallzahl und der Brennkammergröße

Drallzahl und Brennkammergröße<sup>2</sup> haben einen signifikanten Einfluss auf die Flammendynamik, wie die Ergebnisse der Voruntersuchungen zeigen werden. Dabei wurden FTF-Messungen mit vier verschiedenen Drallzahlen und zwei Brennkammern unterschiedlicher Querschnittsfläche durchgeführt. Die Ergebnisse der Voruntersuchungen werden ausführlich erörtert, um ein grundlegendes Verständnis für die Flammendynamik bei axialer Anregung zu schaffen. Dies ist eine wesentliche Voraussetzung, um diese Ergebnisse als Referenz gegenüber der transversalen Anregung heranziehen zu können. Eine weitere Funktion der Voruntersuchungen war, aus den zur Verfügung stehenden Brennerkonfigurationen und Brennkammergrößen, die geeignetste Variante für die Untersuchungen mit transversaler Anregung zu bestimmen. Um die Ergebnisse der Variation der Drallzahl und der Brennkammergröße einzuordnen, werden nachfolgend bisherige Erkenntnisse zu diesen Einflussgrößen vorgestellt.

Das Design moderner Drallbrenner muss eine Vielzahl von Anforderungen erfüllen, wobei der aerodynamischen Stabilisierung der Flamme über den gesamten Betriebsbereich eine zentrale Bedeutung zukommt. Dabei müssen zum einen das magere Flammenverlöschen und zum anderen der Flammenrückschlag in den Brenner ausgeschlossen werden. Elementar sind zudem die eingangs bereits erläuterten Spezifikationen bezüglich der Effizienz und der Schadstoffemission. Das Brennerdesign und speziell dessen Drallstärke werden aufgrund dieser Ansprüche ermittelt und festgelegt. Das Brennerdesign muss deshalb aus thermoakustischer Sicht meist als gegeben erachtet werden, weshalb sich nur eine über-

<sup>&</sup>lt;sup>2</sup> Mit Brennkammergröße wird in dieser Arbeit die Querschnittsfläche der Brennkammer bezeichnet.

schaubare Anzahl von Studien mit dieser Thematik befasst hat. Die Bedeutung des Abstandes zwischen Drallerzeugung und Brennkammereintritt wurde bereits ausführlich behandelt und sei hier zur Vollständigkeit nochmals erwähnt. Untersuchungen zum Einfluss der Drallzahl auf das dynamische Flammenverhalten sind bei [18][34][43][44][63] zu finden, wobei als übereinstimmende Tendenz nur der mit steigendem Drall flachere Phasenabfall bzw. geringere Zeitverzug auszumachen ist. Diese Abhängigkeit wird mit einer Verringerung der Flammenlänge mit steigender Drallzahl begründet. Fischer [18] hat die FTF vier verschiedener Drallstärken untersucht und dabei eine Zunahme der Flammenantwort mit steigendem Drall beobachtet. Die quantitative Aussagekraft seiner Ergebnisse/Vergleiche muss als fraglich erachtet werden, da Amplitudenwerte der FTF deutlich größer 10 ermittelt wurden. Die Amplitudenverläufe weisen jedoch die alternierende Charakteristik auf, die in der theoretischen Fallstudie erläutert wurde. Interessant dabei ist, dass mit Verringerung der Drallzahl eine relative Zunahme des zweiten Amplitudenmaximums festgestellt wurde. Die Tendenz eines stärker ausgeprägten zweiten Amplitudenmaximums für Flammen geringerer Drallstärke wurde auch von Kunze [44] und Palies [63] beobachtet. Eine allgemeingültige Aussage über die Abhängigkeit der Amplitude der FTF von der Drallzahl ist mangels quantitativ zuverlässiger Ergebnisse und übereinstimmender Tendenzen nicht möglich. Die Variation der Drallzahl in den Voruntersuchungen bestätigt die aufgeführte Abhängigkeit des Zeitverzuges und zeigt eine eindeutige Abhängigkeit der Amplitude der FTF von der Drallzahl auf.

Wie die Drallzahl beeinflusst auch die Brennkammergröße das Strömungsfeld und folglich die Flammendynamik. Fanaca [16][17] hat nachweisen, dass in der Änderung des Strömungsfeldes die Ursache für das unterschiedliche dynamische Flammenverhalten zwischen der untersuchten Einzel- und Ringbrennkammerkonfiguration liegt. Die Argumentation basiert auf den Ergebnissen von Fu et al. [22], wobei das isotherme Strömungsfeld eines Drallbrenners für verschiedene Brennkammerquerschnittsflächen untersucht wurde. Mit zunehmender Brennkammergröße wurde dabei eine abrupte, strukturelle Änderung des Strömungsfeldes beobachtet, die in Abbildung 2.6 auf der linken Seite dargestellt ist. Für kleine Querschnittsflächen liegen die Strömungskegel an der Brennkammerwand an und es ist von einer deutlichen Strömung-Wand-Interaktion auszugehen. Ab einer bestimmten Größe der Querschnittsfläche tritt ein signifikanter Abstand zwischen Strömungskegel und Brennkammerwand auf und es ist keine Wechselwirkung zwischen Strömung und Wand festzustellen. Fanaca [16][17] bezeichnet diese beiden Strömungsformen als Wall-Jet-Regime (WJR) und Free-Jet-Regime (FJR). Neben der veränderten Wandinteraktion tritt bei dem WJR eine deutlich stärker ausgeprägte innere Rezirkulationszone als beim FJR auf.



Abbildung 2.6: Veranschaulichung der charakteristischen Strömungsfelder der beiden Regime FJR und WJR (Strömungsfelder entnommen von Fu et al. [22]); Schematische Veranschaulichung der Abhängigkeit des Strömungsregimes vom Flächenverhältnis und Drallzahl (abgeleitet von Fanaca [16][17]).

Das experimentell ermittelte Strömungsfeld des konischen Drallbrenners in der Einzelbrennkammer hat Fanaca [16][17] dem WJR zugewiesen, wohingegen das Strömungsfeld in der Ringbrennkammer dem FJR zugeordnet wurde. In der Ringbrennkammer kommt es durch die Interaktion benachbarter Drallflammen zu einer Reduktion des Drehimpulses, weshalb sich trotz identischer Brennkammerquerschnittsflächen unterschiedliche Strömungsregime ausbilden. Dies wurde durch eine analytische Betrachtung der Drehimpulsströme verifiziert und die 'Entrainment-Theory' entwickelt. Demnach kann in Abhängigkeit von der Drallzahl und dem Verhältnis der Querschnittsflächen von Brennkammer zu Brennerdüse (A<sub>BK</sub>/A<sub>BD</sub>) die Strömungsform ermittelt werden. Dies ist auf der rechten Seite in Abbildung 2.6 veranschaulicht. Die Änderungen der Flammendynamik wurden von Fanaca [16][17] durch das verwendete n- $\tau$ - $\sigma$ -Modell beschrieben. Für das WJR in der Einzelbrennkammer wurde gegenüber dem FJR in der Ringbrennkammer eine um 19% geringere Verzugszeit ermittelt und durch eine kompaktere Flamme belegt. Die Ergebnisse der Voruntersuchungen mit zwei Brennkammern unterschiedlicher Querschnittsfläche bestätigen die Abnahme der Verzugszeit durch die Änderung des Strömungsregimes vom FJR zum WJR. Die umfassenden FTF-Messungen weisen erstmals den signifikanten Einfluss der Brennkammergröße auf die Amplitude der Flammenantwort quantitativ nach. Es wird gezeigt, dass die Dimensionierung der Brennkammer bei Einzelbrennerprüfständen einen erheblich Einfluss auf die Genauigkeit und Zuverlässigkeit der Messergebnisse hat.

Eine weitere, bedeutende Erkenntnis aus den Voruntersuchungen ist, dass Drallzahl und Brennkammergröße die wesentlichen Ursachen für die Abweichungen zwischen den bisherigen FTF-Messungen mit dem am Lehrstuhl für Thermodynamik entwickelten, radialen Drallbrenner sind. Freitag [20] untersuchte diesen radialen Drallbrenner in einer Konfiguration mit geringem Drall und einer großen Brennkammer, während Alemela [1] für die FTF-Messungen eine hohe Drallzahl und eine kleinere Brennkammer verwendete. Zwar zeigen beide Studien den in der Fallanalyse erörterten, alternierenden Amplitudenverlauf, diese weichen jedoch quantitativ deutlich voneinander ab. Freitag [20] ermittelte fast über den gesamten Frequenzbereich höhere Amplitudenwerte als Alemela [1], bereichsweise liegen die Werte um einen Faktor zwei bis drei auseinander. Diese Abweichungen werden durch die Ergebnisse der Voruntersuchungen erläutert. Bei allen Messungen dieser Arbeit wurde, mit einer einzigen Ausnahme (Anhang F), der gleiche radiale Drallbrenner verwendet, den Freitag [20], Alemela [1] und auch Kunze [44] eingesetzt haben.

## 2.4 Umfangsschwingungen

Die im vorangegangen Abschnitt aufgeführten Erkenntnisse über die Einflüsse der Betriebsparameter, der Drallzahl und der Brennkammergröße wurden, ausgenommen die Arbeiten von Fanaca [16][17], ausschließlich an Einzelbrennerprüfständen ermittelt. Untersuchungen an Einzelbrennerprüfständen sind jedoch nur mit Einschränkung für die Stabilitätsanalyse von komplexen Mehrbrenneranordnungen zu verwenden. Kunze [44] hat, wie bereits eingangs erläutert, zwei Ursachen aufgezeigt, weshalb die direkte Übertragung der Erkenntnisse von Einzel- auf Mehrbrennanordnungen unzulässig ist. Eine der beiden Ursachen ist die Wechselwirkung benachbarter Flammen. Fanaca [16][17] hat die Auswirkungen dieser Wechselwirkung weiter untersucht und die zuvor aufgeführten 'Entrainment Theory' entwickelt. Die zweite Ursache, welche die Übertragbarkeit von Einzel- zu Mehrbrenneranordnung beeinträchtigt, ist der signifikante Einfluss von Umfangsschwingungen auf die Flammendynamik. Diese Erkenntnis bildet die Grundlage der vorliegenden Arbeit. Es werden experimentelle Untersuchungen sowie draus abgeleitete Ergebnisse über den qualitativen und quantitativen Einfluss von Umfangsschwingungen in der Vorkammer auf die Flammendynamik präsentiert. Um die Erkenntnisse dieser Arbeit einzuordnen, wird in diesem Abschnitt, ausgehend von einem allgemeinen Überblick der numerischen und experimentellen Studien zu Umfangsschwingungen [57], die untersuchte Problemstellung eingeordnet und konkretisiert.

Um ein homogeneres Temperaturprofil am Turbineneintritt zu erreichen, hat sich bei modernen Gasturbinen die Entwicklung von Rohr- und Silobrennkammern zu Ringbrennkammern verschoben. Bei Gasturbinen mit Ringbrennkammern können sich thermoakustische Instabilitäten in Strömungs- und Umfangsrichtung ausbilden, wie in Abbildung 1.2 veranschaulicht wurde. Durch Umfangsschwingung kann es zu einer zusätzlichen Beeinträchtigung des Betriebsbereiches kommen. Seume et al. [88] berichteten über das Auftreten von Umfangsschwingungen bei der Entwicklung der ersten Siemens Gasturbine mit Ringbrennkammer (Modell V84.3A). Durch experimentelle Untersuchungen konnten diese Umfangsschwingungen der zweiten und vierten Umfangsmode (217 Hz und 433 Hz) zugordnet werden. Seume et al. [88] haben die Anwendbarkeit einer aktiven Maßnahme zur Schwingungsstabilisierung nachgewiesen, wobei ein geschlossenes Regelsystem zur Modulation der Brennstoffzufuhr implementiert wurde. Das Auftreten von Umfangsschwingungen stellt eine zusätzliche Herausforderung an akustische Berechnungsmethoden dar. Berechnungsmethoden für Mehrbrennanordnungen werden benötigt, um Umfangsschwingungen zuverlässig vorherzugsagen, die Funktion von Maßnahmen zur Schwingungsstabilisierung zu optimieren und die Charakteristiken der Modenformen zu analysieren.

Evesque und Polifke [14] sowie Eversque et al. [15] haben ein Netzwerkmodell für Ringbrennkammern entwickelt und die ermittelten Eigenfrequenzen mit FEM-Berechnungen validiert. Mit diesem Netzwerkmodell kann zudem bestimmt werden, ob die Umfangsschwingungen eine stehende oder rotierende Modenform ausbilden. Kopitz et al. [41] sowie Stow und Dowling [93][94] haben Netzwerkmodelle mit Flammenmodellen erweitert, um Stabilitätsanalysen von Ringbrennkammern durchzuführt. Stow und Dowling [93] haben, wie auch Lepers et al. [49], die Netzwerkmodellierung dazu verwendet, die Positionierung von Helmholtz-Resonatoren zu optimieren.

Krebs et al. [42] haben mit dem Galerkin-Verfahren Umfangsschwingungen einer Siemens Gasturbine mit Ringbrennkammer analysiert und den Zeitverzug des Flammenmodells als kritischen Parameter für die thermoakustische Stabilität bestimmt. Durch asymmetrische Verteilung von Brennern mit verschiedenen Zeitverzügen konnte die thermoakustische Stabilität deutlich verbessert werden. Bethke et al. [3] haben das Galerkin-Verfahren in Kombination mit FEM-Berechnungen verwendet und lineare und nichtlineare Flammenmodelle implementiert. Die Anwendbarkeit dieser Methode zur Stabilitätsanalyse wurde durch die Überstimmung mit den experimentell ermittelten Stabilitätsgrenzen bestätigt.

Pankiewitz [70] untersuchte thermoakustische Verbrennungsinstabilitäten in der Ringbrennkammer des Lehrstuhls für Thermodynamik im Zeitbereich. Mit dem auf der Wellengleichung basierenden FEM-Modell konnte die Ausbildung der Instabilitäten von einer anfänglich zufälligen Verteilung der Störungen ausgewertet werden. Durch ein nichtlineares Flammenmodell konnten die Grenzzyklen ermittelt werden, wobei stehende und rotierende Modenformen auftraten.

Tiribuzi [101] hat CFD-Simulationen von Ringbrennkammern mit einem sehr groben Gitternetz durchgeführt, um die Berechnungsdauer gering zu halten. Die URANS-Simulationen zeigten die Ausbildung von Umfangsschwingungen in der Vorkammer, die der zweiten und dritten Umfangsmode zugeordnet wurden. Tiribuzi [102] hat mit der Positionierung von vier, radial ausgerichteten Trennwänden eine passive Maßnahme zur Schwingungsstabilisierung vorgestellt, um Umfangsschwingungen in der Vorkammer zu verringern. Die asymmetrische Verteilung der Trennwände über den Umfang führte gegenüber der symmetrischen Verteilung zu einer deutlichen Reduktion der Umfangsschwingungen.

Die aufgeführten Berechnungsverfahren gehen in Ermangelung entsprechender Untersuchungen von keiner Änderung der Flammendynamik durch Umfangsschwingung aus. Nur einige wenige Studien befassen sich mit dem Einfluss von Umfangsschwingungen auf die Flammendynamik. Alle diese Studien, ausgenommen Kunze [44], erforschen den Einfluss von Umfangsschwingungen in der Brennkammer, wobei die direkte Wechselwirkung zwischen Akustik und Wärmefreisetzung analysiert wird. Kunze [44] hingegen hat, wie auch diese Arbeit, Umfangsschwingungen in der Vorkammer untersucht. Nachfolgend werden zunächst die Untersuchungen zum Einfluss von Umfangsschwingungen in der Brennkammer vorgestellt, bevor die Ergebnisse von Kunze [44] erörtert werden.

O'Connor et al. [60] sowie O'Connor und Lieuwen [61][62] haben die direkte transversale Anregung einer eingeschlossenen Drallflamme experimentell untersucht. Der Versuchsaufbau hat, wie auch der Versuchsaufbau dieser Arbeit, eine kreuzförmige Grundstruktur. Bei diesem Versuchstand ist das transversale Anregungssystem jedoch an die Brennkammer angeschlossen, um der Drallflamme eine akustische Anregung aufzuprägen, die vergleichbar mit Umfangsschwingungen in Ringbrennkammern ist. In den Studien wurden zwei transversale Anregungskonfigurationen untersucht, welche den Extrema von Umfangsschwingungen entsprechen. Beim 'In-Phase-Forcing' befinden sich auf der Brennerachse ein Druckbauch und ein Schnelleknoten ein, beim 'Out-of-Phase-Forcing' hingegen wird eine Schnellebauch und eine Druckknoten erzeugt. In den Untersuchungen wurden einzelne Frequenzen (meist 400 Hz) angeregt, wobei Anregungsamplituden von bis zu 50% der mittleren Strömungsgeschwindigkeit in der Brennerdüse erreicht wurden. Mit Hilfe von HS-PIV<sup>3</sup> Messungen wurden die Auswirkungen der transversalen Anregung auf das Strömungsfeld analysiert.

<sup>&</sup>lt;sup>3</sup> High-Speed Particle Image Velocimetry.

Die transversale Anregung bewirkt periodische Wirbelablösungen an der Brennerdüse, die auf helikalen Strombahnen konvektiv stromab transportiert werden und dem Strömungsfeld spezifische Störmuster aufprägen. Beim 'In-Phase-Forcing' wird in der Brennerdüse eine axiale Geschwindigkeitsschwankung induziert, die zur Ausbildung eines symmetrischen Störmusters führt. Beim 'Outof-Phase-Forcing' hingegen erfolgt die Wirbelablösung durch die in Bezug auf die Brennerachse umgekehrte Orientierung der transversalen Geschwindigkeitsschwankung phasenversetzt. Das Störmuster weist in diesem Fall eine asymmetrische Struktur auf. Aus den experimentellen Ergebnissen wurden die Wirkungsmechanismen identifiziert, über welche die transversale Anregung zur Modulation der Wärmefreisetzung führt. Während der direkte Einfluss der transversalen Anregung auf die Flammendynamik als eher gering eingestuft wurde, wurde der Wechselwirkung zwischen axialen und transversalen Schwingungsmoden eine hohe Bedeutung zugeschrieben. Die Erzeugung zusätzlicher Strömungsinstabilität durch die transversale Anregung wurde als weiterer, wesentlicher Wirkungsmechanismus aufgezeigt. Trotz intensiver Analyse des Einflusses der transversalen Anregung auf das Strömungsfeld und die Wärmefreisetzung konnte noch keine Methode zur Extrapolation auf reale Gasturbinen entwickelt werden.

Ob eine solche Methode für Umfangsmoden in der Brennkammer überhaupt erforderlich ist, wird von den Ergebnissen von Staffelbach et al. [91] und Wolf et al. [111] in Frage gestellt. Diese haben unter Verwendung enormer Rechenkapazitäten LES-Simulationen der Ringbrennkammer einer realen Hubschraubergasturbine durchgeführt. In den Simulationen bildeten sich selbsterregte rotierende Umfangsmoden in der Ringbrennkammer aus, die zur axialen und azimutalen Modulation der insgesamt 15 Flammen führten. Während der Rotation dieser Umfangsmode erfährt jeder einzelne Brenner Maxima und Minima der Druckund der Schnelleschwankung. Die azimutale Schnelleschwankung wurde als Ursache für die azimutale Flammenbewegung identifiziert, wobei jedoch keine Modulation der Wärmefreisetzung festgestellt wurde. Die Druckschwankungen hingegen bewirken die Modulation der Massenströme in den Brennerdüsen, die deutliche Wärmefreisetzungsschwankungen hervorrufen. Dies wurde auch von O'Connor und Lieuwen [61][62] experimentell ermittelt, wie zuvor erläutert wurde. Die Auswertung der LES-Simulationen ergab, dass die Flammenantwort ausschließlich auf der induzierten axialen Geschwindigkeitsschwankung zurückgeführt werden kann. Dies führte zu der Schlussfolgerung, dass für die Bestimmung des dynamischen Flammenverhaltens Einzelbrennerkonfigurationen als ausreichend erachtet werden können. Entscheidend hierfür war auch die Feststellung, dass sich benachbarte Flammen aufgrund des großen Abstandes nicht beeinflussen.

Im Gegensatz zu den zuvor erläuterten Studien hat Kunze [44] bzw. Kunze et al. [45] den Einfluss von Umfangsschwingungen in der Vorkammer auf die Flammendynamik experimentell untersucht. Die Messungen wurden an der Ringbrennkammer des Lehrstuhls für Thermodynamik durchgeführt, die über 12 radiale Drallbrenner verfügt. Durch ein spezifisches Anregungskonzept wurde die erste Umfangsmode (270 Hz) in der Vorkammer der Ringbrennkammer angeregt. Durch den optischen Zugang zu einer Flamme konnten phasenaufgelöste Flammenbilder und die FTF bestimmt werden. Durch die Anregung der ersten Umfangsmode wurde eine substantielle Änderung des dynamischen Flammenverhaltens gegenüber der axialen Anregung festgestellt. Diese Änderungen wurden für die Flamme des Brenners ermittelt, der nahe am Schnellebauch bzw. des Druckknoten der Umfangsmode positioniert war. Die Flamme dieses Brenners zeigte eine Verringerung der mittleren Wärmefreisetzungsverteilung und eine deutlich asymmetrische Flammenbewegung. In Abbildung 2.7 sind die Druckverteilung bei angeregter Umfangsmode in der Vorkammer und die resultierende asymmetrische Flammenbewegung dargestellt. Aus den 10 phasenaufgelösten Flammenbildern geht hervor, dass die Flammenstruktur zu jedem Zeitpunkt der Anregungsperiode asymmetrisch zur Brennerachse ist und zudem über die Anregungsperiode eine links-rechts Verlagerung erfährt. Die umfassenden Flammenaufnahmen bei axialer Anregung haben hingegen immer eine symmetrische Flammenbewegung gezeigt, wobei sich die Flamme auf den Brenner zu und wieder weg bewegt.



Abbildung 2.7: Darstellung der Druckverteilung der angeregten, ersten Umfangsmode in der Ringbrennkammer sowie der resultierenden asymmetrischen Flammenbewegung für den Brenner im Bereich des Schnellebauchs [44].

Neben der asymmetrischen Flammenbewegung hat Kunze [44] als zweiten wesentlichen Einfluss der Umfangsschwingung eine Änderung der FTF im Vergleich zur axialen Anregung festgestellt und diese wie folgt beschreiben:

"Bei Anregung in der ersten Umfangsmode zeigt der Brenner (…) in der Ringbrennkammer ein weniger definiertes Verhalten als im Fall der axialen Anregung. Die erreichbaren Anregungsamplituden sind deutlich kleiner, weil insbesondere unterhalb von 200 Hz Umfangsschwingungen bedingt durch die Vorkammergeometrie stark gedämpft werden. Dadurch ist die Signalqualität dieser Messreihe geringer einzuschätzen als die der axial angeregten Konfigurationen." ([44], Seiten 78 und 79)

Aufgrund der geringen Signalqualität konnten die ermittelten Änderungen der FTF nicht eindeutig der Umfangsmode zugeschrieben werden. Der signifikante Einfluss von Umfangsschwingungen auf das dynamische Flammenverhalten wurde folglich durch die asymmetrische Flammenbewegung begründet. Da Einzelbrennerprüfstände in der Regel den Einfluss von Umfangsschwingungen nicht erfassen können folgerte Kunze [44], dass Untersuchungen zum Flammendynamik an Einzelbrennerprüfstanden nur mit Einschränkung für die Stabilitätsanalyse von Ringbrennkammer verwendet werden können.

Um die Erkenntnisse von Kunze [44] genauer zu untersuchen, wurde im Rahmen dieser Arbeit ein neuartiger Einzelbrennprüfstand entwickelt, der den Einfluss von Umfangsschwingungen durch ein transversales Anregungssystem abbildet. Mit diesem neuartigen Einzelbrennerprüfstand konnte der zugrunde liegende Wirkungsmechanismus, der zur Ausbildung der asymmetrischen Flammenbewegung führt, identifiziert und charakterisiert werden. Darüber hinaus wurde der Einfluss von Umfangsschwingungen in der Vorkammer auf die Flammendynamik qualitativ und quantitativ erfasst. Die quantitative Bestimmung erfolgte durch FTF-Messungen mit einer spezifischen Anregungskonfiguration, um Probleme mit der Signalqualität wie bei Kunze [44] auszuschließen. Diese spezifische Anregungskonfiguration stellt eine Besonderheit des neuartigen Einzelbrennerprüfstandes dar. Im nächsten Kapitel wird dieser Einzelbrennerprüfstand detailliert vorgestellt.

# 3 Einzelbrennerprüfstand

Die Hauptaufgabe des neu entwickelten Einzelbrennerprüfstandes ist die transversale akustische Anregung eines Drallbrenners. Die Funktion der transversalen Anregung ist, dem Drallbrenner eine akustische Anregung aufzuprägen, die vergleichbar mit dem Auftreten von Umfangsschwingungen in der Vorkammer von Ringbrennkammern ist. Durch die Erweiterung eines "normalen" thermoakustischen Einzelbrennprüfstands um eine transversale Anregung ergibt sich die kreuzförmige Grundstruktur des Prüfstandes, die in Abbildung 3.1 veranschaulicht ist. Die Hauptkomponenten dieses Einzelbrennerprüfstandes sind Vorkammermodul ①, Drallbrenner ②, Brennkammer ③ sowie axiales ④ und transversales ⑤ Anregungssystem. Die kreuzförmige Struktur des Prüfstandes ermöglicht die Erzeugung eines 2-dimensionalen akustischen Feldes im Kreuzungsbereich von axialem und transversalem Anregungssystem. In den beiden nachfolgenden Abschnitten werden die Hauptkomponenten detailliert beschrieben.



Abbildung 3.1: Schematischer Prüfstandsaufbau (links) und CATIA Prüfstandsmodell (rechts) mit den Hauptkomponenten, Abmessungen und Koordinatensystem.

Bevor detailliert auf die einzelnen Komponenten eingegangen wird, werden die wesentlichen Betriebscharakteristiken des Prüfstandes kurz aufgezeigt. Die Medienversorgung des Prüfstandes erfolgt über zwei Massenstromregler<sup>4</sup> für Luft und Erdgas. Aufgrund der Belastbarkeit des Prüfstandes ist die thermische Leistung auf < 100 kW begrenzt, obgleich die Massenstromregler über einen etwas größeren Betriebsbereich verfügen. Die Luft- und Erdgasmassenströme werden in einem statischen Mischer zusammengeführt und anschließend zum Vorkammermodul geleitet ⑥. Die Verbrennung des perfekt-vorgemischten Erdgas-Luft-Gemisches erfolgt bei atmosphärischem Druck ohne Vorheizung.

## 3.1 Hauptmodule des Prüfstandes

In Abbildung 3.2 ist eine Schnittansicht der drei Hauptmodule des Prüfstandes, Vorkammer, Drallbrenner und Brennkammer dargestellt, um deren Anordnung zueinander zu veranschaulichen.



Abbildung 3.2: Schnittansicht von Vorkammermodul, TD1 Brenner und Brennkammer.

### 3.1.1 Vorkammermodul

Das "Herz" des Prüfstandes stellt das Vorkammermodul dar, in welchem der radiale Drallbrenner, genannt TD1-Brenner, montiert ist und die Zufuhr des Erdgas-Luft-Gemisches erfolgt. Zudem werden das axiale und das transversale Anregungssystem sowie die Brennkammer am Vorkammermodul befestigt. Das Vorkammermodul hat eine quadratische Querschnittsfläche mit einer Seitenabmessung von 160 mm und eine Gesamtlänge von  $L_{VK} = 420$  mm. Die Zufuhr

<sup>&</sup>lt;sup>4</sup> Hersteller: Bronkhorst; Modellbezeichnung: F-206AI-AGD-44-V und F-203AC-FA-44V.

49

des Erdgas-Luft-Gemisches erfolgt über 4 Rohre ( $\emptyset = 12 \text{ mm}$ ) mit speziellem Bohrungsmuster, die für ein homogenes Einströmen in die Vorkammer sorgen. Um die Ausbildung von gerichteten Strömungsstrukturen beim Einströmen zu unterbinden, ist ein Strömungsgleichrichter, bestehend aus einer mit Lochblechplatten eingefassten Wabenstruktur, im Anschluss an die vier Zufuhrrohre angebracht. Die gleichgerichtete Strömung erreicht anschließend den TD1-Brenner, welcher an der Endplatte des Vorkammermoduls befestigt ist. An dieser wassergekühlten Endplatte ist zudem die Brennkammer montiert. Die Strömung gelangt von der Vorkammer über den TD1-Brenner in die Brennkammer.

### 3.1.2 Radialer Drallbrenner – TD1-Brenner

Bei nahezu allen Experimenten im Rahmen dieser Arbeit wurde der TD1-Brenner verwendet. Dieser am Lehrstuhl für Thermodynamik entwickelte Brenner wurde bereits in zahlreichen experimentellen und auch numerischen Studien verwendet [1][18][20][23][35][44][104]. Der TD1-Brenner setzt sich im Wesentlichen aus drei Bauteilen, dem Drallregister, der konvergenten Brennerdüse und der Brennerlanze, zusammen. Die Strömung tritt durch 8 tangentiale Öffnungen in das Drallregister ein, wobei der Strömung eine Umfangskomponente aufgeprägt wird. Im konvergenten Teil der Brennerdüse erfährt die Strömung eine Beschleunigung bevor diese über den zylindrischen Abschnitt der Brennerdüse in die Brennkammer gelangt. Die Brennerlanze verhindert entlang der Brennerachse das Eindringen der Flamme in den Brenner und trägt entscheidend zur Flammenstabilisierung bei.

Das modulare Brennerdesign gestattet grundsätzlich die geometrische Veränderung von allen drei Bauteilen. Der Durchmesser der zylindrischen Brennerdüse  $(D_{BD} = 40 \text{ mm})$  sowie der Brennerlanze  $(D_{Lanze} = 16 \text{ mm})$  waren bei allen Messungen identisch. Die effektive Öffnungsfläche der tangentialen Schlitze kann durch Einbau von Zylinderplatten im Drallregister verändert werden. Die Verringerung der Länge der Drallschlitze führt zu einer Zunahme der tangentialen Einströmgeschwindigkeit und folglich zu einem erhöhten Drehimpulse in der Brennerdüse. Über die Drallschlitzlänge wird beim TD1-Brenner folglich die Drallzahl eingestellt, wie aus deren Definition hervorgeht:

$$S_0 = \frac{\dot{D}_{BD}}{\dot{I}_{BD} \cdot R_{BD,a}}$$
(3.1)

Die Drallzahl beschreibt das entdimensionierte Verhältnis von Drehimpuls  $\dot{D}_{BD}$  zu Axialimpuls  $\dot{I}_{BD}$  in der Brennerdüse. Die Entdimensionierung erfolgt durch ein charakteristisches Längenmaß, in diesem Fall durch den Außenradius der

Brennerdüse R<sub>BDa</sub>. In Abbildung 3.2 sind die Extrema der im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Drallschlitzlängen dargestellt (TD1-32 und TD1-12). Die Nomenklatur der Brennerkonfiguration beinhaltet ausschließlich die Länge der Drallschlitze in Millimeter. Für die Bestimmung der Drallzahl aus der Drallschlitzlänge hat Kiesewetter [35] einen theoretischen Zusammenhang hergeleitet, der ausschließlich auf geometrischen Brennerabmessungen basiert. Die daraus berechneten theoretischen Drallzahlen S<sub>0,theo</sub> sind deutlich höher als die aus experimentellen und numerischen Untersuchungen ermittelten Werte [100][104] [105][110]. Eine wesentliche Ursache hierfür ist die nicht exakt tangential ausgerichtete Einströmung in das Drallregister. In Tabelle 2 sind für die untersuchten Brennerkonfigurationen die theoretischen  $(S_{0,theo})$  und effektiven  $(S_{0,eff})$ Drallzahlen aufgeführt. Die angegeben effektiven Drallzahlen basieren auf den zuvor aufgeführten Untersuchungen sowie auf Erfahrungswerten am Lehrstuhl für Thermodynamik [30]. Die Werte von  $S_{0,eff}$  wurden für einen stetigen Zusammenhang zwischen Drallschlitzlänge und Drallzahl geringfügig angepasst. In dieser Arbeit sind ausschließlich die effektiven Drallzahlen S<sub>0,eff</sub> relevant.

_	CII			liessui				
	TD1-	$S_{0,theo}$	$S_{0,\text{eff}}$		Brennkammer	🗌 [mm]	L <sub>BK</sub> [mm]	
-	32	0,60	0,48	•	groß / GBK	160	360	
	24	0,80	0,58		klein / KBK	90	320	
	16	1,20	0,67					
	12	1,60	0,75					

**Tabelle 2:** Bezeichnung der untersuchten Brennerkonfigurationen und die theoretischen und<br/>effektiven Drallzahlen; Abmessungen der großen und kleinen Brennkammer.

An dieser Stelle wird darauf hingewiesen, dass neben dem TD1-Brenner auch ein axialer Drallbrenner in begrenztem Umfang untersucht wurde. Alle Erläuterungen und Ergebnisse zu dem axialen Drallbrenner befinden sich im Anhang F.

### 3.1.3 Brennkammer

Wie bereits erläutert, hat die Brennkammergröße entscheidenden Einfluss darauf, ob sich ein WJR oder ein FJR ausbildendet. Um den Einfluss der Brennkammergröße bzw. des Strömungsregimes genauer zu quantifizieren, wurden in den Voruntersuchungen FTF Messungen an zwei unterschiedlichen Brennkammern durchgeführt. Diese sind in Abbildung 3.2 schematisch gegenübergestellt. Die eigentlich für den Prüfstand konzipierte Brennkammer verfügt über eine quadratische Querschnittsfläche mit identischen Seitenabmessungen wie die Vorkammer, also 160 mm. Die zweite Brennkammer hat eine quadratische Querschnittsfläche mit einer Seitenabmessung von 90 mm. Die Brennkammern werden entsprechend der Seitenabmessungen als große und kleine Brennkammer bezeichnet, bei Indizes wird GBK und KBK verwendet. Die Länge der großen Brennkammer beträgt  $L_{GBK} = 360 \text{ mm}$ , die der kleinen Brennkammer ist  $L_{KBK} = 320$  mm. In Tabelle 2 sind die Abmessungen der beiden Brennkammern gegenübergestellt. Für die Verwendung der kleineren Brennkammer wurden alle Seitenplatten der großen Brennkammer entfernt und die kleine Brennkammer im Rahmen der großen Brennkammer verspannt. Im Betrieb werden die Außenseiten beider Brennkammern mittels Prallluftkühlung vor einer thermischen Überbelastung geschützt. Beide Brennkammern verfügen über Quarzglasfenster für die optische Zugänglichkeit zur Flamme. Darüber hinaus verfügt auch der Abgastrakt über ein Quarzglasfenster, das zur Beobachtung der Flamme von stromab dient. Um sicherzustellen, dass im relevanten Betriebsbereich keine Verbrennungsinstabilitäten auftreten, wurden an den Enden der Brennkammern Endplatten montiert. Ausschließlich für die Beobachtung der Flamme von stromab wurden diese Endplatten demontiert. Abgesehen vom vernachlässigbaren Längenunterschied, ist die Querschnittsfläche das wesentliche Unterscheidungsmerkmal der beiden Brennkammern.

## 3.2 Anregungssysteme

Das axiale Anregungssystem besteht aus einem Schacht, an dessen Ende zwei gegenüberliegende Lautsprecher montiert sind. Am stromauf gelegenen Ende des Vorkammermoduls ist das axiale Anregungssystem angeschlossen. Das transversale Anregungssystem entspricht dem axialen Anregungssystem in doppelter Ausführung, wobei die beiden Schächte mit identischen Abmessungen, links und rechts am Vorkammermodul angeflanscht sind. Der Einzelbrennerprüfstand verfügt somit über zwei unterschiedlich orientierte akustische Anregungssysteme. Die axiale (AX) Anregung erzeugt akustische Druck- und Geschwindigkeitsschwankungen in Strömungs- bzw. x-Richtung. Die transversale (TR) Anregung generiert entsprechende Schwankungen senkrecht zur Strömungs- bzw. in y-Richtung. Im Kreuzungsbereich des axialen und des transversales Anregungssystems bildet sich, bei entsprechender Anregung, ein 2-dimensionales akustisches Feld aus. Die Akustik in den Schächten des Prüfstandes kann für den untersuchten Frequenzbereich als guasi 1-dimensional angenommen werden. In Abbildung 3.3 ist der Kreuzungsbereich aus zwei unterschiedlichen Schnittansichten mit den beiden unterschiedlich orientierten Anregungen dargestellt.



Abbildung 3.3: Schnittansicht des Kreuzungsbereiches der beiden Anregungssysteme im Vorkammermodul; Messebenen und Positionen der Hitzdraht-Sonden.

Das rote (TR) und das blaue (AX) Quadrat in dieser Abbildung kennzeichnen den Wirkungsbereich und die Orientierung der jeweiligen Anregung. Die entsprechenden akustischen Geschwindigkeitsschwankungen sind senkrecht zum jeweiligen Quadrat orientiert. Das rote Quadrat kennzeichnet zudem die Ebene maximaler transversaler Geschwindigkeitsschwankung, was durch einen phasenversetzten Betrieb des TR-Anregungssystems erreicht wird. Diese wird noch detailliert erläutert. In dieser Abbildung sind zudem die Messebenen und Positionen der Hitzdrahtsonden ((1-4) sowie (1-4) und (2) dargestellt, auf die aber erst im Kapitel 4 eingegangen wird. Die Hitzdrahtsonden sind hier mit dargestellt, um Ausrichtung und Orientierung zwischen Anregung und Messtechnik in einer Abbildung zu veranschaulichen.

#### 3.2.1 Axiales Anregungssystem

Das axiale Anregungssystem besteht aus zwei gegenüberliegenden Lautsprechern, die am Ende des quadratischen Schachts befestigt sind. Die Seitenabmessungen des quadratischen Schachtes sind identisch zum Vorkammermodul (160 mm). Das axiale Anregungssystem wird am Vorkammermodul montiert und ist stromauf der Gemischzufuhr positioniert. Die Gesamtlänge des axialen Schachts beträgt  $L_{AAS} = 700$  mm. Neben den mechanischen Bauteilen werden auch die elektronischen Komponenten, die zur Erzeugung der axialen Anregung erforderlich sind, zum axialen Anregungssystem gezählt. Dies umfasst einen Signalgenerator, einen Verstärker und zwei Lautsprecher. Der computergesteuerte Signalgenerator<sup>5</sup> erzeugt das sinusförmige Anregungssignal mit vorgegebener Frequenz und Amplitude. Die Spannungsamplitude dieses Signals wird im Zwei-Kanal-Verstärker um einen Faktor 10 erhöht bevor es zu den beiden Lautsprechern gelangt. Die Lautsprecher wandeln die elektrische Leistung in die akustische Anregung um.

### 3.2.2 Transversales Anregungssystem

Das transversale Anregungssystem besteht aus zwei quadratischen Schächten mit einer identischen Seitenabmessung von 160 mm. Diese sind jeweils seitlich am Vorkammermodul angebracht. Die Seitenabmessungen der quadratischen Schächte stellen sicher, dass das gesamte Drallregister des TD-1 Brenners der TR-Anregung ausgesetzt ist. Das Drallregister befindet sich in der Mitte des deutlich größeren Wirkungsbereiches der TR-Anregung (rotes Quadrat, Abbildung 3.3). Am Ende jedes Schachtes befindet sich ein Lautsprecherpaar, bestehend aus zwei gegenüberliegenden Lautsprechern. Das transversale Anregungssystem verfügt somit über insgesamt 4 Lautsprecher. Die Konstruktion der Schächte und der Lautsprecherfassungen ist in allen drei Fällen identisch. Die Gesamtlänge des transversalen Anregungssystems, die Vorkammer miteinbezogen, beträgt  $L_{TAS} = 1400$  mm.

Von entscheidender Bedeutung für die TR-Anregung ist der Betrieb bzw. die relative Phasenlage der beiden Lautsprecherpaare zueinander. Kunze [44] hat bei seinen Messungen mit angeregter Umfangsmode den Brenner untersucht, welcher sich nahe am Schnellebauch bzw. Druckknoten befand (siehe Abbildung 2.7). Die hieraus resultierende Anforderung an das transversale Anregungssystem ist die Erzeugung einer maximalen transversalen Geschwindigkeitsschwankung direkt am Drallbrenner. Um dies zu realisieren, müssen die beiden Lautsprecherpaare an den Enden des transversalen Schachtes mit einem Phasenversatz von 180° betrieben werden. In diesem Fall werden im transversalen Schacht stehende  $\lambda/2$ -Moden erzeugt, die durch einen Schnellebauch bzw. Druckknoten in der Mitte des symmetrischen Schachtes charakterisiert sind. Dem mittig positionierten Drallbrenner wird durch diese Anregungsform eine asymmetrische Geschwindigkeitsschwankung aufgeprägt, welche zu einem gegebenen Zeitpunkt auf einer Seite in Richtung der Einströmung und auf der gegenüberliegenden Seite gegen die Einströmung gerichtet ist. Mit diesem Anregungskonzept wird dem TD-1 Brenner eine akustische Schnelleschwankung aufgeprägt, die vergleichbar zu der akustischen Anregung in der Ringbrennkammer durch die

<sup>&</sup>lt;sup>5</sup> Hersteller: Agilent; Modellbezeichnung: 33220A.

Umfangsschwingung bei den Untersuchungen von Kunze [44] ist. Zur Veranschaulichung sind der phasenversetzte Betrieb und die resultierende Verteilung der Druck- und Geschwindigkeitsamplituden für eine  $\lambda/2$ - und eine  $3/2 \lambda$ -Mode nachfolgend abgebildet.



Abbildung 3.4: Schematische Veranschaulichung des phasenversetzten Betriebs und der resultierenden Verteilung von Druck- und Geschwindigkeitsamplituden.

Die Ausprägung von  $\lambda/2$ -Moden wurde mittels Schalldruckmessungen entlang des transversalen Schachts eindeutig bestätigt. Im Anhang A werden die zur Modencharakterisierung durchgeführten Schalldruckmessungen dargelegt. Die Quantifizierung und Regelung der TR-Anregung erfolgte ausschließlich über die Messung der Geschwindigkeitsschwankungen in den Drallschlitzen. Die Schalldruckmessungen wurden ausschließlich zum Nachweis der gewünschten Modenform sowie der symmetrischen Schalldruckverteilung im transversalen Schacht durchgeführt, weshalb auf diese hier nicht weiter eingegangen wird.

Das transversale Anregungssystem verfügt über einen eigenen computergesteuerten Signalgenerator, welcher synchron zum Signalgenerator des axialen Anregungssystems betrieben wird. Das transversale Anregungssignal wird aufgeteilt, wobei ein Anschluss mit einer speziellen Invertierungseinheit verbunden ist. Das Anregungssignal besteht dann aus zwei Anschlüssen mit um genau 180° phasenversetzten Sinussignalen. Beide Anschlüsse sind über Zwei-Kanal-Verstärker mit einem Lautsprecherpaar verbunden. Entscheidend beim transversalen Anregungssystem ist die Invertierungseinheit, die durch den 180° Phasenversatz die Erzeugung der geforderten  $\lambda/2$ -Moden ermöglicht.

### 3.2.3 Anregungskonfigurationen

Durch den Aufbau des Prüfstandes mit zwei unabhängigen, aber synchronisierten Anregungssystemen ergibt eine zusätzliche, dritte Anregungskonfiguration, die simultane (SI) Anregung. Bei der SI-Anregung werden AX- und TR-Anregung gleichzeitig betrieben. Im Kreuzungsbereich der beiden Schächte
stellt sich folglich ein 2-dimensionales akustisches Feld ein. Die SI-Anregung ist für die Bestimmung des Einflusses der TR-Anregung auf die FTF zwingend erforderlich. Eine wesentliche Voraussetzung für zuverlässige FTF-Messungen ist eine ausreichend hohe akustische Anregung, um in der Brennerdüse eine Geschwindigkeitsschwankung u'/ $\overline{u} \ge 5\%$  zu erreichen. Mit einer Anregung von 5% wird in der Regel ein angemessenes Signal-Rausch-Verhältnis sichergestellt, was die Qualität der Messdaten entscheidend beeinflusst. Der Wert von 5% ist ein Erfahrungswert am Lehrstuhl für Thermodynamik und wird im nächsten Kapitel erläutert. Die Messergebnisse werden zeigen, dass bei TR-Anregung keine ausreichend hohe Geschwindigkeitsschwankungen in der Brennerdüse u'/ $\overline{u}$  für zuverlässige FTF-Messungen erreicht werden. Bei TR-Anregung ist aufgrund des Aufbaus bzw. der Orientierung des TR-Anregungssystems eigentlich keine Geschwindigkeitsschwankung in Strömungsrichtung zu erwarten. Als Ursache für die Modulation des AX-Anregungssystem bei TR-Anregung wird die Wechselwirkung der Anregungssysteme gesehen. Die von der TR-Anregung hervorgerufene axiale Modulation ist für zuverlässige FTF-Messungen nicht ausreichend, weshalb die zusätzliche AX-Anregung erforderlich ist. Die Besonderheit der SI-Anregung ist, dass zum einen dem radialen Drallbrenner eine transversale Schnelleanregung aufgeprägt wird und zum anderen in der Brennerdüse eine ausreichend hohe axiale Geschwindigkeitsschwankung u'/ $\overline{u}$  vorliegt. Mit den FTF-Messungen bei SI-Anregung wird folglich der Einfluss von Umfangsschwingungen auf die Flammendynamik quantifiziert. Die Notwendigkeit der SI-Anregung wird an dieser Stelle nur kurz aufgezeigt, eine ausführliche Erörterung erfolgt in Kapitel 6.

Für die Umsetzung der SI-Anregung sind zwei synchronisierte Signalgeneratoren zwingend erforderlich. Nur über zwei synchronisierte Signalgeneratoren ist eine unabhängige Regelung der jeweiligen Anregungsspannung U und der resultierenden Geschwindigkeitsschwankungen möglich. Ohne die Synchronisation ergibt sich, bedingt durch die Computersteuerung, eine ständig wechselnde, nicht reproduzierbare Phasenbeziehung zwischen den beiden Signalgeneratoren. Die AX- und die TR-Anregung wurden bei allen Messungen mit einem Phasenversatz von 90° betrieben.

$$\varphi_{AX} = \varphi_{TR} + 90^\circ = \varphi_{TR,inv} - 90^\circ \text{ mit } \varphi_{TR,inv} = \varphi_{TR} \pm 180^\circ.$$
 (3.2)

Diese Phasenrelation wurde bei der akustischen Optimierung des Prüfstandes als optimal für eine symmetrische Verteilung des Schalldruckes im transversalen Schacht ermittelt [26]. FEM-Simulationen haben gezeigt, dass beim Betrieb der AX-Anregung ( $\phi_{AX}$ ) in Phase mit den TR-Anregungen ( $\phi_{TR}$  bzw.  $\phi_{TR,inv}$ ) eine asymmetrischen Schalldruckverteilung entlang des transversalen Schachtes entsteht. Um eine Asymmetrie der Schalldruckverteilung zu vermeiden, wurde die SI-Anregung mit der angegebenen Phasenbeziehung betrieben. Die symmetrische Schalldruckverteilung bei SI-Anregung wurde experimentell überprüft (Anhang A). Diese experimentellen Untersuchungen haben zudem bestätigt, dass die Schalldruckverteilung im transversalen Schacht bei TR- und SI-Anregung identisch ist. Es ist folglich davon auszugehen, dass dem Drallbrenner in beiden Anregungsfällen die gleiche transversale Schnelleanregung aufgeprägt wird. Durch den Betrieb der beiden Anregungssysteme mit einer festgelegten Phasenbeziehung wurde die absolute Vergleichbarkeit der Messdaten sichergestellt, was bei der Versuchsauswertung besonders hilfreich war.

Zusammengefasst kann dieser Prüfstand drei unterschiedliche Anregungszustände erzeugen: AX, TR und SI. Wird nur die AX-Anregung verwendet, ist die Grundstruktur dieses Prüfstandes identisch zu anderen thermoakustischen Versuchseinrichtungen. In diesem Fall können Parameterstudien zum dynamischen Flammenverhalten unabhängig von TR- bzw. SI-Anregung durchgeführt werden. Zusätzlich kann die AX-Anregung als Referenz gegenüber den Messungen mit TR- und SI-Anregung herangezogen werden. Bei der TR-Anregung ist der um 180° phasenversetzte Betrieb der beiden Lautsprecherpaare Voraussetzung für die Anregung von  $\lambda/2$ -Moden im transversalen Schacht. Aus dieser TR-Anregung resultiert am Drallregister des TD1-Brenners eine transversale Geschwindigkeitsschwankung, die vergleichbar mit dem Auftreten von Umfangsmoden in einer Ringbrennkammer ist. Aus dem gleichzeitigen Betrieb von AX- und TR-Anregung ergibt sich eine dritte Anregungskonfiguration, die SI-Anregung. Diese wird für zuverlässige FTF-Messungen mit TR-Anregung benötigt. Die Notwendigkeit und Bedeutung der SI-Anregung wird bei der Diskussion der Ergebnisse weiter erörtert.

## 3.3 Betriebspunkte

Dieser Abschnitt gibt einen Überblick über die Untersuchungen, die in dieser Arbeit vorgestellt werden. Aus den verschiedenen Brennerkonfigurationen, Brennkammergrößen, Anregungskonfigurationen und Betriebszuständen ergibt sich eine Vielzahl von möglichen Untersuchungen. Um die Anzahl der experimentellen Untersuchungen zu begrenzen, wurde eine gezielte Strukturierung vorgenommen. In den Voruntersuchungen wurde der Einfluss der Brennerkonfiguration bzw. der Drallzahl und der Brennkammergröße auf das dynamischen Flammenverhalten untersucht. Die Voruntersuchungen erfolgten ausschließlich bei AX-Anregung und einer thermischen Leistung von 45 kW. Basierend auf diesen Ergebnissen wurden eine Brennerkonfiguration und eine Brennkammergröße für die Untersuchungen der Anregungskonfiguration ausgewählt. Für diese Untersuchungen wurden Messungen bei drei verschiedenen thermischen Leistungen durchgeführt (45 kW, 55 kW und 65 kW). Neben der thermischen Leistung wurde auch eine umfassende Variation des Luftmassenstroms bei isothermem Prüfstandsbetrieb untersucht.

Die Ergebnisse der Voruntersuchungen und der Untersuchungen zur Anregungskonfiguration werden jeweils in einem eigenen Kapitel erläutert. Im Kapitel 5 werden die Erkenntnisse zum Einfluss von Drallzahl und Brennkammergröße vorgestellt und diskutiert. Am Ende dieses Kapitels werden die Auswahl der Brenner- und Brennkammerkonfiguration für die Untersuchungen der Anregungskonfiguration erläutert. Im Kapitel 6 werden die Ergebnisse zum Einfluss der Anregungskonfiguration präsentiert und erörtert. Tabelle 3 gibt eine zusammenfassende Übersicht über die variierten Einflussgrößen, die Inhalt der Kapitel 5 und 6 sind. In Tabelle 4 ist die Nomenklatur der Betriebspunkte aufgelistet, die in Tabelle 3 aufgeführt sind. Auf der linken Seite sind die Betriebspunkte mit Verbrennung angegeben, auf der rechten Seite die isothermen Betriebspunkte.

Die Luftzahl ist in Tabelle 3 nicht aufgeführt, da alle Messungen bei identischer Luftzahl von  $\lambda = 1,3$  durchgeführt wurden. Bei den Betriebspunkten mit Verbrennung ist der Luftmassenstrom für eine äquivalente Brennerdüsengeschwindigkeit mit angegeben, der für den Vergleich der Ergebnisse bei isothermem Betrieb benötigt wird. Für eine einfache und schnelle Zuordnung beinhalten alle Abbildungsbeschriftungen in Kapitel 5 und 6 eine kompakte Zusammenfassung, wie z.B. [TD1-16, GBK, AX, P1]. Die Variation einer dieser Einflussgrößen wird durch "-X-" gekennzeichnet.

Einflussgrößen	Brenner- konfig.	Brenn- kammer	Anregungs- konfig.	Betriebspunkte
Kapitel 5	TD1-32 TD1-24 TD1-16 TD1-12	groß / GBK klein / KBK	AX	M1 und P1
Kapitel 6	TD1-16	groß / GBK	AX TR SI	M1 bis M9 sowie P1, P2 und P3

 Tabelle 3:
 Übersicht der untersuchten Einflussgrößen und Betriebspunkte.

 Tabelle 4:
 Bezeichnung der untersuchten Betriebspunkte.

Bezeichnung	Thermische Leistung [kW]	Äquivalenter Luftmassenstrom [g/s]	Bezeichnung	Luftmassenstrom [g/s]
P1	45	22,4	M1	19,50
P2	55	27,4	M2	22,75
P3	65	32,4	M3	26,00
			M4	22,75
			M5	32,50
			M6	35,75
			M7	39,00
			M8	40,75
			M9	42,50

# 4 Messtechnik und Datenerfassung

Für die Bestimmung aller FTF in dieser Arbeit wurde die direkte Methode (Abs. 2.1) verwendet, bei der die Geschwindigkeitsschwankungen u' mit Hitzdrahtsonden und die Wärmefreisetzungsschwankungen Q' von einem Photomultiplier über die OH\*-Chemilumineszenz erfasst wurden. In diesem Kapitel werden zunächst das Messprinzip der Hitzdraht-Anemometrie sowie die Positionen und Nomenklatur der Hitzdrahtsonden erläutert. Anschließend wird der Zusammenhang zwischen OH\*-Chemilumineszenz und Wärmefreisetzung erörtert. Dabei wird eine spezielle Auswertungsmethode vorgestellt, die für die Untersuchung der dynamischen Flammenstruktur eingesetzt wurde. Abschließend werden das Messprozedere und die Messdatenerfassung beschrieben.

# 4.1 Geschwindigkeit

### 4.1.1 Hitzdraht-Anemometrie

Das Messprinzip der Hitzdraht-Anemometrie beruht auf der konvektiven Kühlung eines aufgeheizten Metalldrahtes durch das umströmende Fluid. An diesen Hitzdraht stellt sich dabei ein thermisches Gleichgewicht zwischen der Wärmezufuhr durch den Stromfluss im Draht und der Wärmeabfuhr an das umströmende Fluid ein. Bei der angewendeten Konstant-Temperatur-Anemometrie wird ausgenutzt, dass der Widerstand des Hitzdrahtes eine direkte Funktion der Drahttemperatur ist. Der Regelkreis, bestehend aus einer Wheatstone-Brückenschaltung und einem Servo-Verstärker, hält die Temperatur des Hitzdrahtes durch Anpassung des Stromflusses konstant. Einem Temperaturabfall und somit einer Widerstandsverringerung des Hitzdrahtes infolge einer erhöhten Fluidgeschwindigkeit wird vom Servo-Verstärker durch einen erhöhten Stromfluss entgegengesteuert. Der Servo-Verstärker sorgt für eine schnellstmögliche Wiederherstellung des an den Hitzdraht angepassten Gleichgewichts der Wheatstone-Brücke. Die abgeglichene Brückenspannung ist somit ein direktes Maß für den konvektiven Wärmeübergang und folglich der Strömungsgeschwindigkeit. Ausgehend von den Arbeiten von King [38] und Collis und Williams [7] kann für einen Hitzdraht mit konstanter Temperatur der Zusammenhang zwischen Brückenspannung E und Strömungsgeschwindigkeit u aus dem thermischen Gleichgewicht hergeleitet werden zu [33]:

$$\dot{Q}_{el} = \dot{Q}_{konv} \implies E^2 = A + B \cdot u^n.$$
 (4.1)

Die Koeffizienten A, B und n sind Funktionen der physikalischen Fluideigenschaften, des Widerstands des Hitzdrahtes sowie der Temperaturen von Draht und Fluid. Diese werden durch eine geeignete Kalibrierung bestimmt. Als praktikabel hat sich die Approximation des Zusammenhangs zwischen Spannung und Geschwindigkeit durch ein Polynom höherer Ordnung herausgestellt [1][20][55]. Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein Polynom dritter Ordnung verwendet, das im betrachteten Geschwindigkeitsbereich immer exakt mit den Kalibrationswerten übereinstimmte.

$$u = C_1 + C_2 \cdot E + C_3 \cdot E^2 + C_4 \cdot E^3$$
(4.2)

Ein entscheidender Vorteil der Hitzdraht-Messtechnik ist das hohe dynamische Antwortverhalten, wobei die zeitliche Auflösung im Bereich einiger kHz und darüber liegt. Dies wird durch das Zusammenspiel der geringen thermischen Trägheit des Hitzdrahtes mit einem leistungsstarken Servo-Verstärker erreicht. Im Weiteren werden die Hitzdrahtsonden als CTA-Sonden (Constant-Temperature-Anemometry) bezeichnet. Alle verwendeten CTA-Sonden sind selbst angefertigt worden. Hierfür wurde ein 10 µm dicker, platinierter Wolframdraht verwendet. Die Länge des Hitzdrahtes zwischen den beiden Trägerstiften betrug etwa 2 mm. Aufgrund der geringen Belastbarkeit der CTA-Sonden wurde eine spezielle Schweißvorrichtung entwickelt, womit defekte CTA-Sonden direkt am Lehrstuhl für Thermodynamik repariert werden können. Mit dem gewählten Überhitzungsverhältnis von 0,5 kann die Übertemperatur des Hitzdrahtes zu ~ 300°C und dessen maximal auflösbare Frequenz zu ~ 15 kHz abgeschätzt werden. Ausführlichere Angaben zu der Bauweise und den Charakteristiken der selbstgefertigten CTA-Sonden sowie zu dem verwendeten Anemometers<sup>6</sup> sind in [78][55] zu finden.

<sup>&</sup>lt;sup>6</sup> Hersteller: A.A. LabSystems; Modellbezeichnung: AN-1003.

## 4.1.2 Positionierung und Ausrichtung

Für die Bestimmung der relevanten Geschwindigkeitsschwankungen wurden am Prüfstand insgesamt 6 CTA-Sonden in zwei Messebenen eingesetzt, dem Drallregister und der Brennerdüse. In der Abbildung 3.3 sind die beiden Messebenen und die Positionierung der CTA-Sonden dargestellt.

Im Normalfall ist für FTF-Messungen die Verwendung einer CTA-Sonde in der Brennerdüse ausreichend. Es wird gezeigt, dass bei TR-Anregung eine CTA-Sonde nicht ausreicht, um die komplexe Struktur der Geschwindigkeitsschwankungen in der Brennerdüse korrekt zu erfassen. In der Brennerdüse sind deshalb insgesamt 4 CTA-Sonden gleichmäßig über den Umfang positioniert. Diese werden in Umfangsrichtung nummeriert und sind in Abbildung 3.3 durch die Symbole ① bis ④ gekennzeichnet. In Bezug auf die Brennkammereintrittsebene ist die CTA-Messebene um 25,5 mm versetzt, wobei der radiale Abstand zur Brennerlanze ca. 7 mm beträgt.

Abhängig von der Ausrichtung des Hitzdrahtes erfassen die CTA-Sonden in der Brennerdüse entweder die axiale Geschwindigkeit oder die Umfangsgeschwindigkeit. Für die Bestimmung der axialen Geschwindigkeit müssen die Hitzdrähte senkrecht zur x-Achse orientiert sein. Auf der linken Seite von Abbildung 3.3 ist dies für die axiale Geschwindigkeitsschwankung u' durch einen grünen Doppelpfeil veranschaulicht. Die Umfangsgeschwindigkeit wird durch Ausrichtung der Hitzdrähte parallel zur x-Achse ermittelt. Für die Schwankung der Umfangsgeschwindigkeit w' ist dies auf der rechten Seite von Abbildung 3.3 dargestellt. Mit diesen 4 CTA Sonden in der Brennerdüse (① bis ④) kann somit je nach Ausrichtung die Axial- oder die Umfangsgeschwindigkeit räumlich und zeitlich aufgelöst erfasst werden.

Neben diesen 4 CTA-Sonden sind zwei weitere CTA-Sonden in gegenüberliegenden Drallschlitzen des TD1-Brenners eingebaut worden. Die Messebene ist gegenüber dem Ende der Drallschlitze um 12 mm versetzt. Die immer in x-Richtung orientierten Hitzdrähte sind mittig zur Höhe und Tiefe der Drallschlitze positioniert. Diese beiden CTA-Sonden sind senkrecht zur Einströmungsrichtung in das Drallregister und auch senkrecht zur transversalen Geschwindigkeitsschwankung orientiert. Die Orientierung der ermittelten Geschwindigkeitsschwankung v'<sub>DS</sub> ist auf der rechten Seite der Abbildung 3.3 durch grüne Doppelpfeile bei 90° und 270° markiert. Um Messdaten für alle 8 Drallschlitze zu erhalten, wurde eine vollständige Drehung des Drallregisters in 45° Schritten vorgenommen. Die Messpositionen dieser CTA-Sonden sind entsprechend ihres Umfangswinkels mit DS 1 bis DS 8 benannt. Die beiden in Abbildung 3.3 eingezeichneten CTA-Sonden **⑤** und **⑦** werden entsprechend DS 3 und DS 7 bezeichnet. Für jeden Drallschlitz wurde der Mittelwert aus den beiden CTA-Sonden bestimmt, wobei zusätzlich die Reproduzierbarkeit der Ergebnisse überprüft wurde. Auf diese Weise konnten die Geschwindigkeitsschwankungen am Eintritt in das Drallregister bei AX-, TR- und SI-Anregung bestimmt werden. In Relation zu den Messdaten in der Brennerdüse konnte das Übertragungsverhalten des TD1-Brenners bei AX-, TR- und SI-Anregung untersucht werden. Die entscheidende Bedeutung dieser CTA-Sonden resultiert aus der Bestimmung und Regelung der transversalen Geschwindigkeitsschwankung v'<sub>DS</sub>.

Abschließend werden die Bezeichnungen der Geschwindigkeitsschwankungen an den verschiedenen CTA-Messpositionen zusammengefasst. In der Brennerdüse werden von vier CTA-Sonden die axialen Geschwindigkeitsschwankungen u' und, bei entsprechender Ausrichtung, die Schwankungen der Umfangsgeschwindigkeit w' erfasst. Diese Messpositionen sind in Umfangsrichtung mit 1 bis 4 nummeriert. Von zwei CTA-Sonden, die in gegenüberliegenden Drallschlitzen positioniert sind, werden die tangentialen Geschwindigkeitsschwankungen v'<sub>DS</sub> ermittelt. Die sich aus der Drehung des Drallregisters ergebenden acht CTA-Messpositionen sind ebenfalls in Umfangsrichtung nummeriert und sind zur eindeutigen Unterscheidung mit DS 1 bis DS 8 benannt.

### 4.1.3 Kalibration und Querempfindlichkeit

Die Bestimmung der Koeffizienten in Gleichung 4.2 erfolgte vor jeder Messreihe durch eine Variation der thermischen Leistung. Die Variation der thermischen Leistung umfasste in der Regel etwa  $\pm 25\%$  des gewünschten Betriebspunktes. In Abbildung 4.1 ist eine typische Kalibrationskurve einer CTA-Sonde in der Brennerdüse für Betriebspunkt P2 dargestellt. Die Übereinstimmung zwischen der Approximationsfunktion und den Messpunkten verdeutlicht die Genauigkeit des Polynoms dritter Ordnung. Die Kalibration wurde immer mit eingebauten und senkrecht zur x-Achse ausgerichteten Hitzdrähten durchgeführt.

Eine Kalibration der CTA-Sonden in der Brennerdüse mit Ausrichtung parallel zur x-Achse wurde nicht vorgenommen, da in diesem Fall die Strömungsgeschwindigkeiten nicht direkt aus dem Massenstrom berechnet werden können. Nur bei exakter Kenntnis des radialen Profils der Umfangsgeschwindigkeit wäre eine entsprechende Kalibration möglich. Für die Messungen der Umfangsgeschwindigkeit erfolgte die Neuausrichtung der CTA-Sonden erst im Anschluss an die Kalibration, um die Genauigkeit der Messdaten nicht zu beeinträchtigen. Aufgrund des erforderlichen Mehraufwandes durch den Ausrichtungswechsel sind die Messungen der Umfangsgeschwindigkeit nur in begrenztem Umfang durchgeführt worden.

Bei dem beschriebenen Vorgehen zur Kalibration der CTA-Sonden wird deren Querempfindlichkeit vernachlässigt. Die Gültigkeit dieser Annahme ist für fast alle Messungen in dieser Arbeit gegeben. In einem Fall muss jedoch die Sensitivität der CTA-Sonde gegenüber der parallel zum Hitzdraht orientierten Strömungskomponente berücksichtigt werden. Grundsätzlich ist eine CTA-Sonde mit einem Hitzdraht sensitiv gegenüber allen Geschwindigkeitskomponenten der drei Raumrichtungen [33][56][59][106]. Die gemessene Geschwindigkeit u<sub>eff</sub> bzw. w<sub>eff</sub> einer CTA-Sonde in der Brennerdüse setzt sich bei Vernachlässigung der Radialgeschwindigkeit aus Axial- und Umfangsgeschwindigkeit zusammen:

$$u_{eff}^2 = u^2 + k^2 \cdot w^2$$
 bzw.  $w_{eff}^2 = w^2 + k^2 \cdot u^2$ . (4.3)

Der Koeffizient k beschreibt die Sensitivität des Hitzdrahtes gegenüber der parallel verlaufenden Geschwindigkeit. Der Wertebereich von k liegt für industrielle CTA-Sonden meist zwischen 0,1 und 0,25 [33]. Entscheidend für den Messfehler, der sich durch Vernachlässigung der Querempfindlichkeit ergibt, ist neben dem Koeffizienten k das Verhältnis der beiden Geschwindigkeitskomponenten zueinander. Sind mittlere Axial- und Umfangsgeschwindigkeit in etwa gleich groß (u  $\approx$  w), kann die Querempfindlichkeit in erster Näherung vernachlässig werden, da die Abweichung nur maximal 3% beträgt (für k = 0,25). Für die untersuchten Brennerkonfigurationen sind die Unterschiede der mittleren Geschwindigkeiten gering. Aus diesem Grund ist die Vernachlässigung der Querempfindlichkeit für die mittleren Strömungsgeschwindigkeiten zulässig.

Für die Messungen der beiden Geschwindigkeitsschwankungen in der Brennerdüse u' und w' ist die Vernachlässigung bis auf einen Fall ebenfalls zulässig. Für die erforderliche Korrektur der Querempfindlichkeit wird ein entsprechender Zusammenhang für die Schwankungsgrößen benötigt. Hierfür wird die vorherige Gleichung durch Linearisierung für kleine Schwankungen und unter der Annahme, dass die mittleren Strömungsgeschwindigkeiten etwa gleich groß sind, in folgende Form überführt:

$$u'_{eff} = \frac{u' + k^2 \cdot w'}{\sqrt{1 + k^2}}$$
 bzw.  $w'_{eff} = \frac{w' + k^2 \cdot u'}{\sqrt{1 + k^2}}$ . (4.4)

Für die Schwankungsgrößen ist demnach die Vernachlässigung der Querempfindlichkeit ebenso zulässig, wenn die Schwankungen der beiden Geschwindigkeitskomponenten vergleichbar sind. Übersteigt jedoch eine Schwankungsgröße die andere um einen Faktor 4, ergibt sich ein Fehler von ~10%. Die Vernachlässigung würde in diesem Fall eine Beeinträchtigung der Messgenauigkeit bedeuten. Bei einer Messung weichen die Schwankungsgrößen signifikant voneinander ab, was die Korrektur der Messdaten gemäß der Gleichung 4.4 erfordert. An der entsprechenden Stelle wird weiter darauf eingegangen. Für alle übrigen Messungen ist festzuhalten, dass die Querempfindlichkeit gering und somit vernachlässigbar ist.



Abbildung 4.1: Typisches Ergebnis der Kalibration einer CTA-Sonde (links) und des Photomultipliers (rechts) für Betriebspunkt P2.

# 4.2 Wärmefreisetzung

Bei experimentellen Untersuchungen zur thermoakustischen Charakterisierung von vorgemischten Flammen wird sehr häufig die OH\*-Chemilumineszenz als Maß für die Wärmefreisetzung verwendet, wie z.B. bei [1][11][20][32][34] [37][97]. In diesem Abschnitt wird zunächst der Zusammenhang zwischen OH\*-Chemilumineszenz und Wärmefreisetzung für magere turbulente Flammen erörtert, bevor die daraus resultierenden Anforderungen und Restriktionen für die Untersuchungen dieser Arbeit behandelt werden.

#### 4.2.1 OH\*-Chemilumineszenz

Die Chemilumineszenz bezeichnet den Prozess, bei dem es durch chemische Reaktion zur Emission von Licht kommt. Das Chemilumineszenzspektrum einer turbulenten Erdgas-Luft-Flamme setzt sich im Wesentlichen aus vier Spezies zusammen: OH\*, CH\*, C<sub>2</sub>\* und CO<sub>2</sub>\*. Während sich das Emissionsspektrum von CO<sub>2</sub>\* über einen breiten Wellenlängenbereich erstreckt, zeichnen sich die übrigen drei Spezies durch schmalbandige Emissionsspitzen aus. Aufgrund dieser ausgeprägten Emissionsspitzen bei charakteristischen Wellenlängen wird meist einer dieser drei Spezies zur experimentellen Bestimmung der Wärmefreisetzung verwendet. Das Hydroxil-Radikal OH\* emittiert Licht der Wellenlänge ~308 nm beim Übergang vom angeregten Zustand in den energetischen Grundzustand:

$$OH^* \to OH + \frac{h}{\lambda} \quad \text{mit} \quad \lambda = \sim 308nm$$
 (4.5)

Ein Vorteil des Hydroxil-Radikals ist dessen Emissionsintensität, die vor allem im Verhältnis zur CO2\*-Emission deutlich stärker ausgeprägt ist als die der CH\* und C2\* Spezies. Aus diesem Grund wird beim Großteil der experimentellen Untersuchungen zur Flammendynamik die OH\*-Chemilumineszenz als Maß für die Wärmefreisetzung verwendet. Dabei wird auf dem von Haber et al. [24][25] aufgezeigten linearen Zusammenhang zwischen der OH\*-Intensität und der Wärmefreisetzung aufgebaut. Die Gültigkeit dieser Relation wurde von Lauer [46] auf die integrale Betrachtung beschränkt. Demzufolge kann aufgrund der Turbulenz-Chemie-Interaktion nicht von der lokalen OH\*-Intensität auf die lokale Wärmefreisetzung geschlossen werden. Der Zusammenhang zwischen der OH\*-Chemilumineszenz und der Wärmefreisetzung kann formell zusammengefasst werden zu:

$$\int_{V_{BK}} \frac{\dot{Q}'}{\dot{Q}} \, dV_{BK} \approx \int_{V_{BK}} \frac{I'_{308nm}}{\bar{I}_{308nm}} dV_{BK} \quad \text{und} \quad \dot{Q}(x, y) \approx I_{308nm}(x, y).$$
(4.6)

Für die Bestimmung der integralen Wärmefreisetzungsschwankungen wurde ein Photomulitplier mit einem vorgeschalteten schmalbandigen Interferenzfilter verwendet, was nach derzeitigem Stand des Wissens gültig ist. Die Aufnahmen der OH\*-Chemilumineszenz haben mangels eines direkten Zusammenhanges zwischen der lokalen OH\*-Intensität und der lokalen Wärmefreisetzung nur qualitative Aussagekraft. Aufgrund der deutlichen lokalen Abweichungen werden die Aufnahmen der OH\*-Chemilumineszenz lediglich zur qualitativen Beurteilung und Charakterisierung der Flammenstruktur herangezogen. Nachfolgend werden die beiden Messtechniken zur Erfassung der integralen und lokalen OH\*-Chemilumineszenz vorgestellt.

## 4.2.2 Photomultiplier

Ein Photomulitplier (PM) besteht im Wesentlichen aus einer Photokathode und einem Sekundärelektronenvervielfacher. Die auf die Photokathode auftreffenden Lichtphotonen lösen Elektronen aus dieser heraus, deren Anzahl im nachgeschalteten Sekundärelektronenvervielfacher exponentiell erhöht wird, um ein verwertbares Messsignal zu erhalten. Um die für die Bestimmung der FTF erforderliche integrale Wärmefreisetzungsschwankung zu erfassen, wurde dem PM<sup>7</sup> ein schmalbandiger Interferenzfilter<sup>8</sup> mit einer Transmissionsspitze bei 307 nm vorgeschaltet. Der PM wurde senkrecht zur Brennerachse mit einem axialen Abstand von 100 mm zur Brennkammereintrittsebene positioniert. Der Abstand zwischen PM und Brennerachse betrug bei der großen Brennkammer ca. 500 mm. Für die kleine Brennkammer wurde der Abstand auf 300mm reduziert, um sicherzustellen, dass auch in diesem Fall gerade noch die gesamte Flamme erfasst wird.

Wie bei den CTA-Sonden erfolgte die Kalibration des PM durch Veränderung der thermischen Leistung um etwa  $\pm 25\%$  um den gewünschten Betriebspunkt. In Abbildung 4.1 ist eine typische Kalibrationskurve des PM dargestellt, wobei die thermische Leistung von 40 kW bis 70 kW schrittweise erhöht wurde ( $\lambda$ =1,3). Die Messpunkte folgen dem erwarteten linearen Verlauf ohne merkliche Abweichungen. Die Approximationsgerade mündet dabei nicht im Ursprung, sondern weist einen positiven y-Achsenabschnittswert auf. Der Grund liegt darin, dass im unteren laminaren Leistungsbereich der Geradenverlauf merklich steiler ist als im dargestellten turbulenten Bereich [46]. Die Gültigkeit der Kalibrationskurve ist folglich auf den turbulenten Bereich begrenzt. Ein positiver y-Achsenabschnittswert und eine geringe Abweichung von der Approximationsgeraden wurden als Beurteilungskriterien einer Kalibration verwendet. Eine exakte Kalibration des PM und der CTA-Sonden ist die Voraussetzung für die quantitative Aussagekraft und Vergleichbarkeit der ermittelten FTF.

<sup>&</sup>lt;sup>7</sup> Hersteller: Hamamatsu; Modellbezeichnung: H5784-03/04

<sup>&</sup>lt;sup>8</sup> Hersteller: L.O.T. Oriel; Modellbezeichnung: 307FS

### 4.2.3 Hochgeschwindigkeitskamera

Mit einer bildverstärkten Hochgeschwindigkeitskamera<sup>9</sup>, welche über einen identischen Interferenzfilter wie der PM verfügte. wurde die OH\*-Chemilumineszenz der Flamme aufgezeichnet. Es wurden Aufnahmen der Flamme aus zwei verschiedenen Blickrichtungen erstellt. Bei einer Aufnahmerichtung betrachtet die Kamera die Flamme von der Seite durch das Quarzglasfenster der Brennkammer. Diese Position ist identisch zu der des PM, wobei der Abstand für die Fokussierung deutlich größer gewählt werden musste. Bei der zweiten Aufnahmerichtung blickt die Kamera entlang der Brennerachse von stromab auf die Flamme. Hierfür wurde der Abgastrakt ebenfalls mit einem Quarzglasfenster versehen und die Brennkammerendplatte demontiert. Die Betrachtungsrichtungen sind in Abbildung 4.2 veranschaulicht.

Die Aufnahmen der OH\*-Chemilumineszenz zeigen eine tiefenintegrierte Intensitätsverteilung, aus der prinzipiell mit Hilfe des BASEX-Algorithmus [10] die planare Intensitätsverteilung berechnet werden kann. Eine grundlegende Voraussetzung dieses Algorithmus ist die Rotationssymmetrie der tiefenintegrierten Aufnahme. Die Rotationssymmetrie ist bei TR-Anregung nicht mehr vorhanden, weshalb eine "Entabelung" der Flammenbilder nicht vorgenommen werden konnte. Aufgrund der zuvor erläuterten lokalen Abweichungen zwischen der OH\*-Chemilumineszenz und der Wärmefreisetzung ist die quantitative Aussagekraft von charakteristischen Längenmaßen, wie z.B. der Flammenlänge  $L_{\rm F}$ , als kritisch zu erachten. Im Rahmen dieser Arbeit werden die Flammenbilder desvorwiegend zur Beschreibung von qualitativen Änderungen der halb OH\*-Intensität herangezogen. Die qualitative Analyse der Flammenstruktur erfolgt für das stationäre Mittelwertbild und für die zeitlich aufgelösten Änderungen der Intensitätsverteilung. Um die zeitliche Änderung einer Flamme während einer Anregungsperiode nicht durch eine Aneinanderreihung mehrerer Bilder darstellen zu müssen, wurde eine Methode verwendet, um die instationären Vorgänge der Flamme in einem Bild zusammengefasst veranschaulichen zu können. Diese Methode basiert auf den Arbeiten von Auer [2] und Freitag [20] und ist schematisch in Abbildung 4.2 dargestellt. Die Aufnahmerate der Kamera entsprach immer dem 20-fachen der untersuchten Anregungsfrequenz, wofür ein externer Taktgeber verwendet wurde. Zur Korrelation der Aufnahmen mit den Messdaten der CTA-Sonden wurde das Triggersignal des axialen Signalgenerators zur Markierung des Startbildes verwendet. Auf diese Weise können die Bilder bei der Nachbearbeitung entsprechend dem Triggerssignal sortiert und ausgewertet werden.

<sup>&</sup>lt;sup>9</sup> Hersteller: Photron; Modellbezeichnung: APX-Intensified



Abbildung 4.2: Schematische Veranschaulichung der Bildverarbeitung zur Erstellung des Mittelwertbildes und der amplitudengewichteten Phasenbilder (AGP); Kameraausrichtung bei seitlicher Betrachtung und Betrachtung von stromab.

Im ersten Schritt der Nachbearbeitung der Flammenbilder werden die Mittelwertbilder der 20 Phasenwinkel aus den 8192 Einzelaufnahmen bestimmt. Jedes einzelne dieser 20 Mittelwertbilder wird somit aus über 400 Einzelbildern ermittelt. Anschließend kann durch eine Fast-Fourier-Transformation (FFT) für jeden Pixel die Amplitude und Phase berechnet werden. Aus dem resultierenden Amplitudenbild können die Bereiche mit hoher Intensitätsschwankung identifiziert werden. Das Phasenbild gibt die zeitliche Relation der Intensitätsschwankungen zueinander sowie in Bezug auf das Triggersignal über eine Farbskala wieder. Eine fallende Phase wird dabei über die Farben rot (180°), grün, blau (0°), gelb und wieder rot (180°) dargestellt. Ein Nachteil der Phasenbilder ist, dass diese auch Phasenwerte ohne signifikante Amplitude und somit ohne Relevanz aufzeigen. Um dies zu beseitigen werden Amplituden und Phasenbild vereint, wobei die Amplitude über die Helligkeit und die Phase über die Farbe ausgedrückt werden. Auf diese Weise können die beiden wesentlichen Informationen in einem amplitudengewichteten Phasenbild (AGP-Bild) ausgedrückt werden. Bei den AGP-Bildern sind die Amplitudenwerte größer als das 0,75-fache des maximalen Amplitudenwertes mit maximaler Helligkeit dargestellt. Aufgrund dieser Skalierung ist zwar keine quantitative Vergleichbarkeit zwischen AGP-Bilder mehr möglich. Dies wurde jedoch bewusst gewählt, um für jede Aufnahmereihe eine anschauliche und ausdrucksvolle Darstellung sicherzustellen. Die AGP-Bilder werden in dieser Form ausschließlich für die qualitative Analyse der dynamischen Flammenstruktur herangezogen.

# 4.3 Messdatenerfassung und FTF-Messung

Die Steuerung und Regelung des Prüfstandes sowie die Messdatenerfassung erfolgten jeweils über einen eigenständigen Rechner. Für die Messdatenerfassung wurde eine PCI-Messkarte<sup>10</sup> mit 8 simultanen Analogeingängen verwendet. Die Messdatenerfassung wird vom Triggersignal des axialen Signalgenerators gestartet, der über den gleichen Rechner gesteuert wird. Dadurch beginnt die Aufzeichnung der Messwerte immer zum gleichen Zeitpunkt der Anregungsperiode, wodurch auch die Reproduzierbarkeit der absoluten Phasenwerte gegeben ist. Die Messdatenerfassung wird nahezu komplett automatisiert von einem speziell für die Anforderungen dieser Arbeit entwickelten LabVIEW-Programm übernommen. Das Programm erfordert neben Eingabeparametern, wie z.B. Startund Endfrequenz, Kalibrationskurven der CTA-Sonden und des PM sowie die frequenzabhängigen Anregungsamplituden des axialen und des transversalen Signalgenerators. Für eine gegebene Frequenz werden Amplitude und Phase aller Sensoren bestimmt, bevor die nächste, um 10 Hz höhere Frequenz angeregt wird. Die wesentlichen Schritte der Messdatenerfassung in chronologischer Abfolge für einen Frequenzdurchlauf sind:

- **1.** Beginn der Anregung durch Ausgabe der Anregungsfrequenz und Amplitude(n) an den axialen oder/und den transversalen Signalgenerator.
- 2. Datenaufzeichnung: Aufnahmerate und Gesamtanzahl der Messwerte entsprechen dem 100-fachen der Anregungsfrequenz. Die Aufzeichnung wird vom Triggersignal des axialen Signalgenerators gestartet.
- **3.** Mittelung über 10 Wiederholungen des vorherigen Schrittes zur Verbesserung der Genauigkeit und der Reproduzierbarkeit.
- **4.** Umrechnung der aufgezeichneten Spannungswerte in Strömungsgeschwindigkeit und thermische Leistung über die hinterlegten Kalibrationskurven.
- **5.** FFT aller Signale zur Bestimmung der jeweiligen Amplituden und Phasenwerte mit einer Frequenzauflösung von 1 Hz. Dabei wird sichergestellt, dass die FFT-Auswertefrequenz der Anregungsfrequenz entspricht.

Die Genauigkeit des Auswerteprozesses wurde anhand einer alternativen Matlab Routine geprüft, die ausschließlich auf den Rohdaten beruht. Die Parameter der Messdatenerfassung, Aufnahmerate, Anzahl der Messdaten und Wiederholungen

<sup>&</sup>lt;sup>10</sup>Hersteller: National Instrument; Modellbezeichnung: PCI-4472.

wurden hinsichtlich der Datenqualität und Messdauer optimiert, wobei der Fokus auf ersterem lag. Während der Messdatenerfassung wurden die Rohdaten und die Frequenzspektren über Anzeigefunktionen des LabVIEW-Programms kontinuierlich auf eventuelle Störungen und Abweichungen geprüft.

Nachfolgend ist die Vorgehensweise zur Bestimmung der FTF beschrieben, welches die zuvor erläuterte Messdatenerfassung beinhaltet. Dieses Vorgehen ist identisch zum isothermen Betrieb des Prüfstandes, bei dem folglich nur die Signale der CTA-Sonden aufgezeichnet wurden.

- 1. Kalibration von CTA-Sonden und PM durch Variation der thermischen Leistung um etwa ±25% um den gewünschten Betriebspunkt.
- 2. Bestimmung der Amplituden- und Phasenwerte aller Sensoren für den gesamten Frequenzbereich.
- 3. Wiederholung des vorherigen Schrittes, bis die normierte Amplitude der Geschwindigkeitsschwankung in der Brennerdüse u'/ $\overline{u} \sim 6\%$  betrug. Dies wurde durch eine iterative Anpassung der Anregungsspannung U( $\omega$ ) des axialen Signalgenerators erreicht.
- **4.** Abschließende Kalibration der CTA-Sonden und PM, um Änderung der Kalibrationskurven ausschließen zu können.

Die Notwendigkeit einer normierten Anregungsamplitude der axialen Geschwindigkeitsschwankung in der Brennerdüse von u'/ $\overline{u} \sim 6\%$  ergibt sich zum einen aus einem möglichst hohen Signal-Rausch-Verhältnis. Zum anderen ist diese Anregungsamplitude durch das unerwünschte Auftreten von nicht-linearen Effekten [12][43] und die Leistung der Lautsprecher begrenzt. Durch Fehlanregungen wurden vereinzelt Anregungsamplituden von bis zu ~24% generiert. Eine detaillierte Untersuchung dieser Fehlanregungen zeigte, dass selbst bei diesen hohen Anregungsamplituden das dynamische Flammenverhalten linear ist [107].

An die Messtechnik sowie die Datenerfassung wurden hohe Anforderungen bezüglich der Qualität der Messdaten gestellt. Diese Anforderungen umfassten die Reproduzierbarkeit, die Fehlerabschätzung, die Skalierung über der Sr-Zahl, die Linearität sowie die Erfüllung der Grenzwerte nach Gln. 2.8 und 2.9. Im Anhang B wird die Qualität der Messdaten anhand dieser Kriterien erörtert, worauf die Zuverlässigkeit sowie die qualitative und quantitative Aussagekraft der vorliegenden Messdaten begründet sind.

# 5 Voruntersuchungen und Konfigurationsauswahl

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse der Voruntersuchungen zum Einfluss der Drallzahl und der Brennkammergröße präsentiert. Das Ziel dieses Abschnitts ist es, die FTF des TD1-Brenners als Überlagerung von Massenstrom- und Zirkulationsschwankung zu verdeutlichen und damit die wesentlichen Charakteristiken der FTF des untersuchten Drallbrenners zu erläutern. Mit den experimentell ermittelten FTF wird der Einfluss der Drallzahl und der Brennkammergröße dargelegt und Erklärungen für die bestimmten Änderungen aufgezeigt.

Im ersten Abschnitt werden die Charakteristiken der FTF anhand der experimentell ermittelten und modellierten FTF des TD1-16-Brenners erläutert, wobei das entwickelte FTF-Modell umfassend dargelegt wird. Basierend auf der Untersuchung des Übertragungsverhaltens des TD1-16-Brenners wird ein Transportmodell entwickelt, dass die Grundlage für die theoretische Beschreibung der Vorgänge bei TR-Anregung in Kapitel 6 ist. Aufbauend auf den FTF von vier verschiedenen Drallzahlen und dem entwickelten FTF-Modell wird im zweiten Abschnitt eine Methode vorgestellt, mit der durch Inter- bzw. Extrapolation von den untersuchten Brennerkonfigurationen auf die FTF von anderen Brennerkonfigurationen geschlossen werden kann. Mit der Zerlegung der FTF in die beiden Wirkungsmechanismen wird gezeigt, dass diese eine umgekehrte Abhängigkeit von der Drallzahl aufweisen. Im dritten Abschnitt wird der Einfluss der Brennkammergröße durch den Vergleich der in den beiden Brennkammern ermittelten FTF quantifiziert und auf die unterschiedlichen Strömungsregime zurückgeführt. Im letzten Abschnitt werden die Erkenntnisse aus den Voruntersuchungen zusammengefasst und die Kriterien dargelegt, die bei der Auswahl des TD1-16-Brenners und der großen Brennkammer für die Untersuchungen bei TR-Anregung ausschlaggebend waren.

# 5.1 FTF und Übertragungsverhalten des TD1-16-Brenners

In diesem Abschnitt werden zunächst die Charakteristiken der Überlagerung von Massenstrom- und Zirkulationsschwankung anhand der in der großen Brennkammer bestimmten FTF des TD1-16-Brenners aufgezeigt. Basierend auf der Übereinstimmung von experimentell ermittelter und modellierter FTF wird das in dieser Arbeit entwickelte FTF-Modell vorgestellt. Dabei wird umfassend auf die Modellierung des Einflusses der Zirkulationsschwankung eingegangen. Anschließend wird die experimentelle Untersuchung des Übertragungsverhaltens des TD1-16-Brenners erläutert. Mit dieser Untersuchung wird zum einen der Zeitverzug der Zirkulationsschwankung bestimmt und zum anderen der frequenzabhängige Amplitudenverlauf der Umfangsgeschwindigkeitsschwankung aufgezeigt. Basierend auf dem ermittelten Zeitverzug wird ein theoretisches Transportmodell für den TD1-16-Brenner vorgestellt, dass in Kapitel 6 weiterentwickelt wird, um die Vorgänge bei TR-Anregung zu beschreiben.

Zu Beginn wird darauf hingewiesen, dass alle FTF-Messungen in Kapitel 5 bei demontiertem, transversalem Anregungssystem und folglich ausschließlich AX-Anregung durchgeführt wurden. Zudem wurden alle FTF in diesem Kapitel bei Betriebspunkt P1 bestimmt (Tabelle 3).

## 5.1.1 Experimentell bestimmte FTF

In Abbildung 5.1 sind die Amplituden- und Phasenverläufe der experimentell bestimmten und modellierten FTF des TD1-16-Brenners in der großen Brennkammer für Betriebspunkt P1 dargestellt.

Für die Messung der FTF des TD1-16-Brenners wurde vom axialen Anregungssystem eine normierte axiale Geschwindigkeitsschwankung u'/ $\bar{u}$  von 6% im untersuchten Frequenzbereich von 10 bis 350 Hz erzeugt. Der Amplitudenverlauf der FTF zeigt ein deutlich alternierendes Verhalten, wobei auf jedes Amplitudenmaximum bei 20 Hz, 130 Hz und 230 Hz ein Minimum bei 80-90 Hz, 170 Hz und 290 Hz folgt. Dies ist ein deutlicher Hinweis auf einen stetigen Wechsel zwischen konstruktiver und destruktiver Überlagerung der beiden Wirkungsmechanismen. Die Amplitudenwerte sind fast im gesamten Frequenzbereich, abgesehen vom Minimum bei 80-90 Hz und den hohen Frequenzen (330-350 Hz), größer oder gleich Eins, wobei alle drei Maxima etwa Werte von 1,5 aufweisen. Im unteren Frequenzbereich ist der Amplitudenverlauf ansteigend und tendiert für kleine Frequenzen eindeutig zu Eins. Aus diesem Grund und zusammen mit den sich für hohe Frequenzen kontinuierlich verringernden Amplitudenwerten sind die geforderten Grenzwerte nach Gleichung 2.8 erfüllt.



Abbildung 5.1: Amplituden- und Phasenverläufe der experimentell bestimmten und der modellierten FTF [TD1-16, GBK, AX, P1].

Der Phasenverlauf zeigt, ausgehend von Null, den erwarteten Abfall mit steigender Frequenz. Für den untersuchten Frequenzbereich von 10 bis 350 Hz wurde der mittlere Zeitverzug nach Gleichung 2.7 aus den Phasenwerten der FTF bestimmt zu  $\tau_{FTF}$ =3,35 ms. Der experimentell ermittelte Zeitverzug  $\tau_{FTF}$ stellt zwar global betrachtet eine gute Näherung dar, weicht jedoch lokal deutlich von den bestimmten Phasenwerten ab. Im Bereich der ersten beiden Amplitudenminima (80-90 Hz und 170 Hz) sind merkliche Abflachungen des Phasenverlaufes zu erkennen, was anhand der theoretischen Fallstudie in Abschnitt 2.2.3 bereits als Charakteristik der destruktiven Überlagerung identifiziert wurde. Die Frequenzen dieser beiden Amplitudenminima erfüllen dabei die Ungleichung 2.24, woraus auf einen Phasenversatz zwischen den beiden Wirkungsmechanismen für kleine Frequenzen geschlossen werden kann. Es kann festgehalten werden, dass der Amplituden- und der Phasenverlauf die Charakteristiken einer wechselnd konstruktiven und destruktiven Überlagerung der zwei Wirkungsmechanismen aufweisen. Voraussetzungen für eine korrekte und aussagekräftige Modellierung der FTF ist somit ein auf der Überlagerung von Massenstrom- und Zirkulationsschwankungen basierender Modellansatz.

### 5.1.2 Modellierung der FTF

Die modellierte FTF in Abbildung 5.1 stimmt qualitativ und quantitativ sehr gute mit den experimentellen Daten überein. Die Frequenzen aller Amplitudenmaxima und -minima werden korrekt beschrieben. Ebenso werden die Werte dieser Extrema sehr gut wiedergegeben, wobei nur das erste Maximum und das letzte Minimum nicht exakt erfasst werden. Der Phasenverlauf zeigt nahezu keine Unterschiede zwischen Experiment und Modell, was auch für die charakteristischen Abflachungen der Phase im Bereich der Amplitudenminima gilt. Die Übereinstimmung des gewählten FTF-Modells mit den experimentellen Daten ist ein Beleg für dessen Anwendbarkeit.

Das in Abbildung 5.1 dargestellte und in dieser Arbeit entwickelte FTF-Modell setzt sich aus der Übertragungsfunktion zweiter Ordnung  $FTF_M$  (Gln. 2.15) und der aus der Impulsantwort abgeleiteten Übertragungsfunktion  $FTF_{S,IA}^{11}$  (Gln 2.19) zusammen:

$$FTF(\omega) = \frac{e^{-i\omega\tau_M}}{1 + \frac{i\omega}{2\pi f_1} + \left(\frac{i\omega}{2\pi f_2}\right)^2} + n_S \left(e^{-i\omega\tau_{S1} - \frac{1}{2}\omega^2 \sigma_S^2} - e^{-i\omega\tau_{S2} - \frac{1}{2}\omega^2 \sigma_S^2}\right).$$
 (5.1)

Der erste Term in dieser Gleichung erfasst den Einfluss der Massenstromschwankung ( $FTF_M$ ), der zweite Term beschreibt die Auswirkungen der Zirkulationsschwankung ( $FTF_{S,IA}$ ). Dieses Modell beschreibt die FTF als Überlagerung von Massenstrom- und Zirkulationsschwankung und baut auf den Ausführungen in Abschnitt 2.2 auf. Das FTF-Modell nach Gleichung 5.1 stimmt prinzipiell mit dem von Freitag [20] verwendeten FTF-Modell überein. Der wesentliche Unterschied liegt jedoch in der Beschreibung der Zirkulationsschwankung, die hier durch das Modell aus der Impulsantwort beschrieben wird und nicht über das Modell von Hirsch et al. [29]. In diesem Abschnitt wird gezeigt, dass die beiden Modelle  $FTF_{S,IA}$  und  $FTF_{S,WB}$  zur Beschreibung der Zirkulationsschwankung zu identischen Ergebnissen führen. Zunächst werden einige As-

<sup>&</sup>lt;sup>11</sup>Für die Modellparameter  $\sigma_{S1}$  und  $\sigma_{S2}$  wurde eine Vereinfachung getroffen ( $\sigma_{S1} = \sigma_{S2} = \sigma_S$ ), die in Abschnitt 5.2.2 erläutert wird. Folglich stimmt die angegebene Funktion FTF<sub>S,IA</sub> nicht exakt mit Gleichung 2.19 überein.

pekte und Eigenschaften des verwendeten FTF-Modell erläutert, bevor detailliert auf die Beschreibung der Zirkulationsschwankung eingegangen wird.

Der wesentliche Vorteil des FTF-Modells nach Gleichung 5.1 ist die sehr gute Übereinstimmung mit den experimentellen FTF des TD1-Brenners. Es ist vorweg darauf hinzuweisen, dass die Übereinstimmung nicht nur für den TD1-16-Brenner erzielt wird, sondern auch für die Brennerkonfigurationen TD1-12 und TD1-24. Diese breite Übereinstimmung des FTF-Modells ist als Nachweis für die Anwendbarkeit dieses Ansatzes zu werten. Als ein Nachteil dieses Modells ist die Anzahl der Modellparameter zu werten, die aus den beiden analytischen Übertragungsfunktionen resultiert. Zwar werden in dieser Arbeit Zusammenhänge zwischen den Modellparametern und physikalischen Kenngrößen aufgezeigt, eine allgemeingültige Anwendbarkeit besitzen diese jedoch nicht. Entscheidend für die Anwendbarkeit des FTF-Modells in dieser Arbeit ist die damit verbundene Zielsetzung. Mit diesem FTF-Modell werden die Charakteristiken der beiden Wirkungsmechanismen qualitativ und quantitativ erfasst, was Aufschluss über die zugrunde liegenden physikalischen Vorgänge gibt. Für diese Zielsetzung hat sich der gewählte Modellansatz als geeignet erwiesen, was in diesem und im nächsten Abschnitt zur Drallvariation verdeutlicht wird.

Die Bestimmung der insgesamt 7 Modellparameter ( $\tau_M$ ,  $f_1$ ,  $f_2$ ,  $n_S$ ,  $\tau_{S1}$ ,  $\tau_{S2}$ ,  $\sigma_S$ ) der Gleichung 5.1 erfolgte mit einer Least-Square-Fit Routine. Diese Routine ermittelt die Werte der Modellparameter für eine bestmögliche Übereinstimmung zwischen Modell und Experiment. Auf das Vorgehen zur Parameterbestimmung wird im Abschnitt zur Drallvariation noch detailliert eingegangen. Die ermittelten Modellparameter in Abbildung 5.1 und Abbildung 5.2 sind Tabelle 8 zu entnehmen. Von entscheidender Bedeutung bei dem FTF-Modell sind die beiden Zeitverzüge  $\tau_{\rm M}$  und  $\tau_{\rm S1}$ , die den Wechsel zwischen konstruktiver und destruktiver Überlagerung bestimmen. Diese beiden Zeitverzüge sind keine unabhängigen Parameter, sondern sind an experimentelle Messdaten angepasst. Der Zeitverzug der Massenstromschwankung  $\tau_{\rm M} = 2,59$  ms entspricht dem globalen Zeitverzug der FTF ( $\tau_{\text{FTF}} = 3,35 \text{ ms}$ ), wobei jedoch der Einfluss der Übertragungsfunktion zweiter Ordnung auf die Phase berücksichtigt ist. Die Bestimmung des Zeitverzuges  $\tau_{S1}$  basiert auf den Überlegungen zum konvektiven Transport der Zirkulationsschwankungen. Die Zirkulationsschwankungen werden konvektiv vom Drallregister über die Brennerdüse zur Flamme transportiert und bewirken dort Wärmefreisetzungsschwankungen. Die numerischen Untersuchungen von Komarek und Polifke [40] haben gezeigt, dass das Antwortsignal der Flamme auf eine Einheitsimpulsanregung zunächst eine Zunahme der Wärmefreisetzung aufweist (Abbildung 2.4). Diese Zunahme wird beim FTF<sub>S.WB</sub>-Modell von der ersten der beiden e-Funktionen beschreiben. Aus den Überlegungen zum konvektiven Transport und dem Antwortsignal der Flamme wird abgeleitet, dass sich der Zeitverzug  $\tau_{S1} = 11,41$  ms aus dem Zeitverzug vom Drallregister zur Brennerdüse ( $\tau_S = 8,04$  ms) und dem Zeitverzug von der Brennerdüse zur Hauptreaktionszone der Flamme  $\tau_{FTF}$  zusammensetzt:

$$\tau_{S1} \approx \tau_{FTF} + \tau_S \,. \tag{5.2}$$

Der Zeitverzugs  $\tau_{S1}$  entspricht dem gesamten Zeitverzug, den die Zirkulationsschwankung vom Drallregister zur Flamme benötigt. Dies stimmt mit den Ausführungen in Abschnitt 2.2 bzw. der schematischen Veranschaulichung des Übertragungsverhaltens von Drallbrennern in Abbildung 2.1 überein. Der angegebene Zeitverzug  $\tau_S$  zwischen Drallregister und Brennerdüse wurde experimentell ermittelt. Der Zeitverzug ist an dieser Stelle zur Nachvollziehbarkeit bereits mit angegeben, die genaue Bestimmung wird im nächsten Abschnitt zum Übertragungsverhalten des TD1-Brenners erläutert. Die Ausführungen zu den beiden Zeitverzügen  $\tau_M$  und  $\tau_{S1}$  verdeutlichen, dass das FTF-Modell nicht aus 7 unabhängigen Modellparametern besteht, sondern die konvektiven Transportvorgänge berücksichtigt werden (Abbildung 2.1).

Für die Beschreibung der Massenstromschwankung FTF<sub>M</sub> wird eine Übertragungsfunktion zweiter Ordnung verwendet, wie sie auch bei Freitag [20] eingesetzt wurde. Die Notwendigkeit einer solchen Übertragungsfunktion wird durch den Amplitudenverlauf der FTF in Abbildung 5.1 verdeutlicht. Fast über den gesamten Frequenzbereich alternieren die Amplitudenwerte zwischen ~1 und ~1,5. Nach der Vorstellung der Überlagerung muss hierfür eine Grundfunktion mit Amplitudenwerten zwischen den Extremwerten, aus mathematischer Betrachtung also ~1,25, vorliegen. Aus Abbildung 5.2 ist zu erkennen, dass der Amplitudenverlauf der Massenstromschwankung genau zwischen den Maxima und Minima der gesamten FTF verläuft und somit als die erforderliche Grundfunktion aufgefasst werden kann. Es sei darauf hingewiesen, dass die Notwendigkeit dieser Übertragungsfunktion durch die drei weiteren, untersuchten Brennerkonfigurationen bestätigt wird. Die Problematik bei Verwendung dieser analytischen Übertragungsfunktion ist das Fehlen eines physikalischen Mechanismus bzw. einer elementaren Vorstellung, die das Auftreten von Amplitudenwerten größer Eins erläutert. Eine physikalische Begründung für den sich über einen breiten Frequenzbereich erstreckten Amplitudenverlauf größer Eins wird in dieser Arbeit aufgezeigt. Zudem werden anhand des Einflusses der Drallzahl und der Brennkammergröße die wesentlichen Charakteristiken und Abhängigkeiten dieses Wirkungsmechanismus dargelegt.



Abbildung 5.2: Amplituden- und Phasenverläufe der Massenstromschwankung (FTF<sub>M</sub>) und der Zirkulationsschwankung (FTF<sub>S,IA</sub>) sowie des resultierenden FTF Modells (FTF); Zum Vergleich ist die mit dem Modell von Hirsch et al. [29] ermittelte Zirkulationsschwankung (FTF<sub>S,WB</sub>) dargestellt.

Für die Beschreibung der Zirkulationsschwankung stehen nach den Ausführungen in Abschnitt 2.2.2 zwei verschiedene Modellansätze zur Verfügung. In Abbildung 5.2 sind die Amplituden- und Phasenverläufe dieser beiden Übertragungsfunktionen der Zirkulationsschwankung,  $FTF_{S,IA}$  und  $FTF_{S,WB}$ , dargestellt. Die beiden Amplitudenverläufe der Zirkulationsschwankung tendieren für kleine Frequenzen gegen Null, wie dies nach Gleichung 2.20 gefordert ist. Im Bereich von 120-130 Hz befinden sich die Amplitudenmaxima, wobei Werte von ~0,35 erreicht werden. Für steigende Frequenzen durchlaufen die Amplituden ein Minimum bei ca. 310 Hz, gefolgt von einem geringen Wiederanstieg. Der Frequenzbereich mit merklichem Einfluss der Zirkulationsschwankungen erstreckt sich demnach bis ca. 280 Hz, was sich mit dem Bereich der Amplitude der FTF deckt, welcher ein signifikantes alternierendes Verhalten aufweist. Die Phasenverläufe zeigen im Vergleich zur Massenstromschwankung bzw. der gesamten FTF einen deutlich steileren Abfall, was aus dem konvektiven Transport der Zirkulationsschwankung vom Drallerzeuger zur Brennerdüse resultiert. Entscheidend ist der für beide Modelle bei kleinen Frequenzen vorliegende Phasenversatz gegenüber der Massenstromschwankung. Dieser Phasenversatz ist, wie anhand der Fallstudie in Abschnitt 2.2.3 (Gln. 2.25) erläutert wurde, verantwortlich für den ansteigenden Amplitudenverlauf im unteren Frequenzbereich. Beim FTF<sub>SIA</sub>-Modell resultiert der Phasenversatz aus den beiden τ-σ-Termen mit unterschiedlichem Vorzeichen. Für kleine Frequenzen sind die Einflüsse der Zeitverzüge  $\tau_{S1}$  und  $\tau_{S2}$  zu vernachlässigen und die unterschiedlichen Vorzeichen können als Phasendifferenz von 180° betrachtet werden. Die Überlagerung dieser beiden Terme führt folglich zu einem Phasenversatz von 90° für kleine Frequenzen, wie Abbildung 5.2 bestätigt. Das FTF<sub>S.WB</sub>-Modell liefert für kleine Frequenzen einen Phasenversatz von 180°. Eine nachvollziehbare Erklärung für diesen Phasenversatz kann ohne eine detaillierte Betrachtung der einzelnen Berechnungsschnitte bzw. des Gleichungssystems nicht erbracht werden. Da die Ausführungen in Abschnitt 2.2.2 auf das prinzipielle Verständnis des FTF<sub>S.WB</sub>-Modells beschränkt wurden, wird für die Erklärung des Phasenversatzes auf Hirsch et al. [29] verwiesen. Freitag [20] hat bei der Berechnung von FTF<sub>S,WB</sub> ebenfalls einen Phasenversatz von 180° für kleine Frequenzen ermittelt und bestätigt somit die dargelegten Ergebnisse.

Die Übereinstimmung der Amplituden und Phasenverläufe von  $FTF_{S,IA}$  und  $FTF_{S,WB}$  ist eine Bestätigung für die Gültigkeit und Anwendbarkeit des gewählten Modellansatzes. Ein wesentlicher Grund für die Verwendung des Modells aus der Impulsantwort ist der erforderliche Aufwand zur Bestimmung von  $FTF_{S,IA}$  und  $FTF_{S,WB}$ . Die Modellparameter von  $FTF_{S,IA}$  werden zusammen mit den Parametern von  $FTF_M$  von einer Least-Square-Fit Routine anhand der experimentell ermittelten FTF umgehend berechnet. Dies ist der entscheidende Vorteil gegenüber dem  $FTF_{S,WB}$ -Modell. Die Bestimmung von  $FTF_{S,WB}$  ist äußert aufwendig und komplex, was die Anwendbarkeit beeinträchtigt.

Die Berechnung von  $FTF_{S,WB}$  erfolgt nach dem in Abschnitt 2.2.2 verallgemeinert beschriebenen Verfahren und ist grundsätzlich identisch mit dem Vorgehen von Freitag [20]. Für die Bestimmung von  $FTF_{S,WB}$  sind nach den Ausführungen zu Gleichung 2.18 einige Annahmen und Abschätzungen zu treffen. Nachfolgend werden die erforderlichen Modellparameter und -funktionen erläutert, die für das in Abbildung 5.2 aufgeführte Ergebnis verwendet wurden. Der Integrationsverlauf entlang der Hauptreaktionszone wurde wie folgt approximiert:

$$R(x) = \min[R_S + x \cdot \tan \alpha; \ 3 \cdot R_{BD,a}].$$
(5.3)

Diese Funktion ist identisch mit der von Freitag [20], worauf für eine graphische Veranschaulichung verwiesen wird. Für die Beschreibung der Transportgeschwindigkeit entlang des Integrationsweges wurde eine abweichende Funktion verwendet, die genauer mit den Untersuchungen des Strömungsfeldes des TD1-Brenners von Wäsle et al. [104] übereinstimmt.

$$\bar{u}_S(x) = \bar{u}_{S,BD} \cdot \left(1 - 0, 1\frac{x}{L_F}\right)$$
(5.4)

Dabei wird berücksichtigt, dass die Abnahme der Transportgeschwindigkeit durch die Vergrößerung des Strömungsquerschnittes von der Beschleunigung durch die Temperaturerhöhung teilweise kompensiert wird. Die für die Gewichtung der induzierten, axialen Geschwindigkeitsschwankung erforderliche Approximation der Wärmefreisetzungsverteilung wurde durch eine Normalverteilung berücksichtigt. Diese Normalverteilung entspricht in erster Näherung der stationären Intensitätsverteilung des TD1-16-Brenners, die in Abbildung 5.6 noch veranschaulicht wird. Mit den Approximationen für den Integrationsweg R(x), die Transportgeschwindigkeit  $\overline{u}_S(x)$  und die Wärmefreisetzungsverteilung  $\dot{Q}(x)$  sowie den Modellparametern in Tabelle 5 wurde FTF<sub>S,WB</sub> bestimmt.

Modellparameter	Wert	Einheit	
Startradius	R <sub>S</sub>	14	mm
Strömungswinkel	α	26	0
Mittlere Strömungsgeschw.	$u_{S,BD}$	20	m/s
Zirkulation	Γ	0,168	m²/s
Zeitverzug	$ au_{S,WB}$	9,3	ms
Integrationslänge	$L_F$	100	mm
Normierte Anregung	u'	5	%

Tabelle 5: Ermittelte Modellparameter zur Berechnung der Zirkulationsschwankung FTF<sub>S,WB</sub>

Es sei darauf hingewiesen, dass der verwendete konvektive Zeitverzug  $\tau_{S,WB}$ größer als der experimentell ermittelte Zeitverzug  $\tau_S$  ist. Die Bestimmung von  $\tau_S$ wird erst im nächsten Abschnitt erläutert. Der Zeitverzug  $\tau_{S,WB}$  wurde größer gesetzt, um den vom Modell zu gering berechneten Zeitverzug zwischen Brennerdüse und Flamme zu kompensieren. Auf diese Weise wurde sichergestellt, dass der gesamte Zeitverzug zwischen Drallregister und Hauptreaktionszone korrekt erfasst ist (Vgl. Gln. 5.2). Die Zirkulation  $\Gamma$  wurde zunächst über die effektive Drallzahl mit der Annahme eines Starrkörperwirbelprofils abgeschätzt, der verwendete Wert ist jedoch geringer als diese Abschätzung. Im Modell von Hirsch et al. ist eine Approximation für die Abnahme der Zirkulation im Drallbrenner mit der Frequenz enthalten. Diese Approximation wurde, wie auch von Freitag [29], für die Berechnung von  $FTF_{S,WB}$  nicht berücksichtigt, sondern der Zirkulation ein verringerter Wert zugewiesen. Im nächsten Abschnitt wird mit den Ergebnissen zum Übertragungsverhalten des TD1-Brenners dargelegt, dass die Zirkulation eine signifikante Abnahme mit der Frequenz aufweist, die jedoch nicht mit dem von Hirsch et al. [29] angenommenen Verhalten übereinstimmt.

Die Ausführungen zur Bestimmung von  $FTF_{S,WB}$  sind hier auf die wesentlichen Aspekte beschränkt, da dieses Modell nur zur Validierung des Modells aus der Impulsantwort  $FTF_{S,IA}$  dient. In Bezug auf die Anwendbarkeit ist deshalb noch auf einige Punkte hinzuweisen. Diese Punkte sollen verdeutlichen, weshalb die Verwendung von  $FTF_{S,WB}$  zur Erfassung der Zirkulationsgeschwindigkeit im Gesamtmodell als nicht geeignet erachtet wurde.

Die Erläuterungen zur Bestimmung von FTF<sub>S.WB</sub> zeigen, dass alle Eingangsgrößen und -funktionen einen direkten physikalischen Bezug zur Brennergeometrie oder zur Strömungs- bzw. Flammenstruktur haben. Die Modellparameter sind somit nicht frei wählbar, sondern müssen durch entsprechende Annahmen und Abschätzung ermittelt werden. Die Bindung an reale Kenngrößen beinhaltet zugleich einen Vor- und einen Nachteil. Der Vorteil ist, dass aus der Brennergeometrie, dem Strömungsfeld sowie der Flammenform der Einfluss von Zirkulationsschwankungen bzw. FTF<sub>S WB</sub> umgehend berechnet werden kann. Der Nachteil ist, dass die erforderlichen Annahmen und Abschätzungen für die Modellparameter und -funktionen keine exakten Werte liefern können, sondern lediglich einen realistischen Wertebereich aufzeigen können. Da für alle Modellparameter ein physikalisch sinnvoller Wertebereich vorliegt, ergibt sich für FTF<sub>S.WB</sub> eine breite Streuung möglicher Funktionsverläufe. Die Bestimmung von FTF<sub>S.WB</sub> ist folglich mit einer iterativen Anpassung bzw. Modifikation der einzelnen Modellparameter und -funktionen verbunden, um die Übereinstimmung von experimentell ermittelter und modellierten FTF zu verbessern. Aufgrund der Vielzahl von Modellparametern und -funktionen ist dieser iterative Anpassungsprozess sehr komplex und aufwendig. Aufgrund des deutlich aufwendigeren Verfahrens zur Bestimmung von FTF<sub>S.WB</sub> wurde FTF<sub>S.IA</sub> für die Erfassung der Zirkulationsschwankungen verwendet.

Aus diesen Ausführungen wird offensichtlich, dass die Übereinstimmung von  $FTF_{S,IA}$  und  $FTF_{S,WB}$  nicht vollständig zwanglos entstanden ist. Das Ergebnis von  $FTF_{S,IA}$  aus der Least-Square-Fit Routine wurde als Richtwert bei der iterativen Anpassung von  $FTF_{S,WB}$  verwendet. Die Anpassung der Modellparameter und -funktionen erfolgte jedoch nur in dem begrenzten Wertebereich, der als physikalisch sinnvoll angesehen wurde. Obwohl die qualitative und quantitative

Übereinstimmung von  $\text{FTF}_{S,IA}$  und  $\text{FTF}_{S,WB}$  nicht unabhängig erzielt wurde, ist die Übereinstimmung zweier komplett unterschiedlicher Übertragungsfunktionen als Nachweis für den grundlegenden Einfluss von Zirkulationsschwankung zu werten.

Abschließend werden die entscheidenden Argumente für das verwendete FTF-Modell nach Gleichung 5.1 zusammengefasst. Mit diesem FTF-Modell wird eine sehr genaue Übereinstimmung mit der experimentellen FTF erreicht, was die korrekte Erfassung der zugrunde liegenden Wirkungsmechanismen belegt. Die Zielsetzung mit diesem Modellansatz ist ausschließlich die Charakterisierung der zugrunde liegenden Wirkungsmechanismen, die anhand der Drallzahlvariation noch gezeigt wird. Die Übereinstimmung der beiden unterschiedlichen Modelle zur Beschreibung der Zirkulationsschwankungen FTF<sub>S.IA</sub> und FTF<sub>S,WB</sub> ist eine Bestätigung für die Zulässigkeit und Genauigkeit des entwickelten FTF-Modells. Unabhängig von diesen beiden Modellen ist eine genaue FTF-Modellierung nur möglich, wenn der gesamte konvektive Zeitverzug der Zirkulationsschwankung korrekt beschrieben wird. Bei dem verwendeten FTF<sub>SIA</sub>-Modell sind hierfür nach Gleichung 5.2 der Zeitverzug zwischen Drallregister und Brennerdüse  $\tau_S$  und der Zeitverzug von der Brenndüse zur Flamme  $\tau_{\text{FTF}}$  entscheidend. Der Zeitverzug  $\tau_{\text{FTF}}$  kann direkt aus den experimentell ermittelten Phasenwerten der FTF ermittelt werden. Die Bestimmung des Zeitverzuges  $\tau_{\rm S}$  ist somit eine entscheidende Voraussetzung für eine zuverlässige Modellierung der FTF von Drallbrennern bzw. -flammen.

### 5.1.3 Übertragungsverhalten des TD1-16-Brenners

Im Abschnitt 2.2 wurde erläutert, dass das Übertragungsverhalten von Drallbrennern als SIMO-System zu betrachten ist. Die Geschwindigkeitsschwankung am Eintritt des Drallregisters v'<sub>DS</sub> bewirkt am Austritt eine Schwankung der Axial- und der Umfangsgeschwindigkeit (u' und w'). Die Schwankung der Umfangsgeschwindigkeit w' wird konvektiv vom Drallregister zur Brennerdüse transportiert, weshalb diese in der Brennerdüse den Zeitverzug  $\tau_S$  gegenüber der Schwankung der Axialgeschwindigkeit u' aufweist (siehe Abbildung 2.1). Es gibt nur wenige experimentelle und numerische Untersuchungen zum Übertragungsverhalten von Drallbrennern [31][63][64][65][98]. Bei diesen Untersuchungen wurde der konvektive Zeitverzug  $\tau_S$  der Umfangsgeschwindigkeitsschwankung w' für eine oder zwei Anregungsfrequenzen ermittelt. Hierfür wurde die Umfangsgeschwindigkeit an Positionen mit unterschiedlichem Abstand zum stromauf gelegenen Drallerzeuger ausgewertet und somit der konvektive Transport nachgewiesen. Erkenntnisse zur Amplitude der Umfangsgeschwindigkeit wurden dabei nicht dargelegt bzw. nur knapp erörtert [98]. In diesem Abschnitt wird erstmals die experimentelle Charakterisierung eines Drallbrenners über einen breiten Frequenzbereich vorgestellt, wobei auch die Amplitude der Umfangsgeschwindigkeit ausgewertet wird.

Das vorrangige Ziel der experimentellen Untersuchung des Übertragungsverhaltens des TD1-16-Brenners ist die exakte Bestimmung des konvektiven Zeitverzuges  $\tau_s$ . Es wird gezeigt, dass der konvektive Zeitverzug  $\tau_s$  einen deutlich geringeren Wert aufweist als der durch eine theoretische Abschätzung ermittelte Zeitverzug  $\tau_{S \text{ theo}}$ . Basierend auf dem experimentell ermittelten Zeitverzug  $\tau_S$ wird ein einfaches Transportmodell entwickelt, das die Grundlage für die Beschreibung der Vorgänge bei TR-Anregung im nächsten Kapitel ist. Neben dem Zeitverzug wird auch der Amplitudenverlauf der Geschwindigkeitsschwankungen v'<sub>DS</sub>, u' und w' über der Frequenz ausgewertet. Dabei wird erstmals nachgewiesen, dass die Amplitude der Umfangsgeschwindigkeitsschwankung w' bei konstanter AX-Anregung signifikant abnimmt. Basierend darauf wird am Ende dieses Abschnitts das Verbesserungspotential aufgezeigt, das die Berücksichtigung des Übertragungsverhaltens bei der FTF-Modellierung besitzt. Zunächst werden die beiden Messungen erläutert, die für die Charakterisierung des Übertragungsverhaltens des TD1-16-Brenners durchgeführt wurden. Für die Auswertung dieser Messungen werden je zwei Geschwindigkeitsschwankungen in Relation zueinander gesetzt. Anhand dieser beiden Relationen werden die Charakteristiken des Übertragungsverhaltens des TD1-16-Brenners dargelegt und erläutert. Mit dieser umfassenden Charakterisierung wird das vereinfachte Transportmodell entwickelt und das Verbesserungspotential für die FTF-Modellierung aufgezeigt.

Für die Bestimmung des Übertragungsverhaltens wurden bei Betriebspunkt M1 zwei verschiedene Messungen durchgeführt. Bei der ersten Messung wurden die Geschwindigkeitsschwankungen am Drallregistereintritt  $v'_{DS}$  und die axialen Geschwindigkeitsschwankungen u' in der Brennerdüse erfasst. Bei der zweiten Messung wurden die axialen Geschwindigkeitsschwankungen u' und die Umfangsgeschwindigkeitsschwankungen w' in der Brennerdüse ermittelt. Hierfür wurde eine CTA Sonde in der Brennerdüse senkrecht (u') und eine parallel (w') zur Brennerachse ausgerichtet. Für die Auswertung der ersten Messung wird die Relation der Geschwindigkeitsschwankung im Drallregister v'<sub>DS</sub> zur axialen Geschwindigkeitsschwankung u' in der Brennerdüse betrachtet, wobei zudem das Flächenverhältnis von Brennereintritt zu –austritt ( $A_{DS,TD1-16}/A_{BD}$ ) mit berücksichtigt wird. Für die Analyse der zweiten Messung wird die Relation von Umfangsgeschwindigkeitsschwankung w' zu axialer Geschwindigkeitsschwankung

u' in der Brennerdüse betrachtet. Zunächst wird die Definition der beiden Relationen dargelegt, bevor deren Zielsetzung erläutert wird:

$$\frac{A_{DS,TD1-16}}{A_{BD}} \frac{v_{DS}'(\omega)}{u'(\omega)} = 1,39 \cdot \frac{\hat{v}_{DS}(\omega)}{\hat{u}(\omega)} e^{\varphi_v(\omega) - \varphi_u(\omega)}, \qquad (5.5)$$

$$\frac{w'(\omega)}{u'(\omega)} = \frac{\widehat{w}(\omega)}{\widehat{u}(\omega)} e^{\varphi_w(\omega) - \varphi_u(\omega)}.$$
(5.6)

Die Relation von v'<sub>DS</sub>/u' dient zur Überprüfung und Abschätzung der Messgenauigkeit der CTA-Sonden, womit vor allem die Messposition in den Drallschlitzen verifiziert werden sollte. Aus der Massenerhaltung folgt, dass die Massenstromschwankung am Brennereintritt identisch zur Massenstromschwankung am Brenneraustritt ist. Deshalb wurde die Relation der Geschwindigkeitsschwankungen v'<sub>DS</sub>/u' um das Flächenverhältnis von Eintritt zu Austritt erweitert  $(A_{DS,TD1-16}/A_{BD} = 1,39)$ . Die Abweichungen der Messergebnisse vom Zielwert Eins für das flächenbezogene Amplitudenverhältnis geben Aufschluss über die Messgenauigkeit der CTA-Sonden in den Drallschlitzen. Mit der Phasendifferenz von v'<sub>DS</sub> und u' werden die Überlegungen bestätigt, dass Massenstromschwankungen im Brenner mit Schallgeschwindigkeit transportiert werden (Vgl. Abbildung 2.1). Bei der ersten Messung wurde vom der AX-Anregung die geforderte axiale Geschwindigkeitsschwankung u'/ $\overline{u}$  von 6% nicht über den gesamten Frequenzbereich erreicht. Bei dieser Messung kam es aufgrund eines Fehlers im Anregungssystem zu einer signifikanten Verringerung der Anregung im Frequenzbereich von 140 Hz bis 180 Hz. Aufgrund der geringen Anregung (<1%), die erst nach Abschluss der Messreihe festgestellt wurde, sind die Messdaten in diesem Bereich ohne Aussagekraft. Auf deren Darstellung wurde deshalb verzichtet.

Bei der zweiten Messung wurde mit zwei unterschiedlich ausgerichteten CTA-Sonden die Relation der beiden Geschwindigkeitsschwankungen in der Brennerdüse w'/u' untersucht. Diese Relation gibt direkten Aufschluss über das Amplitudenverhältnis und die Phasendifferenz der beiden Wirkungsmechanismen, die Schwankungen der Wärmefreisetzung bei vorgemischten Drallflammen hervorrufen. Basierend auf den Erkenntnissen der ersten Messungen kann aus der Phasendifferenz von w' und u' der konvektive Zeitverzug  $\tau_s$  des TD1-16-Brenners ermittelt werden. Da die Amplitude der axialen Geschwindigkeitsschwankung u' im untersuchten Frequenzbereich konstant war, gibt die Relation w'/u' Aufschluss über das frequenzabhängige Übertragungsverhalten der Umfangsgeschwindigkeitsschwankung w'. Die zweite Messung wurde mit einer

konstanten AX-Anregung von u'/ $\overline{u} = 12\%$  durchgeführt. Diese hohe Anregung war erforderlich, um für die im oberen Frequenzbereich deutlich geringere Umfangsgeschwindigkeitsschwankung w' ein ausreichendes Signal-Rausch-Verhältnis sicherzustellen.

In Abbildung 5.3 sind die Amplitudenverhältnisse und Phasendifferenzen der beiden Messungen bzw. der entsprechenden Relationen gemäß den Gleichungen 5.5 und 5.6 über der Frequenz aufgetragen. Ebenfalls dargestellt sind die Verläufe, die durch eine Korrektur der Messwerte der Umfangsgeschwindigkeitsschwankung (korr.) sowie deren Approximation (approx.) bestimmt wurden. Die Korrektur und die Approximation werden noch genauer erläutert.



**Abbildung 5.3:** Amplitudenverhältnisse und Phasendifferenzen der Relationen v'<sub>DS</sub>/u' und w'/u' sowie der korrigierten (korr.) und approximierten (approx.) Relation w'/u' [TD1-16, GBK, AX, M1].

Die Werte des flächenbezogenen Amplitudenverhältnisses von v'<sub>DS</sub>/u' liegen im untersuchten Frequenzbereich zwischen 0,8 und 1,2 und weisen somit Abweichung von etwa ±20% um den Zielwert Eins auf. Die Ursache für diese Abweichungen ist die Messgenauigkeit der CTA-Sonde im Drallschlitz, welche durch die komplexe Anströmung und die geringere Anregung von nur etwa 4% beeinträchtigt wird. Da die Messwerte sowohl über als auch unter dem Richtwert von eins liegen, ist ein struktureller Messfehler auszuschließen. Unter Berücksichtigung der Messungenauigkeit ist die Kontinuitätsgleichung erfüllt. Die Phasendifferenz von v'<sub>DS</sub>/u' zeigt keinen erkennbaren Zeitverzug zwischen Drallregister und Brennerdüse. Diese Messung bestätigt somit die Ausführungen in Abschnitt 2.2, wonach eine Massenstromschwankung am Drallregister zu einer identischen, zeitgleichen Massenstromschwankung in der Brennerdüse führt. Diese Messung ist zudem eine Verifikation der CTA-Messposition in den Drallschlitzen, die für Quantifizierung der TR-Anregung im nächsten Kapitel von entscheidender Bedeutung ist. In erster Näherung können die Ergebnisse der ersten Messung wie folgt zusammengefasst werden:

$$1,39 \cdot \frac{\hat{v}_{DS}(\omega)}{\hat{u}(\omega)} \cong 1, \qquad (5.7)$$

$$\Delta \varphi_{v_{DS}-u}(\omega) = 0.$$
 (5.8)

Abbildung 5.3 verdeutlicht, dass das Amplitudenverhältnis von w'/u' und folglich die Amplitude von w' keineswegs konstant sind, sondern einer ausgeprägten Frequenzabhängigkeit unterliegen. Die Ursache für den alternierenden Verlauf des Amplitudenverhältnisses von w'/u' ist dabei jedoch nicht das Übertragungsverhalten des TD1-16-Brenners, sondern wird von der Querempfindlichkeit der parallel zur Brennerachse ausgerichteten CTA-Sonde hervorgerufen. Aufgrund der deutlich größeren axialen Geschwindigkeitsschwankung erfasste die CTA-Sonde zusätzlich einen Anteil dieser Geschwindigkeitsschwankung. Das gemessene Amplitudenverhältnis von w'/u' zeigt folglich die Charakteristiken einer Überlagerung zweier Schwankungen (Abs. 2.2.3). Dies wird auch vom Verlauf der Phasendifferenz bestätigt, der zwischen 50 Hz und 60 Hz sowie zwischen 160 Hz und 170 Hz einen sprunghaften Abfall aufweist. Bei diesen Frequenzen betragen die Phasendifferenzen etwa -180° und -540° und beim Amplitudenverhältnis von w'/u' liegen Minima vor. Aufgrund dieser für die Überlagerung zweier Schwankungen charakteristischen Verläufe war die Korrektur der Messdaten erforderlich. Auf diesen Fall wurde bereits bei den Ausführungen zur Querempfindlichkeit von CTA Sonden hingewiesen (Abschnitt 4.1.3). Mit der dabei aufgeführten Näherung für die Querempfindlichkeit (Gln. 4.4) wurde die gemessene Geschwindigkeitsschwankung w'<sub>eff</sub> um den Einfluss der axialen Geschwindigkeitsschwankung u' korrigiert. Hierfür wurde ein Sensitivitätsfaktor von k = 0,39 verwendet. Eine Ursache für diesen deutlich über dem Standardbereich liegenden Wert von k ist ein möglicherweise nicht perfekt ausgerichteter Hitzdraht. Ein weiterer Grund für die hohe Querempfindlichkeit könnte ein Qualitätsunterschied zwischen den selbstgefertigten und industriell gefertigten CTA-Sonden sein.

Der Amplitudenverlauf der korrigierten Relation (w'/u')<sub>korr</sub> zeigt mit steigender Frequenz eine kontinuierliche Verringerung, die vor allem im unteren Frequenzbereich signifikant ausgeprägt ist. Ein alternierendes Verhalten, wie dies von den ursprünglichen Messdaten aufgezeigt wird, ist nicht mehr zu erkennen. Die Ausführungen zur Querempfindlichkeit und die Notwendigkeit einer Korrektur der Messdaten werden vom Phasenverlauf bzw. der Phasendifferenz bestätigt. Durch die beschriebene Korrekturmethode folgt die Phasendifferenz einem eindeutig linearen Verlauf, wie bei konvektiven Transport zu erwarten ist.

Eine Ursache für die Verringerung der Amplitude von w' ist die durch unterschiedliche Transportgeschwindigkeiten und -strecken hervorgerufene Dispersion im Drallbrenner. Zudem ist aufgrund der bekannten, signifikanten Abnahme des Drehimpulses zwischen Drallregister und Brennerdüse auch von dissipativen Effekten auszugehen [6][39][92] (Vgl. S<sub>0,theo</sub> und S<sub>0,eff</sub> in Tabelle 2). Mit steigender Frequenz bei konstanter Verweilzeit im Drallbrenner wird die Schwankung der Umfangsgeschwindigkeit w' häufiger von der axialen Geschwindigkeitsschwankung beschleunigt und abgebremst. Es wird angenommen, dass diese Modulation der Umfangsgeschwindigkeitsschwankung w' die signifikante Abnahme der Amplitude mit der Frequenz hervorruft. Tay [98] hat für eine untersuchte Frequenz eine Abnahme der Amplitude von w' mit dem Abstand vom Drallregister festgestellt, was mit diesen Ergebnissen übereinstimmt. Eine Verringerung der Zirkulationsschwankung mit der Frequenz wurde auch von Hirsch et al. [29] angenommen. Mit der dabei postulierten Approximation (e-Funktion) konnte keine Übereinstimmung mit den Messergebnissen erzielt werden, weshalb für die Approximation eine andere Übertragungsfunktion verwendet wird.

Für die umfassende Charakterisierung des Übertragungsverhaltens des TD1-16-Brenners wurden Übertragungsfunktionen für das Amplitudenverhältnis und die Phasendifferenz der Relation w'/u' entwickelt. Für diese Übertragungsfunktionen wurden auch Messergebnisse von verschiedenen Luftmassenströmen berücksichtigt. Es ist darauf hinzuweisen, dass diese Messungen bei einer Anregung von u'/ $\bar{u} = 6\%$  durchgeführt wurden. Aufgrund dieser, für die exakte Bestimmung der Umfangsgeschwindigkeitsschwankung w', zu geringen Anregung ist die quantitative Aussagekraft dieser Messungen beeinträchtigt. Diese Messungen bei verschiedenen Luftmassenströmen haben jedoch eindeutig nachgewiesen, dass die Amplitudenverläufe und Phasendifferenzen der Relation w'/u' durch Sr-Zahl Skalierung übereinstimmen. Basierend auf der ermittelten Abhängigkeit vom Luftmassenstrom  $\dot{m}_L$ , wurden die folgenden Übertragungsfunktionen für das Amplitudenverhältnis und die Phasendifferenz bestimmt:

$$\frac{\widehat{w}}{\widehat{u}}(\omega, \dot{m}_L) = \left| \frac{1}{1 + \beta_{TD1-16} \cdot i \frac{\omega}{\dot{m}_L}} \right|$$
(5.9)

$$\Delta \varphi_{w-u}(\omega, \dot{m}_L) = -\omega \cdot \tau_{S,TD1-16}(\dot{m}_L)$$
(5.10)

Die Koeffizienten dieser Gleichungen wurden ermittelt zu:

 $\beta_{TD1-16} = 0.14 \cdot 10^{-3} \, kg \quad \text{und} \quad \tau_{S,TD1-16}(\dot{m}_L) = 9.23 \, ms \cdot \frac{19.5 \, g/s}{\dot{m}_L}.$ 

In Abbildung 5.3 sind die hier aufgeführten Übertragungsfunktionen mit dargestellt. Diese Übertragungsfunktionen stimmen gut mit dem Amplitudenverhältnis bzw. der Phasendifferenz der korrigierten Messdaten überein. Diese Übertragungsfunktionen gelten nur für den untersuchten TD1-16-Brenner und sind, wenn überhaupt, nur qualitativ auf andere Brennerkonfigurationen übertragbar. Für die Beschreibung des Amplitudenverhältnisses von w'/u' wurde eine komplexe Übertragungsfunktion erster Ordnung<sup>12</sup> verwendet. Damit ist es grundsätzlich möglich, durch die Erweiterung der Übertragungsfunktion erster Ordnung mit einem Zeitverzugsterm ( $e^{-i\omega\tau}$ ) das Übertragungsverhalten des TD1-Brenners in einer Funktion zusammenzufassen. Eine entsprechende Übertragungsfunktion könnte für die Netzwerkmodellierung von Interesse sein, weshalb diese Möglichkeit hier aufgezeigt wird. Dabei ist jedoch die Veränderung des Phasenverlaufes durch die Übertragungsfunktion erster Ordnung zu berücksichtigen, weshalb eine Anpassung des Zeitverzuges erforderlich wäre. In dieser Arbeit ist der konvektive Zeitverzug von grundlegender Bedeutung, weshalb auf die Zusammenführung der beiden Übertragungsfunktionen nur hingewiesen wird.

Mit der Zusammenfassung der Ergebnisse der ersten Messung in den Gleichungen 5.7 und 5.8 sowie mit den aus der zweiten Messung ermittelten Übertragungsfunktionen in den Gleichungen 5.9 und 5.10 ist das Übertragungsverhalten

<sup>&</sup>lt;sup>12</sup>In der Regelungstechnik wird diese Funktion als PT<sub>1</sub>-Glied bzw. Verzögerungsglied 1. Ordnung bezeichnet.

des TD1-Brenners umfassend charakterisiert. Basierend auf dem bestimmten Zeitverzug  $\tau_s$  wird nachfolgend ein einfaches Transportmodell vorgestellt, das in Kapitel 6 für die Beschreibung der Vorgänge bei TR-Anregung weiterentwickelt wird. Im Anschluss an die Ausführungen zum Transportmodell wird aufgezeigt, dass die Berücksichtigung des Übertragungsverhaltens gemäß Gleichung 5.9 zu einer Verbesserung der FTF-Modellierung eingesetzt werden kann.

Die exakte Bestimmung des konvektiven Zeitverzuges  $\tau_S$  des TD1-16-Brenners zeigt, dass Umfangsgeschwindigkeitsschwankungen w' deutlich schneller vom Drallregister zur Brennerdüse transportiert werden als die theoretische Abschätzung angibt. Die theoretische Berechnung des konvektiven Zeitverzuges erfolgt über die flächengemittelte, axiale Strömungsgeschwindigkeit, die als Funktion der x-Koordinate und des Luftmassenstroms ermittelt wird. Der konvektive Zeitverzug wird durch die Integration der Strömungsgeschwindigkeit vom Brennereintritt bis zum Brenneraustritt bestimmt zu  $\tau_{S,theo} = 12,5$  ms für Betriebspunkt M1. Die theoretische Berechnung liefert einen deutlich größeren Zeitverzug als die experimentelle Bestimmung ( $\tau_s = 9,23$  ms, Gln. 5.10). Die Ursache für diese signifikante Differenz ist die Ausbildung einer gerichteten Hauptströmung im Drallbrenner. Beim Übergang von den Drallschlitzen in den Brenner kommt es aufgrund der Orientierung der Einströmung und der Flächenerweiterung zur Ausbildung eines Rezirkulations- bzw. Ablösebereiches. Dieser Bereich ist durch eine vernachlässigbar geringe axiale Strömungsgeschwindigkeit gekennzeichnet und umfasst einen Großteil des hinteren Brennerbereiches. Aufgrund dieses Bereiches besitzt die Hauptströmung eine deutlich höhere Strömungsgeschwindigkeit als die theoretische, flächengemittelte Strömungsgeschwindigkeit. Hieraus resultiert der deutlich geringere Zeitverzug. Diese Ausführungen wurden durch CFD-Simulationen des Strömungsfeldes im Brenner aufgezeigt [100][103], worauf diese Ausführungen aufbauen. Eine Veranschaulichung der gerichteten Hauptströmung ist in [109] zu finden.

Auf den Erkenntnissen der CFD-Simulation basiert das vereinfachte Transportmodell, dessen wesentliche Charakteristik die Vernachlässigung des hinteren Brennerbereiches ist. Dieses Transportmodell wird im nächsten Kapitel für die theoretische Beschreibung der Vorgänge bei TR-Anregung herangezogen und erweitert. Die Vorstellung des Transportmodells erfolgt an dieser Stelle, weil die korrekte Erfassung des konvektiven Zeitverzuges eine erste Validierung darstellt. In Abbildung 5.4 sind die für das Transportmodell verwendete, effektive Brennerkontur sowie die Kontur des vernachlässigten Brennerbereiches veranschaulicht. Zudem ist die flächengemittelte, axiale Strömungsgeschwindigkeit dargestellt, die Grundlage für die Berechnung des konvektiven Zeitverzuges ist.



**Abbildung 5.4:** Effektive Brennerkontur und vernachlässigter Bereich des TD1 Brenners sowie der Verlauf der flächengemittelten, Axialgeschwindigkeit entlang der x-Koordinate für Betriebspunkt M1.

Das Transportmodell basiert auf einer starken Vereinfachung der komplexen Strömungsvorgänge im Drallbrenner sowie auf einer Reduzierung des betrachteten Brennervolumens. Mit diesem Modell werden ausschließlich die konvektiven Transportvorgänge abgeschätzt und nicht die komplexe Strömungsstruktur im Brennerinneren beschrieben. Aufgrund dieser Zielsetzung ist die Annahme von Blockprofilen für die Strömungsgeschwindigkeit zulässig. Die Berechnung des konvektiven Zeitverzuges erfolgt, wie zuvor bereits kurz aufgezeigt, durch Integration der flächengemittelten, axialen Strömungsgeschwindigkeit über die relevante Brennerlänge:

$$u(x) = \frac{\dot{m}_L}{\rho \cdot \pi \cdot \left(R_{K,a}^2(x) - R_{K,i}^2(x)\right)} \implies \tau_{S,TM} = \int_{x_{DS}}^{x_{CTA}} \frac{1}{u(x)} dx.$$
(5.11)

Der Zeitverzug des vereinfachten Transportmodells beträgt  $\tau_{S,TM} = 9,51$  ms für Betriebspunkt M1 und stimmt somit sehr genau mit dem experimentell ermittelten Wert ( $\tau_S = 9,23$  ms) überein. Aufgrund dieser Übereinstimmung wird davon ausgegangen, dass das Transportmodell trotz der Vereinfachung, den axialen Transport vom Drallregister zur Brennerdüse korrekt beschreibt. Dies ist eine wesentliche Voraussetzung für die Verwendung des Modells im nächsten Kapitel. Die Einführung des Transportmodells erfolgte in diesem Abschnitt zur Validierung des axialen Strömungstransportes und um das Verständnis für den konvektiven Zeitverzug beim TD1-Brenner zu verbessern. Die Bestimmung des exakten konvektiven Zeitverzuges sowie das daraus abgeleitete Transportmodell sind die wesentlichen Erkenntnisse aus der Charakterisierung des Übertragungsverhaltens des TD1-Brenners. Eine weitere Erkenntnis ist, dass die Berücksichtigung des Übertragungsverhaltens zur Verbesserung der FTF-Modellierung beitragen kann. Dies wird nachfolgend als abschließender Ausblick dargelegt. Die Modellierungen  $\text{FTF}_{S,IA}$  und  $\text{FTF}_{S,WB}$  gehen von einer über der Frequenz konstanten Umfangsgeschwindigkeits- bzw. Zirkulationsschwankung aus<sup>13</sup>. Wie die Ergebnisse in Abbildung 5.3 sowie die Approximation in Gleichung 5.9 gezeigt haben, nimmt die Amplitude der Umfangsgeschwindigkeit mit zunehmender Frequenz deutlich ab. Durch die Erweiterung des  $\text{FTF}_{S,IA}$ -Modell um den frequenzabhängigen Amplitudenverlauf der Umfangsgeschwindigkeit, wird die Übereinstimmung zwischen Modell und Experiment im unteren Frequenzbereich quantitativ verbessert. Dies wird vom Amplitudenverlauf in Abbildung 5.5 veranschaulicht. Darin ist neben der experimentell ermittelten FTF (TD1-16) und dem zuvor präsentierten FTF-Modell (FTF) ein modifiziertes FTF-Modell (FTF\*) dargestellt. Für diese beiden FTF-Modelle sind zusätzlich deren Zirkulationsschwankung (FTF<sub>S,IA</sub> bzw. FTF<sub>S,IA</sub>\*) aufgetragen. Die Phasenverläufe sind nicht dargestellt, da diese keine nennenswerten Veränderungen aufweisen.



**Abbildung 5.5:** Amplitudenverlauf der experimentell bestimmten FTF, das FTF-Modell, das modifizierte FTF-Modell und die entsprechenden Zirkulationsschwankungen [TD1-16, GBK, AX, P1].

Beim modifizierten FTF-Modell wird der approximierte Amplitudenverlauf nach Gleichung 5.9 als Gewichtungsfaktor anstelle des konstanten Interaktionsindex  $n_s$  verwendet. Hierfür wird die Approximation auf den Wert von 10 Hz normiert sowie auf den Betriebspunkt P1 angepasst:

$$n_{S}^{*}(\omega, P1) = \frac{\frac{\widehat{w}}{\widehat{u}}(\omega, P1)}{\frac{\widehat{w}}{\widehat{u}}(10Hz, P1)}.$$
(5.12)

<sup>&</sup>lt;sup>13</sup>Die ursprüngliche FTF-Modellierung von Hirsch et al. [29] berücksichtigt das frequenzabhängige Übertragungsverhalten durch eine e-Funktion, die nicht mit den Ergebnissen dieser Arbeit überstimmt. Freitag [20] hat, wie auch diese Arbeit, auf die Verwendung dieser Übertragungsfunktion verzichtet.
Mit dieser Definition beschreibt der Gewichtungsfaktor  $n_s^*$  einen vom Wert Eins bei 10 Hz stetig mit der Frequenz abnehmenden Verlauf. Mit dem aus dem Übertragungsverhalten des TD1-Brenners abgeleiteten Gewichtungsfaktor  $n_s^*$ ergibt sich im unteren Frequenzbereich eine Verstärkung des Einflusses der Zirkulationsschwankung gegenüber dem Fall mit konstantem Gewichtungsfaktor  $n_s$ . Mit dem modifizierten FTF-Modell ist eine geringe Verschlechterung beim zweiten und dritten Amplitudenmaximum erkennbar. Entscheidend ist jedoch, dass das erste Amplitudenmaximum (20 Hz) quantitativ deutlich besser erfasst wird. Dies belegt, dass für eine über den gesamten Frequenzbereich exakte Modellierung der FTF neben der Beschreibung der beiden Wirkungsmechanismen auch eine genaue Erfassung des Übertragungsverhaltens des Drallbrenners erforderlich ist. Die Berücksichtigung des frequenzabhängigen Übertragungsverhaltens von Drallbrennern kann folglich die FTF-Modellierung verbessern.

Diese Arbeit beschränkt sich auf das Aufzeigen dieser Verbesserungsmöglichkeit durch das Übertragungsverhalten des TD1-16-Brenners. Da nur das Übertragungsverhalten dieses Brenners untersucht wurde, wird bei der Modellierung des Einflusses der Drallzahl im nächsten Abschnitt der konstante Interaktionsindex n<sub>s</sub> verwendet. Der experimentell ermittelte Zeitverzug  $\tau_s$  sowie das daraus abgeleitete Transportmodell sind die wesentlichen Erkenntnisse, die für diese Arbeit von Bedeutung sind.

# 5.2 Einfluss der Drallzahl auf die FTF

In diesem Abschnitt wird der Einfluss der Drallzahl auf die FTF anhand der experimentell ermittelten und modellierten FTF von vier verschiedenen Brennerkonfigurationen dargelegt. Zunächst werden die qualitativen und quantitativen Änderungen der FTF der vier untersuchten Brennerkonfigurationen charakterisiert. Darauf aufbauend wird gezeigt, wie mit dem vorgestellten FTF-Modell der Einfluss der Drallzahl auf die FTF korrekt beschrieben und genauer erläutert werden kann. Entscheidend hierfür ist der ermittelte Zusammenhang zwischen den Parametern des FTF-Modells und der Drallzahl. Es wird gezeigt, dass mit diesem Zusammenhang von den untersuchten Brennerkonfigurationen auf weitere Brennerkonfigurationen geschlossen werden. Die anschließende Zerlegung des FTF-Modells in Massenstrom- (FTF<sub>M</sub>) und Zirkulationsschwankung (FTF<sub>S,IA</sub>) zeigt, dass die beiden Wirkungsmechanismen eine umgekehrte Abhängigkeit von der Drallzahl aufweisen.

Die FTF der vier Brennerkonfigurationen sowie die stationären Flammenaufnahmen wurden in der großen Brennkammer ermittelt. Bei den weiteren Ausführungen in diesem Abschnitt wird die Brennkammergröße nicht mehr erwähnt.

## 5.2.1 FTF der vier Brennerkonfigurationen in der großen Brennkammer

In Abbildung 5.6 sind die stationären Flammenbilder sowie die normierten Intensitätsverteilungen des TD1-16 und des TD1-32-Brenners gegenübergestellt.

Wie aufgrund des höheren Dralls zu erwarten, ist die Flammenstruktur des TD1-16-Brenners deutlich kompakter und weist einen größeren Flammenöffnungswinkel auf. Mit zunehmender Drallzahl und folglich erhöhter aerodynamischer Stabilisierung der Flamme ist eine Verkürzung der axialen Ausdehnung eindeutig zu erkennen. Dies wird auch von den normierten Intensitätsverläufen der beiden Brennerkonfigurationen belegt. Mit steigendem Drall verlagert sich die Flamme deutlich in Richtung Brennerdüse. Aufgrund der erläuterten Diskrepanz zwischen OH\*-Chemilumineszenz und Wärmefreisetzung (Abs. 4.2.1) ist die Auswertung der normierten Intensitätsverteilungen auf qualitative Änderungen beschränkt. Die Erhöhung der Drallzahl führt zur Ausbildung einer kürzeren und kompakteren Flammenstruktur.



Abbildung 5.6: Mittelwertbilder des TD1-16 und TD1-32-Brenners bei Betriebspunkt P1 in der großen Brennkammer sowie die normierten Intensitätsverläufe.

In Abbildung 5.7 sind die Amplituden- und Phasenverläufe der FTF der vier untersuchten TD1-Brennerkonfigurationen dargestellt (TD1-12, TD1-16, TD1-24 und TD1-32). Die FTF des TD1-16-Brenners ist identisch zu der im vorherigen Abschnitt ausführlich behandelten FTF (Abbildung 5.1). Die Bestimmung aller vier FTF erfolgte mit einer über den gesamten Frequenzbereich konstanten axialen Anregung von u'/ $\overline{u} = 6\%$ . In Tabelle 6 sind die nach Gleichung 2.7 aus den experimentell ermittelten Phasenverläufen bestimmten Zeitverzüge  $\tau_{FTF}$  der vier Brennerkonfigurationen aufgeführt.



Abbildung 5.7: Amplituden- und Phasenverläufe der FTF der vier untersuchten TD1-Brennerkonfigurationen [-X-, GBK, AX, P1].

Tabelle 6: Ermittelte Zeitverzüge der vier Brennerkonfigurationen bei Betriebspunkt P1.

TD1-	S <sub>0,eff</sub>	$ au_{FTF}$
[mm]	-	[ms]
32	0,48	4,13
24	0,58	3,75
16	0,67	3,35
12	0,75	3,21

Mit zunehmender Drallzahl (TD1-32  $\rightarrow$  TD1-12) ist eine signifikante Verringerung des Phasenabfalls festzustellen, was auf die abnehmende Flammenlänge zurückzuführen ist. Die Gegenüberstellung aller Zeitverzüge in Tabelle 6 zeigt, dass der TD1-12-Brenner gegenüber dem TD1-32-Brenner einen um 22% geringeren Zeitverzug aufweist. Die Phasenverläufe der vier Brennerkonfigurationen sind nicht exakt linear, sondern weisen jeweils mindestens eine deutlich erkennbare Abflachung im Phasenverlauf auf. Der Phasenverlauf des TD1-12-Brenners zeigt zwischen 100 Hz und 110 Hz einen Phasenanstieg. Die Frequenzen der Phasenabflachungen und der Phasenanstiege stimmen mit den Minima der jeweiligen Amplitudenverläufe überein, charakteristisch für die Überlagerung zweier Wirkungsmechanismen (Siehe Fallstudie in Abs. 2.2.3). Die Amplitudenverläufe des TD1-12 und des TD1-16-Brenners alternieren über den gesamten Frequenzbereich zwischen ca. 0,8 und 1,6. Dabei sind die Maxima und Minima des TD1-12-Brenners gegenüber dem TD1-16-Brenner zu höheren Frequenzen verschoben. Dies wird unter anderem durch die Verringerung der Flammenlänge bzw. durch die verkürzte Transportzeit zwischen Brennerdüse und Hauptreaktionszone hervorgerufen. Der Amplitudenverlauf des TD1-24-Brenners zeigt bis ca. 150 Hz einen alternierenden Verlauf, für höhere Frequenzen ist dagegen ein breiter Bereich erhöhter Amplitude (≈1,75) auszumachen. Beim TD1-32-Brenner kann nur bis ca. 50 Hz ein wechselnder Amplitudenverlauf festgestellt werden, darüber zeigt diese Brennerkonfiguration einen noch stärker ausgeprägten Bereich erhöhter Amplitude, wobei Werte von knapp 2,5 erreicht werden.

Mit abnehmender Drallzahl verringert sich beim TD1-Brenner der alternierende Charakter des Amplitudenverlaufs und es kommt zur Ausbildung eines zunehmend breiteren Bereiches mit hohen Amplitudenwerten. Die geringere Ausprägung des alternierenden Charakters wird auch durch die Phasenverläufe bestätigt. Die Ausbildung des breiten Bereiches mit signifikant hohen Amplitudenwerten beim TD1-32-Brenner ist schwierig zu begründen, da eigentlich mit abnehmender Drallzahl und folglich größerer axialer Flammenausdehnung disperse Effekte zu erwarten sind. Es gibt jedoch Untersuchungen, die festgestellt haben, dass die Verringerung der aerodynamischen Stabilisierung der Flammen eine Verstärkung der Flammenantwort bewirkt [20][85]. Darauf wird im Abschnitt 5.2.3 näher eingegangen. Um die genaue Ursache für die dargelegte Ab-FTF von Drallzahl hängigkeit der der zu untersuchen, wird die FTF-Modellierung nach Gleichung 5.1 eingesetzt. Im ersten Schritt wird gezeigt, dass mit diesem FTF-Modell die Änderungen der FTF mit der Drallzahl korrekt beschrieben werden. Basierend auf dieser Beschreibung des Einflusses der Drallzahl erfolgt im zweiten Schritt die Zerlegung der FTF in die beiden zugrunde liegenden Wirkungsmechanismen, Massenstrom- und Zirkulationsschwankungen. Im nächsten Abschnitt wird die Modellierung des Einflusses der

Drallzahl erläutert, wobei der ermittelte Zusammenhang zwischen den Modellparametern und der Drallzahl von zentraler Bedeutung ist. Darauf aufbauend wird im Abschnitt 5.2.3 gezeigt, dass die beiden Wirkungsmechanismen eine umgekehrte Abhängigkeit von der Drallzahl aufweisen. Darin liegt die Ursache für die Verringerung der Amplitudenwerte bei gleichzeitig verstärkter Ausprägung des alternierenden Charakters mit der Drallzahl.

Zur Vollständigkeit ist an dieser Stelle auf die wenigen Untersuchungen hinzuweisen, die ebenfalls den Einfluss der Drallzahl auf die FTF quantitativ erfasst haben. Diese Untersuchungen zeigen mit steigender Drallzahl eine Zunahme des Antwortverhaltens der Flamme und stehen somit im Widerspruch zu den dargelegten Erkenntnissen [18][34][43][44]. Durch die Normierung der Amplitudenwerte [18] bzw. die Verletzung der Grenzwerte [44] nach Gleichung 2.8 ist die quantitative Aussagekraft dieser Untersuchungen stark beeinträchtigt. Ebenso ist bei extrem hohen Anregungsamplituden [43] von Ungenauigkeit auszugehen, weshalb den genannten Studien keine Allgemeingültigkeit zugeschrieben wird.

## 5.2.2 Modellierung des Einflusses der Drallzahl

Die Zielsetzung der FTF-Modellierung in diesem Abschnitt ist, die Änderungen der FTF mit der Drallzahl umfassend und korrekt zu beschreiben. Dies ist die Grundlage für die Zerlegung der FTF in die beiden Wirkungsmechanismen, die im nächsten Abschnitt zur Erklärung der Abhängigkeit der FTF von der Drallzahl diskutiert wird. Um zu belegen, dass mit dem entwickelten FTF-Modell der Einfluss der Drallzahl korrekt erfasst wird, werden in diesem Abschnitt zunächst die Übereinstimmungen zwischen Experiment und Modell für die Brennerkonfigurationen TD1-12 und TD1-24 vorgestellt. Basierend auf diesen beiden Brennerkonfigurationen und der zuvor ausführlich dargelegten TD1-16-Brennerkonfiguration wird gezeigt, dass die ermittelten Modellparameter eine lineare Abhängigkeit von der Drallzahl besitzen. Die lineare Abhängigkeit ermöglicht es, von den drei untersuchten Brennerkonfigurationen auf weitere, bisher nicht untersuchte Brennerkonfigurationen zu schließen. Anhand des TD1-16-Brenners wird belegt, dass diese Methode für die Interpolation zwischen zwei bekannten Brennerkonfigurationen zulässig ist. Die Extrapolation auf geringere Drallzahlen beschreibt die Änderungen der Drallzahl zwar qualitativ korrekt, quantitativ kann jedoch keine zufriedenstellende Übereinstimmung erzielt werden. Für geringe Drallzahlen bzw. den TD1-32-Brenner kann mit dem verwendeten FTF-Modell keine ausreichende Übereinstimmung zwischen Modell und Experiment erreicht werden. Auf die Gründe hierfür wird im nächsten Abschnitt bei der Zerlegung der FTF in die beiden zugrunde liegen Wirkungsmechanismen genauer eingegangen.

In Abbildung 5.8 und Abbildung 5.9 sind die experimentellen und modellierten FTF für die Brennerkonfigurationen TD1-12 und TD1-24 dargestellt. Die Übereinstimmung des FTF-Modells mit diesen beiden Brennerkonfigurationen wurde, wie auch beim TD1-16-Brenner, mit der entwickelten Least-Square-Fit Routine erzielt. Das FTF-Modell stimmt mit der FTF des TD1-12-Brenners qualitativ und quantitativ sehr genau überein. Das FTF-Modell beschreibt auch für den TD1-24-Brenner die experimentelle FTF korrekt, weist jedoch auch quantitative Unterschiede auf. Das zweite Amplitudenmaximum bei 100 Hz bis 110 Hz und der breite Bereich erhöhter Amplitude von 150 Hz bis 240 Hz werden vom FTF-Modell wiedergegeben, allerdings mit geringeren Amplitudenwerten. Die Phasenverläufe werden für beide Brennerkonfigurationen exakt erfasst. Nur beim TD1-12-Brenner ist eine Abweichung des Phasenastiegs bei 80 Hz bzw. 110 Hz auszumachen.



Abbildung 5.8: Amplituden- und Phasenverläufe der experimentell bestimmten und der modellierten FTF [TD1-12, GBK, AX, P1].



Abbildung 5.9: Amplituden- und Phasenverläufe der experimentell bestimmten und der modellierten FTF [TD1-24, GBK, AX, P1].

Es sei darauf hingewiesen, dass das erste Amplitudenmaximum bei 20 Hz in beiden Fällen nicht exakt erfasst wird. Eine Verbesserungsmöglichkeit für diese quantitative Abweichung könnte die entsprechende Berücksichtigung des Übertragungsverhaltens dieser beiden Brennerkonfigurationen bieten, wie in Abschnitt 5.1.3 aufgezeigt wurde. Die Übereinstimmung zwischen dem FTF-Modell und den experimentellen Daten des TD1-16-Brenners wurde bereits in Abbildung 5.1 veranschaulicht und im Abschnitt 5.1.1 ausführlich erörtert.

Es ist festzuhalten, dass mit dem FTF-Modell eine qualitative und, ausgenommen einige Bereiche des TD1-24-Brenners, quantitative Übereinstimmung mit den experimentell ermittelten FTF erreicht wird. Für die Bestimmung der Modellparameter mit der Least-Square-Fit Routine wurden einige Einschränkungen bezüglich der Wertebereiche getroffen. Die zulässigen Werte der Modellparameter wurden auf einen kleinen, als sinnvoll erachteten Bereich begrenzt, wobei auch theoretische Abschätzungen herangezogen wurden. Es wurde darauf geachtet, dass die Werte des Zeitverzuges  $\tau_M$  den experimentellen Messdaten in Tabelle 6 entsprechen, wobei der Einfluss der Übertragungsfunktion auf die Phase zu berücksichtigen ist. Die Zeitverzüge der FTF  $\tau_{FTF}$  in Tabelle 6 sowie die Erkenntnisse zum Übertragungsverhalten des TD1-Brenners in Abschnitt 5.1.3 wurden für die Abschätzung des Zeitverzuges der Zirkulationsschwankung  $\tau_{S1}$ gemäß Gleichung 5.2 verwendet. Für die Modellparameter  $\sigma_{S1}$  und  $\sigma_{S2}$  wurde eine Vereinfachung getroffen und diese auf einen Wert von  $\sigma_{S1} = \sigma_{S2} =$  $\sigma_s = 0.9$  ms festgelegt. Der Grund für diese Vereinfachung ist, dass diese zum einen keinen wesentlichen Einfluss auf das Gesamtergebnis haben und zum anderen versucht wurde, die Anzahl der freien Parameter einzuschränken.

Die von der Least-Square-Fit Methode bestimmten Modellparameter für die drei Brennerkonfigurationen sind in Tabelle 7 aufgeführt. Die bestimmten Modellparameter wurden hinsichtlich möglicher Abhängigkeiten voneinander und von der Drallzahl analysiert. Dabei wurde für alle freien Modellparameter ein linearer Zusammenhang mit der Drallzahl festgestellt. In Abbildung 5.10 sind die ermittelten Modellparameter sowie die linearen Trendlinien dargestellt. Die Abweichungen gegenüber den Trendlinien sind für alle sechs Modellparameter sehr gering, was die lineare Abhängigkeit belegt. Es ist darauf hinzuweisen, dass die hier verwendeten Werte der Drallzahlen S<sub>0,eff</sub> der verschiedenen Brennerkonfigurationen auf vorherigen Arbeiten [35][104][110] sowie Erfahrungswerten [30] beruhen. Dies wurde bei den Ausführungen zum TD1-Brenner in Abschnitt 3.1.2 erläutert. Trotz dieser möglichen Ungenauigkeiten werden die bestimmten linearen Zusammenhänge für die Inter- und Extrapolation der Modellparameter von den drei untersuchten Brennerkonfigurationen auf fünf weitere bisher nicht untersuchte Brennerkonfigurationen herangezogen. Diese Methode ermöglicht prinzipiell Vorhersagen über die Flammendynamik von weiteren Brennerkonfigurationen, ohne diese direkt untersuchen zu müssen. Ähnlich wie die Sr-Skalierung kann dieses Vorgehen bei technischen Anwendungen zur Reduzierung des experimentellen Aufwandes eingesetzt werden. In dieser Arbeit wird die Inter- und Extrapolation auch dazu verwendet, um die Änderungen der FTF mit der Drallzahl stetiger und deutlicher zu veranschaulichen. Die Zulässigkeit dieser Methode wird am Ende dieses Abschnitts anhand der FTF des TD1-16-Brenners verifiziert.

Т	D1-	S <sub>0,eff</sub>	$\tau_{M}$	f <sub>1</sub>	f <sub>2</sub>	n <sub>s</sub>	$\tau_{S1}$	$\tau_{S2}$	$\sigma_{S}$
[r	nm]	-	[ms]	[Hz]	[Hz]	-	[ms]	[ms]	[ms]
	24	0,58	2,86	396	257	0,16	13,50	17,60	0,9
	16	0,67	2,59	339	297	0,23	11,41	14,61	0,9
	12	0,75	2,45	317	313	0,28	10,40	12,89	0,9



Abbildung 5.10: Ermittelte Modellparameter (Fit) sowie deren lineare Abhängigkeit von der Drallzahl (Trend); Die Modellparameter der Massenstromschwankung FTF<sub>M</sub> sind links ausgeführt, die der Zirkulationsschwankung FTF<sub>S.IA</sub> rechts.

Auf der nächsten Seite sind für acht Brennerkonfigurationen die Werte der Modellparameter sowie die resultierenden Amplituden- und Phasenverläufe dargelegt. Die in Tabelle 8 für acht Brennerkonfigurationen aufgeführten Werte der Modellparameter sind ausschließlich über die ermittelten linearen Zusammenhänge in Abbildung 5.10 berechnet worden. Die geringfügigen Abweichungen der Modellparameter für die Brennerkonfigurationen TD1-12, TD1-16 und TD1-24 in Tabelle 7 und Tabelle 8 (hervorgehoben) belegen die lineare Abhängigkeit von der Drallzahl. In Abbildung 5.11 sind die Amplituden- und Phasenverläufe für die acht Brennerkonfigurationen in Tabelle 8 dargestellt.

TD1-	S <sub>0,eff</sub>	$ au_{M}$	f <sub>1</sub>	f <sub>2</sub>	n <sub>s</sub>	$\tau_{S1}$	$\tau_{S2}$	$\sigma_{\sf S}$
[mm]	-	[ms]	[Hz]	[Hz]	-	[ms]	[ms]	[ms]
32	0,48	3,09	439	227	0,09	15,0	20,1	0,9
28	0,53	2,96	415	244	0,13	14,2	18,7	0,9
24	0,58	2,84	392	260	0,16	13,3	17,4	0,9
20	0,63	2,73	370	275	0,19	12,6	16,2	0,9
16	0,67	2,63	349	290	0,23	11,8	15,0	0,9
14	0,71	2,53	330	303	0,25	11,1	14,0	0,9
12	0,75	2,43	312	317	0,28	10,4	12,9	0,9
10	0,80	2,31	288	333	0,32	9,5	11,6	0,9

 Tabelle 8:
 Mit den linearen Zusammenhängen von der Drallzahl berechnete Modellparameter für acht Brennerkonfigurationen.



Abbildung 5.11: Amplituden- und Phasenverläufe der FTF der acht Brennerkonfigurationen.

Die Darstellung von acht Funktionsverläufen dient der Verdeutlichung des Potentials des entwickelten FTF-Modells und zur besseren Veranschaulichung der Änderungen der FTF mit der Drallzahl. Anhand von Abbildung 5.11 wird der Anwendbarkeitsbereich des verwendeten Modellansatzes analysiert. Aus einem Vergleich von Abbildung 5.7 und Abbildung 5.11 kann geschlossen werden, dass die grundlegende Drallabhängigkeit der FTF vom FTF-Modell qualitativ korrekt wiedergegeben wird. Mit zunehmender Drallzahl ergibt sich eine Verschiebung der Maxima und Minima zu höheren Frequenzen und der Phasenabfall fällt entsprechend geringer aus. Ebenso wird der mit Verringerung der Drallzahl zunehmend breitere Bereich erhöhter Amplitude qualitativ wiedergegeben. Für kleine Drallzahlen ist der alternierende Charakter der Amplituden- und Phasenverläufe weniger stark ausgeprägt. Ein Vergleich der Amplitudenverläufe des TD1-32-Brenners in Abbildung 5.7 mit dem extrapolierten Amplitudenverlauf in Abbildung 5.11 zeigt jedoch die Grenzen der Anwendbarkeit dieses Modells auf. Zwar wird der Wert des Maximums in erster Näherung erfasst, die entsprechende Frequenz jedoch deutlich verfehlt. Entscheidender ist aber, dass die Breite des Bereiches erhöhter Amplitude unzureichend wiedergegeben wird. Dies ist als Hinweis darauf zu sehen, dass die Beschreibung der Massenstromschwankung mit einer Übertragungsfunktion zweiter Ordnung keine allgemein gültige Option darstellt. Dies wird im nächsten Abschnitt bei der Zerlegung der FTF in Massenstrom- und Zirkulationsschwankung genauer erörtert. Für FTF mit ausgeprägtem alternierendem Verlauf kann mit dem entwickelten Modellansatz eine qualitativ und quantitativ sehr gute Übereinstimmung erreicht werden. Darüber hinaus bietet das FTF-Modell die Möglichkeit, Einflussgrößen, wie hier die Drallzahl, umfassend zu charakterisieren. Um die Zuverlässigkeit und Anwendbarkeit der linearen Zusammenhänge der Modellparameter von der Drallzahl zu verifizieren, wurde die FTF des TD1-16-Brenners ausschließlich basierend auf den Daten des TD1-12 und TD1-24-Brenners berechnet. In Tabelle 9 sind die über zwei unterschiedliche Methoden ermittelten Modellparameter des TD1-16-Brenners gegenübergestellt. In dieser Tabelle sind auch die relativen Abweichungen dieser beiden Methoden aufgeführt.

**Tabelle 9:**Über zwei unterschiedliche Methoden ermittelte Modellparameter des TD1-16-<br/>Brenners sowie deren relative Abweichung.

TD1-	Methode	$\tau_{M}$	f <sub>1</sub>	f <sub>2</sub>	n <sub>s</sub>	$ au_{S1}$	$\tau_{S2}$	$\sigma_{\sf S}$
[mm]		[ms]	[Hz]	[Hz]	-	[ms]	[ms]	[ms]
16	Least-Square-Fit	2,59	339	297	0,23	11,4	14,6	0,9
16*	Lin. Interpolation	2,64	354	287	0,22	12,0	15,2	0,9
Relative Abweichung [%]		2,0	4,5	-3,5	-2,8	4,9	4,2	

Die Bestimmung mit der Least-Square-Fit Routine erfolgt direkt anhand der experimentellen Daten und wurde bereits umfassend erläutert. Die lineare Interpolation basiert ausschließlich auf den beiden anderen Brennerkonfigurationen (TD1-12 und TD1-24) und ist somit unabhängig von den Messdaten des TD1-16 Brenners. Für alle Modellparameter ist die Abweichung der über die lineare Interpolation ermittelten Werte kleiner als 5%. Dies ist ein direkter Nachweis für die Zuverlässigkeit und Anwendbarkeit des verwendeten FTF-Modells und der ermittelten linearen Abhängigkeit der Modellparameter von der Drallzahl.

Für technische Anwendungen bietet das beschriebene Vorgehen grundsätzlich die Möglichkeit, aus einigen wenigen untersuchten Brennerkonfigurationen auf das dynamische Flammenverhalten von Zwischenstufen und auch von knapp darüber oder darunter liegenden Stufen zu schließen. Allerdings sollten Extrapolationen auf Stufen geringerer Drallintensität aufgrund der dargelegten Unstimmigkeiten beim TD1-32-Brenner nur in einem sehr begrenzten Umfang erfolgen. Es wird deshalb empfohlen, diese Methode an einem anderen, ähnlich variablen Brennerdesign einzusetzen, um neben der Gültigkeit auch die allgemeine Anwendbarkeit zu prüfen und weiterzuentwickeln. Sollte sich die Eignung dieser Methode dabei bestätigen, könnten durch entsprechende Analysen weitere Abhängigkeiten der Modellparameter ermittelt werden und somit die Anzahl der freien Variablen verringert werden. Neben diesem technischen Anwendungspotential bietet diese Methode die Möglichkeit, den Einfluss der Drallzahl auf die beiden Wirkungsmechanismen unabhängig voneinander zu analysieren und somit das grundlegende Verständnis der Flammendynamik zu erweitern.

## 5.2.3 Einfluss der Drallzahl auf die Wirkungsmechanismen

In diesem Abschnitt werden die Änderungen der Massenstrom- und der Zirkulationsschwankung mit der Drallzahl getrennt voneinander analysiert. Die wesentliche Erkenntnis daraus ist die umgekehrte Abhängigkeit dieser beiden Wirkungsmechanismen von der Drallzahl. Für die jeweiligen Änderungen werden Ursachen und Erklärungen aufgeführt und diskutiert. Aus der Analyse der Massenstromschwankung geht hervor, dass mit der Übertragungsfunktion zweiter Ordnung bei geringen Drallzahlen keine zufriedenstellende Übereinstimmung zwischen Experiment und Modell erreicht werden kann. Es wird jedoch eine Erweiterung aufgezeigt, mit der, wie bei Freitag [20], eine qualitative und quantitative Übereinstimmung erzielt werden kann. Zum Abschluss dieses Abschnitts wird detailliert auf die Modellierung der Gruppe Palies, Schuller und Candel [63][64][66][87] eingegangen. Deren Modellentwicklung besitzt sowohl Übereinstimmungen als auch Abweichungen mit den Erkenntnissen dieser Arbeit. In Abbildung 5.12 sind die Amplituden- und Phasenverläufe der beiden Wirkungsmechanismen, Massenstrom- und Zirkulationsschwankung, für die Brennerkonfigurationen in Tabelle 8 dargestellt. Durch die getrennte Betrachtung der beiden Wirkungsmechanismen wird deren Abhängigkeit von der Drallzahl analysiert. Zur besseren Veranschaulichung erfolgt diese Analyse anhand der acht berechneten Brennerkonfigurationen in Tabelle 8 und nicht anhand der drei direkt ermittelten Brennerkonfigurationen in Tabelle 7. Dabei werden auch die entsprechenden Änderungen der Modellparameter erörtert. Die Nomenklatur und farbliche Kodierung ist identisch zu Abbildung 5.11, die Drallzahl nimmt von rot nach blau zu. Die Abhängigkeit der Zirkulationsschwankung FTF<sub>S,IA</sub> von der Drallzahl erscheint verständlicher, weshalb diese zuerst erläutert wird.



Abbildung 5.12: Amplituden- und Phasenverläufe der Massenstromschwankung und der Zirkulationsschwankung der acht Brennerkonfigurationen (Tabelle 8).

Die Amplitude der Zirkulationsschwankung  $FTF_{S,IA}$  steigt mit zunehmender Drallzahl deutlich an und verschiebt sich zu höheren Frequenzen. Für höhere Drallzahlen erstreckt sich zudem der Einfluss der Zirkulationsschwankung über einen deutlich breiteren Frequenzbereich. Die Ursache für den steigenden Einfluss von FTF<sub>S,IA</sub> mit der Drallzahl ist die direkt verbundene Zunahme der absoluten Zirkulationsschwankung in der Brennerdüse. Dies wird im FTF-Modell durch den mit steigender Drallzahl zunehmenden Interaktionsindex n<sub>S</sub> beschrieben. Die Verschiebung der Amplitudenmaxima zu höheren Frequenzen ist auf die zunehmend kompaktere Flammenstruktur zurückzuführen (siehe Abbildung 5.6). Diese Verschiebung wird vom FTF-Modell durch die beiden Zeitverzuge  $\tau_{S1}$  und  $\tau_{S2}$  bzw. deren Differenz dargestellt. Mit zunehmender Drallzahl verringert sich die Differenz von  $\tau_{S1}$  und  $\tau_{S2}$ , wodurch sich der Frequenzbereich mit merklicher Zirkulationsschwankung verbreitert. Die zunehmend kompaktere Flammenstruktur müsste genau genommen auch zu einer Verringerung der Standardabweichung  $\sigma_S$  führen. Der Standardabweichung wurde jedoch ein konstanter Wert (0,9 ms) zugewiesen, um die Parameterbestimmung zu vereinfachen.

Die signifikante Änderung des Phasenabfalls bzw. des Zeitverzuges der Zirkulationsschwankung FTF<sub>S.IA</sub> ist auf die Konstruktion des TD1-Brenners sowie die kompaktere Flammenstruktur zurückzuführen. Mit breiteren Drallschlitzen nimmt der Abstand zwischen Drallregister und Brennerdüse zu, woraus sich eine Zunahme der konvektiven Verzugszeigt  $\tau_{S}$  ergibt. Die signifikante Verringerung von  $\tau_{S1}$  mit der Drallzahl ist vorwiegend auf die kürzere Verzugszeit  $\tau_S$  zurückzuführen. Gemäß Gleichung 5.2 ist auch die Änderung der konvektiven Verzugszeit zwischen Brennerdüse und Flamme  $\tau_{FTF}$  zu berücksichtigen, deren Einfluss ist jedoch geringer. Der veränderte Zeitverzug  $\tau_s$  hat über den Modellparameter  $\tau_{S1}$  entscheidenden Einfluss auf die Verschiebung der Maxima und Minima bzw. der Bereiche konstruktiver und destruktiver Überlagerung der FTF, wie Abbildung 5.11 verdeutlicht. Einen experimentellen Nachweis für den signifikanten Einfluss des Zeitverzuges  $\tau_s$  auf die Bereiche konstruktiver und destruktiver Überlagerung haben Komarek und Polifke [40] mit der Variation der axialen Position des Drallregisters erbracht. Die wesentliche Erkenntnis für den TD1-Brenner ist, dass bei diesem eine Änderung der Drallschlitzlänge bzw. Drallzahl auch eine Veränderung der konvektiven Transportzeit  $\tau_S$  bewirkt. Aus diesen Ausführungen wird gefolgert, dass sich bei Drallbrennern mit konstantem, also von der Brennkonfiguration bzw. der Drallzahl unabhängigem Zeitverzug  $\tau_{S}$  die Frequenzen der Maxima und Minima mit der Änderung der Drallzahl nicht verschieben. Die Änderungen der Phasenverläufe von FTF<sub>S.IA</sub> in Abbildung 5.12 verdeutlichen, dass für die verschiedenen Konfigurationen des TD1-Brenners die Veränderung des Zeitverzuges  $\tau_s$  mit berücksichtigt werden muss, um das dynamische Flammenverhalten korrekt zu erfassen.

Der Vergleich der Amplituden der Massenstrom-  $(FTF_M)$  und der Zirkulationsschwankung  $(FTF_{S,IA})$  in Abbildung 5.12 zeigt eindeutig, dass die Amplitudenverläufe der beiden Wirkungsmechanismen eine umgekehrte Abhängigkeit von der Drallzahl aufweisen. Mit verringerter Drallzahl ist eine deutliche Zunahme der Amplitude von FTF<sub>M</sub> fast über den gesamten Frequenzbereich festzustellen. Es ist zudem eindeutig ersichtlich, dass für alle acht Brennerkonfigurationen Amplitudenwerte größer eins auftreten. Neben dem signifikanten Anstieg des Amplitudenmaximums der FTF<sub>M</sub> ist in erster Näherung auch eine Verringerung der Frequenz dieses Maximums auszumachen, die auf die Zunahme der Flammenlänge zurückzuführen ist. Die Zunahme der Flammenlänge und die somit längere Transportzeit zur Hauptreaktionszone bewirken den zu erwartenden, steileren Abfall der Phasenverläufe, der durch einen erhöhten Zeitverzug  $\tau_M$  beschrieben wird. Es ist festhalten, dass sich mit der Abnahme der Drallzahl und folglich einer geringeren aerodynamischen Stabilisierung der Einfluss der Massenstromschwankung FTF<sub>M</sub> signifikant vergrößert, wobei die bestimmten Amplitudenwerte deutlich über Eins liegen. Für geringere Drallzahlen und folglich größere Flammenlängen ist durch die steigende Dispersion eigentlich ein umgekehrtes Verhalten zu erwarten. Die Ursache für die mit verringerter Drallzahl und folglich geringerer aerodynamischer Stabilisierung zunehmende Amplitude der Massenstromschwankung ist die verstärkte Modulation der Flammenoberfläche. Schwankungen der turbulenten Flammengeschwindigkeit können aufgrund der Vormischung und der geringen Flammenstreckung die ermittelten Tendenzen nicht begründen. Bei geringerer aerodynamischer Stabilisierung kommt es durch die Massenstromschwankungen zu einer stärkeren Auslenkung der Flammen und folglich zu einer erhöhten Flammenbewegung. Die resultierende Modulation der Flammenoberfläche bewirkt die hohen Wärmefreisetzungsschwankungen bzw. die hohen Amplitudenwerte von FTF<sub>M</sub>.

Der Amplitudenverlauf der Massenstromschwankung wird von der Übertragungsfunktion zweiter Ordnung bzw. den Modellparametern f1 und f2 charakterisiert. Die beiden Parameter  $f_1$  und  $f_2$  zeigen mit abnehmender Drallzahl eine Zu- bzw. Abnahme, wodurch der Anstieg der Amplitude sowie die Verlagerung zu kleineren Frequenzen beschrieben werden. Mit diesen Änderungen ist jedoch auch eine Verkleinerung des Frequenzbereiches mit Amplitudenwerten deutlich größer Eins verbunden, wie aus Abbildung 5.12 ersichtlich ist. Diese Verkleinerung stimmt nicht mit den experimentell ermittelten FTF in Abbildung 5.7 überein und ist der Grund, weshalb der TD1-32-Brenner von der Übertragungsfunktion zweiter Ordnung nicht wiedergegeben werden kann. Durch eine manuelle Anpassung der Parameter f1 und f2 kann zwar die maximale Amplitude von knapp 2,5 für den TD1-32-Brenner erreicht werden, die Breite des Bereiches erhöhter Amplitudenwerte wird dabei unzureichend erfasst. Da hohe Amplitudenwerte über einen breiten Frequenzbereich von der Übertragungsfunktion zweiter Ordnung nicht abgebildet werden können, stellen FTF geringer Drallzahl eine Grenze der Anwendbarkeit des entwickelten FTF-Modell dar. Mit einer von Freitag [20] vorgestellten Erweiterung der Übertragungsfunktion zweiter Ordnung kann auch für geringe Drallzahlen eine Übereinstimmung von Experiment und Modell erreicht werden, wie noch gezeigt wird.

Eine wesentliche Erkenntnis aus der Zerlegung der FTF ist die Zunahme der Flammenantwort der  $FTF_M$  bei geringerer aerodynamischer Stabilisierung. Diese Erkenntnis stimmt prinzipiell mit den experimentellen Ergebnissen von Freitag [20] und Schuller [84] bzw. Schuller et al. [85] überein. Neben dieser übereinstimmenden Tendenz wurden in diesen Studien auch eine Erweiterung bzw. ein vergleichbarer Ansatz für die FTF-Modellierung vorgestellt. Nachfolgend werden zunächst die Ergebnisse von Freitag [20] genauer erörtert, bevor auf die Er-kenntnisse von Schuller [84] bzw. Schuller et al. [85] eingegangen wird.

Freitag [20] hat neben dem TD1-32-Brenner auch die FTF eines industriellen Brenners untersucht, der sich bei vorgemischten Betrieb im Wesentlichen aus einem axialen Drallerzeuger und einer zylindrischen Brennerdüse zusammensetzt<sup>14</sup>. Die FTF des industriellen Drallbrenners zeigte im Vergleich zum TD1-32 Brenner (~2) deutlich höhere Amplitudenwerte (>3). Als Ursache für die Zunahme des Antwortverhaltens hat Freitag [20] die geringere aerodynamische Stabilisierung beim industriellen Drallbrenner aufgeführt, bei dem keine ausgeprägte Rezirkulationszone mehr vorhanden war. Diese Beobachtung stimmt mit den Erkenntnissen zum Einfluss der Drallzahl überein. Grundsätzlich passt auch die Verschiebung des Maximums zu kleineren Frequenzen für geringere aerodynamische Stabilisierung mit den hier dargelegten Ergebnissen zusammen. Da die beiden Brennertypen bei Freitag [20] jedoch eine unterschiedliche aerodynamische Stabilisierung ausbildeten und sich folglich die Flammenpositionen substanziell unterschieden, sind diese Erkenntnisse als prinzipieller Nachweis zu werten. Für die Modellierung der FTF des axialen Drallbrenners hat Freitag [20] die folgende Erweiterung der Übertragungsfunktion zweiter Ordnung eingeführt, um den breiten Frequenzbereich erhöhter Amplitudenwerte erfassen zu können:

$$FTF_{M}^{*}(\omega) = e^{-i\omega\tau_{M}} \cdot \frac{1 + \frac{i\omega}{2\pi f_{3}}}{1 + \frac{i\omega}{2\pi f_{1}} + \left(\frac{i\omega}{2\pi f_{2}}\right)^{2}}.$$
(5.13)

<sup>&</sup>lt;sup>14</sup>Der industrielle Drallbrenner verfügte zudem über eine konvergente Brennstoffdüse für flüssige Brennstoffe, womit Untersuchungen bei technischer Vormischung durchgeführt wurden. Die Referenzen in dieser Arbeit beziehen sich ausschließlich auf die Ergebnisse bei perfekt-vorgemischtem Betrieb.

Interessant ist, dass die Erweiterung der Übertragungsfunktion um einen Term im Zähler auch beim TD1-32-Brenner zu einer wesentlichen Verbesserung der Übereinstimmung zwischen Experiment und Modell führt. Durch die Erweiterung mit einem zusätzlichen Modellparameter f3 ist es möglich, den Frequenzbereich mit Amplitudenwerten größer eins deutlich zu verbreitern, was in [20] in einem Vergleich veranschaulicht ist. Mit dieser Erweiterung (FTF\*) ist eine qualitative und quantitative Modellierung des TD1-32-Brenners möglich, wie in Abbildung 5.13 veranschaulicht ist. In dieser Abbildung ist auch das FTF-Modell (FTF) nach Gleichung 5.1 dargestellt, das den breiten Bereich erhöhter Amplitude qualitativ und quantitativ unzureichend beschreibt. Die zur Vollständigkeit aufgeführten Phasenverläufe zeigen, dass beide FTF-Modelle mit den experimentellen Daten übereinstimmen. Der erweiterte Modellansatz wurde für die Modellierung des Einflusses der Drallzahl sowie die Analyse der Wirkungsmechanismen nicht herangezogen, um die Forderung nach einer möglichst geringen Anzahl von Modellparametern zu erfüllen. Mit dem verwendeten Modellansatz nach Gleichung 5.1 kann das dynamische Verhalten bei geringer aerodynamischer Stabilisierung nicht vollständig erfasst werden. Mit der Erweiterung um einen Term im Zähler bzw. einen zusätzlichen Modellparameter f3 wurde eine Verbesserungsmöglichkeit aufgezeigt, mit der eine übereinstimmende Modellierung von FTF geringer Drallzahl erreicht werden kann.



Abbildung 5.13: Amplituden- und Phasenverläufe der experimentell ermittelten und der beiden modellierten FTF [TD1-32, GBK, AX, P1].

Die nachfolgende Diskussion und Veranschaulichung der Ergebnisse der Gruppe Palies, Schuller und Candel [63][64][66][84][85][87] erfolgt aus zwei Gründen. Zum einen wurde bei den Untersuchungen an einer laminaren V-Flamme eine Zunahme der Flammenantwort mit verringerter aerodynamischer Stabilisierung ermittelt. Diese Tendenz stimmt mit den Erkenntnissen zur Massenstromschwankung  $FTF_M$  überein, die in diesem Abschnitt vorgestellt wurden. Zum anderen ist das von Palies [63] bzw. Palies et al. [64][66] entwickelte FTF-Modell für turbulente Drallflammen zum derzeitigen Stand neben den beiden Modellen  $FTF_{S,IA}$  und  $FTF_{S,WB}$  das einzige, das den Einfluss von Zirkulationsschwankungen explizit berücksichtigt.

Die experimentell ermittelten FTF einer laminaren Kegel- bzw. V-Flamme von Schuller [84] bzw. Schuller et al. [85] zeigten mit Verringerung des halben Flammenöffnungswinkels a und somit geringerer aerodynamischer Stabilisierung eine steigende Flammenantwort, wobei Amplitudenwerte von über drei bestimmt wurden. Als Ursache für diese hohen Amplitudenwerte wird die verstärkte Modulation der Flammenoberfläche durch die Schwankung/Bewegung der Flammenspitze aufgeführt. Das für laminare V-Flammen entwickelte FTF-Modell (FTF<sub>lam-V</sub>), das in Abschnitt 2.2.1 (Gln. 2.12) vorgestellt wurde, basiert auf der Beschreibung der Schwankungen der Flammenoberfläche und erfasst die Abhängigkeit der Amplitude vom Flammenwinkel α sehr genau. Für kleinere Flammenwinkel  $\alpha$  liefert dieses Modell in Übereinstimmung mit den experimentellen Ergebnissen eine Zunahme der Amplitudenmaxima, die allerdings auf einen Wert von zwei begrenzt sind. Die Erhöhung der Amplitudenmaxima ist zudem für halbe Flammenöffnungswinkel a<45° mit einer Verschiebung zu kleineren Frequenzen verbunden. Diese Änderungen des Wertes und der Frequenz des Amplitudenmaximums stimmen mit den Änderungen von FTF<sub>M</sub> für geringere aerodynamische Stabilisierung bzw. Drallzahlen in Abbildung 5.12 überein. Die Übereinstimmung der experimentellen und theoretischen Ergebnisse zum Einfluss der aerodynamischen Stabilität auf die Flammendynamik bestätigen die Erkenntnisse und die Begründung zur Abhängigkeit der Massenstromschwankung FTF<sub>M</sub> von der Drallzahl in diesem Abschnitt.

Das FTF-Modell für laminare V-Flammen ( $FTF_{lam-V}$ ) wurde von Palies et al. [63][64] bzw. Schuller et al. [87] als Grundlage für die Modellierung von turbulenten Drallflammen verwendet. Durch die Erweiterung dieses Modells um den Einfluss der konvektiv transportierten Umfangsgeschwindigkeitsschwankung und der Einbeziehung der Schwankungen der turbulenten Flammengeschwindigkeit wurde das FTF-Modell für turbulente Drallflammen entwickelt zu:

$$FTF_{turb-V+S}(\omega) = FTF_{turb-V}(\omega) \cdot \left[ (1-\varsigma) + \chi \cdot e^{i\phi} \right].$$
(5.14)

Das FTF-Modell der turbulenten V-Flamme ( $FTF_{turb-V}$ ) entspricht dem FTF-Modell der laminaren V-Flamme ( $FTF_{lam-V}$ , Gln. 2.12), wobei in Glei-

chung 2.13 die laminare durch die turbulente Flammengeschwindigkeit ersetzt wurde. Die Amplituden- und Phasenverläufe der Grundfunktionen  $\text{FTF}_{turb-V}$  und des resultierenden FTF-Modells der turbulenten Drallflammen  $\text{FTF}_{turb-V+S}$  sind in Abbildung 5.14 exemplarisch veranschaulicht, wobei die Werte aus [63] entnommen sind. Mit diesem FTF-Modell wurden qualitative und quantitative Übereinstimmungen mit den experimentell ermittelten FTF eines axialen Drallbrenners erzielt, wobei die freien Modellparameter  $\zeta$ ,  $\chi$  und  $\phi$  durch empirische Anpassung bestimmt wurden.



**Abbildung 5.14:** Amplituden- und Phasenverläufe der Grundfunktion  $FTF_{turb-V}$  und des resultierenden FTF-Modells für turbulente Drallflammen  $FTF_{turb-V+S}$  (aus [63]).

Das  $FTF_{turb-V+S}$ -Modell beschreibt die Flammendynamik als Überlagerung von Massenstromschwankung und Zirkulationsschwankung. Die Massenstromschwankung wird durch die Grundfunktion  $FTF_{turb-V}$  mit dem Vorfaktor (1- $\zeta$ ) abgebildet. Der Zirkulationsschwankung wird zusätzlich zu dem Vorfaktor  $\chi$  ein Zeitverzug (e<sup>-i\phi</sup>) zugewiesen, der definiert ist als:

$$\phi = \omega \tau_S + \phi_{S,0} \,. \tag{5.15}$$

Die Übereinstimmung zwischen Experiment und Modell wurden bei diesem FTF-Modell durch die empirische Anpassung der freien Modellparameter  $\zeta$ ,  $\chi$  und  $\phi$  erreicht. Aus Abbildung 5.14 ist zu entnehmen, dass die Grundfunktion FTF<sub>turb-V</sub> einen breiten Frequenzbereich erhöhter Amplitudenwerte beschreibt. Dies ist neben den zuvor erläuterten Änderungen mit dem Flammenwinkel  $\alpha$  als ein wesentlicher Vorteil dieses Ansatzes aufzufassen. Ein weiterer, interessanter Aspekt dieses FTF-Modells ist, dass der Zirkulationsschwankung für kleine Frequenzen durch den Parameter  $\phi_{S,0}$  ein Phasenversatz zugewiesen

wird, dessen Auswirkung und Notwendigkeit in der Fallstudie in Abschnitt 2.2.3 erläutert wurde. Neben den aufgezeigten Übereinstimmungen und Vorteilen hat das FTF<sub>turb-V+S</sub>-Modell auch Schwachstellen und Nachteile. Eine wesentliche Schwachstelle stellt dabei die Verletzung der Grenzwerte gemäß der Gleichung 2.20 dar. Für kleine Frequenzen entsprechen die Amplituden der beiden Wirkungsmechanismen den Vorfaktoren (1- $\zeta$ ) und  $\chi$ , wodurch die Grenzwerte verletzt werden. Die Übertragung der Erkenntnisse von einer laminaren V-Flamme auf eine turbulente Drallflamme ist aufgrund der unterschiedlichen aerodynamischen Stabilisierungen kritisch zu sehen. Dabei wird die zeitversetzte Wärmefreisetzungsschwankung durch Umfangsgeschwindigkeitsschwankungen einfach mit der Modulation der turbulenten Flammengeschwindigkeit begründet. Für die Validierung dieses Ansatzes fehlt jedoch ein eingehender Nachweis wie dieser analytisch von Hirsch et al. [29] und numerisch von Komarek und Polifke [40] erbracht wurden. Die erläuterten Übereinstimmungen und Schwachstellen des FTF<sub>turb-V+S</sub>-Modells sind als Bestätigung des entwickelten FTF-Modells (Gln. 5.1) zu werten, weshalb diese hier ausführlich behandelt wurden.

Die Zielsetzung der FTF-Modellierung in diesem Abschnitt war, den Einfluss der Drallzahl auf die beiden zugrunde liegenden Wirkungsmechanismen zu charakterisieren. Die wesentliche Erkenntnis dieser Charakterisierung ist, dass die Amplituden der Massenstrom- und Zirkulationsschwankung eine umgekehrte Abhängigkeit von der Drallzahl besitzen. Diese umgekehrte Abhängigkeit ist der Grund für die Veränderung der Amplitude der FTF von dem breiten Bereich erhöhter Amplitudenwerte zu dem alternierenden Verhalten für hohe Drallzahlen.

## 5.3 Einfluss der Brennkammergröße auf die FTF

Für die experimentellen Untersuchungen dieser Arbeit standen zwei Brennkammern mit unterschiedlichen Querschnittsflächen zur Verfügung. Die geometrischen Abmessungen dieser beiden Brennkammern sind in Tabelle 2 aufgeführt. Die FTF der vier Brennerkonfigurationen wurden in den Voruntersuchungen in der großen und der kleinen Brennkammer ermittelt (Tabelle 3). Die Zielsetzung dieser umfassenden FTF-Messungen war, die Brennkammern zu bestimmen, die für die Untersuchungen zum Einfluss der TR-Anregung am besten geeignet ist. Neben der Bestimmung der geeigneten Brennkammer konnte mit diesen FTF-Messungen der Einfluss der Brennkammergröße auf die Flammendynamik erstmals quantifiziert werden. Zunächst werden die in der kleinen Brennkammer ermittelten FTF der vier Brennerkonfigurationen dargelegt und erläutert. Anschließend wird der Einfluss der Brennkammergröße auf die FTF quantifiziert, indem die in der kleinen und großen Brennkammer bestimmten FTF in Relation zueinander gesetzt werden [28]. Mit dem in dieser Arbeit entwickelte FTF-Modell konnte keine zufriedenstellende Übereinstimmung zwischen Experiment und Modell erzielt werden. Aus diesem Grund wird am Ende dieses Abschnitts eine qualitative Vorhersage zum Einfluss der Brennkammergröße auf die FTF vorgestellt. Als Ursache für den signifikanten Einfluss der Brennkammergröße auf die FTF werden die unterschiedlichen Strömungsregime in den beiden Brennkammern identifiziert.

### 5.3.1 FTF von vier Brennerkonfigurationen in der kleinen Brennkammer

In Abbildung 5.15 sind die stationären Flammenbilder sowie die normierten Intensitätsverteilungen für den TD1-32-Brenner in der großen und der kleinen Brennkammer bei Betriebspunkt P1 gegenübergestellt.

Im Fall der kleinen Brennkammer ist deutlich zu erkennen, dass die Flamme an der Brennkammerwand anliegt, weshalb von einer merklichen Interaktion zwischen Flamme und Brennkammerwand auszugehen ist. Die stationären Flammenbilder sowie die normierten Intensitätsverteilungen weisen für die kleine Brennkammergröße auf eine wesentlich kompaktere Flammenstruktur hin. Allerdings konnte bei der kleinen Brennkammer nicht die gesamte Flamme erfasst werden, da der Sichtbereich durch den Fensterrahmen der Quarzglasscheibe beschränkt ist (Markierung in Abbildung 5.15). Neben der Diskrepanz zwischen OH\*-Chemilumineszenz und Wärmefreisetzung (Abs. 4.2.1) stellt der eingeschränkte Sichtbereich eine zusätzliche Ungenauigkeit dar, die einen quantitativen Vergleich der beiden Flammenstrukturen ausschließt. Auf die Angabe der Flammenlänge wird deshalb verzichtet und festgehalten, dass sich in der kleinen Brennkammer eine kompaktere Flammenstruktur ergibt.



Abbildung 5.15: Mittelwertbilder des TD1-32-Brenners bei Betriebspunkt P1 in der kleinen und großen Brennkammer sowie die normierten Intensitätsverläufe.

Während in der großen Brennkammer von keiner merklichen Interaktion ausgegangen werden kann, liegt die Flamme in der kleinen Brennkammer ab ca. 60 mm an der Brennkammerwand an. Basierend auf den Arbeiten von Fu et al. [22] sowie auf den Ergebnissen von Fanaca et al. [17][16], die im Abschnitt 2.3.2 vorgestellt wurden, wird das Strömungsfeld der großen Brennkammer dem Free-Jet- Regime (FJR) zugeordnet und in der kleinen Brennkammer von einem Wall-Jet-Regime (WJR) ausgegangen. Die Charakterisierung der Strömungsfelder zu dem WJR bzw. dem FJR wird ausschließlich von der Brennkammer beeinflusst und stellt sich unabhängig von den vier Brennkonfigurationen ein. In Abbildung 5.16 sind die Amplituden- und Phasenverläufe der in der kleinen Brennkammer ermittelten FTF der vier Brennerkonfigurationen dargestellt, die einen erheblichen Einfluss der Brennkammergröße bzw. des Strömungsregimes auf das dynamische Flammenverhalten erkennen lassen. Es sei an dieser Stelle darauf hingewiesen, dass die Änderungen der FTF mit der Brennerkonfiguration sowie der Brennkammergröße ausschließlich auf Änderungen der Flammendynamik zurückzuführen sind, da die Amplituden- und die Phasenverläufe der axialen Geschwindigkeitsschwankung u' keine nennenswerte Abweichungen aufweisen.



Abbildung 5.16: Amplituden- und Phasenverläufe der FTF der vier untersuchten TD1-Brennerkonfigurationen [-X-, KBK, AX, P1].

Der alternierende Amplitudenverlauf der FTF des TD1-16-Brenners ist vergleichbar mit dem entsprechenden Amplitudenverlauf der in der großen Brennkammer bestimmten FTF, wobei die Frequenzen der Maxima und Minima nahezu identisch sind. Es ist jedoch klar zu erkennen, dass der alternierende Amplitudenverlauf bei deutlich geringeren Werten aufweist. Der Abfall des Phasenverlaufes ist für die in der kleinen Brennkammer gemessenen FTF geringer, was in der kompakteren Flammenstruktur begründet liegt. Der Phasenverlauf erfährt zwischen 150 Hz und 160 Hz einen signifikanten Anstieg, dessen Ursache im sehr geringen Amplitudenwert von 0,26 an dieser Stelle liegt. Das Auftreten solcher Phasensprünge wurde im Abschnitt 2.2.3 anhand der theoretischen Fallanalyse bereits erörtert. Von entscheidender Bedeutung für die in der kleinen Brennkammer ermittelten FTF des TD1-16-Brenners ist, dass diese qualitativ und quantitativ mit vorherigen Untersuchungen an zwei weiteren Prüfständen übereinstimmt [1][29]. Die Ergebnisse von Alemela [1] sind dabei von besonderer Bedeutung, da für die Bestimmung der FTF sowohl die direkte als auch die akustische Methode verwendet wurden (Abs. 2.1). Die sich über die Sr-Zahl Skalierung ergebende Übereinstimmung mit vorherigen Messungen an unterschiedlichen Prüfstanden ist eine Validierung der vorliegenden Messdaten (siehe Anhang B). Aus dieser Übereinstimmung kann abgeleitet werden, dass keine Beeinträchtigung der vom PM ermittelten Wärmefreisetzung durch einen begrenzten Sichtbereich in die Brennkammer vorliegt.

Die Amplitudenverläufe der FTF aller vier untersuchten Brennerkonfigurationen in Abbildung 5.16 zeigen im unteren und mittleren Frequenzbereich einen alternierenden Charakter, der qualitativ identisch zu den Amplitudenverläufen der in der großen Brennkammer ermittelten FTF ist. Die jeweils ersten beiden Maxima haben vergleichbare Werte. Das zweite Minimum aller vier Brennerkonfigurationen zeichnet sich durch einen sehr geringen Wert aus und erfährt mit steigender Drallzahl eine Verringerung sowie eine Verschiebung zu höheren Frequenzen. Für Frequenzen ab diesem zweiten Minimum ist die Ausbildung eines Bereiches mit erhöhten Amplitudenwerten festzustellen. Dieser Bereich erhöhter Amplitude weist kein alternierendes Verhalten auf und verringert sich signifikant mit steigender Drallzahl. Kunze [44] und Fischer [18] haben für hohe Frequenzen eine Verringerung der Amplitude der FTF mit steigender Drallzahl ermittelt, was qualitativ mit den dargelegten Änderungen übereinstimmt. Die Amplitudenverläufe der in der kleinen Brennkammer bestimmten FTF werden im unteren Frequenzbereich von der Überlagerung der beiden Wirkungsmechanismen bestimmt, wohingegen für höhere Frequenzen und Drallzahlen die Ausprägung einer breiten, erheblichen Amplitudenerhöhung festzustellen ist. Der Abfall der Phasenverläufe verringert sich mit zunehmender Drallzahl, was nur für Frequenzen größer 200 Hz eindeutig zu erkennen ist. Im Bereich von 100 Hz bis 200 Hz treten bei den Brennerkonfigurationen TD1-24, TD1-16 und TD1-12 deutliche Phasensprünge auf. Diese Phasensprünge sind deutlicher ausgeprägt als im Fall der großen Brennkammer, was auf die geringen Amplitudenwerten bei der kleinen Brennkammer zurückzuführen ist (Vgl. 2. und 3. Fall in Abschnitt 2.2.3).

Zusammenfassend ist festzustellen, dass die FTF der vier Brennerkonfigurationen bis zum zweiten Minimum den für die Überlagerung der beiden Wirkungsmechanismen charakteristischen, alternierenden Amplitudenverlauf aufweisen. Ab diesem zweiten Minimum bildet sich ein signifikanter Bereich erhöhter Amplitude aus, der für geringere Drallzahlen zu höheren Amplitudenwerten führt. Diese Änderungen mit der Drallzahl sind vergleichbar zu den in der großen Brennkammer ermittelten FTF (Abbildung 5.7), wobei der Bereich erhöhter Amplitudenwerte im mittleren Frequenzbereich auftritt. Der Vergleich der in der kleinen und großen Brennkammer bestimmten FTF zeigt, dass die Amplituden der FTF in der kleinen Brennkammer bei deutlich geringeren Werten liegen. Im nächsten Abschnitt wird deshalb der Einfluss der Brennkammergröße auf die FTF genauer quantifiziert.

#### 5.3.2 Quantitativer Einfluss der Brennkammergröße

Zur Quantifizierung des Einflusses der Brennkammergröße auf die FTF, werden die in der großen und der kleinen Brennkammer ermittelten FTF in Relation zueinander gesetzt. Aus dieser Relation ergeben sich das Amplitudenverhältnis (AV) und die Phasendifferenz (PD) zu:

$$R_{BK}(\omega) = \frac{FTF_{GBK}(\omega)}{FTF_{KBK}(\omega)} \Longrightarrow \begin{cases} AV(\omega) = \frac{A_{FTF,GBK}(\omega)}{A_{FTF,KBK}(\omega)} \\ PD(\omega) = \varphi_{FTF,GBK}(\omega) - \varphi_{FTF,KBK}(\omega) \end{cases}$$
(5.16)

In Abbildung 5.17 sind die auf diese Weise für alle vier Brennerkonfigurationen berechneten Amplitudenverhältnisse und Phasendifferenzen dargestellt. Außer dem TD1-32-Brenner zeigen die drei übrigen Funktionsverläufe eine ausgeprägte Spitze, die von den besonders niedrigen Werten der Amplitudenminima der in der kleinen Brennkammer ermittelten FTF hervorgerufen werden. Aus diesem Grund wird diesen Funktionsspitzen keine besondere Aussagekraft beigemessen. Sie sind für die nachfolgenden Ausführungen zu vernachlässigen (TD1-24 bei 110 Hz, TD1-16 bei 160 Hz und TD1-12 bei 190 Hz). Eine direkte Gegenüberstellung der in der großen und der kleinen Brennkammer bestimmten FTF befindet sich im Anhang C.



**Abbildung 5.17:** Amplitudenverhältnisse und Phasendifferenzen der FTF der vier untersuchten TD1-Brennerkonfigurationen [-X-, -X-, AX, P1].

Alle vier Amplitudenverhältnisse weisen einen breiten Bereich mit Werten größer eins auf, der mit steigender Drallzahl zu höheren Frequenzen verschoben ist. Die Maxima dieser Bereiche erreichen Werte deutlich größer als zwei. Daraus folgt, dass die Flamme in der großen Brennkammer ein deutlich stärkeres Antwortverhalten aufweist. Die Ursache hierfür ist die Ausbildung der beiden unterschiedlichen Strömungsregime, WJR und FJR, in den beiden Brennkammern. Aufgrund der getroffen Einordnungen der Strömungsregime und unter Berücksichtigung der Ergebnisse von Fu el al. [22] und Fanaca et al. [17][16] ist von einer stärkeren aerodynamischen Stabilisierung des Strömungsfeldes bzw. der Flamme in der kleinen Brennkammer auszugehen. Die Erkenntnis aus der Drallvariation, dass eine Verringerung der aerodynamischen Stabilisierung zur Zunahme der Flammendynamik führt, trifft auch auf den Einfluss der Brennkammer mergröße zu. Für die kleine Brennkammer wird angenommen, dass die deutlich stärker ausgeprägte innere Rezirkulationszone sowie die Interaktion zwischen Flamme und Brennkammerwand eine Erhöhung der aerodynamischen Stabilität

bewirken. Hierdurch wird die Modulation der Flammenoberfläche signifikant reduziert und folglich das dynamische Flammenverhalten verringert bzw. gedämpft. Aus der Variation der Drallzahl und der Brennkammergröße geht hervor, dass mit steigender aerodynamischer Stabilisierung einer Drallflamme deren dynamisches Antwortverhalten verringert wird.

Die Phasendifferenz zwischen großer und kleiner Brennkammer zeigt für alle vier Brennerkonfigurationen deutlich negative Werte. Der konvektive Zeitverzug ist in der kleinen Brennkammer folglich signifikant geringer. Eine Ursache hierfür ist in der kompakteren Flammenstruktur der kleinen Brennkammer zu sehen. Neben der etwas geringeren Transportstrecke ist aber vor allem die höhere Transportgeschwindigkeit in der kleinen Brennkammer als Ursache für die negative Phasendifferenz zu nennen. Von einer höheren Transportgeschwindigkeit in der kleinen Brennkammer ist aufgrund der kleineren Querschnittsfläche und der deutlich größer ausgebildeten inneren Rezirkulationszone auszugehen. Darin ist die Hauptursache für die geringere Verzugszeit in der kleinen Brennkammer zu sehen. Im unteren Frequenzbereich treten auch positive Phasendifferenzen auf, deren Maximum bei der Frequenz des Amplitudenminimums liegt. Diese positiven Phasendifferenzen werden von den signifikanten Phasensprüngen der in der kleinen Brennkammer ermittelten FTF hervorgerufen (Abbildung 5.16).

Um den Einfluss der Brennkammergröße auf die Verzugszeit  $\tau_{FTF}$  abschließend zu quantifizieren, sind die berechneten Werte aller acht FTF in der Tabelle 10 aufgetragen. Dabei sind auch die relativen Abweichungen zwischen den in der großen und kleinen Brennkammer ermittelten Zeitverzügen aufgeführt. Mit der Änderung der Brennkammergröße und somit des Strömungsregimes vom FJR zum WJR kommt es zu einer Verringerung der konvektiven Verzugszeit  $\tau_{FTF}$  von durchschnittlich ca. 20%. Die Drallzahl hat ebenfalls einen deutlichen Einfluss auf die Verzugszeit  $\tau_{FTF}$ , der, eine signifikante Erhöhung der Drallzahl vorausgesetzt (TD1-32 $\rightarrow$ TD1-12), dem Einfluss der Brennkammergröße gleichwertig ist.

TD1-	S <sub>0,eff</sub>	$ au_{FTF,GBK}$	$ au_{FTF,KBK}$	$\Delta  au_{BK}$
[mm]	-	[ms]	[ms]	[%]
32	0,48	4,13	3,47	-16,0
24	0,58	3,75	3,10	-17,3
16	0,67	3,35	2,62	-21,8
12	0,75	3,21	2,47	-23,1

**Tabelle 10:** Ermittelte Zeitverzüge der in der großen und der kleinen Brennkammer bestimm-<br/>ten FTF der vier Brennerkonfigurationen sowie die relativen Abweichungen.

Die Änderungen der konvektiven Verzugszeit  $\tau_{FTF}$  stimmen mit den Ergebnissen von Fanaca [16] sehr genau überein. Dieser hat für den Übergang vom WJR zum FJR eine Reduktion der konvektiven Verzugszeit von 19% bestimmt. Eine Verringerung des konvektiven Zeitverzugs für kleinere Brennkammern wurde auch in den CFD-Simulationen von Tay [98] festgestellt. Übereinstimmende Ergebnisse zum Einfluss der Brennkammergröße wurden zudem vom Birbaud et al. [4] an einer laminaren V-Flamme erzielt, wobei jedoch eine relativ hohe Anregung verwendet wurde. Interessant dabei ist, dass neben der Verringerung des Zeitverzuges auch eine vergleichbare Reduktion der Amplitude ermittelt wurde.

### 5.3.3 Modellierung und qualitative Vorhersage

Es wurde versucht, den Einfluss der Brennkammergröße bzw. des Strömungsregimes in die FTF-Modellierung zu integrieren, um die Wirkungsmechanismen weiter zu charakterisieren. Mit dem verwendeten FTF-Modell konnte jedoch keine umfassende quantitative Übereinstimmung mit Messdaten erzielt werden, was Voraussetzung für die Zerlegung der FTF in die beiden zugrunde liegenden Wirkungsmechanismen ist. Deshalb wird in diesem Abschnitt eine qualitative Vorhersage zur Änderung der FTF mit der Brennkammergröße präsentiert, die als Anregung für weiterführende Studien dient. In Abbildung 5.18 sind die Amplituden- und Phasenverläufe der experimentell bestimmten und modellierten FTF des TD1-16-Brenners in der kleinen Brennkammer dargestellt.



Abbildung 5.18: Amplituden- und Phasenverläufe der experimentell bestimmten und der modellierten FTF [TD1-16, KBK, AX, P1].

Der alternierende Amplitudenverlauf wird qualitativ korrekt beschrieben, wobei die Frequenzen der ersten drei Maxima und Minima nahezu exakt erfasst werden. Ebenso werden die charakteristischen Phasenanstiege bzw. Phasenabflachungen bei den Frequenzen der drei Minima wiedergegeben. Es ist jedoch ersichtlich, dass die quantitative Übereinstimmung zwischen Experiment und Modell in diesem Fall deutlich schlechter ist als für die entsprechende, in der großen Brennkammer ermittelte FTF (Abbildung 5.1). Es ist darauf hinzuweisen, dass hier die Least-Square-Fit Methode nur auf einen begrenzten Datenbereich (10 Hz-250 Hz) angewendet wurde, da andernfalls keine verwertbaren Ergebnisse erzielt werden konnten. Für die Brennerkonfigurationen TD1-24 und TD1-32 sind die Abweichungen zwischen Experiment und Modell noch deutlich größer, wobei die Amplitudenerhöhung nach dem zweiten Minimum nicht korrekt erfasst wird bzw. werden kann. Die Anwendbarkeit des gewählten Modellansatzes für kleine Brennkammern bzw. das WJR ist somit nur bedingt gegeben. Wie für die in der großen Brennkammer ermittelte FTF des TD1-32 könnte die Übereinstimmung durch Erweiterung der Übertragungsfunktion (Gln. 5.13) verbessert werden, was jedoch der Zielsetzung einer möglichst geringen Anzahl von Modellparametern wiederspricht. Mit diesem Vorgehen könnten die Auswirkungen der Interaktion zwischen Flamme und Brennkammerwand auf die beiden Wirkungsmechanismen quantifiziert werden. Eine Analyse der beiden Wirkungsmechanismen setzt eine qualitative und quantitative Übereinstimmung zwischen Modell und Experiment voraus, da andernfalls die Aussagekraft der Erkenntnisse stark beeinträchtigt ist. Auf Grund der vorliegenden Unterschiede zwischen Modell und Experiment ist eine Zerlegung in die beiden Wirkungsmechanismen, wie sie bei der Drallvariation durchgeführt wurde, nicht zulässig.

Trotz der ungenauen Modellierung können dennoch Tendenzen über die Änderungen der beiden Wirkungsmechanismen mit der Brennkammergröße abgeleitet werden. Diese Tendenzen sind auch aus den direkten Gegenüberstellungen der in der großen und kleinen Brennkammer ermittelten FTF ersichtlich, die im Anhang C dargestellt sind. Für hohe Drallzahlen (TD1-16 bzw. TD1-12) ist der alternierende Amplitudenverlauf der in der großen und der kleinen Brennkammer ermittelten bzw. modellierten FTF vergleichbar stark ausgeprägt. Dies lässt die Schlussfolgerung zu, dass die Zirkulationsschwankung keine signifikante Beeinflussung durch die Brennkammergröße erfährt. Die deutliche Verringerung der Amplitude der in der kleinen Brennkammer bestimmten FTF ist demzufolge der Massenstromschwankung zuzuschreiben. Dies stimmt auch mit den bisherigen Überlegungen und Ausführungen zum Einfluss der aerodynamischen Stabilisierung auf die Flammendynamik überein.

Für technische Anwendungen sind die vorliegenden Ergebnisse von besonderer Bedeutung, da hier erstmalig der Einfluss der Brennkammergröße genau quantifiziert werden konnte. Vor allem für das Design von thermoakustischen Verbrennungsprüfständen ergibt sich aus diesen Untersuchungen ein neues Anforderungskriterium. Die Versuchsbrennkammer muss in Relation zur Brennkammer der Gasturbine so gestaltet werden, dass sich in beiden Fällen identische Strömungsregime ausbilden. Bildet sich in der Versuchsbrennkammer ein anderes Strömungsregime als in der Brennkammer der Gasturbine aus, so verringert sich die Zuverlässigkeit der Stabilitätsanalyse elementar und ist eventuell nicht mehr gegeben. Fanaca et al. [17][16] haben hierfür eine Methode entwickelt, welche für eine gegebene Brenner- und Brennkammergeometrie die Bestimmung des zu erwartenden Strömungsregimes, FJR oder WJR, ermöglicht (Abbildung 2.6). Mit dieser Methode kann jedoch nicht die Änderung der Flammendynamik beim Übergang von einem zum anderen Strömungsregime bestimmt werden. Abschließend wird deshalb eine qualitative Vorhersage für die durch einen Übergang vom WJR zum FJR zu erwartenden Änderungen der FTF vorgestellt. Diese qualitative Prognose wird zur Verdeutlichung des Einflusses der Brennkammergröße präsentiert und dient ausschließlich als Anregung für weiterführende Studien.

In Abbildung 5.19 sind für 8 verschiedene Brennkammergrößen und eine Brennerkonfiguration die möglichen Amplituden- und Phasenverläufe der FTF dargestellt. Diese qualitative Vorhersage wurde von den experimentell ermittelten und modellierten FTF des TD1-16-Brenners abgeleitet, die in Abbildung 5.1 und Abbildung 5.18 aufgeführt sind. Basierend auf den vorherigen Ausführungen zu den Änderungen der Wirkungsmechanismen mit der Brennkammergröße, wurde für die qualitative Prognose nur der Einfluss der Massenstromschwankung verändert. Für diese Veränderungen wurde von einer Zunahme der Amplitude der Massenstromschwankung mit der Brennkammergröße ausgegangen, die auf einer Verringerung der aerodynamischen Stabilisierung der Flamme basiert. Für den Zeitverzug wurde eine Zunahme mit der Brennkammergröße angenommen.



**Abbildung 5.19:** Qualitative Vorhersage des Einflusses der Brennkammergröße auf die FTF (Angegeben sind die betrachteten Verhältnisse der Querschnittsflächen von Brennkammer zu Brennerdüse A<sub>BK</sub>/A<sub>BD</sub>).

Für die 8 betrachteten Brennkammergrößen sind die Verhältnisse der Querschnittsflächen von Brennkammer zu Brennerdüse  $A_{BK}/A_{BD}$  (Abs. 2.3.2) angegeben, wobei die Werte der beiden untersuchten Brennkammern hervorgehoben sind. Die farbliche Kodierung in Abbildung 5.19 kennzeichnet eine von rot über orange und hellblau bis blau stetig zunehmende Brennkammergröße. Die für FTF-Messungen in großen Brennkammern zu erwartenden Amplituden- und Phasenverläufe sind bläulich darstellt, wobei das Strömungsfeld bzw. die Flamme dem FJR entspricht. Die rötlichen Funktionsverläufe repräsentieren folglich FTF-Messungen in kleinen Brennkammern, in denen sich das WJR ausbildet.

Für ein gegebenes Strömungsregime, WJR oder FJR, ist nur von einer geringen Abweichung der FTF mit der Variation der Brennkammergröße auszugehen, da die aerodynamische Stabilisierung der Flamme keine wesentliche Änderung erfährt. Für den Übergang vom WJR zum FJR ist von einer sprunghaften Zunahme der Flammendynamik einhergehend mit einem deutlichen Anstieg der Verzugszeit auszugehen, wie dies bei den experimentellen Ergebnissen festgestellt wurde. Für die Parameter eines entsprechenden FTF-Modells ist eine sprunghafte Änderung der Werte beim Übergang der Strömungsregime anzunehmen. Neben der Überprüfung der qualitativen Vorhersage, sind von einer entsprechenden weitere Erkenntnisse zu den Wirkungsmechanismen Studie und zur FTF-Modellierung zu erwartet. An dem Versuchsstand, der für die Untersuchungen dieser Arbeit entwickelt wurde, könnte die Variation der Brennkammergröße durch den Einsatz von zylindrischen Quarzglasbrennkammern mit moderatem Aufwand realisiert werden.

# 5.4 Zusammenfassung und Konfigurationsauswahl

In diesem Abschnitt werden die Ergebnisse der Voruntersuchungen zum Einfluss der Drallzahl und der Brennkammergröße auf die FTF zusammengefasst. Darauf aufbauend wird erläutert, weshalb für die Untersuchungen zur TR-Anregung der TD1-16-Brenner und die große Brennkammer ausgewählt wurden.

In den Voruntersuchungen wurden in zwei Brennkammern unterschiedlicher Querschnittfläche die FTF von jeweils vier Brennerkonfigurationen bestimmt. Diese FTF-Messungen wurden bei ausschließlich axialer (AX) Anregung und bei einer thermischen Leistung von 45 kW (Betriebspunkt P1) durchgeführt. Die wesentlichen Erkenntnisse aus diesen Voruntersuchungen sind:

- Für die in der großen Brennkammer ermittelten FTF wurde mit abnehmender Drallzahl ein deutlich weniger stark ausgeprägter alternierenden Amplitudenverlauf ermittelt. Zudem wurde die Ausbildung eines zunehmend breiten Bereiches signifikant hoher Amplitudenwerte festgestellt, wobei ein Amplitudenwert von 2,5 erreicht wurde. Mit abnehmender Drallzahl wurde eine Zunahme des Zeitverzuges bestimmt und mit der deutlich kompakteren Flammenstruktur begründet.
- Mit dem entwickelten FTF-Modell, das auf der Überlagerung von Massenstrom- und Zirkulationsschwankung basiert, konnte für hohe Drallzahlen eine sehr gute qualitative und quantitative Übereinstimmung mit den experimentellen Daten erzielt werden. Die darauf aufbauende Zerlegung der FTF in die beiden Wirkungsmechanismen hat deren umgekehrte Abhängigkeit von der Drallzahl aufgezeigt. Mit abnehmender Drallzahl nimmt der Einfluss der Zirkulationsschwankung ab, wohingegen der Einfluss der Massenstromschwankung signifikant ansteigt. Die Zunahme des Einflusses der Massenstromschwankung mit abnehmender Drallzahl wurde auf die Verringerung der aerodynamischen Stabilisierung der Flamme und die folglich verstärkte Modulation der Flammenoberfläche zurückgeführt.
- Die in der kleinen Brennkammer bestimmten FTF der vier Brennerkonfigurationen weisen ebenfalls den charakteristischen, alternierenden Amplitudenverlauf auf, wobei jedoch deutlich geringe Amplitudenwerte ermittelt wurden. Als Ursache für die signifikante Verringerung der Amplituden der FTF wurden die unterschiedlichen Strömungsregime in den beiden Brennkammern identifiziert. Die Strömungsregime in der

großen Brennkammer wurden dem Free-Jet-Regime (FJR) zugeordnet, die Strömungsregime in der kleinen Brennkammer wurden dem Wall-Jet-Regime (WJR) zugeschrieben. Die Änderungen der in der kleinen Brennkammer ermittelten FTF mit der Drallzahl stimmen qualitativ mit den in der großen Brennkammer bestimmten Änderungen überein. Mit abnehmender Drallzahl verringert sich die Ausprägung des alternierenden Amplitudenverlaufes und ein breiter Bereich hoher Amplitudenwerte bildet sich aus. Den unterschiedlichen Strömungsregimen wurden neben der signifikanten Verringerung der Amplitudenwerte auch die Reduktion der Zeitverzüge von ~20% zugeschrieben.

Darüber hinaus ist festzuhalten, dass alle ermittelten Amplituden- und Phasenverläufe die Charakteristiken der Überlagerung von Massenstrom- und Zirkulationsschwankung aufweisen, die im Abschnitt 2.2.3 anhand der Fallstudie aufgezeigt wurden. Für das entwickelte FTF-Modell wurde zudem eine Methode vorgestellt und verifiziert, welche die Interpolation von einigen wenigen Brennerkonfigurationen auf bisher nicht untersuchte Zwischenstufen ermöglicht. Für die in der kleinen Brennkammer ermittelten FTF sowie für die in der großen Brennkammer bei geringer Drallzahl bestimmte FTF konnte mit dem FTF-Modell keine Übereinstimmung erreicht werden. Mit der präsentierten Erweiterung des FTF-Modells konnte jedoch auch für die in der großen Brennkammer ermittelte FTF geringer Drallzahl eine qualitative und quantitative Übereinstimmung erzielt werden.

Mit den Erkenntnissen aus den Voruntersuchungen können die Unterschiede zwischen den bisher für den TD1-Brenner am Lehrstuhl für Thermodynamik ermittelten FTF erläutert werden. Alemela [1] hat die FTF des TD1-16-Brenners in einer Brennkammer untersucht, die identisch zur kleinen Brennkammer in dieser Arbeit ist. Die Ergebnisse dieser Arbeit stimmen mit den Ergebnissen dieser überein, wie im Anhang B dargestellt ist. Freitag [20] hat FTF-Messungen am TD1-32-Brenner in einer zylindrischen Brennkammer durchgeführt, wobei die Querschnittfläche nur geringfügig kleiner als die der großen Brennkammer in dieser Arbeit war. Die Amplitudenverläufe bei Freitag [20] weisen deutlich höhere Werte auf als die von Alemela [1], was auf die geringere Drallzahl und die größere Brennkammer zurückzuführen ist. An dieser Stelle sei noch darauf hingewiesen, dass die in der großen Brennkammer ermittelte FTF des TD1-24-Brenners sehr gut mit dem Ergebnissen von Freitag [20] übereinstimmt. Die Ursache für die Übereinstimmung abweichender Brennerkonfigurationen wird im Einfluss der Vorkammergeometrie bzw. den unterschiedlichen Zuströmbedingungen zu den Drallschlitzen vermutet, denen eine Änderung der Drallzahl zugeschrieben wird.

In den Voruntersuchungen wurde auch das Übertragungsverhalten des TD1-16-Brenners experimentell untersucht. Die Ergebnisse dieser Untersuchungen haben die Vorstellung von Drallbrennern als SIMO-System bestätigt und den konvektiven Zeitverzug zwischen Drallregister und Brennerdüse exakt quantifiziert. Das aus der Bestimmung des konvektiven Zeitverzuges abgeleitete Transportmodell wird im nächsten Kapitel um die Beschreibung der Umfangsgeschwindigkeit erweitert. Damit ist es möglich, die Vorgänge bei transversaler (TR) Anregung theoretisch zu beschreiben und zu verifizieren. Bevor der Einfluss der transversalen Anregung auf die Flammendynamik dargelegt wird, werden die Gründe für die Auswahl des TD1-16-Brenners und der großen Brennkammer erläutert.

Die kleine Brennkammer weist gegenüber der großen Brennkammer zwei wesentliche Nachteile auf. Aufgrund der Rahmenkonstruktion der Brennkammerfenster ist bei der kleinen Brennkammer keine uneingeschränkte Beobachtung der gesamten Flamme möglich (Abbildung 5.15). In der kleinen Brennkammer besteht eine deutliche Interaktion zwischen Flamme und Brennkammerwand, weshalb der Einfluss der transversalen Anregung nicht unabhängig von anderen Effekten untersucht werden kann. Auf diese Interaktion wurde die deutliche Verringerung des Antwortverhaltens der Flamme in der kleinen Brennkammer zurückgeführt. Bei der kleinen Brennkammer ist es demnach vorstellbar, dass die Interaktion zwischen Flamme und Brennkammerwand den Einfluss und die Auswirkungen der transversalen Anregung beeinträchtigt und zu falschen Schlussfolgerungen führt. Um dies auszuschließen und die uneingeschränkte Beobachtung der Flamme sicherzustellen, wurde die große Brennkammer für die Untersuchungen bei transversaler Anregung ausgewählt.

Für die Auswahl einer geringen Drallzahl sprach, dass bei geringer aerodynamischer Stabilisierung prinzipiell von einer deutlicheren Beeinflussung der Flammendynamik durch die TR-Anregung auszugehen wäre. Von der Auswahl einer Brennerkonfiguration geringer Drallzahl wurde jedoch aus mehreren Gründen abgesehen. Aufgrund der Zielsetzung, die Untersuchungen bei gasturbinentypischen Betriebsbedingungen durchzuführen, wurde eine deutliche aerodynamische Stabilisierung bzw. eine hohe Drallzahl gefordert. Neben diesem Aspekt waren auch zwei messtechnische Gründe mitentscheidend. Die Quantifizierung der TR-Anregung sollte durch die CTA-Sonden in den Drallschlitzen des TD1-Brenners erfolgen, die auch für die Bestimmung des Übertragungsverhaltens des TD1-16-Brenners verwendet wurden (Abs. 5.1.3). Für große Drallschlitzlängen wurde aufgrund der komplexen Zuströmung die Messgenauigkeit durch eine einzelne CTA-Sonde als nicht mehr gegeben erachtet. Zudem waren für die Untersuchungen bei TR-Anregung Flammenaufnahmen von stromab vorgesehen (Abbildung 4.2), weshalb ein stabiler Verbrennungsbetrieb ohne Brennkammerendplatte gewährleistet sein musste. Ohne Brennkammerendplatte kam es bei den beiden Brennerkonfigurationen geringer Drallzahl (TD1-24 und TD1-32) ab ca. 60-65 kW zur Ausbildung deutlicher thermoakustischer Instabilitäten, was eine enorme Einschränkung des Betriebsbereiches bedeutet hätte. Das Auftreten der Instabilitäten bei diesen beiden Brennerkonfigurationen wurde auf die deutlich höheren Amplitudenwerte zurückgeführt (Abs. 5.2.1). Ein weiterer Aspekt für die Auswahl des TD1-16 oder des TD1-12-Brenners war die quantitative und qualitative Übereinstimmung zwischen den experimentell ermittelten FTF und dem FTF-Modell. Dies wurde als Nachweis für das grundlegende Verständnis der Wirkungsmechanismen und der Charakteristiken des dynamischen Flammenverhaltens gewertet. Der TD1-16-Brenner wurde gegenüber dem TD1-12-Brenner ausgewählt, da bei diesem aufgrund der größeren Drallschlitzlänge und folglich größeren Wirkungsfläche eine deutlichere Beeinflussung der Flammendynamik durch die transversale Anregung erwartet wurde.
## 6 Einfluss der transversalen Anregung

In diesem Kapitel wird der Einfluss der transversalen (TR) Anregung auf das Übertragungsverhalten des TD1-16-Brenners und das dynamische Flammenverhalten erläutert [27]. Es wird gezeigt, dass die TR-Anregung zu einer signifikanten Veränderung der Flammendynamik gegenüber der axialen (AX) Anregung führt. Als Ursache für die ermittelten Veränderungen wird ein konvektiver Überlagerungsmechanismus im Brenner identifiziert, der bei TR-Anregung die Ausbildung einer rotierenden Strömungsschwankung in der Brennerdüse bewirkt. Aufbauend auf der umfassenden Charakterisierung des zugrunde liegenden Überlagerungsmechanismus wird der Einfluss der TR-Anregung auf die Flammendynamik nachgewiesen. Nachfolgend wird der Inhalt dieses Kapitels vorgestellt. Zur Orientierung ist in Abbildung 6.1 eine schematische Veranschaulichung der Messebenen und Bereiche dargestellt, auf die sich die experimentellen Untersuchungen und theoretischen Überlegungen in diesem Kapitel beziehen.



Abbildung 6.1: Schematische Veranschaulichung der Messebenen und Bereiche, die in diesem Kapitel betrachtet werden.

Im ersten Abschnitt wird das Übertragungsverhalten der TD1-Brenners bei TR-Anregung erläutert. Dabei wird die tangentiale Schnelleschwankung v'<sub>DS</sub> in den Drallschlitzen D quantifiziert, die Grundlage für alle experimentellen Untersuchungen in diesem Kapitel ist. Mit der anschließenden Analyse der Umfangsgeschwindigkeitsschwankungen und der Axialgeschwindigkeitsschwankungen in der Brennerdüse 3 werden die Charakteristiken der rotierenden Strömungsschwankung aufgezeigt, die durch die TR-Anregung hervorgerufen wird. Die rotierende Strömungsschwankung wird auf einen konvektiven Überlagerungsmechanismus zurückgeführt. Folglich ist die Frequenz, bei der die rotierende Strömungsschwankung am stärksten ausgeprägt ist, abhängig vom Luftmassenstrom. Diese Abhängigkeit wird experimentell und theoretisch nachgewiesen, wofür das in Abschnitt 5.1.3 vorgestellte Transportmodell erweitert wird 2. Es wird gezeigt, dass bei TR-Anregung die Voraussetzung für die Bestimmung einer zuverlässigen FTF nicht gegeben ist. Deshalb wird mit der SI-Anregung (Abs. 3.2) eine Methode vorgestellt, bei der zum einen die Ausbildung der rotierenden Strömungsschwankung identisch zur TR-Anregung ist und zum anderen die Voraussetzung für aussagekräftige FTF-Messungen erfüllt ist.

In Abschnitt 6.2 wird der Einfluss der TR-Anregung auf die dynamische Flammenstruktur erörtert. Der Vergleich der amplitudengewichteten Phasenbilder (AGP) bei AX-, TR- und SI-Anregung zeigt den signifikanten, qualitativen Einfluss der TR-Anregung auf die dynamische Flammenstruktur ④. Als Ursache für die rotierende Flammenstruktur wird die rotierende Strömungsstruktur identifiziert, was anhand der übereinstimmenden Charakteristiken belegt wird.

In Abschnitt 6.3 wird der quantitative Einfluss der TR-Anregung auf die integrale Flammenantwort bzw. die FTF ④ dargelegt. Die Quantifizierung des Einflusses erfolgt bei SI-Anregung, deren Notwendigkeit zuvor verdeutlicht wird. Die Abweichungen der Amplituden- und Phasenverläufe der FTF bei AX- und SI-Anregung sind auf den Frequenzbereich beschränkt, in dem die rotierende Strömungsschwankung am stärksten ausgeprägt ist. Folglich werden auch die Änderungen der FTF auf die rotierende Strömungsschwankung zurückgeführt.

Aufgrund der ermittelten qualitativen und quantitativen Beeinflussung der Flammendynamik durch die TR-Anregung wird im letzten Abschnitt eine Übertragungsmethode für einen gasturbinentypischen Vormischbrenner vorgestellt und eine Möglichkeit für dessen Überprüfung aufgezeigt. Die Übertragungsmethode basiert auf dem in diesem Kapitel weiterentwickelten und verifizierten Transportmodell <sup>(2)</sup>.

# 6.1 Übertragungsverhalten des TD1-16-Brenners bei TR-Anregung

In diesem Abschnitt werden die Ergebnisse zum Übertragungsverhalten des TD1-16-Brenners bei TR- und SI-Anregung dargelegt und erläutert, wie es durch konvektive Überlagerung zur Ausbildung der rotierenden Strömungsschwankung in der Brennerdüse kommt. Es sei vorweg darauf hingewiesen, dass das akustische Übertragungsverhalten des TD1-Brenners, wie zu erwarten, unabhängig vom isothermen Betrieb oder vom Verbrennungsbetrieb ist. Aus diesem Grund erfolgte ein Großteil der Untersuchungen bei isothermem Betrieb.

#### 6.1.1 Bestimmung und Regelung der Schnelleschwankung v'DS

Für die Quantifizierung der tatsächlichen transversalen Schnelleschwankung v' wurden die CTA-Sonden in den Drallschlitzen verwendet, welche die tangential zur Brennerachse gerichtete Schnelleschwankung v'<sub>DS</sub> erfassen. Es ist anzumerken, dass auch eine direkte Bestimmung der transversalen Schnelleschwankung v' durch Positionierung einer CTA-Sonde direkt unterhalb des Drallregisters getestet wurde. Damit konnten keine aussagekräftigen Ergebnisse erzielt werden, da sich aufgrund der wechselnden Orientierung der Schnelleschwankung kein sinusförmiges Messsignal ergab. In Abbildung 6.2 sind die ermittelten Amplitudenwerte und Phasendifferenzen bei TR-Anregung für Betriebspunkt M3 dargestellt. Die Nomenklatur der CTA-Sonden beginnt mit DS 1 bei 0° und nimmt in 45°-Schritten im Uhrzeigersinn bis DS 8 bei 315° zu (Abbildung 3.3).

Die Zusammenfassung gegenüberliegender Positionen ergab sich aufgrund der ermittelten Symmetrie zur Brennerachse. Die nahezu konstanten Amplitudenwerte der Positionen DS 2+6, DS 3+7 und DS 4+8 im Frequenzbereich von 40 Hz bis 170 Hz sind das Ergebnis einer aufwendigen iterativen Anpassung der TR-Anregungsspannung  $U_{TR}(\omega)$ . Bei maximaler TR-Anregungsspannung  $U_{TR}(\omega)$  ergeben sich bei den Resonanzfrequenzen 50 Hz und 140 Hz ausgeprägte Amplitudenspitzen mit Werten deutlich größer als 10 m/s (Anhang A). Die Notwendigkeit der Regelung der TR-Anregungsleistung auf ein konstantes Niveau ergibt sich aus der Frequenzabhängigkeit der rotierenden Strömungsschwankung. Die Identifikation des Überlagerungsmechanismus und der rotierenden Strömungsschwankung ist nur bei konstanter Schnelleanregung möglich, worauf noch genauer eingegangen wird. An dieser Stelle wird die erzielte konstante transversale Schnelleschwankung v'<sub>DS</sub> und deren Charakteristika erläutert.



Abbildung 6.2: Amplituden und Phasendifferenzen der Schnelleschwankung v'<sub>DS</sub> in den Drallschlitzen; Die Amplituden weisen eine eindeutige Symmetrie zur Brennerachse auf, weshalb die gemittelten Amplitudenwerte gegenüberliegender Drallschlitze dargestellt sind (links); Für die Position DS 1+5 sind die Abweichungen durch die Zusammenfassung durch Fehlerbalken gekennzeichnet. Die Phasendifferenzen wurden durch Subtraktion von der mittleren Phase der Position DS 2+3+4 berechnet (rechts); Die Phasenverläufe der Positionen DS 2, 3 und 4 sowie DS 6,7 und 8 sind nahezu identisch, weshalb nur deren Mittelwerte herangezogen wurden; Für die Position DS 2+3+4 sind die Abweichungen durch die Zusammenfassung anhand der Fehlerbalken dargestellt [TD1-16, GBK, TR, M3].

Die unterschiedlichen konstanten Amplitudenwerte für die Positionen DS 2+6, DS 3+7 und DS 4+8 resultieren aus den effektiven Öffnungsflächen der jeweiligen Drallschlitze gegenüber der Richtung der TR-Anregung (Abbildung 3.3). Die Positionen DS 1+5 zeigen trotz einer vernachlässigbaren Öffnungsfläche einen merklichen Amplitudenverlauf, was auf die Umlenkung der transversalen Schnelleschwankung durch die vorliegende Querschnittsverjüngung zurückzuführen ist. Die Begrenzung des untersuchten Frequenzbereiches auf 200 Hz resultiert aus den stark abfallenden Amplitudenwerten ab 170 Hz. Bei den dargestellten Phasendifferenzen erfolgte ähnlich wie bei den Amplitudenverläufen eine Zusammenfassung von Positionen mit übereinstimmenden Phasenwerten (DS 2+3+4 und DS 6+7+8). Die Phasendifferenzen wurden durch Subtraktion des Phasenwertes der Positionen DS 2+3+4 ermittelt. Die Phasendifferenzen für die Referenz DS 2+3+4 sind mit dargestellt, um die Abweichungen durch die Zusammenfassung der Positionen anhand der Fehlerbalken zu veranschaulichen. Im relevanten Frequenzbereich ab 40 Hz sind die Abweichungen der Phasenwerte kleiner  $\pm 20^{\circ}$ , weshalb eine Zusammenfassung zulässig ist. Von entscheidender Bedeutung ist die Phasendifferenz von exakt ±180° zwischen den Positionen auf der linken (DS 2+3+4) und der rechten (DS 6+7+8) Seite des Drallregisters, welche die transversale Ausrichtung der Anregung belegen. Entscheidend dabei

ist vor allem, dass es sich hierbei um die Positionen handelt, welche über eine signifikante Amplitude verfügen. Die Positionen DS 1 und DS 5 weisen zwar ebenfalls eine relative Phasendifferenz von 180° zueinander auf, sind jedoch gegenüber den zusammengefassten Positionen um ca. 45° bis 60° versetzt.

Die hier beschriebene Anregungskonfiguration wurde für alle nachfolgenden Untersuchungen verwendet. Zusammenfassend ist festzuhalten, dass durch diese TR-Anregung die Drallschlitze mit merklicher Öffnung in transversaler Richtung eine signifikante, konstante Schnelleschwankung v'<sub>DS</sub> erfahren. Die transversale Orientierung dieser Anregung wurde durch die Phasendifferenz von 180° der gegenüberliegenden Drallschlitze nachgewiesen.

#### 6.1.2 Identifizierung und Charakterisierung der rotierenden Strömungsschwankung in der Brennerdüse

Die TR-Anregung bewirkt die Ausprägung einer rotierenden Strömungsschwankung in der Brennerdüse, deren Charakteristiken in diesem Abschnitt erläutert werden. Die Identifizierung der rotierenden Strömungsschwankung erfolgt mit den vier CTA-Sonden in der Brennerdüse. Mit den von 1 bis 4 nummerierten CTA-Sonden wurden die Axial- und die Umfangsgeschwindigkeitsschwankungen u' und w' erfasst (Abs. 4.1.2). Die grundlegende Vorstellung zur Entstehung der rotierenden Strömungsschwankung wird zu Beginn dieses Abschnitts zur besseren Verständlichkeit vorgestellt, die ausführliche, analytische Behandlung erfolgt im nächsten Abschnitt. Anschließend wird die Zerlegung der Messsignale erläutert, die erforderlich ist, um die rotierenden Geschwindigkeitsschwankungen aus den ermittelten Geschwindigkeitsschwankungen u' und w' zu bestimmen. Basierend auf diesen Ausführungen werden die Charakteristiken der rotierenden Strömungsschwankung dargelegt und analysiert.

Durch die TR-Anregung bzw. die Schnelleschwankung v'<sub>DS</sub> wird auf einer Seite im Brenner (z.B. DS 2+3+4) ein Bereich erhöhter Umfangsgeschwindigkeit erzeugt, der konvektiv auf einer helikalen Stromlinie zur Brennerdüse transportiert wird. Erfolgt zu dem Zeitpunkt, wenn dieser Bereich einen Umfangswinkel von 180° durchlaufen hat, die Schnelleschwankung v'<sub>DS</sub> der gegenüberliegenden Seite ( $\rightarrow$  DS 5+6+7), kommt es zur einer Überlagerung dieser beiden Bereiche erhöhter Umfangsgeschwindigkeit. In diesem Fall, der nachfolgend als maximale konstruktive Überlagerung bezeichnet wird, kommt es zur Ausbildung eines Bereiches signifikant höherer Umfangsgeschwindigkeit, welcher mit der Anregungsfrequenz rotiert. Diese konstruktive Überlagerung zeigt, bedingt durch die konstante TR-Anregung, ihre stärkste Ausprägung, wenn die Zeitdauer des konvektiven Transportes über einen Umfangswinkel von 180° exakt der halben Periode der Anregungsfrequenz entspricht. Da die TR-Anregung sinusförmig ist, folgt auf einen Bereich erhöhter Umfangsgeschwindigkeit ein Bereich geringerer Umfangsgeschwindigkeit, welcher ebenfalls eine Überlagerung erfährt. Die rotierende Strömungsschwankung ist deshalb durch einen Bereich erhöhter und einen gegenüberliegenden Bereich verringerter Umfangsgeschwindigkeit gekennzeichnet, die mit der Anregungsfrequenz in Drallrichtung rotieren. Bei diesem Überlagerungsvorgang kommt es durch konvektiven Transport zu einer Umwandlung der transversalen Schnelleschwankung v' in eine rotierende Strömungsschwankung. Diese rotierende Strömungsschwankung ist in der Brennerdüse nicht nur durch eine Asymmetrie der Umfangsgeschwindigkeitsschwankung w'<sub>ROT</sub> gekennzeichnet, sondern prägt, bedingt durch die Massenerhaltung, ebenfalls eine Asymmetrie der axialen Geschwindigkeitsschwankung u'<sub>ROT</sub> aus. In diesem Abschnitt wird theoretisch hergeleitet und experimentell nachgewiesen, dass diese axiale Geschwindigkeitsschwankung u'<sub>ROT</sub> gegenüber der Umfangsgeschwindigkeitsschwankung w'<sub>ROT</sub> um 180° phasenversetzt ist. Für die nachfolgende Identifikation der rotierenden Strömungsschwankungen ist hervorzuheben, dass die rotierenden Axial- und Umfangsgeschwindigkeiten (w'ROT und u'<sub>ROT</sub>) abhängig von der Umfangsposition in der Brennerdüse sind.

Für die Identifikation der rotierenden Strömungsschwankung ist ein Aspekt von grundlegender Bedeutung. Die TR-Anregung erzeugt zusätzlich zur transversalen Schnelleschwankung v' durch Interaktion mit dem axialen Anregungsschacht eine axiale Pulsation, die zwar gering, aber nicht vernachlässigbar ist. Als Ursache für diese axiale Pulsation werden Umlenkungsvorgänge im Kreuzungsbereich des Vorkammermoduls vermutet. Es wird angenommen, dass durch die Versperrung des TD1-Brenners die transversale Geschwindigkeitsschwankung teilweise in Richtung des axialen Anregungssystems abgelenkt wird und folglich eine axiale Pulsation induziert wird. Die induzierte axiale Pulsation bewirkt eine gleichförmige, also von der Umfangsposition in der Brennerdüse unabhängige, axiale Geschwindigkeitsschwankung u'GF sowie eine gleichförmige Umfangsgeschwindigkeitsschwankung w'GF. Bei TR-Anregung setzen sich die Messsignale der Axial- und der Umfangsgeschwindigkeitsschwankungen (w' und u') aus einer gleichförmigen (w'<sub>GF</sub> und u'<sub>GF</sub>) und einer rotierenden (w'<sub>ROT</sub> und u'<sub>ROT</sub>) Geschwindigkeitsschwankung zusammen. Die Messsignale der vier CTA-Sonden in der Brennerdüse beinhalten folglich eine von der Umfangsposition unabhängige und eine von der Umfangsposition abhängige Geschwindigkeitsschwankung. Demzufolge sind auch die Messsignale der Geschwindigkeitsschwankungen abhängig von der Umfangsposition, wie die Zusammensetzung der axialen Geschwindigkeitsschwankung  $u'_i(\omega)$  verdeutlicht:

$$u'_{i}(\omega) = u'_{GF}(\omega) + u'_{ROT,i}(\omega)$$
 mit  $i = 1,2,3,4$ . (6.1)

Aus dieser Gleichung, die sich entsprechend auch für die Umfangsgeschwindigkeitsschwankung ergibt, folgt, dass eine direkte Identifikation der rotierenden Strömungsschwankung aus den gemessenen Geschwindigkeitsschwankungen nicht möglich ist. Die Identifikation der rotierenden Strömungsschwankung kann nur durch Subtraktion der gleichförmigen Geschwindigkeitsschwankungen von den Messsignalen erfolgen. Dies setzt die Bestimmung der gleichförmigen Geschwindigkeitsschwankungen w'GF und u'GF voraus. Wie zuvor erläutert, bildet die rotierende Strömungsschwankung in der Brennerdüse einen Bereich erhöhter und einen gegenüberliegenden Bereich verringerter Axial- bzw. Umfangsgeschwindigkeitsschwankung aus. Diese Bereiche rotieren in Drallrichtung mit der Anregungsfrequenz. Aufgrund dieser Ausprägung der rotierenden Strömungsschwankung und der gleichmäßigen Verteilung der CTA-Sonden über den Umfang der Brennerdüse konnten die gleichmäßigen Geschwindigkeitsschwankungen w'GF und u'GF durch die komplexe Summierung über alle vier Messsignale bestimmt werden. Die Bestimmung der gleichförmigen, axialen Geschwindigkeitsschwankung erfolgte über den nachstehenden Zusammenhang, der entsprechend auch für die gleichförmige Umfangsgeschwindigkeitsschwankung eingesetzt wurde:

$$u'_{GF}(\omega) = \sum_{i=1}^{4} u'_{i}(\omega)$$
 (6.2)

Mit diesem Zusammenhang wurde die rotierende Strömungsschwankung durch die Subtraktion der gleichförmigen Geschwindigkeitsschwankung vom Messsignal ermittelt. In diesem Abschnitt werden nachfolgend die Charakteristiken der rotierenden Strömungsschwankung dargelegt und erläutert. Diese Charakteristiken belegen die Zulässigkeit der beschriebenen Signalzerlegung. Ein weiterer Nachweis für dieses Vorgehen ist im Anhang D aufgeführt, wobei die einzelnen Schritte der Signalzerlegung dargestellt sind. Dabei wird gezeigt, dass die Subtraktion der gleichförmigen und der rotierenden Geschwindigkeitsschwankungen vom Messsignal u' zu einem Restwert mit sehr geringer und folglich vernachlässigbarer Amplitude führt. Im Abschnitt 6.1.4 wird auf die gleichförmigen Geschwindigkeitsschwankungen, speziell die gleichförmige, axiale Geschwindigkeitsschwankung u'GF, näher eingegangen. Dabei werden die Ursache und die Auswirkungen der gleichförmigen axialen Geschwindigkeitsschwankungen erörtert. Die nachfolgenden Ausführungen behandeln ausschließlich die aus der Signalzerlegung (Gln. 6.1 und 6.2) ermittelten, rotierenden Geschwindigkeitsschwankungen w'<sub>ROT</sub> und u'<sub>ROT</sub>.

Es ist darauf hinzuweisen, dass auch bei der Bestimmung der Geschwindigkeitsschwankungen in den Drallschlitzen v'<sub>DS</sub> eine gleichförmige Geschwindigkeitsschwankung vorhanden war. Bei den in Abbildung 6.2 aufgeführten Ergebnissen ist die gleichförmige Geschwindigkeitsschwankung bereits subtrahiert worden, wobei die Berechnung analog zu den Gleichungen 6.1 und 6.2 erfolgte.

Basierend auf den Ausführungen zur Entstehung der rotierenden Strömungsschwankung durch die TR-Anregung und der Erläuterung der Signalzerlegung wird zunächst die Umfangsgeschwindigkeitsschwankung w'<sub>ROT</sub> analysiert. Im Anschluss wird theoretisch hergleitet und experimentell nachgewiesen, dass durch die rotierenden Umfangsgeschwindigkeitsschwankung eine rotierende, axiale Geschwindigkeitsschwankung u'<sub>ROT</sub> hervorgerufen wird. Es wird gezeigt, dass die Ergebnisse für die beiden Geschwindigkeitsschwankungen qualitativ übereinstimmen und diese die zuvor erläuterte Vorstellung zur konstruktiven Überlagerung bestätigen. Am Ende dieses Abschnitts wird gezeigt, dass die beiden Geschwindigkeitsschwankungen einen Phasenversatz von 180° aufweisen, wie dies von der theoretischen Herleitung gefordert wird.

In Abbildung 6.3 sind die Amplitudenverläufe der Umfangsgeschwindigkeitsschwankung w'<sub>ROT</sub> der vier CTA-Sonden in der Brennerdüse bei TR-Anregung für Betriebspunkt M1 dargestellt. Auf der linken Seite sind die Verläufe der absoluten Phasendifferenzen zwischen benachbarten Messpositionen der CTA-Sonden abgebildet.



**Abbildung 6.3:** Amplituden der Umfangsgeschwindigkeitsschwankung w'<sub>ROT</sub> der vier CTA-Sonden in der Brennerdüse (links) sowie die absoluten Phasendifferenzen zwischen benachbarten CTA-Sonden (rechts) [TD1-16, GBK, TR, M3].

Trotz einer konstanten TR-Anregung im Frequenzbereich von 40 Hz bis 170 Hz (Abbildung 6.2) zeigen die Amplitudenverläufe von w'<sub>ROT</sub> für alle CTA-Sonden

einen signifikanten Anstieg bis zum Scheitelpunkt bei ca. 60 Hz, gefolgt von einer deutlichen Abnahme für hohe Frequenzen. Es ist davon auszugehen, dass die maximale konstruktive Überlagerung im Bereich des Scheitelpunktes auftritt. Die absoluten Phasendifferenzen zwischen benachbarten CTA-Sonden weisen in dem Bereich signifikanter Amplitudenwerte (40 Hz bis 90 Hz) Werte von ~90° auf. Dies ist ein direkter Nachweis der sich durch die konstruktive Überlagerung ausbildenden Rotationsbewegung. Die absolute Phasendifferenz verdeutlicht darüber hinaus die Notwendigkeit der konstanten TR-Anregung. Aus der Phasendifferenz allein kann nur auf den Bereich, in welchem konstruktive Überlagerung auftritt, geschlossen werden, nicht jedoch auf die Frequenz, bei welcher diese den Maximalwert erreicht. Der Bereich, in welchem von relevanter konstruktiver Überlagerung auszugehen ist, ist gekennzeichnet durch signifikante Amplitudenwerte sowie eine Phasendifferenz von 90°. Die Bestimmung der Frequenz maximaler konstruktiver Überlagerung ist ausschließlich über den Scheitelpunkt der Amplitude möglich.

Es wurde bereits darauf hingewiesen, dass eine Asymmetrie der Umfangsgeschwindigkeitsschwankung w'<sub>ROT</sub> eine Asymmetrie der axialen Geschwindigkeitsschwankung u'<sub>ROT</sub> in der Brennerdüse bewirkt. Der theoretische Nachweis hierfür wird anhand der instationären, kompressiblen Kontinuitätsgleichung für ein Fluidsegment in der Brennerdüse erbracht, die in allgemeiner Form lautet:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (\rho v_r r) + \frac{\partial}{\partial x} (\rho v_x) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \varphi} (\rho v_{\varphi}) = 0.$$
 (6.3)

Durch Vernachlässigung von Änderungen in radialer Richtung  $(\partial/\partial r \cong 0)$  und der Annahme einer konstanten Dichte ( $\rho \cong konst.$ ) kann diese Gleichung in der hier verwendeten Nomenklatur für die Schwankungsgrößen der rotierenden Strömungsschwankung überführt werden zu:

$$\frac{\partial}{\partial x}u'_{ROT}(\omega) + \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial \varphi}w'_{ROT}(\omega) = 0.$$
(6.4)

Die Annahme einer zeitlich und räumlich konstanten Dichte ist in erster Näherung für die Brennerdüse zulässig, weil in diesem Bereich die akustischen Druckschwankungen vernachlässigbar sind. In der Brennerdüse können die rotierenden Geschwindigkeitsschwankungen w'<sub>ROT</sub> und u'<sub>ROT</sub> als Funktionen der Position in Umfangs- und in axialer Richtung betrachtet werden. Es ergibt sich:

$$w'_{ROT}(\omega, x, \varphi) = \widehat{w}(\omega) \cdot e^{-i\omega t - i\omega \frac{x}{\overline{u}} - i\omega \frac{r\varphi}{\overline{w}}}, \qquad (6.5)$$

$$u'_{ROT}(\omega, x, \varphi) = \hat{u}(\omega) \cdot e^{-i\omega t - i\omega \frac{x}{\overline{u}} - i\omega \frac{r\varphi}{\overline{w}}}.$$
(6.6)

Mit dieser Festlegung ergibt sich die Gleichung 6.4 zu:

$$\frac{\bar{u}}{\bar{w}}w_{ROT}'(\omega, x, \varphi) = -u_{ROT}'(\omega, x, \varphi).$$
(6.7)

Wie aus dieser Gleichung hervorgeht, führt die Asymmetrie einer der beiden Geschwindigkeitsschwankungen zu einer um 180° phasenversetzten Asymmetrie der jeweils anderen Geschwindigkeitsschwankung. Die rotierende Strömungsschwankung in der Brennerdüse ist folglich charakterisiert durch Asymmetrien der beiden Geschwindigkeitsschwankungen w'<sub>ROT</sub> und u'<sub>ROT</sub>. Dies wird von den Messungen der axialen Geschwindigkeitsschwankungen u'<sub>ROT</sub> bestätigt, die in Abbildung 6.4 dargestellt sind.



**Abbildung 6.4:** Amplituden der Axialgeschwindigkeitsschwankung u'<sub>ROT</sub> der vier CTA-Sonden in der Brennerdüse (links) sowie die absolute Phasendifferenzen zwischen benachbarten CTA-Sonden (rechts) [TD1-16, GBK, TR, M3].

Wie der Vergleich der Abbildung 6.3 und der Abbildung 6.4 zeigt, stimmen die Amplitudenverläufe und die Phasendifferenzen der Geschwindigkeitsschwankungen w'<sub>ROT</sub> und u'<sub>ROT</sub> bei TR-Anregung qualitativ überein. In beiden Fällen erreichen die Amplitudenverläufe bei ca. 60 Hz den Scheitelpunkt, der die maximale konstruktive Überlagerung kennzeichnet. Die absoluten Phasendifferenzen benachbarter CTA-Sonden weisen auch für die axiale Geschwindigkeitsschwankung im Bereich von 40 Hz bis 90 Hz Werte von ~90° auf. Die für beide Geschwindigkeitsschwankungen ermittelte Phasendifferenz von 90° zwischen benachbarten CTA-Sonden ist ein direkter Nachweis für die Rotationsbewegung der Strömungsschwankung in der Brennerdüse. Die Phasendifferenz bestätigt zudem die Zulässigkeit der Signalzerlegung, bei der die gleichförmigen Geschwindigkeitsschwankungen u'<sub>GF</sub> und w'<sub>GF</sub> durch die komplexe Summierung der Messsignale aller vier CTA-Sonden bestimmt wurde (Gln. 6.1 und 6.2). Nachfolgend wird gezeigt, dass die beiden rotierenden Strömungsschwankungen  $u'_{ROT}$  und  $w'_{ROT}$  einen Phasenversatz von 180° aufweisen, wie aus der Kontinuitätsgleichung abgeleitet wurde (Gln. 6.7). In Abbildung 6.5 ist die absolute Phasendifferenz zwischen den beiden Geschwindigkeitsschwankungen  $w'_{ROT}$  und  $u'_{ROT}$  für die vier Messpositionen der CTA-Sonden in der Brennerdüse aufgetragen. Für die Bestimmung der Phasendifferenzen wurden die Ergebnisse von Abbildung 6.3 und Abbildung 6.4 verwendet.



**Abbildung 6.5:** Absolute Phasendifferenz zwischen den beiden Geschwindigkeitsschwankungen w'<sub>ROT</sub> und u'<sub>ROT</sub> für die vier CTA-Sonden in der Brennerdüse; Ortsaufgelöste Amplitudenverteilung von u'<sub>ROT</sub> und w'<sub>ROT</sub> bei 60 Hz (Referenziert auf die Phase von u'<sub>ROT,2</sub>) [TD1-16, GBK, TR, M3].

Im Bereich signifikanter konstruktiver Überlagerung, von 40 Hz bis 90 Hz, weisen die Phasendifferenzen in erster Näherung Werte von ~180° auf. Dies belegt, dass sich bei konstruktiver Überlagerung die Rotationsbewegung der beiden Geschwindigkeitsschwankungen mit einem Phasenversatz von 180° ausprägen, wie von Gleichung 6.7 gefordert wird. Um diesen Phasenversatz graphisch zu veranschaulichen, sind auf der rechten Seite von Abbildung 6.5 die Amplitudenverteilungen der beiden Geschwindigkeitsschwankungsgrößen über der Umfangsposition bei 60 Hz dargestellt. Obwohl nur vier Messpositionen zur Verfügung stehen, zeigen beide Schwankungsgrößen einen eindeutig sinusförmigen Verlauf.

Die ortsaufgelöste Amplitudenverteilung, wie auch der Vergleich der Amplitudenverläufe von Abbildung 6.3 und Abbildung 6.4, zeigen, dass sich die Amplitudenwerte von u'<sub>ROT</sub> und w'<sub>ROT</sub> quantitativ deutlich unterscheiden. Die Amplitudenwerte von w'<sub>ROT</sub> sind fast doppelt so groß wie die Amplitudenwerte von u'<sub>ROT</sub>. Das Verhältnis der beiden mittleren Geschwindigkeiten ( $\overline{u}/\overline{w}$ ) in Gleichung 6.7 ist für die TD1-16-Brennerkonfiguration etwa Eins bzw. etwas größer als Eins und ist deshalb keine Begründung für das vorliegende Amplitudenverhältnis. Aufgrund der in Abschnitt 5.1.3 aufgezeigten Messungenauigkeiten bei der Bestimmung der Umfangsgeschwindigkeitsschwankungen kann deren quantitative Aussagekraft beeinträchtigt sein. Die mögliche, quantitative Messungenauigkeit ist ein Grund, weshalb zur Charakterisierung des konstruktiven Überlagerungsmechanismus ausschließlich die axiale Geschwindigkeitsschwankung u'<sub>ROT</sub> untersucht wurde. Ein weiterer Grund hierfür war die Einschätzung, dass die axialen Geschwindigkeitsschwankungen einen größeren Einfluss auf die Flammendynamik haben, weil diese die lokal zugeführte Menge des Brennstoff-Luft-Gemisches bestimmen. Bei den weiteren Ausführungen in dieser Arbeit werden aus den genannten Gründen ausschließlich die axialen Geschwindigkeitsschwankungen betrachtet und analysiert.

Abschließend werden die Erkenntnisse zur rotierenden Strömungsschwankung bzw. zu den beiden rotierenden Geschwindigkeitsschwankungen w'<sub>ROT</sub> und u'<sub>ROT</sub> zusammengefasst:

- Die Amplitudenverläufe weisen einen signifikanten Bereich höherer Amplitudenwerte auf, wobei der Scheitelpunkt die Frequenz maximaler konstruktiver Überlagerung kennzeichnet.
- Die absoluten Phasendifferenzen betragen im Bereich der konstruktiven Überlagerung 90°, was ein Nachweis für die mit der Anregungsfrequenz rotierenden Strömungsschwankungen ist. Die Phasendifferenz belegt zudem die Zulässigkeit der Signalzerlegung, die für die Bestimmung der rotierenden Geschwindigkeitsschwankung aus den Messsignalen erforderlich ist.
- Es wurde theoretisch hergeleitet und experimentell bestätigt, dass die beiden rotierenden Geschwindigkeitsschwankungen w'<sub>ROT</sub> und u'<sub>ROT</sub> einen relativen Phasenversatz von 180° aufweisen.

#### 6.1.3 Konvektiver Überlagerungsmechanismus

Die zuvor aufgelisteten Erkenntnisse über die rotierende Strömungsschwankung wurden für alle untersuchten Betriebspunkte, für M1 bis M9 (19,5 g/s bis 45,5 g/s) sowie für P1, P2 und P3 (45 kW bis 65 kW), ermittelt (Tabelle 4). Mit steigendem Massenstrom werden die Charakteristiken, wie der Scheitelpunkt des Amplitudenverlaufes sowie der Bereich mit einer Phasendifferenz von 90°, zu höheren Frequenzen verschoben. Diese Verschiebung zu höheren Frequenzen mit steigendem Massenstrom kennzeichnet den konstruktiven Überlagerungsmechanismus als konvektiven Transportprozess. Zu Beginn dieses Abschnitts wird gezeigt, dass die über der Sr-Zahl skalierten Amplitudenverläufe verschiedener Luftmassenströme übereinstimmen, was die Überlegungen zum konvektiven Transportprozess bestätigt. Anschließend wird dargelegt und erörtert, dass die Frequenzen maximaler konstruktiver Überlagerung mit steigendem Massenstrom linear zunehmen und die entsprechenden Amplitudenmaxima mit dem Massenstrom abnehmen. Mit der Erweiterung des im Abschnitt 5.1.3 vorgestellten Transportmodells um die Beschreibung der Umfangsgeschwindigkeit wird der experimentell ermittelte Zusammenhang zwischen der Frequenz maximaler konstruktiver Überlagerung und dem Massenstrom verifiziert. Diese Übereinstimmung zwischen Experiment und Theorie ist der Nachweis, dass der zugrunde liegende Überlagerungsmechanismus bzw. Transportprozess korrekt erfasst wurde. Am Ende dieses Abschnitts werden zwei weitere Aspekte aufgezeigt. Die Approximation des Amplitudenverlaufes mit einer Normalverteilung belegt, dass der Überlagerungsmechanismus vom Zeitmaß der Anregung und des konvektiven Transportes bestimmt wird. Mit dem Nachweis, dass der Überlagerungsmechanismus bzw. die rotierende Strömungsschwankung von der Verbrennung nicht beeinflusst werden, endet dieser Abschnitt.

Der für die konstruktive Überlagerung verantwortliche Transportprozess ist gekennzeichnet durch die Umwandlung der akustischen Schnelleschwankung in den Drallschlitzen v'<sub>DS</sub> in eine rotierende Strömungsschwankung in der Brennerdüse (u'<sub>ROT</sub> und w'<sub>ROT</sub>). Dieser Umwandlungsprozess wird von der Übereinstimmung zweier Zeitmaße, der konvektiven Transportzeit und der Periodendauer der Anregungsfrequenz, bestimmt. Die konvektive Transportzeit ist die Dauer, welcher ein Bereich erhöhter bzw. verringerter Umfangsgeschwindigkeit benötigt, um einen Umfangswinkel von 180° zu erreichen. Wird zu dem Zeitpunkt, an dem dieser Bereich den Umfangswinkel von 180° erlangt, ein Bereich erhöhter bzw. verringerter Umfangsgeschwindigkeit an der gegenüberliegenden Seite des Drallerzeugers eingebracht, so kommt es zu konstruktiver Überlagerung. Bei der maximalen konstruktiven Überlagerung entspricht somit die konvektive Transportzeit  $\tau_{konv}$  exakt der halben Periodendauer der Anregungsfrequenz T<sub>Anregung</sub>. Die Frequenz f<sub>MKÜ</sub>, bei der die maximale konstruktive Überlagerung stattfindet, ist folglich eine Funktion der konvektiven Transportzeit:

$$\tau_{konv} = \frac{T_{Anregung}}{2} \quad \Rightarrow \quad f_{Anregung} = f_{MK\ddot{U}} = \frac{1}{2 \cdot \tau_{konv}}$$
(6.8)

Die konvektive Transportzeit verringert sich mit steigendem Massenstrom. Aus dieser Gleichung folgt, dass die Frequenz maximaler konstruktiver Überlagerung mit steigendem Massenstrom zunimmt. Um diesen Zusammenhang zu überprüfen, wurden die rotierenden Strömungsschwankungen u'<sub>ROT</sub> bei TR-Anregung für alle 9 isothermen Betriebspunkte untersucht (M1 bis M9). Bei dieser Massenstromvariation wurde die axiale Geschwindigkeitskomponente der rotierenden Strömungsschwankung u'<sub>ROT</sub> erfasst. In Abbildung 6.6 sind die gemittelten Amplituden der rotierenden Strömungsschwankung u'<sub>ROT</sub> über der Frequenz und der Sr-Zahl aufgetragen, wobei für eine übersichtlichere Darstellung nur jeder zweite Betriebspunkt aufgeführt ist. Die Mittelung der Amplitudenwerte von u'<sub>ROT</sub> erfolgt nicht über eine komplexe Summierung, weil diese aufgrund der 90° Phasendifferenz benachbarter CTA-Sonden zu vernachlässigbaren Amplitudenwerten führt (Abs. 6.1.2). Es sei nochmal darauf hingewiesen, dass die dargestellten Amplitudenverläufe von u'<sub>ROT</sub> das Ergebnis der in Abschnitt 6.1.2 beschriebenen Signalzerlegung sind (Gln. 6.1 und 6.2). Der Amplitudenverlauf der gleichförmigen axialen Geschwindigkeitsschwankung u'<sub>GF</sub> ist für alle 9 Betriebspunkte nahezu identisch und wird im Abschnitt 6.1.4 erörtert.



**Abbildung 6.6:** Mittlere Amplitude der rotierenden Strömungsschwankung u'<sub>ROT</sub> als Funktion der Frequenz und der Sr-Zahl [TD1-16, GBK, TR, -X-].

Das linke Diagramm in Abbildung 6.6 zeigt mit steigendem Luftmassenstrom eindeutig eine Verschiebung des Scheitelpunktes bzw. der Frequenz maximaler konstruktiver Überlagerung  $f_{MKU}$  zu höheren Frequenzen. Dies war aus den Ausführungen über den zugrunde liegenden Mechanismus zu erwarten. Eine Methode zur Identifikation konvektiver Transportprozesse ist die Sr-Skalierung, die für die Massenstromvariation auf der rechten Seite der Abbildung 6.6 dargestellt ist. Durch die Sr-Skalierung zeigen die Amplitudenverläufe der 5 Betriebspunkte eine einheitliche Struktur und liegen in erster Näherung übereinander. Dies ist ein eindeutiger Nachweis, dass die konstruktive Überlagerung von konvektiven Transportprozessen dominiert ist. Die Amplitudenmaxima werden bei Sr-Zahlen zwischen 0,13 und 0,18 erreicht, was als merkliche, jedoch noch akzeptable Spannbreite zu werten ist. Die maximalen Amplitudenwerte zeigen zudem mit steigendem Massenstrom eine Abnahme um über 30%. Um die Erkenntnisse der Massenstromvariation genauer zu quantifizieren und damit besser vergleichen zu können, wurden die Amplitudenverläufe der 9 untersuchten Betriebspunkte mit einer Polynomfunktion (10. Ordnung) approximiert. Mit der Polynomapproximation können die Frequenz maximaler konstruktiver Überlagerung und das Amplitudenmaximum exakter bestimmt werden als durch eine einfache Auswertung der Extremwerte. Bei dieser Approximation wird der gesamte Amplitudenverlauf berücksichtigt und somit ein Fehler durch einen einzelnen, möglichweise ungenauen Messwert ausgeschlossen. In Abbildung 6.7 sind die mit dieser Methode ermittelten Frequenzen maximaler konstruktiver Überlagerung  $f_{MK\bar{U}}$  und die dazugehörigen Amplitudenmaxima A<sub>MKÜ</sub> für die 9 untersuchten Betriebspunkte dargestellt (M1 bis M9). Für eine direkte Vergleichbarkeit sind in dieser Abbildung die Ergebnisse der Betriebspunkte P1, P2 und P3 mit aufgeführt. Die Übereinstimmung der Ergebnisse zeigt, dass die Verbrennung keinen Einfluss auf die rotierende Strömungsschwankung hat. Diese Erkenntnis wird an dieser Stelle nur aufgezeigt und am Ende dieses Abschnitts noch eingehender erörtert.



**Abbildung 6.7:** Experimentell ermittelte Frequenzen maximaler konstruktiver Überlagerung  $f_{MKU}$  der Betriebspunkte M1 bis M9 und der bestimmte lineare Zusammenhang (Gln. 6.9) (links); Amplitudenmaxima A<sub>MKU</sub> der 9 Betriebspunkte sowie die korrigierten Werte (korr.) (rechts); Ebenfalls mit aufgeführt sind die Ergebnisse der Betriebspunkte P1, P2 und P3 [TD1-16, GBK, TR, -X-].

Der in Abbildung 6.7 dargestellte lineare Zusammenhang zwischen der Frequenz maximaler konstruktiver Überlagerung  $f_{MKU}$  und dem Luftmassenstrom  $\dot{m}_L$  wurde aus den experimentellen Ergebnissen bestimmt zu:

$$f_{MK\ddot{U},exp}[Hz] = 3,16 \cdot 10^3 [1/kg] \cdot \dot{m}_L[kg/s].$$
(6.9)

Die experimentell ermittelten Ergebnisse zeigen nur für kleinere Luftmassenströme geringe Abweichungen gegenüber dieser Geraden. Die Übereinstimmung zwischen den experimentell ermittelten Ergebnissen und der Geradengleichung belegt den linearen Anstieg der Frequenz maximaler konstruktiver Überlagerung mit dem Massenstrom. Der lineare Zusammenhang bestätigt die Ausführungen zu Beginn dieses Abschnitts, wonach die Frequenz maximaler konstruktiver Überlagerung von der konvektiven Transportzeit und folglich dem Massenstrom bestimmt wird (siehe Gln. 6.8).

Die Amplitudenmaxima zeigen im Vergleich zu den Frequenzen maximaler konstruktiver Überlagerung keine eindeutige Abhängigkeit. Für die Betriebspunkte M1 bis M5 (32,5 g/s) ist eine signifikante Abnahme der Amplitudenwerte um ca. 50% auszumachen. Für die Betriebspunkte M5 bis M9 hingegen sind die Maxima konstant bzw. leicht zunehmend. Als eine Ursache für diese Änderung der Abhängigkeit wurde der Einfluss des Luftmassenstroms auf die transversale Schnelleschwankung v'<sub>DS</sub> identifiziert. Die in Abschnitt 6.1.1 vorgestellte und für alle Betriebspunkte identische TR-Anregung wurde bei Betriebspunkt M3 bestimmt. Eine Untersuchung der transversalen Schnelleschwankung v'<sub>DS</sub> der Positionen DS3 und DS7 für die Betriebspunkte M1 und M5 hat aufgezeigt, dass die Amplitudenwerte bei verringerten Luftmassenstrom um bis zu 20% höher sind. Bei Betriebspunkt M5 wurde hingegen eine Abnahme der Amplitudenwerte von bis zu 20% festgestellt. Diese Änderungen sind nur im unteren Frequenzbereich derart signifikant, wohingegen die Abweichungen für höhere Frequenzen sehr gering sind. Mit der gewählten TR-Anregung ist die transversale Schnelleschwankung v'<sub>DS</sub> folglich nur für den Betriebspunkt M3 exakt konstant. Aus der Abhängigkeit der transversalen Schnelle v'<sub>DS</sub> vom Luftmassenstrom wurde eine lineare Korrekturfunktion entwickelt und auf die Amplitudenmaxima angewendet. Die korrigierten Amplitudenwerte in Abbildung 6.7 zeigen eine stetige, mäßige Abnahme mit steigendem Luftmassenstrom. Dabei tritt keine Änderung der Abhängigkeit auf, weshalb die korrigierten Amplitudenwerte aussagekräftiger erscheinen. Als Ursache für die verringerten Amplitudenmaxima werden die mit dem Luftmassenstrom steigenden dissipativen Effekte erachtet.

Die Korrekturfunktion wurde auch für die Bestimmung der Frequenz maximaler konstruktiver Überlagerung eingesetzt, wobei der gesamte Amplitudenverlauf (Abbildung 6.6) berücksichtigt wurde. Damit sollte geklärt werden, ob die Änderungen der transversalen Schnelleschwankung v'<sub>DS</sub> mit dem Luftmassenstrom der Grund für die Abweichungen der Frequenzen maximaler konstruktiver Überlagerung vom linearen Trend bei kleinen Luftmassenströmen sind (M2 bis M4 in Abbildung 6.7). Mit der Korrekturfunktion wurde diesbezüglich jedoch keine wesentliche Verbesserung erzielt, weshalb auf die Darstellung verzichtet wurde. Die erläuterte Vorstellung zum Überlagerungsmechanismus sowie die experimentell ermittelte Abhängigkeit der Frequenz maximaler konstruktiver Überlagerung vom Massenstrom (Abbildung 6.7) werden nachfolgend mit Hilfe des Transportmodells bestätigt. Um den konvektiven Transport der Bereiche erhöhter und verringerter Umfangsgeschwindigkeit in Umfangsrichtung zu beschreiben, wird das in Abschnitt 5.1.3 vorgestellte Transportmodell um die Beschreibung der Umfangsgeschwindigkeit erweitert. Mit dieser Erweiterung des Transportmodells wird die Abhängigkeit der Frequenz maximaler konstruktiver Überlagerung vom Massenstrom theoretisch erfasst. Es wird gezeigt, dass dieser theoretische Zusammenhang sehr genau mit der experimentell ermittelten Abhängigkeit in Gleichung 6.9 überstimmt. Bevor diese Übereinstimmung dargelegt wird, werden zunächst die erforderlichen Gleichungen und Annahmen erläutert.

Das in Abschnitt 5.1.3 vorgestellte Transportmodell beschreibt, basierend auf der effektiven Brennerkontur, die konvektive Transportzeit zwischen Drallregister und Brennerdüse. Mit der Erweiterung um die Beschreibung der Umfangsgeschwindigkeit erfasst das Transportmodell die Verteilung der mittleren Axialund Umfangsgeschwindigkeit entlang der x-Achse. Dabei werden für beide Geschwindigkeitskomponenten Blockprofile angenommen. Dies stellt eine erhebliche Vereinfachung des tatsächlichen, komplexen Strömungsfeldes im Inneren des TD1-Brenners dar. Das Ziel des Transportmodells ist nicht die Beschreibung dieses Strömungsfeldes, sondern ausschließlich die Erfassung der Transportprozesse bzw. -zeiten in Axial- und Umfangsrichtung. Diese Zielsetzung rechtfertigt die Annahmen und Vereinfachungen des Transportmodells. Für die Beschreibung der Umfangsgeschwindigkeit in Abhängigkeit von der x-Koordinate wurde von folgenden Zusammenhängen ausgegangen:

$$\dot{D}_{BD} = S_{0,eff} \cdot \dot{I}_{BD} \cdot R_{BD,a} \quad \text{mit} \quad \dot{I}_{BD} = \frac{\dot{m}_L^2}{\rho \cdot \pi \cdot \left(R_{BD,a}^2 - R_{BD,i}^2\right)}$$
(6.10)

Die in der Brennerdüse bekannte, effektive Drallzahl S<sub>0,eff</sub> sowie der Axialimpuls  $I_{BD}$  werden verwendet, um den Drehimpuls  $D_{BD}$  am Brenneraustritt zu bestimmen. Der Axialimpuls wird unter Vernachlässigung des Druckterms ermittelt. Es wird davon ausgegangen, dass der Drehimpuls nicht konstant ist sondern linear vom Eintritt zum Austritt abnimmt:

$$\dot{D}(x) = \dot{D}_{BD} \left( 1 - d_{AB} \cdot \frac{x}{L_{TD1-16}} \right) \,. \tag{6.11}$$

Dieser Ansatz wird von zwei Aspekten gestützt. Zum einen liefert die Berechnung des Drehimpulses am Drallregister deutlich größere Werte als die Berechnung über die Drallzahl in der Brennerdüse. Hierauf wurde mit den Ausführungen zur theoretischen und effektiven Drallzahl beim TD1-Brenner im Abschnitt 3.1.2 bereits eingegangen. Zum anderen haben einigen Untersuchungen aufgezeigt, dass der Drehimpuls bei Rohrströmungen mit der Lauflänge abnimmt [6][39][92][98]. Dies wurde mit dissipativen Effekten, wie der Wandreibung, begründet. Auf diesen Erkenntnissen gründet der verwendete lineare Abfall des Drehimpulses entlang des TD1-Brenners. Der Parameter d<sub>AB</sub> beschreibt die Abnahme des Drehimpulses zwischen Drallregister und Brennerdüse. Aus der Definition des Drehimpulses kann die Umfangsgeschwindigkeit berechnet werden:

$$w(x) = \frac{3}{2} \frac{\dot{D}(x)}{\rho \cdot \pi \cdot u(x) \cdot \left(R_{K,a}{}^{3}(x) - R_{K,i}{}^{3}(x)\right)} .$$
(6.12)

Die Umfangsgeschwindigkeit ergibt sich als Funktion der x-Koordinate, da Drehimpuls, Axialgeschwindigkeit sowie innerer und äußerer Radius der Brennerkontur entlang der Brennerachse variieren. Mit den Gleichungen 5.11 und 6.12 für die Axial- und Umfangsgeschwindigkeit wird der helikale Strömungsverlauf zwischen Drallregister und Brennerdüse beschrieben, wobei der Radius der Strombahn dem effektiven Radius der Brennerkontur entspricht. Diese Beschreibung des helikalen Strömungsverlaufes ist die Grundlage für die theoretische Erfassung der Abhängigkeit der Frequenz maximaler konstruktiver Überlagerung vom Massenstrom. Hierfür wird die x-Position ermittelt, an welcher eine Verdrehung von 180° gegenüber der Ausgangsposition erreicht wird. Die Transportzeit zum Erreichen der x-Position wird aus der Verteilung der Axialgeschwindigkeit berechnet. Diese Transportzeit entspricht nach Gleichung 6.8 der halben Periodendauer der Frequenz maximaler konstruktiver Überlagerung.

In Abbildung 6.8 sind für Betriebspunkt M3 die Verteilungen der Axial- und Umfangsgeschwindigkeit entlang der x-Koordinate dargestellt, die mit der zuvor beschriebenen Erweiterung des Transportmodells bestimmt wurden. Für den Abnahmeparameter in Gleichung 6.11 wurde ein Wert von  $d_{AB} = 0,1$  verwendet. Damit wurde die x-Position, an welcher die Verdrehung 180° beträgt, bestimmt zu x = -46 mm. Diese x-Position ist in der Abbildung mit eingezeichnet.



Abbildung 6.8: Ermittelte Verteilung von Axial- und Umfangsgeschwindigkeit entlang der x-Koordinate des TD1-Brenners sowie die effektive Brennerkontur für Betriebspunkt M3; Zusätzlich ist die x-Position eingezeichnet, an der eine Verdrehung von 180° erreicht wird.

Die x-Position, an der die Verdrehung 180° beträgt, ist unabhängig vom Massenstrom. Die konvektive Transportzeit  $\tau_{konv}$  wird, wie auch die konvektive Transportzeit  $\tau_{S,TM}$  (Gln. 5.11), durch die Integration der Axialgeschwindigkeit vom Eintritt (x = -113mm) bis zu dieser x-Position berechnet. Hieraus ergibt sich gemäß Gleichung 6.8 die Abhängigkeit der Frequenz maximaler konstruktiver Überlagerung vom Massenstrom zu:

$$\tau_{konv} = \int_{-113 \ mm}^{-46 \ mm} \frac{dx}{u(x)} \implies f_{MK\ddot{U},TM}[Hz] = 3,14 \cdot 10^3 [1/kg] \cdot \dot{m}_L[kg/s] \ (6.13)$$

Aus dem Vergleich der Gleichungen 6.9 und 6.13 geht hervor, dass die experimentell ermittelte Funktion für die Frequenz maximaler konstruktiver Überlagerung und die des Transportmodells sehr gut überein stimmen. Die korrekte Erfassung der Abhängigkeit des Überlagerungsmechanismus vom Massenstrom ist neben dem konvektiven Zeitverzug  $\tau_{S,TM}$  (Gln. 5.11) eine weitere Bestätigung für die Anwendbarkeit des entwickelten Transportmodells. Für die erzielte Übereinstimmung des Transportmodells mit den experimentellen Ergebnissen wurde der Abnahmeparameter d<sub>AB</sub> entsprechend angepasst. Für diese Anpassung mussten mehrere Anforderungen berücksichtigt werden, die jedoch erst im nächsten Abschnitt ausführlich erläutert werden. Der verwendete Wert von d<sub>AB</sub>=0,1 stellt ein Optimum in Bezug auf diese Anforderungen dar. Abschließend wird gezeigt, dass der konvektive Überlagerungsmechanismus und folglich die Ausbildung der rotierenden Strömungsschwankung von der Verbrennung nicht beeinflusst wird, worauf in Abbildung 6.7 bereits hingewiesen wurde. Auf der linken Seite von Abbildung 6.9 sind die Amplitudenverläufe der rotierenden Strömungsschwankung u'<sub>ROT</sub> für die Betriebspunkte M3 und P2 gegenübergestellt. Zur Vollständigkeit sind auf der rechten Seite die Amplitudenverläufe für die drei Betriebspunkte P1, P2 und P3 dargestellt.



**Abbildung 6.9:** Amplitudenverläufe der rotierenden Strömungsschwankung u'<sub>ROT</sub> für die Betriebspunkte M3 und P2 (links) bzw. für die drei Betriebspunkte P1, P2 und P3 (rechts) [TD1-16, GBK, TR, -X-].

Die Amplitudenverläufe der Betriebspunkte M3 und P2 zeigen über den gesamten Sr-Zahl Bereich keine nennenswerte Abweichung. Der Vergleich dieser beiden Verläufe ist ein Nachweis dafür, dass die Verbrennung die Ausbildung der rotierenden Strömungsschwankung nicht verändert. Die Amplitudenverläufe der Betriebspunkte P1, P2 und P3 stimmen durch die Sr-Zahl Skalierung überein, wie bereits für die isothermen Betriebspunkte in Abbildung 6.6 gezeigt wurde. Die aus diesen Amplitudenverläufen ermittelte Frequenz und Amplitude der maximalen konstruktiven Überlagerung wurden in Abbildung 6.7 bereits aufgeführt, um die Ergebnisse direkt miteinander vergleichen zu können. Abbildung 6.9 und Abbildung 6.7 belegen, dass die rotierende Strömungsschwankung von der Verbrennung nicht beeinflusst wird. Die ist eine wesentliche Voraussetzung, um die bisherigen Erkenntnisse auf die Untersuchungen der Flammendynamik in den Abschnitten 6.2 und 6.3 zu übertragen. Im Weiteren werden ausschließlich Ergebnisse bei den Betriebspunkten P1, P2 und P3 dargelegt und erörtert.

#### 6.1.4 Übergang von TR- zu SI-Anregung

Die Zielsetzung dieser Arbeit ist, den Einfluss der TR-Anregung auf die Flammendynamik qualitativ und quantitativ zu bestimmen. Um den quantitativen Einfluss der TR-Anregung zu ermitteln, werden die FTF bei AX- und SI-Anregung in Abschnitt 6.3 gegenübergestellt. Bei SI-Anregung werden AX- und TR-Anregung zusammen betrieben (Abs. 3.2). In diesem Abschnitt wird erläutert, weshalb für diese Untersuchungen die TR-Anregung nicht ausreichend ist und die SI-Anregung verwendet wurde. Die Voraussetzung für zielgerichtete FTF-Messungen bei SI-Anregung ist, dass die Ausbildung der rotierenden Strömungsschwankung durch die TR-Anregung von der zusätzlichen AX-Anregung nicht beeinflusst wird. Nachfolgend wird deshalb gezeigt, dass der Amplitudenverlauf und die Massenstromabhängigkeit der rotierenden Strömungsschwankung bei SI-Anregung identisch zur TR-Anregung sind. Am Ende dieses Abschnitts werden die Messsignale der vier CTA-Sonden in der Brennerdüse bei SI-Anregung vorgestellt und theoretisch mit Hilfe des entwickelten Transportmodells bestimmt. Die Übereinstimmung der experimentell ermittelten und der modellierten CTA-Signale belegt, dass das Transportmodell die Umfangsgeschwindigkeit korrekt erfasst. Dieser Nachweis ist die Grundlage für die Übertragung der Erkenntnisse von diesem Prüfstand auf eine gasturbinentypische Konfiguration, die in Abschnitt 6.4 erläutert wird.

In Abschnitt 6.1.2 wurde darauf hingewiesen, dass bei TR-Anregung neben der zuvor ausführlich analysierten rotierenden Strömungsschwankung u'<sub>ROT</sub> auch eine geringe, jedoch nicht vernachlässigbare, gleichförmige axiale Geschwindigkeitsschwankung u'<sub>GF</sub> auftritt (Gln. 6.1). Diese gleichförmige axiale Geschwindigkeitsschwankung ist für die Bestimmung einer zuverlässigen und aussagekräftigen FTF zu gering, wie Abbildung 6.10 verdeutlicht. In dieser Abbildung sind die gleichförmigen axialen Geschwindigkeitsschwankungen u'<sub>GF</sub> bei Betriebspunkt P2 für die drei Anregungskonfigurationen AX, TR und SI dargestellt. Die linke Seite dieser Abbildung zeigt die relative Änderung der Anregungsspannung U von SI- gegenüber AX-Anregung.

Bei TR-Anregung zeigt der Amplitudenverlauf der gleichförmigen axialen Geschwindigkeitsschwankung u'<sub>GF</sub> bis 80 Hz sehr geringe Werte. Ab 90 Hz ist ein signifikanter Anstieg der Amplitudenwerte zu erkennen, der bei 100-110 Hz den Maximalwert erreicht. Der weitere Amplitudenverlauf weist im Vergleich zum Maximum geringere, aber keinesfalls vernachlässigbare Werte auf. Die Amplitudenverläufe der Betriebspunkte P1 und P3 sind qualitativ identisch zu dem dargestellten Amplitudenverlauf und weichen quantitativ nur geringfügig von diesem ab, wie die Fehlerbalken in Abbildung 6.10 verdeutlichen.



Abbildung 6.10: Gleichförmige axiale Geschwindigkeitsschwankung u'<sub>GF</sub> für die drei Anregungskonfigurationen AX, TR und SI (links); Relative Änderung der Anregungsspannung U(ω) bei SI-Anregung gegenüber AX-Anregung (rechts) [TD1-16, GBK, -X-, P2].

Die Ursache für diese axiale Geschwindigkeitsschwankung ist die Interaktion der TR-Anregung mit dem AX-Anregungssystem. Bei 100 Hz bis 110 Hz befindet sich eine Resonanzfrequenz des AX-Anregungssystems, weshalb in diesem Bereich ein Maximum auftritt. Der Vergleich der gleichförmigen axialen Geschwindigkeitsschwankungen bei AX- und TR-Anregung in Abbildung 6.10 zeigt, dass die Amplituden bei TR-Anregung deutlich geringer sind. Zwar werden für 100 Hz und 110 Hz vergleichbare Amplitudenwerte erreicht, im unteren Frequenzbereich (bis 80 Hz) hingegen ist der Unterschied signifikant. Es ist festzuhalten, dass die durch die Wechselwirkung zwischen TR-Anregung und AX-Anregungssystem eine gleichförmige axiale Geschwindigkeitsschwankung hervorgerufen wird, die für Frequenzen größer 90°Hz merkliche Amplitudenwerte aufweist.

Voraussetzung für zuverlässige und aussagekräftige FTF-Messungen ist eine normierte, gleichförmige axiale Geschwindigkeitsschwankung von 6%. Diese Geschwindigkeitsschwankung ist für ein ausreichend hohes Signal-Rausch-Verhältnis zwingend erforderlich (Abs. 4.3). Für geringere Geschwindigkeitsschwankungen ergeben sich durch das schwache Signal-Rausch-Verhältnis erhebliche Messungenauigkeiten, wodurch die Aussagekraft der Messdaten erheblich beeinträchtigt wird. Der Amplitudenverlauf der AX-Anregung entspricht der Anforderung an die Geschwindigkeitsschwankung und ist folglich als Richtwert zu betrachten. Aus dem signifikanten Unterschied zwischen der gleichförmigen axialen Geschwindigkeitsschwankung bei AX- und TR-Anregung in Abbildung 6.10 geht eindeutig hervor, dass bei TR-Anregung die Voraussetzung für die zuverlässige Bestimmung der FTF nicht gegeben ist. Um den quantitativen Einfluss der TR-Anregung auf die FTF zu bestimmen ist folglich die SI-Anregung erforderlich. Bei SI-Anregung wird durch die zusätzliche AX-Anregung die notwendige gleichförmige axiale Geschwindigkeitsschwankung erreicht, wie Abbildung 6.10 belegt. Dies wird durch die konstruktive Überlagerung der Geschwindigkeitsschwankung der AX-Anregung und der von der TR-Anregung induzierten Geschwindigkeitsschwankung erreicht. Die konstruktive Überlagerung dieser beiden Geschwindigkeitsschwankungen ergibt sich durch den um 90° phasensetzten Betrieb des AX- und des TR-Anregungssystems (Abs. 3.2.3). Ein direkter Nachweis für die konstruktive Überlagerung der beiden Geschwindigkeitsschwankungen kann nicht erbracht werden, da das AX-Anregungssystem bei SI-Anregung mit einer deutlich verringerten Anregungsspannung  $U(\omega)$  betrieben wird. Bei AX- und SI-Anregung wurde die Anregungsspannung U(w) des AX-Anregungssystems iterativ angepasst, bis die normierte Anregungsamplitude im gesamten, untersuchten Frequenzbereich 6% beträgt (Abs. 4.3). Auf der linken Seite in Abbildung 6.10 ist die relative Änderung der Anregungsspannung  $U(\omega)$  bei SI-Anregung gegenüber der AX-Anregung dargestellt. Daraus geht eindeutig hervor, dass zum Erreichen der normierten Anregung von 6% bei SI-Anregung im gesamten Frequenzbereich eine deutlich geringere Anregungsspannung U(ω) benötigt wird. Die Änderungen der Anregungsspannung korrelieren in erster Näherung mit dem Amplitudenverlauf der Geschwindigkeitsschwankung (rechte Seite), die durch die TR-Anregung induziert wird. Dies ist ein qualitativer Nachweis für die konstruktive Überlagerung der Geschwindigkeitsschwankung der AX-Anregung und der von der TR-Anregung induzierten Geschwindigkeitsschwankung. Ein direkter Nachweis für die konstruktive Überlagerung durch die komplexe Summierung der beiden gleichförmigen axialen Geschwindigkeitsschwankungen kann nicht erbracht werden. Hierfür hätte die gleichförmige axiale Geschwindigkeitsschwankung bei AX-Anregung mit der Anregungsspannung U(w) der SI-Anregung bestimmt werden müssen. Eine entsprechende Messung wurde jedoch nicht durchgeführt. Die bisherigen Ausführungen haben verdeutlicht, dass die quantitative Bestimmung des Einflusses der TR-Anregung auf die FTF nur bei SI-Anregung erfolgend kann. Eine Voraussetzung für dieses Vorgehen ist, dass die Ausbildung der rotierenden Strömungsschwankung bei SI-Anregung und TR-Anregung identisch ist.

Auf der linken Seite in Abbildung 6.11 sind die Amplitudenverläufe der rotierenden Strömungsschwankung u'<sub>ROT</sub> bei TR- und SI-Anregung für Betriebspunkt P2 gegenübergestellt. Die rotierende Strömungsschwankung u'<sub>ROT</sub> wurde in beiden Anregungsfällen durch die Subtraktion der gleichförmigen axialen Geschwindigkeitsschwankung u'<sub>GF</sub> nach Gleichung 6.1 und 6.2 bestimmt. Die gleichförmigen axialen Geschwindigkeitsschwankungen wurde zuvor anhand von Abbildung 6.10 erörtert. Die rechte Seite von Abbildung 6.11 zeigt die Amplitudenverläufe der rotierenden Strömungsschwankung bei SI-Anregung für die drei Betriebspunkte P1, P2 und P3 über der Sr-Zahl. Die Amplitudenverläufe der Betriebspunkte P1 und P3 wurden ebenfalls durch die Subtraktion der gleichförmigen axialen Geschwindigkeitsschwankungen ermittelt.



Abbildung 6.11: Amplitudenverlauf der rotierenden Strömungsschwankung u'<sub>ROT</sub> bei TRund SI-Anregung bei Betriebspunkt P2 (links); Amplitudenverläufe der rotierenden Strömungsschwankung u'<sub>ROT</sub> bei SI-Anregung für die drei Betriebspunkte P1, P2 und P3 (rechts) [TD1-16, GBK, -X-, -X-].

Die Amplitudenverläufe der rotierenden Strömungsschwankung u'<sub>ROT</sub> bei TR- und SI-Anregung stimmen über den gesamten Frequenzbereich überein. Die trotz unterschiedlicher, gleichförmiger axialer Geschwindigkeitsschwankungen u'GF ermittelte Übereinstimmung der Amplitudenverläufe belegt, dass die rotierende Strömungsschwankung nicht von der Anregungskonfiguration beeinflusst bzw. verändert wird. Ein weiterer Nachweis hierfür ist, dass auch die Abhängigkeit der rotierenden Strömungsschwankung vom Massenstrom bei SI-Anregung identisch zu TR-Anregung ist. Die Skalierung der rotierenden Strömungsschwankung über der Sr-Zahl zeigt, dass die Amplitudenverläufe der Betriebspunkte P1, P2 und P3 übereinander liegen (Abbildung 6.6). Die Änderungen der rotierenden Strömungsschwankung mit dem Massenstrom bei SI-Anregung und bei TR-Anregung stimmen überein. Die Voraussetzung, dass sich die Charakteristiken der rotierenden Strömungsschwankung bei SI- und TR-Anregung nicht unterscheiden, ist mit den Ausführungen zu Abbildung 6.11 erfüllt. Die dargelegten Erkenntnisse zur SI-Anregung sind die Grundlage für die Gegenüberstellung der FTF bei AX-und SI-Anregung in Abschnitt 6.3.

Nachfolgend wird gezeigt, dass mit dem entwickelten Transportmodell die Amplitudenverläufe der vier CTA-Sonden bei SI-Anregung sehr genau beschrieben werden können. Die exakte Beschreibung der CTA-Signale belegt, dass die Modellierung die Transportprozesse in Umfangsrichtung korrekt erfasst. Auf diesem Nachweis basiert die Übertragung der Erkenntnisse zur TR- bzw. SI-Anregung auf einen gasturbinentypischen Vormischbrenner in Abschnitt 6.4. Zunächst wird die theoretische Berechnung der CTA-Signale vorgestellt, die auf der Überlagerung der gleichförmigen und der rotierenden axialen Geschwindigkeitsschwankung gemäß der Gleichung 6.1 basiert. Dabei wird erläutert, wie die Ergebnisse des Transportmodelles mit berücksichtigt werden und welche Annahmen getroffen wurden. Anschließend werden die experimentell ermittelten und modellierten CTA-Signale vorgestellt und analysiert. Die dabei aufgezeigte Übereinstimmung zwischen den experimentellen und den theoretischen Amplitudenverläufen der vier CTA-Sonden bei SI-Anregung zeigt, dass die zugrunde liegenden Transportprozesse im TD1-Brenner bei SI-Anregung verstanden und korrekt beschrieben sind.

Die Modellierung der CTA-Signale bei SI-Anregung basiert auf der Überlagerung der gleichförmigen axialen Geschwindigkeitsschwankung und der rotierenden axialen Geschwindigkeitsschwankung, die zu Beginn dieses Abschnitts erörtert wurden. Die Modellierung der CTA-Signale beinhaltet zwei Ergebnisse des entwickelten Transportmodells. Dies ist zum einen die konvektive Transportzeit  $\tau_s$  (Gln. 5.11) und zum anderen die Beschreibung der helikalen Strombahn, die bei der Bestimmung der Abhängigkeit der Frequenz maximaler konstruktiver Überlagerung f<sub>MKÜ</sub> vom Massenstrom in Abschnitt 6.1.3 eingeführt wurde (Gln. 6.10 bis 6.12). Für die Modellierung der CTA-Signale u'<sub>i</sub>( $\omega$ ) wurden folgende Gleichungen verwendet:

$$u'_{i}(\omega) = u'_{GF}(\omega) + u'_{ROT,i}(\omega), \qquad (6.14)$$

$$u'_{GF}(\omega) = \hat{u}_{GF} \cdot e^{-i\omega t - i\varphi_{GF}(\omega)}, \tag{6.15}$$

$$u'_{ROT,i}(\omega) = \hat{u}_{ROT}(\omega) \cdot e^{-i\omega t - i\varphi_{DS,270^{\circ}}(\omega) - i\omega\tau_{S} - i\pi - i\theta_{HS} - i\theta_{CTA,i}}.$$
(6.16)

Die formelle Erfassung der rotierenden Strömungsschwankung u'<sub>ROT,i</sub> ist im Vergleich zur gleichförmigen, axialen Geschwindigkeitsschwankung u'<sub>GF</sub> deutlich komplexer. Die Amplitude  $\hat{u}_{GF}$  der gleichförmigen Schwankung wurde gleich dem Mittelwert der entsprechenden, experimentellen Amplitude gesetzt. Für die Amplitude  $\hat{u}_{ROT}$  wurde die Polynomapproximation verwendet, die für die Bestimmung der Frequenz und der Amplitude der rotierenden Strömungsschwankung in Abschnitt 6.1.3 herangezogen wurde. Für die Phase  $\phi_{GF}$  wurden die absoluten, experimentellen Phasenwerte direkt übernommen. Da der absolute Phasenverlauf eine Funktion der Akustik des axialen Anregungssystems ist, muss hier auf experimentellen Daten aufgebaut werden. Dies gilt auch für die Phase  $\varphi_{DS}$  der transversalen Anregung, für welche die Phasenwerte des Drallschlitzes bei 270° (DS 7) verwendet wurden. Die AX- und die TR-Anregung werden bei SI-Anregung mit einer festgelegten Phasenrelation betrieben. Aus den verschiedenen geometrischen Abmessungen ergeben sich unterschiedliche Eigenfrequenzen der beiden Anregungssysteme, was wiederum zu Abweichungen von der festgelegten Phasenrelation am Drallbrenner führt. Aus diesem Grund muss für die Modellierung auf die experimentellen Phasenwerte der AX- und der TR-Anregung zurückgegriffen werden. Die verwendeten Phasenwerte geben somit an, welche Phasendifferenz zwischen den beiden Anregungen am Eintritt des Drallregisters vorliegt. Die vier letzten Terme des Exponenten in der Gleichung 6.16 beschreiben den Transport der rotierenden Strömungsschwankung im Drallbrenner sowie die geometrische Positionierung der CTA-Sonden in der Brennerdüse. Die Beschreibung dieser Terme wird nachfolgend erörtert:

- $-i\omega\tau_s$ : Mit dem konvektiven Zeitverzug wird die aus den unterschiedlichen Transportgeschwindigkeiten resultierende Phasendifferenz erfasst. Der Zeitverzug wurde über die Gleichung 5.10 bestimmt (Abs.5.1.3).
  - -iπ: Ein Phasenversatz um 180° ist enthalten, um den Übergang von dem Bereich erhöhter Umfangsgeschwindigkeit zur Asymmetrie der axialen Geschwindigkeitsschwankung zu berücksichtigen. Nach Gleichung 6.7 sind die Asymmetrien der beiden Geschwindigkeitskomponenten in der Brennerdüse um 180° phasenversetzt, was entsprechend mit einzubeziehen ist (Abs. 6.1.2).
- $-i\theta_{HS}$ : Bei der rotierenden Strömungsschwankung muss die aus der helikalten Strombahn resultierende Verdrehung des Bereiches erhöhter Umfangsgeschwindigkeit zwischen Drallregister und Brennerdüse mit erfasst werden. Da die Rotation mit der Anregungsfrequenz erfolgt, entspricht eine Verdrehung der Umfangsposition einer identischen Phasendifferenz. Mit der Erweiterung des Transportmodels um die Beschreibung der Umfangsgeschwindigkeit (Abs. 6.1.3) wurde die Verdrehung zwischen Drallregister und Brennerdüse ermittelt. Auf die Bestimmung der Verdrehung wird noch genauer eingegangen.
- -iθ<sub>CTA,i</sub>: Neben dieser Verdrehung ist auch der Umfangswinkel der einzelnen CTA-Messpositionen gegenüber dem, als Referenz gewählten Drallschlitz bei 270° (DS 7) mit zu berücksichtigen.

Mit der beschriebenen Modellierung der CTA-Signale in der Brennerdüse wurde eine sehr gute Übereinstimmung mit den experimentellen Messdaten erzielt, wie nachfolgend dargelegt wird. Bevor auf diese Übereinstimmung eingegangen wird, werden die experimentell ermittelten CTA-Signale erörtert. Aus der Überlagerung der gleichförmigen und der rotierenden axialen Geschwindigkeitsschwankungen ( $u'_{GF}$  und  $u'_{ROT}$ ) resultiert eine komplexe Verteilung der CTA-Signale in der Brennerdüse. Die Ursache für diese komplexe Verteilung wird an dieser Stelle detailliert analysiert, da dies Grundlage für die Diskussion der resultierenden Flammenstruktur in Abschnitt 6.2 ist. In Abbildung 6.12 sind die gemessenen (links) und die modellierten (rechts) Amplitudenverläufe (oben) und Phasendifferenzen (unten) der vier CTA-Sonden (1 bis 4) bei SI-Anregung für Betriebspunkt P2 dargestellt. Bei den Amplitudenverläufen ist zudem die gleichförmige (GF) axiale Geschwindigkeitsschwankung mit aufgeführt. Die Phasendifferenzen wurden in Bezug auf die Phase der gleichförmigen axialen Geschwindigkeitsschwankung u'<sub>GF</sub> ermittelt.



Abbildung 6.12: Gegenüberstellung der experimentell bestimmten (links) und der modellierten (rechts) Signale der vier CTA-Sonden bei SI-Anregung für Betriebspunkt P2; Bei den Amplitudenverläufen (oben) ist zudem die gleichförmige axiale Geschwindigkeitsschwankung (GF) mit aufgetragen; Die Phasendifferenzen (unten) sind auf die Phase der gleichförmigen Geschwindigkeitsschwankung u'<sub>GF</sub> bezogen [TD1-16, GBK, SI, P2].

Die Amplituden der vier CTA-Sonden zeigen ein alternierendes Verhalten gegenüber der gleichförmigen, axialen Geschwindigkeitsschwankung u'GF. Dies wird hervorgerufen durch die entweder konstruktive oder destruktive Überlagerung der gleichförmigen, axialen Geschwindigkeitsschwankung und der rotierenden Strömungsschwankung. Entscheidend hierfür ist, dass die Phase der gleichförmigen, axialen Geschwindigkeitsschwankung unabhängig von der Umfangsposition ist, wohingegen sich die Phase der rotierenden Strömungsschwankung mit der Umfangsposition ändert. Hierfür ist der konvektive Zeitverzug zwischen Drallerzeuger und Brennerdüse maßgeblich. Die Ausbreitung der gleichförmigen, axialen Geschwindigkeitsschwankung vom Drallerzeuger zur Brennerdüse erfolgt mit Schallgeschwindigkeit, wohingegen die rotierende Strömungsschwankung konvektiv transportiert wird (Abs. 2.2). Die Phasenbeziehung zwischen den beiden Schwankungen verändert sich mit der Frequenz, weil die konvektive Transportzeit für einen gegebenen Massenstrom konstant ist. Aus diesem Grund wechselt für die einzelnen CTA-Sonden die Form der Überlagerung, konstruktiv oder destruktiv, mit der Frequenz. Die CTA-Sonden 1 und 4 erfahren im unteren Frequenzbereich eine konstruktive Überlagerung, die mit steigender Frequenz in eine destruktive Überlagerung übergeht. Die CTA-Sonden 2 und 3 zeigen einen umgekehrten Verlauf mit der Frequenz. Die Charakteristiken dieser konstruktiven bzw. destruktiven Überlagerung sind vergleichbar mit Ausführungen zum Amplitudenverlauf der FTF in Abschnitt 2.2.3. Die Phasendifferenz der einzelnen CTA Sonden weist ebenfalls ein alternierendes Verhalten auf, wobei alle CTA-Sonden positive und negative Phasendifferenzen aufweisen. Die Phasendifferenz gibt keinen Aufschluss über die Form der Überlagerung. Auf umfassendere Erläuterungen wird bei der Phasendifferenz verzichtet, da hier nur das alternierende Verhalten von Bedeutung ist. Im Abschnitt 6.2 werden die Änderungen der dynamischen Flammenstruktur bei TR- und SI-Anregung vorgestellt und erörtert. Dabei wird gezeigt, dass die dynamische Flammenstruktur bei SI-Anregung Bereiche konstruktiver und destruktiver Überlagerung aufweist, die auf die zuvor dargelegte Überlagerung der gleichförmigen und der rotierenden axialen Geschwindigkeitsschwankungen zurückzuführen sind.

Der Vergleich der experimentell ermittelten und modellierten CTA-Signale in Abbildung 6.12 weist eine hohe qualitative und quantitative Übereinstimmung auf. Die geringen Abweichungen zwischen Experiment und Modell sind auf die Approximationen der Amplituden  $\hat{u}_{GF}$  und  $\hat{u}_{ROT}$  zurückzuführen. Die alternierenden Amplitudenverläufe der vier CTA-Sonden sowie deren Phasendifferenzen werden korrekt beschrieben. Bis ca. 150 Hz werden die Bereiche konstruktiver und destruktiver Überlagerung bzw. positiver und negativer Phasendifferenz vom Modell exakt wiedergegeben. Die gute Reproduktion der CTA-Signale bestätigt die Überlegungen zur Überlagerung der beiden Geschwindigkeitsschwankungen und belegt, dass es sich bei den experimentell ermittelten CTA-Signalen keineswegs um eine zufällige Verteilung handelt. Aus den übereinstimmenden Verläufen der Amplituden und der Phasendifferenzen wird die Schlussfolgerung gezogen, dass die grundlegenden Transportvorgänge im Drallbrenner bei SI-Anregung korrekt erfasst und beschrieben worden sind.

Bei der Modellierung der CTA Signale wurde eine Verdrehung von  $\theta_{HS} = 251^{\circ}$ für die erzielte Übereinstimmung verwendet. Der Wert von  $\theta_{HS}$  wurde mit dem entwickelten Transportmodell berechnet. Die Bestimmung erfolgte analog zur der Berechnung in Abschnitt 6.1.3, wobei die x-Position ermittelt wurde, an der eine Verdrehung von 180° gegenüber dem Brennereintritt erreicht wird. Das gibt für die Strombahn vom Drallregister Transportmodell zur der CTA-Messebene bzw. zum Brenneraustritt einen Veränderung der Umfangsposition von 251° bzw. 346° an. Demnach erfährt ein Fluidelement während des Transportes vom Brennereintritt bis zum -austritt knapp eine komplette Umdrehung. Dies stimmt prinzipiell mit CFD-Simulationen des TD1-16-Brenners überein, die für die Strombahnen zwischen Ein- und Austritt etwa 1-1,1 Umdrehungen angeben [100][103]. Der Vergleich mit CFD-Simulationen belegt, dass das Modell den Transport in Umfangsrichtung in erster Näherung korrekt beschreibt bzw. tendenziell leicht unterschätzt. Der im Transportmodell eingeführte Parameter d<sub>AB</sub> zur Berücksichtigung der Abnahme des Drehimpulses im Brenner wurde empirisch ermittelt, wobei verschiedene Anforderungen erfüllt werden mussten. Der verwendete Wert  $d_{AB} = 0,1$  stellt ein Optimum in Bezug auf die Beschreibung der Frequenz maximaler konstruktiver Überlagerung f<sub>MKÜ</sub> (Gln. 6.13), die Modellierung der CTA-Signale (Abbildung 6.12) und die Übereinstimmung mit der CFD-Simulation dar. Zwar liefert eine Vernachlässigung des Modellparameters d<sub>AB</sub> auch noch akzeptable Ergebnisse, wie aus dem geringen Wert von d<sub>AB</sub> hervorgeht. Der Grund für die Verwendung des Modellparameters ist neben der verbesserten Erfüllung der zuvor aufgeführten Anforderungen, die möglichst korrekte Abbildung der physikalischen Vorgänge. Dies wurde durch die Ausführungen zu Gleichung 6.11 erörtert und begründet. Zusammenfassend ist festzuhalten, dass das entwickelte Transportmodell neben der korrekten Beschreibung des konvektiven Zeitverzuges auch den Transport in Umfangsrichtung in erster Näherung korrekt erfasst. Dies wurde durch die Funktion für die Frequenz maximaler konstruktiver Überlagerung f<sub>MKÜ</sub> (Gln. 6.13) und die Modellierung der CTA-Signale (Abbildung 6.12) nachgewiesen.

# 6.1.5 Zusammenfassung zum Übertragungsverhalten des TD1-16-Brenners bei TR-Anregung

Nachfolgend werden die wesentlichen Erkenntnisse zur rotierenden Strömungsschwankung bei TR- und SI-Anregung aus den Abschnitten 6.1.3 und 6.1.4 zusammengefasst. In dieser Zusammenfassung sind die am Ende von Abschnitt 6.1.2 aufgelisteten Charakteristiken der rotierenden Strömungsschwankung mit aufzunehmen, auf die an dieser Stelle verwiesen wird. Die Erläuterungen zum dynamischen Flammenverhalten bei TR- und SI-Anregung in den Abschnitten 6.2 und 6.3 sowie die Übertragung der Ergebnisse auf einen gasturbinentypischen Vormischbrenner in Abschnitt 6.4 basiert auf den Erkenntnissen zum Übertragungsverhalten des TD1-Brenners. Die wesentlichen Erkenntnisse sind:

- Der zugrunde liegende Überlagerungsmechanismus der die Ausbildung der rotierenden Strömungsschwankung bewirkt wurde als konvektiver Transportprozess identifiziert. Die Frequenz maximaler konstruktiver Überlagerung  $f_{MKU}$  verschiebt sich folglich mit zunehmendem Luftmassenstrom zu höheren Frequenzen.
- Es wurde nachgewiesen, dass die Verbrennung die Ausbildung der rotierenden Strömungsschwankung bei TR-Anregung nicht beeinflusst.
- Für die quantitative Bestimmung des Einflusses der TR-Anregung auf die FTF ist die SI-Anregung erforderlich. Die Charakteristiken der rotierenden Strömungsschwankung werden durch die zusätzliche AX-Anregung nicht verändert. Dies wurde als Voraussetzung für die Gegenüberstellung der FTF bei AX- und SI-Anregung dargelegt.
- Mit dem entwickelten Transportmodell werden die Frequenz maximaler konstruktiver Überlagerung und die CTA-Signale in der Brennerdüse korrekt beschrieben. Diese exakte Erfassung der konvektiven Transportvorgänge ist die Grundlage für die Übertragbarkeit der Ergebnisse.

### 6.2 Flammendynamik bei TR- und SI-Anregung

In diesem Abschnitt werden die Ergebnisse zum qualitativen Einfluss der TR- und SI-Anregung auf die dynamische Flammenstruktur vorgestellt und erörtert. Für die Analyse der dynamischen Flammenstruktur werden die amplitudengewichteten Phasenbilder (AGP) verwendet, deren Erstellung in Abschnitt 4.2.3 erläutert wurde. Im ersten Abschnitt wird die signifikante Änderung der dynamischen Flammenstruktur durch die TR-Anregung mit dem Vergleich der AGP bei AX-, TR- und SI-Anregung analysiert. Es wird gezeigt, dass die von der TR-Anregung hervorgerufene rotierende Strömungsschwankung konvektiv zur Flamme transportiert wird und eine rotierende Flammenstruktur bewirkt. Anschließend wird dargelegt, dass die Bestimmung der Frequenz maximaler konstruktiver Überlagerung auch aus den AGP-Bildern erfolgen kann. Damit wird nachgewiesen, dass die Charakteristiken der rotierenden Strömungsschwankung direkt auf die Flamme übertragen werden. Abschließend wird nachgewiesen, dass die qualitativen Änderungen der Flammenstruktur bei SI-Anregung für die Betriebspunkte P1, P2 und P3 bei den entsprechenden Frequenzen maximaler konstruktiver Überlagerung identisch sind.

#### 6.2.1 Rotierende Flammenstruktur bei TR- und SI-Anregung

In diesem Abschnitt werden die qualitativen Änderungen der dynamischen Flammenstruktur bei TR- und SI-Anregung erläutert. Um die signifikanten Änderungen der dynamischen Flammenstruktur zu verdeutlichen, werden zum einen die AGP-Bilder der drei Anregungskonfigurationen gegenübergestellt und zum anderen die Verschiebung der Flammenschwerpunkte analysiert.

In Abbildung 6.13 sind die AGP-Bilder für die Anregungskonfigurationen, AX, TR und SI, aus zwei Betrachtungsrichtungen dargestellt (Abs. 4.2.3). Die Anregungsfrequenz von 70 Hz ist bei Betriebspunkt P2 die Frequenz maximaler konstruktiver Überlagerung  $f_{MKU}$  (Abbildung 6.7). Die Amplitude der gleichförmigen, axialen Geschwindigkeitsschwankung u'<sub>GF</sub> betrug bei AX- und SI-Anregung 1,3 m/s, während bei TR- und SI-Anregung die Amplitude der rotierenden Strömungsschwankung u'<sub>ROT</sub> ~1,0 m/s aufwies. Es sei darauf hingewiesen, dass bei TR-Anregung mit 70 Hz die induzierte, gleichförmige axiale Geschwindigkeitsschwankung u'<sub>GF</sub> vernachlässigt werden kann, wie aus Abbildung 6.10 zu entnehmen ist.



**Abbildung 6.13:** AGP-Bilder aus der seitlichen Betrachtung (links) und der Betrachtung von stromab (rechts) bei AX-, TR- und SI-Anregung; Die dargestellte Anregungsfrequenz von 70 Hz entspricht bei Betriebspunkt P2 der Frequenz maximaler konstruktiver Überlagerung [TD1-16, GBK, -X-, P2].

Die AX-Anregung veranschaulicht den konvektiven Transport der gleichförmigen, axialen Geschwindigkeitsschwankung von der Brennerdüse entlang der kegelförmigen Flammenform. Aus der seitlichen Betrachtung wird dies von den kontinuierlich fallenden Phasenwerten mit zunehmendem Abstand von der Brennerdüse aufgezeigt. Die Betrachtung von stromab zeigt entsprechend eine abnehmende Phase mit zunehmendem radialen Abstand von der Brennerdüse, wobei auch ein ringförmiger Bereich mit geringer Amplitude vorliegt. Die Ursache hierfür ist die destruktive Interaktion der Flammenbereiche entlang dieser Betrachtungslinie, was aus der seitlichen Betrachtung ersichtlich ist. Die wesentliche Erkenntnis aus der AX-Anregung ist, dass die dynamische Flammenstruktur eindeutig symmetrisch zur Brennerachse ist. Die AX-Anregung dient hier als Referenz gegenüber den beiden anderen Anregungsszenarien.

Bei TR-Anregung ist die dynamische Flammenstruktur asymmetrisch und grundlegend verschieden zur AX-Anregung. Die Ursache für diese asymmetrische Flammenstruktur ist die rotierende Strömungsschwankung, die von der Brennerdüse zur Hauptreaktionszone der Flamme transportiert wird. Durch die rotierende Strömungsschwankung erfolgt eine über den Umfang der Brennerdüse ungleichförmige Zufuhr des Brennerstoff-Luft-Gemisches in die Brennkammer. Diese ungleichförmige Zufuhr führt zu einer lokalen Modulation der Wärmefreisetzung, woraus die asymmetrische Flammenstruktur resultiert. Die Betrachtung von stromab veranschaulicht eine in Drehrichtung kontinuierlich fallende Phase. Die Drehrichtung der Strömung ist bei Betrachtung von stromab entgegen dem Uhrzeigersinn orientiert. Die kontinuierlich in Umfangsrichtung fallende Phase belegt die direkte Veränderung der dynamischen Flammenstruktur durch die rotierende Strömungsschwankung. Mit der Erkenntnis, dass die Flammendynamik ein rotierendes Verhalten aufweist, wird das asymmetrische Erscheinungsbild der seitlichen Betrachtung verständlich. Wird eine Rotationsbewegung senkrecht zu ihrer Drehachse betrachtet, erscheint diese als geradlinige Bewegung. Aus diesem Grund ergibt sich bei der seitlichen Betrachtung der dynamischen Flammenstruktur eine Phasendifferenz 180° zwischen der oberen und der unteren Flammenhälfte. Aus der seitlichen Betrachtung allein ist kein eindeutiger Nachweis einer rotierenden Flammendynamik möglich, was die Notwendigkeit und die Bedeutung der Betrachtung von stromab untermauert. Bei TR-Anregung ist festzuhalten, dass die rotierende Strömungsschwankung eine rotierende Flammendynamik bewirkt.

Die Asymmetrie der dynamischen Flammenstruktur ist bei SI-Anregung deutlich stärker ausgeprägt als bei TR-Anregung. Bei der seitlichen Betrachtung ist die 180° Phasendifferenz zwischen der oberen und unteren Flammenhälfte noch auszumachen. Das Gleiche gilt für die in Umfangsrichtung fallende Phase bei der Betrachtung von stromab. Die Ursache der ausgeprägten Asymmetrie der dynamischen Flammenstruktur ist die Überlagerung der gleichförmigen und der rotierenden Schwankungen. Die Ausführungen zur Überlagerung bei der Analyse der CTA-Signale in Abschnitt 6.1.4 treffen auch auf die dynamische Flammenstruktur zu. Bei AX- und bei TR-Anregung weisen die unteren Flammenhälften aus der seitlichen Betrachtung sehr ähnliche Phasenwerte auf. Dies trifft auch für den unteren rechten Sektor bei der Betrachtung von stromab zu. In diesen Bereichen ergibt sich bei SI-Anregung eine konstruktive Überlagerung der beiden Schwankungen, was zu deren deutlich signifikanteren Erscheinung führt. Die jeweils gegenüberliegenden Bereiche sind in den beiden Anregungsfällen phasenversetzt und überlagern sich folglich destruktiv. Aus diesem Grund sind diese Bereiche bei SI-Anregung deutlich schlechter auszumachen, als die Bereiche konstruktiver Überlagerung. Die wesentliche Erkenntnis der SI-Anregung ist, dass beide Schwankungen bzw. deren Überlagerung in der dynamischen Flammenstruktur erkennbar sind.

Um die bisherigen Ausführungen zur dynamischen Flammenstruktur anschaulicher auszudrücken, wurde die Änderung der Flammenschwerpunkte ausgewertet. Hierfür wurden die Flammenschwerpunkte  $x_{FSP}$ ,  $y_{FSP}$  und  $z_{FSP}$  für jedes einzelne der insgesamt 20 phasenaufgelösten Mittelwertbilder bestimmt. Die Berechnung der Flammenschwerpunkte erfolgte gemäß der allgemeinen Definition des geometrischen Schwerpunktes

$$x_{FSP} = \frac{\sum_{i=1}^{x_{max}} x_i \cdot \sum_{j=1}^{j_{max}} I_{i,j}}{\sum_{i=1}^{x_{max}} \sum_{j=1}^{j_{max}} I_{i,j}} , \qquad (6.17)$$

wobei  $I_{i,j}$  die OH\*-Intensität des entprechenden Pixels kennzeichnet. Die Bestimmung der Flammenschwerpunkte  $y_{FSP}$  und  $z_{FSP}$  erfolgte analog zur angegebenen Gleichung, wobei die beiden Betrachtungsrichtungen entsprechend ausgewertet wurden. Aus der seitlichen Betrachtung wurden die x- und z-Koordinaten der Flammenschwerpunkte ermittelt und entsprechend aus der Betrachtung von stromab die y- und z-Koordinaten. In Abbildung 6.14 sind die relativen Abweichungen der Flammenschwerpunkte der 20 phasenaufgelösten Mittelwertbilder vom Flammenschwerpunkt des gesamten Mittelwertbildes dargestellt. Für die Bestimmung der Abweichungen der Flammenschwerpunkte für die beiden Betrachtungsrichtungen und die drei Anregungskonfigurationen wurden die Aufnahmen von Abbildung 6.13 verwendet. Die Abweichungen der Flammenschwerpunkte geben Aufschluss über die Flammenbewegung über eine Anregungsperiode. In Abbildung 6.14 ist zudem die durch Addiation der Flammenschwerpunkte von AX- und TR-Anregung berechnete Flammenbewegung (AX+TR) mit aufgeführt.



Abbildung 6.14: Relative Abweichung der Flammenschwerpunkte der 20 phasenaufgelösten Mittelwertbilder vom Flammenschwerpunkt des gesamten Mittelwertbildes für die drei Anregungskonfigurationen aus den beiden Betrachtungsrichtungen (seitlich: links, stromab: rechts); Die Anregungsfrequenz betrug 70 Hz; Ebenfalls mit dargestellt ist die aus AX- und TR-Anregung berechnete Flammenbewegung (AX+TR) [TD1-16, GBK, -X-, P2].

Die Flammenbewegung bei AX-Anregung ist ausschließlich in Strömungsrichtung orientiert, wobei die Verlagerung des Flammenschwerpunktes über eine Anregungsperiode 5 mm beträgt. Dies resultiert aus dem konvektiven Transport der gleichförmigen, axialen Geschwindigkeitsschwankung entlang der Flammenstruktur, wodurch sich die Flamme auf den Brenneraustritt zu und wieder weg bewegt. Aus der Betrachtung von stromab tritt in diesem Fall keine Veränderung des Flammenschwerpunktes auf, was sich aus der wechselnden Bewegung der Flamme in Betrachtungsrichtung ergibt.

Die Verläufe des Flammenschwerpunktes bei TR-Anregung bestätigen die bisherigen Erkenntnisse zur rotierenden Flammenstruktur. Bei der Betrachtung von stromab durchläuft der Flammenschwerpunkt eine in erster Näherung kreisförmige Bahn. Dies resultiert aus dem Transport der rotierenden Strömungsschwankung in die Hauptreaktionszone, wodurch eine lokale Modulation der Wärmefreisetzung hervorgerufen wird. Die Kreisbewegung erfolgt dabei auf einem Radius von über 4 mm. Folglich liefert die seitliche Betrachtung eine Bewegung in z-Richtung. Diese Bewegung weist zwar auch eine geringfügige Veränderung in x-Richtung auf, sie ist jedoch als geradlinige Bewegung in z-Richtung aufzufassen.

Die Ausführungen zur Überlagerung der beiden Geschwindigkeitsschwankungen bei SI-Anregung werden auch von der Veränderung des Flammenschwerpunktes verifiziert. Die Kreisbahnen der TR- und der SI-Anregung sind nahezu identisch, da die AX-Anregung bei der Betrachtung von stromab keinen Einfluss hat. Die Überlagerung der beiden Geschwindigkeitsschwankungen führt bei der seitlichen Betrachtung zu einer Flammenbewegung in x-z-Richtung, die sich aus den beiden geradlinigen Bewegungen bei AX- und TR-Anregung zusammensetzt. Diese Vorstellung zur Überlagerung wird von der Übereinstimmung zwischen dem tatsächlichen Verlauf des Flammenschwerpunktes bei SI-Anregung und dem aus AX- und TR-Anregung berechneten Verlauf bestätigt (AX+TR).

Zusammenfassend ist festzuhalten, dass die von der TR-Anregung erzeugte rotierende Strömungsschwankung die dynamische Flammenstruktur substantiell beeinflusst. Folglich wird der dynamischen Flammenstruktur ebenfalls eine rotierende Flammenstruktur aufgeprägt, was durch die AGP-Bilder und die Bewegung des Flammenschwerpunktes nachgewiesen wurde. Bei SI-Anregung erfasst die dynamische Flammenstruktur die Überlagerung der beiden Geschwindigkeitsschwankungen, wobei die gleichen Merkmale wie bei den überlagerten CTA-Signalen identifiziert wurden (Abs. 6.1.4).

Abschließend wird darauf hingewiesen, dass die Erkenntnisse über die Änderungen der dynamischen Flammenstruktur bei TR-Anregung mit den Ergebnissen von Kunze [44] übereinstimmen. Wie in Abbildung 2.7 veranschaulicht ist, wurde bei Anregung der ersten Umfangsmode eine deutlich asymmetrische Flammenbewegung ermittelt. Diese stimmt prinzipiell mit der in diesem Abschnitt dargelegten Flammenbewegung quer zur Strömungsrichtung überein. Dies belegt, dass der entwickelte Einzelbrennerprüfstand den Einfluss von Umfangsschwingungen in Ringbrennkammern korrekt abbildet.

#### 6.2.2 Qualitativer und quantitativer Zusammenhang zwischen rotierender Strömungsschwankung und dynamischer Flammenstruktur

In diesem Abschnitt wird die rotierende Flammenstruktur in dem Frequenzbereich analysiert, in dem gemäß der Erkenntnisse aus Abschnitt 6.1 die rotierende Strömungsschwankung am stärksten ausgeprägt ist. Es wird gezeigt, dass die AGP-Bilder im Frequenzbereich signifikanter konstruktiver Überlagerung die Charakteristiken der rotierenden Flammenstruktur aufweisen, die im vorherigen Abschnitt erläutert wurden. Anschließend wird ein quantitativer Zusammenhang zwischen der rotierenden Strömungsschwankung in der Brennerdüse und der rotierenden Flammenstruktur entwickelt. Daraus geht hervor, dass die Frequenz maximaler konstruktiver Überlagerung f<sub>MKÜ</sub> auch aus den AGP-Bilder ermittelt werden kann. Mit dem entwickelten Zusammenhang wird zudem der konvektive Transport der rotierenden Strömungsschwankung von der Brennerdüse zur Hauptreaktionszone erörtert.


Abbildung 6.15: AGP-Bilder bei TR-Anregung aus den beiden Betrachtungsrichtungen für die Anregungsfrequenzen 60 Hz, 70 Hz und 80 Hz [TD1-16, GBK, TR, P2].

In Abbildung 6.15 sind für Betriebspunkt P2 die AGP-Bilder bei TR-Anregung mit 60 Hz, 70 Hz und 80 Hz dargestellt. Die AGP-Bilder bei 70 Hz ( $f_{MKU}$ ) sind dabei identisch zur Abbildung 6.13 und hier zur Veranschaulichung der Änderungen mit der Frequenz nochmals aufgeführt. Es wird auch hier darauf hingewiesen, dass die durch die TR-Anregung induzierte, gleichförmige Geschwindigkeitsschwankung u'<sub>GF</sub> vernachlässigt werden kann, da diese für die betrachteten Frequenzen sehr gering ist (Abbildung 6.10).

Für alle drei Anregungsfrequenzen ist das grundlegende Muster der dynamischen Flammenstruktur qualitativ identisch. Dies ist ein Beleg für den direkten Zusammenhang zwischen der rotierenden Strömungsschwankung und der rotierenden Flammenstruktur. Die AGP-Bilder der Anregungsfrequenzen 60 Hz und 80 Hz weisen genau die Charakteristiken auf, die aus der Analyse der TR-Anregung bei 70 Hz im vorherigen Abschnitt ermittelt wurden. Aus den seitlichen Betrachtungen ist eine 180° Phasendifferenz zwischen unterer und oberer Flammenhälfte eindeutig ersichtlich. Der Nachweis der rotierenden Flammendynamik über die in Umfangsrichtung fallende Phase ist für alle drei Anregungsfrequenzen eindeutig zu erkennen. Aus dieser Abbildung folgt, dass die rotierende Flammenstruktur nicht nur bei der Frequenz maximaler konstruktiver Überlagerung auftritt, sondern in dem Frequenzbereich, in dem die rotierende Strömungsschwankung am stärksten ausgeprägt ist. Folglich kann die Bestimmung des Frequenzbereiches maßgeblicher konstruktiver Überlagerung auch über die AGP-Bilder erfolgen. Dies ist vergleichbar mit der Bestimmung des Frequenzbereiches durch die absoluten Phasendifferenzen benachbarter CTA-Sonden, welche nur im Bereich maßgeblicher konstruktiver Überlagerungsbereich einen Wert von  $\sim 90^{\circ}$  aufweisen (Abbildung 6.4).

Der Vergleich der drei Anregungsfrequenzen in Abbildung 6.15 zeigt zudem einen deutlichen Unterschied der absoluten und relativen Phasenverteilung über die Flamme. Wird ein beliebiger Punkt der dynamischen Flammenstruktur betrachtet, so ist für diesen mit steigender Frequenz eine Abnahme der Phase festzustellen. Ein wesentlicher Grund hierfür liegt im Abfall der absoluten Phasen der TR-Anregung mit zunehmender Anregungsfrequenz. Zudem ist der konvektive Transport der rotierenden Strömungsschwankung zur Hauptreaktionszone zu berücksichtigen, der, wie bei der Phase der FTF, mit steigender Frequenz eine Abnahme der Phase bewirkt. Aus der seitlichen Betrachtung ist neben der Veränderung der absoluten Phasenwerte mit steigender Frequenz auch eine Zunahme der relativen Phasenverteilung über die Flamme auszumachen. Die Ursache hierfür ist ebenfalls der konvektive Transport, der mit zunehmender Frequenz einen Anstieg der relativen Phasendifferenz über die Flamme bewirkt.

165

Bei der Erläuterung der AGP-Bilder in Abschnitt 4.2.3 wurde darauf hingewiesen, dass bei allen AGP-Bildern die Amplitudenwerte größer als das 0,75-fache des maximalen Amplitudenwertes mit maximaler Helligkeit dargestellt sind. Durch diese Skalierungsmethode wurde für alle AGP-Bilder die qualitative Darstellung der dynamischen Flammenstruktur sichergestellt, wie Abbildung 6.15 veranschaulicht. Aufgrund dieser Skalierungsmethode ist jedoch eine direkte Beurteilung des tatsächlichen Einflusses bzw. eine quantitative Vergleichbarkeit nicht möglich. Es ist anzumerken, dass auch bei linearer Skalierung die quantitative Aussagekraft der AGP-Bilder nur bedingt gegeben wäre, da die quantitative Beurteilung der Helligkeit schwierig ist. Nachfolgend wird deshalb eine andere Auswertungsmethode vorgestellt, um den Zusammenhang zwischen der rotierenden Strömungsschwankung und der rotierenden Flammenstruktur zu quantifizieren. Es wird gezeigt, dass die Bestimmung der Frequenz maximaler konstruktiver Überlagerung f<sub>MKÜ</sub> auch über die AGP-Bilder erfolgen kann. An dieser Stelle ist darauf hinzuweisen, dass die Bestimmung der gesamten Amplitude der AGP-Bilder durch die komplexe Summierung aller Pixel zu einer vernachlässigbar geringen Amplitude führt. Dies resultiert aus der erläuterten Phasenverteilung. Auf die Antwort der gesamten Flamme bei TR-Anregung sowie die daraus abgeleiteten Erkenntnisse wird im Abschnitt 6.3 eingegangen. Nachfolgend wird der quantitative Zusammenhang zwischen der rotierenden Strömungsschwankung und der rotierenden Flammenstruktur entwickelt. Hierfür ist die Auswertung der gesamten AGP-Bilder aufgrund der erläuterten, geringen Amplitude nicht zielführend, weshalb die Flamme in zwei Bereiche aufgeteilt wurde.

Für die quantitative Auswertung wurden die AGP-Bilder der seitlichen Betrachtungsrichtung in eine obere und eine untere Flammenhälfte aufgeteilt und diese Bereiche getrennt ausgewertet. Die obere Flammenhälfte (OFH) umfasst dabei den Bereich 0 mm < z < 80 mm, während die untere Flammenhälfte (UFH) entsprechend den Bereich -80 mm < z < 0 mm enthält (Abbildung 6.1). Da bei den Flammenaufnahmen die tiefenintegrierte OH\*-Intensität erfasst wird, werden mit den beiden Bereichen der Flamme die entsprechenden Volumina betrachtet. Die Amplitude und die Phase der Wärmefreisetzungsschwankung dieser beiden Flammenhälften wurden durch die komplexe Summierung der entsprechenden Bereiche der AGP-Bilder berechnet. Die ermittelten Werte wurden um den Beitrag der gleichförmigen Schwankung korrigiert, wenngleich dieser bei den betrachteten Frequenzen sehr gering ist (Abbildung 6.10). Zudem wurde der Zusammenhang zwischen der OH\*-Intensität und der thermischen Leistung analog zur Kalibration des PM berücksichtigt (Abs. 4.2.2). Mit dieser Auswertung wurden die normierten Wärmefreisetzungsschwankungen der beiden Flammenhälften ermittelt (Q'<sub>OFH</sub> und Q'<sub>UFH</sub>). Aufgrund der in Abschnitt 4.2.1 erläuterten Diskrepanz zwischen der lokalen OH\*-Chemilumineszenz und der Wärmefreisetzung ist dieses Vorgehen nicht präzise, jedoch für die betrachtete quantitative Analyse annehmbar. Es ist anzumerken, dass diese Auswertung ebenso für die AGP-Bilder der Betrachtungsrichtung von stromab durchgeführt werden kann, was anschaulicher erscheint. Die vorliegende Aufteilung entspricht dabei einer Unterteilung der Flamme in zwei halbkreisförmige Sektoren. Die entsprechenden Auswertungen der beiden Betrachtungsrichtungen liefern übereinstimmende Ergebnisse. Die seitliche Betrachtungsrichtung wurde für diese Auswertung herangezogen, da von dieser der Großteil der Flammenaufnahmen erstellt wurde. Dies ermöglicht die Bestimmung der Frequenz maximaler konstruktiver Überlagerung f<sub>MKÜ</sub>, wie nachfolgend gezeigt wird.

Für die quantitative Vergleichbarkeit ist die effektive, axiale Geschwindigkeitsschwankung der halben Brennerdüse zu bestimmen. Dabei ist die von der Umfangsposition abhängige Phasenverteilung zu berücksichtigen, die aufgrund der Rotation der axialen Geschwindigkeitsschwankung in der Brennerdüse vorliegt. Die axiale Geschwindigkeitsschwankung rotiert in der Brennerdüse mit der Anregungsfrequenz, die Phasenverteilung entspricht somit dem Umfangswinkel  $\theta$ :

$$\hat{u}_{ROT,eff} = \left| \frac{1}{\pi} \int_0^{\pi} \hat{u}_{ROT} \cdot e^{-i\theta} \, d\theta \right| \quad \Longrightarrow \quad \hat{u}_{ROT,eff} = 0,637 \cdot \hat{u}_{ROT}.$$
(6.18)

Aus dieser integralen Betrachtung folgt, dass die effektive, axiale Geschwindigkeitsschwankung der halben Brennerdüse um einen Faktor 0,637 geringer ist als die Amplitude der rotierenden Strömungsschwankung. Es sei an dieser Stelle darauf hingewiesen, dass die effektive, axiale Geschwindigkeitsschwankung der gesamten Brennerdüse aufgrund der erläuterten Phasenverteilung Null ist. Die Betrachtung der halben Brennerdüse resultiert aus der Auswertung der oberen und unteren Flammenhälften und ist für die quantitative Vergleichbarkeit der normierten Wärmefreisetzungsschwankungen  $\dot{Q}'_{OFH}$  und  $\dot{Q}'_{UFH}$  und der normierten Geschwindigkeitsschwankung u'<sub>ROT,eff</sub> erforderlich.

In Abbildung 6.16 sind die Ergebnisse der zuvor erläuterten Auswertungen für die TR-Anregung bei Betriebspunkt P2 dargestellt. Die dargestellten Ergebnisse umfassen nur den begrenzten Frequenzbereich von 40 Hz bis 90 Hz. Dies resultiert aus der Beschränkung der Aufnahmen auf Frequenzen  $\pm 20$  Hz um die Frequenz maximaler konstruktiver Überlagerung  $f_{MKU}$  (70 Hz bzw. 60 Hz). Auf der linken Seite in dieser Abbildung sind die normierten Amplitudenverläufe der rotierenden Strömungsschwankung u'<sub>ROT</sub> und der effektiven Geschwindigkeitsschwankung der halben Brennerdüse u'<sub>ROT,eff</sub> dargestellt. Da die normierten

Amplitudenwerte der Wärmefreisetzungsschwankung für die obere und die untere Flammenhälfte Q'OFH und Q'UFH vergleichbar sind, ist in dieser Abbildung der mittlere, normier Amplitudenverlauf Q'FH aufgeführt. Die geringen Abweichungen zwischen den Ergebnissen der beiden Flammenhälften sind durch Fehlerbalken veranschaulicht. Die rechte Seite von Abbildung 6.16 zeigt die relativen Phasendifferenzen der rotierenden Strömungsschwankung u'ROTI der vier CTA-Sonden gegenüber CTA 1 bzw. u'<sub>ROT.1</sub>, die als Referenz definiert wurde. Durch die Darstellung der relativen Phasendifferenzen wird die Änderung der absoluten Phase der TR-Anregung ausgeklammert und die Anschaulichkeit verbessert. Des Weiteren sind die relativen Phasendifferenzen der Wärmefreisetzungsschwankung der oberen und der unteren Flammenhälfte  $\dot{Q}'_{OFH}$  und  $\dot{Q}'_{UFH}$ aufgeführt. Für diese relativen Phasendifferenzen der Wärmefreisetzungsschwankung der beiden Flammenhälften wird eine theoretische Abschätzung präsentiert, die bei der Diskussion der Phasendifferenz erläutert wird. In dieser Abbildung sind die Phasendifferenzen der theoretischen Abschätzung mit aufgeführt und mit Q'<sub>OFH,theo</sub> bzw. Q'<sub>UFH,theo</sub> bezeichnet.



Abbildung 6.16: Normierte Amplitudenverläufe der rotierenden Strömungsschwankung u'<sub>ROT</sub>, der effektiven Geschwindigkeitsschwankung der halben Brennerdüse u'<sub>ROT,eff</sub> (Gln. 6.18) und der mittleren Wärmefreisetzungsschwankung Q'<sub>FH</sub> (links); Relative Phasendifferenzen der rotierenden Geschwindigkeitsschwankung in der Brennerdüse und der Wärmefreisetzungsschwankung der beiden Flammenhälften Q'<sub>OFH</sub> und Q''<sub>UFH</sub> gegenüber CTA 1 bzw. u'<sub>ROT,1</sub> sowie die theoretische Abschätzung der relativen Phasendifferenzen für die Wärmefreisetzungsschwankungen der oberen und der unteren Flammenhälfte Q'<sub>OFH,theo</sub> bzw. Q'<sub>UFH,theo</sub> (Gln. 6.19) (rechts) [TD1-16, GBK, TR, P2].

Aus dem Vergleich der normierten Amplitudenverläufe der Wärmefreisetzungsschwankung der Flammenhälften  $\dot{Q}'_{FH}$  und der effektiven, axialen Geschwindigkeitsschwankung der halben Brennerdüse u'<sub>ROT,eff</sub> können zwei wesentliche Erkenntnisse abgeleitet werden:

- Die normierten Amplitudenverläufe dieser beiden Schwankungen stimmen qualitativ überein und erreichen bei 70 Hz die Maxima. Die Frequenzabhängigkeit der rotierenden Strömungsschwankung wird somit direkt auf die Wärmefreisetzungsschwankung übertragen. Daraus folgt, dass die Frequenz maximaler konstruktiver Überlagerung f<sub>MKÜ</sub> auch über die quantitative Auswertung der AGP-Bilder bestimmt werden kann.
- Die normierten Amplitudenverläufe der beiden Schwankungen weisen über den untersuchten Frequenzbereich ähnliche Werte auf. Aus dieser quantitativen Übereinstimmung folgt, dass die rotierende Strömungsschwankung in der Brennerdüse eine in erster Näherung äquivalente Wärmefreisetzungsschwankung hervorruft. Diese Erkenntnis ist dabei nicht auf die Betrachtung der halben Brennerdüse bzw. der Flammenhälfte beschränkt, sondern kann auf eine beliebige Unterteilung in Umfangsrichtung übertragen werden.

Bei der letzten Erkenntnis ist jedoch noch auf eine Ungenauigkeit hinzuweisen. Die aus den AGP-Bilder ermittelte Amplitude bei AX-Anregung weicht um bis zu ±20% vom Amplitudenwert des PM-Signals ab. Diese Ungenauigkeit wird den AGP-Bildern zugeschrieben und ist für den erläuterten, quantitativen Zusammenhang zwischen der normierten, rotierenden Strömungsschwankung und der normierten Wärmefreisetzungsschwankung zu berücksichtigen. Aufgrund dieser Ungenauigkeiten ist die quantitative Auswertung der normierten Amplitudenverläufe auf die beiden zuvor aufgeführten Punkte begrenzt.

Zusätzlich zur Analyse der Amplituden erfolgte eine Auswertung der Phasendifferenzen zwischen der Wärmefreisetzungsschwankung der oberen und unteren Flammenhälfte und der rotierenden Strömungsschwankung. Die auf CTA 1 bzw.  $u'_{ROT,1}$  bezogenen Phasendifferenzen der rotierenden Strömungsschwankung in Abbildung 6.16 weisen eine Phasendifferenz von ~90° zwischen benachbarten CTA-Sonden auf, was in Abschnitt 6.1.2 bereits ausführlich erörtert wurde. Die Phasendifferenzen der rotierenden Strömungsschwankung  $u'_{ROT,i}$  sind in dieser Abbildung dargestellt, um die Änderungen der relativen Phasendifferenzen der Wärmefreisetzungsschwankung der oberen und unteren Flammenhälfte zu verdeutlichen. Die Phasendifferenzen der Wärmefreisetzungsschwankungen der oberen und unteren Flammenhälfte  $\dot{Q'}_{OFH}$  und  $\dot{Q'}_{UFH}$  weisen, wie zu erwarten, einen Phasenversatz von 180° auf. Für diese Phasendifferenzen ist mit steigender Frequenz ein Abfall gegenüber den Werten der rotierenden Strömungsschwankung  $u'_{ROT,i}$  eindeutig ersichtlich. Dieser Abfall resultiert aus dem konvektiven Zeitverzug zwischen Brennerdüse und Hauptreaktionszone. Um den Zusammenhang zwischen der rotierenden Strömungsschwankung in der Brennerdüse und der rotierenden Flammenstruktur zu erfassen, wurde eine theoretische Abschätzung entwickelt, die auf den Ausführungen zu Gleichung 6.16 basiert:

$$\varphi\left(\dot{Q}_{OFH,theo}'(\omega)\right) - \varphi\left(u_{ROT,1}'(\omega)\right) = -\omega\tau_{FTF} - \theta_{HS,F} \quad . \tag{6.19}$$

Die Phasendifferenz zwischen der Wärmefreisetzungsschwankung der oberen Flammenhälfte Q'OFH und CTA 1 bzw. u'ROT.1 setzt sich demnach aus dem konvektiven Zeitverzug von der Brennerdüse zur Flamme  $\tau_{FTF}$  (Tabelle 6) und der Verdrehung in Umfangsrichtung durch die helikale Strombahn zusammen. Die Verdrehung in Umfangsrichtung, die während des konvektiven Transports von der Brennerdüse zur Flamme erfolgt, wird durch den Winkelparameter  $\theta_{HS,F}$  berücksichtigt. Für die Bestimmung der Phasendifferenz zwischen der Wärmefreisetzungsschwankung der unteren Flammenhälfte Q'<sub>UFH</sub> und CTA 1 bzw. u'<sub>ROT.1</sub> ist die obige Gleichung um einen Phasenversatz von 180° zu erweitern. Entscheidend für das Verständnis der Phasenrelationen ist die Berücksichtigung der geometrischen Anordnung der Messposition von CTA 1 und der beiden Flammenhälften. Die obere Flammenhälfte ist gegenüber der Messposition von CTA 1 nicht räumlich verdreht, wofür auf Abbildung 3.3 verweisen wird. Für den Winkelparameter  $\theta_{HS,F}$  gelten folglich die gleichen Ausführungen wie für den Winkelparameter  $\theta_{HS}$  bei der Modellierung der CTA-Signale im Brenner (Abs. 6.1.4). Allerdings ist die Bestimmung der Verdrehung in der Flamme deutlich schwieriger, da neben der Veränderung des Strömungskegels und des Drehimpulses auch die Beschleunigung der Strömung durch die Wärmefreisetzung berücksichtig werden muss. Aus diesem Grund wurde eine umgekehrte Herangehensweise gewählt. Aus der experimentell ermittelten Phasendifferenz zwischen der Wärmefreisetzungsschwankung der oberen Flammenhälfte und CTA 1 sowie dem bekannten konvektiven Zeitverzug (Abs. 5.1.3) wurde die Verdrehung  $\theta_{HS,F}$  bestimmt. Für die Übereinstimmung der experimentellen und der theoretischen Phasendifferenz in Abbildung 6.16 wurde die Verdrehung bestimmt zu  $\theta_{\text{HS,F}} = 255^{\circ}$ . Mit dem Transportmodell wurde für die Verdrehung zwischen der CTA-Messebene und dem Brenneraustritt bzw. dem Brennkammereintritt ein Wert von 95° ermittelt (Abs. 6.1.4). Demnach erfährt die rotierende Strömungsschwankung zwischen dem Brennkammereintritt und der Hauptreaktionszone eine Verdrehung in Umfangsrichtung von 160°. Dieser Wert ist unter Berücksichtigung der zuvor aufgeführten Aspekte verständlich. Mit diesem Wert und dem konvektiven Zeitverzug  $\tau_{\text{FTF}}$  kann somit die Phasenbeziehung zwischen der rotierenden Strömungsschwankung in der Brennerdüse und der rotierenden Flammenstruktur beschrieben werden.

### 6.2.3 Rotierende Flammenstruktur bei den Betriebspunkten P1, P2 und P3

In diesem Abschnitt wird anhand der AGP-Bilder bei SI-Anregung nachgewiesen, dass die qualitativen Änderungen der dynamischen Flammenstruktur, die im Abschnitt 6.2.1 für Betriebspunkt P2 aufgezeigt wurden, auch für die Betriebspunkte P1 und P3 zutreffen. Als Ursache für die rotierende Flammenstruktur wurde der Überlagerungsmechanismus bzw. die daraus resultierende, rotierende Strömungsschwankung in der Brennerdüse identifiziert. Demnach tritt die rotierende Flammenstruktur bei der Frequenz maximaler konstruktiver Überlagerung f<sub>MKÜ</sub> auf, die von der konvektiven Transportzeit bzw. dem Massenstrom bestimmt wird (Abs. 6.1). Nachfolgend wird gezeigt, dass die qualitativen Erkenntnisse zur rotierenden Flammenstruktur für alle drei Betriebspunkte bei der jeweiligen Frequenz maximaler konstruktiver Überlagerung f<sub>MKÜ</sub> identisch sind. Der Nachweis hierfür wird für die SI-Anregung erbracht, da mit dieser Anregungskonfiguration im nächsten Abschnitt die Quantifizierung des Einflusses der TR-Anregung durch die FTF erfolgt.

In Abbildung 6.17 sind die AGP-Bilder der drei Betriebspunkte P1, P2 und P3 bei SI-Anregung aus beiden Betrachtungsrichtungen dargestellt. Die Anregungsfrequenz entspricht für die Betriebspunkte P1 und P2 exakt der Frequenz maximaler konstruktiver Überlagerung  $f_{MKU}$ . Für SI-Anregung bei Betriebspunkt P3 wurde mit der Polynomapproximation 90 Hz als Frequenz maximaler konstruktiver Überlagerung  $f_{MKU}$  ermittelt. Bei der Durchführung der Flammenaufnahmen war die Auswertung der Frequenz maximaler konstruktiver Überlagerung  $f_{MKU}$  noch nicht vollständig entwickelt, weshalb von 100 Hz als Frequenz maximaler konstruktiver Überlagerung  $f_{MKU}$  ausgegangen wurde. Zwar wurden auch Aufnahmen bei 90 Hz erstellt, allerdings nur aus seitlicher Betrachtung. Da sich die Aufnahmen der beiden Frequenzen in Bezug auf die hier diskutierten Aspekte nicht unterscheiden, sind nachfolgend die Aufnahmen bei 100 Hz dargestellt. Die AGP-Bilder von Betriebspunkt P2 sind identisch zu Abbildung 6.13 und sind zur besseren Vergleichbarkeit mit aufgeführt.

Der Vergleich der drei Betriebspunkte bestätigt die bereits erläuterten Erkenntnisse zur dynamischen Flammenstruktur auch für die Betriebspunkte P1 und P3. Für alle drei Betriebspunkte ist eine Phasendifferenz von 180° zwischen oberer und unterer Flammenhälfte sowie eine in Drehrichtung fallende Phase auszumachen. Ebenfalls klar ersichtlich sind in allen drei Fällen die Bereiche konstruktiver und destruktiver Überlagerung.



Abbildung 6.17: AGP-Bilder bei SI-Anregung für die Betriebspunkte P1, P2 und P3 aus den beiden Betrachtungsrichtungen [TD1-16, GBK, SI, -X-].

Aus dem Vergleich der drei Betriebspunkte in Abbildung 6.17 ist zu entnehmen, dass die konstruktive Überlagerung bei allen drei Betriebspunkten in der unteren Hälfe der seitlichen AGP-Bilder bzw. in etwa im rechten unteren Quadranten der AGP-Bilder von stromab liegt. Dies ist darauf zurückzuführen, dass die mit steigender thermischer Leistung abnehmende konvektive Transportzeit von der erhöhten Anregungsfrequenz ausgeglichen wird. Die vergleichbare Position der Bereiche konstruktiver Überlagerung resultiert demnach aus einer ähnlichen Phasenrelation zwischen der rotierenden Strömungsschwankung und der gleichförmigen, axialen Geschwindigkeitsschwankung in der Brennerdüse.

Die wesentliche Erkenntnis aus diesem und dem vorherigen Abschnitt ist, dass die Charakteristiken der rotierenden Strömungsschwankung direkt auf die dynamische Flammenstruktur übertragen werden. Die Charakteristiken sind die Ausbildung der Frequenz maximaler konstruktiver Überlagerung  $f_{MKU}$  sowie deren Verschiebung zu höheren Frequenzen mit steigendem Massenstrom. Die Auswertung der AGP-Bilder beschränkt sich auf den qualitativen Einfluss der TR- bzw. SI-Anregung, der quantitative Einfluss dieser Anregungskonfigurationen wird im nächsten Abschnitt durch entsprechende FTF-Messungen erörtert.

## 6.3 Quantifizierung des Einflusses der TR-Anregung durch die FTF

In diesem Abschnitt wird der quantitative Einfluss der TR-Anregung auf das Antwortverhalten der gesamten Flamme erörtert. Für die Quantifizierung des Einflusses der TR-Anregung werden die FTF-Messungen bei AX- und SI-Anregung gegenübergestellt. Zunächst werden jedoch die FTF-Messungen bei AX- und TR-Anregung analysiert. Daraus geht hervor, dass die Bestimmung einer aussagekräftigen FTF bei TR-Anregung aufgrund der zu geringen gleichförmigen axialen Geschwindigkeitsschwankung nicht möglich ist, worauf bereits im Abschnitt 6.1.4 eingegangen wurde. Die Messung bei TR-Anregung wird erörtert, da diese belegt, dass durch die TR-Anregung keine Wärmefreisetzungsschwankungen hervorgerufen werden. Im zweiten Abschnitt werden die FTF-Messungen bei AX- und SI-Anregung gegenübergestellt, um den quantitativen Einfluss der TR-Anregung darzulegen. Es wird nachgewiesen, dass sich durch die TR-Anregung das Antwortverhalten der Flamme verändert. Die Änderungen des Amplituden- sowie des Phasenverlaufes sind dabei auf den Bereich merklicher konstruktiver Überlagerung begrenzt. Die Änderungen der FTF werden folglich auf die Ausbildung der rotierenden Strömungsschwankung bzw. die rotierende Flammenstruktur durch die TR-Anregung zurückgeführt.

Die nachfolgend aufgeführten FTF wurden gemäß den Ausführungen in den Kapiteln 2 und 4 bzw. analog zum Vorgehen bei den Voruntersuchungen bestimmt (Kapitel 5). Die axiale Geschwindigkeitsschwankung wurde durch die komplexe Summierung der vier CTA-Sonden in der Brennerdüse ermittelt, die integrale Wärmefreisetzungsschwankung der Flamme wurde mit dem PM erfasst.

### 6.3.1 Flammenantwort bei ausschließlich TR-Anregung

In Abschnitt 6.1.4 wurde bereits dargelegt, dass die Bestimmung einer zuverlässigen FTF bei ausschließlich TR-Anregung nicht möglich ist. Die Voraussetzung für eine aussagekräftige FTF-Messung ist eine normierte Amplitude der Geschwindigkeitsschwankung von 6%, um ein ausreichend hohes Signal-Rausch-Verhältnis sicherzustellen. Diese Voraussetzung ist bei TR-Anregung nicht gegeben, wie in Abschnitt 6.1.4 erörtert wurde. Die Untersuchung der Flammenantwort bei TR-Anregung zeigt zudem, dass die Wärmefreisetzungsschwankung ausschließlich auf die induzierte axiale Geschwindigkeitsschwankung zurückgeführt werden können. Daraus wird abgeleitet, dass durch die TR-Anregung keine Wärmefreisetzungsschwankungen hervorgerufen werden. In den beiden nachfolgenden Abbildungen werden die Ergebnisse der FTF-Messung bei AX- und TR-Anregung für Betriebspunkt P2 gegenübergestellt. In Abbildung 6.18 sind die normierten Amplitudenverläufe der (gleichförmigen) axialen Geschwindigkeitsschwankung u' und u'<sub>GF</sub> (links) sowie der entsprechenden Wärmefreisetzungsschwankung Q' (rechts) aufgeführt. Dabei ist zudem die rotierende Geschwindigkeitsschwankung u'<sub>ROT</sub> bei TR-Anregung mit dargestellt, um den Bereich merklicher konstruktiver Überlagerung zu kennzeichnen. In Abbildung 6.19 sind die aus den Daten von Abbildung 6.18 resultierenden Amplituden- und Phasenverläufe der FTF bei AX- und TR-Anregung dargestellt.



Abbildung 6.18: Normierte Amplitudenverläufe der (gleichförmigen) axialen Geschwindigkeitsschwankung u' und u'<sub>GF</sub> (links) bzw. der Wärmefreisetzungsschwankung Q' (rechts) für AX- und TR-Anregung sowie jeweils der normierte Amplitudenverlauf der rotierenden Strömungsschwankung u'<sub>ROT</sub> bei TR-Anregung [TD1-16, GBK, -X-, P2].



Abbildung 6.19: Amplituden- und Phasenverläufe der aus den Daten von Abbildung 6.18 resultierenden FTF bei AX- und TR-Anregung [TD1-16, GBK, -X-, P2].

Es sei nochmals angemerkt, dass die gleichförmige axiale Geschwindigkeitsschwankung auf die Wechselwirkung zwischen der TR-Anregung und dem axialen Anregungssystem zurückgeführt wird (Abs. 6.1.4). Die normierten Amplitudenverläufe der Geschwindigkeitsschwankung sind identisch zu Abbildung 6.10 und hier zur Vollständigkeit mit aufgeführt.

Diese beiden Abbildungen sind ein weiterer Nachweis dafür, dass die Bestimmung einer aussagekräftigen FTF bei ausschließlich TR-Anregung nicht möglich ist. Die normierte Amplitude der gleichförmigen axialen Geschwindigkeitsschwankung ist in diesem Fall bis 80 Hz kleiner als 2%, was keinem belastbaren Signal-Rausch-Verhältnis entspricht. Die normierte Amplitude der Wärmefreisetzungsschwankung zeigt einen vergleichbaren Verlauf. Bei AX-Anregung hingegen weisen die normierten Amplituden für beide Messgrößen über fast den gesamten Frequenzbereich Werte von ~6% auf, was einem zuverlässigen Signal-Rausch-Verhältnis entspricht. Die Auswirkungen der zu geringen Anregungsamplitude werden vom Amplituden- und Phasenverlauf der FTF bei TR-Anregung verdeutlicht. Bis einschließlich 80 Hz zeigen diese einen unstrukturierten wechselnden Verlauf, der keine Übereinstimmung mit der FTF bei AX-Anregung aufweist. Ab 90 Hz liegt die normierte Amplitude über 3% und folglich ergeben sich für die FTF in erster Näherung vergleichbare Ergebnisse. Das Problem bei TR-Anregung ist, dass in dem Frequenzbereich, in welchem die rotierende Strömungsschwankung eine merkliche Amplitude aufweist (40-100 Hz), keine ausreichende Anregungsamplitude für eine zuverlässige FTF-Messung vorliegt. Aus diesem Grund erfolgt die Bestimmung des quantitativen Einflusses der TR-Anregung durch den Vergleich der FTF bei AX- und SI-Anregung.

Aus Abbildung 6.18 geht zudem hervor, dass die TR-Anregung keine integrale Wärmefreisetzungsschwankung bewirkt. Der normierte Amplitudenverlauf der Wärmefreisetzungsschwankung zeigt in dem Frequenzbereich, in dem die rotierende Strömungsschwankung eine merkliche Amplitude aufweist (40–100 Hz), keine wesentliche Änderung bzw. Zunahme. Bis einschließlich 80 Hz ist die normierte Amplitude der Wärmefreisetzungsschwankung sehr gering und somit vernachlässigbar. Der Anstieg der Amplitude der Wärmefreisetzungsschwankung ab 80 Hz korreliert mit dem Anstieg der induzierten axialen Geschwindigkeitsschwankung ausschließlich auf die induzierte axiale Geschwindigkeitsschwankung zurückzuführen, die aus dem Aufbau bzw. der Struktur des Prüfstandes resultiert. Wird die von der induzierten axialen Geschwindigkeitsschwankung bewirkte Wärmefreisetzungsschwankung ausgeklammert, kann die Schlussfolgerung abgeleitet werden, dass durch die TR-Anregung keine integrale Wärmefreisetzungsschwankung erzeugt wird. Diese Erkenntnis wird auch von den AGP-Bildern im vorherigen Abschnitt bestätigt. Aufgrund des Phasenversatzes von 180° zwischen dem oberen und dem unteren Bereich der Flamme bzw. die in Umfangsrichtung kontinuierlich fallende Phase ergibt sich bei TR-Anregung keine resultierende integrale Wärmefreisetzungsschwankung. Die TR-Anregung führt somit ausschließlich zu einer Veränderung der dynamischen Flammenstruktur. Auf dieser Erkenntnis basieren die Untersuchungen bei SI-Anregung die im nachfolgenden Abschnitt vorgestellt und erörtert werden.

Zuvor sei noch darauf hingewiesen, dass das Auftreten der gleichförmigen axialen Geschwindigkeitsschwankung bei TR-Anregung auch hätte unterbunden werden können. Dies hätte z.B durch die Demontage des axialen Anregungssystems realisiert werden können. Eine weitere, aufwendigere Möglichkeit wäre gewesen, die Phasenlage der AX-Anregung so abzustimmen, dass sich die beiden axialen Geschwindigkeitsschwankungen destruktiv überlagern und folglich kompensieren. Mit diesen Möglichkeiten hätte die Erkenntnis, dass die TR-Anregung keine integrale Wärmefreisetzungsschwankung bewirkt, einfacher und klarer veranschaulicht werden können. Auf die Umsetzung der genannten Möglichkeiten wurde bewusst verzichtet, da neben dem hohen Aufwand von keinen neuen Erkenntnissen auszugehen ist.

### 6.3.2 Gegenüberstellung der FTF bei AX- und SI-Anregung

In diesem Abschnitt wird die Fragestellung erörtert, ob sich durch die von der TR-Anregung hervorgerufene rotierende Flammenstruktur das Antwortverhalten der Flammen grundsätzlich verändert. Hierfür werden die bei AX- und SI-Anregung ermittelten FTF gegenübergestellt, um den quantitativen Einfluss der TR-Anregung auf das dynamische Flammenverhalten zu bestimmen. Die zentrale Zielsetzung dieser Arbeit kann, in Bezug auf die bisherigen Erkenntnisse, wie folgt konkretisiert werden:

## Wie unterscheidet sich das Antwortverhalten bzw. die FTF einer Flamme mit rotierender Flammenstruktur gegenüber einer symmetrischen Flammenstruktur?

Diese Fragestellung kann bei ausschließlich TR-Anregung nicht untersucht werden, wie in den Abschnitten 6.1.4 und 6.3.1 erläutert wurde. Die Bestimmung des quantitativen Einflusses der TR-Anregung erfolgt mit der bei SI-Anregung ermittelten FTF, die zwei wesentliche Voraussetzungen erfüllt. Zum einen ist bei SI-Anregung eine normierte Anregungsamplitude von 6% gegeben und zum anderen wird die Ausbildung der rotierenden Strömungsschwankung bzw. Flammenstruktur durch die zusätzliche AX-Anregung nicht beeinflusst (Abs. 6.1.4).

Es wird gezeigt, dass sich durch die rotierende Flammenstruktur eine Veränderung des Amplituden- und des Phasenverlaufes der FTF ergibt. Diese Änderungen sind dabei auf den Frequenzbereich merklicher konstruktiver Überlagerung beschränkt, wie die Auswertung der drei Betriebspunkte P1, P2 und P3 belegt. Folglich wird die rotierende Flammenstruktur eindeutig als Ursache für die ermittelten Änderungen identifiziert und zwei weiterführende Erklärungen aufgezeigt. Abschließend werden zur quantitativen Einordnung des Einflusses der TR-Anregung die Ergebnisse dieses Abschnitts mit der Untersuchung des Einflusses der Brennkammergröße aus Abschnitt 5.3 verglichen.

Für die Untersuchung der obigen Fragestellung wurden jeweils die FTF bei AX- und SI-Anregung für die drei Betriebspunkte P1, P2 und P3 bestimmt. Die mit AX-Anregung bestimmten FTF dienen nachfolgend als Referenz gegenüber den Messungen bei SI-Anregung. Zunächst werden die Änderungen der FTF durch die SI-Anregung für Betriebspunkt P2 ausführlich erörtert. Anschließend werden die für die drei Betriebspunkte ermittelten Änderungen analysiert. In Abbildung 6.20 sind die Amplituden- und Phasenverläufe der mit AX- und SI-Anregung ermittelten FTF für Betriebspunkt P2 gegenübergestellt. Bei Betriebspunkt P2 erstreckt sich der Bereich merklicher konstruktiver Überlagerung for 40 Hz bis 100 Hz, die Frequenz maximaler konstruktiver Überlagerung f<sub>MKÜ</sub> beträgt 70 Hz (Abs. 6.1.4).



Abbildung 6.20: Amplituden- und der Phasenverläufe der mit AX- und SI-Anregung ermittelten FTF [TD1-16, GBK, -X-, P2].

Aus dem Vergleich der Amplitudenverläufe ergibt sich für den Frequenzbereich von 50 Hz bis 100 Hz ein merklicher Unterschied. Dabei verläuft die Amplitude der SI-Anregung zunächst für einen kleinen Bereich knapp unterhalb des Amplitudenverlaufs der AX-Anregung. Ab 70 Hz übersteigt die Amplitude der SI-Anregung den Referenzverlauf und bildet einen Bereich signifikanter Überhöhung aus. Die Abweichungen der Amplitudenverläufe sind auch bei den Phasenverläufen auszumachen. Bei 40 Hz und 50 Hz ist die Phase der SI-Anregung etwas geringer. Für den Frequenzbereich von 60 Hz bis 90 Hz hingegen verläuft die Phase der AX-Anregung deutlich über dem Referenzfall. Abbildung 6.20 belegt, dass durch die TR-Anregung merkliche Änderungen im Amplituden- und Phasenverlauf auftreten. Um auszuschließen, dass die Ursache für diese Änderung in Abweichungen und/oder Ungenauigkeiten der Anregung bzw. der axialen Geschwindigkeitsschwankung liegt, sind in Abbildung 6.21 die zugrunde liegenden Amplituden- und Phasenverläufe aufgeführt. Die Amplitudenverläufe der Geschwindigkeitsschwankung (u' und u'GF) sind durch die komplexe Summierung der vier CTA-Sonden bestimmt worden, weshalb die rotierende Strömungsschwankung bei SI-Anregung nicht ersichtlich ist. Für die direkte Vergleichbarkeit sind in dieser Abbildung auch die Amplituden- und Phasenverläufe der integralen Wärmefreisetzungsschwankung Q' dargestellt.



Abbildung 6.21: Amplituden- und Phasenverläufe der Geschwindigkeits- u. der Wärmefreisetzungsschwankung bei AX- und SI-Anregung [TD1-16, GBK, -X-, P2].

Aus dem Vergleich der Amplituden- und Phasenverläufe der Geschwindigkeitsund Wärmefreisetzungsschwankungen geht eindeutig hervor, dass die Unterschiede der FTF auf eine Veränderung des Antwortverhaltens der Flamme zurückzuführen sind. Zwar sind auch die Geschwindigkeitsschwankungen der beiden Anregungsfälle nicht identisch, die geringfügigen Abweichungen sind jedoch nicht ausschlaggebend. Abbildung 6.20 und Abbildung 6.21 weisen somit eindeutig nach, dass die TR-Anregung einen merklichen Einfluss auf den Amplituden- und Phasenverlauf der FTF hat. Dabei sind die Änderungen des dynamischen Flammenverhaltens auf den Frequenzbereich merklicher konstruktiver Überlagerung beschränkt.

Die Erkenntnisse über das veränderte Antwortverhalten bei Betriebspunkt P2 treffen qualitativ und quantitativ auch auf die Betriebspunkte P1 und P3 zu. Im Anhang E sind die FTF der Betriebspunkte P1 und P3 für AX- und SI-Anregung gegenübergestellt. Einziger Unterschied zwischen den drei Betriebspunkten ist die Verschiebung des Frequenzbereiches, in welchem Unterschiede zwischen AX- und SI-Anregung auftreten. Für alle drei Betriebspunkte stimmt dieser Frequenzbereich genau mit dem Bereich überein, in welchem die rotierende Strömungsschwankung eine merkliche Amplitude aufweist. Durch die Skalierung der bei SI-Anregung ermittelten FTF der drei Betriebspunkte über der Sr-Zahl stimmen diese qualitativ und quantitativ überein, wie im Anhang E dargelegt ist. Die bei AX-Anregung bestimmten FTF der drei Betriebspunkte liegen bei Skalierung über der Sr-Zahl übereinander, wie nach den Ausführungen in Abschnitt zu erwarten ist. Der Nachweis hierfür ist im Anhang aufgeführt. Da sowohl die FTF als auch die Ausbildung der rotierenden Strömungsschwankung von konvektiven Transportprozessen bestimmt werden, führt die Sr-Zahl Skalierung folglich bei den mit SI-Anregung ermittelten FTF zur Übereinstimmung. Die nachfolgenden Ergebnisse werden über der Sr-Zahl aufgetragen, um die Ergebnisse der drei Betriebspunkte zusammenzuführen. Um zudem die ermittelten Änderungen genau zu quantifizieren, wurden die FTF mit AX- und SI-Anregung in Relation zueinander gesetzt. Dieses Vorgehen ist analog zum Vergleich der FTF unterschiedlicher Brennerkammergrößen (Abs. 5.3.2).

$$R_{Anregung}(\omega) = \frac{FTF_{SI}(\omega)}{FTF_{AX}(\omega)} \Longrightarrow \begin{cases} AV(\omega) = \frac{A_{FTF,SI}(\omega)}{A_{FTF,AX}(\omega)} \\ PD(\omega) = \varphi_{FTF,SI}(\omega) - \varphi_{FTF,AX}(\omega) \end{cases}$$
(6.20)

In Abbildung 6.22 sind die aus dieser Relation ermittelten Amplitudenverhältnisse (AV) und Phasendifferenzen (PD) der FTF mit AX- und SI-Anregung für die drei Betriebspunkte P1, P2 und P3 dargestellt. Zudem sind die mittleren Amplitudenverläufe (MA) der rotierenden Strömungsschwankung bzw. deren Polynomapproximation aufgeführt.



Abbildung 6.22: Amplitudenverhältnisse (AV) und Phasendifferenzen (PD) zwischen den FTF mit AX- und SI-Anregung für die Betriebspunkte P1, P2 undP3 sowie die Amplitudenverläufe der rotierenden Strömungsschwankung (links) bzw. deren Polynomapproximation (rechts) [TD1-16, GBK, -X-; -X-].

Für die Amplitudenverhältnisse ist dabei keine nennenswerte Abweichung zwischen den drei Betriebspunkten auszumachen. Die Phasendifferenzen stimmen grundsätzlich gut überein, wobei jedoch leichte Abweichungen erkennbar sind. Es ist eindeutig ersichtlich, dass in den Bereichen, in welchen die Amplitudenverhältnisse von eins bzw. die Phasendifferenzen von null abweichen, die rotierende Strömungsschwankung eine merkliche Amplitude aufweist. Die Übereinstimmung der Amplitudenverhältnisse und der Phasendifferenzen für die drei Betriebspunkte resultiert aus den zugrunde liegenden konvektiven Transportprozessen, die zuvor erläutert wurden. Aus Abbildung 6.22 und den bisherigen Erläuterungen können folgende Erkenntnisse abgeleitet werden:

- Die Bereiche merklicher konstruktiver Überlagerung und die Bereiche mit deutlich von eins abweichendem Amplitudenverhältnis stimmen sehr genau überein. Durch diese Übereinstimmung kann die rotierende Strömungsschwankung eindeutig als Ursache für die ermittelten Änderungen des Amplitudenverlaufes der FTF identifiziert werden. Diese Folgerung erscheint vor allem dadurch gerechtfertigt, dass ohne merkliche Amplitude der rotierenden Strömungsschwankung keine eindeutigen, strukturierten Abweichungen der FTF festzustellen sind.
- Für alle drei Betriebspunkte ist ein signifikant erhöhtes Antwortverhalten festzustellen. Für Sr-Zahlen von 0,15 bis 0,17 ist die Amplitude bei SI-Anregung um das 1,4-fache größer als die Amplitude bei AX-Anregung. Die TR-Anregung bewirkt folglich durch die der Ver-

änderung der dynamischen Flammenstruktur eine merkliche Beeinflussung des Antwortverhaltens der gesamten Flamme.

Die Phasendifferenzen der drei Betriebspunkte erreichen f
ür Sr-Zahlen von 0,12 bis 0,14 Werte von ≈30°. In diesem Bereich ist demnach der konvektive Zeitverzug bei SI-Anregung geringer als bei AX-Anregung. Die TR-Anregung hat somit einen merklichen Einfluss auf die Amplitude und die Phase der FTF.

Diese Ausführungen sind um zwei Anmerkungen zu ergänzen:

- Zu Beginn des Bereiches merklicher konstruktiver Überlagerung (Sr-Zahl: 0,08-0,12) zeigen das Amplitudenverhältnissen ein im Vergleich zu den bisherigen Ausführungen abweichenden Verlauf. Da sich die Verringerung der Amplitudenverhältnisse auf einen Wert von etwa 0,75 nur über einen sehr begrenzten Bereich erstreckt, wird dieser Änderung eine untergeordnete Bedeutung beigemessen. Die weiteren Ausführungen beziehen sich deshalb ausschließlich auf die Erhöhung des Antwortverhaltens durch die TR-Anregung.
- Aus dem Vergleich der drei Amplitudenverhältnisse bzw. Phasendifferenzen untereinander ist eine Abnahme des Einflusses der TR-Anregung mit steigender thermischer Leistung ersichtlich. Dies würde prinzipiell mit der Abnahme der maximalen Amplitude der rotierenden Strömungsschwankung mit steigendem Massenstrom übereinstimmen (Abbildung 6.7). Allerdings ist die Abnahme des Einflusses der TR-Anregung so gering, dass unter Berücksichtigung der Messgenauigkeit die Ableitung eines entsprechenden Zusammenhangs sehr fragwürdig erscheint. Daher beziehen sich die weiteren Erläuterungen auf den Mittelwert der drei Betriebspunkte.

Bisher wurde der Einfluss der TR-Anregung auf das Antwortverhalten der Flamme umfangreich erläutert, aber keine Begründung für die ermittelten Abweichungen aufgezeigt. Die FTF bei AX-Anregung wurde bisher nur grundlegend aber keinesfalls vollständig verstanden. Basierend auf den in Kapitel 5 dargelegten Erkenntnissen ist es nicht möglich, eine physikalische Begründung abzuleiten, inwiefern die beiden zugrunde liegenden Wirkungsmechanismen der FTF, Massenstrom- und Zirkulationsschwankung, von der rotierenden Strömungsschwankung bzw. Flammenstruktur beeinflusst werden. Nachfolgend werden zwei Ansätze erläutert, welche die Änderungen der FTF prinzipiell erklären könnten:

- Aus Abbildung 6.20 sowie den Abbildungen im Anhang E ist ersichtlich, dass die Änderungen der FTF im Bereich der destruktiven Überlagerung von Massenstrom- und Zirkulationsschwankung auftreten. Die Ursache für die ermittelten Änderungen der FTF könnte demnach entweder ein erhöhter Einfluss der Massenstromschwankung oder ein verringerter Einfluss der Zirkulationsschwankung sein. Eine Zunahme der Massenstromschwankung könnte durch eine geringere aerodynamische Stabilisierung der Flamme aufgrund der rotierenden Flammenstruktur hervorgerufen werden. Ebenso ist es vorstellbar, dass sich der Einfluss der Zirkulationsschwankung durch die von der rotierenden Strömungsstruktur hervorgerufene asymmetrische Flammenstruktur verringert. Zudem ist auch eine entsprechende Änderung von beiden Wirkungsmechanismen denkbar.
- Die rotierende Strömungsschwankung in der Brennerdüse ist durch die beiden rotierenden Geschwindigkeitsschwankungen u'<sub>ROT</sub> und w'<sub>ROT</sub> charakterisiert (Abs. 6.1.2). Die Asymmetrie der rotierenden Umfangsgeschwindigkeit könnte bewirken, dass entsprechende Bereiche der Flamme eine erhöhte bzw. verringerte Drallzahl aufweisen. Bei vereinfachter Betrachtung dieses Ansatzes würden die Änderungen der FTF aus der Überlagerung von zwei FTF mit erhöhter und verringerter Drallzahl resultieren.

Die physikalische Begründung der Veränderungen der FTF ist auf diese zwei Überlegungen beschränkt. Es sei an dieser Stelle nochmals darauf hingewiesen, dass durch die TR-Anregung keine Wärmefreisetzungsschwankungen hervorgerufen werden, was in Abschnitt 6.3.1 nachgewiesen wurde. Die Unterschiede der FTF bei AX- und SI-Anregung sind demnach ausschließlich auf die Änderung der dynamischen Flammenstruktur durch die TR-Anregung zurückzuführen. Die wesentliche Erkenntnis aus den FTF-Messungen bei AX- und SI-Anregung ist die Bestimmung des quantitativen Einflusses der TR-Anregung auf das dynamische Flammenverhalten. In Bezug auf die eingangs konkretisierte Fragestellung ist festzuhalten, dass durch die TR-Anregung eine merkliche Zunahme der Amplitude der FTF im Frequenzbereich merklicher konstruktiver Überlagerung auftritt. Einhergehend mit dieser Erhöhung der Amplitude der FTF um einen Faktor von 1,4 wurde eine Reduktion der Phase der FTF um ~30° nachgewiesen. Diese Änderungen der FTF können unabhängig voneinander zu einer Verschlechterung der thermoakustischen Stabilität eines Verbrennungssystems führen, wie aus den Ausführungen zum Rayleigh-Kriterium und zur Energiebilanz in Abschnitt 1.2 folgt. Aus dem veränderten Antwortverhalten durch die TR-Anregung wird abgeleitet, dass Umfangsmoden bei der Stabilitätsanalyse von ringförmigen Verbrennungssystemen berücksichtigt werden müssen, um deren Genauigkeit und Aussagekraft nicht zu beeinträchtigen.

Um den Einfluss der TR-Anregung quantitativ einordnen zu können, ist ein Vergleich mit einer anderen Einflussgröße erstrebenswert. Am Rahmen dieser Arbeit bietet sich hierfür als Vergleichsparameter die Brennkammergröße an. In Abbildung 6.23 sind die Amplitudenverhältnisse und die Phasendifferenzen aus den Untersuchungen zum Einfluss der TR-Anregung (Gln. 6.20) und der Brennkammergröße (Gln. 5.16) gegenübergestellt. Für beide Relationen wurden FTF-Messungen mit der TD1-16-Brennerkonfiguration bei Betriebspunkt P1 verwendet. Die Relation zwischen großer und kleiner Brennkammer ist dabei identisch zu Abbildung 5.17. Dabei sei nochmals darauf hingewiesen, dass die Spitzen des Amplitudenverhältnisses nicht zu beachten sind. Abbildung 6.23 kann als quantitativer Vergleich des Fehlers, der aus einer Vernachlässigung der TR-Anregung resultiert, mit dem Fehler, der sich durch eine zu kleine Dimensionierung der Brennkammer des Prüfstandes ergibt, aufgefasst werden. Die nachfolgenden Ausführungen basieren auf dieser Überlegung.



Abbildung 6.23: Amplitudenverhältnis und Phasendifferenz der Untersuchungen zum Einfluss der TR-Anregung und der Brennkammergröße [TD1-16, -X-, -X-, P2].

Aus dem Vergleich der Amplitudenverhältnisse geht hervor, dass bei Vernachlässigung der TR-Anregung sowie bei zu kleiner Dimensionierung der Brennkammer die Amplitude der FTF als zu gering angenommen wird. Allerdings ist klar ersichtlich, dass der Einfluss der Brennkammer deutlich größer ist. Während der Einfluss der TR-Anregung in einem kleinen Frequenzbereich einen Maximalwert von 1,4 erreicht, ergeben sich für die Brennkammer über einen breiten Frequenzbereich von ca. 150 Hz bis 250 Hz Werte größer gleich zwei. Bei den Phasendifferenzen ist ebenfalls eindeutig erkennbar, dass der Einfluss der Brennkammergröße als deutlich größer einzuordnen ist. Während die TR-Anregung bei einigen wenigen Frequenzen zu Phasendifferenzen von bis ~30° führt, resultieren aus der Brennkammergröße ab 160 Hz Phasendifferenzen von bis -90°. Aus der Vernachlässigung der TR-Anregung resultiert im relevanten Frequenzbereich ein zu hoher konvektiver Zeitverzug. Bei einer zu klein dimensionierten Brennkammer wird hingegen von einem zu geringen Zeitverzug ausgegangen. Zusammengefasst verdeutlicht Abbildung 6.23, dass der Einfluss der TR-Anregung auf die FTF qualitativ und quantitativ deutlich geringer ist als der Einfluss der Brennkammergröße.

## 6.4 Übertragung auf einen gasturbinentypischen Vormischbrenner

Die bisherigen Ausführungen haben gezeigt, dass die TR-Anregung einen signifikanten Einfluss auf die dynamische Flammenstruktur und einen merklichen Einfluss auf das Antwortverhalten der Flamme hat. Als Ursache für diese Veränderungen wurde das Übertragungsverhalten des TD1-Brenners bei TR-Anregung identifiziert, das in Abhängigkeit von Massenstrom und Anregungsfrequenz zur Ausbildung einer rotierenden Strömungsschwankung führt. Nachfolgend werden, basierend auf den bisherigen Erkenntnissen, mögliche Auswirkungen der rotierenden Strömungsschwankung für technische Verbrennungssysteme aufgezeigt. Aufgrund dieser Auswirkungen erscheint eine Übertragungsmethode erforderlich, mit der die Ergebnisse des Einzelbrennerprüfstands auf reale Mehrbrenneranordnungen übertragen werden können. In diesem Abschnitt wird deshalb für einen gasturbinentypischen Vormischbrenner eine Vorhersage der Frequenz maximaler konstruktiver Überlagerung vorgestellt, die auf dem entwickelten Transportmodell basiert. Für diese Vorhersage wird zudem das Vorgehen zur experimentellen Untersuchung an der Ringbrennkammer des Lehrstuhls für Thermodynamik erläutert. Die Zielsetzung dieser Vorhersage ist, eine Möglichkeit zur Überprüfung der entwickelten Übertragungsmethode aufzuzeigen.

Prinzipiell ist es vorstellbar, dass sich die rotierende Strömungsschwankung negativ auf die aerodynamische Stabilität der Flamme auswirkt. Beim Betrieb eines Brenners nahe der mageren Verlöschgrenze bzw. der Rückschlagsgrenze könnte es durch die Asymmetrie der Geschwindigkeitsschwankungen zur lokalen Überschreitung der Grenzwerte kommen (Abs. 6.1). Zudem könnte sich die rotierende Strömungsschwankung bzw. Flammenstruktur negativ auf die Schadstoffemission eines Verbrennungssystems auswirken. Dies erscheint besonders bei technisch vorgemischten Verbrennungssystemen relevant, bei denen es durch die rotierende Strömungsschwankung zu einer Beeinträchtigung des Mischprozesses kommen kann. Eine weitere negative Auswirkung der rotierenden Flammenstruktur könnte sich aus der Verschiebung des Flammenschwerpunktes quer zur Strömungsrichtung ergeben, die in Abschnitt 6.2.1 aufgezeigt wurde. Aus dieser Verschiebung des Flammenschwerpunktes kann in Ringbrennkammern ein zusätzlicher Antriebsmechanismus für Umfangsschwingungen entstehen. Voraussetzung hierfür ist, dass die Verschiebung des Flammenschwerpunktes in der Ringbrennkammer in Richtung des Druckbauches erfolgt. Durch die in diesem Fall ähnliche Phasenbeziehung von Druck- und Wärmefreisetzungsschwankung ist gemäß dem Rayleigh-Integral (Gln. 1.1) die Ausbildung einer thermoakustischen Instabilität in Umfangsrichtung möglich.

Neben den Auswirkungen der rotierenden Strömungsschwankung ist auch der quantitative Einfluss der TR-Anregung auf die integrale Flammenantwort bzw. die FTF von Bedeutung, der im vorherigen Abschnitt erläutert wurde. Dabei wurde auch aufgezeigt, dass der qualitative und quantitative Einfluss der TR-Anregung geringer einzustufen ist als der Einfluss der Brennkammergröße. Unabhängig davon können die Änderungen des Antwortverhaltens durch die TR-Anregung die thermoakustische Stabilität eines Verbrennungssystems beeinträchtigen und sind entsprechend zu berücksichtigen. Als daraus resultierende Fragestellung bleibt, wie der Einfluss von Umfangsmoden bei technischen Verbrennungssystemen berücksichtigen werden kann. Aus den bisherigen Ausführungen und Erläuterungen kann abgeleitet werden, dass diese Fragestellung nicht auf alle Brennerkonfigurationen zutrifft. Die Ausbildung der rotierenden Strömungsschwankung ist an einen konvektiven Transportprozess gekoppelt und erfordert somit einen gewissen räumlichen Abstand zwischen Drallerzeuger und Brennerdüse. Zudem ist nur dann von einem merklichen Einfluss der TR-Anregung auszugehen, wenn die Drallschlitze in Richtung der transversalen Schnelle v' orientiert sind (Abs. 6.1.1). Diese beiden Aspekte treffen auf axiale Drallbrenner nur bedingt bzw. nicht zu, weshalb davon auszugehen ist, dass diese keine Beeinflussung durch Umfangsmoden bzw. TR-Anregung aufweisen. Um dies zu überprüfen, wurde im Rahmen dieser Arbeit auch ein axialer Drallbrenner experimentell untersucht. Die Positionierung dieses axialen Drallbrenners im Prüfstand sowie ein exemplarisches Ergebnis sind im Anhang F dargestellt und erläutert. An dieser Stelle ist nur die Erkenntnis von Bedeutung, dass bei der TR-Anregung des axialen Drallbrenners keine Beeinflussung der dynamischen Flammenstruktur festgestellt wurde. Somit kann festgehalten werden, dass das dynamische Flammenverhalten von axialen Drallbrennern unabhängig gegenüber einer transversalen Schnelleanregung v' in der Vorkammer ist.

Die Erkenntnisse zur Änderung der dynamischen Flammenstruktur und des Antwortverhaltens treffen folglich nur auf radiale Drallbrenner zu. Voraussetzung hierfür ist allerdings, dass die Drallschlitze in Richtung der transversalen Schnelle v' orientiert sind. Um die Beeinflussung des dynamischen Flammenverhaltens zu unterbinden, könnte der Drallbrenner mit einem Hüllrohr versehen werden, das transversale Geschwindigkeitsschwankungen in den Drallschlitzen v'<sub>DS</sub> nahezu ausschließt. Eine weitere Möglichkeit besteht darin, die Drallschlitze senkrecht zur transversalen Schnelle v' auszurichten, wodurch für diese nur noch eine geringfügige Geschwindigkeitsschwankung in den Drallschlitzen v'<sub>DS</sub> zu erwarten ist (Abs. 6.1.1). Die genannten Modifikationen sind jedoch nicht ohne weiteres umsetzbar, da andere Anforderungen und Restriktionen an die Konstruktion des Verbrennungssystems bestehen. Die Beeinflussung des dynamischen Flammenverhaltens kann somit beim Auftreten von Umfangsmoden nicht einfach unterdrückt werden. Deshalb erscheint eine Übertragungsmethode sinnvoll, die für ein gegebenes Verbrennungssystem den Frequenzbereich bestimmt, in welchem von einer merklichen Beeinflussung durch Umfangsmoden auszugehen ist. Eine solche Übertragungsmethode könnte auf dem in dieser Arbeit entwickelten Transportmodell aufbauen. Da eine direkte Übertragung des Transportmodells und der ermittelten Erkenntnisse von dem untersuchten Prüfstand auf eine reale Gasturbine kritisch zu sehen ist, wird die Untersuchung einer maschinenähnlichen Konfiguration angeregt. Dazu könnte der am Lehrstuhl entwickelte A<sup>2</sup>EV-Bernner dienen [75], dessen experimentelle Untersuchung in der Ringbrennkammer geplant ist. Für die geplante Versuchsanordnung wurde deshalb eine Vorhersage der Frequenz maximaler konstruktiver Überlagerung erstellt, um die Übertragbarkeit des Transportmodells zu überprüfen. Nachfolgend wird die Vorhersage für den A<sup>2</sup>EV-Brenner in der Ringbrennkammer erläutert und aufgezeigt, wie die experimentelle Überprüfung durchzuführen wäre.

Der A<sup>2</sup>EV-Brenner setzt sich aus einem konischen Drallregister mit vier Drallschlitzen und einer konischen Brennerdüse zusammen und verfügt anstelle einer Lanze über eine axiale Düsenöffnung. Für genauere Erläuterungen und Darstellungen wird auf [75] verwiesen. Da sich bei diesem Brenner die vier Drallschlitze über die gesamte Länge des konischen Drallregisters erstrecken, wurde die effektive Brennerkontur zur Vereinfachung auf die halbe Länge des Drallregisters verkürzt. Darüber hinaus wurde der durch die axiale Düsenöffnung eintretende Strömungsjet durch eine Lanze gleichen Durchmessers approximiert. In Abbildung 6.24 sind die aus den geometrischen Daten, den erläuterten Annahmen und der Drallzahl ermittelten Verläufe der Axial- und der Umfangsgeschwindigkeit dargestellt. Ebenfalls mit aufgeführt ist die effektive Brennerkontur sowie die ermittelte Position, an welcher eine Verdrehung gegenüber dem Eintritt von 180° erreicht wird.

Mit diesem angepassten Transportmodell wurden Vorhersagen für das Auftreten der rotierenden Strömungsschwankungen für diese Brennerkonfiguration erstellt, wobei zudem die Betriebsbedingungen der Ringbrennkammer berücksichtigt wurden [16][44]. Im Verbrennungsbetrieb stellt sich im Plenum und der Brennkammer durch die kritisch durchströmten Düsen am Brennkammerende ein Überdruck von ca. 1 bar ein. Da die Ringbrennkammer zudem über eine Vorheizung verfügt, wurde für die Berechnung eine Temperatur von 573 K in der Vorkammer angenommen. Demnach ergibt sich für die erste Umfangsmode in der Vorkammer eine Eigenfrequenz von 350 Hz [16].



**Abbildung 6.24:** Ermittelte Geschwindigkeitsverteilung für den A<sup>2</sup>EV Brenner sowie die betrachtete, effektive Brennerkontur; Zusätzlich ist die x-Position eingezeichnet, an der eine Verdrehung von 180° erreicht wird.

Ein Konzept zur Anregung der ersten Umfangsmode wurde von Kunze [44] entwickelt. Die Eigenfrequenz und somit der Bereich möglicher Anregungsfrequenzen sind bei der Ringbrennkammer durch die Abmessungen festgelegt, weshalb keine Untersuchungen mit konstanter Anregung über einen breiten Frequenzbereich möglich sind. Da die Anregungsfrequenz und folglich die Frequenz maximaler konstruktiver Überlagerung festgelegt sind besteht die Aufgabe darin, die dazugehörige thermische Leistung zu bestimmen. In Abbildung 6.25 sind die ermittelten Abhängigkeiten der Frequenz maximaler konstruktiver Überlagerung f<sub>MKÜ</sub> über der thermischen Leistung aufgetragen. Die Abhängigkeit der Frequenz maximaler konstruktiver Überlagerung wurde für drei mögliche Werte des Modellparameters d<sub>DA</sub> erstellt. Aufgrund der geringeren Abmessungen und des optimierten aerodynamischen Designs des A<sup>2</sup>EV-Brenners ist von einer geringeren Abnahme des Drehimpulses im Brenner auszugehen. Ebenfalls mit aufgeführt ist die Eigenfrequenz der Ringbrennkammer.

Der im Vergleich zum TD1-Brenner deutlich steilere Anstieg der Frequenz maximaler konstruktiver Überlagerung resultiert aus den geringeren Abmessungen des A<sup>2</sup>EV-Brenners, wodurch sich entsprechend kleinere konvektive Transportzeiten ergeben. Da die Ringbrennkammer keine umfangreichen CTA-Messungen gestattet, muss das Auftreten der rotierenden Strömungsschwankung durch Flammenaufnahmen und die Erstellung von AGP-Bilder (4.2.3) bestimmt werden. Die quantitative Auswertung könnte auf dem im Abschnitt 6.2.2 beschriebenen Vorgehen aufbauen, da bei der Ringbrennkammer nur Aufnahmen aus seitlicher Betrachtung möglich sind. Die Anregung der Umfangsmode muss folglich so gestaltet sein, dass die Beobachtung des Brenners in der Nähe des Schnellebauchs möglich ist ([44] bzw. Abbildung 2.7). Basierend auf dem angepassten Transportmodell wären zunächst Untersuchungen bei thermischen Leistungen von 65 kW bis 80 kW durchzuführen und auf eine rotierende Flammenstruktur zu prüfen.



**Abbildung 6.25:** Ermittelte Abhängigkeit der Frequenz maximaler konstruktiver Überlagerung von der thermischen Leistung ( $\lambda$ =1,3) für drei Werte des Modellparameters d<sub>DA</sub> sowie die Eigenfrequenz der Ringbrennkammer.

Die Untersuchung der erläuterten Konfiguration könnte wesentliche Erkenntnisse zur Übertragbarkeit des Transportmodells liefern. Neben der grundlegenden Überprüfung der Übertragbarkeit sind daraus Aufschlüsse über eventuell erforderliche Erweiterungen und Verbesserungen zu erwarten. Für den A<sup>2</sup>EV-Brenner ist aber auch vorstellbar, dass es durch die deutlich längeren Drallschlitze und der damit verbundenen Dispersion nicht zur Ausbildung einer rotierenden Strömungsschwankung kommt. In diesem Fall wäre eine Brennerkonfiguration gefunden, die trotz radialer Drallerzeugung keine Beeinflussung durch eine transversale Schnelleschwankung v' aufweist.

# 7 Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurde der Einfluss von transversaler akustischer Anregung auf das dynamische Flammenverhalten experimentell untersucht. Hierfür wurde ein neuartiger, kreuzförmiger Einzelbrennerprüfstand entwickelt, der einem radialen Drallbrenner eine akustische Schnelleschwankung aufprägt, die vergleichbar zur Anregung in einer Ringbrennkammer beim Auftreten von Umfangsschwingungen in der Vorkammer ist. Die Ergebnisse haben gezeigt, dass die transversale bzw. senkrecht zur Strömungsrichtung orientierte Schnelleschwankung in der Vorkammer einen signifikanten qualitativen und quantitativen Einfluss auf die Flammendynamik hat. Der quantitative Einfluss der transversalen Anregung wurde durch entsprechende Flammentransferfunktionsmessungen bestimmt. Aus dem Vergleich dieser Ergebnisse mit den Flammentransferunktionen bei axialer Anregung konnten die Änderungen der Amplituden- und Phasenwerte ermittelt werden. Für diese Gegenüberstellung wurde ein grundlegendes Verständnis für die Charakteristiken der Flammentransferfunktion bei axialer Anregung vorausgesetzt. Im Rahmen der Voruntersuchungen wurden wesentliche Erkenntnisse über die Flammentransferfunktion bei axialer Anregung sowie die zugrunde liegenden Wirkungsmechanismen erarbeitet. Basierend auf diesen Erkenntnissen wurde die Prüfstandskonfiguration ausgewählt, die sich für die Untersuchungen bei transversaler Anregung am besten eignet. Für alle in dieser Arbeit aufgeführten Flammentransferfunktionen wurde die Hitzdrahtmesstechnik zur Bestimmung der Geschwindigkeitsschwankung in der Brennerdüse verwendet, die Wärmefreisetzungsschwankung wurde über die OH\*-Chemilumineszenz mit einem Photomultiplier erfasst.

In den Voruntersuchungen wurde, bei ausschließlich axialer Anregung, der Einfluss der Drallzahl und der Brennkammergröße auf die Flammentransferfunktion untersucht. Dabei wurden die Flammentransferfunktionen von vier Brennerkonfigurationen und zwei Brennkammern mit unterschiedlicher Querschnittfläche bestimmt. Darüber hinaus wurde ein Flammentransferfunktionsmodell entwickelt, das auf der Überlagerung von Massenstrom- und Zirkulationsschwankung basiert. Die Untersuchung des Übertragungsverhaltens des radialen Drallbrenners hat belegt, dass am Brenneraustritt die Zirkulationsschwankung einen deutlichen Zeitverzug gegenüber der Massenstromschwankung aufweist, der aus den unterschiedlichen Transportgeschwindigkeiten resultiert. Es wurde gezeigt, dass die Amplitude der Zirkulationsschwankung bei konstanter axialer Anregung mit steigender Frequenz signifikant abnimmt. Die Berücksichtigung des ermittelten Übertragungsverhaltens des Drallbrenners bietet ein merkliches Verbesserungspotential für die Modellierung der Flammentransferfunktion.

Die in der großen Brennkammer ermittelten Flammentransferunktionen der vier untersuchten Brennerkonfigurationen haben den deutlichen Einfluss der Drallzahl aufgezeigt. Mit steigender Drallzahl wurde, wie zu erwarten, eine Verringerung der konvektiven Verzugszeit zwischen Brenner und Flamme bestimmt. Für hohe Drallzahlen wurde ein ausgeprägtes, alternierendes Verhalten der Amplitude der Flammentransferunktion ermittelt, das mit der Überlagerung der beiden Wirkungsmechanismen begründet wurde. Für kleine Drallzahlen hingegen wurde eine signifikante Überhöhung der Amplitudenwerte festgestellt, wobei das alternierende Verhalten deutlich verringert war. Folglich konnte mit dem auf der Überlagerung der beiden Wirkungsmechanismen basierenden Flammentransferunktionsmodell nur für hohe Drallzahlen eine Übereinstimmung mit den experimentellen Daten erzielt werden. Die auf diesem Modell basierende Analyse der Amplitudenverläufe der beiden Wirkungsmechanismen hat aufgezeigt, dass Massenstrom- und Zirkulationsschwankung eine umgekehrte Abhängigkeit von der Drallzahl besitzen. Der Einfluss der Zirkulationsschwankung nimmt, wie zu erwarten, mit steigender Drallzahl zu. Der Einfluss der Massenstromschwankung zeigt hingegen eine signifikante Zunahme für kleinere Drallzahlen. Dies wurde auf die verstärkte Modulation der Flammenoberfläche bei Flammen mit geringerer aerodynamischer Stabilisierung zurückgeführt.

Beim Übergang von der großen zur kleinen Brennkammer wurden eine signifikante Verringerung der Amplitude der Flammentransferunktion und ein deutlich geringerer Zeitverzug ermittelt. Als Ursache für das veränderte dynamische Flammenverhalten wurden die unterschiedlichen Strömungsregime in den beiden Brennkammern identifiziert. Während in der großen Brennkammer die Brennkammerwand die Flamme nicht beeinflusst, wurde bei der kleinen Brennkammer eine signifikante Interaktion zwischen Flamme und Brennkammerwand ermittelt. Mit der Annahme, dass diese Interaktion die aerodynamische Stabilisierung der Flamme verbessert, konnten die geringeren Amplitudenwerte bei den in der kleinen Brennkammer ermittelten Flammentransferunktionen begründet werden. Die Abnahme des Zeitverzuges wurde auf die Erhöhung der Transportgeschwindigkeit zurückgeführt. Aus dem ermittelten, signifikanten Einfluss der Brennkammergröße auf das dynamische Flammenverhalten wurde abgeleitet, dass die Dimensionierung der Brennkammergröße bei Prüfständen besonders beachtet werden muss, um die Aussagekraft der Ergebnisse nicht zu beeinträchtigen.

Aufbauend auf den Erkenntnissen der Voruntersuchungen wurde der Einfluss der transversalen Anregung auf die Flammendynamik bestimmt. Durch den kreuzförmigen Aufbau des Prüfstandes mit zwei senkrecht zueinander orientierten Anregungssystemen konnte der radiale Drallbrenner einer axialen, einer transversalen und einer simultanen Anregung ausgesetzt werden. Die transversale Anregung wurde phasenversetzt betrieben, um dem Drallbrenner eine akustische Schnelleanregung aufzuprägen. Diese senkrecht zur Strömungsrichtung orientierte Anregung bildet das Auftreten von Umfangsschwingungen in der Vorkammer von Ringbrennkammer in einem Einzelbrennerprüfstand nach. Zur Quantifizierung und Regelung der transversalen Schnelleanregung wurden Hitzdrahtsonden in den Drallschlitzen des radialen Drallbrenners positioniert. Hierdurch konnte in den Drallschlitzen eine konstante transversale Geschwindigkeitsschwankung von ~6,6 m/s über einen Frequenzbereich von 40 Hz bis 170 Hz realisiert werden, die Grundlage für alle Untersuchungen bei transversaler Anregung war. Die transversale Anregung führt in einem bestimmten Frequenzbereich zur Ausbildung einer rotierenden Strömungsschwankung in der Brennerdüse. Es wurde theoretisch hergeleitet und experimentell nachgewiesen, dass die rotierende Strömungsschwankung durch die um 180° phasenversetzten Schwankungen von Axial- und Umfangsgeschwindigkeit gekennzeichnet ist. Der rotierende Charakter wurde durch die Phasendifferenz von 90° zwischen zwei benachbarten CTA-Sonden belegt. Aufgrund der konstanten transversalen Anregung konnte die Frequenz, an welcher die rotierende Strömungsschwankung am stärksten ausgeprägt ist, über die Amplitudenverläufe der axialen Geschwindigkeitsschwankung ermittelt werden. Als Ursache für die Ausbildung der rotierenden Strömungsschwankung wurde ein konvektiver Überlagerungsmechanismus identifiziert. Demnach kommt es im Drallbrenner zur Überlagerung von Bereichen erhöhter und verringerter Umfangsgeschwindigkeit, wenn die konvektive Transportzeit für eine halbe Umdrehung exakt der halben Periode der Anregungsfrequenz entspricht. Durch Variation des Luftmassenstroms konnte die Abhängigkeit der Frequenz maximaler konstruktiver Überlagerung von der konvektiven Transportzeit eindeutig nachgewiesen werden. Basierend auf den experimentellen Erkenntnissen wurde ein einfaches Transportmodell entwickelt, das die Frequenz maximaler konstruktiver Überlagerung als Funktion des Luftmassenstroms beschreibt. Zudem erfasst dieses Modell die Verdrehung der helikalen Strombahn im Drallbrenner korrekt, was durch die Übereinstimmung der gemessenen und der modellierten CTA-Signale gezeigt wurde. Es ist festzuhalten, dass der zugrunde liegende Überlagerungsmechanismus, der zur Ausbildung der rotierenden Strömungsschwankung führt, umfassend charakterisiert und somit verstanden wurde.

Der Einfluss der TR-Anregung auf das dynamische Flammenverhalten wurde qualitativ mit amplitudengewichteten Phasenbildern und quantitativ mit Flammentransferfunktionsmessungen erfasst. Die amplitudengewichteten Phasenbilder haben eindeutig gezeigt, dass die rotierende Strömungsschwankung in der Brennerdüse zu einer Asymmetrie der Flammenstruktur in der Brennkammer führt. Die Flammenstruktur weist dabei vergleichbare Charakteristiken auf, was vor allem durch die kontinuierlich in Umfangsrichtung fallende Phase bei Betrachtung von stromab verdeutlicht wurde. Aus seitlicher Betrachtung erscheint die rotierende Flammenstruktur als lineare Bewegung senkrecht zur Strömungsrichtung. Dies wurde durch die Bewegung der Flammenschwerpunkte veranschaulicht. Die Auswertung der in eine obere und eine untere Flammenhälfte aufgeteilten amplitudengewichteten Phasenbilder hat gezeigt, dass die Wärmefreisetzungsschwankungen mit der rotierenden Strömungsschwankung übereinstimmen. Die amplitudengewichteten Phasenbilder bei simultaner, also gleichzeitiger axialer und transversaler Anregung sind durch gegenüberliegende Bereiche konstruktiver und destruktiver Überlagerung gekennzeichnet. Dies resultiert aus der Überlagerung der rotierenden Strömungsschwankung mit der axialen Geschwindigkeitsschwankung. Die Notwendigkeit der simultanen Anregung resultiert aus der Erkenntnis, dass bei transversaler Anregung keine ausreichende, gleichförmige, axiale Geschwindigkeitsschwankung erreicht wird. Voraussetzung für die Bestimmung einer zuverlässigen Flammentransferfunktion ist eine ausreichend hohe, axiale Geschwindigkeitsschwankung. Aus diesem Grund erfolgte die Bestimmung des quantitativen Einflusses der transversalen Anregung bei simultaner Anregung.

Die Flammentransferfunktion bei SI-Anregung unterscheidet sich von der Flammentransferfunktion bei axialer Anregung durch eine merkliche Erhöhung der Amplitude und eine Verringerung der Phase. Diese Änderungen sind auf den Frequenzbereich merklicher konstruktiver Überlagerung begrenzt, wie anhand der drei untersuchten thermischen Leistungen gezeigt wurde. Folglich wurde der Überlagerungsmechanismus als Ursache für das veränderte dynamische Flammenverhalten identifiziert und es wurden mögliche Begründungen gegeben. Aus den Änderungen der FTF wird geschlossen, dass Umfangsmoden in der Vorkammer bei der thermoakustischen Stabilitätsanalyse von Ringbrennkammern berücksichtigt werden müssen, um die Zuverlässigkeit und Aussagekraft nicht zu beeinträchtigen. Das dynamische Flammenverhalten wird von transversalen Schnelleschwankungen besonders bei radialen Drallbrennern, deren Einströmschlitze in Richtung der Schnelleschwankung orientiert sind, beeinflusst. Für andere Brennerarten ist eine deutlich schwächere Sensitivität oder völlige Unempfindlichkeit gegenüber transversaler Anregung zu erwarten. Für radiale Drallbrenner ist eine Übertragungsmethode zur Bestimmung des Frequenzbereiches der dargelegten Änderungen wünschenswert. Als Grundlage für eine Übertragungsmethode kann das in dieser Arbeit entwickelte Transportmodell dienen. Am Ende dieser Arbeit wurde deshalb für einen gasturbinentypischen Vormischbrenner eine Vorhersage der Frequenz maximaler konstruktiver Überlagerung präsentiert und das erforderliche Vorgehen zur Überprüfung aufgezeigt.

# Literaturverzeichnis

- [1] P.R. Alemela. Measurement and Scaling of Acoustic Transfer Matrices of Premixed Swirl Flames. Techn. Universität München, Dissertation, 2009.
- [2] M.P. Auer. Einfluss fluktuierender Brennstoff- und Luftmassenströme auf die Dynamik einer Drallflamme. Technische Universität München, Dissertation, 2005.
- [3] S. Bethke, U. Wever, W. Krebs. Stability Analysis of Gas Turbine Combustion Chamber. Proceedings of the 11<sup>th</sup> AIAA Aeroacoustics Conference, AIAA 2005-2831, Monterey, CA, USA, 2005.
- [4] A.L. Birbaud, D. Durox, S. Ducruix, S. Candel. Dynamics of Confined Premixed Flames Submitted to Upstream Acoustic Modulations. Proceedings of the Combustion Institute, 31(1):1257–1265, 2007.
- [5] G. Borghesi, F. Biagioli, B. Schuermans. Dynamic Response of Turbulent Swirling Flames to Acoustic Perturbations. Combustion Theory and Modelling, 13(3):487–512, 2009.
- [6] B.R. Clayton, Y.S.M. Morsi. Determination of Principal Characteristics of Turbulent Swirling Flow along Annuli, Part1: Measurement of Time Mean Parameters. Int. Journal of Heat and Fluid Flow, 5(4):195–203, 1984
- [7] D.C. Collis, M.J. Williams. Two-Dimensional Convection from Heated Wires at low Reynolds Numbers. J. of Fluid Mechanics, 6:357–384, 1959.
- [8] D.L. Darmofal. The Role of Vorticity Dynamics in Vortex Breakdown. 24<sup>th</sup> AIAA Fluid Dynamics Conference, Nr. 93-3036, 1993.
- [9] A.P. Dowling. A Kinematic Model of a Ducted Flame. Journal of Fluid Mechanics, 394:51-72, 1999.
- [10] V. Dribinski, A. Ossadtchi, V.A. Mandelshtam, H. Reisler.: Reconstruction of Abel-Transformable Images: The Basis-Set Expansion Abel Transform Method. Review of Scientific Instruments, 73(7):2634–2642, 2002.

- [11] D. Durox, T. Schuller, S. Candel. Combustion Dynamics of Inverted Conical Flames. Proc. of the Combustion Institute, 30(2):1717–724, 2005.
- [12] D. Durox, T. Schuller, N. Noiray, S. Candel. Experimental Analysis of Nonlinear Flame Transfer Functions for Different Flame Geometries. Proceedings of the Combustion Institute, 32(1):1391-1398, 2009.
- [13] J. Eckstein. On the Mechanisms of Combustion Driven Low-Frequency Oscillations in Aero-Engines. Techn. Univ. München, Dissertation, 2005.
- [14] S. Evesque, W. Polifke. Low-Order Acoustic Modelling for Annular Combustors: Validation and Inclusion of Modal Coupling. Proc. of the ASME Turbo Expo, GT-2002-30064, Amsterdam, Netherlands, 2002.
- [15] S. Evesque, W. Polifke, C. Pankiewitz. Spinning and Azimuthally Standing Acoustic Modes in Annular Combustors." AIAA Aeroacoustics Conference, AIAA 2003-3182, Hilton Head, SC, USA, 2003.
- [16] D. Fanaca. Influence of Burner-Burner Interactions on the Flame Dynamics in an Annular Combustor. Technische Universität München, Dissertation, 2010.
- [17] D. Fanaca, P.R. Alemela, C. Hirsch, T. Sattelmayer, B. Schuermans. Comparison of the Flow Field of a Swirl Stabilized Premixed Burner in an Annular and a Single Burner Combustion Chamber. Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, 132(6):071502, 2010.
- [18] A. Fischer. Hybride, thermoakustische Charakterisierung von Drallbrennern. Technische Universität München, Dissertation, 2004.
- [19] M. Fleifil, A.M. Annaswamy, Z. Ghoniem, A.F. Ghoniem. Response of a Laminar Premixed Flame to Flow Oscillations: A Kinematic Model and Thermoacoustic Instability Results. Combustion and Flame 106(1):487– 510, 1996.
- [20] E. Freitag. On the Measurement and Modelling of Flame Transfer Functions at Elevated Pressure. Techn. Univ. München, Dissertation, 2009.
- [21] E. Freitag, H. Konle, M. Lauer, C. Hirsch, T. Sattelmayer. Pressure Influence on the Flame Transfer Function of a Premixed Swirling Flame. Proc. of the ASME Turbo Expo, GT2006-90540, Barcelona, Spain, 2006.
- [22] Y. Fu, J. Cai, S.M. Jeng, H. Mongia. Confinement Effects on the Swirling Flow of a Counter-Rotating Swirl Cup. Proceedings of the ASME Turbo Expo, GT2005-68622, Reno, NV, USA, 2005.
- [23] A. Gentemann. Identifikation von akustischen Transfermatrizen und Flammenfrequenzgängen mittels Strömungssimulation. Technische Universität München, Dissertation, 2006.
- [24] L.C. Haber, U. Vandsburger, W.R. Saunders, V.K. Khanna. An Examination of the Relationship Between Chemiluminescent Light Emissions and Heat Release Rate Under Non-Adiabatic Conditions. Proceedings of the ASME Turbo Expo, GT-0121, München, Deutschland, 2000.
- [25] L.C. Haber, U. Vandsburger, W.R. Saunders, V.K. Khanna. An Experimental Examination of the Relationship between Chemiluminescent Light Emissions and Heat-release Rate under Non-Adiabatic Conditions. In: Symposium on Active Control Technology for Enhanced Performance Operational Capabilities of Military Aircraft, Land Vehicles and Sea Vehicles, Braunschweig, Deutschland, 2000.
- [26] M. Hauser. Auslegung und Konstruktion eines akustisch zweidimensionalen Experiments zur Untersuchung der Wärmefreisetzungsschwankungen in Vormischflammen. TU München, Diplomarbeit, 2007.
- [27] M. Hauser, M. Wagner, T. Sattelmayer. Transformation of Transverse Acoustic Velocity of the Burner Approach Flow into Flame Dynamics. Proceedings of the ASME Turbo Expo, GT2012-69051, Kopenhagen, Dänemark, 2012.
- [28] M. Hauser, C. Hirsch, T. Sattelmayer. Influence of the Confinement on the Flame Transfer Function. 18<sup>th</sup> International Congress on Sound and Vibration, Rio de Janeiro, Brasilien, 2011.
- [29] C. Hirsch, D. Fanaca, P.R. Alemela, W. Polifke, T. Sattelmayer. Influence of the Swirler Design on the Flame Transfer Function of Premixed Flames. Proc. of the ASME Turbo Expo, GT2005-68195, Reno, USA, 2005.
- [30] C. Hirsch. Private Kommunikation. 2011.
- [31] Y. Huang, V. Yang. Dynamics and Stability of Lean-Premixed Swirl-Stabilized Combustion. Progress in Energy and Combustion Science, 35(4):293–364, 2009.
- [32] B. Jones, J.G. Lee, B.D. Quay, D.A. Santavicca. Flame Response Mechanisms Due to Velocity Perturbations in a Lean Premixed Gas Turbine Combustor. Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, 133(2):021503, 2011.
- [33] F.E. Jorgensen. How to Measure Turbulence with Hot-Wire Anemometers – a Practical Guide. Handbuch von DantecDynamics, 2002.
- [34] V.K. Khanna. A Study of the Dynamics of Laminar and Turbulent Fully and Partially Premixed Flames. Virginia Polytechnic Institute and State University, Dissertation, 2001.
- [35] F. Kiesewetter. Charakterisierung eines Drallbrenners durch numerische Strömungssimulation. Techn. Universität München, Diplomarbeit, 2000.

- [36] K.T. Kim, J.G. Lee, H.J. Lee, B.D. Quay, D. Santavicca. Characterization of Forced Flame Response of Swirl-stabilized Turbulent Premixed Flames. Proc. of ASME Turbo Expo, GT2009-60031, Orlando, USA, 2009.
- [37] K.T. Kim, J.G. Lee, B.D. Quay, D.A. Santavicca. Spatially Distributed Flame Transfer Functions for Predicting Combustion Dynamics in Lean Premixed Gas Turbine Combustors. Combustion and Flame, 157(9):1718-1730, 2010.
- [38] L.V. King. On the Convection of Heat from Small Cylinders in a Stream of Fluid: Determination of the Convection Constants of Small Platinum Wires with Applications to Hot-Wire Anemometry. Philosophical Transactions of the Royal Society of London, Series A, 214:373–432, 1914.
- [39] O. Kitoh. Experimental Study of Turbulent Swirling Flow in a Straight Pipe. Journal of Fluid Mechanics, 225:445–479, 1991.
- [40] T. Komarek, W. Polifke. Impact of Swirl Fluctuations on the Flame Response of a Perfectly Premixed Swirl Burner. Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, 132(6):061503, 2010.
- [41] J. Kopitz, A. Huber, T. Sattelmayer, W. Polifke. Thermoacoustic Stability Analysis of an Annular Combustion Chamber with Acoustic Low Order Modeling and Validation Against Experiment. Proc. of the ASME Turbo Expo, GT2005-68797, Reno, USA, 2005.
- [42] W. Krebs, G. Walz, S. Hoffmann. Thermoacoustic Analysis of Annular Combustor. AIAA Acoustic conference, AIAA-99-1971, 1999.
- [43] C. Külsheimer, H. Büchner. Combustion Dynamics of Turbulent Swirling Flames. Combustion and Flame, 131(1-2):70–84, 2002.
- [44] K. Kunze. Untersuchung des thermoakustischen Flammenübertragungsverhaltens in einer Ringbrennkammer. Technische Universität München, Dissertation, 2004.
- [45] K. Kunze, C. Hirsch, T. Sattelmayer. Transfer function measurements on a swirl stabilized premix burner in an annular combustion chamber. Proceedings of the ASME Turbo Expo, GT2004-53106, Vienna, Austria, 2004.
- [46] M. Lauer. Determination of the Heat Release Distribution in Turbulent Flames by Chemiluminescence Imaging. Technische Universität München, Dissertation, 2011.
- [47] C.J. Lawn, W. Polifke. A Model for the Thermo-Acoustic Response of a Premixed Swirl burner, Part II: The Flame Response. Combustion Science and Technology. 176(8):1359–1390, 2004.
- [48] C. Lechner, J. Seume. Stationäre Gasturbinen. Springer Berlin, Heidelberg, 2010 (ISBN 9783540927877).

- [49] J. Lepers, B. Prade, G. Pollarolo, W. Krebs, P. Flohr, A. Ferrante. Investigation of Thermoacoustic Stability Limits of an Annular Gas Turbine Combustor Test-Rig With and Without Helmholtz-Resonator. Proceedings of the ASME Turbo Expo, GT2005-68246, Reno, NV, USA, 2005.
- [50] T. Lieuwen, B. T. Zinn. The Role of Equivalence Ratio Oscillations in Driving Combustion Instabilities in Low NO<sub>x</sub> Gas Turbines. 27<sup>th</sup> International Symposium on Combustion, 27(2):1809–1816, 1998.
- [51] T. Lieuwen. Modeling Premixed Combustion–Acoustic Wave Interactions: A Review, Journal of Propulsion and Power, 19(5):765-781, 2003.
- [52] T. Lieuwen, V. Yang. Combustion Instabilities in Gas Turbine Engines: Operational Experience, Fundamental Mechanisms and Modelling. American Institute of Aeronautics and Astronautics (AIAA), Reston, VA, USA, 2005. (ISBN 978-1563476693)
- [53] M. Lohrmann, H. Büchner. Scaling of Stability Limits in Lean-Premixed Gas Turbine Combustors. Proceedings of the ASME Turbo Expo, GT2004-53710, Vienna, Austria, 2004.
- [54] M. Lohrmann, H. Büchner. Prediction of Stability Limits for LP and LPP gas turbine combustors. Combustion Science and Technology. 177(12):2243-2273, 2005.
- [55] S. Malsy-Mink. Akustische Charakterisierung eines Einzelbrennerprüfstandes mit Hitzdrahtmesstechnik (CTA). Technische Universität München, Semesterarbeit, 2009.
- [56] J. Menet, L. Valdes, B. Menart. An Improvement Model for the Directional Sensitivity of Single Yawed Hot-Wire Probes. Measurement Science and Technology, 10:47-50, 1999.
- [57] J.P. Moeck. Modeling, Analysis, and Control of Thermoacoustic Instabilities. Technische Universität Berlin, Dissertation, 2010.
- [58] U. Neunert. Thermoakustische Stabilität einer Reisemobilheizung. Technische Universität München, Dissertation, 2010.
- [59] W. Nitsche, A. Brunn. Strömungsmesstechnik. Springer Verlag, 2007. (ISBN: 978-3540209904)
- [60] J. O'Connor, S. Natarajan, M. Malanoski, T. Lieuwen. Disturbance Field Characteristics of a Transversely Excited Annular Jet. Proceedings of the ASME Turbo Expo, GT2010-22133, Glasgow, UK, 2010.
- [61] J. O'Connor, T. Lieuwen. Further Characterization of the Disturbance Field in a Transversely Excited Swirl-Stabilized Flame. Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, 134(1):011501, 2012.

- [62] J. O'Connor, T. Lieuwen. Influence of Transverse Acoustic Modal Structure on the Forced Response of a Swirling Nozzle Flow. ASME Turbo Expo, GT2012-70053, Kopenhagen, Dänemark, 2012.
- [63] P. Palies. Dynamique et Instabilités de Combustion des Flammes Swirlées. Ecole Centrale Paris, Dissertation, 2010.
- [64] P. Palies, D. Durox, T. Schuller, S. Candel. The Combined Dynamics of Swirler and Turbulent Premixed Swirling Flames. Combustion and Flame, 157(9):1698–1717, 2010.
- [65] P. Palies, D. Durox, T. Schuller, S. Candel. Acoustic-convective Mode Conversion in an Aerofoil Cascade. Journal of Fluid Mechanics, 672:545-569, 2011.
- [66] P. Palies, D. Durox, T. Schuller, S. Candel. Experimental Study on the Effect of Swirler Geometry and Swirl Number on Flame Describing Functions. Combustion Science and Technology, 183(7):704–717, 2011.
- [67] W. Polifke, C. O. Paschereit, K. Döbbeling. Constructive and Destructive Interference of Acoustic and Entropy Waves in a Premixed Combustor with a Choked Exit, International Journal of Acoustics and Vibration, 6(3):135-146, 2001.
- [68] W. Polifke. Combustion Instabilities. Advances in Aeroacoustics and Applications, VKI Lecture Series, Brüssel, 2004.
- [69] W. Polifke, C. Lawn. On the Low-Frequency Limit of Flame Transfer Functions. Combustion and Flame, 151(3):437–451, 2007.
- [70] C. Pankiewitz. Hybrides Berechnungsverfahren für thermoakustische Instabilitäten von Mehrbrennersystemen. Technische Universität München, Dissertation, 2004.
- [71] J. Pieringer. Simulation selbsterregter Verbrennungsschwingungen in Raketenschubkammern im Zeitbereich. Technische Universität München, Dissertation, 2008.
- [72] Preetham, S. Hemchandra, T. Lieuwen. Dynamics of Laminar Premixed Flames Forced by Harmonic Velocity Disturbances. Journal of Propulsion and Power, 24(6):1390–1402, 2008.
- [73] L. Rayleigh. The Explanation of Certain Acoustical Phenomena. Nature, 18:319–321, 1878.
- [74] M. Russ, A. Meyer, H. Büchner. Scaling of thermoacoustic characteristics of LP and LPP swirl flames. Proceedings of the ASME Turbo Expo, GT2007-27775, Montreal, Canada, 2007.

- [75] J. Sangl. Erhöhung der Brennstoffflexibilität von Vormischbrennern durch Beeinflussung der Wirbeldynamik. Technische Universität München, Dissertation, 2011.
- [76] T. Sattelmayer. Influence of the Combustor Aerodynamics on Combustion Instabilities from Equivalence Ratio Fluctuations. Proceedings of the ASME Turbo Expo, GT-0082, Munich, Germany, 2000.
- [77] K.C. Schadow, E. Gutmark. Combustion Instability Related to Vortex Shedding in Dump Combustors and Their Passive Control. Progress in Energy and Combustion Science, 18(2):117–132, 1992.
- [78] S. Schinkel. Konstruktion und Aufbau eines CTA-Versuchs. Technische Universität München, Semesterarbeit, 2003
- [79] B. Schuermans, W. Polifke, C.O. Paschereit. Modeling Transfer Matrices of Premixed Flames and Comparison with Experimental Results. Proceedings of the ASME International Gas Turbine & Aeroengine Congress & Exhibition, 99-GT-132, Indianapolis, IN, USA, 1999.
- [80] B. Schuermans. Modeling and Control of Thermoacoustic Instabilities. Ecole Polytechnique Federale de Lausanne, Dissertation, 2003.
- [81] B. Schuermans, V. Bellucci, F. Guethe, F. Meili, P. Flohr, C.O. Paschereit. A Detailed Analysis of Thermoacoustic Interaction Mechanisms in a Turbulent Premixed Flame. Proceedings of the ASME Turbo Expo, GT2004-53831, Vienna, Austria, 2004.
- [82] B. Schuermans, F. Guethe, W. Mohr. Optical Transfer Function Measurements for Technically Premixed Flames. Proceedings of the ASME Turbo Expo, GT2008-51500, Berlin, Germany, 2008.
- [83] B. Schuermans, F. Guethe, D. Pennel, D. Guyot, C.O. Paschereit. Thermoacoustic Modeling of a Gas Turbine Using Transfer Functions Measured at Full Engine Pressure. Proceedings of the ASME Turbo Expo, GT2009-59605, Orlando, FL, USA, 2009.
- [84] T. Schuller. Mécanismes de Couplage dans les Interactions Acoustique-Combustion. Ecole Central Paris, Dissertation, 2003.
- [85] T. Schuller, D. Durox, S. Candel. A Unified Model for the Prediction of Laminar Flame Transfer Functions: Comparisons between Conical and V-Flame Dynamics. Combustion and Flame, 134(1-2):21–34, 2003.
- [86] T. Schuller, D. Durox und S. Candel. Self-induced Combustion Oscillations of Laminar Premixed Flames Stabilized on Annular Burners. Combustion and Flame, 135(4):525-537, 2003.
- [87] T. Schuller, A Cuquel, P. Palies, J. Moeck, D. Durox, S. Candel. Modeling the Response of Premixed Flame Transfer Functions - Key Elements and

Experimental Proofs. Proceedings of the 50<sup>th</sup> AIAA Aerospace Science Meeting, AIAA-2012-985, Nashville, TN, USA, 2012

- [88] J.R. Seume, N. Vortmeyer, W. Krause, J. Hermann, C.C. Hantschk, P. Zangl, S. Gleis, D. Vortmeyer, A. Orthmann. (1998). Application of Active Combustion Instability Control to a Heavy Duty Gas Turbine. Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, 120(4):721–726, 1998.
- [89] Shreekrishna, S. Hemchandra, T. Lieuwen. Premixed Flame Response to Equivalence Ration Pertubations. Combustion Theory and Modelling, 14(5):681-714, 2010.
- [90] Siemens AG. http://www.energy.siemens.com/hq/pool/hq/power-generation/gas-turbines/SGT5-8000H/downloads/SGT5-8000H%20proven %20in%20commercial%20operation.pdf.
- [91] G. Staffelbach, L. Y. M. Gicquel, G. Boudier, T. Poinsot. Large Eddy Simulation of Self Excited Azimuthal Modes in Annular Combustors. Proceedings of the Combustion Institute, 32(2):2909-2916, 2009.
- [92] W. Steenbergen, J. Voskamp. The Rate of Decay of Swirl in Turbulent Pipe Flow. Flow Measurement and Instrumentation, 9(2):67–78, 1998.
- [93] S. Stow, A.P. Dowling, Modelling of Circumferential Modal Coupling due to Helmholtz Resonators. Proceedings of the ASME Turbo Expo, GT2003-38168, Atlanta, Georgia, USA, 2003.
- [94] S. Stow, A.P. Dowling. Thermoacoustic Oscillations in an Annular Combustor. Proceedings of the ASME Turbo Expo, GT-0037, New Orleans, LA, USA, 2001.
- [95] D.L. Straub, G.A. Richards. Effect of Axial Swirl Vane Location on Combustion Dynamics. International Gas Turbine & Aeroengine Congress & Exhibition, GT-109, Indianapolis, IN, USA, 1999.
- [96] N. Syred. A Review of Oscillation Mechanisms and the Role of the Precessing Vortex Core (PVC) in Swirl Combustion Systems. Progress in Energy and Combustion Science, 32(2):93–161, 2006.
- [97] M. T. Szedlmayer, B. D. Quay, J. Samarasinghe, A. De Rosa, J. G. Lee, D. A. Santavicca. Forced Flame Response of a Lean Premixed Multi-Nozzle Can Combustor. Proceedings of the ASME Turbo Expo, GT2011-46080, Vancouver, Canada, 2011.
- [98] L. Tay Wo Chong Hilares. Numerical Simulation of the Dynamics of Turbulent Swirling Flames. Techn. Universität München, Dissertation, 2012.
- [99] L. Tay Wo Chong Hilares, T. Komarek, R. Kaess, S. Föller, W. Polifke. Identification of Flame Transfer Functions from LES of a Premixed Swirl Burner. Proc. of ASME Turbo Expo, GT2010-22769, Glasgow, UK, 2010.

- [100] L. Tay Wo Chong Hilares. Private Kommunikation. 2011.
- [101] S. Tiribuzi. Very Rough Grid Approach for CFD Modelling of Thermoacoustic Oscillations Inside an Annular Premixed Combustor. Proc. of ASME Turbo Expo, GT2006-90055, Barcelona, Spain, 2006.
- [102] S. Tiribuzi. Numerical Assessment of SCAP: A Passive System for Preventing Thermo-Acoustic Oscillations in Gas Turbine Annular Combustors. Proceedings of the ASME Turbo Expo, GT2007-28063, Montreal, Canada, 2007.
- [103] A. Ulhaq. Private Kommunikation. 2011.
- [104] J. Wäsle, A. Winkler, T. Sattelmayer. TD1: Experimental ,Investigation of the TD1 Swirl Burner. Techn. Univ. München, Interner Bericht, 2005.
- [105] J. G. Wäsle. Vorhersage der Lärmemission turbulenter Vormischflammen. Technische Universität München, Dissertation, 2007.
- [106] T. Wagner, J. Kent. On the Directional Sensitivity of Hot-Wires: A new Look at an old Phenomenom. Experiments in Fluids, 6(8):553-660, 1988.
- [107] P. Walterscheid. Experimentelle Untersuchung und Modellierung von Flammentransferfunktionen bei verschiedenen Drallstärken und Brennkammergrößen. Technische Universität München, Diplomarbeit, 2011.
- [108] S.Wang, V. Yang. Unsteady Flow Evolution in Swirl Injectors with Radial Entry II: External Excitations. Physics of Fluids, 17(4):045107, 2005.
- [109] E. Wanke. FE-Verfahren zur Analyse der thermoakustischen Stabilität nichtisentroper Strömungen. TU München, Dissertation, 2010.
- [110] A. Winkler. Validierung eines Modells zur Vorhersage turbulenten Verbrennungslärms. Technische Universität München, Dissertation, 2007.
- [111] P. Wolf, G. Staffelbach, A. Roux, L. Gicquel, T. Poinsot, V. Moureau. Massively Parallel LES of Azimuthal thermo-acoustic Instabilities in Annular Gas turbines. Comptes Rendus Mécanique, 337(6-7):385-394, 2009.

### **Verzeichnis betreuter Studienarbeiten**

Im Rahmen dieser Dissertation entstanden am Lehrstuhl für Thermodynamik in den Jahren von 2008 bis 2011 unter wissenschaftlicher, fachlicher und inhaltlicher Anleitung des Autors die im Folgenden aufgeführten Studienarbeiten. Ergebnisse aus diesen Arbeiten können in Teilen in das vorliegende Dokument eingeflossen sein. Der Autor dankt hiermit allen betreuten Studenten für ihr Engagement bei der Unterstützung dieser wissenschaftlichen Arbeit.

#### **Diplomarbeiten (5)**

Manuel Lorenz	Experimentelle Untersuchung des Einflusses von transver- salen akustischen Vorkammermoden auf das dynamische Flammenverhalten (09/2009).
Michael Wagner	Messung von Flammentransferfunktionen unter zwei- dimensionaler akustischer Anregung (12/2009).
Michael Kolb	Instability modes of a transversely excited swirl-stabilized flame (Georgia Institute of Technology, USA, 11/2010).
Peter Walterscheid	Experimentelle Untersuchung und Modellierung von Flammentransferfunktionen bei verschiedenen Drallstärken und Brennkammergrößen (06/2011).
Christian Parey	Einfluss transversaler akustischer Anregung auf die Flam- mendynamik (07/2011).

### Semester- und Bachelorarbeiten (7)

Simon Malsy-Mink	Akustische Charakterisierung eines Einzelbrennerprüfstandes mit Hitzdrahtmesstechnik (CTA) (05/2009).
Michael Wagner	Experimentelle Untersuchung der Wärmefreisetzungs- schwankungen einer turbulenten Vormischflamme unter zwei-dimensionaler Anregung (05/2009).
Pietro Salanitro	Implementierung und Inbetriebnahme einer Prüfstandsteu- erung mit LabVIEW (11/2009).
Simon Malsy-Mink	Experimentelle Untersuchung des Strömungsfeldes eines Drallbrenners unter zweidimensionaler akustischer Anre- gung mit High Speed Particle Image Velocimetry (PIV) (11/2009).
Balbina Hampel	Erstellung einer Echtzeitanzeige für einen thermoakusti- schen Verbrennungsprüfstand (11/2009).
Sarah Bagehorn	Messung von Flammentransferfunktionen an einer einge- schlossenen Drallflamme (09/2010).
Robert Baleanu	Numerische Simulation eines Radialdrallerzeugers unter akustischer Anregung (10/2010).

## Anhang

### A Modencharakterisierung

Zur Überprüfung der gewünschten transversalen Schnelleanregung des Drallbrenners wurden Schalldruckmessungen entlang des transversalen Anregungssystems durchgeführt. Eine ausführliche Beschreibung der verwendeten Mikrophone ist bei Alemela [1] und Neunert [58] zu finden.

In Abbildung A.1 sind die Amplituden- und Phasenverläufe für 6 Messpositionen entlang des transversalen Anregungssystems bei maximal zur Verfügung stehender TR-Anregungsspannung U dargestellt. Die Anregung mit maximaler Leistung ist erforderlich, um die Eigenfrequenzen eindeutig identifizieren zu können. Es ist darauf hinzuweisen, dass alle Untersuchungen in Kapitel 6 bei geregelter Anregungsspannung U und somit konstanter transversaler Schnelleschwankung durchgeführt wurden (Abs. 6.1.1). Die Messpositionen der sechs Mikrophone ist in Abbildung A.2 dargestellt. Die Messpositionen 1 und 6 sind dabei in den Abschlussplatten des transversalen Anregungssystems angebracht, die übrigen Messpositionen befinden sind seitlich am Schacht.

Die Amplitudenverteilung im untersuchten Frequenzbereich zeigt die Ausprägung von drei Maxima, wobei Schalldrücke von über 2000 Pa erreicht werden. Die Eigenfrequenzen des transversalen Anregungssystems befinden sich demnach bei 50 Hz, 140 Hz und 290 Hz. Aus den Phasenverläufen kann bereits die angeregte Modenform im transversalen Anregungssystem abgeleitet werden. Bis ca. 250 Hz zeigen die Phasenwerte der drei rötlichen (1-3) und der drei bläulichen (4-6) Messpositionen keine nennenswerte Abweichung. Für höhere Frequenzen stimmen die Phasenwerte der Messpositionen 1 und 6 mit den jeweils anderen Messpositionen unterschiedlicher Farbe überein. Dies liefert einen Hinweis auf einen Wechsel der Modenform für Frequenzen größer 250 Hz. Die ortsaufgelösten Druckverteilungen in Abbildung A.2 bestätigen dies. Darin sind die Druckverläufe entlang des transversalen Anregungssystems für die drei ermittelten Eigenfrequenzen dargestellt.



Abbildung A.1: Amplituden- und Phasenverläufe der Schalldruckmessungen entlang des transversalen Anregungssystems bei maximaler TR-Anregung.



**Abbildung A.2:** Schematische Veranschaulichung der Messpositionen am transversalen Anregungssystem; Amplitudenverteilung entlang des transversalen Anregungssystems für die drei ermittelten Eigenfrequenzen (Ref. Messposition 1).

Die ortsaufgelöste Druckverteilung zeigt eindeutig, dass sich bei den Frequenzen 50 Hz und 140 Hz eindeutig eine  $\lambda/2$ -Mode einstellt, während bei 290 Hz eine  $3/2 \lambda$ -Mode angeregt wird. Die Abweichung der Eigenfrequenzen gegenüber einer einfachen Abschätzung mit der Länge des transversalen Anregungssystems ist auf die komplexe Geometrie des Prüfstandes zurückzuführen. Die Begründung für das Auftreten von zwei  $\lambda/2$ -Moden ist hingegen schwieriger. Eine mögliche Ursache wird in der Resonanz der Lautsprecherfassung und dem damit verbundenen zusätzlichen Volumen gesehen. Für die Untersuchungen im Rahmen dieser Arbeit waren ausschließlich die ermittelten transversalen Geschwindigkeitsschwankungen in den Drallschlitzen v'<sub>DS</sub> relevant. Die Schalldruckmessungen wurden ausschließlich zum Nachweis der gewünschten Modenform sowie zur Überprüfung der symmetrischen Schalldruckverteilung eingesetzt. Im gesamten, bei TR-Anregung untersuchten Frequenzbereich (bis 200 Hz), ist somit von der Anregung einer  $\lambda$ /2-Mode auszugehen, bei der Schalldruckamplituden von knapp 1000 Pa erreicht wurden. In Abbildung A.3 sind zur Vollständigkeit die Amplituden- und Phasenverläufe bei SI-Anregung aufgeführt. Bei dieser Messung wurde ebenfalls die maximale transversale Anregungsleistung untersucht, die axiale Anregungsleistung war dabei auf u'/ū ~ 6% geregelt. Diese Abbildung verdeutlicht, dass sich auch bei SI-Anregung im transversalen Anregungssystem die zuvor veranschaulichten  $\lambda$ /2-Moden einstellen. Die SI-Anregung zeigt ebenfalls die gewünschte symmetrische Schalldruckverteilung im transversalen Schacht und weist dabei keine nennenswerten Änderungen gegenüber der TR-Anregung auf.



Abbildung A.3: Amplituden- und Phasenverläufe der Schalldruckmessungen entlang des transversalen Anregungssystems bei SI-Anregung.

### **B** Qualität der Messdaten

In diesem Abschnitt wird die Qualität der in dieser Arbeit dargelegten FTF-Messungen anhand von fünf Kriterien analysiert. Damit wird gezeigt, dass den Messdaten eine hohe Genauigkeit bzw. Qualität zugeschrieben werden kann.

#### Reproduzierbarkeit

Die Reproduzierbarkeit muss für alle experimentellen Untersuchungen gegeben sein. Sind Messdaten nicht reproduzierbar, so haben diese keine Aussagekraft. In Abbildung A.4 sind die FTF von zwei unterschiedlichen Messtagen gegenübergestellt. Bei der 1. Messung handelt es sich um die Messdaten, die in Kapitel 5 für die Untersuchung zum Einfluss der Drallzahl und der Brennkammergröße aufgeführt sind. Die 2. Messung entspricht den Messdaten zum Einfluss der TR-Anregung aus Kapitel 6.

Aus der Abbildung A.4 geht eindeutig hervor, dass sowohl die Amplituden- als auch die Phasenverläufe der beiden FTF-Messungen keine nennenswerten Abweichungen aufweisen. Der Amplitudenverlauf weist zwar vereinzelt kleinere Ungenauigkeiten auf, die Amplitudenmaxima und –minima der beiden Messungen sind qualitativ und quantitativ identisch. Die Phasenverläufe stimmen exakt überein.

Neben der Reproduzierbarkeit verdeutlicht dieser Vergleich auch, dass der Anschluss des transversalen Anregungssystems an das Vorkammermodul keine Veränderung der FTF bewirkt. Abschließend sei darauf hingewiesen, dass die Reproduzierbarkeit der Messdaten für alle Einflussgrößen, die Gegenstand dieser Arbeit sind, überprüft wurde.



**Abbildung A.4:** Amplituden- und Phasenverläufe der an zwei unterschiedlichen Messtagen ermittelten FTF; Die Messungen erfolgten zudem ohne (1.) und mit (2.) angeschlossenem transversalem Anregungssystem [TD1-16, GBK, AX, P2].

#### Fehlerabschätzung

Ein weiterer Aspekt zur Beurteilung der Messdatenqualität ist die Fehlerabschätzung. Auch bei größtmöglicher Sorgfalt unterliegen experimentelle Messtechniken einer Fehlertoleranz, deren genaue Größenordnung zu ermitteln und zu berücksichtigen ist. Der in dieser Arbeit entwickelte Versuchstand verfügt über insgesamt vier CTA-Sonden in der Brennerdüse, woraus die Messgenauigkeit der CTA-Sonden bestimmt werden kann. Um darüber hinaus auch die Genauigkeit des PM beurteilen zu können, wurde bei einigen Messungen ein zweiter PM eingesetzt, der die Brennkammer bzw. die Flamme von einer schräg stromab gelegenen Position aus erfasste.

Abbildung A.5 sind die Amplituden-In und Phasenverläufe einer FTF-Messungen mit vier CTA-Sonden und zwei PM dargestellt. Die Fehlerbalken veranschaulichen dabei die Abweichungen gegenüber dem Mittelwert unter Berücksichtigung aller sechs Sensoren. Diese Abbildung verdeutlicht, dass die Differenz gegenüber dem Mittelwert über fast den gesamten Frequenzbereich kleiner ±10% ist. Diese Abweichungen werden als zulässig erachtet und daraus abgeleitet, dass die in dieser Arbeit ermittelten Abhängigkeiten keiner signifikanten Beeinträchtigung durch die Genauigkeit der Messdaten unterliegen.



Abbildung A.5: Vergleich der Amplituden- und Phasenverläufe der gemessen FTF mit der von Alemela [1] am ICLEAC-Prüfstand ermittelten FTF(TD1-16-Brenner, identische Brennkammerabmessung, 50 kW thermische Leistung und eine Luftzahl von 1,36) [TD1-16, KBK, AX, P2].

Es sei drauf hingewiesen, dass potentielle Verbesserungsmöglichkeiten, wie z.B. die zeitliche Verlängerung der Messdatenaufzeichnung, die Positionierung und Ausrichtung der CTA-Sonden und des PM, überprüft wurden. Die dargelegten Abweichungen sind das Ergebnis eines umfassenden Verbesserungsprozesses.

Um die generelle Genauigkeit des Prüfstandes sowie der verwendeten Messmethode beurteilen zu können, bietet sich in diesem Fall ein Vergleich mit den Ergebnissen am ICLEAC Versuchsstand von Alemela [1] an. In Abbildung A.5 sind Amplituden- und Phasenverlauf dieser Messung mit aufgeführt, wobei die Verläufe über der Strouhal-Zahl aufgetragen sind, um die unterschiedlichen thermischen Betriebsgrößen zu berücksichtigen. Die Amplitudenverläufe stimmen abgesehen vom Minimum bei Str = 0,36 und für Str > 0,6 sehr genau überein. Die Phasenverläufe sind bis Str = 0,36 ebenfalls identisch, weichen anschließend aber deutlich voneinander ab. Trotz der bereichsweisen Unterschiede ist der Vergleich mit Alemela [1] als Bestätigung für die Genauigkeit der Messdaten zu werten, da die Ergebnisse an zwei verschiedenen Prüfstanden erfasst wurden. Darüber hinaus bietet dieser Vergleich eine Absicherung der verwendeten FTF-Messmethode. Alemela [1] hat die in Abbildung A.5 dargestellten Ergebnisse ebenfalls mit der akustischen FTF-Messmethode ermittelt (Abs. 2.1). Dies ist ein Nachweis für die Zuverlässigkeit der direkten Methode.

#### Skalierung über der Sr-Zahl

Eine weitere Möglichkeit zur Beurteilung der Datenqualität ist die Überprüfung einer bereits umfassend untersuchten und somit charakterisierten Einflussgröße. Für thermoakustische Verbrennungsprüfstände bietet sich hierfür die Variation der thermischen Leistung an. Nach Külsheimer und Büchner [43] und Fischer [18] ist mit steigender thermischer Leistung eine Verschiebung des Amplitudenverlaufes zu höheren Frequenzen zu erwarten. Der Phasenverlauf hingegen weist einen flacheren Abfall auf, was auf eine verkürzte konvektive Verzugszeit infolge der erhöhten Transportgeschwindigkeit zurückzuführen ist. Durch Skalierung der FTF unterschiedlicher thermischer Leistungen über der Sr-Zahl wird erwartet, dass diese identische bzw. vergleichbare Verläufe aufzeigen.

In Abbildung A.6 sind die Amplituden- und Phasenverläufe für die drei Betriebspunkte P1, P2 und P3 über der Sr-Zahl dargestellt. Die Amplituden- und Phasenverläufe der drei Betriebspunkte liegen in dieser Darstellung wie erwartet übereinander. Die Überprüfung einer bereits charakterisierten Einflussgröße wie der thermischen Leistung ist ein weiterer Nachweis für die Messgenauigkeit des Prüfstandes.



Abbildung A.6: Amplituden- und Phasenverläufe der FTF für die drei untersuchten Betriebspunkte P1, P2 und P3 über der Sr-Zahl [TD-16, GBK, AX, -X-].

#### Linearität

Bei thermoakustischen Untersuchungen zur Flammendynamik treten bei zu hohen Anregungsamplituden nicht-lineare Effekte auf, die eine Änderung des dynamischen Flammenverhaltens bewirken [43]. Die Linearität der Messdaten ist somit nur solange gewährleistet, wie die Anregungsamplitude unter einem bestimmten Grenzwert liegt. Für belastbare Messdaten ist aber eine ausreichende Anregungsamplitude erforderlich, um über ein hohes Signal-Rausch-Verhältnis zu erreichen. Aus diesem Grund wurden alle FTF-Messungen mit einer Anregung von 6% durchgeführt, was sich bei Freitag [20] als geeigneter Anregungswert herausgestellt hat. Um nicht-lineare Effekte vollständig ausschließen zu können, müssten genaugenommen explizite Untersuchungen umgesetzt werden, wie dies Freitag [20] durch Variation der Anregungsamplitude überprüft hat. Obwohl eine umfassende Variation der Anregungsamplitude an diesem Prüfstand nicht durchgeführt wurde, kann die Linearität der Messdaten belegt werden. Durch Fehler im iterativen Anpassungsprozess wurden vereinzelt viel zu hohe Anregungsamplituden erzeugt. Die Auswertung dieser Messungen bestätigt die Linearität der Messdaten, was in Abbildung A.7 veranschaulicht ist.



**Abbildung A.7:** Abhängigkeit der Amplituden- und Phasenwerte der FTF von der normierten Anregungsamplitude für den TD1-16-Brenner bei Betriebspunkt P2 in der kleinen und großen Brennkammer (jeweils zwei Anregungsfrequenzen).

Wie aus dieser Abbildung zu entnehmen ist, kam es bei den dargelegten Fällen zum doppelten bis vierfachen der gewünschten Anregungsamplitude. Doch trotz dieser hohen Anregung ist keine nennenswerte Abweichungen der Amplitudenund Phasenwerte auszumachen. Entscheidend in Bezug auf die Abweichungen ist, dass diese keine eindeutige Tendenz aufweisen und sich in einem zulässigen Toleranzbereich bewegen. Aus diesem Grund können die Messdaten dieser Arbeit als vollständig linear erachtet werden.

#### **Grenzwert der FTF**

Die Erfüllung der Grenzwerte der FTF (Gln. 2.8 und 2.9) ist ein Kriterium, das besonders in Bezug auf die quantitative Aussagekraft der FTF-Messdaten von Bedeutung ist. Wird ein Grenzwert nicht exakt erfüllt, muss dies als Hinweis auf mögliche Ungenauigkeiten bzw. Fehlerquellen aufgefasst werden. In diesem Fall müssen Verbesserungen und/oder weiterführende Untersuchungen umgesetzt werden, ansonsten ist die Qualität der Messdaten erheblich beeinträchtigt.

Wie aus Abbildung 5.7 und Abbildung 5.16 eindeutig ersichtlich ist, werden die Grenzwerte für hohe Frequenzen in beiden Brennkammern erfüllt. Zudem wird der Grenzwert der Phase der FTF für kleine Frequenzen genau eingehalten. Die Amplituden dieser beiden Messreihen hingegen weisen für 10 Hz Werte zwischen 1,13 und 1,35 auf, was nicht exakt dem geforderten Grenzwert von 1,0 entspricht. Zur Auflösung dieser Diskrepanz wurden FTF-Messungen mit einer verkleinerten Frequenzauflösung (2 Hz) sowie einer kleineren Startfrequenz (2 Hz) durchgeführt. In Abbildung A.8 sind die Amplitudenverläufe der FTF für die generelle sowie die verkleinerte Frequenzauflösung gegenübergestellt.



**Abbildung A.8:** Amplitudenverläufe der FTF des TD1 12 Brenners bei Betriebspunkt P1 im unteren (links) und im gesamten (rechts) Frequenzbereich für die generelle (1. Messung) sowie die verkleinerte (2. Messung) Frequenzauflösung.

Aus dieser Abbildung wird ersichtlich, dass trotz relativ hoher Amplitudenwerte bei 10 Hz der geforderte Grenzwert erfüllt ist, da der Amplitudenverlauf für kleinere Frequenzen weiter abfällt und zu 1,0 verläuft. Es ist somit davon auszugehen, dass die Dynamik der Flamme bereits bei kleinen Frequenzen erheblich ist und einen stetigen Anstieg der Amplitude der FTF bewirken kann. FTF-Messungen mit verkleinerter Frequenzauflösung können somit entscheidend zur quantitativen Aussagekraft der Messdaten beitragen und sind bei auftretenden Unstimmigkeiten ein einfacher Lösungsansatz.

## C In der großen und der kleinen Brennkammer ermittelte FTF

In den nachfolgenden Abbildungen sind für die vier untersuchten Brennerkonfigurationen die in der großen und der kleinen Brennkammer gemessenen FTF gegenübergestellt. Alle FTF-Messungen wurden bei Betriebspunkt P1 und mit einer über den gesamten Frequenzbereich konstanten Anregung von 6% durchgeführt. Diese Abbildungen dienen ausschließlich zur Veranschaulichung des Einflusses der Brennkammer, die Erläuterung und Diskussion über die ermittelten Amplitudenverhältnisse und Phasendifferenzen sind in Abschnitt 5.3 zu finden.



**Abbildung A.9:** Gegenüberstellung der in der großen und kleinen Brennkammer ermittelten FTF [TD-12, -X-, AX, P1].



**Abbildung A.10:**Gegenüberstellung der in der großen und kleinen Brennkammer ermittelten FTF [TD-16, -X-, AX, P1].



Abbildung A.11: Gegenüberstellung der in der großen und kleinen Brennkammer ermittelten FTF [TD-24, -X-, AX, P1].



Abbildung A.12:Gegenüberstellung der in der großen und kleinen Brennkammer ermittelten FTF [TD-32, -X-, AX, P1].

### D Zerlegung der CTA-Signale

Ein wesentlicher Aspekt bei der Identifizierung und Charakterisierung der rotierenden Strömungsschwankung war die Erkenntnis, dass bei TR-Anregung auch eine gleichförmige axiale Geschwindigkeitsschwankung u'<sub>GF</sub> induziert wird (Abs. 6.1.2). Diese gleichförmige Geschwindigkeitsschwankung u'<sub>GF</sub> wird durch die Interaktion bzw. Wechselwirkung mit dem axialen Anregungssystem hervorgerufen und resultiert folglich aus der Geometrie des Prüfstandes. Die Bestimmung der rotierenden Strömungsschwankung erfolgte gemäß den Gleichungen 6.1 und 6.2 durch die Subtraktion der gleichförmigen Geschwindigkeitsschwankung von der gemessen Geschwindigkeitsschwankung u'. Nachfolgend sind die Schritte dieser Signalzerlegung exemplarisch für die axiale Geschwindigkeitsschwankung bei TR-Anregung und Betriebspunkt M3 dargestellt.

In Abbildung A.13 sind die ermittelten Amplituden- und Phasenverläufe der vier CTA-Sonden in der Brennerdüse (u'<sub>i</sub>) sowie die draus berechnete gleichförmige axiale Geschwindigkeitsschwankung u'<sub>GF</sub> dargestellt. Durch Subtraktion der gleichförmigen Geschwindigkeitsschwankung von den einzelnen CTA-Signalen wurde die rotierende Strömungsschwankung u'<sub>ROT</sub> berechnet, die in Abbildung A.14 aufgeführt ist. Die Amplitudenverläufe sind dabei identisch zu Abbildung 6.4. Bei den Phasenverläufen hingegen sind hier die absoluten Phasenwerte und nicht die Phasendifferenzen zwischen benachbarten CTA-Sonden veranschaulicht. Abbildung A.15 zeigt die resultierenden Amplituden- und Phasenverläufe nach der Subtraktion der gleichförmigen und der rotierenden Strömungsschwankung wurde die gemittelte Amplitude aller vier CTA-Sonden verwendet, woraus die Restsignale mit geringer Amplitude resultieren. Die geringe Amplitude nach der Subtraktion der Subtraktion der rotierenden Strömungsschwankung wurde die gleichförmigen und der rotierenden Strömungsschwankung wurde die genittelte Amplitude resultieren. Die geringe Amplitude nach der Subtraktion der Subtraktion der rotierenden Strömungsschwankung bestätigt die Überlegungen zur Überlagerung zweier Geschwindigkeitsschwankungen.



**Abbildung A.13:** Amplituden- und Phasenverläufe der vier CTA-Sonden (u'<sub>i</sub>) in der Brennerdüse sowie die gleichförmige axiale Geschwindigkeitsschwankung u'<sub>GF</sub>.



**Abbildung A.14:**Berechnete Amplituden- und Phasenverläufe der rotierenden Strömungsschwankung, sowie der gemittelte Amplitudenverlauf (u'<sub>ROT,MW</sub>).



Abbildung A.15:Resultierende Amplituden- und Phasenverläufe nach der Subtraktion der gleichförmigen und der rotierenden Geschwindigkeitsschwankung.

### **E FTF bei AX- und SI-Anregung**

Die Abbildungen in diesem Abschnitt sind Ergänzungen zu den Ausführungen zum Einfluss der TR-Anregung auf die Flammendynamik bzw. FTF, die im Abschnitt 6.3 umfassend behandelt wurde.

In Abbildung A.16 und Abbildung A.17 sind die FTF bei AX- und SI-Anregung für die Betriebspunkte P1 und P3 gegenübergestellt. Aus dem Vergleich dieser beiden Abbildungen zusammen mit Abbildung 6.20 ist die Verschiebung des Einflusses der TR-Anregung zu höheren Frequenzen für größere thermische Leistungen eindeutig zu erkennen.



Abbildung A.16:Gegenüberstellung der Amplituden- und Phasenverläufe der FTF bei AX- und SI-Anregung [TD1-16, GBK, -X-, P1].



Abbildung A.17:Gegenüberstellung der Amplituden- und Phasenverläufe der FTF bei AX- und SI-Anregung [TD1-16, GBK, -X-, P3].

Aus Abbildung A.18 ist eindeutig ersichtlich, dass die Sr-Zahl Skalierung auch bei SI-Anregung zur Übereinstimmung der FTF der drei Betriebspunkte führt. Für die AX-Anregung wurde die Übereinstimmung durch Sr-Skalierung bereits im Anhang B bzw. Abbildung A.6 veranschaulicht. Aus dem Vergleich dieser beiden Abbildungen ist zu entnehmen, dass die Änderungen der FTF bei SI-Anregung mit dem Frequenzbereich merklicher konstruktiver Überlagerung übereinstimmen.



Abbildung A.18: Amplituden- und Phasenverläufe der FTF bei SI-Anregung für die drei Betriebspunkte P1, P2 und P3 über der Sr-Zahl [TD1-16, GBK, SI, -X-,].

### F Axialer Drallbrenner bei TR-Anregung

Neben den Untersuchungen mit dem TD1-Brenner wurden auch Messungen mit einem axialen Drallbrenner in begrenztem Umfang durchgeführt. Der Einbau in der Brennerdüse sowie ein Photo des untersuchten axialen Drallbrenner sind in Abbildung A.19 dargestellt. Der axiale Drallbrenner verfügt über 8 Schaufelblätter, welche eine Gesamtlänge von 30 mm aufweisen. Die ersten 15 mm sind dabei parallel zur Brennerachse orientiert. Die zweiten 15 mm der Schaufelblätter sind gegenüber dem ersten Teil um 45° verdreht und prägen der Strömung den gewünschten Drehimpuls auf.



Abbildung A.19: Schematische Darstellung des Einbaus des axialen Drallbrenners in der Brennerdüse des TD1-Brenners (links); Photo des axialen Drallbrenners (rechts); 10 Phasenaufgelöste Mittelwertbilder bei TR-Anregung mit 150 Hz (Betriebspunkt P3).

Mit dem axialen Drallbrenner sollte die Fragestellung geklärt werden, ob und gegebenenfalls wie das Brennerdesign die Anfälligkeit gegenüber Umfangsmoden beeinflusst. Diese Versuche erfolgten zu Beginn des Forschungsprojektes, um das weitere Vorgehen und die Ausrichtung zu konkretisieren. Die Untersuchungen des axialen Drallbrenners bei TR-Anregung beschränkten sich dabei auf die Erfassung des dynamischen Flammenverhaltens mit der Hochgeschwindigkeitskamera. Es wurden Flammenaufnahmen bei bestimmten Frequenzen und thermischen Leistungen durchgeführt, die alle zu einem identischen Ergebnis führten. In Abbildung A.19 ist ein exemplarisches Ergebnis dieser Versuchsreihe dargestellt. Die 10 phasenaufgelösten Mittelwertbilder wurden bei TR-Anregung mit 150 Hz bei Betriebspunkt P3 ermittelt. Erwähnenswert ist außerdem, dass die TR-Anregung dabei nicht auf einen konstanten Wert geregelt war, sondern mit der maximal von Verstärker und Lautsprecher zur Verfügung stehenden Leistung angeregt wurde.

Wie aus den phasenaufgelösten Mittelwertbildern ersichtlich ist, konnte bei TR-Anregung des axialen Drallbrenners keine Beeinflussung der dynamischen Flammenstruktur festgestellt werden. An dieser Stelle wurde bewusst die Darstellung der phasenaufgelösten Mittelwertbilder gewählt, da dies deutlich anschaulicher ist als das nahezu komplett schwarze AGP-Bild. Die Schlussfolgerung, dass Umfangsmoden keine Auswirkungen auf axiale Drallbrenner haben, wird von den Ausführungen und Erkenntnissen zum Überlagerungsmechanismus in Abschnitt 6.1 unterstützt. Ohne die Ausrichtung der Drallschlitze in Richtung der transversalen Schnelle sowie den erforderlichen räumlichen Abstand zur konvektiven Überlagerung ist die Ausbildung der rotierenden Strömungsstruktur nicht möglich.

# Abbildungsverzeichnis

Abbildung 1.1:	Rückkoppelungsmechanismus von thermoakustischen
	Verbrennungsinstabilitäten sowie die wesentlichen
	Wirkungsmechanismen(EntnommenundadaptiertvonSattelmayer [76]).4
Abbildung 1.2:	Schalldruckverteilung aus der FEM Analyse für die erste Axial- und Umfangsmode (Entnommen und adaptiert von Kunze [44])
Abbildung 2.1:	Schematische Veranschaulichung des Transports der beiden Wirkungsmechanismen, Massenstrom- (u' bzw. $\dot{m}$ ) und Zirkulationsschwankung (w' bzw. $\Gamma$ ), vom Drallerzeuger bis in die Brennkammer sowie die Überlagerung der resultierenden Wärmefreisetzungsschwankungen ( $\dot{Q}'_{M}$ und $\dot{Q}'_{S}$ ) (In Anlehnung an [29] und [63])
Abbildung 2.2:	Veranschaulichung des negativen Zirkulationsgradienten sowie der resultierenden negativen azimutalen Wirbelstärke (links oben); Typisches Strömungsfeld eines Drallbrenners mit radialer Strömungsauslenkung (links unten) (Entnommen und adaptiert von [29]); Einfluss eines Ringwirbels mit negativer azimutaler Wirbelstärke auf die Axialgeschwindigkeit
Abbildung 2.3:	Schematische Veranschaulichung des Wirkungsprinzips von Zirkulationsschwankungen nach dem Modell von Hirsch et al. [29] (grüne Pfeile) eingeordnet in das Schema zur Überlagerung der beiden Wirkungsmechanismen
Abbildung 2.4:	Antwortsignal der Drallflamme auf die Anregung mit einem Einheitsimpuls der Umfangsgeschwindigkeit (Entnommen und adaptiert von [40])27
Abbildung 2.5:	Amplituden- und Phasenverläufe der Überlagerungsfunktion $FTF_C$ für die vier betrachteten Fälle

Abbildung 2.6:	Veranschaulichung der charakteristischen Strömungsfelder der beiden Regime FJR und WJR (Strömungsfelder entnommen von Fu et al. [22]); Schematische Veranschaulichung der Abhängigkeit des Strömungsregimes vom Flächenverhältnis und Drallzahl (abgeleitet von Fanaca [16][17])
Abbildung 2.7:	Darstellung der Druckverteilung der angeregten, ersten Umfangsmode in der Ringbrennkammer sowie der resultierenden asymmetrischen Flammenbewegung für den Brenner im Bereich des Schnellebauchs [44]
Abbildung 3.1:	Schematischer Prüfstandsaufbau (links) und CATIA Prüfstandsmodell (rechts) mit den Hauptkomponenten, Abmessungen und Koordinatensystem
Abbildung 3.2:	Schnittansicht von Vorkammermodul, TD1 Brenner und Brennkammer 48
Abbildung 3.3:	Schnittansicht des Kreuzungsbereiches der beiden Anregungssysteme im Vorkammermodul; Messebenen und Positionen der Hitzdraht-Sonden
Abbildung 3.4:	Schematische Veranschaulichung des phasenversetzten Betriebs und der resultierenden Verteilung von Druck- und Geschwindigkeitsamplituden54
Abbildung 4.1:	Typisches Ergebnis der Kalibration einer CTA-Sonde (links) und des Photomultipliers (rechts) für Betriebspunkt P2
Abbildung 4.2:	Schematische Veranschaulichung der Bildverarbeitung zur Erstellung des Mittelwertbildes und der amplitudengewichteten Phasenbilder (AGP); Kameraausrichtung bei seitlicher Betrachtung und Betrachtung von stromab
Abbildung 5.1:	Amplituden- und Phasenverläufe der experimentell bestimmten und der modellierten FTF [TD1-16, GBK, AX, P1]73
Abbildung 5.2:	Amplituden- und Phasenverläufe der Massenstromschwankung ( $FTF_M$ ) und der Zirkulationsschwankung ( $FTF_{S,IA}$ ) sowie des resultierenden FTF Modells (FTF); Zum Vergleich ist die mit dem Modell von Hirsch et al. [29] ermittelte Zirkulationsschwankung ( $FTF_{S,WB}$ ) dargestellt77
Abbildung 5.3:	Amplitudenverhältnisse und Phasendifferenzen der Relationen v' <sub>DS</sub> /u' und w'/u' sowie der korrigierten (korr.) und approximierten (approx.) Relation w'/u' [TD1-16, GBK, AX, M1]
Abbildung 5.4:	Effektive Brennerkontur und vernachlässigter Bereich des TD1 Brenners sowie der Verlauf der flächengemittelten, Axialgeschwindigkeit entlang der x-Koordinate für Betriebspunkt M1 89

Abbildung 5.5:	Amplitudenverlauf der experimentell bestimmten FTF, das FTF-Modell, das modifizierte FTF-Modell und die entsprechenden Zirkulationsschwankungen [TD1-16, GBK, AX, P1]
Abbildung 5.6:	Mittelwertbilder des TD1-16 und TD1-32 Brenners bei Betriebspunkt P1 in der großen Brennkammer sowie die normierten Intensitätsverläufe
Abbildung 5.7:	Amplituden- und Phasenverläufe der FTF der vier untersuchten TD1- Brennerkonfigurationen [-X-, GBK, AX, P1]94
Abbildung 5.8:	Amplituden- und Phasenverläufe der experimentell bestimmten und der modellierten FTF [TD1-12, GBK, AX, P1]97
Abbildung 5.9:	Amplituden- und Phasenverläufe der experimentell bestimmten und der modellierten FTF [TD1-24, GBK, AX, P1]97
Abbildung 5.10:	Ermittelte Modellparameter (Fit) sowie deren lineare Abhängigkeit von der Drallzahl (Trend); Die Modellparameter der Massenstromschwankung $FTF_M$ sind links ausgeführt, die der Zirkulationsschwankung $FTF_{S,IA}$ rechts
Abbildung 5.11:	Amplituden- und Phasenverläufe der FTF der acht Brennerkonfigurationen
Abbildung 5.12:	Amplituden- und Phasenverläufe der Massenstromschwankung und der Zirkulationsschwankung der acht Brennerkonfigurationen (Tabelle 8) 103
Abbildung 5.13:	Amplituden- und Phasenverläufe der experimentell ermittelten und der beiden modellierten FTF [TD1-32, GBK, AX, P1]
Abbildung 5.14:	Amplituden- und Phasenverläufe der Grundfunktion $FTF_{turb-V}$ und des resultierenden FTF-Modells für turbulente Drallflammen $FTF_{turb-V+S}$ (aus [63])
Abbildung 5.15:	Mittelwertbilder des TD1-32 Brenners bei Betriebspunkt P1 in der kleinen und großen Brennkammer sowie die normierten Intensitätsverläufe
Abbildung 5.16:	Amplituden- und Phasenverläufe der FTF der vier untersuchten TD1- Brennerkonfigurationen [-X-, KBK, AX, P1]
Abbildung 5.17:	Amplitudenverhältnisse und Phasendifferenzen der FTF der vier untersuchten TD1-Brennerkonfigurationen [-X-, -X-, AX, P1] 116
Abbildung 5.18:	Amplituden- und Phasenverläufe der experimentell bestimmten und der modellierten FTF [TD1-16, KBK, AX, P1]

Abbildung 5.19:	Qualitative Vorhersage des Einflusses der Brennkammergröße auf die FTF (Angegeben sind die betrachteten Verhältnisse der Querschnittsflächen von Brennkammer zu Brennerdüse $A_{BK}/A_{BD}$ ) 120
Abbildung 6.1:	Schematische Veranschaulichung der Messebenen und Bereiche, die in diesem Kapitel betrachtet werden
Abbildung 6.2:	Amplituden und Phasendifferenzen der Schnelleschwankung v' <sub>DS</sub> in den Drallschlitzen; Die Amplituden weisen eine eindeutige Symmetrie zur Brennerachse auf, weshalb die gemittelten Amplitudenwerte gegenüberliegender Drallschlitze dargestellt sind (links); Für die Position DS 1+5 sind die Abweichungen durch die Zusammenfassung durch Fehlerbalken gekennzeichnet. Die Phasendifferenzen wurden durch Subtraktion von der mittleren Phase der Position DS 2+3+4 berechnet (rechts); Die Phasenverläufe der Positionen DS 2, 3 und 4 sowie DS 6,7 und 8 sind nahezu identisch, weshalb nur deren Mittelwerte herangezogen wurden; Für die Position DS 2+3+4 sind die Abweichungen durch die Zusammenfassung anhand der Fehlerbalken dargestellt [TD1-16, GBK, TR, M3]
Abbildung 6.3:	Amplituden der Umfangsgeschwindigkeitsschwankung w' <sub>ROT</sub> der vier CTA-Sonden in der Brennerdüse (links) sowie die absoluten Phasendifferenzen zwischen benachbarten CTA-Sonden (rechts) [TD1-16, GBK, TR, M3]
Abbildung 6.4:	Amplituden der Axialgeschwindigkeitsschwankung u' <sub>ROT</sub> der vier CTA- Sonden in der Brennerdüse (links) sowie die absolute Phasendifferenzen zwischen benachbarten CTA-Sonden (rechts) [TD1- 16, GBK, TR, M3]
Abbildung 6.5:	Absolute Phasendifferenz zwischen den beiden Geschwindigkeitsschwankungen $w'_{ROT}$ und $u'_{ROT}$ für die vier CTA-Sonden in der Brennerdüse; Ortsaufgelöste Amplitudenverteilung von $u'_{ROT}$ und $w'_{ROT}$ bei 60 Hz (Referenziert auf die Phase von $u'_{ROT,2}$ ) [TD1-16, GBK, TR, M3].
Abbildung 6.6:	Mittlere Amplitude der rotierenden Strömungsschwankung u' <sub>ROT</sub> als Funktion der Frequenz und der Sr-Zahl [TD1-16, GBK, TR, -X-]
Abbildung 6.7:	Experimentell ermittelte Frequenzen maximaler konstruktiver Überlagerung $f_{MKU}$ der Betriebspunkte M1 bis M9 und der bestimmte lineare Zusammenhang (Gln. 6.9) (links); Amplitudenmaxima $A_{MKU}$ der 9 Betriebspunkte sowie die korrigierten Werte (korr.) (rechts); Ebenfalls mit aufgeführt sind die Ergebnisse der Betriebspunkte P1, P2 und P3 [TD1-16, GBK, TR, -X-]. 141
Abbildung 6.8:	Ermittelte Verteilung von Axial- und Umfangsgeschwindigkeit entlang der x-Koordinate des TD1-Brenners sowie die effektive Brennerkontur für Betriebspunkt M3; Zusätzlich ist die x-Position eingezeichnet, an der eine Verdrehung von 180° erreicht wird

Abbildung 6.9:	Amplitudenverläufe der rotierenden Strömungsschwankung u' <sub>ROT</sub> für die Betriebspunkte M3 und P2 (links) bzw. für die drei Betriebspunkte P1, P2 und P3 (rechts) [TD1-16, GBK, TR, -X-]
Abbildung 6.10:	Gleichförmige axiale Geschwindigkeitsschwankung u' <sub>GF</sub> für die drei Anregungskonfigurationen AX, TR und SI (links); Relative Änderung der Anregungsspannung U( $\omega$ ) bei SI-Anregung gegenüber AX-Anregung (rechts) [TD1-16, GBK, -X-, P2]
Abbildung 6.11:	Amplitudenverlauf der rotierenden Strömungsschwankung u' <sub>ROT</sub> bei TR- und SI-Anregung bei Betriebspunkt P2 (links); Amplitudenverläufe der rotierenden Strömungsschwankung u' <sub>ROT</sub> bei SI-Anregung für die drei Betriebspunkte P1, P2 und P3 (rechts) [TD1-16, GBK, -X-, -X-] 150
Abbildung 6.12:	Gegenüberstellung der experimentell bestimmten (links) und der modellierten (rechts) Signale der vier CTA-Sonden bei SI-Anregung für Betriebspunkt P2; Bei den Amplitudenverläufen (oben) ist zudem die gleichförmige axiale Geschwindigkeitsschwankung (GF) mit aufgetragen; Die Phasendifferenzen (unten) sind auf die Phase der gleichförmigen Geschwindigkeitsschwankung u' <sub>GF</sub> bezogen [TD1-16, GBK, SI, P2]
Abbildung 6.13:	AGP-Bilder aus der seitlichen Betrachtung (links) und der Betrachtung von stromab (rechts) bei AX-, TR- und SI-Anregung; Die dargestellte Anregungsfrequenz von 70 Hz entspricht bei Betriebspunkt P2 der Frequenz maximaler konstruktiver Überlagerung [TD1-16, GBK, -X-, P2]
Abbildung 6.14:	Relative Abweichung der Flammenschwerpunkte der 20 phasenaufgelösten Mittelwertbilder vom Flammenschwerpunkt des gesamten Mittelwertbildes für die drei Anregungskonfigurationen aus den beiden Betrachtungsrichtungen (seitlich: links, stromab: rechts); Die Anregungsfrequenz betrug 70 Hz; Ebenfalls mit dargestellt ist die aus AX- und TR-Anregung berechnete Flammenbewegung (AX+TR) [TD1-16, GBK, -X-, P2]
Abbildung 6.15:	AGP-Bilder bei TR-Anregung aus den beiden Betrachtungsrichtungen für die Anregungsfrequenzen 60 Hz, 70 Hz und 80 Hz [TD1-16, GBK, TR, P2]

Abbildung 6.16:	Normierte Amplitudenverläufe der rotierenden Strömungsschwankung $u'_{ROT}$ , der effektiven Geschwindigkeitsschwankung der halben Brennerdüse $u'_{ROT,eff}$ (Gln. 6.18) und der mittleren Wärmefreisetzungsschwankung $\dot{Q}'_{FH}$ (links); Relative Phasendifferenzen der rotierenden Geschwindigkeitsschwankung in der Brennerdüse und der Wärmefreisetzungsschwankung der beiden Flammenhälften $\dot{Q}'_{OFH}$ und $\dot{Q}''_{UFH}$ gegenüber CTA 1 bzw. $u'_{ROT,1}$ sowie die theoretische Abschätzung der relativen Phasendifferenzen für die Wärmefreisetzungsschwankungen der oberen und der unteren Flammenhälfte $\dot{Q}'_{OFH,theo}$ bzw. $\dot{Q}'_{UFH,theo}$ (Gln. 6.19) (rechts) [TD1-16, GBK, TR, P2]
Abbildung 6.17:	AGP-Bilder bei SI-Anregung für die Betriebspunkte P1, P2 und P3 aus den beiden Betrachtungsrichtungen [TD1-16, GBK, SI, -X-]
Abbildung 6.18:	Normierte Amplitudenverläufe der (gleichförmigen) axialen Geschwindigkeitsschwankung u' und u' <sub>GF</sub> (links) bzw. der Wärmefreisetzungsschwankung Q' (rechts) für AX- und TR-Anregung sowie jeweils der normierte Amplitudenverlauf der rotierenden Strömungsschwankung u' <sub>ROT</sub> bei TR-Anregung [TD1-16, GBK, -X-, P2]
Abbildung 6.19:	Amplituden- und Phasenverläufe der aus den Daten von Abbildung 6.18 resultierenden FTF bei AX- und TR-Anregung [TD1-16, GBK, -X-, P2]
Abbildung 6.20:	Amplituden- und der Phasenverläufe der mit AX- und SI-Anregung ermittelten FTF [TD1-16, GBK, -X-, P2]
Abbildung 6.21:	Amplituden- und Phasenverläufe der Geschwindigkeits- u. der Wärmefreisetzungsschwankung bei AX- und SI-Anregung [TD1-16, GBK, -X-, P2]
Abbildung 6.22:	Amplitudenverhältnisse (AV) und Phasendifferenzen (PD) zwischen den FTF mit AX- und SI-Anregung für die Betriebspunkte P1, P2 undP3 sowie die Amplitudenverläufe der rotierenden Strömungsschwankung (links) bzw. deren Polynomapproximation (rechts) [TD1-16, GBK, -X-; -X-]
Abbildung 6.23:	Amplitudenverhältnis und Phasendifferenz der Untersuchungen zum Einfluss der TR-Anregung und der Brennkammergröße [TD1-16, -X-, -X-, P2]
Abbildung 6.24:	Ermittelte Geschwindigkeitsverteilung für den A <sup>2</sup> EV Brenner sowie die betrachtete, effektive Brennerkontur; Zusätzlich ist die x-Position eingezeichnet, an der eine Verdrehung von 180° erreicht wird
Abbildung 6.25:	Ermittelte Abhängigkeit der Frequenz maximaler konstruktiver Überlagerung von der thermischen Leistung ( $\lambda$ =1,3) für drei Werte des Modellparameters d <sub>DA</sub> sowie die Eigenfrequenz der Ringbrennkammer. 189
Abbildung A.1:	Amplituden- und Phasenverläufe der Schalldruckmessungen entlang des transversalen Anregungssystems bei maximaler TR-Anregung
-----------------	---
Abbildung A.2:	Schematische Veranschaulichung der Messpositionen am transversalen Anregungssystem; Amplitudenverteilung entlang des transversalen Anregungssystems für die drei ermittelten Eigenfrequenzen (Ref. Messposition 1)
Abbildung A.3:	Amplituden- und Phasenverläufe der Schalldruckmessungen entlang des transversalen Anregungssystems bei SI-Anregung
Abbildung A.4:	Amplituden- und Phasenverläufe der an zwei unterschiedlichen Messtagen ermittelten FTF; Die Messungen erfolgten zudem ohne (1.) und mit (2.) angeschlossenem transversalem Anregungssystem [TD1-16, GBK, AX, P2]
Abbildung A.5:	Vergleich der Amplituden- und Phasenverläufe der gemessen FTF mit der von Alemela [1] am ICLEAC-Prüfstand ermittelten FTF(TD1-16 Brenner, identische Brennkammerabmessung, 50 kW thermische Leistung und eine Luftzahl von 1,36) [TD1-16, KBK, AX, P2]
Abbildung A.6:	Amplituden- und Phasenverläufe der FTF für die drei untersuchten Betriebspunkte P1, P2 und P3 über der Sr-Zahl [TD-16, GBK, AX, -X-]
Abbildung A.7:	Abhängigkeit der Amplituden- und Phasenwerte der FTF von der normierten Anregungsamplitude für den TD1-16 Brenner bei Betriebspunkt P2 in der kleinen und großen Brennkammer (jeweils zwei Anregungsfrequenzen)
Abbildung A.8:	Amplitudenverläufe der FTF des TD1 12 Brenners bei Betriebspunkt P1 im unteren (links) und im gesamten (rechts) Frequenzbereich für die generelle (1. Messung) sowie die verkleinerte (2. Messung) Frequenzauflösung
Abbildung A.9:	Gegenüberstellung der in der großen und kleinen Brennkammer ermittelten FTF [TD-12, -X-, AX, P1]
Abbildung A.10:	Gegenüberstellung der in der großen und kleinen Brennkammer ermittelten FTF [TD-16, -X-, AX, P1]
Abbildung A.11:	Gegenüberstellung der in der großen und kleinen Brennkammer ermittelten FTF [TD-24, -X-, AX, P1]
Abbildung A.12:	Gegenüberstellung der in der großen und kleinen Brennkammer ermittelten FTF [TD-32, -X-, AX, P1]
Abbildung A.13:	Amplituden- und Phasenverläufe der vier CTA-Sonden (u' <sub>i</sub> ) in der Brennerdüse sowie die gleichförmige axiale Geschwindigkeitsschwankung u' <sub>GF</sub>

Abbildung A.14:	Berechnete Amplituden- und Phasenverläufe der rotierenden Strömungsschwankung, sowie der gemittelte Amplitudenverlauf (u' <sub>ROT,MW</sub> ).	224
Abbildung A.15:	Resultierende Amplituden- und Phasenverläufe nach der Subtraktion der gleichförmigen und der rotierenden Geschwindigkeitsschwankung?	224
Abbildung A.16:	Gegenüberstellung der Amplituden- und Phasenverläufe der FTF bei AX- und SI-Anregung [TD1-16, GBK, -X-, P1]	225
Abbildung A.17:	Gegenüberstellung der Amplituden- und Phasenverläufe der FTF bei AX- und SI-Anregung [TD1-16, GBK, -X-, P3]	226
Abbildung A.18:	Amplituden- und Phasenverläufe der FTF bei SI-Anregung für die drei Betriebspunkte P1, P2 und P3 über der Sr-Zahl [TD1-16, GBK, SI, -X-,].	226
Abbildung A.19:	Schematische Darstellung des Einbaus des axialen Drallbrenners in der Brennerdüse des TD1-Brenners (links); Photo des axialen Drallbrenners (rechts); 10 Phasenaufgelöste Mittelwertbilder bei TR-Anregung mit 150 Hz (Betriebspunkt P3)	227

## Tabellenverzeichnis

Tabelle 1:	Modellparameter der Fallstudie zur Überlagerung (Änderungen hervorgehoben)
Tabelle 2:	Bezeichnung der untersuchten Brennerkonfigurationen und die theoretischen und effektiven Drallzahlen; Abmessungen der großen und kleinen Brennkammer
Tabelle 3:	Übersicht der untersuchten Einflussgrößen und Betriebspunkte
Tabelle 4:	Bezeichnung der untersuchten Betriebspunkte
Tabelle 5:	Ermittelte Modellparameter zur Berechnung der Zirkulationsschwankung FTF <sub>S,WB</sub>
Tabelle 6:	Ermittelte Zeitverzüge der vier Brennerkonfigurationen bei Betriebspunkt P194
Tabelle 7:	Ermittelte Modellparameter (Least-Square-Fit) für drei Brennerkonfigurationen
Tabelle 8:	Mit den linearen Zusammenhängen von der Drallzahl berechnete Modellparameter für acht Brennerkonfigurationen
Tabelle 9:	Über zwei unterschiedliche Methoden ermittelte Modellparameter des TD1-16 Brenners sowie deren relative Abweichung
Tabelle 10:	Ermittelte Zeitverzüge der in der großen und der kleinen Brennkammer bestimmten FTF der vier Brennerkonfigurationen sowie die relativen Abweichungen