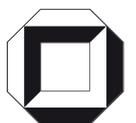


Klaus Merkle

Einfluss gleich- und gegen- sinniger Drehrichtung der Verbrennungsluftströme auf die Stabilisierung turbulenter Doppeldrall- Diffusionsflammen



Klaus Merkle

Einfluss gleich- und gegensinniger Drehrichtung der Verbrennungsluftströme auf die Stabilisierung turbulenter Doppeldrall-Diffusionsflammen

Einfluss gleich- und gegensinniger Drehrichtung der Verbrennungsluft- ströme auf die Stabilisierung turbu- lenter Doppeldrall-Diffusionsflam- men

von
Klaus Merkle



universitätsverlag karlsruhe

Dissertation, Universität Karlsruhe (TH)

Fakultät für Chemieingenieurwesen und Verfahrenstechnik, 2006

Impressum

Universitätsverlag Karlsruhe
c/o Universitätsbibliothek
Straße am Forum 2
D-76131 Karlsruhe
www.uvka.de



Dieses Werk ist unter folgender Creative Commons-Lizenz
lizenziert: <http://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/2.0/de/>

Universitätsverlag Karlsruhe 2006
Print on Demand

ISBN-13: 978-3-86644-071-5
ISBN-10: 3-86644-071-5

**Einfluss gleich- und gegensinniger Drehrichtung
der Verbrennungsluftströme auf die
Stabilisierung turbulenter
Doppeldrall-Diffusionsflammen**

Zur Erlangung des akademischen Grades eines

Doktors der Ingenieurwissenschaften (Dr.- Ing.)

von der Fakultät für
Chemieingenieurwesen und Verfahrenstechnik
der Universität Fridericiana Karlsruhe (TH)

genehmigte

Dissertation

von

Dipl.-Ing. Klaus Merkle
aus Säckingen, j. Bad Säckingen

Tag des Kolloquiums: 27.07.2006
Referent: Prof. Dr.-Ing. Nikolaos Zarzalis
Korreferent: Prof. Dr.-Ing. Matthias Kind

meinen Eltern
und meiner Familie
gewidmet

Vorwort

Die vorliegende Arbeit entstand am Lehrstuhl für Verbrennungstechnik des Engler-Bunte-Instituts der Universität Karlsruhe (TH).

Ein besonderer und herzlicher Dank gilt Herrn Prof. Dr.-Ing. N. Zarzalis für die Übernahme des Hauptreferats, die stets wohlwollende Unterstützung und das mir entgegengebrachte Vertrauen. Durch zahlreiche intensive fachliche Diskussionen und Anregungen hat er großen Anteil am Gelingen dieser Arbeit. Sein großes Interesse war eine wertvolle zusätzliche Motivationsquelle während der Fertigstellung der Arbeit.

Herrn Prof. Dr.-Ing. M. Kind danke ich an dieser Stelle für das freundliche Interesse an der Arbeit sowie die Übernahme des Korreferats.

Bei Herrn Prof. Dr.-Ing. B. Lenze möchte ich mich sehr herzlich für die stete Unterstützung bei der Bewältigung der vielfältigen, im Rahmen des Institutsalltags anfallenden technischen, organisatorischen und auch finanziellen Fragestellungen bedanken. Ebenso möchte ich mich bei den Lehrstuhlinhabern Herrn Prof. Dr.-Ing. W. Leuckel und Herrn Prof. Dr.-Ing. H. Bockhorn für die Gelegenheit zur Promotion an ihrem Lehrstuhl bedanken.

Aufgrund der offenen und angenehmen Atmosphäre sowie der freundschaftlichen Zusammenarbeit mit den Kollegen sowohl während als auch nach der Arbeit wird mir die Zeit am Lehrstuhl stets in positiver Erinnerung bleiben. Mein besonderer Dank für die fachliche und moralische Unterstützung bei der Lösung komplexer Problemstellungen gilt hierbei meinem langjährigen Zimmergenossen Martin Zajadatz sowie Kai Ehrhardt, Peter Habisreuther, Arne Hoffmann, Christian Kilsheimer, Andreas Kufferath und Volker Ricken. Für ihre Unterstützung auf dem Gebiet der Messtechnik sowie der elektronischen Datenverarbeitung schulde ich Wolfgang Paulat und Walter Pfeffinger großen Dank.

Ich möchte meinen Dank auch allen technischen Mitarbeitern aussprechen, deren Expertenwissen und Erfahrung den Aufbau und Betrieb der Versuchsanlagen erst ermöglichte. Für ihre sachkundige Beratung sowie ihr großes Engagement bin ich insbesondere Manfred Haug, Stefan Herbel, Helmut Pabel, Peter Schäfer und Peter Steitel dankbar.

Allen Seminar- Studien- und Diplomarbeitern, die durch ihr Engagement und ihre Sorgfalt bei den Messungen und Auswertungen der Experimente an der erfolgreichen Fertigstellung dieser Arbeit mitgewirkt haben, sei ebenfalls gedankt.

Den weitaus größten und sehr herzlichen Dank möchte ich meinen Eltern sowie meiner Frau Nadja aussprechen, deren geduldige und verständnisvolle Unterstützung den bisherigen beruflichen Werdegang sowie die nebenberufliche Fertigstellung dieser Dissertation ermöglichten.

Inhaltsverzeichnis

Symbolverzeichnis	iii
1 Einleitung	1
2 Theoretische Grundlagen	4
2.1 Turbulente Strömungen	4
2.1.1 Merkmale turbulenter Strömungen	4
2.1.2 Statistische Beschreibung turbulenter Strömungen	5
2.1.3 Reynoldsspannungen	6
2.1.4 Darstellung des Spannungszustands als Ellipsoid	7
2.1.5 Die Turbulenzkaskade sowie charakteristische Zeit- und Längenmaße	9
2.2 Bewegungsgleichungen im axialsymmetrischen System	13
2.3 Schließungsansätze	14
2.3.1 Boussinesq-Hypothese	14
2.3.2 Das Wirbelviskositätsprinzip	15
2.3.3 Das k - ε -Turbulenzmodell	18
2.3.4 Das Reynolds-Spannungs-Modell	20
2.4 Phänomenologie axialsymmetrischer Drallströmungen	21
2.4.1 Charakterisierung der Drallstärke durch die Drallzahl	21
2.4.2 Auswirkungen des Dralls auf die zeitmittlere Strömung	24
2.4.2.1 Tangentialgeschwindigkeitsverteilung, statischer Druck	24
2.4.2.2 Axialgeschwindigkeitsverteilung, Vortex-Breakdown	25
2.4.2.3 Zweidimensionaler Zwang	28
2.4.3 Auswirkungen des Dralls auf den turbulenten Impulsaustausch	28
2.4.3.1 Das Rayleigh-Kriterium	28
2.4.3.2 Drallwirkung auf die Lage des Spannungstensors	31
2.5 Phänomenologie laminarer nicht-vorgemischter Flammen	36
2.5.1 Charakteristische Zeit- und Längenmaße	40
2.6 Interaktion von Chemie und Turbulenz	41
2.7 Zündstabilität verdrallter Flammen	46
2.7.1 Begriffsdefinitionen, Abgrenzung	46
2.7.2 Flammenstabilisierung durch zentrale Rezirkulation	47
2.7.3 Beschreibung der Flammenstabilität mit semi-empirischen Modellen	51
2.8 Untersuchungen an Systemen mit mehreren Drallströmen	53

3 Versuchsanlage und Messtechnik	60
3.1 Aufbau der Versuchsanlage	60
3.1.1 Untersuchte Doppeldralldüsen	60
3.1.2 Düsenstock	62
3.1.3 Versuchsbrennkammer	64
3.2 Eingesetzte Messtechnik	66
3.2.1 Strömungsmesstechnik	66
3.2.2 Sondenmesstechniken	70
4. Ergebnisse und Interpretation	75
4.1 Isotherme Strömung	75
4.1.1 Stromfunktion, Vektordiagramm und mittlere Geschwindigkeiten	76
4.1.2 Zentral rezirkulierte Massenströme	84
4.1.3 Mischungsfelder	86
4.1.4 Turbulenter Impulsaustausch	88
4.1.4.1 Turbulente kinetische Energie, Normalspannungen	88
4.1.4.2 Schubspannungen	97
4.2 Strömung mit überlagerter Verbrennung	103
4.2.1 Einfluss der Verbrennung auf die Mischungsfelder	103
4.2.2 Zeitgemittelte Temperaturfelder	104
4.2.3 Stromfunktion, Vektorplot und mittlere Geschwindigkeiten	106
4.2.4 Rezirkulierte Massenströme	111
4.2.5 Einflusses der Verbrennung auf den turbulenten Impulsaustausch	115
4.2.5.1 Turbulente kinetische Energie, massenspezifische Normalspannungen	116
4.2.5.2 Einfluss der Wirbelform auf die massenspezifischen Normalspannungen	122
4.2.5.3 Massenspezifische Schubspannungen	124
4.2.5.4 Zusammenfassung: Verbrennungseinfluss auf den turbulenten Impuls- und Stoffaustausch	128
4.3 Stabilitätsuntersuchungen	130
4.3.1 Einfluss gleich- und gegensinniger Verdrallung auf die Flammenstabilität	130
4.3.2 Einfluss der Durchsatzsteigerung auf das Reaktionsfeld	132
4.3.3 Ableitung eines Stabilisierungsmechanismus	137
5 Zusammenfassung	139
6 Literatur	144

Symbolverzeichnis

Lateinische Symbole

<u>Symbol</u>	<u>Einheit</u>	<u>Bedeutung</u>
a	1/s	Polynomkoeffizient
α	m ² /s	Temperaturleitfähigkeit
A	m ²	Fläche
A _{ij}	m ² /s ³	Koeffizienten-Matrix
b	m ² /s	Polynomkoeffizient
C	-	Konstante
c	m/s	Geschwindigkeit
c	m/s	Teilchengeschwindigkeit
c _p	kJ/(kg K)	Wärmekapazität
D	m ² /s	Diffusionskoeffizient
D _{ij}	m ² /s ³	Diffusionsterm der Reynoldsspannungen
\dot{D}	Nm	Drehimpulsstrom
Da	-	Damköhler-Zahl
F	N	Kraft
\dot{I}	N	Axialimpulsstrom
k	m ² /s ²	turbulente kinetische Energie
Ka	-	Karlovitzzahl
L	m	charakteristische Längenabmessung
l	m	Längenabmessung
m	-	Exponent
M	kg	Masse
\dot{M}	kg/s	Massenstrom
\dot{m}	kg/(s m ²)	flächenspezifischer Massenstrom
n	-	Exponent; Normalenvektor
Nu	-	Nusseltzahl
p	N/m ²	statischer Druck
P _{ij}	m ² /s ³	Produktionsterm der Reynoldsspannungen
P	m ² /s ³	= 1/2 P _{ii} Produktionsterm turbulenter kinetischer Energie
P	W	thermische Leistung
Pe	-	Pecletzahl
Pr	-	Prandtlzahl
\dot{q}_r	J/(m ³ s)	Strahlungswärmestrom
Q	J/mol	Reaktionswärme
R	-	Kreuzkorrelationskoeffizient
R	m	charakteristischer Radius

<u>Symbol</u>	<u>Einheit</u>	<u>Bedeutung</u>
Re	-	Reynoldszahl = $U \cdot D/\nu$
S	m/s	Brenngeschwindigkeit
S	-	(wahre) Drallzahl
S_{theo}	-	theoretische Drallzahl
S_{ij}	1/s	$= 1/2 (\partial U_i/\partial x_j + \partial U_j/\partial x_i)$, Deformationstensor
Sc	-	Schmidt-Zahl
t	s	Zeit
T	s	Messzeit
T	K	Temperatur
Tu	-	Turbulenzgrad
u, v, w	m/s	turbulente Schwankungsanteile der Geschwindigkeiten
U, V, W	m/s	zeitgemittelte Axial- Radial- und Tangentialgeschwindigkeit
V	m ³	Volumen
x, r	m	Ortskoordinaten in axialer und radialer Richtung im Zylinderkoordinatensystem
x, y, z	m	Ortskoordinaten im kartesischen Koordinatensystem
x_{pr}	-	$= \dot{M}_{\text{pr}} / (\dot{M}_{\text{pr}} + \dot{M}_{\text{sek}})$ Anteil des Primärkanals am Gesamtluftstrom
Y_i	-	Massenbruch des Elementes i
Z_i	-	Mischungsbruch des Elements i

Griechische Symbole

<u>Symbol</u>	<u>Einheit</u>	<u>Bedeutung</u>
α	-	Exponent
α	-	Ausbrand
β	-	Exponent
γ	1/s	Streckungsrate
Γ	m ² /s	Zirkulation
Δ	-	finite Differenz
δ_{ij}	-	Kronecker-Symbol
ε	m ² /s ³	$= 1/2 \varepsilon_{ij}$ Dissipationsrate turbulenter kinetischer Energie
ε_{ij}	m ² /s ³	Dissipationsrate turbulenter kinetischer Energie
Φ_{ij}	m ² /s ³	Isotropieterm der Reynoldsspannungen
λ	-	Luftzahl
λ	m	mittlere freie Weglänge; Wellenlänge
μ	kg/(s m)	dynamische Viskosität
ν	m ² /s	kinematische Viskosität
ρ	kg/m ³	Dichte

<u>Symbol</u>	<u>Einheit</u>	<u>Bedeutung</u>
σ	N/m^2	Normalspannung
σ	$\text{W}/(\text{m}^2 \text{K}^4)$	Boltzmannkonstante
$\tau_{i,j}$	N/m^2	Spannung
τ	s	charakteristisches Zeitmaß
φ	-	Ortskoordinate in tangentialer Richtung im Zylinderkoordinatensystem (Drehwinkel)
χ	1/s	skalare Dissipationsrate
Ψ	-	Stromfunktion
$\dot{\omega}$	$\text{mol}/(\text{m}^3 \text{s})$	Bildungsrate

Indizes

<u>Index</u>	<u>Bedeutung</u>
1, 2, 3	Raumrichtungen in kartesischen Koordinaten
I, II, III	Hauptachsenrichtungen
char	charakteristisch
F	Flamme
η	im Bereich kleinster Wirbelabmessungen (Komogorow-Skalen)
i, j, k	Raumrichtungen im kartesischen Koordinatensystem
iso	isotherm
kin	reaktionskinetisch begründet
l	laminar
max	maximal
pr	primär
reak	mit chemischer Reaktion
sek	sekundär
st	zu stöchiometrischen Bedingungen
t	turbulent
x, r, φ	Raumrichtungen im Zylinderkoordinatensystem
x, y, z	Raumrichtungen im kartesischen Koordinatensystem
$\tilde{()}$	Momentanwert
$\bar{()}$	Mittelwert
$\vec{()}$	Vektorgroße

Abkürzungen

LDA	Laser-Doppler-Anemometer
PIV	Particle Image Velocimetry
RMS	Root Mean Square (Schwankungswert)

1 Einleitung

Durch das gestiegene Umweltbewusstsein der Bevölkerung sowie die damit einhergehende kontinuierliche Verschärfung gesetzlicher Regelungen ist die gegenwärtige Entwicklung verbrennungstechnischer Anlagen von zwei gleichberechtigten Zielen geprägt.

Einerseits besteht nach wie vor ein vorrangig ökonomisch motiviertes Interesse an der ständigen Steigerung der Energieumwandlungseffizienz, welches über die Optimierung des thermodynamischen Wirkungsgrades hinaus auch die Höhe der erforderlichen Investitions- und Betriebskosten der betreffenden Anlage umfasst. Daraus leitet sich ein Trend zur immer kompakteren Bauweise und steigenden thermischen Belastung von Feuerräumen und Brennkammern ab, der im Alltag besonders deutlich am Beispiel mobiler Verbrennungssysteme, wie dem Paradigmenwechsel zur druckaufgeladenen Verbrennung im Dieselmotor oder den anhaltenden Bestrebungen zur Bauraum- und Gewichtsreduktion des Kerntriebwerks von Fluggasturbinen, nachvollzogen werden kann.

Andererseits wird der Prozess der Energieumwandlung auch immer stärker vom ökologischen Gesichtspunkt her beurteilt. Sekundärmaßnahmen zur Abgasreinigung können erhebliche technische Schwierigkeiten aufwerfen, stellen aber in beinahe jedem Falle einen deutlich spürbaren Kostenfaktor dar. Da somit Strategien zur Vermeidung von Schadstoffen im Abgas von Verbrennungsanlagen meist Vorrang vor deren Abreinigung haben, wird an solche Systeme in zunehmendem Maß die Anforderung erhoben, durch die geeignete Beeinflussung des Verbrennungsablaufs bereits die Bildung von Schadstoffen möglichst weit zu minimieren. Wie das Beispiel von Gasturbinenkraftwerken zeigt, können diese so erfolgreich sein, dass Sekundärmaßnahmen völlig überflüssig werden.

Im Falle der Diffusionsverbrennung, welche sich gegenüber der Vormischverbrennung durch die Mischung der Reaktanden erst innerhalb bzw. beim Eintritt in die Brennkammer auszeichnet, existieren als Haupteinflussparameter auf den Verbrennungsablauf die Ausbildung sowohl des turbulenten Strömungs- als auch des Mischungsfeldes.

Die in modernen technischen Verbrennungssystemen üblicherweise umgesetzten Leistungsdichten erfordern mittlere Brenneraustrittsgeschwindigkeiten, die um ein Mehrfaches über der turbulenten Brenngeschwindigkeit liegen; solche Flammen müssen daher durch geeignete konstruktive Maßnahmen stabilisiert werden. Die am häufigsten angewandte Maßnahme zur Flammenstabilisierung besteht in der Erzeugung einer inneren Rückströmzone durch die Aufprägung einer zusätzlichen Tangentialgeschwindigkeitskomponente auf den Verbrennungsluftstrom. Über die Absenkung der zeitmittleren Strömungsgeschwindigkeit entlang deren äußerer Berandung und die damit verbundenen starken Geschwindigkeitsgradienten in diesem Bereich werden die strömungsmechanischen Voraussetzungen für die Zündstabilisierung, nämlich die Bereitstellung von Strömungsfeldzonen vergleichsweise hoher Gasverweilzeiten und turbulenzbedingter Steigerung des Reaktionsumsatzes in der Nähe des Brenneraustritts,

erfüllt.

Die reaktionskinetischen Voraussetzungen für die Zündstabilisierung der Flamme, nämlich die Minimierung des globalkinetischen Reaktionszeitmaßes, sind bei nahestöchiometrischer Gemischzusammensetzung am besten erfüllt. Die möglichst große Ausdehnung solcher Zonen in die Brennkammer hinein, also eine sehr langsam voranschreitende, inhomogene Mischung ergibt eine maximale Überschneidung mit den vorgenannten Zonen hoher Gasverweilzeiten und Turbulenzintensität und liefert daher ideale Voraussetzungen für eine gute Zündstabilität der Flamme.

Im Gegensatz dazu verfolgt das Mager-Prinzip die Minderung der thermischen NO_x -Bildung durch die Minimierung von Strömungsfeldzonen nahestöchiometrischer Gemischzusammensetzung. Die Vermeidung stöchiometriebedingter Spitzentemperaturen zumindest innerhalb der Ausbrandzone der Brennkammer erfordert also die möglichst schnelle, homogene Durchmischung der Verbrennungsluft mit dem zur Verfügung stehenden Brennstoff unter starker Abmagerung des globalen Mischungsverhältnisses.

Die Ausbildung des Strömungs- und Mischungsfeldes sind über die zu Grunde liegenden physikalischen Mechanismen des turbulenten Impuls- und Stoffaustauschs eng miteinander gekoppelt und daher nur schwer getrennt voneinander manipulierbar. Um den fallweise wechselnden Anforderungen an das Mischungsfeld dennoch gerecht zu werden, bzw. einen bestmöglichen Kompromiss zwischen guter Zündstabilität und Emissionsverhalten der Flamme zu finden, zeichnen sich viele Brenner zur Gewinnung zusätzlicher Freiheitsgrade durch die Aufteilung der Verbrennungsluft auf zwei oder mehrere einzeln verdrallte Teilströme aus, die einander konzentrisch umschließen. Die Wahl des Aufteilungsverhältnisses bzw. der Drallzahl der Einzelströme erfolgt dabei bisher überwiegend auf empirischer Basis durch den Vergleich der jeweils experimentell erzielten Ergebnisse.

In Ermangelung detaillierter und systematischer Untersuchungen zu diesem Thema ist es das Ziel dieser Arbeit, grundlagenorientierte Untersuchungen zum Einfluss gleich- und gegensinniger Verdrallung zweier Verbrennungsluftströme auf die magere Stabilitätsgrenze einer Doppeldrall-Gasfilmdüse durchzuführen. Um die Praxisrelevanz der vorliegenden Arbeit sicherzustellen, ist die Konstruktion der untersuchten Doppeldralldüse eng an den in der Luftfahrt weit verbreiteten Typ der Airblastdüse angelehnt. An Stelle des Kerosins wird jedoch gasförmiger Brennstoff eingesetzt, der durch einen Ringspalt in der Filmlegerlippe zwischen den beiden Luftströmen zugegeben wird. **Abb. 1.1** zeigt in der linken Bildhälfte den schematischen Aufbau der untersuchten Düsen, rechts sind Fotografien der Einzelelemente der Düse bzw. des zusammengesetzten Düsenpaketes dargestellt.

Der Schwerpunkt der durchgeführten Untersuchungen liegt dabei weniger auf der Parametrisierung der mit beiden Düsen erhaltenen Stabilitätsergebnisse, als auf den physikalischen Mechanismen, nach denen der unterschiedliche Drehsinn der Verbrennungsluftströme den turbulenten Impuls- und Stofftransport beeinflusst. Diese rufen ihrerseits wiederum charakteristische Unterschiede in den Strömungs- und Mischungsfeldern und damit auch im Stabilitätsverhalten

beider Düsenkonfigurationen hervor.

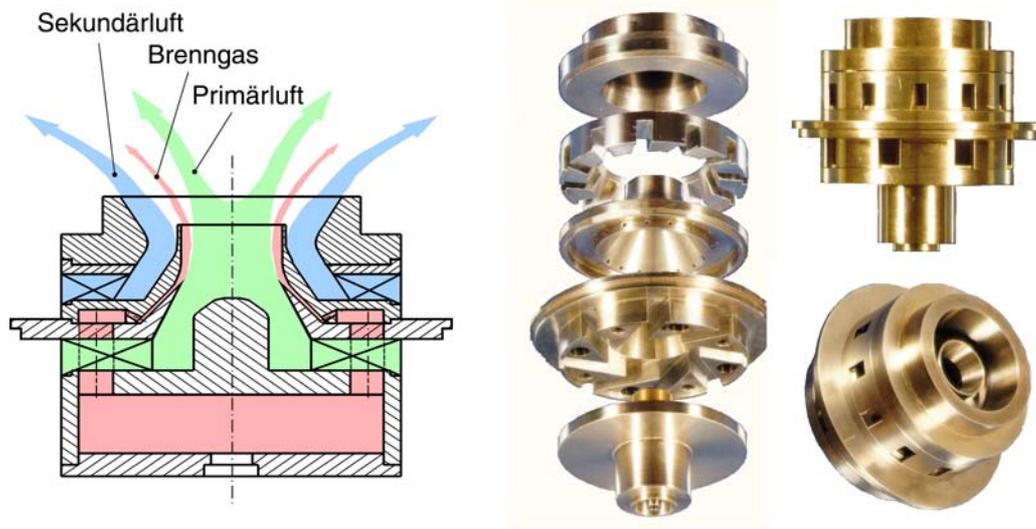


Abb. 1.1: Aufbau der untersuchten Gasfilmdüse

Im ersten Teil der Arbeit werden zunächst Feldmessungen in der isothermen Drehströmung dargestellt. Neben den zeitmittleren Strömungsfeldern wird dabei besonderes Augenmerk auf die Turbulenzgrößen gelegt, die durch die Messung aller sechs Komponenten des Reynoldsspannungstensors vollständig beschrieben werden können. Deren Interpretation anhand der im zeitmittleren Strömungsfeld vorliegenden Geschwindigkeitsgradienten erlaubt Rückschlüsse bezüglich des Einflusses der Tangentialgeschwindigkeitskomponente auf die Turbulenzstruktur. Erst deren Berücksichtigung ermöglicht die in sich schlüssige Diskussion der ebenfalls vorgestellten zeitmittleren Mischungsfelder.

Der Einfluss der überlagerten Verbrennung sowohl auf die zeitmittleren Feldgrößen als auch den turbulenten Impulsaustausch wird in gleicher Ausführlichkeit im zweiten Teil der Arbeit dargestellt. In die Diskussion der Strömungs- und Mischungsfelder müssen in diesem Fall auch die Temperaturverteilungen innerhalb der Brennkammer einbezogen werden, da diese durch die thermische Expansion sowohl die zeitmittleren Geschwindigkeiten als auch die damit verbundenen turbulenz erzeugenden Geschwindigkeitsgradienten modifizieren. Eine weitere Rückwirkung erfolgt über die Steigerung der molekularen Viskosität, die zu einer Beeinflussung der Turbulenzkaskade und des turbulenten Austauschs führt.

Daran schließt die vergleichende Darstellung gemessener Stabilitätskurven an. Auf der Grundlage der zuvor diskutierten Messungen wird ein Stabilisierungsmechanismus abgeleitet, mit dessen Hilfe die gefundenen Ergebnisse interpretiert werden.

2 Theoretische Grundlagen

2.1 Turbulente Strömungen

2.1.1 Merkmale turbulenter Strömungen

In der Strömungslehre wird grundsätzlich zwischen der laminaren und der turbulenten Strömungsform unterschieden. Im Fall der laminaren Strömung bewegen sich die einzelnen Fluidelemente eines zähen Mediums entlang fadenförmiger Strombahnen, die parallel zueinander angeordnet sind. Das Einsetzen von Turbulenz ist durch das Auftreten ungeordneter, dreidimensionaler Wirbel in einem breiten Spektrum turbulenter Längenmaße gekennzeichnet, selbst wenn die Hauptströmung im zeitlichen Mittel stationär und zwei- oder sogar eindimensional (z. B. ausgebildete turbulente Rohrströmung) ist. Die makroskopisch vom äußeren Beobachter wahrnehmbare turbulente Strömung zeichnet sich aufgrund der stochastischen Wirbelbewegung durch einen hohen Impuls- und Skalaraustausch senkrecht zur Hauptströmungsrichtung aus, was im Vergleich zur laminaren Strömung in einer deutlichen Erhöhung des Impuls-, Wärme- und Stofftransports resultiert (Townsend, 1976).

Reynolds erkannte bereits 1895, dass das Auftreten turbulenter Strömungen an das Überschreiten eines kritischen Wertes einer später nach ihm benannten dimensionslosen Ähnlichkeitskennzahl $Re = U_{\text{char}} \cdot L_{\text{char}} / \nu$ gebunden ist. Darin bezeichnen U_{char} eine charakteristische Geschwindigkeit, L_{char} eine charakteristische Systemabmessung und ν die kinematische Viskosität des strömenden Mediums. Die Reynoldszahl Re kann physikalisch als Verhältnis von destabilisierenden geschwindigkeitsquadratproportionalen Massenträgheitskräften zu störungsdämpfenden, geschwindigkeitsproportionalen viskosen Kräften im Strömungsfeld aufgefasst werden. Mit steigender Reynoldszahl gewinnen die Massenträgheitskräfte die Dominanz über die Reibungskräfte, so dass nach Durchschreiten eines systemabhängigen kritischen Reynoldszahlbereiches der Umschlag von der laminaren zur turbulenten Strömung erfolgt.

Ihre Bewegungsenergie beziehen die Wirbel aus Strömungsfeldzonen mit großen Geschwindigkeitsgradienten in Normalenrichtung zu den Stromlinien des zeitgemittelten Strömungsfeldes. Diese können beispielsweise durch Wandreibung als Folge der Oberflächenhaftbedingung oder aus dem Zusammentreffen von Strömungen unterschiedlicher Herkunft und Geschwindigkeit entstehen. In der Folge bildet sich die sogenannte Turbulenzkaskade aus, die einen Transfer der kinetischen Energie aus Geschwindigkeits- und Größenskalen der zeitmittleren Hauptströmung bis auf molekulare Abmessungen und damit einen Übergang in die innere Energie des strömenden Fluids bewirkt. Dieser dissipative Charakter turbulenter Strömungen wirkt sich beispielsweise dahin aus, dass der Druckverlust bei turbulenter Rohrdurchströmung wesentlich höher ist, als es der Extrapolation der im laminaren Bereich gültigen Lösung entspräche.

2.1.2 Statistische Beschreibung turbulenter Strömungen

Zur Beschreibung im zeitlichen Mittel stationärer turbulenter Strömungen führte Reynolds 1895 die Zerlegung einer zeitlich fluktuierenden Geschwindigkeitskomponente $\tilde{u}(t)$ in einen zeitlich mittleren Anteil U und eine zeitabhängige Schwankungsgröße $u(t)$ ein:

$$\tilde{u}(t) = U + u(t) \quad (2.1)$$

An einem beliebigen Feldpunkt, beschrieben durch den Ortsvektor \vec{x} , ist der Mittelwert $U(\vec{x})$ der zeitgemittelte Betrag der Geschwindigkeit für ein kontinuierliches Signal im Zeitintervall $0 < t < T$ als statistisches Moment erster Ordnung definiert:

$$U(\vec{x}) = \bar{\tilde{u}}(\vec{x}, t) = \frac{1}{T} \int_0^T \tilde{u}(\vec{x}, t) dt \quad (2.2)$$

Da der Mittelwert der Schwankungsgeschwindigkeit $\bar{u}(t)$ definitionsgemäß verschwindet, kommt bezüglich der Schwankungsgrößen lediglich den statistischen Momenten höherer Ordnung (zentrale Momente) Bedeutung zu:

$$\overline{u^n}(\vec{x}) = \frac{1}{T} \int_0^T u^n(\vec{x}, t) dt \quad (2.3)$$

Für $n=2$ erhält man die Standardabweichung (auch Streuung oder Varianz), welche ein Maß für die Breite der statistischen Verteilung ist und damit zur Charakterisierung der Turbulenzintensität herangezogen werden kann. Noch höhere zentrale Momente geben Aufschluss über die Symmetrie ($n=3$, Schiefe) bzw. die Flachheit ($n=4$, Exzess) der Geschwindigkeitsverteilung. Generell beschreiben Momente mit ungeraden Exponenten die Symmetrieeigenschaften der zu Grunde liegenden Verteilung einer statistischen Größe, während gerade Exponenten Auskunft über deren Breite geben.

Da turbulente Strömungen die Bewegung eines Kontinuums darstellen, sind die Fluktuationen der den Strömungszustand beschreibenden zeitlokalen Geschwindigkeitskomponenten in die verschiedenen Raumrichtungen i, j und k sowohl untereinander als auch zeitlich und räumlich statistisch voneinander abhängig. Die Stärke dieser Abhängigkeit kann durch die Bildung der Kovarianz, auch als Korrelation bezeichnet, beschrieben werden, durch die der turbulente Impulsfluss charakterisiert wird:

$$\overline{u_i u_j}(\vec{x}) = \frac{1}{T} \int_0^T u_i(\vec{x}, t) \cdot u_j(\vec{x}, t) dt \quad (2.4)$$

Durch Normierung dieser Größe mit dem Produkt der RMS-Werte (RMS: Root Mean Square, gebildet aus der Wurzel der mittleren quadratischen Abweichung nach Gleichung 2.3) der Geschwindigkeitsfluktuationen in den zugeordneten Raumrichtungen erhält man den Korrelationskoeffizienten

$$c_{ij}(\bar{x}) = \frac{\overline{u_i u_j}(\bar{x})}{\sqrt{\overline{u_i^2}(\bar{x}) \cdot \overline{u_j^2}(\bar{x})}}; \quad -1 \leq c_{ij}(\bar{x}) \leq 1, \quad (2.5)$$

der Werte zwischen -1 und 1 annehmen kann. Diese beiden Extremwerte stellen eine maximale Korrelation und statistische Abhängigkeit dar, da sie nur erreicht werden können, wenn für die turbulenten Schwankungswerte zu jedem Zeitpunkt in i - bzw. j -Richtung der Zusammenhang $u_j(\bar{x}, t) = \text{const.} \cdot u_i(\bar{x}, t)$ gilt. Erreicht der Korrelationskoeffizient den Wert 0, so sind die Geschwindigkeitsfluktuationen miteinander nicht korreliert. Tennekes und Lumley (1980) geben als typischen Anhaltswert für den Korrelationskoeffizienten in turbulenten Strömungen $c_{ij}(\bar{x}) \approx 0.4$ an.

2.1.3 Reynoldsspannungen

Zur Interpretation der Wirkungsweise der Korrelation der turbulenten Geschwindigkeitsfluktuationen \overline{uv} in unterschiedliche Raumrichtungen aber am selben Ort wird eine im zeitlichen Mittel eindimensionale turbulente Strömung mit zeitlich mittlerer Geschwindigkeit U sowie den zugeordneten Schwankungsanteilen u und v in positiver Koordinatenrichtung x und y betrachtet (s. **Abb.2.1**).

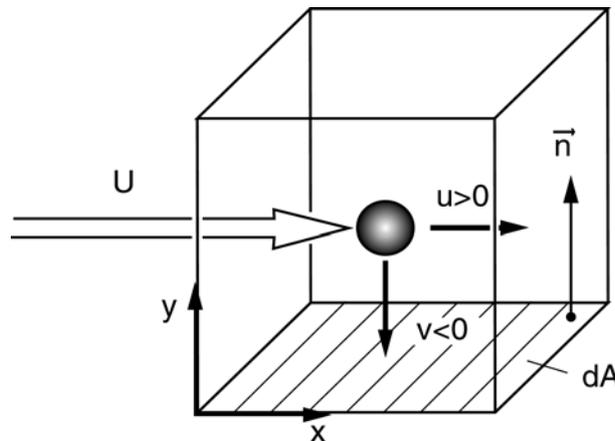


Abb. 2.1: Zur Wirkungsweise turbulenter Geschwindigkeitskorrelationen als Schubspannung

Bedingt durch die turbulenten Geschwindigkeitsfluktuationen in y -Richtung findet ein Impulsaustausch in Richtung des Normalenvektors \vec{n} der Kontrollfläche dA statt, wobei der flächenbezogene Betrag des im zeitlichen Mittel übertragenen Impulsstroms gegeben ist durch:

$$|\tau_t| = \frac{|dF|}{dA} = \overline{\dot{m}_x \cdot v} = \overline{\rho \cdot (U+u)v} = \rho \cdot \overline{(Uv+uv)} = \rho \cdot \overline{uv} \quad (2.6)$$

Aus dieser Formulierung geht deutlich hervor, dass die turbulente Geschwindigkeitskorrelation

wie eine Schubspannung wirkt (Zierep 1982). Der tiefgestellte Index t in obiger Gleichung deutet dabei darauf hin, dass die Schubspannung τ_t ausschliesslich auf turbulenten Geschwindigkeitsfluktuationen beruht. Eine Vorzeichenbetrachtung ergibt, dass Fluidelemente mit $u > 0$ und $v < 0$, d.h. die von oben kommend die Bilanzfläche dA durchtreten und einen positiven Beitrag zum Impulsfluss in x -Richtung liefern, zu einer negativen Geschwindigkeitskorrelation $\overline{uv} < 0$ und einer positiven Tangentialspannung führen, die von der Strömung an die Kontrollfläche übertragen wird. Dem wird durch das negative Vorzeichen in der Definition der sogenannten "Reynolds'schen" oder auch "scheinbaren" Schubspannung Rechnung getragen:

$$\tau_t = -\rho \overline{uv} \quad (2.7)$$

Die Erweiterung auf den dreidimensionalen Strömungszustand ergibt eine Spannungsmatrix, die Tensoreigenschaften aufweist, und daher auch „turbulenter Spannungstensor“ genannt wird.

$$\tau_{ij} = \begin{pmatrix} \sigma_{11} & \tau_{12} & \tau_{13} \\ \tau_{21} & \sigma_{22} & \tau_{23} \\ \tau_{31} & \tau_{32} & \sigma_{33} \end{pmatrix} = -\rho \begin{pmatrix} \overline{u_1 u_1} & \overline{u_1 u_2} & \overline{u_1 u_3} \\ \overline{u_2 u_1} & \overline{u_2 u_2} & \overline{u_2 u_3} \\ \overline{u_3 u_1} & \overline{u_3 u_2} & \overline{u_3 u_3} \end{pmatrix} \quad (2.8)$$

Besondere Bedeutung kommt dabei der Spur des turbulenten Spannungstensors, definiert als die Summe der Diagonalelemente, zu:

$$\begin{aligned} -\rho \left(\overline{u_1^2} + \overline{u_2^2} + \overline{u_3^2} \right) &= -2\rho k \\ k &\equiv \frac{1}{2} \left(\overline{u_1^2} + \overline{u_2^2} + \overline{u_3^2} \right) \end{aligned} \quad (2.9)$$

Die dabei eingeführte Größe k ist als eine der drei Invarianten der charakteristischen Gleichung des Spannungstensors unabhängig von der Raumlage des gewählten Koordinatensystems (Hirsch, 1995) und repräsentiert als halbierte Summe der Normalspannungen die massenspezifische turbulente kinetische Energie der Turbulenzbewegung. Der Turbulenzgrad, der häufig zur Charakterisierung der Intensität der turbulenten Schwankungsbewegung herangezogen wird, ergibt sich aus der Entdimensionierung der turbulenten kinetischen Energie mit einer charakteristischen zeitmittleren Geschwindigkeit des makroskopischen Strömungssystems:

$$Tu = \frac{\sqrt{2k/3}}{U_{\text{char}}} \quad (2.10)$$

2.1.4 Darstellung des Spannungszustands als Ellipsoid

Man kann zeigen (Buggisch 1990), dass im dreiaxigen Spannungszustand stets ein Hauptachsensystem mit drei senkrecht aufeinander stehenden Achsen existiert, so dass sämtliche Nichtdiagonalelemente des Spannungstensors verschwinden. Die zugehörigen Hauptachsenrichtungen $\vec{n}_I, \vec{n}_{II}, \vec{n}_{III}$ und Hauptnormalspannungen $\sigma_I, \sigma_{II}, \sigma_{III}$ erhält man aus der Forderung, dass einer beliebig angreifenden Kraft durch ein Spannungssystem in Richtung der Hauptachsen das Gleichgewicht gehalten werden muss:

$$\vec{F}_i = \sigma_i \cdot \vec{n}_i \cdot dA \quad (2.11)$$

Da der Vektor \vec{n}_i als Einheitsvektor den Betrag 1 annimmt, gilt für die Summe der Komponenten:

$$\vec{n}_I^2 + \vec{n}_{II}^2 + \vec{n}_{III}^2 = 1 \quad (2.12)$$

Auflösen der Gleichung 2.11 nach \vec{n}_i und Einsetzen in 2.12 ergibt die nachstehende Gleichung, die ein Ellipsoid beschreibt, auf dessen Oberfläche der Endpunkt des Kraftvektors \vec{F} liegt, wenn dessen Fußpunkt in den Schwerpunkt des Ellipsoids gelegt wird.

$$\frac{1}{dA^2} \cdot \left(\frac{\vec{F}_I^2}{\sigma_I^2} + \frac{\vec{F}_{II}^2}{\sigma_{II}^2} + \frac{\vec{F}_{III}^2}{\sigma_{III}^2} \right) = 1 \quad (2.13)$$

Daraus lässt sich ableiten, dass sich jeder beliebige Spannungszustand als ein Ellipsoid darstellen lässt, das seine Form unabhängig vom gewählten Koordinatensystem beibehält (s. **Abbildung 2.2**).

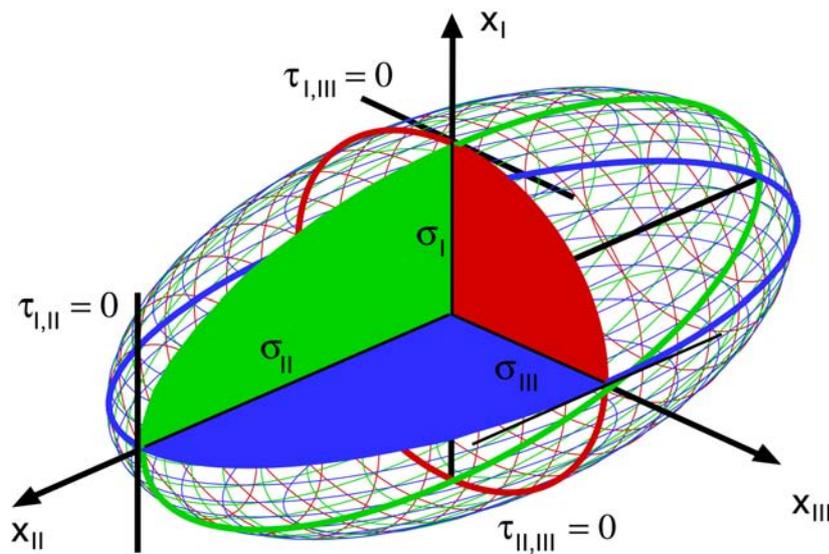


Abb. 2.2: Darstellung des Spannungszustandes als Ellipsoid

Die einzelnen Normalspannungen des Spannungstensors bilden sich darin jeweils als die Achsenabschnitte an den Durchstoßpunkten der Ellipsoidhülle ab. Aussagen über die Größe der angreifenden Schubspannungen lassen sich aus der Raumlage des Ellipsoids gewinnen. Dazu wird die sich durch Projektion des Ellipsoids senkrecht zur Wirkungsebene der entsprechenden Schubspannung ergebende Ellipse betrachtet, deren Schnittwinkel mit der Koordinatenachse mit der Größe der jeweiligen Schubspannung korrespondiert. Auf Grund der zuvor getroffenen Feststellung, dass sich die turbulente kinetische Energie k proportional zur Summe der drei Normalspannungen verhält, kann das Volumen des Ellipsoids als Maß für den Gehalt an

turbulenter kinetischer Energie interpretiert werden.

Weiter geht aus einer Momentenbilanz um das Ellipsoid hervor, dass die beiden in einer Ebene angreifenden Schubspannungen betragsmäßig gleich sein müssen, d.h. $\tau_{ij} = \tau_{ji}$. Daraus folgt, dass der Spannungstensor symmetrisch bezüglich der Hauptdiagonalen aufgebaut ist und sich die Anzahl der unbekanntenen Kovarianzen von vormals neun auf sechs reduziert.

2.1.5 Die Turbulenzkaskade sowie charakteristische Zeit- und Längenmaße

Da es sich auch bei vollturbulenten Strömungen um Kontinuumsbewegungen handelt, können eng benachbarte Fluidelemente statistisch nicht vollkommen voneinander unabhängige Bewegungen ausführen, sondern es treten gebietsweise kohärente Strukturen auf. Diese Gebiete werden als Wirbel bezeichnet und zeichnen sich jeweils durch eine charakteristische Abmessung und Geschwindigkeit aus. Der Begriff der Turbulenzkaskade bezeichnet das von Richardson 1922 eingeführte Konzept, wonach die in den turbulenten Geschwindigkeitsfluktuationen enthaltene kinetische Energie stufenweise auf Wirbel immer kleinerer Abmessungen übertragen wird. Der Mechanismus dieses Transfers beruht maßgeblich auf der Streckung einzelner Wirbelfäden durch benachbarte Wirbel ähnlicher Abmessung unter Verringerung ihres Durchmessers. Mit der Abnahme des Wirbelquerschnitts reduziert sich der Einflussbereich des betrachteten Wirbelfadens über die von ihm erzeugten Geschwindigkeitsgradienten. Er ist also nicht mehr in der Lage, bezüglich Wirbelfäden größerer Abmessungen eine starke Scherwirkung zu erzeugen, während dies für die nächstkleinere Wirbelklasse möglich ist. Aufgrund der mit den für diese Wirbelklassen charakteristischen Längen- und Geschwindigkeitsmaße gebildeten hohen Reynoldszahlen wird dieser Transport durch die Trägheitskräfte bestimmt, d.h. über einen weiten Bereich von Wirbelklassen erfolgt der Transfer nahezu reibungsfrei. Dadurch kommt es in hochturbulenten Systemen zur Ausbildung des sogenannten Inertialbereichs, in dem Turbulenzenergie weder produziert noch dissipiert wird. Erst auf den zu Ehren des gleichnamigen Turbulenzforschers Kolmogorov-Skalen genannten kleinsten Wirbelklassen haben die Wirbel hinreichend kleine Abmessungen und ausreichend hohe Winkelgeschwindigkeiten, so dass die Scherung im Einflussbereich der betrachteten Wirbelklasse derart gesteigert wird, dass die molekulare Reibung zunehmend spürbar wird. Folglich wird die Bewegungsenergie der kleinsten Wirbel auf diesen Längenmaßen bei Wirbel-Reynoldszahlen in der Größenordnung von Eins dissipiert und geht in die innere Energie des Fluids über. In **Abbildung 2.3** ist eine schematische Darstellung dieses Kaskaden-Prozesses gegeben.

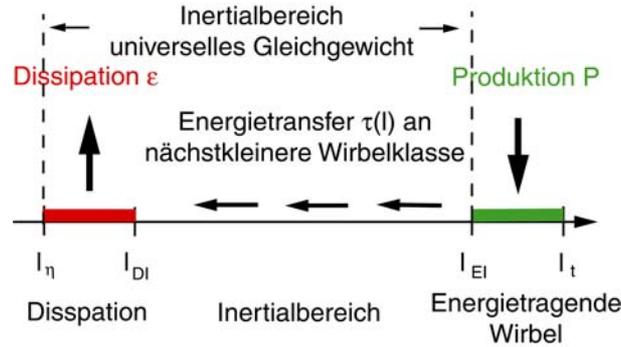


Abb. 2.3: Schematische Darstellung der Energiekaskade (nach Pope 2000)

Daher kann die Dissipationsrate ε bereits durch den ersten Teilschritt in der oben beschriebenen Sequenz, den Energietransport ausgehend von den größten Wirbelklassen, charakterisiert durch das Makrolängenmaß l_t und eine charakteristische Wirbelgeschwindigkeit u_t , beschrieben werden. Die von den energietragenden Wirbeln transportierte kinetische Energie skaliert proportional zum Quadrat ihrer charakteristischen Geschwindigkeit ($k \sim u_t^2$), während aus dem Verhältnis der Wirbelabmessung zur Schwankungsgeschwindigkeit ein charakteristisches Zeitmaß ($\tau_t \sim l_t/u_t$) gebildet werden kann. Steht diese Turbulenzkaskade im energetischen Transferegleichgewicht, ist die Energie, die der Hauptströmung durch Turbulenzproduktion entzogen wird, genauso groß wie die Energiedissipation innerhalb der Mikrowirbel. Daraus ergeben sich bezüglich der Geschwindigkeits- und Längenmaße, ausgehend von den Makrowirbeln l_t über den Inertialbereich bis hin zur Dissipation auf den kleinsten auftretenden Skalen η , die folgenden Proportionalitäten:

$$P \sim \frac{u_t^3}{l_t} \sim \frac{u^3}{l} \sim \frac{u_\eta^3}{l_\eta} \sim \varepsilon \quad (2.14)$$

Zur Charakterisierung der turbulenten Geschwindigkeitsfluktuation der großen, energietragenden Wirbel hat sich der Gebrauch des RMS-Wertes durchgesetzt, da dieser aus dem statistischen Moment zweiter Ordnung, also der Breite der statistischen Geschwindigkeitsverteilung, abgeleitet ist und dadurch eine grundlegende Information über die zu erwartende Abweichung der Momentangeschwindigkeit vom zeitlichen Mittelwert liefert.

$$u_{t,i}(\vec{x}) = \sqrt{u_i^2(\vec{x})} = \sqrt{\frac{1}{T} \int_0^T u_i^2(\vec{x}, t) dt} \quad (2.15)$$

Eine Information über das Makrolängenmaß erhält man durch die zeitmittlere Korrelation der gemessenen Momentangeschwindigkeiten $u_i(\vec{x})$ und $u_i(\vec{x} + \Delta\vec{x})$ an zwei unterschiedlichen Orten im Strömungsfeld. Die Korrelationsfunktion wird häufig in der normierten Form benutzt, wobei hierzu nach Rotta (1972) das Quadrat des RMS-Wertes am Ort \vec{x} herangezogen wird. Für

kleine Abstände $\Delta \vec{x}_i$ sind die beiden Signale einander sehr ähnlich, d.h. der Kreuzkorrelationskoeffizient $R(\vec{x}, \Delta \vec{x}_i)$

$$R(\vec{x}, \Delta \vec{x}_i) = \frac{\int_0^T (u_i(\vec{x}, t) \cdot u_i(\vec{x} + \Delta \vec{x}_i, t)) dt}{\sqrt{\int_0^T (u_i^2(\vec{x}, t) \cdot u_i^2(\vec{x}, t)) dt}} = \frac{\overline{u_i(\vec{x}, t) \cdot u_i(\vec{x} + \Delta \vec{x}_i, t)}}{\sqrt{\overline{u_i^2(\vec{x}, t)} \cdot \overline{u_i^2(\vec{x}, t)}}}; \quad -1 \leq R(\vec{x}, \Delta \vec{x}_i) \leq 1 \quad (2.16)$$

nimmt den Wert Eins an. Für unendlich große Abstände dagegen weisen die beiden gemessenen Signale keinerlei Verwandtschaft zueinander mehr auf, wodurch auch $R(\vec{x}, \Delta \vec{x}_i)$ gegen Null strebt (s. **Abb. 2.4**).

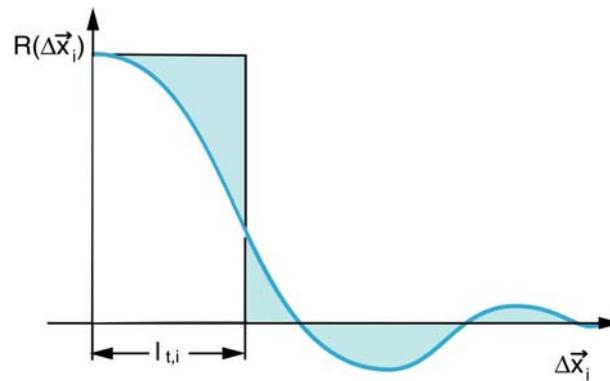


Abb. 2.4: Verlauf des Kreuzkorrelationskoeffizienten in Abhängigkeit vom Punkt-Abstand

Bildet man nun das Integral über diese Kreuzkorrelationsfunktion, ergibt sich ein integrales oder Makrolängenmaß bezüglich einer Koordinatenrichtung i ,

$$l_{t,i}(\vec{x}) = \int_{\Delta \vec{x}_i=0}^{\infty} R(\vec{x}, \Delta \vec{x}_i) d\Delta \vec{x}_i \quad (2.17)$$

welches als Ausdehnung einheitlich bewegter Fluidmassen in i -Richtung interpretiert werden kann (z. B. Rotta 1972) und damit die Abmessungen der großen, energietragenden Wirbel im Spektrum der turbulenten Längenmaße charakterisiert.

Unter Annahme nur mäßiger Anisotropie der Turbulenz kann die Abhängigkeit der beiden Integralmaße von der Raumrichtung vernachlässigt werden, und man erhält die folgenden, ortsabhängigen charakteristischen Kenngrößen:

$$\begin{aligned} u_i(\vec{x}) &= \sqrt{u_{i,t}^2(\vec{x})} \\ l_i(\vec{x}) &= \sqrt{l_{t,i}^2(\vec{x})} \end{aligned} \quad (2.18)$$

Die Spezifikation der kleinsten, dissipativen Wirbelklasse, die ihm zu Ehren als Kolmogorov-Länge l_η bezeichnet wird, geht auf eine Veröffentlichung Kolmogorovs aus dem Jahr 1941 (russisches Original 1941, engl. veröffentlicht 1991) zurück. Die darin getroffenen Aussagen stützen sich zunächst auf die Annahme einer isotropen Feinstruktur der Turbulenz. Dies bedeutet, dass die charakteristischen Wirbelzeitmaße mit abnehmender Wirbelgröße ($l \ll l_t$) als klein gegenüber dem charakteristischen Zeitmaß der zeitmittleren Hauptströmung und daher als unabhängig von den geometrischen Randbedingungen der Makroströmung anzusehen sind.

Als Konsequenz daraus formulierte Kolmogorov die erste Ähnlichkeitshypothese, wonach sich bezüglich der turbulenten Fluktuationen unterhalb einer bestimmten Wirbelklasse $l_{EI} \approx 1/6 l_t$ (Pope, 2000, vgl. **Abb. 2.3**), eine universelle Gleichgewichtsverteilung einstellt. Diese ist unter den beschriebenen Voraussetzungen ausschließlich vom Energietransfer $\tau_{EI} \approx \varepsilon$ aus der nächstgrößeren Wirbelklasse und der Dissipation aufgrund molekularer Reibung, charakterisiert durch die kinematische Viskosität ν , abhängig. Mittels der Dimensionsanalyse lassen sich aus diesen beiden Parametern ν und ε Längen-, Geschwindigkeits- und Zeitmaße ableiten, die als Kolmogorov-Skalen folgendermaßen definiert sind und insbesondere die Bedingung $Re_\eta = u_\eta \cdot l_\eta / \nu = 1$ erfüllen:

$$\begin{aligned} l_\eta &\equiv (\nu^3/\varepsilon)^{1/4}, \\ u_\eta &\equiv (\varepsilon \cdot \nu)^{1/4}, \\ \tau_\eta &\equiv (\nu/\varepsilon)^{1/2} \end{aligned} \quad (2.19)$$

In einem weiteren Schritt schränkt Kolmogorov seine Betrachtung der Turbulenzkaskade auf diejenigen Wirbelklassen ein, deren Längenabmessungen zwar deutlich unterhalb der Abmessungen der Makrowirbel liegen, nach unten jedoch durch ein zusätzliches Längenmaß l_{DI} begrenzt werden ($l_{EI} \gg l \gg l_{DI}$) (s. **Abb. 2.3**). Dieses zusätzlich eingeführte Längenmaß l_{DI} zeichnet sich dadurch aus, dass die Reynoldszahl der Wirbelklasse dieser Abmessung deutlich größer als Eins ist ($l_{DI} \approx 60 l_\eta$, Pope, 2000), der Energietransport also nur durch Massenträgheitskräfte bestimmt wird und molekulare Reibung vernachlässigbaren Einfluss hat. Damit ist eine weitere Reduktion der Anzahl der unabhängigen Einflussgrößen verbunden, so dass eine Dimensionsanalyse die folgenden Formulierungen für charakteristische Geschwindigkeits- und Zeitmaße ergibt:

$$\begin{aligned} u(l) &= (\varepsilon l)^{1/3} = u_\eta (l/l_\eta)^{1/3} \sim u_t (l/l_t)^{1/3} \\ \tau(l) &= l/u(l) = (l^2/\varepsilon)^{1/3} = \tau_\eta (l/l_\eta)^{2/3} \sim \tau_t (l/l_t)^{2/3} \end{aligned} \quad (2.20)$$

Durch Kombination der Gleichungen 2.19 und 2.20 ist es nun möglich, die charakteristischen Skalen von Mikro- und Makrowirbeln zueinander ins Verhältnis zu setzen und man erhält unter Einführung der Makro-Turbulenz-Reynoldszahl $Re_t = u_t l_t / \nu$:

$$\begin{aligned} l_\eta/l_t &\sim Re_t^{-3/4}, \\ u_\eta/u_t &\sim Re_t^{-1/4}, \\ \tau_\eta/\tau_t &\sim Re_t^{-1/2} \end{aligned} \quad (2.21)$$

2.2 Bewegungsgleichungen im axialsymmetrischen System

Grundlage zur mathematischen Beschreibung turbulenter Drallströmungen sind die Erhaltungsgleichung der Masse (Kontinuität) und des Impulses, die Navier-Stokes-Gleichungen. Dazu wird zweckmäßigerweise das Zylinderkoordinatensystem mit den Koordinatenrichtungen x , r und φ eingeführt, wobei die Hauptströmungsrichtung und die Symmetrieachse mit der x -Achse zusammenfallen. Der Geschwindigkeitsvektor \vec{c} kann daher in seine Axialkomponente \tilde{u} , die Radialkomponente \tilde{v} und die Tangentialkomponente \tilde{w} zerlegt werden.

Unter Voraussetzung von Rotationssymmetrie ($\partial/\partial\varphi = 0$), Inkompressibilität ($D\rho/Dt = 0$) sowie anschließender zeitlicher Mittelung ($\partial/\partial t = 0$, gültig bei Stationarität bezüglich der Mittelwerte) gilt folgendes Differentialgleichungssystem, bestehend aus der Kontinuitätsgleichung

$$\frac{\partial U}{\partial x} + \frac{\partial V}{\partial r} + \frac{V}{r} = 0 \quad (2.22)$$

und den Erhaltungsgleichungen für den Impuls in axialer,

$$U \frac{\partial U}{\partial x} + V \frac{\partial U}{\partial r} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{1}{\rho} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \tau_{xr}) + \frac{\partial}{\partial x} \tau_{xx} \right) \quad (2.23)$$

radialer

$$U \frac{\partial V}{\partial x} + V \frac{\partial V}{\partial r} - \frac{W^2}{r} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} + \frac{1}{\rho} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \tau_{rr}) - \frac{1}{r} \tau_{\varphi\varphi} + \frac{\partial}{\partial x} \tau_{xr} \right) \quad (2.24)$$

und tangentialer Richtung,

$$U \frac{\partial W}{\partial x} + V \frac{\partial W}{\partial r} + \frac{VW}{r} = \frac{1}{\rho} \left(\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \tau_{\varphi r}) + \frac{\partial}{\partial x} \tau_{\varphi x} \right) \quad (2.25)$$

die in dieser Form auch Reynoldsgleichungen genannt werden. Der in diesen Gleichungen auftauchende Spannungstensor besteht aus einer linearen Überlagerung der Reynolds- und der viskosen Spannungen. Während erstere, wie bereits diskutiert, aus der Korrelation der turbulenten Geschwindigkeitsfluktuation stammen, wird für die viskosen Spannungen nach einem Ansatz von Stokes die Proportionalität zur Deformationsgeschwindigkeit des Fluids angenommen:

$$\tau_{\text{ges}} = \tau_{ij,t} + \tau_{ij,l} = -\rho \begin{pmatrix} \overline{uu} & \overline{uv} & \overline{uw} \\ \dots & \overline{vv} & \overline{vw} \\ \dots & \dots & \overline{ww} \end{pmatrix} + \mu_l \begin{pmatrix} 2 \frac{\partial U}{\partial x} - \frac{2}{3} \nabla \vec{c} & \frac{\partial U}{\partial r} + \frac{\partial V}{\partial x} & \frac{\partial W}{\partial x} \\ \frac{\partial U}{\partial r} + \frac{\partial V}{\partial x} & 2 \frac{\partial V}{\partial r} - \frac{2}{3} \nabla \vec{c} & r \frac{\partial W}{\partial r} \\ \frac{\partial W}{\partial x} & r \frac{\partial W}{\partial r} & 2 \frac{V}{r} - \frac{2}{3} \nabla \vec{c} \end{pmatrix} \quad (2.26)$$

Der in der Definition des laminaren Spannungstensors auftretende, mit $2/3$ gewichtete Di-

vergenzterm entsteht dabei aus der separaten Berücksichtigung des statischen Drucks in den Impulsbilanzgleichungen. Daher darf bei reversibler, sphärisch konzentrischer Kompression nur der durch die thermische Zustandsgleichung definierte aerostatische Druck wirken, der seinerseits nicht von der Deformationsgeschwindigkeit abhängt, d.h. $\sigma_{xx} = \sigma_{rr} = \sigma_{\varphi\varphi} = 0$.

2.3 Schließungsansätze

Man steht nun vor dem Problem, dass zur Lösung des Gleichungssystems 2.22 bis 2.25 mit zehn Unbekannten und vier Gleichungen zusätzliche Modellannahmen bezüglich der unbekanntten Kovarianzen eingeführt werden müssen. Derartige Schließungsansätze werden als Turbulenzmodelle bezeichnet.

2.3.1 Boussinesq-Hypothese

Nach Schlichting 1997 verallgemeinert Boussinesq 1872 den Ansatz von Stokes, der zur Beschreibung der viskosen Schubspannungen die Proportionalität des Spannungstensor zur zeitlich mittleren Deformation fordert (Zierep 1990), auf turbulente Strömungen. Die im Stokes'schen Ansatz auftretende Proportionalitätskonstante μ_1 ersetzt er dabei durch eine effektive Viskosität μ_t :

$$\tau_{ij,t} = -\rho \begin{pmatrix} \overline{uu} & \overline{uv} & \overline{uw} \\ \dots & \overline{vv} & \overline{vw} \\ \dots & \dots & \overline{ww} \end{pmatrix} = \mu_t \begin{pmatrix} 2\frac{\partial U}{\partial x} - \frac{\rho}{\mu_t} \frac{2}{3}k & \frac{\partial U}{\partial r} + \frac{\partial V}{\partial x} & \frac{\partial W}{\partial x} \\ \frac{\partial U}{\partial r} + \frac{\partial V}{\partial x} & 2\frac{\partial V}{\partial r} - \frac{\rho}{\mu_t} \frac{2}{3}k & r\frac{\partial W}{\partial r} \\ \frac{\partial W}{\partial x} & r\frac{\partial W}{\partial r} & 2\frac{V}{r} - \frac{\rho}{\mu_t} \frac{2}{3}k \end{pmatrix} \quad (2.27)$$

Die Berücksichtigung der turbulenten kinetischen Energie in den Normalspannungstermen auf der rechten Seite vorstehender Gleichung dient rein formal der Erfüllung der Kontinuität, da die Spur des Tensors ansonsten Null ergäbe.

Die effektive Viskosität kann jedoch nicht mehr als Konstante bzw. Stoffgröße angesehen werden, sondern ist maßgeblich durch die lokale Turbulenzstruktur bestimmt und kann damit eine ausgeprägte Ortsabhängigkeit im Strömungsfeld aufweisen. Daher stellt die Boussinesq-Hypothese keine Lösung, sondern eine Verlagerung des Schließungsproblems dar, da statt der unbekanntten Kovarianzen nun die Feldverteilung der Wirbelviskosität modelliert werden muss. Unter Einschränkung des Gültigkeitsbereichs auf isotrope Turbulenz ist damit durch die Reduktion der Anzahl der Unbekannten dennoch eine beträchtliche Vereinfachung verbunden.

Damit ist die Boussinesq-Hypothese zunächst lediglich als Verallgemeinerung des Stokes'schen Ansatzes zu sehen und gewinnt erst im Vergleich mit der kinetischen Gastheorie und dem Prandtl'schen Mischungswegansatz eine physikalische Bedeutung.

2.3.2 Das Wirbelviskositätsprinzip

In diesem Unterkapitel soll die physikalische Bedeutung der Wirbelviskosität diskutiert und ein Vergleich der Größenordnungen des laminaren und turbulenten Impulsaustauschs durchgeführt werden. Der guten Übersichtlichkeit wegen wird dazu das sehr einfache System der überströmten Platte als Beispiel herangezogen.

Gaskinetische Erklärung der inneren Reibung: Um den Mechanismus des molekularen Impulstransports zu verstehen, wird zunächst eine laminare Strömung längs einer ebenen Wand betrachtet. Makroskopisch betrachtet liegt also ein eindimensionaler Strömungszustand vor, da lediglich eine zeitmittlere Geschwindigkeitskomponente $U(y)$ auftritt, die ihrerseits nur eine Funktion des Wandabstandes y ist. Mikroskopisch, d.h. auf molekularen Skalen betrachtet, führen die einzelnen Teilchen aufgrund der Brown'schen Molekularbewegung regellose Zufallsbewegungen aus, deren Längenmaß und Geschwindigkeit durch die mittlere freie Weglänge λ und die Teilchengeschwindigkeit c repräsentiert werden.

Teilchen, die aufgrund der Molekularbewegung aus der Schicht $y + \lambda$ in die darunter liegende Schicht eingetragen werden, behalten ihren spezifischen Impuls bei und beschleunigen dadurch die in der Schicht y transportierten Partikel. Umgekehrt üben Moleküle aus der darunter liegenden Schicht $y - \lambda$ eine verzögernde Wirkung auf die in der Zwischenschicht strömenden Partikel aus. Durch eine Abschätzung der Anzahl der Moleküle, die am Impulsaustausch teilnehmen (s. z.B. Zierp 1990), ergibt sich die pro Zeit- und Flächeneinheit übertragene Impulsdichte durch die Schubspannung

$$\tau_1 \approx \frac{\rho c \lambda}{3} \cdot \frac{\partial U}{\partial y} = \mu_1 \cdot \frac{\partial U}{\partial y}, \quad (2.28)$$

d.h. die für Newtonsche Fluide gültige Proportionalität von Schubspannung und Deformationsgeschwindigkeit des Fluids. Die Zurückführung der dabei auftretenden Proportionalitätskonstante, der dynamischen Zähigkeit μ_1 , auf die mikroskopischen Größen mittlere Molekülgeschwindigkeit c und mittlere freie Weglänge λ ist dabei physikalisch unmittelbar einleuchtend.

Prandtl'scher Mischungswegansatz, Wirbelviskositätsprinzip: Zur Quantifizierung der Reynolds'schen Schubspannungen führte Prandtl (1925) den sogenannten "Mischungswegansatz" ein. In direkter Analogie zur mittleren freien Weglänge im Falle molekularer Zähigkeit postulierte er ein charakteristisches Längenmaß L , welches die mittlere Weglänge repräsentiert, die ein Turbulenzballen zurücklegt, ohne seine Identität zu verlieren, d. h. sich mit seiner Umgebung zu vermischen und aufzulösen.

Dieser Voraussetzung gemäß entspricht die Ablenkung eines Fluidelements durch turbulente Schwankungen in positive Richtung der y -Koordinate gerade dem Mischungsweg L , so dass es aus der Schicht y in die Schicht $y + L$ gelangt (vgl. **Abb. 2.5**).

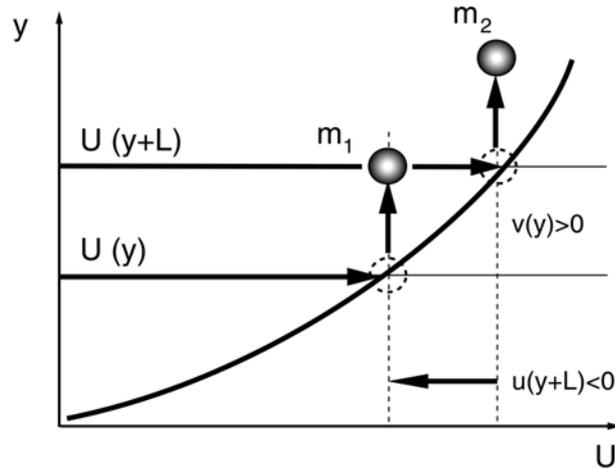


Abb. 2.5: Zum Prandtl'schen Mischungswegansatz

Dort weist es gegenüber allen anderen dort befindlichen Turbulenzballen ein Geschwindigkeitsdefizit bezüglich der x-Richtung auf, welches als Funktion des Gradienten der zeitmittleren Strömungsgeschwindigkeit und des Mischungsweges dargestellt werden kann:

$$U(y) - U(y+L) = -L \frac{\partial U}{\partial y} \quad (2.29)$$

Diese Geschwindigkeitsdifferenz interpretiert Prandtl bezüglich der Schicht $y + L$ als turbulente Schwankungsgeschwindigkeit u . Aufgrund der Massenerhaltung übt das Turbulenzelement m_1 einen Verdrängungseffekt in der Schicht $y + L$ aus, der eine weitere Schwankungsbewegung mit der Geschwindigkeit v

$$u = -L \frac{\partial U}{\partial y} \quad ; \quad v = L \frac{\partial U}{\partial y} \quad (2.30)$$

in $+y$ -Richtung erzeugt. Durch Einsetzen gewinnt man für die turbulente Schubspannung den folgenden Ausdruck:

$$\tau_t = -\rho \overline{uv} = \rho L^2 \frac{\partial U}{\partial y} \left| \frac{\partial U}{\partial y} \right| \quad (2.31)$$

Da die Turbulenzkaskade durch einen Energietransfer aus der zeitmittleren Grundströmung kontinuierlich gespeist wird, verhält sich die Wirbelstärke der den Impulsaustausch maßgeblich beeinflussenden großen Turbulenzelemente proportional zu den makroskopisch auftretenden Geschwindigkeits- und Größenskalen $\partial U / \partial y \sim \sqrt{u^2} / L$. Durch Substitution eines der beiden $\partial U / \partial y$ in der vorstehenden Gleichung erhält man dann die folgende Proportionalität:

$$\tau_t \sim -\rho L \sqrt{u^2} \frac{\partial U}{\partial y} = \mu_t \frac{\partial U}{\partial y} \quad (2.32)$$

Der in dieser Gleichung auftretende Proportionalitätsfaktor kann daher als Wirbelviskosität interpretiert werden und beinhaltet das Produkt aus einem charakteristischen integralen Längenmaß sowie einer charakteristischen Geschwindigkeit, die das Bewegungsverhalten der impuls-

tragenden kleinsten Einheiten repräsentieren. Diese Formulierung trägt auch der bereits zuvor getroffenen Feststellung, dass die Wirbelviskosität im Unterschied zur viskosen Reibung keine Stoffkonstante ist, Rechnung. Beide Einflußgrößen $\sqrt{u^2}$ und L sind abhängig von der lokalen Turbulenzstruktur und Turbulenzintensität, so dass sich eine Verteilung von μ_t und ν_t im Strömungsfeld ergibt. In Verbindung mit der Forderung nach einer linearen Abhängigkeit zwischen Prandtl'schem Mischungsweg L und Makrolängenmaß l_t wird diese grundsätzliche Analogiebetrachtung zwischen laminarer und turbulenter Reibung

$$\begin{aligned} \mu_l &\sim \rho \cdot c \cdot \lambda & \mu_t &\sim \rho \cdot \sqrt{u^2} \cdot l_t \\ c &: \text{mittlere Molekülgeschwindigkeit} & \sqrt{u^2} &: \text{mittlere Schwankungsgeschwindigkeit} \\ \lambda &: \text{mittlere freie Weglänge} & l_t &: \text{turbulentes Makrolängenmaß} \end{aligned} \quad (2.33)$$

als Wirbelviskositätsprinzip oder Wirbelviskositätshypothese bezeichnet.

Vergleich der Größenordnung: Um die Beiträge molekularer Reibung und turbulenter Geschwindigkeitsfluktuation auf die gesamt übertragenen Schubspannungen abzuschätzen, werden die Spannungen zueinander ins Verhältnis gesetzt.

$$\frac{\tau_t}{\tau_l} \sim \frac{\sqrt{u^2} \cdot l_t}{\nu} = Re_t \quad (2.34)$$

Berücksichtigt man die niedrige kinematische Viskosität von Gasen in der Größenordnung von $10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$, nimmt die Turbulenzreynoldszahl Re_t bereits bei sehr mäßigem Turbulenzgrad und sehr geringen Wirbelabmessungen Werte von deutlich größer 10 an, so dass in hochturbulenten Systemen der turbulente den molekularen Impulstransport weit überwiegt. Als Konsequenz daraus können die viskosen Terme in solchen Systemen vollständig vernachlässigt werden. Als weitere Folgerung lässt sich aus diesem Ergebnis ableiten, dass die zeitgemittelte Grundströmung nur dann eine starke Abhängigkeit von der Reynoldszahl aufweist, wenn sich die Turbulenzreynoldszahl in der Größenordnung von 1-10 bewegt.

Spannungstensor: Die Verallgemeinerung des bisher diskutierten eindimensionalen Grenzschichtströmung auf den dreidimensionalen Strömungszustand in kartesischen Koordinaten ergibt dementsprechend die folgende Spannungsmatrix:

$$\begin{aligned} \tau_{ij} &= -\frac{2}{3} \delta_{ij} k + 2\mu_{\text{ges}} \cdot S_{ij} - \mu_l \frac{2}{3} \nabla \bar{c} \\ S_{ij} &= \frac{1}{2} \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \quad ; \quad \mu_{\text{ges}} = \mu_l + \mu_t \approx \mu_t \end{aligned} \quad (2.35)$$

Schwachstellen: Schwachstellen der Wirbelviskositätshypothese liegen vor allem darin begründet, dass die Wirbelviskosität in Analogie zur molekularen Zähigkeit als isotrope Größe aufgefasst wird. Diese Annahme ist für den molekularen Austausch gerechtfertigt, da eine stark ausgeprägte Skalentrennung zwischen der Bewegung einzelner Moleküle und derjenigen der

zeitmittleren Strömung vorliegt ($\lambda/c \ll \partial U/\partial x$). Dies bedeutet anschaulich, dass innerhalb eines Fluidelements eine sehr hohe Anzahl von Stoßvorgängen stattfindet, bevor sich das Fluidelement innerhalb des zeitmittleren Strömungsfeldes weiterbewegt hat. Dadurch wird die Anisotropie der Dynamik einzelner Moleküle innerhalb hinreichend kurzer Zeit ausgemittelt, so dass sich der Spannungstensor τ_{ij} an jedem Ort im Strömungsfeld nach dem Deformationstensor S_{ij} ausrichten kann.

Im Falle turbulenter Strömungen liegt das Zeitmaß des Impulsaustauschs zwar immer noch unterhalb desjenigen der zeitmittleren Strömung, die Skalentrennung ist jedoch wesentlich schwächer ausgeprägt: $\lambda/c < l_t/\sqrt{k} < \partial U/\partial x$. Als Folge daraus nehmen das Zeitmaß der makroskopischen Strömung und das des turbulenten Impulsaustauschs ähnliche Größenordnung an und es steht nicht mehr genügend Zeit zur Verfügung, die mittlere Austauschlänge und Schwankungsgeschwindigkeit unterschiedlicher Turbulenzelemente gleichmäßig auf alle drei Raumrichtungen umzuverteilen, so dass die großen, energietragenden Wirbel ein "Gedächtnis" für ihre Herkunft entwickeln. Dementsprechend wird der Spannungstensor lediglich in Richtung des Schertensors gedreht, völlige Übereinstimmung wird nicht erreicht.

Als einfaches Beispiel hierfür kann die homogene Scherströmung dienen. Mit Ausnahme von $\partial U_1/\partial x_2$ verschwinden sämtliche Komponenten des Deformationstensors $S_{i,j}$, woraus mit Gleichung 2.35 neben einer nicht verschwindenden Schubspannung $\tau_{12} \neq 0$ die Identität der drei Normalspannungskomponenten $\tau_{11} = \tau_{22} = \tau_{33} \neq 0$ (die Normalspannungen enthalten zusätzlich zur Deformation auch noch jeweils den $2/3k$ -Term) folgen.

Messungen, z. B. von Champagne (1970), deuten jedoch auf eine Anisotropie der Normalspannungsverteilung hin. Diese Unstimmigkeit beruht darauf, dass die Turbulenzbewegung ihre Energie ausschließlich aus dem Gradienten der U_1 -Geschwindigkeit bezieht, und erst über die Wechselwirkung der Turbulenzballen untereinander auf die anderen Komponenten umverteilt wird, d.h. die Korrelation $\overline{u_1^2}$ plausiblerweise einen größeren Beitrag zur turbulenten kinetischen Energie liefert als die aus den Bewegungsrichtungen senkrecht zur Hauptströmung resultierenden Normalspannungskomponenten.

2.3.3 Das k- ϵ -Turbulenzmodell

Das k- ϵ -Turbulenzmodell gehört der Klasse der Zwei-Gleichungsmodelle an, in denen modellierte Transportgleichungen nach zwei Turbulenzgrößen, in diesem Fall k und ϵ , gelöst werden. Während k den gesamten, momentanen Energiegehalt der Wirbelkaskade quantifiziert, beschreibt ϵ die Dissipationsrate der turbulenten kinetischen Energie, d.h. den Anteil an turbulenter kinetischer Energie, der pro Zeit und Masseneinheit durch viskose Reibung in die innere Energie des Fluids überführt wird. Ausgehend von diesen beiden Größen können dann ein Ansatz für die Wirbelviskosität sowie ein integrales Längen- und Zeitmaß abgeleitet werden. Das aufgrund des vergleichsweise geringen numerischen Aufwandes auch heute noch häufig in CFD-Codes angewandte Turbulenzmodell wird von Pope (Pope, 2000) Jones und Launder (Jones und Launder 1972) zugeschrieben.

Geht man von der Gültigkeit der Gradiententransport-Hypothese sowie der Isotropie, d.h. einer Richtungsunabhängigkeit der Wirbelviskosität, aus und unterstellt eine ausschließliche Abhängigkeit von der turbulenten kinetischen Energie und der Dissipation ε , folgt aus dem Π -Theorem der Dimensionsanalyse

$$v_t = C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (C_\mu \approx 0.09). \quad (2.36)$$

Damit beruht das k - ε Modell auf der Einführung der Wirbelviskosität, welche zwangsläufig charakteristischer Geschwindigkeits- (hier \sqrt{k}) und Längenmaße (l) bedarf:

$$v_t = C_p l \sqrt{k} \quad (C_p \approx 0.55). \quad (2.37)$$

Die Kombination der Gleichungen 2.36 und 2.37 ergibt den folgenden Ausdruck für das integrale Längenmaß, der auch als Prandtl-Kolmogorov-Formel bezeichnet wird:

$$l_t = C_\varepsilon \frac{k^{3/2}}{\varepsilon} \quad (C_\varepsilon = \frac{C_\mu}{C_p} \approx 0.168) \quad (2.38)$$

Diese Gleichung setzt das Längenmaß, welches die mittlere Abmessung der energietragenden Wirbel beschreibt, ins Verhältnis zur Dissipation ε .

Weiterhin werden, basierend auf den Navier-Stokes Gleichungen, zusätzliche Transportgleichungen für die turbulente kinetische Energie k und die Dissipation ε

$$k = \frac{1}{2} \overline{u_i^2} \quad \varepsilon = 2 \nu_t \overline{S_{ij} S_{ij}} \quad (2.39)$$

formuliert, die unter Verwendung empirisch bestimmter Konstanten zu einer Schließung des Gleichungssystems 2.22 bis 2.25 führen.

Das k - ε -Modell wurde ursprünglich für ebene Scherströmungen entwickelt und wird, da es für eine Vielzahl von Strömungsformen gute Ergebnisse liefert, auch auf dreidimensionale, rezirkulierende Strömungen angewendet. Bedingt durch das zugrundeliegende Prinzip richtungsunabhängiger Wirbelzähigkeit ist es jedoch nicht in der Lage, Strömungsbereiche mit anisotropem Charakter der Schwankungsgeschwindigkeit und Austauschlänge zu beschreiben, wie sie in verdrallten Strömungen auftreten. Als Folge daraus erweist sich in eingeschlossenen Drallströmungen die Bestimmung der Schubspannung

$$\tau_{r,\varphi} = -\overline{\rho v w} = \mu_t r \frac{\partial W}{\partial r} \frac{1}{r} \quad (2.40)$$

als sehr problematisch, da nach diesem Ansatz solange Drehimpuls auf größere Radien transportiert wird, bis der Gradient $\partial/\partial r (W/r)$ verschwindet, d. h. sich über den gesamten Kammerquerschnitt ein Festkörperwirbelprofil eingestellt hat. Um dennoch eine befriedigende Vorhersagequalität zu erreichen, zielen Korrekturen des k - ε -Modells häufig daraufhin ab, die Isotropie-Annahme bezüglich der Schubspannung in radial-tangentialer Richtung $\tau_{r,\varphi}$ durch

weiterführende Ansätze aufzuheben (s. z.B. Döbbeling 1990, Hirsch 1995). Alternativ können auch Modelle wie das im Folgenden vorgestellte Reynolds-Spannungs-Modell eingesetzt werden, welche die beobachtete Anisotropie der größten Wirbel innerhalb der Turbulenzkaskade bereits im Ansatz berücksichtigen.

2.3.4 Das Reynolds-Spannungs-Modell

In Reynolds-Spannungs-Modellen, auch Schließungsmodelle zweiter Ordnung genannt, werden Transportgleichungen für jede einzelne der sechs Kovarianzen $\overline{u_i u_j}$ formuliert und gelöst. Aus diesem Grunde können solche Modelle auf die Verwendung eines Wirbelviskositätsansatzes verzichten, so dass einer der Hauptangriffspunkte der Zwei-Gleichungsmodelle entfällt. Allerdings enthalten auch diese Gleichungen Tripelkorrelationen der Art $\overline{u_i u_j u_k}$, die nur mit Hilfe von Modellannahmen berechnet werden können. Das Reynolds-Spannungs-Modell setzt den konvektiven Transport der Kovarianzen ins Gleichgewicht zu einem weiteren, allerdings diffusiven Transportterm D_{ij} , der lokalen Turbulenzproduktion P_{ij} , sowie der Dissipation ϵ_{ij} und einem Isotropie-Term Φ_{ij} :

$$\frac{d(\rho \overline{u_i u_j})}{dt} - D_{ij} = P_{ij} + \Phi_{ij} - \rho \epsilon_{ij} \quad (2.41)$$

Während die Produktion eine Dehnung des Spannungsellipsoids in Richtung der Scherkraft und damit eine Volumenzunahme bewirkt, geht die Dissipation mit einer Volumenabnahme des Spannungsellipsoids unter Beibehaltung von Form und der Lage im Koordinatensystem einher. Der in der Bilanzgleichung enthaltene Isotropieterm beschreibt eine Umverteilung der turbulenten Spannungen im Sinne einer isotropen Spannungsverteilung, d. h. die Tendenz, das Ellipsoid bei konstantem Volumen in Kugelform zu überführen. Eine Übersicht über die zur Beschreibung dieser Terme eingesetzten Teilmodelle geben z. B. Launder (1991), Ye (1993) oder Hirsch (1995). Da sie mit Ausnahme des konvektiven Transports für den weiteren Verlauf dieser Arbeit jedoch nicht von unmittelbarer Bedeutung sind, wird auf eine Darstellung an dieser Stelle verzichtet und statt dessen auf die Arbeit von Hirsch verwiesen.

Durch die Einführung einer Funktion $L(\psi)$ gemäß

$$L(\psi) = \frac{\partial}{\partial x}(U\psi) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(rV\psi) \quad (2.42)$$

ergeben sich im stationären, rotationssymmetrischen Zylinderkoordinatensystem folgende Ausdrücke für den konvektiven Transport der Kovarianzen:

$$\begin{aligned}
\frac{d\overline{u^2}}{dt} &= L(\overline{u^2}) \\
\frac{d\overline{v^2}}{dt} &= L(\overline{v^2}) - 2\frac{W\overline{vw}}{r} \\
\frac{d\overline{w^2}}{dt} &= L(\overline{w^2}) + 2\frac{W\overline{vw}}{r} \\
\frac{d\overline{uv}}{dt} &= L(\overline{uv}) - \frac{W\overline{uw}}{r} \\
\frac{d\overline{uw}}{dt} &= L(\overline{uw}) + \frac{W\overline{uv}}{r} \\
\frac{d\overline{vw}}{dt} &= L(\overline{vw}) + \frac{W}{r}(\overline{v^2} - \overline{w^2})
\end{aligned} \tag{2.43}$$

Von besonderer Bedeutung in den Gleichungen 2.43 sind die der Funktion $L(\psi)$ additiv überlagerten Terme, die durch die Transformation der Reynolds-Spannungs-Gleichungen in das Zylinderkoordinatensystem entstehen. Sie werden in der Literatur auch als “added convection”-Terme A_{ij}^* bezeichnet, die bei stark verdrallten Strömungen erheblichen Einfluss auf die Güte der Vorhersage nehmen (s. Hirsch (1995), Sloan et al (1986), Boysan et al (1983)).

$$A_{ij}^* = \begin{pmatrix} 0 & -\frac{W\overline{uw}}{r} & \frac{W\overline{uv}}{r} \\ -\frac{W\overline{uw}}{r} & -2\frac{W\overline{vw}}{r} & \frac{W}{r}(\overline{v^2} - \overline{w^2}) \\ \frac{W\overline{uv}}{r} & -\frac{W}{r}(\overline{v^2} - \overline{w^2}) & 2\frac{W\overline{vw}}{r} \end{pmatrix} \tag{2.44}$$

2.4 Phänomenologie axialsymmetrischer Drallströmungen

2.4.1 Charakterisierung der Drallstärke durch die Drallzahl

Zur Kennzeichnung der Stärke des Dralls von Strömungssystemen dienen Drallparameter, die auf unterschiedliche Weise definiert sein können. Ulrich (1958) und Jung (1969) verwendeten hierfür beispielsweise den sogenannten Drallwinkel, der durch die Vektoren der axialen und tangentialen Geschwindigkeitskomponente aufgespannt wird. Da dieser Parameter seinen Wert jedoch sowohl mit radialer als auch axialer Distanz vom Strahlursprung ändert, erscheint er zur Charakterisierung eines gesamten Strömungsfeldes wenig geeignet.

In einem anderen Ansatz setzt Laux (1959) den kinetischen Energiestrom der Rotation zu dem der Axialströmung ins Verhältnis. Da ersterer jedoch mit der fünften Potenz des Abstandes vom Strahlursprung, letzterer jedoch nur mit der dritten fällt, sinkt der so gebildete Drallparameter proportional zum Quadrat des Abstandes von der Düse ab. Als Folge wäre zur Charakterisierung eines Drallstrahls nur die Energiestromverteilung direkt in der Düsenauslassenebene repräsentativ, wobei infolge der Potenzierung der Geschwindigkeiten bereits geringe Messfehler

zu großen Unsicherheiten bei der Bestimmung eines derartigen Drallparameters führen.

Daher hat sich für technische Anwendungen die auf Beèr und Chigier (1964) zurückführbare integrale Definition der Drallzahl S durchgesetzt, die den Drehimpulsstrom zum Axialimpulsstrom ins Verhältnis setzt. Zur Entdimensionierung wird der Axialimpulsstrom zusätzlich mit einem charakteristischen Längenmaß multipliziert, wofür üblicherweise der Düsenradius herangezogen wird:

$$S = \frac{\dot{D}}{\dot{i} \cdot R_0} \quad (2.45)$$

Da sowohl der Axialimpulsstrom

$$\dot{i} = 2\pi \int_0^{\infty} (\rho(U^2 + \overline{u^2}) + (p - p_{\infty})) r dr \quad (2.46)$$

als auch der Drehimpulsstrom

$$\dot{D} = 2\pi \int_0^{\infty} (\rho(UW + \overline{uw})) r^2 dr \quad (2.47)$$

für Freistrahlen (sowie für eingeschlossene Strahlen ohne Querschnittsänderung unter Vernachlässigung der Wandreibung) Erhaltungsgrößen sind, ist auch die daraus gebildete Drallzahl längs des Strahlweges konstant.

Da die Bestimmung der Drallzahl nach Gleichung 2.45 aufwändige Feldmessungen sowohl des statischen Drucks als auch der axialen und tangentialen Geschwindigkeitskomponente einschließlich der turbulenten Spannungen erfordert, wird der Drallparameter häufig direkt aus der Drallerzeuger- und Düsengeometrie bestimmt. Bei dieser Vorgehensweise werden nach Leuckel (1967) die folgenden Vereinfachungen getroffen:

- Vernachlässigung des Beitrags der turbulenten Geschwindigkeitsfluktuationen
- Vernachlässigung des Beitrags des statischen Drucks zum Axialimpulsstrom
- Annahme eines Kolbenprofils der Axialgeschwindigkeit über den Austrittsquerschnitt.

Unter diesen Voraussetzungen kann für die zur Verdrallung der Luftströme eingesetzten Radialgitter der Drehimpulsstrom allein als Funktion des durchgesetzten Massenstroms und der Drallerzeugergeometrie bestimmt werden:

$$\dot{D}_{\text{theo}} = \frac{\dot{M}^2}{\rho n B H} R_1 \sin \alpha \quad (2.48)$$

Die in dieser Gleichung auftretenden Größen n , B und H bezeichnen dabei, wie in **Abb. 2.6** dargestellt, die Anzahl, Breite und Höhe der Lufteinlaufkanäle im Radialgitter, während der

Ausdruck $R_1 \sin \alpha$ die Exzentrizität der Einlaufkanäle beschreibt.

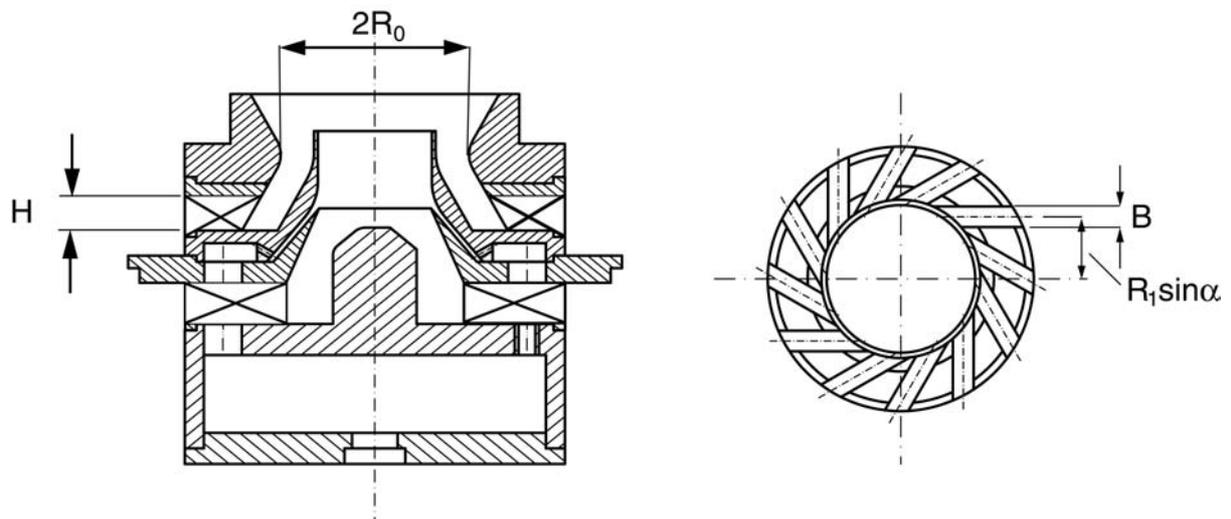


Abb. 2.6: Normierungsradius und geometrische Daten des Drallerzeugers zur Bestimmung der Drallzahl

In die Bestimmungsgleichung für den Axialimpulsstrom geht zusätzlich die Düsengeometrie ein:

$$\dot{I}_{\text{theo}} = \frac{\dot{M}^2}{\rho \pi (R_a^2 - R_i^2)} \quad (2.49)$$

Dabei stehen R_a und R_i für den Außen- bzw. Innenradius (gebildet beispielsweise durch einen zentralen Versperrungskörper) der Düse. Der Quotient aus den Gleichungen 2.48 und 2.49 kann nach Entdimensionierung mit dem Radius R_0 zur Definition einer theoretischen Drallzahl $S_{0,\text{theo}}$ herangezogen werden:

$$S_{\text{theo}} = \frac{1}{nBH} R_1 \sin \alpha \pi \frac{R_a^2}{R_0} \left(1 - \left(\frac{R_i}{R_0} \right)^2 \right) \quad (2.50)$$

Im vorliegenden Fall einer Doppeldralldüse mit einem zentral zugeführten Primärluftstrom und einem diesen konzentrisch umschließenden, unterschiedlich stark verdrallten Sekundärluftstrom wurde für beide Teilluftströme ein gemeinsamer Normierungsradius herangezogen, wofür in diesem Fall der Halsradius der Außenkontur verwendet wird. Die resultierende theoretische Gesamtdrallzahl für die Überlagerung von Primär- und Sekundärluftstrom erfolgt dann nach einem Vorschlag von Kerr und Fraser (1965) durch Addition der Einzelimpulsströme und Entdimensionierung mit dem gemeinsamen Normierungsradius nach Gleichung 2.51:

$$S_{\text{theo}} = \frac{\dot{D}_{\text{theo,pr}} + \dot{D}_{\text{theo,sek}}}{R_0 (\dot{I}_{\text{theo,pr}} + \dot{I}_{\text{theo,sek}})} = \frac{S_{\text{theo,pr}}}{1+C} + \frac{S_{\text{theo,sek}}}{1+1/C} \quad (2.51)$$

mit $C = \frac{A_{\text{pr}}}{A_{\text{sek}}} \left(\frac{1-x_{\text{pr}}}{x_{\text{pr}}} \right)^2$ und $x_{\text{pr}} = \frac{\dot{M}_{\text{pr}}}{\dot{M}_{\text{pr}} + \dot{M}_{\text{sek}}}$

Die Größen A_{pr} und A_{sek} bezeichnen darin den jeweils kleinsten Querschnitt des Primär- bzw. Sekundärkanals.

2.4.2 Auswirkungen des Dralls auf die zeitmittlere Strömung

2.4.2.1 Tangentialgeschwindigkeitsverteilung, statischer Druck

Charakteristisch für verdrehte Strömungen ist die Rotation der Fluidelemente mit einer ortsabhängigen zeitmittleren Tangentialgeschwindigkeit W um eine Symmetrieachse. Die radiale Verteilung der Tangentialgeschwindigkeit $W(r)$ wird Wirbelform genannt und ergibt sich durch die Lösung der Impulsbilanz in tangentialer Richtung. Unter der Voraussetzung eines ebenen, stationären Wirbels ($\partial/\partial t$, $\partial/\partial x$, $V \equiv 0$) und Vernachlässigung der Reibung ($\nu_1 \equiv 0$) ergibt sich aus Gleichung 2.25 die Euler'sche Differentialgleichung

$$\frac{\partial^2 W}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial W}{\partial r} - \frac{W}{r^2} = 0, \quad (2.52)$$

deren Lösungsmenge die additive Überlagerung eines Festkörper- und eines Potentialwirbels beschreibt:

$$W(r) = b \cdot r + \frac{a}{r}. \quad (2.53)$$

Da auch für reale Wirbel zäher Medien die Reibung auf großen Radien wegen der dort geringen Scherung nur eine untergeordnete Rolle spielt, können sie in diesem Bereich gut durch das Potentialwirbel-Profil mit einem hyperbolischen Abfall der Tangentialgeschwindigkeit mit wachsendem Radius beschrieben werden. Da mit sinkendem Abstand von der Rotationsachse die Scherung innerhalb des Fluids jedoch umgekehrt proportional mit dem Quadrat des Radius ansteigt ($S_{r\varphi} = r \partial/\partial r(W/r) \sim a/r^2$), werden zähe Strömungsmedien nahe der Rotationsachse maßgeblich durch innere Reibung bestimmt, die in diesem Bereich zu beliebig hohen Schubspannungen führen würde. Daher bildet sich nahe der Symmetrieachse ein Wirbelkern mit nicht dissipativem linearem Anstieg der Tangentialgeschwindigkeit ($S_{r\varphi} = 0$) aus.

Dementsprechend ermöglicht Gleichung 2.53 nur eine bereichsweise Beschreibung realer Wirbel, die in der folgenden Darstellung mit unstetigem Übergang vom Festkörper- zum Potentialwirbel auch als Rankine-Wirbel bezeichnet wird:

$$W(r) = W_{\max} \cdot \left(\frac{r_1}{r} \right)^m \quad \text{mit} \quad \left\{ \begin{array}{ll} m = -1 & \text{für } 0 \leq r \leq r_1 \\ m = 1 & \text{für } r > r_1 \end{array} \right\} \quad (2.54)$$

Der Burgers- oder Oseen-Wirbel, ebenfalls eine Lösung der Euler'schen Differentialgleichung, beschreibt einen stetigen Übergang zwischen den beiden Bereichen und geht für sehr kleine und sehr große Radien asymptotisch in den Starr- bzw. Potentialwirbel über.

$$W(r) = \frac{a}{r} (1 - \exp(-b \cdot r^2)) \quad (2.55)$$

Der Wirbeltyp der Umfangsgeschwindigkeitsverteilung wird durch die Art der Drallerzeugung und die Geometrie des Drallerzeugers maßgeblich beeinflusst. Während durch tangentielle Einlaufkanäle ohne anschließende Verjüngung des Strömungskanals starrkörperwirbelähnliche Profile erzeugt werden (Beér und Chigier (1972)), ergeben sich Rankine- bzw. Burgerswirbel beim Einsatz von Radialschaufelgittern oder Drallerezugern mit einer stromab gelegenen Kontraktion des Strömungsfeldes (z. B. Hillemanns (1988), Wiedemann (2001)).

Das Gleichgewicht zwischen der Zentrifugalkraft und dem daraus resultierenden radialen Verlauf des statischen Drucks über den Wirbel wird durch eine Impulsbilanz in radialer Richtung beschrieben. Wiederum unter Voraussetzung eines ebenen Wirbels ($\partial/\partial t, \partial/\partial x, V \equiv 0$) vereinfacht sich die zweite Reynoldsgleichung (Gl. 2.24) zu:

$$\frac{W^2}{r} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} \quad (2.56)$$

Diese Gleichung beschreibt die Ausbildung eines positiven radialen Druckgradienten, der je nach Stärke des aufgeprägten Dralls und der Wirbelform zu einer Absenkung des statischen Drucks entlang der Achse gegenüber dem Strahlrand führt.

2.4.2.2 Axialgeschwindigkeitsverteilung, Vortex-Breakdown

Obwohl reale Drallströmungen der der Gleichung 2.56 zu Grunde liegenden Annahme eines stationären, ebenen Strömungszustandes nur bereichsweise entsprechen, ist sie dennoch gut dazu geeignet, die starke Rückwirkung des Tangentialgeschwindigkeitsprofils auf die radialen Verläufe der Axialgeschwindigkeit qualitativ zu diskutieren.

Zu diesem Zweck sind in **Abb.2.7** als durchgezogene Linien zunächst ein Rankine-Wirbel-Profil und der sich nach Gleichung 2.56 ergebende Verlauf des statischen Drucks skizziert, wie sie sich über den Radius eines schwach verdrallten Freistrahls in geringer axialer Distanz x vom Düsenaustritt ergeben. Dabei ist der Druck, ausgehend von seinem Minimum auf der Strahlachse durch einen stetigen Anstieg geprägt, der im Bereich des Festkörperwirbels stark progressiv, im daran anschließenden Potentialwirbelbereich degressiv verläuft um sich asymptotisch dem Umgebungsdruck anzunähern (Zierep (1982)).

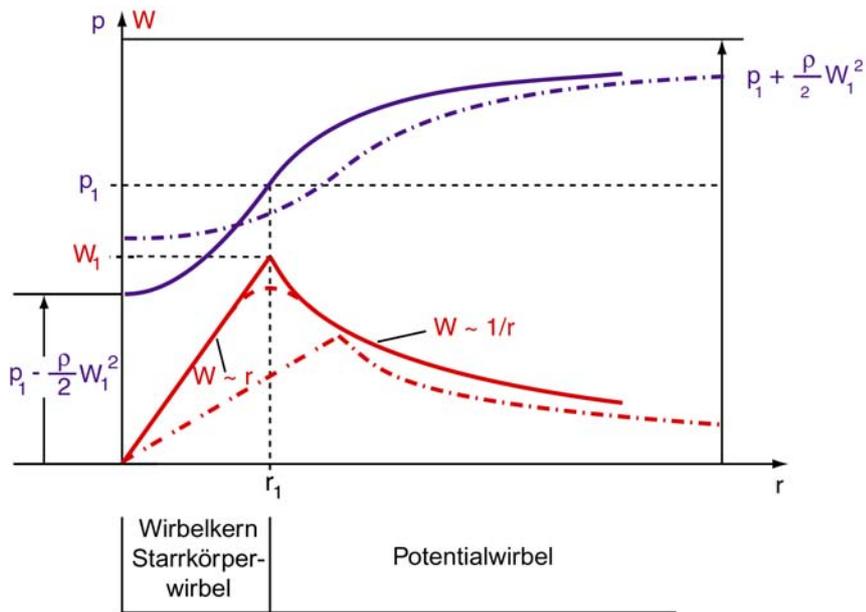


Abb. 2.7: Verläufe der Tangentialgeschwindigkeit und des statischen Drucks im ebenen Wirbel (nach Zierep, 1982)

Durch turbulenten Austausch mit der drallfreien Umgebung kommt es mit zunehmender Lauflänge des Strahls zu einer Massenstromzunahme sowie der Übertragung von Drehimpuls an das eingemischte Fluid. Aufgrund der integralen Erhaltungsbedingung für den Drehimpuls geht mit dieser Verlagerung von Drehimpuls zu größeren Radien hin eine Abnahme der Tangentialgeschwindigkeit einher, es stellt sich daher das in **Abb. 2.7** strichpunktiert eingezeichnete Profil der Umfangsgeschwindigkeit ein. Die mit der Rotationsbewegung verbundenen Zentrifugalkräfte werden in Achsnähe daher abgeschwächt, was zu einem Abbau des an der Strahlwurzel vorhandenen Unterdrucks längs der Symmetrieachse führt, d.h. es entsteht ein positiver Druckgradient $\partial p/\partial x$.

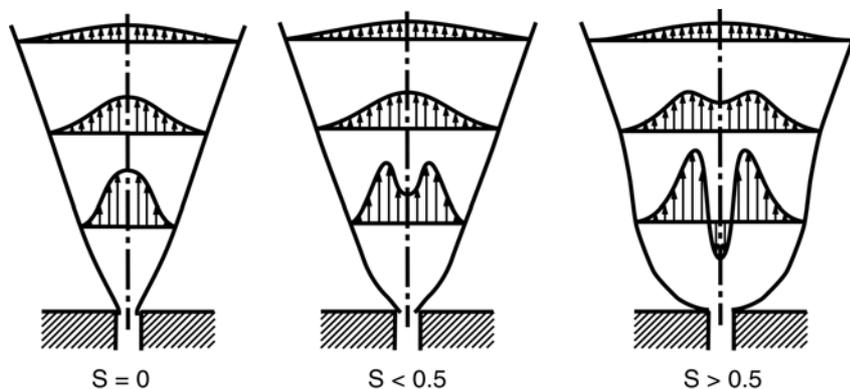


Abb. 2.8: Axialgeschwindigkeitsverteilung mit zunehmender Verdrehung (nach Maier 1967)

Dieser wirkt dem dynamischen Anteil des Axialimpulsstroms entgegen, wodurch sich im Düsenbereich ein M-förmiges Geschwindigkeitsprofil ausbildet (vgl. **Abb 2.8**, entnommen

aus Maier (1967)). Mit Überschreiten einer kritischen Drallzahl überkompensiert der axiale Druckgradient im Inneren des Freistrahls dessen Axialimpuls und zwingt die Strömung längs der Achse zur Umkehr. Im Strahlkern setzt damit eine Rückströmung ein, die mit der Bildung einer Rückströmblase, dem sogenannten Vortex Breakdown, verbunden ist.

Mit der Bildung der zentralen Rückströmzone ist eine verstärkte Divergenz der Strömung in Brennernähe verbunden, die den axialen Druckgradienten durch konvektiven Drehimpulstransport zusätzlich verstärkt. Es besteht also ein sich selbst verstärkender Rückkopplungskreis, der das abrupte Einsetzen der Rückströmung erklärt. Das Phänomen des Wirbelaufplatzens wurde während der 60er und 70er Jahre intensiv untersucht. Hierbei sind insbesondere die Übersichtsartikel von Hall (1972) und Leibovich (1984) zu nennen, während die Dissertationen von Schmid (1991), Hoffmann (1994) und Holzäpfel (1996) einen aktuelleren Überblick über Arbeiten zu diesem Thema bieten.

Eine Möglichkeit, die kritische Drallzahl von Drallströmungen durch konstruktive Maßnahmen zu beeinflussen, liegt in der diffusorartigen Ausformung des Düsenmundstücks, welche durch die verstärkte Divergenz des düsennahen Strömungsfeldes eine Verringerung der kritischen Drallzahl sowie die Steigerung der Rückströmrate bewirkt (Leuckel 1972, Rawe 1978, Hillemanns 1988, Krüger 1975 und 1976, Merkle 1998, Haessler 2002).

Die primäre Wirkung einer dem Drehströmungsfeld überlagerten Verbrennung beruht in der Mehrzahl der Fälle weniger in der direkten Beeinflussung des Strömungsfeldes durch den Eintritt des Brennstoffstroms, als vielmehr auf einer starken Erhöhung der zeitgemittelten Axialgeschwindigkeitskomponente aufgrund der thermischen Expansion der Flammengase. Damit ist gemäß Gleichung 2.46 eine Zunahme des Axialimpulsstroms verbunden, was in Verbindung mit dem im Vergleich zum isothermen Strahl konstanten Drehimpulsstrom eine Reduktion der theoretischen Drallzahl zur Folge hat. Für den Zusammenhang zwischen den effektiven Drallzahlen unter isothermen Bedingungen und am reagierenden Drallstrahl läßt sich nach Hillemanns 1988 bzw. Weber und Dugué 1989 unter Vernachlässigung des Druckterms daher die folgende Näherungsgleichung angeben:

$$\frac{S_{\text{theo,reak}}}{S_{\text{theo,iso}}} = \frac{\dot{I}_{\text{iso}}}{\dot{I}_{\text{reak}}} \approx \frac{T_{\text{iso}}}{T_{\text{reak}}} \quad (2.57)$$

Darin entspricht die Größe T_{reak} einer repräsentativen Strahltemperatur, welche durch Integration des Temperaturprofils über den gesamten Strahlquerschnitt ermittelt wird und im Allgemeinen eine starke Abhängigkeit von der Lauflänge des Strahls ab Brenneraustritt aufweist. Dementsprechend ist die aerodynamische Vergleichbarkeit isothermer Drallstrahlen und Drallflammen am ehesten dann gegeben, wenn sie sich durch eine identische effektive Drallzahl auszeichnen. Eine strömungsmechanische Ähnlichkeit im strengen Sinne wird jedoch auch unter vollturbulenten Bedingungen nicht erreicht, da die Drallzahl lediglich integrale Impulsströme, nicht jedoch die veränderte Verteilung der Impulsstromdichten als Folge des

inhomogenen Temperaturfeldes im Brennernahbereich berücksichtigt.

Durch die Abnahme der Drallzahl äußert sich die Überlagerung der Verbrennung üblicherweise in einer Reduktion der Größe der Rezirkulationszone. Durch ungeeignete Wahl des Brennersystems bzw. der Verdrallung des Verbrennungsluftstroms kann es sogar zur Unterschreitung der kritischen Drallzahl und zum völligen Zusammenbruch der inneren Rezirkulation kommen. Durch den Wegfall brennerner Stabilisierungszonen und die dadurch bedingte Verlagerung der Flamme stromab in die Brennkammer hinein werden in solchen Fällen mitunter niederfrequente Strömungsinstabilitäten beobachtet, die auf die periodische Neubildung einer Rezirkulationsströmung der im Brennernahbereich isothermen Strömung und damit verbundene Verlagerung der Reaktionszone zum Brenner hin zurückführbar sind.

2.4.2.3 Zweidimensionaler Zwang

Für den Grenzfall sehr starker Verdrallung zeigte Proudman bereits 1916 aus der Formulierung der Navier-Stokes-Gleichungen im mitrotierenden Koordinatensystem, dass die Radialgeschwindigkeit V im gesamten rotierenden System gegen Null strebt und folglich auch die axialen Gradienten der Geschwindigkeitskomponenten verschwinden. Daraus folgt das Taylor-Proudman-Theorem, demzufolge die Geschwindigkeitsverteilung entlang der Drehachse konstant ist, d. h. keine Abhängigkeit von der x -Koordinate besteht. Den experimentellen Nachweis erbrachte Taylor (1921), indem er die Umströmung eines zylindrischen Körpers in einem rotierenden Wasserbad untersuchte. Dabei beobachtete er, dass sich die durch diesen Körper erzwungene Umströmung als sogenannte Taylor-Proudman-Säule auch unter- und oberhalb des Zylinders über die gesamte Länge des Strömungssystems fortsetzt, die Drallströmung also zweidimensional wird. Wird der Störkörper von einem beliebigen Radius innerhalb der Drallströmung auf die Rotationsachse verschoben tritt Rotationssymmetrie auf, so daß das Strömungsfeld lediglich vom Radius abhängig ist und damit eindimensional wird, d.h. die Isostromflächen konzentrische Zylinderschalen um die Rotationsachse bilden.

Für Drallzahlen im Bereich der hier untersuchten Strömungen tritt zweidimensionaler Zwang im strengen Sinn nicht auf. Dennoch wirken Störungen, insbesondere die Auslassgeometrie von Drehströmungssystemen deutlich stromauf, wie z.B. Ergebnisse von Holzäpfel (1999) oder Horvay (1985) zeigen. Obwohl völlig unterschiedliche Systeme untersucht wurden, folgt das Strömungsfeld in beiden Arbeiten weniger der Kontur der radialen Begrenzung, sondern weist eine Präkontraktion auf den Austrittsquerschnitt auf.

2.4.3 Auswirkungen des Dralls auf den turbulenten Impulsaustausch

2.4.3.1 Das Rayleigh-Kriterium

Lord Rayleigh stellte 1917 ein nach ihm benanntes Kriterium zur Beurteilung der Sensitivität von Wirbelformen bezüglich geringer Anfangsstörungen vor. Dazu formuliert er eine Kräftebilanz an einem einzelnen Fluidelement ρdV im Drehströmungsfeld. Auf dieses wirkt einerseits die massenspezifische Zentrifugalkraft F_z , die lediglich von der Dichte und Tangentialge-

schwindigkeit $\rho(r_0)$ und $W(r_0)$ des Einzelements abhängig und bestrebt ist, den Fluidballen auf größere Radien zu führen. Der Zentrifugalkraft wirkt als Gegenspieler diejenige Kraft F_p entgegen, die sich aus der radialen Druckverteilung innerhalb des zeitmittleren Drehströmungsfeldes ergibt. Im Unterschied zu F_z hängt sie nicht vom momentanen Bewegungszustand des Einzelements ab, sondern ergibt sich durch die zweite Navier Stokessche Gleichung (unter Voraussetzung eines ebenen Wirbels) aus der zeitmittleren Umfangsgeschwindigkeits- und Dichteverteilung $W(r)$ und $\rho(r)$ des Wirbels. Im Falle stationärer, ungestörter Strömungen halten sich diese beiden Kräfte gerade das Gleichgewicht:

$$F_{z,0} = \frac{1}{\rho_0 dV} \frac{\Gamma_0^2}{r_0^3} \quad ; \quad F_{p,0} = \frac{1}{\rho_0 dV} \frac{\Gamma_0^2}{r_0^3} \quad ; \quad \text{mit } \Gamma_0 = \frac{D_0}{\rho_0 dV} = W_0 r_0 \quad (2.58)$$

Nimmt man jedoch an, dass ein Fluidelement durch eine geringe Anfangsstörung, beispielsweise turbulente Fluktuationen, aus der anfänglichen Gleichgewichtslage von einer beliebigen Kreisbahn r_1 auf einen größeren Bahnradius r_2 ausgelenkt wird, behält es nach dem Prandtl'schen Mischungswegansatz seinen Drehimpuls $D_1 = \Gamma_1 \cdot \rho_1 \cdot dV = D_1^* = \rho_1 \cdot dV \cdot W_1^* \cdot r_2$ bei. Daher wird sich seine Umfangsgeschwindigkeit $W_1^* = \Gamma_1 / r_2$ im Allgemeinen von derjenigen aller anderer auf der Kreisbahn r_2 umlaufender Fluidelemente unterscheiden.

Im Falle eines isothermen ($\rho(r) = \rho_0 = \text{konst.}$) **Festkörperwirbels** ($\Gamma_2 = r_2 / r_1 \cdot \Gamma_1$), in der linken Hälfte von **Abb. 2.9** dargestellt, besitzt es demnach eine geringere Tangentialgeschwindigkeitskomponente $W_1^* = \Gamma_1 / (r_2 dV)$ als seine unmittelbare Umgebung $W_2 = \Gamma_2 / (r_2 dV)$, wodurch die auf das Element wirkende volumenspezifische Zentrifugalkraft $F_{z,1}^* = \rho_1 / dV \cdot \Gamma_1^2 / r_2^3$ kleiner ist, als es dem auf die Umgebung wirkenden lokalen radialen Druckgradienten $F_{z,2} = \rho_2 / dV \cdot \Gamma_2^2 / r_2^3$ entspricht. Daraus ergibt sich die Tendenz, den Turbulenzballen wieder auf kleinere Radien zurückzuführen. Insgesamt ist die radiale Strömungsschichtung im betrachteten Fall also stabil und es besteht eine turbulenzdämpfende Wirkung, die stets dann vorhanden ist, wenn das Wirbelprofil durch eine Zunahme des spezifischen Dralls mit dem Radius ($\partial/\partial r (\rho \cdot \Gamma^2) > 0$) gekennzeichnet ist.

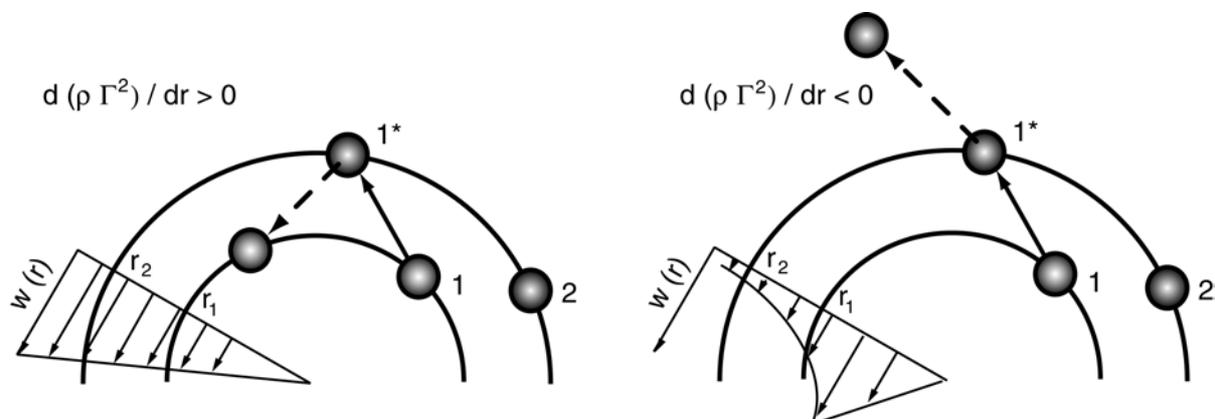


Abb. 2.9: Zur Stabilität von Wirbelprofilen

Im umgekehrten Sinne wirkt eine radiale Abnahme der lokalen Zirkulation ($\partial/\partial r (\rho \cdot \Gamma^2) < 0$) turbulenzanregend (vgl. **Bild 2.9**, rechts), da die Zentrifugalkraft die aus dem lokalen Druckgradienten resultierende rückstellende Kraft betragsmäßig übersteigt.

Nach Rayleigh ist eine isotherme Wirbelströmung mit der radialen Tangentialgeschwindigkeits- und Drehimpulsverteilung $W(r) \sim r^m$ und $D(r) \sim r^{m-1}$

$$\begin{aligned} \text{stabil für:} & \quad \frac{\partial}{\partial r} (\rho \cdot \Gamma^2) > 0 \quad ; \quad m > -1 \quad , \\ \text{indifferent für:} & \quad \frac{\partial}{\partial r} (\rho \cdot \Gamma^2) = 0 \quad ; \quad m = -1 \\ \text{und instabil für:} & \quad \frac{\partial}{\partial r} (\rho \cdot \Gamma^2) < 0 \quad ; \quad m < -1 \quad . \end{aligned} \quad (2.59)$$

Demnach wirken Strömungsbereiche, die durch eine Zunahme der Tangentialgeschwindigkeit gekennzeichnet sind, dämpfend auf den turbulenten Austausch, während Bereiche, in denen die Umfangskomponente der Geschwindigkeit steiler absinkt, als es dem Potentialwirbel entspricht, eine Verstärkung der turbulenten Fluktuationen bewirken. Der isotherme Potentialwirbel verhält sich gegenüber Störungen gerade neutral.

In Übereinstimmung mit dem in Gleichung 2.59 formulierten Stabilitätskriterium beobachten einige Autoren eine Laminarisierung turbulenter Strömungen im Bereich des Festkörperwirbels (z. B. Takagi et al. (1984), Beèr (1971)), während in Strömungen mit negativem Zirkulationsgradient eine signifikante Erhöhung der Austauschgrößen für Stoff und Drehimpuls festgestellt wird. Holzäpfel konnte im Verlauf von Messungen am Drallfreistrahler zeigen, dass am Strahlrand im eigentlichen Intermittenzbereich durch die größeren Wirbel eingeschlossenes Umgebungsmedium bis zur Strahlachse transportiert wird. Konditionierte Messungen der Verbundwahrscheinlichkeitsdichten der Reynoldsschen Schubspannungen und der Temperatur im leicht erhitzten Drallfreistrahler ergaben, dass die Schubspannung \overline{uv} durch dieses von Holzäpfel als "Drallinduzierte Intermittenz" bezeichnete Phänomen bereichsweise um 700% zunimmt. An derselben Position gemessene Zunahmen von \overline{vw} und \overline{uw} um lediglich 64% bzw. 51% belegen eine starke Anisotropie der Turbulenzerzeugung bzw. -Dämpfung nach diesem Mechanismus.

Auch der Einfluss einer möglichen Dichteschichtung im Fall reagierender Strömungen wird durch das Rayleighkriterium offensichtlich korrekt wiedergegeben: Während sich ein isothermer Potentialwirbel gemäß Gleichung 2.59 bezüglich eingepprägter Störungen indifferent verhält, wird er durch eine überlagerte radiale Zunahme der Dichte stabilisiert, ein negativer radialer Dichtegradient hat eine Destabilisierung des Wirbels zur Folge (vgl. Zhang (1996), Beèr (1972), Chigier et al. (1970)).

Aufgrund des großen Einflusses, den die radialen Verläufe der Dichte und des lokalen Drehimpulses auf den turbulenten Austausch nehmen, wird bereits seit geraumer Zeit versucht, diese

numerisch zu quantifizieren. Dazu werden zwei voneinander unabhängige Richardson-Zahlen eingeführt, in denen der jeweils wirkende Gradient ($\partial/\partial r$ (Γ^2)) nach einem Vorschlag von Launder et al.(1977) bzw. $(1/\rho) \cdot (\partial\rho/\partial r) \cdot W^2/r$ (Beèr (1971)) ins Verhältnis zur Turbulenzproduktion durch Scherung gesetzt wird. Der so erhaltene Koeffizient kann, je nach eingesetztem Turbulenzmodell, zur Modifikation des Quellterms der ε - oder k -Gleichung eingesetzt bzw. im Falle höherwertiger Turbulenzmodelle zu einer richtungsabhängigen Korrektur der turbulenten Viskosität herangezogen werden.

Bedingt durch die dem k - ε -Modell zugrunde liegende Isotropieannahme bezüglich μ_t bewirken derartige Korrekturen jedoch lediglich eine Volumenzu- bzw. abnahme des Spannungsellipsoids. Die beobachtete starke Richtungsabhängigkeit der Turbulenzproduktion bzw. -Dämpfung entspricht jedoch einer gleichzeitig überlagerten Drehung und Dehnung bzw. Stauchung des Spannungstensors, der lediglich durch diesbezügliche Erweiterungen des Boussinesq-Ansatzes im k - ε -Modells Rechnung getragen werden kann (Hirsch (1995), Döbbling (1990)).

2.4.3.2 Drallwirkung auf die Lage des Spannungstensors

Hirsch vertritt in seiner Arbeit die These, dass die unmittelbare Wirkung des Dralls auf den Reynolds'schen Spannungstensor in einer Umverteilung der Reynolds-Spannungen besteht. Dabei stützt er sich auf die zunächst auf rein empirischem Wege gewonnene Erkenntnis, dass RSM-basierte Turbulenzmodelle erheblich besser als das k - ε -Modell dazu geeignet sind, den radialen Austausch von Drehimpuls durch die Wirkung der Schubspannung \overline{vw} zu beschreiben. Wie in Abschnitt 2.4.2.3 ausgeführt, verschwinden im zylindrischen Koordinatensystem durch ausreichend starken Drall sowohl die axialen Gradienten sämtlicher Geschwindigkeitskomponenten sowie die zeitmittlere Radialgeschwindigkeit und damit auch die Funktion $L(\psi)$, so dass sich das Gleichungssystem 2.43 für diesen Grenzfall zu

$$\left. \begin{aligned} \frac{d \overline{v^2}}{dt} &= -2 \frac{W \overline{vw}}{r} \\ \frac{d \overline{w^2}}{dt} &= 2 \frac{W \overline{vw}}{r} \\ \frac{d \overline{vw}}{dt} &= \frac{W}{r} (\overline{v^2} - \overline{w^2}) \end{aligned} \right\} \text{Gruppe 1} \quad \left. \begin{aligned} \frac{d \overline{u^2}}{dt} &= 0 \\ \frac{d \overline{uv}}{dt} &= - \frac{W \overline{uw}}{r} \\ \frac{d \overline{uw}}{dt} &= \frac{W \overline{uv}}{r} \end{aligned} \right\} \text{Gruppe 2} \quad (2.60)$$

bzw.

$$\frac{d}{dt} \begin{pmatrix} \overline{u^2} & \overline{uv} & \overline{uw} \\ \overline{vu} & \overline{v^2} & \overline{vw} \\ \overline{wu} & \overline{wv} & \overline{w^2} \end{pmatrix} = A_{ij}^* = \begin{pmatrix} 0 & -\frac{W \overline{uw}}{r} & \frac{W \overline{uv}}{r} \\ \frac{W \overline{uw}}{r} & -2 \frac{W \overline{vw}}{r} & \frac{W}{r} (\overline{v^2} - \overline{w^2}) \\ -\frac{W \overline{uv}}{r} & -\frac{W}{r} (\overline{v^2} - \overline{w^2}) & 2 \frac{W \overline{vw}}{r} \end{pmatrix} \quad (2.61)$$

vereinfacht. In Kombination mit dem von Hirsch geführten Nachweis, dass diese Terme im Fall des eindimensionalen Wirbels exakt den Einfluss der Zentrifugal- und Coriolisbeschleunigung

beschreiben, repräsentieren diese also die Drallwirkung auf den Reynolds-Spannungstensor und damit die Abweichung des realen turbulenten Impulsaustauschs von der Boussinesq-Approximation. Gleichungssystem 2.60 lässt sich in zwei Gruppen unterteilen, wobei die erste Gruppe einen gegenseitigen Austausch der Spannungen $\overline{v^2}$, $\overline{w^2}$ und \overline{vw} beschreibt, während die zweite Gruppe die wechselseitige Beeinflussung von \overline{uw} und \overline{uv} zum Ausdruck bringt. Zwischen diesen beiden Gruppen besteht keine Kopplung, d.h. ein direkter Transfer durch konvektiven Transport, beispielsweise von \overline{uv} zu \overline{vw} , ist nicht möglich.

Anhand der verschwindenden Spur des Tensors A_{ij}^* in Gleichung 2.61 lässt sich unmittelbar ablesen, dass die Corioliskraft keine zeitliche Änderung des Feldgehalts an turbulenter kinetischer Energie bewirkt, d.h. das Volumen des Spannungsellipsoids konstant bleibt. Auch eine Dehnung oder Stauchung des Spannungsellipsoids sind auszuschließen, da sich die Normalspannungen $\overline{v^2}$ und $\overline{w^2}$ um den jeweils gleichen Betrag ändern. In Verbindung mit dem ebenfalls im Gleichungssystem 2.61 enthaltenen Teilergebnis $d/dt \overline{u^2} = 0$, d.h. $\overline{u^2} = \text{const.}$ beschränkt sich die Wirkung der Corioliskraft demnach auf eine Drehung des Spannungstensors um den Rotationsvektor der Hauptströmung, der im Zylinderkoordinatensystem parallel zur x-Achse ausgerichtet ist. In Übereinstimmung mit dem experimentellen Befund, dass der Boussinesq-Ansatz den radialen Austausch von Drehimpuls überschätzt, weist Hirsch nach, dass die Drehung des Tensors durch die Drallwirkung stets so erfolgt, dass der Betrag der Schubspannung \overline{vw} reduziert wird.

In den folgenden beiden Abbildungen wird der Versuch unternommen, die in Gleichung 2.60 formal beschriebenen Ergebnisse graphisch zu interpretieren. Dabei wird jeweils ein infinitesimal kleines Volumenelement betrachtet, das sich in einem Drehströmungsfeld befindet, dessen Rotationsachse parallel zur x_1 -Achse des Volumenelements ausgerichtet ist. Als Ausgangssituation wird in **Abbildung 2.10** zunächst ein Spannungszustand angenommen, der sich dadurch auszeichnet, dass mit Ausnahme von \overline{vw} alle anderen Schubspannungen verschwinden. Wie oben erwähnt, bewirkt der Drall eine Drehung des Spannungsellipsoids in der Weise, dass die einzig nicht verschwindende Schubspannung \overline{vw} weiter reduziert wird. Aus der Skizze geht deutlich hervor, dass mit dieser Minimierung zwingend eine Zunahme der Normalspannung $\overline{v^2}$ in radialer sowie eine Abnahme der Normalspannung $\overline{w^2}$ in tangentialer Richtung verbunden sind. Der Vergleich mit Gleichung 2.60 zeigt, dass **Abbildung 2.10** also gerade diejenigen Wechselwirkungen beschreibt, die zur Gruppe 1 zusammengefasst sind.

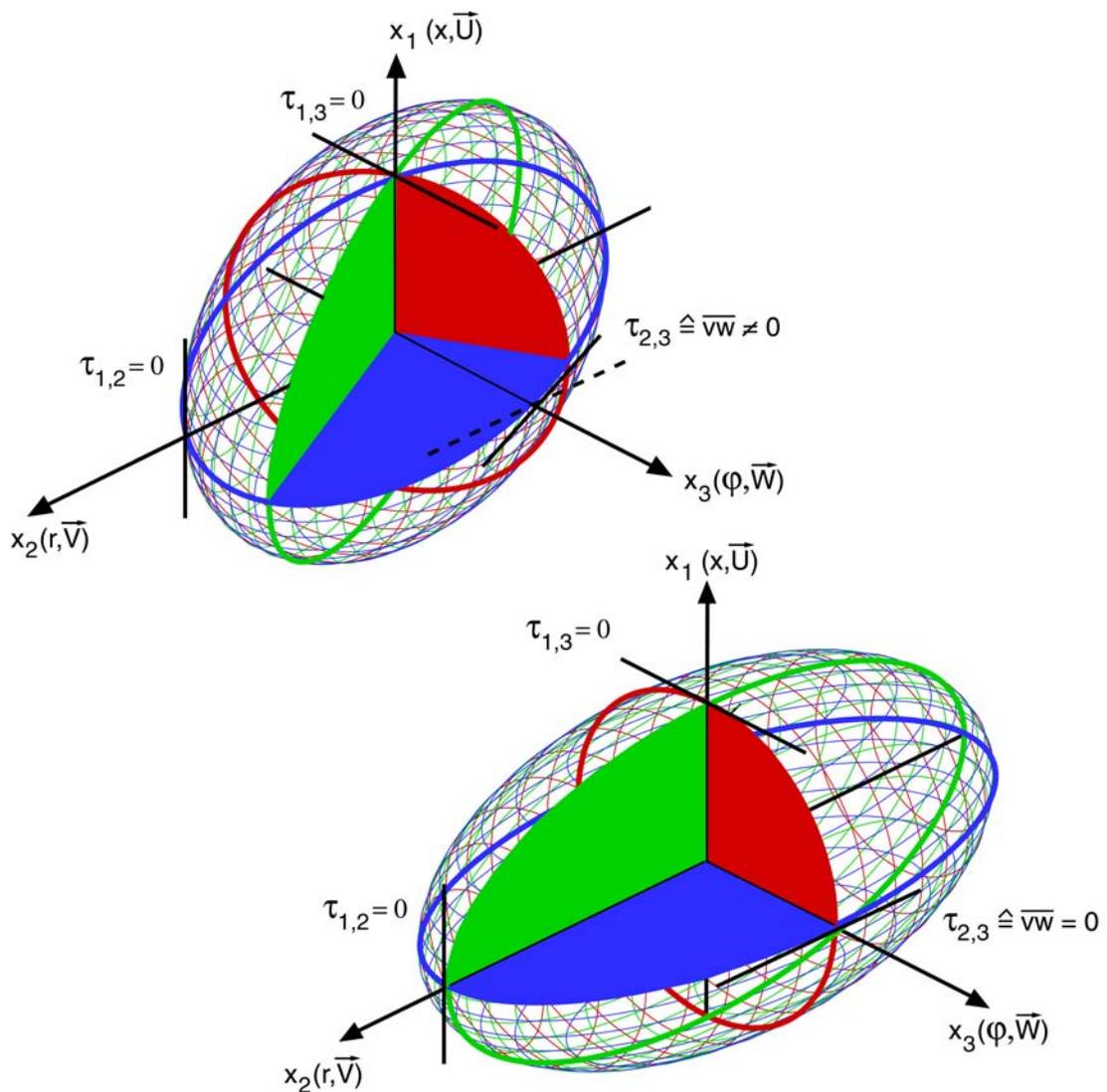


Abb. 2.10: Drehung des Spannungsellipsoids um die x_1 -Achse und Umverteilung zwischen den Spannungskomponenten v^2 , w^2 und \overline{vw} durch Wechselwirkungen innerhalb der Gruppe 1 des Gleichungssystems 2.61 (Rotationsvektor parallel zur x_1 -Achse)

Zur anschaulicheren Darstellung der Wechselwirkungen innerhalb der Gruppe 2 sind in **Abbildung 2.11** jeweils neben den beiden Spannungsellipsoiden ergänzend die Schnittflächen der Ellipsoide mit den Koordinatenebenen eingezeichnet. Als Ausgangssituation wurde diesmal ein Spannungszustand gewählt, der als einzige nicht verschwindende Schubspannungskomponente τ_{13} entsprechend der Geschwindigkeitskorrelation \overline{uw} beinhaltet. Wie die Grafik zeigt, geht mit einer Drehung des Spannungsellipsoids um die x_1 -Achse eine wechselseitige Beeinflussung der rot markierten Schubspannungskomponenten \overline{uw} und \overline{uv} einher, insbesondere zeigt die Darstellung, dass die beiden Spannungen, beispielsweise durch eine Drehung um 90° , direkt ineinander überführbar sind.

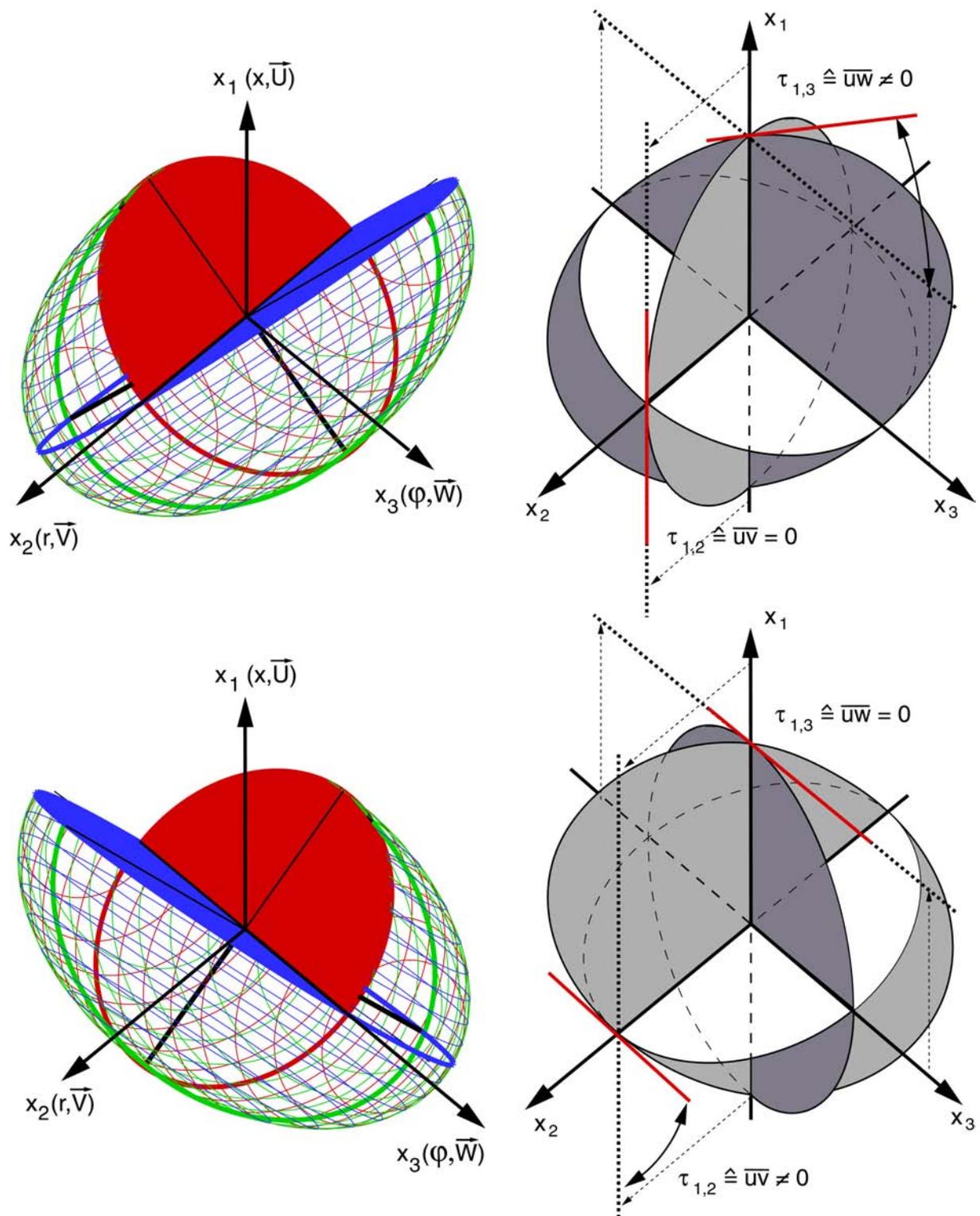


Abb. 2.11: Drehung des Spannungsellipsoids um die x_1 -Achse durch Einwirkung von Drall und Umverteilung zwischen den Spannungskomponenten uw und uv durch Wechselwirkung innerhalb der Gruppe 2 in Gleichungssystem 2.61 (Rotationsvektor parallel zur x_1 -Achse)

Aus der Überlagerung der unterschiedlichen Wechselwirkungen innerhalb der Gruppe 1 und 2 in Gleichung 2.61 lässt sich zusammenfassend also der folgende Einfluß des Dralls auf den Reynoldsspannungstensor erwarten: Es kommt grundsätzlich zu einem Abbau der Schubspannung \overline{vw} , also einer Verringerung des turbulenten Drehimpulstransports entlang der Radialkoordinate. Begleitend hierzu sinkt ebenfalls die Normalspannung $\overline{w^2}$ ab, die Reduktion dieser Spannungskomponente wird durch einen entsprechenden Anstieg von $\overline{v^2}$ ausgeglichen, so dass das Volumen des Spannungsellipsoids konstant bleibt. Diesem Prozess sind ein Anstieg des Axialimpulsaustauschs in radiale Richtung, charakterisiert durch die Schubspannung \overline{uv} , sowie die Minderung von \overline{uw} überlagert.

Aufbauend auf den Transportgleichungen für die Kovarianzen für den 1-d-Wirbel (Gleichung 2.43) leitet Hirsch eine Drall-Korrektur her, die die Schwäche des k- ϵ -Modells bezüglich der Vorhersage der Schubspannung \overline{vw} ausgleicht:

$$\Delta\rho\overline{vw} = \frac{-\overline{\rho vw^*}}{g^{-1} \cdot \left(\frac{r}{W} \frac{\epsilon}{k}\right)^2 \cdot \left(\frac{P}{\rho\epsilon} - 1 + C_1\right)^2 + 1} \quad (2.62)$$

mit

$$g = 6 - 2C_2 + 2(1 - C_2) \frac{\partial W / \partial r}{W 7r} \quad (2.63)$$

Die Verallgemeinerung auf den dreidimensionalen Strömungsfall erfolgt durch die Konstruktion eines lokalen Koordinatensystems in der Weise, dass jeweils ein Basisvektor in Richtung des lokalen Geschwindigkeitsvektors, des Rotationsvektors und der dritte in Richtung der Rotationsachse weisen. Der Boussinesq-Spannungstensor wird in dieses System transformiert, wodurch für jeden Punkt einer Strombahn die bestmögliche Approximation eines 1-d-Wirbels erzielt wird. In diesen Strombahnkoordinaten wird der Boussinesq-Spannung $\overline{vw^*}$ ein Korrekturterm $\Delta\overline{vw}$ gemäß Gleichung 2.62 zugeordnet, und der dadurch erhaltene korrigierte Spannungstensor abschließend in das zylindrische Koordinatensystem rücktransformiert.

Im allgemeinen Fall bewirkt die Corioliskraft also durch die Drehung des Spannungstensors um eine Achse parallel zum Rotationsvektor eine Minderung des turbulenten Drehimpulsaustauschs in radialer Richtung. Gleichzeitig bedingt diese Drehung eine gegenseitige Umverteilung zwischen den beiden verbleibenden Schubspannungen \overline{uv} und \overline{uw} . Die Wirkung der Corioliskraft ist umso größer, je stärker die Anisotropie der Turbulenzbewegung im Strömungsfeld ist.

2.5 Phänomenologie laminarer nicht-vorgemischter Flammen

Im Folgenden soll ein Überblick über die bei nicht vorgemischter Verbrennung ablaufenden wesentlichen chemischen und physikalischen Prozesse gegeben werden, da diese die Grundlage für das Verständnis für die Interaktion von Chemie und Turbulenz im Falle nicht-vorgemischter Verbrennung bilden. In praktischen Anwendungen werden Brennstoff und Oxidationsmittel konvektiv miteinander in Kontakt gebracht, woran ein diffusionskontrollierter Mischungsprozess und die chemische Reaktion des bis auf molekularen Maßstab feindurchmischten Brennstoff/Luft-Gemisches anschließen. Da der Diffusionsprozess im Vergleich zur chemischen Reaktion häufig langsam abläuft und sich damit limitierend auf den Reaktionsumsatz auswirkt („gemischt = verbrannt“), werden nicht-vorgemischte Flammen häufig auch als Diffusionsflammen bezeichnet, was nicht darüber hinweg täuschen soll, dass Diffusionsprozesse Voraussetzung auch für die Verbrennung vorgemischter Brennstoff/Luft-Gemische sind.

Die Reaktionszone von Diffusionsflammen lässt sich näherungsweise durch den Verlauf der stöchiometrischen Mischungslinie (-fläche) von Brennstoff und Oxidationsmittel beschreiben, wozu üblicherweise der sogenannte Mischungsbruch herangezogen wird, welcher die lokale Stöchiometrie auf Basis einer Elementarbilanz:

$$Z_i = \frac{Y_i(\vec{x}) - Y_i^A}{Y_i^B - Y_i^A} \quad (2.64)$$

beschreibt. Darin bezeichnen Y_i die Massenbrüche des Elements i an einem bestimmten Ort im Mischungsfeld, gekennzeichnet durch den Ortsvektor \vec{x} , sowie in den unvermischten Strahlen A und B. Der Vorteil dieser Begriffsbildung liegt darin, dass der Mischungsbruch linear mit den Massenbrüchen der beteiligten Spezies verknüpft ist. Sind die Diffusionskoeffizienten der verschiedenen chemischen Spezies gleich (nach Warnatz et al. 1997 in vielen Fällen gut erfüllt), ist der in dieser Weise definierte Mischungsbruch zudem unabhängig von der Wahl des betrachteten chemischen Elements. Da der Mischungsbruch auf einer Elementmassenbilanz beruht, stellt er eine von chemischen Reaktionen unbeeinflusste skalare Erhaltungsgröße („conserved scalar“) dar.

Unter der Voraussetzung, dass das Mischungsfeld als Funktion des Ortes und der Zeit bekannt sei, ist die Fläche stöchiometrischer Gemischzusammensetzung gemäß

$$Z(\vec{x}, t) = Z_{st} \quad (2.65)$$

festgelegt. Sofern der lokale Gradient des Mischungsbruches hinreichend groß ist, findet die eigentliche Verbrennungsreaktion innerhalb einer sehr dünnen Schicht in unmittelbarer Nähe zur Isofläche stöchiometrischen Gemisches statt. Diese dünne Schicht sowie die sie beidseitig einschließenden chemisch inerten Diffusionszonen werden als laminare Diffusions-Flamelets bezeichnet. Durch Einführung eines lokalen Koordinatensystems in der Weise, dass die x_2 und x_3 -Achse in der Fläche stöchiometrischer Mischung liegen und die x_1 -Achse senkrecht dazu

orientiert ist (vgl. **Abb. 2.12**), kann das ursprünglich dreidimensionale Problem lokal auf eine räumliche Koordinate reduziert werden.

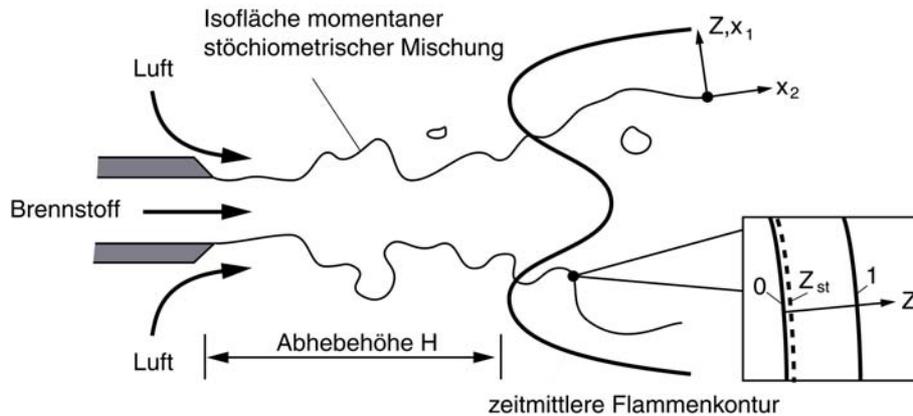


Abb. 2.12: Schematische Darstellung einer abgehoben stabilisierenden turbulenten Diffusions-Strahlflamme (nach Peters 1995) und die Projektion der Reaktionszone in den Mischungsbruchraum

In einer anschließenden Koordinatentransformation wird die x_1 -Achse durch den Mischungsbruch Z ersetzt und sowohl die Temperatur T als auch die Massenbrüche als Funktion von Z dargestellt, so dass die Erhaltungsgleichungen in die Fläche stöchiometrischer Mischung projiziert und im lokal eindimensionalen Flamelet-System folgendermaßen formuliert werden können (z.B. Linán 1974, Peters 1995, Bilger 1988, Bockhorn 2001):

$$\begin{aligned} \rho \frac{\partial Y_i}{\partial t} - \rho \chi \frac{\partial^2 Y_i}{\partial Z^2} &= \dot{m}_i \\ \rho \frac{\partial T}{\partial t} - \rho \chi \frac{\partial^2 T}{\partial Z^2} &= \sum_{k=1}^r \frac{Q_k}{c_p} \dot{\omega}_k + \frac{\dot{q}_R}{c_p} \end{aligned} \quad (2.66)$$

Darin bezeichnen c_p die massenspezifische Wärmekapazität des Gasgemischs, Q_k die freiwerdende Reaktionswärme und $\dot{\omega}_k$ die volumetrische Bildungsrate der betrachteten Komponente k . Wärmeverluste der Reaktionszone an die Umgebung werden durch \dot{q}_R berücksichtigt. Die in vorstehenden Gleichungen als Parameter enthaltene Größe

$$\chi = 2D \left(\frac{\partial Z}{\partial x_1} \right)^2 \quad (2.67)$$

wird als „skalare Dissipationsrate“ bezeichnet, da sie die Dissipation der Fluktuation von Skalaren analog zur Dissipation von Geschwindigkeitsfluktuationen durch viskose Reibung (Warnatz 1997) beschreibt. Die skalare Dissipationsrate besitzt die Dimension $1/s$ und kann als Inverses eines charakteristischen Transportzeitmaßes interpretiert werden. Als Konsequenz der Transformation in das Flamelet-System ist eine entkoppelte Beschreibung von konvektivem und diffusivem Transport nicht mehr möglich, beide Mechanismen sind implizit in der skalaren

Dissipationsrate enthalten. Damit repräsentiert sie die Auswirkungen sowohl des Strömungs- als auch des Mischungsfeldes auf den Energiehaushalt der Reaktionszone. Für den Grenzfall $\chi \rightarrow 0$ geht Gleichung 2.66 in die Energiebilanz eines homogenen Reaktors über.

Abbildung 2.13 zeigt die Lösung von Gleichung 2.66 beispielhaft für eine Methan-Luft-Diffusionsflamme bei zwei unterschiedlichen zeitmittleren Streckungsraten γ (definiert als relative Änderung eines Flammenfrontoberflächenelementes $\gamma = 1/A dA/dt$; wird beispielsweise eine Staukörperströmung in Richtung der x-Achse betrachtet, erhält man als Streckung $\gamma = -\partial U_x / \partial x$), wobei mit zunehmender Streckungsrate eine Steigerung der skalaren Dissipationsrate verbunden ist. Die Struktur der Flammenfront wird dabei durch den Massenbruch Y der Edukte, also die Sauerstoff- und Brennstoffkonzentration, sowie den Verlauf der Temperatur als Funktion des Mischungsbruches Z dargestellt. Der Mischungsbruch $Z=0$ repräsentiert dabei reine Verbrennungsluft, man befindet sich im unverdünnten Luftstrahl. Demgegenüber entspricht ein Mischungsbruch mit dem Wert 1 einer Ortskoordinate innerhalb des Brennstoffstrahls, der Zustand stöchiometrischer Mischung $Z_{st} = 0.055$ ist in diesem Diagramm durch eine vertikale Linie gekennzeichnet. Die Lage der Reaktionszone ist durch solche Bereiche charakterisiert, in denen die Massenbruch-Gradienten der Reaktionspartner großen Änderungen unterworfen sind. Wie aus dem Diagramm hervorgeht, ordnen sich diese Zonen in einem sehr schmalen Bereich um den stöchiometrischen Mischungsbruch an, auch das Temperaturmaximum fällt in guter Näherung mit der Isofläche $Z=Z_{st}$ zusammen. Im Mischungsbruchraum kann

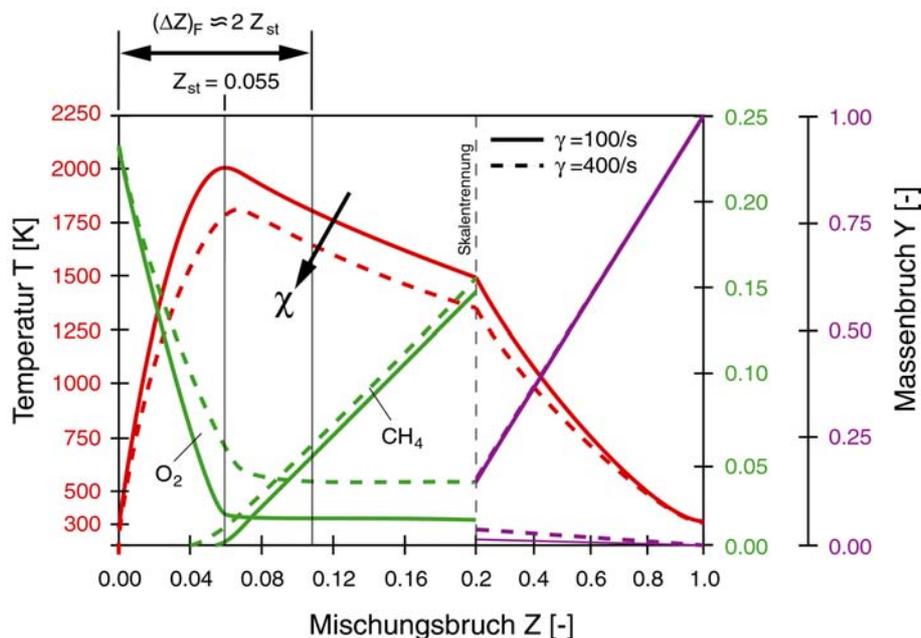


Abb. 2.13: Schematische Darstellung der Struktur einer Methan/Luft-Diffusionsflamme im Mischungsbruchsystem: Verläufe der Temperatur sowie der Sauerstoff- und Brennstoffmassenbrüche für unterschiedliche Streckungsraten (nach Peters 1995)

die Dicke der Flammenfront, des sogenannten Flamelets, mit $\Delta Z_F \approx 2Z_{st}$ abgeschätzt werden; diese Abschätzung umfasst neben der eigentlichen Reaktionszone auch beidseitig nach außen anschließende Bereiche, in denen der Massenbruch von Brennstoff bzw. von Oxidationsmittel nahezu linear ansteigen, d.h. es handelt sich um chemisch inerte Diffusionszonen. Wird in realen Systemen mit endlich schneller Chemie bei einem brennenden Flamelet die skalare Dissipationsrate, also die Mischungsgeschwindigkeit, kontinuierlich erhöht, erreichen zunächst wenige Reaktionen nicht mehr die chemische Gleichgewichtslage. Sobald die Mischungsgeschwindigkeit hinreichend hoch ist, dass diejenigen Reaktionen, die den Hauptteil der Energiebilanz tragen, auf Zeitskalen vergleichbar derjenigen der Mischung ablaufen, weicht auch die Temperatur vom Gleichgewichtswert ab. Dieser Vorgang ist in **Abbildung 2.13** an Hand des Vergleichs der Lösungen für stark unterschiedliche Streckungsraten von $\gamma=100/s$ und $\gamma=400/s$ nachvollziehbar.

Mit Überschreiten eines kritischen Grenzfalls $\chi = \chi_q$ wird der Abtransport von Wärme über beide Grenzschichten der Reaktionszone so groß, dass die Wärmefreisetzung dem Wärmeverlust nicht mehr das Gleichgewicht halten kann, und das Flamelet verlöscht. Das Verlöschen und Zündverhalten eines Diffusionsflamelets wird durch den in **Abbildung 2.14** dargestellten S-förmigen Kurvenverlauf beschrieben. Darin ist die in der Reaktionszone auftretende Maximaltemperatur über der inversen skalaren Dissipationsrate χ^{-1} aufgetragen. Während der obere Zweig der Kurve einer stabil brennenden Diffusionsflamme entspricht, wird durch Steigerung der Dissipationsrate eine Abnahme der Maximaltemperatur bewirkt. Für Werte oberhalb $\chi = \chi_q$ ergibt sich lediglich der untere, nicht reagierende Kurvenzweig als stabile Lösung von Gleichung 2.66. Selbstzündung, die in dieser Darstellung einer instationären Zustandsänderung von Punkt I auf den oberen Kurvenzug entspricht, tritt in Diffusionsflammen wegen der dazu erforderlichen sehr hohen Verweilzeiten nur in sehr wenigen Anwendungsfällen (z.B. Diesel-

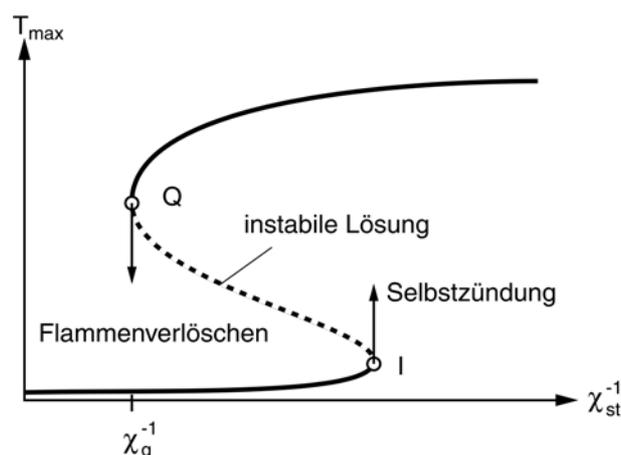


Abb. 2.14: Schematische Darstellung der in einer Diffusionsflamme auftretenden Maximaltemperatur als Funktion des Kehrwertes der skalaren Dissipationsrate χ_{st}^{-1}

motor) auf. Aus diesem Grund bedarf es zur Initial-Zündung (oder Wieder-Zündung zuvor gequenchter) Diffusionsflammen im Allgemeinen einer Zündquelle.

2.5.1 Charakteristische Zeit- und Längenmaße

Entsprechend den vorhergegangenen Ausführungen kann also der Parameter χ_q als inverses chemisches Zeitmaß angesehen werden, welches dazu geeignet ist, Ungleichgewichts-Effekte in Diffusionsflammen zu beschreiben. χ_q stellt denjenigen Wert der skalaren Dissipationsrate dar, zu dem die endlich schnelle Chemie dem Wärmetransport gerade noch das Gleichgewicht hält. Für den Fall einer ebenen, laminaren Gegenstrahl-Diffusionsflamme lässt sich der Zusammenhang zwischen skalarer Dissipationsrate und dem einzigen fluidmechanisch relevanten Einflussparameter, der Streckungsrate der Diffusionsflamme, analytisch herleiten. Durch Auswertung geeigneter Experimente (z. B. der Gegenstromflamme von Tsuji 1971) können experimentell bestimmte maximale Streckungsraten unmittelbar vor Verlöschen der Flamme daher einer bestimmten kritischen skalaren Dissipationsrate zugeordnet werden. Einem Vorschlag von Peters (1995) folgend, kann das reaktionskinetische Zeitmaß einer Diffusionsflamme durch Dimensionsanalyse direkt auf die kritische Streckungsrate an der Verlöschgrenze zurück geführt werden:

$$\begin{aligned} \tau_{\text{kin}} &= K \cdot 1/\chi_q \\ \text{mit } K &= Z_{\text{st}}^2 \cdot (1 - Z_{\text{st}})^2. \end{aligned} \quad (2.68)$$

Wie **Tabelle 2.1** zeigt, ergibt sich eine gute Übereinstimmung auf diese Weise experimentell bestimmter Verlöschzeitmaße mit jenen kinetischen Zeitmaßen, die nach **Gleichung 2.66** für den Grenzfall des homogenen Reaktors ($\chi \rightarrow 0$) berechnet bzw. für stöchiometrische Vormischverbrennung experimentell bestimmt wurden.

Diffusionsflamme (Peters 1995)	Vormischflamme (Peters 1995)	Homogener Reaktor
$\tau_{\text{kin}} = 2.9 \cdot 10^{-4} \text{ s}$	$\tau_{\text{kin}} = 4.4 \cdot 10^{-4} \text{ s}$	$\tau_{\text{kin}} = 3.5 \cdot 10^{-4} \text{ s}$

Tabelle 2.1: Reaktionskinetische Zeitmaße für die Verbrennung eines stöchiometrischen Methan-Luft-Gemisches bei Atmosphärendruck und Frischgemischtemperatur von 300 K

Da Diffusionsflammen üblicherweise entlang der stöchiometrischen Mischungskontur stabilisieren, ist das reaktionskinetische Zeitmaß stöchiometrisch vorgemischter Flammen daher auch zur Parametrisierung des Reaktionsgeschehens in Diffusionsflammen geeignet.

Im Gegensatz zu Vormischflammen existiert in Diffusionsflammen kein physikalisch sinnvolles, der laminaren Brenngeschwindigkeit vergleichbares, Geschwindigkeitsmaß, mit dessen Hilfe die charakteristische Längenabmessung l_F einer Diffusionsflamme definiert werden könnte.

Diese Schwierigkeit kann mit Hilfe der Dimensionsanalyse gelöst werden, wobei Borghi (1988)

als relevante, voneinander unabhängige physikalische Einflussgrößen zur Beschreibung des Problems das reaktionskinetische Zeitmaß und den Diffusionskoeffizienten heranzieht. In diesem Sinne sind die skalare Dissipation bzw. die zugeordnete Streckungsrate als vom chemischen Zeitmaß abhängige Größen zu verstehen, und finden aus diesem Grund keinen Eingang in die dimensionsanalytische Betrachtung:

$$l_{F,l} \sim \sqrt{D \cdot \tau_{\text{kin}}} \quad ; \quad u_{F,l} \sim \sqrt{\frac{D}{\tau_{\text{kin}}}} \quad (2.69)$$

Der zusätzliche tiefgestellte Index l soll hierbei verdeutlichen, dass sich die so bestimmten Längen- und Geschwindigkeitsmaße der Diffusionsflamme ausschließlich auf laminare Strömungsverhältnisse und damit ungestörte, ebene Flammenfronten beziehen, eine Interaktion mit der Turbulenzstruktur also noch nicht enthalten ist.

2.6 Interaktion von Chemie und Turbulenz

Im Gegensatz zu laminaren Strömungen sind in turbulenten Systemen der zeitlich mittleren Fluidbewegung Wirbelelemente unterschiedlicher Abmessungen überlagert, die je nach Größe und Geschwindigkeit in vielfältiger Weise mit der Flammenfront interagieren. Neben dem makroskopischen Erscheinungsbild der Flamme kann auch der zeitlich mittlere Reaktionsumsatz pro Volumenelement durch Oberflächenvergrößerung, lokale Extinktion durch Flammendehnung sowie gegebenenfalls durch eine Erhöhung der effektiven Transportkoeffizienten in empfindlicher Weise beeinflusst werden.

Eine qualitative Betrachtungsweise der wechselseitigen Beeinflussung von Chemie und Turbulenz nach Borghi (1988) stützt sich also zunächst auf die charakteristischen Geschwindigkeits- und Längenmaße sowohl der energietragenden Wirbel (u_t und l_t), als auch der Reaktionszone ($u_{F,l}$, $l_{F,l}$). Da die Makrowirbel jedoch lediglich das obere Ende der Turbulenzkaskade markieren, muss zur Beschreibung des gesamten Spektrums aller auftretenden Wirbelklassen gemäß Gleichungssystem 2.21 auch die turbulente Reynoldszahl Re_t in die Diskussion mit einbezogen werden. Berücksichtigt man jedoch die Analogie zwischen Impuls- und Stofftransport, wonach das Verhältnis der jeweiligen Austauschgrößen ν und D in der Größenordnung von Eins liegt ($Sc = \nu/D \approx 0.8$), und löst die Gleichungen 2.69 nach dem Diffusionskoeffizienten auf, findet man für die turbulente Reynoldszahl den folgenden Ausdruck :

$$Re_t = \frac{u_t \cdot l_t}{\nu} \approx \frac{u_t}{u_{F,l}} \cdot \frac{l_t}{l_{F,l}} \quad (2.70)$$

Daraus geht hervor, dass die Turbulenzreynoldszahl Re_t ihrerseits als Produktgröße zweier dimensionsloser Kennzahlen gebildet werden kann. Unter der Voraussetzung, dass mit den

genannten Einflussgrößen die wesentlichen Interaktionen von Chemie und Turbulenz vollständig erfasst sind, lassen sich sämtliche aus diesen Wechselwirkungen ableitbare Reaktionsstrukturen als Funktion lediglich zweier dimensionsloser Kennzahlen $u_t/u_{F,1}$ und $l_t/l_{F,1}$ darstellen. Im Unterschied zur Vormischverbrennung können die bei Diffusionsflammen für $u_{F,1}$ und $l_{F,1}$ eingesetzten Werte jedoch nicht als physikalisch eindeutig bestimmte Größen interpretiert werden, sie dienen lediglich als von der Größenordnung her richtig gewählte Konstanten zur dimensionsfreien Darstellung der Abszissen- bzw. Ordinatenwerte im doppeltlogarithmischen Borghi-Diagramm (s. **Abb. 2.15**).

Zur Klassifizierung charakteristischer Bereiche im Flammenstrukturdiagramm nach Borghi (ursprünglich 1984 für Vormischflammen formuliert, 1988 auf Diffusionsflammen ausgedehnt) ist es sinnvoll, weitere dimensionslose Kenngrößen einzuführen. Diese lassen sich, entsprechend den vorstehenden Ausführungen, ausnahmslos auf Produktgrößen von Potenzen der unabhängigen Einflussparameter $u_t/u_{F,1}$ und $l_t/l_{F,1}$ zurückführen.

Die Unterscheidung von laminarem zu turbulentem Strömungszustand wird durch die turbulente Reynoldszahl Re_t ermöglicht. Für einen Zahlenwert von Eins halten der Impulsaustausch auf Grund viskoser Reibung und turbulenter Geschwindigkeitsfluktuationen einander gerade die Waage (vgl. Kap. 2.3.2), daher werden laminare Strömungszustände durch Werte kleiner, turbulente durch Zahlenwerte größer Eins beschrieben. Wie an Hand der Schreibweise

$$\frac{u_t}{u_{F,1}} = Re_t \left(\frac{l_t}{l_{F,1}} \right)^{-1} \quad (2.71)$$

erkennbar ist, bilden sich Isolinien konstanter turbulenter Reynoldszahl Re_t im Borghi-Diagramm als Geraden der Steigung -1 ab.

Als weitere dimensionslose Kennzahl wird die turbulente Karlovitz-Zahl Ka_t eingeführt, welche den Einfluss lokaler, zeitlich gemittelter, turbulenzbedingter Flammdehnungs- bzw. Stauungseffekte auf die in sich laminaren Flammenfronten beschreibt. Sie ist für jede im turbulenten Spektrum enthaltene Wirbelklasse definiert als Verhältnis der Zeitmaße des chemischen Umsatzes und der Austauschintensität. Das Zeitmaß der Austauschintensität wird dabei durch den Quotienten aus charakteristischer Wirbelgeschwindigkeit und -abmessung $t^* = l^*/u^*$ gebildet. Demzufolge nimmt die Karlovitz-Zahl für die kleinste im Turbulenzfeld existente Wirbelklasse, die Kolmogorow-Wirbel, ihren Maximalwert an. Unter Anwendung der Beziehung 2.20 erhält man die Darstellung

$$Ka_{t,max} = \frac{\tau_{kin}}{\tau_\eta} = \frac{u_\eta \cdot l_{F,1}}{l_\eta \cdot u_{F,1}} = \left(\frac{u_t}{u_{F,1}} \right)^{3/2} \cdot \left(\frac{l_t}{l_{F,1}} \right)^{-1/2} \quad \text{bzw.} \quad \frac{u_t}{u_{F,1}} = Ka_{t,max}^{2/3} \cdot \left(\frac{l_t}{l_{F,1}} \right)^{1/3}, \quad (2.72)$$

aus der sofort ersichtlich wird, dass Linien konstanter Karlovitz-Zahl im Borghi-Diagramm als Geraden mit der Steigung 1/3 erscheinen.

Eine weitere Unterteilung des Bereichs turbulenter Verbrennung wird durch den Vergleich der Zeitmaße der Reaktionskinetik mit denjenigen der größten Wirbelabmessungen im turbulenten Spektrum ermöglicht. Die sich daraus ergebende dimensionslose Kennzahl ist nach Damköhler benannt

$$Da_t = \frac{\tau_t}{\tau_{kin}} = \frac{l_t}{u_t} \bigg/ \frac{l_{F,l}}{u_{F,l}} \text{ bzw. } \frac{u_t}{u_{F,l}} = Da_t^{-1} \cdot \frac{l_t}{l_{F,l}} \quad (2.73)$$

und tritt im Borghi-Diagramm als Gerade der Steigung 1 in Erscheinung.

Mit Hilfe der oben eingeführten dimensionslosen Kennzahlen unterscheidet Borghi im Flammenstrukturdiagramm fünf unterschiedliche Bereiche, die in **Abbildung 2.15** mit A bis E gekennzeichnet sind.

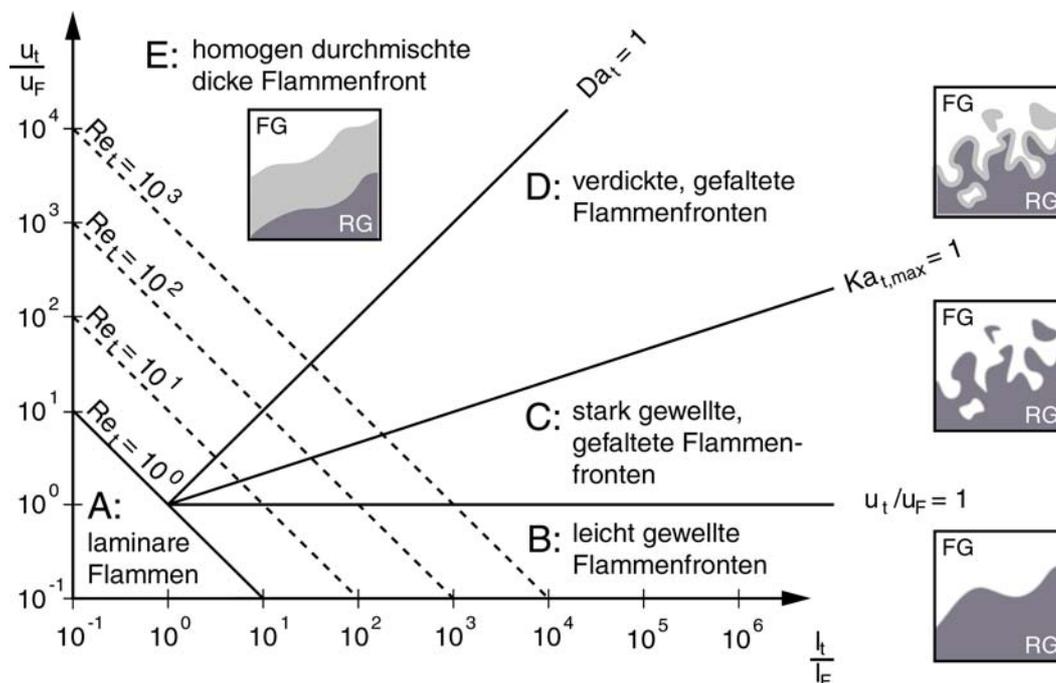


Abb. 2.15: Flammenstrukturdiagramm nach Borghi für Vormisch- und Diffusionsflammen. Die graphisch dargestellten Erscheinungsformen der Flammenfronten treten bei vorgemischten Flammen bzw. in den stark vorgemischten Zündzonen von Diffusionsflammen auf.

Der **Bereich A** ist durch die Bedingung charakterisiert, dass die Turbulenz-Reynoldszahl kleiner als Eins ist und kennzeichnet damit Bereiche, in denen die von turbulenten Schwankungsbewegungen verursachten Störungen auf die Flammenfront vernachlässigbar gering sind. Daher umfasst Bereich A das Gebiet laminarer, glatter Flammen, welches gegen turbulente Flammen durch die Gerade $Re_t = 1$ abgegrenzt ist.

Im Folgenden sollen die einzelnen charakteristischen Bereiche B, C, D und E des Borghi-

Diagramms für einen festen Abszissenwert $l_t/l_F > 10$ unter kontinuierlicher Zunahme der Turbulenzreynoldszahl und damit auch der Tiefe der Turbulenzkaskade vertikal aufwärts durchlaufen werden. Diese Vorgehensweise entspricht einer kontinuierlichen Steigerung der zeitlich-mittleren Ausströmgeschwindigkeit und damit auch der zugeordneten turbulenten Geschwindigkeitsfluktuation u_t bei einem durch die Systemabmessungen fest vorgegebenen Makrolängenmaß.

Solange die mittlere turbulente Schwankungsgeschwindigkeit der Strömung klein gegenüber dem Normierungswert ist (d.h. das reaktionskinetische Zeitmaß ist als gering gegenüber demjenigen der energietragenden Wirbel anzusehen), stellt sich die turbulente Flammenfront im **Bereich B** lediglich leicht gewellt, aber in sich geschlossen dar und entspricht dem von Damköhler postulierten Grenzfall der groballigen Turbulenz. Dementsprechend wird dieser Bereich als Gebiet gewellter Flammenfronten („wrinkled flamelets“) bezeichnet. Die Erhöhung der Brenngeschwindigkeit ist in diesem Bereich lediglich auf die Oberflächenvergrößerung durch Aufwellung der Flammenfront zurückzuführen.

Mit zunehmender Turbulenzintensität werden die die Flammenfront beschreibenden Parameter in den **Bereich C** verschoben. Die Flammenfront bleibt weiterhin laminar, die höhere Schwankungsgeschwindigkeit führt jedoch zu einer deutlich stärkeren Auffaltung als in Bereich B. Mit der Zunahme der Schwankungsintensität nimmt auch die maximale Karlovitz-Zahl zu, wodurch es auf Grund zunehmender Dehnungs- und Krümmungseffekte lokal zu Quench- und Wiederzündungsvorgängen kommen kann. Als Folge daraus ist der Bereich C neben der stärkeren Aufwellung der Flammenfront durch die Bildung einzelner Inselzonen von Brennstoff in Luft und umgekehrt charakterisiert. Der durch starke Wellung bzw. Auffaltung der Flammenfront charakterisierte Bereich C wird im Englischen von Borghi als „wrinkled flames with pockets“ bezeichnet.

Mit Eintritt in den **Bereich D** ($Ka_{t,max} < 1$) des Borghi-Diagramms unterschreitet erstmals das Zeitmaß der kleinsten Wirbel im turbulenten Spektrum die für die chemische Reaktion erforderliche Zeitspanne t_c , so dass feinturbulente Strukturen in die Flammenfront einzudringen beginnen und eine Erhöhung des effektiven Diffusionskoeffizienten innerhalb der Vorwärm-/Diffusionszonen bewirken. Im Vergleich zu Bereich C ist die momentanlokale Flammenfrontstruktur nicht mehr als Diskontinuitätsfläche entlang der stöchiometrischen Mischung anzusehen. Durch die sehr hohen Scherraten der Kolmogorov-Wirbel kommt es zu lokaler Extinktion einzelner Flamelets, gefolgt von lokaler Vormischung von Brennstoff und Luft sowie Neuzündung nach Abklingen der Scherung. Daher stellt sich die Flammenfront als Zone mit makroskopischer Tiefenerstreckung dar, in der Elemente unterschiedlicher Mischungs- und Reaktionsgrade nebeneinander vorliegen. Es bilden sich demzufolge turbulent verdickte gefaltete Flammenfronten („distributed reaction zones“, „perturbed flamelets“) aus, wobei die damit verbundene Erhöhung der Umsatzgeschwindigkeit neben der Oberflächenvergrößerung auch auf die Intensivierung der Transportvorgänge zurückzuführen ist.

Eine weitere Steigerung der Turbulenzintensität entspricht der kontinuierlichen Abnahme des Mischungszeitmaßes in Relation zum kinetischen Zeitmaß. Daher sind immer größere Wirbel

dazu in der Lage, in die Flammenfront einzudringen sondern es entsteht eine dicke Flammenzone, die durch intensive turbulente Durchmischung gekennzeichnet ist. Damit sind eine Zunahme der lokalen Extinktion sowie die Verzögerung der Wiederezündung verbunden, wodurch der lokale Vormischungsgrad erhöht wird. Mit Eintritt in den **Strukturbereich E** unterschreitet auch das Zeitmaß der größten Wirbel innerhalb des Turbulenzspektrums das reaktionskinetische Zeitmaß, die Makrowirbel können keine Auffaltung der Flammenfront mehr bewirken. Die Flamme erscheint als homogen durchmischte Reaktionszone („well stirred reactor“), da die turbulente Durchmischung der Reaktionspartner der chemischen Reaktion vorausschleift. Da keine Faltung der Flamme mehr vorliegt, ist die gegenüber der laminaren Flammenfront zu beobachtende Steigerung der Umsatzrate somit ausschließlich auf die Wirkung des turbulenten Austauschs auf die effektiven Transportkoeffizienten zurückzuführen und entspricht dem von Damköhler (1940) postulierten Grenzfall feinballiger Turbulenz.

Die turbulenzbedingte Steigerung des chemischen Reaktionsumsatzes gegenüber dem laminaren Fall kann in Analogie zur Vormischverbrennung durch den Vergleich der charakteristischen Geschwindigkeitsmaße der Reaktion erfolgen.

Den Ansatz von Borghi weiter verfolgend, lässt sich der turbulente Reaktionsumsatz für einen bestimmten Brennstoff eindeutig als Funktion der folgenden dimensionslosen Kenngrößen formulieren:

$$\frac{u_{F,t}}{u_{F,l}} = \mathcal{F} \left(\frac{u_t}{u_{F,l}} ; \frac{L_t}{L_F} \right). \quad (2.74)$$

Entsprechend der unterschiedlichen Mechanismen, die eine Beschleunigung des Reaktionsumsatzes bewirken, sind für die jeweiligen Bereiche des Flammenstrukturdiagramms dabei unterschiedliche funktionale Abhängigkeiten von den genannten Einflussgrößen zu erwarten. Diese Abhängigkeiten wurden von verschiedenen Autoren für unterschiedliche Gültigkeitsbereiche sowohl experimentell (z.B. Liu 1991, Ziegler 1998, Leisenheimer 1997) als auch theoretisch (z. B. Schmid 1995) untersucht. In der Literatur dominiert der folgende allgemeine Formelansatz:

$$\frac{u_{F,t}}{u_{F,l}} \sim \left(\frac{u_t}{u_{F,l}} \right)^\alpha \cdot \left(\frac{L_t}{L_F} \right)^\beta \quad \text{mit} \quad \begin{array}{l} \text{Re}_t \rightarrow \\ 1 \geq \alpha \geq 0,5 \\ 0 \leq \beta \leq 0,5 \\ \leftarrow \text{Da}_t \end{array} \quad \begin{array}{l} L_t = f(\text{Maßstab}) \sim D \\ u_{F,l} = f(\text{Brennstoffart}, \lambda, T, p) \\ u_t = f(\bar{U}) \\ L_{F,l} = f(\text{Brennstoffart}, \lambda, T, p), \end{array} \quad (2.75)$$

Der Exponent α variiert dabei mit zunehmender turbulenter Reynoldszahl in einem Wertebereich von 1 bis 0,5, β bewegt sich in Abhängigkeit von der turbulenten Damköhlerzahl von 0,5 ($\text{Da}_t \ll 1$) bis 0 ($\text{Da}_t \rightarrow \infty$). Die jeweiligen Grenzwerte der beiden Exponenten lassen sich dabei gemäß den von Damköhler (1940) postulierten Grenzfällen der fein- und groballigen Turbulenz exakt herleiten.

Während die groballige Turbulenz einen Anstieg des Reaktionsumsatzes ausschließlich durch Oberflächenvergrößerung der Flammenfront generiert und dem Borghi-Bereich B entspricht,

beruht die umsatzsteigernde Wirkung der feinballigen Turbulenz primär auf der Steigerung der turbulenten Austauschraten und entspricht dem Strukturbereich E. Für den im Falle von Drallflammen besonders interessanten Bereich der turbulent verdickten Flammenfronten D bestimmte Liu 1991 α und β experimentell zu 0.84 bzw. 0.44, wogegen typische Werte für den Strukturbereich C um $\alpha \approx 0.6$ und $\beta \approx 0.4$ liegen (Leuckel 2000 b).

2.7 Zündstabilität verdrallter Flammen

2.7.1 Begriffsdefinitionen, Abgrenzung

Im Allgemeinen werden solche Flammen als zündstabil angesehen, deren Zündzone, abgesehen von turbulenzbedingten Lagefluktuationen, stationär und pulsationsfrei auf dem Brennermund aufsitzt. Zur Ausbildung einer solchen Zündzone muss dort ein im molekularen Maßstab feindurchmisches zündfähiges Brennstoff/Luft-Gemisch vorliegen, die Reaktionspartner müssen auf Zündtemperatur erwärmt werden und es muss ein lokales Gleichgewicht der Brenngeschwindigkeit und der normal zur Reaktionszone orientierten Komponente der Anströmgeschwindigkeit vorliegen.

Der zündstabile Betriebsbereich einer Flamme kann entweder durch die Erhöhung des Durchsatzes bei konstanter Globalstöchiometrie, also konstantem Massenstromverhältnis von Luft zu Brennstoff, oder Verschiebung der Stöchiometrie bei konstanter thermischer Leistung in den mageren oder fetten Luftzahlbereich verlassen werden, so dass man entsprechend von magerer oder fetter Stabilitätsgrenze spricht. Unter der Löschgeschwindigkeit ist die Strömungsgeschwindigkeit des Brenngas/Luft-Gemisches an der Stabilitätsgrenze der Flamme zu verstehen. Dem eigentlichen Verlöschen der Flamme können in Abhängigkeit vom untersuchten Verbrennungssystem mehr oder weniger stark ausgeprägte Löschpulsationen vorausgehen.

Der Begriff der Zündstabilität oder -instabilität ist insbesondere gegen den Begriff der periodischen Verbrennungsinstabilität deutlich abzugrenzen, da beide Begriffe nicht nur unterschiedliche physikalisch-chemische Prozesse beschreiben, sondern auch konträre Charakteristika zeigen (Büchner (2000)). Während das Gebiet der Zündstabilität durch Überschreiten einer kritischen Luftzahl verlassen wird, ist das Auftreten periodischer Verbrennungsinstabilitäten durch das Unterschreiten einer Grenzluftzahl geprägt, ab der ein Umschlag von stabilem, schwingungsfreiem Verbrennungsverhalten in einen instabilen, periodisch pulsierenden Verbrennungszustand erfolgt. Über die wechselseitige Beeinflussung beider Instabilitätsphänomene können keine allgemeingültigen Aussagen getroffen werden, da eine unzureichende Zündstabilisierung und die daraus resultierende Instationarität der Zündzone einerseits als Anregungsmechanismus zur Ausbildung periodischer Verbrennungsinstabilitäten angesehen werden kann. Andererseits ist für die bei manchen Verbrennungssystemen beobachtete starke Geschwindigkeitsschwankung eine ausgesprochen gute Zündstabilität Voraussetzung für das Auftreten periodischer

Verbrennungsinstabilitäten, da die Flamme ansonsten abheben oder verlöschen würde.

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit den Eigenschaften und Mechanismen der Zündstabilisierung von Doppeldrall-Diffusionsflammen. Aus diesem Grund ist der Gebrauch des Stabilitätsbegriffs im weiteren Verlauf ausschließlich in diesem Sinne zu verstehen.

2.7.2 Flammenstabilisierung durch zentrale Rezirkulation

Übereinstimmend wird von einer Vielzahl von Autoren (Lutzhöft 1966, Syred, Chigier und Beer 1970, Bafuwa und Maccallum 1973, Fricker und Leuckel 1976, Hillemanns 1988, Prade 1993, Hoffmann 1994, Ehrhardt 2000, Schmittel 2001) das Auftreten einer zentralen Rezirkulationszone als das entscheidende Kriterium für die Ausbildung einer stabilen Flamme angesehen. Diese ermöglicht große Durchsätze und weite Regelbereiche. Zwar berichten Fricker und Leuckel 1976, dass auch strahlstabilisierte Flammen stabil brennen, jedoch werden die positiven Auswirkungen der Verdrallung, wie z. B. hohe Reaktionsdichte, erst nach Auftreten einer Rückströmzone im Zentrum der Strahlwurzel beobachtet. Dementsprechend ist man bei der Auslegung technischer Verbrennungssysteme bestrebt, entweder durch Drall oder Staukörper-einsatz eine zentrale Rezirkulationszone in unmittelbarer Brennernähe bereitzustellen. Dabei stellt die Verdrallung eine rein aerodynamische Stabilisierungsmaßnahme dar, wodurch im Vergleich zu staukörperstabilisierten Flammen die Gefahr des Versagens thermisch hochbelasteter Brennelemente oder der Rußablagerung auf der Rückseite des Staukörpers reduziert bzw. umgangen werden kann.

Die Ursachen für die positive Auswirkung der zentralen Rückströmzone auf das Stabilitätsverhalten verdrallter Diffusionsflammen liegt in der Bereitstellung von Zonen niedriger zeitmittlerer Anströmgeschwindigkeit entlang der äußeren Umrandung des inneren Rezirkulationsgebietes sowie der Möglichkeit, diese durch geeignete Brennstoffzufuhr mit Bereichen hoher turbulenter Brenngeschwindigkeit zur Deckung zu bringen. Dabei resultiert die Höhe der lokalen Brenngeschwindigkeit nur zum Teil aus der intensiven Turbulenz in der Scherschicht zwischen vor- und rückströmenden Flammengasen und der dadurch bedingten Steigerung der Brenngeschwindigkeit um ca. eine Größenordnung (Liu 1991, Leisenheimer 1997, Ziegler 1998, Brutscher 2004). Eine weitere Zunahme wird durch die schnelle und effektive Einmischung heißer und radikalreicher Abgase aus Flammenbereichen fortgeschrittenen Ausbrandgrades und der daraus resultierenden internen Vorwärmung des Frischgemischs bewirkt, die ihrerseits einen Anstieg der laminaren Brenngeschwindigkeit nach sich zieht.

Optimale Zündstabilität wird dann erreicht, wenn es im Falle von Diffusionsflammen durch geeignete konstruktive Maßnahmen am Brenner gelingt, den Mischungsverlauf von zuströmendem Brennstoff und Luft so zu steuern, dass dem oben genannten Bereich minimaler Strömungsgeschwindigkeit ein Gebiet nahestöchiometrischer Gemischzusammensetzung überlagert wird und sich die laminare und demzufolge auch die turbulente Brenngeschwindigkeit nahe an ihrem Maximalwert befinden (Rawe 1978, 1981, Rawe und Kremer 1981). Da für turbulente Drallflammen die Ausbildung des Strömungsfeldes von aerodynamischen Transportvorgängen

dominiert wird (z. B. Leuckel 1970, 1972), können das makroskopische Strömungs- und Mischungsfeld als unabhängig vom Durchsatz angesehen werden. Auch das Reaktions- und Temperaturfeld bleiben über einen weiten Regelbereich konstant, bis auf Grund abnehmender Verweilzeiten der limitierende Einfluss des reaktionskinetischen Zeitmaßes spürbar wird. Folglich wird der Vorgang des Flammenverlöschens in geometrisch ähnlichen Brennersystemen bei konstanter globaler Stöchiometrie allein durch die Reaktionskinetik der Verbrennungschemie bestimmt.

Wesentliche Teilmodelle, welche die positiven Auswirkungen einer zentralen Rezirkulationszone auf das Stabilitätsverhalten erklären, lassen sich in zwei Kategorien einordnen, die sich bezüglich des Mechanismus, nach dem Wärme sowie chemisch aktive Spezies in die Zündzone transportiert werden, unterscheiden.

In der von Spalding 1953 für turbulente, staukörperstabilisierte Vormischflammen formulierten Modellvorstellung dient die zentrale Rezirkulationszone in erster Linie dem großskaligen, konvektiven Transport heißer Abgase in eine Zone, wo diese sich mit dem anströmenden Frischgemisch ideal vermischen und dieses dadurch vorwärmen (s. **Abb. 2.16**). Aufgrund der Durchsatzinvarianz des Strömungsfeldes bleibt das Massenstromverhältnis von Frischgemisch und rezirkulierendem Abgas konstant und es ist möglich, die Temperatur der Gase nach der Mischungszone zu bestimmen. Durch die Überlagerung eines geeigneten reaktionskinetischen Ansatzes läßt sich die nachfolgende Umwandlung der im Brennstoff chemisch gebundenen Energie in Wärme und damit eine kritische Verweilzeit innerhalb der Zündzone berechnen. Wird der durch dieses Zeitmaß festgelegte kritische Wert unterschritten, ist die innerhalb der Stabilisierungszone pro Zeiteinheit freigesetzte Energie nicht mehr ausreichend hoch, den Reaktionsfortschritt in Gang zu halten, und die Flamme verlöscht.

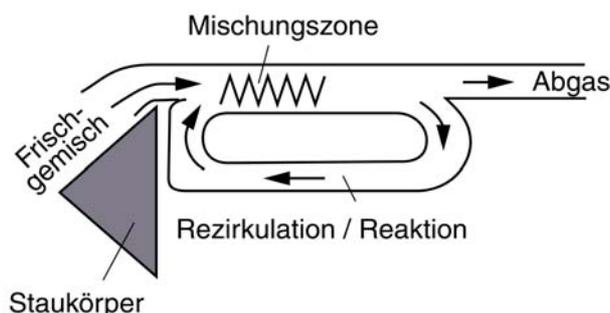


Abb. 2.16: Modell der Flammenstabilisierung durch großskaligen konvektiven Rücktransport heißer Abgase nach Spalding 1954

Eine Bestätigung des Spalding'schen Ansatzes, die Funktion der Rückströmzone als konvektiven Rücktransport chemisch inerte ausreagierter Flammengase über große Skalen zu interpretieren, liefern beispielsweise 1956 experimentelle Untersuchungen von Zukoski und Marble

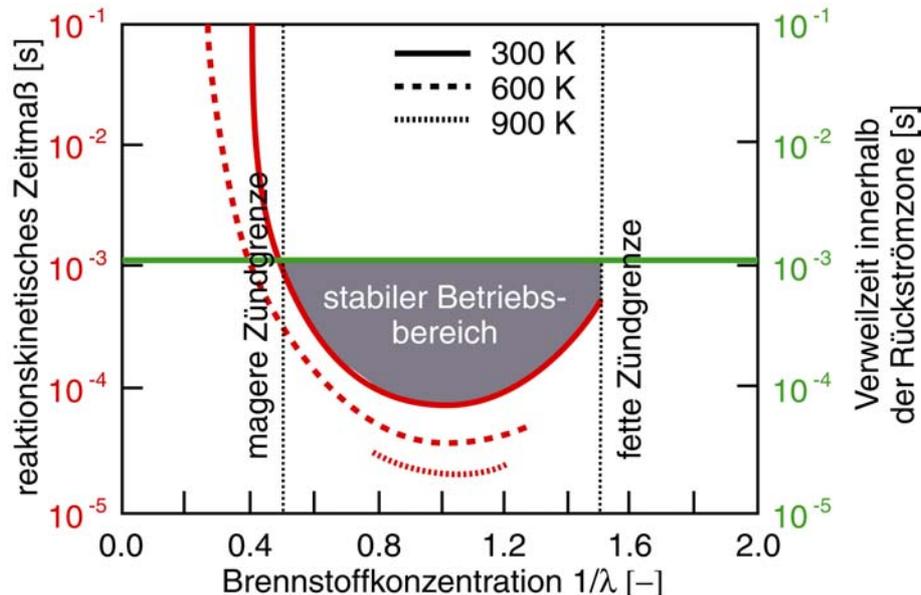
an staukörperstabilisierten Flammen nahe der Stabilitätsgrenze. Ihnen zu Folge findet die chemische Reaktion in der Kontaktzone zwischen heißem Ab- und kühlem Frischgas statt. Daher schlagen sie vor, als Stabilitätskriterium nicht die Verweilzeit der Gase innerhalb der Rückströmblase, sondern die Kontaktzeit des Frischgemischs mit rezirkuliertem Abgas zum Vergleich mit einem reaktionskinetischen Zeitmaß heranzuziehen.

Auch Bafuwa und Maccallum (1973) sowie später Beltagui und Maccallum (1986) konnten mit Hilfe dieses Ansatzes die Verschiebung der mageren Stabilitätsgrenze eines freibrennenden verdrallten Vormischbrenners mit zunehmendem Drall zu kleineren Luftzahlen qualitativ anschaulich erklären. Temperaturmessungen innerhalb der Rezirkulationszone, in der die Verbrennungsreaktion weitgehend abgeschlossen war, wiesen große Abweichungen von der adiabten Verbrennungstemperatur auf und lagen auch unterhalb des Temperaturniveaus innerhalb der Reaktionszone. Die Autoren führen diese Beobachtung auf das mit zunehmendem Drall ansteigende Entrainment kühler Umgebungsluft zurück, und korrelieren daher die von ihnen gemessenen Abblasegeschwindigkeiten erfolgreich mit der Temperatur innerhalb der Zündzone.

Im Gegensatz zu den oben beschriebenen Ansätzen betrachten Modelle auf Basis des homogenen Reaktors keine großskalige, konvektive Rückvermischung, sondern lokale Rückvermischung durch turbulente Diffusion. Unter der Voraussetzung, dass die Flamme in einem definierten, näherungsweise adiabaten Volumen stabilisiert und innerhalb dieses Volumens Brenngas, Luft und Abgas bis auf molekulare Abmessungen miteinander durchmischt vorliegen, ist dieses Gebiet durch Rührkesselverhalten charakterisiert. Dementsprechend ergibt sich als kritisches Zeitmaß das Verlöschzeitmaß eines idealen Rührkesselreaktors (Perfectly Stirred Reactor PSR oder Well Stirred Reactor WSR), das mit Hilfe geeigneter Reaktionsmechanismen berechnet werden kann.

So formulieren beispielsweise Schefer et al (1996) ein Stabilitätsmodell für freibrennende und eingeschlossene staukörperstabilisierte Diffusionsflammen, welches ausschließlich auf der Betrachtung der im untersuchten System weitgehend mischungsbruchgradientenfreien Rückströmzonen innerhalb des Strömungsfeldes beruht. Durch den Vergleich eines lokalen temperatur- und stöchiometrieabhängigen reaktionskinetischen Zeitmaßes mit einem Verweilzeitmaß, welches als Verhältnis der Länge der Rezirkulationszone und einer charakteristischen Axialgeschwindigkeit gebildet wird, beschreiben sie korrekt den Umschlag unterschiedlicher Flammenstabilisierungen sowie die Lage der fetten und mageren Stabilitätsgrenze. Diese Vorgehensweise ist in **Abbildung 2.17** veranschaulicht: Für eine gegebene Verweilzeit innerhalb der Rückströmzone von beispielsweise 10^{-3} Sekunden (markiert durch die grün eingezeichnete horizontale Grenzlinie) wird nur dann eine stabile Flamme beobachtet, wenn das reaktionskinetische Zeitmaß, welches seinerseits von der Vorwärmtemperatur der Verbrennungsluft und der Zusammensetzung innerhalb der Rückströmzone abhängt, eine Millisekunde unterschreitet. Wird die Vorwärmtemperatur zu 300 K gewählt, ergibt sich für den untersuchten Brenner demzufolge genau dann eine stabile Flamme, wenn das globale Brennstoff/Luft-

Mischungsverhältnis so eingestellt wird, dass sich innerhalb der Rückströmzone eine Brennstoffzahl $1/\lambda$ zwischen 0.5 und 1.5 ergibt. Dieser Mischungsbereich ist in Abbildung 2.17 grau markiert.



2.17: Modell der Flammenstabilisierung durch lokale Rückvermischung und Bildung eines Rührkesselreaktors innerhalb der Rückströmzone nach Schefer et al. 1996

Auch Claypole und Syred (1982) betonen den lokalen Rührkesselcharakter einzelner Bereiche des Strömungsfeldes und deren Bedeutung für die Flammenstabilisierung. Auf der Grundlage von Strömungsfeldmessungen an verdrahten freibrennenden Vormischflammen unterteilen die Autoren die Rückströmzone in ein stationäres Gebiet, in dem über mehr als 90% der Zeit Rückströmung auftritt sowie in ein instationäres, in dem zwischen 10 und 90% der Messdauer negative Axialgeschwindigkeiten vorliegen. Als Schlussfolgerung wird die Funktion der Rückströmzone als globale Rückführung von Energie in Abrede gestellt. Vielmehr dient sie nach Meinung der Autoren der Etablierung von Rührkesselreaktoren entlang der Berandung der stationären Rückströmzone, welche die Stabilisierung über lokale Rückmischung in diesen Gebieten begünstigen. Damit stellen sie einen Mechanismus vor, der neben zeitmittleren Strömungsgrößen qualitativ auch periodische oder stochastische lokale Intermittenz in den Stabilisierungsmechanismus mit einbezieht. Einschränkend muss hinzugefügt werden, dass der von den Autoren untersuchte Brenner selbst bei der höchsten Drallzahl $S=3.04$ Rückströmraten von lediglich 12% des durch den Brenner zugeführten Massestroms aufwies und es daher kaum verwundert, dass großskaliger Energietransport in diesem speziellen Experiment von untergeordneter Bedeutung ist.

Die zuvor geschilderten Konzepte zur Beschreibung der Stabilisierung von Flammenfronten in Strömungssystemen mit interner Rezirkulation sind in Reinform auch bei der Betrachtung von

Vormischflammen selten anzutreffen. Bei Diffusionsflammen tritt erschwerend hinzu, dass in aller Regel in der Nähe der Brennermündung steile Gradienten der lokalen Brennstoffkonzentration vorliegen und der lokale Mischungszustand daher als zusätzliche systembeschreibende Variable berücksichtigt werden muss. Als Beleg hierfür lassen sich die Arbeiten von Minx 1969 und 1970, Rawe 1978, Rawe und Kremer 1981a/b, Hoffmann (1995) und Schmittel (2001) anführen, die ihre Stabilitätsmessungen an Diffusionsdrallflammen um teilweise sehr umfangreiche Feldmessungen der lokalen Stöchiometrie und der Feldverteilung der Temperatur ergänzten.

Übereinstimmend betonen die Autoren die Bedeutung der Lage, die das Mischungs- und Strömungsfeld relativ zueinander einnehmen. So findet beispielsweise Rawe, dass sich das Vorliegen eines stabilitätsoptimalen Betriebspunktes dadurch auszeichnet, dass die Fläche zeitmittlerer stöchiometrischer Mischung mit der äußeren Berandung der Rezirkulationszone zusammenfällt. Nach diesem Mechanismus lässt sich beispielsweise auch die von einer Vielzahl von Autoren getroffene Feststellung, dass sich die magere Stabilitätsgrenze durch Entrainment von Umgebungsluft zu fetteren globalen Luftzahlen hin verschiebt, neben der kühlenden Wirkung auf die Zündzone auch auf die Verschiebung der Fläche stöchiometrischer Gemischzusammensetzung und den damit verbundenen Abfall der laminaren Brenngeschwindigkeit im Bereich niedriger Anströmgeschwindigkeiten zurückführen.

Entsprechend des systemabhängig stark variierenden Einflusses großskaliger Transportvorgänge, lokaler turbulenter Rückvermischung sowie unterschiedlich starker Teilvormischung der in die Zündzone eintretenden Reaktanten hat sich neben der anschaulichen Darstellung des Systems Flamme/Brennkammer als beliebig komplexes Reaktornetzwerk (z. B. Swithenbank et al. 1972) bzw. dessen CFD-gestützter numerischen Simulation (z. B. Philip 1991, Philip et al. 1992) die Anwendung semi-empirischer Modelle zur Parametrisierung des Stabilitätsverhaltens durchgesetzt.

2.7.3 Beschreibung der Flammenstabilität mit semi-empirischen Modellen

Nach einem Übersichtsartikel von Kremer (1971) gehen die Wurzeln der heute allgemein üblichen Beschreibung der Flammenstabilität durch Peclet-Zahl-Beziehungen auf eine Veröffentlichung von Lewis und von Elbe (1943) zurück. Der Ansatz der Autoren zur Beschreibung der Stabilität laminarer Vormischflammen gegenüber Abheben und Rückschlagen beruht auf der Forderung nach Gleichheit von Anström- und Brenngeschwindigkeit am wandnahen Stabilisierungspunkt der Flamme. Als wesentliche Parameter zur affinen Abbildung der Stabilitätsgrenzen für Rohrbrenner unterschiedlichen Durchmessers enthält ihr Ergebnis sowohl den wandnahen Geschwindigkeitsgradienten der Rohrströmung als auch den Löschabstand des jeweils betrachteten brennbaren Gemisches. Durch die Beschreibung des Löschabstandes mittels eines Ausdrucks nach Markstein und Polanyi gelingt es Putnam und Jensen (1949) die querschnittsgemittelte Anströmgeschwindigkeit des Frischgemisches bei Erreichen der Stabilitätsgrenzen als Funktion der laminaren Brenngeschwindigkeit und der Temperaturleitfähigkeit

des Frischgemischs darzustellen. Formal lässt sich diese Relation auch als Peclet-Zahl-Kriterium formulieren:

$$\frac{U \cdot D}{a} = C \cdot \left(\frac{S_I \cdot D}{a} \right)^2 \quad \text{bzw.} \quad \text{Pe}_U \sim \text{Pe}_{S_I}^2 \quad (2.76)$$

Eine Übertragung dieser Beziehung auf turbulente Flammen geschieht durch die Substitution der laminaren Brenngeschwindigkeit bzw. der Temperaturleitfähigkeit unter der Annahme, dass sich die turbulenten Transportkoeffizienten als Produkt der turbulenten Schwankungsgeschwindigkeit und des Makrolängenmaßes formulieren lassen. Lässt man in diese Überlegungen weiterhin einfließen, dass die turbulente Schwankungsgeschwindigkeit und das Makrolängenmaß ihrerseits lineare Abhängigkeiten von der charakteristischen Systemgeschwindigkeit und der Systemabmessung aufweisen, lässt sich Gleichung 2.76 für turbulente Vormischflammen schreiben als:

$$\frac{U_{\text{char}} \cdot L_{\text{char}}}{a} = C \cdot \left(\frac{S_I \cdot L_{\text{char}}}{a} \right)^2 \cdot \left(\frac{S_t}{S_I} \right)^2 \cdot \frac{a}{U_{\text{char}} \cdot D_{\text{char}}} \quad (2.77)$$

Unter der Voraussetzung, dass eine sehr feinkörnige Turbulenzstruktur vorliegt, die Flammenstruktur am Zündort also durch Strukturbereich E des Borghi-Diagramms zutreffend charakterisiert wird, gilt für die Abhängigkeit zwischen turbulenter und laminarer Brenngeschwindigkeit weiterhin die Beziehung $S_t/S_I \sim \sqrt{\text{Re}_t}$, so dass sich wiederum Gleichung 2.76 ergibt, die demzufolge auch zur Parametrisierung der Stabilität turbulenter Vormischflammen herangezogen werden kann.

Entsprechend der genannten Voraussetzungen ist das Peclet-Zahl-Kriterium bei der Vormischverbrennung nur dann anwendbar, wenn strenge Ähnlichkeit bezüglich der Brennergeometrie und des Strömungs- und Mischungsfeldes gegeben sind. Während der Einfluss der Systemgeometrie in der Konstante C enthalten sind, kann die Verletzung der beiden anderen Anforderungen zu Abweichungen des Exponenten vom physikalisch sinnvollen Wert Zwei führen, wie beispielsweise ein Übersichtsartikel von Spalding und Tall (1954) zeigt. Darin wird eine große Anzahl von Stabilitätsuntersuchungen nach dem Peclet-Zahl-Kriterium ausgewertet und dargestellt. Für kleine Peclet-Zahlen, die auch kleinen Reynoldszahlen entsprechen, ergibt sich infolge der Abhängigkeit des Strömungsfelds von der Anströmgeschwindigkeit ein deutlich kleinerer Exponent um 1.4.

Weitere Schwierigkeiten wirft die Anwendung Peclet-Zahl-basierter Stabilitätsmodelle auf drallstabilisierte Diffusionsflammen auf. In diesem Fall tritt zu den oben angeführten Restriktionen die Forderung nach Ähnlichkeit der Mischungsfelder hinzu, da die Stabilisierung bei der weit überwiegenden Anzahl technisch relevanter Systeme in der Nähe der stöchiometrischen Kontur erfolgt. Für diesen Anwendungsfall muss das Peclet-Kriterium also dahingehend ergänzt werden, dass der Einfluss sowohl des Dralls als auch der globalen Verbrennungsluftzahl durch ein weiteres, üblicherweise empirisches, Teilmodell erfasst werden muss. Daraus ergibt sich eine Einschränkung des Gültigkeitsbereichs des auf diese Weise abgeleiteten Gesamtmodells

auf den experimentell untersuchten Parameterbereich.

Ein übersichtlicher Vergleich der von unterschiedlichen Autoren (Minx 1969, Prade 1993, Rawe 1978, Hoffmann 1994) zur Bildung charakteristischer Längen- und Geschwindigkeitsmaße herangezogenen Größen, des Betrages des Exponenten sowie ggf. auch die Abhängigkeit von der Drall- bzw. Luftzahl der in Gleichung 2.76 enthaltenen Größen wird von Schmittl 2001 gegeben.

2.8 Untersuchungen an Systemen mit mehreren Drallströmen

Das Prinzip der gezielten Steuerung des turbulenten Strömungs- und Mischungsfeldes durch den Einsatz mehrerer coaxialer, unterschiedlich stark verdrallter Teilströme ist in der Verbrennungstechnik weit verbreitet. Neben der Optimierung des Stabilitätsverhaltens von Brennern wird die Mehrfachverdrallung häufig auch zur Optimierung anderer Flammeneigenschaften, wie z. B. der Emissionsminderung, herangezogen. Ob damit die Absicht der lokalen Schwächung oder Verstärkung des turbulenten Austauschs verbunden ist, wie die folgenden Beispiele zeigen, stark von der jeweiligen Optimierungsaufgabe abhängig.

Wie eine Veröffentlichung von Gupta et al 1976 zeigt, sind der Anzahl der einzelnen verdrallten Teilströme dabei kaum Grenzen gesetzt; sie stellen ein Brennerkonzept mit einem Zentral- und nicht weniger als sieben unterschiedlich stark verdrallten einander umschließenden Mantelströmen vor (s. **Abb. 2.18**). Während sich bei konventionellen Drallflammen das Gebiet maximaler Turbulenzintensität lokal relativ eng begrenzt entlang der Berandung der inneren Rückströmzone einstellt, wird durch eine geeignete Wahl der einzelnen Teilmassenströme und Drallzahlen eine vergleichsweise homogene Verteilung stark ausgeprägter turbulenter Geschwindigkeitsfluktuationen über den gesamten Brennerquerschnitt erreicht. Gleichzeitig wird durch die radial gestufte Brennstoffzufuhr eine Vielzahl nahestöchiometrischer Zündzonen bereitgestellt. Aus diesen Messergebnissen schließen die Autoren im Vergleich zu einfach verdrallten Flammen auf deutlich erweiterte Gebiete hoher turbulenter Brenngeschwindigkeit

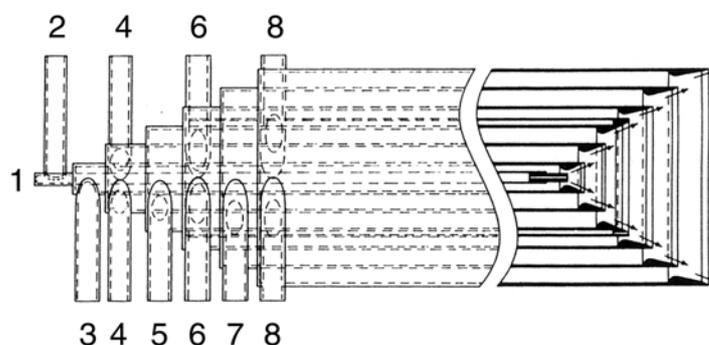


Abb. 2.18: Von Gupta et al. 1976 untersuchter mehrflutiger Brenner. Die Luftzufuhr erfolgt über die Ringkanäle 2, 4, 6 und 8

und ziehen diese als Begründung für die beobachtete hohe thermische Leistungsdichte bzw. die gute Zündstabilität ihres Brennerkonzepts heran.

Aufgrund der Vielzahl der Einflußgrößen, die eine systematische Optimierung des Brenners über einen großen Betriebsbereich außerordentlich erschwert, beschränkt sich die Mehrzahl der in der Literatur vorgestellten Brennerkonzepte auf zwei bis maximal drei voneinander unabhängig nach Durchsatz und Drallgrad variierbare Teilströme. So vergleichen Terasaki et al (1996) einen luftseitig zweiflutig aufgebauten Brenner nach **Bild 2.19** mit zentraler Brenngaszufuhr und gleichsinnig verdrahten Verbrennungsluftströmen mit zwei ähnlich aufgebauten, einfach verdrahten Gasbrennern, bei denen statt des primären Luftkanals eine die Gaszufuhr umschließende zentrale Nabenversperrung angebracht ist. Ziel der Untersuchungen ist die Anwendung des Magerprinzips, d. h. die möglichst schnelle Homogenisierung des Brennstoff/Luft-Gemisches zur Minimierung der Verweilzeit der Flammengase in Gebieten nahestöchiometrischer Gemischzusammensetzung. Vergleichende Messungen der Stickoxidemissionen bei Variation von Größe, Anzahl und Position der Bohrungen in der zentralen Gaslanze ergeben, dass deren Einfluss auf die NO_x -Bildung vernachlässigbar ist. Die Autoren ziehen daraus den Schluss, dass die Ausbildung des Brennstoff/Luft-Mischungsfeldes durch die Aerodynamik des Verbrennungsluftstroms bestimmt wird. Feldmessungen der Brennstoffkonzentration im isothermen Strahl sowie der stabilen Spezies und lokalen Stöchiometrie in der Flamme belegen, dass der gewünschte Effekt der Mischungsfeldhomogenisierung bei der von den Autoren gewählten Gleichdrallkonfiguration tatsächlich eintritt.

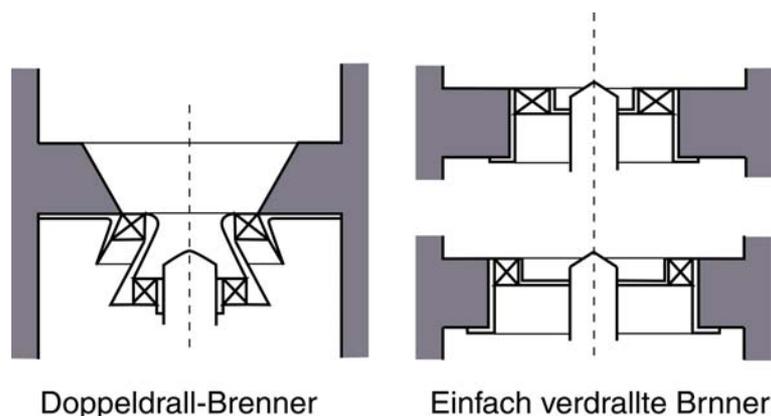


Abb. 2.19: Von Terasaki et al. 1996 untersuchte Brenner. Während der Doppeldrall-brenner einen Diffusor aufweist, schließen die einfach verdrahten Brenner bündig mit der rückwärtigen Flammrohrwand ab.

Im Sinne der NO_x -Reduktion durch eine Fett-Mager-Stufung innerhalb der Brennkammer verfolgen Toqan et al. (1992) im Gegensatz zu vorgenannter Arbeit die Absicht, den turbulenten Austausch in radialer Richtung bereichsweise möglichst stark einzuschränken. Die Konstruktion des von ihnen untersuchten Brenners zeichnet sich durch eine zentral angeordnete Gaslanze aus, die von einem primären Luftstrom eingefasst ist (vgl. **Abb. 2.20**). In radialer Richtung schließen ein Sekundärkanal zur externen Abgasrezirkulation sowie ein tertiärer Drallerzeuger an, der wiederum mit Luft beaufschlagt wird. Durch systematische Variation der einzelnen Teilmassenströme und Drallzahlen definieren sie zunächst einen hinsichtlich der NO_x -Emission optimalen Betriebspunkt, bei dem lediglich 15 % der Verbrennungsluft durch den sehr stark verdrallten Primärkanal ($S=2.8$) zugeführt werden und führen in der resultierenden Flamme umfangreiche Feldmessungen der zeitlich mittleren Strömungsgeschwindigkeiten, der Temperatur und der Spezieskonzentrationen durch.

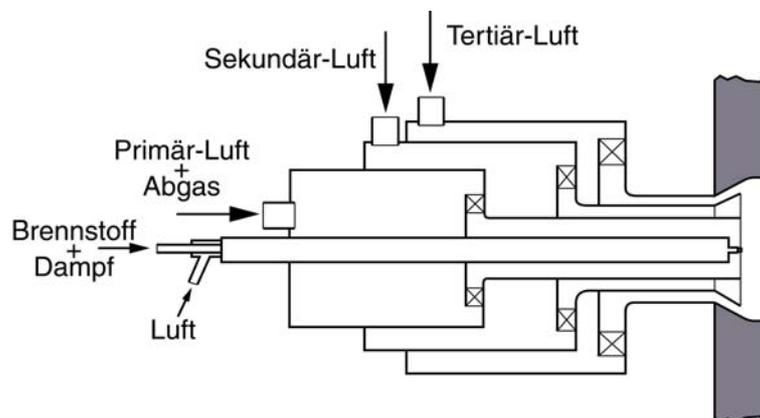


Abb. 2.20: Von Toqan et al. 1992 vor-gestellter Brenner. Das Drallgeschränk für die Primärluft kann gemeinsam mit der Brennstofflanze relativ zu den restlichen Brennerkomponenten in axialer Richtung verschoben werden.

Das resultierende Strömungsfeld zeichnet sich durch eine zentrale Vorwärtsströmung längs der Achse mit mäßigen Geschwindigkeiten sowie eine diese umschließende ringförmige Rückströmzone aus. Diese ist nach den äußeren Rändern hin durch eine stark turbulenzdämpfende Strömungsfeldzone eingefasst und daher im Brennernahbereich gegen die von der Tertiärluft gebildete Vorwärtsströmung abgeschirmt. Als Kriterium für das Ausmaß der Dämpfung ziehen die Autoren eine modifizierte Richardson-Zahl nach Béer (1971) heran. Weiter stromab in der Flamme bildet sich eine zweite Rezirkulationszone aus, welche für eine effektive Durchmischung der drei Teilströme sorgt. Dadurch kommt es zu einer wirksamen internen Verbrennungsstufung in der Art, dass das in der Zündzone unter nahestöchiometrischen Bedingungen gebildete Stickoxid innerhalb des langsam vorwärtströmenden Brennstoffstrahls sowie der radial anschließenden Rückströmzone nach dem Prinzip des „ NO_x -Reburning“ (Stapf, 1998) teilweise wieder reduziert werden kann. Der vollständige Ausbrand der Flammengase findet

nach der Vermischung mit der Tertiärluft unter mageren Bedingungen statt, wobei sich in Folge der geringen Verbrennungstemperaturen wenig thermisches NO nachbildet. Die Notwendigkeit zum Einsatz mindestens zweier unterschiedlich verdrallter Teilluftströme wird von den Autoren mit der Doppelfunktion des Dralls begründet: Während der Primärkanal den Luft/Brennstoff-Mischungsprozess im Brennernahbereich längs der Achse behindert und durch die Generierung eines ringförmigen Rückströmgebietes in unmittelbarer Nähe der Brennermündung für eine gute Zündstabilität sorgt, tragen der durch den Sekundärkanal verdrallte extern rezirkulierte Abgas- sowie der tertiäre Luftstrom durch Ausbildung des weiter stromab gelegenen Rückströmwirbels zur Homogenisierung des Mischungsfeldes in der mageren Ausbrandzone der Brennkammer bei.

Ateshkadi et al. veröffentlichten 1998 eine Untersuchung zum Stabilitätsverhalten von Airblast-Zerstäubern (**Abb. 2.21**) bei Einsatz flüssigen Brennstoffs, wobei sie besonderes Augenmerk auf die phänomenologische Untersuchung der von ihnen gefundenen besseren Zündstabilität für gegensinnig verdrallte Teilluftströme legten. Die Durchführung der Experimente erfolgte dabei in drei Stufen: Während zunächst Messungen zur Bestimmung der Zündstabilität von eingeschlossen brennenden (Jet-A)-Kerosin-Flammen bei Gleich- und Gegendrallkonfiguration vorgenommen wurden, schlossen in einem zweiten und dritten Schritt Untersuchungen des isothermen Drallfreistrahls der Gas- sowie der Flüssigphase mit Methanol als flüssiger Modellsubstanz an. Als Ergebnis oben angeführter Messungen halten die Autoren fest, dass bei gegensinniger Verdrallung der Teilluftströme trotz geringerer mittlerer Tropfendurchmesser ein höherer Methanolvolumenstrom in den zündstabilisierenden Rückströmwirbel eingetragen wird, und geben als Ursache für die bessere Zündstabilität der Gegendrallkonfiguration folglich die höhere Brennstoffkonzentration in der Zündzone an. Während die Verringerung der mittleren Tropfengröße durch erhöhte Scherung im Nachlauf der Filmlegerlippe plausibel begründet wird,

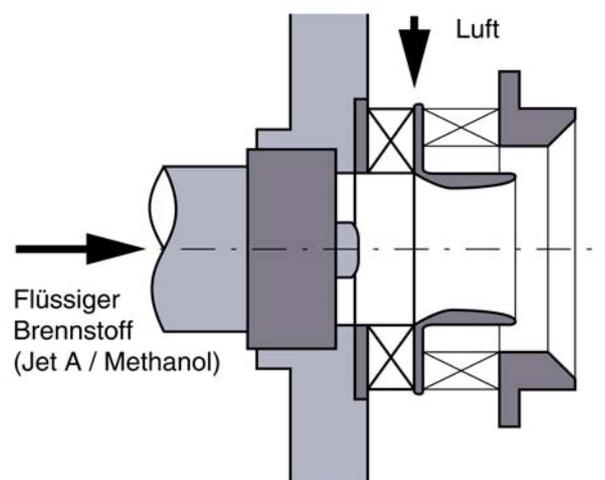


Abb. 2.21: Schematische Darstellung des von Ateshkadi et al.(1998) untersuchten Airblast-Zerstäubers.

treffen die Autoren keine Aussagen zu dem Mechanismus, der zu einer Aufkonzentration des feinerstäubten Brennstoffs entlang der Brennerachse führt.

Die Darstellung der Feldverteilung der turbulenten kinetischen Energie im Drallfreistrahls zeigt jedoch, ausgehend von höheren Spitzenwerten in direkter Brennernähe, einen schnelleren Abbau im Feld der Gegendralldüse. In Verbindung mit den ebenfalls gezeigten Tangentialgeschwindigkeitsverläufen rechtfertigen die dargestellten Ergebnisse im Vorgriff auf die in der eigenen Arbeit erzielten Resultate die Vermutung, dass die Gegen- im Vergleich zur Gleichdrallanordnung eine stabilere Strömungsschichtung generiert, welche die Ursache für die verzögerte Mischung des Brennstoffs mit dem Sekundärluftstrom sein könnte. Inwiefern Messungen der dispersen Phase jedoch dazu geeignet sind, als Indikator für den turbulenten Austausch zwischen den beiden Luftströmen zu dienen ist fraglich, da lediglich sehr kleine Tröpfchen ($D_{Tr} < 5 \mu\text{m}$) der Gasströmung hinreichend gut folgen, um turbulente Schwankungen zutreffend abbilden zu können.

Später veröffentlicht die selbe Autorengruppe einen weiteren Artikel (Atehkadi et al, 2000), worin sie Messungen der Flammenstabilität bei systematischer Variation der inneren und äußeren Drallzahl sowie des Drehsinns der Einzelstrahlen zueinander vorstellen. Die Autoren schlussfolgern darin, dass gegensinnige Verdrallung bei der von ihnen gewählten Düsengeometrie generell positive Auswirkungen auf die magere Stabilitätsgrenze hat, lediglich bei sehr schwachem Innendrall werden bei Gleichdrall bessere Stabilitätsergebnisse erzielt.

Durbin und Ballal stellen 1996a und 1996b eine weitere Studie zum Einfluss gleich- und gegensinniger Verdrallung auf die Flammenstabilisierung vor (s. **Abb. 2.22**). Im Zentrum ihrer Untersuchungen steht weniger die quantitative Erfassung der Betriebsgrenzen ausgewählter Brennerkonfigurationen, als vielmehr die globale Charakterisierung der Ausbildung unterschiedlicher Stabilisierungszonen und Flammgeometrien in Abhängigkeit der gewählten

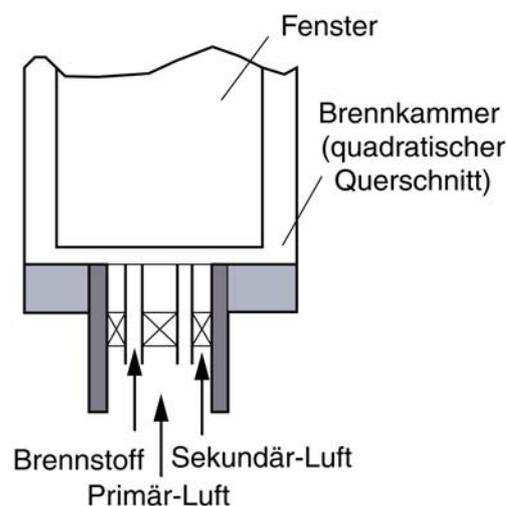


Abb. 2.22: Skizze des von Durbin et al. 1996 untersuchten Brennersystems.

Betriebsparameter, um diese numerisch nachzuvollziehen. Als gasförmiger Brennstoff kommt Propan zum Einsatz, welches in Analogie zum Ort der Brennstoffzufuhr bei Airblast-Düsen über einen ringförmigen Spalt zwischen Primär- und Sekundärkanal zugegeben wird. Die untersuchte Düsengeometrie weist im Vergleich zur sonst allgemein üblichen konstruktiven Gestaltung keine diffusorartige Erweiterung, sondern einen zylindrischen Übergang in eine Brennkammer mit quadratischem Querschnitt auf. Dieses Auslegungsmerkmal begünstigt die abgehobene Stabilisierung der Flamme einen bis zwei Düsendurchmesser stromab der Brennkammerrückwand. Gemäß der eingangs dieses Kapitels gegebenen Definition sind solche Flammen als instabil anzusehen, da sie abgehoben und daher nicht auf dem Brennermund aufsitzend stabilisieren; darüber hinaus erfolgt der Umschlag von der aufsitzenden zur abgehobenen Stabilisierungsform häufig nicht stetig, sondern es existieren relativ große Betriebsbereiche auf, in denen die Flamme alternierend beide Stabilisierungsformen einnimmt. Diese werden von heftigen Flammenpulsationen begleitet, die als äußerst unerwünschte Betriebszustände anzusehen sind (Büchner (2000)). Zu diesem speziellen Gesichtspunkt äußern sich die Autoren leider nicht, sondern geben bei konstanten Luftmassenströmen lediglich die Grenzluftzahl für die Existenz der beiden Flammenformen an. Während für die auf der Düse aufsitzende Stabilisierungsform übereinstimmend mit Ateshkadi et al (1998 und 2000) und den in dieser Arbeit gefundenen Ergebnissen die gegensinnig verdrallte Konfiguration die bessere Zündstabilität aufweist, wird für abgehobene Flammen die gegenläufige Tendenz festgestellt.

Gupta et al. veröffentlichen 1998 weitere Messungen an einem doppelkonzentrischen Drallbrenner gemäß **Abbildung 2.23**. Darin werden Aufnahmen des Eigenleuchtens freibrennender vorgemischter Flammen sowie die sich ausbildenden Temperaturfelder mittels elektronisch kompensierter Thermoelementmessungen zeitaufgelöst erfasst und dargestellt. 2001 ergänzen sie diese Untersuchungen um den direkten Vergleich einer Gleich- mit einer Gegendrallanordnung. Die vergleichende Darstellung des Zeitmaßes der turbulenten Temperaturschwankungen für beide Brennerkonfigurationen liefert Hinweise darauf, dass der turbulente Austausch in der Gegendrallflamme über weite Bereiche gedämpft wird. Diese Bereiche scheinen vorzugs-

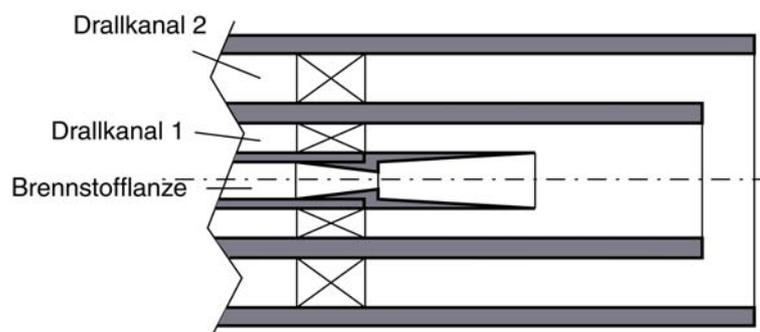


Abb. 2.23: Von Gupta et al. 1998 und 2001 untersuchter Vormisch-Brenner. Für die beschriebenen Experimente wurden sowohl die Drallkanäle 1 und 2 als auch die zentrale Brennstofflanze mit Propan/Luft-Gemisch beaufschlagt.

weise entlang der Brennerachse sowie auf größeren Radien angeordnet, dazwischen liegt eine Schicht erhöhter Turbulenzintensität eingebettet. Auf Grund der berichteten starken Asymmetrie des optischen Flammenbildes sowie der Tatsache, dass keinerlei Strömungsfeldmessungen durchgeführt wurden, eröffnen die dargestellten Ergebnisse jedoch einen weiten Interpretationsspielraum.

Zusammenfassend gelangt man zu dem Ergebnis, dass Systeme mit mehreren, einander konzentrisch umschließenden Drallstrahlen in der Fachwelt auf reges Interesse stoßen, wobei sich der Schwerpunkt der Untersuchungen in der jüngeren Vergangenheit immer stärker auf den Bereich von Airblast-Zerstäuberdüsen verlagert hat. Der Einfluss gleich- und gegensinniger Verdrallung der Teilluftströme auf die Stabilitätsgrenzen der entsprechenden Flammen steht dabei nicht immer im Vordergrund der durchgeführten Experimente, wird von der Mehrzahl der Autoren jedoch als wichtiges Teilergebnis aufgefasst und entsprechend umfangreich dargestellt und diskutiert. In der überwiegenden Anzahl der Veröffentlichungen wird dabei von einer besseren Flammenstabilität der Gegendrallkonfiguration berichtet.

Die Interpretation der Stabilitätsergebnisse wird häufig dadurch außerordentlich erschwert, dass sich die Autoren, dem Anwendungsbereich von Airblastdüsen entsprechend, mit Mehrphasenströmungen auseinandersetzen. Daraus erwächst bei der Vermessung der Strömungsfelder die Anforderung, eine eindeutige Zuordnung der erhaltenen Geschwindigkeitssignale zur Gas- oder Flüssigphase vorzunehmen. Weiterhin ist die experimentelle Bestimmung des Mischungsfeldes des Brennstoffdampfes mit der Verbrennungsluft in der reagierenden Strömung experimentell ausgesprochen aufwändig und mit dem Wunsch nach einer praxisnahen Brennkammeranordnung kaum zu vereinbaren.

Aus den genannten Gründen besteht zur grundlegenden Klärung der Mechanismen, wonach Gegen- stabiler brennen als Gleichdrallflammen, die Notwendigkeit nach experimentellen Untersuchungen an einphasigen Strömungssystemen. Diese wurden in der Vergangenheit jedoch überwiegend vorbereitend oder begleitend, beispielsweise zur numerischen Simulation, durchgeführt. Arbeiten, in denen die Strömungs- Mischungs- und Temperaturfelder von Gleich- und Gegendrallflammen gemessen und zueinander in Relation gesetzt werden, sind dem Autor nicht bekannt. Der vorliegende Beitrag bezieht seine Motivation aus der Schließung genau dieser Lücke und liefert zum Teil wesentliche Interpretationshilfen auch in Bezug auf die Arbeiten anderer Autoren.

3 Versuchsaufbau und Messtechnik

Der Zweck der angefertigten Düsen/Brennkammer-Konfigurationen besteht darin, bei möglichst hoher Flexibilität bezüglich Aufbau und Wartung der Versuchsanlage und gleichzeitig geringem apparativen Aufwand Untersuchungen zum Stabilitätsverhalten der jeweiligen Flammen unter atmosphärischen Bedingungen zu ermöglichen.

Die Versuchsanlage umfasst als wesentliche Elemente zunächst einen Düsenstock, der die Aufnahme einer Düse mit 25mm Innendurchmesser, sowie deren getrennte Versorgung mit zwei Verbrennungsluftströmen und gasförmigem Brennstoff ermöglicht. Die eingesetzte, zylindrische Brennkammer weist einen Innendurchmesser von 100mm und eine Länge von 450 mm auf. Die Anlage ist auf eine thermische Leistung von bis zu 50 kW ausgelegt, in aller Regel wurden 30 kW im Versuchsbetrieb jedoch nicht überschritten. Diese Dimensionierung bzw. Wahl der Versuchsbedingungen erlaubt einerseits eine hinlänglich gute Auflösung bezüglich der durchgeführten Feldmessungen, und stellt andererseits keine ungewöhnlich hohen Anforderungen an die zum Betrieb erforderliche Infrastruktur wie Luft- Brenngas- und Kühlwasserversorgung sowie deren Mess- und Regelungseinrichtungen.

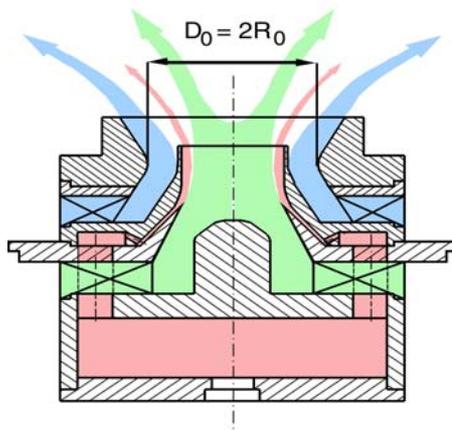
Im Folgenden sollen sowohl die eingesetzte Versuchsanlage und die verwendete Messtechnik als auch die Durchführung der Versuche beschrieben werden.

3.1 Aufbau der Versuchsanlage

3.1.1 Untersuchte Doppeldralldüsen

Abb. 3.1 zeigt neben einer schematischen Darstellung der für die Stabilitätsuntersuchungen angefertigten Doppeldralldüsen Fotografien der entsprechenden Einzelteile. Der Düsenkonstruktion liegt das in Fluggasturbinen weit verbreitete Airblast-Prinzip zu Grunde. Diese Art der Zerstäuberdüsen zeichnet sich dadurch aus, dass der flüssige Brennstoff durch einen an der Rückwand der Düse angebrachten Druckdrallzerstäuber grob vorzerstäubt und auf die Innenseite einer Filmlegerlippe aufgesprüht wird. Dort bildet das Kerosin einen dünnen Film, der durch den Primärluftstrom schubspannungsgetrieben zur Vorderkante der Zerstäuberlippe transportiert wird. Anschließend zerfällt er im Schergebiet zwischen den verdrallten Strömen der Primär- und Sekundärverbrennungsluft in sehr feine Tröpfchen, welche konvektiv vom Strömungsfeld in die Brennkammer eingetragen werden. Durch den dazu konkurrierend ablaufenden Verdunstungsprozess mischt sich die Gasphase durch turbulente Transportvorgänge mit dem Verbrennungsluftstrom und zündet in der Stabilisierungszone der Flamme. Da das Brennstoff/Luft-Mischungsfeld durch diese Art der Brennstoffaufbereitung zusätzlich zum konvektiven und diffusiven Transport der Gasphase weiteren Einflussparametern wie der vorgelagerten Zerstäubung und Verdunstung in außerordentlich komplexer Weise beeinflusst wird, wurde die dargestellte Gasfilmdüse im Sinne einer möglichst zuverlässigen Isolierung einzelner Para-

metereinflüsse entwickelt.



- Diffusor
- Sekundärdrallerzeuger
- Filmleger oben
- Filmleger unten mit Primärdrallerzeuger
- Brennstoffzufuhr



	S_i [-]	S_a [-]	S_{ges} [-]	$x_i = M_i/M_{ges}$ [-]
Gleichdrall	0.46	1	0.81	0.37
Gegendrall	0.46	-1	-0.48	0.37

Ab. 3.1: Schematischer Aufbau (links) und Fotografien (rechts) der untersuchten Gasfilmdüsen

Die Grundidee dieser Düse besteht darin, die Flamme statt mit flüssigem Kerosin mit gasförmigem Methan zu versorgen, welches der Düse durch einen konstruktiv zweigeteilten Filmleger zugeführt wird. Hierbei wird das Gas der Düse über eine rückwärtig angeordnete Kammer zugeführt und durch vier Bohrungen in den Segmenten des Primärdrallerzeugers in eine Ringkammer eingespeist, die durch den Filmleger gebildet wird. Durch 20 gleichmäßig über den Umfang der inneren Begrenzung der Ringkammer angebrachte Bohrungen strömt das Gas in einen konisch zulaufenden Ringspalt, und wird an dessen vorderen Ende zwischen den beiden Verbrennungsluftströmen zugegeben und in die Brennkammer eingetragen. Um die Ähnlichkeit der Düseninnenströmung zum Vorbild der Airblast-Zerstäuberdüse aufrecht zu erhalten, wurde die an der Rückwand des Zerstäubers angebrachte Druckzerstäuberdüse durch einen ansonsten funktionslosen Dummy gleicher Geometrie ersetzt.

Die Verbrennungsluftströme, in der Skizze blau und grün eingefärbt, werden der Düse radial von außen zugeführt. Durch primärseitig 8 und sekundärseitig 12 gleichmäßig über den Umfang der Drallerzeuger verteilte, tangential angestellte Kanäle rechteckigen, konstanten Querschnitts werden die Luftströme verdrallt und strömen bis zur Vorderkante des Filmlegers voneinander getrennt in die Brennkammer ein. Zur Brennkammer schließt an den Sekundärdrallerzeuger ein Diffusor an, der einen Halsdurchmesser von 25mm und einen Öffnungswinkel von 30° aufweist.

Der modulare Aufbau der Gasfilmdüse ermöglicht nach dem Baukastenprinzip den einfachen Austausch einzelner Düsenelemente durch alternative Bauteile. Insbesondere wird durch den Austausch des Sekundärdrallrallzeugers durch ein spiegelbildlich angefertigtes Teil der Aufbau jeweils einer Gleich- und Gegendralldüse ermöglicht, die sich lediglich durch den Drehsinn des Primärverbrennungsluftstroms voneinander unterscheiden. Die Berechnung der Drallzahl aus den Geometriedaten der Düse ergibt für den Primär- und Sekundärluftstrom theoretische Drallzahlen Werte von $S_i=0.46$ und $S_a=1$ bzw. -1 . Durch die Forderung nach gleichem Druckverlust für Primär- und Sekundärluftstrom ergibt sich für beide Düsenkonfigurationen die gleiche Massenstromaufteilung $x_i = \dot{M}_i / (\dot{M}_i + \dot{M}_a)$ in Höhe von 0.37 , woraus mit **Gleichung 2.50** theoretische Gesamtdrallzahlen von $S_{ges} = 0.81$ im Falle der Gleich-, und $S_{ges} = -0.48$ im Fall der Gegendrallkonfiguration berechnet werden. Diese Daten sind ebenfalls in **Abb. 3.1** tabellarisch aufgelistet.

Die Rotationssymmetrie der Düse bezüglich des Strömungs- und Mischungsfeldes im Nachlauf der Düse wurde an Hand von Stichproben überprüft und stellte sich als zufriedenstellend heraus.

3.1.2 Düsenstock

Der Düsenstock bildet gemeinsam mit der oben beschriebenen Düse den Brenner der Versuchsanordnung und ist - abgesehen von den Zufuhrstützen für die Verbrennungsluftströme - rotationssymmetrisch ausgeführt (vgl. **Abb. 3.2**). Entsprechend den Anforderungen des Experiments bietet er die Möglichkeit der getrennten Regelbarkeit von Primär- und Sekundärluft. Der Brennstoff wird der Düse über eine zentrale Lanze von der Rückseite des Brenners her zugeführt. Mittels elektrisch betriebener Lufterhitzer (hier nicht dargestellt) können beide Luftvolumenströme auf bis zu 400°C vorgeheizt werden. Um die Verlustwärmeströme vom Brenner an die Umgebung dabei möglichst klein zu halten, sind dessen Außenwände von innen mit einer 10mm starken keramischen Faserschichtisolation beklebt. Der vordere, verjüngte Teil des Brenners besitzt einen Außendurchmesser von 99mm und kann daher über eine Länge von 150mm in die Versuchsbrennkammer eingefahren werden.

Da die Gesamtkonstruktion aus Korrosionsschutzgründen in Edelstahl ausgeführt ist und sich dieses Material durch vergleichsweise hohe Wärmedehnungskoeffizienten auszeichnet, treten insbesondere bei hohen Luftvorwärmtemperaturen beim Betrieb der Anlage Längenänderungen auf, die durch entsprechende konstruktive Maßnahmen aufgefangen werden müssen. Aus diesem Grund besteht die innere Führung der Primärluft nicht aus einem starren Rohr, sondern ist mit dem unteren Brennertopf durch einen Edelstahl-Faltenbalg verbunden. Dieser wird durch eine eingelegte Feder auf Zug belastet.

Die Einbau der Düse in den Brenner geht in der Weise vor sich, dass zunächst die beiden Brennertöpfe miteinander verschraubt werden. Anschließend wird die Düse von oben auf die Primärluftzufuhr aufgesetzt, und über die Kopfplatte gegen die Vorspannkraft der Feder mit dem Düsenstock verschraubt. Die Oberseite der Kopfplatte ist dabei nicht flach, sondern steigt von außen nach innen mit einem Winkel von 3° an, weist also eine leicht kegelstumpfförmige

Geometrie auf. Eine ebene Kopfplatte hätte aufgrund des vom Strahlsystem zur Bestimmung der Axialgeschwindigkeit eingeschlossenen Winkels Geschwindigkeitsmessungen erst weiter stromab des Düsenmundes erlaubt.

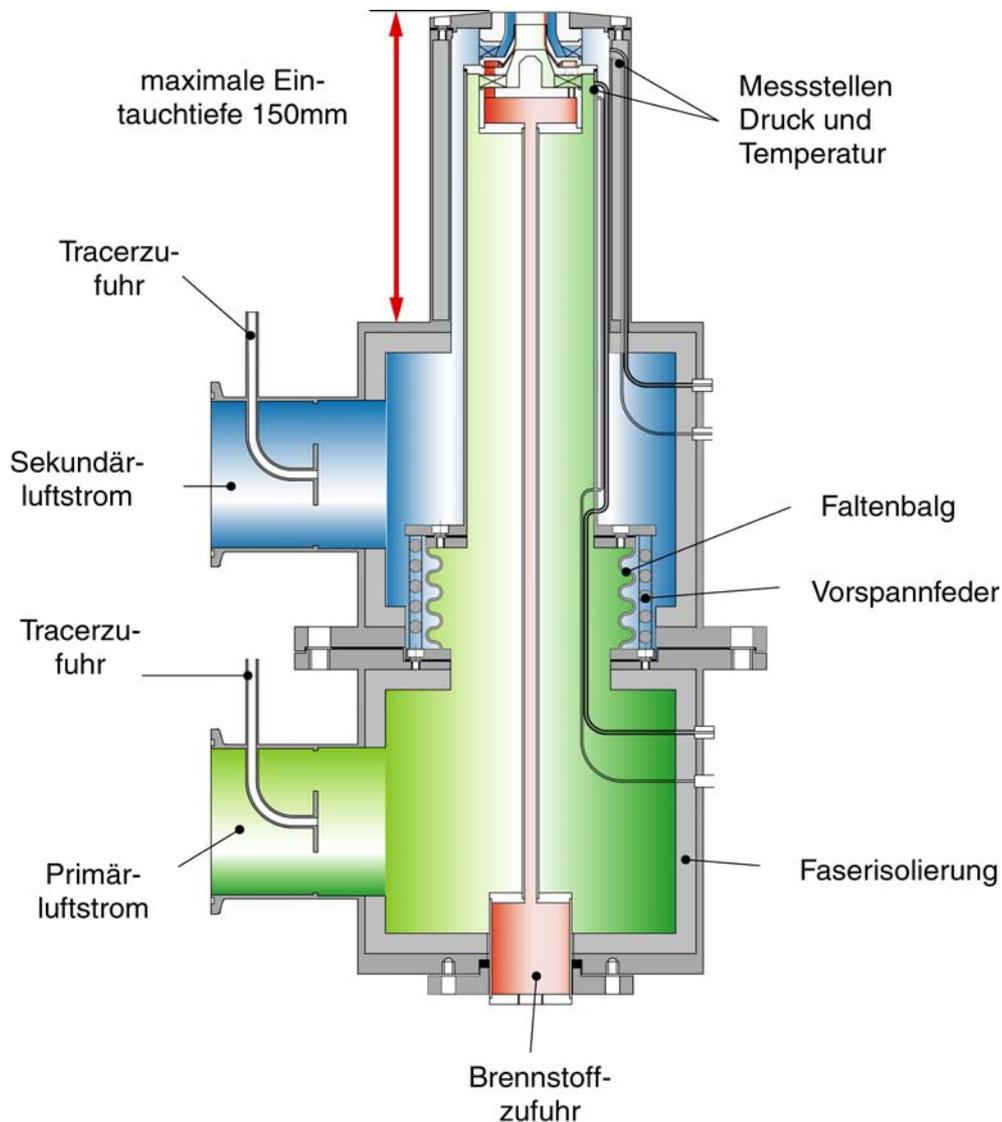


Abb. 3.2: Aufbau des Düsenstocks

Die rückwärtige Durchführung der Brennstofflanze ist durch einen Radialring aus Graphit abgedichtet, der geringe Längenänderungen in Axialrichtung problemlos aufnehmen kann. Die Messung des Strömungsfeldes innerhalb der Brennkammer mittels LDA macht die Tracerung der Verbrennungsluftströme mit Partikeln erforderlich. Dazu werden massive Zylinder aus Magnesiumoxyd in einer Tracermühle aufgemahlen und durch Röhrchen in den Zufuhrstutzen beiden Verbrennungsluftströmen beigemischt. Stauscheiben in den Zufuhrstutzen sollen eine möglichst homogene Einmischung der Tracerpartikel in die Hauptluftströme bewirken.

Sämtliche dem Brenner zugeführte Volumenströme werden durch Schwebekörperdurchflussmesser erfasst und können durch die gleichzeitige Messung von Druck und Temperatur der jeweiligen Gasströme in Massenströme umgerechnet werden.

Die Messung des Druckverlustes beim Durchströmen der Düse sowie die Bestimmung der Luftvorwärmtemperatur erfolgen durch Wandbohrungen bzw. Thermoelemente unmittelbar vor dem Einströmen in die Drallerzeuger.

3.1.3 Versuchsbrennkammer

Eine Skizze der Versuchsbrennkammer ist in **Abb. 3.3** gegeben. Auch sie ist zum Schutz vor Korrosion in Edelstahl ausgeführt. Ihre Gesamtlänge beträgt ca. 450mm, der lichte Innendurchmesser wurde auf 100mm festgelegt. Entsprechend unterschiedlicher Funktionen ist die Brennkammer in axialer Richtung in vier unterschiedliche Segmente unterteilt. Von unten nach oben ist in **Abb. 3.3** zunächst das LDA-Segment (LDA: Laser-Doppler-Anemometrie) dargestellt, welches vorrangig dazu dient, den laseroptischen Zugang zum Strömungsfeld innerhalb der Brennkammer zu gewährleisten. Zusätzlich sind in dem LDA-Segment Radialstutzen zur ergänzenden Anwendung von Sondenmesstechniken sowie zur Zündung der Flamme mittels einer wassergekühlten, elektrisch betriebenen Zündlanze angebracht.

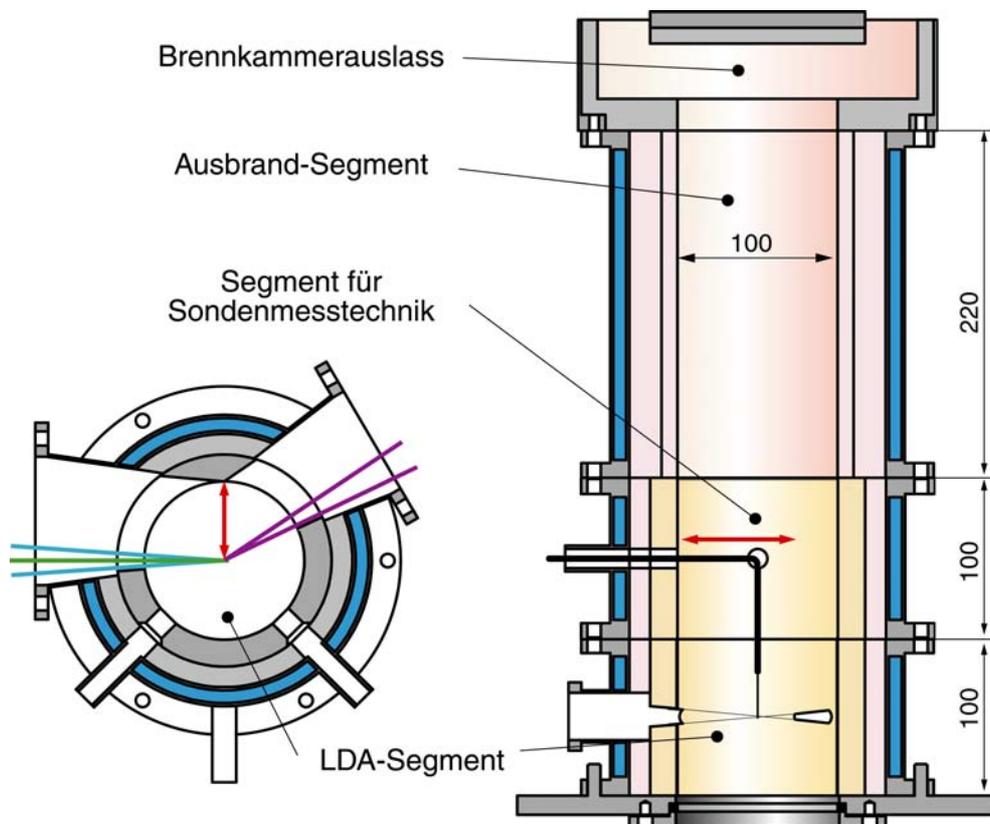


Abb. 3.3: Aufbau der Versuchsbrennkammer

Wie die Schnittzeichnung zeigt, sind die eigentlichen Messfenster in einem Winkel von 150° zueinander angeordnet und weit nach außen gezogen. Die letzte Maßnahme wurde ergriffen, um Verschmutzungseffekte durch den Niederschlag von Tracerpartikeln auf den Quarzglasfenstern zu minimieren. Die Messfenster eröffnen die Möglichkeit, durch Verschiebung der auf einen separaten Träger montierten LDA-Messtechnik entsprechend dem roten Pfeil in der Schnittzeichnung die Brennkammer über den Radius zu traversieren. Zur Messung in unterschiedlichen Axialdistanzen kann die Eintauchtiefe des Brenners in die Brennkammer variiert werden. Für Messungen in großer Entfernung vom Düsenmund ist zusätzlich der Austausch des LDA-Segments gegen das nachfolgende Brennkammersegment für Sondenmesstechniken erforderlich.

Weiter stromab schließt ein Segment mit mehreren Radialstutzen an, welche, wie in der Abbildung dargestellt, den Zugang für Sondemesstechniken erlauben. Diese Stutzen sind üblicherweise durch passende Messingstutzen verschlossen die nur dann entfernt werden, wenn die Bohrung zur Aufnahme von Messsonden benötigt wird. Die exakte Ausrichtung der Innenbohrung der Radialstutzen auf die Brennkammerachse einerseits und deren Rechtwinkligkeit zur Brennkammerwand andererseits ist dadurch sichergestellt, dass zunächst Vollzylinder in die Brennkammerwände eingeschweißt wurden. Im Anschluss daran wurden die Segmente jeweils einzeln auf eine Fräsbank aufgespannt und die Bohrungen angebracht.

Oberhalb folgen ein Ausbrandsegment sowie der ringförmige Brennkammerauslass. Diese Auslassgeometrie mit zentraler Nebenversperrung wurde gewählt, da sich die zentrale Rückströmzone anderenfalls durch das Prinzip des zweidimensionalen Zwangs über große axiale Distanzen bis über das obere Ende der Brennkammer hinaus erstrecken und eine Einmischung von Umgebungsluft in die Brennkammer hinein bewirken kann.

Wie bereits im vorigen Abschnitt erwähnt, taucht der Brenner während des Versuchsbetriebs mit seinem vorderen Ende in die Brennkammer ein. Um zu verhindern, dass durch den Ringwirbel in den unteren Brennkammerecken Umgebungsluft in die Brennkammer gelangen kann, ist der Brennereintritt in die Kammer mit einem Radialdichtring aus Graphitschnur abgedichtet.

Wie in der Zeichnung durch blaue Farbe angedeutet, sind die unteren drei Brennkammersegmente wassergekühlt. Durch entsprechende Umlenkbleche ist sichergestellt, dass das Kühlwasser den Brennkammermantel mäanderförmig durchströmt und eine Kurzschlussströmung von Kühlwassereinlass zum Kühlwasseraustritt sicher vermieden wird.

Die Isolation der Brennkammer gegen Wärmeverluste ist zweistufig aufgebaut: Während sich die innere Dämmschicht durch eine sehr hohe Temperaturbeständigkeit bei mäßiger Isolationswirkung auszeichnet und auf diese Weise ein Abbau der Spitzentemperaturen erfolgt, ist die Fasermatte, welche die Außenschicht bildet (Cerawool), so ausgewählt, dass sie bei deutlich geringerer Temperaturbeständigkeit eine sehr gute thermische Isolationswirkung mit ent-

sprechend hohen radialen Temperaturgradienten aufweist.

Während sich für das Ausbrandsegment die Auswahl einer alternativen Keramikfaser (Cerablanket) auch für die innere Isolationsschicht als zweckmäßig erwies, konnte dieses Material die Ansprüche bezüglich Formstabilität und Geometriebeständigkeit, die an die beiden unteren Segmente zu stellen sind, nicht erfüllen. Insbesondere für das LDA-Segment, dessen Schnittzeichnung in **Abbildung 3.3** ebenfalls dargestellt ist, erwies es sich als weitaus praktikabler, auf einen Feuerfest-Zement auszuweichen. Dieses Material wird zunächst mit Wasser angerührt und dann in eine Form eingegossen, so dass zunächst ein Rohr mit dem gewünschten Innendurchmesser und Wandstärke entsteht. Nach wenigen Tagen Trocknungs- und Abbindezeit ist dieses Rohr ausreichend formstabil, dass es vorsichtig gespannt werden kann und es möglich ist, die schlitzförmigen Zugänge für die Lasermesstechnik zu fräsen und die Bohrungen für die Sonden anzubringen. Danach wird der so vorbereitete Rohling in einem Ofen bei Temperaturen $> 1400^{\circ}\text{C}$ gebrannt und kann abschließend in die Brennkammer eingebaut werden.

3.2 Eingesetzte Messtechnik

3.2.1 Strömungsmesstechnik

Bei der im Rahmen dieser Arbeit zum Einsatz gekommene Laser-Doppler-Anemometrie (LDA) handelt es sich um ein berührungsloses, optisches Messverfahren. Es ermöglicht die zeit aufgelöste Erfassung der lokalen Strömungsgeschwindigkeit und zeichnet sich gegenüber alternativen Messverfahren, etwa der Particle-Image-Velocimetry (PIV) oder der Mehrfach-Hitzdraht-Anemometrie durch eine sehr hohe Ortsauflösung aus und eröffnet damit die Möglichkeit, den lokalen Reynoldsspannungstensor in Strömungen mit überlagerter chemischer Reaktion bei minimaler Messfenstergröße auch in vergleichsweise kleinen Systemen direkt und sehr genau zu bestimmen.

Das Messprinzip der LDA-Messtechnik ist in der nachfolgenden **Abbildung 3.4** verdeutlicht. Es beruht im Wesentlichen auf dem streifenförmigen Interferenzmuster, welches sich im Schnittvolumen zweier Strahlen kohärenten Laserlichts bildet. Der Abstand der einzelnen Interferenzstreifen d_f ist dabei lediglich von der Wellenlänge λ des eingesetzten Laserlichts sowie vom Schnittwinkel θ der Strahlen abhängig. Wird dieses Messvolumen von einer hinreichend kleinen Partikel ($d_p < d_f$) durchquert, streut es das einfallende Laserlicht. Die Streulichtintensität ist in denjenigen Bereichen des Messvolumens am höchsten, in denen sich die Wellenzüge der Einzelstrahlen gegenseitig zu hellen Streifen verstärken. Durch die gaußförmige Intensitätsverteilung über den Strahlquerschnitt liefert ein Photomultiplier den in **Abb. 3.4** gezeigten glockenförmigen zeitlichen Spannungsverlauf, der als Doppler-Burst bezeichnet wird. Die Frequenz innerhalb eines solchen Doppler-Bursts dient dabei nach dem in **Abb. 3.4** gegebenen Zusammenhang als Maß für die Geschwindigkeit der Partikel in Normalenrichtung zum

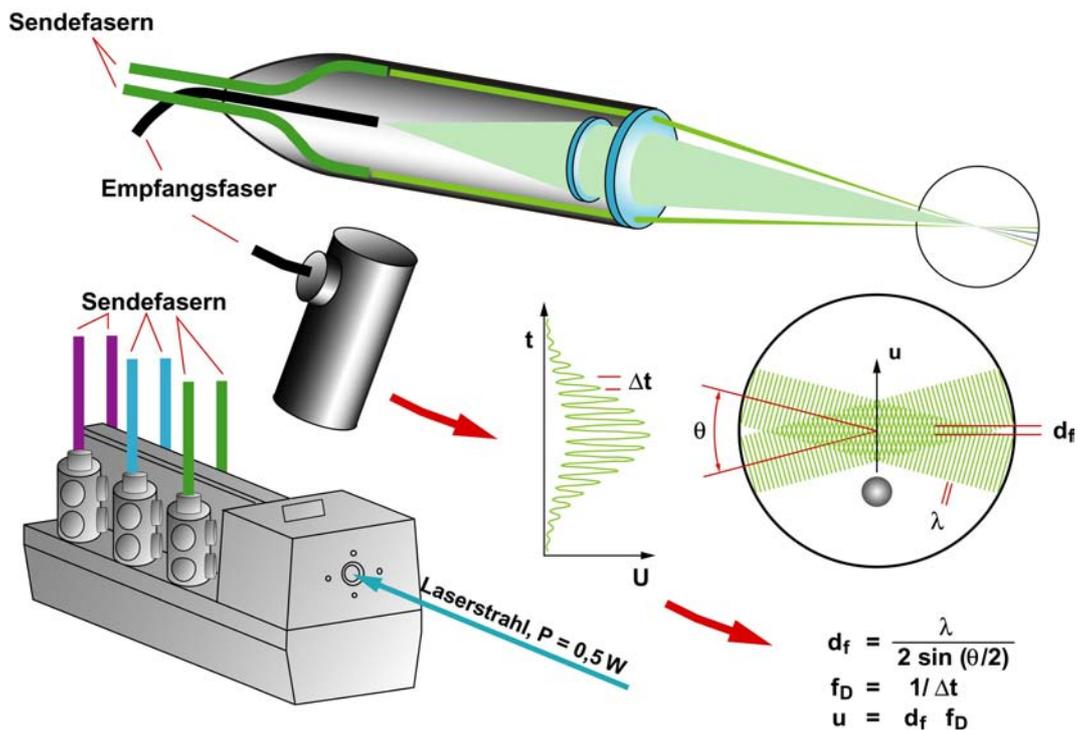


Abb. 3.4: Funktionsprinzip der Laser-Doppler-Anemometrie (LDA)

Interferenzstreifenmuster. Eine Unterscheidung des Vorzeichens der Geschwindigkeit wird durch Frequenzverschiebung eines der beiden monochromatischen Strahlen mit Hilfe einer Bragg-Zelle ermöglicht. Dadurch verharren die Hell-Dunkel-Streifen innerhalb des Messvolumens nicht mehr stationär, sollen verlagern sich mit konstanter Geschwindigkeit, d.h. sie „durchlaufen“ das Messvolumen in vertikaler Richtung. Wird die Shiftfrequenz f_s hinreichend hoch gewählt, läßt sich jeder gemessenen Burstfrequenz eindeutig eine bestimmte Partikelgeschwindigkeit zuordnen:

$$u_{p,\perp} = \lambda \frac{(f_d - f_s)}{2 \sin(\theta/2)} \quad (3.1)$$

Die apparative Umsetzung dieses Prinzips in der eingesetzten Dantec-Fiberoptics-LDA-Anlage umfasst zunächst eine sogenannte Transmitterbox zur Auftrennung des einfallenden Laserlichts in zwei Strahlwege, wobei einer dieser Wege durch eine Bragg-Zelle um 40 MHz frequenzverschoben wird. Im Anschluss daran werden beide Strahlwege durch Prismen nach Wellenlängen getrennt, so dass für jede der drei zu messenden Geschwindigkeitskomponenten ein Strahlensystem definierter Wellenlänge (axial: 514nm, grün; radial: 488nm, blau; tangential: 476.5nm, violett) mit jeweils einem geshifteten Strahl zur Verfügung steht.

Diese sechs Strahlen werden jeweils über ein Stecksystem in Lichtwellenleiter eingekoppelt und über diese Sendefasern den LDA-Sonden zugeführt. Aufsatzlinsen mit unterschiedlichen Brennweiten ermöglichen die Wahl eines fest definierten Abstandes zwischen Sonde und Messort, zusätzliche Möglichkeiten zur Beeinflussung des Schnittwinkels und damit auch zur

Länge des Messvolumens werden sowohl durch den justierbaren Abstand der Strahlen voneinander als auch den optionalen Vorsatz eines „beam expanders“ geboten. Das Streulicht wird durch die Aufsatzlinse gesammelt, durch eine weitere, dahinter liegende Linse auf die Empfangsfaser fokussiert und über diese Glasfaserleitung mit einem Photomultiplier verschraubt. Bei gleichzeitiger Messung mehrerer Geschwindigkeitskomponenten wird die Zuordnung der auftretenden Doppler-Bursts zu den Strahlsystemen unterschiedlicher Wellenlänge durch den Einsatz von Bandpass- und Polfiltern zwischen Empfangsfaser und Photomultiplier ermöglicht, so dass pro Geschwindigkeitskomponente jeweils ein Photomultiplier zum Einsatz kommt. Die darin generierten elektrischen Signale werden in jeweils einem Signalprozessor (Burst-Spectrum Analyzer 57N20 bzw. 57N21) mit Hilfe einer Spektralanalyse auf die Existenz periodischer Signale hin untersucht, die Dopplerfrequenz ausgewertet und die jeweilige Momentangeschwindigkeit der Partikel berechnet.

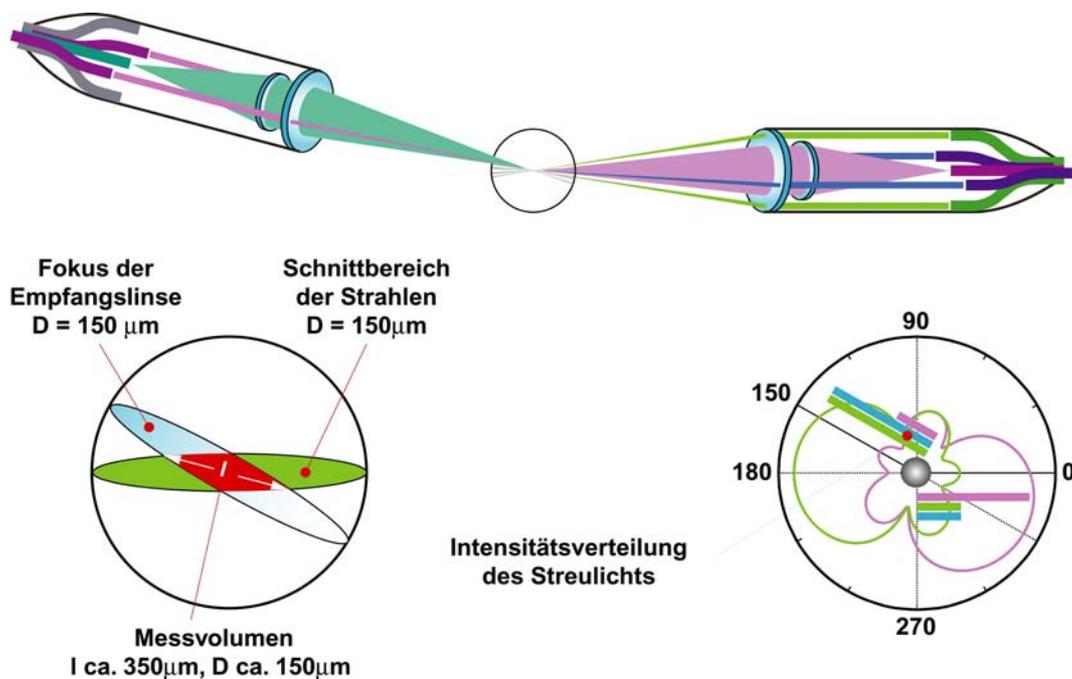


Abb. 3.5: Gewählter LDA-Aufbau in 30°-Vorwärtsstreuung

Im hier angewandten Messaufbau wurden drei Geschwindigkeitskomponenten gleichzeitig in einer 30°-Vorwärtsstreuung mit einer Brennweite von 500mm gemessen (**Abb. 3.5**). Dabei dient die erste Sonde (rechts im Bild) bezüglich zweier Strahlsysteme (hier: grün und blau) als Sender, und bezüglich des Streulichts des dritten, gegenüberliegenden Strahlsystems (hier: violett) als Empfänger. Umgekehrt wirkt die in der Abbildung links dargestellte Sonde als einfacher Sender (violett) aber doppelter Empfänger des grünen und blauen Streulichts. Die Wahl dieser Anordnung in 30° Vorwärtsstreuung ergibt sich aus der richtungsabhängigen Intensitätsverteilung des Streulichts, die ihrerseits abhängig vom Durchmesser der streuenden

Partikel ist. Für die zu erwartende Partikelgröße um $1\mu\text{m}$ (Prade 1993) ist diese in **Bild 3.5** qualitativ aufgetragen. Daraus geht hervor, dass die Streulichtintensität bezüglich der zu detektierenden Strahlsysteme nahe am Maximum liegt, bzgl. des oder der gesendeten jedoch nahezu minimiert ist. Damit zeichnet sich die gewählte Geometrie durch ein sehr gutes Signal/Rausch-Verhältnis aus und wird daher gegenüber anderen Konfigurationen in der Regel bevorzugt.

Als weiterer positiver Effekt wird durch diese Anordnung das effektive Messvolumen stark verringert und damit die Ortsauflösung gesteigert, da durch die „Betrachtung“ des Streulichts aus einem Winkel von 30° nur solche Bursts detektiert werden, die im Schnittbereich von Messvolumen sowie dem Fokus der Empfangslinse liegen. Aus dem gewählten Strahlabstand, der Brennweite der Linse sowie der gewählten Versuchsanordnung ergibt sich daher ein effektives Messvolumen mit ca. $350\mu\text{m}$ Länge und ca. $150\mu\text{m}$ Durchmesser.

Voraussetzung zur Bestimmung der Komponenten des Reynoldsspannungstensors ist die konditionierte Messung der drei Geschwindigkeitskomponenten, d.h. letztendlich die Gewissheit, dass die von den drei Teilsystemen registrierten und ausgewerteten Bursts jeweils von der gleichen Partikel stammen. Zu diesem Zweck besteht über eine entsprechende Verschaltung bzw. Jumperung der drei eingesetzten Auswerteeinheiten die Möglichkeit, ein Strahlsystem als Master zu definieren. Dadurch übernehmen die beiden in den Slave-Betrieb versetzten Geräte die Systemzeit des Master-BSA, so dass die Zeitmarken der von den drei unterschiedlichen Analysatoren in eine gemeinsame Messdatei geschriebenen Bursts exakt miteinander vergleichbar sind. Die folgende Offlineauswertung der Messdatei ermöglicht die Vorgabe eines Zeitfensters, der sogenannten Koinzidenzzeit, innerhalb dessen alle drei Geräte ein auswertbares Signal erfasst haben müssen, damit es als gültiges Geschwindigkeitstripel einer Einzelpartikel akzeptiert wird. Für diese Koinzidenzzeit wurden maximal 0.05 Millisekunden gewählt, was bei einer angenommenen Strömungsgeschwindigkeit von 10 m/s gerade der Aufenthaltszeit einer Einzelpartikel im Messvolumen von $350\mu\text{m}$ Länge entspricht.

In der vorliegenden Arbeit wurden also zeitlich diskontinuierliche Signale ausgewertet. In diesem Fall werden sowohl die Mittelwerte der einzelnen Geschwindigkeitskomponenten als auch die zentralen Momente als entsprechende Mittelwerte der diskreten Einzelwerte i gebildet, und die Integrale in den **Gleichungen 2.2 bis 2.4** durch entsprechende Summenzeichen ersetzt:

$$\begin{aligned} U_i(\vec{x}) &= \frac{1}{N} \sum_{v=0}^N \tilde{u}_{i_v}(\vec{x}, t) \\ \overline{u_i^n}(\vec{x}) &= \frac{1}{N} \sum_{v=0}^N u_{i_v}^n(\vec{x}) \\ \overline{u_i u_j}(\vec{x}) &= \frac{1}{N} \sum_{v=0}^N u_{i_v}(\vec{x}) \cdot u_{j_v}(\vec{x}) \end{aligned} \quad (3.2)$$

Durch die Beschränkung der Messzeit kann keine beliebige, sondern nur eine hinreichend große

Anzahl von N Einzelwerten erfasst werden. Diese ist so zu wählen, dass die Konvergenz der Mittelwerte bzw. der zentralen Momente sichergestellt ist.

3.2.2 Sondenmesstechniken

Die Mischungsfelder innerhalb der Brennkammer wurden durch den Einsatz unterschiedlicher Absaugesonden erfasst. Zur radialen Positionierung innerhalb der Brennkammer wurde die in **Abb. 3.6 b** gezeigte Konstruktion benutzt, die im Wesentlichen aus einem Messingwinkel besteht, der seinerseits eine längsverschiebliche Gewindestange führt. In den kürzeren Schenkel des Winkels wird eine Hülse eingepresst, dessen Außendurchmesser mit 12mm gerade in die in **Abb. 3.3** gezeigten Radialstutzen der Brennkammersegmente passt. Die Innenbohrung der Hülse dient als Führung für eine Gewindestange, deren Symmetrielinie sich mit der Brennkammerachse im rechten Winkel schneidet und durch die Drehung einer Stellmutter mehr oder weniger tief in die Brennkammer eingeschoben werden kann. Auf das hintere Ende der Gewindestange ist eine Fixiermutter aufgedreht, die mittels einer Madenschraube auf der Spindel fixiert wird. Ein Passstift, der radial von unten in die Fixiermutter eingeschraubt werden kann, wird in einer Längsnut im unteren Schenkel des Messingwinkels geführt, und sichert so die Gewindestange gegen Rotation um ihre Längsachse.

a) Sonde f. isothermes Mischungsfeld

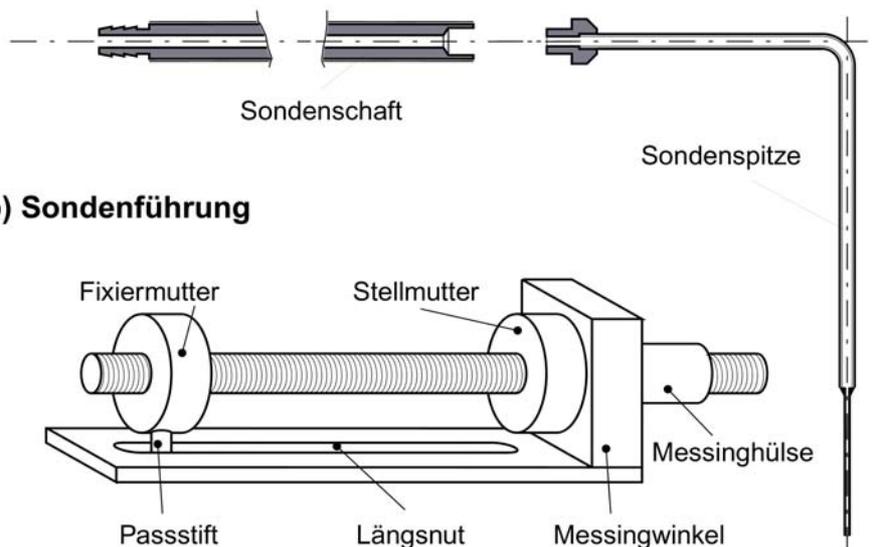


Abb. 3.6: Sondenführung und Sonde zur Bestimmung des isothermen Mischungsfeldes

Entsprechend diesem Verstellmechanismus weisen sämtliche in dieser Arbeit verwendeten Sonden die Gemeinsamkeit auf, dass der Sondenschaft aus einer den jeweiligen Anforderungen entsprechend modifizierten Gewindestange besteht.

Konzentrationsmessungen im isothermen Strahl

Die Konstruktion der Messsonde für das isotherme Mischungsfeld geht ebenfalls aus **Abbildung 3.6 a** hervor. Wie oben erwähnt, besteht der Schaft aus einer Gewindestange, die aufgebohrt, und an deren hinteres Ende eine Schlauchtülle angelötet wurde. Das vordere Ende des Sondenschafts ist mit einem Innengewinde versehen, auf das die Sondenspitze aufgeschraubt werden kann. Die Sondenspitze besteht aus einem Edelstahlrohr mit 3mm Außendurchmesser, das zunächst mit der Achse des Sondenschafts fluchtet, dann jedoch rechtwinklig abgekröpft ist. Auf den letzten 20 Millimetern verjüngt sich die Sondenspitze auf einen Außendurchmesser von 1mm. Aufgrund dieser Sondengeometrie befindet sich auch bei Konzentrationsmessungen auf der Brennkammerachse lediglich die Sondenspitze im Strömungsfeld, während der mit 8mm vergleichsweise starke Sondenschaft stets außerhalb der Brennkammer bzw. im Bereich der Wandisolation verbleibt.

Das über die Sondenspitze abgesaugte Messgas wird über eine Schlauchleitung einem Analysegerät (Advanced Optima der Firma Hartmann & Braun) zugeführt und nach dem Prinzip der Infrarot-Absorption auf den Methangehalt hin untersucht. Der Messgasvolumenstrom und dessen Druck werden über die gesamte Dauer der Messung überwacht und mit Hilfe von Nadelventilen auf einem konstanten Wert eingeregelt.

Konzentrationsmessungen im reagierenden Strahl

Um eine Nachreaktion teiloxidierten Gasgemischs im Sondenschaft zu verhindern, machen Konzentrationsmessungen in der reagierenden Strömung den Einsatz einer gekühlten Sonde erforderlich, deren Aufbau in **Abbildung 3.7** skizziert ist. Der Zentralkörper der Sonde wird wiederum durch ein 3mm Edelstahlrohr gebildet, welches der Länge nach durch eine zuvor aufgebohrte Gewindestange geschoben wird. Danach wird in dieses Rohr das einen Millimeter starke Edelstahl-Messgasröhrchen eingezogen, das am vorderen Ende durch das Mantelrohr nach außen geleitet und verschweißt wird. Durch ein weiteres, bis in die Spitze des Mantelrohrs geführte 1mm-Röhrchen erfolgt der Kühlwasservorlauf. Der Rücklauf des leicht erwärmten Kühlwassers erfolgt im offenen Querschnitt des Mantelrohrs. Die Kühlwassertemperatur für die Sonde wird in einem Thermostaten auf 70°C eingeregelt, um die Kondensation des im Abgas enthaltenen Wasserdampfs zu verhindern.

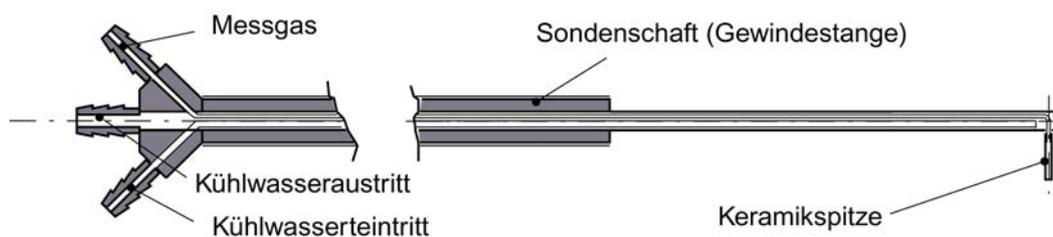


Abb. 3.7: Sonde zur Bestimmung des Mischungsfeldes in der reagierenden Strömung

Am hinteren Ende der Sonde werden das Messgasrohr und der Kühlwasservorlauf durch das Mantelrohr nach außen bzw. innen geführt und verschweißt, sowie Tüllen zum Aufstecken der erforderlichen Schlauchstücke aufgelötet. Nach der Montage der Gewindestange in der oben skizzierten Verstelleinrichtung wird auf das am vorderen Ende überstehende Messgasröhrchen ein ca. 9mm langes ungekühltes Keramikrohr mit 1.5 mm Außendurchmesser aufgesteckt und mit Keramikkleber fixiert. Diese Kröpfung der Sonde soll eine Verfälschung der Messergebnisse verhindern, da durch das in der Drehströmung vorhandene radiale Druckgefälle die Ausbildung einer Sekundärströmung entlang des Mantelrohrs zu befürchten ist.

Bei den Messungen im reagierenden Strahl wird das Messgas über eine beheizte Schlauchleitung zunächst einem Elektrogaskühler (Plattentemperatur des Wärmetauschers 2°C) zugeführt und die verbliebene Restgasfeuchte in einem Trockenturm mit stark hygroskopischen CaCl₂-Perlen zugeführt. Diese Trocknung des Messgases ist sinnvoll, da es sich bei Wasserdampf um ein sehr strahlungsaktives Gas handelt, so dass die Analyse des Gehaltes von CH₄, CO₂ und CO im Probengas stark querempfindlich gegen H₂O ist.

In der Analysenanlage wird das getrocknete Probengas zunächst nach dem Prinzip der Infrarotabsorption auf CH₄, CO₂ und CO analysiert, daran schließen die Bestimmung der Sauerstoffkonzentration in einer Nernst'schen Zelle sowie die Bestimmung des Wasserstoffgehalts über die Wärmeleitfähigkeit des Gasgemischs an. Die ergänzende, stichprobenartig erfolgte Bestimmung des Sauerstoffgehalts nach dem Prinzip des Paramagnetismus in einem zusätzlichen Gerät (Magnos der Firma Siemens) ergab eine sehr gute Übereinstimmung mit dem von Hartmann und Braun favorisierten Verfahren. Aufbauend auf dieser Analyse konnte dann die lokale Luftzahl basierend auf einer Sauerstoffbilanz nach der folgenden Gleichung berechnet werden:

$$\lambda = \frac{[\text{CO}_2] + [\text{O}_2] + 1/2 \cdot ([\text{CO}] + [\text{H}_2\text{O}])}{2 \cdot [\text{CH}_4] + [\text{CO}_2] + [\text{CO}] + 1/2 \cdot ([\text{H}_2\text{O}] + [\text{H}_2])} \quad (3.3)$$

Die in dieser Gleichung ebenfalls enthaltene Wasserdampfkonzentration wurde nicht gemessen, sondern wird rechnerisch aus einer Elementarbilanz bzgl. Kohlenstoff und Wasserstoff gewonnen (Wachter, 1993). Die lokale Luftzahl ist eine rein mischungskontrollierte Größe, welche sowohl den lokal molekular vorliegenden als auch chemisch gebundenen Sauerstoff zu der stöchiometrisch erforderlichen Menge in Relation setzt. Durch diese Definition kann sich λ im Wertebereich von 0 (reiner Brennstoff) bis ∞ (reine Luft) bewegen.

Anders als die lokale Luftzahl λ beschreibt der lokale Ausbrand α als Verhältnisgröße von lokal chemisch gebundenem Sauerstoff zur stöchiometrisch erforderlichen Menge den lokal erreichten Reaktionszustand bzw. Reaktionsfortschritt, und nimmt dem zu Folge Werte zwischen 0 und 1 an:

$$\alpha = \frac{[\text{CO}_2] + 1/2 \cdot ([\text{CO}] + [\text{H}_2])}{2 \cdot [\text{CH}_4] + [\text{CO}_2] + [\text{CO}] + 1/2 \cdot ([\text{H}_2\text{O}] + [\text{H}_2])} \quad (3.4)$$

Temperaturmessung

Eine schematische Darstellung der zur Temperaturmessung verwendeten Sonde ist in **Abb. 3.8** gegeben. Der Sondenschaft wird wiederum durch eine Gewindestange gebildet, durch die ein drei Millimeter starkes Keramikrohr geschoben ist. Diese Keramikrohr weist seinerseits zwei parallele Bohrungen mit jeweils einem halben Millimeter Durchmesser auf, die als Führungen für die beiden 100 μm starken Thermoelementdrähte aus Platin bzw. Platin/Rhodium dienen. Am vorderen Ende der Sonde werden diese Drähte jeweils ca 10-15mm über die Sonde hinaus geführt und dort unter einem Mikroskop zu einer Thermoelementperle mit ca. 500 μm Durchmesser miteinander verschweißt. Am hinteren Ende der Sonde werden die Haltedrähte mit den Kontakten eines Steckers verbunden, und die Thermospannung über Ausgleichsleitungen an ein Messgerät weitergeleitet.

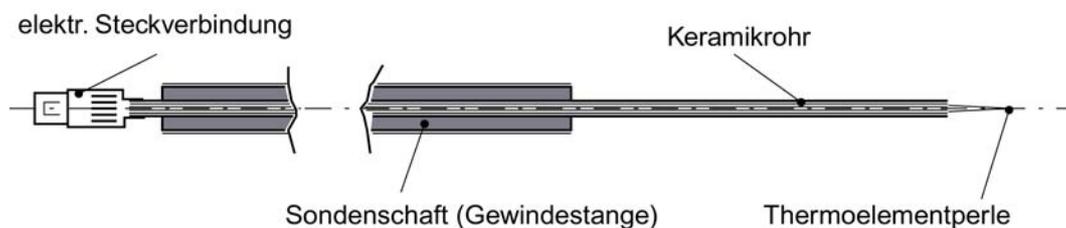


Abb. 3.8: Sonde zur Bestimmung der Temperaturverteilung im reagierenden Strömungsfeld

Befindet sich das Thermoelement in einem heißen Gasstrom, müssen zur Bestimmung der Gastemperatur nach Fristrom et al. (1975) nach Erreichen des stationären Zustandes die folgenden der Perle zu- bzw. von der Perle abgeführten Wärmeströme bilanziert werden:

- Zufuhr durch Konvektion vom Gasstrom an die Perle
- Zufuhr durch Strahlungswärmetausch mit heißeren Gasschichten
- Abfuhr durch Wärmeleitung durch die Haltedrähte der Perle
- Abfuhr durch Strahlungsaustausch mit den kühleren Brennkammerwänden

Wärmeleitungseffekte durch die Haltedrähte der Perle können dann vernachlässigt werden, wenn der Drahtquerschnitt gegenüber dem Perlendurchmesser klein und durch die Konstruktion des Thermoelement davon auszugehen ist, dass in unmittelbarer Nähe der Perle nur geringe Temperaturgradienten vorliegen. In den hier untersuchten nichtleuchtenden Flammen tritt zudem der Strahlungsaustausch mit den heißeren (oder kälteren) Gasschichten gegenüber der über den Gesamtwellenlängenbereich kontinuierlichen Wechselwirkung mit der Brennkammerwand sehr stark in den Hintergrund, und wird daher ebenfalls vernachlässigt. Durch Gleichsetzung der konvektiven Wärmezufuhr und des Wärmeverlustes durch Strahlung an die Brennkammerwand erhält man für die Temperatur des Gasstroms T_{Gas} den folgenden Ausdruck:

$$T_{\text{Gas}} = T_{\text{Th}} + \frac{\varepsilon_{\text{Th}} \cdot \sigma \cdot D_{\text{Th}}}{\lambda_{\text{Gas}} \cdot \text{Nu}} \cdot (T_{\text{Th}}^4 - T_{\text{W}}^4) \quad (3.5)$$

Darin bezeichnen weiterhin T_{Th} , ε_{Th} und D_{Th} Temperatur, Emissionskoeffizient und den Durchmesser der Thermoelementperle, während σ für die Stefan-Boltzmann-Konstante, Nu für die Nusseltzahl und λ_{Gas} für die Wärmeleitfähigkeit der Gasströmung (=0.086 W/(mK)) stehen. Die Nusselt-Zahl wird gemäß der laminaren Umströmung der Thermoelementperle nach der Korrelation

$$\text{Nu} = 2 + \text{Re}^{1/2} \cdot \text{Pr}^{1/3} \quad (3.6)$$

gebildet, wobei die Prandtlzahl Pr zu 0.7 abgeschätzt und die zur Ermittlung der Reynoldszahl Re erforderliche Anströmgeschwindigkeit der Perle aus zuvor durchgeführten LDA-Messungen zur Verfügung steht.

Für die Beschreibung der Temperaturabhängigkeit des Emissionskoeffizienten wurde eine von Touloukian et al. (1979) für Platin im interessierenden Temperaturbereich angegebene Näherungsbeziehung

$$\varepsilon_{\text{Th}} = 0.03 + T \cdot 9.6 \cdot 10^{-5} \quad (3.7)$$

verwendet, so dass Gleichung 3.5 gelöst und die mit Hilfe der Sonde bestimmten Thermoelement-Temperaturen in Gastemperaturen am jeweiligen Messort umgerechnet werden können.

4 Ergebnisse und Interpretation

In den folgenden Kapiteln werden die erhaltenen Versuchsergebnisse graphisch dargestellt und unter Berücksichtigung der in Kapitel 2 gegebenen theoretischen Grundlagen interpretiert. Im Interesse einer klaren Darstellung werden zunächst die Messergebnisse am isothermen Strömungs- und Mischungsfeld vorgestellt. Im Anschluss daran soll gezeigt werden, wie weit sich die dabei gewonnen Erkenntnisse auf die Verhältnisse am reagierenden Strahl übertragen lassen. Abschließend werden Messungen der Verlöschgrenzen unterschiedlicher Flammenkonfigurationen vorgestellt und die sich daraus ergebenden Konsequenzen im Hinblick auf den Stabilisierungsmechanismus der Flamme dargestellt und diskutiert.

Der besseren Vergleichbarkeit der Messwerte untereinander wegen werden die Messwerte über weite Strecken hin normiert dargestellt. Als Normierungsgrößen bezüglich der axialen und radialen Ortskoordinate wird -konsistent zum Normierungsradius bei der Bestimmung der theoretischen Drallzahl- der Halsradius der Düse $R_0 = 12.5 \text{ mm}$ herangezogen. Sämtliche Größen der Dimension m/s bzw. $(\text{m/s})^2$ (zeitmittlere Geschwindigkeiten, Reynoldsspannungen) werden mit der volumetrisch gemittelten Ausströmgeschwindigkeit im Halsradius der Doppeldralldüse gemäß der Beziehung

$$U_0(T_{\text{LuVo}}) = \frac{(\dot{V}_{\text{Luft}} + \dot{V}_{\text{Gas}})_{T_{\text{LuVo}}=50^\circ\text{C}}}{\pi R_0^2} = 39.9 \text{ m/s} \quad (4.1)$$

entdimensioniert. Darstellungen dimensionsbehafteter Messwerte können beispielsweise der Diplomarbeit von Herrn Haessler entnommen werden.

4.1 Isotherme Strömung

Um sowohl die Konsistenz der isothermen Strömungs- und Mischungsfelder untereinander als auch die Vergleichbarkeit mit den im weiteren Verlauf durchgeführten Feldmessungen am reagierenden Strahl sicherzustellen, wurde auch unter isothermen Bedingungen Erdgas über den Filmleger in die Brennkammer eingespeist. Die Unabhängigkeit von den täglichen Temperaturschwankungen der Umgebungsluft wurde dadurch erreicht, dass die Verbrennungsluftströme auch unter isothermen Bedingungen grundsätzlich leicht auf 50°C vorgewärmt wurden. Der Massenstrom der Verbrennungsluft wurde zu 64 kg/h eingestellt. Nachstehend sind die Betriebsbedingungen für die isothermen Felduntersuchungen nochmals kurz zusammengefasst, wobei die Massenströme der Verbrennungsluft und des Erdgases (zur besseren Vergleichbarkeit zu den unter reagierenden Bedingungen gewählten Betriebseinstellungen) durch die äquivalente thermische Leistung bzw. eine Luftzahl charakterisiert sind:

- Brennstoffmassenstrom entsprechend der thermischen Leistung $P=29 \text{ kW}$
- Luftmassenstrom entsprechend Globalstöchiometrie von $\lambda_{\text{glob}}=2$

- Aufteilung des Verbrennungsluftstroms auf Innen- und Außenkanal $x_{pr}=0.37$
- Temperatur der zugeführten Gasströme $T=50^{\circ}\text{C}$

Zur Charakterisierung des Strömungsfeldes wurde die eingeschlossene, isotherme Drehströmung sowohl für die Gleich- als auch die Gegendrallanordnung in axialer Richtung auf jeweils 18 Messebenen traversiert. In solchen Strömungsfeldbereichen, in denen vergleichsweise hohe radiale Geschwindigkeitsgradienten zu erwarten waren, wurden die Strömungsfelder durch jeweils 50 Messpunkte in radialer Richtung sehr fein aufgelöst. Der damit verbundene hohe experimentelle Aufwand ist insbesondere durch den Anspruch gerechtfertigt, dass die erhaltenen Ergebnisse a priori als geeignete Datenbasis zur Validierung von Strömungsfeldrechnungen dienen können. Weiterhin erlaubt die hohe Anzahl von Messpositionen die sichere Beurteilung und Plausibilisierung der eingesetzten Messtechnik, so dass vereinzelte „Ausreißer“ bei der Bestimmung der Komponenten des Reynolds-Spannungstensors mit hoher Sicherheit als Messfehler identifiziert und durch gezielte Nachmessungen eliminiert werden können.

Auf Grund der geringen Geschwindigkeitsgradienten in größerer Entfernung von der Düsenaustrittsebene kann der experimentelle Aufwand stromab axialer Distanzen von $x/R_0 > 5$ deutlich reduziert werden, weshalb die Anzahl radialer Messpositionen in diesem Bereich auf 25 halbiert wurde. Eine Übersicht über das Messgitter kann **Abbildung 4.1** entnommen werden, in der die einzelnen Messpositionen durch die zugeordneten Vektoren gekennzeichnet sind.

4.1.1 Stromfunktion, Vektordiagramm und mittlere Geschwindigkeiten

Zur übersichtlichen Darstellung grundsätzlicher Strömungsfeldcharakteristika sind in **Abbildung 4.1** jeweils links die zeitmittleren Geschwindigkeiten in der U-V-Vektorebene sowie Isolinien der normierten Axialgeschwindigkeit $U/U_0=0$, auf der rechten Bildhälfte die Stromfunktionen der Gleich- und Gegendrallkonfiguration dargestellt. Die unterhalb der Abszisse eingezeichnete Düsenkontur erlaubt dabei die Zuordnung des Strömungsfeldes zur Düsengeometrie. Während die Vektordarstellung unmittelbar auf den gemessenen Geschwindigkeitskomponenten beruht, wird die Stromfunktion auf jeweils einer festen Querebene im Abstand x vom Düsenaustritt durch Integration der gemessenen Axialgeschwindigkeitsverläufe als Verhältnis des Massenstroms von der Brennkammerachse bis zu einem bestimmten Radius r zum Gesamtmassenstrom durch den vollständigen Kammerquerschnitt berechnet:

$$\Psi(r,x) \equiv \frac{\int_0^r \rho(r,x) \cdot U(r,x) \cdot r \cdot dr}{\int_0^{R_{BK}} \rho(r,x) \cdot U(r,x) \cdot r \cdot dr} \quad (4.2)$$

Die auf diese Weise bestimmten Werte sind in Inkrementen von 20% dargestellt. Die Farbpalette wurde so angepasst, dass Strömungsfeldbereiche, in denen die Stromfunktion negative Werte annimmt, in Blautönen dargestellt werden, positive Werte zwischen Null und Eins sind durch

grüne Farbabstufungen kenntlich gemacht. Gelb und rot eingefärbte Bereiche kennzeichnen Gebiete, in denen die Stromfunktion lokal höhere Werte als Eins annimmt.

Das herausragende Merkmal stark verdrallter Strömungen, das Wirbelaufplatzen, zeichnet sich für beide Strömungsfelder sowohl anhand der auf die Düse zuweisenden Geschwindigkeitsvektoren als auch in der Darstellung der Stromfunktion deutlich ab. Die Begrenzung der inneren Rückströmzone ist durch die Linie $U/U_0=0$ vorgegeben und fällt mit dem Minimalwert der Stromfunktion zusammen; die Isolinie der Stromfunktion $\psi=0$ liegt definitionsgemäß zu etwas höheren Radien in den Bereich positiver Axialgeschwindigkeiten hinein verschoben.

Für beide untersuchten Düsen ist die Rückströmzone längs der Symmetrielinie der Brennkammer ausgebildet, weist einen Maximaldurchmesser von ca. 2.6 Düsendurchmessern auf und erstreckt sich in axialer Richtung noch über den Messbereich von $x/R_0=12$ hinaus. Innerhalb dieser inneren Rezirkulationszone werden, je nach eingesetzter Düse, 56% bzw. 76% des durch die Düse zugeführten Massenstroms rezirkuliert. Bereits dieser Darstellung ist zu entnehmen, dass der zentral rezirkulierte Massenstrom der Gegendrall- trotz der geringeren theoretischen Gesamtdrallzahl denjenigen der Gleichdralldüse deutlich übersteigt. Diese Beobachtung wird in einem der folgenden Abschnitte gesondert diskutiert.

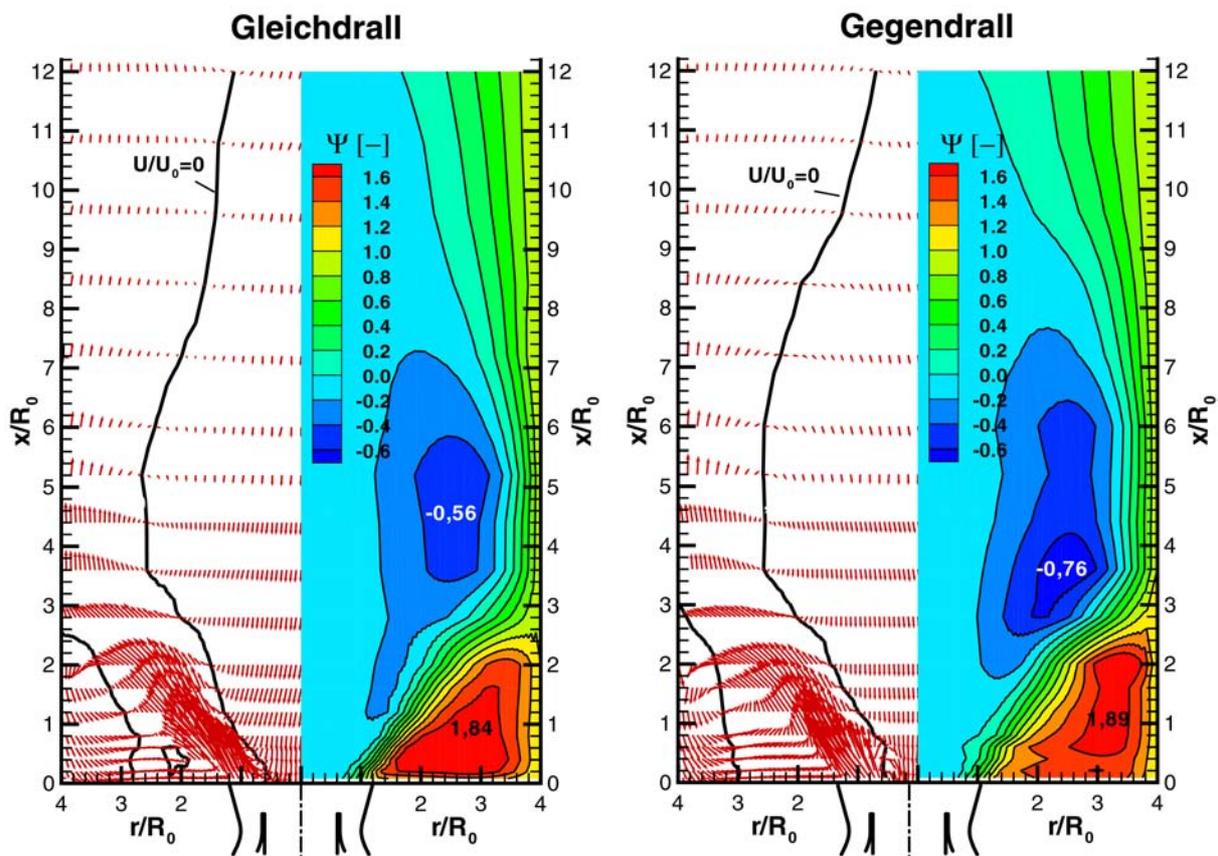


Abb. 4.1: Darstellung des zeitmittelten Strömungsfeldes durch U-V-Vektorplot und Stromfunktion für Gleich- und Gegendrall

Bedingt durch die feste Begrenzung des Strömungsfeldes durch die Brennkammerwand bei $r/R_0=4$ kann der aus der Düse austretende Strahl nicht frei aus der Umgebung einmischen, sondern saugt im äußeren Randbereich eigenes Strahlmedium zurück. Daher bildet sich in geringen Düsenabständen auf großen Radien als typisches Merkmal eingeschlossener Strömungen der sogenannte Eckenwirbel aus. Auf Grund des dort umlaufenden Massenstroms übersteigt die Stromfunktion in diesem Bereich den Wert Eins deutlich, für beide Düsenkonfigurationen werden Werte der Stromfunktion um 1.85 gemessen.

Zwischen diesen beiden Rezirkulationszonen befindet sich der strahldominierte Bereich des Strömungsfeldes, der durch eine ringförmige Zone hoher positiver Axialgeschwindigkeiten gekennzeichnet ist. Bedingt durch die Sogwirkung des Eckenwirbels und die weit ausgezogene Struktur der zentralen Rückströmzone wird der nicht rezirkulierte Massenstrom zur Brennkammerwand hin abgelenkt, so dass in Höhe der Messebene $x/R_0=4$ etwa 80% des der Düse zugeführten Brennstoff/Luft-Gemischs die Brennkammer auf Radien $r/R_0 > 3.6$ durchströmen. Weiter stromab stellt sich wieder eine gleichmäßigere Verteilung des Massenflusses über den Brennkammerquerschnitt ein.

Zur detaillierteren Betrachtung der beiden Strömungsfelder sind in **Abbildungen 4.2 bis 4.4** die zeitmittleren Tangential- Axial- und Radialgeschwindigkeiten für zwölf der vermessenen Ebenen über dem Radius der Messposition aufgetragen. Dabei sind die für die Gleich- und Gegendralldüse erhaltenen Ergebnisse einander vergleichend gegenüber gestellt. Die Auswahl gerade dieser zwölf Messebenen ist durch die unterschiedlichen, in axialer Richtung aufeinander abfolgenden Strukturbereiche des Strömungsfeldes motiviert. Während die ersten vier Ebenen noch maßgeblich durch die von der Düseninnenströmung vorgegebenen Einlassbedingungen geprägt sind, sollen die daran stromab anschließenden vier Ebenen Aussagen zum strahldominierten Bereich des Strömungsfeldes belegen. Die letzten vier Messebenen sind wiederum charakteristisch für den düsenfernen Bereich, in dem die Schließung der zentralen Rezirkulationszone vorbereitet wird. Entsprechend der „stehenden“ Brennkammeranordnung mit Durchströmungsrichtung von unten nach oben sind die Düsennahbereiche in diesen Diagrammen jeweils unten, düsenferne Strömungsfeldbereiche oben angeordnet.

Da der **Tangentialgeschwindigkeit** bezüglich der Ausbildung eines Drehströmungsfeldes über die Beeinflussung der statischen Druckverteilung innerhalb der Brennkammer eine Schlüsselrolle zukommt, ist es sinnvoll, zunächst die Umfangskomponente der Geschwindigkeit zu diskutieren.

Erwartungsgemäß streben sämtliche gemessenen Tangentialgeschwindigkeitsverläufe (**s. Abb. 4.2**) mit Annäherung an die Symmetrieachse der Brennkammer dem Wert Null zu. Diese Beobachtung folgt unmittelbar aus der Forderung nach Rotationssymmetrie der untersuchten Strömungsfelder, die in den vorliegenden Fällen offensichtlich über den gesamten vermessenen Brennkammerabschnitt hinweg in guter Näherung erfüllt ist.

Im Falle der Gleichdrallanordnung weist die Tangentialgeschwindigkeit erwartungsgemäß über

den gesamten Messbereich hinweg negative Werte auf, ein Vorzeichenwechsel ist daher an keiner Stelle zu beobachten. Im Düsenbereich nimmt der Betrag der Tangentialgeschwindigkeit ausgehend von Null auf der Brennkammerachse zu größeren Radien hin zunächst stetig zu, wobei die zu erwartenden diskreten Extremstellen aus dem Primär- und Sekundärkanal bereits sehr weitgehend miteinander verschmolzen sind und sich lediglich anhand eines Wendepunktes in den beiden düsenächsten Messebenen auf Radien von $r/R_0 \approx 0.6$ bzw. 0.7 andeuten. An den Extremstellen erreichen die gemessenen Tangentialgeschwindigkeiten lokal nahezu den Betrag der mittleren axialen Düsenaustrittsgeschwindigkeit und fallen zu noch höheren Radien hin sehr viel steiler ab, als es dem Potentialwirbelverlauf mit $W \sim 1/r$ entspricht. Ab einem Radius von $r/R_0 \approx 1.3$ stellt sich ein schwaches, nahezu lineares Absinken des Tangentialgeschwindigkeitsbetrags zur Brennkammerwand hin ein.

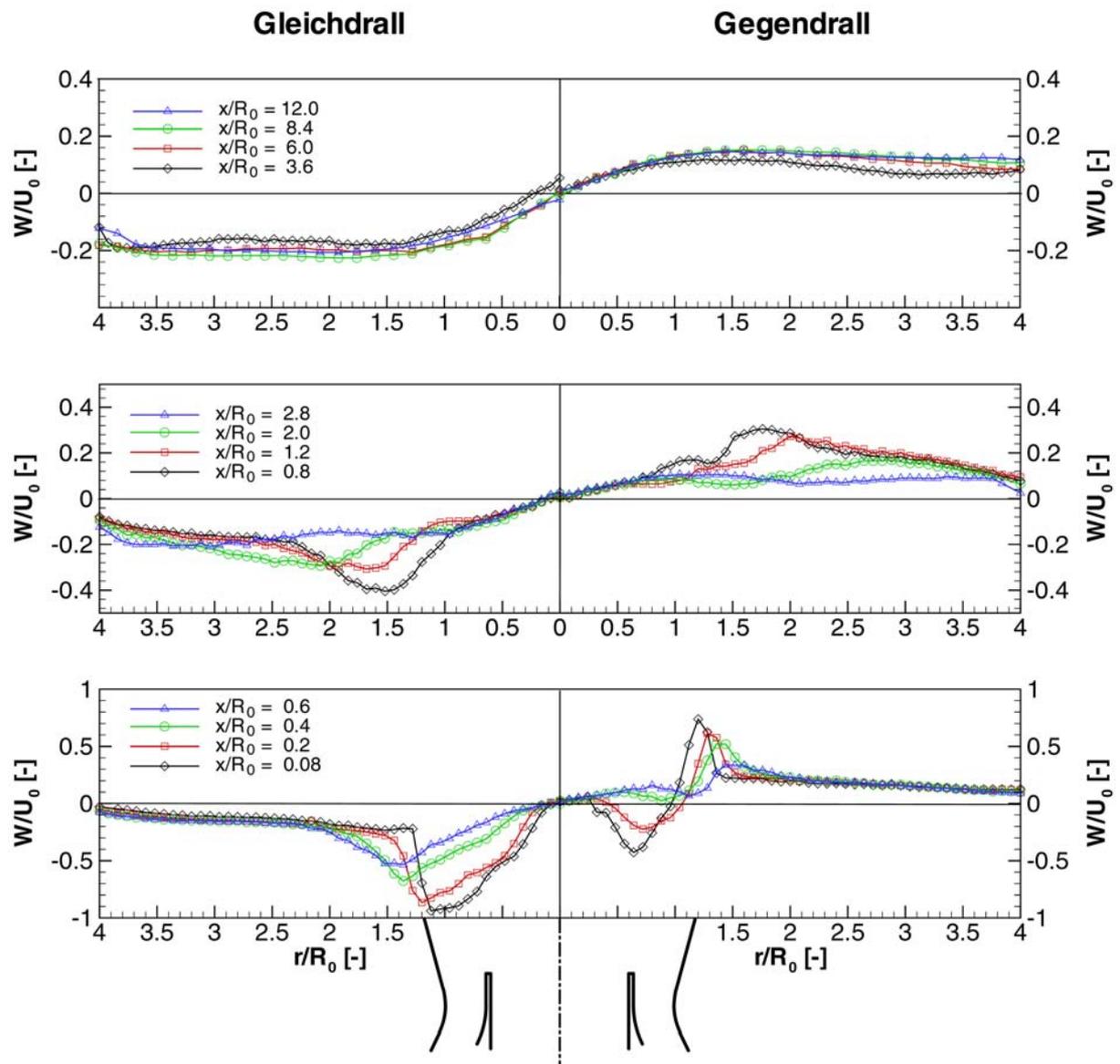


Abb. 4.2: Zeitmittlere Tangentialgeschwindigkeitsverläufe für gleich- und gegensinnig verdrehte Teilluftströme

Bei der Gegendralldüse sind die Profile der Tangentialgeschwindigkeit auf Grund des gegensätzlichen Drehsinns, d.h. unterschiedlichen Vorzeichens der Tangentialgeschwindigkeit der Teilströme aus Primär- und Sekundärkanal, erwartungsgemäß durch einen Vorzeichenwechsel im Bereich der Mischzone beider Strahlen geprägt. Dementsprechend ist der Tangentialgeschwindigkeitsverlauf im unmittelbaren Nachlauf des Primärdrallerzeugers demjenigen bei der Gleichdrallanordnung zunächst sehr ähnlich, durchläuft an der Stelle $r/R_0 \approx 1$ jedoch einen Vorzeichenwechsel und erreicht an der Stelle $r/R_0 \approx 1.2$ einen Spitzenwert von ca. 80% der mittleren axialen Düsenaustrittsgeschwindigkeit. Im Anschluss daran werden analog zum Verhalten der Gleichdralldüse ein Bereich sehr abrupten und dann nahezu linearen sehr schwachen Abfalls zur Brennkammerwand hin beobachtet. Bemerkenswert ist weiterhin, dass sich die vorzeichenbehafteten Drehimpulsströme der Teilströme bei der Gleichdralldüse zum Gesamtdrehimpuls addieren, bei der Gegendralldüse jedoch teilweise kompensieren. Als Folge daraus werden die negativen Tangentialgeschwindigkeiten im Verlauf fortschreitender Mischung beider Luftströme noch im Düsennahbereich abgebaut, wodurch sich bereits ab der Messebene $x/R_0=0.4$ die Sekundärkanalströmung aufgrund des höheren Drehimpulsstroms durchsetzt und durchgehend positive Umfangsgeschwindigkeiten gemessen werden. Dadurch wird im Falle gegensinniger Verdrallung ein wesentlich schnellerer Abbau der Tangentialgeschwindigkeitsmaxima in axialer Richtung beobachtet, als das bei der Gleichdralldüse der Fall ist und im Düsenernbereich deutlich geringere Tangentialgeschwindigkeiten gemessen.

Entsprechend der Ausführungen in Kapitel 2 bewirkt die Tangentialkomponente entlang der Brennkammerachse eine Umkehr der **Strömung in axialer Richtung**, welche an Hand negativer Messwerte in den Axialgeschwindigkeitsverläufen in **Abbildung 4.3** nachvollzogen kann. Auf Grund der Tatsache, dass die maximalen Rückströmgeschwindigkeiten in der düsennächsten Messebene gemessen werden, lässt sich mit einiger Sicherheit darauf schließen, dass sich die Rückströmzone stromauf bis weit in die Düse hinein fortsetzt. Betragsmäßig treten innerhalb der Rückströmung Geschwindigkeiten von nahezu der Hälfte der mittleren Düsenaustrittsgeschwindigkeit auf. Im Düsennahbereich schließt an die Rückströmzone nach außen hin eine ringförmige Zone hoher Strömungsgeschwindigkeit ($U/U_0 \approx 1$) an, die zu beiden Seiten hin durch sehr steile radiale Gradienten $\partial U/\partial r$ scharf begrenzt wird. Innerhalb dieser Ringzone zeigen in Höhe der Messebene $x/R_0=0.08$ die Axialgeschwindigkeitsverläufe im Falle der Gleichdrallanordnung einen Wendepunkt, dessen radiale Lage auf die Mischzone zwischen Primär- und Sekundärluftstrom hindeutet. Letztere tritt bei der Gegendrallkonfiguration in Form eines schwach ausgeprägten Minimums etwas deutlicher zu Tage. Darauf folgt ein relativ großer Radienbereich, in dem die Axialgeschwindigkeit knapp oberhalb der Kopfplatte des Brenners Werte nahe Null annimmt. Erst in der Nähe der Brennkammerwand treten wieder geringe negative Axialgeschwindigkeiten in Erscheinung, welche auf das Zusammenspiel des Eckenwirbels mit der Kegelstumpf-Geometrie der Kopfplatte zurückzuführen sind. Die Wahl dieser Geometrie ihrerseits ist durch die bessere messtechnische Zugänglichkeit auch sehr düsennaher Strömungsfeldbereiche begründet (**s. Kapitel 3.2.1**). Qualitativ sind die Axialgeschwindigkeits-

verläufe der Gleich- und Gegendrallanordnung einander sehr ähnlich, für quantitative Unterschiede sei auf die Ausführungen in Abschnitt 4.1.2 hingewiesen.

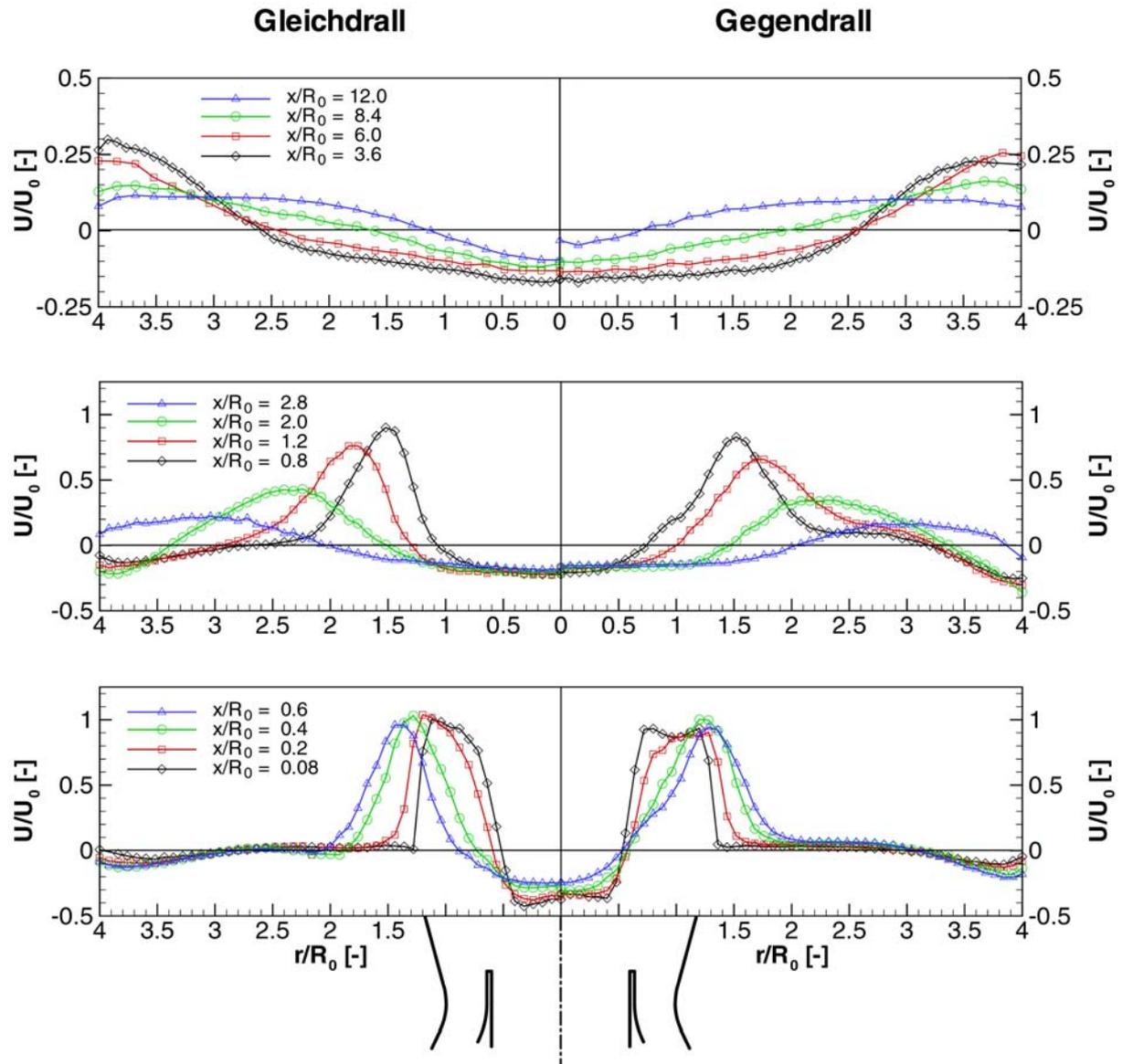


Abb. 4.3: Zeitmittlere Axialgeschwindigkeitsverläufe für gleich- und gegensinnig verdrehte Teilluftströme

Zur Erklärung der Entwicklung der Tangential- und Axialgeschwindigkeitsprofile mit fortschreitendem Düsenabstand in axialer Richtung ist es erforderlich, an dieser Stelle die **Radialgeschwindigkeitsverläufe**, s. **Abb. 4.4**, in die Diskussion mit einzubeziehen. Auch die Radialgeschwindigkeiten streben entlang der Brennkammerachse über den gesamten axialen Messbereich in guter Näherung dem Wert Null zu. Im zeitlichen Mittel findet also nahezu kein konvektiver Massetransport über die Kammerachse hinweg statt, was als weiterer Hinweis auf die gute Rotationssymmetrie der Strömungsfelder gewertet werden kann.

Die Radialgeschwindigkeitsverläufe der Gleichdrallanordnung sind nahe der Symmetrielinie

zunächst durch einen nahezu linearen Anstieg geprägt, an den sich zwei Maxima näherungsweise gleicher Höhe anschließen. Die radiale Lage dieser Maxima korreliert in guter Weise mit der Düsengeometrie, so dass anzunehmen ist, dass das dazwischen auftretende Minimum auf den Ursprung des Strömungsfeldes aus zwei durch den Filmleger voneinander getrennten Kanälen (mit der dort vorliegenden Randbedingung $V/U_0=0$) zurückzuführen ist. In diesen Geschwindigkeitsmaxima, welche weiter stromab sehr schnell miteinander verschmelzen, drückt sich die Strahldivergenz, d. h. konvektiver Transport von Strahlmedium auf die Brennkammerwand zu, aus. Nach dem außenliegenden Maximum fällt die Radialgeschwindigkeit steil ab, durchläuft einen Vorzeichenwechsel und weist im Düsennahbereich bis zur Brennkammerwand hin negative Werte auf. Diese negativen Radialgeschwindigkeiten kommen durch die Massenansaugung des aus der Düse austretenden Strahls zustande, der radial von außen zu-

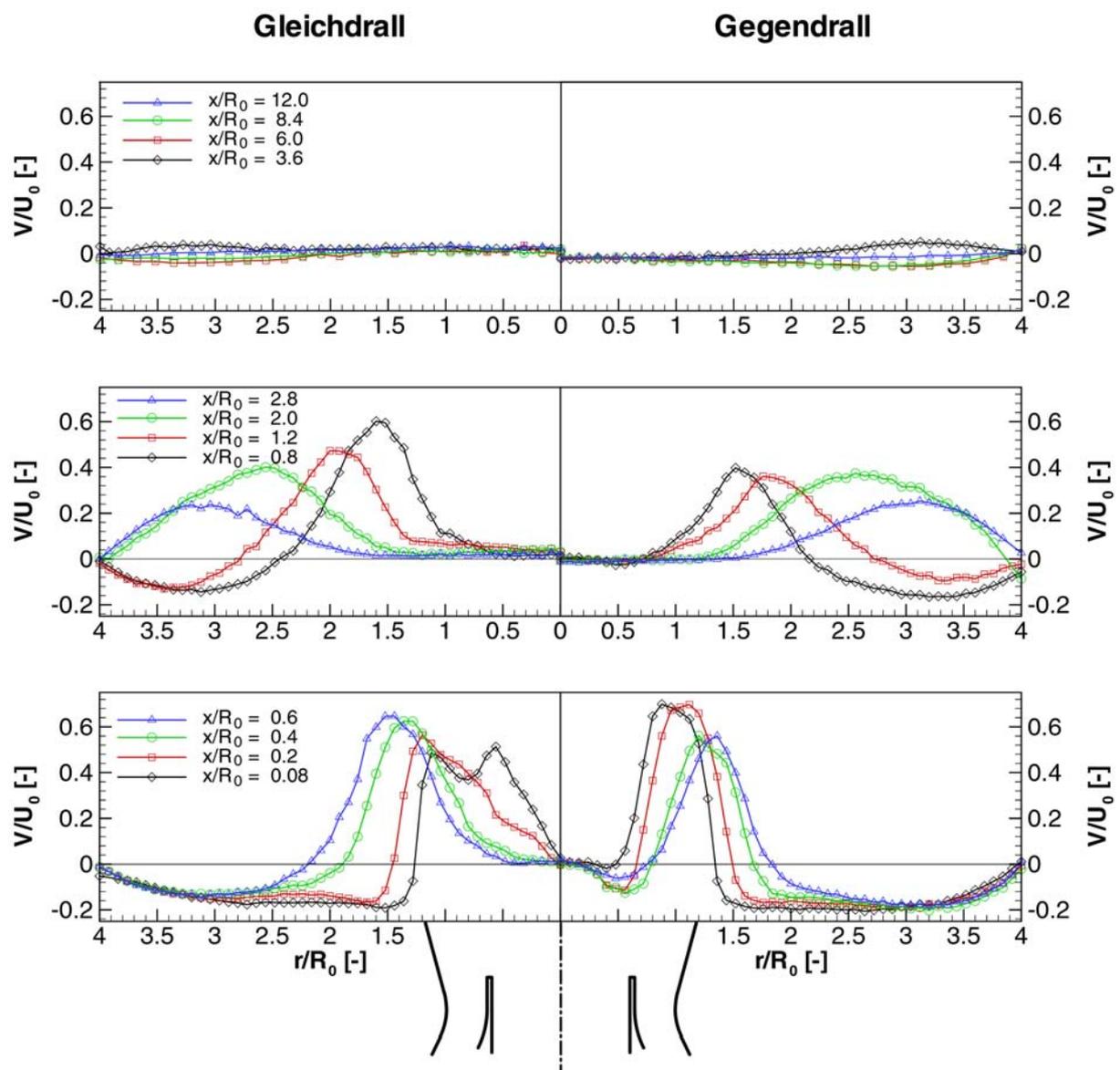


Abb. 4.4: Zeitmittlere Radialgeschwindigkeitsverläufe für gleich- und gegensinnig verdrallte Teilluftströme

strömendes Medium inkorporiert. Aufgrund der Begrenzung durch die Brennkammerwand und die damit verbundene Randbedingung $V/U_0=0$ gehen die gemessenen Radialgeschwindigkeitsverläufe beim Radius $r/R_0=4$ gegen Null.

Im Vergleich zu dem oben geschilderten Verhalten zeichnen sich die düsen nahen Radialgeschwindigkeitsprofile der Gegendrallanordnung insbesondere dadurch aus, dass sich nahe der Achse zunächst ein Stagnationsbereich ausbildet, an den sich ein Bereich negativer Messwerte anschließt. Im Unterschied zum Gleichdrall ist der Strahlbereich also nicht durch durchweg positive Geschwindigkeiten, sondern durch einen zusätzlichen, nach innen gerichteten Wirbel im Nachlauf der Filmlegerlippe gekennzeichnet. Die Position und Größe des Mündungswirbels relativ zur Düse werden durch die Ausschnittsvergrößerung des düsen nahen Strömungsfeldes in **Abbildung 4.5** anhand der Markierung besonders deutlich erkennbar. Wie an Hand der Axialgeschwindigkeitsverläufe und der Stromfunktion abzulesen ist, bewirkt dieser Wirbel im Düsennahbereich bei der Gegendrallanordnung eine Kontraktion der inneren Rezirkulationszone in radialer Richtung, was im Vergleich zur Gleichdralldüse entlang der ersten Messebenen zu einer Verringerung des zentral rezirkulierten Massenstroms führt.

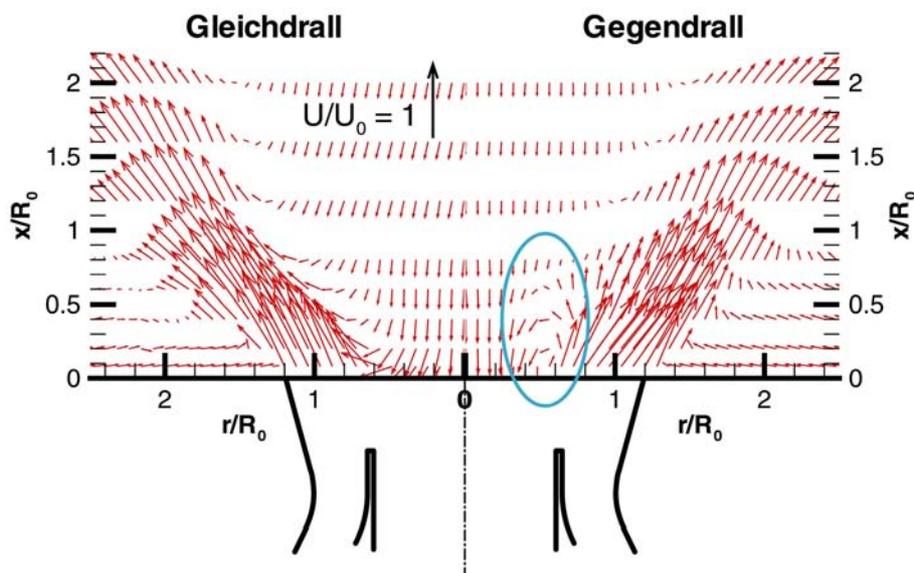


Abb. 4.5: Vergrößerter Ausschnitt des isothermen Geschwindigkeitsfeldes in der U-V-Vektorebene im Düsennahfeld für Gleich- und Gegendrall (Mündungswirbel blau markiert)

Im **Düsenfernbereich** sind die Verläufe aller drei gemessenen Geschwindigkeitsverläufe für die beiden Anordnungen einander sehr ähnlich: Durch die ausgeprägte Strahldivergenz verlagern sich die jeweiligen Extremstellen durch konvektiven Transport zur Brennkammerwand hin, wobei sie durch turbulenten Impulsaustausch unter Abnahme der Maximalbeträge immer stärker „verwischen“. Nach dem Auftreffen des Strahls auf die Brennkammerwand sind die Radialprofile der Strömungsgeschwindigkeiten nur geringfügigen Axialgradienten unterworfen, die

Stromlinien verlaufen zwischen $3.5 < x/R_0 < 6$ nahezu parallel zueinander, bis sich anhand leicht negativer Werte der Radialgeschwindigkeiten im Düsenfernbereich eine sehr zögerliche Verlagerung des Massenflusses von außen nach innen und damit eine fülligere Verteilung der Axialgeschwindigkeitsprofile abzeichnet.

Als weitere Besonderheit des düsenfernen Strömungsfeldes fällt im Falle der gegensinnigen Verdrallung eine leichte Zunahme der Tangentialgeschwindigkeit über den gesamten Brennkammerquerschnitt auf, was zunächst sehr ungewöhnlich erscheint. Auf großen Radien ist diese Beobachtung auf die Verlagerung von Strahlmedium von außen nach innen und die dadurch bedingte Zunahme der Tangentialgeschwindigkeit aufgrund lokaler Drehimpulserhaltung zurück zu führen. In der Nähe der Brennkammerachse liegen jedoch negative Axialgeschwindigkeiten vor, so dass eine Erhöhung des Tangentialgeschwindigkeitsbetrages auf kleinen Radien im Bereich der Rückströmzone einen negativen Beitrag zum über die gesamte Querschnittsebene integrierten Drehimpulsstrom liefert. Damit befindet sich die Steigerung der Tangentialgeschwindigkeit über den gesamten Querschnitt keineswegs im Widerspruch zur integralen Drehimpulserhaltung, sondern ergibt sich als dessen Folge.

Durch die hohe Rückströmrates von über 50% des durch die Düse einströmenden Strahlmediums besteht eine starke Rückwirkung düsenferner auf düsennahe Strömungsbereiche. So zeigt sich insbesondere in den Tangentialgeschwindigkeitsverläufen der Gegendralldüse, dass der Bereich im Nachlauf des Primärdrallzeugers nochmals zu unterteilen ist in einen Radienabschnitt, der durch die positive Tangentialgeschwindigkeitskomponente rückströmenden Mediums gekennzeichnet ist, sowie eine zweite Zone, die durch die negative Tangentialgeschwindigkeit des vorwärts strömenden Strahls bestimmt wird.

Eine weitere Rückkopplung düsenferner Brennkammerbereiche kommt durch die Wirkung des zweidimensionalen Zwangs zustande, der in strengem Sinne zwar nur für sehr stark verdrallte Strömungen gilt. Dennoch kann die sehr langsam verlaufende Rekontraktion des Strömungsfeldes bzw. die große Erstreckung der Rezirkulationszone in axialer und radialer Richtung als Indiz für eine Stromaufwirkung der ringförmigen Auslassgeometrie mit zentraler Nabenversperrung auf das Strömungsfeld gewertet werden.

4.1.2 Zentral rezirkulierte Massenströme

Im folgenden Abschnitt soll die höhere interne Rezirkulationsrate der Gegendrallanordnung diskutiert werden, welche in der Darstellung der Stromfunktion in **Abbildung 4.1** besonders deutlich zum Ausdruck kommt. Dieses Ergebnis befindet sich scheinbar im Widerspruch zu der Tatsache, dass die resultierende Gesamtdrallzahl für diese Konfiguration mit $S_{\text{theo,Gg}} = -0.48$ einen deutlich geringeren Betrag als diejenige der Gleichdralldüse ($S_{\text{theo,Gl}} = -0.81$) aufweist. In Analogie zu den Ausführungen in **Kapitel 2.4.2.2**, in denen die Ausbildung der zentralen Rückströmzone erläutert wurde, ist es zur Interpretation dieses Ergebnisses hilfreich, die Feldverteilung des statischen Drucks anhand von Tangentialgeschwindigkeitsprofilen auf zwei

Querebenen jeweils für die Gleich- und die Gegendralldüse zu analysieren. Da die in dieser Arbeit eingesetzte Messtechnik weder die Bestimmung der Düseninnenströmung noch die Erfassung des statischen Drucks erlaubt, beruhen die in **Abb. 4.6** gezeigten Verläufe auf den in der rechten Bildhälfte dargestellten Messungen der Umfangsgeschwindigkeit bzw. sind im Bereich der Düseninnenströmung (wo Messungen nicht möglich waren), qualitativer Natur

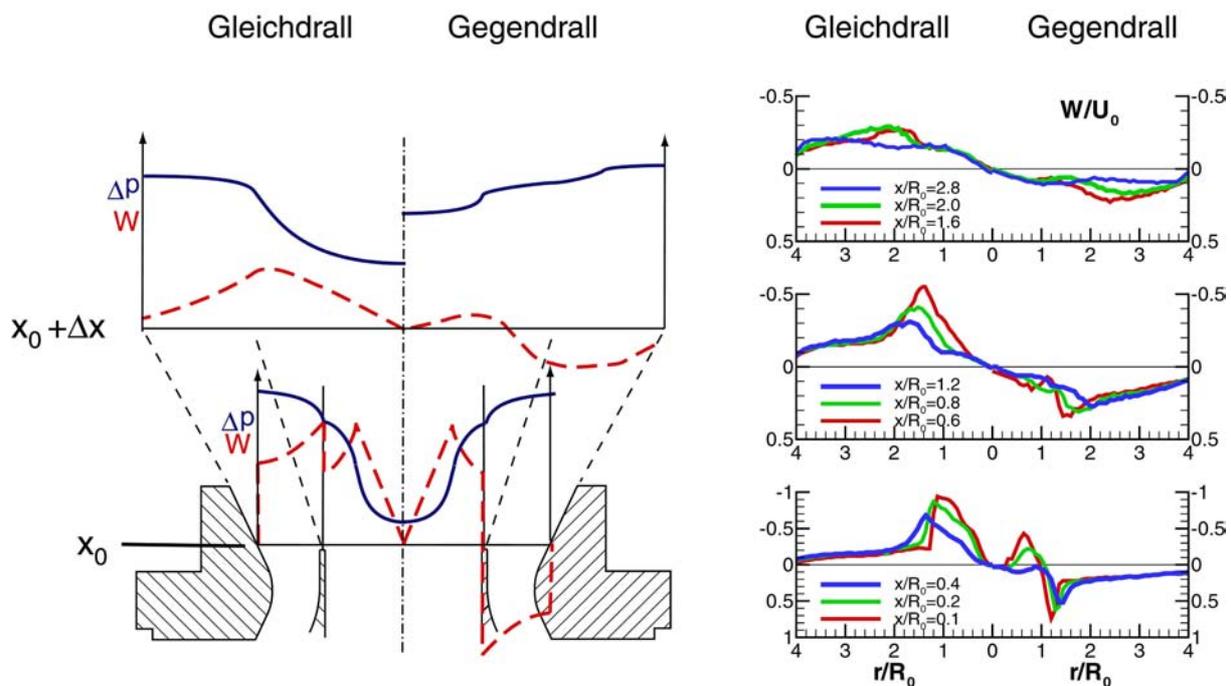


Abb. 4.6: Links: Qualitative Verläufe der zeitmittleren Tangentialgeschwindigkeit (rot) und des statischen Druckes (blau) innerhalb und im unmittelbaren Nachlauf der Düse. Rechts: Gemessene Tangentialgeschwindigkeitsprofile.

Die erste Vergleichsebene, hier mit x_0 bezeichnet, entspricht derjenigen Axialposition, in der Primär- und Sekundärluftstrom gerade noch durch den Filmeleger voneinander getrennt sind. Nimmt man an, dass Wechselwirkungen zwischen den beiden Teilströmen an dieser Stelle in erster Näherung vernachlässigbar sind, ergeben sich im Bereich des Primärkanals identische Tangentialgeschwindigkeitsprofile für beide Düsen.

Da die eingesetzten Sekundärdrallrallerzeuger spiegelbildlich zueinander gefertigt sind unterscheiden sie sich lediglich in der Orientierung, nicht jedoch bezüglich des Anstellwinkels der eingefrästen Strömungskanäle voneinander. Dementsprechend weisen die Tangentialgeschwindigkeitsprofile im Nachlauf des Sekundärkanals gegensätzliche Vorzeichen auf, verlaufen vom Betrag her in diesem Bereich aber deckungsgleich. Da der Unterdruck auf der Rotationsachse nach Gleichung 2.56 ausschließlich vom Betrag, nicht jedoch vom Vorzeichen der Tangentialgeschwindigkeit abhängt, ergeben sich für den statischen Druck auf der gewählten Ebene identische Verläufe, d.h. der Unterdruck auf der Achse an der Stelle $x=x_0, r=0$ nimmt in beiden Fällen den gleichen Wert an.

Etwas weiter stromab werden im Fall der Gleichdrallanordnung die beiden Tangentialgeschwindigkeitsmaxima durch turbulenten Impulsaustausch miteinander verschmelzen und sich infolge der Strahldivergenz auf größere Radien verlagern. Gemäß der Drehimpulserhaltung sinkt die Tangentialgeschwindigkeit dadurch auf geringere Beträge, was seinerseits eine Abnahme des Unterdrucks auf der Brennkammerachse nach sich zieht.

Wie aus den Messungen der Tangentialgeschwindigkeiten hervorgeht (s. **Abb. 4.6** rechts), ist bei gegensinniger Verdrallung der beiden Teilluftströme dem Effekt der Strahlaufweitung zusätzlich eine teilweise Kompensation der vorzeichenentgegengesetzten Drehimpulsströme aus Primär- und Sekundärkanal überlagert. Aus diesem Grund werden die Tangentialgeschwindigkeitsmaxima in diesem Fall deutlich schneller als im Strömungsfeld der Gleichdralldüse abgebaut, was auf der Ebene $x_0 + \Delta x$ zu einem geringeren Unterdruck auf achsnahen Radienabschnitten führt. Als Folge daraus stellt sich bei der Gegendrallanordnung ein stärkerer axialer Druckgradient $\partial p / \partial x$ innerhalb der Rezirkulationszone ein. Da als maßgebliche Triebkraft für die Ausbildung der zentralen Rezirkulationsströmung nicht der Absolutbetrag des statischen (Unter-)Druckes, sondern dessen Gradient in axialer Richtung angesehen werden muss, werden sowohl die verstärkte Rezirkulation als auch die Ausbildung eines zusätzlichen, gegenläufigen Mündungswirbels im Nahfeld der Gegendralldüse aus dieser Betrachtung unmittelbar plausibel.

4.1.3 Mischungsfelder

Wie in Kapitel 2.7.2 ausgeführt, beruht die Bedeutung des zeitmittleren Strömungsfeldes bzw. des Auftretens einer zentralen Rezirkulationszone hinsichtlich des zündstabilen Betriebsbereichs einer gegebenen Düsen/Brennkammer-Anordnung im Wesentlichen auf der Bereitstellung von Zonen niedriger zeitmittlerer Anströmgeschwindigkeit entlang der äußeren Berandung der Rückströmzone. Das Potential solcher Gebiete bezüglich der Erweiterung der Stabilitätsgrenzen eines Brenners ist jedoch stark von der lokalen volumetrischen Reaktionsrate und damit der Stöchiometrie innerhalb derartiger Strömungsfeldbereiche abhängig. Aus diesem Grund greift die Ausprägung des Brennstoff/Luft-Mischungsfeldes an zentraler Stelle in den Mechanismus der Flammenstabilisierung ein.

Abbildung 4.7 zeigt vergrößerte Ausschnitte der düsennahen Mischungsfelder für die Gleich- und Gegendralldüse. Darin ist der Mischungszustand durch die Darstellung der Isolinien der lokalen Luftzahl in Inkrementen von 0.15 dargestellt. Letztere wurde durch Einsatz der in Kapitel 3.2.2 dargestellten Sondenmesstechnik unter isothermen Bedingungen, d. h. im nicht reagierenden Strömungsfeld, ausgemessen. In beiden Fällen wurde der Luftströmung ein konstanter Brennstoffmassenstrom jeweils gleicher Höhe entsprechend der globalen Luftzahl von $\lambda_{\text{glob}} = 2$ zudosiert. Gebiete weit fortgeschrittener Brennstoff/Luft-Makromischung korrespondieren daher mit Bereichen $\lambda(x, r/R_0) \approx 2$ und sind durch einen hellgrünen Farbton gekennzeichnet. Im Gegensatz dazu deuten Rot- und Gelbtöne auf Bereiche mit Luft-, blaue Einfärbung auf Gebiete mit Brennstoffüberschuss in Relation zur gewählten Global-Stöchiometrie hin. Die überlagerte Darstellung des Strömungsfeldes soll die jeweilige Zuordnung einzelner

Strömungs- und Mischungsfeldstrukturen erleichtern.

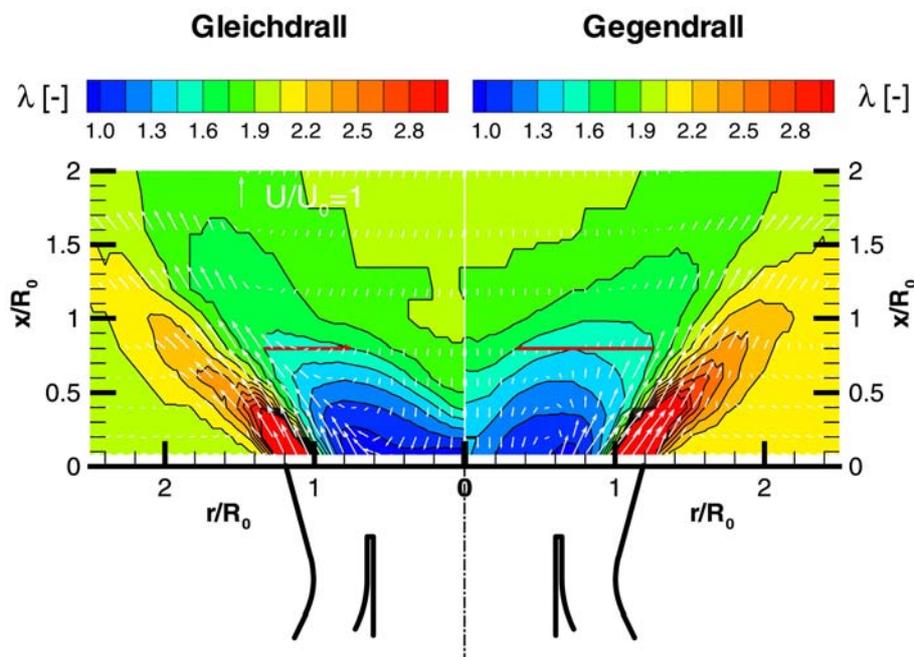


Abb. 4.7: Vergrößerter Ausschnitt des isothermen Mischungsfeldes mit überlagerter Darstellung zeitmittlerer Geschwindigkeiten im Nahfeld der Gleich- und Gegendralldüse (isotherme Strömung, $\lambda_{\text{glob}}=2$).

Innerhalb beider Teil-Diagramme lässt sich der Luftstrom des Sekundärkanals in guter Übereinstimmung mit den geometrischen Randbedingungen der Düse und Feldzonen hoher Ausströmgeschwindigkeiten anhand lokaler Luftzahlen größer als 2 leicht identifizieren. Der primäre Düsenluftstrom sowie das als Brennstoff zugeführte Methan sind mit Eintritt in die Brennkammer bereits zu einem großen Teil vorgemischt, so dass fette Bereiche, in denen die lokale Luftzahl Werte kleiner als Eins annimmt, auf ein kleines Gebiete im Nachlauf des Primärkanals bzw. des Filmlegers in unmittelbarer Düsennähe beschränkt bleiben. In beiden Fällen scheint der Prozess der Makromischung bereits in einer axialen Distanz von ca. zwei Düsenradien weitgehend abgeschlossen zu sein.

Entgegen der intuitiven Erwartung wird durch Einsatz gegensinniger Verdrallung der beiden Teilluftströme keine Beschleunigung, sondern eine Verzögerung der Brennstoff/Luft-Mischung bewirkt. Diese Aussage lässt sich einerseits durch den schnelleren Abbau des Brennstoffüberschusses entlang der Brennkammerachse, andererseits anhand des schwächer ausgeprägten Luftüberschusses am äußeren Strahlrand belegen. Besonders deutlich wird dies beispielsweise anhand eines Größenvergleichs der Gebiete mit $\lambda(x,r/R_0) < 1.45$ (s. die roten Markierungen in Höhe der Messebene $x/R_0=0.8$), sowie dem homogeneren Gleichdrall-Mischungsfeld im Bereich des Eckenwirbels. Letzterer ist im Falle gleichsinniger Verdrallung durch eine weitgehend abgeschlossene Makromischung, bei der Gegendralldüse jedoch durch einen deutlichen Luftüberschuss gekennzeichnet.

Eine teilweise Erklärung für dieses Verhalten ermöglicht das zeitmittlere Strömungsfeld, welches für die Gegendrallanordnung auf Grund des stärkeren Druckgradienten in axialer Richtung einen zusätzlichen Wirbel im Nachlauf des Filmlegers aufweist. Dieser Wirbel bewirkt im Vergleich zum Gleichdrall einen radial einwärts gerichteten konvektiven Brennstofftransport von der Filmlegerlippe in Richtung der Brennkammerachse und damit eine bevorzugte Einmischung des Brennstoffs in den Primärluftstrom der Düse. Eine weitergehende Interpretation dieses Ergebnisses wird durch die im folgenden Kapitel anschließende Analyse des turbulenten Impulsaustausches ermöglicht, welcher über eine Analogiebetrachtung auch qualitative Aussagen zum turbulenten Stofftransport ermöglicht.

4.1.4 Turbulenter Impulsaustausch

4.1.4.1 Turbulente kinetische Energie, Normalspannungen

Abbildung 4.8 gibt zunächst für beide Düsenkonfigurationen einen Überblick über die Feldverteilungen der turbulenten kinetischen Energie, welche entsprechend Gleichung 2.9 als halbierte Summe der Normalspannungen definiert ist. Auch diese Größe ist zur besseren Vergleichbarkeit mit den zuvor gezeigten Messergebnissen des zeitmittleren Strömungsfeldes mit dem Quadrat der mittleren Düsenausströmgeschwindigkeit normiert. In beiden Turbulenzfeldern zeichnen sich Maximalwerte der turbulenten kinetischen Energie in der dem Düsenauslass nächst-

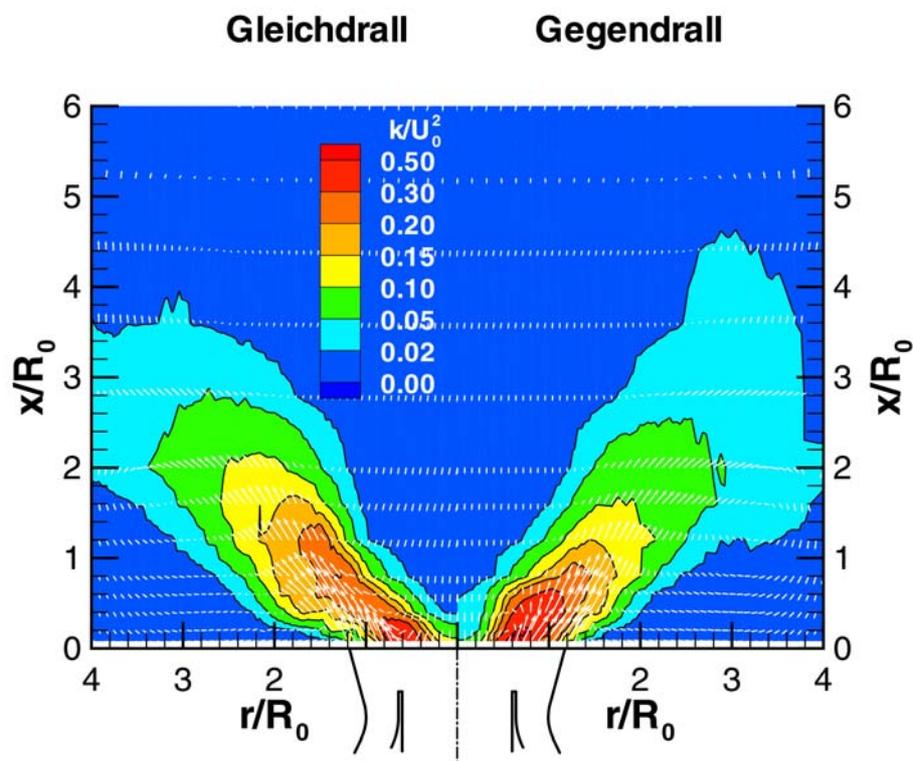


Abb. 4.8: Gehalt an turbulenter kinetischer Energie und zeitlich mittlere Geschwindigkeiten im isothermen Strömungsfeld der Gleich- und Gegendralldüse

gelegenen Messebene im Mischungsbereich zwischen Primär- und Sekundärluftstrom ab, um sich anschließend auf größere Radien zu verlagern und auf diese Weise ringförmig divergierend in die Brennkammer hinein fortzupflanzen. Generell lässt sich eine gute Übereinstimmung der Position maximaler Gradienten entlang der Grenze zwischen Vor- und Rückströmung im zeitmittleren Strömungsfeld mit den Zonen erhöhter Turbulenzintensität feststellen. Dementsprechend sind homogene Strömungsfeldbereiche mit nur schwach ausgeprägten Geschwindigkeitsgradienten, d.h. also die interne Rezirkulationszone, der Eckenwirbel sowie der Bereich der Vorwärtsströmung stromab des Auftreffens auf die Brennkammerwand bei $x/R_0 \approx 3$, bei beiden Düsen durch sehr geringe Feldgehalte an turbulenter kinetischer Energie geprägt.

Als wesentliches Ergebnis der Turbulenzmessungen zeigt sich bereits in dieser Darstellung, dass die Gegendrallanordnung lediglich in unmittelbarer Nähe der Düsenmündung höhere Spitzenwerte der turbulenten kinetischen Energie aufweist. Bereits in einer Düsenentfernung von $x/R_0 \approx 0.6$ sind diese weitgehend auf das Niveau der Gleichdralldüse abgeklungen, so dass in dem für die Brennstoff/Luft-Mischung relevanten Strömungsfeldbereich bis zu Axialpositionen von $x/R_0 \approx 2$ die Gleichdralldüse einen deutlich höheren Feldgehalt an Turbulenzenergie aufweist.

Um einen Vergleich der Beiträge der einzelnen Normalspannungskomponenten zur turbulenten kinetischen Energie zu ermöglichen, sind in **Abbildung 4.9** für beide untersuchte Düsen radiale Verläufe der Normalspannungen in axialer, radialer und tangentialer Richtung $\overline{u^2}$, $\overline{v^2}$ und $\overline{w^2}$ aufgetragen. Da die Turbulenzstruktur des Düsenfernfeldes für die Ausbildung des Mischungsfeldes im Düsennahbereich nur von sehr untergeordneter Bedeutung ist, wurde auf die Charakterisierung dieses Bereiches zu Gunsten einer kompakteren Darstellung an dieser Stelle verzichtet.

Definitionsbedingt können sämtliche Normalspannungen auf Grund des geradzahligen Exponenten (vgl. **Gl. 2.3**) nur positive Werte annehmen. Daher erfordert die Rotationssymmetrie nicht das Verschwinden der radialen und tangentialen Spannungskomponente entlang der Achse. Dennoch müssen die erhaltenen Ergebnisse unabhängig von einer Drehung des Koordinatensystems um die x-Achse konstante Werte aufweisen, woraus sich unmittelbar die Forderung ableiten lässt, dass die Normalspannungen in radialer und tangentialer Richtung entlang der Symmetrielinie identische Werte annehmen müssen. Die gute Erfüllung dieser Randbedingung $\overline{v^2}(r=0) = \overline{w^2}(r=0)$ auf der Brennkammerachse liefert demnach abermals einen Hinweis auf die Plausibilität der Messwerte.

Sowohl in Düsennähe als auch im strahl-dominierten Bereich ist die Turbulenzstruktur durch eine starke Anisotropie geprägt; während $\overline{u^2}$ und $\overline{v^2}$ einander ähnliche Beträge annehmen, liegen die für $\overline{w^2}$ gemessenen Werte um ca. 50% unter denen der beiden anderen Normalspannungskomponenten. Eine Vergleichmäßigung der Turbulenzstruktur, d.h. eine Umverteilung im Sinne geringerer Anisotropie, ist erst deutlich stromab des Wandanlegens des Strahls zu beobachten und in der hier gezeigten Abbildung nicht dargestellt.

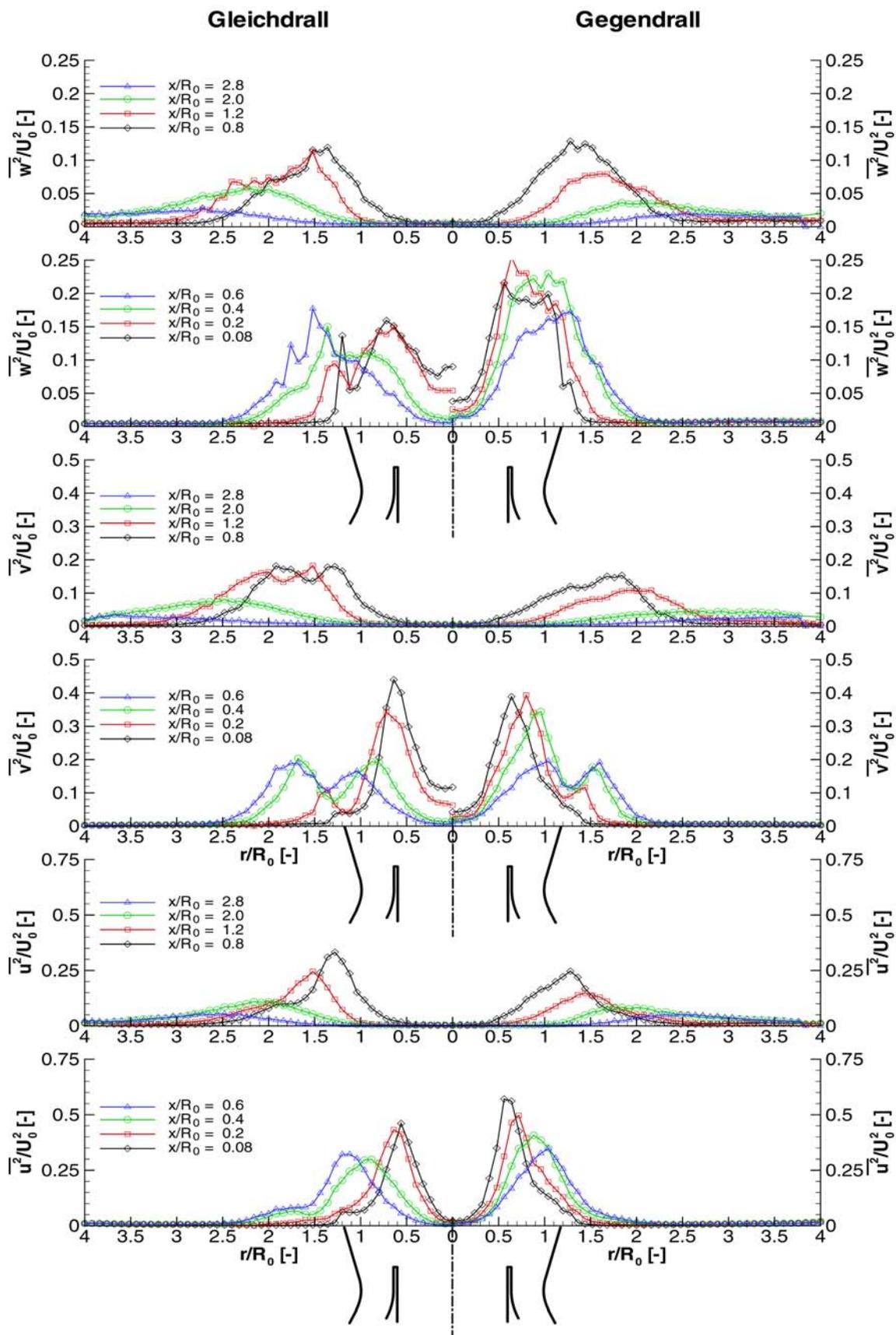


Abb. 4.9: Entdimensionierte Normalspannungen von unten nach oben in axialer, radialer und tangentialer Richtung

Den Profilen der **Normalspannung in axialer Richtung** $\overline{u^2}$ ist bereits auf der ersten Messebene innerhalb der Brennkammer auf $x/R_0=0.08$ der Ursprung der Strömung aus zwei getrennten Kanälen kaum mehr anzumerken; sie weisen jeweils ein einzelnes, sich sehr deutlich abzeichnendes Maximum auf, dessen radiale Position zunächst noch durch die Düseninnenströmung festgelegt ist. Im weiteren Verlauf folgt es, wie noch gezeigt werden muss, den Maximalwerten des axialen Gradienten der zeitmittleren Axialgeschwindigkeit $\partial U/\partial x$. Im Falle der Gleichdrallanordnung lässt sich an Hand der Zunahme des Spitzenwertes von $\overline{u^2}$ im Bereich von $x/R_0=0.4$ bis 0.8 deutlich Turbulenzproduktion nachweisen, ansonsten zeichnen sich die Verläufe, wie auch diejenigen der Gegendrallkonfiguration, durch eine stetige Abnahme des Maximums und dessen Verlagerung zu größeren Radien hin aus.

Im Vergleich dazu sind die **Verläufe von** $\overline{v^2}$ auf der düsenächsten Messebene ebenfalls durch ein einzelnes Maximum geprägt, zeigen jedoch mit wachsendem Düsenabstand eine starke Tendenz, auf größeren Radien ein zweites Maximum zu entwickeln, welches sich im Fall der Gleichdrallanordnung deutlich schneller ausbildet als bei der Gegendralldüse und bereits in Höhe der Messebene $x/R_0=0.4$ den Betrag der innen liegenden Extremstelle übersteigt. An Hand des Vergleichs dieser Verläufe mit den in **Abb. 4.2** gegebenen Tangentialgeschwindigkeitsprofilen zeigt sich sehr deutlich die dämpfende bzw. anfachende Wirkung abschnittsweise unterschiedlicher Wirbelformen auf Initialstörungen in radialer Richtung. Wie im Einzelnen noch zu zeigen ist, fällt das rasche Abklingen des innenliegenden, durch die Düseninnenströmung vorgegebenen Maximums in den Bereich des Starrkörperwirbels. Das schnelle Wachstum des äußeren Extremums korreliert dagegen mit solchen Radialabschnitten, auf denen die Tangentialgeschwindigkeit durch eine weit stärkere Abnahme geprägt ist, als es dem Potentialwirbel entspricht.

Am offensichtlichsten zeigen sich die Auswirkungen gleich- bzw. gegensinniger Verdrallung anhand der **Normalspannung** $\overline{w^2}$. Im Düsennahbereich treten bei Anwendung gegensinniger Verdrallung der Verbrennungsluftströme ca. 50% höhere Werte als bei der Gleichdralldüse auf, durch die Zunahme der gemessenen Spitzenwerte von der düsenächsten Messebene $x/R_0=0.08$ auf $x/R_0=0.2$ lässt sich deutlich Turbulenzproduktion aufgrund der Vermischung der beiden gegensinnig verdrallten Teilströme nachweisen. Im Unterschied dazu zeigt sich bei der Gleichdralldüse die Bildung eines zweiten, weiter außen liegenden Maximums, dessen Radialposition gut mit der Lage der äußeren Extremstelle in den Verläufen von $\overline{v^2}$ übereinstimmt.

Eine weitergehende Interpretation der erhaltenen Ergebnisse ermöglicht der Vergleich der gemessenen Schwankungsgeschwindigkeiten mit den nach der Boussinesq-Hypothese jeweils zugeordneten Gradienten der Hauptströmung. Durch Umformung von Gleichung 2.27 erhält man die Schreibweise

$$\begin{aligned}
\overline{u^2} - \frac{2}{3}k &= -2 \cdot v_{t,xx} \cdot \frac{\partial U}{\partial x} \\
\overline{v^2} - \frac{2}{3}k &= -2 \cdot v_{t,rr} \cdot \frac{\partial V}{\partial r} \quad , \\
\overline{w^2} - \frac{2}{3}k &= -2 \cdot v_{t,\varphi\varphi} \cdot \frac{V}{r}
\end{aligned} \tag{4.3}$$

wobei die jeweils linken Seiten der Gleichungen durch die gemessenen turbulenten Normalspannungen, die rechten Seiten durch die Berechnung der entsprechenden Gradienten zeitmittlerer Strömungsgrößen beschrieben und graphisch dargestellt werden können. Das Ergebnis dieser Vergleiche für alle drei Normalspannungskomponenten ist in den **Abbildungen 4.10 und 4.11** für Gleich- und Gegendrall jeweils getrennt aufgetragen. An Hand der gegebenen Kurvenverläufe zeigt sich für beide Düsenkonfigurationen der erwartete enge Zusammenhang zwischen den gemessenen Turbulenzgrößen und der Vorhersage nach der Wirbelviskositätshypothese, insbesondere ergibt sich eine ausgezeichnete Korrelation zwischen der Lage der Extremstellen und Nulldurchgänge der jeweils linken und rechten Gleichungsseiten. Einschränkend muss hinzugefügt werden, dass auf düsennahen Messebenen eine strenge Proportionalität zwischen Turbulenz- und zugeordneten zeitmittleren Strömungsgrößen keinesfalls gegeben ist, was sich insbesondere anhand der Spannungskomponente in axialer Richtung $\overline{u^2}$ in Höhe der Messebenen $x/R_0=0.2$ und 0.4 zeigt. Da die Wirbelviskositätshypothese lediglich die lokale Turbulenzproduktion, nicht jedoch deren konvektiven und diffusiven Transport bzw. Dissipation innerhalb des Strömungsfeldes beschreibt, leitet sich aus diesem Ergebnis kein Widerspruch zur Boussinesq-Hypothese ab, sondern eine Bestätigung der Vermutung, dass der Strömungsbereich sehr nahe der Düse maßgeblich durch den konvektiven Transport des durch die Düseninnenströmung generierten, stark anisotropen Turbulenzfeldes geprägt ist.

Bei der Gleichdralldüse ist auf stromab gelegenen Messebenen mit Annäherung an die Symmetrieachse der Brennkammer eine Betragszunahme von V/r zu beobachten. Diese Tendenz ist auf die starke Gewichtung sehr geringer Messfehler bei der Bestimmung der zeitmittleren Radialgeschwindigkeit mit dem Kehrwert des Radius zurückzuführen.

Zusammenfassend lässt sich diesen Darstellungen also entnehmen, dass der qualitative Verlauf der gemessenen Turbulenzgrößen im Einklang mit der durch die Boussinesq-Hypothese vorhergesagten Turbulenzproduktion steht, das sich ausbildende Turbulenzfeld also zu großen Teilen durch den Produktionsterm bestimmt wird. Da die Wirbelviskositätshypothese zusätzliche überlagerte Effekte, wie die Rückwirkung des zeitgemittelten Tangentialgeschwindigkeitsprofils auf die Stabilität der Strömung sowie den Transport und die Dissipation von Turbulenzenergie nicht berücksichtigt, ist eine quantitative Übertragbarkeit nicht gegeben. Dennoch eignet sie sich in guter Weise zur Plausibilisierung und Interpretation der ansonsten nur schwer nachvollziehbaren Profile der Normalspannungen.

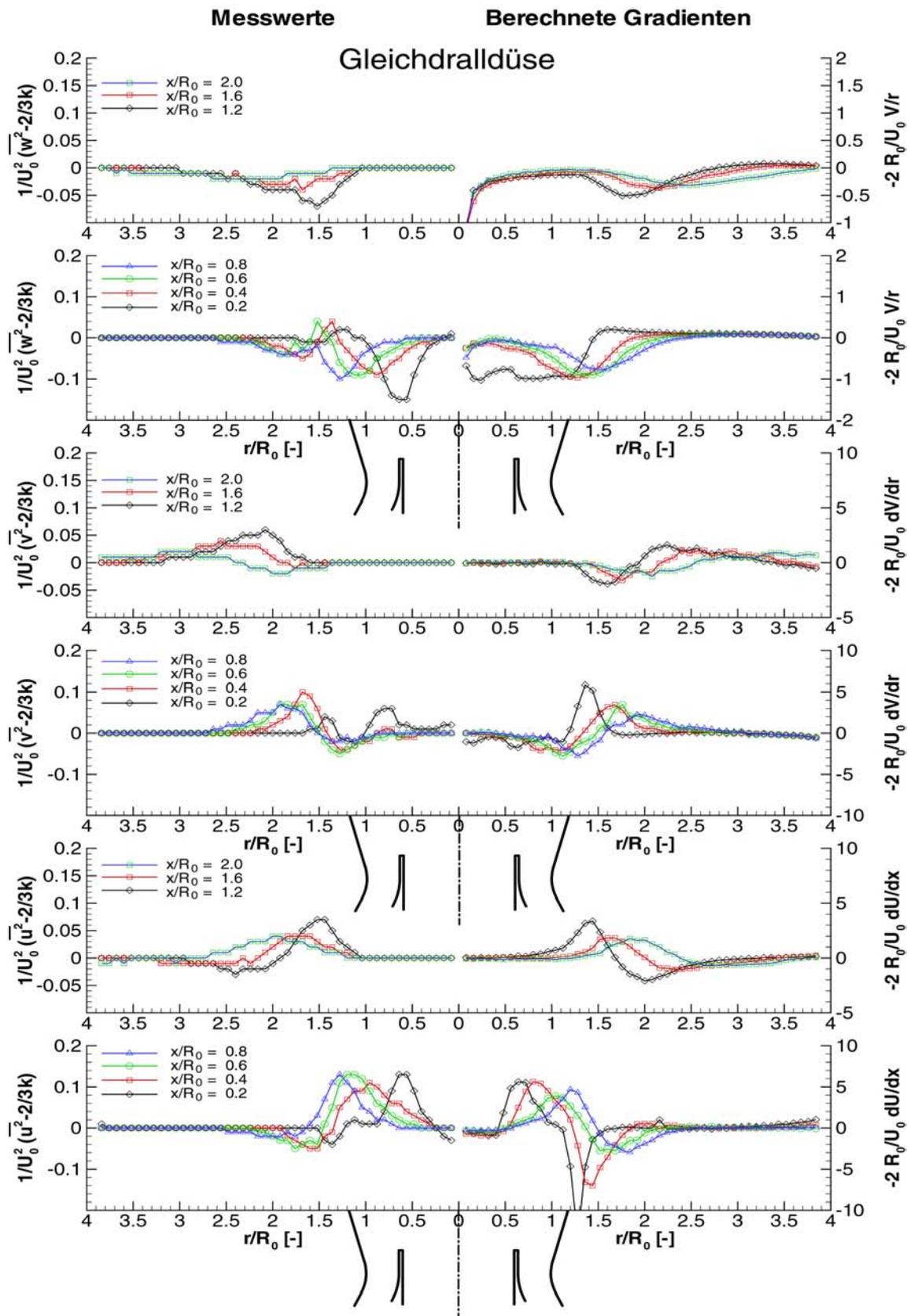


Abb. 4.10: Vergleich gemessener Normalspannungskomponenten mit den nach der Boussinesq-Hypothese zugeordneten Gradienten der zeitmittleren Geschwindigkeiten für die Gleichdrallkonfiguration

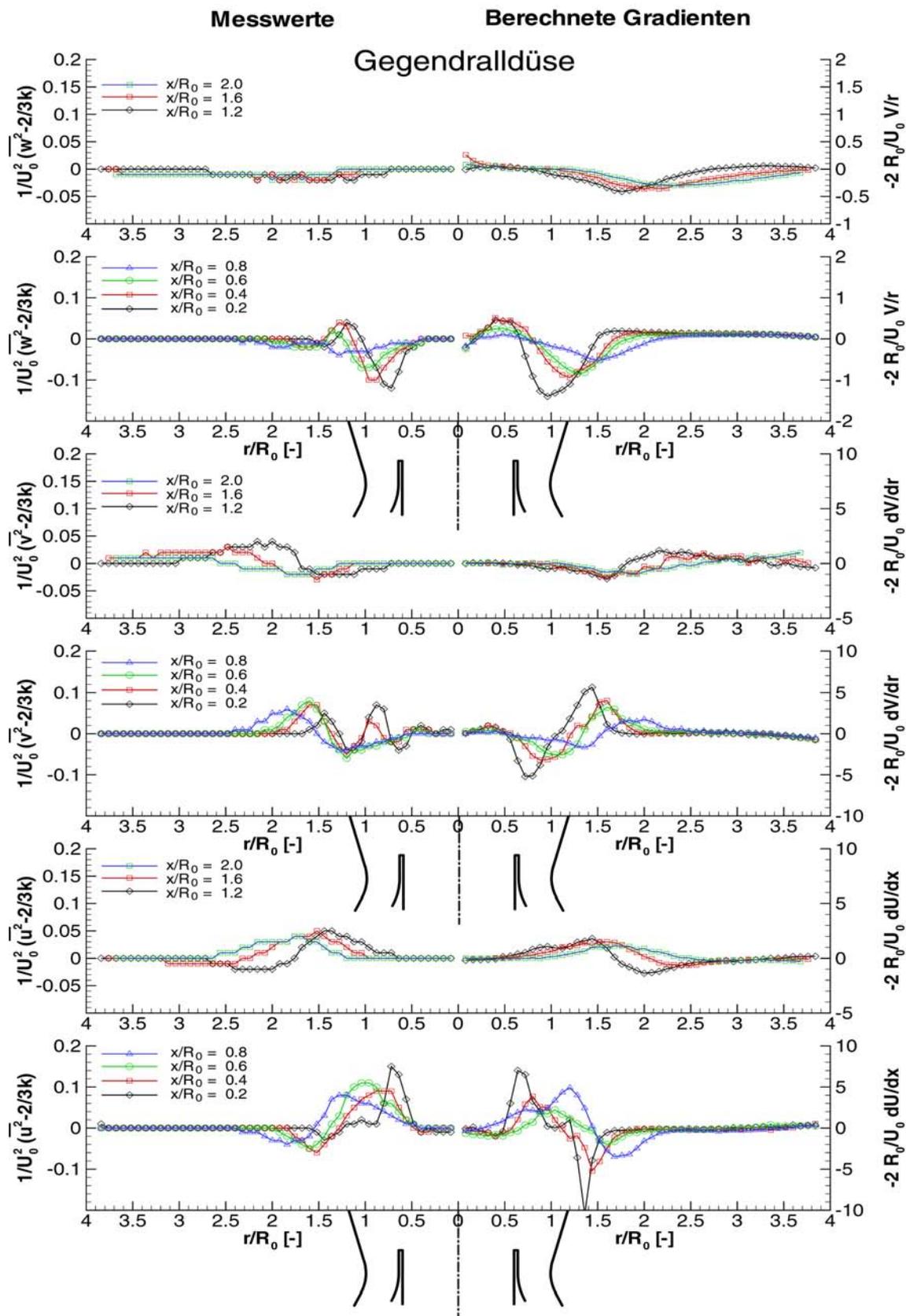


Abb. 4.11: Vergleich gemessener Normalspannungskomponenten mit den nach der Boussinesq-Hypothese zugeordneten Gradienten der zeitmittleren Geschwindigkeiten für die Gegendrallkonfiguration

Auf Grund ihrer besonderen Bedeutung soll an dieser Stelle nochmals gesondert auf die turbulenzdämpfende bzw. -verstärkende Wirkung unterschiedlicher Tangentialgeschwindigkeitsprofile eingegangen und die Aussagekraft des Rayleigh-Kriteriums überprüft werden. Der dem Rayleigh-Kriterium zu Grunde liegende Gradient $\partial/\partial r(\rho\Gamma^2)$ kann dabei aus den zeitmittleren Tangentialgeschwindigkeitsverläufen berechnet werden.

Abbildung 4.12 zeigt den Verlauf der Tangentialgeschwindigkeitsprofile sowie die daraus berechneten Zirkulationsgradienten, und erlaubt den Vergleich dieser Größe mit dem lokalen Feldgehalt an turbulenter kinetischer Energie jeweils für gleich- und gegensinnig verdrallte Teilluftströme.

Im Düsennahbereich der Gleichdralldüse ist der Verlauf von $\partial(\rho\Gamma)^2/\partial r$ auf kleinen Radien zunächst durch den Anstieg auf ein Maximum geprägt, welches durch den Anstieg des Tangentialgeschwindigkeitsbetrages im Starrkörperwirbelbereich gebildet wird. Der daran anschließende steile Abfall der Tangentialgeschwindigkeit im Strahlrandbereich korrespondiert mit einem Nulldurchgang sowie einem sehr deutlich ausgeprägten Minimum in der Radialverteilung des lokalen Drehimpulsgradienten. Im Anschluss daran nimmt $\partial(\rho\Gamma)^2/\partial r$ über den gesamten Eckenwirbel bis zur Brennkammerwand sehr geringe Werte nahe Null an.

Im Unterschied dazu weist der Verlauf beim Gegendrall bereits im sehr achsnahen Bereich zwei schwach ausgeprägte Extremstellen auf. Diese stammen von den unterschiedlichen Tangentialgeschwindigkeitsvorzeichen der zentral rezirkulierten Abgase einer- und des vorwärts strömenden Primärluftmassenstroms andererseits. Daran schließen ein sehr deutlich ausgeprägtes Maximum im Starrkörperwirbelbereich der Sekundärluft sowie ein markantes Minimum entlang des äußeren Strahlrandes an.

Entsprechend dem Rayleigh-Kriterium nach Gleichung 2.59 lässt das jeweils innenliegende Maximum, wo der quadrierte Drehimpulsgradient positive Werte annimmt, eine Dämpfung des turbulenten Austauschs erwarten, wogegen das weiter außen gelegene Minimum Zonen erhöhten turbulenten Austauschs vorhersagt. In der Tat zeigt sich anhand der Verläufe der turbulenten kinetischen Energie eine deutliche Abnahme im Bereich des Festkörperwirbels, wogegen das Minimum des Drehimpulsgradienten mit der Bildung eines Maximums der turbulenten kinetischen Energie auf größeren Radien einher geht. Wie **Abb. 4.9** zeigt, wird der Anstieg der turbulenten kinetischen Energie in diesem Bereich maßgeblich durch eine Steigerung des turbulenten Austauschs in radialer Richtung $\overline{v^2}$ getragen.

Der direkte Vergleich der beiden Düsen untereinander ergibt, dass bei der gegensinnig verdrallten Konfiguration durch die Wechselwirkung der beiden Teilluftströme ein steilerer Anstieg der Tangentialgeschwindigkeit im Bereich des Starrkörperwirbels zu beobachten ist, der seinerseits ein stärker ausgeprägtes Maximum des lokalen Drehimpulsgradienten mit stärkerer Dämpfungswirkung bezüglich des turbulenten Austausches auf diesem Radienabschnitt hervorruft. Im Strahlrandbereich ist der Tangentialgeschwindigkeitsverlauf dagegen durch eine langsamere

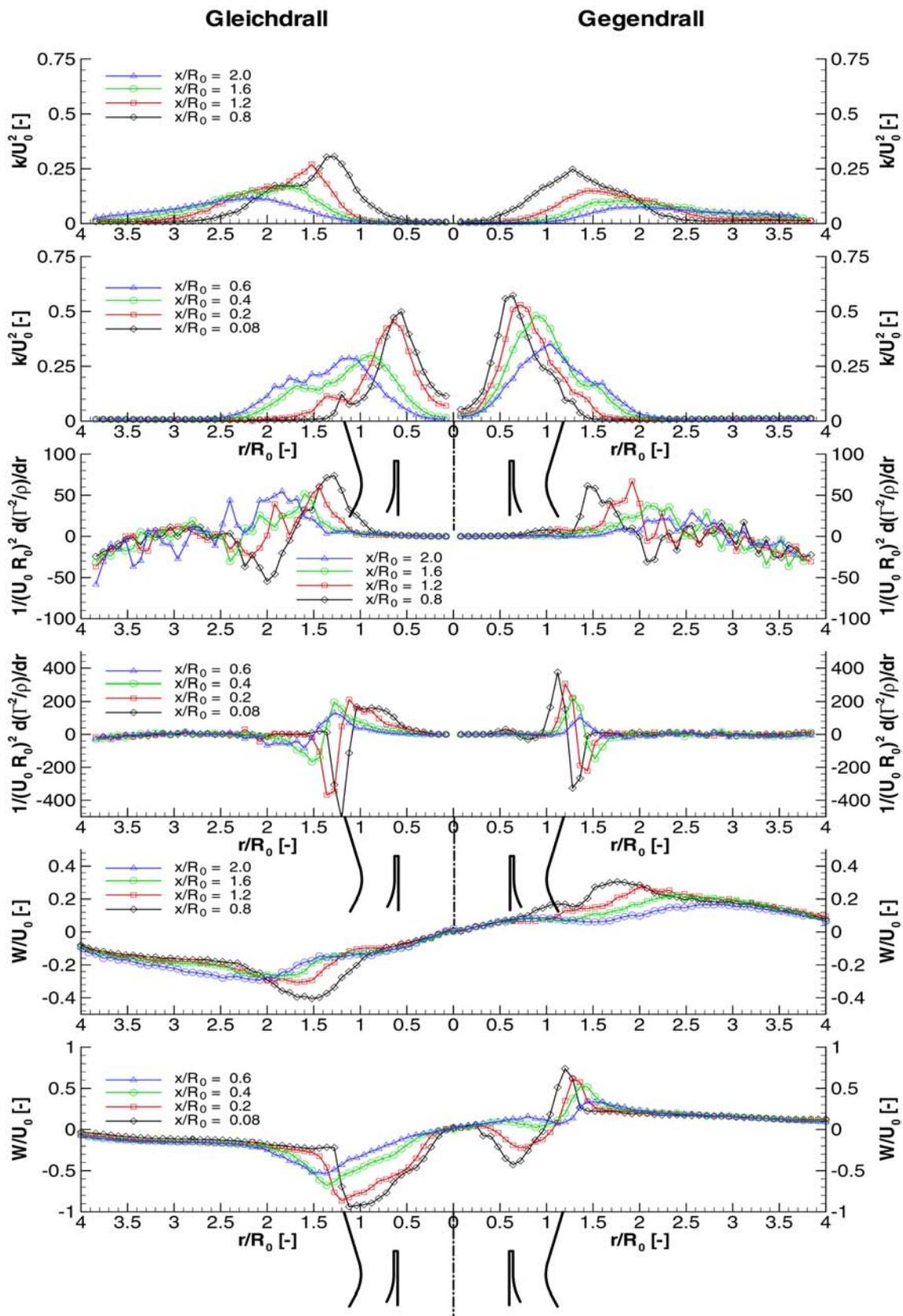


Abb. 4.12: Profile der zeitmittleren Tangentialgeschwindigkeiten, daraus berechneter Zirkulationsgradient und turbulente kinetische Energie für gleich- und gegensinnige Verdrehung der beiden Teilluftströme

Abnahme mit dem Radius geprägt, was eine im Vergleich zum Gleichdrall geringere Anfachung des turbulenten Austauschs in diesen Strömungsfeldzonen zur Folge hat.

Damit kann der erhöhte Feldgehalt an turbulenter kinetischer Energie im Strömungsfeld der Gleichdralldüse in axialen Distanzen von $x/R_0 > 0.6$ auf eine instabilere, radiale Strömungsschichtung im Bereich des vorwärtsströmenden Ringstrahls zurückgeführt werden. Die vorgestellten Messergebnisse können also als weiterer Beleg für einen starken, durch die Boussinesq-Hypothese nicht erfassten, Einfluss der Tangentialgeschwindigkeitsverteilung auf die turbulenten Austauschgrößen angesehen werden. Insbesondere liefern sie eine schlüssige Erklärung für den erhöhten Stoffaustausch und den dadurch beschleunigten Verlauf der Makromischung, der bei der Gleichdrallanordnung zu beobachten ist.

4.1.4.2 Schubspannungen

Die Verläufe der Reynoldsschen Schubspannungen \overline{uv} , \overline{uw} und \overline{vw} sind in **Abbildung 4.13** jeweils für die Gleich- und Gegendralldüse über dem Radius aufgetragen. Dabei wird als Scharparameter wiederum der axiale Abstand der Messebene von der Düsenmündung verwendet, so dass jede Schubspannung in jeweils zwei Diagrammen dargestellt ist, wobei das untere den Düsennah- und das obere den strahldominierten Bereich des Strömungsfeldes repräsentiert. Da die Schubspannungen \overline{uv} und \overline{vw} jeweils den zeitmittleren turbulenten Transport von Axial- bzw. Drehimpuls in radiale Richtung beschreiben, sind sie entlang der Achse der Randbedingung $\overline{uv}(r=0) = \overline{vw}(r=0) = 0$ unterworfen. Ein Abweichung von diesem Verhalten entspräche einem einseitigen Transport von Impuls über die Strahlachse hinweg, als dessen Folge eine ständig wachsende Asymmetrie des Strömungsfeldes zu beobachten wäre.

Für beide Düsen durchläuft \overline{uv} ausgehend vom Wert Null in Achsnähe zunächst ein Minimum, um danach auf der Mehrzahl der Messebenen entlang des äußeren Strahlrandes ein sehr schwaches Maximum auszubilden. Im Anschluss daran nimmt die Schubspannung in axial-radialer Richtung bis zur Brennkammerwand hin verschwindend geringe Werte an. Da das innen liegende Minimum bereits außerhalb der Rückströmzone im Radienbereich positiver Axial- und Radialgeschwindigkeiten auftritt, sind die negativen Werte der Kreuzkorrelation \overline{uv} in der Nähe der Strahlachse als radialer Transport von Axialimpuls von außen nach innen zu interpretieren, der im Fall der Gleichdralldüse auf einen besonders intensiven Austausch zwischen Primär- und Sekundärluftmassenstrom hindeutet.

Die Verläufe der Schubspannung \overline{vw} weisen eine sehr ähnliche Charakteristik wie \overline{uv} auf, tragen im Strömungsfeld der Gleichdralldüse jedoch das entgegengesetzte Vorzeichen. Der Grund hierfür liegt in den durchweg negativen Tangentialgeschwindigkeiten dieser Düsenkonfiguration. Die stark ausgeprägten Minima in den Verläufen der Schubspannung \overline{vw} bei der Gegendralldüse stammen aus dem Vorzeichenwechsel der zeitmittleren Tangentialgeschwindigkeit. Die gemessenen Verläufe beschreiben daher für beide Düsen entgegen der

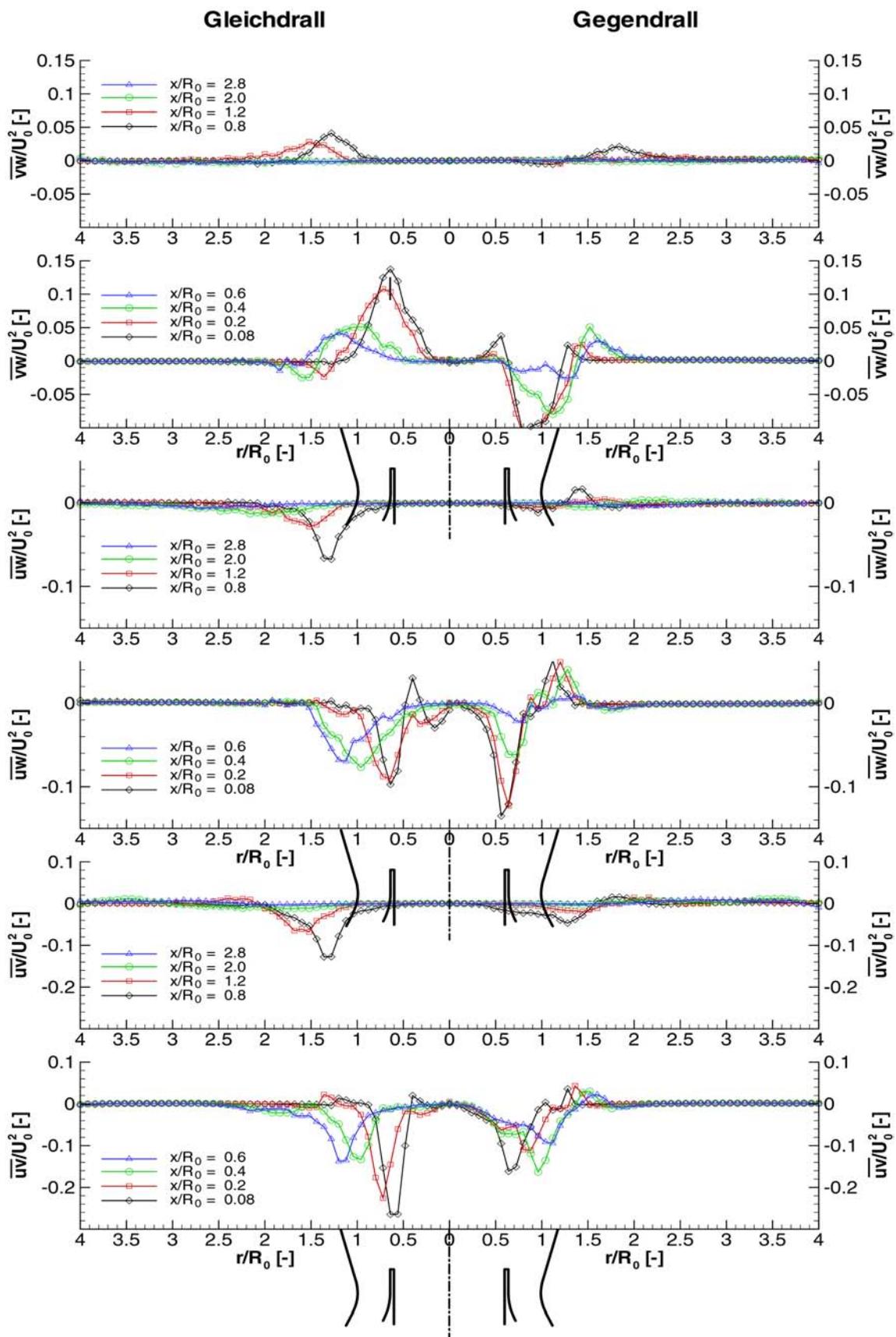


Abb. 4. 13: Entdimensionierte Schubspannungen von unten nach oben in axial-radialer, axial-tangentialer und radial-tangentialer Richtung

Konvektion in radialer Richtung einen intensiven turbulenten Drehimpulstransport aus dem vorwärts strömenden Ringstrahl in Richtung der Brennkammerachse. Dieser einwärts gerichtete turbulente Transport „füttert“ den Starrkörperwirbel entlang der Achse mit Drehimpuls, und übt daher einen stabilisierenden Einfluss auf diesen Wirbelabschnitt aus. An den dort höheren Beträgen von \overline{vw} erkennt man, dass die Gleichdralldüse diesem Einfluss in stärkerem Maße unterworfen ist. Erst auf größeren Radien tritt entlang der äußeren Strahlgrenze ein turbulenter Impulstransport in den Bereich des Eckenwirbels hinein auf, der vom Betrag her im Vergleich zu den einwärts gerichteten Impulsströmen entlang der Berandung der internen Rezirkulationszone allerdings von untergeordneter Bedeutung ist.

Die Kreuzkorrelation \overline{uw} schließlich beschreibt den turbulenten Transport von Drehimpuls in axialer Richtung. Bei der Interpretation dieser Schubspannung gilt es wiederum das Vorzeichen der zeitmittleren Tangentialgeschwindigkeit zu berücksichtigen. Die überwiegend negativen Werte von \overline{uw} im Fall der Gleichdrallanordnung entsprechen einer beschleunigenden Wirkung auf die Drehbewegung in weiter stromab gelegenen Strömungsquerschnitten und somit einem Drehimpulstransport von der Düse in die Brennkammer hinein. Mit dem Vorzeichenwechsel der Tangentialgeschwindigkeit im Fall der Gegendralldüse ist trotz der unveränderten Orientierung des Impulsflusses von der Düse in Richtung stromab gelegener Bereiche ein Vorzeichenwechsel der gemessenen Schubspannung verbunden.

Analog zur Interpretation der Normalspannungen sind in **Abbildungen 4.14 und 4.15** für ausgewählte Ebenen die Verläufe gemessener Schubspannungen und der nach der Boussinesq-Hypothese zugeordneten Gradienten zeitmittlerer Geschwindigkeitskomponenten

$$\begin{aligned}\overline{uv} &= -v_{t,xr} \cdot \left(\frac{\partial U}{\partial r} + \frac{\partial V}{\partial x} \right) \\ \overline{uw} &= -v_{t,x\varphi} \cdot \left(\frac{\partial W}{\partial x} \right) \\ \overline{vw} &= -v_{t,r\varphi} \cdot \left(r \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{W}{r} \right) \right)\end{aligned}\tag{4.4}$$

einander jeweils für Gleich- und Gegendralldüse getrennt gegenübergestellt.

Wie aus den Gleichungen 4.4 hervorgeht, kommt den axialen Geschwindigkeitsgradienten bei der Abschätzung der turbulenten Schubspannungen größere Bedeutung zu als bei den Normalspannungen (s. Gl. 4.3). Es sei an dieser Stelle darauf hingewiesen, dass die messtechnische Diskretisierung des Strömungsfeldes in axialer Richtung in deutlich größeren Inkrementen als in Radialrichtung erfolgte (s. hierzu beispielsweise **Abbildung 4.1**). Insbesondere im Düsennahbereich, wo vergleichsweise hohe Gradienten der zeitmittleren Geschwindigkeitskomponenten auftreten, ist die numerische Differentiation in Längsrichtung daher erheblichen Unsicherheiten unterworfen, was insbesondere in Bezug auf die Schubspannungen \overline{uv} und \overline{uw} im Vergleich zu \overline{vw} größere Abweichungen zwischen Messwerten und theoretisch abgeleitetem Verlauf erwarten

lässt.

Ähnlich der bereits zuvor bei den Normalspannungen getroffenen Feststellung erkennt man anhand des Vergleichs der gemessenen Schubspannungen mit den jeweils zugeordneten Gradienten des zeitmittleren Strömungsfeldes eine noch akzeptable Übereinstimmung der radialen Position von Extremstellen und Nulldurchgängen der jeweiligen Verläufe, was die grundsätzliche Anwendbarkeit der Boussinesq-Hypothese auf turbulente, verdrallte Strömungsfelder bestätigt. Die Verwandtschaft, d.h. die qualitative Ähnlichkeit, zwischen den jeweils gemessenen Schubspannungen und den nach Boussinesq zugeordneten Gradienten der zeitmittleren Geschwindigkeiten erscheint jedoch deutlich ferner, als dies bei den Normalspannungen festzustellen ist.

Als gemeinsames Merkmal im Strömungsfeld beider Düsen erkennt man, dass die Beträge der Schubspannung in radial-tangentialer Richtung \overline{vw} durch die Gradiententransporthypothese deutlich über-, der Axialimpulstransport in radialer Richtung \overline{uv} deutlich unterschätzt werden. Nach den theoretischen Ausführungen zur Wirkung des Dralls auf die Lage des Reynoldsspannungstensors spiegelt dieses Ergebnis jedoch genau die zu erwartende Tendenz wider. Entsprechend Gleichung 2.60 ist durch den Drall eine Drehung des Spannungsellipsoids parallel zur Rotationsachse der Hauptströmung erwarten. Der im Vergleich zur Boussinesq-Hypothese deutlich geringere turbulente Impulsaustausch in radial-tangentialer Richtung resultiert aus der Umverteilung zwischen den Reynoldsspannungskomponenten $\overline{v^2}$, $\overline{w^2}$ und \overline{vw} , welche durch die Gruppe eins des Gleichungssystems 2.60 beschrieben und in **Abbildung 2.10** grafisch dargestellt ist. In analoger Weise ist auch die Zunahme der Schubspannung \overline{uv} durch die Interaktion der zu Gruppe zwei zusammengefassten Tensorkomponenten unmittelbar plausibel. Wie die grafische Darstellung in **Abbildung 2.11** zeigt, wäre darüber hinaus auch eine Abschwächung des turbulenten Austauschs in axial-tangentialer Richtung zu erwarten gewesen, eine Tendenz, welche sich im Vergleich von \overline{uw} mit dem zugeordneten axialen Gradienten der zeitmittleren Tangentialgeschwindigkeit $\partial W/\partial x$ nicht widerspiegelt. Es sei daher nochmals betont, dass nicht ausschließlich der Drall und die durch die Boussinesq-Hypothese beschriebene Turbulenzproduktion durch den lokalen Deformationstensor, sondern dazu konkurrierend und bereichsweise dominierend die Turbulenzdissipation, konvektiver Transport sowie die Rayleigh-Instabilität auf den Reynoldsspannungstensor einwirken. Zieht man weiterhin in Betracht, dass die der Schubspannung \overline{uw} nach Boussinesq zugeordnete Komponente des Deformationstensors als einzige ausschließlich auf axialen Geschwindigkeitsgradienten beruht und daher den oben erwähnten numerischen Unsicherheiten in besonders starker Weise unterworfen ist, können diese Ergebnisse betreffend den Austausch in axial-tangentialer Richtung nur sehr zurückhaltend bewertet werden und befinden sich daher nicht im Widerspruch zu den oben getroffenen Feststellungen, sondern im Einklang mit den in Kapitel 2.4.3.2 angeführten theoretischen Überlegungen zur Drallwirkung auf den Reynoldsspannungstensor.

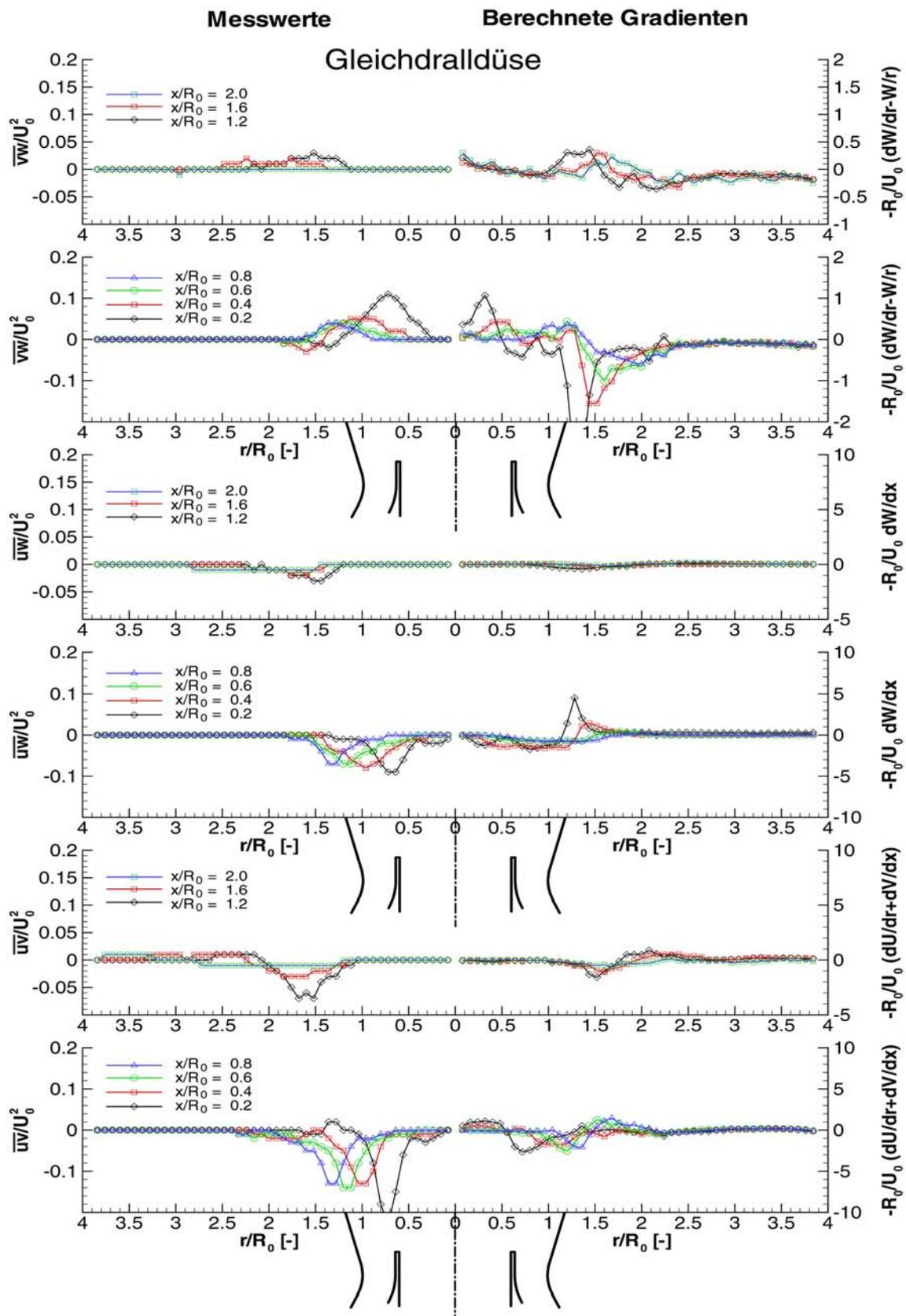


Abb. 4.14: Vergleich gemessener Schubspannungskomponenten mit den nach der Boussinesq-Hypothese zugeordneten Gradienten der zeitmittleren Geschwindigkeiten für die Gleichdrallkonfiguration

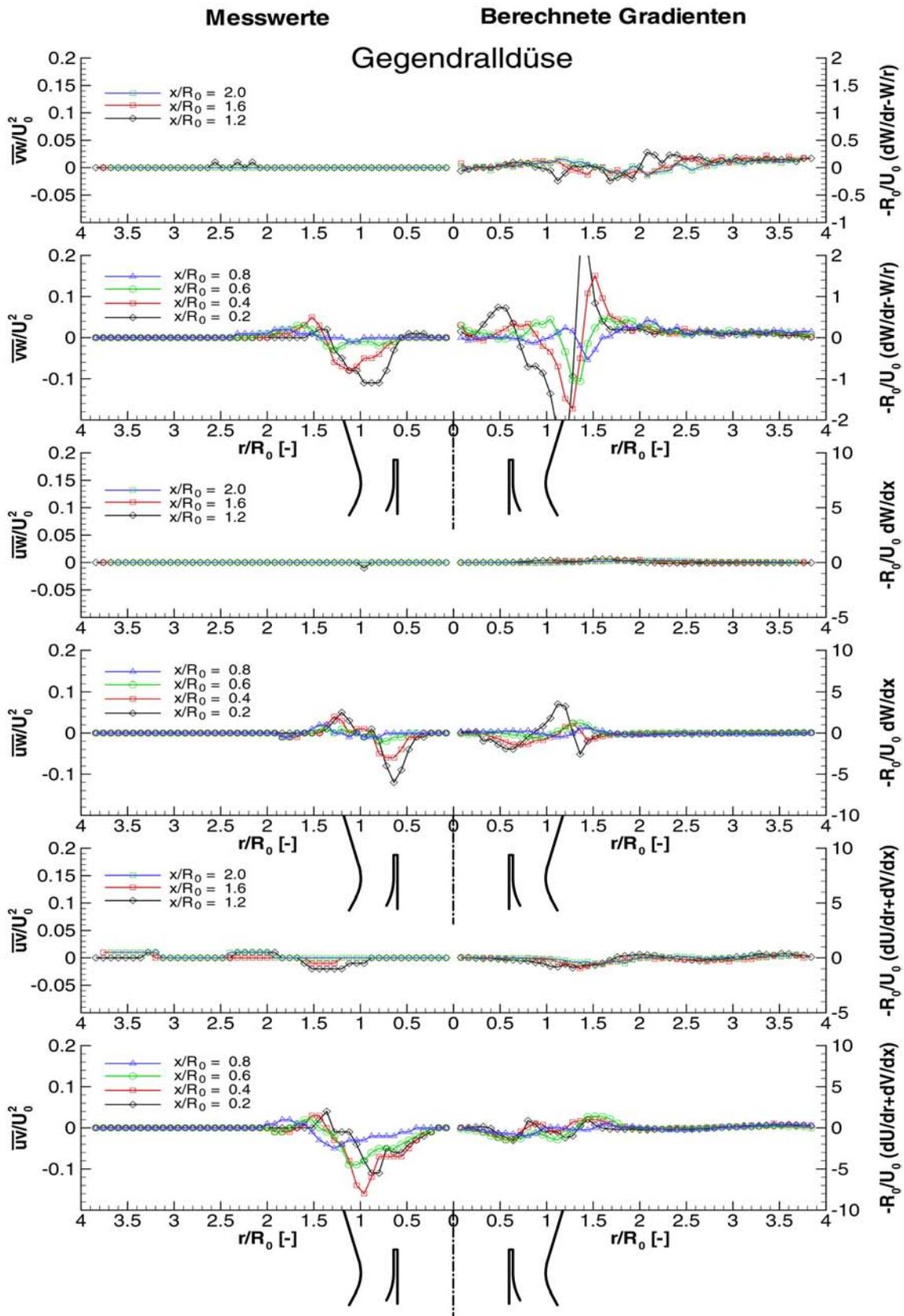


Abb. 4.15: Vergleich gemessener Schubspannungskomponenten mit den nach der Boussinesq-Hypothese zugeordneten Gradienten der zeitmittleren Geschwindigkeiten für die Gegendrallkonfiguration

4.2 Strömung mit überlagerter Verbrennung

Grundvoraussetzung für chemische Reaktionen innerhalb der Flammenzone ist die molekulare Mischung der Reaktionspartner, die durch die sogenannte Mikroturbulenz gesteuert und letztendlich durch Molekulardiffusion herbeigeführt wird. Dieser Mikromischung muss eine Grob- (Makro-) Mischung vorausgehen, die durch die Eigenschaften der größeren Turbulenzelemente, der sogenannten Makrowirbel, beeinflusst wird. Obwohl die Molekulardiffusion im Vergleich zur turbulenten Diffusion an sich ein sehr langsamer Vorgang ist, hat sie lediglich die Dimension der kleinsten Turbulenzelemente zu überwinden. Daraus folgt, dass in praktischen Systemen der makroskopische turbulente Austausch über die zeitlich gemittelten Stromlinien, der über sehr viel größere Längenskalen erfolgt, geschwindigkeitsbestimmend und somit maßgeblich für die Ausprägung des Temperaturfeldes ist, welches seinerseits das Strömungsfeld der hier betrachteten Drallflammen prägt.

Die Zündung des durch die turbulente Vermischung bereitgestellten Brenngas-/Luftgemischs bringt durch die lokale thermische Expansion entscheidende Änderungen im Strömungsfeld der Flamme mit sich. Einerseits werden die mittleren Strömungsgeschwindigkeiten und die Druckverteilung direkt beeinflusst, so dass die turbulenz erzeugenden Geschwindigkeitsgradienten betragsmäßig variieren, andererseits führt die Temperaturerhöhung zu einer Steigerung der molekularen Viskosität und damit u. a. zu einer Beeinflussung der Turbulenzkaskade und dadurch zu einer Rückwirkung auf den turbulenten Austausch (Hillemanns 1988).

Aus diesem Grund werden zunächst das makroskopische Mischungsfeld sowie die sich daraus ergebende Temperaturverteilung innerhalb der Brennkammer dargestellt. Im weiteren Verlauf soll dann an Hand des Vergleichs mit den unter isothermen Bedingungen erzielten Messergebnissen die Rückwirkung der Verbrennung auf das zeitmittlere Strömungsfeld sowie die turbulenten Austauschgrößen diskutiert werden. Der besseren Vergleichbarkeit wegen wurden zu diesem Zweck sowohl eine Gleich- als auch eine Gegendrallflamme zu -vom Drehsinn der Verbrennungsluftströme abgesehen- identischen Randbedingungen vermessen:

- Brennstoffmassenstrom entsprechend der thermischen Leistung $P=15 \text{ kW}$
- Luftmassenstrom entsprechend Globalstöchiometrie von $\lambda_{\text{glob}}=1.75$
- Aufteilung des Verbrennungsluftstroms auf Innen- und Außenkanal $x_{\text{pr}}=0.37$
- Temperatur der zugeführten Gasströme $T=100^\circ\text{C}$

4.2.1 Einfluss der Verbrennung auf die Mischungsfelder

In **Abbildung 4.16** sind die zeitmittleren Mischungsfelder der Gleich- und Gegendrallanordnung in der reagierenden Strömung einander gegenübergestellt, wieder entspricht ein gelbgrüner Farbton einer nahezu abgeschlossenen Makromischung, Zonen mit fetterer Mischung als der eingestellten Globalstöchiometrie sind blau bis grün, Gebiete magerer Gemischzusammensetzung sind mit rötlichen Farbtönen markiert.

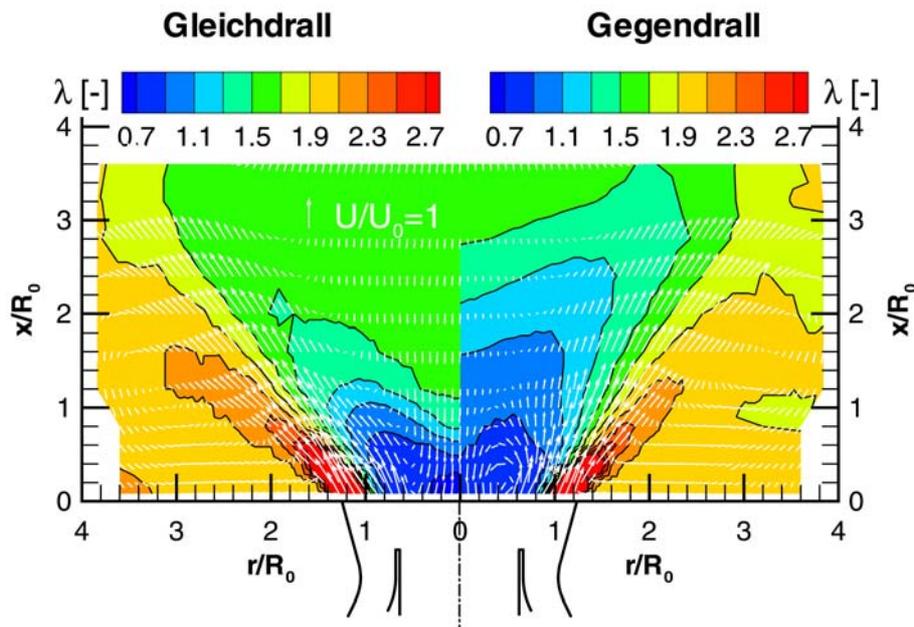


Abb. 4.16: Darstellung des zeitmittleren Mischungsfeldes innerhalb der Gleich- und Gegendrallflamme ($P=15\text{ kW}$, $\lambda_{\text{glob}} = 1.75$)

Wie bereits beim isothermen Mischungsfeld beobachtet, widersprechen die erhaltenen Messergebnisse insofern der Intuition, als der Prozess der Makromischung durch den Einsatz gegensinniger Verdrallung keineswegs beschleunigt, sondern stark verzögert abläuft. Insbesondere ist mit gegensinniger Verdrallung der beiden Verbrennungsluftströme durch die starke Erweiterung des Bereichs unterstöchiometrischer Gemischzusammensetzung im Nachlauf des Primärkanals eine signifikante Vergrößerung der Isofläche $\lambda=1$ verbunden.

Durch den Vergleich mit dem in **Abbildung 4.7** dargestellten isothermen Mischungsfeldern wird weiterhin ersichtlich, dass die Überlagerung der Verbrennung unabhängig von der gewählten Drallkonfiguration grundsätzlich eine starke Dämpfung des turbulenten Austauschs zu bewirken scheint. Während die Makromischung unter isothermen Bedingungen bei beiden Düsen bereits einen Düsendurchmesser ($x/R_0=2$) stromab des Eintritts in die Brennkammer weitgehend abgeschlossen ist, sind die Mischungsfelder beider Flammen in diesem axialen Düsenabstand noch in starkem Maße durch eine deutlich erkennbar inhomogene Verteilung geprägt.

Eine genauere Interpretation der unter reagierenden Bedingungen maßgeblichen Einflüsse auf die beiden Mischungsfelder soll jedoch nicht an dieser Stelle durchgeführt werden, sondern wird an die Diskussion der zeitlich mittleren Strömungsfelder sowie der turbulenten Impulsflüsse anschließen.

4.2.2 Zeitgemittelte Temperaturfelder

Die Temperaturfelder, die aus oben dargestellten Mischungsfeldern resultieren, sind einander in **Abb. 4.17** gegenübergestellt. Das ebenfalls dargestellte Vektorfeld gemessener Geschwindig-

keiten in axialer und radialer Richtung soll die Zuordnung der Temperaturverteilung zu einzelnen Strömungsfeldbereichen erleichtern. In beiden Feldern ist die V-förmige Zuströmung des Verbrennungsluftmassenstromes in die Brennkammer anhand der blau-grünen Farbtöne deutlich erkennbar. Der Bereich höchster Temperaturen, in der Fehlfarbandarstellung rot gekennzeichnet, liegt in beiden Fällen innerhalb der durch die kühle Verbrennungsluft gebildeten V-förmigen Struktur und erstreckt sich entlang der äußeren Berandung der Rückströmzone. Weiterhin erkennt man sehr schön die Lage des Eckenwirbels, in dem durch die äußere Rückströmung heißes Abgas in die Verbrennungsluft eingemischt wird. Die niedrigen Temperaturen in den äußeren Ecken der Brennkammer kommen durch Wärmeverluste über die metallische Brennkammerstirnseite an den der Düse zuströmenden Verbrennungsluftstrom und, in sehr viel geringerem Maße, durch die Brennkammerwand an die Umgebung zustande.

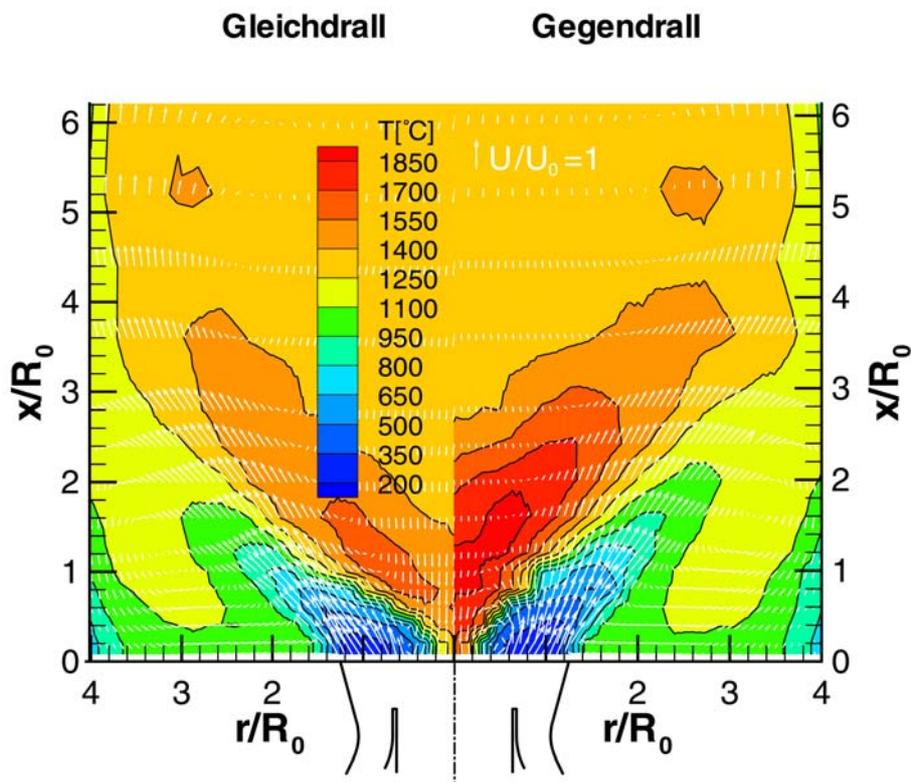


Abb. 4.17: Darstellung der Temperaturverteilung innerhalb der Gleich- und Gegendrallflamme ($P=15 \text{ kW}$, $\lambda_{\text{glob}} = 1.75$)

Erwartungsgemäß sind in hinreichender Entfernung von der Düsenmündung ($x/R_0 > 6$) in beiden Fällen homogene Temperaturfelder mit sehr ebenen Profilen zu beobachten. Unter adiabaten Bedingungen ist das Temperaturniveau in diesem Bereich ausschließlich durch die theoretische Verbrennungstemperatur des Brenngas-Luftgemischs in Höhe von 1394°C (gerechnet mit CHEMKIN, Mechanismus: GRI 3.0) vorgegeben. An Hand eines Vergleichs dieses theoretischen Grenzwertes mit den tatsächlich gemessenen Temperaturen von ca. 1300°C kann der Verlustwärmestrom über die Brennkammerwand in diesem Brennkammerabschnitt auf ca. 7%

abgeschätzt werden.

Unterschiede zwischen der Gleich- und Gegendrallkonfiguration ergeben sich hauptsächlich im Düsennah- bzw. strahldominierten Bereich, der sich bis ca. zwei Düsendurchmesser in die Brennkammer hinein erstreckt. Offenbar führen bei der Gegendrallanordnung der geringere turbulente Austausch und das dadurch deutlich erweiterte Gebiet nahestöchiometrischer Gemischzusammensetzung zu einer wesentlich inhomogeneren Temperaturverteilung mit Spitzenwerten von 1950°C . Im Vergleich dazu werden bei der Gleichdrallanordnung deutlich geringere Maximaltemperaturen von lediglich 1650°C gemessen.

4.2.3 Stromfunktion, Vektorplot und mittlere Geschwindigkeiten

Zunächst sollen durch den Vergleich der am isothermen Strahl und innerhalb der Flamme gemessenen zeitmittleren Strömungsfelder diejenigen Verbrennungseinflüsse dargestellt werden, die für beide Düsenkonfiguration gleichermassen festgestellt werden können. Dazu sind in **Abb. 4.18** die Strömungsfelder der Gleich- und Gegendrallflamme zunächst jeweils als Vektordiagramm sowie als ebenenweise normierte Stromfunktion wiedergegeben. Wie bei der Diskussion der isothermen Strömung sind auch für die Flammen zusätzlich die Extremwerte der Stromfunktion näherungsweise an denjenigen Stellen, wo sie im Feld gemessen wurden,

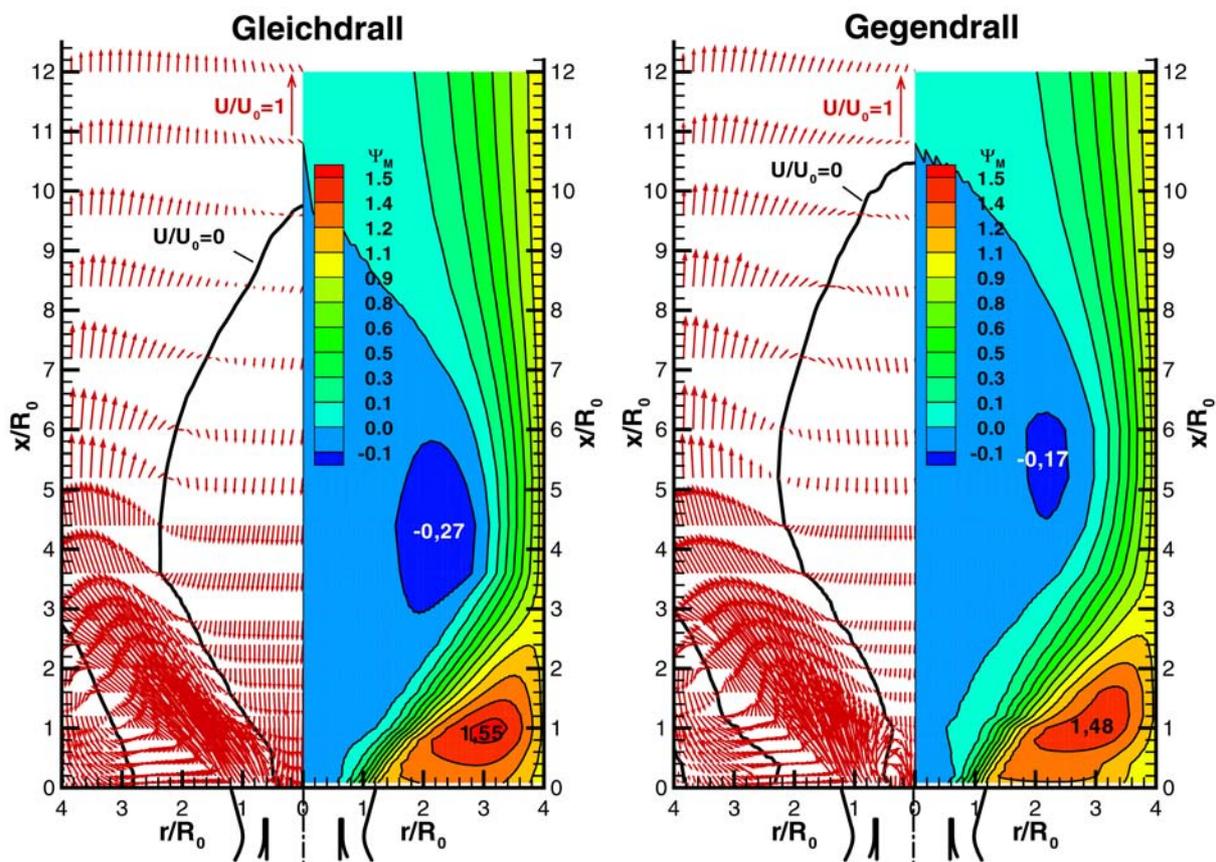


Abb. 4. 18: Darstellung des zeitlich mittleren Strömungsfeldes durch U-V-Vektorplot und Stromfunktion für die Gleich- und Gegendrallflamme ($P=15\text{ kW}$, $\lambda_{\text{glob}}=1.75$)

eingetragen.

Unabhängig von der Drallrichtung fällt als wesentlicher Unterschied zwischen reagierenden und isothermen Strömungsfeldern (vgl. **Abb. 4.18 und 4.1**) die signifikante Zunahme der Axialgeschwindigkeiten ins Auge, die im Weiteren eine starke Verkürzung der zentralen Rezirkulationszone sowie eine Reduktion des dort umlaufenden Massenstroms bewirkt. Darüber hinaus ist auch eine geringe Abnahme des im Eckenwirbel rezirkulierten Massenstroms zu beobachten.

Zur detaillierten Diskussion des Verbrennungseinflusses auf die zeitgemittelten Strömungsfelder sind in den **Abbildungen 4.19 bis 4.21** Profile der in den Flammen gemessenen Geschwindigkeitskomponenten in tangentialer, axialer und radialer Richtung aufgetragen. Um die Vergleichbarkeit mit den zu isothermen Bedingungen erhaltenen Resultaten zu gewährleisten, sind jeweils die gleichen Messebenen dargestellt.

Da die Expansion durch die Verbrennung in direkter Weise zunächst nur auf die Axialgeschwindigkeitsprofile einwirkt, weisen die **Tangentialgeschwindigkeitsprofile** der isothermen und reagierenden Strahlen (s. **Abb. 4.19 und 4.2**) qualitative Ähnlichkeit zueinander auf, sie nehmen innerhalb der vermessenen Flammen allerdings nahezu durchweg höhere Beträge an. Insbesondere im Fall der Gleichdrallanordnung sorgt die bis in die Düse hineinreichende zentrale Rezirkulationszone durch Einmischung heißer Abgase in das die Düse verlassende Frischgemisch bereits im unmittelbaren Düsennahbereich auf kleineren Radien zu einem Anstieg der Tangentialgeschwindigkeitsbeträge und einen deutlich fülligeren Wirbel. Dieses Verhalten steht dennoch im Einklang mit der Drehimpulserhaltung, da die lokale Tangentialgeschwindigkeit vor der Integration noch mit der vorzeichenbehafteten, dichtegewichteten Axialgeschwindigkeit zu multiplizieren ist. Dadurch liefern Bereiche innerhalb der Rückströmzonen trotz gleichen Tangentialgeschwindigkeitsvorzeichens einen negativen Beitrag zum Drehimpuls. Diese Interpretation wird insbesondere durch **Abb. 4.22** unterstützt, welche den radialen Verlauf der Drehimpulsstromdichte über dem Brennkammerradius für die Gleich- und Gegendralldüse sowohl mit als auch ohne Verbrennung auf verschiedenen axialen Querschnittebenen darstellt. Die große Ähnlichkeit der Drehimpulsverteilungen jeweils der isothermen und der reagierenden Strömung bestätigt die Annahme, dass die Verbrennung weder den integralen Wert noch die Verteilung des Drehimpulsstroms über den Brennkammerradius beeinflusst. Gemäß Gleichung 2.56 liefern die Tangentialgeschwindigkeitsprofile einen wichtigen Beitrag zur Ausbildung der Feldverteilung des statischen Drucks. Durch die Wichtung der Tangentialgeschwindigkeitsquadrate mit der lokalen Dichte stellt sich trotz der höheren Geschwindigkeitsbeträge für beide Flammen ein wesentlich geringerer Unterdruck entlang der Brennkammerachse als bei den isothermen Vergleichsmessungen ein, so dass die zentrale Rezirkulationsströmung bei überlagerter Verbrennung grundsätzlich schwächer ausgeprägt ist als dies in isothermen Drallstrahlen beobachtet wird.

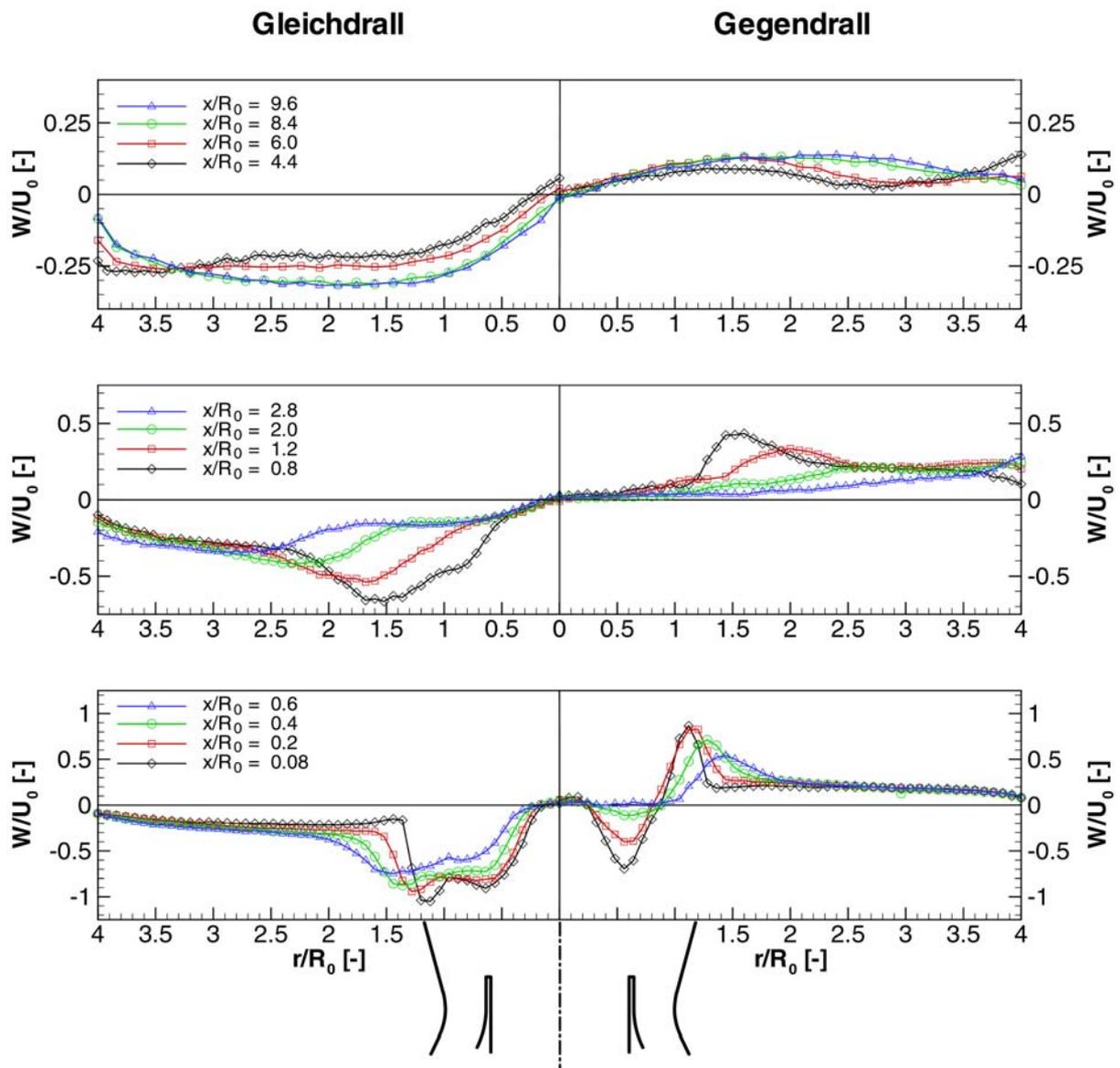


Abb. 4.19: Zeitmittlere Tangentialgeschwindigkeitsverläufe in der Gleich- und Gegendrallflamme ($P=15\text{ kW}$, $\lambda_{\text{glob}} = 1.75$)

Die **Axialgeschwindigkeiten** innerhalb der Gleich- und Gegendrallflamme sind in **Abb. 4.20** aufgetragen. An Hand des Vergleichs mit den in **Bild 4.3** gezeigten Verläufen für die isothermen Doppeldrallstrahlen ist erkennbar, dass die Strömung im Düsenbereich durch die chemische Reaktion nur schwach beeinflusst wird. Die geringfügige Erhöhung der Geschwindigkeitsbeträge des aus der Düse ausströmenden Ringstrahls lässt sich durch die Einmischung rückströmender heißer Abgase, sowie den Wärmestrom aus der Brennkammer durch die metallische Kopfplatte des Düsenstocks in die Frischluft erklären. Die deutliche Steigerung der Rückströmgeschwindigkeit in unmittelbarer Achsnähe ergibt sich als Konsequenz der Herkunft der rückströmenden Gase aus der Hauptreaktionszone und deren geringer Dichte, wodurch sich aus Gründen der Kontinuität zwangsläufig höhere Strömungsgeschwindigkeiten ergeben.

Ab der Messebene $x/R_0=0.8$ gelangt der sich konzentrisch in die Brennkammer hinein aus-

breitende Ringstrahl in das Gebiet der Hauptreaktionszone, wo er im Vergleich zum isothermen Fall durch die thermische Expansion stark beschleunigt wird. Der Eintritt in die Reaktionszone bildet sich in beiden Flammen in guter Übereinstimmung mit den steilen Temperaturgradienten in diesem Bereich (s. **Abb. 4.17**) in Form eines Wendepunktes der Axialgeschwindigkeitsverläufe deutlich ab.

Weiterhin fällt auf, dass die Rückströmgeschwindigkeiten nahe der Brennkammerachse im Düsenbereich zwar deutlich höher sind als bei der isothermen Strömung der Fall ist, die Beträge nehmen besonders bei der Gegendrallflamme mit zunehmender Düsenentfernung jedoch rasch ab, so dass sich die Rückströmzone deutlich früher schließt. Auch der Durchmesser der inneren Rückströmblase fällt in den Flammen deutlich geringer aus, so dass die Stromfunktion auch in Bereichen größerer Rückströmgeschwindigkeit geringere Beträge als in der

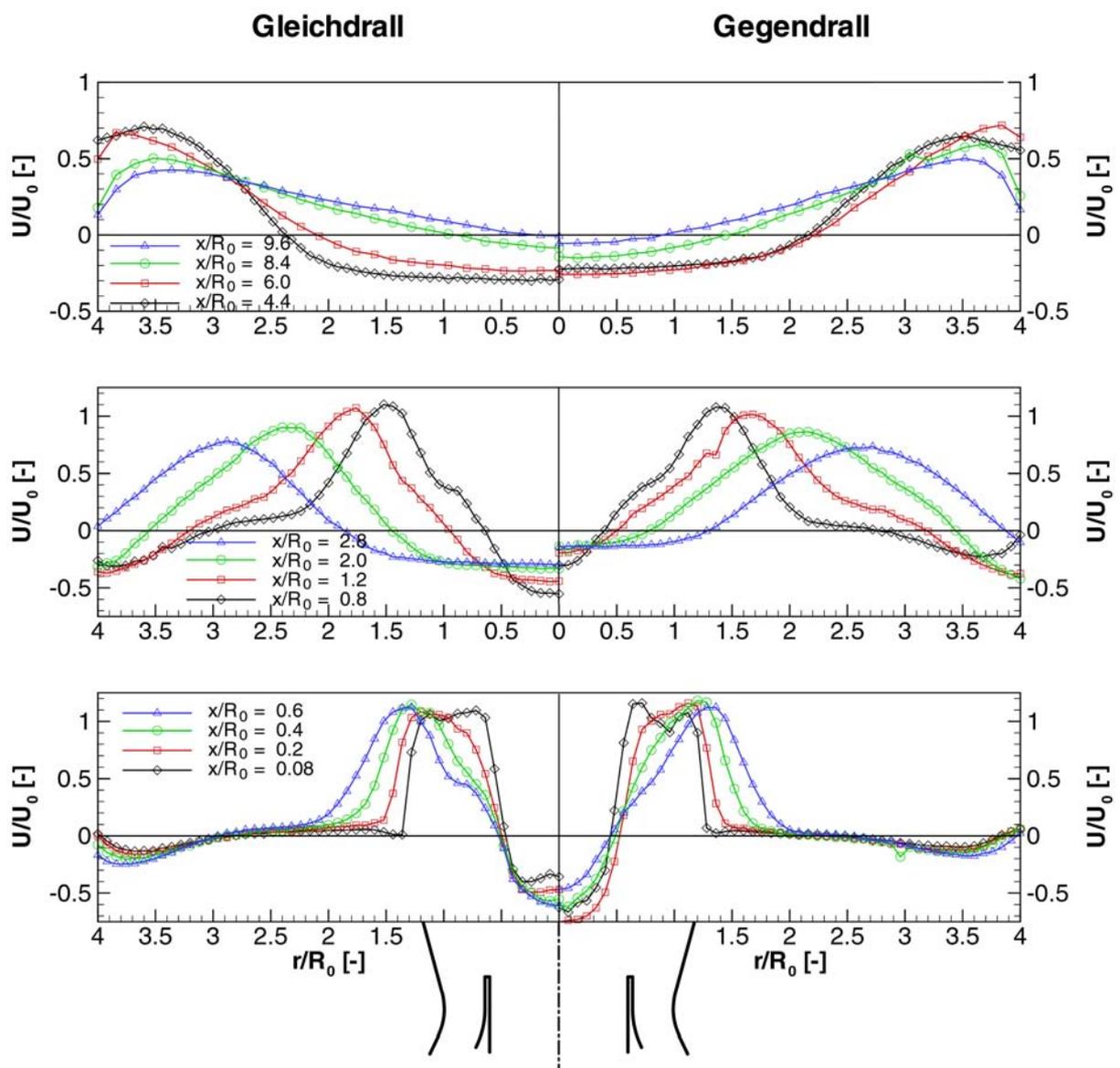


Abb. 4.20: Zeitmittlere Axialgeschwindigkeitsverläufe in der Gleich- und Gegendrallflamme ($P=15 \text{ kW}$, $\lambda_{\text{glob}} = 1.75$)

isothermen Strömung aufweist. Die Ursache für die in Anbetracht der hohen Rückströmgeschwindigkeiten überraschend kleinen zentralen Rezirkulationsmassenströme liegt in der hohen Temperatur und daher geringen Dichte der Flammengase in dieser Strömungsfeldzone.

In **Abb. 4.21** sind schließlich auch die in den Flammen gemessenen zeitgemittelten **Radialgeschwindigkeiten** abgebildet. Insbesondere in Düsenähe erscheinen sie im Vergleich zur isothermen Strömung (**Bild 4.4**) lediglich moderat erhöht, erst im strahl-dominierten Bereich nach Eintritt in die Reaktionszone zeichnet sich eine deutliche Beschleunigung in radialer Koordinatenrichtung ab. Qualitativ besteht auch bezüglich der Radialgeschwindigkeitsverläufe eine große Ähnlichkeit zwischen den Flammen und den jeweils zugeordneten isothermen

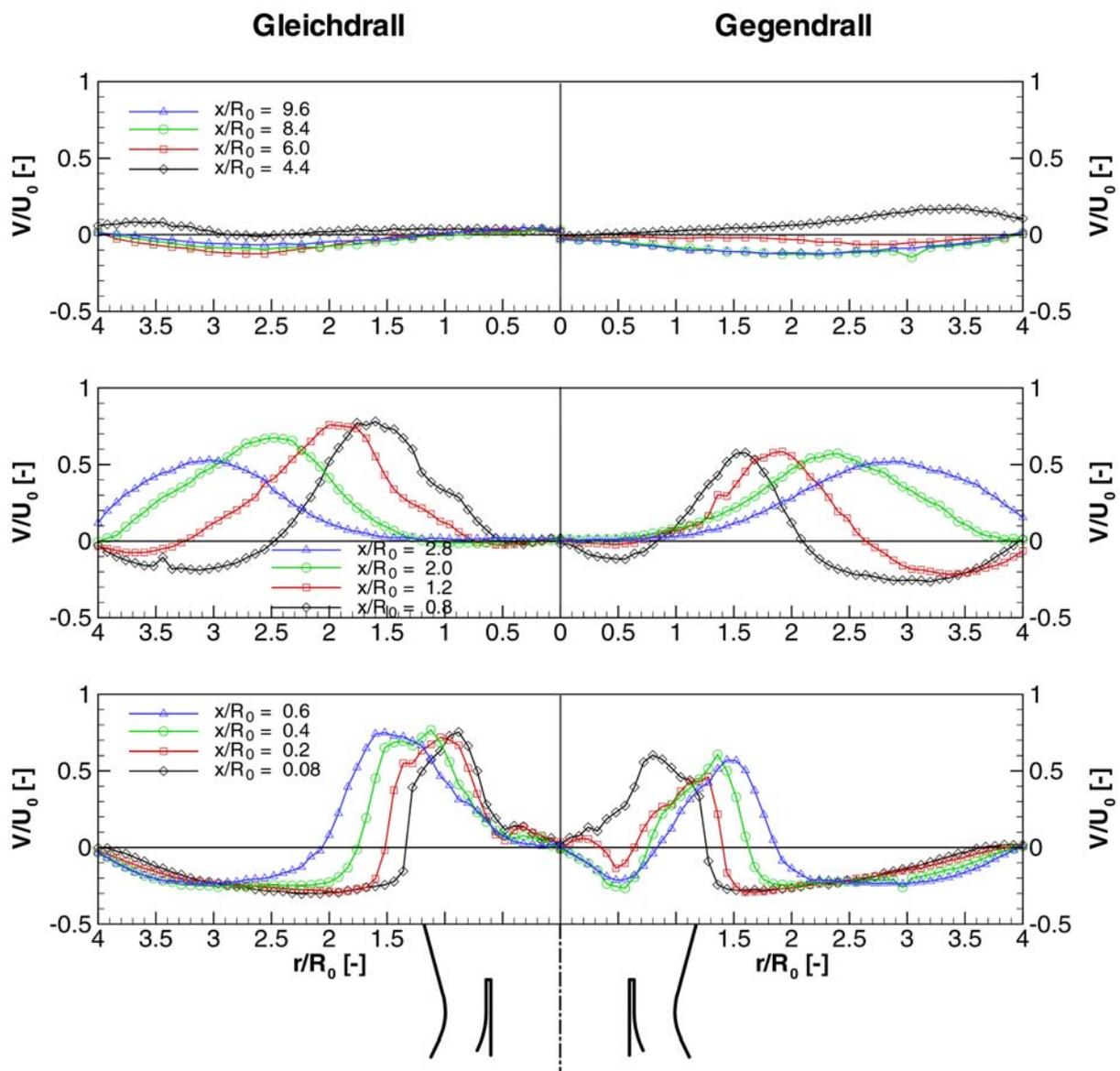


Abb. 4.21: Zeitmittlere Radialgeschwindigkeitsverläufe in der Gleich- und Gegendrallflamme ($P=15 \text{ kW}$, $\lambda_{\text{glob}} = 1.75$)

Strömungsfeldern. So setzt beispielsweise die Schließung der zentralen Rückströmzone, erkennbar an negativen Radialgeschwindigkeiten auf großen Radien, wie bei den isothermen Drallstrahlen ab einem axialen Abstand $x/R_0=6$ von der Kopfplatte ein, ist auf Grund der dann deutlich höheren Radialgeschwindigkeitsbeträge jedoch früher abgeschlossen.

Als weitere Besonderheit ist im Strömungsfeld der Gegendrallflamme der düsennahe Mündungswirbel in Form positiver Radialgeschwindigkeitsbeträge auf der ersten Messebene ($x/R_0=0.08$) gegen innerhalb der Düse gelegene, Strömungsfeldbereiche wesentlich deutlicher abgegrenzt als das beim isothermen Gegendrallstrahl der Fall war.

4.2.4 Rezirkulierte Massenströme

Eckenwirbel: Als erste Gemeinsamkeit ist festzuhalten, dass für beide Konfigurationen der im Eckenwirbel rezirkulierte Massenstrom durch die Verbrennung um ca. 20% abnimmt. Dieses Ergebnis lässt sich qualitativ auf das dichteabhängige Ansaugverhalten des Strahlmediums aus der Düse zurückführen. Das Entrainment eines runden Freistrahls in ruhende Umgebung kann näherungsweise durch die Gleichung

$$\frac{\dot{M}}{\dot{M}_0} \approx 0,31 \cdot \frac{x}{d_0} \cdot \sqrt{\frac{\rho_U}{\rho_0}} \quad (4.5)$$

beschrieben werden (Leuckel 1996), worin die Indizes 0 und U die Bedingungen des austretenden Frischgemischs bzw. den Umgebungszustand kennzeichnen. Wie aus der Temperaturverteilung der beiden Flammen in **Abb. 4.17** zu entnehmen ist, strömt das aus der Düse austretende Strahlmedium in eine deutlich heißere Umgebung ein, das Dichteverhältnis in Gleichung 4.5 nimmt also Werte kleiner Eins an. Mit fortschreitendem Düsenabstand steigt die Strahltemperatur kontinuierlich an, so dass das Dichteverhältnis stetig anwächst und dem Wert Eins zustrebt. Da sich im Falle der Gegendrallanordnung die „kühle“ Frischgemisch-Strähne etwas tiefer in die Brennkammer hinein fortsetzt, ist auch die geringfügig stärker ausgeprägte Abnahme des im Eckenwirbel rezirkulierten Massenstroms plausibel.

Zentrale Rezirkulationszone: Weiterhin fällt auf, dass die zentrale Rezirkulationszone beider Flammen im Vergleich zum isothermen Strahl verkürzt ist. Während die Schließung in axialer Richtung im isothermen Fall außerhalb des Messbereichs lag, werden für die beiden Flammen ca. 5 Düsendurchmesser stromab der Mündung wieder positive Axialgeschwindigkeiten auf der Brennkammerachse gemessen. Mit dieser Verkürzung in axialer Richtung geht auch eine deutliche Reduktion des dort umlaufenden Massenstroms einher. Dieses Ergebnis war insofern zu erwarten, als der Drehimpulsstrom als Produkt aus Massenstrom und Tangentialgeschwindigkeit durch die Verbrennung unbeeinflusst bleibt. Im Gegensatz dazu ist der Axialimpulsstrom als Produkt aus Massenstrom und Axialgeschwindigkeit durch die thermische Expansion des Fluids linear mit der Temperatur verknüpft und nimmt daher mit zunehmendem Ausbrand in axialer Richtung zu. Dementsprechend bewirkt die überlagerte Verbrennung gemäß Gleichung 2.57 eine Abnahme der Drallzahl der Strömung und als Folge daraus die beobachtete Abnahme

der Intensität der zentralen Rezirkulationsströmung.

$$\frac{\dot{M}_{\text{rez,reak}}}{\dot{M}_{\text{rez,0}}} \sim \frac{S_{\text{eff,reak}}}{S_{0,\text{theo}}} = \frac{\dot{I}_{\text{iso}}}{\dot{I}_{\text{reak}}} \approx \frac{T_{\text{iso}}}{T_{\text{reak}}} \quad (4.6)$$

Erstaunlicherweise kehrt sich durch die Verbrennung die Wirkung gleich- und gegensinniger Verdrehung auf den zentral rezirkulierten Massenstrom um, d.h. durch die überlagerte chemische Reaktion wird bei Anwendung gegensinniger Verdrehung ein deutlich geringerer Massenstrom innerhalb der zentralen Rückströmblase transportiert als dies bei der Gleichdrallflamme zu beobachten ist.

Wie bereits in Kapitel 2.4.2.2 erwähnt, bleibt in der auf integralen Impulsströmen basierenden Definition der Drallzahl (s. Gl. 2.45) die radiale Verteilung der Impulsstromdichten unberücksichtigt. In diesem Sinne ist die Übertragbarkeit der an den kalten Strahlen gewonnenen Erkenntnisse nur dann gegeben, wenn die Radialverteilungen der Dreh- und Axialimpulsströme ähnliche Werte annehmen. Um diese Voraussetzungen zu prüfen, sind die entsprechenden Verteilungen aus Messwerten der zeitmittleren Geschwindigkeiten, der relevanten Reynoldsspannung

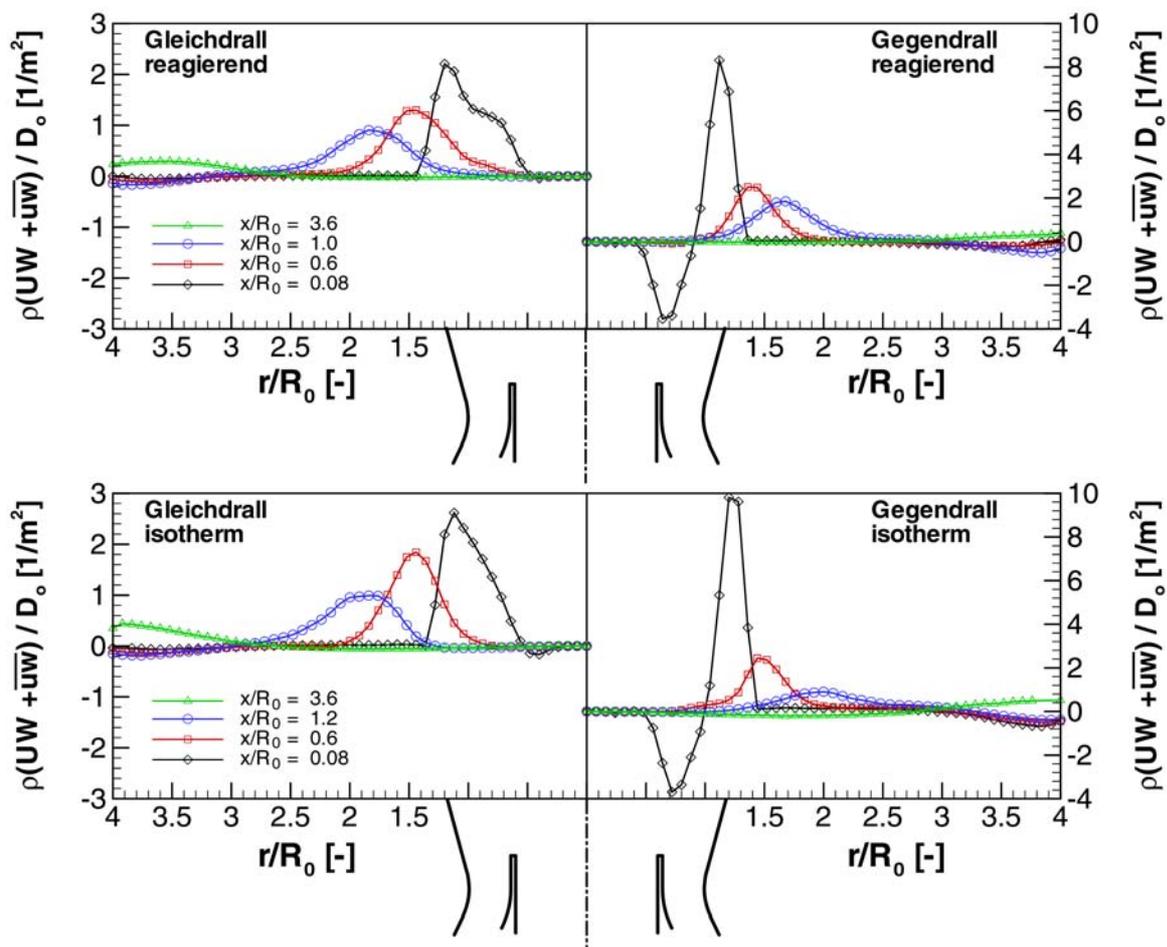


Abb. 4.22: Verlauf der Drehimpulsstromdichte entlang ausgewählter Messebenen für gleich- und gegensinnige Verdrehung mit überlagerter Verbrennung ($P=15\text{kw}$, $\lambda_{\text{glob}}=1.75$) und am isothermen Drallstrahl

gen sowie der Dichte berechnet, durch die jeweiligen, auf Düsenaustrittsbedingungen bezogenen Normierungswerte dividiert und in **Abbildungen 4.22 und 4.23** über dem Radius aufgetragen.

Wie **Abb. 4.22** zu entnehmen ist, erfüllt die gemessene Verteilung der Drehimpulsstromdichte oben genannte Voraussetzung in guter Weise und ist nahezu unbeeinflusst von der thermischen Expansion der Flammengase.

An Hand von **Diagramm 4.23** erkennt man zunächst, wie sich der Verbrennungsfortschritt in axialer Richtung auf den Gesamtimpulsstrom, in dieser Darstellung gegeben durch die von den Kurvenzügen eingeschlossene Fläche, auswirkt. Der Axialimpulsstrom weist mit fortschreitendem Düsenabstand erwartungsgemäß eine ausgeprägte Zunahme auf, was bei Betrachtung der Messebene $x/R_0=3.6$ besonders deutlich wird. Genau dieser integralen Zunahme in axialer Richtung wird durch die Ähnlichkeitsbetrachtung in der Beziehung 2.57 Rechnung getragen.

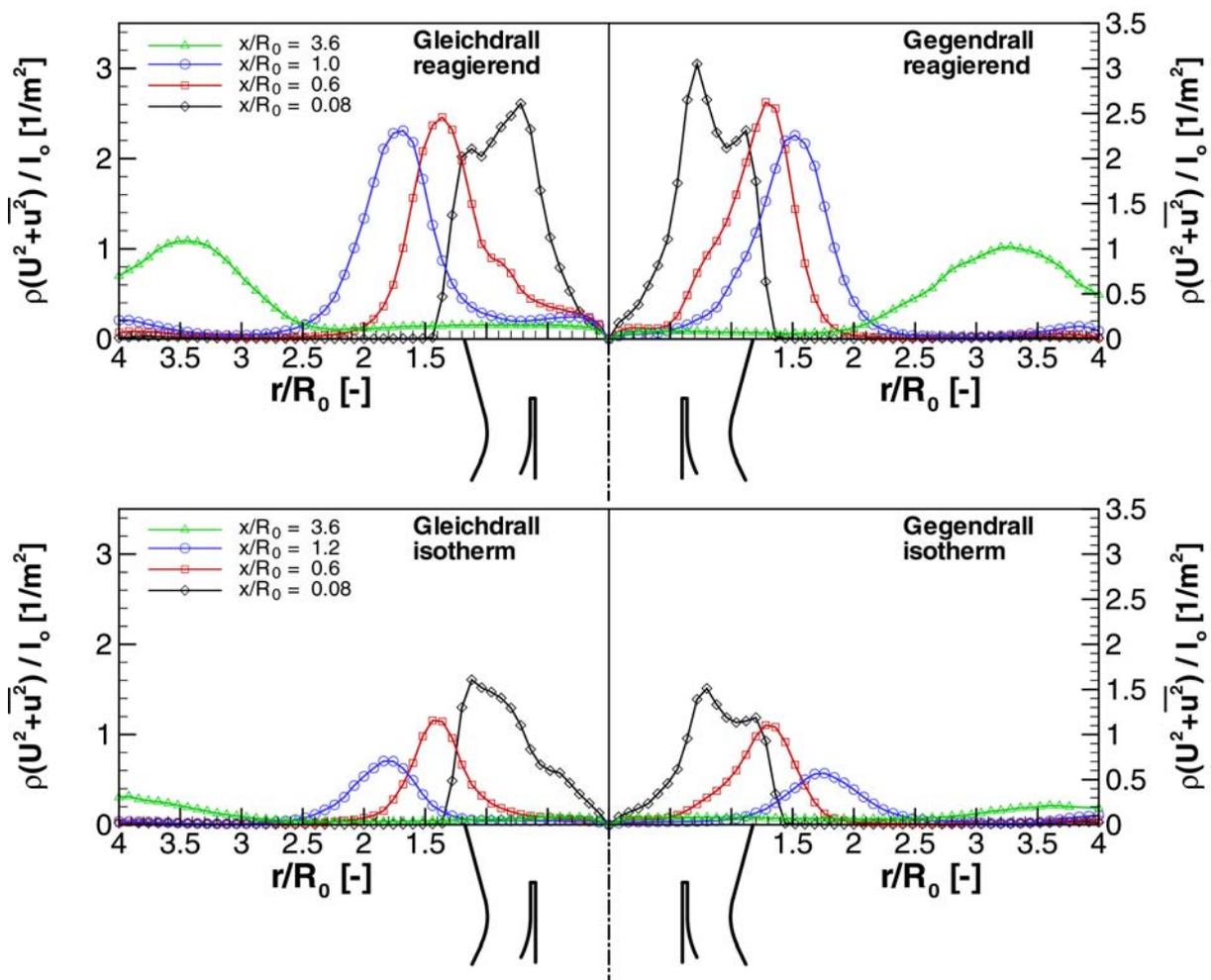


Abb. 4.23: Verlauf der Axialimpulsstromdichte entlang ausgewählter Messebenen für gleich- (links) und gegensinnige (rechts) Verdrehung mit überlagerter Verbrennung ($P=15\text{kw}$, $\lambda_{\text{glob}}=1.75$, oben) und am isothermen Drallstrahl (unten)

Unter isothermen Bedingungen unterscheidet sich die Feldverteilung der Axialimpulsstromdichte der Gegen- von der Gleichdralldüse durch eine etwas breitere radiale Verteilung sowie geringere Spitzenwerte. Im Vergleich dazu führt die in der Flamme gemessene inhomogenere Temperaturverteilung mit deutlich höheren Spitzentemperaturen entlang der äußeren Begrenzung der zentralen Rezirkulationszone lokal zu einer stärkeren Expansion als bei der Gleichdrallflamme. Aus diesem Grund wird das Radialprofil der Axialimpulsstromdichte durch Überlagerung der Verbrennung im Fall der Gegendrallkonfiguration stärker zur Strahlachse hin verschoben als dies bei der Gleichdralldüse der Fall ist. Mit dieser Verschiebung auf kleinere Radien geht eine stärkere Zunahme der Axialimpulsstromdichte-Maxima einher, so dass mit lediglich einer Ausnahme für sämtliche Messebenen unterhalb $x/R_0=4$ die folgende Ungleichung Gültigkeit besitzt:

$$\left[\frac{(\rho \cdot (U^2 + \overline{u^2}) / \dot{I}_0)_{\text{Flamme}}}{(\rho \cdot (U^2 + \overline{u^2}) / \dot{I}_0)_{\text{isotherm}}} \right]_{\text{Gleichdrall}} < \left[\frac{(\rho \cdot (U^2 + \overline{u^2}) / \dot{I}_0)_{\text{Flamme}}}{(\rho \cdot (U^2 + \overline{u^2}) / \dot{I}_0)_{\text{isotherm}}} \right]_{\text{Gegendrall}} \quad (4.7)$$

Anschaulich beschrieben führt die Überlagerung der Verbrennung im Fall gegensinnig verdrallter Verbrennungsluftströme durch die lokal intensivere Wärmefreisetzung innerhalb der Brennkammer zu einem „härteren“ Strahl als bei der Gleichdrallkonfiguration. Obwohl der integrale Axialimpulsstrom im Strömungsfeld beider Düsen durch die Verbrennung im gleichen Maß erhöht wird, ist er durch stärkere lokale Konzentration im Nachlauf der Gegendralldüse eher dazu in die Lage, sich gegen den durch die Tangentialgeschwindigkeitsprofile aufgeprägten axialen Druckgradienten durchzusetzen. Dieser Effekt bleibt in Gleichung 2.57 zwangsläufig unberücksichtigt, da sie strömungsmechanische Ähnlichkeit der verglichenen Systeme voraussetzt.

Diese Abhängigkeit nicht nur des rezirkulierten Massenstroms, sondern des gesamten Strömungsfeldes vom Radialprofil der Axialimpulsstromdichten kann beispielsweise dazu ausgenutzt werden, durch gezielte Steuerung der Axialimpulsstromdichte des eingesetzten Brennstoffs kurze, buschig brennende Typ-II-Dralldiffusionsflammen mit zentraler Rückströmzone oder aber langgestreckte Typ-I Drallflammen darzustellen, die sich dadurch auszeichnen, dass der Brennstoffstrahl die Rückströmzone durchstößt und sich diese folglich als Ringwirbel um den zentralen Brennstoffstrahl ausbildet (Leuckel 1970, 1972).

Mündungswirbel: Wie **Abb. 4.24** zeigt, tritt der bereits in der isothermen Gegendrallströmung beobachtete zusätzliche Mündungswirbel in unmittelbarer Düsennähe im Nachlauf des Filmelegers auch in der Gegendrallflamme auf. Da die Strömung in diesem Bereich noch maßgeblich durch Frischgemisch-Bedingungen geprägt ist und durch Rezirkulation und Einmischung heißer Flammengase (die zentrale Rückströmzone erstreckt sich bis in die Düse hinein) eine nur moderate Temperaturerhöhung bewirkt wird, ist ohne Weiters verständlich, dass diese maßgeblich durch die Düsinnenströmung generierte Struktur der isothermen Strömung auch bei überlagerter Verbrennung erhalten bleibt. Durch diesen Mechanismus stellen sich in unmittelba-

rer Düsenähe bei der Gegendrallanordnung denn auch folgerichtig höhere Rückströmgeschwindigkeiten und zentral rezirkulierte Massenströme als bei der Gleichdrallkonfiguration ein.

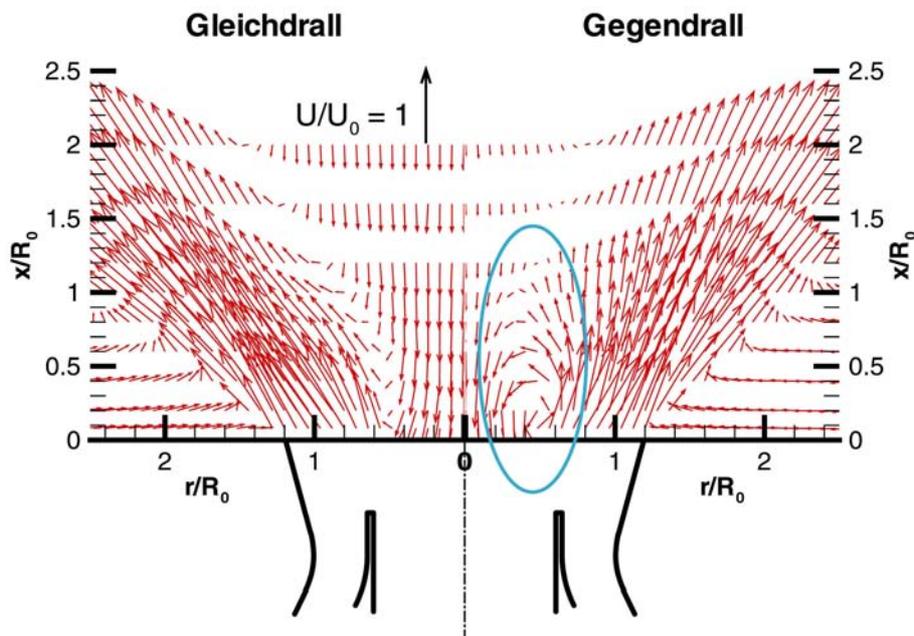


Abb. 4.24: Vergrößerter Ausschnitt des düsenahen Strömungsfeldes mit überlagerter Verbrennung ($P=15\text{kW}$, $\lambda_{\text{glob}}=1.75$) für gleich- und gegensinnige Verdrallung (Mündungswirbel blau markiert)

4.2.5 Einfluss der Verbrennung auf den turbulenten Impulsaustausch

Im weiteren Verlauf der Diskussion soll der Einfluss der überlagerten Verbrennung auf den turbulenten Impulsaustausch über die zeitmittleren Stromlinien hinweg dargestellt werden. Dieser verhält sich gemäß Gleichung 2.26 proportional zum Produkt aus der Dichte sowie richtungsabhängig zugeordneter turbulenter Geschwindigkeitskorrelationen. In der bisher verwendeten Form ist die Gültigkeit von Gleichung 2.26 jedoch auf isotherme Strömungen beschränkt, da die Dichte im reagierenden Fall weder räumlich noch zeitlich konstant ist, sondern auch diese Größe turbulenten Fluktuationen unterworfen ist. Diese müssen bei der Bestimmung turbulenter Transportgrößen berücksichtigt werden. Eine korrekte Messung der turbulenten Schubspannungen erfordert also die orts aufgelöste und konditionierte Messung nicht nur der drei Komponenten der lokalen Momentangeschwindigkeit sondern auch der Temperatur sowie der Konzentrationen. Da die verwendete Messtechnik diese Anforderungen nicht erfüllt, werden in den folgenden Abschnitten lediglich die messtechnisch exakt erfassten Geschwindigkeitsfluktuationen diskutiert, die sich analog zur Begriffsbildung bei der turbulenten kinetischen Energie als massenspezifischer Impulstransport bzw. massenspezifische Spannungen interpretieren lassen.

4.2.5.1 Turbulente kinetische Energie, massenspezifische Normalspannungen

Abb. 4.25 vermittelt einen globalen Überblick über die räumliche Verteilung der Turbulenzaktivität im Strömungsfeld. Darin sind Isolinien der turbulenten kinetischen Energie für die Gleich- und Gegendrallflamme einander gegenüber gestellt. Um den Vergleich zu den Ergebnissen am isothermen Strahl (vgl. **Abb. 4.8**) zu erleichtern, ist die lokale Turbulenzintensität in den gleichen Inkrementen dargestellt. Die überlagerte Darstellung des UV-Vektorfeldes ermöglicht eine klare Zuordnung der Messwerte der turbulenten kinetischen Energie zu charakteristischen Strömungsfeldzonen.

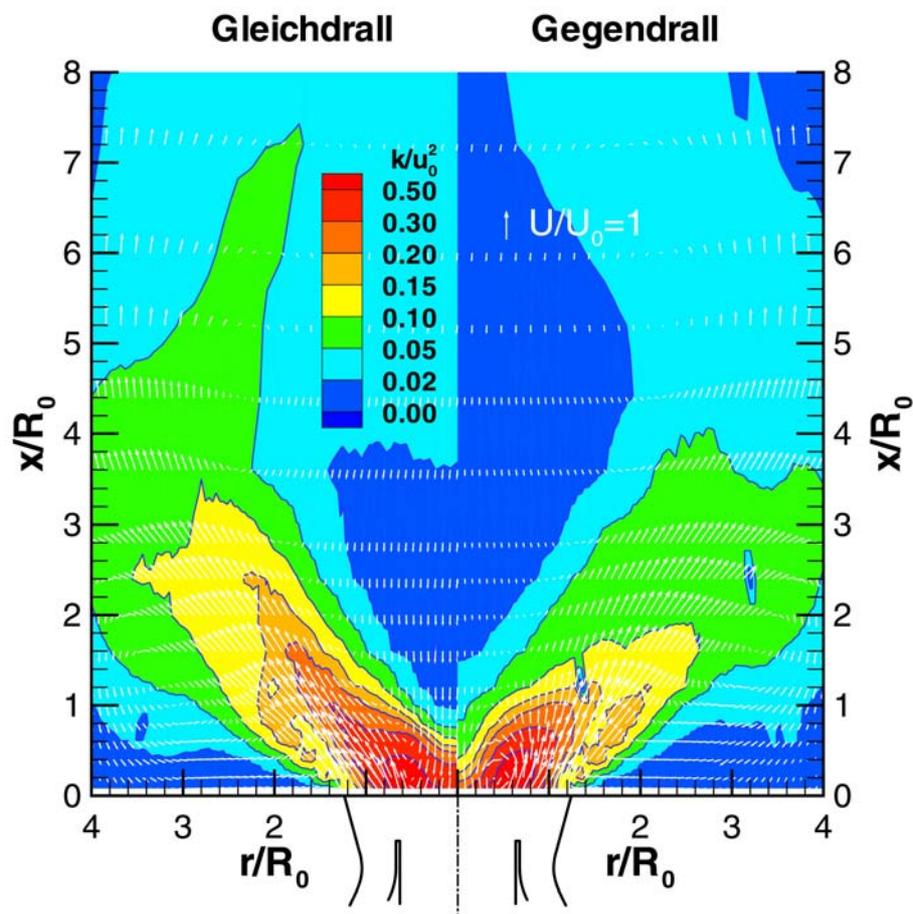


Abb. 4.25: Gehalt an turbulenter kinetischer Energie und zeitlich mittlere Geschwindigkeiten im Strömungsfeld der Gleich- und Gegendrallflamme ($P=15\text{kW}$, $\lambda_{\text{glob}}=1.75$)

An Hand dieser Darstellung ist gut erkennbar, dass sich die Zonen maximaler Turbulenzintensität entlang der innenliegenden Begrenzung des vorwärts strömenden Ringstrahls an Orten hoher Gradienten im zeitmittleren Strömungsfeld ausbilden. Auf größeren Radien ist in düsen-nahen Messpositionen für beide Flammen ein kleineres Sekundärmaximum im Außenbereich des Ringstrahls zu erkennen, welches in der Gegendrallflamme in deutlicherer Ausprägung vorliegt.

Der Vergleich mit den an den isothermen Strahlen erzielten Ergebnissen zeigt, dass die überlagerte Verbrennung neben der oben geschilderten Ausbildung eines Sekundärmaximums im Düsennahbereich allgemein eine kräftige Erhöhung des Feldgehaltes an turbulenter kinetischer Energie bewirkt. Die Gleichdrallflamme ist diesem Einfluss offensichtlich in stärkerem Maße unterworfen.

In **Abb. 4.26** sind die turbulenten Geschwindigkeitskorrelationen $\overline{u^2}$, $\overline{v^2}$, $\overline{w^2}$ getrennt voneinander über dem Radius aufgetragen, um deren Einzelbeiträge zum Feldgehalt an turbulenter kinetischer Energie darzustellen. Wie bereits in der Darstellung der turbulenten kinetischen Energie zu erkennen war, liegt in den Flammen bereits bei Austritt des Frischgemischstrahls aus der Düse bezüglich aller drei Raumrichtungen im Vergleich zu den isothermen Strahlen ein erhöhtes Turbulenzniveau vor. Ähnlich wie beim isothermen Strahl zeichnet sich die Turbulenzstruktur im Düsennahbereich durch eine starke Anisotropie aus. In allen Fällen wird beobachtet, dass die Strömung in axialer Richtung den stärksten, in tangentialer Richtung den geringsten Fluktuationen unterworfen ist. Eine näherungsweise isotrope Turbulenzstruktur ist erst stromab der Messebene $x/R_0 = 4$, also erst nach dem Anlegen des Strahls an die Brennkammerwand, in Strömungsfeldzonen mäßiger zeitmittlerer Geschwindigkeiten und Gradienten zu beobachten. Innerhalb dieser Bereiche liegt eine vergleichsweise große Skalentrennung zwischen dem Zeitmaß der mittleren Strömung $\partial U/\partial x$ und demjenigen des turbulenten Impulsaustausches u_t/l_t vor, so dass die Anisotropie in der Dynamik unterschiedlicher Makrowirbel gleichmäßiger auf die drei Raumrichtungen umverteilt werden kann. Da diese Zonen jedoch zu weit stromab liegen, um die Ausbildung des Brennstoff-Luft-Mischungsfeldes nachhaltig zu beeinflussen, wurde auf die graphische Darstellung dieser Bereiche in **Abb. 4.26** verzichtet.

Während sich die allgemein zu beobachtende Verstärkung der Geschwindigkeitsfluktuationen durch die Zunahme der im Strömungsfeld beobachteten Gradienten der zeitmittleren Geschwindigkeitsgradienten (s. **Abb. 4.27 und 4.28**) schlüssig begründen lässt, soll im Folgenden schwerpunktmäßig der unterschiedliche Verbrennungseinfluss auf das düsennahe Turbulenzfeld der Gleich- und Gegendrallströmung diskutiert werden.

Beim Vergleich der unterschiedlichen Düsenkonfigurationen fällt auf, dass durch die Verbrennung auf den beiden düsenächsten Messebenen insbesondere die **Fluktuationen in axialer Richtung** bei gleichsinniger Verdrallung der beiden Verbrennungsluftströme deutlich stärker erhöht wird, als dies bei der Gegendrallanordnung zu beobachten ist. Eine schlüssige Interpretation dieses Ergebnisses allein auf Grund der in dieser Arbeit durchgeführten und hier gezeigten Strömungs- und zeitmittlerer Temperaturfelder scheint leider nicht möglich, da die der Varianz $\overline{u^2}$ nach der Boussinesq-Hypothese zugeordneten Gradienten der zeitmittleren Axialgeschwindigkeit in axialer Richtung $\partial U/\partial x$ diese Tendenz nicht aufweisen. Trotz der erwähnten numerischen Unsicherheit bei der Bestimmung von Gradienten in axialer Richtung ist eher davon auszugehen, dass an dieser Stelle auch die mittels der gewählten Messtechnik

nicht bestimmbar turbulenten Fluktuationen bezüglich der Temperatur und folglich der Dichte mit zu berücksichtigen sind. Wie an anderer Stelle noch ausführlicher dargestellt wird (s. Kap. 4.3.1), liegt der gewählte Betriebspunkt bezüglich der Gleichdrallflamme nahe an der Stabilitätsgrenze, wogegen die Gegendrallkonfiguration weit innerhalb des stabilen Betriebsbereiches angesiedelt ist. Daher ist davon auszugehen, dass lokale Verlösch- und Wiederspülvorgänge und die damit verbundene turbulente Fluktuation von Temperatur und Dichte sich trotz der grundsätzlich stationär auf dem Düsenmund aufsitzenden Flamme im unmittelbaren Düsenbereich stärker auf die Gleich- als die Gegendrallflamme auswirken und dieser Mechanismus als maßgebliche Ursache für die beobachtete größere Varianz der Axialgeschwindigkeit anzusehen ist.

Der Vergleich der turbulenten **Fluktuationen in radialer Richtung** ergibt eine ausgeprägt bimodale Verteilung von $\overline{v^2}$ entlang des Brennkammerradius, wobei das innere Maximum zunächst deutlich höhere Beträge aufweist als das weiter außen liegende. Beide Extremstellen sind bezüglich ihrer Lage im Strömungsfeld durch den Geschwindigkeitsgradienten $\partial V/\partial r$ festgelegt (s. **Abb. 4.27 und 4.28**), welcher seine höchsten Werte jeweils entlang der inneren und äußeren Berandung des vorwärts strömenden Ringstrahls aufweist. Besondere Erwähnung verdient das bereits bei der isothermen Strömung beobachtete Charakteristikum, dass das innenliegende Maximum, ausgehend von ähnlichen Beträgen in düsen nahen Messebenen, bei der Gegen- deutlich schneller abklingt als bei der Gleichdrallanordnung. Im Vergleich zum isothermen Strahl ist dieses Verhalten an Hand des Gradienten $\partial V/\partial r$ im düsen nahen Bereich besser nachzuvollziehen, spätestens ab einer Düsenentfernung von $x/R_0=0.8$ erscheint die Boussinesq-Hypothese allein jedoch nicht mehr dazu geeignet, die stärkere Dämpfung der turbulenten Fluktuation in radialer Koordinatenrichtung bei gegensinniger Verdrallung befriedigend zu erklären.

Wie bei den isothermen Strahlen übersteigen die in der Gegendrallflamme gemessenen Geschwindigkeitsfluktuationen $\overline{w^2}$ in **tangentialer Richtung** diejenigen der Gleichdrallflamme erwartungsgemäß deutlich, wobei sich dieses Ergebnis durch die Boussinesq-Hypothese weniger durch die gemessenen Maximalwerte der zugeordneten Komponente des Deformationstensors V/r (diese sind bei der Gleichdralldüse höher), als durch die deutlich größeren Radienabschnitte, entlang derer sie wirken, plausibilisieren lässt.

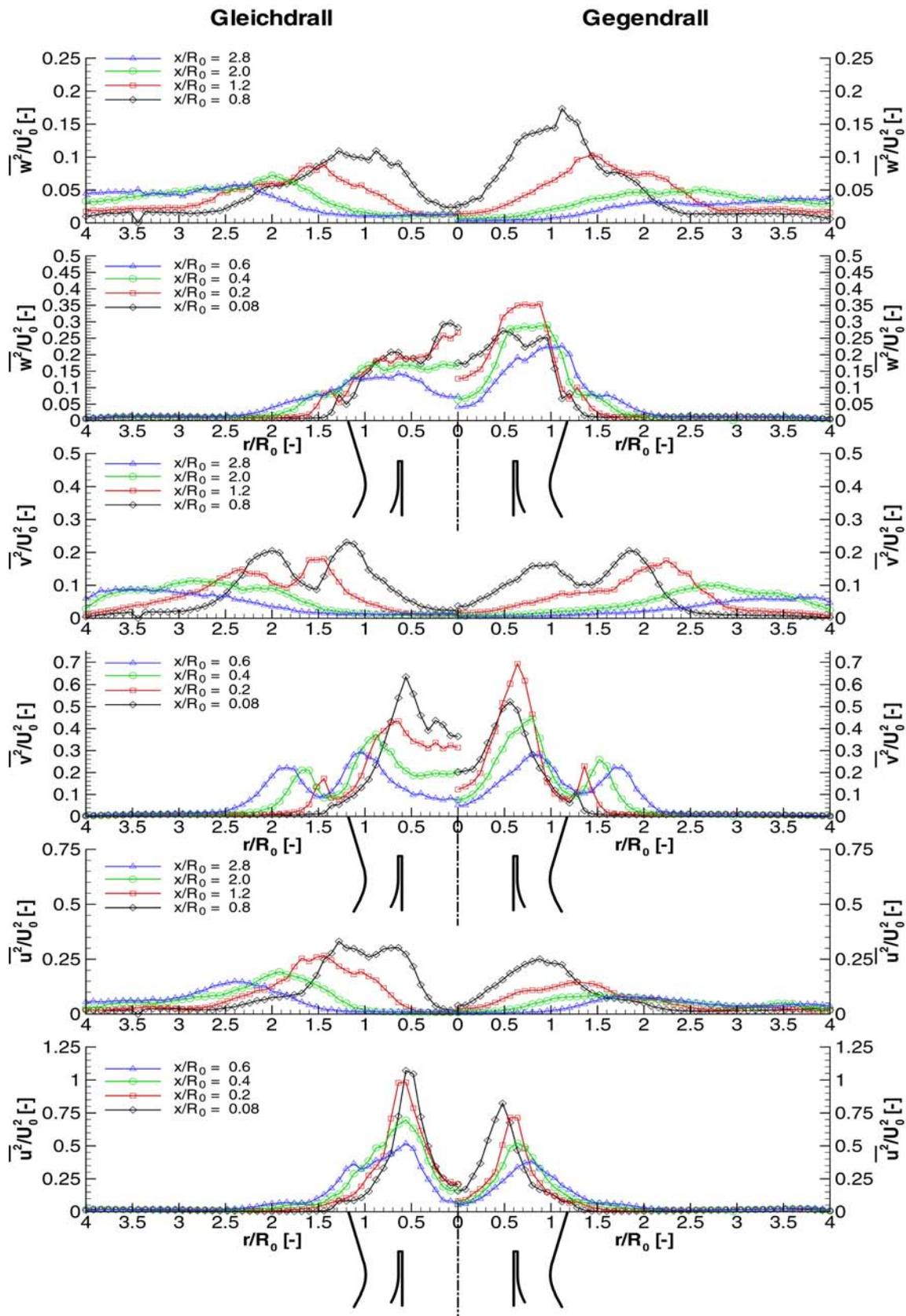


Abb. 4.26: Entdimensionierte Normalspannungen von unten nach oben in axialer, radialer und tangentialer Richtung in der Gleich- und Gegendrallflamme ($P=15\text{kW}$, $\lambda_{\text{glob}}=1.75$)

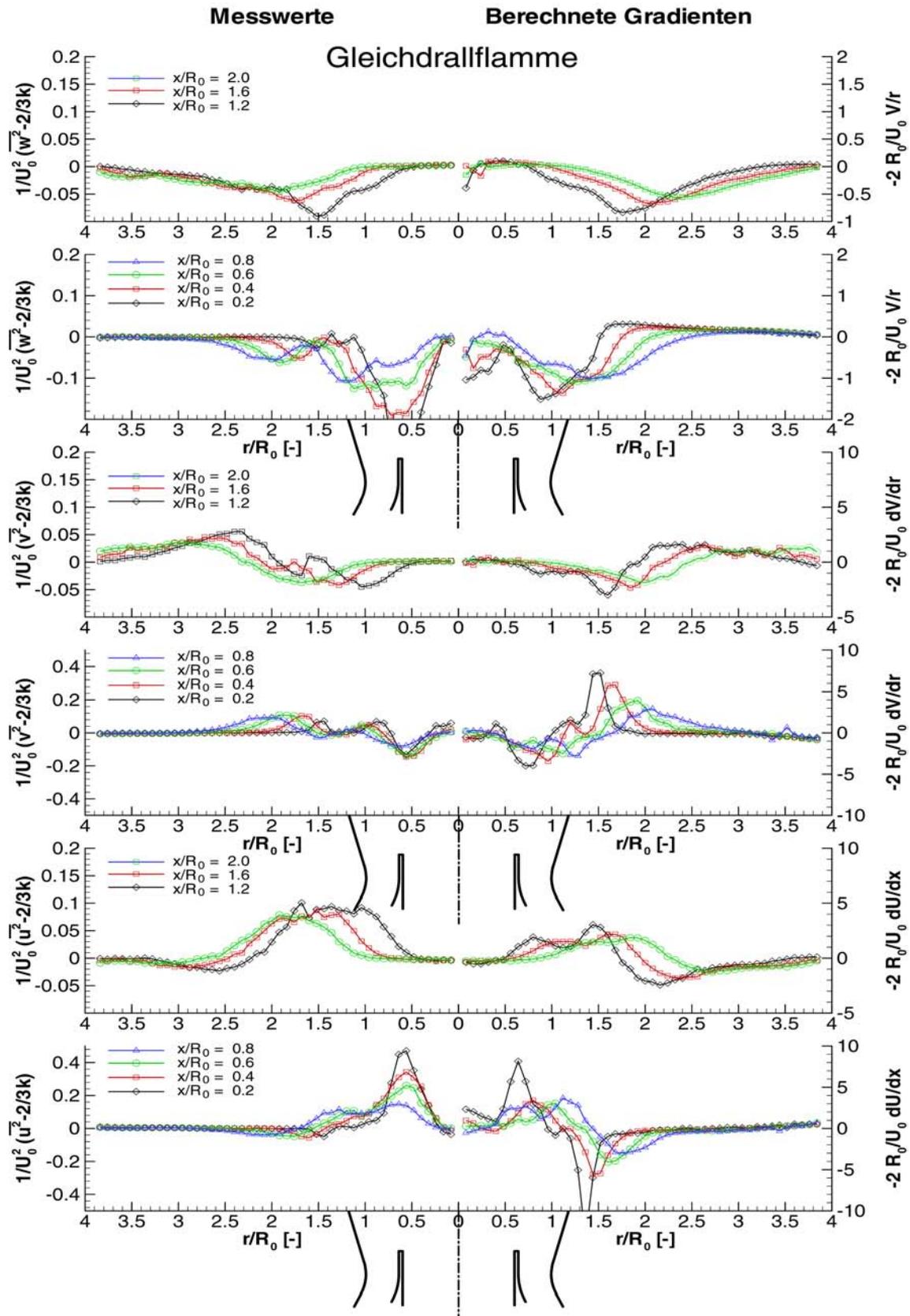


Abb. 4.27: Vergleich gemessener Normalspannungskomponenten mit den nach der Boussinesq-Hypothese zugeordneten Gradienten der zeitmittleren Geschwindigkeiten für die Gleichdrallflamme ($P=15\text{kW}$, $\lambda_{\text{glob}}=1.75$)

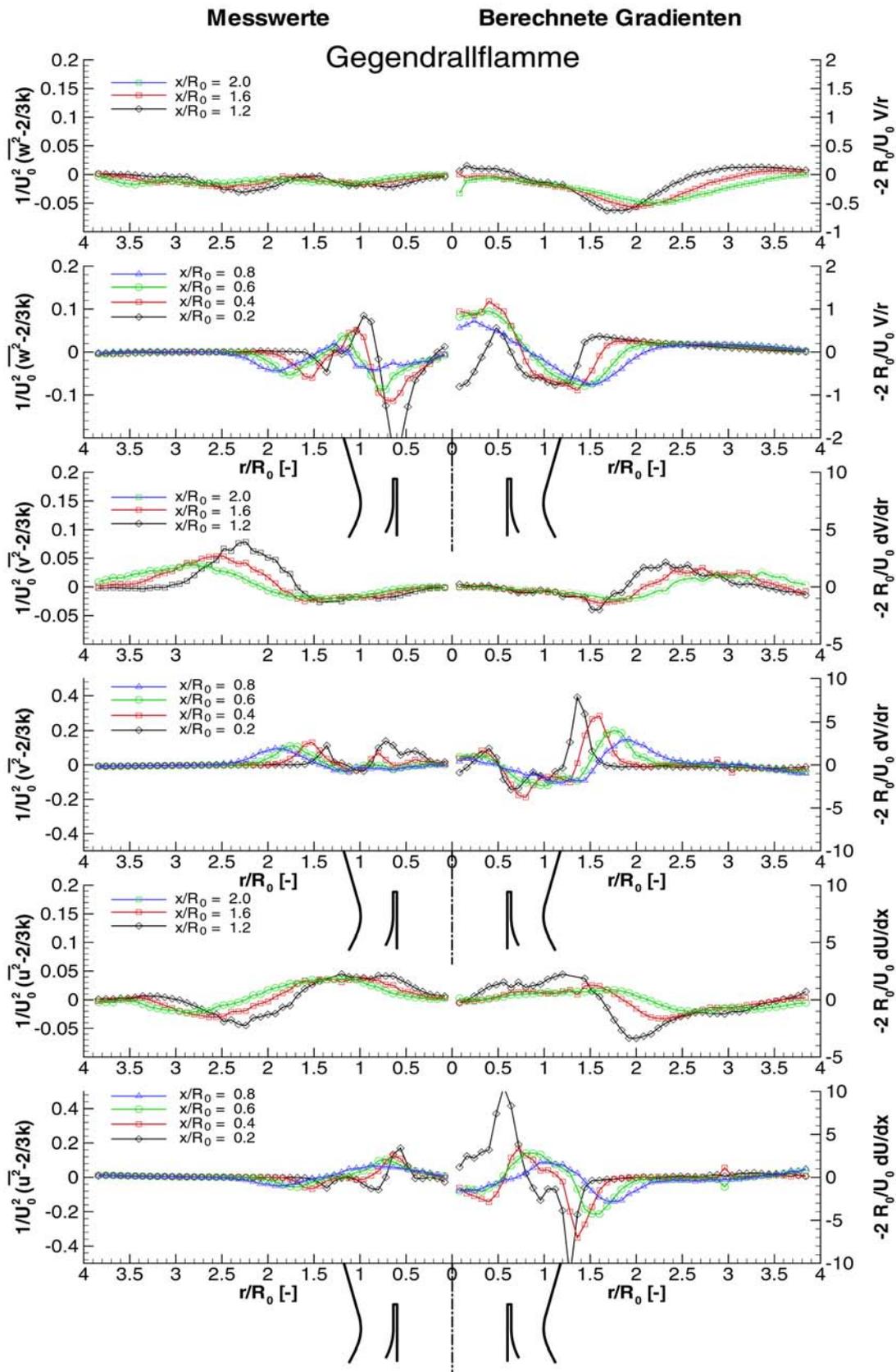


Abb. 4.28: Vergleich gemessener Normalspannungs-komponenten mit den nach der Boussinesq-Hypothese zugeordneten Gradienten der zeitmittleren Geschwindigkeiten für die Gegendrallflamme ($P=15\text{kW}$, $\lambda_{\text{glob}}=1.75$)

4.2.5.2 Einfluss der Wirbelform auf die massenspezifischen Normalspannungen

Um die oben beschriebene Interpretationslücke bezüglich des Geschwindigkeitskorrelation $\overline{v^2}$ sowie der massenspezifischen turbulenten kinetischen Energie in radialer Richtung zu schließen, soll an dieser Stelle eine qualitative Auswertung des Rayleigh-Kriteriums vorgenommen werden, welches den Einfluss unterschiedlicher Tangentialgeschwindigkeitsprofile auf die Stärke von Initialstörungen in radialer Richtung beschreibt. Dazu sind in **Abb. 4.29** analog zur Vorgehensweise bei den isothermen Strahlen abermals die Tangentialgeschwindigkeit, radiale Verläufe des aus der zeitmittleren Tangentialgeschwindigkeit und Brennkammertemperatur bestimmten Drehimpulsgradienten in radialer Richtung, sowie Messwerte der turbulenten kinetischen Energie übereinander aufgetragen. Wie bereits zuvor an den isothermen Drallstrahlen lässt sich insbesondere in Düsenähe eine gute Übereinstimmung zwischen solchen Radienabschnitten feststellen, an denen die radiale Ableitung des quadrierten Zirkulationsgradienten Werte größer Null und die Verläufe der turbulenten kinetischen Energie ein lokales Minimum aufweisen. Auf weiter stromab gelegenen Messebenen wandern die Minima von k in Relation zum Zirkulationsgradientenmaximum auf größere Radien, was auf den überlagerten konvektiven Transport von Turbulenzenergie zurückzuführen ist. Da diese Abschnitte gemäß dem Rayleigh-Kriterium solchen Strömungsfeldbereichen entsprechen, in denen eine Dämpfung des turbulenten Austauschs zu erwarten ist, zeigt sich insbesondere an Hand des raschen Abbaus der radialen Geschwindigkeitsfluktuation $\overline{v^2}$ nochmals eindrucksvoll, wie stark das Tangentialgeschwindigkeitsprofil über den von der Boussinesq-Hypothese vorhergesagten Einfluss hinaus bereichsweise in die Turbulenzstruktur verdrallter Strahlen eingreift. Eine starke Rückwirkung auch auf den Stoffaustausch ist von daher zu erwarten, dass sich die radiale Lage der steilsten Gradienten des Mischungsfeldes in guter Übereinstimmung mit den Radienabschnitten gedämpfter turbulenter Geschwindigkeitsfluktuationen befindet, der turbulente Stoffaustauschkoeffizient in der Gegendrallflamme also genau dort reduziert wird, wo er den gravierendsten Einfluss auf die Ausbildung des Mischungsfeldes nimmt.

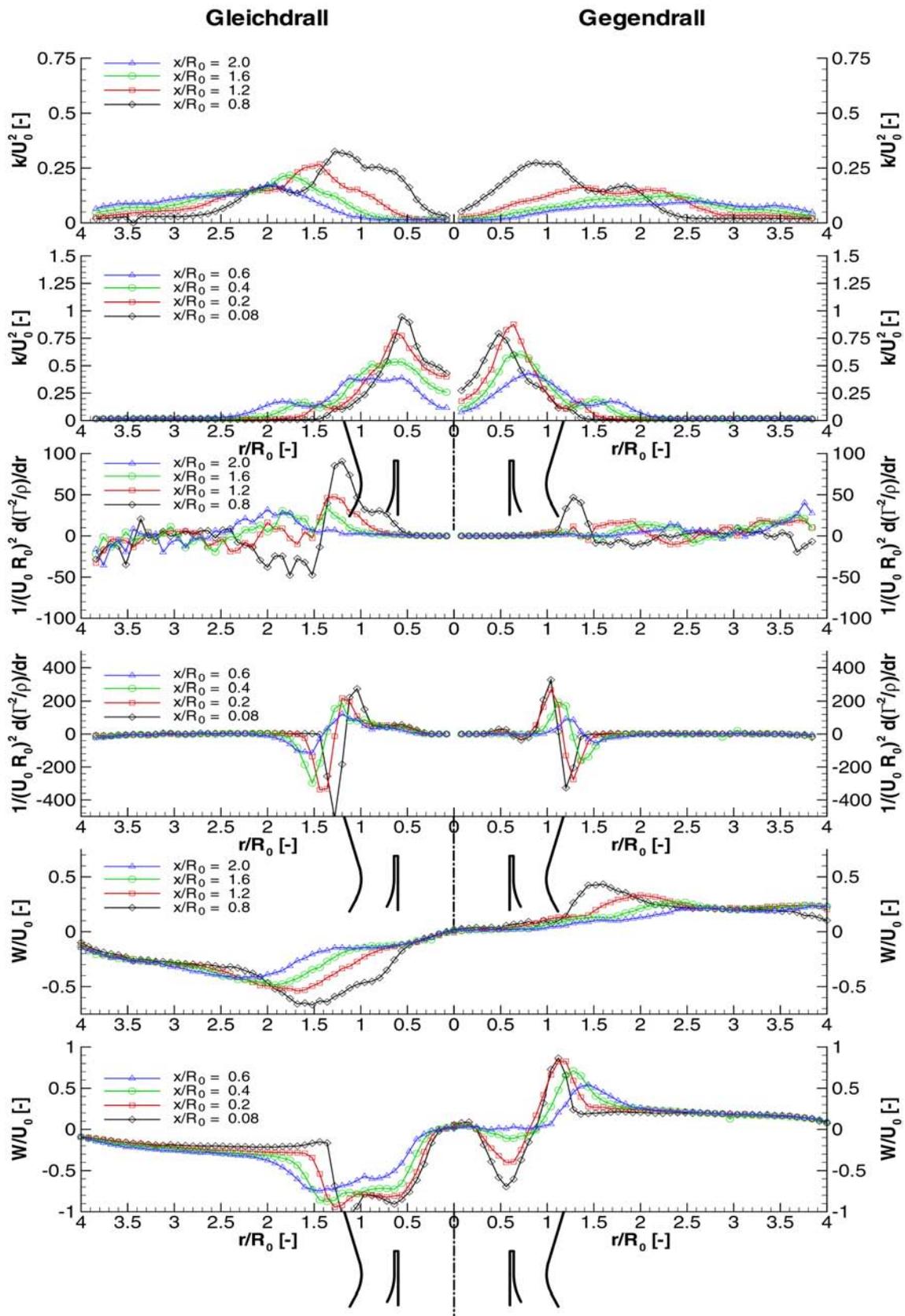


Abb. 4.29: Profile der zeitmittleren Tangentialgeschwindigkeiten, daraus berechneter Zirkulationsgradient und turbulente kinetische Energie für die Gleich- und Gegendrallflamme ($P=15\text{kW}$, $\lambda_{\text{glob}}=1.75$)

4.2.5.3 Massenspezifische Schubspannungen

In **Abb. 4.30** sind charakteristische Radialschnitte der Kovarianzen \overline{uv} und \overline{uw} dargestellt, wobei die jeweils unteren Diagramme den Düsennahbereich, die oberen die strahl dominierte Zone des Strömungsfeldes der Gleich- und Gegendrallflamme darstellen.

Der Einfluss der überlagerten Verbrennung macht sich für die dargestellten Schubspannungen in sehr unterschiedlicher Weise bemerkbar. Während ein Vergleich mit den korrespondierenden Messwerten am kalten Strahl bezüglich der Kovarianzen \overline{uv} und bei der Gegendrallanordnung \overline{vw} (s. **Abb. 4.32**) einen starken Anstieg der Maximalbeträge ergibt, scheint die Kovarianz in axial-tangentialer Richtung \overline{uw} von der Verbrennung schwächer beeinflusst. Eine Intensivierung des turbulenten Austauschs findet hauptsächlich im achsnahen Bereich statt, die Maximalbeträge und deren radiale Lage werden durch die Verbrennung kaum verändert.

Eine detailliertere Interpretation dieser Ergebnisse wird abermals an Hand der Boussinesq-Hypothese durchgeführt, die entsprechenden Gradienten im zeitmittleren Strömungsfeld sind in den **Abbildungen 4.31 und 4.32** jeweils den gemessenen Kovarianzen gegenüber gestellt. Wie bereits beim isothermen Strahl zu beobachten war, weist die den turbulenten Transport von Axialimpuls in radialer Richtung maßgeblich mitbestimmende Geschwindigkeitskorrelation \overline{uv} bei der Gleich- deutlich höhere Beträge als bei der Gegendralldüse auf. Auch wenn, wie bereits erwähnt, die Bestimmung von Gradienten in axialer Richtung auf Grund der vergleichsweise groben Diskretisierung des Messgitters deutlich höheren Unsicherheiten unterworfen ist als entlang der Radialkoordinate, scheinen sowohl dieser qualitative Unterschied als auch die generelle Zunahme im heißen Strömungsfeld durch die deutlich höheren Beträge des lokalen Deformationstensors bei $r/R_0 \approx 0.5$ plausibel. Die überwiegend negativen Werte von \overline{uv} entsprechen einem Impulstransport aus der innen gelegenen Scherzone des aus der Düse ausströmenden Strahls in die Rückströmzone hinein.

Da die überlagerte Wärmefreisetzung in der in Abschnitt 4.2.3 dargestellten Weise auf die Tangentialgeschwindigkeit lediglich indirekt, also wesentlich schwächer als auf die Axial- und Radialgeschwindigkeitsverteilung einwirkt, ist es einleuchtend, dass sich die Kovarianz \overline{uw} gegenüber der Verbrennung weitgehend neutral verhält. Die im Düsennahbereich der Gegendrallkonfiguration im Vergleich zu gleichsinnig verdrallten Strahlen höheren Werte sind durch den Vorzeichenwechsel der Tangentialgeschwindigkeit und die damit verbundenen lokal höheren Gradienten in radialer Koordinatenrichtung gut begründet. Wegen des geringeren Gesamtdrehimpulsstroms der Gegendrallkonfiguration nimmt der Tangentialgeschwindigkeitsverlauf im Nachlauf dieser Düse weiter stromab über den gesamten Brennkammerquerschnitt geringere Werte an und ist durch einen „glatteren“ Verlauf geprägt. Auf Grund dieser Beobachtung sind die höheren Werte von \overline{uw} auf weiter stromab gelegenen Messebenen im Strömungsfeld der Gleichdrallkonfiguration plausibel.

Überraschenderweise befindet sich bei überlagerter Verbrennung auch der gemessene Verlauf von \overline{vw} im Einklang mit der Boussinesq-Hypothese. Abweichungen von diesem Verhalten beim isothermen Doppeldrallstrahl waren durch eine Drehung des Spannungstensors durch das Einwirken der Coriolis-Kraft gemäß der in Abschnitt 2.4.3.2 formulierten Drallwirkung auf den turbulenten Austausch gut begründbar. Die bessere Übereinstimmung des gemessenen Spannungs- mit dem Schertensor liegt in erster Linie an der verbrennungsbedingten Steigerung

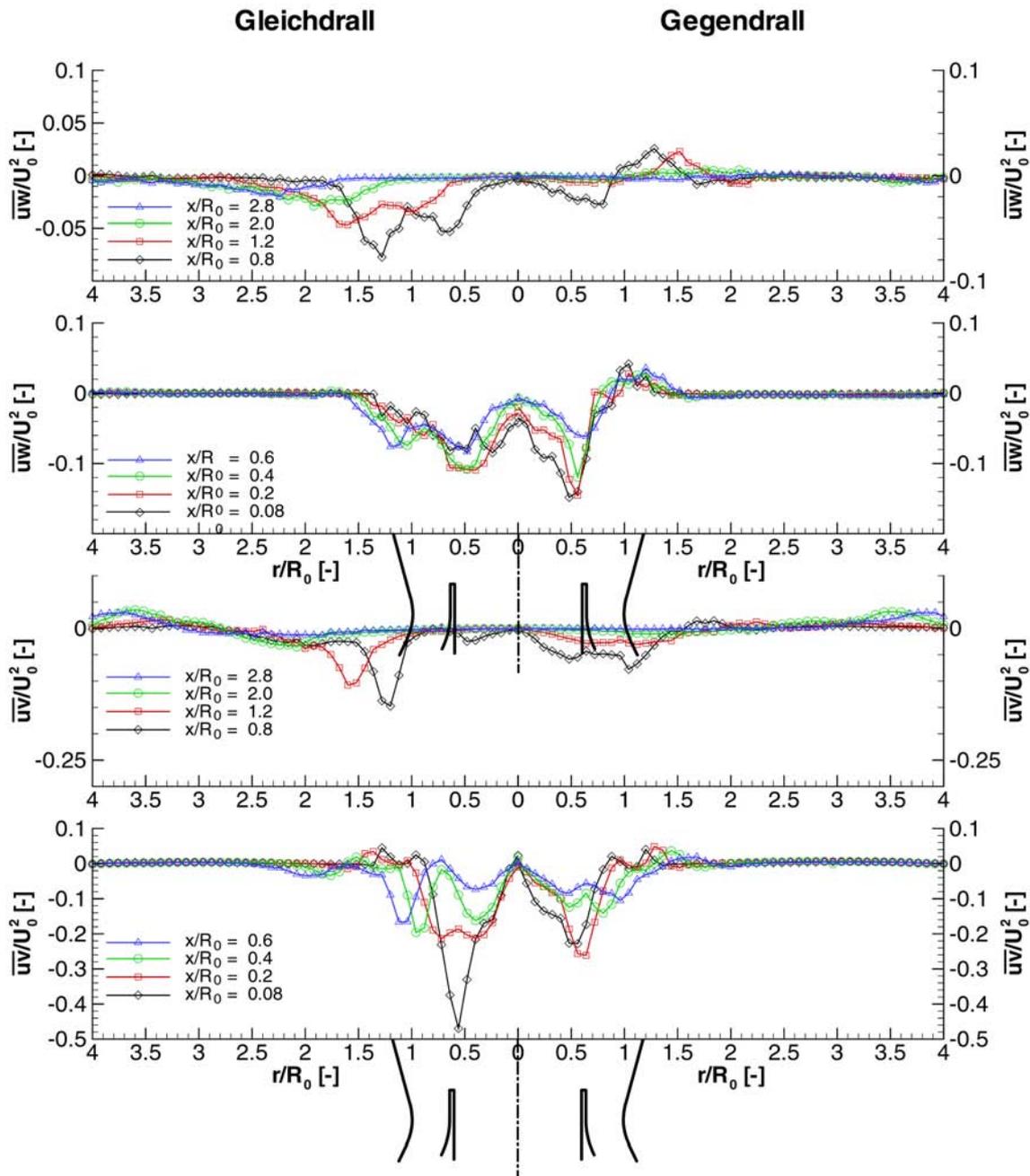


Abb. 4.30: Entdimensionierte Schubspannungen von unten nach oben in axial-radialer, axial-tangentialer und radial-tangentialer Richtung in der Gleich- und Gegendrallflamme ($P=15\text{kW}$, $\lambda_{\text{glob}}=1.75$)

der Axialgeschwindigkeit. Daraus folgt eine Zunahme der Gradienten des zeitmittleren Strömungsfeldes; daher tritt die Turbulenzproduktion im Vergleich zur Konvektion und Diffusion stärker in den Vordergrund, dementsprechend nimmt auch der relative Einfluss der Corioliskraft auf die Orientierung des Spannungstensors im Strömungsfeld ab.

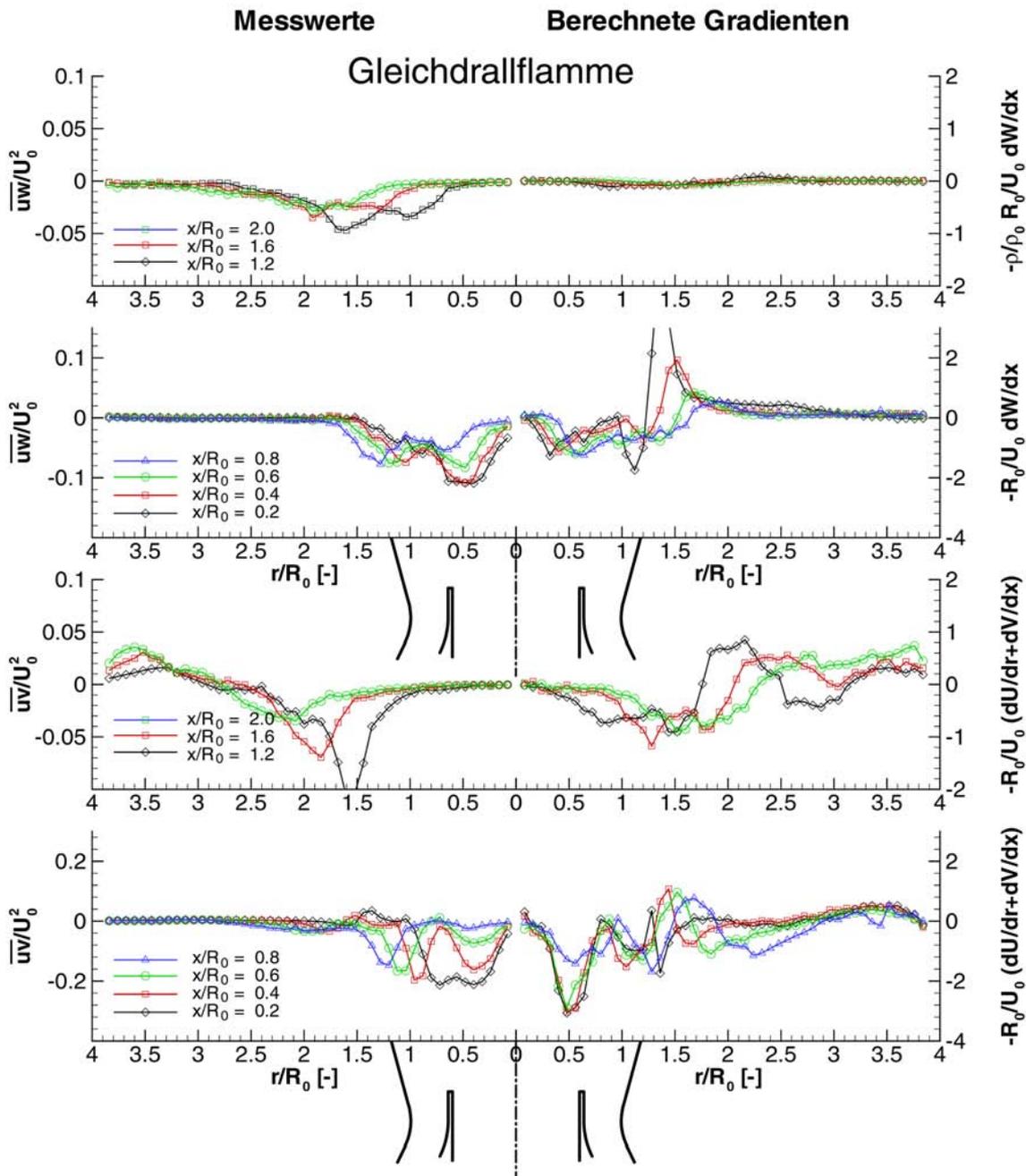


Abb. 4.31: Vergleich gemessener Schubspannungskomponenten mit den nach der Boussinesq-Hypothese zugeordneten Gradienten der zeitmittleren Geschwindigkeiten für die Gleichdrallflamme ($P=15\text{kW}$, $\lambda_{\text{glob}}=1.75$)

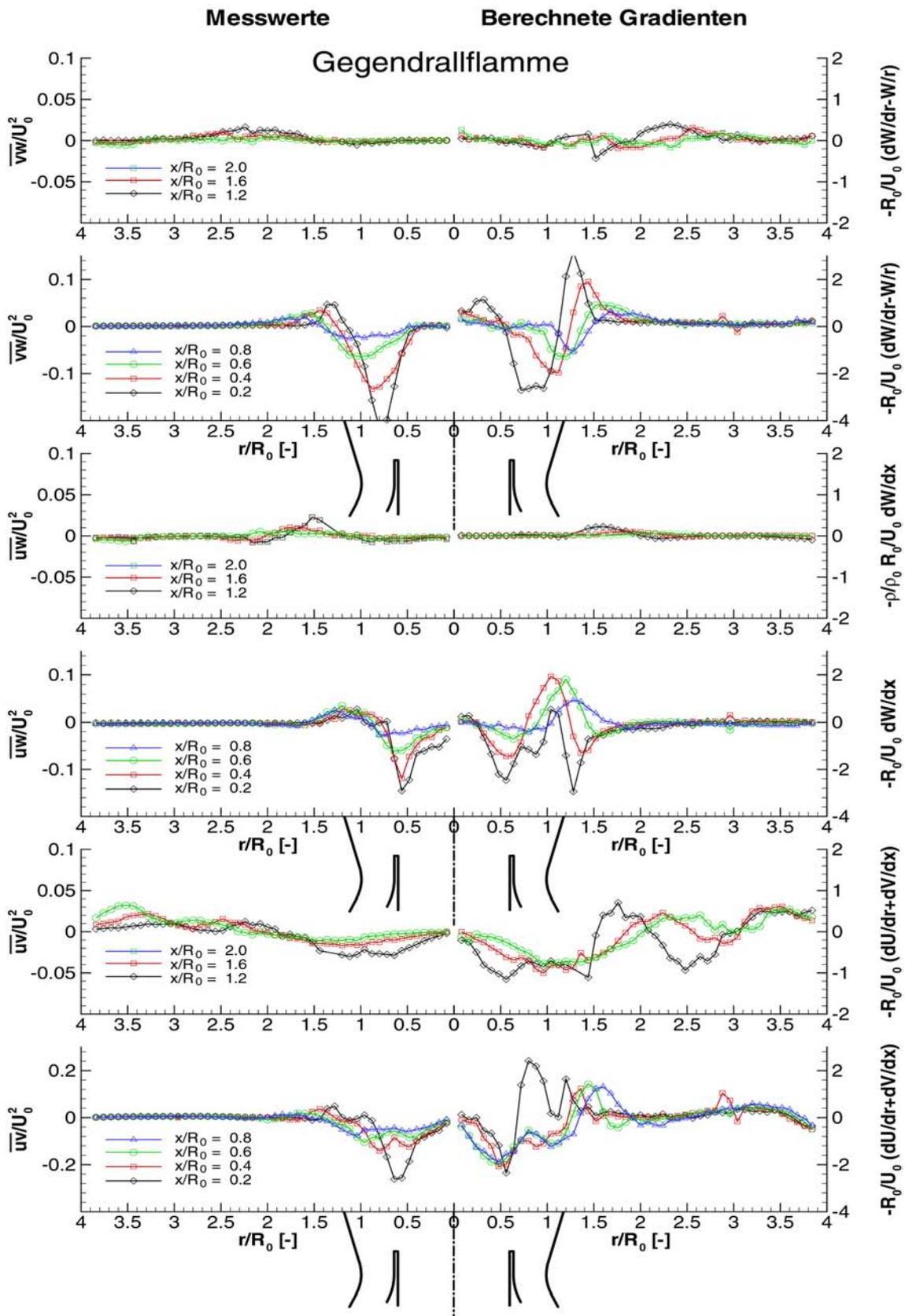


Abb. 4.32: Vergleich gemessener Schubspannungskomponenten mit den nach der Boussinesq-Hypothese zugeordneten Gradienten der zeitmittleren Geschwindigkeiten für die Gleichdrallflamme ($P=15\text{kW}$, $\lambda_{\text{glob}}=1.75$)

4.2.5.4 Zusammenfassung: Verbrennungseinfluss auf den turbulenten Impuls- und Stoffaustausch

Wie die in den vorigen Abschnitten beschriebenen Messergebnisse zeigen, bewirkt die überlagerte Verbrennung zunächst eine deutliche Erhöhung der turbulenten Geschwindigkeitsfluktuationen in den Strömungsfeldern der untersuchten Doppeldrallstrahlen. Wie bereits einleitend zur Diskussion des turbulenten Impulstransportes gesagt wurde, dienen diese jedoch lediglich als Maß für den massespezifischen Transport. Aussagen zum absolut ausgetauschten Impuls erfordern die zusätzliche Einbeziehung der turbulenten Dichtefluktuation, die mit der eingesetzten Messtechnik nicht möglich war. Dennoch kann unter Annahme einer äquimolaren Reaktion die folgende Näherungsbeziehung formuliert werden

$$\tau_{i,j} = -\overline{\rho u_i u_j} \approx -\bar{\rho} \cdot \overline{u_i u_j} \quad (4.8)$$

die umso exakter gilt, je geringer die lokalen Dichtefluktuationen im Strömungsfeld sind. **Abb. 4.33** zeigt die mittels dieser Beziehung angenäherte Feldverteilung der turbulenten kinetischen Energie für die Gleich- und Gegendrallanordnung mit überlagerter chemischer Reaktion. Obwohl insbesondere der Düsenbereich mit den dort vorliegenden starken Temperaturgradienten und Dichtefluktuationen nahe der Reaktionszone nur sehr unzuverlässig beschrieben werden kann, geht aus dem Vergleich mit der äquivalenten Darstellung für isotherme Bedingun-

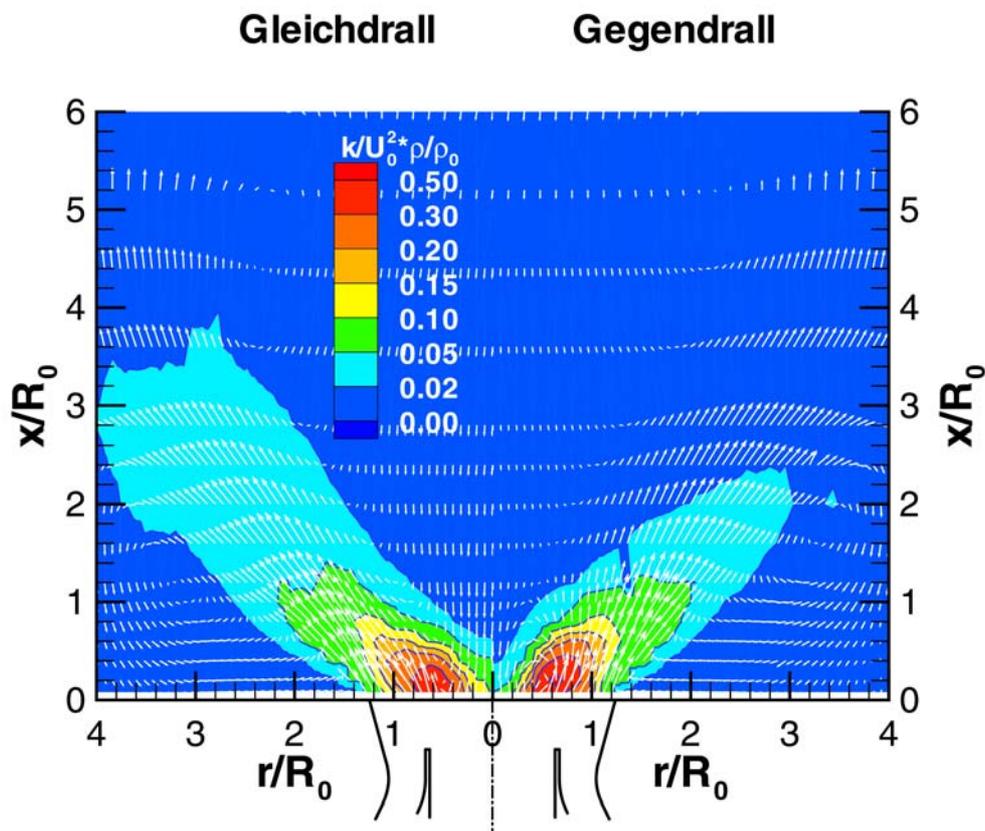


Abb. 4.33: Feldverteilung der dichtegetriggerten turbulenten kinetischen Energie in der Gleich- und Gegendrallflamme ($P=15\text{kW}$, $\lambda_{\text{glob}}=1.75$)

gen in **Abb. 4.8** klar hervor, dass die Abnahme der Dichte die Zunahme der Geschwindigkeitsfluktuationen klar überwiegt und die resultierenden turbulenten Transportströme durch die Verbrennung stark abnehmen.

Diese Überkompensation der austauschfördernden Steigerung der Geschwindigkeitsfluktuationen durch die austauschmindernde Dichteabnahme bewirkt in Übereinstimmung mit den Beobachtungen, die für den turbulenten Impulstransport gelten, auch eine Minderung des turbulenten Stofftransports. Dieser Effekt kommt beim Vergleich der isothermen Mischungsfelder mit den an den reagierenden Strahlen erhaltenen (vgl. **Abb. 4.7 und 4.16**) klar zur Geltung.

Darüber hinaus wirkt sich die überlagerte Verbrennung dahin gehend aus, dass die bereits am isothermen Strahl gefundene Verzögerung des Mischungsverlaufs durch gegensinnige Verdrehung der beiden Teilluftströme noch deutlicher in Erscheinung tritt. Diese Beobachtung lässt sich einerseits durch die gute Überdeckung der Lage der steilsten Gradienten im Mischungsfeld mit solchen Radialabschnitten, auf denen in Übereinstimmung mit dem Rayleigh-Kriterium eine Dämpfung des turbulenten Austauschs gemessen wird, erklären. Andererseits begünstigt ein zusätzlicher, im reagierenden Feld stärker als im isothermen Fall ausgeprägter Mündungswirbel die vorzugsweise Einmischung des Brennstoffs in die Strömung des Primärkanals und verzögert den Mischungsverlauf damit in einem Bereich, der sich in der Gleichdrallkonfiguration durch einen äußerst intensiven Stoffaustausch auszeichnet.

4.3 Stabilitätsuntersuchungen

4.3.1 Einfluss gleich- und gegensinniger Verdrallung auf die Flammenstabilität

Abb. 4.34 zeigt ein Stabilitätsdiagramm, in dem die stabilen Betriebsbereiche der Gleich- und Gegendrallflamme bei ansonsten identischen Betriebsbedingungen dargestellt sind. In der gewählten Darstellungsweise ist die innerhalb der Brennkammer thermisch umgesetzte Leistung über dem global vorgegebenen Mischungsverhältnis von Brennstoff und Luft aufgetragen. Der stabile Betriebsbereich der gewählten Düsen-Brennkammerkonfiguration liegt in diesem Diagramm jeweils links unterhalb der eingezeichneten Symbole und kennzeichnet solche Betriebszustände, bei denen die Flamme stationär und weitestgehend pulsationsfrei auf dem Brenner aufsitzend brennt. Das optische Erscheinungsbild der Flamme variiert mit dem Einsatz gleich- und gegensinniger Verdrallung nur geringfügig, daher ist die links unten im Diagramm dargestellte Fotografie repräsentativ für das Flammenbild beider Drallkonfigurationen. Mit Überschreiten des durch die jeweiligen Symbole gekennzeichneten Bereichs verlischt die Flamme nicht sofort, sondern es tritt zusätzlich die rechts oben dargestellte Stabilisierungsform der Flamme in Erscheinung. Im instabilen Bereich, aber noch nahe der Stabilitätsgrenze sind beide Flammenformen zu beobachten, die unter äußerst starken niederfrequenten Pulsationen alternierend in Erscheinung treten. Mit zunehmender Verschiebung des Betriebspunktes in den instabilen Bereich dominiert immer stärker das rechts oben dargestellte Flammenbild, d.h. der zeitliche Anteil dieser Stabilisierungsform nimmt immer stärker zu. Verschiebt man den

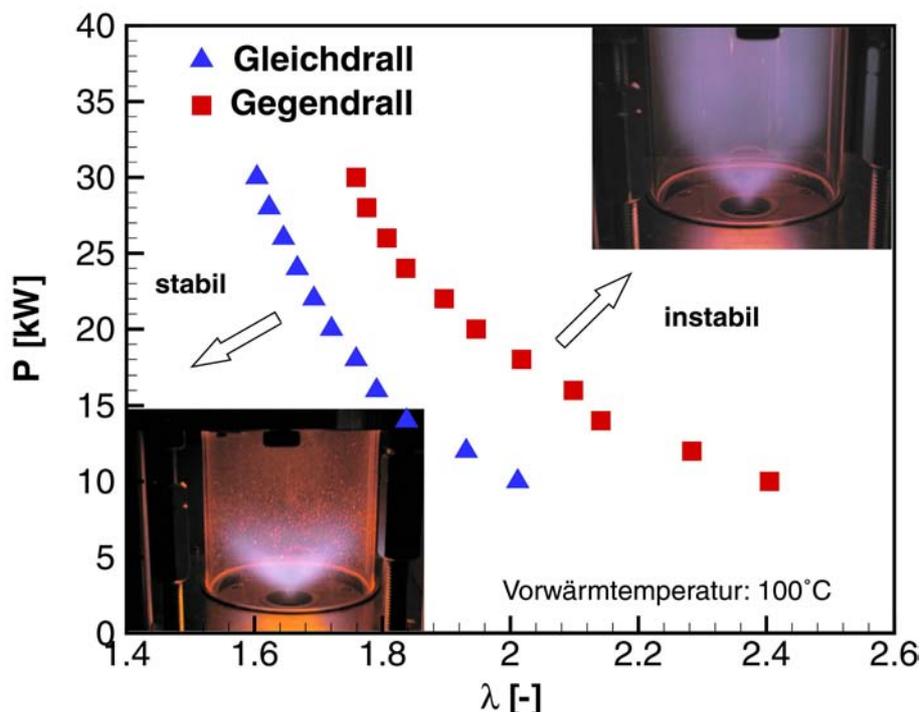


Abb. 4.34: Stabilitätskurven der Gleich- und Gegendrallflamme mit Fotografien der stabilen (links unten) sowie der instabil pulsierenden Flamme (links oben)

Betriebspunkt noch weiter in den instabilen Bereich, hebt die Flamme von der Düse ab und verlöscht.

Die dargestellten Stabilitätskurven wurden in der Weise gewonnen, dass zunächst durch die Wahl eines bestimmten Brennstoffmassenstroms eine definierte thermische Leistung eingestellt wurde. Danach wurde der Luftvolumenstrom, ausgehend von einem stabilen Betriebspunkt, bei konstanter Leistung schrittweise erhöht, d.h. die Stabilitätsgrenze wurde in obigem Diagramm von links nach rechts überschritten. Durch eine entsprechend behutsame Vorgehensweise wurde sicher gestellt, dass sich die Brennkammer dabei jederzeit im thermischen Gleichgewicht mit der Flamme befand, d.h. die Wandtemperatur der Isolation den für die gewählte Leistung und Globalstöchiometrie charakteristischen Wert angenommen hatte. Das Überschreiten der Stabilitätsgrenze konnte einerseits durch die Beobachtung des Flammenbildes durch die eigentlich für die LDA-Messtechnik in der Brennkammer angebrachten Messfenster detektiert werden. Andererseits bewirkten die erwähnten starken Druckpulsationen der Flamme beim Übergang zwischen den beiden Stabilisierungsformen eine sehr deutliche akustische Rückkopplung, sobald der stabile Betriebsbereich überschritten wurde. Um die Reproduzierbarkeit der Ergebnisse abzusichern, wurde dieser Vorgang mehrfach wiederholt.

Die in **Bild 4.34** dargestellten, für Drallflammen typischen, Kurvenverläufe zeigen zunächst die erwartete starke Einschränkung des stabilen Betriebsbereiches mit wachsendem Luft/Brennstoff-Verhältnis. Durch die Steigerung des Luftmassenstroms bei konstanter thermischer Leistung kommt es einerseits zu einer Erhöhung der mittleren Strömungsgeschwindigkeit und damit zu einer Abnahme der mittleren Verweilzeit der Reaktionspartner innerhalb der Stabilisierungszone der Flamme. Andererseits wird das Brennstoff/Luft-Mischungsfeld im Nahbereich der Düse durch die verstärkte Luftzugabe in der Weise beeinflusst, dass die Gebiete nahestöchiometrischer und daher zündwilliger Gemischzusammensetzung schrumpfen und deren Überdeckung mit Zonen geringer Strömungsgeschwindigkeit abnimmt. Dadurch wird die Größe der Stabilisierungszone eingeschränkt und die mittlere Aufenthaltszeit der Reaktionspartner innerhalb dieser Gebiete zusätzlich verringert. Als Folge daraus wird das Stabilitätskriterium, nämlich die Identität der zur Verfügung stehenden Verweilzeit innerhalb der Stabilisierungszone der Flamme einerseits und dem globalen chemischen Reaktionszeitmaß andererseits, mit zunehmender Abmagerung bereits bei geringerer thermischer Leistung verletzt.

Weiterhin erkennt man aus der Darstellung in **Bild 4.34** sehr deutlich, dass durch die Anwendung gegensinniger Verdrallung unter ansonsten gleichen Randbedingungen eine signifikante Erweiterung des stabilen Betriebsbereichs erzielt werden kann. Dieses Ergebnis ist mit Hilfe des vorhandenen, in der Literatur dokumentierten Wissens nicht hinreichend sicher interpretierbar und erfordert daher die ergänzende Feldvermessung einiger Flammen.

Die Auswahl der feldvermessenen Flammeneinstellungen verfolgt die Absicht, für beide Düsenkonfigurationen jeweils einen Betriebspunkt weit innerhalb des stabilen Betriebsbereiches

sowie einen weiteren in der Nähe der Stabilitätsgrenze zu charakterisieren. An Hand dieser Messungen soll der oben skizzierte, für die Abmagerung von Diffusionsflammen gültige Stabilisierungsmechanismus experimentell nochmals überprüft und in Bezug auf das Verlassen des stabilen Betriebsbereiches durch Steigerung der thermischen Leistung abgesichert werden. Weiterhin sollten die Feldmessungen auch den im vorangegangenen Kapitel dargestellten Vergleich der Auswirkungen des Drehsinns beider Verbrennungsluftströme auf das Strömungs- Mischungs- und Temperaturfeld der unterschiedlichen Düsenkonfigurationen bei ansonsten identischen Betriebsbedingungen ermöglichen. In **Abbildung 4.35** ist die Wahl der vier untersuchten Flammeneinstellungen in Relation zur jeweiligen Stabilitätsgrenze graphisch dargestellt. Die Temperatur- und Mischungsfelder wurden für alle vier dargestellten Flammen jeweils einzeln vermessen. Detaillierte Strömungsfeldmessungen liegen lediglich für zwei Flammeneinstellungen, nämlich bei der thermischen Leistung von 15 kW jeweils für Gleich- und Gegendrall vor. Auf Grund der vollturbulenten Strömungsbedingungen wurde strömungsmechanische Ähnlichkeit unterstellt, so dass sich die Strömungsfelder bei thermischen Leistungen von 29 kW und 10 kW direkt durch Skalierung der bei 15 kW erhaltenen Ergebnisse für die Gleich- bzw. Gegendrallflamme ergeben.

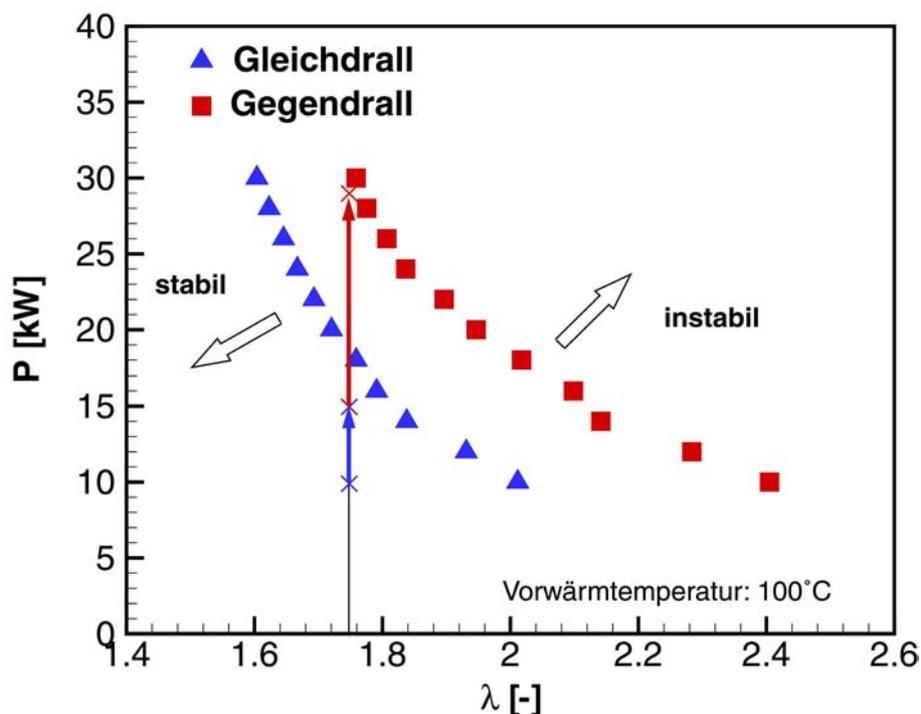


Abb. 4.35: Feldvermessene Flammeneinstellungen zur Identifikation des Stabilisierungsmechanismus der Gleich- und Gegendrallflamme

4.3.2 Einfluss der Durchsatzsteigerung auf das Reaktionsfeld

Abbildungen 4.36 und **4.37** zeigen die Temperaturfelder der Gleich und Gegendrallflamme, die jeweils bei gleichem globalem Brennstoff-Luft-Mischungsverhältnis bei Steigerung des Brennerdurchsatzes (von 10 kW auf 15 kW im Falle der Gleich- bzw. von 15 kW auf 29 kW im Fall

der Gegendrallflamme) gemessen wurden. In beiden Fällen entspricht also die in den **Bildern 4.36** und **4.37** jeweils links dargestellte Temperaturverteilung einem Betriebspunkt weit im stabilen Bereich, während die rechte Hälfte die Temperaturverteilung nahe der Stabilitätsgrenze repräsentiert. In allen vier Teildiagrammen bildet sich der kalte Ringstrahl der in die Brennkammer eintretenden Verbrennungsluft als V-förmiges Gebiet niedriger Temperaturen ab, welches nach außen durch die deutlich höheren Temperaturen innerhalb des Eckenwirbels und nach innen durch die Spitzentemperaturen innerhalb der Hauptreaktionszone begrenzt wird.

Als gemeinsames Charakteristikum beider Düsenkonfigurationen stellt sich mit steigendem Durchsatz eine Absenkung der im Feld gemessenen Spitzentemperaturen ein, im Ausgleich dafür dehnt sich der Bereich mäßiger Temperaturen zwischen 1400 und 1550°C auf größere Gebiete aus, und auch im Eckenwirbel werden höhere Temperaturen gemessen. Diese Verschiebung der Temperaturverteilung entspricht somit einer Verlagerung der Wärmefreisetzung auf weiter stromab gelegene Strömungsfeldzonen, die sich auch anhand der Darstellungen des Ausbrandverlaufs in **Abb. 4.38** und **4.39** nachvollziehen lässt.

Die für beide Düsenkonfigurationen im Falle der höheren thermischen Leistung in größerer Düsenentfernung $x/R_0 > 4$ gemessenen höheren Temperaturen der Flammengase stehen mit diesem Effekt allerdings nicht in Verbindung, sondern sind auf die mit größerem Durchsatz geringeren relativen Wärmeverluste der Gasströmung über die Brennkammerwand zurück zu führen.

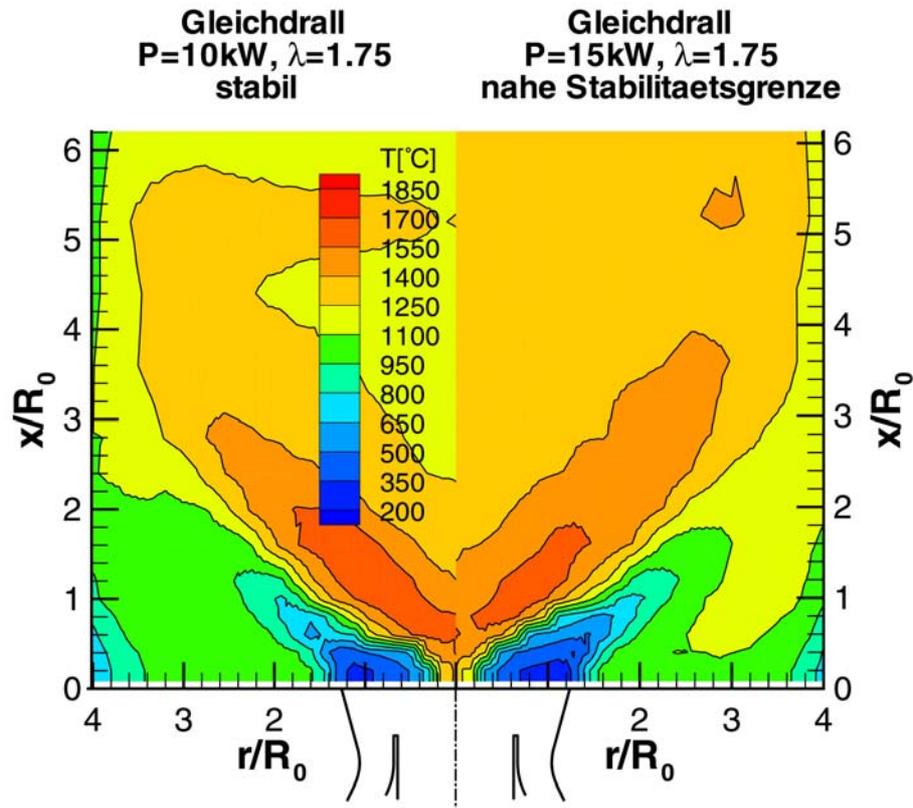


Abb. 4.36: Einfluss der Durchsatzsteigerung auf die Feldverteilung der Temperatur in der Gleichdrallflamme ($\lambda_{\text{glob}}=1.75$)

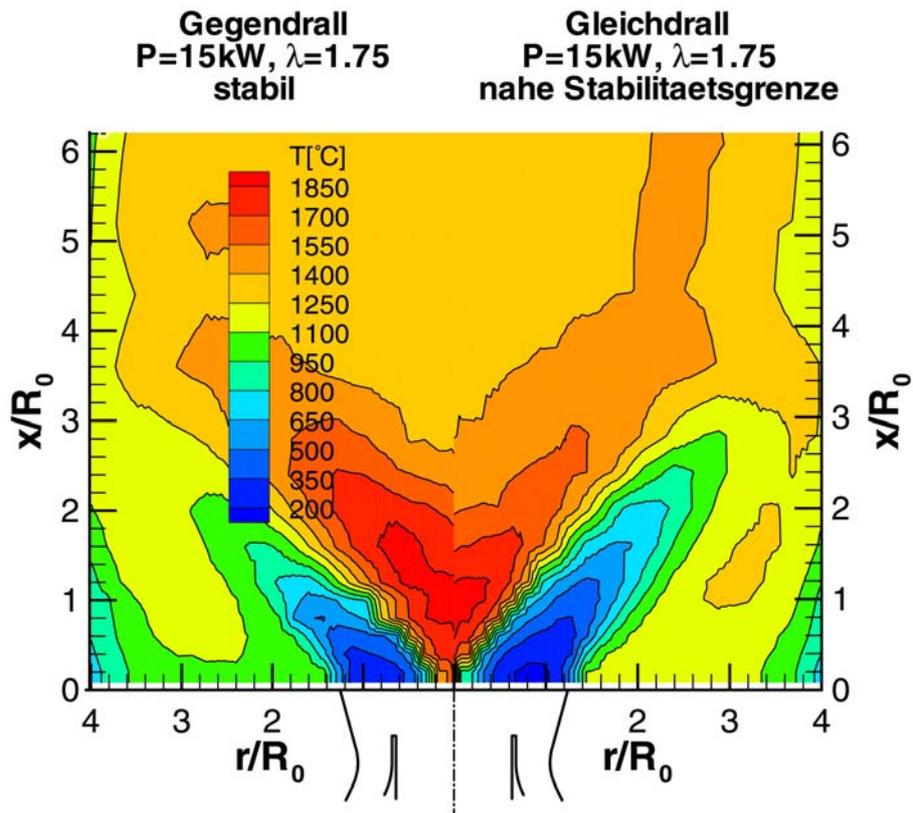


Abb. 4.37: Einfluss der Durchsatzsteigerung auf die Feldverteilung der Temperatur in der Gegendrallflamme ($\lambda_{glob}=1.75$)

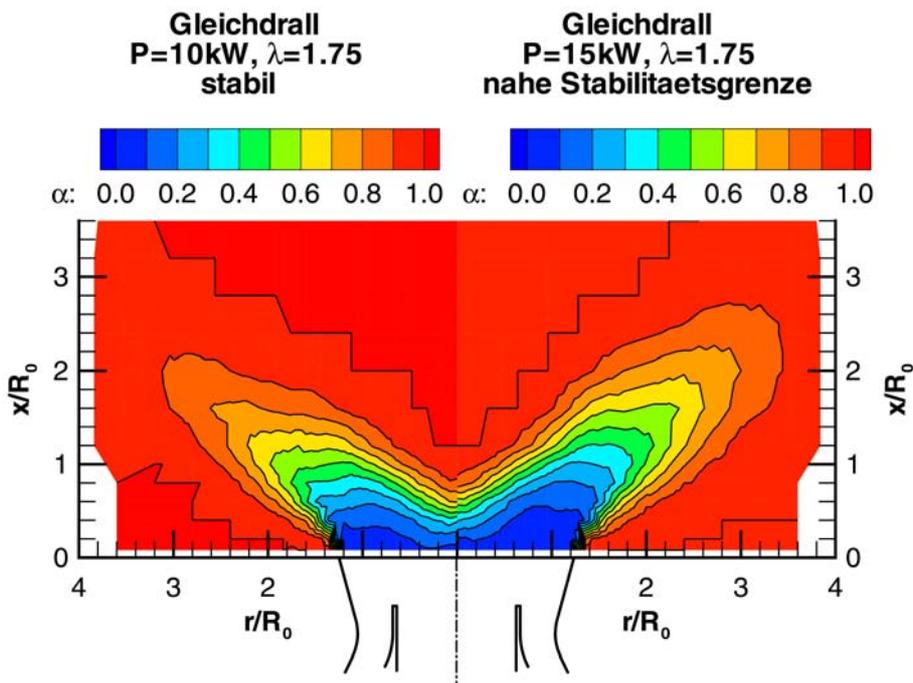


Abb. 4.38: Einfluss der Durchsatzsteigerung auf den Ausbrandverlauf in der Gleichdrallflamme ($\lambda_{glob}=1.75$)

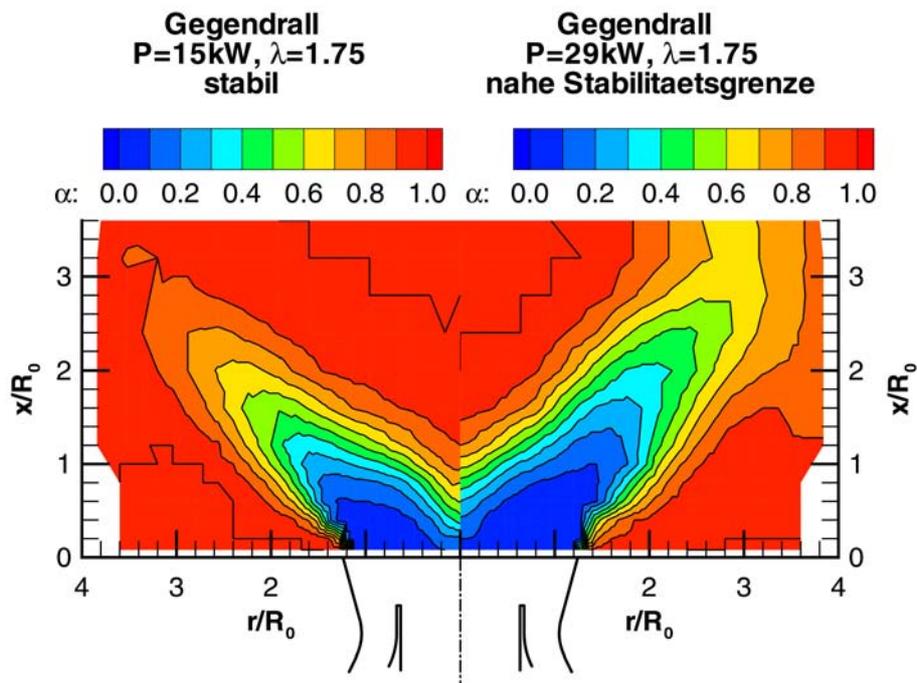


Abb. 4.39: Einfluss der Durchsatzsteigerung auf den Ausbrandverlauf in der Gegendrallflamme ($\lambda_{\text{glob}}=1.75$)

Vollständigkeitshalber zeigen **Abbildungen 4.40** und **4.41** auch die Mischungsfelder, wie sie sich bei Variation des Brennerdurchsatzes ausbilden. Obwohl der qualitative Verlauf des Mischungsfortschrittes bei Durchsatzsteigerung grundsätzlich ähnlich bleibt, zeigt sich für beide Düsenkonfigurationen interessanterweise eine Beschleunigung der Makromischung. Dieses Ergebnis befindet sich im Einklang mit den Feststellungen, die bereits bei der Diskussion des Verbrennungseinflusses auf die Mischungsfelder getroffen wurden. Da die Überlagerung der Verbrennung durch die damit verbundene Absenkung der Massendichte trotz Steigerung der turbulenten Geschwindigkeitsfluktuationen eine Netto-Abnahme des turbulenten Austauschs bewirkt, haben die niedrigeren Fluid-Temperaturen im Düsennahbereich nahe der Stabilitätsgrenze einen etwas höheren Stofftransport und damit eine beschleunigte Makro-Mischung zur Folge. Es soll an dieser Stelle jedoch betont werden, dass ein systematischer Einfluss des Durchsatzes auf das Mischungsfeld zwar zu beobachten ist, dessen grundsätzliche Struktur jedoch erhalten bleibt. In Relation zum Durchsatz übt der Drehsinn der Verbrennungsluftströme einen erheblich stärkeren Einfluss auf die Ausbildung des turbulenten Mischungsfeldes aus.

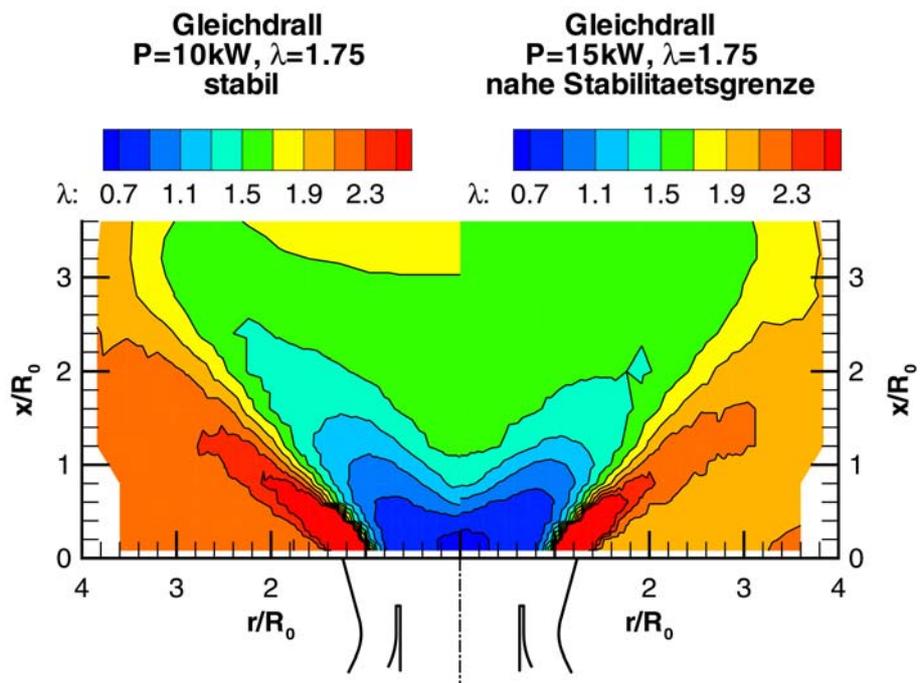


Abb. 4.40: Einfluss der Durchsatzsteigerung auf das Mischungsfeld in der Gleichdrallflamme ($\lambda_{\text{glob}}=1.75$)

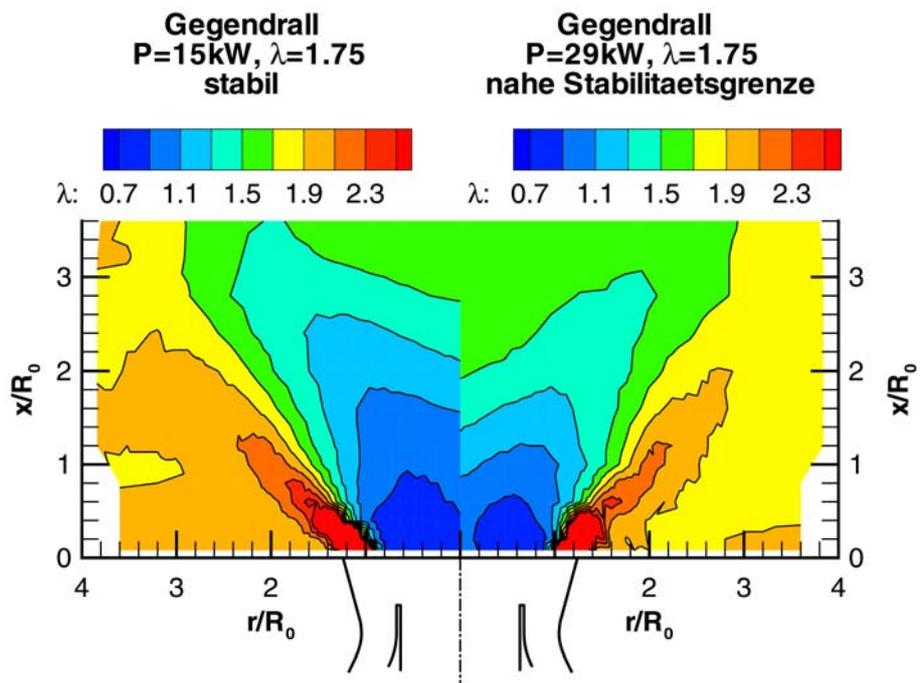


Abb. 4.41: Einfluss der Durchsatzsteigerung auf das Mischungsfeld in der Gegendrallflamme ($\lambda_{\text{glob}}=1.75$)

4.3.3 Ableitung eines Stabilisierungsmechanismus

Eine anschauliche Darstellung des Stabilisierungsmechanismus erhält man durch die in **Abbildung 4.42** für beide Flammenpaare dargestellte graphische Überlagerung besonders zündgünstiger Strömungsfeldzonen. Hinsichtlich der zeitlich mittleren Strömungsgeschwindigkeit wurde hierzu der am Rand der inneren Rezirkulationszone gelegene Bereich mit Axialgeschwindigkeiten zwischen -4m/s und $+4\text{m/s}$ durch die schwarzen Linien gekennzeichnet. Als weitere Anforderung an die Stabilisierungszone wurden nahestöchiometrische lokale Gemischzusammensetzung, hier repräsentiert durch die grün umrandeten Gebiete mit Luftzahlen $\lambda < 1.2$, sowie Bereiche hinreichend geringer globalkinetischer Reaktionszeitmaße mit Verbrennungstemperaturen größer 1600°C formuliert. Nur in der orange markierten Schnittmenge der genannten drei Bereiche herrschen ideale Zündbedingungen und dort ist daher auch die Stabilisierungszone der Flamme lokalisiert.

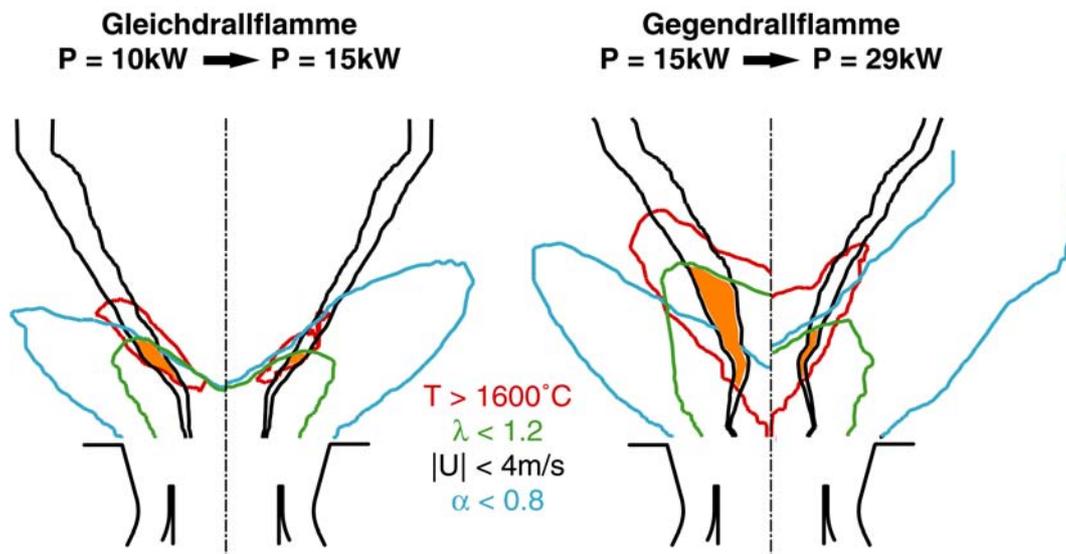


Abb. 4.42: Einfluss der Durchsatzsteigerung auf Mischungs-, Temperatur- und Strömungsfeld sowie die dadurch festgelegte Stabilisierungszone (orange markiert) und den Ausbrandverlauf in der Gleich- und Gegendrallflamme.

Sowohl in der Gleich- als auch der Gegendrallflamme bewirkt die Durchsatz-Steigerung einen Anstieg des Geschwindigkeitsniveaus im Strömungsfeld, der die schwarz markierten Bereiche geringer Axialgeschwindigkeit schrumpfen lässt. Damit ist eine lineare Verringerung der mittleren Verweilzeit der Reaktionspartner innerhalb der Stabilisierungszone verknüpft, welche mit Annäherung an das reaktionskinetische Zeitmaß dazu führt, dass sich der Ausbrand verzögert und weiter stromab verlagert. Daraus wiederum resultieren kurz vor Erreichen der Stabilitätsgrenze ein erhöhter Anteil des Reaktionsumsatzes im Bereich der Vorwärtsströmung sowie eine reduzierte Speisung des inneren Rückströmwirbels mit Wärme. Die dadurch bewirkte Temperaturabsenkung innerhalb des Rückströmgebietes führt über die geringere Vorwärmung der aus dem Brenner austretenden Reaktanden zu ungünstigeren

Zündbedingungen. Zusätzlich belegen die Messungen des düsenahen Mischungsfeldes, das mit der Temperaturabnahme innerhalb des düsenahen Strömungsfeldes der turbulente Stofftransport verstärkt wird, die Bereiche nahestöchiometrischer Gemischzusammensetzung also schrumpfen, so dass mit Überschreiten eines kritischen Durchsatzes ein sich selbst verstärkender Rückkopplungsprozess in Gang gesetzt wird. Diese Rückkopplung erklärt auch die scharfe Abgrenzung zwischen stabilem und instabilem Betriebsbereich bzw. die gute Reproduzierbarkeit des Grenzdurchsatzes, der beide Bereiche voneinander trennt.

Weiterhin ist aus dieser Darstellung ersichtlich, dass die wesentliche Ursache für den deutlich größeren stabilen Betriebsbereich der Gegendrallkonfiguration in der langsamer verlaufenden Mischung und der damit deutlich größeren Erstreckung des Gebietes nahestöchiometrischer Gemischzusammensetzung liegt. Wie in den vorangegangenen Kapiteln ausführlich dargelegt wurde, ist diese Verzögerung der Mischungsgeschwindigkeit ihrerseits auf die Ausprägung der Tangentialgeschwindigkeitsprofile zurückzuführen, die für die Gegendrallkonfiguration eine Dämpfung des turbulenten Austauschs und daher auch eine Abnahme des turbulenten Stofftransports bewirken.

Aus dem im Vergleich zur Gleichdrallanordnung inhomogeneren Mischungsfeld folgen lokal deutlich höhere Verbrennungstemperaturen mit entsprechend beschleunigt ablaufender Reaktionskinetik, welche ihrerseits toleranter gegenüber der abnehmenden Verweilzeit der Reaktionspartner innerhalb der Stabilisierungszone ist. Diese günstigeren Zündbedingungen im Fall der Gegendrallflamme lassen sich an Hand der **Abbildung 4.42** unmittelbar an den größeren orange markierten Bereichen, welche die mögliche Lage der Stabilisierungszone der untersuchten Doppeldrall-Diffusionsflammen innerhalb des Strömungsfeldes beschreiben, ablesen.

5 Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit befasst sich mit den Auswirkungen des Drehsinns zweier einander konzentrisch umschließender Verbrennungsluftströme auf die Zündstabilität eingeschlossener, turbulenter Doppeldrall-Diffusionsflammen. Ausgehend von einer detaillierten Untersuchung der dem Stabilitätsverhalten zu Grunde liegenden Strömungs- und Mischungsfelder sowohl unter isothermen als auch reagierenden Bedingungen werden die grundlegenden physikalischen Mechanismen identifiziert, nach denen der dem Strömungsfeld aufgeprägte Tangentialgeschwindigkeitsverlauf Einfluss auf den turbulenten Impuls- und Stoffaustausch nimmt. Auf der Grundlage dieser Ergebnisse wird ein Stabilisierungsmechanismus abgeleitet, der die charakteristischen Unterschiede im Stabilitätsverhalten der Gleich- und Gegendrallflamme plausibel beschreibt.

Die experimentellen Untersuchungen wurden an einer Doppeldrall-Gasfilmdüse durchgeführt, deren Konstruktion sich stark an einer in der Praxis verwendeten Airblast-Düse orientiert. Sie zeichnet sich durch zwei Radialgitter zur unabhängigen Verdrallung der beiden Teilluftströme aus, so dass sich Gleich- und Gegendralldüse nur durch jeweils spiegelbildlich gefertigte Sekundärdrallerzeuger voneinander unterscheiden. Die Zufuhr des gasförmigen Brennstoffs erfolgt über einen Ringspalt in der Filmlegerlippe, um den Ort der Brennstoffzufuhr im Strömungsfeld an die stirnseitige Umfangslinie der Zerstäuberlippe anzunähern.

Reynoldszahlen von 60000 bezogen auf den Düsenaustrittsdurchmesser bei den isothermen Versuchen bzw. die mit dem turbulenten Längenmaß und der Schwankungsgeschwindigkeit in der Stabilisierungszone der Flamme gebildete Makroturbulenz-Reynoldszahl von größer 100 unter reagierenden Bedingungen stellen vollturbulente Bedingungen in der Nähe der Düsenmündung und somit die Übertragbarkeit der gefundenen Ergebnisse auf technische Systeme sicher.

Zur Minimierung von Wärmeverlusten ist die zylindrische Brennkammer auf der Innenseite mit einer Schicht aus keramischer Fasermatte bzw. einem aus einer keramischen Gießmasse hergestellten Innenrohr isoliert. Aus dem Vergleich der theoretischen Verbrennungstemperatur mit der gemessenen Temperaturverteilung kann der Wärmeverlust der Flammengase über die Brennkammerwand sechs Düsendurchmesser stromab des Eintritts in die Brennkammer als kleiner 15% abgeschätzt werden.

Die Messung der zeitlich mittleren Strömungsfelder sowie die vollständige Charakterisierung des Reynoldsspannungstensors erfolgten mit Hilfe einer 3-Kanal LDA-Anlage, wobei über die Wahl einer entsprechenden Koinzidenzzeit sicherzustellen ist, dass die auf den drei Kanälen jeweils erfassten Signale von einer Partikel stammen.

Das Mischungsfeld in der isothermen Strömung wurde mit Hilfe einer einfachen Absaugsonde bestimmt, die Messungen in der reagierenden Strömung erzwangen den Einsatz einer wasserge-

kühlten Sonde. In beiden Fällen wurde das Probengas kontinuierlich entnommen und in einer nachgeschalteten, konventionellen Abgasanalyse auf stabile Spezies hin untersucht und daraus die lokale Luftzahl sowie ggf. der lokale Ausbrand bestimmt.

Die Bestimmung der Temperaturverteilung in der Brennkammer erfolgte mittels einer Thermoelementsonde, wobei die Strahlungsverluste der Pt/Pt-Rh-Perle an die kühleren Wände durch eine entsprechende Korrektur berücksichtigt wurden.

Erwartungsgemäß zeigt der Vergleich der zeitgemittelten Geschwindigkeitsmessungen in der isothermen Strömung bei gegensinniger Verdrallung, d.h. unterschiedlicher Vorzeichen der Tangentialgeschwindigkeiten des Primär- und Sekundärluftstroms, im Mischbereich der beiden Ströme einen deutlich schnelleren Abbau der in den Umfangsgeschwindigkeitsprofilen gemessenen Maximalwerte. Die Lösung der Impulsbilanzgleichung in radialer Richtung bezüglich der Feldverteilung des statischen Drucks innerhalb der Brennkammer ergibt für die Gegendrallkonfiguration daher einen geringeren radialen Gradienten, woraus sich mit fortschreitendem Düsenabstand eine schnellere Abnahme des Unterdrucks entlang der Rotationsachse des Fluids, also ein stärkerer Druckgradient in axialer Richtung ableitet.

Demzufolge zeichnet sich das zeitmittlere isotherme Strömungsfeld der Gegendrallkonfiguration gegenüber der Gleichdrallanordnung trotz der geringeren Gesamtdrallzahl durch eine Intensivierung der zentralen Rezirkulationsströmung aus, die sich bei ähnlicher Form und Größe hauptsächlich in einer Zunahme des dort umlaufenden Massenstroms äußert. Als weiteres Spezifikum der Gegendralldüse wird im Nachlauf des Primärkanals ein zusätzlicher Mündungswirbel beobachtet, der Strahlmedium aus dem düsen nahen Scherbereich des Brennstoff- mit den beiden Verbrennungsluftströmen radial einwärts transportiert.

Die weiterführende Auswertung der Turbulenzgrößen ergibt für die Gegendrallanordnung lediglich in unmittelbarer Düsennähe eine Erhöhung des Feldgehaltes an turbulenter kinetischer Energie. Bereits einen Düsendurchmesser stromab unterschreiten die Messwerte die bei Gleichdrall gemessenen Werte deutlich. Ein Vergleich der den turbulenten Austausch von Axial- bzw. Drehimpuls in radialer Richtung beschreibenden Schubspannungen \overline{uv} und \overline{vw} für die vermessenen Düsen ergibt für die Gegendrallanordnung auf fast allen Messebenen einen wesentlich geringeren turbulenten Transport über die zeitlich gemittelten Isostromflächen hinweg. Zur Interpretation dieser systematischen Unterschiede in der Turbulenzstruktur im Strömungsfeld beider Düsen erweist sich die ausschließliche Anwendung der Boussinesq-Hypothese, welche die turbulenten Schubspannungen in Relation zum lokalen Deformationstensor setzt, als nicht ausreichend. Vielmehr unterstreicht die gute Übereinstimmung von solchen Radienabschnitten, auf denen im Einklang mit einem von Lord Rayleigh (1917) formulierten Kriterium eine Verstärkung bzw. Dämpfung des turbulenten Austauschs zu erwarten ist, mit den gemessenen Reynoldsspannungen, die Wirkung der Tangentialgeschwindigkeitsprofile auf den turbulenten Spannungstensor. Danach ist der bei gegensinniger Verdrallung gemessene verminderte radiale Austausch einerseits auf die turbulenzdämpfende Wirkung des steileren Tangentialgeschwindigkeitsanstiegs im Bereich des Wirbelkerns nahe der Rotationsachse, andererseits die schwächere

Anfachung der Turbulenz durch den weniger steilen Abfall der Tangentialgeschwindigkeit im Strahlrandbereich zurückzuführen.

Zur Erfassung der isothermen Mischungsfelder im Nachlauf beider Düsen wurden mit einer Absaugsonde Konzentrationsmessungen des Brennstoffs im düsennahen Brennkammerbereich bei einem globalen Luft/Brennstoff-Mischungsverhältnis $\lambda_{\text{glob}}=2$ durchgeführt. Für die Gegendralldüse werden in Düsennähe dabei größere Gebiete nahestöchiometrischer Gemischzusammensetzung gemessen. Die im Vergleich zur Gleichdrallkonfiguration stärkere Inhomogenität des Mischungsfeldes lässt sich auch auf größeren Radienabschnitten erkennen, so ist beispielsweise der Bereich des Eckenwirbels, wo die Brennstoffkonzentration bei der Gleichdralldüse dem globalen Mischungsverhältnis entspricht, bei gegensinnig verdrallten Luftströmen durch einen Brennstoffmangel geprägt. Die Interpretation dieses Ergebnisses wird durch eine Analogiebetrachtung zwischen turbulentem Impuls- und Stofftransport ermöglicht, wonach sich die durch das Rayleigh-Kriterium vorhergesagte Dämpfung des turbulenten Austauschs in radialer Richtung auf den Stoff- in gleicher Weise wie den Impulstransport auswirkt. Der durch den düsennahen Mündungswirbel etablierte radial einwärts gerichtete konvektive Transport stellt durch bevorzugte Einmischung des Brennstoffs in den Primärluftstrom einen zusätzlichen Mechanismus dar, welcher der raschen Homogenisierung der Brennstoff/Luft-Mischung im Nachlauf der Gegendralldüse entgegengewirkt.

Die überlagerte Verbrennung wirkt sich durch die damit verbundene thermische Expansion der Flammengase hauptsächlich in einer Zunahme der Axialgeschwindigkeitskomponente und daher auch des Axialimpulsstroms aus. Die entsprechende Abnahme der Drallzahl resultiert für beide Strömungssysteme in einer starken Einschränkung des zentral rezirkulierten Massenstroms. Wie die Messungen zeigen, ist die Gegendrallflamme von diesem Effekt in stärkerer Weise betroffen, so dass in deren zentraler Rückströmzone nun ein geringerer Massenstrom rezirkuliert wird als bei der Gleichdrallflamme. Als Ursache für diese Beobachtung wird das Temperaturfeld identifiziert, welches in der Gegendrallflamme analog zum Mischungsfeld wesentlich inhomogener ausgeprägt ist als in der Gleichdrallflamme. Durch die lokal stärkere thermische Expansion treten im Bereich des ringförmig vorwärtsströmenden Strahls lokal höhere Spitzen in der Axialimpulsstromdichte auf, welche eher dazu in der Lage sind, sich gegen das durch die Umfangskomponente aufgeprägte statische Druckfeld durchzusetzen. Der im isothermen Strömungsfeld der Gegendralldüse beobachtete Mündungswirbel dagegen bleibt auf Grund des nach wie vor stärkeren axialen Druckgradienten auch in der reagierenden Strömung erhalten.

Die im Vergleich zur isothermen Strömung gemessene Steigerung der turbulenten Geschwindigkeitsfluktuationen korreliert mit der gesteigerten Turbulenzproduktion in den jetzt stärker ausgeprägten Scherzonen der zeitmittleren Strömung. Für das bei einem globalen Luft/Brennstoff-Mischungsverhältnis von $\lambda_{\text{glob}}=1.75$ untersuchte System kann als grober

Anhaltswert für die verbrennungsinduzierte Zunahme der auf die mittlere Düsenaustrittsgeschwindigkeit bezogenen turbulenten Geschwindigkeitskorrelationen der Faktor Zwei angegeben werden. Die turbulenten Transportströme sind jedoch zusätzlich linear mit der lokalen Massendichte des strömenden Fluids verknüpft, die unter Berücksichtigung der gewählten Globalstöchiometrie ungefähr ein Viertel des Wertes der isothermen Strömung beträgt. Daher ist mit der Überlagerung der Verbrennung eine deutliche Abnahme der Transportstromdichten verbunden, welche unter den genannten Randbedingungen - wiederum nur als Richtwert - ca. 50 Prozent beträgt.

Bezüglich des qualitativen Verlaufs lassen sich die am isothermen System gefundenen Ergebnisse auf die reagierenden Strahlen übertragen. Insbesondere bleibt der turbulenzdämpfende Einfluss der zeitmittleren Tangentialgeschwindigkeitsprofile nach dem von Lord Rayleigh (1917) beschriebene Mechanismus auch in der Gegendrallflamme wirksam und trägt im Vergleich zur Gleichdrallflamme maßgeblich zur Minderung des turbulenten Austauschs in radialer Richtung bei.

Als Konsequenz der beschriebenen Reduktion des turbulenten Austauschs weisen die Mischungsfelder beider untersuchten Flammen deutlich größere Bereiche nahestöchiometrischer Gemischzusammensetzung auf, als dies bei den korrespondierenden isothermen Strahlen zu beobachten ist.

Durch die Dämpfung des Austauschs in radialer Richtung gemäß dem Rayleigh-Kriteriums ist bereits auf Grund der strömungsmechanischen Randbedingungen bei gegensinniger Verdrallung eine inhomogenere Ausbildung des Mischungsfeldes zu erwarten. Die dadurch hervorgerufene Steigerung der Verbrennungstemperatur im Bereich nahestöchiometrischer Mischung stellt einen weiteren Mechanismus bereit, nach dem der turbulente Stofftransport im Nachlauf der Gegen- stärker beeinträchtigt wird als im Fall der Gleichdrallanordnung. Folgerichtig wirkt sich der anhand der Konzentrationsmessungen erkennbare mischungsverzögernde Einfluss gegensinniger Verdrallung in der Flamme deutlicher aus als in der isothermen Strömung.

Die abschließenden Feldmessungen bei jeweils einem Betriebspunkt weit innerhalb des stabilen Betriebsbereiches sowie eines weiteren in der Nähe der Stabilitätsgrenze belegen, dass die Flammenstabilisierung wie erwartet in den Strömungsfeldzonen erfolgt, wo sich besonders günstige strömungsmechanische und reaktionskinetische Zündbedingungen, d.h. geringe mittlere Strömungsgeschwindigkeiten und nahestöchiometrische Gemischzusammensetzung, überlagern. Die Anhebung der Brenneraustrittsgeschwindigkeit mit steigender thermischer Leistung führt zu einer abnehmenden Verweilzeit der Reaktionspartner innerhalb der Stabilisierungszone, welche sich mit zunehmender Annäherung an das reaktionskinetische Zeitmaß in einer Ausbrandverzögerung sowie sinkenden Temperaturen auswirkt. Über die zentrale Rezirkulationszone besteht durch den Rücktransport von fühlbarer Wärme und Radikalen in die Stabilisierungszone ein Rückkopplungsmechanismus, der das plötzliche Verlöschen bzw. - wie hier beobachtet - den abrupten Wechsel in eine andere Stabilisierungsform der Flamme mit

Überschreiten eines kritischen Grenzdurchsatzes erklärt.

Die starke Erweiterung des stabilen Betriebsbereiches durch Anwendung gegensinniger Verdrehung der beiden Teilluftströme kommt durch den gedämpften turbulenten Austausch in radialer Richtung zu Stande, welcher seinerseits ein inhomogeneres Mischungsfeld mit größeren Bereichen nahestöchiometrischer Gemischzusammensetzung zur Folge hat. Dementsprechend ist im Falle der Gegendralldüse der Überlappungsbereich strömungsmechanisch und reaktionskinetisch zündbegünstigender Bedingungen im Vergleich zur Gleichdralldüse stark erweitert, was einer Erhöhung der Verweilzeit innerhalb der Stabilisierungszone und damit überlegener Flammenstabilität entspricht.

6 Literatur

A. Ament: Untersuchungen zum Stabilitätsverhalten einer mit Kerosin betriebenen Flugtriebwerksdüse.

Diplomarbeit, Engler-Bunte-Institut, Universität Karlsruhe (T.H.), 1998

A. Ateshkadi, V. G. McDonell, G. S. Samuelson: Lean Blowout Model for a Spray-Fired Swirl-Stabilized Combustor.

Proc. Comb. Inst., 28, 1281-1288, 2000

A. Ateshkadi, V. G. McDonell, G. S. Samuelson: Effect of Hardware Geometry on Gas and Drop Behavior In a Radial Mixer Spray.

27th Symposium (International) on Combustion, pp. 1985-1992, 1998

G. C. Bafuwa, N. R. L. Maccallum: Flame Stabilization in Swirling Jets.

European Symposium of the Combustion Institute, pp. 565-570, 1973

J. M. Beèr, N. A. Chigier: Combustion Aerodynamics.

Applied Science Publishers Ltd., London, 1972

J. M. Beèr, N. A. Chigier: Velocity and Static Pressure Distributions in Swirling Air Jets Issuing from Annular and Divergent Nozzles.

Transactions of ASME, 86 D J. Basic Engineering 4, pp. 788-796, 1964

J. M. Beèr, N. A. Chigier, T. W. Davies, K. Bassindale: Laminarization of Turbulent Flames in Rotating Environments.

Combustion and Flame 16, pp. 39-45, 1971

S. A. Beltagui, N. R. L. Maccallum: Stability Limits of Free Swirling Premixed Flames: Part II. Theoretical Prediction.

Journal of the Institute of Energy, 59, pp. 165-167, 1986

R. W. Bilger: Structure of Turbulent Non-Premixed Flames.

22nd Symposium (International) on Combustion., pp. 475 - 488, 1988

H. Bockhorn: Grundlagen der Verbrennungstechnik II

Skriptum zur Vorlesung, Universität Karlsruhe, 2001

- R. Borghi:** On the Structure and Morphology of Turbulent Premixed Flames.
Recent Advances in the Aerospace Sciences, C. Casci Plenum Publ. Corp, pp. 117-138, 1985
- R. Borghi:** Turbulent Combustion Modelling.
Progress in Energy and Combustion Science., Vol 14, pp. 245-292, 1988
- Boussinesq, J.:** Théorie de l'écoulement tourbillant.
Mém. Prés. Acad. Sci. 22 p. 46 (1877)
- F. Boysan, B. C. R. Ewan, J. Swithenbank, W. H. Ayers:** Experimental and Theoretical Studies of Cyclone Separator Aerodynamics.
I. Chemical Engineering Symposium Series, No 69, p. 305
- T. M. Brutscher:** Experimentelle und theoretische Untersuchungen zur Entflammung und Flammenausbreitung bei funkengezündeten Brenngas-Luft-Gemischen unter besonderer Berücksichtigung bevorzugter Diffusion.
Dissertation, Universität Karlsruhe (TH), 2003
- H. Büchner:** Strömungs- und Verbrennungsinstabilitäten in technischen Verbrennungssystemen.
Habilitationsschrift, Universität Karlsruhe (T.H.), 2000
- H. Buggisch:** Skriptum zur Vorlesung Technische Mechanik I + II (Statik/Festigkeitslehre).
Institut für Mechanische Verfahrenstechnik und Mechanik, Bereich Angewandte Mechanik, Universität Karlsruhe (TH), 1990
- F. H. Champagne, V. G. Harris, S. Corrsin:** Experiments on Nearly Homogenous Turbulent Shear Flow.
Journal of Fluid Mechanics, Vol 41, Part 1, pp. 81-139, 1970
- N. A. Chigier, J. M. Beèr, D. Grecov, K. Bassindale:** Jet Flames in Rotating Flow Fields.
Combustion and Flame 14, pp. 171-180, 1970
- T. C. Claypole, N. Syred:** The Stabilization of Flames in Swirl Combustors.
Journal of the Institute of Energy 55, pp. 14-19, 1982
- G. Damköhler:** Der Einfluß der Turbulenz auf die Flammengeschwindigkeit in Gasgemischen.
Zeitschrift für Elektrochemie und Angewandte Physikalische Chemie 11, pp. 601-652, 1940

K. Döbbling: Experimentelle und theoretische Untersuchungen an stark verdrahten, turbulenten isothermen Strömungen.

Dissertation, Universität Karlsruhe (T.H.), 1990

M. D. Durbin, D. R. Ballal: Studies of Lean Blowout in a Step Swirl Combustor.

Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, Vol. 118, pp. 72-77, 1996a

M. D. Durbin, M. D. Vangsness, V. R. Katta: Study of Flame in a Step Swirl Combustor.

Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, Vol. 118, pp. 308-315, 1996b

H. Eickhoff, B. Lenze, W. Leuckel: Experimental Investigation on the Stabilization Mechanism of Jet Diffusion Flames.

20th Symposium (International) on Combustion, pp. 311-318, 1984

K. R. Ehrhardt: Zur Verbrennung heizwertarmer Flüssigrückstände mit einem drallstabilisierten Mehrstoffbrenner.

Dissertation Universität Karlsruhe (T.H.), 2000

D. Feikema, R.-H. Chen, J. F. Driscoll: Enhancement of Flame Blowout Limits by Use of Swirl.

Combustion and Flame 80, pp. 183-195, 1990

N. Fricker, W. Leuckel: The Characteristics of Swirl-Stabilized Natural Gas Flames. Part 3: The Effect of Swirl and Burner Mouth Geometry on Flame Stability.

Journal of the Institute of Fuel, pp. 152-158, September 1976

R.M. Fristrom, A.A. Westenberg: Flame Structure.

McGraw-Hill Book Company, New York, 1975

A. K. Gupta, M. J. Lewis, M. Daurer: Swirl Effects on Combustion Characteristics of Premixed Flames.

Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, Vol. 123, pp. 619-626, 2001

A. K. Gupta, M. J. Lewis, S. Qi: Effect of Swirl on Combustion Characteristics in Premixed Flames.

Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, Vol. 120, pp. 488-494, 1998

A. K. Gupta, D. G. Lilley, N. Syred: Swirl Flows. Abacus Press 1984

A. K. Gupta, J. M. Beér, J. Swithenbank: Concentric Multi-Annular Swirl-Burners: Stability Limits and Emission Characteristics.

16th Symposium (International) on Combustion, pp. 79-91, 1976

H. Haessler: Einfluss gleich- und gegensinniger Verdrallung auf das isotherme Strömungs- und Mischungsfeld einer zweiflutigen Airblastdüse.

Diplomarbeit, Engler-Bunte-Institut, Universität Karlsruhe (T.H.), 2002

M. G. Hall: Vortex Breakdown.

Ann. Rev. Fluid Mech. Vol. 4, pp. 195-217, 1972

R. Hillemanns: Das Strömungs- und Reaktionsfeld sowie Stabilisierungseigenschaften von Drallflammen unter dem Einfluss der inneren Rezirkulationszone.

Dissertation, Universität Karlsruhe (TH), 1988

C. Hirsch: Ein Beitrag zur Wechselwirkung von Turbulenz und Drall,

Dissertation, Universität Karlsruhe (T.H.), 1995

A. Hoffmann: Modellierung turbulenter Vormischverbrennung.

Dissertation Universität Karlsruhe (T.H.), 2004

S. Hoffmann: Untersuchungen des Stabilisierungsverhaltens und der Stabilitätsgrenzen von Drallflammen mit innerer Rückströmzone.

Dissertation, Universität Karlsruhe (T.H.), 1994

F. Holzäpfel: Zur Turbulenzstruktur freier und eingeschlossener Drehströmungen.

Dissertation, Universität Karlsruhe (T.H.), 1996

F. Holzäpfel, B. Lenze, W. Leuckel: Quintuple Hot-Wire Measurements of the Turbulence Structure in Confined Swirling Flows.

Journal of Fluids Engineering, Vol 121, pp. 517-525, Sept. 1999

M. Horvay: Theoretische und experimentelle Untersuchung über den Einfluß des inneren Strömungsfeldes auf die Zerstäubungseigenschaften von Drall-Druckzerstäubungsdüsen.

Dissertation, Universität Karlsruhe (T.H.), 1985

W. P. Jones, B. E. Launder: The Prediction of Laminarization with a Two-Equation Model of Turbulence.

International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 15, pp. 301-314, 1972

R. Jung: Beiträge angewandter Strömungsforschung zur Entwicklung der Kohlenstaubfeuerung.

VDI-Forschungsheft 532, 1969

G. T. Kalghatgi: Lift-off Heights and Visible Lengths of Vertical Turbulent Jet Diffusion Flames in Still Air.

Combustion Science and Technology, Vol. 41, pp. 17-29, 1984

N. M. Kerr, D. Fraser: Swirl Part I: Effect on Axisymmetrical Turbulent Jets.

Journal of the Institute of Fuel 38, pp. 519-526, 1965

K. Knapp: Untersuchungen zur Reduzierung der NOX-Emission von Gasturbinenbrennkammern durch zweistufige Verbrennungsführung.

Dissertation, Universität Karlsruhe (T.H.), 1994

A. N. Kolmogorov: The local Structure of Turbulence in Incompressible Viscous Fluid for Very Large Reynolds Numbers.

Proceedings of the Royal Society of London, Series A, Vol. 434, pp. 9-13, 1991

H. Kremer: Kennzahlen zur Beurteilung der Stabilität von Vormischflammen.

Gas Wärme International, Bd 20, Nr. 3, März 1971

J. Krüger: Flammen mit Drall.

Brennstoff-Wärme-Kraft 27, Nr. 2, pp. 43-49, 1975

J. Krüger: Brennerstrahlen mit kritischem Drall.

Gas Wärme international 25, Nr. 1/2, pp. 19-25, 1976

B. E. Launder: Current Capabilities for Modelling Turbulence in Industrial Flows.

Applied Scientific Research 48, in R. V. A. Oliemans (ed.), Computational Fluid Dynamics for the Petrochemical Process Industry, Kluwer Academic Publishers, Amsterdam, 1991

B. E. Launder, C. H. Priddin, B. I. Sharma: The Calculation of Turbulent Boundary Layers on Spinnig and Curved Surfaces.

Journal of Fluids Engineering, pp. 231-239, März 1977

H. Laux: Ein Beitrag zur experimentellen Untersuchung von Drallströmungen im kreiszylindrischen Rohr.

Dissertation, TU Berlin, 1959

S. Leibovich: Vortex Stability and Breakdown: Survey and Extension
AIAA Journal Vol. 22, No. 9, pp. 1192-1206, 1984

B. Leisenheimer: Zum Ausbreitungsverhalten von Deflagrationsfronten in laminaren und turbulenten Brenngas/Luft-Gemischen innerhalb geschlossener Behälter.
Dissertation, Universität Karlsruhe (T.H.), 1997

W. Leuckel: Swirl Intensities, Swirl Types and Energy Losses of Different Swirl Generating Devices.
IFRF-Doc. No. G 02/a/16, November 1967

W. Leuckel: Untersuchungen zur Zündstabilität und Reaktionsverteilung verdrahter, turbulenter Diffusionsflammen. Teil 1: Allgemeine Charakterisierung des Dralleinflusses auf die Flamme und Ergebnisse von Messungen an isothermen Strahlen und Heizölflammen.
Gas Wärme International, Bd. 19, Nr. 12, Dezember 1970

W. Leuckel: Einfluß der Verdrallung auf die Eigenschaften turbulenter Diffusionsflammen.
Archiv für das Eisenhüttenwesen, Heft 2, pp. 189-200, 1972

W. Leuckel: Feuerungstechnik I
Sriptum zur Vorlesung, Engler-Bunte-Institut, Universität Karlsruhe (T.H.), 1996

W. Leuckel: Theorie turbulenter Strömungen ohne und mit überlagerter Verbrennung.
Skriptum zur Vorlesung, Engler-Bunte-Institut, Universität Karlsruhe (T.H.), 2000

W. Leuckel: Persönliche Mitteilung, 2000 b

B. Lewis, G. von Elbe: Stability and Structure of Burner Flames. The journal of chemical physics, Vol. 11, pp. 75-97, 1943

A. Linán: The Asymptotic Structure of Counterflow Diffusion Flames for Large Activation Energies.
Acta Astronautica, Vol. 1, pp. 1007-1039, 1974

Y. Liu: Untersuchung zur stationären Ausbreitung turbulenter Vormischflammen.
Dissertation, Universität Karlsruhe (T.H.), 1991

W. Lutzhöft: Untersuchungen über die Stabilität von Drallflammen.
Dissertation TH Hannover, 1966

P. Maier: Untersuchung turbulenter, isothermer Drallfreistrahlen und turbulenter Drallflammen. Dissertation, Universität Karlsruhe (T.H.), 1967

K. Merkle, W. Leuckel: Untersuchung des Einflusses der geometrischen Düsenkenngrößen auf das durch die Düse erzeugte Strömungsfeld.
Abschlussbericht zum Forschungsvorhaben Engine3E, Teilaufgabe Düsenströmung kalt, AP 1100, 1998

E. Minx: Über die Staukörperstabilisierung turbulenter Diffusionsflammen an Brennern mit zentraler Brenngas- und ringförmiger Luftzufuhr.
Dissertation, RWTH Aachen, 1969

E. Minx: Über die Staukörperstabilisierung turbulenter Diffusionsflammen an Parallelstrombrennern.
Gas Wärme International 19, Nr. 3, pp. 99-104, 1970

N. Peters: Four Lectures on Turbulent Combustion.
Skriptum zu: „Ercofac Summer School 1997“, RWTH Aachen, 1997
<http://www.itm.rwth-aachen.de>

N. Peters: Fifteen Lectures on Laminar and Turbulent Combustion.
Skriptum zu: „Ercofac Summer School 1992“, RWTH Aachen 1992
<http://www.itm.rwth-aachen.de>

N. Peters: Laminar Flamelet Concepts for Turbulent Combustion.
21st Symposium (International) on Combustion., pp. 1231-1250, 1986

N. Peters: Laminar Diffusion Flamelet Models in Non-Premixed Turbulent Combustion
Progress in Energy and Combustion Science, Vol. 10, pp. 319, 1984

M. Philip: Experimentelle und theoretische Untersuchungen zum Stabilitätsverhalten von Drallflammen mit zentraler Rückströmzone.
Dissertation, Universität Karlsruhe (T.H.), 1991

M. Philipp, S. Hoffmann, P. Habisreuther, B. Lenze, H. Eickhoff: Experimental and Numerical Study Concerning Stabilization of Strongly Swirling Premixed and Nonpremixed Flames.
24th Symposium (International) on Combustion, pp. 361-368, 1992

W. M. Pitts: Assessment of Theories for the Behaviour and Blowout of Lifted Turbulent Jet Diffusion Flames.

22nd Symposium (International) on Combustion, pp. 809-816, 1988

W. M. Pitts: Importance of Isothermal Mixing Process to the Understanding of Lift-Off and Blowout of Turbulent Jet Diffusion Flames.

Combustion and Flame 76, pp. 197-212, 1989

W. M. Pitts: Large-Scale Turbulent Structures and the Stabilization of Lifted Turbulent Jet Diffusion Flames.

23rd Symposium (International) on Combustion, pp. 661-668, 1990

S. B. Pope: Turbulent Flows.

Cambridge University Press, 2000

B. Prade: Experimentelle und theoretische Untersuchung zum Abblasverhalten von turbulenten Stauscheibendiffusionsflammen.

Dissertation, Universität Karlsruhe(TH), 1993

L. Prandtl: Bericht über Untersuchungen zur ausgebildeten Turbulenz.

Zeitschrift für angewandte Mathematik in der Mechanik, Band 5, pp. 136-139, 1925

J. Proudman: On the motion of solids in a Liquid possessing Vorticity.

Proceedings of the Royal Society (A), 92, pp. 408-424, 1916

A. A. Putnam, R. A. Jensen: Application of Dimensionless Numbers to Flash-Back and Other Combustion Phenomena.

3rd Symposium (International) on Combustion, pp. 369-375, 1949

R. Rawe: Über die Drallstabilisierung freibrennender turbulenter Diffusionsflammen mit zentraler, radialer Gaszufuhr.

Dissertation, Ruhr-Universität Bochum, 1978

R. Rawe, H. Kremer: Flammenstabilität und Stabilisierungsmechanismen turbulenter Dralldiffusionsflammen.

VDI-Berichte Nr. 423, pp. 131-141, 1981

R. Rawe, H. Kremer: Stability Limits of Natural Gas Diffusion Flames with Swirl.

18th Symposium (International) on Combustion, pp. 667-677, 1981

Lord Rayleigh: On the Dynamics of Revolving Fluids.

Proceedings of the Royal Society (A), 93, pp. 148-154, 1916

O. Reynolds: On the Dynamical Theory of Incompressible Viscuous Fluids and the Determination of the Criterion.

Philosophical Transactions of the Royal Society (A), 186, pp123-164, 1895

L. F. Richardson: Weather Prediction by Numerical Process.

Cambridge, Cambridge University Press, 1922

V. Ricken, W. Leuckel, K. Knapp: Reduzierung der NO_x-Emission von Gasturbinen durch zweistufige Verbrennungsführung.

Tagungsband der 10. Internationalen VGB-Konferenz „Forschung für die Kraftwerkstechnik 1998“, Essen, 11./12. Februar 1998

J. C. Rotta: Turbulente Strömungen.

B. G. Teubner, Stuttgart, 1972

R.W. Schefer, M. Namazian, J. Kelly, M. Perrin: Effect of Confinement on Bluff-Body Burner Recirculation Zone Characteristics and Flame Stability.

Combustion Science and Technology, Vol. 120, pp. 185-211, 1996

H. Schlichting, K. Gersten: Grenzschicht-Theorie.

9. Auflage, Springer-Verlag, 1997

C. Schmid: Drallbrenner-Simulation durch Starrkörperwirbel-Strömungen unter Einbeziehung von drallfereier Primärluft und Verbrennung.

Dissertation, Universität Karlsruhe (T.H.), 1991

H.P. Schmid: Ein Verbrennungsmodell zur Beschreibung der Wärmefreisetzung von vorgemischten turbulenten Drallflammen.

Dissertation, Universität Karlsruhe (T.H.), 1995

B. Schmidt: Experimentelle Bestimmung der Magerlöschgrenze und des Emissionsverhaltens einer mit Kerosin betriebenen Air-Blast-Zerstäuber/Brennkammer-Anordnung.

Diplomarbeit, Engler-Bunte-Institut, Universität Karlsruhe (T.H.), 1998

P. Schmittel: Untersuchungen zum Stabilisierungsmechanismus von eingeschlossenen turbulenten Flammen mit innerer Rückströmzone.

Dissertation, Universität Karlsruhe (TH), 2001

- D. G. Sloan, P. J. Smith, L. D. Smoot:** Modelling of Swirl in Turbulent Flow Systems. Progress in Energy and Combustion Science, Vol. 12, pp. 163, 1986
- D. B. Spalding:** Theoretical Aspects of Flame Stabilization. Aircraft Engineering: Journal of the Aeronautical Engineering 25, pp. 264-268, 1953
- D. B. Spalding, B. S. Tall:** Flame Stabilisation in High Velocity Gas Streams and the Effect of Heat Loss at Low Pressures. The Aeronautical Quarterly, Volume V, Sept. 1954
- D. Stapf:** Experimentell basierte Weiterentwicklung von Berechnungsmodellen der NO_x-Emission technischer Verbrennungssysteme. Dissertation, Universität Karlsruhe (T.H.), 1998
- J. Swithenbank, I. Poll, M.W. Vincent, D.D. Wright:** Combustion Design Fundamentals. 14th Symposium (International) on Combustion, pp.672-638, 1972
- N. Syred, J.A. Chigier, J.M. Beér:** Flame Stabilization in Recirculation Zones of Jets with Swirl. 13th Symposium (International) on Combustion, pp. 617-624, 1970
- T. Takagi, T. Okamoto, M. Taji, Y. Nakasuyi:** Retardation of Mixing and Counter-Gradient Diffusion in a Swirling Flame. 20th Symposium (International) on Combustion, pp. 251-258, 1984
- G. I. Taylor:** Experiments with Rotating Fluids. Proceedings of the Royal Society (A), 100, pp.114-121
- H. Tennekes, J. L. Lumley:** A First Course in Turbulence. The MIT Press, Sixth Printing, 1980
- T. Terasaki, S. Hayashi:** The Effects of Fuel-Air Mixing on No_x Formation in Non-Premixed Swirl Burners. 26th Symposium (International) on Combustion, pp. 2733-2739, 1996
- M. A. Toqan, J. M. Beèr, J. Jansohn, N. Sun, A. Testa, A. Shihadeh and J. D. Teare:** Low NO_x Emissions from Radially Stratified Natural Gas-Air Turbulent Diffusion Flames. 24th Symposium (International) on Combustion, pp. 1391-1399, 1992

Y.S. Touloukian, D.P. de Witt: Thermophysical Properties of Matter.
IFI/Plenum New York-Washington, Vol. 7, 1979

A. A. Townsend: The Structure of Turbulent Shear Flow.
Cambridge University Press, 1976

H. Tsuji, I. Yamaoka: Structure Analysis of Counterflow Diffusion Flames in the Forward Stagnation Region of a Porous Cylinder.
13th Symposium (International) on Combustion, pp. 723 ff., 1971

H. Ullrich: Strömungsvorgänge in Drallbrennern mit regelbarem Drall und bei rotationssymmetrischen Freistrahlen.
Dissertation, Wien, 1958

L. Vanquickenborne, A. van Tiggelen: The Stabilization Mechanism of Lifted Diffusion Flames.
Combustion and Flame, Vol. 10, No 1, pp. 59-69, 1966

G. Wachter: Spektrale Analyse der Gas- und Rußstrahlung turbulenter Diffusionsflammen im Infrarot-Bereich.
Dissertation, Universität Karlsruhe, 1993

J. Warnatz, U. Maas, R.W. Dibble: Verbrennung.
Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2. Auflage, 1997

A. Wiedemann: Mehrkomponenten-Laser-Doppler-Anemometer-Messungen in einer drallbehafteten Rohr- und Brennkammerströmung.
Dissertation, Universität Göttingen, 2001

F. A. Williams: Turbulent Mixing in Non-Reactive and Reactive Flows.
Hrsg. S.N.B. Murthy, Plenum, p. 189, 1975

Ye, X.: Untersuchungen zum Einsatz des algebraischen Spannungsmodells im wandnahen Bereich filmgekühlter Oberflächen.
Dissertation, Universität Karlsruhe (TH), 1991

D. Zhang, P. G. Hill: Effect of Swirl on Combustion in a Short Cylindrical Chamber.
Combustion and Flame 106, pp. 318-332, 1996

M. Ziegler: Untersuchungen zur Ausbreitung stationärer, turbulenter Vormischflammen unter besonderer Berücksichtigung bevorzugter Diffusion
Dissertation, Universität Karlsruhe (T.H.), 1998

J. Zierep: Grundzüge der Strömungslehre.
Verlag G. Braun, Karlsruhe, 1982

E. E. Zukoski, F. E. Marble: Experiments Concerning the Mechanism of Flame Blowoff from Bluff Bodies.
Proceedings of the Gas Dynamics Symposium on Aerothermochemistry, 1956

Lebenslauf

Persönliche Daten:

Name: Klaus Merkle
Geburtsdatum: 12. Juli 1970
Geburtsort: Säckingen, j. Bad Säckingen
Familienstand: verheiratet, ein Kind

Schulbildung:

1976 - 1980 Grundschole in Laufenburg
1980 - 1989 Scheffel-Gymnasium Bad Säckingen
Mai 1989 Abitur

Studium:

10/89 - 10/95 Studium des Chemieingenieurwesens
Fachrichtung Verfahrenstechnik
Universität Karlsruhe (TH)
Oktober 1995 Diplom

Berufstätigkeit:

11/95 - 12/2002 Wissenschaftlicher Mitarbeiter
am Lehrstuhl für Verbrennungstechnik
des Engler-Bunte-Instituts der Universität Karlsruhe (TH)
seit 01/2003 Robert Bosch GmbH
Unternehmensbereich Kraftfahrzeugtechnik

ISBN-13: 978-3-86644-071-5

ISBN-10: 3-86644-071-5

www.uvka.de