

Fereshteh Ebrahimzadeh Fakhar

**Experimentelle Untersuchungen selbst-
erregter Druck-/Flammenschwingungen
bei Wassereinspritzung in heizölbeheizten
Gasturbinenbrennkammern**



Fereshteh Ebrahimzadeh Fakhar

**Experimentelle Untersuchungen selbsterregter
Druck-/Flammenschwingungen bei Wassereinspritzung
in heizölfuehrten Gasturbinenbrennkammern**

Experimentelle Untersuchungen selbsterregter Druck-/Flammen- schwingungen bei Wassereinspritzung in heizölbefeuerten Gasturbinenbrenn- kammern

von
Fereshteh Ebrahimzadeh Fakhar



universitätsverlag karlsruhe

Dissertation, Universität Karlsruhe (TH)

Fakultät für Chemieingenieurwesen und Verfahrenstechnik, 2007

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 2008
Print on Demand

ISBN: 978-3-86644-254-2

Experimentelle Untersuchungen selbsterregter Druck-/
Flammenschwingungen bei Wassereinspritzung in heizölbefeuerten
Gasturbinenbrennkammern

zur Erlangung des akademischen Grades eines

Doktors der Ingenieurwissenschaften (Dr.-Ing.)

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

genehmigte

Dissertation

von

Dipl.-Ing. Fereshteh Ebrahimzadeh Fakhar
aus Mashad/Iran

Tag des Kolloquiums:

30. November 2007

Hauptreferent:

Prof. Dr.-Ing. W. Leuckel

Korreferent:

Prof. Dr.-Ing. G. Schaub

تقديم به مادر و پدر عزيزم

Vorwort

Die vorliegende Arbeit entstand am Lehrstuhl für Verbrennungstechnik des Engeler-Bunte-Institutes der Universität Karlsruhe (TH). Sie wurde von der Firma Siemens AG, Bereich Kraftwerk Union (KWU) finanziell gefördert.

Dem Hauptreferenten Herrn Prof. Dr.-Ing. W. Leuckel möchte ich herzlich für die Aufnahme am Lehrstuhl, das mir entgegen gebrachte Vertrauen und die freundliche Unterstützung meiner Arbeit durch seine stets fundierten und konstruktiven Vorschläge und Anregungen danken.

Herrn Prof. Dr.-Ing. Schaub danke ich herzlich für die freundliche Übernahme des Korreferates und sein Interesse am Thema dieser Arbeit.

Darüber hinaus danke ich Herrn Priv. Doz. Dr.-Ing. habil. Horst Büchner für die fachliche Unterstützung.

Dem Lehrstuhlinhaber Herrn Prof. Dr. W. Bockhorn möchte ich für die Möglichkeit zur Promotion an seinem Lehrstuhl danken. Bei Herrn Prof. B. Lenze, Frau Reinhard und Frau Heizhausen möchte ich mich für die organisatorischen und administrativen Angelegenheiten bedanken. Ich möchte Frau Bosch meinen innigsten Dank aussprechen, sie war mir stets eine Freundin und stand mir beruflich wie privat immer zur Seite. Ich werde sie immer in dankbarer Erinnerung behalten.

Der Aufbau der Anlage wäre ohne Unterstützung kompetenter Kollegen und technischer Mitarbeiter nicht möglich. Daher geht mein herzlichster Dank an alle technischen Mitarbeiter, die durch ihre Fähigkeiten und ihr hohes Engagement den Aufbau und Betrieb meiner Versuchsanlage ermöglichten. Für ihre fachliche Beratung, ihre Einsatzbereitschaft und die freundliche und hilfsbereite Art möchte ich besonderes Helmut Pabel, Peter Steitel, Manfred Haug, Reiner Donnerhacke und Richard Brunner danken. Ebenso möchte ich ganz herzlich Walter Pfeffinger, Wolfgang Paulat und Peter Habisreuter für ihre überaus freundliche und kompetente Unterstützung danken.

Herrn Michael Schwarz und Jochen Schöner danke ich für das in ihren Seminar- und Diplomarbeiten gezeigte Interesse und Engagement.

Mein größter und herzlichster Dank gilt meinen Eltern, die mir meinen Aufenthalt in Deutschland und meine Ausbildung ermöglicht und immer an mich geglaubt haben. Ohne ihre Hilfe und geduldige Unterstützung wäre diese Arbeit und mein bisheriger Werdegang nicht möglich gewesen.

Ich möchte allen meinen Freunden danken, deren Anwesenheit hier vor Ort mir sehr über die räumliche Trennung von meiner Familie hinweg geholfen hat. Sie haben mir mit ihrer Freundschaft und Loyalität viel Kraft gegeben und mir geholfen, die Herausforderung anzunehmen, diese Arbeit anzugehen und zu vollenden.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung und Zielsetzung der Arbeit	1
2	Theoretische Grundlagen und Literaturbezüge	5
2.1	Eigenschaften turbulenter Drallströmungen und -flammen	5
2.1.1	Isotherme Drallströmungen	5
2.1.1.1	Innere Rückströmung (vortex breakdown)	9
2.1.2	Charakterisierung der Drallstärke (Definition der Drallstärke)	11
2.1.3	Einfluss der Verbrennung auf turbulente Drallströmungen	14
2.1.4	Stabilisierungsmechanismus von turbulenten Drallflammen	15
2.2	Eigenschaften stationärer Diffusionsflammen	17
2.3	Anregungs- und Rückkopplungsmechanismen für periodische Verbrennungsschwingung in technischen Anlagen	21
2.3.1	Entstehungsmechanismen von Schwingungen in isothermen Strömungen	21
2.3.2	Charakteristiken periodischer Verbrennungsinstabilitäten	25
2.3.2.1	Bedeutung charakteristischer Verzugszeiten von Diffusionsflammen	26
2.3.2.2	Stabilitätskriterien	28
2.3.2.2a	Rayleigh-Kriterium	28
2.3.2.2b	Nyquist-Kriterium	30
2.3.3	Mechanismen zur Entstehung und Erhaltung selbsterregter Druck-/Flammenschwingungen in technischen Verbrennungssystemen	31
2.3.3.1	Selbsterregte Druck-/Flammenschwingungen in mit Flüssigbrennstoff betriebenen Diffusionsflammen im eingeschlossenen Verbrennungssystem	32
2.3.4	Zusammenhang zwischen isothermen Strömungsstörungen und Verbrennungsinstabilitäten	38
2.4	Eigenschaften des turbulenten Freistrahls (hinsichtlich der Wassereinspritzung in die Diffusionsflamme)	39
2.5	Grundlagen der Drall-Druckzerstäubung	43
2.5.1	Funktionsweise von Drall-Druckzerstäubern	44
2.5.2	Theoretische Ansätze zur Drall-Druckzerstäubung	45
2.5.2.1	Drallströmung in der Zerstäuberdüse	45
2.5.2.2	Düseninnenströmung und Filmbildung an der Düsenmündung	46
2.5.2.3	Ausbreitung des Flüssigkeitsfilms	49
2.5.2.4	Tropfenentstehung	52
2.5.2.4.1	Einflussgrößen und Kennzahlen	52
2.5.2.4.2	Zerfallsmechanismen	53
2.6	Verdampfung und Verbrennung eines Tropfens bzw. Tropfenkollektivs	57
2.6.1	Wärmetransport zum Tropfen	58
2.6.2	Tropfenrelativbewegung	60
2.6.3	Tropfenverdampfung	63
2.7	Bildung von Stickstoffmonoxid bei Verbrennungsvorgängen	67
2.7.1	Thermische NO-Bildung (Zeldovich-Mechanismus)	68
2.7.2	Prompt-NO-Bildung	70
2.7.3	Brennstoff-NO-Bildung	70
2.8	Verfahren zu Reduzierung von NO _x in Diffusionsflammen	71

3	Versuchsanlage	75
3.2	Konzentrischer Zweikanal-Axialgitter-Drallbrenner mit konstantem Luftvolumenstromverhältnis	77
3.3	Konzentrischer Zweikanal-Axialgitter-Drallbrenner mit variablem Luftvolumenstromverhältnis	78
3.4	Auslegung der Erdgasdüsen	79
4	Messtechniken	81
4.1	Messtechniken zur Überwachung stationärer Versuchsparameter	81
4.2	Messtechniken zur Erfassung instationärer Messgrößen	81
4.2.1	Druckmesstechnik mit Hilfe von Kondensatormikrofonen	81
4.2.2	Konstant-Temperatur-Hitzdrahtanemometrie	85
4.3	Messwerterfassung und Signalverarbeitung periodischer Druckschwingungen	87
5	Versuchsdurchführung sowie Ergebnisse und Interpretation	91
5.1	Stabilitätsverhalten der Diffusionsflamme im konzentrischen Doppelkanal-Axialgitter-Drallbrenner bei konstantem Luftvolumenstromverhältnis der beiden Luftkanäle	91
5.1.1	Heizölflammen unter Variation der Luftzahl und der Luftvorwärmtemperatur	91
5.1.2	Heizölflammen mit Wassereinspritzung unter Variation des Massenstromverhältnisses	97
5.1.3	Vergleich der Ergebnisse mit und ohne Wassereinspritzung	98
5.1.4	Variation des Wasserimpulsstromes	101
5.2	Zusammenfassende Schlussfolgerungen aus den Untersuchungen am Drallbrenner mit konstantem Luftvolumenstromverhältnis zwischen innerem und äußerem Drallerzeuger	103
5.3	Stabilitätsverhalten der Diffusionsflamme im konzentrischen Doppelkanal-Axialgitter-Drallbrenner mit variablem Luftvolumenstromverhältnis	104
5.3.1	Variation der Luftzahl und der Luftvorwärmtemperatur ohne Wassereinspritzung	105
5.3.2	Variation des Luftvolumenstromverhältnisses zwischen innerer und äußerer Luftströmung	107
5.3.3	Variation des inneren Luftvolumenstromes	109
5.3.4	Variation der inneren Luftvorwärmtemperatur bei konstantem innerem Luftvolumenstrom	112
5.3.5	Stabilitätsdiagramme	113
5.3.6	Variation der theoretischen Drallzahl	117
5.4	Untersuchungen an Erdgas-Diffusionsflammen ohne und mit Wassereinspritzung	119
5.4.1	Variation der Luftzahl und der Luftvorwärmtemperatur	120
5.4.2	Variation des Wassermassenstroms	122
5.5	Zusammenhang zwischen isothermen Strömungsinstabilitäten und der Ausbildung selbsterregter Druck-/Flammenschwingungen	123
6	Zusammenfassung der Ergebnisse	127
7	Anhang	133
7.1	Literaturverzeichnis	133
7.2	Verzeichnis der verwendeten Formelzeichen	143
7.3	Eigenschaften stationärer Diffusionsflammen	149
7.3.1	Verbrennung vom flüssigen Brennstoffe/Heizöl	149
7.3.2	Verbrennung vom gasförmigen Brennstoff/Erdgas	150

7.3.3	Stöchiometrische Parameter lokal im Reaktionsfeld der Flamme/des Brennräum	150
7.4	Die berechneten Impulsströme und Reynoldszahlen bei eingestellten Wasseraustrittsflächen	152
7.5	Theoretische Ansätze zur Drall-Druckzerstäubung	153
7.5.1	Düseninnenströmung und Filmbildung an der Düsenmündung	153
7.5.2	Ausbreitung des Flüssigkeitsfilms	155
7.6	Verbrennung eines Tropfens bzw. Tropfenkollektivs	158
7.6.1	Wärmetransport zum Tropfen	158
7.7	Thermische Energiebilanz an den identischen Betriebszuständen	160
7.7.1	Thermische Energiebilanz an einem schwingungsbehafteten Zustand	160
7.7.2	Thermische Energiebilanz an einem schwingungsfreien Zustand	161

1 Einleitung und Zielsetzung der Arbeit

Die zunehmende Umweltbelastung erfordert bei der Verbrennung fossiler Brennstoffe eine Minimierung aller aus den Verbrennungsprozessen resultierenden Schadstoffe. Um die Emission von umwelttoxischen Schadstoffen bei der Verbrennung von fossilen Brennstoffen zu reduzieren, wird bei der Entwicklung von Verbrennungssystemen (Heizungsanlagen, Industrieöfen, Kraftwerken, Verbrennungsmotoren) den Schadstoff-Reduzierungsmaßnahmen - insbesondere der Minimierung von Stickoxiden - eine hohe Bedeutung beigemessen /1,2, 3, 4, 5/. Detaillierte Untersuchungen der chemisch-kinetischen und aerodynamischen Vorgänge in Brennräumen haben eindringlich gezeigt, dass die Bildung von Stickoxiden je nach relevantem Bildungsmechanismus (thermische NO_x -Bildung, Prompt-NO-Bildung, NO-Bildung aus Brennstoff-N, N_2O -Mechanismus) von der Flammentemperatur, der Sauerstoffkonzentration in der Reaktionszone, der Verweilzeit der Verbrennungsprodukte im Bereich hoher Temperaturen sowie vom Stickstoff-Gehalt des Brennstoffes abhängt /6, 7/. Infolgedessen werden - in Abhängigkeit von den thermodynamischen und reaktionskinetischen Bedingungen der Verbrennung - unterschiedliche feuerungstechnische Primär- und Sekundär-Maßnahmen zur Minderung der Stickoxidemissionen eingesetzt /8, 9, 10, 11, 12/.

Bei den mit Diffusionsverbrennung betriebenen Verbrennungssystemen in der Industrie sowie teilweise auch im Bereich der Gasturbinenantriebe sind hauptsächlich die hohen lokalen Flammentemperaturen ($T_{\text{Fl}} > 1500^\circ\text{C}$) für die zu hohe Stickoxid-Bildung verantwortlich. Durch die getrennte Zugabe von Brennstoff und Luft und die aerodynamisch bedingte Aufteilung der Diffusionsflamme in verschiedene Strömungszonen (Strahlbereiche, Scherzone, Rückströmgebiete) liegen verschiedene stöchiometrische und thermische Bedingungen örtlich nebeneinander im Reaktionsfeld vor. Diese beeinflussen in starkem Maße die ablaufenden physikalischen und chemischen Vorgänge (Brennstoffverdampfung, homogene und heterogene Reaktionen), wodurch der gesamte Verbrennungsablauf und besonders die stofflichen Emissionen im Abgasstrom maßgeblich bestimmt werden. Dabei führt eine inhomogene Vermischung der Verbrennungsluft und des Brennstoffes zu lokalen Temperaturspitzen, verbunden mit hoher (thermischer) NO_x -Bildung. Eine effektive Primärmaßnahme zur Absenkung der thermischen NO_x -Bildung in diffusiven Verbrennungssystemen ist die direkte Wassereinspritzung oder Dampfeindüsung in die Flamme. Ziel ist es, Brennstoff und Wasser/Dampf so zuzuführen, dass sich ein möglichst homogenes Gemisch aus Brennstoff, Wasserdampf und Verbrennungsluft bei minimalem Wasserverbrauch bildet. Zahlreiche Untersuchungen haben gezeigt, dass in Gasturbinenbrennkammern selbst eine geringfügige Absenkung der Flammentemperatur durch Wassereinspritzung (auf unterhalb ca. 1500°C) eine erhebliche Minderung der thermischen NO_x -Emissionsrate zur Folge hat /13, 14, 15, 16/. Im Laufe der Jahre wurde dieses Verfahren mit dem Ziel "mehr Effizienz durch Wassereinspritzung" weiterentwickelt so, dass bei der sogenannten nassen Kompressionsmethode durch Hochdruck-Wassereinspritzung vor dem Gasturbinenverdichter einerseits die Leistung erhöht und andererseits die NO_x -Emission vermindert wurden /17/. Nachteil dieses Verfahrens ist, abgesehen von der Reduzierung der Zündstabilität und den hohen Betriebskosten für die Aufbereitung vollentmineralisierten Wassers, gelegentlich das spontane Auftreten von Flammeninstabilitäten beim Überschreiten eines kritischen Wassermassenstroms, die durch stabile, d.h. sich selbsterhaltende Druck-/Flammenschwingungen charakterisiert werden /13, 14/.

Periodische Flammenschwingungen, in der Literatur als selbsterregte oder thermoakustische Verbrennungsinstabilitäten bekannt /18, 19, 20, 21, 22/, treten unter bestimmten Betriebszuständen (thermische Leistung, Luftzahl, Luftvorwärmtemperatur und eingespritzter Wassermassenstrom) auf. Sie sind durch zeitperiodisch korrelierte Fluktuationen des globalen Reaktionsumsatzes und des statischen Drucks in der Brennkammer sowie in vor- oder nachgeschalteten Anlagenteilen mit diskreten Frequenzen gekennzeichnet /23, 24, 25, 26, 27/. Das Auftreten dieser Druckschwingungen verursacht bei Anlagen mit kleiner Leistung, wie Gasboilern oder Heizkesseln, in erster Linie eine starke, höherfrequente Lärmemission /28, 29/; bei Anlagen mit größerer Leistung wie Winderhitzern oder Gasturbinen können hingegen die hohen Druckamplituden (mittel- und niederfrequente Pulsationen) und die dadurch verursachte Wechselbeanspruchung der Brennkammer sowie der vor- und nachgeschalteten Anlagenteile zu einem mechanischen Bauteil-Versagen führen /30, 31/. Da starke Schwingungen von einem verbesserten Wärmeübergang an der Brennkammerwand begleitet werden /32/, kommt es neben der mechanischen Belastung auch zu einer erhöhten thermischen Belastung und damit zur Gefahr einer thermischen Zerstörung der Brennkammerauskleidung, weshalb der Last- und Regelbereich der Anlage in nicht häufig akzeptablem Umfang eingeschränkt werden muss. Außerdem kann das Auftreten von Schwingungen des statischen Druckes in der Brennkammer zu periodischen Änderungen der Mischungs- und Temperaturverhältnisse führen, welche im Vergleich zum schwingungsfreien Anlagenbetrieb ein verändertes Schadstoff-Emissionsverhalten (CO, Ruß, NO_x, N₂O) verursachen /25/.

In einem Verbrennungssystem, welches in der Regel aus einem Brenner, den Zuführleitungen für den Brennstoff sowie die Verbrennungsluft und einer Brennkammer besteht, sind die eingeschlossenen Gassäulen in den Zu- und Ableitungen zur Brennkammer sowie in der Brennkammer grundsätzlich kompressibel und daher schwingungsfähig. Die Energie für die Entstehung und Aufrechterhaltung von Druckschwingungen in schwingungsfähigen Verbrennungssystemen liefert bei entsprechender Phasenkopplung im Gesamtmechanismus die zeitabhängige, instationäre Wärmefreisetzungsrate durch die Verbrennungsreaktion in der Flamme. In solchen schwingungsfähigen Verbrennungssystemen können die auftretenden Störungen (z.B. periodische Strömungsstörungen am Brenneraustritt, Druckschwankungen in den Zuführleitungen) durch die Änderung des Reaktionsumsatzverhaltens der Flamme enorm verstärkt werden, wenn eine energetisch ausreichende und phasenrichtige Rückkopplung von Anfangsstörungen in einem geschlossenen Rückkopplungskreis stattfindet. Aufgrund komplexer Wechselwirkungen zwischen dem turbulenten Strömungs- und Mischungsfeld des Brennstoff/Luft/Wasserdampf-Gemisches und dem daraus resultierenden frequenzabhängigen Reaktionsverhalten in einer pulsierenden Flamme sowie wegen des stark geometrieabhängigen Druckübertragungsverhaltens der Brennkammer und der Abgasführung sind detaillierte Kenntnisse der Rückkopplungsmechanismen periodischer Störungen für die Beherrschung/Minderung von Druckschwingungen unerlässlich.

Eine Vielzahl von Arbeiten über Verbrennungsinstabilitäten wurden veröffentlicht, aber trotz großer Fortschritte ist man noch immer nicht in der Lage, eine sichere Vorhersage über das Auftreten oder die Vermeidung selbsterregter Schwingungen in feuerungstechnischen Anlagen zu treffen. In den Arbeiten wurden hauptsächlich zwei Problemkreise diskutiert: zum einen die Beschreibung des dynamischen Verhaltens des gesamten betrachteten Verbrennungssystems mit der Festlegung von Stabilitätskriterien,

und zum anderen die Erfassung des dynamischen Flammenverhaltens, da die Flamme als einzige "aktive" Komponente die Energie zur Aufrechterhaltung der Schwingungen liefert.

Zur Überprüfung des Stabilitätsverhaltens der Flamme kann das Rayleigh-Kriterium als Stabilitätskriterium angewandt werden. Maßgebend für das Auftreten und die Stabilität der Schwingungen ist die Phasenlage zwischen der periodischen Energiezufuhr an das System durch die Flamme und den Druckschwingungen der Abgassäule in der Brennkammer /18, 20, 21, 33/. Für die Beschreibung des dynamischen Übertragungsverhaltens turbulenter Diffusionsflammen wurden die frequenzabhängigen Reaktionsumsatz-Charakteristiken von periodisch angeregten technisch relevanten Systemen in Abhängigkeit anwendungsnaher Flammenparameter experimentell ermittelt. Einerseits wurde das Auftreten periodischer Ringwirbelstrukturen als ein wirksamer und häufig auftretender Mechanismus für die Entstehung und Aufrechthaltung der Verbrennungsinstabilitäten erkannt. Andererseits wurde bei der Reaktionsumsatzschwankung sowie der aus dieser sich ergebenden Abgasvolumenstromschwankung die Pulsation des Luftmassenstromes und der Luftzahl am Brenneraustritt als entscheidender Vorgang analysiert, da die Luftmassenstromschwankung bei Kohlewasserstoffflammen um eine Größenordnung höher ist als die Schwankungen des Brennstoffmassenstroms /19, 21, 23, 34, 35/, bedingt durch die unterschiedlichen Gegenruck-Steifigkeiten von Luft- und Brennstoffzufuhr.

Der oben genannte Ringwirbel-Mechanismus ist durch das periodische Auftreten von großskaligen, reaktionsfähigen Ringwirbelstrukturen in technischen Verbrennungssystemen gekennzeichnet. Dabei wird ein Anteil des Brennstoffes und der Verbrennungsluft mit dem Umgebungsmedium in den Wirbeln eingeschlossen. Nach den schnellen, turbulenzbedingten Austauschvorgängen innerhalb der Ringwirbel bildet sich ein zündfähiges Gemisch, das nach Erreichen der Zündtemperatur sehr schnell abreagiert. Die periodische Abreaktion dieses zündfähigen Gemisches im Ringwirbel verursacht eine periodisch thermische Energiefreisetzung, verbunden mit Schwankungen des momentan anfallenden Abgasmassenstroms. Dadurch wird - entsprechend der Druckübertragungscharakteristik des in der Brennkammer eingeschlossenen Abgasvolumens - eine starke Pulsation des statischen Drucks in der Brennkammer erzeugt /30, 36, 37, 38, 39, 40/, der seinerseits den Luftmassenstrom aus dem Brenner moduliert, auf diese Weise entsteht ein Rückkopplungsmechanismus.

Ein weiterer Rückkopplungsmechanismus zur Entstehung selbsterregter Druckschwingungen, der in Verbrennungssystemen mit sehr unterschiedlichem Vordruckniveau der Stoffströme (Brennstoff und Verbrennungsluft) am Brenner vorkommen kann, ist derjenige über Luftzahl-Schwankungen. Durch hinreichend starke Druckschwingungen in der Brennkammer können die Brennstoff-/Verbrennungsluftströme zum Brenner bei diffusiver Verbrennung oder zur Brenngas/Luft-Gemischbildung im Mischer bei Vormischverbrennung periodisch moduliert werden. Wegen unterschiedlicher Vordrücke der geförderten Stoffströme werden diese ungleich stark moduliert - der Luftstrom in der Regel stärker, der Brennstoffstrom schwächer oder praktisch nicht - so, dass eine periodische Änderung der Gemischzusammensetzung bzw. der momentanen Luftzahl in der Brennkammer stattfindet. Durch periodische Schwankungen des zeitlich-mittleren Luftzahlwertes entstehen Schwankungen der turbulenten Brenngeschwindigkeit bzw. Reaktionsgeschwindigkeit sowie der Abgastemperaturen, die wiederum eine

periodisch fluktuierende Änderung des Abgasvolumenstroms und die daraus resultierende Schwankung des statischen Drucks in der Brennkammer zur Folge haben. Der Luftzahl-Mechanismus ist insbesondere bei der diffusiven Verbrennung von Flüssigbrennstoffen von Bedeutung. Für die Zerstäubung von Flüssigbrennstoffen in der Brennkammer ist bei den vorwiegend eingesetzten Drall-Druckzerstäubern ein hoher Vordruck (i.d.R. 30-50 bar) erforderlich; im Gegensatz dazu wird die Verbrennungsluft zwecks Einsparung von Gebläseleistung auf möglichst geringem Überdruckniveau zur Brennkammer gefördert. Daher wird hauptsächlich der Verbrennungsluftstrom am Brenneraustritt auf die Gegendruckschwingungen reagieren und somit im Falle einer nahstöchiometrischen mittleren Luftzahl eine Luftzahlschwankung mit der möglichen Folge unvollständiger Verbrennung verursachen.

Aufgrund des heute noch unvollständigen physikalischen Verständnisses der Vorgänge ist es nicht möglich, die bei vorgegebenem Brenner/Brennkammersystem zu instabilen Betriebszuständen führenden Betriebsbedingungen (wie thermische Leistung, Luftzahl und Brennstoffart) im Voraus rechnerisch mit Sicherheit festzulegen. Für eine sichere Vermeidung und Unterdrückung von Verbrennungsinstabilitäten sind daher detaillierte Kenntnisse über die physikalischen und reaktionskinetischen Mechanismen für das Auftreten der Verbrennungsinstabilitäten unerlässlich. Von entscheidender Bedeutung für die Bestimmung des Stabilitätsverhaltens eines Verbrennungssystems sind vor allem die Wechselwirkungen zwischen dem turbulenten Strömungs- und Mischungsfeld und dem instationären Reaktionsumsatzverhalten der Flamme ("dynamisches Übertragungsverhalten der Flamme") wie auch den Druckübertragungscharakteristiken der Anlagenkomponenten.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden experimentelle Untersuchungen an konzentrischen Doppelkanal-Drallbrennern, wie sie insbesondere in Flugturbinenbrennkammern eingesetzt werden, zur Erzeugung von Heizöl-Diffusionsflammen unter atmosphärischen Verbrennungsbedingungen durchgeführt. Ziel dieser Arbeit war vor allem, Kenntnisse über die Einflüsse der Betriebsparameter thermische Leistung, Luftzahl, Luftvorwärmtemperatur, theoretische Drallzahl der Luftströmung, Sprühwinkel der Heizöl-Zerstäuberdüse und injizierter Wassermassenstrom auf die Flammeninstabilitäten zu gewinnen, um die Parameterbereiche der Schwingungsanregung sowie die verantwortlichen Einflussgrößen für die Funktion des Rückkopplungsmechanismus charakterisieren zu können. Diese Untersuchungen können dann zur Aufklärung und Identifizierung des wirksamen Rückkopplungsmechanismus für die Entstehung von Flammenpulsationen bei turbulenten, drallstabilisierten Heizöl-Diffusionsflammen führen.

2 Theoretische Grundlagen und Literaturbezüge

2.1 Eigenschaften turbulenter Drallströmungen und -flammen

Die sehr gute Zündstabilität verdrahter Flammen wird durch die innere Rezirkulation heißer Abgase in der ringförmigen Scherzone zwischen Rezirkulation und Vorwärtsströmung, die hohen Gasverweilzeiten und die hohe turbulente Mischungsintensität erreicht. Zum besseren Verständnis der auftretenden Stabilisierungsmechanismen in turbulenten Drallflammen (Abschnitt 2.1.4) werden zunächst die strömungsmechanischen Grundlagen von Drallströmungen erläutert.

2.1.1 Isotherme Drallströmungen

Das turbulente Strömungsfeld einer Drallströmung lässt sich im Zylinderkoordinatensystem (r, x, φ) durch die Zerlegung des lokalen Geschwindigkeitsvektors in eine axiale u , eine radiale v und eine tangentiale Geschwindigkeitskomponente w darstellen (Abb. 2.1). Dabei werden die Geschwindigkeitskomponenten in einen zeitlich gemittelten Anteil und einen Schwankungsanteil aufgeteilt (Reynolds'sche Zerlegung), und es wird vorausgesetzt, dass das Strömungsfeld bezüglich der x -Achse rotationssymmetrisch ist ($\partial/\partial\varphi = 0$).

$$u(\mathbf{x}, r, t) = \bar{u}(\mathbf{x}, r) + u'(\mathbf{x}, r, t), \quad v(\mathbf{x}, r, t) = \bar{v}(\mathbf{x}, r) + v'(\mathbf{x}, r, t), \quad w(\mathbf{x}, r, t) = \bar{w}(\mathbf{x}, r) + w'(\mathbf{x}, r, t) \quad (2.1)$$

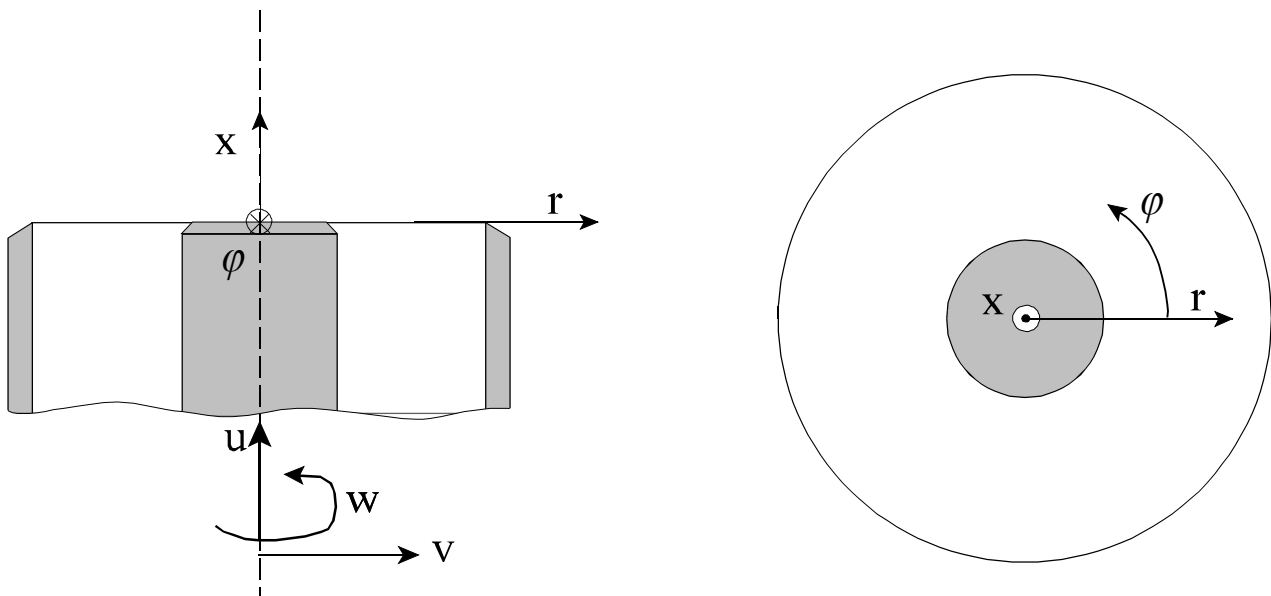


Abb. 2.1: Das Zylinderkoordinatensystem

Die Drallströmung wird durch die Rotation der Fluidelemente mit der radiusabhängigen Tangentialgeschwindigkeit $w(r)$ um eine für rotationssymmetrische Strömungen festgelegte Symmetrieachse beschrieben. Die Art der Abhängigkeit der Tangentialgeschwindigkeit von der Radiuskoordinate r des

Zylinderkoordinatensystems wird als Wirbelform (Wirbeltypus) bezeichnet. Die Wirbelformen werden somit durch die Tangentialgeschwindigkeitsverteilung $w(r)$, die lokale Zirkulation $\Gamma(r)$ um die Wirbelachse und die lokale Rotation $\text{rot}\vec{U}$ (\vec{U} entspricht dem Geschwindigkeitsvektor $\{u, v, w\}$) charakterisiert /41, 42,43, 44/.

$$\Gamma(r) = w(r) \cdot r \quad (2.2)$$

$$\text{rot}\vec{U} = \frac{\delta\Gamma}{\delta r} \cdot \frac{1}{r} = \frac{dw}{dr} + \frac{w}{r} \quad (2.3)$$

Die einfachste Wirbelform stellt der mit konstanter Winkelgeschwindigkeit rotierende Starrkörperwirbel dar. Dabei nimmt die Tangentialgeschwindigkeit proportional zum Radius zu. Diese Wirbelform kann z. B. durch Axialgitter-Drallerzeuger in zylindrischen Kanälen näherungsweise erzeugt werden /45, 46/.

$$\bar{w}(r) = K_1 \cdot r, \quad \bar{\Gamma}(r) = K_1 \cdot r^2, \quad \text{rot}\vec{U} = 2K_1 \quad (2.4)$$

mit: $K_1 =$ konstante [1/s] Wirbelgeschwindigkeit der Starrkörperrotation

Der Potentialwirbel ist eine weitere idealisierte Wirbelform, die sich durch einen über dem Radius konstanten Wert für die Zirkulation auszeichnet. Die Fluidelemente folgen hier in einer kreisförmigen Strombahn ohne (lokale) Eigenrotation:

$$\bar{w}(r) = \frac{K_2}{r}, \quad \text{rot}\vec{U} = 0, \quad \bar{\Gamma}(r) = K_2 \quad (2.5)$$

mit: $K_2 =$ konstante [m²/s] Zirkulation

Bei Potentialwirbelströmungen müsste die Tangentialgeschwindigkeit auf der Achse theoretisch unendliche Werte annehmen. In Wirbelströmungen realer Fluide (Flüssigkeiten, Gase) spielt die Reibung in Achsnähe jedoch eine entscheidende Rolle so, dass die in der Natur vorkommenden Wirbelformen sehr oft den sogenannten Rankine-Wirbeln ähnlich sind, welche im Bereich der Rotationsachse asymptotisch in einen Starrkörperwirbel und im Außenbereich asymptotisch in einen Potentialwirbel übergehen (Abb 2.2) /47/. Die Kombination beider asymptotischen Wirbelverteilungen ohne den stetigen Zwischenverlauf beim Rankine-Wirbel bezeichnet man als "Burgers Vortex".

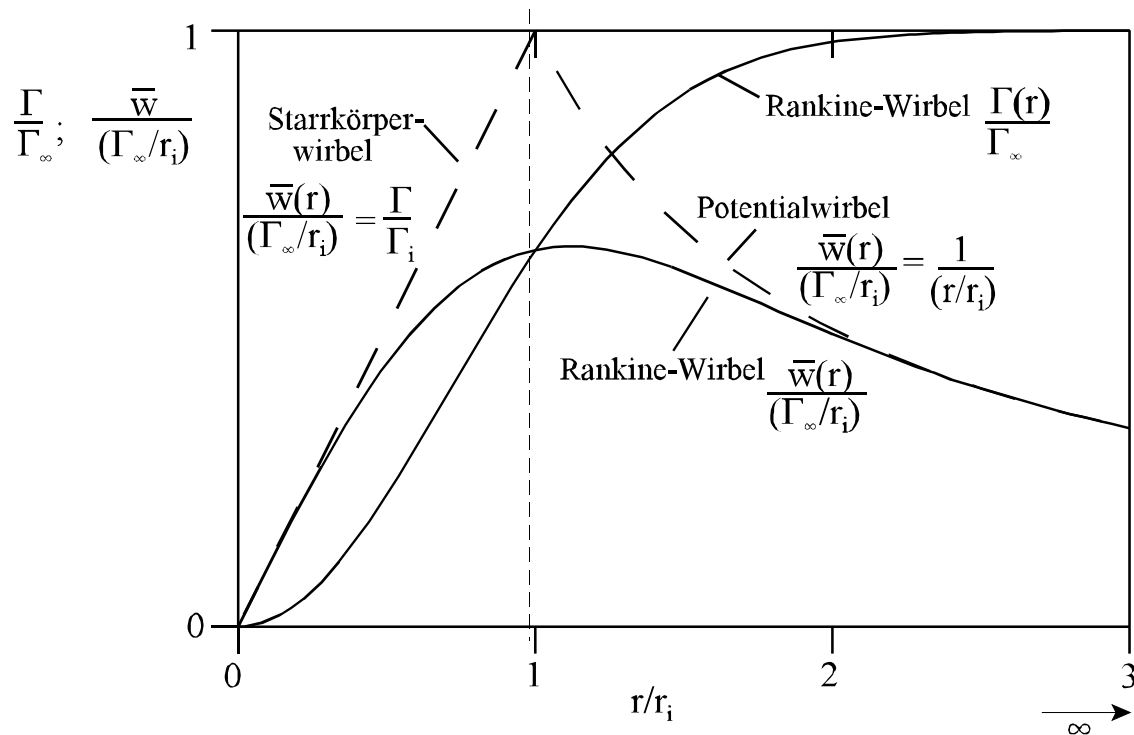


Abb. 2.2: Verlauf der Tangentialgeschwindigkeit und Zirkulation in einem Rankine-Wirbel /47/

Die Geschwindigkeitsverteilung in Rankine-Wirbeln lässt sich durch folgende Gleichung beschreiben:

$$\bar{w}(r) = \frac{\Gamma_\infty}{r} \cdot \left(1 - \exp\left(-\frac{r}{r_i}\right)^2 \right) \quad \text{bzw.} \quad \frac{\bar{w}(r)}{\Gamma_\infty/r_i} = \frac{1 - \exp(-r/r_i)^2}{r/r_i} \quad (2.6)$$

$$\bar{\Gamma}(r) = \Gamma_\infty \cdot \left(1 - \exp\left(\frac{r}{r_i}\right)^2 \right) \quad (2.7)$$

mit: Γ_∞ Zirkulation im achsfernen Bereich ($r \rightarrow \infty$)
 r_i charakteristischer Radius (siehe Abb. 2.2)

a) Asymptotischer Starrkörperwirbel ($r \rightarrow 0$):

$$\lim_{r \rightarrow 0} \left(\frac{\bar{w}(r)}{r} \right)_{\text{Rankine}} = \lim_{r \rightarrow 0} \frac{\Gamma_\infty}{r_i^2} \cdot \frac{1 - \exp(-r/r_i)^2}{(r/r_i)^2} = \frac{\Gamma_\infty}{r_i^2} = \omega_0 \quad (a)$$

ω_0 entspricht der Winkelgeschwindigkeit des asymptotischen Starrkörperwirbels in Achsnähe ($r \rightarrow 0$)

b) asymptotischer Potentialwirbel ($r \rightarrow \infty$):

$$\lim_{r \rightarrow \infty} (\bar{w}(r) \cdot r)_{\text{Rankine}} = \lim_{r \rightarrow \infty} \Gamma_{\infty} (1 - \exp(-r/r_i)^2) = \Gamma_{\infty} \quad (\text{b})$$

Somit sind $\omega_0 = \Gamma_{\infty}/r_i^2$ und Γ_{∞} die Wirbelgeschwindigkeit bzw. die Zirkulation der asymptotischen Bereiche $r \rightarrow 0$ (Achsnähe) und $r \rightarrow \infty$ (Achsferte) des Rankine-Wirbels.

c) Starkkörperwirbel-Gleichung:

$$\bar{w}(r) = \omega_0 \cdot r = \frac{\Gamma_{\infty}}{r_i^2} \cdot r = \frac{\Gamma_{\infty}}{r_i} \cdot \frac{r}{r_i} \quad \text{oder} \quad \frac{\bar{w}(r)}{\Gamma_{\infty}/r_i} = \frac{r}{r_i} \quad (\text{c})$$

d) Potentialwirbel-Gleichung:

$$\bar{w}(r) = \frac{\Gamma_{\infty}}{r} = \frac{\Gamma_{\infty}}{r_i} \cdot \frac{1}{r/r_i} \quad \text{oder} \quad \frac{\bar{w}(r)}{\Gamma_{\infty}/r_i} = \frac{1}{r/r_i} \quad (\text{d})$$

Für $r/r_i = 1$ treffen sich beide asymptotischen Funktionen mit dem Wert (vergl. Abb. 2.2):

$$\frac{\bar{w}(r)}{\Gamma_{\infty}/r_i} \Big|_{r=r_i} = 1 \quad (\text{e})$$

Die Rankine-Wirbelverteilungen werden in tendenzieller Näherung stromabwärts von zentripetal durchströmten Radialschaufelgittern und bei Drallerzeugern mit stromabwärts gelegener Verjüngung des Strömungsquerschnittes erzeugt /41, 48/ (Abb. 2.3).

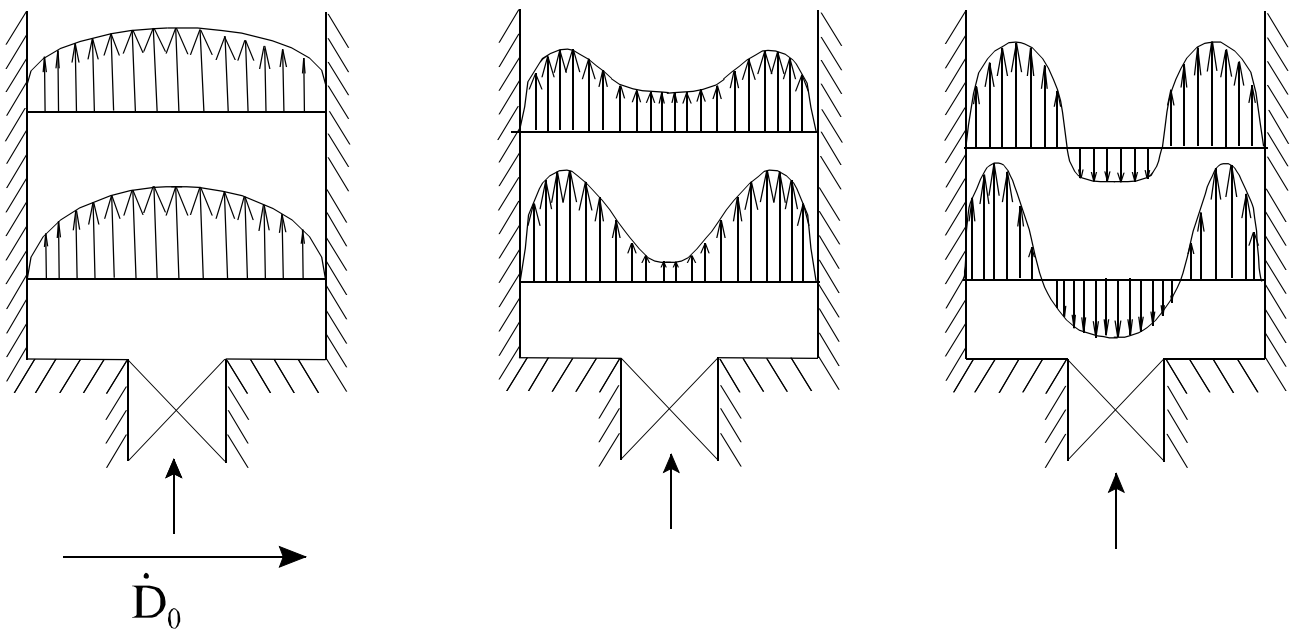


Abb. 2.3: Strömungsformen eingeschlossener Strahlen in Abhängigkeit von der Intensität der Drehimpulsströmung

2.1.1.1 Innere Rückströmung (vortex breakdown)

Für die rotationssymmetrischen ($\partial/\partial\varphi = 0$) Wirbelströmungen ergibt sich unter der Annahme von Inkompressibilität ($D\rho/Dt = 0$) folgende Bewegungsgleichung in radialer Richtung:

$$\begin{aligned} \bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{v}}{\partial r} - \frac{\bar{w}^2}{r} = & -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} - \frac{\partial}{\partial x} \overline{u'v'} - \frac{\partial}{\partial r} \overline{v'^2} - \frac{\bar{v}^2}{r} + \frac{\bar{w}^2}{r} \\ & + v \left(\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \bar{v} \right) + \frac{\partial^2 \bar{v}}{\partial x^2} \right) \end{aligned} \quad (2.8)$$

Bei nahezu zylindrischen turbulenten Strömungen kann der viskosen Reibungsterm (v-Term) vernachlässigt werden und es lassen sich folgende Vereinfachungen treffen:

- Der Betrag der radialen Geschwindigkeit ist klein gegenüber der Axial- und Tangentialkomponente:

$$\bar{v} \ll \bar{u} \text{ oder } \bar{w}$$

- Der Geschwindigkeitsgradient in radialer Richtung ist stärker als der in axialer Richtung:

$$\frac{\partial}{\partial r} \gg \frac{\partial}{\partial x}$$

- Bei nahezu isotroper Turbulenz sind die Schwankungsintensitäten in radialer und tangentialer Richtung näherungsweise gleich groß:

$$\frac{\bar{w}^2}{r} - \frac{\bar{v}^2}{r} \approx 0$$

Aus der Bewegungsgleichung in radialer Richtung mit den oben erwähnten Vereinfachungen ergibt sich folgende Gleichung für die statische Druckverteilung /42, 45, 49, 50/:

$$\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{p}{\rho} + \frac{\bar{v}^2}{r} \right) = \frac{\bar{w}^2}{r} \quad (2.9)$$

und ohne Berücksichtigung der Turbulenz gilt dann:

$$\frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial p}{\partial r} = \frac{\bar{w}^2}{r} \quad (2.10)$$

mit: p statischer Druck [Pa]

ρ Fluidichte [kg/m³]

Diese Beziehung für das Kräftegleichgewicht in radialer Richtung führt zur Ausbildung eines positiven axialen Druckgradienten, der - je nach Tangentialgeschwindigkeitsverteilung und Drallintensität - für einen Unterdruck in Achsnähe gegenüber der Strahlumgebung unmittelbar nach einer Querschnittserweiterung (im Freistrahл bereits nach Verlassen der Düse, oder nach einer abrupten, starken Rohrquerschnittserweiterung) führt. Da der Strahl nach dem Verlassen der Brennerdüse durch turbulenten Austausch mit der Umgebung Masse ansaugt und somit expandiert, nimmt die Tangentialgeschwindigkeit aufgrund der Drehimpulserhaltung in Strömungsrichtung ab. Dies führt wiederum zu einer Abnahme der Zentrifugalkraft und damit des radialen Druckgradienten. Rechnerisch lässt sich zeigen, dass hierbei auch die integrale Druckdifferenz zwischen Strahlrand bzw. äußerer Wandbegrenzung und Achse stark abnimmt. Dementsprechend nimmt der Druck im Strahlkern in axialer Richtung zu. Der positive axiale Druckgradient wirkt dem dynamischen Axialimpuls in Achsnähe entgegen und übertrifft diesen ab einer kritischen Rotationsstärke - der sogenannten kritischen Drallstärke S_{krit} - so, dass es zur Ausbildung einer zentralen, inneren Rückströmzone (vortex breakdown) kommt. Dieses Phänomen stellt eine innere Strömungsablösung aufgrund eines hohen, positiven Druckgradienten in Strömungsrichtung dar, ähnlich der Strömungsablösung in der Wandgrenschichtströmung längs konvex gekrümmte Wandflächen.

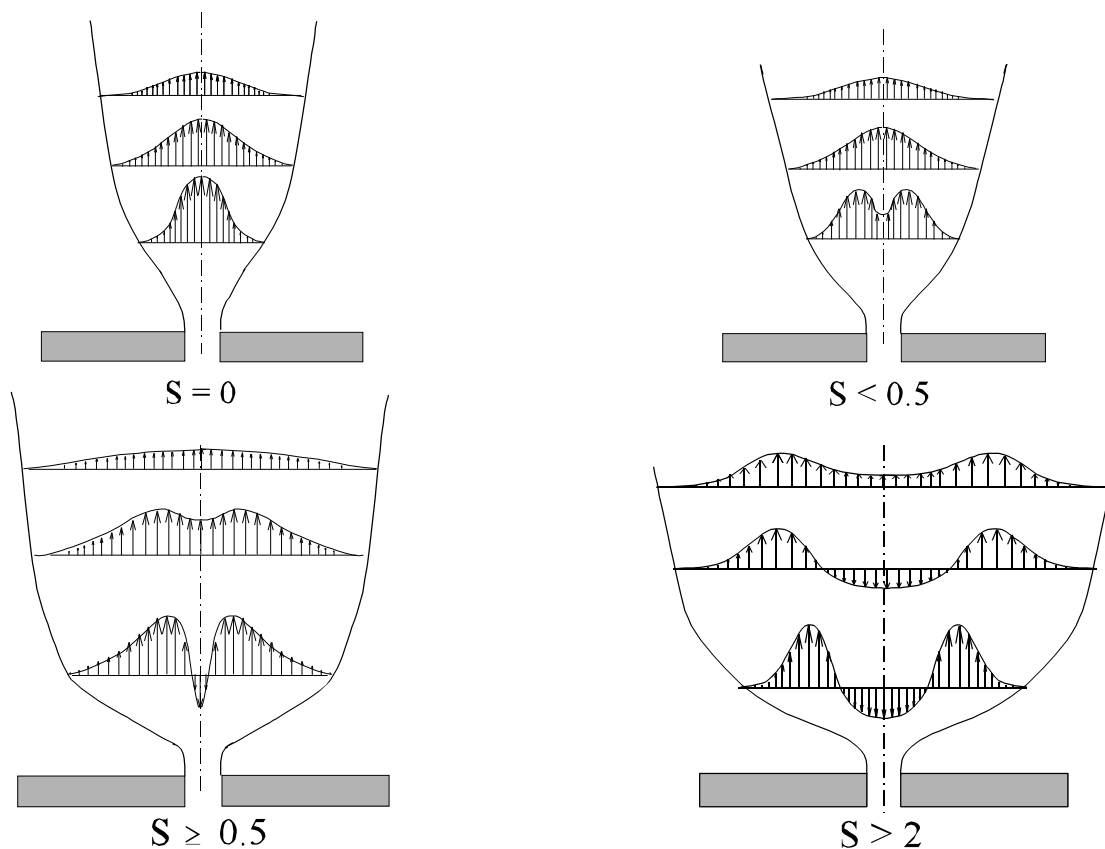


Abb. 2.4: Radiale Verteilung der mittleren Axialgeschwindigkeit \bar{u} in Abhängigkeit von der Drallstärke nach einer plötzlichen, starken Querschnittserweiterung (Strahlbildung) /51/

In Abbildung 2.4 ist die zeitlich gemittelte Axialgeschwindigkeitsverteilung in Drallstrahlen für verschiedene Drallintensitäten - charakterisiert durch die Drallzahl S - schematisch dargestellt. Man erkennt,

dass ab einer kritischen Drallstärke S_{krit} die axiale Druckgradient groß genug ist, um den Axialimpuls der Strömung in Achsnähe zu kompensieren. Bei einem weiteren Anwachsen der Drallstärke tritt auf der Achse Rückströmung ein, und es bildet sich ein Rezirkulationsgebiet aus. Die kritische Drallzahl S_{krit} ist im Wesentlichen von der vorliegenden Wirbelform (d.h. der radialen Tangentialgeschwindigkeitsverteilung $\overline{\mathbf{w}}(\mathbf{r})$), d.h. von der Geometrie des Drallerzeugers, abhängig. In der Literatur wird unter vereinfachten, reibungsarmen Strömungsverhältnissen die kritische Drallzahl zwischen $S_{\text{krit}} = 0.5$ für Starrkörperwirbel mit axialer Kolbenströmung und $S_{\text{krit}} = 1$ für Rankine-Wirbel mit geringerem Starrkörperanteil angegeben /49/.

2.1.2 Charakterisierung der Drallstärke (Definition der Drallstärke)

Zur quantitativen Beschreibung der Drallintensität rotationssymmetrischer Drehströmungen um eine gradlinige Systemachse werden in Natur und Technik verschiedene Kenngrößen verwendet (z. B. Drallwinkel in der Strömungslehre, oder Rosbyzahl in der Meteorologie) /49/. Viele dieser Größen weisen jedoch Nachteile auf, da sie über den Strömungsweg nicht konstant bleiben oder bestimmte Wirbelformen voraussetzen. Zur Quantifizierung der Drallintensität in technischen Systemen (Kanalströmungen, Strahlströmungen) wird üblicherweise die Drallzahl S verwendet. Sie ist eine reine Ähnlichkeitskennzahl und stellt das Verhältnis von querschnittsintegrale Drehimpuls- zu Axialimpulsstrom durch Querschnitte orthogonal zur Drall- und Strömungsachse dar, das mit einer charakteristischen Länge R_0 (bei Drallstrahlen im Allgemeinen der Innenradius des Brennerdüsen Eintrittes) entdimensioniert wird:

$$S = \frac{\overline{\mathbf{D}}}{\overline{\mathbf{I}} \cdot R_0} \quad (2.11)$$

Für die Berechnung des zeitgemittelten Drehimpulsstroms werden die Komponenten des Geschwindigkeitsvektors unter Anwendung der Reynoldsschen Zerlegung in Zylinderkoordinaten gemäß Gleichung 2.1 in zeitliche Mittelwerte und turbulente Schwankungswerte aufgeteilt. Dabei wird eine rotationssymmetrische Strömung ($\partial/\partial\varphi = 0$) vorausgesetzt. Der durch die Kontrollfläche durchtretende Drehimpulsstrom mit x als Hauptausbreitungsrichtung (Strahlachsenrichtung) ist wie folgt anzusetzen:

$$\overline{\mathbf{D}} = 2\pi \int_{r=0}^{\infty} \rho (\overline{u} \overline{w} + \overline{u'w'}) r^2 dr \quad \left[\frac{\text{kg} \cdot \text{m}^2}{\text{s}^2} \right] \quad (2.12)$$

Der Axialimpulsstrom lässt sich anhand von Gleichung 2.13 berechnen:

$$\overline{\mathbf{I}} = 2\pi \int_0^{\infty} ((p(r) - p_{\infty}) + \rho (\overline{u}^2 + \overline{u'^2})) r dr \quad \left[\frac{\text{kg} \cdot \text{m}}{\text{s}^2} \right] \quad (2.13)$$

Bei Freistrahlen sind in Hauptströmungsrichtung Drehimpulsstrom \dot{D}_0 und Axialimpulsstrom \dot{I}_0 Erhaltungsgrößen so, dass die nach Gleichung 2.11 mit dem Brennradius gebildete Drallzahl formal auch eine Erhaltungsgröße ist. D.h. \dot{D}_0 und \dot{I}_0 können in der Düsenaustrittsebene oder in unterschiedlichen Abständen x von der Austrittsebene gebildet bzw. gemessen werden. Jedoch variiert die Drallzahl bei Drallströmungen durch rotationssymmetrische Kanäle bei Veränderungen des Strömungsquerschnittes - \dot{I}_0 wird verändert -, oder bei von Außen aufgeprägten Druckänderungen /41/.

Wenn bei der Berechnung der Drallzahl von Strahlen - abweichend von der Definition in Gleichung 2.11 - in einem Strömungsquerschnitt an einer bestimmten Stelle x das lokale Strahl-Querschnittmaß (z. B. der Radius des Strahlrandes oder Strahlhalbwertsbreite) anstelle des festen Düsenaustrittsradius eingesetzt wird, nimmt die so definierte Drallzahl $S(x)$ mit steigender Lauflänge jedoch ab, da der Strömungsquerschnitt mit zunehmender Lauflänge aufgrund der Massenansaugung und der Strahlaufweitung ansteigt. Ein Drallfreistrahler geht theoretisch nach größerer Lauflänge daher asymptotisch in einem Axialstrahl über.

Bei Freistrahlen schließt sich i. a. das Rezirkulationsgebiet wieder und erreicht somit eine endliche Länge. Dies ist ebenso formal mit der abnehmenden, lokal definierten Drallzahl $S(x)$ zu klären; physikalisch entspricht dies einem abnehmenden Einfluss der drallbedingten Zentrifugalkräfte (Druckverteilung gemäß Gl. 2.10). Hingegen können bei kanalisierten Drallströmungen in geraden Rohren langgesteckte Rezirkulationsschläuche entstehen (Vergl. Literaturstellen /52/ und /53/).

Für die Berechnung des Axial- und Drehimpulsstromes werden oft aus Vereinfachungsgründen die turbulenten Schwankungsteile gegenüber den zeitlichen Mittelwerten vernachlässigt, was in Teilen des Strömungsfeldes näherungsweise zulässig ist ($\bar{u} \gg u'$, $\bar{v} \gg v'$) und wodurch sich folgende vereinfachte Definition für die effektive Drallzahl ergibt:

$$\bar{S}_{\text{eff, isoth}} = \frac{\int_0^{\infty} \rho \bar{u} \bar{w} r^2 dr}{R_0 \int_0^{\infty} ((p(r) - p_{\infty}) + \rho \bar{u}^2) r dr} \quad (2.14)$$

Jedoch führt diese Vernachlässigung für in die Integralbildung eingehende Strömungsbereiche, in denen die mittleren Strömungsgeschwindigkeiten gegen Null gehen (z. B. am Strahlrand oder am Rand des Rückströmgebietes $u' \gg \bar{u}$, $v' \gg \bar{v}$) zu signifikanten Fehlern.

Aufgrund der aufwändigen Feldmessungen der Geschwindigkeiten und des statischen Drucks ist die Berechnung der effektiven Drallzahl $S_{\text{eff, isoth}}$ nach Gleichung 2.14 für praktische Anwendungen auch in dieser vereinfachten Form noch wenig geeignet. Daher wird der Axialimpulsstrom in der Literatur häufig ohne Druckterm definiert und eine axiale Kolbenströmung in der Brenneraustrittsebene angenommen. Dadurch vereinfacht sich die Drallzahl, die als reine Ähnlichkeitszahl zu verwenden ist, zur folgenden Kennzahl:

$$\bar{S}_0 = \frac{\bar{D}}{R_0 \cdot \bar{I}_0} \quad (2.15)$$

mit:

$$\bar{I}_0 = \frac{\rho \bar{V}_0^2}{A} \quad (2.16)$$

Zur experimentellen Bestimmung der Drallzahl \bar{S}_0 benötigt man jetzt lediglich noch Geschwindigkeitsprofilmessungen am Brenneraustritt/Düsenaustritt entsprechend Gleichung 2.12 (ohne Turbulenzanteil).

Berechnet man noch weitergehend den Drehimpulsstrom \bar{D}_0 (ggf. unter Annahme von Reibungsfreiheit oder mit empirischer Berücksichtigung des Reibungseinflüsse) aus der Geometrie des jeweiligen Drallerzeugers, so ergibt sich die sogenannte theoretische Drallzahl $S_{0,theo}$, die ausschließlich von geometrischen Daten des Drallerzeugers abhängig ist und keine Messungen mehr erfordert, sondern ausschließlich aus der Geometrie von Drallerzeuger, Düsen- (Brenner-)Kanal und (Brenner-)Düse berechnet wird:

$$\bar{S}_{0,th} = \frac{\bar{D}_0}{\bar{I}_0 \cdot R_0} \quad (2.17)$$

Die experimentellen Untersuchungen der Axialgeschwindigkeitsverteilung einer verdrahten Ringspaltströmung zeigen jedoch, dass bereits bei niedrigen theoretischen Drallzahlen eine durch die Zentrifugalkraft bedingte Verdrängung des Massenstromes nach Außen stattfindet. Diese Deformation der Axialgeschwindigkeitsverteilung verursacht eine Erhöhung des dynamischen Axialimpulsstromes $\bar{I}_{0,eff,isoth}$ und dementsprechend eine Erniedrigung der effektiven Drallzahl $S_{0>eff,isoth}/41/$. Man beachte hierzu, dass die Gleichverteilung eines Massenstromes über einen Kanalquerschnitt den niedrigsten Wert des Axialimpulsstromes und damit den höchsten Wert der Drallzahl bei gegebenem \bar{D}_0 liefert.

Die von der Ausgangsdefinition der Drallzahl (Gl. 2.11) bis zur letztgenannten Form (Gl. 2.17) getroffenen Vereinfachungen bedürfen einer anwendungstechnisch wichtigen Relativierung. Wie aus den Navi-Stocks-Gleichungen für turbulente Drehströmungen (Gl. 2.8) nachgewiesen werden kann, sind Drallströmungen bei hoher Reynoldzahl, (d.h. bei zulässiger Vernachlässigung viskoser Reibungsspannungen), stark unterschiedlichen Systemabmessungen und Drehströmungsgeschwindigkeiten (auch für unterschiedliche Medien) untereinander dann ähnlich, wenn die geometrische Ähnlichkeit von Düse, Drallerzeugersystem und ggf. Wandbegrenzungen nach Düsenaustritt gegeben ist. Dies präzisiert die Gültigkeit und Anwendbarkeit der stark vereinfachten Drallzahl $\bar{S}_{0,th}$ als Ähnlichkeitskennzahl innerhalb einer Systemklasse, deren Einzelsysteme untereinander geometrisch ähnlich sind (wichtig für Scale up-/down in der industriellen Praxis).

2.1.3 Einfluss der Verbrennung auf turbulente Drallströmungen

Der Übergang von isothermer Strahl-Strömung zu Flammenstrahlen mit einhergehender starker Temperaturerhöhung des Gasstroms verursacht eine entsprechende Dichteabnahme und eine thermische Expansion der Verbrennungsabgase, die zu einem Anstieg der Axialgeschwindigkeit führt und bei Freistrahlfammen gleichzeitig eine Querschnittsaufweitung verursacht. Auf den dem Strömungsfeld aufgeprägten mittleren Drehimpulsstrom hat die Temperaturerhöhung jedoch keine Auswirkung (Gesetz der Drehimpulserhaltung). Die radiale Verteilung der Tangentialgeschwindigkeit wird von der Temperaturerhöhung unmittelbar nicht beeinflusst, mittelbar jedoch über die radiale Aufweitung eines Flammenstrahls. Im Gegensatz dazu nimmt der Axialimpulsstrom entsprechend seiner linearen Temperaturabhängigkeit innerhalb in der Praxis weit verbreiteten konisch erweiterten Brennerdüsen, sofern dort bereits Zündung erfolgt, zu ($\rho u^2 \sim T$). Die Folge der Zunahme des Axialimpulsstromes ist eine Abnahme der durch die Verbrennung beigefügten, "effektiven" Drallzahl $S_{\text{eff,Fl}}$ bei konstruktiv vorgegebener und konstanter theoretischer Drallzahl $S_{0,\text{theo}}$ am Brenneraustritt unter dort noch isothermen Bedingungen /54/:

$$\frac{S_{\text{eff,Fl}}}{S_{\text{eff,isoth}}} = \frac{\dot{I}(T_{\text{isoth}})}{\dot{I}(T_{\text{Fl}})} \quad (2.18)$$

Außerdem verursacht die temperaturabhängige Abgasexpansion auch bei zylindrischem Brenneraustrittskanal eine Erhöhung des "äquivalenten" Brenneraustrittsdurchmessers $D_{\text{äq}}$, der eine zusätzliche Abnahme der effektiven Drallzahl S_{eff} hervorruft /55/:

$$D_{\text{äq}} = \frac{\dot{M}_0}{\sqrt{\frac{\pi}{4} \cdot \dot{I}_0 \cdot \rho}} \quad \text{d.h.} \quad R_{\text{äq}} = R_D \cdot \sqrt{\frac{T_{\text{Fl,0}}}{T_{\text{isoth}}}} \quad (2.19)$$

Die Beziehungen Gl. 2.18 und Gl. 2.19 zeigen, dass die effektive Drallzahl nach Zündung einer Drallflamme deutlich abnehmen kann so, dass sich unter Umständen trotz vollständigem Vortex-Break-Down im isothermen Brenner-Strömungsversuch jetzt mit der Verbrennung ein unterkritischer Drall einstellt, d.h. die innere Rezirkulation zusammenbricht. In jedem Fall werden Größe und Stärke des Rezirkulationsstromes innerhalb der Rezirkulationszone reduziert, und die Massenansaugung des Flammenstrahls nimmt ab. In Abbildung 2.4 ist eine durch die Verbrennung verursachte Absenkung der effektiven Drallzahl S_{eff} bei konstanter theoretischer Drallzahl nach Literatur /41/ dargestellt. Im allgemeinen wird bei der Auslegung eines Drallbrenners aufgrund des niedrig zu haltenden Brennerdruckaufwandes eine theoretische Drallzahl gewählt, die nur wenig größer ist als die erforderliche kritische Drallzahl zur Erzeugung der inneren Rückströmzone in isothermer Strömung. Dann ist es möglich, dass die durch die Verbrennung verursachte Absenkung der effektiven Drallzahl eine Unterschreitung der kritischen Drallstärke hervorruft (Abb. 2.5). Dadurch kann sich die innere Rückströmzone nicht mehr ausbilden, weil der bestehende, positive axiale Druckgradient nicht mehr ausreicht, den erhöhten Axialimpulsstrom unter Ausbildung einer inneren Rückströmung zu übertreffen mit entsprechender nachteiliger Konsequenz für die Zündstabilität der Flamme.

Die innere Rückströmzone in Flammen führt nämlich zur Entstehung stabiler, brennerner Zündzonen in der Scherschicht zwischen den rezirkulierten Abgasen im Rückstromgebiet und dem Frischgemisch in der Vorwärtsströmung. In der vorher geschilderten Situation verursacht die signifikante Abnahme des rezirkulierten Abgasstroms bzw. das Zusammenbrechen des Rückstromgebietes eine Verschlechterung der Zündstabilität bis hin zum Abblasen der Zündzone unter Ausbildung einer brennerfern stabilisierten "abgehobenen" und sehr fluktuierend zündenden Strahlflamme mit extrem schlechtem Ausbrand.

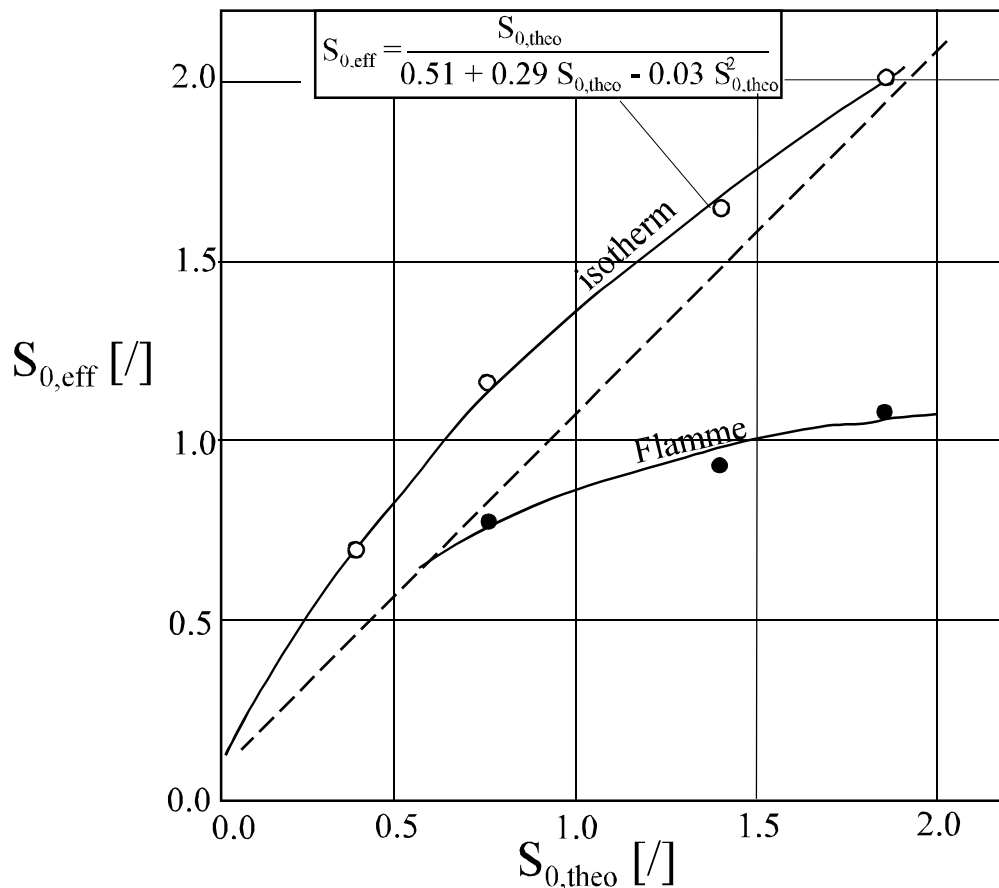


Abb. 2.5: Verkleinerung der effektiven Drallzahl durch den Einfluss der Verbrennung bei vorgegebener theoretischer Drallzahl /41/

2.1.4 Stabilisierungsmechanismus von turbulenten Drallflammen

In technischen Verbrennungssystemen wird eine Flamme als zündungsstabil bezeichnet, wenn sie am Brennermund aufsitzend oder sehr nah stromabwärts vom Brenneraustritt stationär und pulsationsfrei zündet. Für die Stabilisierung einer Diffusionsflamme muss in einer im Wesentlichen ortsfesten und zeitinvarianten Zündzone ein zumindest molekular teildurchmischtes und zündfähiges Reaktionsgemisch vorliegen. Weiterhin ist eine Erwärmung der Reaktionspartner auf Zündtemperatur notwendig, und es muss Gleichheit zwischen der mittleren Anströmgeschwindigkeit und der mittleren Flammengeschwindigkeit

keit herrschen, damit innerhalb der Verweilzeit der Reaktionspartner in der Reaktionszone entsprechend der erforderlichen chemischen Reaktionszeit eine ausreichende Reaktionswärmefreisetzung erzielt wird. Bei der Brennerauslegung ist die Erfüllung der unter dem Begriff "Zündstabilität" zusammengefassten Bedingungen, insbesondere bei den hohen Strömungsgeschwindigkeiten im Nahbereich technischer Brenner, von großer Bedeutung.

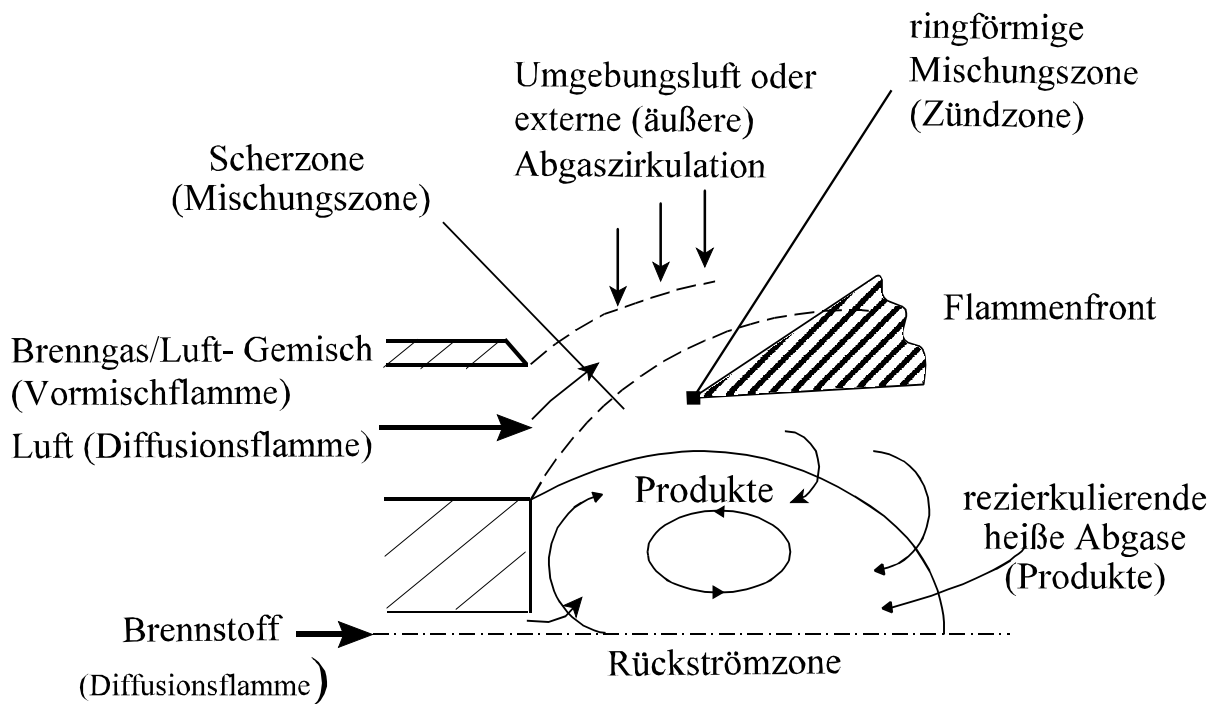


Abb. 2.6: Zündstabilisierung technischer Flammen durch Rückströmgebiete /56/

Für die Zündstabilisierung einer Flamme werden unterschiedliche konstruktive Methoden angewendet, um eine orts- und zeitinvariante Zündzone am Brennermund zu erreichen. Innerhalb dieser Zone kann das Frischgemisch stationär zünden, und stromab der Zündzone bildet sich eine sich selbst erhaltende Flamme aus. Betriebssichere und mit vergleichsweise niedrigem Aufwand verbundene Methoden sind solche, die sich der Enthalpie der Abgase selbst bedienen. Hierzu ist es notwendig, dem Frischgas an der Flammenwurzel einen Teil der heißen Verbrennungsprodukte durch drall- oder staukörperinduzierte Rückströmwirbel als Zündinitial zuzuführen. Die heißen Abgase mit chemisch aktiven Spezies werden durch den Rückströmwirbel in die Nähe der Brennermündung transportiert, wo diese in der hochturbulenten Scherzone zwischen der Vorwärtsströmung und dem Rückströmgebiet schnell mit den kalten Reaktanden vermischt werden und diese auf Zündtemperatur aufheizen. Nach Zündung und Abreaktion des Brennstoffes wird die dabei ortsfest freigesetzte Wärme durch einen intensiven, turbulenten Austausch auf den Gesamtstrom des anströmenden Frischgemisches übertragen (siehe Abb. 2.6). Die Lage der Stabilisierungszone wird von den turbulenten Wärme- und Stoffaustauschvorgängen, d.h. vom Strömungs- und Mischungsfeld in Brennernähe, bestimmt. Dabei bestätigen experimentelle Untersuchungen die

naheliegende Vermutung, dass Zündverzugszeit und chemische Reaktionszeit (d.h. Vorgänge der chemischen Reaktionskinetik) ebenfalls eine wichtige Rolle bei der Flammenstabilisierung spielen /41/. Aus-schlaggebend sind jedoch die "flammeninterne Heißgasrezirkulation" sowie die hochturbulenten Austauschvorgänge in der genannten Scherzone, die im Größenordnungen über den laminaren (nur durch molekulare Diffusion bedingten) Austauschraten liegen.

2.2 Eigenschaften stationärer Diffusionsflammen

Im Gegensatz zu Vormischflammen, bei denen Brennstoff und Verbrennungsluft bereits vor bzw. im Brenner gemischt werden, gelangen bei Diffusionsflammen Brennstoff und Verbrennungsluft getrennt in den Brennraum. Die Mischung von gasförmigem- oder verdampftem Brennstoff mit dem Oxidationsmittel (Luft) und die chemische Umsetzung des Brennstoffs laufen parallel ab, wobei die Mischungszeit der Verbrennungspartner gegenüber der Reaktionszeit relativ groß ist und daher die Diffusionsverbrennung weitgehend durch den Vorgang der turbulenten Strömung und Mischung bestimmt wird. Die unterschiedlichen stöchiometrischen und thermischen Bedingungen, vor allem im brennernahen Bereich von Diffusionsflammen, steuern die während des Verbrennungsprozesses ablaufenden physikalischen und chemischen Vorgänge.

Diffusionsflammen können entsprechend dem Strömungszustand in laminare und turbulente Diffusionsflammen unterteilt werden. Bei laminaren Diffusionsflammen werden Verbrennungsluft und Brennstoff durch eine diffusionsbestimmte Reaktionsschicht als Flammenkontur voneinander getrennt /57/. Der Stofftransport erfolgt durch molekulare Stoffdiffusion, die ein vergleichsweise langsamer Transportmechanismus ist. Wo Brennstoff und Verbrennungsluft in der Reaktionsschicht das stöchiometrische Verhältnis erreicht haben, findet die chemische Reaktion statt (Beispiel: Kerzenflamme).

Die wichtigste Größe zur Charakterisierung laminarer Diffusionsflammen ist die Flammenlänge, die als die Entfernung des Brennstoffstrahl-Ursprungs von dem Ort auf der Flammenachse mit stöchiometrischer Brennstoff-Luft-Mischung (gleichzeitig Ort des Reaktionsabschlusses) aufzufassen ist:

$$L_{\text{Fl,lam}} \sim \frac{\bar{V}_{\text{BS}}}{D_{\text{mol}}} \sim \frac{\bar{u}_{\text{BS}} \cdot d_{\text{Düse}}^2}{D_{\text{mol}}} \quad (2.20)$$

mit D_{mol} als molekularem Diffusionskoeffizient [m^2/s]. Je höher dieser ist, desto kleiner ist verständlicherweise die Flammenlänge.

In industriellen Verbrennungsanlagen werden jedoch ganz überwiegend turbulente Diffusionsflammen eingesetzt, bei denen sich eine turbulente Reaktions- bzw. Flammenfront in der Mischungsgrenzschicht zwischen Brennstoff und Verbrennungsluft bildet. Dabei werden die Reaktionsschritte hauptsächlich durch sehr intensive (schnelle) turbulente Austauschvorgänge von Impuls, Wärme und Stoffspezies gesteuert.

Die Mischung und Reaktion zwischen Brennstoff und Luft in turbulenten Diffusionsflammen werden u. a. durch die Ausbildung sich ineinander aufrollender Wirbel (“Turbulenzwirbel”, “turbulent eddies”, “Turbulenzballen”) bestimmt. Die Flammenfront wird in die dort entstehenden Wirbel eingerollt und erfährt dadurch eine Streckung und Faltung /49, 58/. Durch die einrollende Bewegung des Wirbels werden neben Luft und Brennstoff auch Verbrennungsprodukte in das Innere des Wirbels transportiert so, dass sich neue Grenzschichten Luft/Abgas und Brennstoff/Abgas ausbilden und durch die so eingebrachte Abgaswärme die Reaktion im Makro-Bereich der Wirbel beschleunigen und stabilisieren (Abb. 2.7).

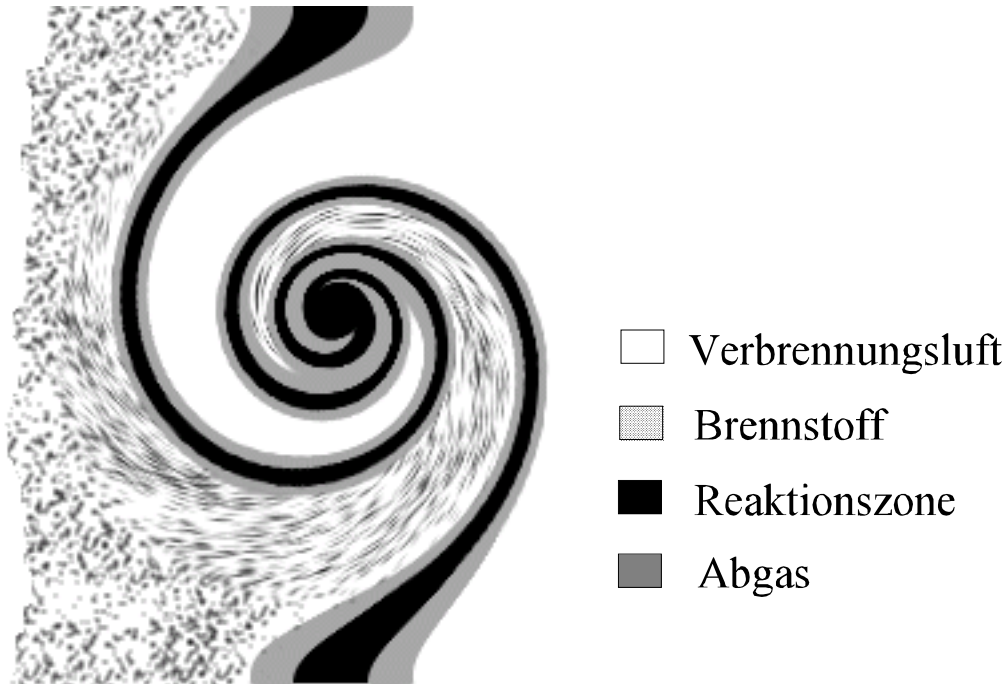


Abb. 2.7: Wirbelstruktur in einer turbulenten Diffusionsflamme

Gegenüber laminaren Diffusionsflammen, deren theoretische Ausbrandlänge vom Austrittsvolumenstrom abhängt (siehe Gleichung 2.20), weisen vollturbulente Diffusionsflammen den technischen Vorteil auf, dass ihre Flammen- oder Ausbrandlänge ausschließlich vom Düsendurchmesser $d_{\text{Düse}}$ abhängig ist. Mit steigendem Brennstoffdurchsatz \dot{V}_{BS} bei turbulenten Diffusionsflammen werden die turbulenten Wärme- und Stoffaustauschprozesse intensiviert so, dass die turbulenten Austauschgrößen D_{turb} für Stoff und Wärme proportional zu dem Produkt $u'_{\text{rms}} \cdot L_t$ ansteigen. Hierbei ist das turbulente Makrolängenmaß L_t proportional zu $d_{\text{Düse}}$, und bei vollausgebildeter turbulenter Strömung steigen auch die turbulenten Schwankungsgeschwindigkeiten u'_{rms} linear zu \bar{u}_{BS} an ($D_{\text{turb}} \sim u'_{\text{rms}} \cdot L_t \sim \bar{u}_{\text{BS}} \cdot d_{\text{Düse}}$). Daher ist entsprechend Gleichung 2.20 die turbulente Flammenlänge $L_{\text{Fl,turb}}$ nur vom $d_{\text{Düse}}$ abhängig. Vorausgesetzt, die chemische Reaktionskinetik ist so schnell, dass sie praktisch keine Verzögerungswirkung auf die Reaktionsabläufe ausübt:

$$L_{\text{Fl,turb}} \sim d_{\text{Düse}} \neq f(\text{Brennstoffvolumenstrom bzw. Ausströmgeschwindigkeit}) \quad (2.21)$$

Aus dem Proportionalgesetz der turbulenten Axialstrahl-Diffusionsflamme folgt, dass bei gegebenem Brennstoffmassenstrom \dot{M}_{BS} die Ausbrandlänge $L_{Fl,turb}$ durch Geschwindigkeits- bzw. Impulsstromsteigerung - durch Düsendurchmesser-Verkleinerung oder durch Brennstoffaufteilung auf mehrere Einzelflammen gleicher Ausströmgeschwindigkeit - abgekürzt werden kann (Gleichung 2.22) /59/.

$$L_{Fl,turb} \sim d_{Düse} \sim \sqrt{\frac{\dot{M}_{BS}}{\rho_0 \cdot u_0}} \sim \frac{\dot{M}_{BS}}{\sqrt{\rho_0 \cdot \dot{I}_0}} \quad (2.22)$$

mit: ρ_0 Ausgangsdichte
 \dot{I}_0 Ausgangsimpulsstrom

Die Eigenschaften turbulenter Diffusionsflammen hängen von Strömung und Mischung ab und können durch Größen wie Ausbrandverlauf, Mischung und Ungemischtheit charakterisiert werden. Mit dem Begriff lokaler Ausbrandgrad α wird der durch die Verbrennungsreaktionen bereits in Abgas überführte Brennstoffanteil definiert, und dieser ist somit kennzeichnend für die bis zum jeweiligen Feldpunkt in der Flamme erfolgte Grobmischung und (turbulente plus molekulare) Feinmischung /59/ (siehe Anhang 7.3).

$$\alpha = \frac{[O_{2,Luft}]_{geb}}{[O_{2,Luft}]_{stöch}} \quad (2.23)$$

Der Begriff "Mischung" definiert den im zeitlichen Mittel des turbulenten Flammengeschehens erfolgten Vermischungsgrad zwischen Brennstoff und Luft und beinhaltet die sogenannte Makro-Mischung von Brennstoff und Verbrennungsluft /59/. Bei fehlender Mischung beginnt der Mischungsgrad mit 0 und erreicht bei stöchiometrischer Mischung den Wert 1 (siehe Anhang 7.3).

$$M = \frac{[O_{2,Luft}]}{[O_{2,Luft}]_{stöch}} \leq 1 \quad (2.24)$$

mit: $[O_{2,Luft}]_{geb}$ bereits chemisch gebundener O_2 (z. B. als H_2O , CO , CO_2)
 $[O_{2,Luft}]_{stöch}$ für vollständige Oxidation insgesamt erforderlicher O_2

Die Ungemischtheit entspricht dem verzögerten Ablauf des Ausbrandes gegenüber der (Makro-) Mischung und ist auf unzureichende Feinvermischung im feinturbulenten und molekularen Skalenbereich zurückzuführen. Sie zeigt den Unterschied zwischen makroskopischer und mikroskopischer Mischung im Reaktionsfeld auf /59/ (siehe Anhang 7.3).

$$u = \frac{M - \alpha}{M} = 1 - \frac{\alpha}{M} \quad (2.25)$$

Möglichkeiten zur Beeinflussung der Flammenform und Länge sind durch verschiedene Arten der Luft- und Brennstoffzufuhr, d.h. der jeweiligen Brennerkonstruktion, gegeben. Wie bereits in Abschnitt 2.1.4 beschrieben, werden die verdrallten Diffusionsflammen aufgrund der guten Zündstabilisierung sehr häufig in technischen Verbrennungssystemen eingesetzt. Im allgemeinen wird mit zunehmendem Drall die Flammenlänge (Typ I und Typ II-Flammen) kürzer, was auf die damit verbundene Steigerung der Intensität der Mischung durch Erhöhung der Drallzahl zurückzuführen ist. *Hellat /49/* hat empirisch einen Zusammenhang zwischen der Flammenlänge L_{Fl} , der Luftzahl λ und der Drallzahl S_0 - entdimensioniert mit dem Brenneraußendurchmesser d_0 - ermittelt, die jedoch nur mit Vorsicht allgemein anwendbar ist.

$$\frac{L_{\text{Fl}}}{d_0} = \frac{C}{\lambda(S_0 + 1)} \quad (2.26)$$

mit: $C = \text{Konstante [l]}$ abhängig von der Geometrie der Brennstoffzufuhr

Die Flammenlänge und Flammenstruktur von Drall-Diffusionsflammen lassen sich durch hohen bzw. niedrigen Ausströmimpuls des zentralen Brennstoffstrahles einstellen. Die weit verbreiteten drallstabilisierten Diffusionsflammen werden hinsichtlich ihrer Mischungs- und Reaktionsstruktur in zwei unterschiedliche Flammen-Typen klassifizieren (Typ I und Typ II-Flammen, Abb. 2.8) /60/.

Eine **Typ I-Flamme** wird gebildet, wenn der zentral längst der Brennerachse zugeführte Brennstoffstrahl mit relativ hohem aufgeprägtem Axialimpuls das sich ab einer Drallzahl $S_{0,\text{th}} < S_{\text{krit}} \approx 0.4$ (bei Brennern mit konischdivergenter Brennerdüse wie in Abb. 2.8) ausgebildete innere Rückströmgebiet durchstößt. Daher erhalten die Typ I-Flammen durch die axiale Ausbreitung des Brennstoffstrahls, der am Flammenfuß von dem ringförmigen Rückströmwirbel umgeben ist und zündstabilisiert wird, eine langgestreckte, schlanke Form. Der relativ kalte, axiale Brennstoffstrahl bei diesem Flammentyp bewirkt Temperaturminima auf der Achse und im brennernen Bereich. Die Einmischung des Brennstoffs in die Luftströmung erfolgt zunächst nur im Außenbereich des Brennstoffstrahls, daher steigt die Temperatur in der ringförmigen Rückstromzone von der Achse nach außen an. Bedingt durch den Strahlflammencharakter der Typ-I-Flammen erfolgen Wärmefreisetzung und -abgabe verteilt über die gesamte Flammenlänge so, dass nicht allzu hohe Flammentemperaturen ($T_{\text{max}} \leq 2000 \text{ K}$) erreicht werden. Bei diesem Typ I-Flammen ist eine recht ausgeprägte Neigung zur Rußbildung zu beobachten, die eine Folge der noch unvollständigen Verbrennung (Sauerstoffmangel) und der herrschenden, hohen Temperaturen über eine größere Länge (Verweilzeit) im Inneren der Flamme ist. Das Vorhandensein von Ruß erhöht die Intensität der Wärmeübertragung durch Strahlung, da Ruß das für Festkörper charakteristische kontinuierliche Emissionsspektrum im Bereich der Wärmestrahlung aufweist. Sichtbar wird dieser Effekt durch das gelbe bis weiße Leuchten von "rußenden" Flammen.

Typ II-Flammen sind kurz und buschig und verfügen über eine zentrale, kompakte, innere Rückströmzone. Bei Typ II-Flammen wird in der praktischen Anwendung der Brennstoff in die Scherzone zwischen dem inneren Rückströmwirbel und dem Luftstrahl eingedüst so, dass eine schnelle Vermischung von Brennstoff und Verbrennungsluft aus der äußeren Vorwärtsströmung gewährleistet ist. Die

Rückführung heißer Rauchgase zum Flammenfuß durch eine vergleichsweise große und intensiv durchströmte innere Rezirkulationszone und die hohe Reaktionsdichte führen zu hohen, recht gleichförmigen Flammentemperaturen ($T_{\max} \approx 2100\text{-}2300\text{ K}$ ohne Luftvorwärmung bei Erdgasflammen) in der gesamten inneren Rückströmzone. Typ II-Flammen spielen wegen ihrer hohen Reaktionsdichten und geringen Rußbildungsneigung für Gasturbinen-Brennkammern allgemein eine große Rolle (Verfahren der Mager-Vormischverbrennung oder der luftgestuften Verbrennung), ebenso aber auch für die Verbrennung in Kraftwerkessel, Industrieöfen und Kleinf Feuerstätten.

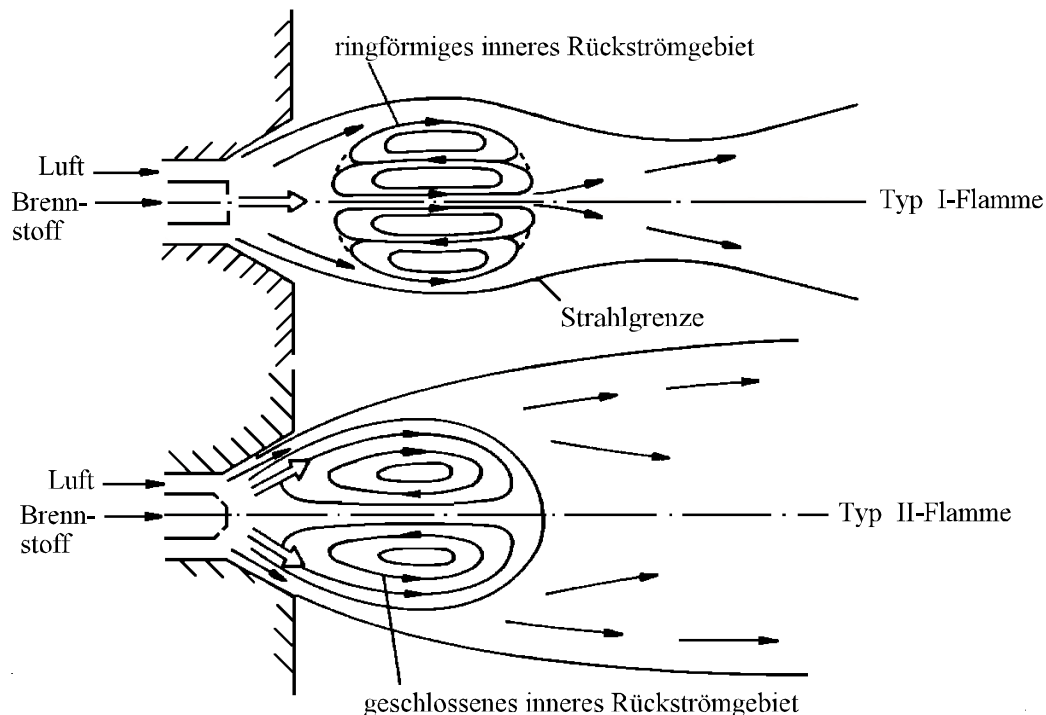


Abb. 2.8: Schematische Strömungsfelder von Typ I- und Typ II-Flammen

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde das Auftreten der Druck-/Flammenschwingungen jedoch hauptsächlich bei Typ I-Flammen untersucht.

2.3 Anregungs- und Rückkopplungsmechanismen für periodische Verbrennungsschwingung in technischen Anlagen

2.3.1 Entstehungsmechanismen von Schwingungen in isothermen Strömungen

Bei den experimentellen Untersuchungen an Industriebrennern unterschiedlicher Bauarten und Leistungsklassen wurde oft das Auftreten von Verbrennungsinstabilitäten korreliert mit zeitperiodischen Strömungsstörungen bereits in der isothermen Brennerausströmung festgestellt /61, 62, 63, 64/. Daher besteht Grund zu der Annahme, dass periodische Strömungsstörungen über die zeitlich periodische Anregung der in die Flamme eintretenden und in ihr reagierenden Massenströme das Auftreten von Verbrennungsin-

tabilitäten u. U. begünstigen oder sogar verursachen können. Für eine gezielte Beseitigung dieser Strömungsstörungen sind nähere Kenntnisse über die Entstehungs- und Erhaltungsmechanismen derartiger Strömungsstörungen von großer Bedeutung.

Für das bessere Verständnis der Auswirkung solcher Strömungsstörungen wird im Folgenden als Beispiel ein physikalisches Modell des Entstehungsmechanismus einer zeitperiodischen, isothermen Strömungsstörung an einem Moveable-Block Drallbrenner (stufenlose Einstellung der Drallzahl und verschiebbare Staukörper auf der Brennerachse) vorgestellt /65/.

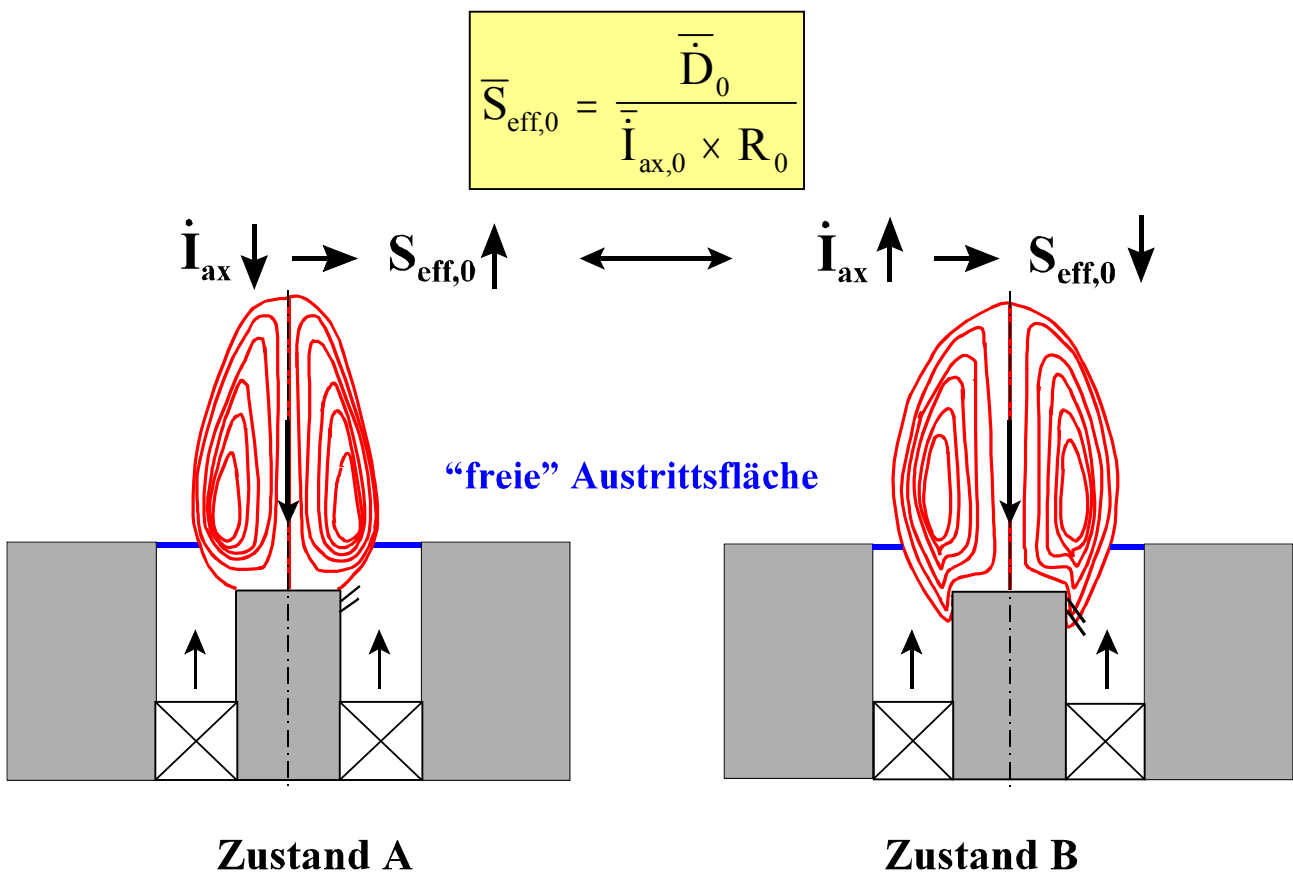


Abb. 2.9: Rückkopplungsmechanismus einer isothermen Strömungsstörung /65/

In Abbildung 2.9 sind zwei periodisch aufeinander folgende Strömungszustände der durch den Staukörper (dieser repräsentiert die zentrale Brennstofflanze, ggf. mit eingebrachtem Flüssigbrennstoffzerstäuber) und die hohe Verdrallung aerodynamisch erzeugten Rückströmzone innerhalb einer Schwingungsperiode schematisch dargestellt. Eine Verlagerung der Rückströmzone entgegen der Hauptströmungsrichtung axial in den Brenneraustritt und die daraus resultierende erhöhte Versperrung des freien Strömungsquerschnittes (Zustand B) verursachen einen Anstieg des Druckes im Brenneraustritt. Dadurch nehmen die Axialgeschwindigkeit \bar{u}_{ax} und der Axialimpulsstrom \bar{I}_0 in der Brenneraustrittsebene zu. Der Drehimpuls-

strom \dot{D}_0 wird in den tangential angestellten Einlasskanälen stromauf erzeugt, konvektiv bis zum Brenneraustritt transportiert und bleibt - abgesehen von geringen Wandreibungsverlusten - hinsichtlich seines Betrages konstant. Gemäß der Definition der effektiven Drallzahl (siehe Abbildung 2.9) hat der Anstieg des Axialimpulsstroms bei konstantem Drehimpulsstrom in der Austrittsebene des Brenners eine Verringerung der effektiven Drallstärke zur Folge. Die Absenkung der Drallzahl führt zur einer Schwächung der Rückströmzone, die von der Vorwärtsströmung stromab verschoben wird (Zustand A). Die Änderung der Position der Rückströmzone bewirkt wiederum eine Vergrößerung des freien Strömungsquerschnitts im Brenneraustritt. Die Axialgeschwindigkeit und der Axialimpulsstrom werden reduziert, wodurch ein Anstieg der Drallzahl - bei konstantem Drehimpulsstrom - verursacht wird, und die verstärkte Rückströmzone ihre axiale Position erneut gegen die Vorwärtsströmung in den Brenner rückverlagern kann. Anhand des vorgestellten physikalischen Modells des Rückkopplungsmechanismus der Strömungsstörung stehen hinsichtlich der Vermeidung bzw. Reduzierung isothermer Strömungsstörungen einfache konstruktive Möglichkeiten - wie die geeignete axiale Positionierung des Staukörpers sowie die Wahl des Staukörperdurchmessers - für moderne Gasturbinenbrenner ähnlicher Brennerkonstruktion zur Verfügung.

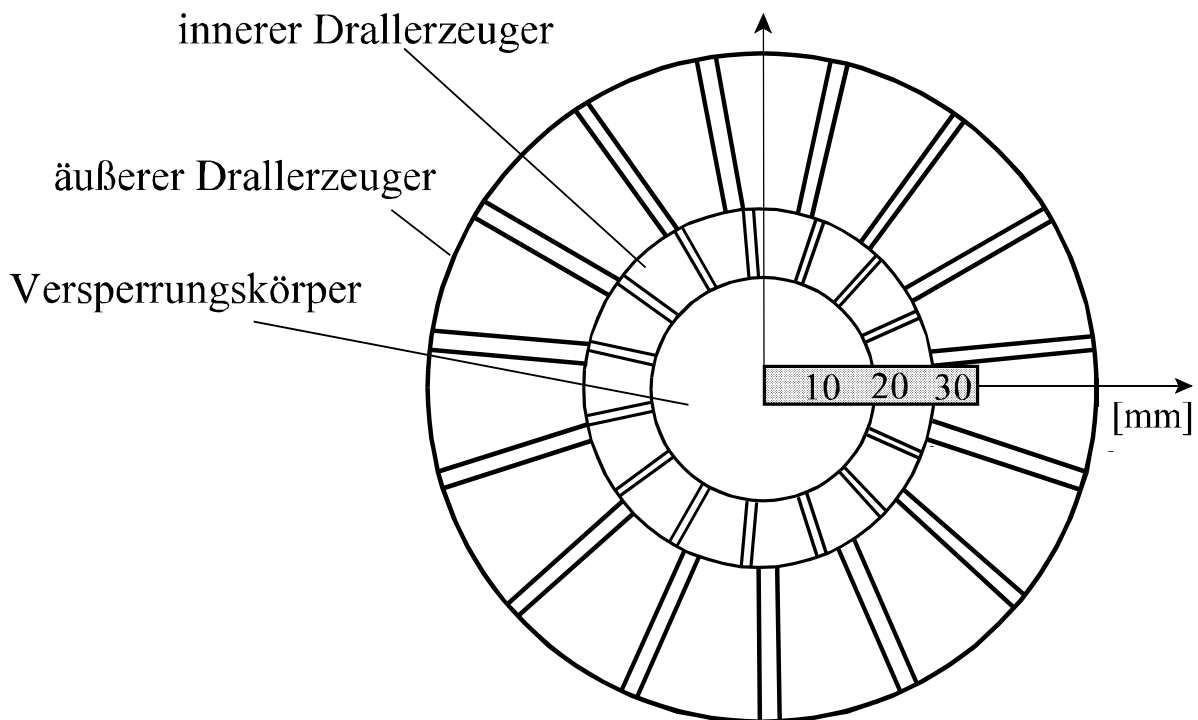


Abb. 2.10: Radiale Position der Hitzdrahtsonde beim Drallbrenner mit 2 konzentrischen Drallerzeugergittern

Zur Charakterisierung des turbulenten, isothermen Strömungsfelds der im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Drallbrenner wurden Untersuchungen unter Anwendung der Konstant-Temperatur-Hitzdrahtanemometrie (siehe Abschnitt 4.2.2) durchgeführt. Ziel der Messungen war es, die vorhandenen

Strömungsstörungen zu detektieren und deren Frequenz, Stärke und lokale Verteilung zu erfassen. Dazu wurde der Effektivwert der Hitzdrahtbrückenspannung $\hat{U}_{B,rms}$ bei der Vorzugsfrequenz der Störung $f_{Stör}$ in Abhängigkeit von der radialen Position des Hitzdrahtes am Brenneraustritt r_{HD} bestimmt, wobei die Hitzdrahtbrückenspannung $U_B(t)$ als ein Maß für die effektive Anströmgeschwindigkeit $u_{eff}(t)$ am Hitzdraht interpretiert wird. In Abbildung 2.10 sind die radialen Positionen des Hitzdrahtes im Strömungsfeld des Brenners schematisch dargestellt. Periodische Störungen im Strömungsfeld des Drallbrenners konnten hauptsächlich in der Scherschicht zwischen der inneren und äußeren Drallströmung ($r_{HD} = 30$ mm) ermittelt werden. Abbildung 2.11 zeigt den zeitlichen Verlauf der Hitzdrahtbrückenspannung am Brenneraustritt ($x_{HD} = 0$ mm, $r_{HD} = 30$ mm). Hierbei erkennt man trotz überlagerter, stochastischer turbulenter Anteile deutlich und stark ausgeprägt den periodischen Verlauf der Spannung über die Zeit. Mit Hilfe des Zwei-Kanal-Frequenzanalysators lassen sich aus den Zeitsignalen die Frequenzspektren berechnen, aus denen die Effektivwerte der Hitzdrahtbrückenspannung $\hat{U}_{B,rms}$ bei der Frequenz der Störung $f_{Stör}$ entnommen werden (siehe Abschnitt 4.3).

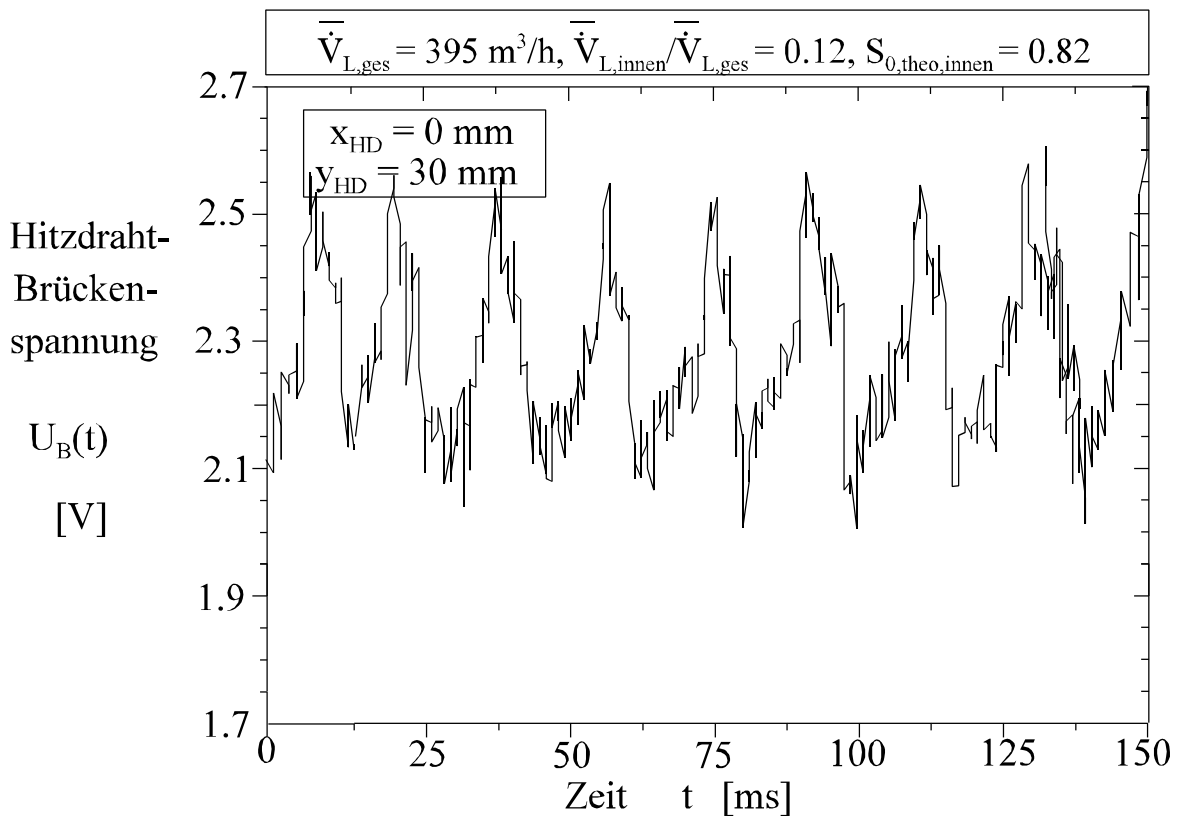


Abb. 2.11: Zeitsignal der HD-Brückenspannung am Heizöl-Drallbrenner

Aus der Abbildung 2.12 ist das so ausgewertete Frequenzspektrum des in Abbildung 2.11 dargestellten Zeitverlaufs ersichtlich. Man erkennt eine deutliche Überhöhung der Effektivwerte der HD-Brückenspannung bei bestimmten Vorzugsfrequenzen. Der Effektivwert der HD-Brückenspannung $\hat{U}_{HD,rms}$ wird als Maß für die Amplitude bzw. die Stärke der Pulsationsstörung angesehen.

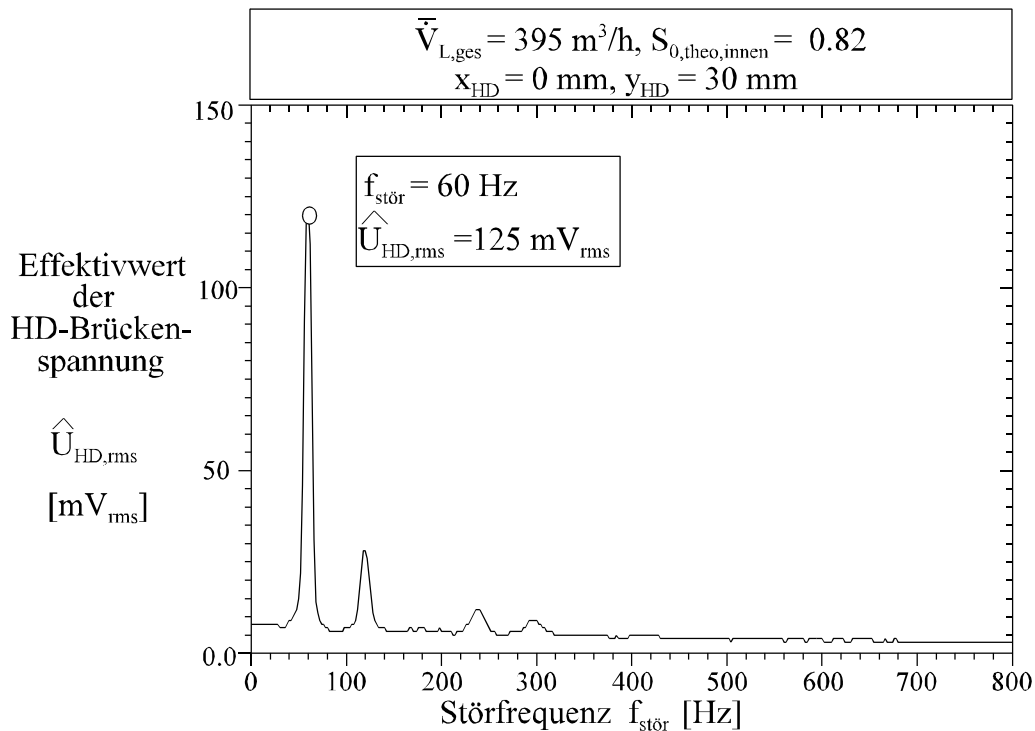


Abb. 2.12: Frequenzspektrum der HD-Brückenspannung am Heizöl-Drallbrenner

Zur Feststellung eines Zusammenhangs zwischen isothermen Strömungsstörungen und Ausbildung selbsterregter Druckschwingungen sowie zur gezielten Beeinflussung bzw. Beseitigung solcher Störungen sind detaillierte Kenntnisse der Entstehungsmechanismen isothermer Strömungsstörungen und selbsterregter Druckschwingungen eine notwendige Voraussetzung.

2.3.2 Charakteristiken periodischer Verbrennungsinstabilitäten

In technischen Verbrennungssystemen unterschiedlicher Größenordnung, vom Gasboiler bis zu Gasturbinenbrennkammern, Kraftwerksfeuerungen, Chemieöfen und Abgasverwertungsanlagen, werden oft Verbrennungsinstabilitäten - in der Literatur als "Flammenpulsationen" bezeichnet /22, 24, 31, 36, 38, 39/ - beobachtet, die für Anlagenbauer und Betreiber mitunter ein folgenschweres sowie kostenintensives Problem darstellen.

Periodisch-instationäre Betriebszustände von Flammen in einem über einen bestimmten Betriebskennfeld-Bereich zündstabilen Verbrennungssystem mit vorgegebener Anlagengeometrie und unter der Verwendung eines fest vorgegebenen Brennstoffes können durch bestimmte Kombinationen der Betriebsparameter thermische Leistung, Luftzahl, Luftvorwärmtemperatur und theoretische Drallzahl beschrieben werden. Ungeachtet der unterschiedlich wirksamen Schwingungsmechanismen für die Entstehung periodischer Verbrennungsinstabilitäten sind die messtechnisch erfassbaren Eigenschaften beim Auftreten der Verbrennungsschwingungen sehr ähnlich. In der Regel werden stets periodische und in guter Näherung sinusförmige zeitliche Schwankungen des statischen Druckes in der Brennkammer mit diskreten Frequenzen beobachtet (Abb. 2.13).

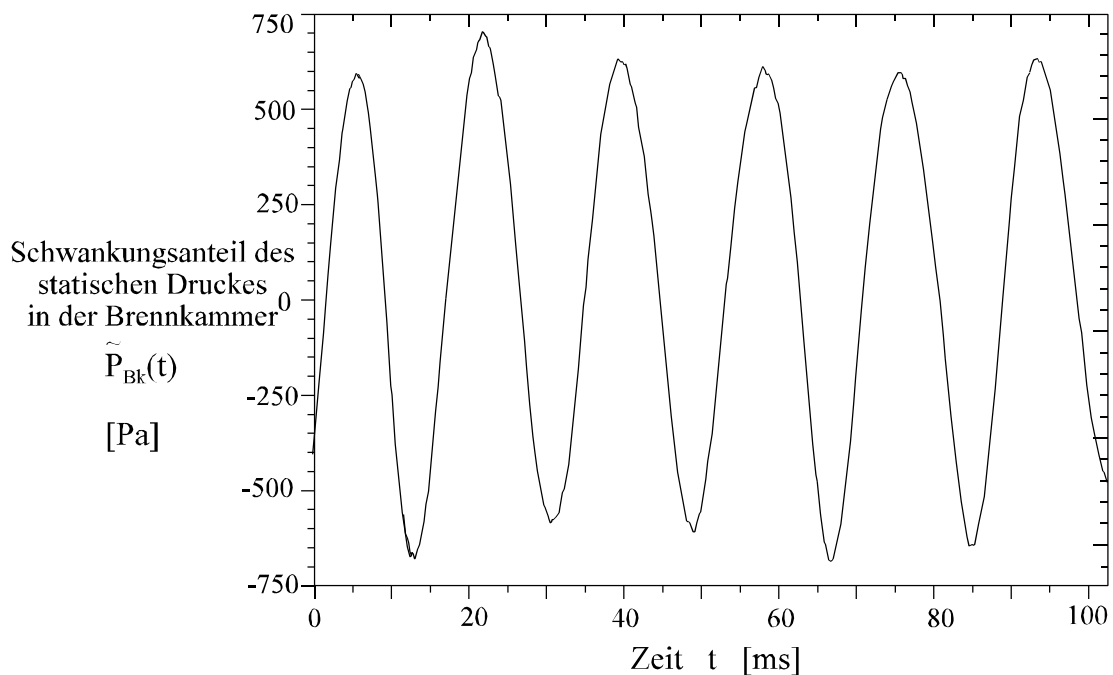


Abb. 2.13: Zeitlicher Verlauf der Wechselanteile des statischen Druckes

Die starken Schwingungen bewirken eine Erhöhung der erzwungenen, konvektiven Wärmeübertragung an der Brennkammerwand, wodurch eine erhöhte thermische Belastung der Brennkammerauskleidung herbeigeführt wird. Bei diffusiven Verbrennungssystemen, die mit Flüssigbrennstoff versorgt werden, beeinflussen die periodischen Schwingungen - zusätzlich zu den bereits erwähnten Veränderungen - den Verdampfungsprozess der Brennstofftropfen. Sie bewirken einen verbesserten Wärme- und Stoffaustausch zwischen den Tropfen und dem Umgebungsgas so, dass der Verdampfungsprozess gegenüber einem stationärem Verbrennungssystem insbesondere bei sehr kleinen Flammen beschleunigt werden kann. Dies führt zu einer zeitlichen Änderung der Flammgeometrie bzw. der Länge und Breite der mit Flüssigbrennstoff betriebenen Diffusionsflammen /66, 67/. Außerdem treten bei hinreichend starken periodischen Druckschwingungen hinsichtlich ihrer Frequenz und Amplitude - unabhängig von den Eigenschaften des ursprünglichen, mittleren Strömungsfeldes - periodisch kohärente, turbulente Ringwirbelstrukturen auf /36, 37/, auf deren Formung in Abschnitt 2.3.3.1 näher eingegangen wird.

2.3.2.1 Bedeutung charakteristischer Verzugszeiten von Diffusionsflammen

Bei der Stabilitätsanalyse eines Verbrennungssystems unter Anwendung des im folgenden Abschnitt erläuterten Phasenkriteriums (Nyquist-Kriterium) im Wirkungskreis Brenner-Flamme-Brennkammer sind die frequenzabhängigen Phasenfunktionen des Brenners $\varphi_{Br}(f)$ und der Brennkammer $\varphi_{BK}(f)$ im wesentlichen durch deren geometrieabhängiges Resonanzverhalten baulich festgelegt und wenig durch die Wahl der feuerungstechnischen Betriebsparameter thermische Leistung und Luftzahl der Verbrennung beeinflusst, während der Phasenverzug der Diffusionsflamme $\varphi_{Fl}(f)$ je nach Brennstoffart (gasförmiger oder flüssiger Brennstoff) starke Abhängigkeiten aufweisen kann. Bei gasförmigen Brennstoffen ist die

Phasenverzugszeit der Diffusionsflamme von den feuerungstechnischen Betriebsparametern thermische Leistung und Luftzahl abhängig. Bedingt durch den im allgemeinen niedrigen Druckabfall über die Gasdüse - im Gegensatz zu Flüssigbrennstoffdüsen - haben die Druckschwankungen in der Brennkammer einen Einfluss auf den aus der Düse austretenden Gasmassenstrom und können stärkere Brenngasmassenstrom-Schwankungen am Brenneraustritt verursachen. Bei Flüssigbrennstoffen ist dagegen der Phasenverzug hauptsächlich von der Tropfengröße sowie Tropfengrößenverteilung und vom Verdampfungs- und Mischungsprozess abhängig, da aufgrund des zerstäubungsbedingten hohen Düsenvordruckes der Flüssigbrennstoffdüse der Brennstoffmassenstrom nicht beeinflusst wird und konstant bleibt.

Der Phasenverzug einer Diffusionsflamme tritt zwischen den zeitperiodischen Schwankungen des aus dem Brenner austretenden Luft- und/oder Brennstoffmassenstromes als Anregung und der daraus resultierenden gleichfrequenten, aber phasenverschobenen zeitlichen Änderung der Wärmefreisetzungsrate und des anfallenden Abgasmassenstromes als frequenzabhängige Antwort auf. Die erwähnten charakteristischen Verzugszeiten der Diffusionsflammen setzen sich aus der Verzugszeit für den molekularen Mischungsprozess, der Aufheizzeit des Gemisches - die rezirkulierten, heißen Abgase bei Drallflammen dienen als Energiequelle für die Aufwärmung von Brennstoff/Brenngas und Verbrennungsluft -, eine konvektive Transportzeit des Gemisches bis zur Hauptreaktionszone und aus der charakteristischen, temperatur- und stöchiometrieabhängigen, reaktionskinetischen Verzugszeit zusammen, wobei bei Verwendung von Flüssigbrennstoffen die Verdampfungszeit des Brennstoff-Tropfens noch hinzukommt. Bei charakteristischen Verzugszeiten vorgemischter Flammen entfällt selbstverständlich die Mischungs- und Verdampfungszeit.

Die Verdampfungszeit des Flüssigbrennstoffes ist stark von der Tropfengröße abhängig; während die kleineren Tropfen bereits in späteren Phasen der Verbrennung (Mischung und Reaktion) sind, befinden sich die größeren Tropfen noch in der Verdampfungsphase. Daher sind die oben genannten Anteile der flammeninternen Gesamtverzugszeit nicht additiv zu bewerten, sondern sie werden sich teilweise überlagern. Bei den hier untersuchten Flammen überwiegt die Mischungszeit der Verbrennungspartner deutlich den wesentlich kürzeren Anteil der Reaktionszeit. Die Verdampfungszeit ist abhängig vom Tropfendurchmesser, der Umgebungsgastemperatur des Tropfens und der relativen Geschwindigkeit (Tropfengeschwindigkeit zu Luftgeschwindigkeit).

Zur Beschreibung des Phasenganges turbulenter, mit Flüssigbrennstoff betriebener Diffusionsflammen wird als Modell ein ideales Totzeitglied verwendet. Hierbei wird der frequenzabhängige Phasendifferenzwinkel $\varphi_{\text{FI}}(f)$, der die Gesamtverzugszeit $T_{\text{V,FI}}(f)$ zwischen dem Austritt des Luftmassenstromes ($\dot{V}_{\text{BS}} = \text{konstant}$) aus dem Brenner und dessen Reaktionsumsatz in der Flammenfront beschreibt, gemäß folgender Gleichung angesetzt und ggf. aus Messwerte berechnet:

$$\varphi_{\text{FI}}(f) = - T_{\text{V,FI}}(f) \cdot f \cdot 360^\circ \quad (2.27)$$

Die Ermittlung der Gesamtverzugszeit erfolgt durch Auswertung einer Kreuzkorrelationsfunktion $\Phi_{xy}(\tau)$, die bei einem festen mittleren Betriebszustand der Diffusionsflamme (thermische Leistung, Luftzahl) mit der jeweiligen Anregungsfrequenz f der Luftmassenstromschwingung am Brenneraustritt gemessen wird /55/.

2.3.2.2 Stabilitätskriterien

Das Phänomen periodischer Verbrennungsinstabilitäten ist schon seit über 200 Jahren bekannt. *Higgins* /68/ hat bereits im Jahre 1777 über die "singende Flamme" - eine in einem Rohr brennende Flamme - berichtet. Je nach Länge des Rohres und der Brennstoffleitung sowie der Position der Flamme im Rohr traten harmonische Druckschwingungen auf. Entscheidend für das Auftreten und die Stabilität der Schwingungen ist die Phasenlage zwischen der Energiezufuhr an das System durch die Flamme und der Druckschwankung der Rauchgassäule im Rohr. Für die Überprüfung des Stabilitätsverhaltens solcher Systeme in Abhängigkeit von den eingestellten Betriebsparametern muss ein Stabilitätskriterium für das betrachtete Gesamtsystem angewendet werden.

2.3.2.2a Rayleigh-Kriterium

Bereits im Jahre 1878 postulierte *Lord Rayleigh* /69/ das bekannteste Kriterium zur Beschreibung des Stabilitätsverhaltens selbsterregter Druck-/Flammenschwingungen. Die Bedingung für die Entstehung einer stabilen Druckschwingung fordert, dass Wärme zum Zeitpunkt größten Druckes (größter Verdichtung) zugeführt bzw. zum Zeitpunkt niedrigsten Druckes abgeführt wird. *Lord Rayleigh* hat erkannt, dass die Phasenlage zwischen Druckschwingung und Schwankung der Wärmefreisetzung für das Stabilitätsverhalten entscheidend ist. *Putnam* /27/ folgte dieser Überlegung und formulierte das mathematisch-anschaulich und quantitativ allgemein anwendbare Rayleigh-Integral (Gleichung 2.28).

$$\int_0^{T_p} \tilde{Q}_{th}(t) \cdot \tilde{p}_{BK}(t) dt > 0 \quad (2.28)$$

Das Integral beinhaltet die Aussage, dass das Produkt aus der Schwingung der reaktionsbedingten Wärmefreisetzungsrates und des Brennkammerdruckes, integriert über eine Schwingungsperiode, einen positiven Wert annehmen muss, damit dem System Pulsationsenergie zugeführt wird. Das bedeutet, dass eine bestimmte Phasenlage zwischen der Schwingung der Wärmefreisetzung und des Brennkammerdruckes erforderlich ist, um die selbsterregten Schwingungen aufrecht zu erhalten. Dies bedeutet laufend thermische Energie der Verbrennung als mechanischen Schwingungsenergie in das System zu "pumpen" und somit mechanische Energieverlust (Dämpfung) zu kompensieren oder sogar zu überkompensieren. Dieser unter anderem von Mischungs- und Verdampfungsprozessen abhängige, charakteristische Zeit- bzw. Phasenverzug setzt sich aus mehreren Teilvorgängen zusammen (siehe Abschnitt 2.3.2.1) /55/.

Für die Beschreibung von $\dot{Q}(t)$ und $p_{BK}(t)$ werden die turbulenten (stochastischen) Schwankungsanteile vernachlässigt und harmonische Zeitfunktionen der periodischen Wechselanteile angenommen:

$$\dot{Q}_{th}(t) = \bar{Q}_{th} + \tilde{Q}_{th}(t) \quad \text{mit:} \quad \tilde{Q}_{th}(t) = \hat{Q}_{th} \cdot \sin(\omega t) \quad (2.29)$$

$$p_{BK}(t) = \bar{p}_{BK} + \tilde{p}_{BK}(t) \quad \text{mit:} \quad \tilde{p}_{BK} = \hat{p}_{BK} \cdot \sin(\omega t + \varphi_{\dot{Q}_{th}-p_{BK}}) \quad (2.30)$$

Die Amplitudengrößen sind in diesen Ansätzen mit $\hat{}$ gekennzeichnet.

Schimmer /18/ hat die Phasenlage zwischen der Schwingung des Energieumsatzes und des Brennkammerdruckes für die Entstehung selbsterregter Druckschwingungen nach dem Rayleigh-Kriterium ausführlich beschrieben. Unter Anwendung der oben eingeführten periodischen Wechselanteile von $\dot{Q}(t)$ und $p_{BK}(t)$ liefert die mathematische Auswertung des in der Gleichung 2.28 angegebenen Integrals den Wertebereich des zulässigen Phasendifferenzwinkels (Gleichung 2.31), in dem eine Anregung und Erhaltung der Druckschwingungen nach dem Rayleigh-Kriterium stattfinden kann.

$$-90^\circ \leq \varphi_{BK} \leq +90^\circ \quad (2.31)$$

Die optimale Anregung bzw. die größte Wahrscheinlichkeit für die Anregung und Erhaltung ist dann gewährleistet, wenn die periodischen Wechselanteile des Drucks, der Wärmefreisetzung und des Abgases in Phase sind und das Integral nach Gleichung 2.30 seinen größten Wert annimmt.

Das Rayleigh-Kriterium ist zwar eine notwendige, aber nicht hinreichende Bedingung für die Entstehung selbsterregter Schwingungen. Hiermit kann nur untersucht werden, ob dem akustischen System Energie zugeführt oder entzogen wird. Was die Energiezufuhr anbetrifft, hängt die Ausbildung von Druckschwingungen in einem realen System noch davon ab, ob die zugeführte Energie die durch fluiddynamische Reibungsspannung einschließlich turbulenter Energiedissipation bedingten Verluste überwiegt; andernfalls werden die Schwingungen trotz erfüllten Rayleigh-Kriteriums gedämpft. Daher ist es erforderlich, die Verluste des Systems, welche bei einer Verbrennungsanlage hauptsächlich die reibungsbedingten Verluste der Schwingung der Abgassäule in der Brennkammer sowie der Luftsäule im Brenner sind, mit in die Stabilitätsuntersuchung einzubeziehen. Zur Beurteilung der Schwingungsneigung muss außerdem neben dem Übertragungsverhalten der Flamme und des Brenners auch das Übertragungsverhalten der Brennkammer bekannt sein, welches das Verhalten des Gaszustandes in der Brennkammer bei einer spontanen Erhöhung des Verbrennungsumsatzes der Flamme bzw. der Wärmefreisetzungsrates, verbunden mit Erhöhung des Abgasmassenstromes, durch einen Anstieg des Brennkammerdruckes beschreibt. Diese Verhaltensweise ist von der Brennkammergeometrie und dem reibungsbedingten Druckverlust bei der Abströmung der Abgasmenge abhängig.

2.3.2.2b Nyquist-Kriterium

Für die Stabilitätsanalyse eines Feuerungssystems unter Einbeziehung der Dämpfungsverluste der Brennkammer muss ein geschlossenes regelungstechnisches Modell - bestehend aus den drei Komponenten Brenner, Flamme, Brennkammer - erstellt werden (Abb. 2.14).

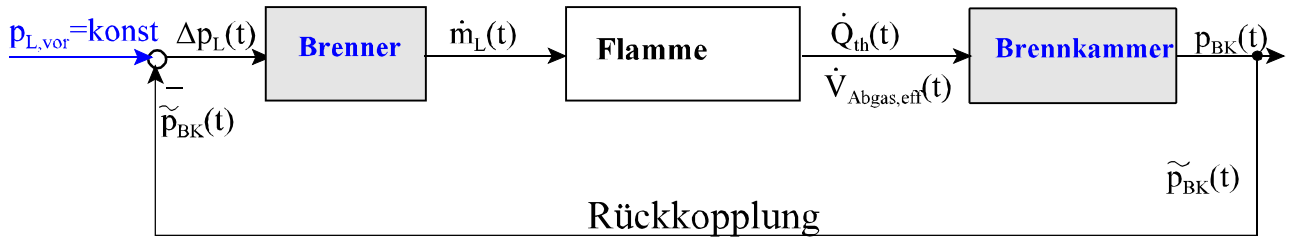


Abb. 2.14: Rückkopplungssignalkreis eines Feuerungssystems

Entscheidend sind die Rückkopplungsmechanismen des Systems, denn nur durch geeignete Kopplung der Einzelkomponenten können periodische Instabilitäten hervorgerufen werden. Dabei kann das Stabilitätsverhalten des Regelkreises mit Hilfe eines Stabilitätskriteriums aus der Regelungstechnik, z.B. des Nyquist-Kriteriums, überprüft werden [70, 71]. Die Phasenbedingung des Nyquist-Kriteriums (Gleichung 2.32) fordert, dass der Gesamt-Phasendifferenzwinkel zwischen periodischer Störung und deren Rückkopplung 0 Grad bzw. ein ganzzahliges Vielfaches von 360 Grad betragen muss. Die eingetragenen Phasendifferenzwinkel werden durch die Gesamtverzugszeit zwischen den Druckschwingungen und den durch sie verursachten Durchsatz- bzw. Umsatzschwankungen bestimmt und setzen sich aus den frequenzabhängigen Phasenwinkeln der Einzelkomponenten (Brenner, Flamme und Brennkammer) des Rückkopplungskreises (Abb. 2.14) zusammen. Der dem Nyquist-Kriterium genügende Gesamt-Phasendifferenzwinkel legt jene Anregungsfrequenzen fest, bei der ein System bei einer einmaligen Störung und ausreichender Energiezufuhr zur Überwindung der reibungsbedingten Schwingungsverluste sich selbsterhaltende Schwingungen aufweist.

$$\varphi_{ges}(f) = 0^\circ \pm n \cdot 360^\circ = \sum \varphi_i = \varphi_{Fl}(f) + \varphi_{Br}(f) + \varphi_{BK}(f) \tag{2.32}$$

Die Phasenfunktionen des Brenners und der Brennkammer sind bei festem mittlerem Volumenstrom durch die Geometrie und die Druckverlustbeiwerte der Durchströmung von Brenner und Brennkammer stark begrenzt. Im Gegensatz dazu wird der durch die mit Flüssigbrennstoff betriebene Diffusionsflamme konditionierte Phasenwinkel zwischen den Schwingungen der Wärmefreisetzungsrate und des aus dem Brenner austretenden Luftmassenstromes im wesentlichen durch die Zerstäubungscharakteristiken (Tropfengröße, Tropfengrößenverteilung), Mischungs- und Verdampfungsprozesse bestimmt.

Durch eine Abschätzung des Frequenzganges der Brennkammer kann durch die Festlegung der frequenzabhängigen Phasenfunktion der eingesetzten Diffusionsflamme, die nach heutigem Wissensstand nur experimentell ermittelt werden kann, jene Frequenz bestimmt werden, die eine selbsterhaltende Schwingung nach dem Nyquist-Kriterium erlaubt /23/.

2.3.3 Mechanismen zur Entstehung und Erhaltung selbsterregter Druck-/Flammenschwingungen in technischen Verbrennungssystemen

Auftretenden Verbrennungsinstabilitäten liegen unterschiedliche Mechanismen hinsichtlich der Energiezufuhr für die Anregung und Erhaltung der Schwingungen zugrunde. Die Schwingungen können zum einen durch "äußere" Störungen, wie z. B. durch Kompressoren oder Gebläse verursachte Strömungsstörungen, angeregt werden, welche zwar dem schwingungsfähigen System die Frequenz der Schwingung aufprägen, aber nicht ursächlich mit dem Verbrennungsprozess verbunden sind. Infolgedessen ist für die Aufrechterhaltung dieser Schwingungen keine Rückkopplung zwischen der anregenden Quelle und den entstandenen Druckschwingungen gegeben oder erforderlich. In der Regel können solche fremderregte Instabilitäten nach der Identifizierung der Störquelle durch geeignete Änderung der Geometrie bzw. der Strömungsführung unterdrückt oder beseitigt werden.

Bei der Diskussion möglicher Rückkopplungsmechanismen zur Entstehung und Erhaltung selbsterregter Druck-/Flammenschwingungen in technischen Verbrennungssystemen wird zwischen flammeninternen Rückkopplungen und System-Rückkopplungen unterschieden. Flammeninterne Rückkopplungen sind durch die Rückkopplung periodischer Störungen in der Flamme bzw. in einer Flammenzone gekennzeichnet. Den periodischen Zündinstabilitäten vollturbulenter Drallflammen liegen flammeninterne Rückkopplungen zugrunde, bei denen die Entstehung der Zündschwingungen durch die Konkurrenz zweier bezüglich einer Temperatur- bzw. Dichteänderung des Fluides instabiler Strömungszustände hervorgerufen wird (siehe Abschnitt 2.1.3 und /55/). Bei System-Rückkopplungen muss zur Erhaltung der Schwingung eine Rückkopplung über die Anlagenkomponenten (z.B. Brenner-Flamme-Brennkammer) in einem eingeschlossenen Verbrennungssystem erfolgen so, dass die Ausbildung einer abgasseitigen Resonanz der statischen Druckschwingungen zur Modulation der aus dem Brenner austretenden Massenströme (Brennstoff- und Luftmassenstrom) führt.

Diese weitaus komplexeren System-Rückkopplungen sind die "selbsterregten" oder "thermoakustischen" Schwingungen, deren Anregung und Erhaltung in einem geschlossenen Rückkopplungskreis stattfindet, welcher mindestens aus den drei Komponenten Flamme, Brenner und Brennkammer besteht. Dabei fungiert die Flamme d.h. die zeitabhängige, instationäre Wärmefreisetzungsrates der exothermen Verbrennungsreaktion in der Diffusionsflamme als Schwingungsenergiequelle zur Entstehung und Aufrechterhaltung der stabilen periodischen Druckschwingungen. Als auslösender Initialmechanismus ist zu vermuten, dass kleine und zufällige Störungen in einem schwingungsfähigen Verbrennungssystem durch Änderung der Reaktionsumsatzcharakteristiken der Flamme dann verstärkt werden, wenn eine energetisch ausreichende und phasenrichtige Rückkopplung anregender Störungen in dem geschlossenen Rückkopplungskreis stattfindet /23, 34, 35/. Daher sind für das physikalische Verständnis der komplexen Wechsel-

wirkungen zwischen periodisch-instationären Störungen, der Flamme als Energiequelle sowie Verstärker und geometrieabhängigen Gassäulen-Schwingungen in der Brennkammer die Kenntnisse über den wirksamen Rückkopplungsmechanismus unerlässlich. Aus den gewonnenen Erkenntnissen über die Wirkmechanismen können dann konstruktive Maßnahmen für die Vermeidung bzw. Unterdrückung der Schwingungen unter gleichen Betriebsbedingungen abgeleitet werden.

2.3.3.1 Selbsterregte Druck-/Flammenschwingungen in mit Flüssigbrennstoff betriebenen Diffusionsflammen im eingeschlossenen Verbrennungssystem

Die möglichen Rückkopplungsmechanismen zur Entstehung selbsterregter Druckschwingungen in Diffusionsflammen sind in der Abbildung 2.15 dargestellt.

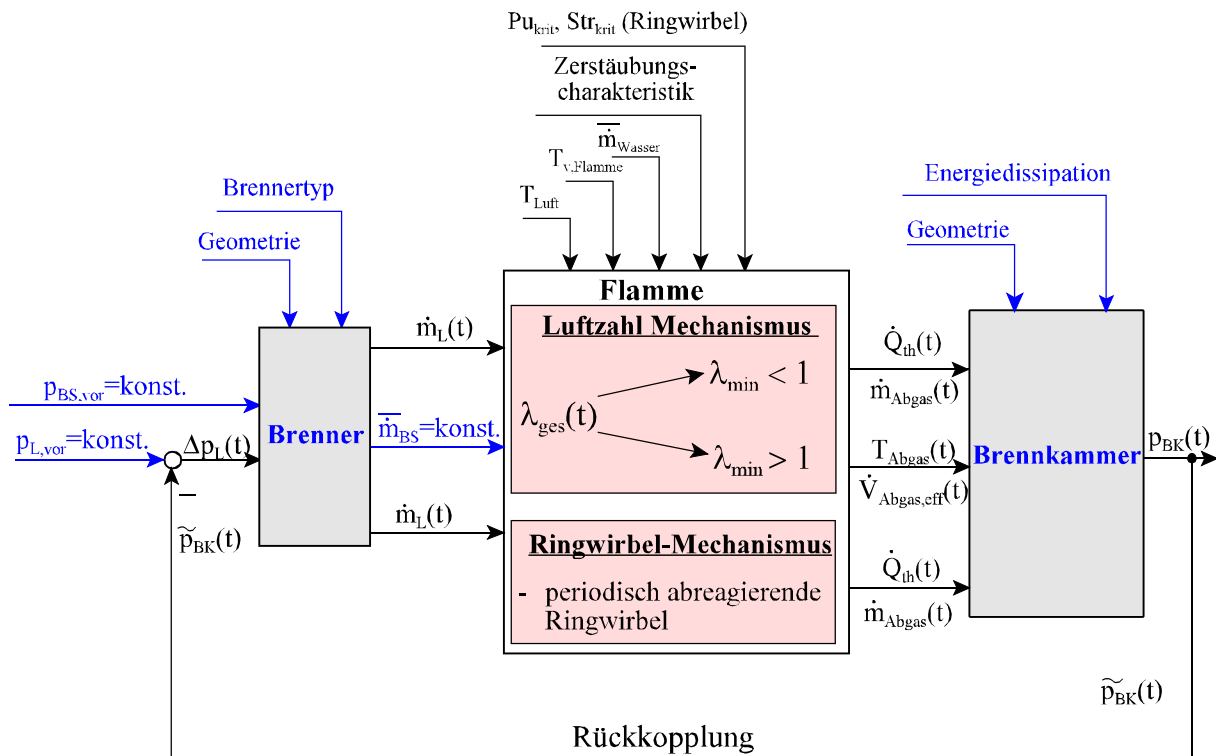


Abb. 2.15: Rückkopplungsmechanismen selbsterregter Druckschwingungen bei Diffusionsverbrennung

Der Rückkopplungskreis besteht im einfachsten Fall - ohne vor- und nachgeschaltete Anlagenteile - aus drei Komponenten (Brenner, Flamme, Brennkammer), die folgendermaßen zusammenwirken: Eine periodische Schwankung des statischen Druckes in der Brennkammer führt zu einer dem mittleren, aus dem Brenner austretenden Luftmassenstrom überlagerten, zeitabhängigen, periodischen Massenstromschwankung. Aufgrund des hohen Druckverlustes über die Brennstoffdüse ($\Delta p_{Düse} = 30-50$ bar) haben typische statische Druckschwankungen in der Brennkammer ($p_{BK,rms} \approx 400$ Pa) keinen signifikanten Einfluss auf den aus der Brennstoffdüse austretenden Brennstoffmassenstrom. Daher kann der Brennstoff-

massenstrom als konstant angesehen werden. Die periodische Änderung des Luftmassenstroms kann durch zwei unterschiedliche Mechanismen die Anregung und Aufrechterhaltung von periodischen Verbrennungsinstabilitäten ermöglichen: einerseits durch einen **Luftzahl-Mechanismus** /19, 21, 34, 35, 72/ in Hinblick auf ein sich periodisch änderndes Mischungsfeld, und andererseits durch einen **Ringwirbel-Mechanismus** /36, 37/, d.h. die Bildung von kohärenten, turbulenten Ringwirbelstrukturen mit zeitverzögertem, diffusiv gesteuertem Durchreagieren der Wirbelzonen (Abb. 2.15).

I) Luftzahl-Mechanismus

Beim **Luftzahl-Mechanismus** verursacht die periodische Änderung des Luftmassenstromes periodische Schwankungen der Gesamtluftzahl, welche - abhängig von der eingestellten mittleren Gesamtluftzahl - momentane Werte auch im unterstöchiometrischen Bereich ($\lambda_{\text{ges,min}}(t) < 1$) annimmt oder stets im überstöchiometrischen Bereich ($\lambda_{\text{ges,min}}(t) > 1$) bleibt. Aufgrund der nahstöchiometrischen mittleren Gesamtluftzahl ($\lambda_{\text{ges}} = 1.05-1.1$) bei konventionellen Verbrennungssystemen (z. B. Industriebrennern) kann die momentane Luftzahl durch die Luftzahlschwankungen ohne weiteres auch unterstöchiometrische Werte annehmen ($\lambda_{\text{ges,min}}(t) < 1$). Dadurch werden periodisch-instationäre Schwankungen der Wärmefreisetzungsrate (φ_{F}) und des nach einer charakteristischen Verzugszeit momentan anfallenden Abgasmassenstroms hervorgerufen, die wiederum die statischen Druckschwankungen in der Brennkammer verursachen (φ_{BK}) und nach dem in Abschnitt 2.3.2.2 eingeführten Rayleigh-Kriterium als periodische Energiezufuhr an die verlustbehaftete schwingende Gassäule in der Brennkammer wirken können. Die charakteristischen Verzugszeiten - wie bereits in Abschnitt 2.3.2.2 erwähnt - sind von den Zerstäubungscharakteristiken sowie von den Verdampfungs- und Mischungsprozessen abhängig und daher sehr schwierig zu berechnen. Die zeitlichen Schwankungen des statischen Druckes in der Brennkammer modulieren nun die Brennerausströmung als Gegendruck mit dem Ergebnis einer zeitlichen Änderung des aus dem Brenner austretenden Luftmassenstromes (φ_{Br}), wodurch der oben dargestellte Rückkopplungskreis geschlossen wird. Für eine selbsttätige Verstärkung periodischer Störungen bzw. für die Erhaltung vollausgebildeter Druckschwingungen ist eine phasenrichtige Überlagerung unter Erfüllung des Nyquist-Kriteriums erforderlich (Gleichung 2.32). Die eingetragenen Phasendifferenzwinkel der Gleichung (2.32) können bezüglich Abbildung 2.15 wie folgt definiert werden:

$$\varphi_{\text{FI}} = \varphi_{\tilde{Q}_{\text{th}} - \tilde{m}_{\text{L}}}, \quad \varphi_{\text{Br}} = \varphi_{\tilde{m}_{\text{L}} - \tilde{p}_{\text{BK}}}, \quad \varphi_{\text{BK}} = \varphi_{\tilde{p}_{\text{BK}} - \tilde{Q}_{\text{th}}} \quad (2.33)$$

Die Phasenwinkel der Brennkammer und des Brenners sind hauptsächlich von deren Geometrie abhängig. Der durch die Diffusionsflamme verursachte Phasenwinkel ist für die Durchführung der Stabilitätsanalyse von besonderer Bedeutung, da diese, abgesehen von ihrer Frequenzabhängigkeit, auch eine starke Abhängigkeit von den Zerstäubungscharakteristiken und von den Verdampfungs- sowie Mischungsprozessen aufweist.

In Gasturbinenbrennkammern liegen jedoch alle Momentan-Werte der Luftzahlschwankungen aufgrund der vorliegenden hohen, zeitlich mittleren Luftzahlen ($\lambda_{\text{ges}} > 2$) im überstöchiometrischen Bereich und führen daher im Wesentlichen lediglich zur Änderung der Abgastemperatur und des Abgasvolumenstromes

(Abb. 215 und Abb. 2.16). Die Änderung des Abgasvolumenstroms verursacht aber ebenfalls periodische Druckschwingungen in der Brennkammer, die ihrerseits Schwingungen des aus dem Brenner austretenden Luftmassenstromes initiiert, womit der Rückkopplungskreis geschlossen wird.

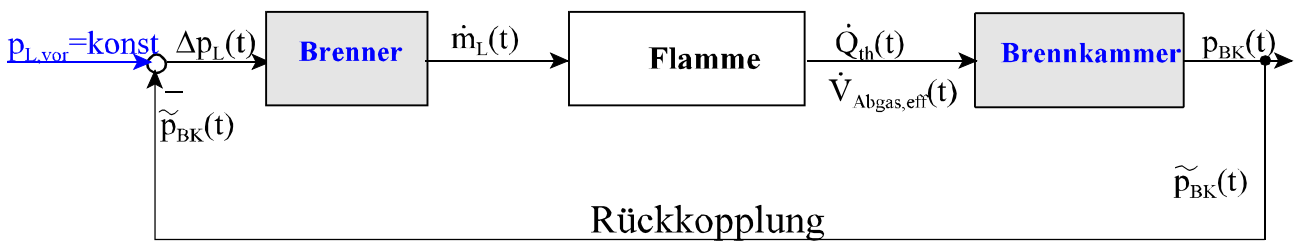


Abb. 2.16: Rückkopplungsmechanismus selbsterregter Druckschwingungen durch Änderung des Abgas-volumenstromes

In der Abbildung 2.17 sind die Schwingungen des Abgasvolumenstromes durch die periodische Schwankung des Gesamtluftmassenstromes anhand einer Beispielrechnung verdeutlicht. Die Rechnung wurde für eine Heizöl-Diffusionsflamme und eine momentane Luftzahl unter Annahme vollständigen Reaktionsumsatzes ($\lambda_{ges}(t) > 1$), adiabater und isobarer Reaktionsführung und undissoziierter Reaktionsprodukte durchgeführt. Der Reaktionsumsatz erfolgt aufgrund der durch die Schwankungen des aus dem Brenner austretenden Gesamtluftmassenstroms erzeugten Luftzahlschwankung (Gleichungen 2.34 und 2.35) auf unterschiedlichen Temperaturniveaus, welche die Menge des Abgasvolumenstroms bei konstant zugeführtem Brennstoffmassenstrom bestimmen (Gleichung 2.36).

$$\dot{m}_L(t) = \bar{m}_L + \hat{m} \cdot \sin t/t_p \tag{2.34}$$

$$\lambda_{ges} = \frac{\dot{m}_L(t)}{\dot{m}_{L,min}} \tag{2.35}$$

$$\dot{V}_{AG}(t) = \dot{V}_{AG,min} + (\dot{V}_L(t) - V_{L,min}) \tag{2.36}$$

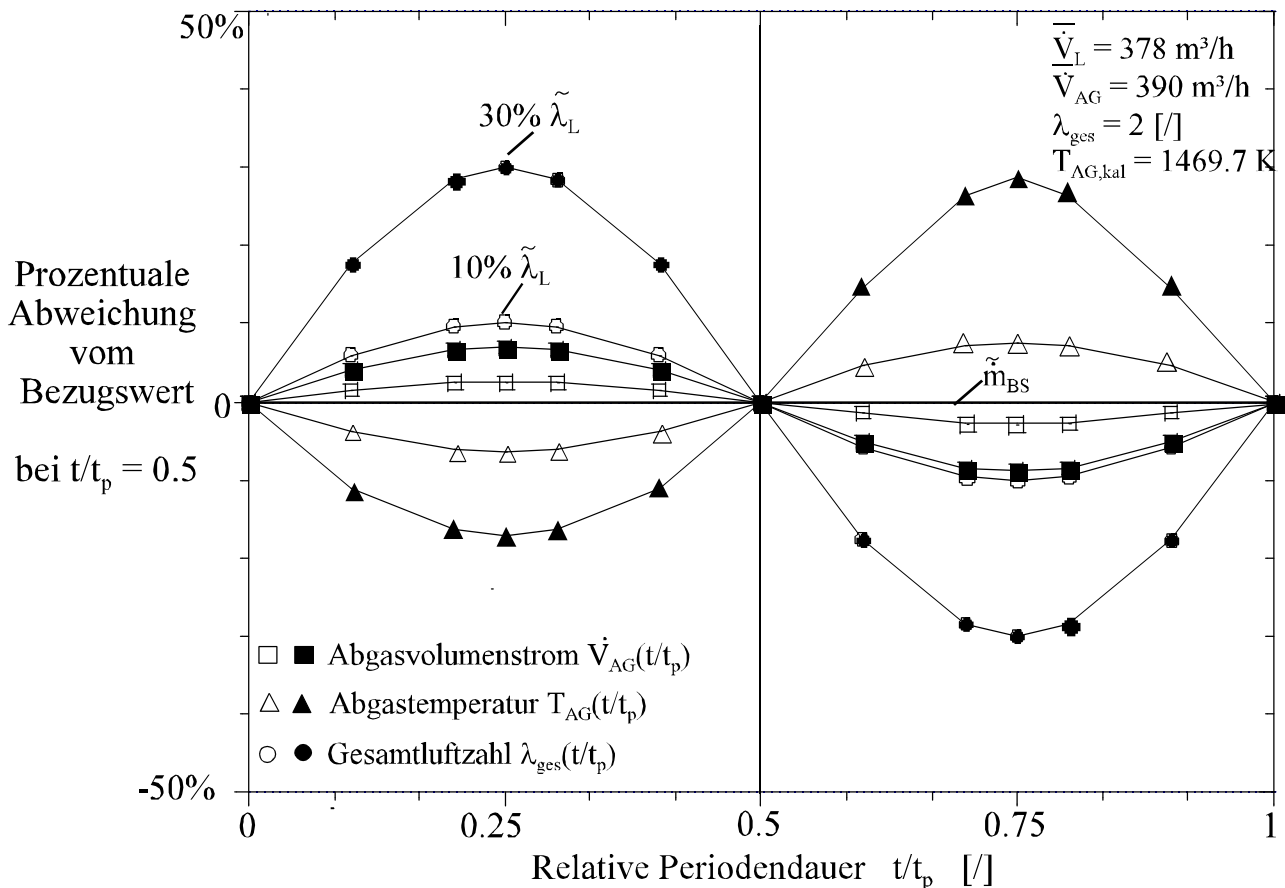


Abb. 2.17: Einfluss der Luftzahlschwankungen auf die Schwankungen des Abgasvolumenstromes bei einer Diffusionsflamme mit konstantem Brennstoffmassenstrom $\dot{m}_{BS} = \text{konstant}$

Hierfür wurde die kalorimetrische Abgastemperatur berechnet.

$$T_{Ag,kal} = 273 + \frac{Hu + q_{Luft}}{\dot{V}_{AG}(t) \cdot c_{p,AG}} \quad (2.37)$$

Man erkennt in Abbildung 2.17 eine zur Luftmassenstromschwankung bzw. Luftzahlschwankung gleichphasige ($\varphi_{(\dot{V}_{AG} - \lambda_{ges})}(\omega) = 0^\circ$) Schwankung des Abgasvolumenstromes. Bei einer 10%igen oder 30%igen Schwankung des Luftmassenstromes um den mittleren Luftmassenstrom erhält man eine ca. 2.5%ige bzw. 7%ige Schwankung des Abgasvolumenstroms bei einem mittleren Abgasvolumenstrom von $\dot{V}_{AG} = 390 \text{ m}^3/\text{h}$. Aufgrund der relativen Auftragung der oben erwähnten Größen nehmen die Luftzahlschwankungen und Luftmassenstromschwankungen den gleichen Verlauf an.

II) Ringwirbel-Mechanismus

Sind bei vollturbulenten Diffusionsflammen infolge der selbsterregten oder zwangserregten Modulation der Brennerausströmung im instationären Anregungsbereich bestimmte Bedingungen hinsichtlich Amplitude und Frequenz der Luftmassenstromschwankung erfüllt, wird die Ausbildung kohärenter, turbulenter Ringwirbelstrukturen beobachtet /36, 37/ (Abb. 2.18). Diese Ringwirbelstrukturen entstehen

durch das trägheitsbedingte Einrollen der äußeren, abgelösten Strömungsgrenzschicht der Brennerausströmung infolge der durch Gegendruckschwingungen bedingten Beschleunigung/Verzögerung der Brennerausströmung. Die aus dem Brenner austretenden Fluidmassen sind mit unterschiedlichen momentanen Axialgeschwindigkeiten $\bar{u}_{Br}(t)$ versehen. Die Fluidbereiche mit geringerer Axialgeschwindigkeit werden von den zeitlich später austretenden Fluidmassen, die mit höheren Geschwindigkeiten austreten, eingeholt, so dass die langsameren Fluidmassen dadurch beschleunigt werden. Die ankommenden, schnelleren Fluidmassen weichen aufgrund ihrer Massenträgheit teilweise radial aus. Die durch den radial abströmenden Massenstrom entstehenden, lokalen Verbreitungen des periodisch-instationären Strömungsfeldes bilden die ersten kohärenten Strukturen, aus denen dann Ringwirbel entstehen /55/. Während der Ringwirbelbildung wird ein von der Amplitude und der Frequenz der Luftmassenstromschwankung abhängiger Anteil des momentan aus dem Brenner austretenden Brennstoffes und der momentan aus dem Brenner austretenden Verbrennungsluft mit dem Umgebungsmedium in den Wirbel eingeschlossen (Abb. 2.18).

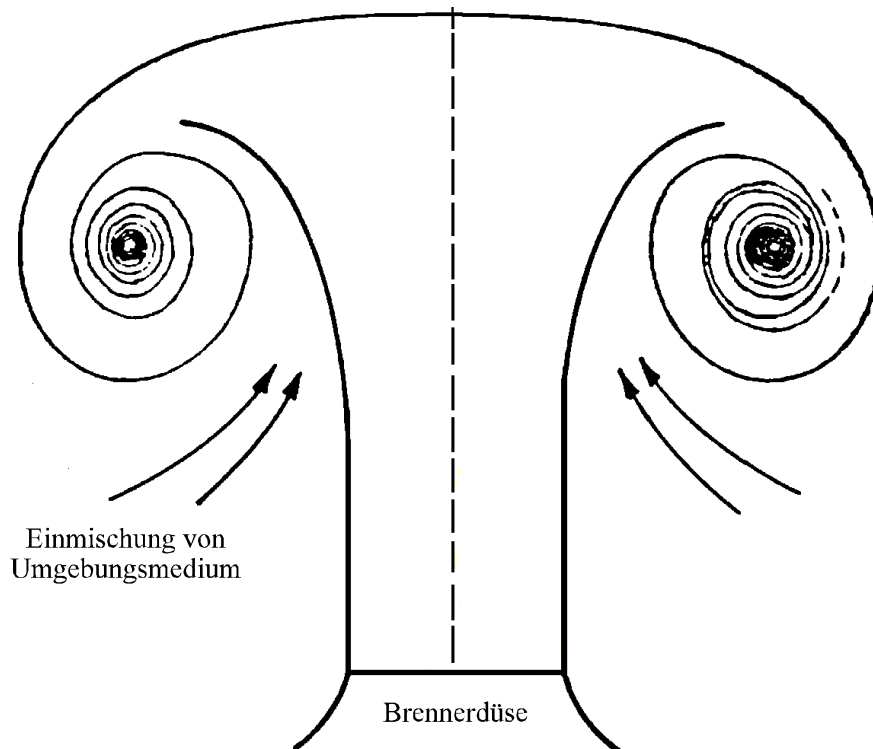


Abb. 2.18: Schematische Darstellung von Ringwirbelstrukturen /25/

In eingeschlossenen Diffusionsflammen handelt es sich bei dem Umgebungsmedium um Abgas, welches mit in den Wirbel eingerollt und infolge schnellerer, turbulenzbedingter Austauschvorgänge mit der Luft und dem Brennstoff intensiv vermischt wird. Experimentelle Untersuchungen zeigen, dass bei Diffusionsflammen mit Flüssigbrennstoffen hauptsächlich die relativ kleinen Tropfen ($d_0 = 5-20 \mu\text{m}$) mit dem sie umgebenden Gas radial in die Ringwirbelstruktur eingerollt und die größeren Tropfen in der Hauptströmung weiter abtransportiert werden /73/. Nachdem der eingedüste Flüssigbrennstoff mit in

den Wirbel gelangt ist, kann sich ein zündfähiges Gemisch bilden, das nach Erreichen der Zündtemperatur sehr schnell abreagiert. Die periodische, schnelle Abreaktion dieses zündfähigen Gemisches im Wirbel verursacht eine periodische Wärmefreisetzung, verbunden mit den Schwankungen des momentan anfallenden Abgasmassenstromes, wodurch entsprechend der Druckübertragungscharakteristiken der in der Brennkammer eingeschlossenen Abgassäule eine erneute Störung des statischen Druckes in der Brennkammer hervorgerufen wird. Dadurch schließt sich der physikalische Wirkungskreis, und bei einer phasenrichtigen und energiereichen Rückkopplung können die ursächlichen Störungen verstärkt werden. Die Bedingungen für die Ausbildung der Ringwirbelstrukturen in periodisch instationären Strömungsfeldern werden in der Regel durch die dimensionslose Strouhal-Zahl Str und den Pulsationsgrad Pu bestimmt /72/. Der Pulsationsgrad Pu charakterisiert die Amplitude der angeregten Strömungen $\hat{\dot{m}}_D$ und ist ein Maß für die relative Stärke (im Verhältnis zum zeitgemittelten Massestrom) der periodischen Massenstromanregung am Brenneraustritt:

$$Pu = \frac{\hat{\dot{m}}_{D,rms}}{\bar{\dot{m}}_D} \quad (2.38)$$

Die Strouhal-Zahl charakterisiert die Frequenzen f_{puls} der angeregten Strömungen in dimensionsloser Form:

$$Str = \frac{d_{\text{äq}} \cdot f_{puls}}{\bar{u}_{D,x}} \quad (2.39)$$

mit: $d_{\text{äq}}$ der äquivalente Brennerdurchmesser, d.h. der fiktive Durchmesser eines äquivalenten Düsenaustrittsquerschnitts

Für die Bildung der ersten Ringwirbelstrukturen in einem vorgegebenen Verbrennungssystem (Brennergeometrie, Leistung und Luftzahl) ist eine Mindeststörung der Brennerausströmung erforderlich. In neueren Untersuchungen /74/ wurden durch zwangserregte (mit einer vorgegebenen Anregungsfrequenz f_{puls} und Anregungsamplitude $\hat{\dot{m}}_{FG}$), pulsierte, vollturbulente Modellströmung die Bedingungen für die Bildung periodischer Ringwirbelstrukturen im turbulenten, periodisch-instationären Strömungsfeld in Abhängigkeit von den Parametern Pulsationsgrad Pu und Strouhal-Zahl Str bestimmt. Abbildung 2.19 repräsentiert die bei fremderregt-pulsierende, Strömung ermittelten kritischen Frequenzen und Amplituden der Mindeststörung $(Pu/Str)_{krit}$ für verschiedene turbulente, drallbehaftete Strömungen (Variation der Drallzahl und des Durchsatzes) /74/. Die ermittelten kritischen Parameterwerte $(Pu/Str)_{krit}$ im pulsierenden isothermen Strömungsfeld charakterisieren somit die fluiddynamischen Bedingungen für das Auftreten erster periodischer Ringwirbelstrukturen im brennernahen Bereich. Bei allen untersuchten Strömungszuständen nimmt der Mindest-Pulsationsgrad hyperbelartig mit zunehmender Anregungsfrequenz ab, d.h. bei hohen Störfrequenzen ist der erforderliche Mindest-Anregungsgrad für die Bildung erster Ringwirbelstrukturen sehr gering.

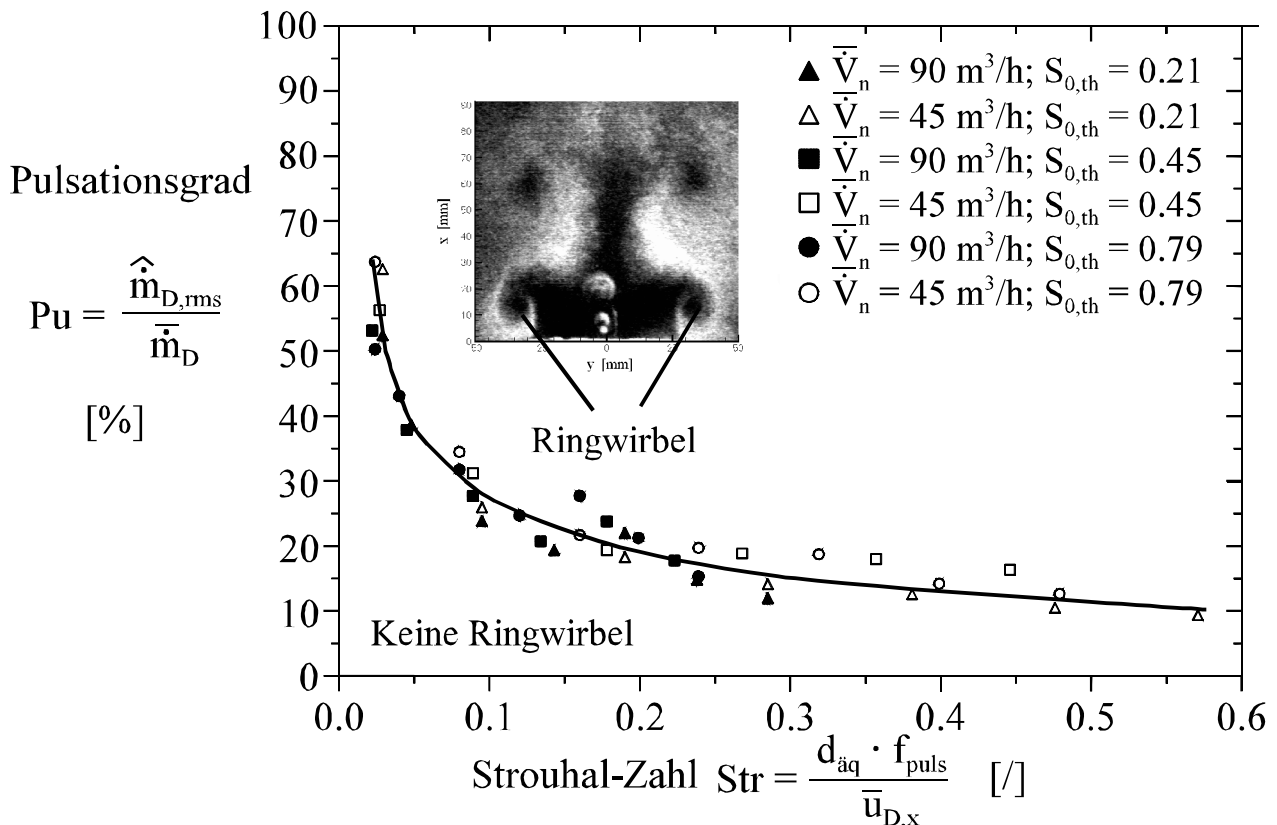


Abb. 2.19: Fluiddynamische Bedingungen zur Charakterisierung des pulsierenden, drallbehafteten Strömungsfelds für die Ausbildung kohärenter Ringwirbelstrukturen /74/

2.3.4 Zusammenhang zwischen isothermen Strömungsstörungen und Verbrennungsinstabilitäten

Die Entstehung selbsterregter Druckschwingungen ist zwar nicht notwendigerweise an das Auftreten isothermer Strömungsstörungen gebunden; es liegt aber nahe anzunehmen, dass diese Strömungsstörungen die Ausbildung von Druck-/Flammenschwingungen über die periodisch zeitliche Anregung des in die Flamme eintretenden Gemischmassenstromes - im Falle der Vormischflamme - oder Brennstoff- und Luftmassenstromes - im Falle der Diffusionsflamme - begünstigen. Für industrielle Verbrennungssysteme wurde bei unterschiedlichen Konstruktionsprinzipien häufig das Auftreten von Verbrennungsinstabilitäten gemeinsam mit periodischen Störungen des turbulenten Strömungsfeldes festgestellt /61, 62, 63, 64/. Hierbei ist das Zusammenwirken von periodischen Strömungsstörungen mit dem Auftreten von großskaligen, reaktionsfähigen Ringwirbelstrukturen von besonderer Bedeutung. In diesen Fällen existieren am Brenneraustritt starke, periodische Schwankungen der axialen Geschwindigkeit mit Amplituden bis zu 25% des mittleren Geschwindigkeitsniveaus und ausgeprägten Vorzugsfrequenzen, deren Kombination über die Ausbildung erster kohärenter Ringwirbelstrukturen entscheidet. Wie bereits in dem vorangegangenen Abschnitt erwähnt, erfolgt eine Abreaktion des in den Wirbel eingeschlossenen Brennstoffdampfes durch Einrollen von Brennstoffdampf und heißen Abgasen sowie hohe turbulente Mischungsintensität innerhalb der Ringwirbel. Die sehr schnelle Reaktion des Brennstoffdampf/-Luftgemisches und die damit verbundene erhöhte momentane Wärmefreisetzungsrate verursacht eine Erhöhung des momentan anfallenden Abgasvolumenstromes, woraus ein schneller Anstieg des statischen

Druckes in der Brennkammer mit Rückwirkung auf die isotherme, turbulente Brennerausströmung resultiert. Erfolgt diese Rückwirkung auf die Brennerausströmung in der richtigen Phasenlage (Abschnitt 2.3.2.2), so wird die ursächlich schwache z. B. durch isotherme Strömungsinstabilitäten hervorgerufene zeitlich Modulation des aus dem Brenner austretenden Luftmassenstromes erheblich verstärkt mit der Konsequenz der Ausbildung der nächsten Generation größerer kohärenter Ringwirbelstrukturen.

Bei den im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Brennersystemen wurden innerhalb des isothermen Strömungsfeldes tatsächlich periodische Störungen festgestellt. Aufgrund der ausgeprägten Abhängigkeit der Verbrennungsschwingungen von der Strömungsgeschwindigkeit bzw. von den strömungsmechanischen Bedingungen sowie von den vorhandenen instabilen Bereichen des Strömungsfeldes wurden daher nähere Untersuchungen der isothermen Strömungsstörung am Brenneraustritt durchgeführt, um einen eventuell bestehenden Zusammenhang zwischen Strömungsstörungen und Ausbildung selbsterregter Druck-/Flammenschwingungen nachzuweisen (siehe Abschnitt 5.5).

2.4 Eigenschaften des turbulenten Freistrahls (hinsichtlich der Wassereinspritzung in die Diffusionsflamme)

Bei den im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen wurde das Wasser zwecks Reduzierung der Flammentemperatur aus den Wasseraustrittsbohrungen ($n_B = 8, 12, 16$), die um die zentrale Heizölzerstäuberdüse angeordnet waren, in die Flamme eingedüst. Jeder Wasserstrahl konnte sich unbeeinflusst von Wänden ausbreiten und hatte, je nach Anzahl der Wasseraustrittsbohrungen, Reynoldszahlen bis ca. 4000 (siehe Anhang 7.8).

Das einfachste Beispiel einer Axialstrahlströmung ist ein Luftstrahl von Raumtemperatur, der aus einer Düse mit einem kreisrunden Düsenaustrittsquerschnitt (Durchmesser d_0) in einem "unbegrenztem" Volumen ruhender Luft eintritt. Dabei wird für das ganze Strömungsfeld des Freistrahls konstanter Druck als Randbedingung vorausgesetzt ($p(r) \approx p_{\text{Umgebung}}$). Bei der Berechnung des Strahlimpulses in axialer Richtung werden die turbulente Anteile vernachlässigt (vgl. 2.13), und es ergibt sich folgende Gleichung:

$$\bar{\dot{I}}_{\mathbf{x}} = 2\pi \int_0^{r_{\text{Strahl}}} \rho \bar{u}^2 r dr \quad (2.40)$$

Aus:

$$\bar{\dot{m}} = 2\pi \int_0^{r_{\text{Strahl}}} \rho \bar{u} r dr \quad (2.41)$$

folgt die mittlere Impulskraft errechnet mit den mittleren Größen:

$$\bar{\dot{I}}_{\mathbf{x}}(\mathbf{x}) = \bar{\dot{m}}(\mathbf{x}) \cdot \bar{\mathbf{u}}_0(\mathbf{x}) \quad (2.42)$$

Im Falle eines vorhandenen Geschwindigkeitsgradienten zwischen Strahl und ruhenden Umgebung treten Reibungskräfte auf, welche dazu führen, dass das Umgebungsmedium durch den Axialstrahl mitgerissen wird ("Entrainment"). Bei abweichender Temperatur des Strahlmediums gegenüber der ruhenden Umgebung bzw. eines Dichteunterschiedes zwischen Umgebung und Axialstrahl wird der turbulente Impulsaustausch von einem Wärme- bzw. Stoffaustausch überlagert, wobei der Austausch von Impuls langsamer ist als der von Wärme und Stoff. In Abbildung 2.20 ist das Strömungs- und Mischungsfeld eines turbulenten Freistrahls dargestellt.

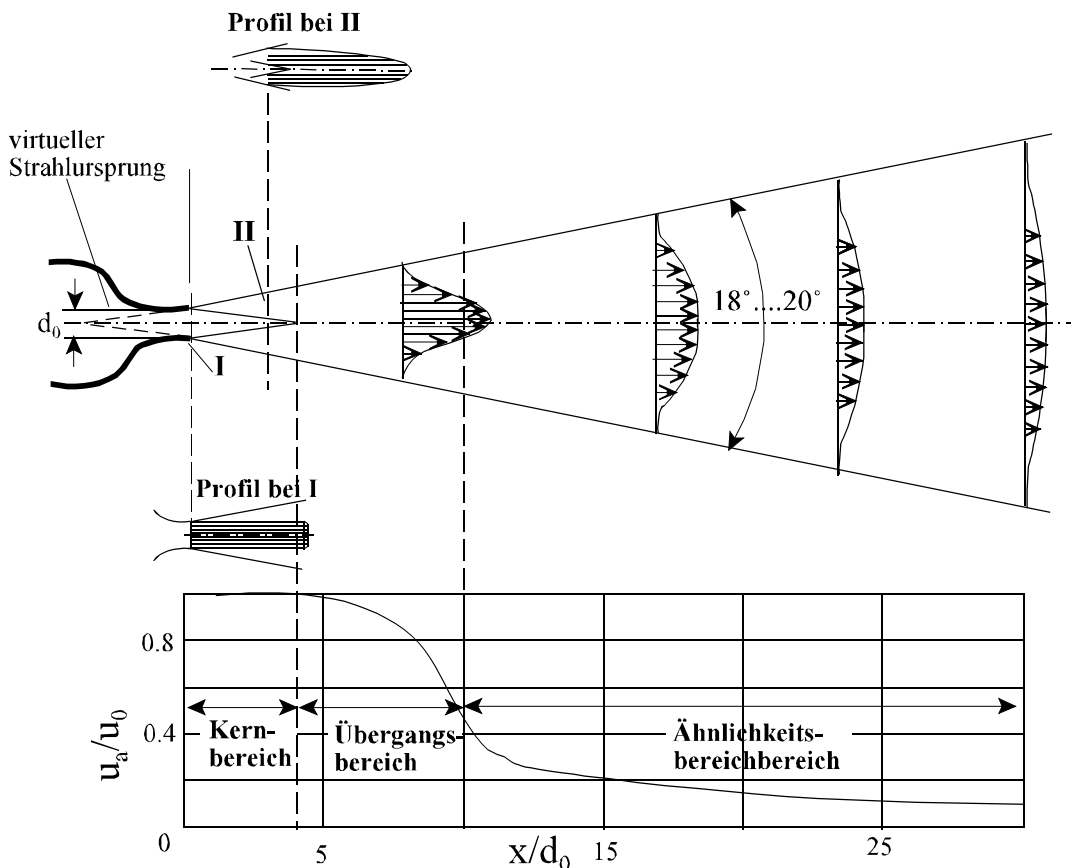


Abb. 2.20: Entwicklung und Struktur eines vollturbulenten Freistrahls /59/

Bei vollturbulenten Freistrahlen mit Rechteckgeschwindigkeitsprofil unterscheidet man längs der Strahlachse (x) - bezüglich der radialen Verteilung der mittleren Axialgeschwindigkeit $u(x,r)$, der Spezieskonzentration $c(x,r)$ und der Temperatur $T(x,r)$ 3 Bereiche: Kern-, Übergangs- und Ähnlichkeitsbereich. Im **Kernbereich** ($x/d_0 = 0-4$) existiert ein von der Strahlerturbulenz unbeeinflusster "Potentialkegel", in dem die Strömung bzw. die Strömungsgeschwindigkeit den Zustand in der Düsenmündung beibehält und von einer ringförmigen turbulenten Austauschzone umschlossen ist. Es folgt bis $x/d_0 = 4-10$ ein **Übergangsbereich**, in dem bereits ein Turbulenzaustausch über den gesamten Strahlquerschnitt herrscht und die im Kernbereich entstandenen Profile der Geschwindigkeit, Temperatur und Konzentration sich langsam umbilden. Für vollturbulente Strahlen besteht im anschließend folgenden **Ähnlichkeitsbereich** ($x/d_0 \geq 10$) Selbstähnlichkeit der Radialprofile von Geschwindigkeit $u(r)$ und

Massenkonzentration $c(r)$ des Ausgangsstrahlmedium so, dass die Verteilung der Profile in allen Querschnittsebenen senkrecht zur Hauptströmungsbereich durch die gleiche Funktion beschrieben werden kann (Abb. 2.20) /59, 75/.

Die experimentellen Untersuchungen zeigen einen konstanten Strahlwinkel von ca. 19° im Ähnlichkeitsbereich. Dieser Winkel ist jedoch nicht exakt definierbar, da die Geschwindigkeit u zum Strahlrand hin asymptotisch gegen Null geht. Aus diesem Grund wurde als definiert messbare Größe der Halbwertwinkel, d.h. der Winkel, bei dem die Geschwindigkeit, Konzentration oder Temperatur auf die Hälfte des Achswerts reduziert ist, verwendet. Somit werden die Axial- und Radialprofile von Geschwindigkeit und Konzentration für vollturbulente Axialstrahl wie folgt beschrieben /75/:

$$\frac{u_a(x)}{u_0} = \frac{6.2}{x/d_0} \quad \text{bzw.} \quad \frac{c_a(x)}{c_0} = \frac{5.0}{x/d_0} \quad (2.43)$$

$$\frac{u(r)}{u_a} = \exp\left[-\ln 2 \cdot \left(\frac{r}{r_u}\right)^2\right] \quad \text{bzw.} \quad \frac{c(r)}{c_a} = \exp\left[-\ln 2 \cdot \left(\frac{r}{r_c}\right)^2\right] \quad (2.44)$$

mit: u_a Achsgeschwindigkeit
 c_a Achswert der Konzentration des Strahlmediums
 r_u, r_c Halbwertradien

Mit der Länge x nehmen die Geschwindigkeit u_a und die Konzentration c_a ab und die Halbwertradien r_u, r_c zu, da die fortschreitende Einmischung des Umgebungsmediums in den Strahl einen zunehmenden Abbau von Geschwindigkeit und Konzentration sowie eine zunehmende Strahlverbreiterung verursacht. Zwischen den Halbwertradien besteht folgender Zusammenhang: $r_c = \sqrt{2} \cdot r_u$. Daraus ergeben sich die Zahlenwerte der dimensionslosen Kennzahlen der turbulenten Austauschgrößen (ϵ_i für Impuls-, ϵ_q für Wärme- und ϵ_c für Stoffaustausch):

$$sc_{\text{turb}} = \epsilon_i / \epsilon c = r_u / r_c = 1/\sqrt{2}, \quad Pr_{\text{turb}} = \epsilon_i / \epsilon q \approx 0.7 \quad \text{und} \quad Le_{w_{\text{turb}}} = \epsilon_q / \epsilon c = 1$$

Wenn die Austrittsströmung an Stelle der Gleichverteilung eine ausgeprägte Profilverteilung der Geschwindigkeit aufweist, werden für d_0 der äquivalente Austrittsdurchmesser d_{aq} und für u_0 die äquivalente Austrittsgeschwindigkeit u_{aq} eingesetzt /76/:

$$u_{\text{aq}} = \frac{\bar{\dot{I}}_0}{\bar{\dot{m}}_0}, \quad d_{\text{aq}} = \sqrt{\frac{4}{\pi} \cdot \frac{\bar{\dot{m}}_0^2}{\bar{\dot{I}}_0 \cdot \rho_0}}$$

Unter Berücksichtigung des Dichteverhältnisses von Strahlmedium und Umgebung gelten dann folgende Gleichungen:

$$\frac{u_a(x)}{u_0} = \frac{6.2}{x/d_0} \cdot \sqrt{\frac{\rho_{\text{Strahl}}}{\rho_{\text{Umg}}}} \quad (2.45)$$

$$\frac{c_a(x)}{c_0} = \frac{5.0}{x/d_0} \cdot \sqrt{\frac{\rho_{\text{Strahl}}}{\rho_{\text{Umg}}}} \quad (2.46)$$

Der Verlauf der turbulenten Strahl-(Massen)ansaugung vom Umgebungsmedium im Ähnlichkeitsbereich wird unter Berücksichtigung der Impulserhaltung des turbulenten Axialstrahles durch folgende Gleichung beschrieben /59/:

$$\frac{\dot{M}_a(x)}{\dot{M}_0} = 0.32 \cdot \frac{x}{d_0} \cdot \frac{\sqrt{\rho_{\text{Umg}}}}{\sqrt{\rho_{\text{Strahl}}}} \quad (2.47)$$

Für einen Axialstrahl in einem Umgebungsmedium mit geringerer Dichte ($\rho_{\text{Umg}} < \rho_{\text{Strahl}}$) bedeutet, dass zu einem bestimmten axialen Abstand vom Düsenaustritt x/d_0 weniger Umgebungsmediumsmasse angesaugt wird (Gl. 2.47). Im folgenden Diagramm sind beispielsweise die Geschwindigkeitsverläufe von im Rahmen dieser Arbeit eingestellten Wasserstrahlen dargestellt.

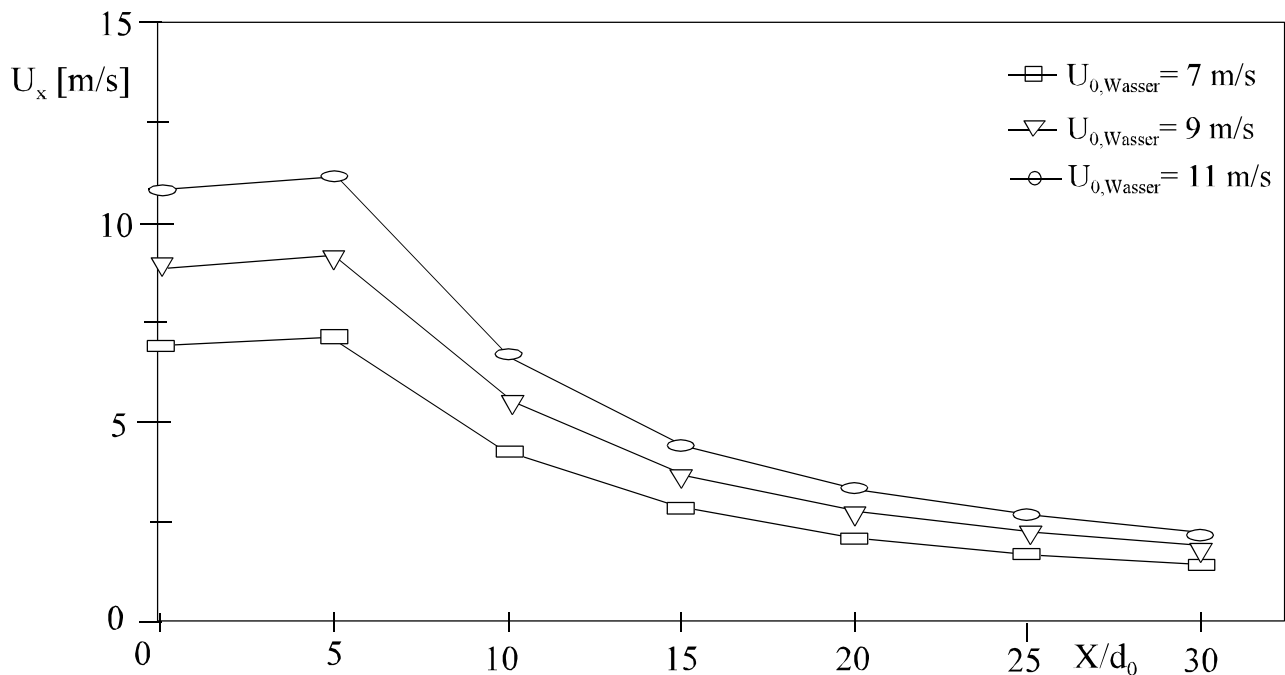


Abb. 2.21: Geschwindigkeitsverlauf des vollturbulenten Wasserfreistrahls längs der Strahlachse

2.5 Grundlagen der Drall-Druckzerstäubung

Bei der im Rahmen dieser Arbeit für die Zerstäubung des Brennstoffes Heizöl EL eingesetzten Zerstäuberdüse (siehe Kap. 3, Abb. 3.3 und 3.4) handelt es sich um eine Drall-Druckzerstäubungsdüse. Die Zerstäubungscharakteristik dieser Düse nimmt möglicherweise wesentlichen Einfluss auf das untersuchte Phänomen der Flammenschwingungen. Daher sollen in diesem Abschnitt die Grundlage der Drall-Druckzerstäubung sowie der Zusammenhang zwischen Düsenkonstruktion und Betriebsbedingungen einerseits und den Eigenschaften des Zerstäuberstrahls (Spray) andererseits dargestellt werden.

Die Zerstäubung von Flüssigkeiten ist bei zahlreichen technischen Prozessen in unterschiedlichen Anwendungsbereichen (bei landwirtschaftlichen Maschinen, Sprühtürmen, in der Lackierungs- und der Feuerungstechnik) von großer Bedeutung. Bei Verbrennungssystemen, die mit flüssigen Brennstoffen betrieben werden, wie z.B. Gasturbinenbrenner, Industriefeuerungen und Haushaltsbrenner, spielen die Zerstäubungseigenschaften für den Zündungsvorgang und die Flammenlänge, somit für die Auslegung der Brennkammer und für die Bildung von Schadstoffen, eine maßgebliche Rolle.

Bei der Zerstäubung von Flüssigbrennstoffen steht eine erhebliche Vergrößerung der Oberfläche des Flüssigkeitsvolumens, verbunden mit einer effektiven räumlichen Verteilung des Tropfensprays in der Flammenwurzel für einen intensiven Wärme- und Stoffaustausch zwischen Tropfen und Heißgasphase im Vordergrund. Je nach Anwendungsbereich sind unterschiedliche Zerstäubungseigenschaften wie z. B. Tropfengröße, Tropfengrößenverteilung und Impulsverhältnisse (Zerstäubungsstrahlimpuls, Impuls des Zerstäubungshilfsmediums) erforderlich. Hierfür stehen eine Vielzahl von Zerstäubungsprinzipien mit teilweise charakteristisch unterschiedlichen Eigenschaften zur Verfügung. In der Literatur ist ein vollständiger und systematischer Überblick über die wesentlichen Zerstäubertypen gegeben /77/.

Die einfachste Bauart von Düsen stellen die Druckzerstäuber dar, bei denen die Flüssigkeit ohne Hilfsmedium unter hohem Druck durch eine Bohrung gepresst wird. Die dadurch erzeugte hohe Flüssigkeitgeschwindigkeit führt dann nach Düsenaustritt zum Zerfall des Flüssigkeitsfilms oder-strahls sowie zur Tropfenbildung. Ausgehend von der Entwicklung und Verbesserung dieser Axial-Druckzerstäuber eroberte sich die sogenannte Drall-Druckzerstäuberdüse, auch bekannt unter dem Namen Hohlkegeldüse, eine Vielzahl von Anwendungsgebieten (Abb. 2.22).

Der hauptsächliche Anwendungsbereich der Drall-Druckzerstäuber ist die Zerstäubung von Flüssigbrennstoffen in Verbrennungssystemen von Gasturbinen bis hin zu Dieselmotoren, Flugzeugtriebwerken, Industrie- und Haushaltsbrennern. Die breiten Einsatzmöglichkeiten beruhen auf den durch diese Düsen erzeugten, relativ feinen Tropfen sowie auf der Temperaturbeständigkeit der Düsen und - in vielen Fällen wesentlich - auf ihrer ausreichenden Regelbarkeit. Im Rahmen dieser Arbeit wurden kommerzielle Drall-Druckzerstäuberdüsen zum Zerstäuben von leichtem Heizöl eingesetzt.

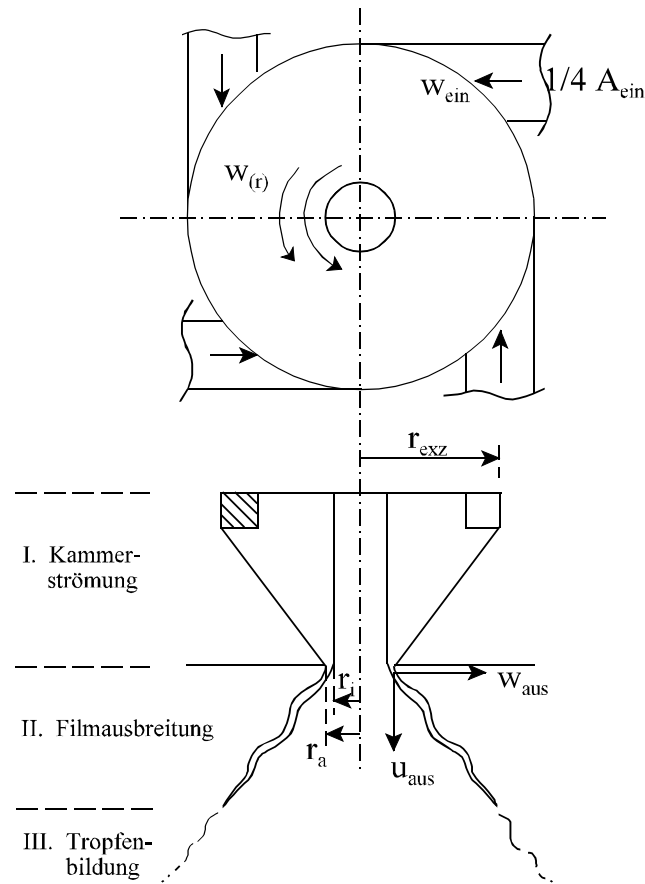


Abb. 2.22: Prinzip der Drall-Druckzerstäubung mit Tangentialkanälen zur Drallerzeugung /77/

2.5.1 Funktionsweise von Drall-Druckzerstäubern

Das Funktionsprinzip der Drall-Druckzerstäuber ist aus der Abbildung 2.22 ersichtlich. Die Flüssigkeit wird unter hohem Druck einer zylindrischen Drallkammer mit Tangentialkanälen zugeführt. Dadurch wird in der Drallkammer ein starkes Zentrifugalkraftfeld aufgebaut, das mit einem von der Drallkammerwand zur Achse verlaufenden radialen Druckgefälle im Gleichgewicht steht. Bei genügend hoher Drallstärke führt der so erzeugte radiale Druckgradient zur Ausbildung eines gasgefüllten Hohlkerns im Zentrum der Düsenkammer. Somit verlässt die Flüssigkeit die Düse als konzentrischer Film, breitet sich nach Düsenaustritt hohlkegelförmig aus, wird unter der Wirkung eigener Trägheitskräfte und angreifender Luftkräfte instabil und zerfällt in Tropfen. Deren Größenverteilung wird von der Fluideigenschaft Grenzflächenspannung wesentlich beeinflusst.

Bei der Zerstäubung von Flüssigbrennstoffen ist das entstehende Tropfenspektrum anwendungstechnisch von großer Bedeutung. Dabei beeinflussen die Tropfengrößen und die Tropfengrößenverteilung, aber auch der Sprühwinkel und die Impulsverhältnisse (Dreh- und Axialimpulsstrom) in besonderem Maße die Verdampfungsrate, die Zündstabilität der Flamme und den gesamten Verbrennungsablauf. Das

Zerstäubungsverhalten ist seinerseits abhängig von den Eigenschaften des Flüssigkeitsfilms und der Zerfallsvorgänge, d. h. von den Strömungsbedingungen an der Düsenmündung, die wiederum von der Düseninnenströmung und von den Fluideigenschaften (Grenzflächenspannung und Viskosität) geprägt sind. Im folgenden wird der Zerstäubungsvorgang durch die Abschnitte Düseninnenströmung, Strömung an der Düsenmündung und Tropfenentstehung unter der Annahme von Reibungsfreiheit der Strömungsvorgänge beschrieben.

2.5.2 Theoretische Ansätze zur Drall-Druckzerstäubung

2.5.2.1 Drallströmung in der Zerstäuberdüse

Für die Beschreibung des Strömungsverhaltens in den oben genannten Abschnitten und im Sinne der Übertragbarkeit der gewonnenen Ergebnisse zwischen geometrisch ähnlichen Düsen werden dimensionslose Ähnlichkeitskennzahlen für die Beschreibung der untersuchten Zustände verwendet /78, 79/. Zur Charakterisierung der Drallstärke, d.h. der relativen Stärke der auftretenden tangentialen und axialen Massenkräfte der Drehbewegung im Strömungsfeld, wird - wie bereits in Abschnitt 2.1.2 beschrieben - die dimensionslose Drallzahl S , definiert aus dem Verhältnis des Drehimpulsstromes \dot{D} (Gleichung 2.12) zum Axialimpulsstrom \dot{I} (Gleichung 2.13) verwendet. Zur Entdimensionierung dient ein Radius, bei Druck-Drallzerstäuberdüsen der Düsenmündungsradius r_a , als charakteristische Länge (siehe Abb. 2.22):

$$S = \frac{\dot{D}}{\dot{I} \cdot r_a} \quad (2.48)$$

In der Regel werden die turbulenten Schwankungsanteile (u' und w') der Fluidströmung gegenüber den zeitlichen Mittelwerten (\bar{w} , \bar{u}) vernachlässigt. In einer eingeschlossenen Drallströmung ist es nicht zweckmäßig, die Druckkraft miteinzubeziehen, da man in inkompressibler Strömung zu dem gesamten Druckfeld einen beliebigen konstanten Betrag addieren kann, ohne die Strömung zu ändern /41, 78/, mit anderen Worten es fehlt ein physikalisch sinnvoller Bezugsdruck.

Weiterhin werden in der Praxis (siehe Abschnitt 2.1.2) häufig einige Vereinfachungen für die Berechnung der Drallzahl getroffen, nämlich reibungsfreie Strömung und konstante mittlere Axialgeschwindigkeit \bar{u}_{aus} am Düsenaustrittsquerschnitt /78/. Allerdings ist zur Definition der Drallzahl nach Gl. 2.48 anzumerken, dass die in Abb. 2.22 dargestellte Filmaustrittsströmung offensichtlich in der Realität einen Axialimpulsstrom aufweist, der weit über \dot{I}_0 nach Gleichung 2.16 liegt. Die Drallzahl S ist daher als Vergleichsparameter nur für geometrisch ähnliche Düsen (einschließlich Drallerzeuger) anwendbar. Ein so berechnetes S hat somit nur die Bedeutung einer Ähnlichkeitskennzahl wie früher beschrieben. Als rein rechnerische Bezugsgröße für die Axialströmung dient die fiktiv gemittelte Ausströmungsgeschwindigkeit:

$$\bar{u}_{\text{ein}} = \frac{\bar{V}_{\text{Fl}}}{A_{\text{ein}}} \quad (2.49)$$

Bei Hohlkegeldüsen mit tangentialer Flüssigkeitszufuhr ergibt sich die Tangentialeintrittsgeschwindigkeit aus der Kontinuitätsgleichung:

$$\bar{w}_{\text{ein}} = \frac{\bar{V}_{\text{Fl}}}{A_{\text{ein}}} \quad (2.50)$$

Somit erhält man folgende Gleichung für Drehimpulsstromerzeugung:

$$\dot{D}_{0,\text{th}} = \dot{M}_{\text{Fl}} \cdot \frac{\dot{V}_{\text{Fl}}}{A_{\text{ein}}} \cdot r_{\text{exz}} = \frac{\dot{M}_{\text{Fl}}^2}{A_{\text{ein}} \cdot \rho_{\text{Fl}}} \cdot r_{\text{exz}} \quad (2.51)$$

mit: \dot{V}_{Fl} Volumenstrom der Flüssigkeit
 A_{ein} Querschnittsfläche am Düseneintritt (siehe Abb. 2.22)
 \dot{M}_{Fl} Massenstrom der Flüssigkeit
 r_{exz} Exzentrizität der Drallerzeugerkanäle (siehe Abb. 2.22)
 ρ_{Fl} Flüssigkeitsdichte

In der Realität tritt durch die Wandreibung in der Drallkammer ein gewisser Drehimpulsverlust φ , abhängig von der Reynoldzahl, ein:

$$\dot{D}_0 = \varphi \cdot \dot{D}_{0,\text{th}}; \quad \varphi = \varphi(\text{Re}) < 1 \quad (2.51)$$

$$\text{Re} = \frac{D_{0,\text{th}}}{v_{\text{Fl}} \cdot \dot{M}_{\text{Fl}}}$$

Der Drehimpuls-Verlustfaktor φ ist empirisch zu ermitteln; erfahrungsgemäß liegt φ für eine gut dimensionierte Dralldruckdüse bei 0.7 bis 0.85. Damit ist für einen gegebenen Drallerzeuger der am Düsenaustritt wirksame Drehimpulsstrom \dot{D}_0 abschätzbar.

2.5.2.2 Düseninnenströmung und Filmausbildung an der Düsenmündung

In der Literatur findet man verschiedene Modelle für die Berechnung der Auslaufströmung von Hohlkegeldüsen. Aufgrund der komplizierten Strömung mit zylindrischem Hohlkern in der Drallkammer wird die Strömung vereinfachend als reibungsfrei angenommen und das Tangentialgeschwindigkeitsprofil durch den Potentialwirbel beschrieben. Ein Ansatz zur Beschreibung der Strömung an der Düsenmündung geht von der im reibungsfreien Fall geltenden Bernoulli-Gleichung aus [80]. Wie in der Abbildung 2.22 dargestellt, bildet sich in der Düsenkammer ein luft- oder gasgefüllter koaxialer Hohlkern, um den die Flüssigkeit rotiert. Diese tritt dann als konzentrische Filmströmung mit einer von der Drallstärke abhän-

gigen Filmdicke an der Düsenmündung aus. Eine das reale Strömungsverhalten in guter Näherung wiedergebende Berechnung ist nach *Horvay /78/*, zurückgehend auf *Söhngen, Grigull /80/*, wie folgt möglich:

$$\dot{V}_{\text{Fl}} = \bar{u}_0 \cdot \pi(r_a^2 - r_i^2) = \bar{u}_0 \cdot 2\pi \cdot r_m \cdot \delta_0 \quad (2.52)$$

mit: r_i Innenradius des Filmes
 $r_m = 1/2 (r_a + r_i)$ mittlerer Filmradius
 $\delta_0 = r_a - r_i$ radiale Filmdicke
 \bar{u}_0 mittlere Axialgeschwindigkeit

Der Axialimpulsstrom des austretenden Films bei Vernachlässigung der statischen Druckverteilung ist:

$$\dot{I}_0 = \bar{u}_0^2 \cdot \rho_{\text{Fl}} \cdot \pi(r_a^2 - r_i^2) \quad (2.53)$$

Mit $\bar{w}_{0,a}$ als tangentialer Geschwindigkeitskomponente des austretenden Films am Filmaußenradius r_a (dabei wird die Strömungswandgrenzschicht in der Düsenaustrittsbohrung vernachlässigt) und unter der Voraussetzung, dass das Radialprofil der Tangentialgeschwindigkeit im Film (näherungsweise) dem Potentialwirbelgesetz folgt:

$$\bar{w}_0(r) = \frac{r_a}{r} \cdot \bar{w}_{0,a}$$

ergibt sich der Drehimpulsstrom \dot{D}_0 am Düsenaustritt:

$$\dot{D}_0 = \bar{u}_0 \cdot (\bar{w}_{0,a} \cdot r_a) \cdot \rho_{\text{Fl}} \cdot \pi(r_a^2 - r_i^2) \quad (2.54)$$

Damit lässt sich unter den genannten Voraussetzungen die effektive Austritt-Drallzahl der Filmströmung angeben:

$$S_{0,\text{eff}} = \frac{\dot{D}_0}{\dot{I}_0 \cdot r_a} = \frac{\bar{w}_{0,a}}{\bar{u}_0} \quad (2.55)$$

Die effektive Drallzahl ist somit gleich dem Quotienten aus Tangentialgeschwindigkeit am Außenradius (konstanter Querschnitt) und gemittelter Axialgeschwindigkeit im Düsenaustrittsquerschnitt.

Definiert man eine fiktive Drallzahl (wie sie in der Literatur gelegentlich als effektive Drallzahl angegeben wird) mit dem fiktiven Axialimpulsstrom, der einer über den gesamten Düsenaustrittsquerschnitt konstanten Axialgeschwindigkeit entsprechen würde, so gelten folgende Gleichungen:

$$\dot{I}_{0,\text{fiktiv}} = \dot{I}_0 \cdot \left(1 - \left(\frac{r_i}{r_a} \right)^2 \right) \quad (2.56)$$

$$S_{0,\text{fiktiv}} = \frac{\dot{D}_0}{\dot{I}_{0,\text{fiktiv}} \cdot r_a} = \frac{S_{0,\text{eff}}}{1 - \left(\frac{r_i}{r_a} \right)^2} \quad (2.57)$$

Der im Inneren der Düsenkammer nach experimentellen Beobachtungen /78, 79/ ideal zylindrische Hohlkern erweitert sich im Bereich der Düsenaustrittsbohrung etwas, bis am Düsenaustritt die endgültige Filmdicke δ_0 erreicht wird. Für den Flüssigkeitsstromfaden an der Hohlkernoberfläche gilt in sehr guter Näherung Reibungsfreiheit, d.h. er folgt der Bernoulli-Gleichung, wobei der statische Druck konstant und gleich dem Gasdruck im Inneren des Hohlkerns ist. Trotz der nur leicht divergenten Hohlkern-Oberfläche ist auch die der Divergenz entsprechende radiale Geschwindigkeitskomponente \bar{v} in der Bernoulli-Gleichung zu berücksichtigen. Um eine Aussage über die sich bei vorgegebener Düsenkammergeometrie und Drallstärke \dot{D}_0 (bzw. vorgegebener, fiktiver Drallzahl $S_{0,\text{fiktiv}}$) einstellende Ausströmfilmdicke δ_0 zu erhalten, wurde in der Literatur /78, 80/ folgende Gleichung unter Berücksichtigung der oben genannten Annahmen mit angegeben (siehe Anhang 7.5.1):

$$S_{0,\text{fiktiv}} = \sqrt{\frac{2m^2}{(1-m)^3}} \quad (2.58)$$

mit: $m = r^2/r_a^2$

In Abbildung 2.23 ist der normierte Hohlkernradius als Funktion des Drallparameters in reibungsfreien Fall dargestellt. Schließlich kann man die effektive Drallzahl an der Düsenmündung anhand der Gleichung 2.58 wie folgt beschreiben, was für die nachfolgende Beziehung der Filmausbreitung benötigt wird:

$$S_{0,\text{eff}} = S_{0,\text{fiktiv}} \cdot (1-m) \quad (2.59)$$

Die in Abbildung 2.23 dargestellte Abhängigkeit (siehe auch Gl. 2.58) wurde experimentell gut bestätigt /78/.

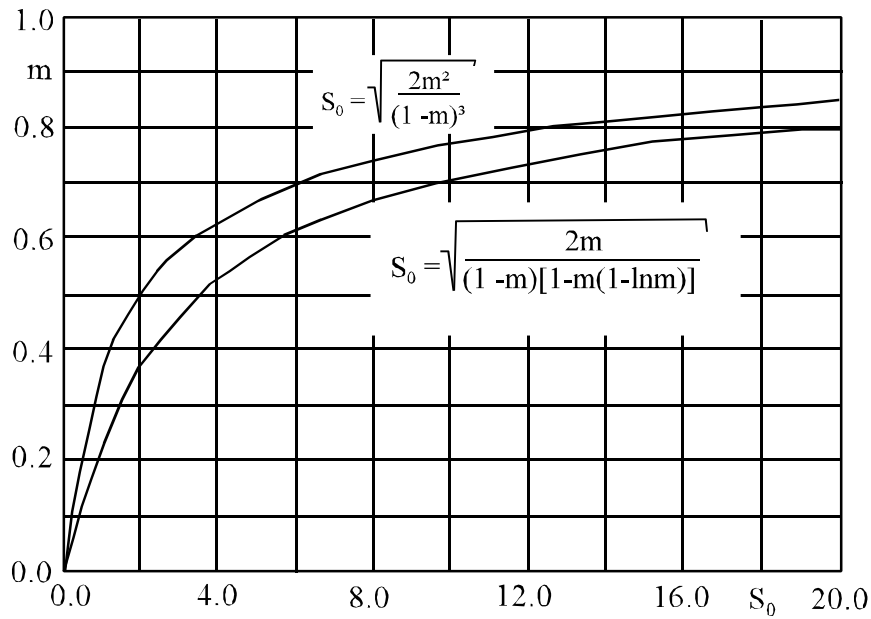


Abb. 2.23: Normierter Hohlkernradius als Funktion des Drallparameters im reibungsfreien Fall /78/

2.5.2.3 Ausbreitung des Flüssigkeitsfilms

Das Ausbreitungsverhalten des Flüssigkeitsfilms wird im wesentlichen durch die Geschwindigkeitskomponenten (Axial- und Tangentialgeschwindigkeit) am Düsenaustritt bestimmt. Bei niedrigen Austrittsgeschwindigkeiten zieht sich der Sprühkegel glockenförmig zusammen, hingegen breitet sich der Strahl bei höheren Geschwindigkeiten kurz nach dem Düsenaustritt nahezu hohlkegelförmig aus /81/ (Abb. 2.24).

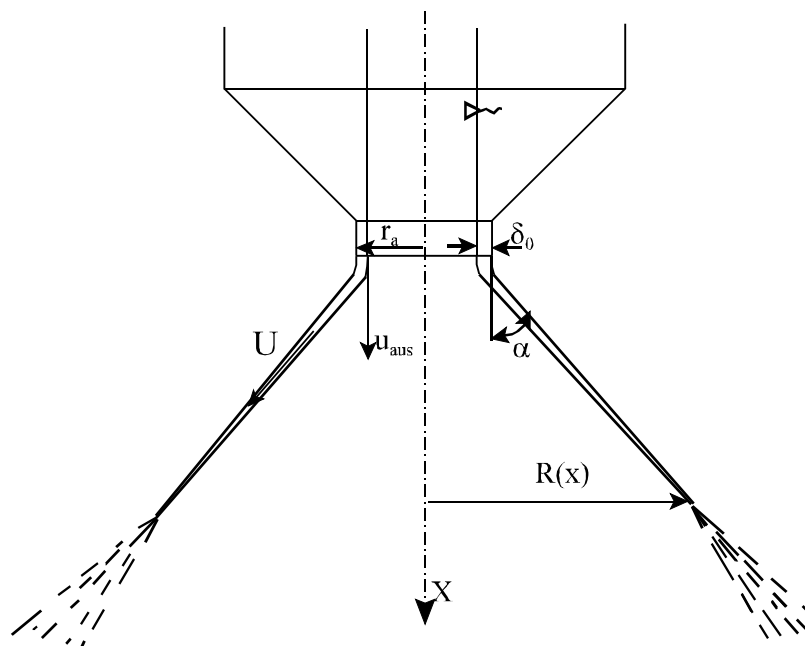


Abb. 2.24: Vereinfachtes Modell zur Filmausbreitung /81/

Geht man davon aus, dass der Brennstoff-Film die Drall-Druckzerstäuberdüse mit dem Axialimpulsstrom \dot{I}_0 und dem Drehimpulsstrom \dot{D}_0 verlässt, d.h. die Austritt-Drallzahl:

$$S_{0,\text{eff}} = \frac{\dot{D}_0}{\dot{I}_0 \cdot r_a} \quad (2.60)$$

entspricht, so bleiben \dot{I}_0 und \dot{D}_0 längs der (Hohlkegel-)Filmausbreitung näherungsweise - unter Vernachlässigung der fluidmechanischen Reibung zwischen Film und umgebenden Gas (Luft oder Heißgas in der Flamme) - konstant.

$$\dot{I}_x = \dot{I}_0 = \text{konstant}; \quad \dot{D}_x = \dot{D}_0 = \text{konstant}$$

mit: x als Axialkoordinate auf der Düsenachse

Da der Film sehr dünn ist, dürfen \bar{u} und \bar{w} der Filmströmung über die x -lokale Filmdicke konstant angegeben werden:

$$\bar{u}(x,r) = \bar{u}(x); \quad \bar{w}(x,r) = \bar{w}(x)$$

d.h. \bar{u} und \bar{w} hängen nur vom axialen Ausbreitungsweg (Düsenabstand x) ab:

$$\bar{u}(x) = \frac{\dot{I}_x}{\dot{M}_{\text{Fl}}} = \frac{\dot{I}_0}{\dot{M}_{\text{Fl}}} = \text{konstant} \quad (2.61)$$

$$\bar{w}(x) = \frac{\dot{D}_x}{\dot{M}_{\text{Fl}}} = \frac{\dot{D}_0}{\dot{M}_{\text{Fl}}} \cdot \frac{1}{R(x)} \sim \frac{1}{R(x)} \quad (2.62)$$

Demnach ist die Axialgeschwindigkeit des Films \bar{u} unter den getroffenen Annahmen x -unabhängig, während die Tangentialgeschwindigkeit \bar{w} gemäß Potentialwirbelgesetz variiert. Der statische Druck im Film wird auch als konstant angesehen:

$$p(x,r) = p_{\text{umg}} = \text{konstant}$$

Obwohl der Film ohne radiale Geschwindigkeitskomponente, d.h. zylindrisch aus der Düsenöffnung austritt, entwickelt er nachfolgend - entsprechend seines konisch-divergenten Hohlkegelprofils - eine Radial-

komponente $v(x)$. Da der Film reibungsfrei propagieren soll und der statische Druck konstant ist, muss die kinetische Gesamtenergie ebenfalls x -unabhängig sein, was der Aussage der Bernoulli-Gleichung entspricht:

$$\frac{\rho_{\text{Fl}}}{2} (\overline{u^2}(x) + \overline{v^2}(x) + \overline{w^2}(x)) = \frac{\rho_{\text{Fl}}}{2} (\overline{u_0^2} + \overline{w_0^2}) = \text{konstant} \quad (2.63)$$

Nach Einsetzen der Einzelterme und einigen Vereinfachungen ergibt sich für den halben Sprühwinkel (siehe Anhang 7.5.2):

$$\begin{aligned} \tan \alpha &= \frac{\dot{D}_0}{\dot{I}_0} \cdot \frac{1}{r_a - \delta_0/2}; & \delta_0 &= r_a - r_i \\ \tan \alpha &= \frac{\dot{D}_0}{\dot{I}_0} \cdot \frac{2}{r_a + r_i} \\ \tan \alpha &= S_{0,\text{eff}} \cdot \frac{2}{1 + \frac{r_a}{r_i}} \approx S_{0,\text{eff}} \quad \text{für } \frac{r_i}{r_a} \approx 1 \end{aligned} \quad (2.64)$$

Die x -lokale Filmdicke $\delta(x)$ lässt sich aus der Kontinuitätsgleichung errechnen:

$$\dot{V}_{\text{Fl}} = 2\pi \cdot R(x) \cdot \delta(x) \cdot u = 2\pi \cdot R(x) \cdot \delta(x) \cdot \frac{\dot{I}_0}{\dot{M}_{\text{Fl}}} \quad (2.65)$$

woraus sich die Filmdicke ergibt:

$$\delta(x) = \frac{\rho_{\text{Fl}} \cdot \dot{V}_{\text{Fl}}^2}{2\pi \cdot \dot{I}_0} \cdot \frac{1}{R(x)} \sim \frac{1}{R(x)} \quad (2.66)$$

Die Filmdicke $\delta(x)$ nimmt umgekehrt proportional zu $R(x)$ ab, das seinerseits mit x - nämlich asymptotisch proportional zu x - zunimmt. Die Verjüngung der Filmdicke leitet den Vorgang des Filmzerfalls ein.

Aus der vorhergehende Darstellung geht die Berechenbarkeit von Filmbildung und Filmausbreitung hervor, vorausgesetzt man schätzt den Drallstrom am Düsenaustritt mit einem angenommenen Verlustfaktor φ , wie unter 2.5.2.1 beschrieben, angenähert zutreffend ab.

2.5.2.4 Tropfenentstehung

2.5.2.4.1 Einflussgrößen und Kennzahlen

Für die vollständige Beschreibung eines hohlkegelförmigen Flüssigkeitsfilmzerfalls sind folgende dimensionsbehafteten Einflussgrößen von Bedeutung:

d_{Tr}	Tropfendurchmesser
s_z	Filmdicke am Düsenaustritt
U	Filmgeschwindigkeit ($U = w_{aus}^2 + u_{aus}^2$)
α	halber Sprühwinkel
r_a	Außenradius (Mündungsradius)
ρ_G	Dichte des umgebenden Gases
ρ_{Fl}	Dichte der Flüssigkeit
η_G	dynamische Viskosität des Gases
η_{Fl}	dynamische Viskosität der Flüssigkeit
σ_{Fl}	Oberflächenspannung der Flüssigkeit

Die Zahl der Einflussgrößen eines physikalischen Prozesses kann nach dem Π -Theorem der Ähnlichkeitsmechanik durch die Bildung von dimensionslosen Kenngrößen aus den dimensionsbehafteten Größen reduziert werden. Eine ausführliche Beschreibung der Vorgehensweise zur Ermittlung der dimensionslosen Kennzahlen ist in den Literaturstellen /82, 83/ zu finden. Folgender Satz von Ähnlichkeitskennzahlen ist eine von vielen Lösungsmöglichkeiten:

$$\Pi_1 = \frac{s_a}{r_a} \quad (2.67)$$

$$\Pi_2 = \tan \alpha = \frac{\dot{D}_0}{\dot{I}_0 \cdot r_a} = \frac{w_{aus}}{u_{aus}} \quad (2.68)$$

mit $w_{aus} = \frac{\dot{D}_0}{\dot{M}_{Fl} \cdot r_0}$, $u_{aus} = \frac{\dot{I}_0}{\dot{M}_{Fl}}$

$$\Pi_3 = \frac{\rho_G}{\rho_{Fl}} \quad (2.69)$$

$$\Pi_4 = \frac{\eta_G}{\eta_{Fl}} \quad (2.70)$$

$$\Pi_5 = \frac{\rho_{\text{Fl}} \cdot U^2 \cdot s_z}{\sigma_{\text{Fl}}} = \text{We}_{\text{Fl},s} \quad (\text{Weber-Zahl}) \quad (2.71)$$

$$\Pi_6 = \frac{\rho_{\text{G}} \cdot U \cdot s_z}{\eta_{\text{G}}} = \text{Re}_{\text{G}} \quad (\text{Reynolds-Zahl}) \quad (2.72)$$

$$\Pi_7 = \frac{d_{\text{Tr}}}{s_a} \quad (2.73)$$

Dabei können die zehn dimensionsbehafteten Größen nach dem Π -Theorem auf sieben dimensionslose Kennzahlen reduziert werden. Die Kenngröße Π_5 ist als Weberzahl bekannt und setzt die Massenträgheitskräfte ins Verhältnis zu den Oberflächenkräften. Die Kennzahl Π_6 wird Reynoldszahl genannt und beschreibt das Verhältnis von Massenträgheitskräften zu Zähigkeitskräften. Mit Hilfe der dargestellten Kennzahlen kann das Zerwellen eines Flüssigkeitsfilms gut beschrieben werden.

Für die Beschreibung des durch innere Turbulenzen entstandenen Flüssigkeitsfilmzerfalls wurde in der Literatur /84/ ein anderer Kennzahlsatz herangezogen, der die oben beschriebenen Kennzahlen modifiziert:

$$\Pi_5' = \Pi_7 \Pi_5 = \frac{\rho_{\text{Fl}} \cdot U^2 \cdot d_{\text{Tr}}}{\sigma_{\text{Fl}}} = \text{We}_{d_{\text{Tr}}} \quad (2.74)$$

$$\Pi_6' = \frac{\Pi_7 \Pi_4 \Pi_6}{\Pi_3} = \frac{\rho_{\text{Fl}} \cdot U \cdot d_{\text{Tr}}}{\eta_{\text{Fl}}} = \text{Re}_{d_{\text{Tr}}} \quad (2.75)$$

Die ausschlaggebenden Flüssigkeitseigenschaften für die Zerstäubung hat *Ohnesorge* /85/ in einer nach ihm benannten Ohnesorge-Zahl Oh zusammengefasst. Dabei wurde die Geschwindigkeit des Flüssigkeitsfilms eliminiert:

$$\Pi_6'' = \frac{\sqrt{\Pi_5'}}{\Pi_6'} = \frac{\eta_{\text{Fl}}}{\sqrt{\sigma_{\text{Fl}} \cdot \rho_{\text{Fl}} \cdot d_{\text{Tr}}}} = \text{Oh} \quad (2.76)$$

2.5.2.4.2 Zerfallsmechanismen

Der Zerfall eines Flüssigkeitsstrahls oder -filmes in Tropfen ist von der eingestellten Strahlgeschwindigkeit abhängig. Je nach Strahlgeschwindigkeit können verschiedene Zerfallsmechanismen beobachtet werden:

Zertropfen: Bei niedrigen Strahlgeschwindigkeiten wird der Strahl ausschließlich unter der Einwirkung von Oberflächenspannung zerteilt. Dabei stellt der Flüssigkeitszylinder bzw. Flüssigkeitsfilm einen insta-

bilen Körper dar, welcher durch die rotationssymmetrischen Störungen in einzelne Tropfen zerfällt /86/.

Zerwellen: Durch eine Zunahme der Strahlgeschwindigkeit treten unter dem erhöhten Einfluss der Massenträgheitskräfte der Luft einseitig wellenförmige Anfangsstörungen auf, die zum Zerfall des Strahles führen (Abb. 2.24a) /87, 88/.

Zerstäuben: Eine weitere Erhöhung der Strahlgeschwindigkeit verursacht einen regellosen und ungeordneten Zerfall, der sehr nahe an der Düsenmündung liegt (Abb. 2.24b). Er ist durch starke turbulente Schwankungsgeschwindigkeiten im Strahl oder Film bereits am Düsenaustritt bedingt.

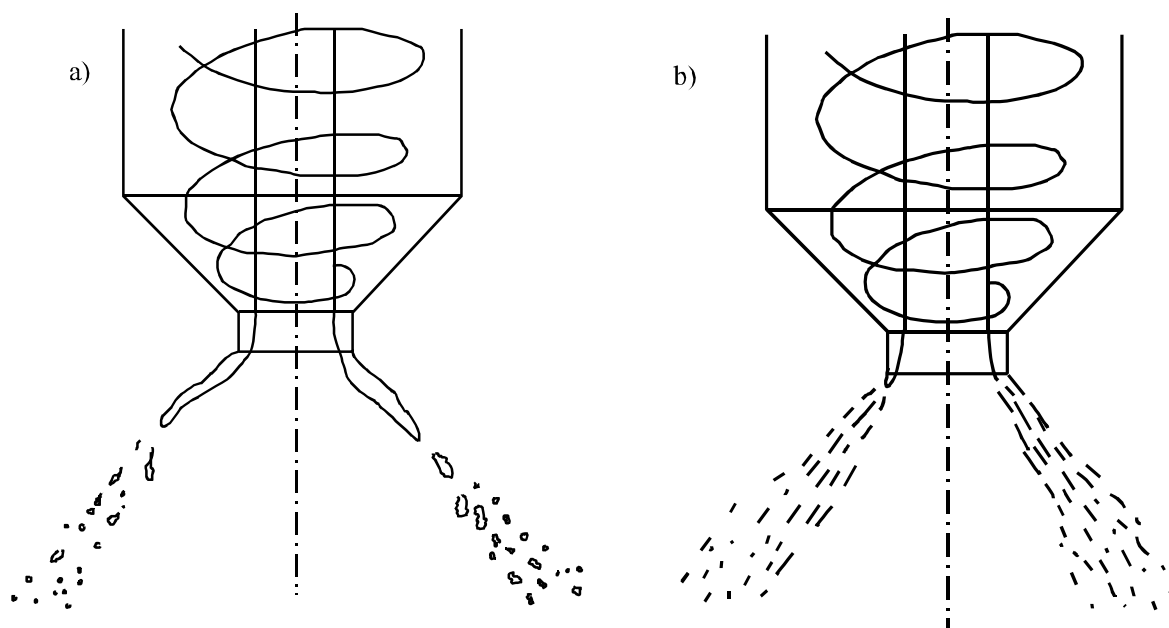


Abb. 2.24: Schematische Darstellung der Filmzerfallsmechanismen a) Zerwellen, b) Zerstäuben

Da die beiden Formen des Zerwellens und des Zerstäubens die anwendungstechnisch interessantesten Mechanismen für die Tropfenbildung sind, wird im folgenden näher auf sie eingegangen.

a) **Zerwellen**

Für die Beschreibung des Filmzerfalls durch Zerwellen wurde nach eingehenden Untersuchungen in der Literatur eine Theorie entwickelt /89, 90/: Durch zufällig auftretende kleine Störungen im Flüssigkeitsfilm wird eine sinusförmige Wellenbewegung erzeugt, deren Wellenlänge mit zunehmender Filmaustrittsgeschwindigkeit abnimmt und deren Amplitude dabei anwächst. Die Zunahme der Amplitude führt zum Zerfall des Filmes in Bänder mit der Breite der halben Wellenlänge, die sich dann unter dem Einfluss der Oberflächenspannung zu Flüssigkeitsfäden zusammenziehen und anschließend in Tropfen zerfallen (Abb. 2.25) /89/.

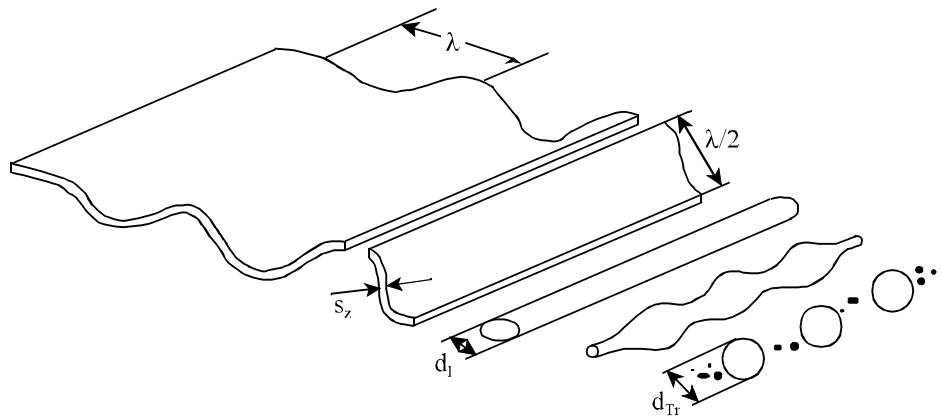


Abb. 2.25: Zerfallsmodell eines Flüssigkeitsfilms

Ein Flüssigkeitsfilm erreicht dann das maximale Wellenwachstum bei einer Schwingung mit der zerfalls-optimalen Wellenlänge /89/:

$$\lambda_{\text{opt}} = \frac{4 \cdot \pi \cdot \sigma_{\text{Fl}}}{\rho_{\text{G}} \cdot U^2} \quad (2.77)$$

Hierbei ist die Abhängigkeit der zerfallsoptimalen Wellenlänge von der Oberflächenspannung σ_{Fl} , der Dichte des Gases ρ_{G} und von der Filmgeschwindigkeit U ersichtlich. Gleichung 2.77 hat die Bedeutung einer zerfallsoptionalen Weberzahl, gebildet mit der Zerfallswellenlänge λ_{opt} als charakteristischer Länge.

Das von dem Flüssigkeitsfilm abgerissene Band zieht sich unter Einfluss der Oberflächenkräfte zu einem fadenförmigen Ligament zusammen. Somit gilt für den Durchmesser des Ligaments folgende Proportionalitätsgleichung:

$$d_l \sim \sqrt{\lambda_{\text{opt}} \cdot s_z} \quad (2.78)$$

Der Durchmesser eines Tropfens, der beim Zerfall eines solchen Ligaments entsteht ist proportional zum Durchmesser des Fadens /87/:

$$d_{\text{Tr}} \sim \sqrt{\lambda_{\text{opt}} \cdot s_z} \quad (2.79)$$

Durch eine Kräftebilanz am Flüssigkeitsfilm gelingt folgende Gleichung für das Wellenwachstum, wobei die Druckkräfte des Gases, Kräfte durch viskose Reibung, Trägheitskräfte und Oberflächenkräfte berücksichtigt wurden /87/:

$$\frac{s_z}{s_a} = \left(\frac{2}{9f^2} \right)^{1/3} \left(\frac{\rho_G}{\rho_{Fl}} \right)^{2/3} \left(\frac{\rho_{Fl} \cdot U^2 \cdot s_a}{\sigma_{Fl}} \right)^{1/3} \left(\frac{r_a}{s_a \cdot \tan \alpha} \right)^{2/3} \quad (2.80)$$

Zunächst wird der Sonderfall für nicht viskose Flüssigkeiten ($F = 1$) betrachtet. Durch die Umformung der Gleichung 2.80 für den Zusammenhang von Tropfengröße, Filmdicke und Wellenlänge ergibt sich für den zu erwartenden Tropfendurchmesser in Spray folgende Proportionalität /87/:

$$d_{Tr} \sim \sqrt{s_z \cdot \lambda_{opt}} \sim s_a \left(\frac{\rho_{Fl}}{\rho_G} \right)^{1/6} \left(\frac{\sigma_{Fl}}{\rho_{Fl} \cdot U^2 \cdot s_a} \right)^{1/3} \left(\frac{r_a}{s_a \cdot \tan \alpha} \right)^{1/3} \quad (2.81)$$

Die experimentelle Bestimmung der maximalen Tropfengröße hat aber die Notwendigkeit der Einbeziehung der Reynoldszahl, d.h. die Ursache für die Anfachung der Anfangsinstabilitäten des Flüssigkeitsfilmes, bei der Berechnung von Tropfengrößen bestätigt. Somit erreicht man die beste Übereinstimmung der berechneten Messergebnissen für die maximale Tropfengröße $d_{Tr,max}$ durch folgende Funktion /90/:

$$d_{Tr,max} = 1.13 s_a \left(\frac{\rho_{Fl}}{\rho_G} \right)^{1/6} \left(\frac{\sigma}{\rho_{Fl} \cdot U^2 \cdot s_a} \right)^{1/3} \left(\frac{r_a}{s_a \cdot \tan \alpha} \right)^{1/3} \left(\frac{\rho_G \cdot U \cdot s_a}{\eta_G} \right)^{1/5} \quad (2.82)$$

b) Zerstäuben

Mit steigender Geschwindigkeit des Flüssigkeitsstrahls tritt eine stochastische Zerfallsform sehr nahe an der Düsenmündung infolge der inneren Turbulenz der Flüssigkeit ein. Der Zerfall der Flüssigkeit im Bereich des turbulenten Zerstäubens bei Einstoffdruckzerstäubern wird offensichtlich nur von Massenkräften der Flüssigkeit verursacht. Für die quantitative Beschreibung der turbulenten Zerstäubung wurde folgende Gleichung hergeleitet /84/:

$$\left(\frac{\sigma}{\rho_{Fl} \cdot U^2 \cdot d_{Tr,max}} \right) \left(1 + 10^6 \frac{\eta_{Fl}^2}{\sigma \cdot \rho_{Fl} \cdot d_{Tr,max}} \right)^{1/12} \left(1 - 0.5 \frac{\rho_G}{\rho_{Fl}} \right) = 4.8 \cdot 10^{-5} \quad (2.83)$$

Die Koeffizienten wurden mit Hilfe von Messergebnissen ermittelt /84/.

Durch das Einsetzen von Weber- und Ohnesorgezahl für die turbulente Zerstäubung geht Gleichung 2.83 in folgende Gleichung über:

$$\text{We}^{-1} (1 + 10^6 \text{Oh}^2)^{1/12} (1 - 0.5 \frac{\rho_G}{\rho_{Fl}}) = 4.8 \cdot 10^{-5} \quad (2.84)$$

Unter der Annahme, dass 10^6Oh^2 sehr viel größer ist als 1 und $0.5 \rho_G/\rho_{Fl}$ sehr viel kleiner als 1 ist, vereinfacht sich die Gleichung 2.84 zu:

$$\text{We} \sim \text{Oh}^{1/6} \approx 20000 \cdot \text{Oh}^{1/6} \quad (2.85)$$

Die Weberzahl beschreibt das Verhältnis der Flüssigkeitsturbulenz-Massenkräfte zu den Oberflächenkräften des größten Tropfens, der durch die angreifenden Massenkräfte nicht weiter zerteilt wird. Daher ist diese bei turbulenter Zerstäubung zugleich das Kriterium für die Bestimmung des Zerfallprozesses und die Berechnungsgröße für den maximalen Tropfendurchmesser, der nicht mehr deformiert werden kann. Die Stoffeigenschaften der Flüssigkeit gehen in die Weber-Zahl und die Ohnesorge-Zahl ein.

2.6 Verdampfung und Verbrennung eines Tropfens bzw. Tropfenkollektivs

Bei der Verbrennung von Flüssigbrennstoffen sind nach der Tropfenbildung des Zerstäubungsvorgangs noch drei Prozessphasen bis zur eigentlichen Verbrennung zu durchlaufen. In der **Aufheizphase** erfolgt der Wärmeübergang grundsätzlich sowohl durch Wärmestrahlung des umgebenden Heißgases und ggf. heißer Brennkammerwände als auch durch konduktiv-konvektiven Wärmeübergang aus der unmittelbaren Heißgasumgebung. Während der Aufheizung führt die Wärmeleitung im Tropfeninneren bei der für Verbrennungsvorgänge erforderlichen Tropfenfeinheit (üblicher Bereich in Gasturbinenbrennkammern 30 bis 80 μm Tropfendurchmesser) zu einer nahezu homogenen Temperaturverteilung.

Mit steigender Tropfentemperatur nimmt die **Verdunstung** der Tropfenflüssigkeit (d.h. des Brennstoffes und beim hier untersuchten System mit Wassereindüsung auch des Wassers) in das umgebende Heißgas stetig zu, bis bei einer von den Einzelfallbedingungen abhängigen Tropfengleichgewichtstemperatur die Wärmebedarfsrate für die Verdunstung dem Wärmeübertragungsfluss zum Tropfen gleich ist. Im Grenzfall sehr hoher Wärmeübertragung steigt die Tropfentemperatur auf die Siedetemperatur; die beim Verdunstungsvorgang durch konvektiven Wärme- und Stofftransport bestimmte Verdunstungsrate geht dann in die nur durch den Wärmeübergang kontrollierte **Verdampfung** über.

Die Verdunstungs- oder Verdampfungsphase führt zur stetigen, monotonen Abnahme des Tropfendurchmessers bis zum vollständigen Verschwinden des Tropfens. Der entstehende Brennstoffdampf (oder auch, wie hier, der Wasserdampf) muss sich gleichzeitig und nachgeschaltet mit dem Flammenheißgas turbulent und molekular **vermischen**, um die Verbrennungsreaktionen, die auch bei Flüssigbrennstoff-

Flammen ausschließlich in der Gasphase erfolgen, zu ermöglichen. Analog hierzu muss auch der Wasserdampf sich mit dem Flammenheißgas vermischen, damit - wie beabsichtigt - die erforderliche Spitztemperaturabsenkung zur Minderung der thermischen NO_x-Bildung erreicht wird.

In diesem Zusammenhang ist folgendes anzumerken: Die in der Literatur als Modellvoraussetzung für mathematische Simulationsverfahren häufig verwendete Vorstellung, dass die Verbrennungsreaktion unmittelbar in der Heißgashülle um den Flüssigbrennstofftropfen als Diffusionsflammenfront stattfindet, trifft nicht die Realität in stark turbulenten, technischen Flammen. Wegen der turbulentbedingten Reaktionsgeschwindigkeiten des Heißgases um den Tropfen ist eine an den Einzeltropfen gebundene Reaktionsfront nicht stabil, daher verbleibt es nur die Verbrennung in den Gaszonen zwischen Tropfen eines Sprays.

Diese Vorgänge sind wesentlich komplizierter als die Verbrennungsprozesse bei Brenngasen. Abgesehen von den Prozessen in der Gasphase (chemische Reaktion und molekularer Transport) sind auch die Vorgänge in der flüssigen Phase sowie die Prozesse an den Grenzschichten zwischen den Phasen zu berücksichtigen. Daher bestehen die mathematischen Modelle zur Beschreibung von Verbrennung flüssiger Brennstoffe aus einer Mehrzahl miteinander wechselwirkender Teilmodelle. Für die Erstellung der Modelle werden, je nach Tropfenanzahldichte des Sprays, die Tröpfchen als einzelne Tröpfchen oder als Tröpfchennebel betrachtet. Bei dünnen Sprays in unmittelbarer Düsennähe sind die Tröpfchen hinreichend weit voneinander entfernt, so können die Verdampfungs- und Verbrennungsprozesse für einzelne Tröpfchen isoliert betrachtet werden. Hingegen sind bei dichten Sprays die Tröpfchen so nahebenachbart, dass ihre gegenseitige Wechselwirkung nicht mehr vernachlässigt werden darf.

2.6.1 Wärmetransport zum Tropfen

Im Brennraum eines Kraftwerkskessels, eines Industrieofens oder einer Gasturbine wird einem durch den Vorgang der Zerstäubung gebildeten Tropfen Wärme aus seiner Umgebung durch die Mechanismen **Konduktion** bzw. **Konvektion/Konduktion** und **Strahlung** zugeführt.

Die **Konduktion** von Heißgas(Luft) an Tropfen ohne Relativbewegung wird durch die Nusselt-Zahl beschrieben:

$$\text{Nu} = \frac{\alpha \cdot d_{\text{Tr}}}{\lambda_{\text{G}}} \quad (2.86)$$

mit $\text{Nu}_{\text{min}} = 2$ für reine Konduktion ohne Tropfenrelativbewegung zum Heißgas ergibt sich der Wärmeübergangskoeffizient α (siehe auch Anhang 7.6.1) zu:

$$\alpha_{\text{Kond}} = 2 \cdot \frac{\lambda_{\text{G}}}{d_{\text{Tr}}} \quad \left[\frac{\text{kW}}{\text{m}^2 \cdot \text{K}} \right] \quad (2.86a)$$

Eine Beispielrechnung zeigt den Wärmeübertragungskoeffizient α_{Kond} (ohne Relativbewegung) für unterschiedliche Tropfendurchmesser (siehe auch Anhang 7.6.1):

$$\alpha_{\text{Kond}}(d_{\text{Tr}} = 120 \mu\text{m}, \vartheta = 800^\circ\text{C}) = 1.188 \quad [\text{kW}/\text{m}^2 \cdot \text{K}]$$

$$\alpha_{\text{Kond}}(d_{\text{Tr}} = 30 \mu\text{m}, \vartheta = 800^\circ\text{C}) = 4.753 \quad [\text{kW}/\text{m}^2 \cdot \text{K}]$$

Bei der **Konvektion** von Heißgas an Tropfen geht man von der Reynoldszahl der Teilchenumströmung aus:

$$\text{Re} = \frac{W_{\text{rel}} \cdot d_{\text{Tr}}}{\nu_{\text{G}}} \quad (2.87)$$

Für die Nusselt-Zahl gelten die Gesetze (nach VDI-Wärmeatlas):

$$\text{Nu}_{\text{lam}} = 0.664 \cdot \sqrt{\text{Re}} \cdot \sqrt[3]{\text{Pr}}; \quad \text{Pr} \approx 0.7 \quad (2.88)$$

$$\text{Nu}_{\text{lam}} = 0.590 \cdot \sqrt{\text{Re}}$$

$$\text{Nu}_{\text{turb}} = \frac{0.037 \cdot \text{Re}^{0.8} \cdot \text{Pr}}{1 + 2.443 \cdot \text{Re}^{-0.1} \cdot (\text{Pr}^{2/3} - 1)} \quad (2.89)$$

$$\text{Nu}_{\text{turb}} = \frac{0.0259 \cdot \text{Re}^{0.8}}{1 - 0.517 \cdot \text{Re}^{-0.1}}$$

$$\text{Nu} = \text{Nu}_{\text{min}} + \sqrt{\text{Nu}_{\text{lam}}^2 + \text{Nu}_{\text{turb}}^2} \quad (2.90)$$

Anhand der Nusseltzahl in Gleichung 2.90 wird die Wärmeübertragungszahl α_{Konv} für die Konvektion berechnet:

$$\alpha_{\text{Konv}} = \text{Nu} \cdot \frac{\lambda_{\text{G}}}{d_{\text{Tr}}} \quad \left[\frac{\text{kW}}{\text{m}^2 \cdot \text{K}} \right] \quad (2.90a)$$

Im Anhang 7.6.1 wurde anhand einer Beispielsrechnung die Bedeutung der oben genannten Prozesse für den üblichen Durchmesserbereich von Brennstofftröpfchen ($d_{\text{Tr}} = 30$ bis $120 \mu\text{m}$) vorgenommen. Die Ergebnisse zeigen, dass die Wärmeübertragungskoeffizienten durch strömungsbedingte, erzwungene Konvektion am Tröpfchen signifikant gesteigert werden.

Wärmeübertragungskoeffizient α_{Konv} (mit Relativbewegung):

$$\alpha_{\text{Konv}}(d_{\text{Tr}} = 120 \mu\text{m}, \vartheta = 800^\circ\text{C}, w_{\text{rel}} = 10 \text{ m/s}) = 2.250 \quad [\text{kW}/\text{m}^2 \cdot \text{K}]$$

$$\alpha_{\text{Konv}}(d_{\text{Tr}} = 30 \mu\text{m}, \vartheta = 800^\circ\text{C}, w_{\text{rel}} = 10 \text{ m/s}) = 6.867 \quad [\text{kW}/\text{m}^2 \cdot \text{K}]$$

Für die **Heißgas-Strahlung** an den Tropfen wird das Strahlungsgesetz des “grauen Körpers” verwendet:

$$\dot{q}_{\text{Str}} = \varepsilon \cdot \sigma \cdot T^4 \cdot \pi d_{\text{Tr}}^2, \quad T = \vartheta + 273.15\text{K} \quad (2.91)$$

mit: ε Emissionsgrad (abgeschätzt zu $\varepsilon = 0.7$ [/])

σ Stefan-Boltzmann-Konstante ($\sigma = 5.67 \cdot 10^{-11}$ [kW / (m²·K⁴)])

Zur Berechnung der Vergleichs-Wärmeübertragungskoeffizienten wurde eine geschätzte, mittlere Tropfenoberflächentemperatur für Heizöl EL von $\vartheta_{\text{Tr}} = 110^\circ\text{C}$ zugrundegelegt (siehe Anhang 7.6.1):

$$\alpha_{\text{Str}} = \frac{\varepsilon \cdot \sigma \cdot T^4}{\vartheta_{\text{HG}} - \vartheta_{\text{Tr}}}$$

Wärmeübertragungskoeffizient α_{Str} : $\alpha_{\text{Str}}(\vartheta_{\text{HG}} = 1000^\circ\text{C}) = 0.117$ [kW / (m²·K)]

Da es sich bei der vorstehenden Berechnung nur um den Größenordnungsvergleich zwischen den α -Werten der beiden unterschiedlichen Wärmeübertragungsmechanismen handelt, ist die Abschätzung eines ungefähren Wertes (Relativgeschwindigkeit, Stoffwerte ν_G , λ_G für Luft statt Verbrennungsgas, Emissionszahl ε) vertretbar.

Der Ergebnisvergleich zeigt, dass der **Strahlungswärmeübergang an den Tropfen** im prozesstechnisch interessanten Parameterbereich (Heißgastemperatur, Tropfendurchmesserspektrum) stets **deutlich unterhalb des Wärmeübergangs durch Konduktion/Konvektion** liegt, im unteren Gastemperaturbereich und/oder für kleine Tropfendurchmesser sogar technisch vernachlässigbar ist.

2.6.2 Tropfenrelativbewegung

Die Strömungskraft einer Gasströmung mit der Relativgeschwindigkeit w_{rel} gegenüber einem sphärischen Teilchen (Durchmesser d) wird durch die Gleichung 2.92 beschrieben /50/:

$$F = C_w \cdot \frac{\pi}{4} d_{\text{Tr}}^2 \cdot \frac{\rho_G}{2} w_{\text{rel}}^2 \quad \left[\text{N} = \frac{\text{kg} \cdot \text{m}}{\text{s}^2} \right] \quad (2.92)$$

mit: $C_w = C_w(\text{Re})$ dimensionsloser Widerstandskoeffizient

$$\text{Re} = \frac{w_{\text{rel}} \cdot d_{\text{Tr}}}{\nu_G} \quad \text{Reynoldszahl}$$

Für kleine Reynoldszahlen ($Re < 2$) gilt die laminare, exakte Lösung der “schleichenden” Strömung (unter Vernachlässigung der Massenkräfte) mit $C_w = \frac{24}{Re}$:

$$F = 3\pi \cdot \mu \cdot d_{Tr} \cdot w_{rel} \quad [N = \frac{kg \cdot m}{s^2}]$$

Im höheren Reynoldszahl- Bereich, in dem die Massenkräfte zunehmenden Einfluss gewinnen, gelten wahlweise die empirisch begründeten Darstellungen nach /91/:

$$C_w = \frac{24}{Re} (1 + 0.150 \cdot Re^{0.687}) \quad (2.93)$$

oder nach /92/:

$$C_w = \frac{0.3164}{\sqrt[4]{Re}} \quad (2.94)$$

welche den Verlauf der empirischen $C_w(Re)$ -Kurve (vergl. Abbildung 2.26) bis etwa $Re = 1000$ gut wiedergeben und den für diese Arbeit relevanten Bereich in jedem Fall abdecken.

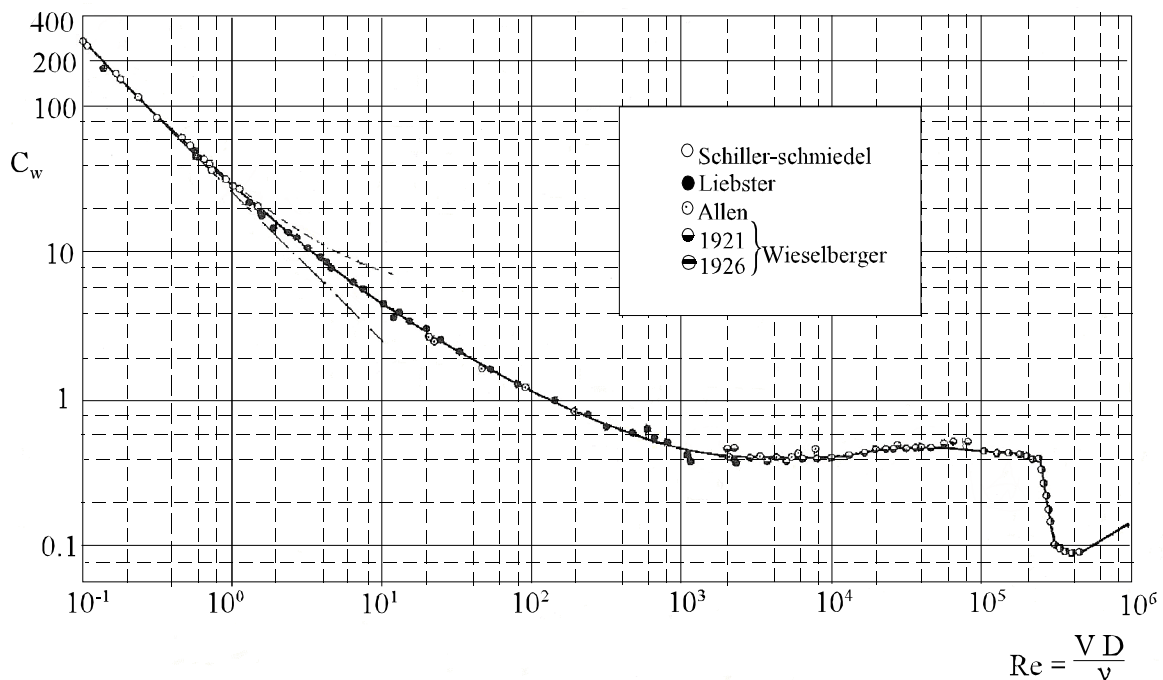


Abb. 2.26: Widerstandsbeiwert von Kugeln in Abhängigkeit von der Reynoldszahl /50/

Anhand der vorstehenden Gleichungen wurden ‘Bremsweg’-Berechnungen für Tröpfchen von 60 μm und 120 μm , die mit 10 m/s oder 20 m/s in eine ruhende Heißgasatmosphäre ($\vartheta = 800^\circ\text{C}$) eindringen, durchgeführt (Abb. 2.27). Die maßgebende Differentialgleichung dieser verzögerten Bewegung lautet:

$$M_{\text{Tr}} \cdot \left(-\frac{dw_{\text{rel}}}{dt} \right) = C_w \cdot \frac{\pi}{4} d_{\text{Tr}}^2 \cdot \frac{\rho_G}{2} w_{\text{rel}}^2 \quad (2.95)$$

mit: $M_{\text{Tr}} = \rho_{\text{Fl}} \cdot \frac{\pi}{6} d_{\text{Tr}}^3$ Tropfenmasse

Daraus resultiert folgende Differentialgleichung:

$$\frac{dw_{\text{rel}}}{dt} = -0.2373 \cdot \frac{1}{\sqrt[4]{\text{Re}}} \cdot \frac{\rho_G}{\rho_{\text{Fl}}} \cdot \frac{w_{\text{rel}}^2}{d_{\text{Tr}}} \quad (2.96)$$

umgeformt mit: $\frac{d}{dt} = w_{\text{rel}} \cdot \frac{d}{dx}$ ergibt sich:

$$\frac{dw_{\text{rel}}(x)}{dx} = -0.2373 \cdot \frac{1}{\sqrt[4]{\text{Re}_x}} \cdot \frac{\rho_G}{\rho_{\text{Fl}}} \cdot \frac{w_{\text{rel}}(x)}{d_{\text{Tr}}} \quad (2.97)$$

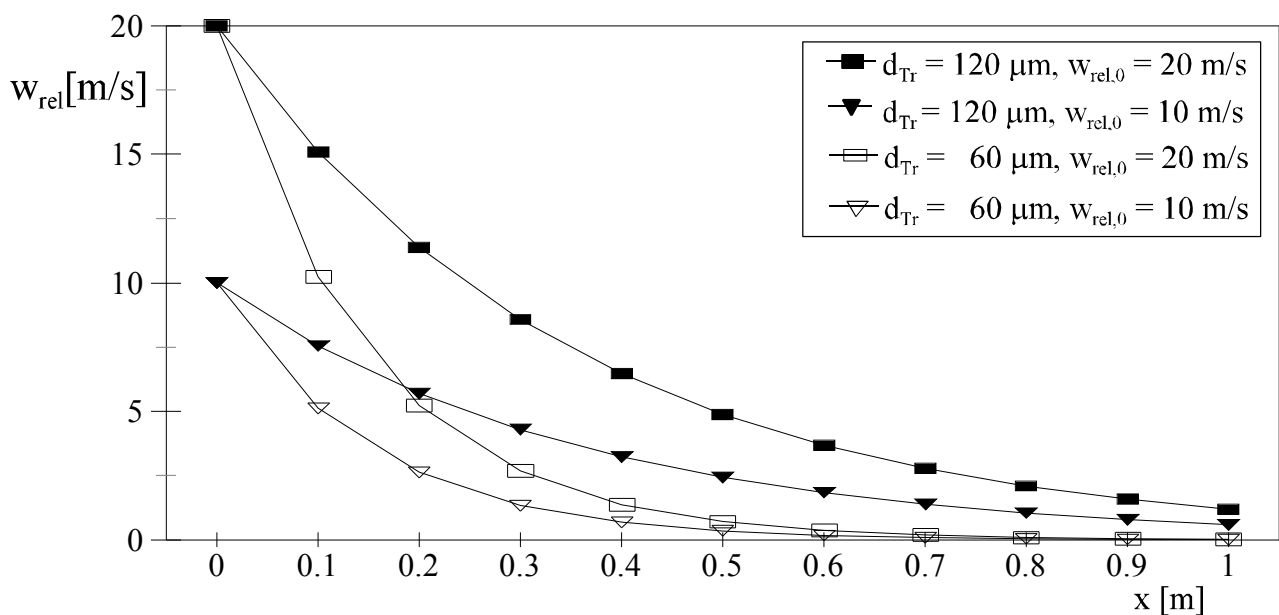


Abb. 2.27: Verlauf der Relativgeschwindigkeit von Tropfen in eine ruhende Heißgasatmosphäre von $\vartheta=800^\circ\text{C}$

Abbildung 2.27 bestätigt die Vermutung, dass zum Abbremsen der Ausgangsgeschwindigkeit die kleineren Tropfen einen kleineren Bremsweg zurücklegen. Bei einem Tropfendurchmesser von $d_{Tr} = 60 \mu\text{m}$ und Ausgangsgeschwindigkeit von $w_{rel} = 20 \text{ m/s}$ ist die Relativgeschwindigkeit bei einem Bremsweg von $x(U_{rel} = 2 \text{ m/s}) = 0.38 \text{ m}$ auf 10% reduziert, bei einem Tropfendurchmesser von $d_{Tr} = 120 \mu\text{m}$ ist die Relativgeschwindigkeit erst bei einem Bremsweg von $x(U_{rel} = 2 \text{ m/s}) = 0.8 \text{ m}$ auf 10% vermindert. Je feiner die Zerstäubung desto mehr wird das Tropfen/Luft-Mischungsfeld einer Flüssigbrennstoff-Flamme dem Brenngas/Luft-Mischungsfeld einer Gasflamme entsprechen.

2.6.3 Tropfenverdampfung

Das im Rahmen der vorliegenden Arbeit experimentell untersuchte Verbrennungssystem beinhaltet die Tropfenverdampfungsvorgänge:

- des zur Flammenwurzelkühlung eingespritzten Wassers
- des mittels Drall-Druckzerstäuberdüse eingebrachten Flüssigkeitsbrennstoff-Sprays

Bei den aus der Wassereinspritzung erzeugten Wassertropfen handelt es sich um die Verdampfung der Tropfen in einer umgebenden Heißgasatmosphäre. Diese überträgt die zur Tropfenverdampfung erforderliche Wärme durch Konduktion/Konvektion an die Tropfenoberfläche.

Im Falle des eingedüsten Flüssigbrennstoffs können prinzipiell zwei unterschiedliche Mechanismen die Verdampfung/Verdunstung der aus dem Filmzerfall (vergl. Abschnitt 2.5.2.4.2) resultierenden Brennstofftropfen kontrollieren. Zum einen kann sich bei (fast) fehlender Relativgeschwindigkeit des Tropfens im umgebenden Heißgas eine sphärische Flammenhülle der homogenen Gasphasenverbrennung Brennstoffdampf/Luftsauerstoff um den Tropfen ausbilden, welche per Konduktion durch die Gasgrenzschicht die Verdampfungswärme an den Tropfen liefert. Zum anderen kann sich die Verbrennungshülle bei einer starken Relativbewegung des Tropfens in der Heißgasumgebung nicht stabilisieren; infolgedessen muss die Tropfenverdampfung - wie im Falle des Wassertropfens - durch konduktiv/konvektiven Wärmetransport aus der Heißgasumgebung unterhalten werden (Abb. 2.28). Die Oxidation des abströmenden Brennstoffdampfes vollzieht sich im "Bulk-Flow" des sauerstoffhaltigen Heißgases in größerer Entfernung von den Tropfen bzw. im Zwischentropfenbereich des aus dem Spray entstandenen Tropfenschwarms. Dieser Ablauf ist in turbulenten technischen Flammen mit hohen Luft/Gasgeschwindigkeiten der dominierende, wie bereits unter Abschnitt 2.6 ausgesagt wurde. Daher ist unter anwendungstechnischen Gesichtspunkten sowohl für Brennstoff- als auch für Wassertropfen **vorrangig** die Verdunstung-/Verdampfung der Tropfenflüssigkeit in Heißgasatmosphäre relevant, wobei der Wärmeübergang durch Konduktion/Konvektion erfolgt.

Einleitend zu Abschnitt 2.6 wurde erklärt, dass zwischen den beiden Phasenumwandlungsmechanismen unterschieden werden muss:

1) Verdunstung: Dampferzeugung an der Tropfenoberfläche und Abtransport des Dampfes von der Tropfenoberfläche werden durch die konduktiv-konvektiven Vorgänge des Wärmeflusses zum Tropfen aus der Gashülle kontrolliert. Die Tropfentemperatur liegt unter der Siedetemperatur.

2) Verdampfung: der Tropfen befindet sich auf Siedetemperatur. Die Dampferzeugung wird nur durch den Wärmefluss zum Tropfen bestimmt; der Dampftransport vom Tropfen weg ist - im Wesentlichen - ein Strömungsvorgang.

Zur Vereinfachung der folgenden Betrachtung wird die Relativumströmung des Tropfens als gering vorausgesetzt, d.h. für die Austauschvorgänge in der Tropfengashülle reine Wärmeleitung und reine Stoff-Molekulardiffusion angenommen. In Abbildung 2.28 ist die Wärmeleitung zum Tropfen schematisch dargestellt.

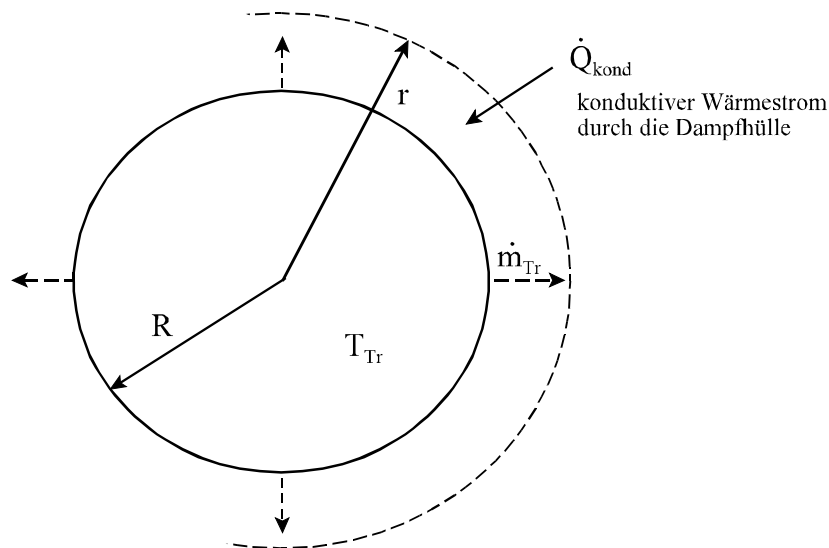


Abb. 2.28: Wärmezufuhr durch Konduktion /75/

Der (konduktive) Wärmestrom zum Tropfen ist in der Tropfen-Heißgashülle nicht konstant, sondern eine Funktion des laufenden Radius r , weil der abströmende Dampf eine Überhitzung von T_{Tr} (an der Tropfenoberfläche, wo er entsteht) bis zu T_{HG} (in größere Tropfenentfernung) durchlaufen muss. Dies führt zu dem Ansatz:

$$\dot{Q}_{kond}(r) = \dot{Q}_V + \dot{Q}_{Dpf-\ddot{U}bh}(r) \tag{2.98}$$

woraus folgt:

$$\lambda_G \cdot \frac{dT}{dr} \cdot 4\pi r^2 = \dot{M}_{Tr-Dpf} \cdot [\Delta h_V + c_{p,Dpf} \cdot (T(r) - T_{Tr})] \tag{2.99}$$

Nach Umstellung und Integration dieser DGL zwischen der Tropfenoberfläche ($r=R$; $T=T_{Tr}$) und großer Entfernung von Tropfen ($r \rightarrow \infty$; $T \rightarrow T_{HG}$) erhält man folgende Beziehung:

$$\dot{M}_{Tr} = \frac{4\pi\lambda_G}{c_{p,G}} \cdot R \cdot \ln [1+B] \quad (2.100)$$

$$\dot{M}_{Tr} = \frac{4\pi\lambda_G}{\Delta h_v} \cdot (T_{HG} - T_{Tr}) \cdot \frac{\ln[1+B]}{B} \cdot R$$

mit dem Parameter B, der das Verhältnis der Wärmebedarfsgrößen für die gesamte Dampfüberhitzung und die eigentliche Verdampfung darstellt:

$$B = \frac{c_{p,G} \cdot (T_{HG} - T_{Tr})}{\Delta h_v} \quad (2.101)$$

mit \dot{M}_{Tr}	Verdampfende Masse pro Zeiteinheit
R	Tröpfchenradius
λ_G	Wärmeleitfähigkeit in der Gasphase
$c_{p,G}$	spezifische Wärmekapazität in der Gasphase
$c_{p,Dpf}$	spezifische Wärmekapazität des Heißgases in der Tropfen_Gashülle
$T_{HG} - T_{Tr}$	Differenz zwischen der Heißgastemperatur der Tropfenumgebung und der Temperatur an der Tröpfchenoberfläche
Δh_v	Verdampfungsenthalpie
ρ_{Tr}	Tropfendichte

Nimmt man die Massenbilanzgleichung am Tropfen hinzu:

$$\dot{M}_{Tr-Dpf} = - \frac{d\dot{M}_{Tr}}{dt} = - \rho_{Tr} \cdot \frac{d}{dt} \left(\frac{4}{3} \pi R^3 \right) = -4\pi \cdot \rho_{Tr} \cdot R^2 \cdot \frac{dR}{dt} \quad (2.102)$$

mit t als Zeitkoordinate, so folgt aus den Gleichungen 2.99 und 2.100:

$$R \cdot \frac{dR}{dt} = \frac{\lambda_G \cdot (T_{HG} - T_{Tr})}{\rho_{Tr} \cdot \Delta h_v} \cdot \frac{\ln[1+B]}{B} \quad (2.103)$$

oder integriert vom Anfangszustand ($t = 0$; $r = R_0$) bis zum laufenden Zustand (t ; R):

$$\left(\frac{R}{R_0}\right)^2 = 1 - \frac{2 \cdot \lambda_G \cdot (T_{HG} - T_{Tr})}{\rho_{Tr} \cdot \Delta h_v \cdot R_0^2} \cdot \frac{\ln[1+B]}{B} \cdot t \quad (2.104)$$

Für den Faktor $\ln[1+B]/B < 1$ bei $B > 0$ gilt die Verlangsamung der Radiusabnahme des Tropfens infolge des Wärmebedarfs für die Dampfüberhitzung in der Tropfenhülle, z. B.:

- für Wassertropfen: $\Delta h_v = 2300 \text{ kJ/kg}$; $c_{p,G} = 2 \text{ kJ/(kg.K)}$; $T_{HG} - T_{Tr} = 1000 \text{ K}$
 $B = 0.8696$; $\ln[1+B]/B = 0.7195$
- Heizöl-EL-Tropfen: $\Delta h_v = 280 \text{ kJ/kg}$; $c_{p,G} = 2 \text{ kJ/(kg.K)}$; $T_{HG} - T_{Tr} = 1000 \text{ K}$
 $B = 7.1429$; $\ln[1+B]/B = 0.2936$

Aus Gleichung 2.101 folgt als Gesamtverdampfungszeit eines Tropfens mit dem Anfangsradius R_0 :

$$t_v = \frac{\rho_{Tr} \cdot \Delta h_v \cdot R_0^2}{2 \cdot \lambda_G \cdot (T_{HG} - T_{Tr})} \cdot \frac{B}{\ln[1 + B]} \quad (2.105)$$

für die Daten: $\rho_{Tr} = 700 \text{ kg/m}^3$ bei $\vartheta_{Tr} = 100^\circ\text{C}$; $\Delta h_v = 2300 \text{ kJ/kg}$; $R_0 = 100 \text{ }\mu\text{m}$;
 $\lambda_G = 50 \cdot 10^{-6} \text{ kW/(m.K)}$; $B = 0.8696$; $T_{HG} - T_{Tr} = 1000 \text{ K}$
erhält man: $t_v = 140 \text{ ms}$

Für die genauere Berechnung nach Gleichungen 2.101 und 2.102 fehlt - abgesehen von der Notwendigkeit, für λ_G und $c_{p,G}$ Mittelwerte über die Tropfenheißgashülle abzuschätzen - noch der jeweilige Wert der Tropfentemperatur T_{Tr} ; dies ist dann der Fall wenn der Vorgang im Verdunstungsregime ($T_{Tr} < T_S$) stattfindet. Die Feststellung von T_{Tr} muss über die Analyse des Diffusions-Stoffübergangs des Tropfendampfes durch die Tropfenheißgashülle vorgenommen werden.

Die beiden wesentlichen Gleichungen, die für diese Beziehung herangezogen werden müssen, sind:

- die Gleichung nach R.Clausius und B.P.E. Clapeyron, welche den Dampfpartialdruck an der Tropfenoberfläche in Abhängigkeit von der Tropfentemperatur angibt;
- die kinetische Gleichung der einseitigen Stoffdiffusion des Tropfendampfes von der Tropfenoberfläche weg durch die Gashülle des Tropfens in die Heißgasatmosphäre in großer Tropfenentfernung.

Dieser Berechnungsgang soll hier nicht im Einzelfall wiedergegeben werden. In Anbetracht der in die gesamte Berechnung eingehenden Annahmen und Näherungsvoraussetzungen ist es wegen des großen, den Wärmeübertragung treibenden Temperaturgefälles ($T_{HG} - T_{Tr}$) in Gleichungen 2.101 und 2.102 zulässig,

$T_{Tr} = T_s$ zu setzen und damit in Verdunstungsregime einen gewissen (negativen) Fehler in der Verdunstungsgeschwindigkeit in Kauf zu nehmen. Für die Tropfen-Verdunstungs-/Verdampfungszeit gilt also dann endgültig:

$$t_v = \frac{\rho_{Tr} \cdot \Delta h_v \cdot R_0^2}{2 \cdot \lambda_G \cdot (T_{HG} - T_s)} \cdot \frac{B}{\ln[1 + B]} \quad (2.106)$$

In Abbildung 2.29 wurde anhand der Gleichung 2.106 die zeitliche Abnahme des Tröpfchendurchmessers bei einer Umgebungstemperatur von $T = 800^\circ\text{C}$ berechnet. Man sieht, dass die Verbrennungsgeschwindigkeit von Δh_v abhängt und von den Eigenschaften der Gasphase und dem Anfangströpfchenradius bestimmt wird. Eine Verdopplung des Tröpfchendurchmessers vervierfacht z.B. die Zeit zur vollständigen Verbrennung, daher muss der Brennraum länger ausgelegt werden.

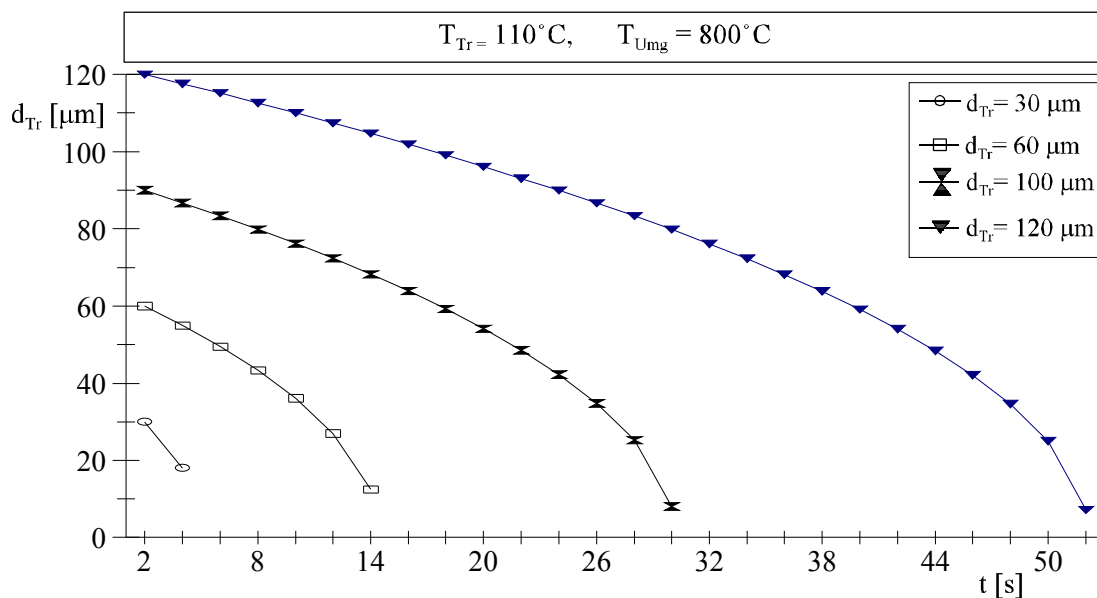


Abb. 2.29: Zeitliche Änderung des Tropfendurchmessers bei der Verdampfung

2.7 Bildung von Stickstoffmonoxid bei Verbrennungsvorgängen

Für eine wirksame Minderungsmaßnahme der Stickoxidbildung ist ein detailliertes Verständnis der chemisch-kinetischen Vorgänge im Brennraum und Kenntnisse über die Einflussparameter der Entstehung von Stickoxiden unerlässlich. In Abhängigkeit von der Stickstoffquelle - molekularer Stickstoff der Luft oder anorganische und organische N-Verbindungen im Brennstoff- sind unterschiedliche NO-Bildungsmechanismen relevant:

2.7.1 Thermische NO-Bildung (Zeldovich-Mechanismus)

Thermisches NO wird nach der von *Zeldovich* et. al. (1947) /93/ experimentell abgeleiteten Reaktionsfolge aus dem molekularen Stickstoff der Verbrennungsluft gebildet:



Fenimore (1971) /94/ hat den Zeldovich-Mechanismus um eine dritte Reaktion, die parallel zur Reaktion (R2.2) abläuft, erweitert:



Bei Sauerstoffmangel gewinnt die Reaktion (R2.3) eine große Bedeutung, da unter diesen Bedingungen die Reaktion (R2.2) - wegen des Auftretens von O_2 nur noch als Spurengasspezies - zurückgedrängt wird.

Aufgrund der energetisch starken N_2 -Dreifachbindung und der daraus resultierenden hohen Aktivierungsenergie (319 kJ/mol) der Reaktion (R2.1) läuft der Zeldovich-Mechanismus bei sehr hohen Temperaturen $T > 1500^\circ\text{C}$ schnell und mit technisch bedeutsamen NO-Bildungsraten ab. Daher ist die Reaktion (R2.1) der geschwindigkeitsbestimmende Schritt der Reaktionsabfolge. Unter der Voraussetzung, dass die NO-Konzentration deutlich kleiner ist als der Gleichgewichtswert und somit die Rückreaktionen (R2.1-R2.3) vernachlässigbar sind, sowie der Annahme, dass das N-Radikal der Quasi-Stationarität ($d[\text{N}]/dt \approx 0$) unterliegt, welche aufgrund des langsamen Ablaufs von Reaktion (R2.1) und der vergleichsweise schnellen Weiterreaktionen (R2.2, R2.3) gerechtfertigt ist, lässt sich für die NO-Bildungsgeschwindigkeit die einfache Beziehung herleiten /95/:

$$\frac{dC_{\text{NO}}}{dt} = 2k \cdot C_{\text{N}_2} \cdot C_{\text{O}} \quad (2.107)$$

$$\frac{d[\text{NO}]}{dt} = \frac{dC_{\text{NO}}}{dt} \cdot \frac{R \cdot T}{P} \quad (2.108)$$

Aus den obigen Gleichungen (2.107 und 2.108) folgt in der Literatur der vielzitierte Ansatz für die NO-Bildungsrate:

$$\frac{d[\text{NO}]}{dt} = 2k \cdot [\text{N}_2] \cdot [\text{O}] \cdot \frac{P}{R \cdot T} \quad (2.109)$$

Der Geschwindigkeitskoeffizient k ist lediglich eine Funktion der Temperatur und lässt sich mit Hilfe eines Arrhenius-Ansatzes bestimmen:

$$k = A \cdot \left[\frac{T}{K} \right]^\beta \cdot e^{-\frac{E_A}{RT}} \quad \left[\frac{\text{cm}^3}{\text{mol} \cdot \text{s}} \right] \quad (2.110)$$

mit: $K = [\text{kelvin}]$

$$A = 1.8 \cdot 10^{14} \left[\frac{\text{cm}^3}{\text{mol} \cdot \text{s}} \right], \quad \beta = 0, \quad E_A = 319 \left[\frac{\text{kJ}}{\text{mol}} \right], \quad R = 8.314 \left[\frac{\text{J}}{\text{mol} \cdot \text{K}} \right]$$

Zur Berechnung der NO-Bildungsrate nach Gleichung 2.109 werden unter Annahme des partiellen Gleichgewichts des O/-H-Systems die Konzentration des benötigten atomaren Sauerstoffs [O] aus den Konzentrationen der stabilen Spezies H_2 , O_2 und H_2O berechnet /95/.

Aus Abbildung 2.30 ist die Abhängigkeit der thermischen NO-Bildungsrate, die nach Gleichung (2.109) für verschiedene Luftzahlen bestimmt wurde, von der Temperatur ersichtlich. Da sowohl die thermische Dissoziationsreaktion von molekularem Sauerstoff als auch der geschwindigkeitsbestimmende Reaktionsschritt (R2.1) stark endotherm sind und eine hohe Aktivierungsenergie aufweisen, ist die Bildung von thermischem NO erst ab Temperaturen oberhalb von ca. 1800 K von technischer Bedeutung /96/. Die in der Abbildung 2.30 dargestellten Gleichgewichtskonzentrationen werden bei technischen Verbrennungen in der Regel wegen üblicher Gasverweilzeiten in der Flamme von weniger als 0.5 s nicht erreicht, außer bei sehr hohen Flammentemperaturen von über 2000°C.

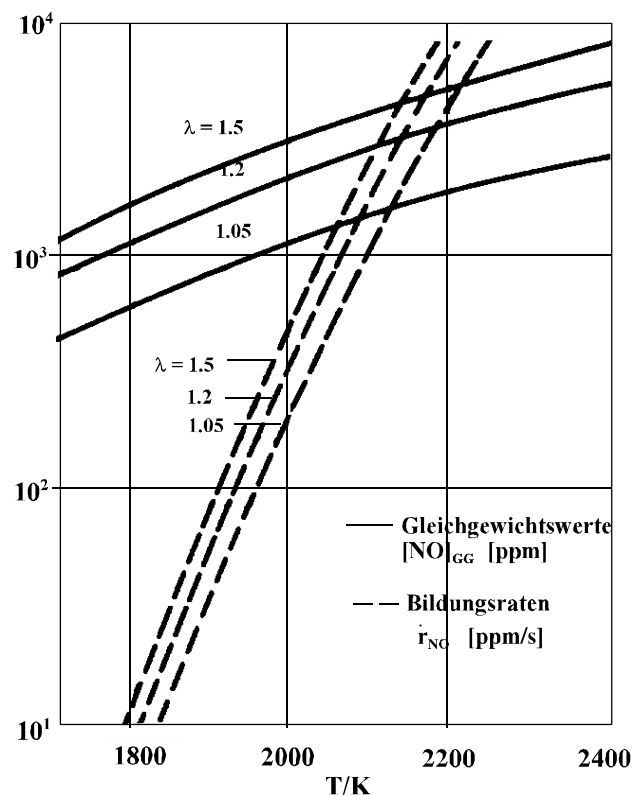


Abb. 2.30: Abhängigkeit der thermischen NO-Bildung von Temperatur und Luftzahl für Erdgasverbrennung /96/

In ausgebrannten Abgasen, in denen das O-Radikal im nahezu thermodynamischen Gleichgewicht vorliegt, kommt dem thermischen Mechanismus in technischen Verbrennungssystemen ab Temperaturen oberhalb 1500°C eine große Bedeutung zu.

2.7.2 Prompt-NO-Bildung

Die NO-Bildung durch die Spaltung von molekularem Stickstoff unter brennstoffreichen Bedingungen in der Flammenfront wurde aufgrund der sehr kurzen charakteristischen Reaktionszeitmaße als Prompt-NO-Bildungsmechanismus bezeichnet /94/:



Nach der Spaltung von molekularem Stickstoff in Anwesenheit von CH-Radikalen bilden sich zwei aktive Teilchen HCN und N, die dann zu NO oder zu N₂ umgewandelt werden (siehe Abschnitt 2.7.3 Brennstoff-NO-Bildungsmechanismus). Aufgrund des Vorhandenseins von CH-Radikalen in der Flammenfront ist die NO-Bildung weniger endotherm und besitzt eine wesentlich niedrigere Aktivierungsenergie als die thermische NO-Bildung, daher zeigt die Prompt-NO-Bildung eine geringere Temperaturabhängigkeit und setzt schon bei moderaten Flammen-Temperaturen (> 800°C) ein. Allerdings wird in der Literatur /97, 98, 99, 100/ seit Einführung des Mechanismus Prompt-NO-Bildung darüber diskutiert, ob die NO-Bildung in der Flammenfront durch diese Prompt-NO-Bildung oder durch die aufgrund von Übergleichgewichtskonzentrationen der O- und OH-Radikale im Flammenfrontbereich stark beschleunigte thermische NO-Bildung dominiert wird, da durch den Kohlenstoffzerfall und den O₂-Abbau in der Flammenfront die O- und OH-Konzentrationen um ein Vielfaches über den Gleichgewichtswerten liegen und trotz mäßiger Temperaturen an dieser Stelle zu sehr großen NO-Bildungsraten führen können.

Die Prompt-NO-Bildung gewinnt in technischen Verbrennungsprozessen relativ an Bedeutung, wenn durch die Einstellung von niedrigen Luftzahlen $\lambda < 1$ die CH-Konzentration ansteigt und die thermische NO-Bildung wegen des Fehlens von O-Radikalen unterdrückt wird (z. B. bei gestufter Verbrennung oder Niedertemperatur-Verbrennung).

2.7.3 Brennstoff-NO-Bildung

Organische (Amine, Nitrile, Nitroverbindungen) oder anorganische (Ammoniak, Ammoniumsalze, Cyanide, Nitrate) N-Verbindungen im Brennstoff werden durch thermische Zerfallsreaktionen innerhalb der Flammenfront sehr schnell in HCN oder strukturverwandte Spezies überführt, die anschließend anteilig zu NO und N₂ weiterreagieren. Die Bildung und der Abbau von N-haltigen Spezies in homogenen Gasphasenreaktionen aus brennstoffgebundenem Stickstoff wurde in einer Vielzahl von Forschungsarbeiten detailliert untersucht /101, 102, 103/ und durch die in Abbildung 2.31 dargestellten Hauptreaktionspfade beschrieben. Allerdings übt die Art der chemischen Bindung des Stickstoffes im Brennstoff (N-H; N-C; N-O) nur einen geringen Einfluss auf die Brennstoff-NO-Bildung aus /104/.

Der Brennstoffstickstoff wird nach seiner Freisetzung durch schnelle Zerfallsreaktionen überwiegend in Cyanwasserstoff umgesetzt. Je nach stöchiometrischen Bedingungen (Angebot an O, OH, H) findet die Umwandlung von HCN zu NCO und H statt. Anschließend erfolgt die Umsetzung von NCO zu NH_2 -Radikalen bzw. NH_3 . Abhängig von den stöchiometrischen Bedingungen kann jedes NH_2 -Radikal auf zwei Arten weiterreagieren: Bei hinreichendem Angebot an oxidativen Radikalen erfolgt eine (unerwünschte) Umsetzung zu NO, während bei mangelndem Sauerstoffangebot die Reaktion mit bereits gebildetem NO zu N_2 bevorzugt wird. Darüber hinaus ist aus der Abbildung 2.31 das über die Prompt-NO-Bildung eingebrachte HCN zu ersehen, welches ebenfalls über den Brennstoff-N-Mechanismus weiterreagiert. Das gebildete Stickstoffmonoxid kann in Anwesenheit von Kohlenwasserstoffradikalen über sogenannte "NO-Recycle-Reaktionen" wieder zu HCN reduziert werden; diesen Recycle-Reaktionen kommt bei der gestuften Verbrennungsführung zweck NO-Minderung eine erhebliche Bedeutung zu.

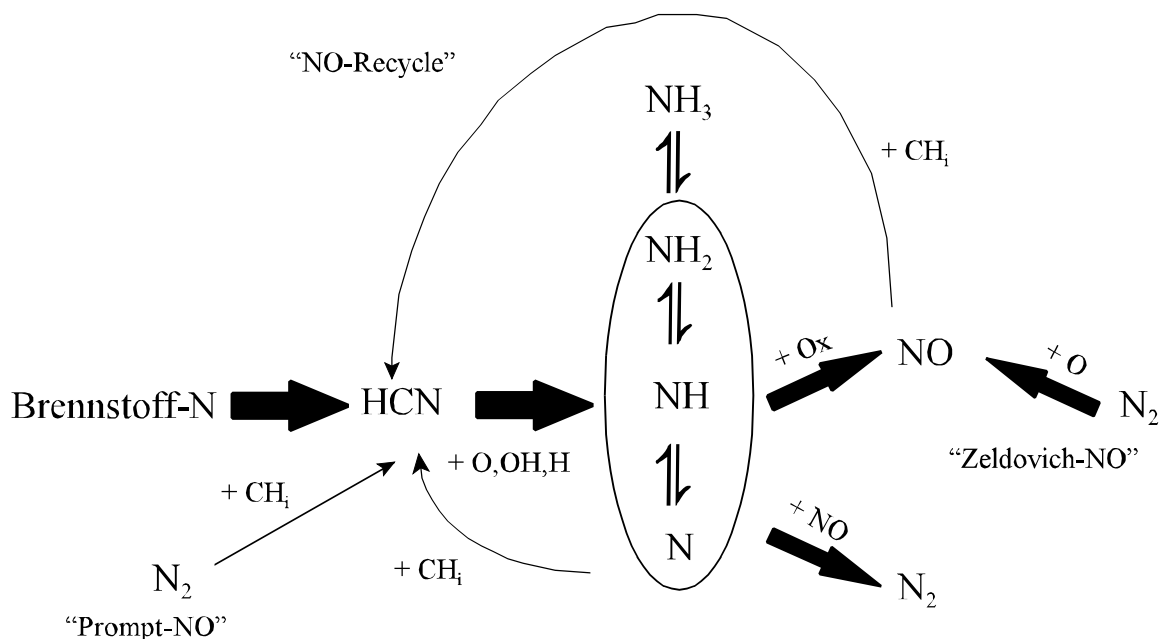


Abb. 2.31: Hauptreaktionspfade des Brennstoff-N-Mechanismus

Im Rahmen dieser Arbeit hat die Brennstoff-NO-Bildung aufgrund des geringfügigen Brennstoff-N-Gehaltes in eingesetzten Flüssigbrennstoff quantitativ kaum Bedeutung.

2.8 Verfahren zu Reduzierung von NO_x in Diffusionsflammen

Bei industriellen Verbrennungssystemen - betrieben mit N-armen oder N-freien Brennstoffen - sowie teilweise auch im Bereich der Gasturbinenbrenner, die mit Diffusionsflammen betrieben werden, sind

hauptsächlich die hohen lokalen Flammentemperaturen ($T_{Fl} > 1500^\circ\text{C}$) für die zu starke Stickoxid-Bildung verantwortlich. Dabei führt die Vermischung der Verbrennungsluft und des Brennstoffes zu lokalen nahestöchiometrischen Temperaturspitzen, die hohe thermische NO_x -Bildung verursachen. Aufgrund des i.d.R. turbulenten Strömungscharakters von technischen Diffusionsflammen, der zu einem komplexen turbulenten Mischvorgang der Verbrennungsprodukten führt, ist eine Beschreibung der thermischen NO-Bildung von Diffusionsflammen im Vergleich zu laminaren Vormischflammen weitaus schwieriger. Der Ablauf der NO-Bildungsreaktion ist durch die Haupteinflussparameter lokaler O_2 -Gehalt und lokale Temperatur, die von Mischungsbedingungen in der Flammenzone abhängig sind, stark geprägt. Der Mischungsprozess von Brennstoff, Luft und rückgeführtem Rauchgas ist wiederum von der Lufteinbringung (Brennstoffdüsen, Brennergeometrie), den ausgewählten Flammen-Stabilisierungsmaßnahmen (Stau- oder Drallkörper) sowie der Brennraumgeometrie abhängig.

Aufgrund der thermischen Materialbelastung in Gasturbinen ist die maximale Verbrennungstemperatur begrenzt und unter Berücksichtigung der ohnehin hohen Luftkompressionstemperaturen (bis zu 450°C), müssen hohe Luftzahlen ($\lambda_{ges} = 2.2-2.6$) eingestellt werden. Dadurch ist die Bildung von Prompt-NO in Gasturbinenbrennern - wie bereits in Abschnitt 2.7.2 erwähnt - kaum von Bedeutung. Bei industriellen Verbrennungssystemen können durch temperaturbeständige keramische Auskleidung der Brennkammern niedrige gesamt Luftzahlen ($\lambda_{ges} = 1-1.5$) eingestellt werden, die wiederum höhere Verbrennungstemperaturen verursachen. Abgesehen davon spielen neben der Luftzahl die Mischungsintensität und die Reaktionsdichte bei der Stickoxidbildung eine große Rolle. Daher sind bei der Verbrennung in Industrieanlagen die Temperaturen der Vormischflammen unter Umständen noch kritischer als bei Diffusionsflammen.

Wirksame Maßnahmen zur Minderung von NO_x -Emissionen bei Diffusionsflammen sind die gezielte Beeinflussung der lokalen Temperatur, des lokalen Sauerstoffangebotes und der Verweilzeit in der Haupt-Verbrennungszone, und - soweit die Temperaturen dort hoch genug sind - auch in der Ausbrandzone sowie im Abgasbereich der Brennkammer. Durch eine gezielte Verbrennungsführung eröffnen sich Möglichkeiten, die Stickoxidentstehung innerhalb der Verbrennungszone einzuschränken, so dass auf eine teure Nachbehandlung der Abgase gegebenenfalls verzichtet werden kann.

Die Rückführung teilgekühlter Abgase in die Flamme ist eine Möglichkeit zur Senkung der NO_x -Emissionen. Die Abgasrückführung bewirkt zwar mittels einer Verminderung der Flammentemperatur sowie mittels einer Absenkung des Sauerstoff-Partialdruckes eine Reduzierung der thermischen NO-Bildung, allerdings bleibt die Bildung von Brennstoff-NO hiervon weitgehend unbeeinflusst /12/.

Der meist verbreitete Verfahren zur Absenkung der Flammentemperatur bei Verwendung von flüssigen Brennstoffen ist die Zugabe von wärmebindenden Additiven wie z.B. Eindüsung von Dampf oder Einspritzung von Wasser /1, 9, 13, 14, 15/. Aufgabe der Wassereinspritzung ist es, Brennstoff und Wasser so hinzuzugeben, dass sich ein möglichst gleichmäßiges Gemisch aus Brennstoffdampf, Wasserdampf und Verbrennungsluft bei minimalem Wasserverbrauch bildet. Im Betrieb wird das Wasser direkt in die Flamme gespritzt oder gemeinsam mit dem Brennstoff durch die Einspritzdüse zugeführt. Einer der

Vorteile dieses Systems ist der problemlose Einbau (auch nachträglich) dieser Vorrichtung bei Gasturbinen. Die Methode wurde in den letzten Jahren weiterentwickelt, dass durch die sogenannte Hochdruck-Wassereinspritzung vor dem Gasturbinenverdichter - abgesehen von der Reduzierung der Emissionswerte - auch eine 10-20%ige Leistungssteigerung gewährleistet ist /17/. Abgesehen von den hohen Betriebskosten für die Wasseraufbereitung (entmineralisiertes Wasser) ist ein unerwünschter Nebeneffekt bei manchen Verbrennungssystemen das spontane Auftreten selbsterregter Druck-/Flammenschwingungen nach dem Überschreiten eines bestimmten Wassermassenstromes /13/. Die letztgenannte Problematik ist Gegenstand dieser Arbeit.

3 Versuchsanlage

Zur Identifizierung auftretender Verbrennungsinstabilitäten einer Heizöl-Diffusionsflamme mit und ohne Wassereinspritzung wurde eine Versuchsanlage im Technikumsmaßstab mit einer maximalen thermischen Leistung von $\dot{Q}_{th} = 250 \text{ kW}$ im stationären Betrieb aufgebaut. Das vereinfachte Schema der Versuchsanlage ist in Abbildung 3.1 dargestellt.

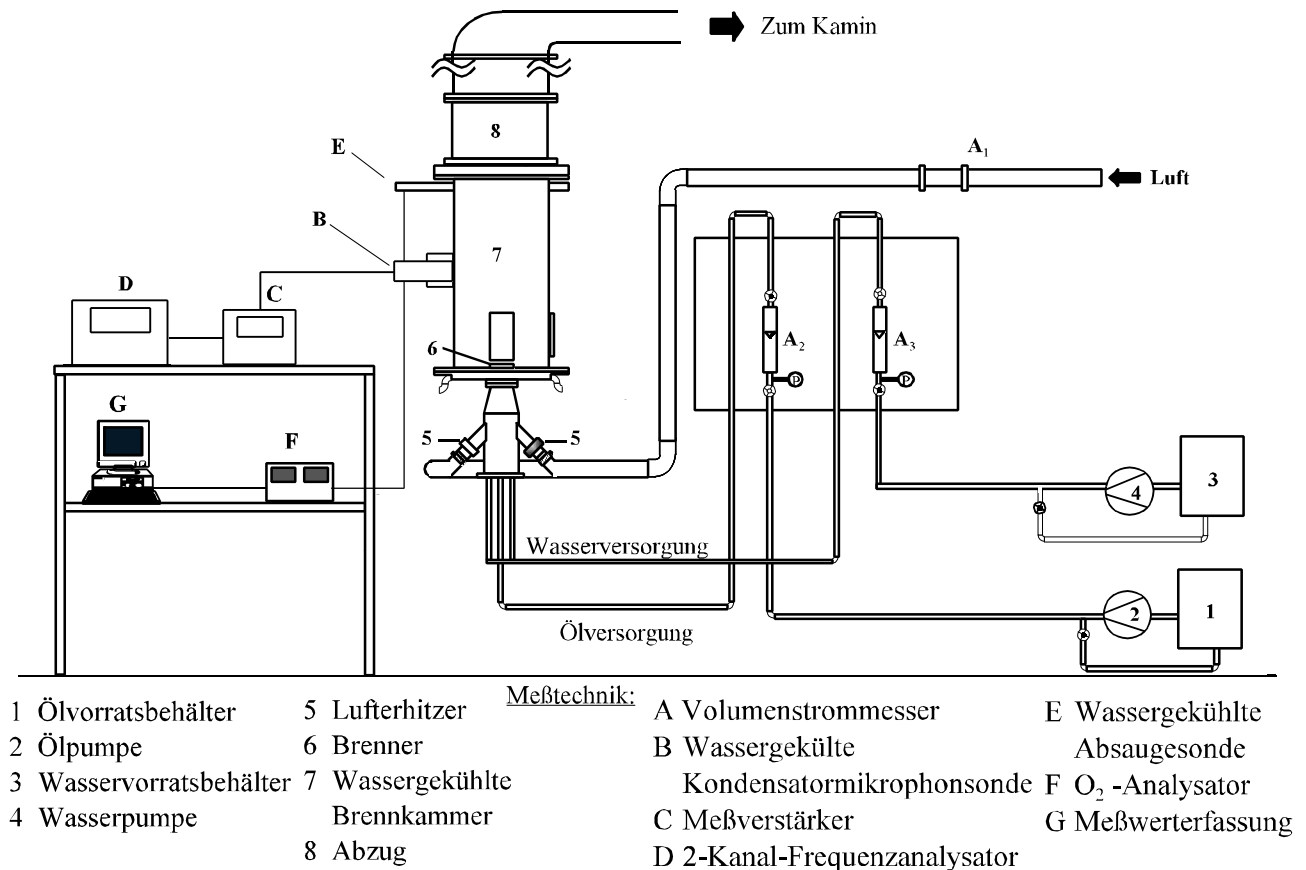


Abb. 3.1: Schema der Versuchsanlage

Die Luftversorgung der Anlage erfolgte durch ein Drehkolbengebläse mit einem maximalen Volumenstrom von ca. $400 \text{ m}_N^3/\text{h}$. Der Luftvolumenstrom wurde durch eine kalibrierte Blendenmessstrecke bestimmt. Zur Vorwärmung der Verbrennungsluft auf ca. 400°C wurden um den Luftversorgungs kanal drei elektrische Lufterhitzer mit separater Temperaturregelung eingebaut. Zur Gewährleistung eines homogenen, radialen Temperaturprofils wurde die vorgeheizte Verbrennungsluft über drei über den Umfang verteilte Stutzen dem Drallerzeuger zugeführt (Abb. 3.2). Durch eine rücklaufgeregelte Kreiselpumpe konnte die Drall-Druckzerstäuberdüse mit Heizöl beaufschlagt werden. Die Bestimmung des stets auf 50°C thermostatisierten Heizölvolumenstromes erfolgte anhand eines kalibrierten Schwebekörperdurchflussmessers. Für die genaue Ermittlung der einzustellenden Heizölmenge bei vorgegebener thermischer Leistung wurde die Heizöl-Zusammensetzung mittels eines Absorptionsspektro-

mers (CHNO Rapid) am Engel-Bunte-Institut bestimmt. Der zur Temperatursenkung der Diffusionsflamme in die Flammenwurzel eingedüste, entmineralisierte Wassermassenstrom wurde mit Hilfe einer Dosierpumpe über einen Schwebekörperdurchflussmesser zu den Wasseraustrittsbohrungen weitergeleitet, die konzentrisch zur Heizöldüse angeordnet waren.

Der Heizöl-Drallbrenner wurde in eine wassergekühlte Brennkammer (Länge $L_{BK} = 1000$ mm Durchmesser $D_{BK} = 445$ mm) mit ebenfalls wassergekühlter Boden- und Abschlussplatte eingebaut. Die wasserdurchströmte Doppelmantel-Brennkammer war durch acht gleichmäßig über die Höhe angeordnete Halbringe (zwei in jeder Ebene) in fünf Segmente unterteilt (Abb. 3.2), wodurch eine gleichmäßige Kühlung am Innenmantel der Brennkammer erreicht wird. Die gleiche Anordnung der Kühlwasser-Umlenkleche wurde für die Boden- und Abschlussplatte gewählt. Ein Fenster mit integrierter Quarzglasscheibe ermöglichte die optische Zugänglichkeit des Brennerebereichs. Die durch die Verbrennung entstehenden heißen Abgase wurden in einer etwa 4 m langen, ebenfalls wassergekühlten Brennstrecke vor dem Eintritt in den Kamin weiter abgekühlt.

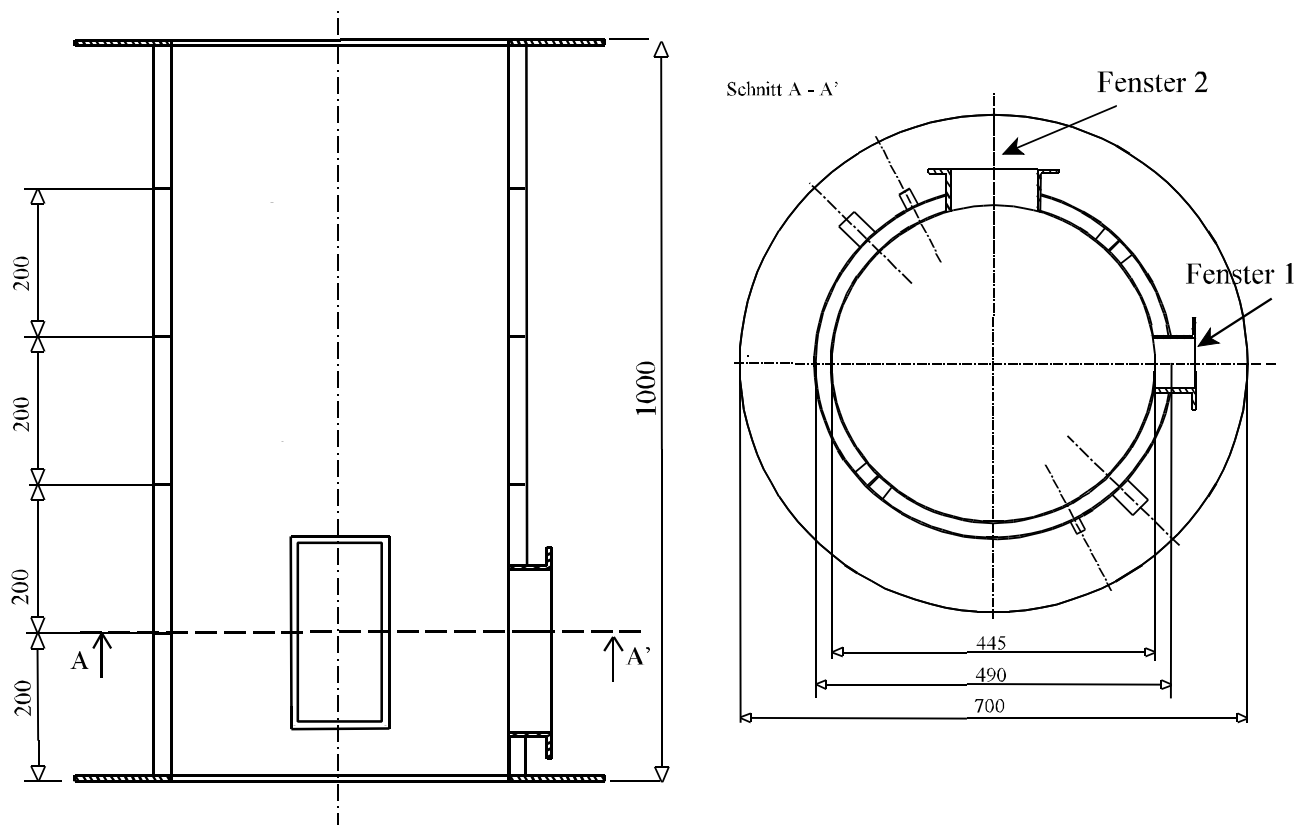


Abb. 3.2: Schema der wassergekühlten Brennkammer

3.2 Konzentrischer Zweikanal-Axialgitter-Drallbrenner mit konstantem Luftvolumenstromverhältnis

Die Untersuchungen zur Charakterisierung des Stabilitätsverhaltens der Diffusionsflamme wurden an einem Brenner mit konzentrischem Zweikanal-Drallerzeuger durchgeführt (Abb. 3.3).

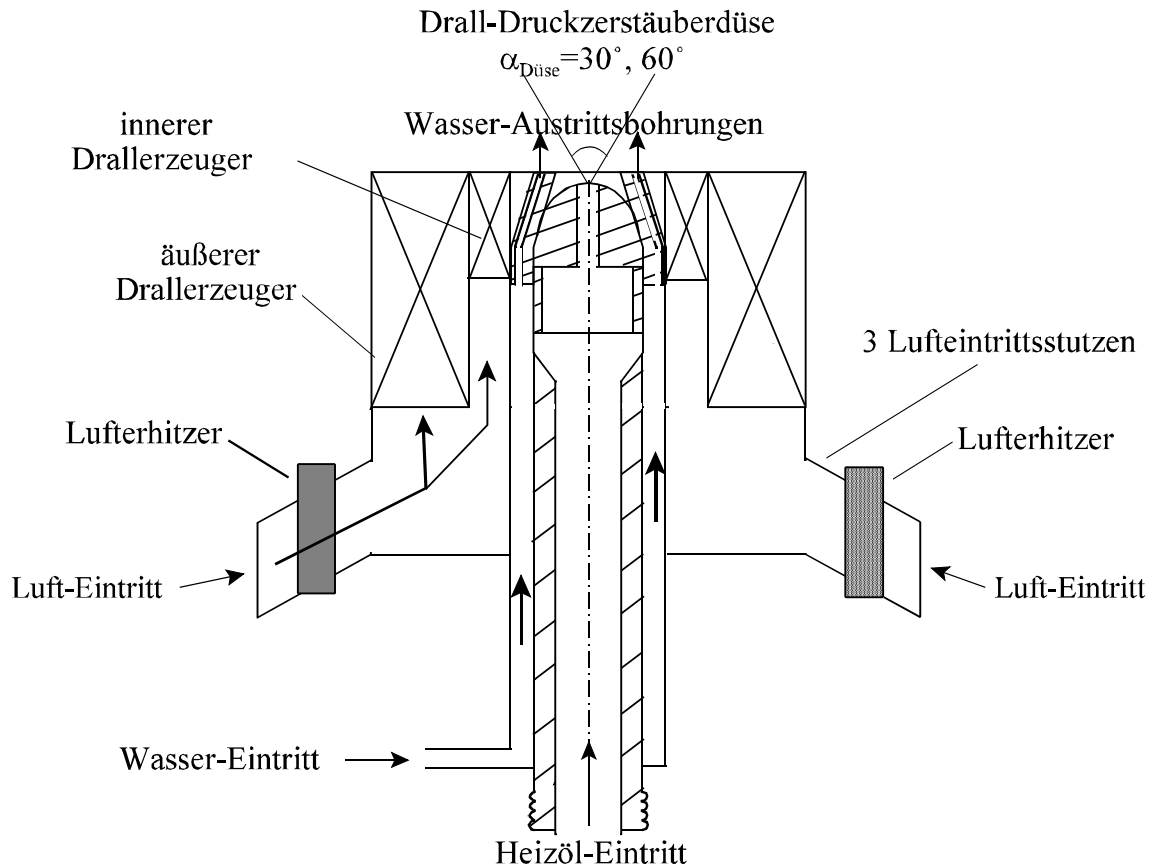


Abb. 3.3: Schema des konzentrischen Zweikanal-Axialgitter-Drallbrenners mit konstantem Luftvolumenstromverhältnis

Die Drallstärke der Luftströme durch den inneren und äußeren Axialschaufel-Drallerzeuger hatten konstante Werte von $S_{0,\text{theo, innen}} = 1.1$ und $S_{0,\text{theo, außen}} = 0.8$. Der innere Drallerzeuger mit höherer Drallstärke bewirkte eine schnelle Mischung des Brennstoffes mit der Verbrennungsluft und verhinderte somit exzessive Rußbildung in der Heizöl-Diffusionsflamme. Die Verbrennungsluft wurde durch den inneren und äußeren Drallerzeuger in einem konstanten Volumenstromverhältnis von ca. $\dot{V}_{L,\text{außen}}/\dot{V}_{L,\text{gesamt}} = 0.9$ dem Brenner zugeführt. Um eine symmetrische Anströmung des äußeren Drallerzeugers mit 90% des Gesamtluftstromes zu erreichen, wurden Leitbleche in die Luftzufuhrstutzen derart eingesetzt, dass die Luftströmung über 90% der Rohrquerschnittsfläche dem äußeren Drallerzeuger und über 10% der Rohrquerschnittsfläche dem inneren Axialgittereinlauf zugeleitet wurde. Der Brenner verfügte über drei Lufterhitzer mit separater Temperaturregelung zur Vorwärmung der Verbrennungsluft bis auf ca. 300°C , die zur Gewährleistung eines homogenen, radialen Tem-

peraturprofils im Luftversorgungskanal eingebaut waren. Das Heizöl wurde durch eine zentrale Brennstoffzufuhr zur Drall-Druckzerstäuberdüse, die in der Mitte des inneren Drallerzeugers angeordnet war, geleitet. Durch eine Wasserzufuhrleitung wurde das vollentmineralisierte Wasser zu den konzentrisch zur Zerstäuberdüse angeordneten Austrittsbohrungen ($n_{B,max} = 8, 12, 16$) mit einem Durchmesser von $d_{B,Wasser} = 0.3 \text{ mm}$ geführt.

3.3 Konzentrischer Zweikanal-Axialgitter-Drallbrenner mit variablem Luftvolumenstromverhältnis

Bezugnehmend auf die gewonnenen Erkenntnisse über den Entstehungsmechanismus der Druckschwingungen aus den Untersuchungen mit dem oben beschriebenen Brenner wurde danach ein Modellbrenner konzipiert (Abb 3.4), bei dem das innere Axialgitter des Brenners über eine getrennte Luftversorgung verfügt, wodurch eine Variation des Luftvolumenstromverhältnisses $\dot{V}_{L,innen}/\dot{V}_{L,gesamt}$ durch das innere und äußere Drallgitter des Heizöl-Brenners ermöglicht wurde. Für die Vorwärmung der Luftströmung durch das innere Axialgitter war ein zusätzlicher Lufterhitzer mit Temperaturregler zur separaten Variation der Luftvorwärmtemperatur bzw. des Temperaturverhältnisses $T_{L,innen}/T_{L,außen}$ vorgesehen.

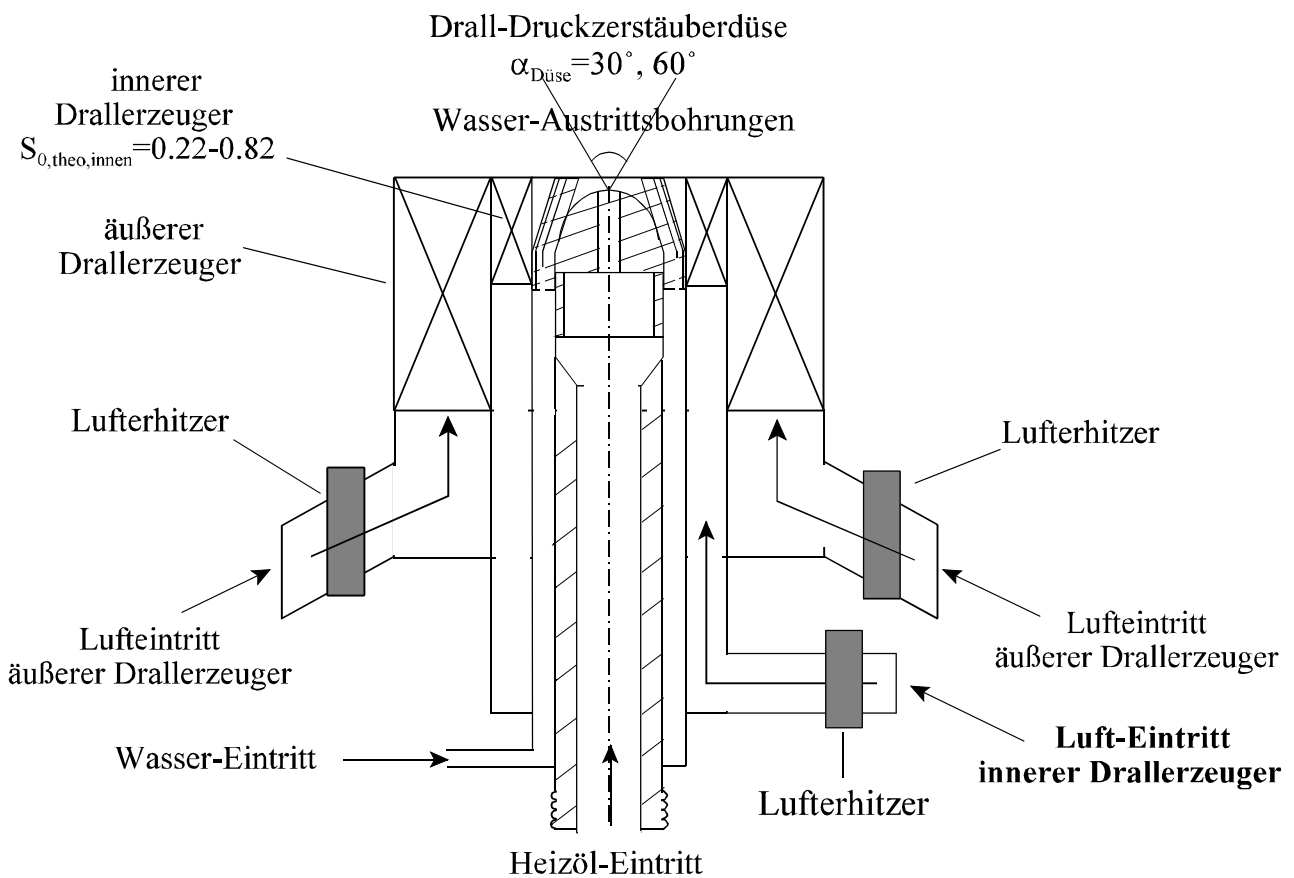
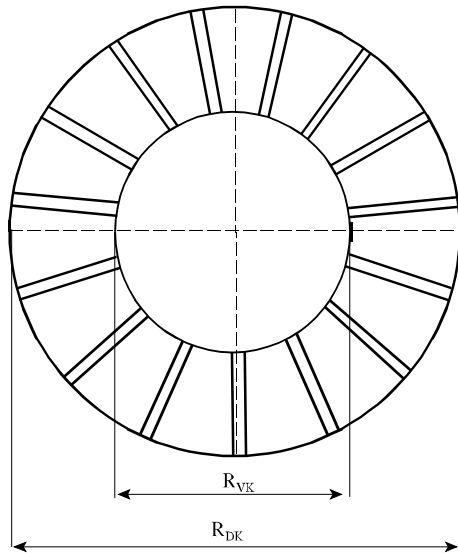


Abb. 3.4: Schema des konzentrischen Zweikanal-Axialgitter-Drallbrenners mit variablem Luftvolumenstromverhältnis

Bei diesem Drallbrenner konnte außerdem die theoretische Drallzahl $S_{0,theo,innen}$ (Tab. 3.1) des inneren Axialgitters durch einen austauschbaren Axialschaufel-Drallerzeuger (Abb. 3.5) mit unterschiedlichen Schaufel-Anstellwinkeln variiert werden. Die von den geometrischen Daten des Drallerzeugers abhängige theoretische Drallzahl $S_{0,theo,innen}$ konnte mit Hilfe der angegebenen Drallerzeugerabmessungen und der gewählten Schaufel-Anstellwinkel δ_0 gemäß Gleichung 3.1 rechnerisch abgeschätzt werden:

$$S_{0,theo,innen} = \frac{2}{3} * \left(\frac{1-v^3}{1-v^2} \right) * \tan \delta_0 \quad (3.1)$$



mit: $v = R_{VK}/R_{DK}$ Blockierungsverhältnis
 δ_0 Schaufel-Anstellwinkel gegen die Axialrichtung

Abb. 3.5: Schema des Axialschaufel-Drallerzeugers

Schaufel-Anstellwinkel δ_0 [Grad]	0	15	22.5	30	45
theoretische Drallzahl $S_{0,theo,innen}$	0	0.22	0.34	0.48	0.82

Tab. 3.1: Theoretische Drallzahlen der verwendeten Axialschaufel-Drallerzeuger

3.4 Auslegung der Erdgasdüsen

Um die Haupteinflussgrößen für das Auftreten der Verbrennungsinstabilitäten durch Wassereindüsung enger eingrenzen zu können, wurden statt Heizöl-Zerstäuberdüsen (Abb. 3.6a) Erdgasdüsen mit Austrittsbohrungen, die zur Brennerachse divergent angestellt waren, eingesetzt (Abb. 3.6b). Diese Umstellung auf Brenngas ermöglichte die Eliminierung einiger Einflussgrößen des Zerstäubungsprozesses und der anschließenden Verdampfung bei den weiteren Untersuchungen. Um jedoch vergleichbare Messungen durchführen zu können, wurde zuvor bei den Zerstäuberdüsen der Impulsstrom des Heizölstrahls am Brenneraustritt gemäß Gleichung 3.3 für den jeweiligen Strahlwinkel und die eingestellte thermische Leistung berechnet. Somit konnte zwecks Einstellung gleich großer Impulsströme ($\bar{\dot{I}}_{Heizöl} = \bar{\dot{I}}_{Erdgas}$) bei der Versuchsdurchführung die Anzahl n_B , der Durchmesser bzw. die Austrittsfläche A_B und der Anstellwinkel der Erdgas-Austrittsbohrungen passend zu dieser Forderung festgelegt werden.

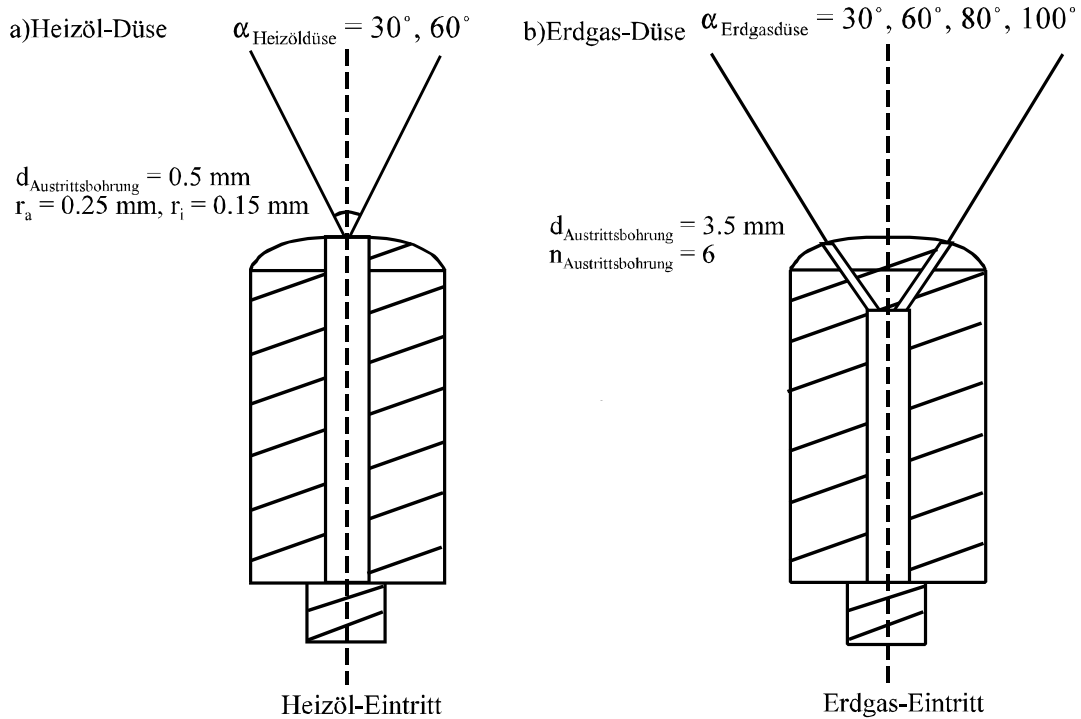


Abb. 3.6: a) Schema der Heizöldüse b) Schema der impulsäquivalenten Erdgasdüse

Die Fläche des Heizölfilmes am Düsenaustritt wurde wie folgt berechnet (siehe Abb. 2.22):

$$A_{\text{aus,Heizöl}} = \pi (r_a^2 - r_i^2) \quad (3.2)$$

$$\bar{I}_{\text{aus,Heizöl}} = \frac{\dot{M}_{\text{Heizöl}}^2}{\rho_{\text{Heizöl}} \cdot A_{\text{aus,Heizöl}}} \quad (3.3)$$

$$\bar{I}_{\text{Erdgas}} = \rho_{\text{Erdgas}} \cdot A_{\text{aus,Erdgas}} \cdot \bar{u}_{\text{Erdgas}}^2 = \bar{I}_{\text{aus,Heizöl}} \quad (3.4)$$

$$A_{\text{aus,Erdgas}} = \frac{\bar{I}_{\text{aus,Heizöl}}}{\rho_{\text{Erdgas}} \cdot \bar{u}_{\text{Erdgas}}^2} \quad (3.5)$$

Aus geometrischen Gründen war bei der Auslegung der Erdgasdüsen die Größe der Erdgas-Austrittsfläche begrenzt. Daher müsste noch die thermische Leistung bei der Erdgas angepasst werden, so dass der Impulsstrom noch gleich blieb.

$$A_B = \frac{A_{\text{aus,Erdgas}}}{n_B} \quad (3.6)$$

Bei einer thermischen Leistung von $\bar{Q}_{\text{th}}(\text{Erdgas}) = 180 \text{ kW}$ und $\bar{I}_{\text{Heizöl,Erdgas}} = 0.31 \left[\frac{\text{kg} \cdot \text{m}}{\text{s}^2} \right]$ ergab sich:

$$\dot{m}_{\text{Erdgas}} = 14 \text{ kg/h} \text{ und } u_{\text{Erdgas}} = 80 \frac{\text{m}}{\text{s}}$$

4 Messtechniken

4.1 Messtechniken zur Überwachung stationärer Versuchsparameter

Die Messung des thermostatisierten Heizölvolumenstroms zur Bestimmung der eingestellten thermischen Leistung erfolgte durch einen kalibrierten Schwebekörper-Durchflussmesser. Der zur Absenkung der Flammentemperatur benötigte Wasservolumenstrom wurde mittels eines ebenfalls kalibrierten Schwebekörper-Durchflussmessers überwacht. Zur Einstellung des Luftmassenstromes diente eine kalibrierte Blendenmessstrecke. Mit Hilfe einer wassergekühlten, thermostatisierten Absaugsonde wurde ein Teilstrom des Abgases (siehe Abb. 3.1) durch eine Vakuumpumpe abgesaugt und dem Gas-Analysator /105/ zur Konzentrationsbestimmung des volumetrischen Restsauerstoffgehaltes im Abgas $[O_2]_{tr}$ zugeführt. Dadurch war es möglich, die Gesamtluftzahl λ_{ges} nach Gleichung 4.1 zu bestimmen und zu überwachen (siehe Anhang 6.3) :

$$\lambda_{ges} = \frac{1}{l_{min}} = 1 + \frac{[O_2]_{tr}}{(0.21 - [O_2]_{tr})} \cdot \frac{V_{min, tr}}{l_{min}} \quad (4.1)$$

Der minimale Luftbedarf l_{min} für stöchiometrische Verbrennung und das trockene Abgasvolumen $V_{min, tr}$ konnten anhand einer Elementaranalyse für das Heizöl ($[C] = 86.4\%$ Masse, $[H] = 13.4\%$ Masse) berechnet werden ($l_{min} = 11.25 \text{ m}^3/\text{kg Br}$). Die Restgehalte von 0.2% wurden dabei vernachlässigt.

4.2 Messtechniken zur Erfassung instationärer Messgrößen

4.2.1 Druckmesstechnik mit Hilfe von Kondensatormikrofonen

Die periodischen Schwankungen des statischen Drucks der Gassäule in der Brennkammer wurden durch die Verwendung von Kondensatormikrofonkapseln mit hohen Amplitudenauflösungen und linearem Frequenzverhalten mit integriertem Vorverstärker aufgenommen /106/. Aufgrund des Bauprinzips konnten jedoch nur die Wechselanteile und keine Mittelwerte des statischen Druckes erfasst werden. Die von dem Kondensatormikrofon gelieferten, elektrischen Wechselspannungen konnten direkt durch einen über den gesamten Messbereich konstanten Kalibrier- bzw. Umrechnungsfaktor linear in Wechseldrücke mit der Einheit Pa_{rms} umgerechnet werden.

Der Einsatzbereich der Kondensatormikrofone ist wegen der geringen Temperaturbeständigkeit der Metallmembranen auf maximal 150°C beschränkt. Die herrschenden hohen Temperaturen in der Brennkammer erfordern daher die Vorschaltung einer gekühlten Messsonde, um die Mikrofonmembran vor Überhitzung und thermischer Zerstörung zu schützen. In Abbildung 4.1 ist eine solche thermostatisierbare Druckmesssonde mit einem Anschluss für eine Kondensatormikrofonkapsel dargestellt.

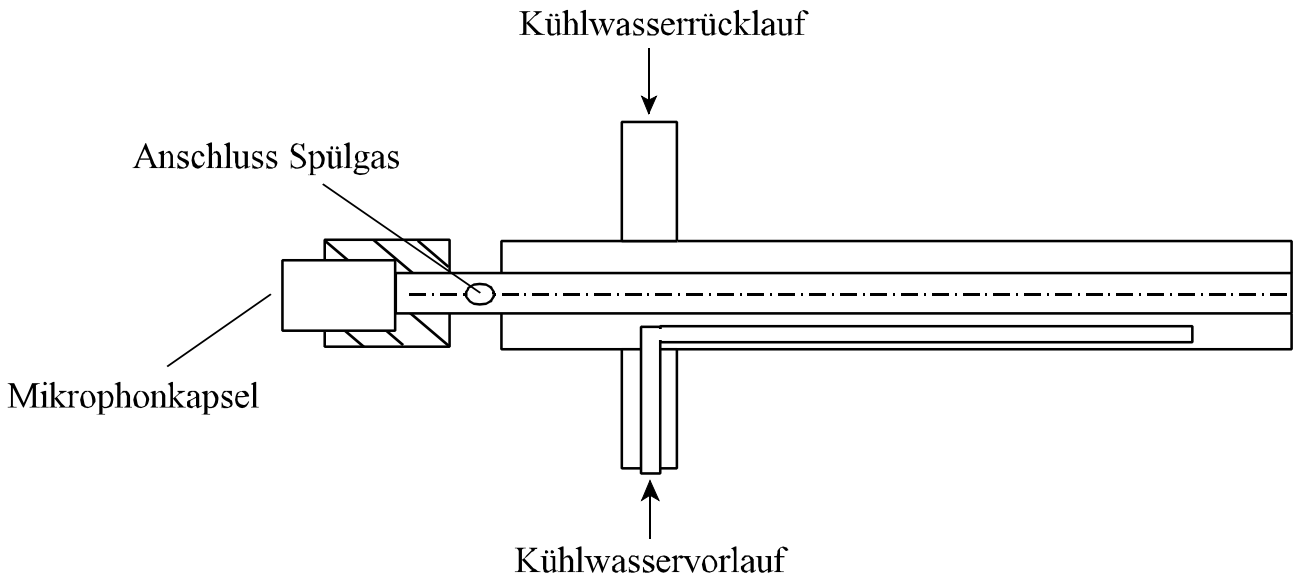


Abb. 4.1: Schema einer thermostatisierbaren Druckmesssonde /107/

Die Druckmesssonde besteht aus einem Metallröhrchen, an dessen einem Ende die Mikrofonkapsel in einer Aufnahme befestigt werden kann. Die Thermostatisierung der Druckmesssonde erfolgt mit Hilfe eines externen Wasserkreislaufs, der den doppelwandig ausgeführten Bereich der Sonde durchströmt. Da die beschriebene Druckmesssonde ein eigenes, frequenzabhängiges Druckübertragungsverhalten besitzt, muss dieses zunächst bestimmt werden, um unzulässige Verzerrungen bei den Messungen der Amplitude der zu bestimmenden Druckschwingungen in der Versuchsbrennkammer zu vermeiden. Die in der Druckmesssonde enthaltene Gassäule besitzt ein eigenes dynamisches Druckübertragungsverhalten in Abhängigkeit von der Schallgeschwindigkeit und der Sondenrohlänge. Daher wird die thermostatisierte Druckmesssonde über eine kleine Anbohrung des inneren Metallröhrchens, welches die Gassäulenschwingungen zur Kondensatormikrofonkapsel leitet, mit einem geringen Spülgasstrom durchströmt, um das Eindiffundieren von heißen Rauchgasen mit nicht bekannter Spezieszusammensetzung und Temperatur zu verhindern. Somit ist auch die Schallgeschwindigkeit der im Metallröhrchen enthaltene Gassäule für die Bestimmung des Druckübertragungsverhalten durch den Spülgasstrom vorgegeben, bekannt und reproduzierbar.

Der prinzipielle Messaufbau zur Bestimmung des Druckübertragungsverhaltens (Kalibrieren der Druckmesssonde) mit Hilfe einer Referenzkammer im interessierenden Frequenzbereich der Druckmesssonde ist in Abbildung 4.2 dargestellt /107/. Zuerst wird durch einen Vergleich der gemessenen Druckamplituden ein Abgleich der beiden verwendeten, baugleichen Mikrofonkapseln ohne vorgeschaltete Druckmesssonde durchgeführt. Nach dem Abgleich erhält man über den gesamten Bereich der Anregungsfrequenz ein konstantes Amplitudenverhältnis von $|F| = 0 \text{ dB}_{\text{rms}}$ (Abb. 4.3). Somit ist der gleiche Ausgangspunkt beider Mikrofonkapseln für die Bestimmung des Amplitudenfrequenzganges der vor eine der Mikrofonkapseln geschalteten Druckmesssonde sichergestellt.

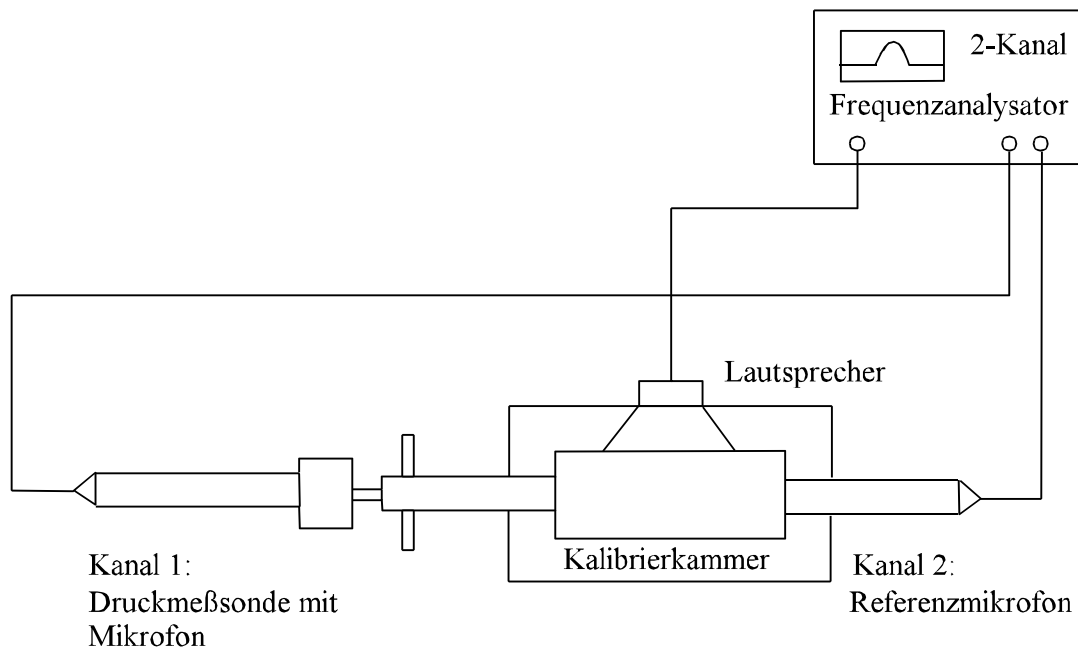


Abb. 4.2: Messaufbau zur Bestimmung des Druckübertragungsverhaltens der Druckmesssonde /107/

Ein eingebauter, kleiner Lautsprecher in der Mitte der Kammer erzeugt sinusförmige Druckschwingungen in einem Bereich der Anregungsfrequenz von 20 - 2000 Hz. Die von den beiden symmetrisch zur Kammer angeordneten Messstellen registrierten Signale werden im Zwei-Kanal-Frequenzanalysator ausgewertet und miteinander verglichen. Durch Vorschalten einer mit dem Spülgas Stickstoff durchströmten Druckmesssonde ($L_{\text{sonde}} = 130 \text{ mm}$) vor einer Mikrofonskapsel erhält man den in der Abbildung 4.4 dargestellten Amplitudenfrequenzgang der Druckmesssonde, der gemäß Gleichung 4.2 aus den Messwerten berechnet werden kann.

$$|F|_{\text{dB}} = 20 \cdot \log \left[\frac{\check{p}_{\text{rms, Druckmesssonde}}}{\check{p}_{\text{rms, Vergleichsmikrofon}}} \right] \quad (4.2)$$

Die Druckmesssonde zeigte dabei die Resonanzfrequenz $f_{\text{res,max}} = 662.3 \text{ Hz}$. Sind die frequenzmäßige Lage der Druckschwingung der Gassäule in der Brennkammer und der Resonanzfrequenz der mit Stickstoff gespülten Drucksonde im gleichen Bereich, ergibt sich eine Verzerrung der zu bestimmenden Druckamplitude. In diesem Falle wird eine verzerrungsfreie Messung im interessierenden Frequenzbereich durch eine geeignete Verschiebung der Lage der Resonanzfrequenz der Druckmesssonde zu höheren Frequenzen hin gewährleistet. In der Druckmesssonde stellt sich im Resonanzfall eine stehende 1/4-Welle ein, wie durch den Vergleich der experimentell ermittelten und der berechneten Resonanzfrequenz festgestellt wird. Die Wellenlänge der stehenden 1/4-Welle kann anhand der Gleichung 4.3 bestimmt werden.

$$\lambda_{\text{res,max}} = 4 \cdot L_{\text{Sonde}} \quad (4.3)$$

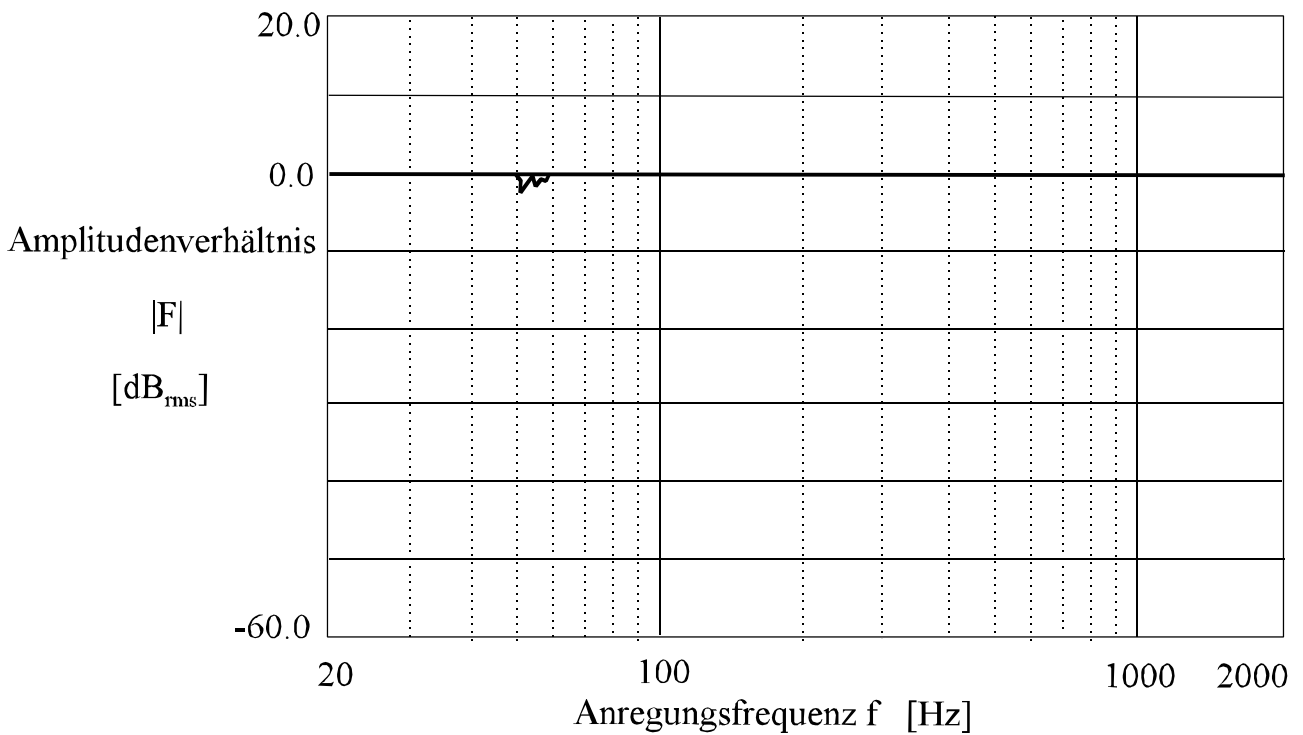


Abb. 4.3: Druck-Frequenzgang zweier Mikrofonkapseln ohne vorgeschaltete Druckmesssonde /107/

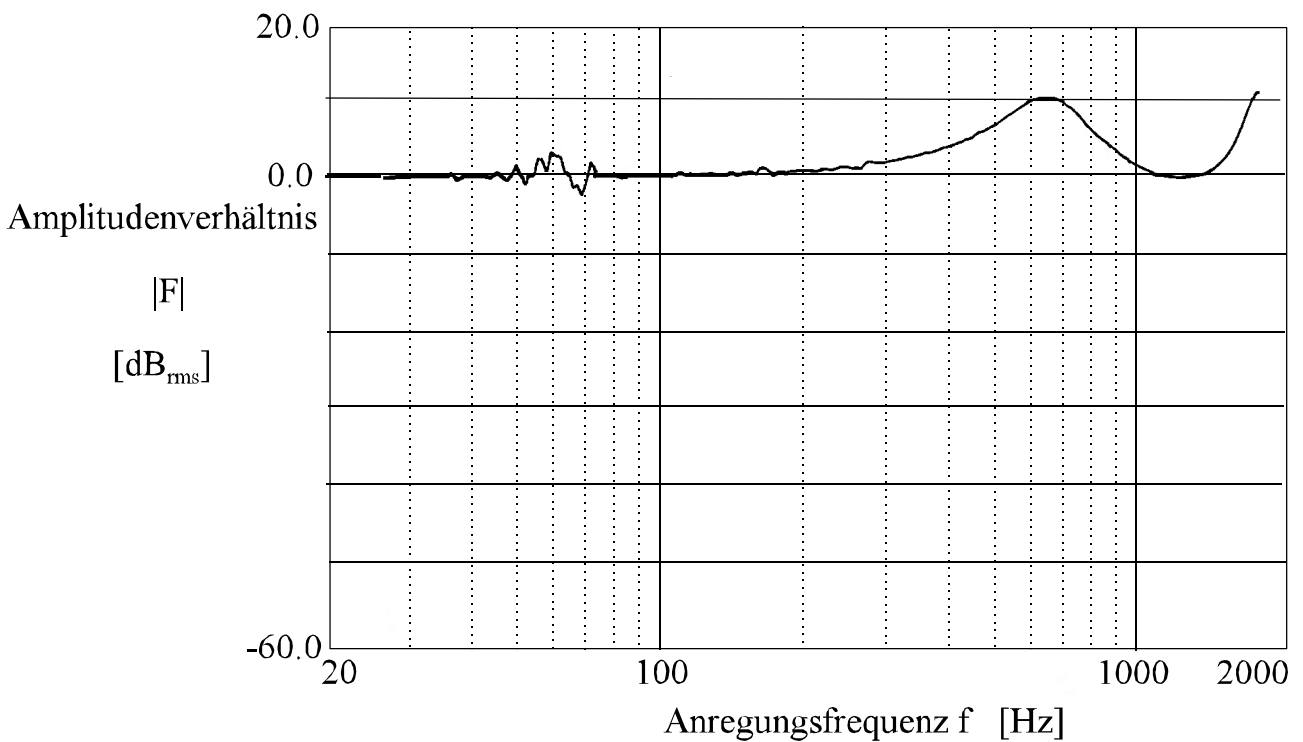


Abb. 4.4: Druck-Frequenzgang Mikrofonsonde ($L_{\text{Sonde}} = 130$ mm, Spülgas Stickstoff)

Die Resonanzfrequenz $f_{\text{res,max}}$ der Druckmesssonde ist von der Schallgeschwindigkeit $C_{\text{Spülgas}}$ des durchströmenden Spülgases abhängig (Abb. 4.4) und wird gemäß Gleichung 4.4 berechnet:

$$f_{\text{res,max}}(T) = \frac{C_{\text{Spülgas}}(T)}{\lambda_{\text{res,max}}} = \frac{C_{\text{Spülgas}}(T)}{4 \cdot L_{\text{Sonde}}} \quad (4.4)$$

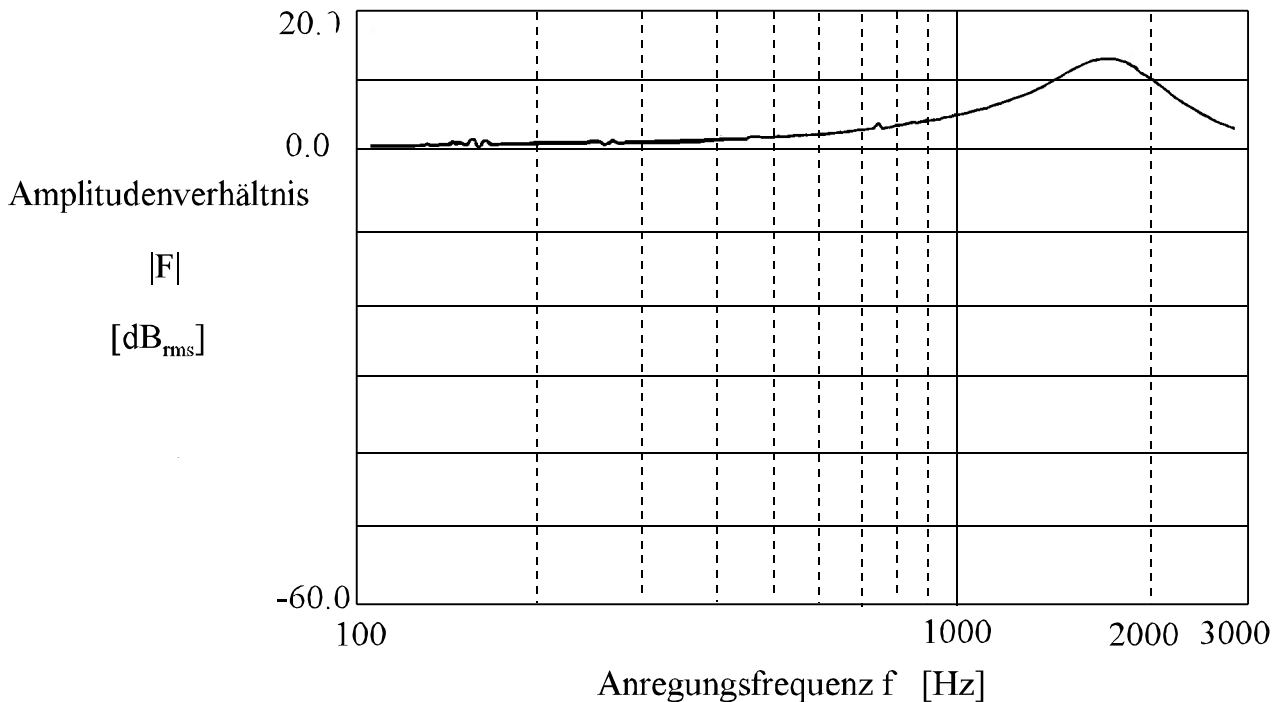


Abb. 4.5: Druck-Frequenzgang Mikrofonsonde ($L_{\text{Sonde}} = 130 \text{ mm}$, Spülgas Helium)

Abbildung 4.5 zeigt die Resonanzfrequenz der Druckmesssonde mit gleicher Länge $L_{\text{Sonde}}=130 \text{ mm}$ unter Verwendung von Helium anstelle Stickstoff als Spülgas. Wie erwartet, stellt sich durch die ca. dreifach erhöhte Schallgeschwindigkeit von Helium gegenüber Stickstoff ($C_{\text{Stickstoff}}=349 \text{ m/s}$, $C_{\text{Helium}}=1007 \text{ m/s}$ bei 20°C) eine Verschiebung der Resonanzfrequenz der Druckmesssonde von $f_{\text{res,max}}=662.3$ auf $f_{\text{res,max}}=1801.2\text{Hz}$ ein.

4.2.2 Konstant-Temperatur-Hitzdrahtanemometrie

Eine seit langem bekannte, häufig angewendete Methode zur Messung von Geschwindigkeiten und Geschwindigkeitsschwankungen in isothermen Strömungsfeldern niederer Gastemperaturen ist die Konstant-Temperatur-Hitzdrahtanemometrie (CTA), die sich durch eine hohe zeitliche und räumliche Auflösung auszeichnet. Dabei wird die Oberflächentemperatur des Hitzdrahtes durch eine Nachlaufregelung der Hitzdrahtbrücke konstant gehalten. Der vom Hitzdraht an das Fluid durch erzwungene

und freie Konvektion in der Gasströmung abgegebene Wärmestrom ist nach Gleichung 4.5 proportional zum momentanen Wärmeübergangskoeffizienten $\alpha(t)$ und zu jedem Zeitpunkt gleich der dem Hitzdraht zugeführten elektrischen Leistung /108/.

$$\dot{Q}_{\text{konv}}(t) = \alpha(t) \cdot A_{\text{HD}} \cdot \Delta T_{\text{HD-F}} = P_{\text{el}}(t) = U_{\text{B}}(t) \cdot I_{\text{HD}}(t) = \frac{U_{\text{B}}^2(t)}{R_{\text{HD}}} \quad (4.5)$$

Die momentane Brückenspannung $U_{\text{B}}(t)$ ist bei fester Hitzdrahtgeometrie (Hitzdrahtoberfläche A_{HD}) und konstant treibendem Temperaturgefälle $\Delta T_{\text{HD-F}}$ zwischen der Oberflächentemperatur des Hitzdrahtes und der Fluidtemperatur direkt proportional dem abgegebenen Wärmestrom $\dot{Q}_{\text{konv}}(t)$ bzw. dem momentanen Wärmeübergangskoeffizient $\alpha(t)$. Dabei hängt der Wärmeübergangskoeffizient $\alpha(t)$ selbst von verschiedenen Einflussgrößen ab (4.6).

$$\alpha = \alpha(\lambda_{\text{F}}, u_{\text{eff}}, T_{\text{F}}, \Delta T, \text{Geometrie}) \quad (4.6)$$

Sowohl die Fluidtemperatur (Warmlaufen der Anlage) als auch die Hitzdrahttemperatur (CTA-Methode) werden konstant gehalten. Die Stoffwerte sind bekannt, und die Nusseltzahl Nu bzw. der Wärmeübergangskoeffizient $\alpha(t)$ lassen sich unter Voraussetzung einer laminaren Umströmung des Hitzdrahtes und unter Vernachlässigung der freien Konvektion (beides bei sehr dünnen Hitzdrähten gut erfüllt) mit folgenden Gleichungen berechnen:

$$\frac{\alpha \cdot l_{\text{aq}}}{\lambda_{\text{F}}} = Nu_{\text{lam}} = 0.664 \cdot Re_{l_{\text{aq}}}^{1/2} \cdot Pr^{1/3} \quad (4.7)$$

mit:

$$Re_{l_{\text{aq}}} = \frac{u_{\text{eff}} \cdot l_{\text{aq}}}{v_{\text{F}}} \quad \text{und} \quad Pr = \frac{\rho_{\text{F}} \cdot C_{\text{p,F}} \cdot v_{\text{F}}}{\lambda_{\text{F}}} \quad (4.8)$$

$$\text{und} \quad l_{\text{aq}} \approx \frac{\pi}{2} D_{\text{HD}} \quad \text{für} \quad \frac{L_{\text{HD}}}{D_{\text{HD}}} > 1 \quad (4.9)$$

Die Hitzdrahtlänge sollte im Verhältnis zum Hitzdrahtdurchmesser sehr groß sein. Aufgrund von Alterungserscheinungen des Hitzdrahtes beim Betrieb der Brücke und der starken Geometrieabhängigkeit des Wärmeüberganges ist eine analytische Berechnung des funktionalen Zusammenhanges zwischen der konvektiven Wärmeabgabe, repräsentiert durch die Hitzdrahtbrückenspannung U_{HD} , und der effektiven Anströmgeschwindigkeit u_{eff} nicht möglich. Daher muss jeder Hitzdraht individuell kalibriert werden. Dazu wird der Hitzdraht senkrecht zur Anströmrichtung in einer Strömung positioniert, der Volumenstrom und damit die Anströmgeschwindigkeit variiert und jeder Anströmgeschwindigkeit ein Spannungswert zugeordnet. In Abbildung 4.6 ist die Kalibrierkurve nach Anpassung einer Regressionsfunktion an den Messpunkten dargestellt. Man erkennt, dass ab einer bestimmten Anströmgeschwindigkeit die Änderung der Hitzdraht-Brückenspannung nahezu linear mit der effektiven

Anströmgeschwindigkeit ansteigt. Daher kann in diesem Bereich vom Effektivwert der Hitzdraht-Brückenspannung auf die Stärke der Geschwindigkeitsschwankung geschlossen werden. Da im Rahmen dieser Untersuchungen nur die Geschwindigkeitsschwankungen im linearen Bereich der Kalibrierkurve gemessen wurden, war eine Kalibrierung des Hitzdrahtes nicht erforderlich.

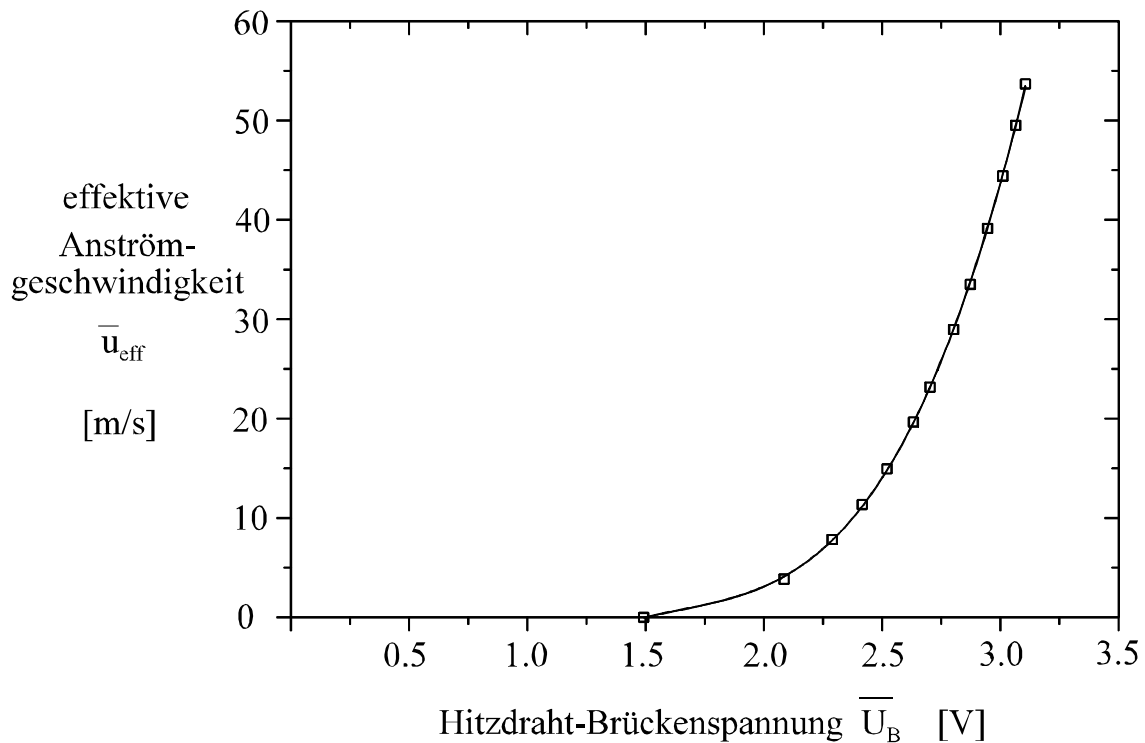


Abb. 4.6: Hitzdraht-Kalibrierkurve /107/

4.3 Messwerterfassung und Signalverarbeitung periodischer Druckschwingungen

Zur Erfassung der am untersuchten Drallbrenner auftretenden, selbsterregten Verbrennungsinstabilitäten und der damit verbundenen starken periodischen Schwingungen des statischen Druckes in der Brennkammer wurde eine Kondensatormikrofonkapsel eingesetzt. Die durch die Mikrofonkapsel registrierten Signale wurden mit Hilfe eines Zwei-Kanal-Frequenzanalysators in Form von Zeitsignalen bzw. Frequenzspektren (Abb. 4.7 und 4.8) ausgewertet. Die beiden Darstellungen zeigen das gleiche Signal auf unterschiedlichen Ebenen (Zeit und Frequenzebenen). Durch eine "Fourier-Transformation" kann jedes periodische Signal in eine Summe von Sinussignalen ("Fourier-Reihen") zerlegt werden. Es lässt sich zeigen, dass jedes periodische Signal nur durch eine einzige Kombination von Sinussignalen dargestellt werden kann. Bei einer Darstellung der Sinussignale in der Zeitebene ist die X-Achse der Zeit und Y-Achsen der (Momentan-) Amplitude zugeordnet (Siehe Abb. 4.7). Bei einem Frequenzebenenpektrum werden die Amplituden und Frequenzen der Sinussignale angezeigt (siehe Abb. 4.8).

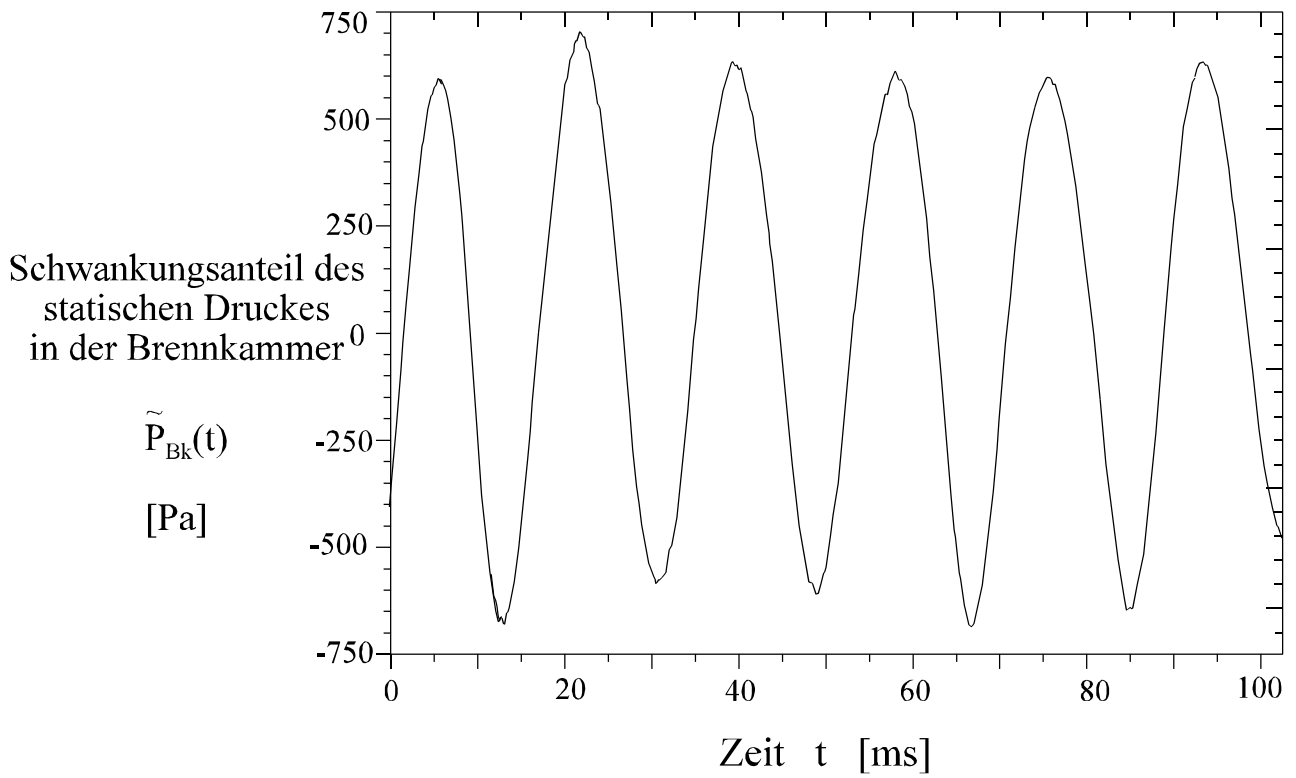


Abb. 4.7: Zeitsignal der statischen Druckschwungung in der Brennkammer

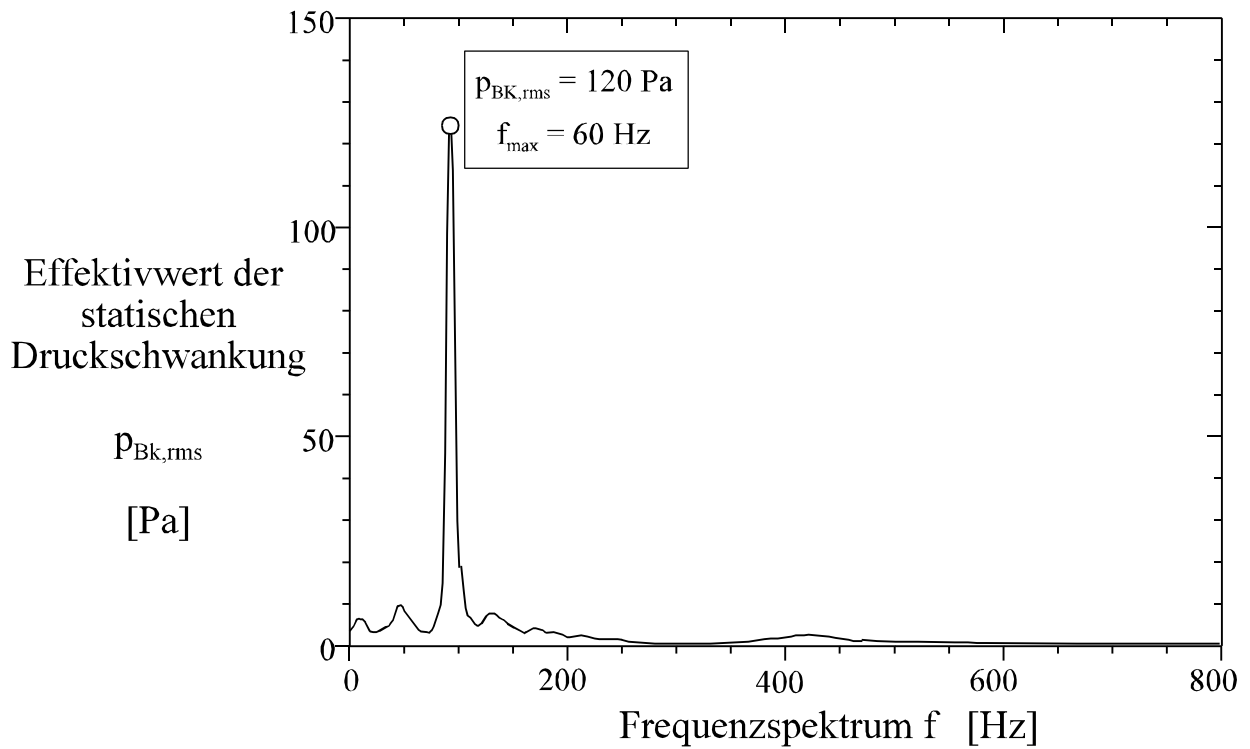


Abb. 4.8: Frequenzspektrum der Schwingung des statischen Druckes in der Brennkammer

Die gemessenen und mathematisch zu analysierenden Verläufe des (statischen) Brennkammerdrucks sind aus dem zeitlichen Mittelwert, aus periodischen(harmonischen) und stochastischen Anteilen zusammengesetzt:

$$Z(t) = \bar{Z} + \tilde{Z}(t) + Z'(t) \quad (4.10)$$

Der zeitliche Mittelwert der Schwankungsgrößen $\tilde{Z}(t)$ und $Z'(t)$ und deren Summe wird definitionsgemäß gleich Null gesetzt:

$$\overline{\tilde{Z} + Z'} = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T (\tilde{Z}(t) + Z'(t)) \cdot dt \equiv 0 \quad (4.11)$$

Die Gleichung 4.12 dient der Berechnung des "Effektivwertes":

$$Z_{\text{rms}} = \sqrt{\overline{(\tilde{Z}(t) + Z'(t))^2}} \quad (4.12)$$

Die Analyse zeigt jedoch günstigerweise, dass im vorliegenden Fall der periodische Anteil $\tilde{Z}(t)$ den stochastischen Anteil $Z'(t)$ um mehr als eine Größenordnung übersteigt und auch frequenzmäßig deutlich von diesem entfernt liegt; daher kann letztlich der stochastische Anteil bei der Berechnung vernachlässigt werden.

Die von einem Signal-Analysator durchgeführte Transformation von der Zeit- in die Frequenzebene basiert auf der Fourier-Transformation, die folgendermaßen definiert ist /109/:

$$x(t) = \int_0^T S_x(f) e^{j2\pi f t} dt \quad (4.13)$$

$$S_x(f) = \int_{-\infty}^{\infty} x(t) e^{j2\pi f t} dt = \int_{-\infty}^{\infty} x(t) \cdot [\cos(\omega t) + j \cdot \sin(\omega t)] \cdot dt \quad (4.14)$$

mit: $x(t)$ Zeitebenenendarstellung des Signals x
 $S_x(f)$ Frequenzebenenendarstellung des Signals x
 f Periodenfrequenz,
 ω Kreisfrequenz $2\pi f = \omega$
 T Periodendauer

Das kontinuierliche Eingangssignal wird in konstanten Zeitabständen abgetastet, "zeit diskretisiert" und in numerische Abtastwerte mit endlicher Schrittweite umgesetzt. Anschließend werden die Zeitebenen-Abtastwerte in Frequenzebenen-Abtastwerte transformiert. Zur Bestimmung der RMS-Werte wird der quadratische Mittelwert einer Folge von ermittelten Frequenzwerten berechnet, indem die einzelnen Werte quadriert, die quadrierte Werte addiert, die Summe durch der Anzahl der Messwerte dividiert und aus diesem Quotienten die Quadratwurzel gezogen wird /109/.

5 Versuchsdurchführung sowie Ergebnisse und Interpretation

5.1 Stabilitätsverhalten der Diffusionsflamme im konzentrischen Doppelkanal-Axialgitter-Drallbrenner bei konstantem Luftvolumenstromverhältnis der beiden Luftkanäle

Im folgenden werden die Untersuchungsergebnisse von Heizöl-Diffusionsflammen dargestellt. Dabei wurden die Einflüsse unterschiedlicher Parameterkombinationen auf die Entstehung selbsterregter Druck-/Flammenschwingungen beobachtet. Wie bereits in Kapitel 2.3.2 beschrieben, ist für das Stabilitätsverhalten des Verbrennungssystems der Phasendifferenzwinkel ($\varphi_{Br}(f) + \varphi_{BK}(f) + \varphi_{Fl}(f)$) bzw. die Gesamtverzugszeit zwischen den Druckschwankungen und den durch sie verursachten Umsatzenschwankungen von entscheidender Bedeutung. Da die Übertragungsdynamik des Brenners und der Brennkammer bei einem festen mittleren Volumenstrom hauptsächlich durch die Systemgeometrie und die Druckverlustbeiwerte der Durchströmung von Brenner und Brennkammer festgelegt ist, ist die Schwingungsneigung des Verbrennungssystems in Abhängigkeit von der durch die Flamme verursachten last- und luftzahlabhängigen Verzugszeiten entscheidend. Aus diesem Grund wurden repräsentativ ausgewählte Messreihen derart in Diagrammen zusammengestellt und diskutiert, dass die Abhängigkeiten der auftretenden Schwingungen des statischen Druckes von den Betriebsparametern thermische Leistung, Luftzahl, Luftvorwärmtemperatur, Massenstromverhältnis (Wassermassenstrom / Heizölmassenstrom), Wasserimpulsstrom und Strahlwinkel der Zerstäuberdüsen deutlich werden.

Die Ergebnisse zum Schwingungsverhalten der Diffusionsflamme mit und ohne Wassereinspritzung werden zunächst getrennt vorgestellt. Anschließend erfolgt der Vergleich der Ergebnisse hinsichtlich nahezu gleicher Schwingungszustände, die einerseits durch Änderung der Luftvorwärmtemperatur und andererseits durch Änderung des Wassermassenstroms hervorgerufen werden.

5.1.1 Heizölflammen unter Variation der Luftzahl und der Luftvorwärmtemperatur

Wegen der komplexen Wechselwirkung zwischen dem Brennstoffdampf/Luft-Gemisch und dem eingespritzten Wasser bzw. Wasserdampf mit der Flamme wurde zuerst das Schwingungsverhalten der Flamme ohne Wassereinspritzung unter Änderung der Betriebsparameter (\dot{Q}_{th} , λ_{ges} , T_L , $\alpha_{Düse}$) untersucht.

Die Abbildung 5.1.1 zeigt die Abhängigkeit der Effektivwerte der Schwingungen des statischen Druckes bei einer konstanten mittleren thermischen Leistung $\dot{Q}_{th} = 250 \text{ kW}$ und bei einem Strahlwinkel der Heizöl-Zerstäuberdüse $\alpha_{Düse} = 30^\circ$ von der Gesamtluftzahl $\lambda_{ges} = 1.2, 1.3, 1.4$ und 1.5 und der Luftvorwärmtemperatur $T_L = 50\text{-}300^\circ\text{C}$. Unter diesen Bedingungen lassen sich zwei Beobachtungen festhalten: Zum einen führt bereits eine verhältnismäßig geringe Temperaturerhöhung der Luftströmung von ca. $\Delta T_L = 25^\circ\text{C}$ unter sonst konstanten Bedingungen zu einer drastischen Erhöhung der Effektivwerte der Schwingungen bzw. zu einem vollausgebildeten Schwingungszustand; zum anderen zeigt der Vergleich der auftretenden Schwingungszustände bei konstanter mittlerer thermischer Leistung und unterschiedlichen Gesamtluftzahlen, dass maximale Druckamplituden mit steigender Luftzahl bei niedrigeren Luftvorwärmtemperaturen entstehen. Die Maxima wurden stets bei einer Frequenz von

$f_{\max} = 60$ Hz - die durch die Wahl des Verbrennungssystems prädestinierte feste Resonanzfrequenz - beobachtet (siehe Abb 4.8) /110/.

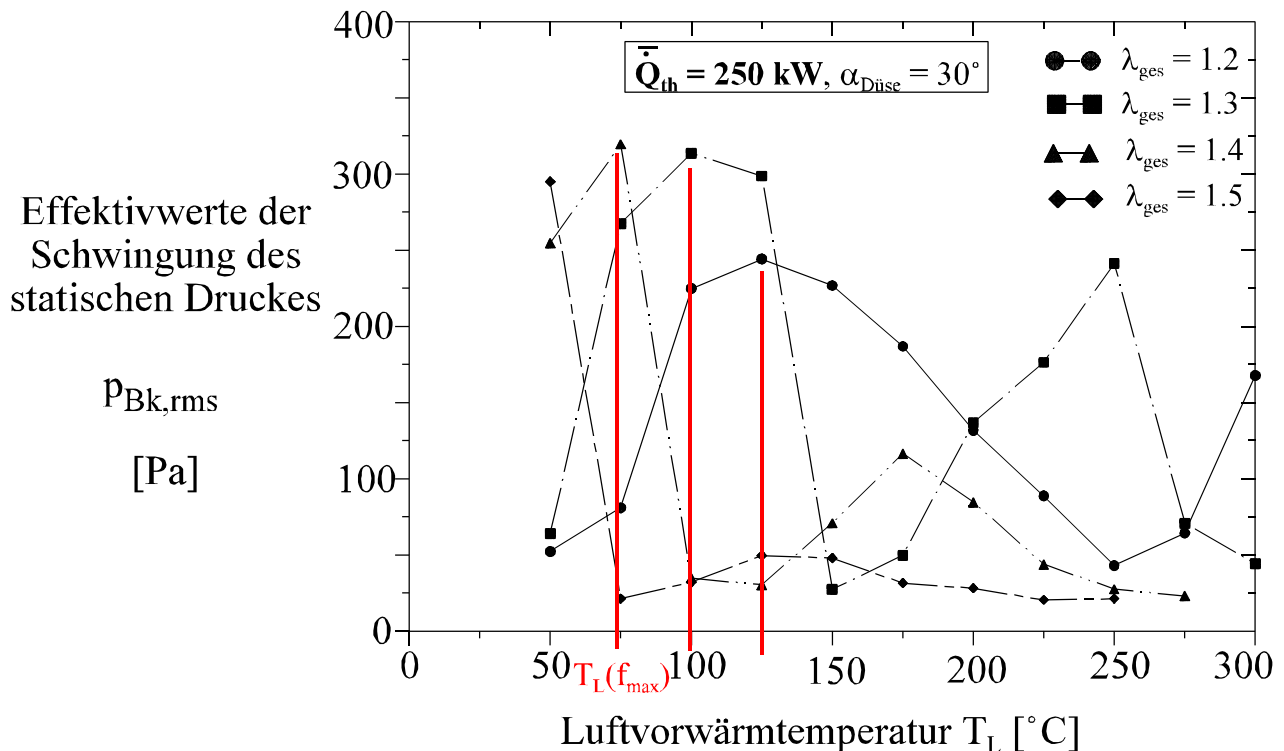


Abb. 5.1.1: Effektivwerte der Schwingung des statischen Druckes in Abhängigkeit von der Luftvorwärmtemperatur und der Luftzahl

Hieraus erkennt man den starken Einfluss der Luftvorwärmtemperatur und der Luftzahl auf die Entstehung selbsterregter Schwingungen des statischen Druckes bei dem untersuchten Brenner. Zudem weisen die durch die eingestellten Kombinationen von Luftzahl und Luftvorwärmtemperatur hervorgerufenen Druckschwingungen mit $f_{\max} = 60$ Hz auf unterschiedliche Flammentemperaturen hin (siehe Abb. 5.1.1 $T(f_{\max})$). Da die adiabate Flammentemperatur, abgesehen vom Heizwert des Brennstoffes, von der eingebrachten Verbrennungsluftenthalpie (Lufttemperatur) und von der Luftzahl abhängig ist, sinkt die Temperatur mit der Erhöhung der Luftzahl sowie der Reduzierung der Luftvorwärmtemperatur ab (siehe Gleichung 2.36 und 2.37). Festzustellen ist die Verschiebung der Effektivwertemaxima mit höheren Luftzahlen zu niedrigen Vorwärmtemperaturen.

Abgesehen von den oben genannten Einflussparametern ist die Flammentemperatur auch stark von den Zerstäubungseigenschaften (Tropfengröße und Tropfenverteilung) abhängig. Je nach Tropfengröße und Tropfenverteilung ändern sich die Verdampfungs- sowie Verbrennungsprozesse und dementsprechend auch der lokale Reaktionsumsatz /111, 112/. Aus diesem Grund stand im weiteren Verlauf der Untersuchungen der Einfluss der Zerstäubungscharakteristiken bzw. der räumlichen Tropfenverteilung und der (mittleren) Tropfengröße auf das Schwingungsverhalten der Flamme sowie auf die oben beschriebenen

kritischen Kombinationen der Luftvorwärmtemperatur und der Luftzahl im Mittelpunkt. Durch den Einsatz einer zweiten Drall-Druckzerstäuberdüse mit gleichem Maximaldurchsatz und einem größeren Strahlwinkel von $\alpha_{Düse} = 60^\circ$ wurden die oben genannten Charakteristiken (Tropfengröße und Tropfenverteilung) variiert. Eine Erhöhung des Strahlwinkels der Drall-Druckzerstäuberdüse wird durch den Anstieg der tangentialen Geschwindigkeitskomponente gegenüber der axialen in der Düsenmündung bewirkt, gleichzeitig verursacht die hohe Tangentialgeschwindigkeit eine höhere Zentrifugalkraft auf die Flüssigkeit und somit eine Reduzierung der Flüssigfilmdicke. Geht man also von einer Überlagerung der beiden Effekte aus, so sollte die Änderung der Tropfengrößen bei Erhöhung des Strahlwinkels deutlich ausgeprägt sein /73/. Bei der zweiten Zerstäuberdüse war ein höherer Vordruck für das Zerstäuben des gleichen Heizöl-massenstromes erforderlich, was ebenfalls zur Bildung von im statistischen Mittel kleineren Tröpfchen führte.

Auch mit $\alpha_{Düse} = 60^\circ$ wurde die Luftvorwärmtemperatur bei konstanter thermischer Leistung und Luftzahl in Stufen erhöht. Die vollausgebildeten Schwingungszustände bei bestimmten Luftvorwärmtemperaturen und Luftzahlen sind auch hier zu erkennen (Abb. 5.1.2); wie in Abbildung 5.1.1 liegen auch hier die maximalen Effektivwerte für höhere Luftzahlen bei niedrigerer Luftvorwärmtemperatur /113/.

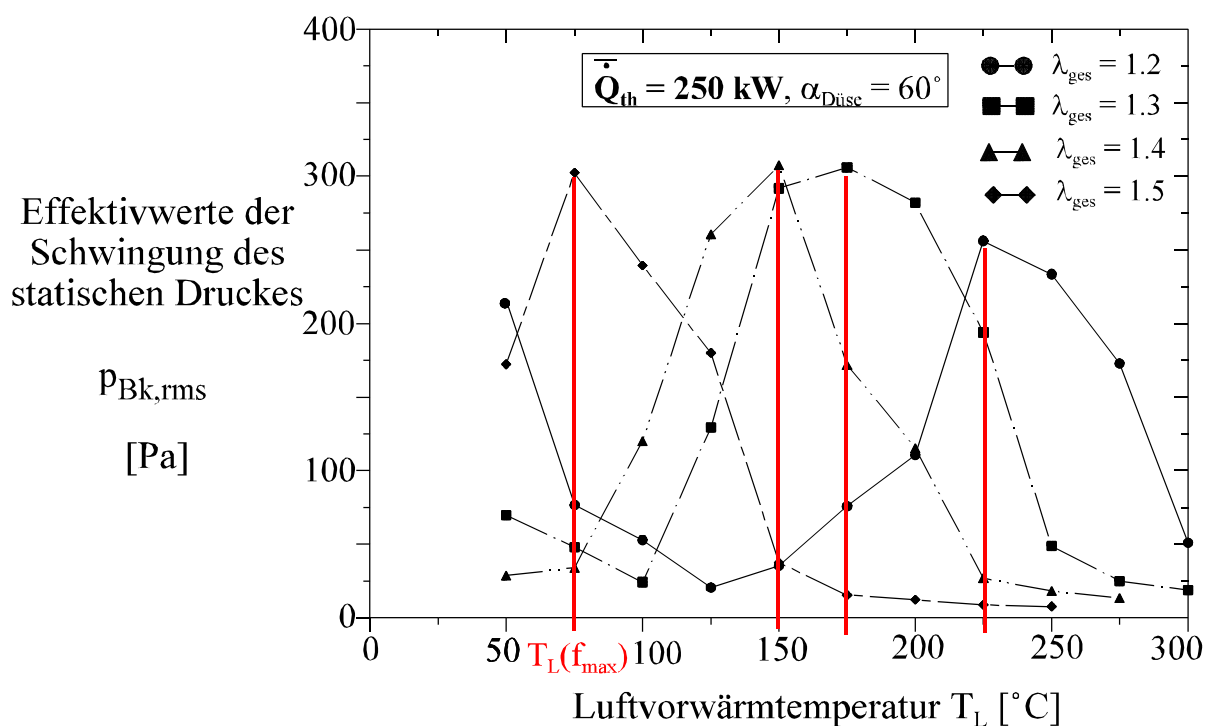


Abb. 5.1.2: Effektivwerte der Schwingung des statischen Druckes in Abhängigkeit von der Luftvorwärmtemperatur und der Luftzahl

Allerdings treten für die Heizöldüse mit $\alpha_{\text{Düse}} = 60^\circ$ bei gleicher thermischer Leistung und Luftzahl die maximalen Druckamplituden bei höheren Luftvorwärmtemperaturen auf als für die Düse mit $\alpha_{\text{Düse}} = 30^\circ$. Aus den Ergebnissen ist ersichtlich, dass die ausgeprägte Abhängigkeit des Schwingungsverhaltens der Flamme von der Luftvorwärmtemperatur und der Luftzahl auch unter veränderten Zerstäubungseigenschaften vorhanden ist, aber quantitativ modifiziert auftritt.

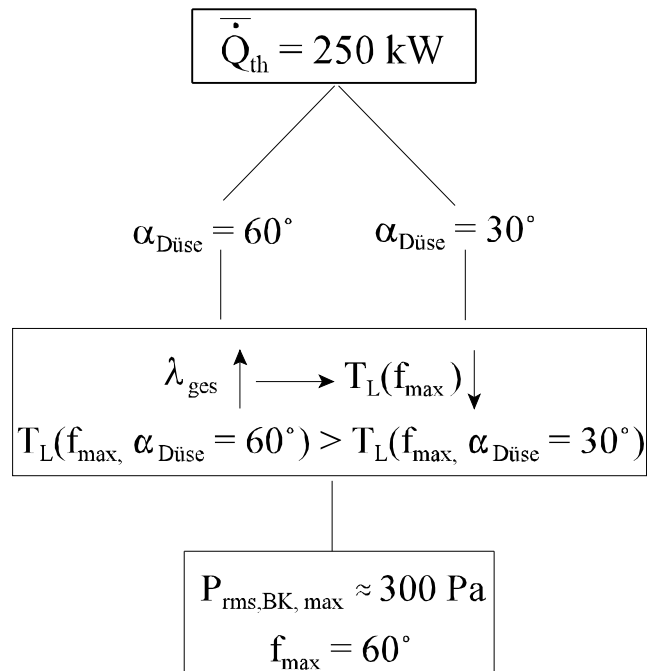


Abb. 5.1.3: Bedingungen für das Auftreten von Schwingungen des statischen Druckes im untersuchten Brennersystem

Die dargestellten Untersuchungsergebnisse zeigen, dass nahezu gleiche Schwingungszustände bei unterschiedlichen Kombinationen der Luftvorwärmtemperatur und der Luftzahl auftreten können. Dabei ist bei konstanter thermischer Leistung und konstantem Strahlwinkel der Zerstäuberdüse mit zunehmender Luftzahl eine kleinere Luftvorwärmtemperatur für die Entstehung dieser Schwingungszustände erforderlich (Abb 5.1.4).

Auffallend bei der Betrachtung ähnlicher Schwingungszustände waren die Kombinationen der kritischen Bedingungen (Luftvorwärmtemperatur und Luftzahl), die zu unterschiedlichen Temperaturniveaus der Flamme führten. Wäre die Flammentemperatur für das Auftreten der Druckschwingungen in der Brennkammer verantwortlich, so müssten bei steigender Luftzahl aufgrund der Reduzierung der Flammentemperatur die maximalen Druckamplituden bei höheren Luftvorwärmtemperaturen erreicht werden. Da jedoch der umgekehrte Befund auftritt, ist nicht die Flammentemperatur, sondern vermutlich eine Kombination der Lufttemperatur und des Luftvolumenstroms für das Auftreten der Verbrennungsinstabilitäten verantwortlich.

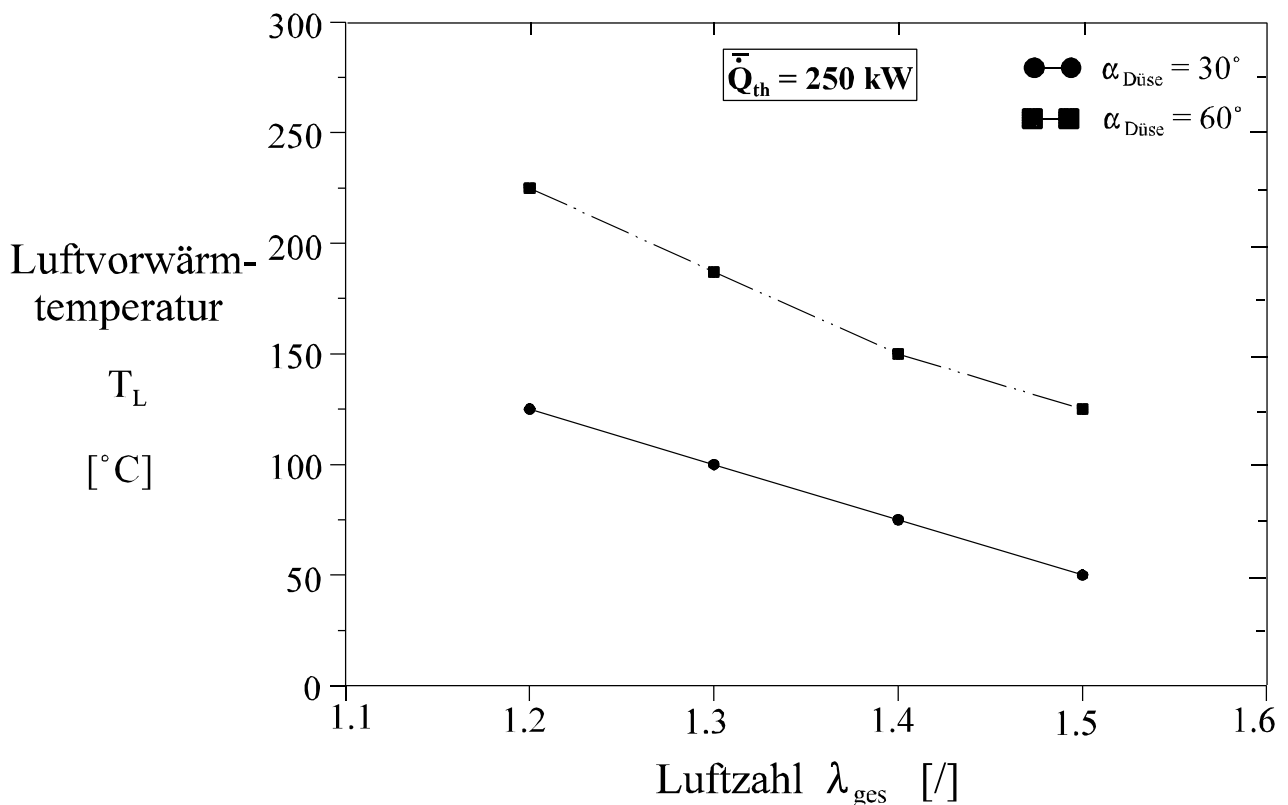


Abb. 5.1.4: Maximal auftretende Druckamplituden in Abhängigkeit von der Luftvorwärmtemperatur und der Luftzahl bei $f_{\text{max}} = 60 \text{ Hz}$

Wie bereits in Abschnitt 2.3.1 erläutert, wird die notwendige Bedingung für die Aufrechterhaltung periodischer Verbrennungsinstabilitäten in einem Wirkungskreis (Brenner-Flamme-Brennkammer) durch einen maximal zulässigen Gesamt-Phasendifferenzwinkel $\rho_{\text{ges}}(f)$ (Gesamtverzugszeit $T_{\text{V,Ges}}(f)$) festgelegt. Der betragsmäßig größte Anteil der Gesamtverzugszeit wird durch die flammeninterne Verzugszeit $T_{\text{V,Fl}}(f)$ dargestellt, welche die Verdampfungs- und Mischungszeit sowie die reaktionskinetische Verzugszeit beinhaltet. Mit sinkender Temperatur nehmen zwar die Verdampfungs- und die Reaktionszeit zu, aber die Mischungszeit nimmt durch die Erhöhung der Luftzahl bzw. des Luftmassenstroms bei konstantem Brennstoffmassenstrom (siehe Gleichung 2.24) ab. Daher wäre eine mögliche Erklärungshypothese, dass die Zunahme der Verdampfungs- und Reaktionszeit die Abnahme der Mischungszeit so kompensiert, dass die Phasenbedingung bei allen eingestellten Kombinationen der Luftzahl und Luftvorwärmtemperatur wieder erfüllt wird. Diese Hypothese ist jedoch detaillierter zu untersuchen.

Um den anhand von Abbildung 5.1.4 bereits diskutierten Temperatur- und Luftzahleinfluss auf das Auftreten der Druckschwingungen näher analysieren zu können, wurden die jeweils temperaturabhängigen Gesamtluftvolumenströme, die bei maximalen Druckamplituden vorhanden sind, berechnet. Hierbei entsprachen höhere Gesamtluftzahlen - durch die Maxima der Druckamplituden zugeordnet - niedrigeren Luftvorwärmtemperaturen, also höheren Luftdichten. Die sich so ergebenden Luftvolumenströme sind in der Abbildung 5.1.5 über den gesamten untersuchten Luftzahlbereich aufgetragen.

Bemerkenswert ist, dass diese Druck-Maxima bei konstanter mittlerer thermischer Leistung und gleichem Strahlwinkel der Düse unabhängig von der eingestellten Luftzahl immer beim gleichen **kritischen Gesamtluftvolumenstrom** vorliegen /114/.

Die somit eindeutig erscheinende Einflussnahme des Gesamtluftvolumenstromes auf das Schwingungsverhalten der Diffusionsflamme deutet darauf hin, dass strömungsmechanische Bedingungen - wie die lokale Strömungsgeschwindigkeit vor der Zündfront der Flamme - als charakteristische Einflussgrößen für die Entstehung selbsterregter Druckschwingungen beim verwendeten Versuchsbrenner ohne Wassereinspritzung verantwortlich sind. Es ist zu vermuten, dass ein direkter Zusammenhang zwischen den fluiddynamischen Eigenschaften der Brennerausströmung und der Anregung und Entstehung selbsterregter Druckschwingungen besteht. Daher wurde eine detaillierte Analyse der fluiddynamischen Bedingungen bzw. der kritischen Gesamtluftvolumenströme für das bessere Verständnis des Entstehungsmechanismus selbsterregter Druckschwingungen vorgenommen.

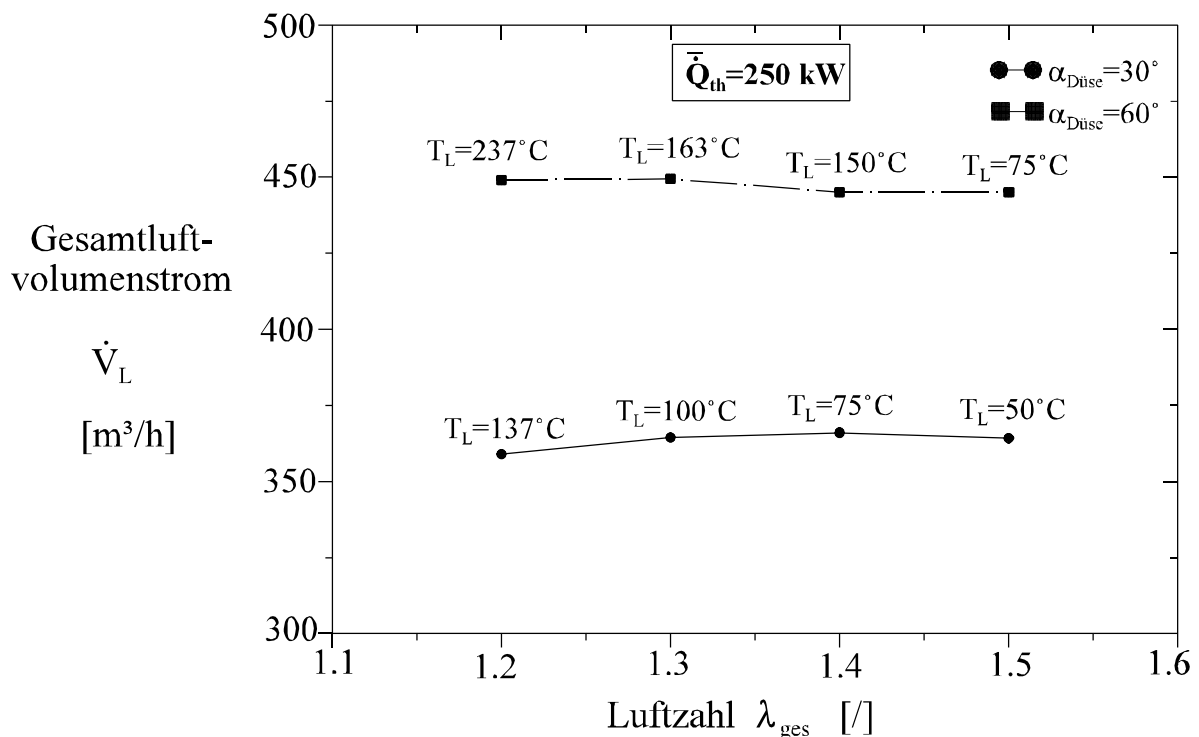


Abb. 5.1.5: Gesamtluftvolumenströme bei den maximal auftretenden Effektivwerten der Schwingung des statischen Druckes in Abhängigkeit von der Luftzahl

Darüber hinaus stand im Vordergrund des Interesses das Schwingungsverhalten der Flamme bei Wassereinspritzung. Darum wurden zunächst Untersuchungen unter Variation der gleichen Parameter wie im wasserfreien Betrieb bei zusätzlicher Änderung des Wassermassenstroms durchgeführt, um die evtl. miteinander korrelierenden Bedingungen für das Auftreten der Druckschwingungen mit und ohne Wassereinspritzung feststellen zu können.

5.1.2 Heizölflammen mit Wassereinspritzung unter Variation des Massenstromverhältnisses

$$\frac{\dot{m}_{\text{Wasser}}}{\dot{m}_{\text{Heizöl}}}$$

Um die Einflussnahme der Wassereinspritzung auf unterschiedliche, vorher untersuchte trockene Ausgangszustände (schwingungsfrei oder schwingungsbehaftet) detailliert untersuchen zu können, wurden innerhalb des Messprogramms die Parameter thermische Leistung, Luftzahl, Luftvorwärmtemperatur, Strahlwinkel der Heizöldüse und Wassermassenstrom variiert.

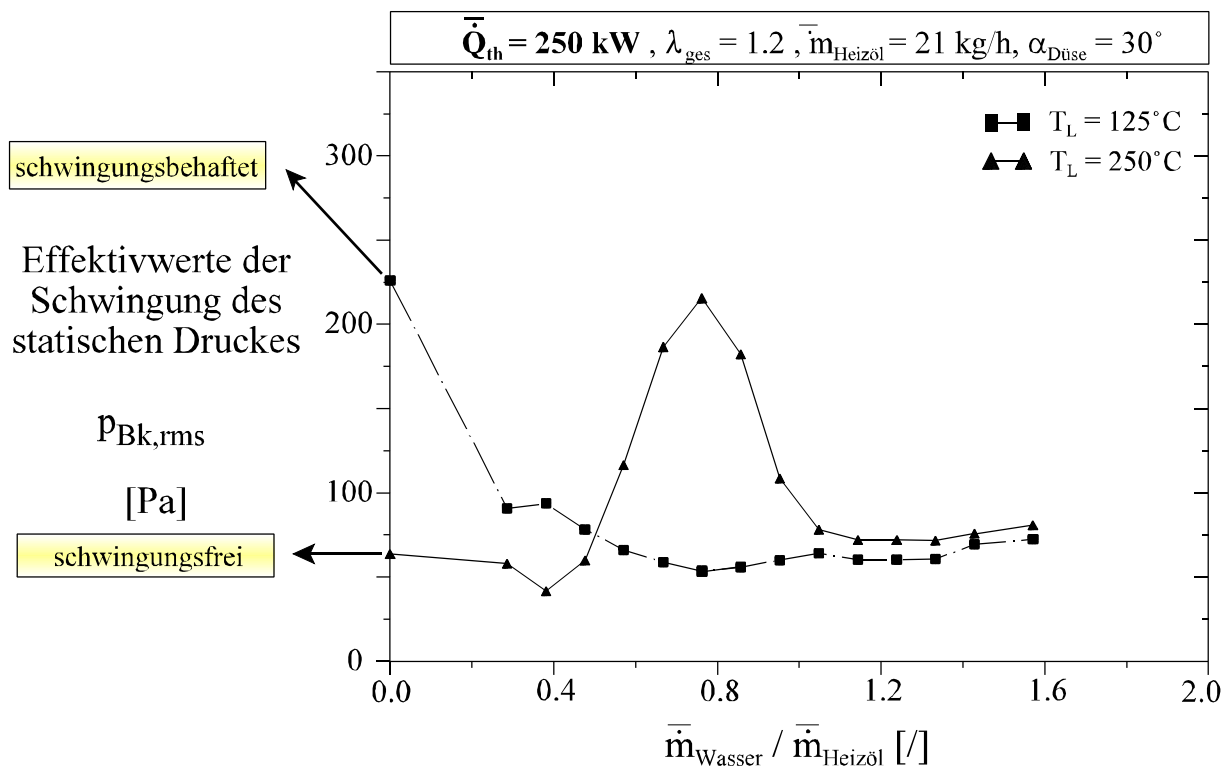


Abb. 5.1.6: Effektivwerte der Schwingung des statischen Druckes in Abhängigkeit vom Wasser-/Heizöl-Massenstromverhältnis und von der Luftvorwärmtemperatur ($\alpha_{Düse} = 30^\circ$)

Die Abhängigkeit des Schwingungsverhaltens der Flamme vom Wassermassenstrom soll anhand zweier repräsentativ ausgewählter Messungen (Abb. 5.1.6 und 5.1.7) gezeigt werden, die bei einer konstanten mittleren thermischen Leistung und konstantem Strahlwinkel der Heizöldüse jeweils einen schwingungsbehafteten und einen schwingungsfreien, “trockenen” Ausgangszustand präsentieren. Hierbei sind die Effektivwerte der statischen Druckschwingungen über dem Massenstromverhältnis aufgetragen. Ausgehend von einem schwingungsfreien “trockenen” Zustand in beiden Diagrammen ($T_L = 250^\circ\text{C}$ bei $\alpha_{Düse} = 30^\circ$ und $T_L = 125^\circ\text{C}$ bei $\alpha_{Düse} = 60^\circ$) ist eine eindeutige Erhöhung der Druckamplituden mit zunehmendem Wassermassenstrom zu erkennen, die jeweils durch ein Maximum im Bereich von $\frac{\dot{m}_{\text{Wasser}}}{\dot{m}_{\text{Heizöl}}} \approx 0.7-0.9$ geprägt ist.

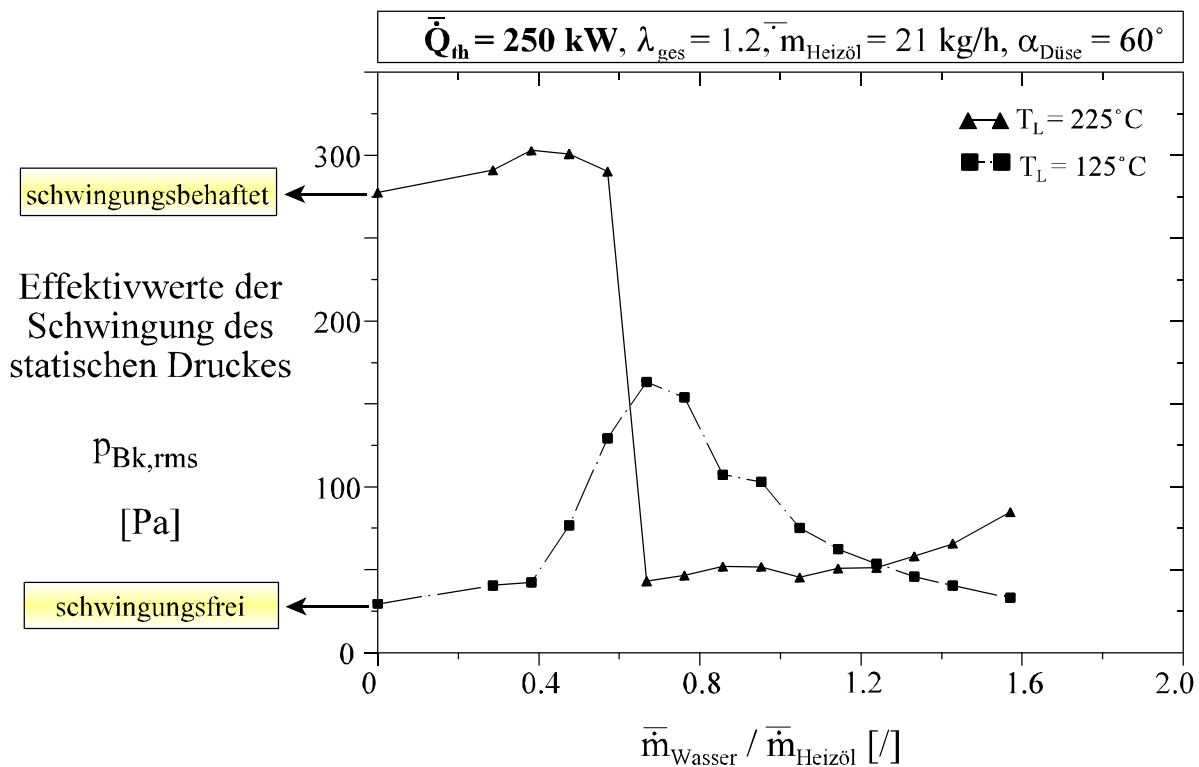


Abb. 5.1.7: Effektivwerte der Schwingung des statischen Druckes in Abhängigkeit vom Massenstromverhältnis und von der Luftvorwärmtemperatur ($\alpha_{\text{Düse}} = 60^\circ$)

Als Vergleich hierzu wurden die schwingungsbehafteten, trockenen Ausgangszustände für beide Düsen ($T_L = 125^\circ C$ bei $\alpha_{\text{Düse}} = 30^\circ$ und $T_L = 225^\circ C$ bei $\alpha_{\text{Düse}} = 60^\circ$) ebenfalls dargestellt. Hierbei bewirkte die Wassereinspritzung eine rasche Reduzierung der Effektivwerte der Druckschwankungen und somit eine Unterdrückung der ursprünglich eingestellten schwingungsbehafteten Zustände (Abb. 5.1.6 und 5.1.7).

Die dargestellten Ergebnisse zeigen, dass die Schwingungen des statischen Druckes sowohl durch Wassereinspritzung entstehen als auch unterdrückt werden können. Für die Identifizierung des hierbei zugrundeliegenden Schwingungsmechanismus sollten zunächst die Haupteinflussparameter bei der Änderung des Schwingungsverhaltens der Flamme durch Wassereinspritzung näher betrachtet werden. Dabei bestand die Notwendigkeit, einen Vergleich der Haupteinflussparameter an den identisch auftretenden Zuständen (schwingungsfrei, schwingungsbehaftet) in beiden Fällen - ohne und mit Wassereinspritzung - durchzuführen.

5.1.3 Vergleich der Ergebnisse mit und ohne Wassereinspritzung

Bei der vergleichenden Betrachtung der Ergebnisse sind die Schwingungszustände in Hinblick auf die Effektivwerte und Frequenz der Schwingungen nahezu gleich, so dass die Schwingungen - ausgehend von einem konstant eingestellten Betriebszustand - einerseits durch die Wassereinspritzung und andererseits durch Reduzierung der Luftvorwärmtemperatur auftreten. Da in beiden Fällen den Abgasen Wärme entzogen wird - durch Verdampfung der eingespritzten Wassermenge oder durch Reduzierung

der Lufttemperatur - erschien es sinnvoll, auf der Basis der thermischen Energiebilanz die Zustände zu vergleichen. Im folgenden werden solche Energiebilanzen anhand einiger Beispiele näher erläutert.

Aus der Abbildung 5.1.8 ist der bereits bekannte schwingungsfreie Ausgangszustand (Abb. 5.1.2) mit der mittleren thermischen Leistung $\bar{Q}_{th} = 250 \text{ kW}$, Luftzahl $\lambda_{ges} = 1.2$ und Lufttemperatur $T_L = 125^\circ\text{C}$ ersichtlich. Ausgehend von diesem schwingungsfreien, "trockenen" Zustand **a** kann durch Reduzieren der Lufttemperatur um $\Delta T_L = 70^\circ\text{C}$ ein vollausgebildeter Schwingungszustand erreicht werden (Zustand **b**). Ausgehend vom gleichen schwingungsfreien, "trockenen" Zustand **a** wurde ein ähnlich starker Schwingungszustand **b** hinsichtlich der Effektivwerte der Schwingungen durch Zugabe eines Wassermassenstroms von $\bar{m}_{Wasser} \approx 12 \text{ kg/h}$ erreicht /115/. Berechnet man die Verdampfungsenthalpie der eingespritzten Wassermenge einerseits und andererseits die Differenz von eingebrachter volumenströmbezogener Enthalpie der Verbrennungsluft, so zeigt sich, dass die erforderliche Verdampfungsenthalpie quantitativ der Enthalpiedifferenz des Luftvolumenstroms durch Änderung der Lufttemperatur entspricht (Gleichung 5.1).

Bei der Erstellung der Energiebilanz wurde auf den Enthalpieinhalt des eingespritzten Wassermassenstromes ($c_p \cdot (T_{Verd} - T_e)$) verzichtet, da die Wasserlanze im Brennergehäuse von der vorgewärmten Verbrennungsluft umgeben war und somit das Wasser bereits bei Eintritt in die Brennkammer eine relativ hohe Temperatur hatte. Andererseits ist diese Vorwärmenergie klein gegenüber der Verdampfungsenthalpie. Die Berechnungsgleichung wurde daher wie folgt formuliert:

$$\bar{V}_L \cdot \bar{c}_{p,L} \cdot (T_{L,schwingungsfrei} - T_{L,schwingend}) = \Delta H_{Verd} \cdot \bar{m}_{Wasser,schwingend} \quad (5.1)$$

Die Durchführung der Berechnung ist in Anhang 6.7 wiedergegeben und hier anhand eines Beispiels verdeutlicht.

$$\bar{V}_{L,ges} \cdot \bar{c}_{p,L} \cdot (T_{L,schwingungsfrei} - T_{L,schwingend}) = 27060 \text{ kJ/h} \quad (\text{siehe die Daten aus Abb. 5.1.8})$$

$$\Delta H_{Verd} \cdot \bar{m}_{Wasser,schwingend} = 27074 \text{ kJ/h} \quad (\text{siehe die Daten aus Abb. 5.1.9})$$

Die Relevanz dieser Bilanz ist auch bei der Unterdrückung eines schwingungsbehafteten, trockenen Ausgangszustands durch Wassereinspritzung zu erkennen (Abb. 5.1.8). Unter gleichbleibenden Bedingungen aber bei einer höheren Luftvorwärmtemperatur von $T_L = 225^\circ\text{C}$ (schwingungsbehafteter trockener Zustand **c**) setzt ab einem Wassermassenstrom von $\bar{m}_{Wasser} \approx 15 \text{ kg/h}$ ein schwingungsfreier Betriebszustand **d** ein, der auch ohne Wassereinspritzung und nur durch Reduzierung der Luftvorwärmtemperatur von $T_L = 225^\circ\text{C}$ auf 135°C (Abb. 5.1.8) erreicht wird. Die erforderliche Verdampfungsenthalpie der Wassermenge kann hier ebenfalls der Differenz der volumenströmbezogenen Verbrennungsluftenthalpie (der entzogenen Wärme durch Reduzierung der Luftvorwärmtemperatur) gleich gesetzt werden (siehe Anhang 7.7).

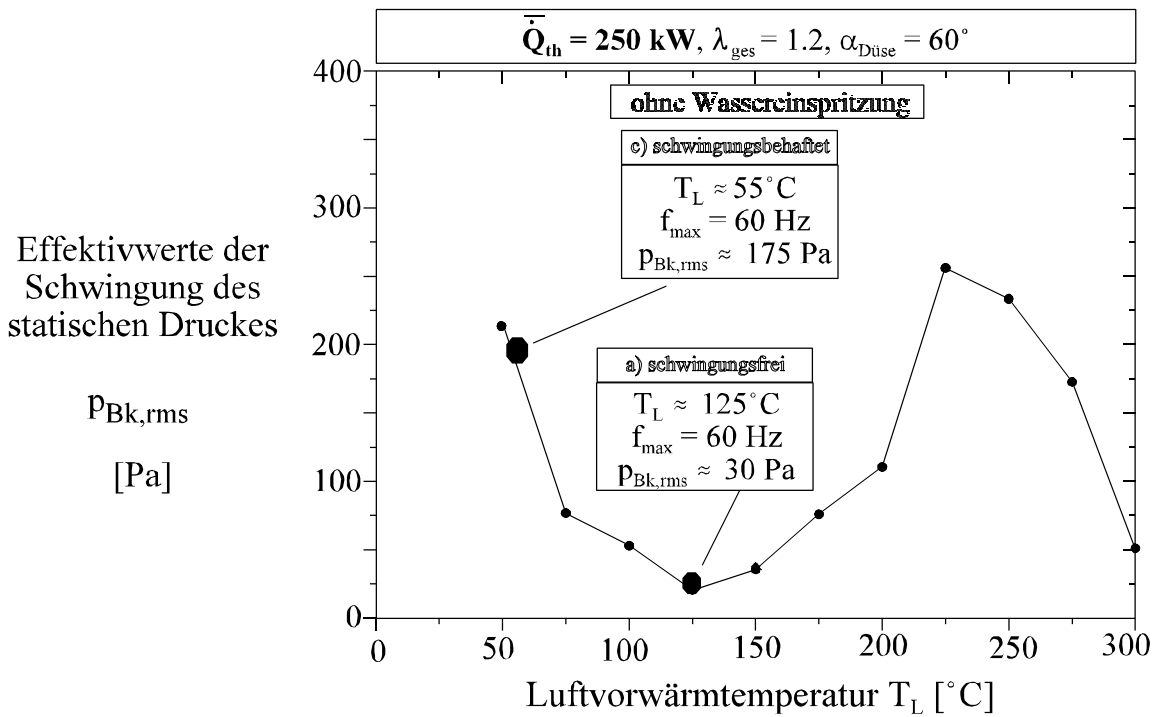


Abb. 5.1.8: Effektivwerte der Schwingung des statischen Druckes in Abhängigkeit von der Luftvorwärmtemperatur

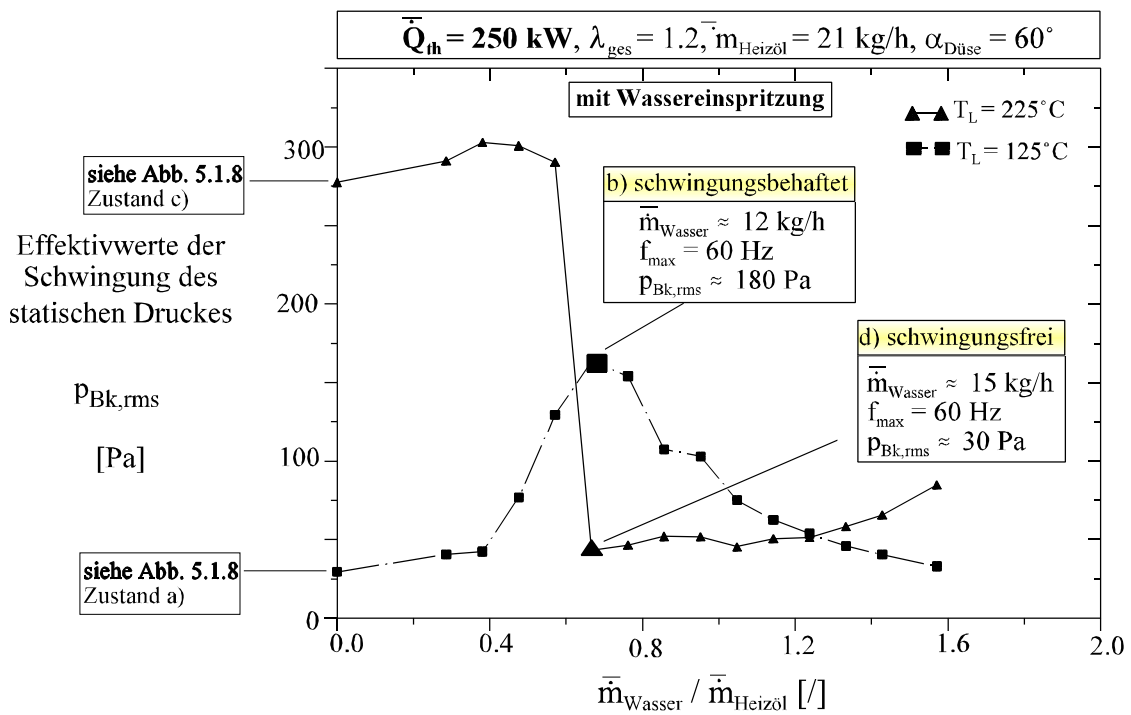


Abb. 5.1.9: Effektivwerte der Schwingungen des statischen Druckes in Abhängigkeit vom Massenstromverhältnis Wasser/Heizöl und von der Luftvorwärmtemperatur

Die Tatsache, dass - ausgehend von einem bestimmten Betriebszustand - die durch Wasserverdampfung oder Reduzierung der Luftvorwärmtemperatur verursachte betragsgleiche thermische Energieabnahme das gleiche Flammenverhalten hinsichtlich der Entstehung oder Unterdrückung der Verbrennungsinstabilitäten bewirkt, deutet stark auf einen identischen Anregungsmechanismus in beiden Fällen hin. Offensichtlich sind es die gleichen kritischen Einflussparameter, die durch die Änderung der Flammentemperatur eingestellt werden und diese Schwingungen auslösen oder dämpfen.

Ausgehend von dieser Annahme und unter der Voraussetzung, dass die Schwingungen im trockenen Zustand - abhängig von der eingestellten thermischen Leistung - stets in einem kritischen Bereich des Gesamtluftvolumenstromes auftreten, kann angenommen werden, dass eine chemische Wechselwirkung zwischen dem Wasserdampf und den Verbrennungsspezies sowie ein Wasserdampfeinfluss auf die reaktionskinetischen Bedingungen für den Mechanismus der Entstehung der Druckschwingungen keine signifikante Rolle spielen. Deshalb wird auch im Verlauf der weiteren Untersuchungen das Interesse auf die Klärung des Einflussmechanismus des kritischen Gesamtluftvolumenstromes im Rahmen der fluiddynamischen Bedingungen am Brenneraustritt gerichtet.

5.1.4 Variation des Wasserimpulsstromes

Im vorigen Kapitel wurden die Reduzierung der Flammentemperatur einerseits durch Verdampfung des eingespritzten Wassers im nassen Zustand und andererseits durch Reduzierung der Luftvorwärmtemperatur im trockenen Zustand als gleichwirkende Maßnahmen für die beobachteten Änderungen des Schwingungsverhaltens der Flamme hervorgehoben. Somit ist ein gleicher Anregungsmechanismus in beiden Fällen als wahrscheinlich anzunehmen. Darüber hinaus wurde im trockenen Zustand die starke Einflussnahme des Gesamtluftvolumenstroms auf die auftretenden Schwingungszustände festgestellt. Da also durch Wassereinspritzung und die damit verbundene Temperaturabnahme offenbar kritische strömungsmechanische Bedingungen für die Entstehung der Verbrennungsinstabilität erzeugt werden, müsste die Hauptverdampfungszone des eingespritzten Wassers (Bereich des Wärmeentzugs) für die Entstehung der Verbrennungsinstabilitäten von Einfluss sein. Um diese Abhängigkeit zu überprüfen, wurde die Lage der Verdampfungszone durch Reduzierung des Wasserimpulsstroms (Erhöhung der Anzahl der Wasseraustrittsbohrungen $n_B = 8, 12, 16$ mit gleichem Durchmesser und konstantem Wasservolumenstrom) variiert:

$$\bar{\dot{I}}_{\text{Wasser}} = \rho_{\text{Wasser}} \frac{\bar{V}_{\text{Wasser}}^2}{n_B \cdot A_B} \quad (5.2)$$

Im Anhang 7.4 sind die berechneten Impulsströme und Reynoldszahlen in Abhängigkeit von der Wasseraustritts-Querschnittsflächen in den Tabellen 7.4.1-7.4.3 dargestellt.

Abbildung 5.1.10 zeigt die gemessene Abhängigkeit der Effektivwerte der Schwingungen des statischen Druckes vom Wassermassenstrom und vom Wasserimpulsstrom $\bar{\dot{I}}_{\text{Wasser}}$. Ausgehend von einem schwingungsfreien, trockenen Zustand ist eine deutliche Einflussnahme des Impulsstromes zu erkennen. Durch

eine Reduzierung des Wasserimpulsstromes ($\bar{\dot{I}}_{\text{Wasser}}(n_B=12) = 0.67 \bar{\dot{I}}_{\text{Wasser}}(n_B=8)$) bei konstantem Wassermassenstrom bleibt die Amplitude der Druckschwingungen konstant. Die Lage der maximalen Druckamplituden verschiebt sich dabei jedoch zu höheren Massenstromverhältnissen so, dass die Reduzierung des Wasserimpulsstromes durch Vergrößerung der Austrittsfläche bei maximal auftretenden Druckschwingungen offenbar durch höheren Wasservolumenstrom anteilig kompensiert wird ($\bar{\dot{I}}_{\text{Wasser,max}}(n_B=12) = 0.48 \cdot \bar{\dot{I}}_{\text{Wasser,max}}(n_B=8)$). Die Gleichung 5.1 besitzt immer noch bei der Berechnung der gleichwertigen, trockenen Schwingungszustände ihre Gültigkeit. Mit weiterer Reduzierung des Impulsstromes $\bar{\dot{I}}_{\text{Wasser}}(n_B=16) = 0.5 \cdot \bar{\dot{I}}_{\text{Wasser}}(n_B=8)$ beobachtet man sogar einen schwingungsarmen Zustand über den gesamten untersuchten Bereich des Massenstromverhältnisses. Daraus ist zu schließen, dass die Erhöhung des Wassermassenstroms nicht mehr ausreicht, um eine Reduzierung des Impulsstromes zu kompensieren.

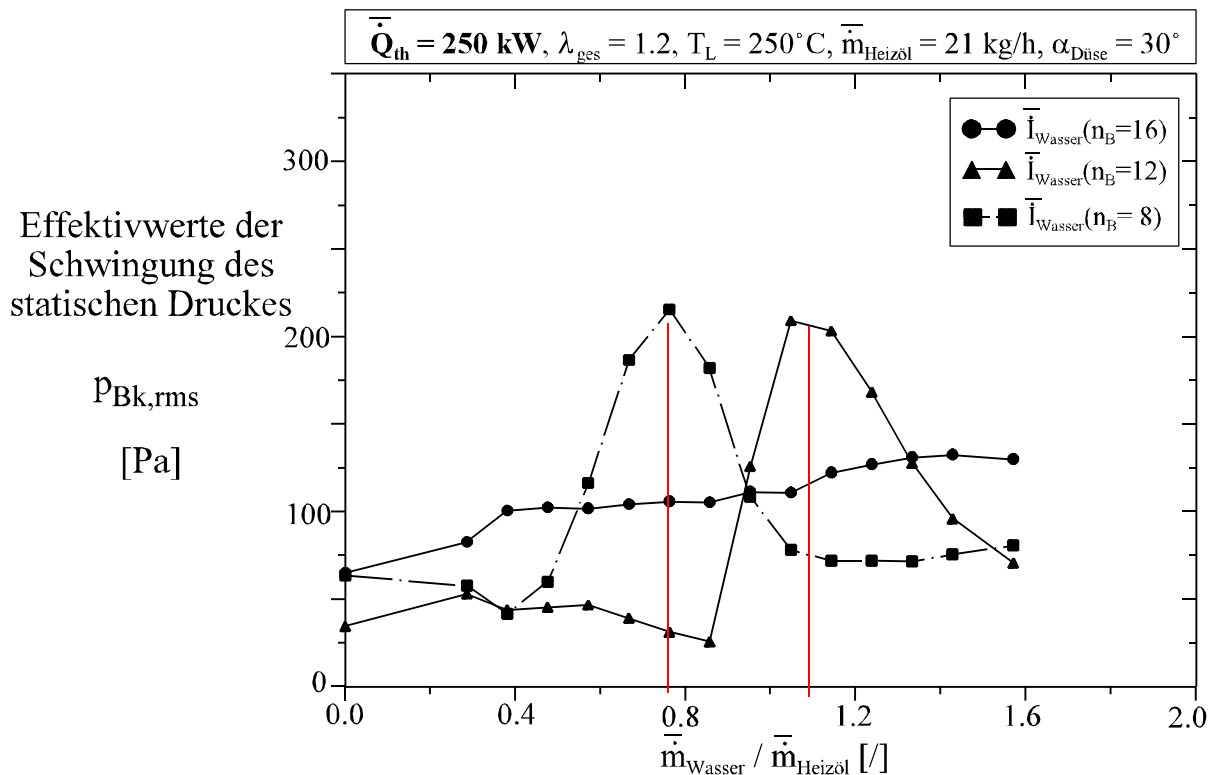


Abb. 5.1.10: Effektivwerte der Schwingung des statischen Druckes in Abhängigkeit vom Massenstromverhältnis Wasser/Heizöl und vom Wasserimpulsstrom

Aus den obigen Auswertungen erkennt man, dass unter konstant gehaltenen Betriebsparametern und ausschließlich durch Reduzierung des Wasserimpulsstromes (Vergrößerung der Austrittsfläche bei konstantem Wassermassenstrom), offensichtlich verbunden mit einer Verschiebung der Hauptverdampfungszone der eingespritzten Wassermenge, ein verändertes Schwingungsverhalten und sogar ein schwingungsfreier Zustand (bei $\bar{\dot{I}}_{\text{Wasser}}(n_B=16)$) über den gesamten untersuchten Bereich des Massenstromverhältnisses erreicht werden kann. Dieses Verhalten bekräftigt die Annahme, dass nicht die reaktionskinetischen Betriebsbedingungen, sondern die durch Verdampfung des eingespritzten

Wassers erreichten kritischen Einflussparameter (Lufttemperatur, Gesamtluftvolumenstrom, Strömungsgeschwindigkeit) für die Entstehung der Verbrennungsinstabilitäten bei Wassereinspritzung verantwortlich sind. Außerdem wird aus den Ergebnissen deutlich, dass für die Entstehung der Schwingungen nicht nur ein bestimmtes Niveau der Flammentemperatur, sondern auch der Wasserimpulsstrom entscheidend ist. Offensichtlich steht das Erreichen des kritischen Bereichs der strömungsmechanischen Bedingungen mit der Position der Verdampfungszone im Flammenwurzelbereich in direkter Verbindung so, dass abhängig von der Lage der Hauptverdampfungszone, die Schwingungen ausgelöst oder unterdrückt werden.

5.2 Zusammenfassende Schlussfolgerungen aus den Untersuchungen am Drallbrenner mit konstantem Luftvolumenstromverhältnis zwischen innerem und äußerem Drallerzeuger

Das Schwingungsverhalten der Heizöl-Diffusionsflamme wurde zuerst unter Variationen der thermischen Leistung, der Luftzahl, der Luftvorwärmtemperatur und des Strahlwinkels der Heizöldüse untersucht (siehe Abb. 5.2.1).

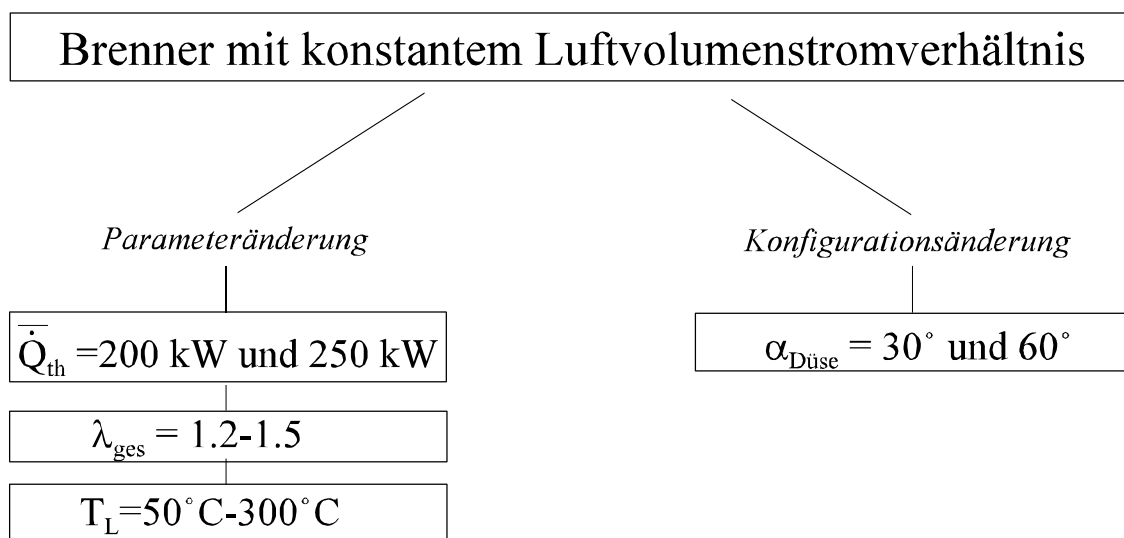


Abb. 5.2.1: Versuchparameter beim Brenner mit konstantem Luftvolumenstromverhältnis

Die Ergebnisse im trockenen Zustand (ohne Wassereinspritzung) zeigen, dass die maximalen Druckamplituden unter konstanten Bedingungen (konstante thermische Leistung, konstanter Strahlwinkel der Heizöldüse) bei verschiedenen Kombinationen der Luftzahl und der Lufttemperatur auftreten, welche auch ein unterschiedliches Temperaturniveau der jeweiligen Diffusionsflamme verursachen. Der Gesamtluftvolumenstrom bleibt jedoch an diesen instabilen Betriebszuständen stets nahezu konstant (siehe Abbildung 5.1.5). Dies bedeutet physikalisch, dass unter bestimmten fluiddynamischen Bedingungen am Brennerausritt, wie z.B. der lokalen Geschwindigkeiten oder der Geschwindigkeitsverhältnisse zwischen innerer und äußerer Drallströmung, der Mechanismus für die Entstehung selbsterregter

Druckschwingungen ausgelöst werden kann.

Weiterhin wurde Wasser in die bereits bekannten, schwingungsfreien und schwingungsbehafteten Flammen eingespritzt, um somit die Einflussnahme der Wassereinspritzung auf die unterschiedlichen Zustände der Diffusionsflammen (schwingend und schwingungsfrei) zu ermitteln. An einem schwingungsfreien Ausgangszustand der Flamme ohne Wassereinspritzung verursacht die eingespritzte Wassermenge einerseits bei einem bestimmten Verhältnis einen vollausbildeten Schwingungszustand, andererseits werden starke Druckschwingungen einer Diffusionsflamme im trockenen Zustand durch Wassereinspritzung ab einem bestimmten Massenstromverhältnis unterdrückt. Hierbei ist stets zu berücksichtigen, dass systembedingt nur Schwingungen mit der Frequenz von 60 Hz auftreten können, d.h. die Aussage Schwingungsanfachung bzw. Schwingungsunterdrückung bezieht sich stets nur auf Schwingungen dieser Frequenz.

Darüber hinaus wurde festgestellt, dass die in etwa gleiche Flammzustände (schwingungsbehaftet und schwingungsfrei) in Hinblick auf Effektivwerte der Schwingungen, ausgehend von einem trockenen Zustand, sowohl durch Abnahme der Luftvorwärmtemperatur als auch durch Wassereinspritzung erreicht werden können. Mit Hilfe einer Wärmebilanz an den vergleichbaren Flammzuständen wurden gleiche Beträge bezüglich der Lufttemperaturabnahme durch Reduzierung der Luftvorwärmtemperatur oder durch Verdampfung der ein-gespritzten Wassermenge berechnet (siehe Gleichung 5.1, Anhang 7.5). Hieraus wird auf einen im Grunde gleichen Entstehungsmechanismus der Druckschwingungen in beiden Fällen geschlossen. Außerdem wurde unter konstant gehaltenen Bedingungen und außer Änderung des Wasserimpulsstromes festgestellt, dass auch die Lage der Hauptverdampfungszone für das Auftreten der Druckschwingungen entscheidend ist. Damit ist die ursprüngliche Vermutung überzeugend widerlegt, dass die Beeinflussung chemischer Reaktionen im turbulenten Mischungs-feld (Brennstoff/Luft/Wasserdampf) eine signifikante Rolle bei der Entstehung von selbsterregten Druckschwingungen im untersuchten Verbrennungssystem spielt.

5.3 Stabilitätsverhalten der Diffusionsflamme im konzentrischen Doppelkanal-Axialgitter-Drallbrenner mit variablem Luftvolumenstromverhältnis

Folgerichtig stand eine genauere Beschreibung und Identifizierung der verantwortlichen fluiddynamischen Bedingungen für den weiteren Ablauf der Untersuchungen im Vordergrund. Beim bisher untersuchten Brenner mit konzentrischem Zweifach-Drallerzeuger konnte keine separate Einstellung des Luftvolumenstromes der inneren und äußeren Drallströmung vorgenommen werden, da beide Drallstromkanäle aus der gleichen Luftversorgung gespeist wurden. Durch eine Änderung der Luftzufuhrkanäle am Drallbrenner sollten die getrennte Einstellung der inneren und äußeren Luftvolumenströme sowie die separate Regelung der Luftvorwärmtemperatur ermöglicht werden. Dementsprechend bestand der Schwerpunkt weiterer Untersuchungen darin, die instabilen Betriebsbereiche auch in Abhängigkeit von innerer und äußerer Drallströmung zu charakterisieren (siehe Abb 5.2.2).

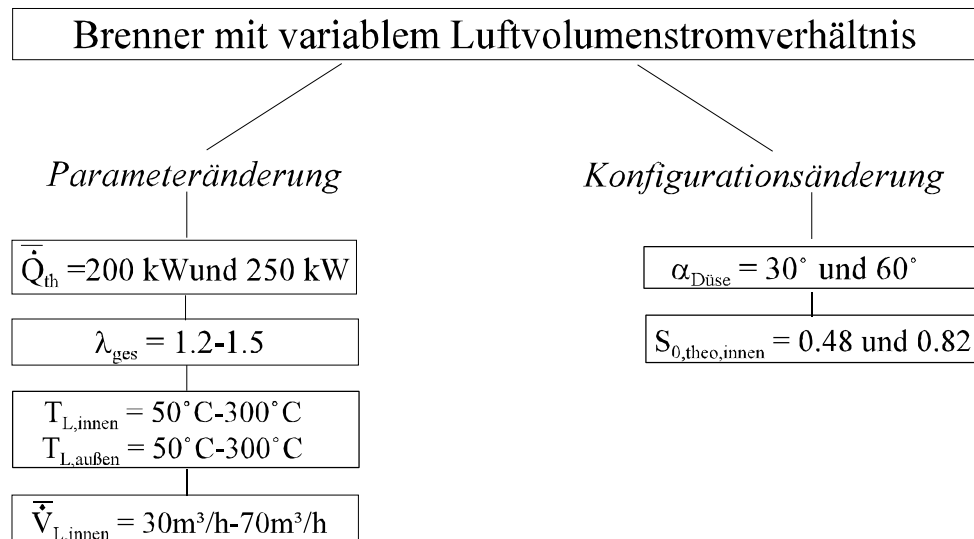


Abb 5.2.2: Versuchsp Parameter bei dem Brenner mit variablem Luftvolumenstromverhältnis

Schwerpunkt weiterer Untersuchungen war also, die instabilen Betriebsbereiche in Abhängigkeit von der inneren und der äußeren Drallströmung zu charakterisieren. Dazu ist eine separate Einstellung der Luftvolumenströme und der Lufttemperaturen für den inneren und äußeren Drallerzeuger erforderlich. Hierfür wurde der bereits untersuchte Drallbrenner derart modifiziert (siehe Abschnitt 5.2), dass - abgesehen von bisher untersuchten Kombinationen - weitere Parametervariationen des Luftvolumenstromverhältnisses $\frac{\dot{V}_{L,innen}}{\dot{V}_{L,ges}}$ und des Temperaturverhältnisses $T_{L,innen}/T_{L,außen}$ eingestellt werden konnten. Weiterhin bestand die konstruktive Möglichkeit, die Drallstärke des inneren Drallerzeugers durch Drallgitterauswechslung (siehe Abschnitt 3.3, $S_{0,theo,innen} = 0.22-0.82$) zu variieren. Im folgenden werden die Ergebnisse systematischer Untersuchungen hinsichtlich des Schwingungsverhaltens der Diffusionsflamme in ausgewählten Diagrammen dargestellt.

5.3.1 Variation der Luftzahl und der Luftvorwärmtemperatur ohne Wassereinspritzung

Zuerst soll die Abhängigkeit der maximal auftretenden Druckamplituden von der Luftvorwärmtemperatur und der Luftzahl anhand zweier Diagramme (Abb. 5.3.1 und 5.3.2) gezeigt werden. Die Druckamplituden sind für die thermischen Leistungen $\dot{Q}_{th} = 200$ und 250 kW über der Luftvorwärmtemperatur aufgetragen, wobei die Luftzahl als weiterer Parameter variiert wurde. In den beiden Beispielen waren im übrigen gleiche Betriebsbedingungen ($\lambda_{ges} = 1.2-1.5$, $T_L = 50-300^\circ\text{C}$, $\alpha_{Düse}=60^\circ$, $\frac{\dot{V}_{L,innen}}{\dot{V}_{L,ges}} = 0.12$) eingestellt, und es wurde eine innere Drallstärke von $S_{0,theo,innen} = 0.82$ (höchste realisierbare Drallstärke) ausgewählt. Analog zu den Ergebnissen am Drallbrenner mit festem Volumenstromverhältnis treten auch hier vollausgebildete Schwingungszustände bei Änderung der Luftvorwärmtemperatur auf. Ebenfalls sind die Schwingungszustände mit steigender Luftzahl bei niedrigeren Lufttemperaturen zu beobachten. Die Frequenz der maximal auftretenden Druckschwingungen bei allen untersuchten Luftzahlen hat - wie bei der ursprünglichen Ausführung des Brenners - den systembedingt konstanten Wert von $f_{max} = 60\text{Hz}$.

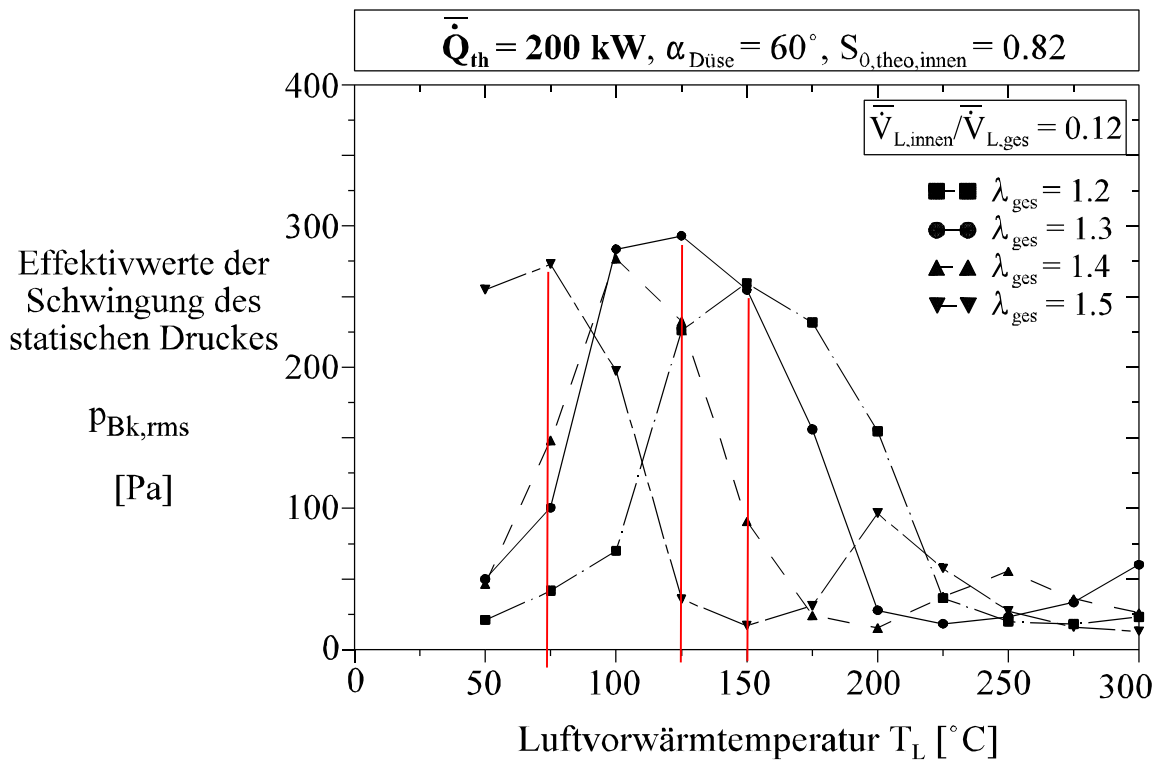


Abb. 5.3.1: Effektivwerte der Schwingung des statischen Druckes in Abhängigkeit von der Luftvorwärmtemperatur und der Luftzahl

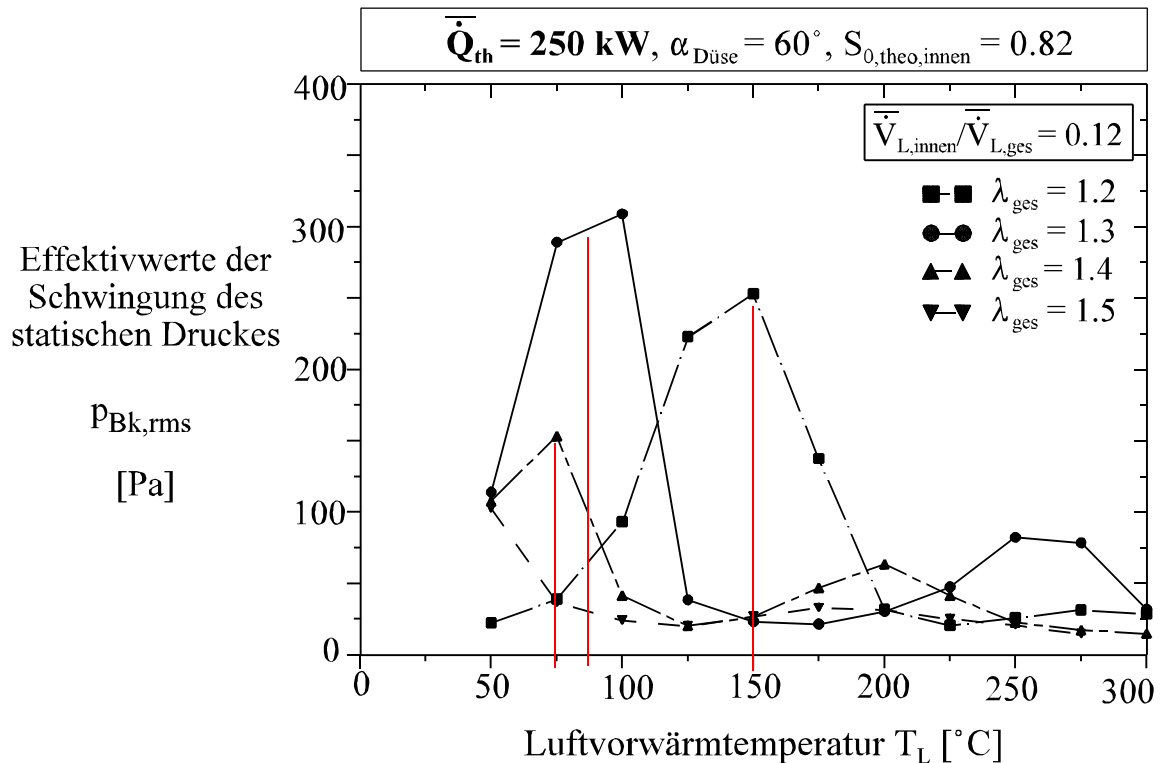


Abb. 5.3.2: Effektivwerte der Schwingung des statischen Druckes in Abhängigkeit von der Luftvorwärmtemperatur und der mittleren Luftzahl

Aus den in den Abbildungen 5.3.1 und 5.3.2 dargestellten Befunden lässt sich wiederum ein kritischer Bereich des Gesamtluftvolumenstromes aus der jeweiligen Lufttemperatur und dem eingestellten Luft-Normvolumenstrom für die maximal auftretenden Druckamplituden in Abhängigkeit von der thermischen Leistung berechnen (Abb. 5.3.3). Allerdings besitzt der kritische Bereich des Gesamtluftvolumenstromes bei kleinerer thermischer Leistung ($\bar{Q}_{th} = 200 \text{ kW}$ an Stelle von $\bar{Q}_{th} = 250 \text{ kW}$) einen niedrigeren Wert. Dieser Befund scheint bereits auf einen Einfluss der Heißgasverweilzeiten in der Flamme bzw. einer ausschlaggebenden Flammenzone hinzuweisen, denn die Verweilzeit ist bei einer jeweils eingestellten Luftzahl proportional zur Wärmeleistung.

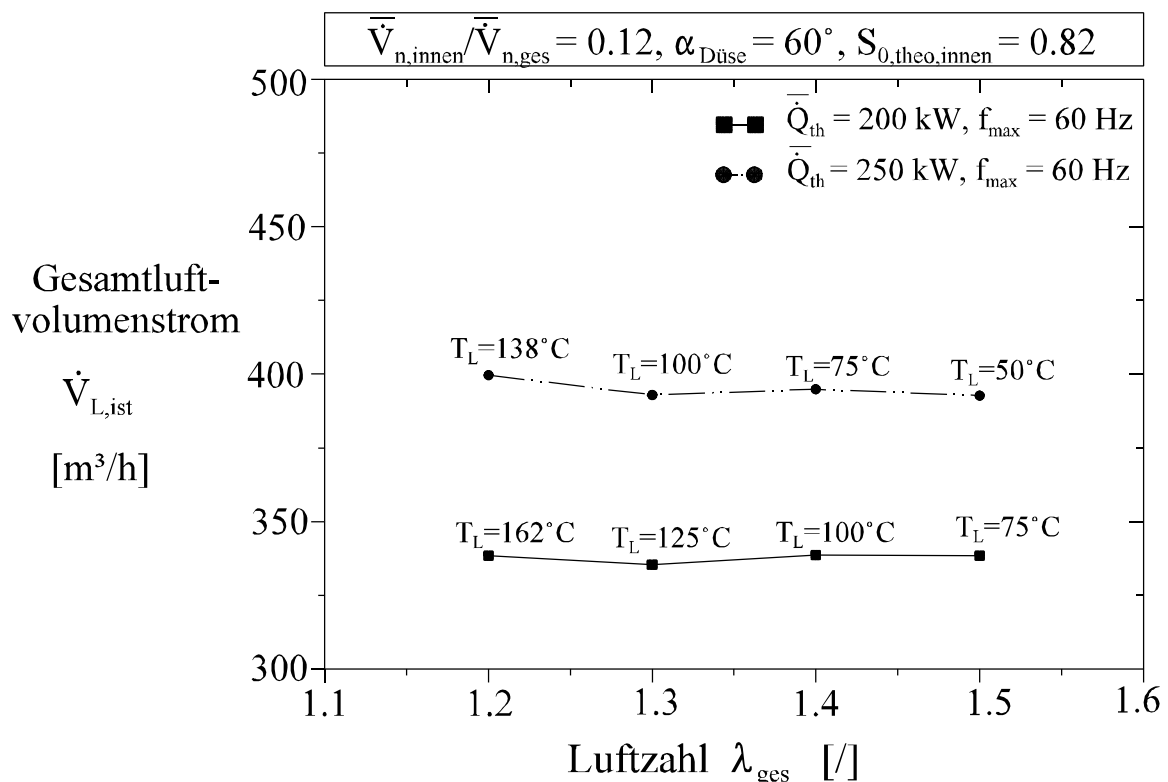


Abb. 5.3.3: Gesamtluftvolumenströme bei maximal auftretenden Effektivwerten der Schwingung des statischen Druckes in Abhängigkeit von der Luftzahl

5.3.2 Variation des Luftvolumenstromverhältnisses zwischen innerer und äußerer Luftströmung

Bei einem konstanten Luft-Normvolumenstrom-Verhältnis zeigen die Ergebnisse der Untersuchungen bei beiden Brennern ein sehr ähnliches Flammenschwungsverhalten. Die nächste Fragestellung betrifft eine etwaige Einflussnahme des **Luftvolumenstromverhältnisses** bzw. des jeweiligen inneren und äußeren Luftvolumenstromes auf die instabilen Schwingungszustände. Daher wurde bei weiteren Untersuchungen zuerst unter konstantem Gesamtluft-Normvolumenstrom ausschließlich das Luft-Normvolumenstrom-Verhältnis variiert. Bei konstanter mittlerer thermischer Leistung und konstanter Gesamt-Luftzahl ($\bar{Q}_{th} = 200$ und 250 kW , $\lambda_{ges} = 1.3$) wurde die Luftvorwärmtemperatur für unter-

schiedliche Luft-Normvolumenstrom-Verhältnisse $\bar{\dot{V}}_{L,innen}/\bar{\dot{V}}_{L,ges} = 0.10, 0.12, 0.16$ variiert. Die vollausgebildeten Druckschwingungszustände sind bei den eingestellten Volumenstromverhältnissen von $\bar{\dot{V}}_{L,innen}/\bar{\dot{V}}_{L,ges} = 0.12$ und 0.16 zu erkennen. Allerdings haben die maximalen Effektivwerte der Druckschwankungen bei einem Verhältnis von $\bar{\dot{V}}_{L,innen}/\bar{\dot{V}}_{L,ges} = 0.16$ ein höheres Niveau als bei $\bar{\dot{V}}_{L,innen}/\bar{\dot{V}}_{L,ges} = 0.12$ und werden auch bei kleineren Lufttemperaturen erreicht (Abb. 5.3.4 und 5.3.5). Außerdem tritt ein zweites Maximum bei der Luftvorwärmtemperatur von $T_L = 225^\circ\text{C}$ nur bei $\bar{\dot{V}}_{L,innen}/\bar{\dot{V}}_{L,ges} = 0.16$ auf. Dies ist vermutlich wiederum auf das Erreichen eines kritischen Wertes des Luft-Normvolumenstromes zurückzuführen. Interessant sind die Ergebnisse der Untersuchungen bei einem Volumenstromverhältnis von $\bar{\dot{V}}_{L,innen}/\bar{\dot{V}}_{L,ges} = 0.10$, da unter diesen Betriebsbedingungen kaum Schwingungserscheinungen auftreten (Abb. 5.3.4. und 5.3.5). Dies bedeutet, dass es trotz des eingestellten kritischen Gesamtluftvolumenstromes (siehe Abb. 5.3.1) möglich ist - lediglich durch Reduzierung des Volumenstromverhältnisses - stabile (d.h. schwingungsarme) Zustände zu realisieren. Dadurch lässt sich ableiten, dass innerhalb des kritischen Gesamtluftvolumenstromes bestimmte **Luftvolumenstromverhältnis-Bereiche** für die Entstehung der Verbrennungsinstabilitäten erforderlich sind.

Aus diesen Ergebnissen ist allerdings nicht ersichtlich, ob generell ein kritischer Bereich des Volumenstromverhältnisses oder aber jeweils ein kritischer Bereich des inneren und äußeren Luftvolumenstromes - entweder allein oder in Kombination - für das Auftreten der Verbrennungsinstabilitäten verantwortlich ist. Daher dienen die folgenden Untersuchungen zur Prüfung der obigen Fragestellung.

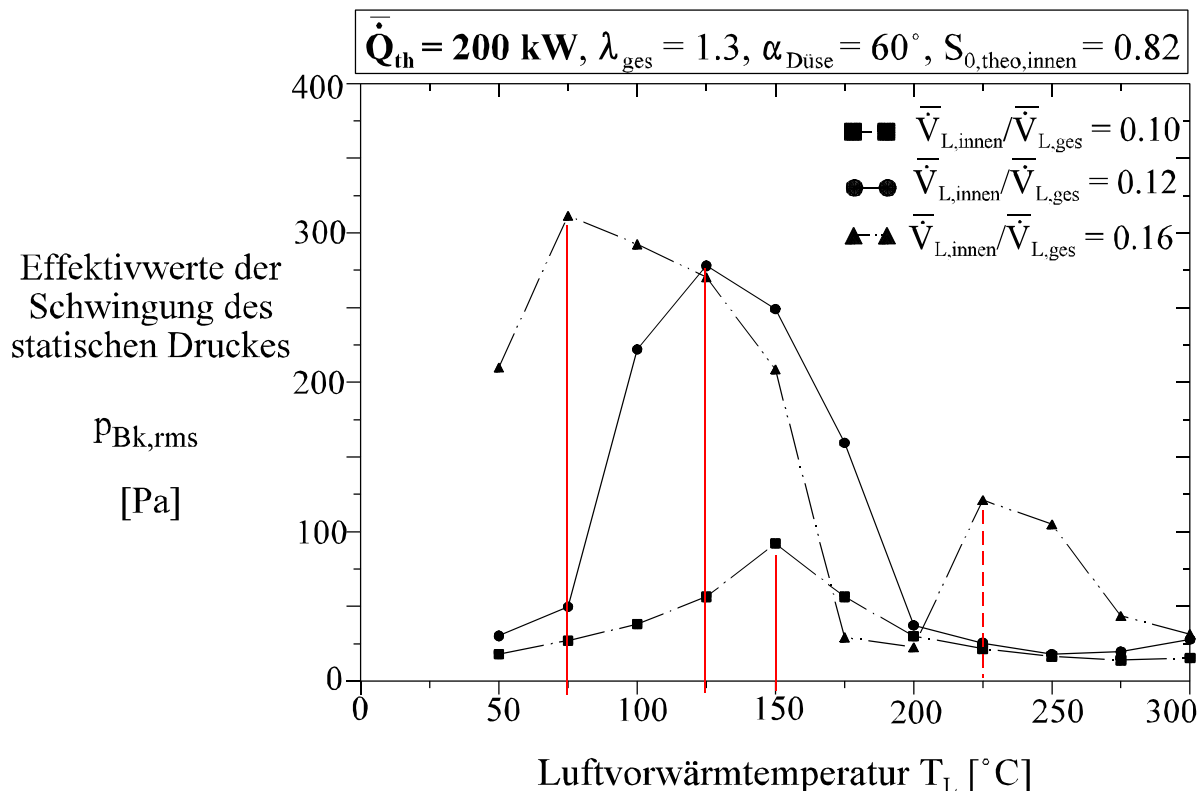


Abb. 5.3.4: Effektivwerte der Schwingung des statischen Druckes in Abhängigkeit von der Luftvorwärmtemperatur und vom Luftvolumenstromverhältnis

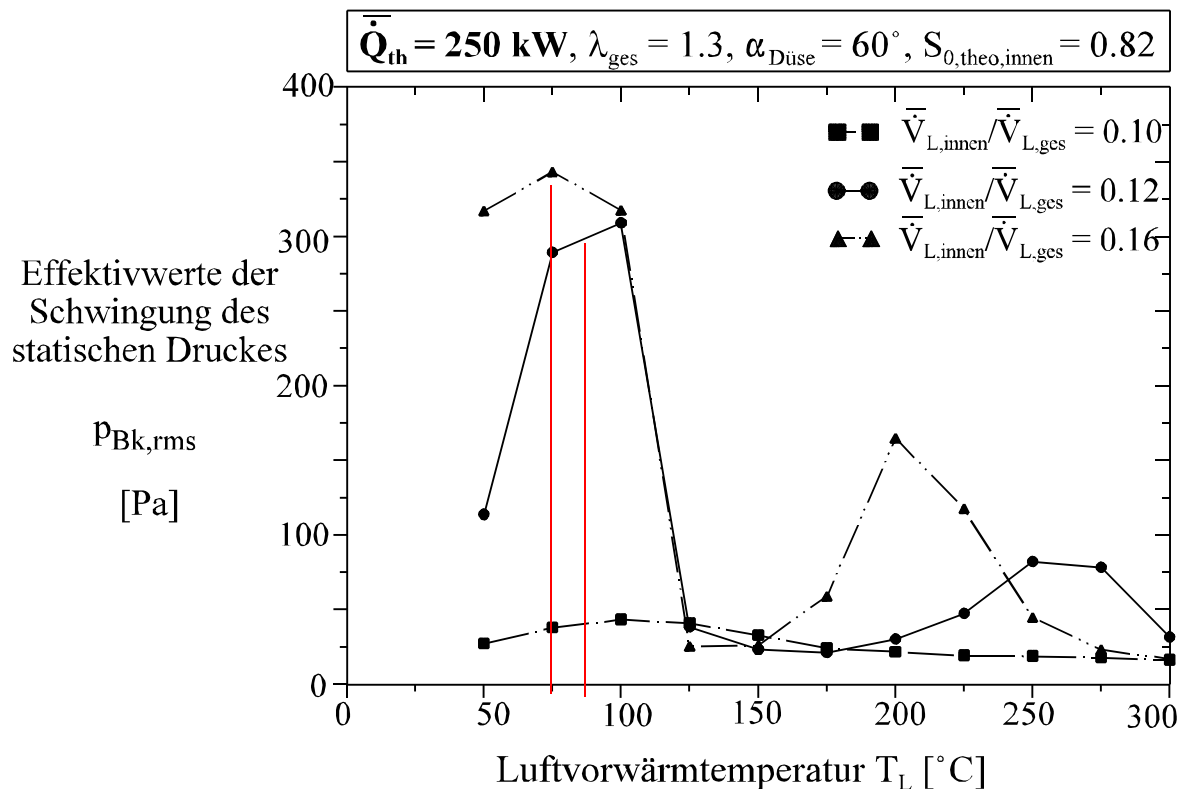


Abb. 5.3.5: Effektivwerte der Schwingung des statischen Druckes in Abhängigkeit von der Luftvorwärmtemperatur und vom Luftvolumenstromverhältnis

5.3.3 Variation des inneren Luftvolumenstromes

Bei konstanter Gesamt-Luftzahl und konstanter Lufttemperatur (innen und außen) wurde der innere Luft-Normvolumenstrom in Schritten so erhöht, dass die Zunahme einer Erhöhung des Luftvolumenstromes (Ist-Volumenstrom) einer Steigerung der Lufttemperatur um $\Delta T_L = 25^\circ\text{C}$ (vgl. Abb. 5.3.1 und 5.3.2) entspricht. Der äußere Luft-Normvolumenstrom wurde minimal geändert, um die Gesamt-Luftzahl während der einzelnen Messreihen konstant zu halten. Die Luftvorwärmtemperatur der äußeren Luftströmung wurde auf unterschiedliche Werte eingestellt und während der Messung jeweils konstant gehalten.

Dieser Vergleich wurde für verschiedene Bedingungen durchgeführt:

- Thermische Leistungen von $\dot{Q}_{th} = 200 \text{ kW}$ und 250 kW
- Gesamt-Luftzahl $\lambda_{ges} = 1.3$
- Unterschiedliche Temperaturen des äußeren Luftstromes (z.B. $T_{L,aussen} = 50^\circ\text{C}$, 130°C für $\dot{Q}_{th} = 200 \text{ kW}$, $T_{L,aussen} = 50^\circ\text{C}$, 75°C für $\dot{Q}_{th} = 250 \text{ kW}$)

Aus Abbildungen 5.3.6 und 5.3.7 ist ersichtlich, dass die Schwingungszustände durch Änderung des inneren Luftvolumenstromes auftreten. Im folgenden sind die eingestellten Luftvolumenströme anhand zweier Tabellen ersichtlich.

$$\bar{Q}_{th} = 200 \text{ kW}, \lambda = 1.3$$

$\dot{V}_{L,N,innen} \text{ [m}^3/\text{h]}$	32	34	37	39	42	44	47	49	52	54	57
$T_{L,\ddot{a}q,innen} \text{ [}^\circ\text{C]}$	50	75	100	125	150	175	200	225	250	275	300
$\dot{V}_{L,au\beta en} \text{ [m}^3/\text{h]}$ $T_{L,au\beta en} = 50^\circ\text{C}$	203	201	199	197	194	192	190	188	186	184	182

Tab 5.3.1: eingestellte Luft-Normvolumenströme

$$\bar{Q}_{th} = 250 \text{ kW}, \lambda = 1.3$$

$\dot{V}_{L,N,innen} \text{ [m}^3/\text{h]}$	41	44	47	50	53	57	60	63	66	69	72
$T_{L,\ddot{a}q,innen} \text{ [}^\circ\text{C]}$	50	75	100	125	150	175	200	225	250	275	300
$\dot{V}_{L,au\beta en} \text{ [m}^3/\text{h]}$ $T_{L,au\beta en} = 50^\circ\text{C}$	254	251	248	246	243	241	238	235	236	230	227

Tab 5.3.2: eingestellte Luft-Normvolumenströme

Betrachtet man die maximalen Druckschwingungen, beispielsweise bei $\bar{Q}_{th} = 200 \text{ kW}$, $T_{L,au\beta en} = 50$, und $\dot{V}_{L,innen} \approx 45 \text{ m}_N^3/\text{h}$ ($T_{L,innen} = \text{konstant}$) in der Abbildung 5.3.6, erkennt man den identischen Schwingungszustand in Hinblick auf die Amplitude der Schwingungen. Diese tritt auch unter den gleichen Bedingungen, aber bei einer Lufttemperatur von $T_L \approx 125^\circ\text{C}$ ($\dot{V}_{L,innen} = \text{konstant}$) auf (Abb. 5.3.1). Dabei entspricht der innere Luftvolumenstrom bei dieser Luftvorwärmtemperatur ($T_L = 125^\circ\text{C}$) einem Wert von $\dot{V}_{innen} \approx 45 \text{ m}_N^3/\text{h}$. Dies bedeutet, dass die durch Änderung der Luftvorwärmtemperatur auftretenden Druckschwingungen (Abb. 5.3.1 und 5.3.2) durch eine entsprechende Änderung des Luftvolumenstromes ebenfalls erzeugt werden können (Abb. 5.3.6 und 5.3.7), was auf eine eindeutige Abhängigkeit des Schwingungsverhaltens der Flamme vom **“tatsächlich” eingestellten Luftvolumenstrom** hinweist. Mit anderen Worten: für das Auftreten der Druckschwingungen ist also der Luftvolumenstrom von Bedeutung. Dieser Bereich kann sowohl durch Änderung der Luftvorwärmtemperatur bei konstantem Normluftvolumenstrom $\dot{V}_{L,N,au\beta en} = \text{konstant}$ als auch durch Änderung des Normvolumenstromes bei konstanter Lufttemperatur ($T_L = \text{konstant}$) erreicht werden. Außerdem wird aus den Ergebnissen ersichtlich, dass für die Entstehung der Verbrennungsschwingungen innerhalb des kritischen Gesamtluftvolumenstromes ein kritischer Bereich des **inneren Luftvolumenstromes** erforderlich ist. Die nun mögliche, unabhängige Änderung des inneren Luftvolumenstromes erlaubt die Bestimmung des kritischen Bereichs der inneren Luftströmung für die beiden thermischen Leistungen.

Diese Versuchsreihe wurde nicht nur für die theoretische Drallzahl $S_{0,theo,innen} = 0.82$, sondern auch für die Drallzahl $S_{0,theo,innen} = 0.48$ des inneren Luftkanals durchgeführt. Diese Ergebnisse sind in den Abbildungen 5.3.12 und 5.3.14 dargestellt.

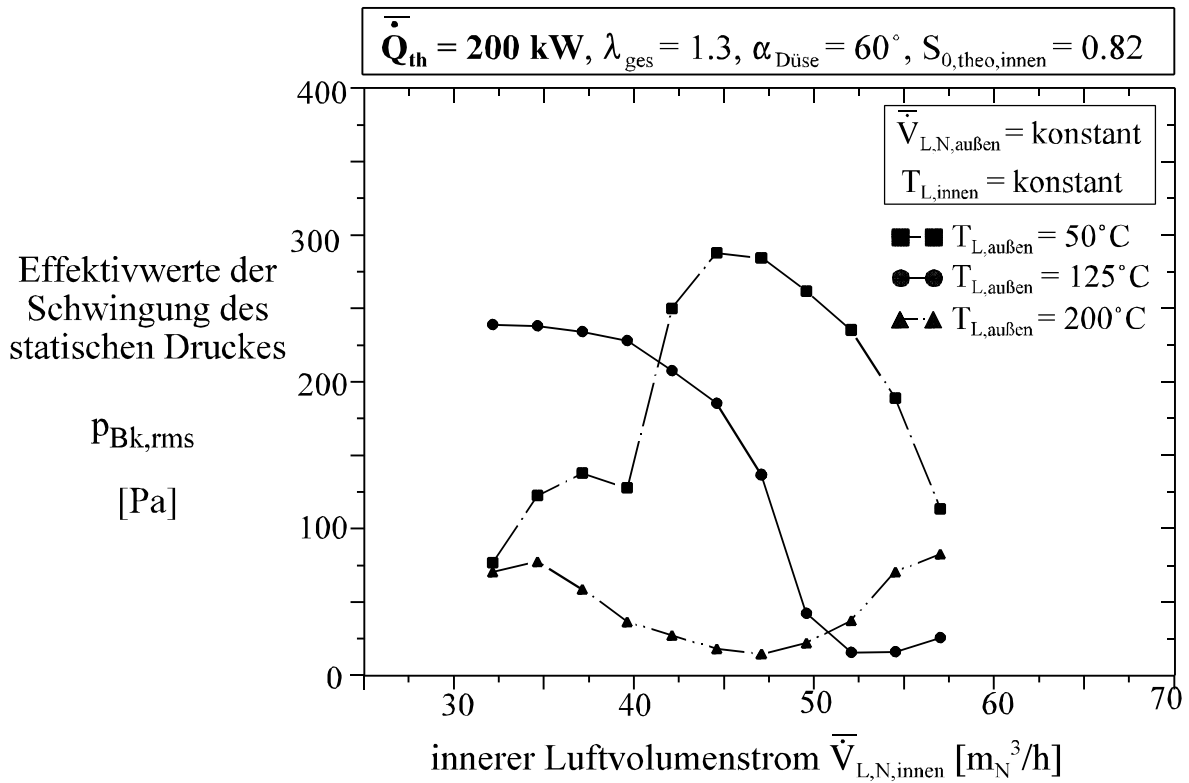


Abb. 5.3.6: Effektivwerte der Schwingung des statischen Druckes in Abhängigkeit vom inneren Luftvolumenstrom und von der äußeren Luftvorwärmtemperatur

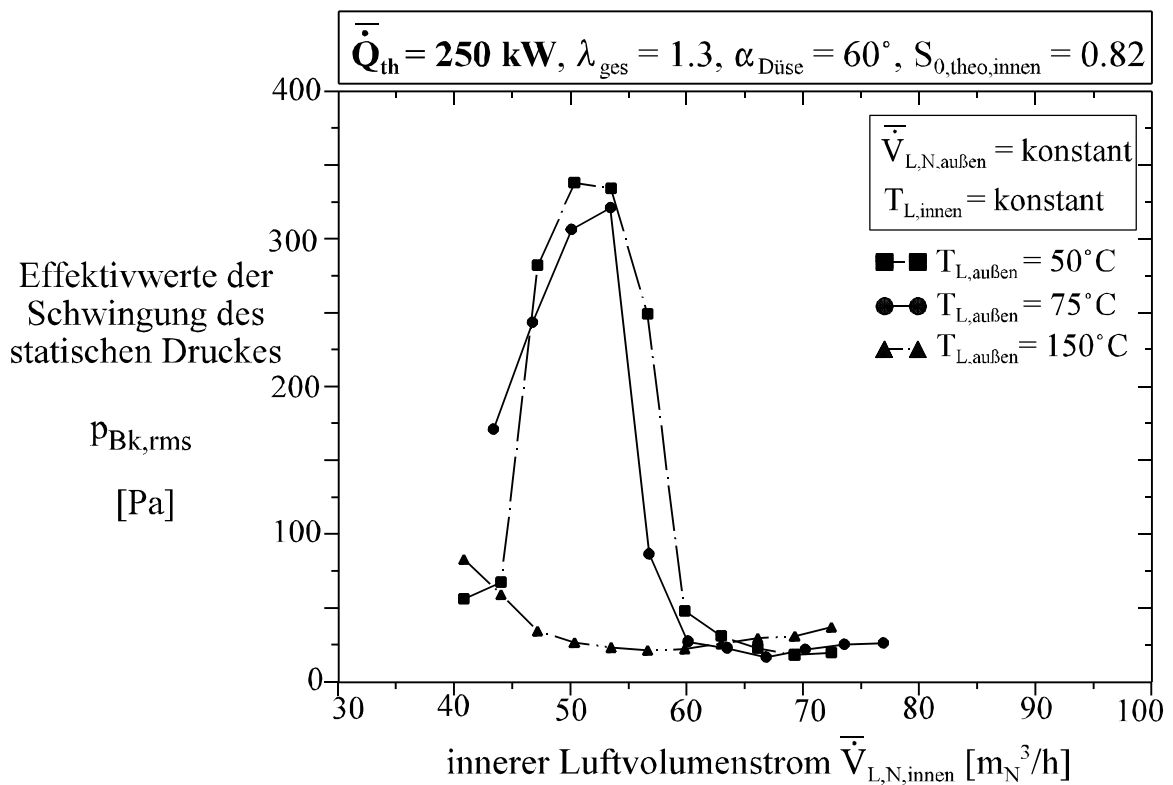


Abb. 5.3.7: Effektivwerte der Schwingung des statischen Druckes in Abhängigkeit vom inneren Luftvolumenstrom und von der äußeren Luftvorwärmtemperatur

5.3.4 Variation der inneren Luftvorwärmtemperatur bei konstantem innerem Luftvolumenstrom

Im vorangegangenen Abschnitt wurde die Auswirkung des eingestellten inneren und äußeren Luftvolumenstromes auf die Entstehung der Verbrennungsinstabilitäten ausführlich untersucht. Für die weitere Bestätigung der ermittelten kritischen Anregungsbereiche und der Tatsache, dass die Entstehung von Druckschwingungen überwiegend von dem "tatsächlich" eingestellten Luftvolumenströmen abhängt und weniger von der Temperatur, wurden folgende Untersuchungen durchgeführt. Dabei wurde die Erhöhung des Luftvolumenstromes mittels der Zunahme der Luftvorwärmtemperatur durch die Abnahme des inneren Normvolumenstromes kompensiert. Hierbei wurde die Luftzahl durch Erhöhung des äußeren Luftvolumenstromes konstant gehalten.

Im Ausgangszustand wurden ein konstantes Luftvolumenstromverhältnis und eine konstante äußere Lufttemperatur eingestellt. Die innere Lufttemperatur wurde in Stufen von $\Delta T_{L,innen} = 25^\circ\text{C}$ erhöht und gleichzeitig der innere Luft-Normvolumenstrom so abgesenkt, dass die durch die Temperaturerhöhung bedingte Zunahme des Luftvolumenstromes kompensiert wurde (Abb. 5.3.8 und 5.3.9). Dabei wurde die Luftzahl durch die Erhöhung des äußeren Luftvolumenstromes konstant gehalten. Somit war die Konstanthaltung des inneren Luftvolumenstromes gewährleistet. Da für den elektrischen Lufterhitzer zur Vorwärmung des inneren Luftstromes ein Mindestdurchsatz von $\bar{V}_{L,innen} = 20 \text{ m}_N^3/\text{h}$ erforderlich war, konnte dieser nur begrenzt abgesenkt werden. Für beide thermische Leistungen sind bei unterschiedlichen äußeren Luftvorwärmtemperaturen (Luftvolumenstrom innerhalb des ermittelten kritischen Bereiches) keine Schwingungszustände aufgetreten.

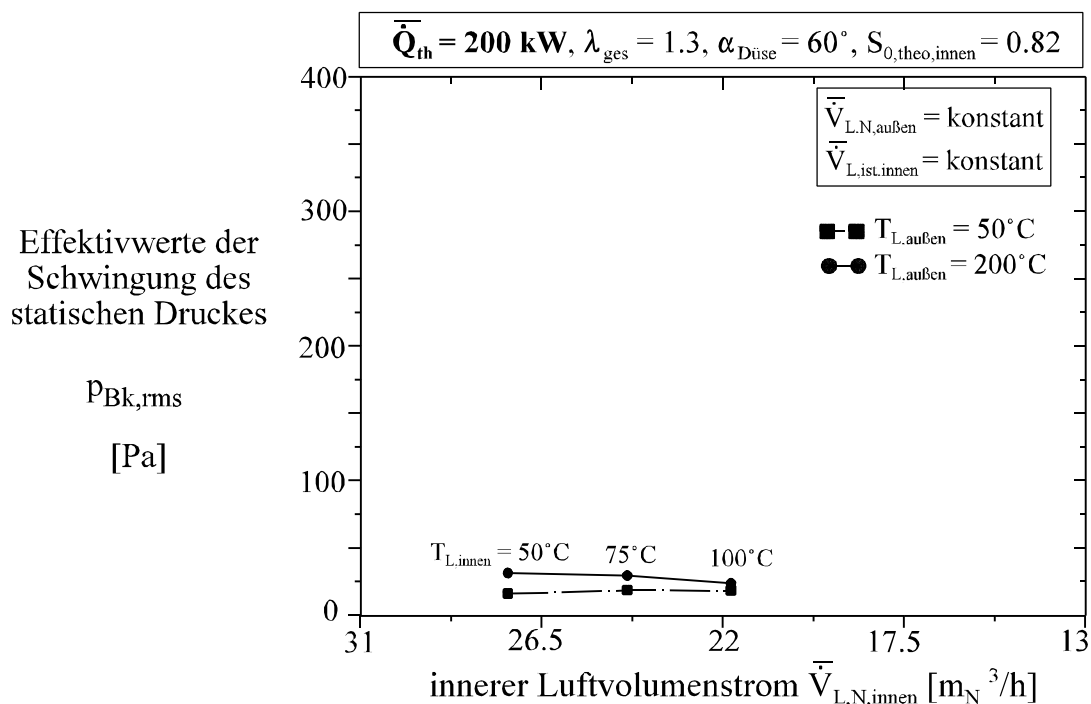


Abb. 5.3.8: Effektivwerte der Schwingung des statischen Druckes in Abhängigkeit von innerem Luftvolumenstrom und äußerer Luftvorwärmtemperatur

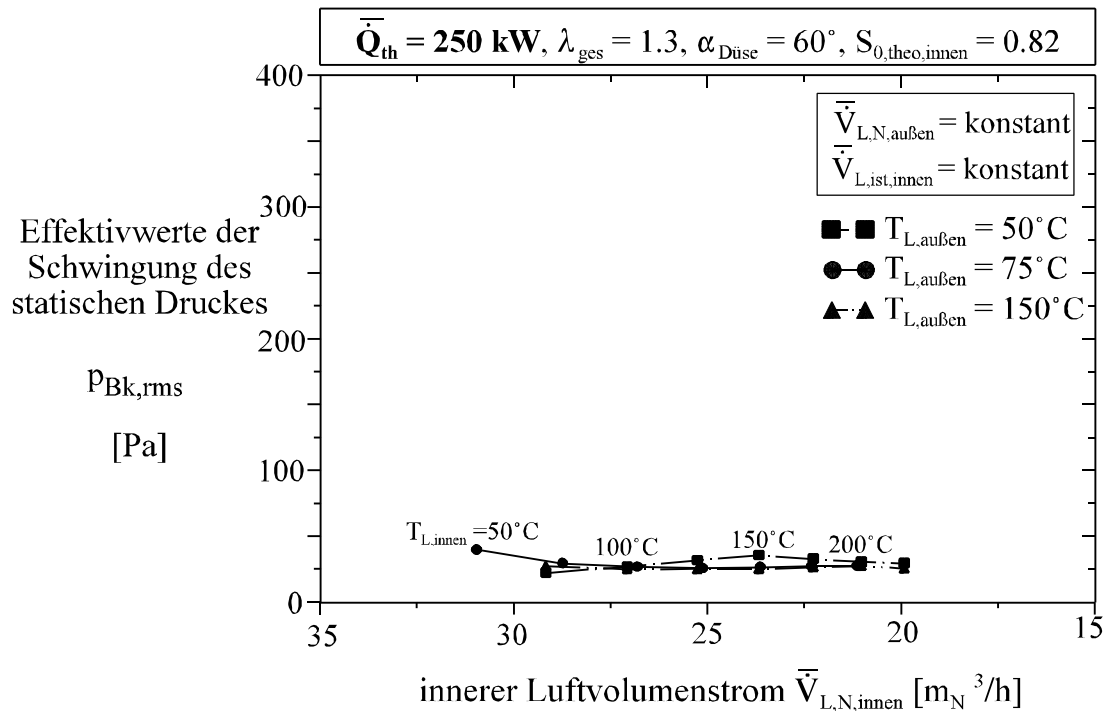


Abb. 5.3.9: Effektivwerte der Schwingung des statischen Druckes in Abhängigkeit von innerem Luftvolumenstrom und äußerer Luftvorwärmtemperatur

Beispielsweise bei der thermischen Leistung von $\dot{Q}_{th} = 250 \text{ kW}$, Luftzahl $\lambda_{ges} = 1.3$ und einer Gesamtlufttemperatur $T_L = 75^\circ\text{C}$, aber einem inneren Luft-Normvolumenstrom von $\dot{V}_{L,innen} \approx 28 \text{ m}_N^3/\text{h}$ (abgesenkter Normvolumenstrom aufgrund der Zunahme des Luft-Normvolumenstromes durch Temperaturerhöhung) sind keine Verbrennungsinstabilitäten zu verzeichnen (Abb. 5.3.8 und 5.3.9). Im Gegensatz dazu wurden unter gleichen Bedingungen ($\dot{Q}_{th} = 250 \text{ kW}$, $\lambda_{ges} = 1.3$ und $T_L = 75^\circ\text{C}$), aber ohne Absenkung des inneren Luftvolumenstromes, vollausgebildete Schwingungszustände beobachtet (siehe Abb. 5.3.2). Dieses Ergebnis charakterisiert ebenfalls die starke Abhängigkeit der Schwingungsanregungsbereiche im untersuchten Verbrennungssystem von den eingestellten Luftvolumenströmen und nicht von der Lufttemperatur selbst.

5.3.5 Stabilitätsdiagramme

Der ausgeprägte Einfluss von strömungsmechanischen Bedingungen auf die Entstehung selbsterregter Druckschwingungen wurde bereits bei den Untersuchungen am Brenner mit festem Luftvolumenstromverhältnis festgestellt. Durch den Einsatz eines modifizierten Brenners mit variablem Luftvolumenstromverhältnis sollten diese fluiddynamischen Bedingungen detaillierter beschrieben werden.

Anhand systematischer Untersuchungen wurden die Einflussgrößen Luftzahl ($\lambda_{ges} = 1.2-1.5$), mittlere thermische Leistung ($\dot{Q}_{th} = 200 \text{ kW}, 250 \text{ kW}$), Volumenstromverhältnis der inneren und äußeren Luftströmung ($\dot{V}_{L,innen}/\dot{V}_{L,ges} \approx 0.06-0.23$) sowie innere und äußere Lufttemperatur ($T_L = 50^\circ\text{C}-300^\circ\text{C}$) bei einem Strahlwinkel der Heizöldüse von $\alpha_{Duese} = 60^\circ$ und bei der theoretischen Drallzahl der inneren

Drallströmung $S_{0,theo,innen} = 0.82$ derart kombiniert, dass eine eindeutige Abhängigkeit der auftretenden Verbrennungsinstabilitäten ausschließlich vom Luftvolumenstrom aufgezeigt werden konnte. Aus den Messungen ist zu entnehmen, dass die Verbrennungsinstabilitäten für die jeweilige thermische Leistung - unabhängig von der jeweils individuell eingestellten Luftzahl, der Lufttemperatur und dem Luftvolumenstromverhältnis - nur innerhalb **eines bestimmten, kritischen Bereiches von innerem und äußerem Luftvolumenstrom** auftreten. Außerdem legt es die unveränderliche Brennergeometrie - konstante Querschnittsfläche senkrecht zur Strömungsrichtung $A_{\perp,Br}$ - während der Untersuchungen nahe, die mittleren volumetrischen Strömungsgeschwindigkeiten $\bar{u}_{L,krit}$ der ermittelten kritischen Luftvolumenströme für jeweilige thermische Leistung zu berechnen (Gleichung 5.3):

$$\bar{u}_{L,krit} = \frac{\dot{\bar{V}}_{L,krit}}{A_{\perp,Br}} \quad (5.3)$$

Im folgenden sind jeweils die kritischen Volumenströme und die dazugehörigen Geschwindigkeiten für äußere und innere Drallströmung dargestellt /116/.

Bei der thermischen Leistung von $\bar{Q}_{th} = 200 \text{ kW}$ gilt:

Kritischer Bereich der äußeren Drallströmung: $235 \text{ m}^3/\text{h} < \dot{\bar{V}}_{L,au\beta en}(T) < 304 \text{ m}^3/\text{h}$

$$22.8 \text{ m/s} < \bar{u}_{L,au\beta en}(T) < 29.4 \text{ m/s}$$

Kritischer Bereich der inneren Drallströmung: $34 \text{ m}^3/\text{h} < \dot{\bar{V}}_{L,innen}(T) < 47 \text{ m}^3/\text{h}$

$$14.7 \text{ m/s} < \bar{u}_{L,innen}(T) < 20.3 \text{ m/s}$$

Bei der thermischen Leistung von $\bar{Q}_{th} = 250 \text{ kW}$ gilt:

Kritischer Bereich der äußeren Drallströmung: $300 \text{ m}^3/\text{h} < \dot{\bar{V}}_{L,au\beta en}(T) < 352 \text{ m}^3/\text{h}$

$$29 \text{ m/s} < \bar{u}_{L,au\beta en}(T) < 34 \text{ m/s}$$

Kritischer Bereich der inneren Drallströmung: $44 \text{ m}^3/\text{h} < \dot{\bar{V}}_{L,innen}(T) < 54 \text{ m}^3/\text{h}$

$$19 \text{ m/s} < \bar{u}_{L,innen}(T) < 23.3 \text{ m/s}$$

Das erkennbar konstante Verhältnis zwischen den volumetrischen Geschwindigkeiten der inneren und äußeren Strömung für beide thermische Leistungen erlaubte es, eine Normierung der mittleren volumetrischen Strömungsgeschwindigkeiten mit der jeweiligen volumetrischen Heizölgeschwindigkeit - konstante Austrittsfläche am Düsenaustritt- (Gleichung 5.4) anzuwenden. $u_{Heiz\ddot{o}l}$ wurde als ein Maß des Leistungsumsatzes der untersuchten Heizölflammen gewählt.

$$\frac{\bar{u}_{L,\text{außen}}(250 \text{ kW})}{\bar{u}_{L,\text{außen}}(200 \text{ kW})} = \frac{\bar{u}_{L,\text{innen}}(250 \text{ kW})}{\bar{u}_{L,\text{innen}}(200 \text{ kW})} \approx \frac{\bar{u}_{\text{Heizöl}}(250 \text{ kW})}{\bar{u}_{\text{Heizöl}}(200 \text{ kW})} \quad (5.4)$$

mit:

$$\bar{u}_{\text{Heizöl}} = \frac{\dot{V}_{\text{Heizöl}}}{A_{\text{Düse}}} \quad (5.5)$$

Als Bezugsfläche für $u_{\text{Heizöl}}$ wurde der gesamte Austrittsquerschnitt der Drall-Druckzerstäuberdüse $A_{\text{Düse}}$ verwendet, was der Physik der Filmbildung allerdings nicht gerecht wird. Dies ist jedoch wegen der Verhältnisbildung der $u_{\text{Heizöl}}$ -Werte in Gleichung 5.4 ohne Bedeutung.

Die periodisch-instabilen Betriebsbereiche erwiesen sich unter diesen Voraussetzungen als unabhängig von der thermischen Leistung und liegen im nahezu gleichen Bereich von:

$$0.57 < \frac{\bar{u}_{L,\text{außen}}}{\bar{u}_{\text{Heizöl}}} < 0.74 \quad \text{sowie} \quad 0.37 < \frac{\bar{u}_{L,\text{innen}}}{\bar{u}_{\text{Heizöl}}} < 0.51 \quad (5.6)$$

Zusammenfassend ist festzustellen, dass das Auftreten der Verbrennungsinstabilitäten beim untersuchten Verbrennungssystem durch kritische Bereiche der Strömungsgeschwindigkeiten gut charakterisiert werden kann. Eine Unterdrückung der Schwingungen erfolgt dann, wenn einer der beiden kritischen Bereiche durch gezielte Parameterkombination vermieden wird. Mit Hilfe der eingeführten Normierung können die kritischen Betriebsbereiche, die zu einer Anregung der Verbrennungsinstabilitäten führen, für eine thermische Leistung und die jeweilige Drallstärke im Voraus berechnet und somit vermieden werden.

In Abschnitt 2.3.3.1 wurden für das untersuchte Verbrennungssystem zwei mögliche Entstehungsmechanismen (Luftzahl-Mechanismus und Ringwirbel-Mechanismus) im Rückkopplungskreis, bestehend aus Brenner-Diffusionsflamme-Brennkammer, vorgestellt. Dabei geht man in beiden Fällen von einer Anfangsstörung aus, die beim Ringwirbel-Mechanismus für die Bildung von ersten Ringwirbelstrukturen und beim Luftzahl-Mechanismus für die Modulation des Luftmassenstromes verantwortlich ist. Offensichtlich sind für die ursprünglichen Störungen, die in diesem Verbrennungssystem zu periodischen Druckschwingungen führen, bestimmte Kombinationen der inneren und äußeren Strömungsgeschwindigkeit mit der Geschwindigkeit des Brennstoffes bzw. des Wärmeumsatzes (siehe Gleichung 5.6) am Düsenaustritt entscheidend. Um die ermittelten kritischen Bereiche anschaulich darzustellen, sind die gesamten untersuchten Parameterkombinationen, d.h. die stabilen und instabilen Betriebspunkte für beide thermischen Leistungen in Abhängigkeit vom Luftvolumenstrom und von den Geschwindigkeitsverhältnissen, in den Abbildungen 5.3.10 und 5.3.11 aufgezeigt.

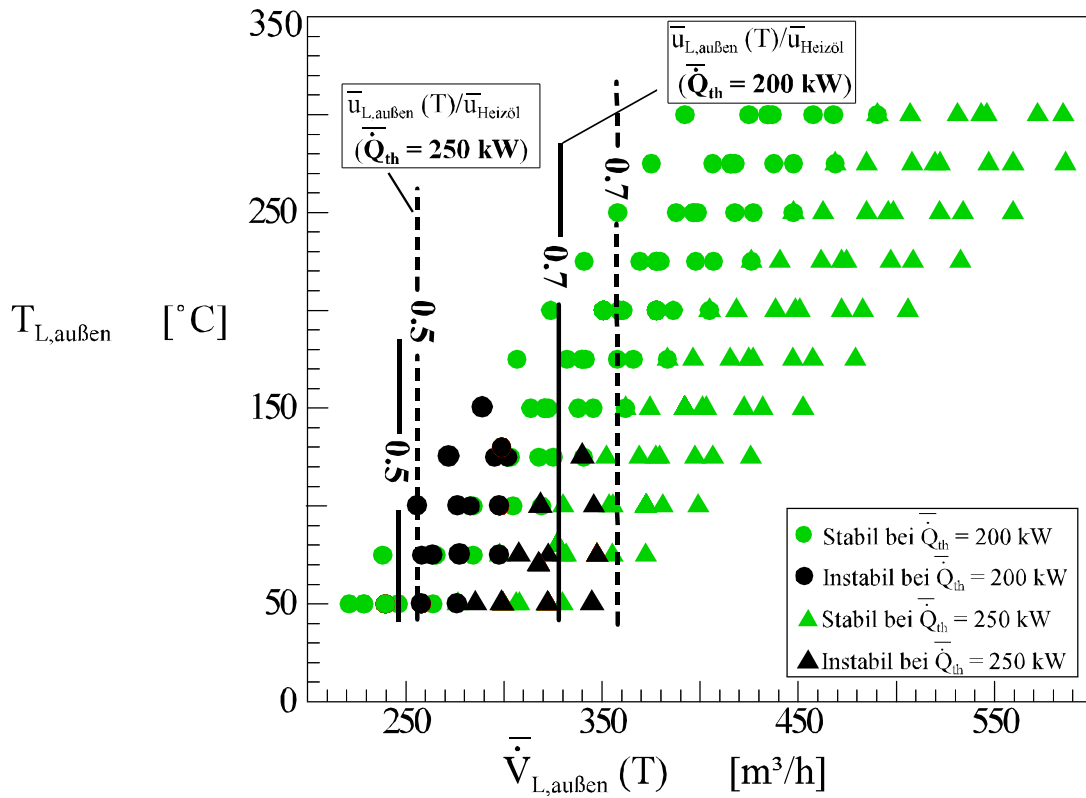


Abb. 5.3.10: Stabile und instabile Betriebsbereiche in Abhängigkeit vom äußeren Luftvolumenstrom

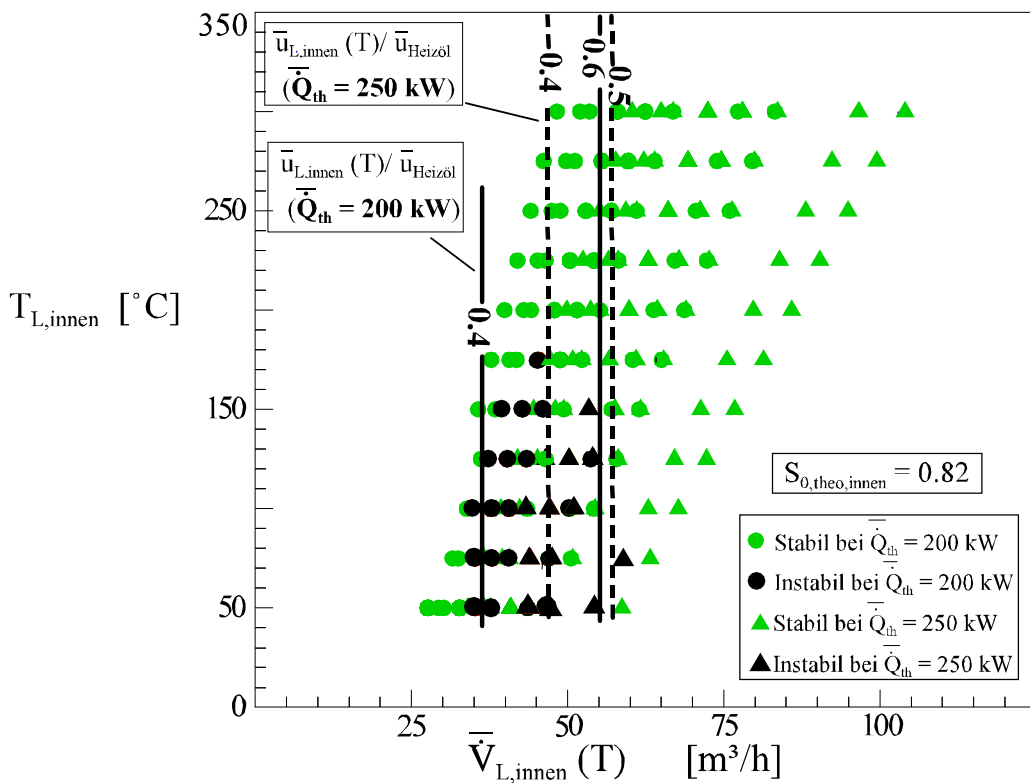


Abb. 5.3.11: Stabile und instabile Betriebsbereiche in Abhängigkeit vom inneren Luftvolumenstrom bei $S_{0,theo,innen} = 0.82$

Man erkennt, dass die in Abhängigkeit von der Luftvorwärmtemperatur und dem Luftvolumenstrom dargestellten instabilen Betriebspunkte für beide thermische Leistungen in einem engen Bereich der Geschwindigkeitsverhältnisse $\bar{u}_{L,innen} / \bar{u}_{Heizöl}$ und $\bar{u}_{L,außen} / \bar{u}_{Heizöl}$ liegen und nahezu deckungsgleich sind. Ab einem Verhältnis der äußeren Strömungsgeschwindigkeit von $\bar{u}_{L,außen} / \bar{u}_{Heizöl} > 0.74$ und der inneren von $\bar{u}_{L,innen} / \bar{u}_{Heizöl} > 0.51$ sind keine Instabilitäten in Hinblick auf das Auftreten der Druckschwingungen zu erkennen.

5.3.6 Variation der theoretischen Drallzahl

Bei den bisher dargestellten Ergebnissen wurden hauptsächlich die Einflussnahme der Parameter (\bar{Q}_{th} , T_L , λ_{ges} , $\bar{V}_{L,innen} / \bar{V}_{L,ges}$) auf die Schwingungszustände untersucht sowie zwei Bedingungen für die Entstehung der Verbrennungsinstabilitäten abgeleitet. Diese in Abbildungen 5.3.10 und 5.3.11 dargestellten Bedingungen gelten für die theoretische Drallzahl von $S_{0,theo,innen} = 0.82$. Eine weitere Möglichkeit, die Einflussnahme des Strömungsfeldes auf die Entstehung der Druckschwingungen zu untersuchen, bestand in der Variation dieser theoretischen Drallzahl, welche beim zweiten Brennersystem (siehe Abschnitt 3.3) durch den Austausch des inneren Drallerzeugers ermöglicht wurde. Unter gleichbleibenden Betriebsbedingungen wurde lediglich die Drallstärke von ursprünglich $S_{0,theo,innen} = 0.82$ auf $S_{0,theo,innen} = 0.48$ reduziert. In den Abbildungen 5.3.12 und 5.3.13 sind die ermittelten Effektivwerte der statischen Druckschwingungen für die beiden thermischen Leistungen $\bar{Q}_{th} = 200 \text{ kW}$, 250 kW und die Luftzahlen $\lambda_{ges} = 1.2-1.5$ über der Lufttemperatur dargestellt.

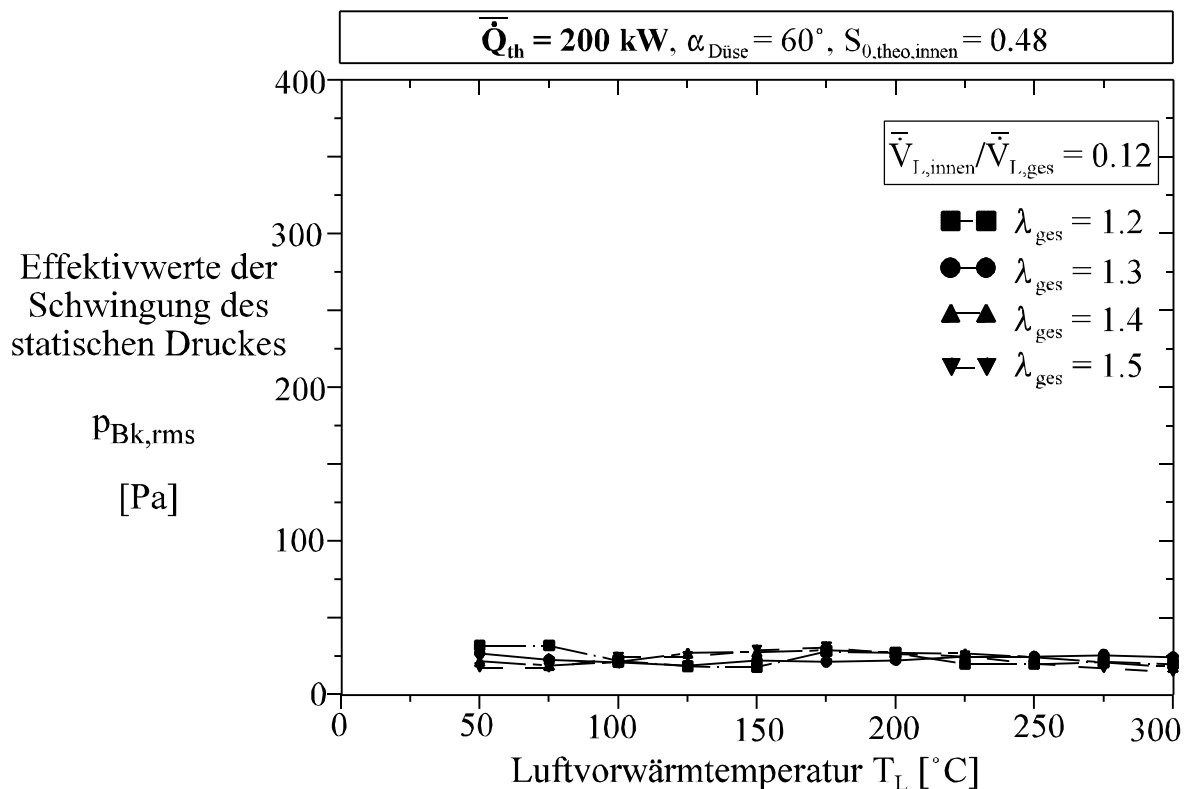


Abb. 5.3.12: Effektivwerte der Schwingungen des statischen Druckes in Abhängigkeit von der Luftvorwärmtemperatur, der Luftzahl und der inneren Drallzahl

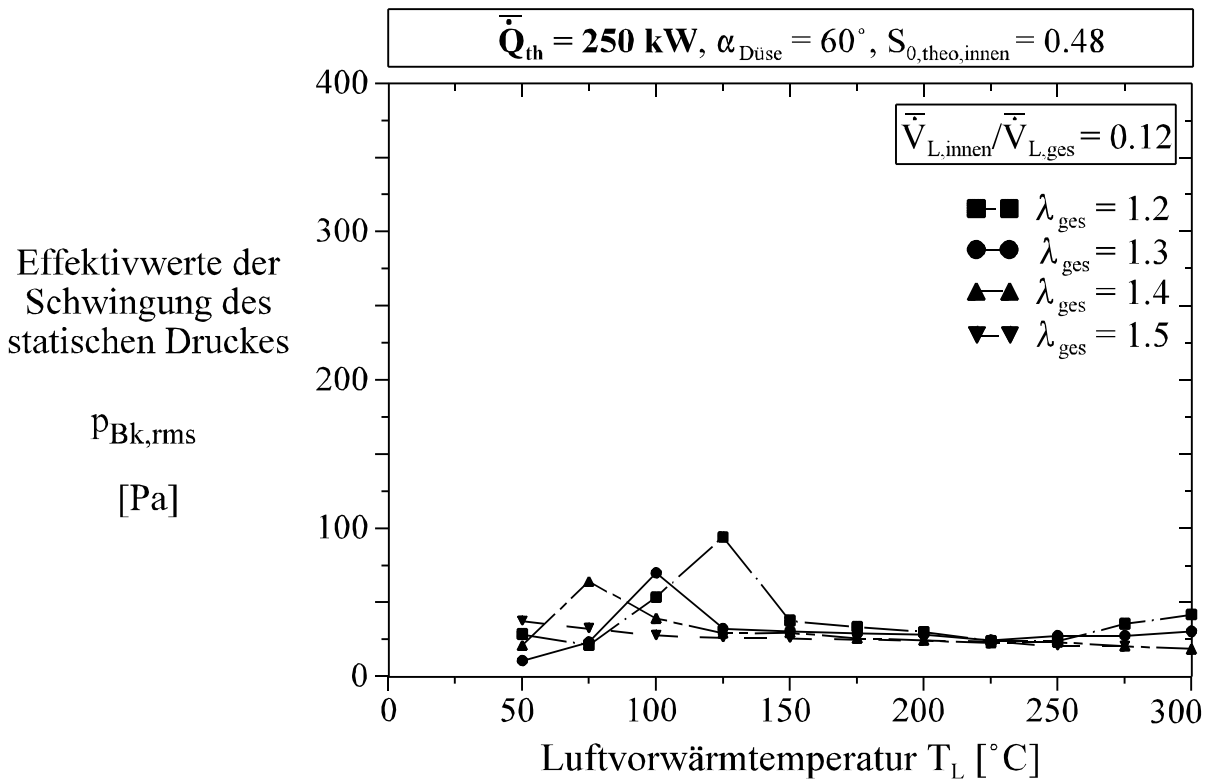


Abb. 5.3.13: Effektivwerte der Schwingung des statischen Druckes in Abhängigkeit von der Luftvorwärmtemperatur, der Luftzahl und der inneren Drallzahl

Im Gegensatz zu den vorherigen Ergebnissen bei höherer Drallzahl sind über der gesamten untersuchten Luftvorwärmtemperatur keine schwingungsbehafteten Zustände zu beobachten; unter den gleichen Betriebsbedingungen, aber mit einer höheren theoretischen Drallzahl ($S_{0,theo,innen} = 0.82$), sind dagegen vollausgebildete Schwingungszustände aufgetreten (Abb. 5.3.1 und 5.3.2). Offensichtlich spielen auch

hier die bereits postulierten kritischen Grenzen der Strömungsgeschwindigkeiten am Brenneraustritt für die Entstehung der Verbrennungsinstabilitäten eine dominierende Rolle. Durch Reduzierung der inneren Drallstärke verkleinert sich die resultierende Geschwindigkeit $\bar{u}_{L,innen}$ (Vergrößerung der Querschnittfläche senkrecht zur Strömungsrichtung $A_{\perp,Strömung}$) so, dass der Betrag der inneren Strömungsgeschwindigkeit außerhalb des kritischen Bereiches liegt (Abb. 5.3.14). Infolgedessen ist wiederum eine von zwei erforderlichen Bedingungen für die Entstehung der Druckschwingungen nicht erfüllt, was wiederum zu einem stabilen schwingungsfreien Verbrennungssystem führt.

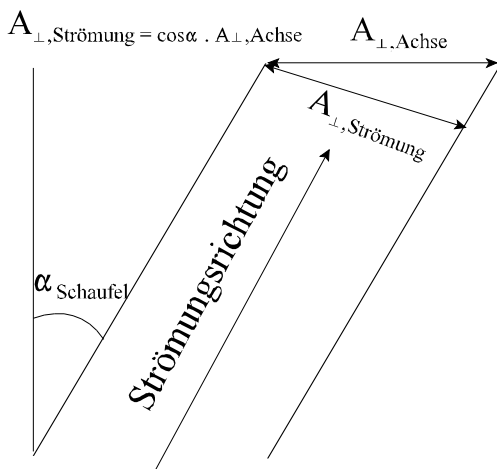


Abb. 5.3.14: Schema des Schaufelanstellwinkels

Für die weitere Bestätigung dieser Aussage wurde ein Vergleich zwischen den unterschiedlichen Luftvolumenstromverhältnissen unter sonst konstanten Bedingungen durchgeführt (Abb. 5.3.15). Betrachtet man die ermittelten Druckamplituden bei einem Verhältnis von $\bar{V}_{L,\text{innen}}/\bar{V}_{L,\text{ges}} = 0.16$ so erkennt man, im Gegensatz zu den Verhältnissen $\bar{V}_{L,\text{innen}}/\bar{V}_{L,\text{ges}} = 0.10$ und 0.12 , einen vollausgebildeten Schwingungszustand innerhalb des untersuchten Lufttemperaturbereichs. Die volumetrische innere Strömungsgeschwindigkeit liegt in diesem Fall innerhalb des kritischen Bereichs, und somit sind die vorher erwähnten Bedingungen für die Entstehung von Schwingungen wieder erfüllt.

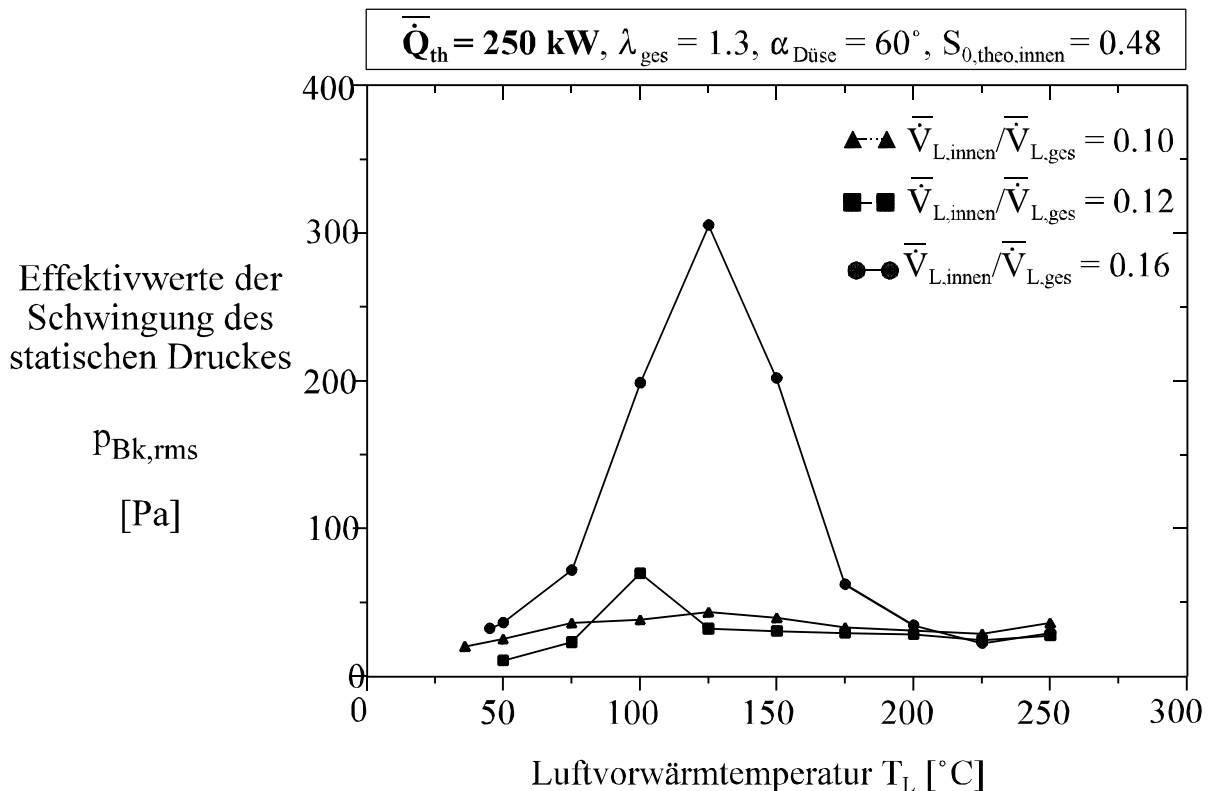


Abb. 5.3.15: Effektivwerte der Schwingung des statischen Druckes in Abhängigkeit von der Luftvorwärmtemperatur und dem Luftvolumenstromverhältnis

5.4 Untersuchungen an Erdgas-Diffusionsflammen ohne und mit Wassereinspritzung

Wegen der unbekanntem Zerstäubungseigenschaften der verwendeten Drall-Druckzerstäuber (Tropfengrößen- und Tropfendichteverteilung) im Strömungsfeld sowie der unbekanntem Konzentrationsfeldverteilung des bereits verdampften Flüssig-Brennstoffes müsse im weiteren Verlauf der Untersuchungen der Einfluss der Zerstäubungscharakteristik sowie des anschließenden Verdampfungsprozesses auf die Entstehung der Schwingungen des statischen Druckes bei der ausgeschlossen werden. Aus diesem Grund wurden anstelle der Heizöldüsen Erdgasdüsen mit unterschiedlichen Strahlwinkeln eingesetzt und die störungsbehafteten Strömungsgebiete gezielt mit gasförmigem Brennstoff versorgt. Dadurch konnte der gasförmige Brennstoff durch Wahl des Eindüsungswinkels und -impulses gezielt

in die oben genannten Zonen eingebracht werden. Somit konnte der Einfluss der lokal begrenzten Strömungsstörung im Bereich der Zünd- bzw. Stabilisierungszone der Hauptflamme auf das Auftreten von Flammenschwingungen näher untersucht werden. Im folgenden werden die Ergebnisse systematischer Untersuchungen hinsichtlich des Einflusses unterschiedlicher Strahlwinkel der Erdgasdüse auf die Entstehung von Schwingungen dargestellt. Um vergleichbare Ergebnisse zwischen den untersuchten Fällen (Heizöl- und Erdgas-Betrieb) zu erzielen, wurden identische Impulsströme ($\bar{\dot{I}}_{\text{Heizöl}} = \bar{\dot{I}}_{\text{Erdgas}}$) durch geeignete Kombinationen der Austrittsfläche des Erdgasstrahles - Anzahl und Durchmesser der Austrittsbohrungen - und des Erdgasvolumenstromes eingestellt (siehe Abschnitt 3.4).

5.4.1 Variation der Luftzahl und der Luftvorwärmtemperatur

Zuerst wurde ein Impulsstrom des Erdgasstrahles bei einer mittleren thermischen Leistung von $\bar{Q}_{\text{th}} = 180 \text{ kW}$ eingestellt, der dem Impulsstrom des Heizölstrahls am Düsenaustritt ($\alpha_{\text{Düse}} = 60^\circ$) bei einer thermischen Leistung von $\bar{Q}_{\text{th}} = 250 \text{ kW}$ entsprach. Die Einstellung der thermischen Leistung bei der Erdgasdüse war aus geometrischen Gründen begrenzt. Bei der thermischen Leistung von $\bar{Q}_{\text{th}} = 180 \text{ kW}$ und einer Luftzahl von $\lambda_{\text{ges}} = 1.2$ wurde die Lufttemperatur stufenweise erhöht. Hierbei konnte aber nur eine geringfügige Erhöhung der Effektivwerte der Druckschwingungen festgestellt werden, welche aber keinem vollausgebildeten Schwingungszustand entsprach (Abb. 5.4.1).

Der Hintergrund für das Einsetzen der Erdgasdüsen war die Eliminierung der unbekanntenen Zerstäubungseigenschaften. Allerdings zeigen die an einem Drallbrenner durchgeführten experimentellen Untersuchungen der Tropfengrößenverteilung eines Flüssigbrennstoffs durch einen Drall-Druckzerstäuber eine inhomogene Verteilung der Brennstofftropfenkonzentration so, dass eine Zunahme der Tropfengröße und -dichte in radialer Richtung durch den höheren Impuls großer Tropfen und deren begrenztes Strömungsfolgevermögen eintritt [117]. Unter der Annahme, dass auch bei Verwendung der Drall-Druckzerstäuberdüse teilweise große Tropfen entstehen, wurden diese durch die der Verbrennungsluft aufgeprägte Tangentialgeschwindigkeit (Drallströmung) zu Rädern entsprechend $> \alpha_{\text{Düse}} = 60^\circ$ verlagert und nur langsam der ursprünglichen, durch den Strahlwinkel vorgegebenen Richtung folgen. Um diesen vermuteten Effekt zu simulieren, wurden Erdgasdüsen mit größerem Strahlwinkeln $\alpha_{\text{Düse}} = 80^\circ$ und 100° für die weiteren Untersuchungen eingesetzt. Dabei werden bei der Düse mit dem Strahlwinkel von $\alpha_{\text{Düse}} = 100^\circ$ ein deutlicher Anstieg der Druckamplituden sowie ein vollausgebildeter Schwingungszustand durch Änderung der Luftvorwärmtemperatur festgestellt (Abb. 5.4.1). Dieser Umstand mag - wie bereits beschrieben - in den unterschiedlichen lokalen Brennstoffkonzentrationen der eingespritzten flüssigen und gasförmigen Brennstoffe begründet sein. Mit anderen Worten, es ist möglich, dass trotz vergleichbarer Impulsströme ($\bar{\dot{I}}_{\text{Heizöl}} = \bar{\dot{I}}_{\text{Erdgas}}$) die Heizöltropfen am Düsenaustritt - bedingt durch ihre Größe und ihren Impuls - unter einem kleineren Strahlwinkel in die für die Verbrennungsinstabilität verantwortliche Flammenzone gelangen als im Falle des gasförmig eingedüsten Brennstoffes.

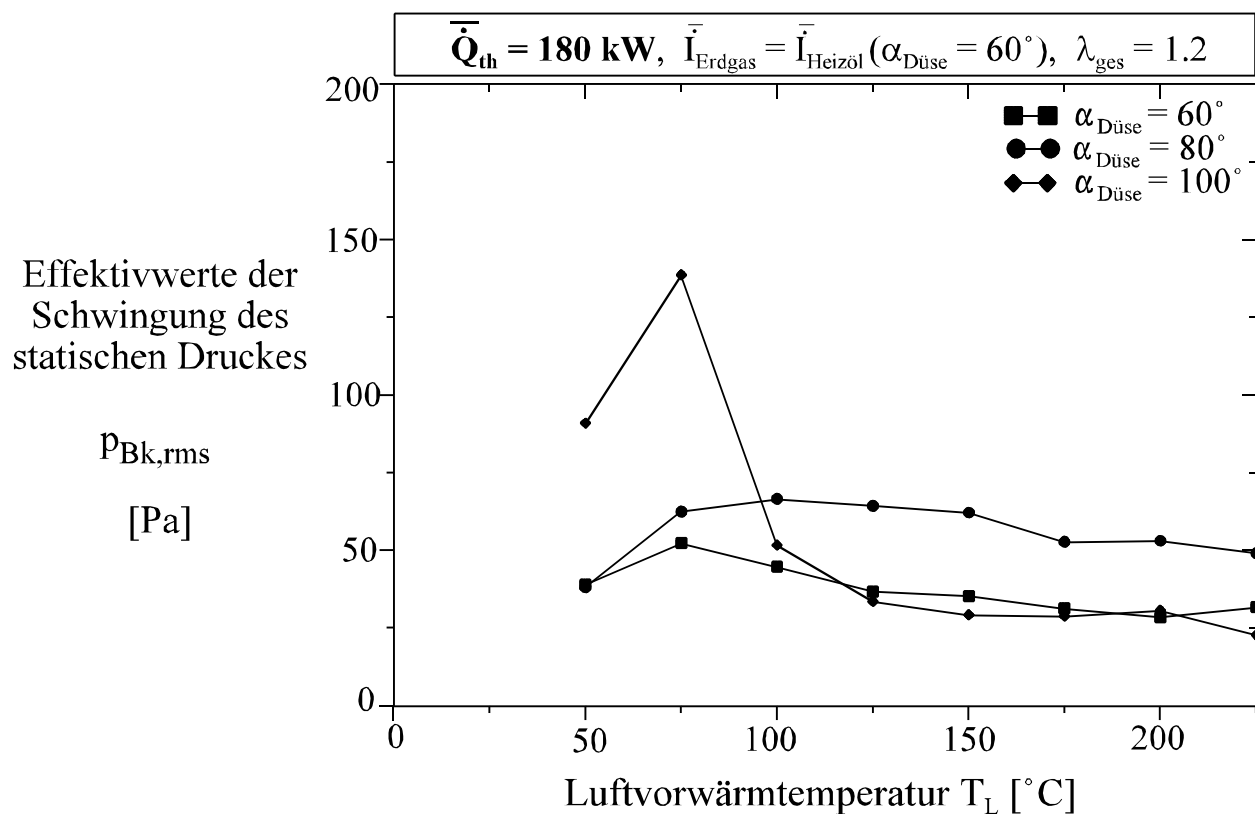


Abb. 5.4.1: Effektivwerte der Schwingung des statischen Druckes in Abhängigkeit von der Luftvorwärmtemperatur bei der Erdgasflamme

Bei den Untersuchungen an der Heizölfllamme wurden die maximalen Druckamplituden mit zunehmender Luftzahl bei kleineren Luftvorwärmtemperaturen beobachtet. Außerdem wurde für eine konstante thermische Leistung bei allen auftretenden Druckschwingungen (unter Variation der Luftvorwärmtemperatur und Luftzahl) ein konstanter kritischer Gesamtluftvolumenstrom ermittelt. Die Abhängigkeit der maximal auftretenden Druckamplituden von der Luftzahl und Lufttemperatur wurde durch Einstellung der Luftzahlen $\lambda_{ges} = 1.1, 1.2$ und 1.3 auch bei der Erdgasflamme untersucht. Abbildung 5.4.2 zeigt, dass auch hier die maximalen Druckamplituden mit zunehmender Luftzahl bei kleineren Luftvorwärmtemperaturen auftreten. Der berechnete Gesamtluftvolumenstrom kritischer Luftzahlen und Luftvorwärmtemperaturen mit maximalen Druckamplituden zeigt einen konstanten Wert von $\dot{V}_L \approx 260 \text{ m}^3/\text{h}$ (Abb. 5.4.2), und somit ist auch hier die dominierende Einflussnahme des Luftvolumenstroms auf die Entstehung der Verbrennungsinstabilitäten bestätigt. Diesem Ergebnis der Untersuchungen ist auch zu entnehmen, dass der Zerstäubungsprozess bzw. die Tropfengröße und Tropfengrößenverteilung sowie der Verdampfungsprozess nicht als die primär verantwortlichen Einflussparameter und Auslöser für den Entstehungsmechanismus der Verbrennungsinstabilitäten angesehen werden können.

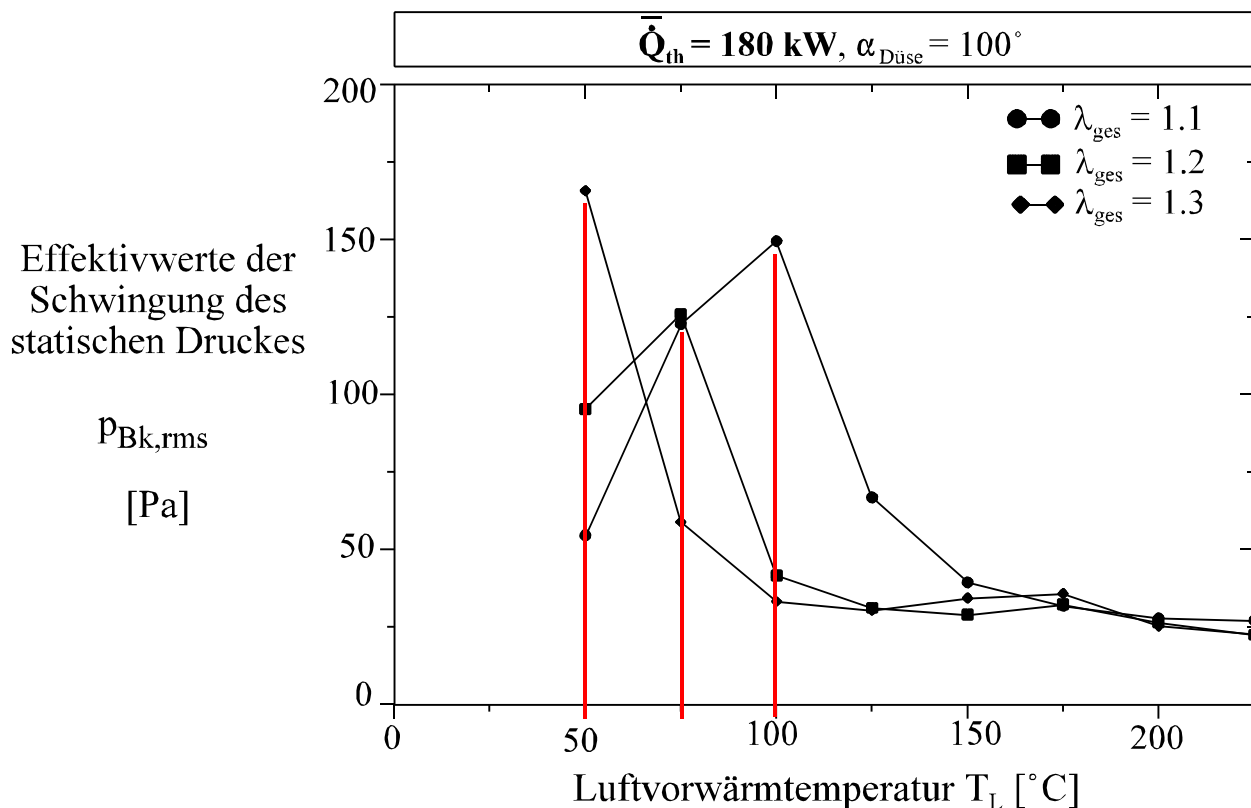


Abb. 5.4.2: Effektivwerte der Schwingung des statischen Druckes in Abhängigkeit von der Luftvorwärmtemperatur bei der Erdgasflamme

5.4.2 Variation des Wassermassenstroms

Der Einfluss der Wassereinspritzung auf die Entstehung und Unterdrückung der Verbrennungsschwingungen sollte auch an der Erdgasflamme untersucht werden. Dafür wurde die Erdgasdüse mit dem Strahlwinkel von $\alpha_{Düse} = 100^\circ$ verwendet und die bereits identifizierten Betriebszustände (Abb. 5.4.2) - schwingungsfrei und schwingungsbehaftet - im trockenen Zustand bei thermischer Leistung von $\dot{Q}_{th} = 180 \text{ kW}$ und Luftzahlen $\lambda_{ges} = 1.1, 1.2$ eingestellt. Aus der Abbildung 5.4.3 sind die erfassten Effektivwerte der Druckschwingungen unter Zugabe von Wasser in die wasser- und schwingungsfreien ($\lambda_{ges} = 1.1, 1.2$ und $T_L = 150^\circ\text{C}$) sowie schwingungsbehafteten ($\lambda_{ges} = 1.1, T_L = 100^\circ\text{C}$ und $\lambda_{ges} = 1.2, T_L = 75^\circ\text{C}$) Flammenstrahlen ersichtlich. Die Wassereinspritzung in die schwingungsfreie Flamme bewirkt eine Zunahme der ursprünglich niedrigen Druckamplituden und somit das Auftreten eines voll ausgebildeten Schwingungszustandes. Weiterhin werden die hohen Druckamplituden des schwingungsbehafteten Zustandes durch Wassereinspritzung zunächst verstärkt und durch weitere Wasserzugabe unterdrückt so, dass sich ein stabiler, schwingungsfreier Zustand einstellt. Die gleichen Charakteristika sind auch bei Heizöl-Diffusionsflammen zu erkennen (siehe Abb. 5.1.6 und 5.1.7).

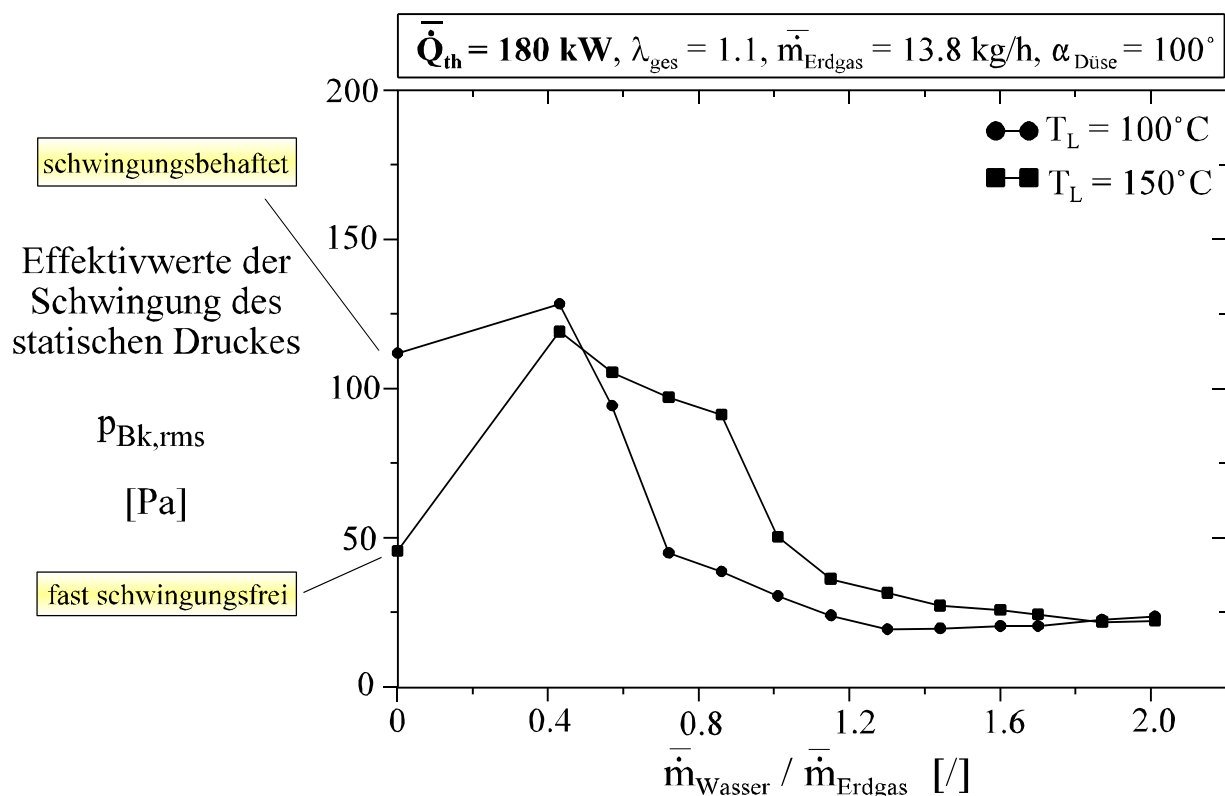


Abb. 5.4.3: Effektivwerte der Schwingung des statischen Druckes in Abhängigkeit von dem Massenstromverhältnis und der Luftvorwärmtemperatur bei der Erdgasflamme

Ein weiteres interessantes Ergebnis bei den Untersuchungen an Erdgasflammen ist die Gültigkeit der bei Heizölflammen vorgestellten Wärmebilanz, welche zum Erreichen identischer Betriebszustände durch Reduzierung der Lufttemperatur oder Erhöhung des Wassermassenstromes benötigt wird. Auch hier wird deutlich, dass, ausgehend von einem schwingungsfreien stabilen Betriebszustand, ein vergleichbarer Schwingungszustand sowohl durch Zunahme des Wassermassenstromes als auch durch Absenkung der Lufttemperatur erreicht werden kann. Die Verdampfungsenthalpie des eingespritzten Wassermassenstromes ($\Delta H_{Verd} \cdot \bar{m}_{Wasser}$) entspricht der Differenz von eingebrachter, volumenstrombezogener Enthalpie der Verbrennungsluft - unter Berücksichtigung der Temperaturabsenkung ($\dot{V}_L \cdot c_{p,L} \cdot \Delta T_L$) - im trockenen Zustand. Dadurch gilt die Aussage auch bei der Erdgasflamme, dass die gleichen kritischen Einflussparameter (Strömungsgeschwindigkeitsverhältnisse) in beiden Fällen - mit und ohne Wassereinspritzung - für die Entstehung der Verbrennungsinstabilitäten verantwortlich sind.

5.5 Zusammenhang zwischen isothermen Strömungsinstabilitäten und der Ausbildung selbsterregter Druck-/Flammenschwingungen

Das Auftreten selbsterregter Druckschwingungen ist zwar nicht notwendigerweise an das Vorhandensein von bereits im isothermen Strömungsfeld auftretenden Strömungsinstabilitäten gebunden; es liegt aber nahe, dass aufgrund der starken Einflussnahme der strömungsmechanischen Bedingungen auf das Auftreten von Verbrennungsinstabilitäten solche Störungen die zum Auftreten von Druckschwingungen

führende Flammeninstabilität beeinflussen. Wie bereits in Abschnitt 2.3.2 beschrieben, wurden nach Literaturangaben bei unterschiedlichen Verbrennungssystemen isotherme Strömungsstörungen detektiert und Mechanismen vorgestellt, welche die Entstehung selbsterregter und periodischer Druckschwingungen bei der Verbrennung durch Strömungsstörungen beschreiben. Daher wurde auch bei den im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Brennern das isotherme Strömungsfeld in Hinblick auf periodische Strömungsstörungen der Brennerausströmung untersucht. Die Ergebnisse weisen auf eine eindeutige Störung in der Scherschicht zwischen der innerer und äußerer Drallströmung hin (siehe Abschnitt 2.3.4 Abb. 2.14-2.15).

Um einen Zusammenhang zwischen isothermen Strömungsstörungen und der Ausbildung selbsterregter Druck-/Flammenschwingungen feststellen zu können, wurde die lokale Verteilung der Strömungsstörungen im Strömungsfeld in Anlehnung an die gewonnenen Erkenntnisse über die bezüglich des Auftretens selbsterregter Druckschwingungen kritischen Luftvolumenströme gemessen (Abb. 5.5.1).

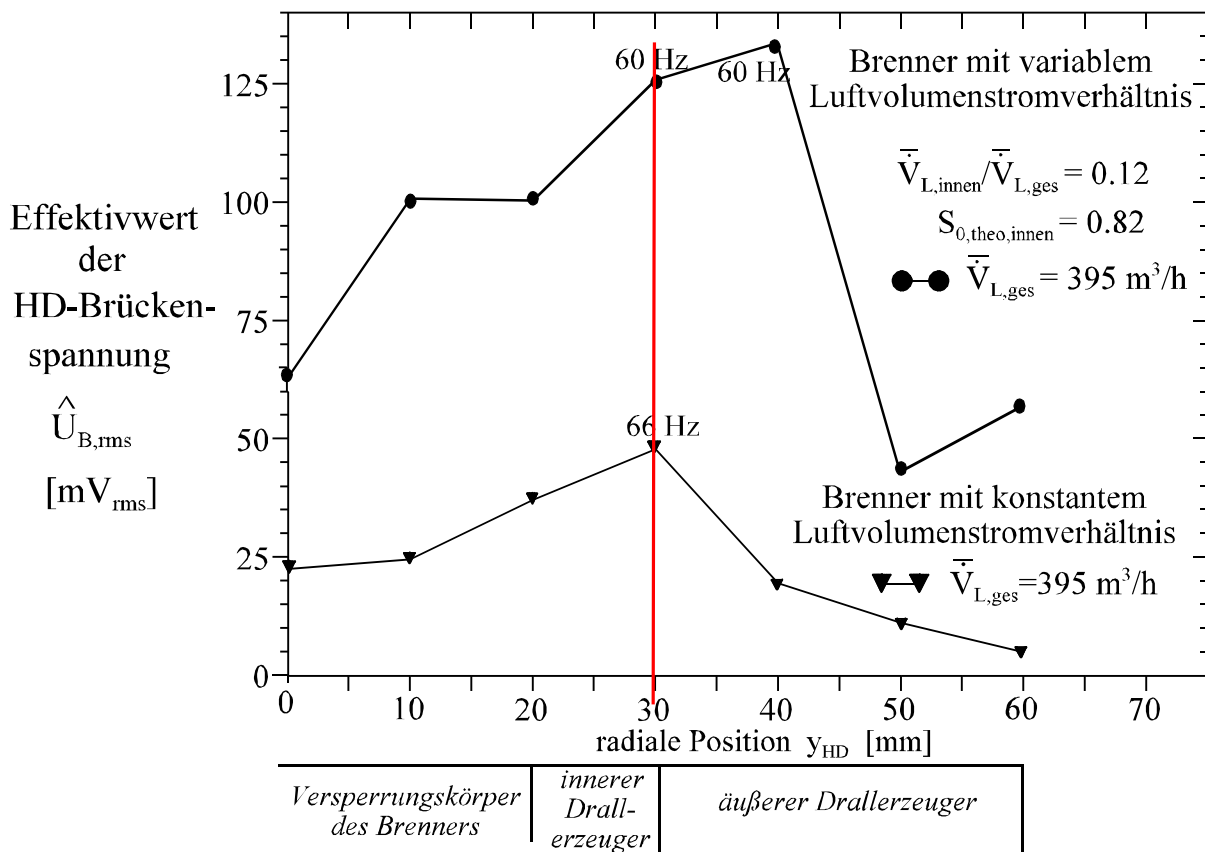


Abb. 5.5.1: Radialer Verlauf der Effektivwerte der HD-Brückenspannung an beiden Drallbrennern

Die Untersuchung der Diffusionsflamme am Drallbrenner mit festem Luftvolumenstromverhältnis hat gezeigt, dass die maximalen Schwingungen des statischen Druckes bei einer festen thermischen Leistung und festem Strahlwinkel der Heizöldüse, unabhängig von der Luftzahl, bei einem konstanten Gesamtluftvolumenstrom auftreten (siehe Abbildung 5.1.1; für $\dot{Q}_{th} = 250 \text{ kW}$ und $\alpha_{Düse} = 30^\circ$ ist

dieser Gesamtluftvolumenstrom $\bar{\dot{V}}_{L,ges} = 395 \text{ m}^3/\text{h}$). Daher wurde zur Messung der isothermen Strömungsstörung ein Luftvolumenstrom von $\bar{\dot{V}}_{L,ges} = 395 \text{ m}^3/\text{h}$ eingestellt und das radiale Amplitudenprofil der Hitzdraht (HD)-Brückenspannung am Austritt des Brenners ($x_{HD} = 0 \text{ mm}$) aufgenommen (Abb. 5.5.1). Beim Brenner mit konstantem Luftvolumenstromverhältnis erkennt man eine Überhöhung der Effektivwerte der Hitzdraht-Brückenspannung in der Scherschicht zwischen der inneren und äußeren Drallströmung ($y_{HD} = 30 \text{ mm}$). Beim Auftreten der Verbrennungsinstabilitäten am Drallbrenner mit variablem Luftvolumenstromverhältnis wurde festgestellt, dass die maximal erreichbaren Druckamplituden, beispielsweise bei der thermischen Leistung von $\bar{Q}_{th} = 250 \text{ kW}$, unabhängig von der Gesamtluftzahl bei einem Gesamtluftvolumenstrom von $\bar{\dot{V}}_{L,ges} \approx 395 \text{ m}^3/\text{h}$ auftraten. Daher wurde bei den isothermen Strömungsuntersuchungen dieser Luftdurchsatz ($\bar{\dot{V}}_{L,ges} = 395 \text{ m}^3/\text{h}$, $\bar{\dot{V}}_{L,innen}/\bar{\dot{V}}_{L,ges} = 0.12$) eingestellt und das Radialprofil der Effektivwerte der HD-Brückenspannung aufgenommen (Abb. 5.5.1). Man erkennt eine Strömungsstörung ebenfalls in der Scherschicht zwischen der inneren und äußeren Drallströmung ($y_{HD} = 30 \text{ mm}$), die sich bis zur Mitte der äußeren Luftströmung ($y_{HD} = 40 \text{ mm}$) weiter ausbreitet.

Angesichts der ausgeprägten periodischen Störungen im isothermen, brennernahen Strömungsfeld mit von der Anlage aufgeprägten Frequenzen nahe bei 60 Hz scheinen die Strömungsgebiete im Brennerbereich (Übergänge Innenströmung/Außenströmung) für die im Heizöl-Diffusionsbetrieb beobachteten, selbsterregten Druck-/Flammenschwingungen von besonderer Bedeutung zu sein. Daher ist es möglich, dass diese primären Störungen die auftretenden, vollausgebildeten Druck-/Flammenschwingungen initiieren. Außerdem können durch einen "Scale Up" in geometrisch ähnlichen Systemen die instabilen Betriebsbereiche abgeschätzt und somit vermieden werden. Allerdings ist zu beachten, dass die Versuchsanlage eine feste nicht variierbare Eigenfrequenz (Resonanzfrequenz) von 60 Hz aufweist so, dass alle beobachteten Schwingungszustände dieser Frequenz unterliegen.

Für die Beschreibung der periodischen Verbrennungsschwingungen in geometrisch ähnlichen, jedoch größeren oder kleineren Verbrennungssystemen kann die dimensionslose Strouhal-Zahl verwendet werden. Wie bereits erwähnt treten die Verbrennungsschwingungen in dem untersuchten Verbrennungssystemen bei einer Gesamtluftvolumenstrom von $\bar{\dot{V}}_{Br1} = 395 \text{ m}^3/\text{h}$ auf. Somit ergibt sich eine entsprechend definierte Strouhal-Zahl von:

$$D_{Br1} = 127 \text{ mm}, \quad \bar{\dot{V}}_{Br1} = 395 \text{ m}^3/\text{h} \rightarrow u_{Br1} = 8.66 \text{ m/s}$$

$$\text{Str}_{Br1} = \frac{D_{Br} \cdot f_{Br}}{u_{Br}} = 0.88$$

Bei der Bestimmung instabiler Betriebsbereich einer geometrisch ähnlichen Brennerkonstruktion kann zuerst die Eigenfrequenz des Brenners bestimmt werden. Durch den Einsatz der Strouhal-Zahl kann anschließend der Gesamtluftvolumenstrom, bei dem die Verbrennungsschwingungen zu erwarten sind, folgendermaßen berechnet werden:

$$u_{\text{Br2}} = \frac{f_{\text{Br2}} \cdot D_{\text{Br2}}}{\text{Str}_{\text{Br1}}}$$

Beispielsweise mit einer Eigenfrequenz von Brenner von 15 Hz und einer 2fachen Vergrößerung des Brennerdurchmessers $D_{\text{Br2}} = 254 \text{ mm}$ ergibt sich ein Gesamtluftvolumenstrom für den instabilen Betriebszustand von:

$$\dot{\bar{V}}_{\text{Br2}} = 784 \text{ m}^3/\text{h}.$$

Es wird weiterhin vermutet, dass sich unter bestimmten Voraussetzungen (Geschwindigkeitsverhältnisse, Luftströmungsgeschwindigkeit/Heizölgeschwindigkeit, siehe Abschnitt 5.3.6) in den instabilen Bereichen des Strömungsfeldes brennfähige Gemische bilden, welche durch die Störung periodisch verbrennen und somit die periodischen Druck-/Flammenschwingungen anregen. Ist diese Vermutung richtig, dann ist es von besonderer Bedeutung, in welchem Umfang Brennstoff (zerstäubtes Heizöl, ggf. bereits verdampft) in die zuvor lokalisierten, periodischen Strömungsstörung der Brennerausströmung gelangt. Anhand der gewonnenen Erkenntnisse ist es möglich, die Injektion des Brennstoffes in die kritischen Bereichen durch konstruktive Maßnahmen, wie z. B. Änderung des Strahlwinkels der Heizöldüse, zu vermeiden.

6 Zusammenfassung der Ergebnisse

Eine mögliche und teilweise auch praktisch angewandte Primärmaßnahme zur Reduzierung der NO-Emissionen bei Heizöl-Diffusionsflammen ist die Wasser- oder Dampfeindüsung in die Flamme. Ein sehr unerwünschter Nebeneffekt ist bei manchen Verbrennungssystemen das spontane Auftreten selbsterregter Druck-/Flammenschwingungen, die neben einer erhöhten Lärmbelastung für die Umgebung auch hohe thermische und mechanische Beanspruchungen der Brennkammer sowie ein wiederum ungünstiges Schadstoff-Emissionsverhalten verursachen. Die Anregung und Erhaltung solcher Verbrennungsinstabilitäten erfolgt stets in einem geschlossenen Rückkopplungskreis, der im allgemeinen aus mindestens drei Komponenten - Brenner; Flamme; Brennkammer - besteht, wobei die periodisch-instationäre, pulsierende Flamme die Schwingungsenergie aus der freigesetzten thermischen Energie bezieht. Für die Entstehung und Erhaltung dieser Verbrennungsinstabilitäten ist eine entsprechende Kopplung der Einzelkomponenten Voraussetzung, da diese von der Gesamtphasendifferenz, nämlich der Phasenfunktion des Brenners und der Brennkammer sowie dem Phasenwinkel der Flamme, abhängen. Diese Phasenfunktionen werden durch die Geometrie von Brenner und Brennkammer sowie die einzustellenden Betriebsparameter thermische Leistung, Luftzahl und Luftvorwärmtemperatur festgelegt bzw. stark beeinflusst. Um diese Art von Verbrennungsinstabilitäten zu dämpfen oder - im idealen Fall - zu vermeiden, sind detaillierte Kenntnisse der Haupteinflussparameter für das Auftreten der Druckschwingungen im untersuchten Verbrennungssystem unerlässlich. Im Rahmen dieser Arbeit wurde der Charakterisierung dieser Haupteinflussparameter durch systematische Untersuchungen an turbulenten Diffusionsflammen mit und ohne Wassereinspritzung nachgegangen.

Zur Durchführung der experimentellen Untersuchungen wurde eine Verbrennungsanlage im Technikummaßstab mit einer maximalen thermischen Leistung von 250 kW aufgebaut. Das Schwingungsverhalten der eingestellten Heizöl-Diffusionsflammen wurde zuerst an einem konzentrischen Zweikanal-Drallbrenner mit konstantem Luftvolumenstromverhältnis zwischen innerer und äußerer Kanalströmung in Abhängigkeit von den Parametern Energieumsatz, Luftzahl, Luftvorwärmtemperatur, Strahlwinkel der Zerstäuberdüse und Wassermassenstrom untersucht. Unter Nutzung der gewonnenen Erkenntnisse über die Auswirkung der Betriebsparameter auf das Auftreten von Verbrennungsschwingungen wurde dann ein modifizierter Drallbrenner mit variablem Luftvolumenstromverhältnis (innen/außen) für die weiteren Untersuchungen verwendet. Dieser ermöglichte eine präzise und getrennte Einstellung und Ermittlung der Haupteinflussparameter und eine gezielte Auswahl kritischer Betriebsbereiche.

Konzentrischer Zweikanal-Drallbrenner mit konstantem Luftvolumenstromverhältnis

Die Untersuchungen wurden unter Einsatz von zwei Drall-Druckzerstäuberdüsen mit unterschiedlichen Strahlwinkeln ($\alpha_{\text{Düse}} = 30^\circ$ und 60°) und unter Variation der thermischen Leistung, der Luftzahl und der Luftvorwärmtemperatur zuerst **ohne Wassereinspritzung** durchgeführt. Die Ergebnisse zeigen, dass bei konstanter mittlerer thermischer Leistung und Luftzahl sowie konstantem Strahlwinkel der Zerstäuberdüse lediglich durch Änderung der Luftvorwärmtemperatur vollausgebildete Schwingungszustände eingestellt werden konnten. Die durch Änderung der Lufttemperatur erzeugten maximalen Druckamplituden bei unterschiedlichen Luftzahlen weisen auf nahezu gleichwertige Effektivwerte der

Schwingungen des statischen Druckes hin, welche jedoch mit zunehmender Luftzahl bei kleineren Lufttemperaturen auftreten (siehe Abb. 5.1.1 und Abb. 5.1.2). Die Kombinationen der kritischen Luftzahlen und Lufttemperaturen (z. B. $\lambda_{\text{ges}} = 1.2$ und $T_{L,\text{krit}} = 138^\circ\text{C}$; $\lambda_{\text{ges}} = 1.2$ und $T_{L,\text{krit}} = 100^\circ\text{C}$) bei den festgestellten schwingungsbehafteten Verbrennungszuständen mit konstanter thermischer Leistung und konstantem Strahlwinkel der Heizöldüse deuten zwar auf ein unterschiedliches Flammentemperaturniveau hin, aber der **Gesamtluftvolumenstrom** (d.h. die Strömungsgeschwindigkeit am Brenneraustritt) bei den kritischen Kombinationen ist, unabhängig von der Luftzahl, stets nahezu konstant (siehe Abb. 5.1.4). Aufgrund dieses Ergebnisses wurde vermutet, dass überwiegend die **strömungsmechanischen Bedingungen** und nicht die Reaktionskinetik in der Flamme für die Entstehung selbsterregter Druckschwankungen verantwortlich sind. Durch weitere systematische Untersuchungen sollten nähere Kenntnisse über diese Einflussgrößen und ihre Verbindung mit dem Auftreten von Verbrennungsschwingungen bei Wassereinspritzung ermittelt werden.

Anhand der gewonnenen Messergebnisse im trockenen Zustand (ohne Wassereinspritzung) und unter Variation der Luftvorwärmtemperatur wurden definierte Betriebszustände hinsichtlich des Auftretens von Verbrennungsschwingungen eingestellt und das Schwingungsverhalten der Flamme bei Wassereinspritzung für beide Zerstäuberdüsen untersucht. Bei allen eingestellten schwingungsfreien, "trockenen" Betriebszuständen erhöhen sich die Effektivwerte der Schwingungen des statischen Druckes durch kontinuierliche Zunahme des Wassermassenstromes und durchlaufen ein Maximum bei einem bestimmten Massenstromverhältnis ($\bar{m}_{\text{Wasser}}/\bar{m}_{\text{Heizöl}}$). Umgekehrt ist bei einem schwingungsbehafteten, trockenen Ausgangszustand eine Unterdrückung der Druckschwankungen durch Wassereinspritzung zu erkennen (siehe Abb. 5.1.6 und Abb. 5.1.7).

Ein Vergleich der bereits untersuchten Betriebszustände mit und ohne Wassereinspritzung zeigt, dass hinsichtlich der Druckamplitude identische Schwingungszustände zum einen durch Wassereinspritzung sowie andererseits durch eine Reduzierung der Luftvorwärmtemperatur erzielt werden können (siehe Abb. 5.1.8 und Abb. 5.1.9). Dies bedeutet, dass, ausgehend von einem schwingungsfreien, trockenen Betriebszustand, ein schwingungsbehafteter Zustand sowohl durch Wassereinspritzung als auch durch Temperaturabsenkung der Luftvorwärmung hervorgerufen werden kann. Dabei entspricht die Verdampfungsenthalpie der eingespritzten Wassermenge recht genau der Differenz der eingebrachten volumenstrombezogenen Enthalpie der Verbrennungsluft unter Berücksichtigung der Temperaturabsenkung:

$$\bar{V}_L \cdot c_{p,L} \cdot (T_{L,\text{schwingungsfrei}} - T_{L,\text{schwingend}}) = \Delta H_{\text{Verd}} \cdot \bar{m}_{\text{Wasser,schwingend}}$$

Diese für die weiteren Untersuchungen entscheidende und interessante Feststellung besagt, dass mit hoher Wahrscheinlichkeit für die Entstehung selbsterregter Druck-/Flammenschwingungen durch Wassereinspritzung sowie durch die Änderung der Luftvorwärmtemperatur (ohne Wassereinspritzung) der **gleiche Schwingungsmechanismus** verantwortlich ist.

Doppelkonzentrischer Drallbrenner mit variablem Luftvolumenstromverhältnis

In Hinblick auf die vorher gewonnenen Erkenntnisse und Modellvorstellungen über den verantwortlichen Entstehungsmechanismus der Druck-/Flammenschwingungen im Heizöl-Diffusionsbetrieb mit und ohne Wassereinspritzung wurde anschließend ein Drallbrenner mit variablem Volumenstromverhältnis für die Untersuchungen eingesetzt, der detaillierte Untersuchungen der fluiddynamischen Bedingungen auf die Verbrennungsinstabilitäten durch erweiterte Parametervariation ermöglichte. Aufgrund separater Luftversorgung der inneren und äußeren Drallströmung sowie der Verwendung separater Lufterhitzer konnten das Luftvolumenstromverhältnis $\dot{V}_{L,innen}/\dot{V}_{L,ges}$ und das Temperaturverhältnis $T_{L,innen}/T_{L,außen}$ unabhängig variiert werden. Die austauschbaren Axialschaufel-Drallerzeuger mit unterschiedlichen Schaufel-Anstellwinkeln ermöglichten zusätzlich die Variation der theoretischen Drallzahl des inneren Drallerzeugers $S_{0,theo,innen}$.

Zuerst wurde bei konstanter thermischer Leistung, Luftzahl und theoretischer Drallzahl ein konstantes Volumenstromverhältnis eingestellt und die Luftvorwärmtemperatur variiert, um die Gültigkeit der am Heizölbrenner mit konstantem Luftvolumenstromverhältnis bereits identifizierten Charakteristika zu überprüfen. Tatsächlich wurde für jede thermische Leistung, unabhängig von der Luftzahl, ein konstanter kritischer Gesamtluftvolumenstrom ermittelt, bei dem die Maxima der Druckschwankungen auftraten (siehe Abb. 5.3.1 und Abb. 5.3.2).

Um die bereits durch den Gesamtluftvolumenstrom charakterisierten instabilen Betriebsbereiche durch den inneren und äußeren Luftvolumenstrom detaillierter zu bestimmen, wurde das Luftvolumenstromverhältnis auf unterschiedliche Werte eingestellt. Hierbei konnte ein deutlicher Unterschied der auftretenden Betriebszustände (schwingend, schwingungsfrei) durch Änderung des Volumenstromverhältnisses unter sonst konstanten Bedingungen festgestellt werden. Trotz des eingestellten kritischen Gesamtluftvolumenstromes ist es möglich, ausschließlich **durch Änderung des Volumenstromverhältnisses** stabile, schwingungsfreie Zustände zu realisieren. Diese Ergebnisse zeigen jedoch, dass innerhalb des kritischen Gesamtluftvolumenstromes bestimmte Werte des **inneren** sowie des **äußeren Luftvolumenstromes** für das Auftreten der Verbrennungsschwingungen erforderlich sind. Durch weitere Untersuchungen wurde die separate Auswirkung der Luftvorwärmtemperatur und des Luftnormvolumenstromes auf die Entstehung von Verbrennungsschwingungen ermittelt, d.h. dass die gemessenen kritischen Luftvolumenströme zum einen durch Änderung der Luftvorwärmtemperatur zum anderen Änderung der Lufttemperatur, vielmehr nur durch Änderung des Luftvolumenstromes, eingestellt wurden (siehe Abb. 5.3.4-5.3.7).

Fasst man die bisherigen Ergebnisse der systematischen Untersuchungen am Drallbrenner mit variablem Luftvolumenstromverhältnis zusammen, so lassen sich übereinstimmende Aussagen über die instabilen Betriebsbereiche für die untersuchten thermischen Leistungen treffen: Es existieren **zwei kritische Bereiche** für den inneren und äußeren Luftvolumenstrom $\dot{V}_{L,innen}(T)$, $\dot{V}_{L,außen}(T)$ bzw. für die mittleren volumetrischen Geschwindigkeiten $\bar{u}_{L,innen}$, $\bar{u}_{L,außen}$, innerhalb derer die Druck/Flammenschwingungen auftreten. Das als konstant bestimmte Verhältnis der kritischen Geschwindigkeiten der inneren und äußeren Luftströmung $\bar{u}_{L,innen}/\bar{u}_{L,außen}$ für beide thermische Leistungen erlaubt es, durch Normierung

mit der charakteristischen Heizöl-Geschwindigkeit die Abhängigkeit von der thermischen Leistung wie folgt zu eliminieren (siehe Abb. 5.3.10 und Abb. 5.3.11):

$$0.57 < \frac{\bar{u}_{L,\text{außen}}}{\bar{u}_{\text{Heizöl}}} < 0.74, \quad \text{sowie} \quad 0.37 < \frac{\bar{u}_{L,\text{innen}}}{\bar{u}_{\text{Heizöl}}} < 0.51$$

Diese dimensionslose Darstellung ermöglicht die Charakterisierung der kritischen Bereiche in Hinblick auf die Entstehung von Verbrennungsinstabilitäten, unabhängig von der thermischen Leistung, für die jeweilige feste Drallstärke des inneren Drallerzeugers. Eine Unterdrückung der Schwingungen bzw. Unterbrechung des Rückkopplungskreises ist dann gewährleistet, wenn eine der oben genannten Bedingungen nicht erfüllt wird. Diese Erkenntnis kann bei der Wahl von Brennerkonstruktion und Betriebsbedingungen mit der Zielsetzung eines schwingungsfreien Betriebs genutzt werden.

Untersuchungen an Erdgas-Diffusionsflammen

Ist die oben erwähnte Vermutung richtig, dann ist es von besonderer Bedeutung, in welchem Umfang die Brennstofftropfen oder der ggf. bereits entstehende Brennstoffdampf in die experimentell lokalisierten, für die Schwingungsanregung verantwortlichen Zonen gelangen. Um die unbekanntenen Zerstäubungscharakteristiken wie die Tropfengrößenverteilung, aber auch den Tropfen-Verdampfungsprozess für die weiteren Untersuchungen zu eliminieren, wurden Versuche mit Erdgas als Brennstoff der Diffusionsflamme durchgeführt. Das Erdgas wurde gezielt in die oben genannten Zonen durch Wahl des Eindüsungswinkels und -impulses eingebracht. Um vergleichbare Ergebnisse zwischen den untersuchten Fällen (Heizöl- und Erdgas-Betrieb) zu erzielen, wurden Anzahl und Durchmesser der Austrittsbohrungen der Erdgasdüsen so ausgewählt, dass bei entsprechenden Strahlwinkeln gleiche Impulsströme ($\dot{I}_{\text{Heizöl}} = \dot{I}_{\text{Erdgas}}$) eingestellt werden konnten. Bei derart definierten Untersuchungen unter Variation der Luftvorwärmtemperatur konnten vollausgebildete Schwingungszustände der Erdgas-Diffusionsflamme beobachtet werden, welche bei der Heizöl-Diffusionsflamme ebenfalls unter gleichen Charakteristiken aufgetreten sind (siehe Abb. 5.4.2). Eine Abhängigkeit der Schwingungsbildung von der Art des Brennstoffes besteht also offenbar nicht.

Weitere Ergebnisse lassen sich bei vergleichender Betrachtung des Schwingungsverhaltens der Flamme bei Wassereinspritzung in die Erdgas-Diffusionsflamme, ausgehend von schwingungsbehaftetem und schwingungsfreiem Zustand, erkennen. Ein schwingungsfreier Zustand der Diffusionsflamme erfährt durch Zugabe von Wasser ($\bar{m}_{\text{Wasser}}/\bar{m}_{\text{Erdgas}} = 0.4$) in die Diffusionsflamme periodische Druck-/Flammenschwingungen, die mit den durch die Temperaturänderung erzeugten schwingenden Zuständen hinsichtlich der Effektivwerte der Schwingung nahezu übereinstimmen (siehe Abb. 5.4.3).

Die im Rahmen dieser Arbeit präsentierten Ergebnisse ermöglichen insgesamt die Vorhersage des Auftretens selbsterregter Druck-/Flammenschwingungen bei den untersuchten doppelkonzentrischen Drallbrennern in der Versuchsbrennkammer und somit auch die Vermeidung dieser Schwingungen des statischen Druckes durch entsprechende Wahl der Betriebsparameter. Ohne Wassereinspritzung gelingt

die Unterdrückung der Schwingungen durch Reduzierung der Drallstärke oder Reduzierung des Luftvolumenstromverhältnisses; mit Wassereinspritzung in die Diffusionsflamme können die Schwingungen durch Reduzierung des Wasserimpulsstromes vermieden werden. Wie am Ende von Abschnitt 5.5 ausgeführt, ist es auch beim Einsatz geometrisch ähnlicher Brennerkonstruktion unterschiedlicher Baugröße (thermische Leistung) und unterschiedlichen Durchsatzgeschwindigkeiten am Brenneraustritt möglich, durch gezielte Einstellungen der feuerungstechnischen Betriebsparameter (Luftzahl, Luftvorwärmtemperatur, Drallzahl) die bereits ermittelten kritischen Bereiche des Strömungsfeldes zu vermeiden und somit das Auftreten der Verbrennungsinstabilitäten zu unterbinden.

Allerdings ist zu beachten, dass die Versuchsanlage eine feste nicht variierbare Eigenfrequenz (Resonanzfrequenz) von 60 Hz aufwies. Dies bedeutet, dass die Ergebnisse an diese Frequenz gebunden sind (bzw. beim Scaling-up oder Scaling-down an die aus der Strouhalzahl-Konstanz umgerechnete Frequenz). Diese Einschränkung der Ergebnisaussage ist, wie in der Arbeit bereits mehrfach betont, durch die im nachhinein als ungünstig erkannte Wahl einer im Gesamtaufbau konstanten Versuchsanlage bedingt. Den gewonnenen Erkenntnissen bezüglich des im Grunde aerodynamischen Mechanismuscharakters der Schwingungszustände sowie der Einflusstendenzen wichtiger Brennerbetriebsparameter ist diese Einschränkung jedoch nicht abträglich.

7 Anhang

7.1 Literaturverzeichnis

- /1/ Tumanovskii, A.G., Gutnik, M. N., Sokolov, K. Yu.: Low-Emission Combustors for Power-generating Gas Turbine Units
Thermal Engineering 1997, Vol. 44, Nr. 3, S. 221-226
- /2/ Sato, H., Mori, M., Nakamura, T.: Development of a Dry Ultra-Low NO_x Double Swirler Staged Gas Turbine Combustor
Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, 1998, Vol. 120, p. 41-47
- /3/ Freimark, M.: NO_x-Reduzierung bei Großgasturbinen durch Verfeuerung einer Öl- Wasser-Emulsion
GB Kraftwerkstechnik 70, 1990 Heft 10, S. 869-875
- /4/ Köster, C., Brennstoff-Wassereinspritzung in Gasturbinenbrennkammern
Dissertation, Technische Hochschule Aachen (1998)
- /5/ Knapp, K., Untersuchungen zur Reduzierung der NO_x-Emission von Gasturbinenbrennkammern durch zweistufige Verbrennungsführung
Dissertation, Universität Karlsruhe (1994)
- /6/ Correa, S.M.: A Review of NO_x Formation Under Gas-Turbine Combustion Conditions
Combustion Science and Technology, 1992, Vol. 87, p. 329-362
- /7/ Glarborg, P., Miller, J., Kee, R.J.: Kinetic Modeling and Sensivity Analysis of Nitrogen Oxid Formation in Well-Stirred Reactors
Combustion and Flame 65, p. 177-202 (1986)
- /8/ Breen, B. P., Bell, A. W., Bayard de Volo, N.: Combustion Control for Elimination of Nitric Oxide Emissions from Fossil-Fuel Power Plants.
Thirteenth Symposium (Intern.) on Combustion 1971, p. 391-401
- /9/ Urbach, H. B., Knauss, D. T., Wallace, B. L.; Emory J., Frese J., Bishop J. W.: Water Injection into Navy Gas-Turbine Combustors to reduce NO_x emissions
The International Gas Turbine & Aeroengine Congress & Exhibition, Stockholm, Sweden, June 2-5 1998, S. 1-6
- /10/ Poppe, C., Sivasegaram, S., Whitelaw, J. H.: Control of NO_x Emissions in Confined Flames by Oscillations
Combustion and Flame 113: S. 13-26 (1998)
- /11/ Kolb, T.: Experimentelle und theoretische Untersuchungen zur Minderung der NO_x-Emission technischer Feuerung durch gestufte Verbrennungsführung
Dissertation, Universität Karlsruhe (1990)

- /12/ Luczak, A., Eisenberg, S., Knapp, M., Schlüter, H., Beushausen, V.: Spatially Selective Chemistry Control in an Oil-Burning Furnace: a New Method to Reduce NO_x Emissions Developed Through Combined Three-Dimensional Laser Diagnostics
Twenty-Sixth Symposium (International) on Combustion 1996, S. 2827-2834
- /13/ Claeys, J., Elward, K., Mick, W., Symonds, R.: Combustion System Performance and Field Test Results of the MS7001F Gas Turbine
International Gas Turbine and Aeroengine Congress and Exposition, 1992, ASME 92-GT-314, NY, S. 1-11
- /14/ Perkavec M., Wolf, J.: Überblick über die NO_x-/CO-Reduktionstechnik bei Gasturbinen in schwerer Bauweise
VGB Kraftwerkstechnik, 1991, Heft 7, S. 644-648
- /15/ Bogoradovskii, G. I., Korenevskii, L. G., Temirov, A. M., Golod, L. A.: Experimental Studies of the Effect of Steam Injection into the Gas-Turbine Combustion Chamber on Power Unit Characteristics
Thermal Engineering, 1994, Vol. 41, Nr. 10, S. 806-807
- /16/ Li, S. C., Illincic N., Williams F. A.: Reduction of NO_x Formation by Water Sprays in Strained Two-Stage Flames
Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, Vol. 119 (1997), S. 836-843
- /17/ Jopp, K.: Moderne Gasturbinen fordern Hersteller und Betreiber
BWK, 53 (2001) Nr.12, S. 18-19
- /18/ Schimmer, H.: selbsterregte akustische Schwingungen in Brennräumen mit flacher Flamme
Dissertation, T.U. München (1974)
- /19/ Lenz, W.: Die dynamischen Eigenschaften von Flammen und ihr Einfluss auf die Entstehung selbsterregter Brennkammerschwingungen
Dissertation, Universität Karlsruhe T. H. (1980)
- /20/ Joos, F.: Stabilitätsuntersuchungen selbsterregter Schwingungen in Brennräumen mit flachen Flammen beim Auftreten mehrerer Frequenzen
Dissertation, T.U. München (1984)
- /21/ Lang, W.: Dynamik und Stabilität selbsterregter Verbrennungsschwingungen beim Auftreten mehrerer Frequenzen. Ein erweitertes Stabilitätskriterium
Dissertation, T.U. München (1986)
- /22/ Deuker, E.: Ein Beitrag zur Vorausberechnung des akustischen Stabilitätsverhaltens von Gasturbinen-Brennkammern mittels theoretischer und experimenteller Analysen von Brennkammerschwingungen
Dissertation, RWTH Aachen (1994)
- /23/ Büchner, H., Experimentelle und theoretische Untersuchungen der Entstehungsmechanismen selbsterregter Druckschwingungen in technischen Vormisch-Verbrennungssystemen
Dissertation, Universität Karlsruhe (1992)

-
- /24/ Gorter, D.: Durch Verbrennung angeregte Feuerraumschwingungen in einem 600-MW-Kraftwerk
Gas Wärme International, Band 28 (1979), Heft 1, S. 24 ff
- /25/ Sucker, D.; Glas, P.; Boenecke, H.: Druckschwingungen in Winderhitzern
Stahl und Eisen Band 100 (1980), Nr.22
- /26/ Gleis, St.; Rau, W.; Vortmeyer, D.: Beruhigung von Verbrennungsschwingungen im Prozessgaserhitzer einer Claus-Abgasreinigungsanlage
VDI Berichte Nr. 922 (1991), S. 337 ff
- /27/ Putnam, A.A.: Combustion-Driven Oscillations in Industrie
Elsevier Publishing Company New York (1971)
- /28/ Kämper, H. Luftseitige Geräusche bei Ölbrennern
Öl- und Gasfeuerung 11/1972, S. 904-906
- /29/ Buschulte, W.: Minderung der Verbrennungsgeräusche bei Ölbrennern mit Vorvergasung
BWK Bd. 40 (1988) Nr. 11, S. 431-440
- /30/ Büchner, H.; Leuckel, W.; Hilgenstock, A.: Experimentelle und theoretische Untersuchungen der Entstehungsmechanismen thermo-akustischer Druckschwingungen in einem industriellen Vormischbrenner
VDI Berichte Nr. 1193 (1995), S. 243-250
- /31/ Keller, Jakob J.: Thermoacoustic Oscillations in Combustion Chambers of Gas Turbines
AIAA Journal, Vol. 33, No. 12, December 1995
- /32/ Lundgren, E., Marksten, U., Möller, S-I.: The Enhancement of Heat Transfer in the Tail Pipe of a Pulse Combustor
Twenty-Seventh Symposium (Int.) on Combustion (1998) S.3215-3220
- /33/ Putnum, A.A., Dennis, W.R.: Survey of Organ-Pipe Oscillations in Industrie
The Journal of the Sicieta of America, Vol.28, Nr.2
- /34/ Hatami, R.: Das Übertragungsverhalten von turbulenten Diffusionsflammen in Brennkammern
Dissertation Universität Karlsruhe (T.H.), (1973)
- /35/ Priesmeier, U.: Das dynamische Verhalten von Axialstrahl-Diffusionsflammen und dessen Bedeutung für die Entstehung selbsterregter Brennkammerschwingungen
Dissertation Universität Karlsruhe (T.H.), (1987)
- /36/ Aggarwal, S.K., Park, T.W., Katta, V. R.: Unsteady Spray Behavior in a Heated Jet Shear Layer Droplet-Vortex Interactions
Combustion Sci. Tech. (1996), Vol. 113-114, S. 429-449
- /37/ You, Y.H., Lee, D.K., Shin, H.D.: Visual Investigation of a Vortex Ring Interacting with a Nonpremixed Flame
Combustion Sci. Tech. (1998), Vol. 139, S. 365-383-449

- /38/ Schadow K. C., Gutmark E., Parr T. P., Parr D. M., Wilson K. J., Crump J. E.: Large-Scale Coherent Structures as Drivers of Combustion Instability
Combustion Science and Technology (1989), Vol. 64, S. 167-186
- /39/ Schadow, K. C., Gutmark E.: Combustion Instability Related to Vortex Shedding in Dump Combustors and their Passive Control
Progress in Energy Combustion Science (1992), 18(2), S. 117-132
- /40/ Gutmark, E.; Parr, T. P.; Hanson-Parr, D. M. ; Schadow, K. C.: Structure of a Controlled Ducted Flame.
Combustion Science and Technology (1993), 87(1-6), S. 217-239
- /41/ Hillemanns, R.: Das Strömungs- und Reaktionsfeld sowie Stabilisierungseigenschaften von Drallflammen unter dem Einfluss der Inneren Rezirkulationszone.
Dissertation, Universität Karlsruhe T.H. (1988)
- /42/ Zierep, Jürgen: Grundzüge der Strömungslehre
Verlag G. Braun, Karlsruhe, 1982
- /43/ Lang, P.: Modelluntersuchungen an feststoffbeladenen Drehströmungen und deren Übertragbarkeit auf Hochtemperaturreaktoren
Dissertation Universität Karlsruhe (T.H.), (1984)
- /44/ Fahler, J.M., Leibovich, S.: Disrupted States of Vortex Flow and Vortex Breakdown
Theo. Physics of Fluids, Vol.20, No. 9, S. 1385-1400, 1977
- /45/ Beer, J.M., Chigier, N.A.: Combustion Aerodynamics
Applied Science Publishers Ltd, London, 1972
- /46/ Beer, J.M., Chigier, N.A.: Swirling Jets Issuing From an Annular Burner
IFRF-Doc. No. K.20/a/9, 1963
- /47/ Lugt, H.J.: Wirbelströmung in Natur und Technik
Verlag G. Braun, Karlsruhe, 1979
- /48/ Schmid, C, Dugue, J.: Movable Block Swirler Calibration
IFRF Research Report, IFRF DOC. No. F. 259/a/5, Ijmuiden, Apr. 1988
- /49/ Hellat, J: Turbulente Strömung und Mischung in Erdgas-Diffusionsflammen mit Luftdrall
Dissertation, Universität Karlsruhe, 1979
- /50/ Schlichting, H.: Boundary Layer Theory
Mc Graw Hill, 1979
- /51/ Maier, P.: Untersuchungen turbulenter, isothermer Drallfreistrahlen und turbulenter Drallflammen
Dissertation, Universität Karlsruhe, 1967

-
- /52/ Holzäpfel, F.: Zur Turbulenzstruktur freier und eingeschlossener Drehströmungen
Dissertation, Universität Karlsruhe (1996)
- /53/ Döbbling, K.: Experimentelle und theoretische Untersuchungen an stark verdrallten, turbulenten isothermen Strömungen
Dissertation, Universität Karlsruhe (1990)
- /54/ Schmid, C.: Drallbrenner-Simulation durch Starrkörper-Wirbelströmung unter Einbeziehung von drallfreier Primärluft und Verbrennung
Dissertation, Universität Karlsruhe, 1991
- /55/ Büchner, H.: Strömungs- und Verbrennungsinstabilitäten in technischen Verbrennungssystemen
Habilitationsschrift, Universität Karlsruhe (2001)
- /56/ Spalding, D.B.: Theoretical Aspects of Flame Stabilization
Aircraft and Engineering, S. 163-250, 1953
- /57/ Borghi, R.: Turbulent Combustion Modelling
Prog. Energy Combust. Sci., Vol. 14, S. 245-292, 1988
- /58/ Yule, A.J., Chigier, N.A., Thompson, D.: One Line Digital Compensation and Processing of Thermocouple Signals for Temperature Measurements in Turbulent Flames
AIAA 16th Aerospace Sc.Mat. Huntsville, Al. 1978
- /59/ Günther, R.: Verbrennung und Feuerungen
Springer, 1984 (Erstaufgabe 1974)
- /60/ Leuckel, W.: Untersuchungen zur Zündstabilität und Reaktionsverteilung verdrallter, turbulenter Diffusionsflammen
Gas Wärme International 20 (1971), Nr. 1, S. 18-24
- /61/ Lehmann, B., Hassa, C., Helbig, J., Three-Component Laser-Doppler Measurements of the Confined Model Flow Behind a Swirl Nozzle
Proc. 8th Int. Symp. of Develop. in Laser Tech. and Fluid Mech., R.J. Adrian (ed.), Lisbon, Portugal (1996)
- /62/ Lohrmann, M., Büchner, H.: Flow-Field Instabilities in Highly Turbulent Co-Swirl Burner Systems
Proc. of Open Meeting on Combustion, The Italian Section of the Combustion Institute, Napoli (2000)
- /63/ Paschereit, C.O., Flohr, P., Knöpfel, H., Geng, W., Steinbach, C., Stuber, P., Bengtsson, K., Gutmark, E.: Combustion Control by Extended EV Burner Fuel Lance,
Proc. of ASME Turbo Expo 2002, Amsterdam, The Netherlands (2002)
- /64/ Büchner, H., Lohrmann, M.: Coherent Flow Structures in Turbulent Swirl Flows as Drivers of Combustion Instabilities,
Book of selected papers (2004)

- /65/ Lohrmann, M., Büchner, H.: Periodische Störungen im turbulenten Strömungsfeld eines Vormisch-Drallbrenners
Chemie Ingenieur Technik (2000) 5, S. 512-515
- /66/ Dubey, R.K., McQuay, M.Q. Carvalho, J.A.: An Experimental and Theoretical Investigation on the Effects of Acoustics on Spray Combustion
27th Symposium (Int.) on Combustion (1998), Paper 481
- /67/ Sujith, R. I., Waldherr, G. A., Jagoda, J. I., Zinn, B. T.: Experimental Investigation of the Evaporation of Droplets in Axial Acoustic Field
Journal of Propulsion and Power, 16 (2000), No. 2, S. 278-285
- /68/ Higgins, B.: On the Sound Produced by a Current of Hydrogen Gas Passing through a Tube.
J. Nat. Phil. Chem. and The Arts, 1, S. 129 (1802)
- /69/ Lord Rayleigh: The Explanation of Certain Acoustical Phenomena
Nature Vol.18 (1878)
- /70/ Mesch, F.: Mess- und Regelungstechnik I für Chemieingenieure
Vorlesung Nr. 21302, Universität Karlsruhe (T.H.)
- /71/ Föllinger, O.: Regelungstechnik
Elitera-Verlag, Berlin (1980)
- /72/ Büchner, H., Leuckel, W., Hirsch, C.: Experimental Investigations on the Dynamics of Pulsated Premixed Axial Jet Flames
Combustion, Science and Technology (1991), Vol. 94, S. 219-228
- /73/ Lefebvre A.H.: Atomization and Sprays
Hemisphere Press, NY, 1989
- /74/ Kulsheimer, C., Büchner, B., Combustion Dynamics of Turbulent Swirling Flames
Combustion and Flame (2002), 131, S. 70-84
- /75/ Leuckel, W.: Feuerungstechnik I
Vorlesungsskript, Universität Karlsruhe (1996)
- /76/ Leuckel, W.: Hochtemperatur-Verfahrenstechnik
Vorlesungsskript, Universität Karlsruhe (1996)
- /77/ Sattelmayer, T.: Zum Einfluss der ausgebildeten, turbulenten Luftflüssigkeit-Filmströmung auf den Filmzerfall und die Tropfenbildung am Austritt von Spalten geringer Höhe
Dissertation, Universität Karlsruhe (1985)
- /78/ Horvay, M.: Theoretische und experimentelle Untersuchungen über den Einfluss des inneren Strömungsfeldes auf die Zerstäubungseigenschaften von Drall-Druckzerstäubungsdüsen
Dissertation, Universität Karlsruhe (1985)

-
- /79/ Löffler-Mang, M.: Düseninnenströmung, Tropfenentstehung und Tropfenausbreitung bei Rücklaufgeregelten Drall-Druckzerstäubern
Dissertation, Universität Karlsruhe (1992)
- /80/ Söhngen, E., Grigull, U.: Der Strahlwinkel von Brennstoff-Dralldüsen bei kontinuierlicher Einspritzung
Forsch. a. d. Gebiet d. Ing. Wesens 17 (1951) 3, S. 77-82
- /81/ Dahl, H.D.: Theoretische und experimentelle Untersuchungen zur Flüssigkeitszerstäubung mit Hohlkegeldüsen
Dissertation, Universität Stuttgart (1992)
- /82/ Grassmann, P.: Physikalische Grundlagen der Verfahrenstechnik
Salle+Sauerländer, Frankfurt a.M. und Aarau, 3. Aufl. (1983), S. 32-62 u. 680-689
- /83/ Pawlowski, J.: Die Ähnlichkeitstheorie in der physikalischen Forschung
Springer-Verlag, Berlin (1972)
- /84/ Troesch, H. A.: Die Zerstäubung von Flüssigkeiten
Chem.-Ing.-Techn. 26 (1954) 6, S. 311-320
- /85/ Ohnesorge, W.: Die Bildung von Tropfen an Düsen und die Auflösung flüssiger Strahlen
Zeitschrift für angewandte Mathematik und Mechanik, 16 (1936) 6, S. 355-358
- /86/ Rayleigh, F.R.: On the Instability of Jets
Proc. London Mathematical Soc. 10 (1879) 4, S. 4-13
- /87/ Weber, C.: Zum Zerfall eines Flüssigkeitsstrahles
Zeitschrift für angewandte Mathematik und Mechanik 11 (1931) 4, S. 136-154
- /88/ Hänlein, A.: Über den Zerfall eines Flüssigkeitsstrahles
Forschung auf dem Gebiet des Ingenieur Wesens 2 (1931) 4, S. 139-149
- /89/ Squire, H.B.: Investigation of the instability of a moving liquid film
British Journal of Applied Physics 4 (1953), S. 167-169
- /90/ Dombrowski, N., Johns, W. R.: The aerodynamic instability and disintegration of viscous liquid sheets
Chemical Engineering Science 18 (1963), S. 203-214
- /91/ Shiller, L., Untersuchungen über laminare und turbulente Strömung
Forschg, Ing. Wes., Heft 428
- /92/ Blasius, H., Grenzschichten in Flüssigkeiten mit kleiner Reibung
Z. Math. Physik, Bd. 56, 1-37 (1908)
- /93/ Zeldovich, Ya. B., Sadovikov, P. Ya., Frank-Kamenetskii, D. A.: Oxidation des Stickstoffs bei der Verbrennung (Übersetzung: Inna Nickel)
Akademie der Wissenschaften der UdSSR, Moskau, Leningrad (1947)

- /94/ Fenimore, Formation of nitric oxide in premixed hydrocarbon flames
Thirteenth Symposium (Intern.) on Combustion (1971), S. 373-380
- /95/ de Soete, G., Physikalisch-chemische Mechanismen bei der Stickoxidbildung in industriellen
Flammen
Gas Wärme International (1981), 30 (1), S. 15-24
- /96/ Leuckel, W., Römer, R.: Schadstoffe aus Verbrennungsprozessen
VDI-Berichte Nr. 346 (1979), S. 323-347
- /97/ Sarofim, A. S., Pohl, J. H.: Kinetics of Nitric Oxide Formation in Premixed Laminar Flame
Fourteenth Symposium (Int.) on Combustion (1973), S. 739-754
- /98/ Iverach, D., Basden, K. S., Kirov, N. Y.: Formation of Nitric Oxide in Fuel-Lean and Fuel-Rich
Flames
Fourteenth Symposium (Int.) on Combustion (1973), S. 767-775
- /99/ Drake, M. C., Ratcliffe, J. W., Blint, R. J.: Measurements and Modeling of Flamefront NO
Formation and superequilibrium Radical Concentrations in Laminar High-Pressure Premixed
Flames
Twenty-third Symposium (Int.) on Combustion (1990), S. 387-395
- /100/ Drake, M. C., Blint, R. J., Calculations of NO_x Formation Pathways in Propagating Laminar,
High Pressure Premixed CH₄/Air Flames
Combustion Science and Technology, (1991), Vol. 75, S 261-285
- /101/ de Soete, G.: Overall Reaction Rates of NO and N₂ Formation from Fuel Nitrogen
*Fifteenth Symposium (Int.) on Combustion/The Combustion Institute, (1975)
S. 1093-1102*
- /102/ Fenimore, C. P.: Reactions of Fuel-Nitrogen in Rich Flame Gases
Combustion and Flame 26 (1976), S. 249-256
- /103/ Jansohn, P., Bildung und Abbau N-haltiger Verbindungen, insbesondere von HCN, NH₃, und
NO, in turbulenten Diffusionsflammen
Dissertation, Universität Karlsruhe T.H. (1991)
- /104/ Fenimore, P. C.: Formation of Nitric Oxide from Fuel Nitrogen in Ethylene Flames
Combustion and Flame 19 (1972), S. 289-296
- /105/ Betriebsanleitung für NGA 2000 Mikroprozessor-gesteuerter Gas-Analysator
Rosemount Analytical, Fischer-Rosemount
- /106/ Gunter, B.C., Hansen, K.-H., Veit, I.: Technische Akustik-Ausgewählte Kapitel
Expert Verlag (1989)

-
- /107/ Lohrmann, M.: Experimentelle Untersuchungen der Entstehungsmechanismen selbsterregter Druckschwingungen in einem industriellen Vormischbrenner
Studienarbeit am Lehrstuhl für Feuerungstechnik, Engler-Bunte-Institut, Universität Karlsruhe (T.H.), 1995
- /108/ King, L.V.: On the Convection of Heat from small cylinder in a Stream of Fluid
Phil. Trans. Royal Society 214 (1914), S. 373-432
- /109/ Grundlagen der dynamischen Signalanalyse
Hewlett Packard
- /110/ Schwarz, M., Untersuchung der Entstehungsmechanismen selbsterregter Druckschwingungen in einer ölbefeuerten Brennkammer
Seminararbeit, Universität Karlsruhe 2001
- /111/ Katoshevski, D., Tambour, Y.: On the Combustion of Sprays of Liquid Fuels and Liquid Oxidizers in a Diffusion Flame in a Shear Layer Flow
- /112/ Köster, C.: Brennstoff-Wassereinspritzung in Gasturbinenbrennkammern: Berechnung der Tropfenverdunstung und Gemischbildung unter besonderer Modellierung der Eigenschaften industriell eingesetzter Gasturbinenbrennstoffe
Dissertation Universität Aachen, (1999)
- /113/ Schöner, J., Experimentelle Untersuchungen der Entstehungsmechanismen selbsterregter Druck-/Flammenschwingungen in ölbefeuerten Brennkammern
Diplomarbeit, Universität Karlsruhe 2000
- /114/ Fakhar, F., Büchner, H., Bockhorn, H.: Experimental Investigations of Combustion-Driven Oscillations by Water Injection in Liquid-Fired Gas-Turbine Combustors
Poster Presentation on 28th Symp. (Intern.) on Combustion (2000)
- /115/ Fakhar, F., Büchner, H., Bockhorn, H.: Experimentelle Untersuchungen der Entstehungsmechanismen selbsterregter Druckschwingungen bei Wassereinspritzung in Ölbefeuerten Brennkammern”
VGB-Konferenz “Forschung für die Kraftwerkstechnik” Düsseldorf, 2000
- /116/ Fakhar, F., Büchner, H., Bockhorn, H.: Combustion-Driven Instabilities in Liquid-Fired Swirl Combustors
6th European Conference on Industrial Furnances and Boilers, 2002
- /117/ Merkle, K., Ament, A., Lenze, B., Leuckel, W., Hadeff, R.: Untersuchungen zum Stabilitätsverhalten einer Airblast-Zerstäuberdüse
VDI Berichte NR. 1492, (1999) S. 449-454

7.2 Verzeichnis der verwendeten Formelzeichen

Lateinische Symbole:

<u>Symbol:</u>	<u>Einheit:</u>	<u>Bedeutung:</u>
A	[cm ³ /(mol.s)]	Vorfaktor in Arrhenius-Gleichung
A	[m ²]	Fläche
b	[-]	normierter Hohlkernradius r_i^2/r_a^2
C _i	[mol/cm ³]	Konzentration der Spezies i
C	[m/s]	Schallgeschwindigkeit
c _p	[kJ/kg.K]	Spezifische Wärmekapazität bei konstantem Druck
C _w	[-]	Widerstandskoeffizient
d	[m]	Durchmesser
D	[mm]	Durchmesser
D	[m ² /s]	Diffusionskoeffizient
\dot{D}	[Nm]	Drallimpulsstrom
E _A	[J/mol]	Aktivierungsenergie
F	[/]	Frequenzgang
f	[Hz]	Frequenz
f	[/]	Wellenwachstum
H	[kJ/kg]	Enthalpie
Hu	[kJ/kg]	Unterer Heizwert
\dot{I}	[N]	Axialimpulsstrom
(i)	[Kg/kg]	Konzentration der Spezies
[i]	[mol/mol]	Konzentration der Spezies im Brenngas
K	[1/s]	Konstante

k	[cm ³ /(mol.s)]	Reaktionsgeschwindigkeitskoeffizient 2. Ordnung
l	[m ³ _n /kg Brennstoff]	Luftbedarf
L	[m]	Länge
\dot{M}_{Tr}	[μg/s]	Verdampfende Masse pro Zeiteinheit
\dot{M}	[kg/s]	Massenstrom
p	[bar]	Druck
q	[kJ/kg]	Enthalpie
\dot{Q}	[kW]	Leistung
R	[J/(mol.K)]	universelle Gaskonstante
R	[mm]	Radius
r	[mm]	Radius
r	[m]	Radiale Koordinate
s	[m]	Filmdicke
S _x	[Hz]	Frequenzebene
T _v	[s]	Verzugszeit
T	[K]	Temperatur
T _L	[°C]	Lufttemperatur
t	[sek]	Zeit
u	[m/s]	Axialgeschwindigkeit
U _B	[mV]	Brückenspannung
U	[m/s]	Gesamtgeschwindigkeit des Flüssigkeitsfilms
w	[m/s]	Tangentialgeschwindigkeit
V _{min}	[m ³ _n /kg Brennstoff]	minimals Abgasvolumen
\dot{V}	[m ³ /h]	Volumenstrom

x	[m]	axiale Abstandskoordinate
x	[t]	Zeitebene
w	[m/s]	Geschwindigkeit
y	[m]	Amplitude

Griechische Symbole:

<u>Symbol:</u>	<u>Einheit:</u>	<u>Bedeutung:</u>
α	[W/m ² .K]	Wärmeübertragungskoeffizient
α	[°]	Sprühwinkel
β	[/]	Temperaturexponent in Arrhenius-Gleichung
β	[1/s]	Wachstumsparameter
δ	[mm]	Grenzschichtdicke
δ_0	[Grad]	Schaufel-Anstellwinkel
ε	[/]	Emissionsgrad
Γ	[m ² /s]	Zirkulation
Γ_0	[m ² /s]	Zirkulation für $r \rightarrow \infty$
η	[Pa.s]	dynamische Viskosität
φ_D	[Grad]	Phasendifferenzwinkel
ϑ	[°C]	Temperatur
Λ	[m/s]	Brenngeschwindigkeit
λ	[m]	Wellenlänge
λ	[W/m.K]	Wärmeleitfähigkeit
λ	[/]	Luftzahl
σ	[N/m]	Oberflächenspannung
σ	[kw/m ² . K ⁴]	Stefan-Boltzman-Konstante

v	[/]	Blockierungsverhältnis
v	[m ² /s]	kinematische Zähigkeit
ρ	[kg/m ³]	Dichte
ω	[Hz]	Kreisfrequenz

Dimensionslose Kennzahlen:

Symbol: Bedeutung:

Lew	Lewiszahl
Nu	Nusseltzahl
Oh	Ohnesorgezahl
Pr	Prandtlzahl
Pu	Pulsationsgrad
Re	Reynoldszahl
S	Drallzahl
Sc	Schmidtzahl
Str	Strouhalzahl
We	Weberzahl

Tiefgestellte Indizes:

Index Bedeutung

a	Achsenwert
a	Außenradius (Mündungsradius)
AG	Abgas
äq	äquivalent
aus	Düsenausgang
außen	äußerer Drallerzeuger

ax	axial
BK	Brennkammer
BG	Brenngas
BS	Brennstoff
D	Düse
DK	Drallkörper
Dpf	Dampf
eff	Effektivwert
ein	Düseneingang
exz	Exzentrizität der Drallerzeugerkanäle der Zerstäuberdüse
F	Fluid
Fl	Flamme
Fl	Flüssigkeit
Flg	Flammengas
G	Gasförmig/Gasphase
ges	gesamt
HD	Hitzdraht
HG	Heißgas
i	Innenradius
innen	innerer Drallerzeuger
isoth	isotherm
l	Ligament
Kond	Konduktion
Kov	Konvektion
L	Luft

lam	laminar
m	Mittelwert
max	Maximalwert
min	Minimalwert
mol	molekular
N	Normzustand
opt	optimal
p	Periode
reak	Reaktion
rel	relativ
res	Resonanz
rms	root mean square-Wert, Effektivwert
RZ	Rezirkulationsgas
Str	Strahl
th	thermisch
th	theoretisch
Tr	Tropfen
tr	trocken
tur	turbulent
Umg	Umgebung
Übh	Überhitzung
V	Verdampfung
V	Verzugszeit
VK	Versperrungskörper
z	Zerfall

0 auf den Brenneraustritt bezogen

0 Referenzwert

∞ auf die Umgebung bezogen

Hochgestellte Indizes:

– Zeitlicher Mittelwert

` Schwankungswert

~ Periodischer Anteil

7.3 Eigenschaften stationärer Diffusionsflammen

7.3.1 Verbrennung vom flüssigen Brennstoffe/Heizöl

(C), (H), (O), (S)), (N) Massenanteile von Elementen in Flüssigbrennstoff (Elementaranalyse) in
Kg/kg = kg Element /kg BS.

$$O_{\min} = \left[\frac{(C)}{12} + \frac{(H)}{4} + \frac{(S)}{32} - \frac{(O)}{2} \right] \cdot 22.415 \frac{m_n^3 O_2}{kg BS}$$

$$l_{\min} = \frac{O_{\min}}{0.208} \frac{m_n^3 Luft}{kg BS}$$

$$V_{\min} = \left[\frac{(C)}{12} + \frac{(H)}{4} + \frac{(S)}{32} + \frac{(N)}{28} \right] \cdot 22.415 + l_{\min} \cdot 0.792 \frac{m_n^3 Abgas}{kg BS}$$

$$L = \lambda \cdot l_{\min} \frac{m_n^3 Luft}{kg BS}$$

$$V = V_{\min} + (\lambda - 1) \cdot l_{\min} \frac{m_n^3 Abgas}{kg BS}$$

$$V_{\min, tr} = \left[\frac{(C)}{12} + \frac{(S)}{32} + \frac{(N)}{28} \right] \cdot 22.415 + l_{\min} \cdot 0.792 \frac{m_n^3 Abgas}{kg BS}$$

$$V_{tr} = V_{\min, tr} + (\lambda - 1) \cdot l_{\min} \frac{m_n^3 Abgas}{kg BS}$$

Volumetrischer O₂-Gehalt (= O₂-Molfraktion) im Abgas:

$$\varphi_{O_2, Abgas(tr)} = \frac{(\lambda - 1) \cdot l_{\min} \cdot 0.208}{V_{tr}} = \frac{(\lambda - 1) \cdot l_{\min} \cdot 0.208}{V_{\min, tr} + (\lambda - 1) \cdot l_{\min}}$$

woraus die Berechnung der Gesamtluftzahl aus Brennstoffparameter folgt:

$$\lambda_{ges} = 1 + \frac{\varphi_{O_2, Abgas(tr)}}{(0.208 - \varphi_{O_2, Abgas(tr)}) \cdot l_{\min}} = 1 + \frac{\varphi_{O_2, Abgas(tr)}}{0.208 - \varphi_{O_2, Abgas(tr)}} \cdot \frac{V_{\min, tr}}{l_{\min}}$$

mit: λ_{ges} Gesamtluftzahl
 $V_{\min, tr}$ trockenes Abgasvolumen
 l_{\min} mindest Luftbedarf
 $\varphi_{O_2, Abgas(tr)}$ volumetrischen Abgas-Sauerstoffgehalt

7.3.2 Verbrennung vom gasförmigen Brennstoff/Erdgas

Bei Brenngasen ist meistens deren Stoffzusammensetzung bekannt; z. B. für Erdgas:

$[\text{CH}_4], [\text{C}_2\text{H}_4], [\text{C}_2\text{H}_6], [\text{C}_3\text{H}_6], [\text{C}_3\text{H}_8], [\text{N}_2], [\text{O}_2]$ Volumen-(Mol-)Anteil der Gasspezies im Brenngas
(Stoffanalyse) in $m_n^3/m_n^3 = \text{Mol Spezies/Mol BG}$

$$O_{\min} = \left[2 \cdot [\text{CH}_4] + 3 \cdot [\text{C}_2\text{H}_4] + 3.5 \cdot [\text{C}_2\text{H}_6] + 4.5 \cdot [\text{C}_3\text{H}_6] + 5 \cdot [\text{C}_3\text{H}_8] \right] \frac{m_n^3 \text{ O}_2}{m_n^3 \text{ BG}}$$

$$l_{\min} = \frac{O_{\min}}{0.208} \frac{m_n^3 \text{ Luft}}{m_n^3 \text{ BG}}$$

$$V_{\min} = \left[3 \cdot [\text{CH}_4] + 4 \cdot [\text{C}_2\text{H}_4] + 5 \cdot [\text{C}_2\text{H}_6] + 6 \cdot [\text{C}_3\text{H}_6] + 7 \cdot [\text{C}_3\text{H}_8] + [\text{N}_2] + [\text{CO}_2] \right] + l_{\min} \cdot 0.792 \frac{m_n^3 \text{ Abgas}}{m_n^3 \text{ BG}}$$

$$L = \lambda \cdot l_{\min} \frac{m_n^3 \text{ Luft}}{m_n^3 \text{ BG}}$$

$$V = V_{\min} + (\lambda - 1) \cdot l_{\min} \frac{m_n^3 \text{ Abgas}}{m_n^3 \text{ BG}}$$

$$V_{\min, \text{tr}} = \left[[\text{CH}_4] + 2 \cdot [\text{C}_2\text{H}_4] + 2 \cdot [\text{C}_2\text{H}_6] + 3 \cdot [\text{C}_3\text{H}_6] + 3 \cdot [\text{C}_3\text{H}_8] + [\text{N}_2] + [\text{CO}_2] \right] + l_{\min} \cdot 0.792 \frac{m_n^3 \text{ Abgas(tr)}}{m_n^3 \text{ BG}}$$

$$V_{\text{tr}} = V_{\min, \text{tr}} + (\lambda - 1) \cdot l_{\min} \frac{m_n^3 \text{ Abgas}}{m_n^3 \text{ BG}}$$

und somit kann die Gesamtluftzahl berechnet werden:

$$\lambda_{\text{ges}} = 1 + \frac{\varphi_{\text{O}_2, \text{Abgas(tr)}}}{(0.208 - \varphi_{\text{O}_2, \text{Abgas(tr)}) \cdot l_{\min}} = 1 + \frac{\varphi_{\text{O}_2, \text{Abgas(tr)}}}{0.208 - \varphi_{\text{O}_2, \text{Abgas(tr)}}} \cdot \frac{V_{\min, \text{tr}}}{l_{\min}}$$

7.3.3 Stöchiometrische Parameter lokal im Reaktionsfeld der Flamme/des Brennraumes

Lokal im Flammenreaktionsfeld (unter Ausschluss von sehr brennernen Zonen, in denen bei Verwendung von Flüssigbrennstoff noch unverdampften Tropfenspray-Bestandteile auftreten können) sind bei Kohlenwasserstoff-Flammen folgende Flammengas-Spezies detektierbar:

CH₄, C₂H₂, C₂H₄, C₂H₆, C₃H₆, C₃H₈, H₂, H₂O, CO, CO₂, O₂, N₂: qualitativ erfasst durch ihre Volumen-(Mol-) Fraktionen φ_i in $m_{n,i}^3/m_{n,i}^3 = m_n^3/m_n^3$ Mol/Mol

Zur Charakterisierung der lokal im Reaktionsfeldpunkt erreichten Mischungsgrades M (Mischung Luft/Brennstoff) und Reaktionsgrades (Ausbrandgrades) α dienen folgende aus den Messgrößen φ_i errechenbare Parameter:

$$[\text{O}_2]_{\text{BG}} = \varphi_{\text{CO}_2, \text{BG}}$$

$$[\text{C}]_{\text{BG}} = \varphi_{\text{CH}_4, \text{BG}} + 2 \cdot (\varphi_{\text{C}_2\text{H}_2, \text{BG}} + \varphi_{\text{C}_2\text{H}_4, \text{BG}} + \varphi_{\text{C}_2\text{H}_6, \text{BG}}) + 3 \cdot (\varphi_{\text{C}_3\text{H}_6, \text{BG}} + \varphi_{\text{C}_3\text{H}_8, \text{BG}}) + \varphi_{\text{CO}_2, \text{BG}}$$

$$[\text{C}]_{\text{Flg}} = \varphi_{\text{CH}_4} + 2 \cdot (\varphi_{\text{C}_2\text{H}_2} + \varphi_{\text{C}_2\text{H}_4} + \varphi_{\text{C}_2\text{H}_6}) + 3 \cdot (\varphi_{\text{C}_3\text{H}_6} + \varphi_{\text{C}_3\text{H}_8}) + \varphi_{\text{CO}} + \varphi_{\text{CO}_2}$$

$$[\text{O}_2]_{\text{Flg}} = \frac{1}{2}(\varphi_{\text{H}_2\text{O}} + \varphi_{\text{CO}}) + \varphi_{\text{CO}_2} + \varphi_{\text{O}_2}$$

Die vorstehende Ausdrücke stellen die Molfraktionen von C und O₂ im Brenngas bzw. im lokal in der Flamme vorhandenen Flammengas dar. Mit diesen lassen sich weitere Flammengas-Parameter errechnen:

- Molfraktion des O₂ aus Verbrennungsluft im lokalen Flammengas (bereits chemisch gebundener + freier O₂):

$$[\text{O}_{2, \text{Luft}}]_{\text{ges, Flg}} = [\text{O}_2] - [\text{O}_2]_{\text{BG}} \cdot \frac{[\text{C}]}{[\text{C}]_{\text{BG}}}$$

- Bereits chemisch gebundener Teil des Luft-O₂'s:

$$[\text{O}_{2, \text{Luft}}]_{\text{geb, Flg}} = [\text{O}_2]_{\text{L}} - \varphi_{\text{O}_2}$$

- Insgesamt zur Oxidation der lokalen Brenngas-Molfraktion erforderlicher O₂:

$$[\text{O}_{2, \text{Luft}}]_{\text{Stöch, Flg}} = \text{O}_{\text{min}} \cdot \frac{[\text{C}]}{[\text{C}]_{\text{Brg}}}$$

Schließlich erhält man die lokalen Feldgrößen:

$$\text{Ausbrandgrad: } \alpha = \frac{[\text{O}_{2,\text{Luft}}]_{\text{geb}}}{[\text{O}_{2,\text{Luft}}]_{\text{stöch}}} < 1 \text{ teilreagierte Flammenzone}$$

$$= 1 \text{ ausreagierte Flammenzone}$$

$$\text{Mischung: } M = \frac{[\text{O}_{2,\text{Luft}}]}{[\text{O}_{2,\text{Luft}}]_{\text{stöch}}} < 1 \text{ fette Flammenzone}$$

$$= 1 \text{ stöchiometrische Flammenzone}$$

$$> 1 \text{ magere Flammenzone}$$

$$\text{Ungemischtheit: } U = \frac{M - \alpha}{M} = 1 - \frac{\alpha}{M}$$

7.4 Die berechneten Impulsströme und Reynoldszahlen bei eingestellten Wasseraustrittsflächen

$\dot{V}_{\text{Wasser}} [\text{m}^3/\text{s}]$	$u_{\text{Wasser}} (n_B=8) [\text{m/s}]$	$\dot{I}_{\text{Wasser}} (n_B=8) [\text{kg}\cdot\text{m/s}^2]$	$\text{Re}_{\text{Wasser}} (n_B=8)$
$1.67 \cdot 10^{-6}$	295	$4.91 \cdot 10^{-3}$	884
$2.78 \cdot 10^{-6}$	491	$1.36 \cdot 10^{-2}$	1470
$3.89 \cdot 10^{-6}$	688	$2.67 \cdot 10^{-2}$	2060
$5.00 \cdot 10^{-6}$	884	$4.42 \cdot 10^{-2}$	2650
$6.11 \cdot 10^{-6}$	108	$6.60 \cdot 10^{-2}$	3240
$7.22 \cdot 10^{-6}$	128	$9.22 \cdot 10^{-2}$	3830
$8.33 \cdot 10^{-6}$	147	$1.23 \cdot 10^{-1}$	4420

Tab 7.4.1: mittlere Geschwindigkeit, Wasserimpulsstrom und Reynoldszahl bei einer Anzahl der Wasseraustrittsbohrungen von $n_B = 8$

$\dot{V}_{\text{Wasser}} [\text{m}^3/\text{s}]$	$u_{\text{Wasser}} (n_B=12) [\text{m/s}]$	$\dot{I}_{\text{Wasser}} (n_B=12) [\text{kg}\cdot\text{m/s}^2]$	$\text{Re}_{\text{Wasser}} (n_B=12)$
$1.67 \cdot 10^{-6}$	197	$3.27 \cdot 10^{-3}$	589
$2.78 \cdot 10^{-6}$	328	$9.09 \cdot 10^{-3}$	982
$3.89 \cdot 10^{-6}$	459	$1.78 \cdot 10^{-2}$	1375

$5.00 \cdot 10^{-6}$	59	$2.95 \cdot 10^{-2}$	1768
$6.11 \cdot 10^{-6}$	72	$4.40 \cdot 10^{-2}$	2161
$7.22 \cdot 10^{-6}$	852	$6.15 \cdot 10^{-2}$	2554
$8.33 \cdot 10^{-6}$	982	$8.19 \cdot 10^{-2}$	2950

Tab 7.4.2: mittlere Geschwindigkeit, Wasserimpulsstrom und Reynoldszahl bei einer Anzahl der Wasser austrittsbohrungen von $n_B = 12$

$\dot{V}_{\text{Wasser}} [\text{m}^3/\text{s}]$	$u_{\text{Wasser}}(n_B=16)$ [m/s]	$\dot{I}_{\text{Wasser}}(n_B=16) [\text{kg} \cdot \text{m}/\text{s}^2]$	$Re_{\text{Wasser}}(n_B=16)$
$1.67 \cdot 10^{-6}$	147	$2.46 \cdot 10^{-3}$	442
$2.78 \cdot 10^{-6}$	246	$6.82 \cdot 10^{-3}$	737
$3.89 \cdot 10^{-6}$	344	$1.34 \cdot 10^{-2}$	1031
$5.00 \cdot 10^{-6}$	442	$2.21 \cdot 10^{-2}$	1326
$6.11 \cdot 10^{-6}$	54	$3.30 \cdot 10^{-2}$	1621
$7.22 \cdot 10^{-6}$	638	$4.61 \cdot 10^{-2}$	1915
$8.33 \cdot 10^{-6}$	737	$6.14 \cdot 10^{-2}$	2210

Tab 7.4.3: mittlere Geschwindigkeit, Wasserimpulsstrom und Reynoldszahl bei einer Anzahl der Wasseraustrittsbohrungen von $n_B = 16$

7.5 Theoretische Ansätze zur Drall-Druckzerstäubung

7.5.1 Düseninnenströmung und Filmbildung an der Düsenmündung

Der im inneren der Düsenkammer nach experimenteller Beobachtung /78, 79/ ideal zylindrische Hohlkern erweitert sich im Bereich der Düsenaustrittsbohrung etwas, bis am Düsenaustritt die endgültige Filmdicke δ_0 erreicht wird. Für den Flüssigkeitsstromfaden an der Hohlkernoberfläche (Index i) gilt in sehr guter Näherung Reibungsfreiheit, d.h. erfolgt der Bernoulli-Gleichung, wobei der statische Druck konstant und gleich dem Gasdruck im Inneren des Hohlkerns ist. Trotz der nur leicht divergenten Hohlkern-Oberfläche ist auch die der Divergenz entsprechende radiale Geschwindigkeitskomponente \bar{v} in der Bernoulli-Gleichung zu berücksichtigen:

$$\frac{\rho_{\text{Fl}}}{2} \cdot (\bar{u}^2(\mathbf{x}) + \bar{v}^2(\mathbf{x}) + \bar{w}^2(\mathbf{x}))_i = \text{konstant} \quad (\text{A7.5.1})$$

oder:

$$\bar{u}_i(\mathbf{x}) \cdot \frac{d\bar{u}_i(\mathbf{x})}{d\mathbf{x}} + \bar{v}_i(\mathbf{x}) \cdot \frac{d\bar{v}_i(\mathbf{x})}{d\mathbf{x}} + \bar{w}_i(\mathbf{x}) \cdot \frac{d\bar{w}_i(\mathbf{x})}{d\mathbf{x}} = 0 \quad (\text{A7.5.2})$$

Die bereits oben definierten Ansätze für die Filmströmung am Düsenaustritt werden um die x-Abhängigkeit längst der Düsenaustrittsbohrung verallgemeinert:

– Kontinuitätsgleichung:

$$\bar{u}_i(\mathbf{x}) = \frac{\dot{V}_{\text{Fl}}}{\pi(r_a^2 - r_i^2(\mathbf{x}))} \quad (\text{A7.5.3})$$

– Potentialwirbelgesetz:

$$\bar{w}_i(\mathbf{x}) = \frac{\dot{D}_0}{\rho_{\text{fl}} \cdot \dot{V}_{\text{Fl}}} \cdot \frac{1}{r_i(\mathbf{x})} \quad (\text{A7.5.4})$$

Mit der kinematischen Beziehung:

$$\bar{v}_i(\mathbf{x}) = \frac{dr_i(\mathbf{x})}{dt} = \bar{u}_i(\mathbf{x}) \cdot \frac{dr_i(\mathbf{x})}{d\mathbf{x}} \quad (\text{A7.5.5})$$

nimmt die Bernoulli-Gleichung die Form an:

$$\frac{\dot{D}_0^2}{\rho_{\text{fl}}^2 \cdot \dot{V}_{\text{Fl}}^2} \cdot \frac{1}{r_i^3(\mathbf{x})} - \frac{2 \cdot \dot{V}_{\text{Fl}}^2 \cdot r_i(\mathbf{x})}{\pi^2(r_a^2 - r_i^2(\mathbf{x}))^3} = \bar{u}_i(\mathbf{x}) \cdot \frac{d}{d\mathbf{x}} \left(\bar{u}_i(\mathbf{x}) \cdot \frac{dr_i(\mathbf{x})}{d\mathbf{x}} \right) \quad (\text{A7.5.6})$$

Diese Gleichung beschreibt den schwach divergenten Abschnitt der Filmströmung längst der Düsenbohrung. Dabei ist nach empirischer Beobachtung /78, 79/ davon auszugehen, dass im Übergangsbereich Drallkammer/Düsenaustrittsbohrung, d.h. zu Beginn der Divergenz, r_i noch kleiner und daher die linke Gleichungsseite - folglich auch die rechte Gleichungsseite- positiv sind. Bei der kontinuierlichen Zunahme von $r_i(\mathbf{x})$ ($dr_i(\mathbf{x})/d\mathbf{x} > 0$) nimmt die linke und rechte Gleichungsseite asymptotisch ab und strebt zum Düsenaustritt hin gegen Null. Diese asymptotische Endbedingung ist dann:

$$\frac{\dot{D}_0^2}{\rho_{\text{fl}}^2 \cdot \dot{V}_{\text{Fl}}^2} \cdot \frac{1}{r_i^3} - \frac{2 \cdot \dot{V}_{\text{Fl}}^2 \cdot r_i}{\pi^2(r_a^2 - r_i^2)^3} = 0$$

Durch Umformung geht diese Bedingung über in:

$$\frac{1}{\sqrt{2}} \cdot S_{0,\text{fiktiv}} = \frac{\left(\frac{r_i}{r_a}\right)^2}{\left(1 - \left(\frac{r_i}{r_a}\right)^2\right)^{3/2}} \quad (\text{A7.5.7})$$

Hieraus kann man bei vorgegebenem r_i/r_a und δ_0/r_a die fiktiven Drallzahl $S_{0,\text{fiktiv}}$ berechnen.

$$S_{0,\text{fiktiv}} = \sqrt{\frac{2m^2}{(1-m)^3}} \quad (\text{A7.5.8})$$

mit: $m = r^2/r_a^2$

7.5.2 Ausbreitung des Flüssigkeitsfilms

Geht man davon aus, dass der Brennstoff-Film die Drall-Druckzerstäuberdüse mit dem Axialimpulsstrom und \dot{I}_0 dem Drehimpulsstrom \dot{D}_0 verlässt, d.h. die Austritt-Drallzahl:

$$S_{0,\text{eff}} = \frac{\dot{D}_0}{\dot{I}_0 \cdot r_a}$$

entspricht, so bleiben \dot{I}_0 und \dot{D}_0 längst der (Hohlkegel-)Filmausbreitung näherungsweise - unter Vernachlässigung der fluidmechanischen Reibung zwischen Film und umgebenden Gas (Luft oder Heißgas in der Flamme) - konstant.

$$\dot{I}_x = \dot{I}_0 = \text{konstant}; \quad \dot{D}_x = \dot{D}_0 = \text{konstant}$$

mit: x als Axialkoordinate auf die Düsenachse

Da der Film sehr dünn ist, dürfen \bar{u} und \bar{w} der Filmströmung über die x -lokale Filmdicke konstant angegeben werden:

$$\bar{u}(x,r) = \bar{u}(x); \quad \bar{w}(x,r) = \bar{w}(x)$$

d.h. \bar{u} und \bar{w} hängen nur vom axialen Ausbreitungsweg (Düsenabstand x) ab:

$$\bar{u}(x) = \frac{\dot{I}_x}{\dot{M}_{\text{Fl}}} = \frac{\dot{I}_0}{\dot{M}_{\text{Fl}}} = \text{konstant} \quad (\text{A7.5.9})$$

$$\bar{w}(x) = \frac{\dot{D}_x}{\dot{M}_{\text{Fl}}} = \frac{\dot{D}_0}{\dot{M}_{\text{Fl}}} \cdot \frac{1}{r(x)} \sim \frac{1}{r(x)} \quad (\text{A7.5.10})$$

Demnach ist die Axialgeschwindigkeit des Films \bar{u} stets konstant, während die Tangentialgeschwindigkeit \bar{w} gemäß Potentialwirbelgesetz variiert. Der statische Druck im Film wird auch als konstant angesehen:

$$p(x,r) = p_{\text{umg}} = \text{konstant}$$

Obwohl der Film ohne radiale Geschwindigkeitskomponente, d.h. zylindrisch aus der Düsenöffnung austritt, entwickelt er nachfolgend - entsprechend seiner konisch-divergenten Hohlkegelprofil - eine Radialkomponente $v(x)$. Da der Film reibungsfrei propagieren soll und der statische Druck konstant ist, muss die kinetische Gesamtenergie ebenfalls x -unabhängig sein, was die Aussage von Bernoulli-Gleichung entspricht:

$$\frac{\rho_{\text{Fl}}}{2} (\bar{u}^2(x) + \bar{v}^2(x) + \bar{w}^2(x)) = \frac{\rho_{\text{Fl}}}{2} (\bar{u}_0^2 + \bar{w}_0^2) = \text{konstant} \quad (\text{A7.5.11})$$

Nach Einsetzen der Einzelterme erhält man folgende Gleichung:

$$\left(\frac{\dot{I}_0}{\dot{M}_{\text{Fl}}} \right)^2 + \bar{v}^2(x) + \left(\frac{\dot{D}_0}{\dot{M}_{\text{FL}}} \right)^2 \cdot \frac{1}{R^2(x)} = \left(\frac{\dot{I}_0}{\dot{M}_{\text{Fl}}} \right)^2 + \left(\frac{\dot{D}_0}{\dot{M}_{\text{FL}}} \right)^2 \cdot \frac{1}{R_0^2} \quad (\text{A7.5.12})$$

vereinfacht ergibt sich:

$$\bar{v}(x) = \frac{\dot{D}_0}{\dot{M}_{\text{FL}}} \cdot \sqrt{\frac{1}{R_0^2} - \frac{1}{R^2(x)}} \quad (\text{A7.5.13})$$

Gemeinsam mit der Gleichung A7.5.9 beschreibt dieser $v(x)$ -Verlauf eine Hyperbel-Form des "Hohlkegel"-Films:

$$\frac{R}{x} = \frac{v(x)}{u} = \frac{\dot{D}_0}{\dot{I}_0} \cdot \frac{1}{R_0} \quad (\text{A7.5.14})$$

Hierbei ist der Film-Austrittsradius ($r_i < R_0 < r_a$) um die halbe Filmdicke δ_0 kleiner als der Düsenaustrittsradius:

$$R_0 = r_a - \frac{\delta_0}{2}$$

somit ergibt sich:

$$\mathbf{R}(\mathbf{x}) = \frac{\dot{D}_0}{\dot{I}_0} \cdot \frac{1}{r_a - \delta_0/2} \cdot \mathbf{x} \quad (\text{A7.5.15})$$

Für den halben Sprühwinkel gilt dann:

$$\tan \alpha = \frac{\dot{D}_0}{\dot{I}_0} \cdot \frac{1}{r_a - \delta_0/2}; \quad \delta_0 = r_a - r_i \quad (\text{A7.5.16})$$

$$\tan \alpha = \frac{\dot{D}_0}{\dot{I}_0} \cdot \frac{2}{r_a + r_i}$$

$$\tan \alpha = S_{0,\text{eff}} \cdot \frac{2}{1 + \frac{r_a}{r_i}} \approx S_{0,\text{eff}} \quad \text{für } \frac{r_i}{r_a} \approx 1$$

Die x-lokale Filmdicke $\delta(x)$ lässt sich aus der Kontinuitätsgleichung errechnen:

$$\dot{V}_{\text{Fl}} = 2\pi \cdot \mathbf{R}(\mathbf{x}) \cdot \delta(\mathbf{x}) \cdot u = 2\pi \cdot \mathbf{R}(\mathbf{x}) \cdot \delta(\mathbf{x}) \cdot \frac{\dot{I}_0}{\dot{M}_{\text{Fl}}} \quad (\text{A7.5.17})$$

woraus sich die Filmdicke ergibt:

$$\delta(\mathbf{x}) = \frac{\rho_{\text{Fl}} \cdot \dot{V}_{\text{Fl}}^2}{2\pi \cdot \dot{I}_0} \cdot \frac{1}{\mathbf{R}(\mathbf{x})} \sim \frac{1}{\mathbf{R}(\mathbf{x})} \quad (\text{A7.5.18})$$

Die Filmdick $\delta(x)$ nimmt umgekehrt proportional zu $r(x)$ ab, das seinerseits mit x - asymptotisch proportional zu x - zunimmt.

Bei im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Drall-Druckzerstäuberdüse wurde die Filmdicke am Düsenaustritt für einen Austrittsradius von $r_a = 1.5$ mm berechnet.

Mit:

$$\bar{\dot{I}}_0 = \frac{\bar{\dot{V}}_{\text{Fl}}}{\pi \cdot r_a^2} \cdot \bar{\dot{M}}_{\text{Fl}} \quad \text{und} \quad R_0 = r_a - \frac{\delta_0}{2}$$

ergibt sich eine Filmdicke von:

$$\delta_0 = \frac{\rho_{\text{Fl}} \cdot \dot{V}_{\text{Fl}}^2}{2\pi \cdot \dot{I}_0} \cdot \frac{1}{R_0} = \frac{r_a^2}{2r_a - \delta_0} = 0.4 \text{ mm}$$

7.6 Verbrennung eines Tropfens bzw. Tropfenkollektivs

7.6.1 Wärmetransport zum Tropfen

Die **Konduktion** von Heißgas(Luft) an Tropfen ohne Relativbewegung wird durch die Nusselt-Zahl beschrieben:

$$\text{Nu} = \frac{\alpha \cdot d}{\lambda}, \quad \text{Nu}_{\min} = 2 \quad (\text{A7.6.1})$$

Im Folgenden wird die Wärmeübertragungszahl α_{Kond} für den üblichen Durchmesserbereich $d_{\text{Tr}} = 30, 60, 90$ und $120 \mu\text{m}$ und für die Temperaturen von $\vartheta = 800, 100$ und 1200°C berechnet.

$$\alpha_{\text{Kond}} = \frac{2 \cdot \lambda(\vartheta)}{d} \quad \left[\frac{\text{kW}}{\text{m} \cdot \text{K}} \right] \quad (\text{A7.6.2})$$

		d [μm]			
ϑ [$^\circ\text{C}$]	λ [$\text{kW}/\text{m}\cdot\text{K}$]	30	60	90	120
800	$7.13 \cdot 10^{-5}$	4753	2376	1584	1188
1000	$7.68 \cdot 10^{-5}$	5120	2560	1706	1280
1200	$8.18 \cdot 10^{-5}$	5453	2726	1817	136

Tab 7.6.1: Wärmeübertragungszahl α_{Kond}

Die **Konvektion** von Heißgas an Tropfen für oben genannten Bedingungen ($d_{\text{Tr}} = 30, 60, 90$ und $120 \mu\text{m}$ und $\vartheta = 800, 100$ und 1200°C) und eine relative Geschwindigkeit von $w_{\text{rel}} = 10 \text{ m/s}$ wurde mit folgenden Reynolds- und Nusseltzahlen berechnet:

$$\text{Re} = \frac{W_{\text{rel}} \cdot d}{\nu} \quad (\text{A7.6.3})$$

		d [μm]			
ϑ [$^\circ\text{C}$]	$\nu(\vartheta)$ [m^2/s]	30	60	90	120
800	$1.336 \cdot 10^{-4}$	2245	4491	6736	8982
1000	$1.751 \cdot 10^{-4}$	1713	3426	5139	6853
1200	$2.206 \cdot 10^{-4}$	1359	2719	4079	5439

Tab 7.6.2: Reynoldszahl

$$\text{Nu}_{\text{lam}} = 0.590 \cdot \sqrt{\text{Re}} \quad (\text{A7.6.4})$$

$$\text{Nu}_{\text{turb}} = \frac{0.0259 \cdot \text{Re}^{0.8}}{1 - 0.517 \cdot \text{Re}^{-0.1}} \quad (\text{A7.6.5})$$

$$\text{Nu} = \text{Nu}_{\text{min}} + \sqrt{\text{Nu}_{\text{lam}}^2 + \text{Nu}_{\text{turb}}^2} \quad (\text{A7.6.6})$$

	d [μm]			
ϑ [°C]	30	60	90	120
800	2889	3259	3545	3786
1000	2776	3099	3348	3558
1200	2691	2979	3200	3387

Tab 7.6.3: Nusseltzahl

Daraus ergibt sich die Wärmeübertragungszahl α_{Konv} :

$$\alpha_{\text{Konv}} = \text{Nu} \cdot \frac{\lambda}{d} \quad \left[\frac{\text{kW}}{\text{m}^2 \cdot \text{K}} \right]$$

		d [μm]			
ϑ [°C]	λ [kW/m.K]	30	60	90	120
800	$7.13 \cdot 10^{-5}$	6866	3873	2808	2249
1000	$7.68 \cdot 10^{-5}$	7107	3967	2857	2277
1200	$8.18 \cdot 10^{-5}$	7338	4061	2908	2309

Tab 7.6.4: Wärmeübertragungszahl α_{Konv}

Für die Berechnung der **Heißgasstrahlung** wird das Strahlungsgesetz des "grauen Körpers" verwendet:

$$\dot{q}_{\text{Str}} = \varepsilon \cdot \sigma \cdot T^4 \cdot \pi d_{\text{Tr}}^2, \quad T = \vartheta + 273.15\text{K} \quad (\text{A7.6.7})$$

Zur Berechnung der Vergleich-Wärmeübertragungskoeffizienten wird folgende Gleichung eingesetzt:

$$\alpha_{\text{Str}} = \frac{\varepsilon \cdot \sigma \cdot T^4}{\vartheta - \vartheta_{\text{tr}}} \quad (\text{A7.6.7})$$

Als mittlere Strahlungstemperatur werden Temperaturen von $\vartheta = 800, 100$ und 1200°C angenommen

und aufgrund der im Feuerraum herrschenden Temperaturbedingungen und heißer Wände wurde ein effektiver, mittlerer Emissionsgrad von $\varepsilon \approx 0.7$ eingesetzt. Die Tropfen sollen voll absorbieren und eine Emission ist aufgrund der Vergleichsweise niedrigen Oberflächentemperatur von Tropfen vernachlässigbar.

mit: ε Emissionsgrad ($\varepsilon = 0.7$ [/]),

σ Stefan-Boltzmann-Konstante ($\sigma = 5.67 \cdot 10^{-11}$ [kW /m² · K⁴]) und

ϑ_{Tr} mittlere Tropfenoberflächentemperatur ($\vartheta_{Tr} = 110^\circ\text{C}$) erhält man ein α_{Str} von:

ϑ [°C]	$\sigma \cdot T^4$ [kW/m ²]	$\varepsilon \cdot \sigma \cdot T^4$ [kW/m ²]	α_{Str} [kW/m ² ·K]
800	76465	53539	$7.63 \cdot 10^{-2}$
1000	151527	106069	$1.17 \cdot 10^{-1}$
1200	271636	190145	$1.71 \cdot 10^{-1}$

Tab 7.6.5: Wärmeübertragungszahl α_{Str}

7.7 Thermische Energiebilanz an den identischen Betriebszuständen

Vorgegeben:

$$Hu = 42857 \text{ kJ/kg}$$

$$\dot{m}_{\text{Heizöl}} (\dot{Q}_{th} = 250 \text{ kW}) = 21 \text{ kg/h}$$

$$\lambda_{ges} = 1.2$$

$$L_{min} = 11.8 \text{ m}^3/\text{kgBs}$$

$$\dot{V}_{L,ges} = 297,36 \text{ m}^3/\text{h}$$

$$c_{p,L} = 1.3 \text{ kJ/m}^3 \cdot \text{K}$$

$$\Delta H_{Verd} = 2257 \text{ kJ/kg}$$

7.7.1 Thermische Energiebilanz an einem schwingungsbehafteten Zustand

Die Untersuchungen zeigen, dass identische Schwingungszustände (Effektivwerte und Frequenz der Druckschwankungen) durch Wassereinspritzung $\dot{m}_{\text{Wasser}} = 12 \text{ kg/h}$ (Abb. 5.1.9) sowie durch Reduzierung der Lufttemperatur von: $T_{L, \text{schwingungsfrei}} = 125^\circ\text{C}$ auf $T_{L, \text{schwingend}} = 55^\circ\text{C}$ (Abb. 5.1.8) entstehen können. Daher kann die Verdampfungsenthalpie der eingespritzten Wassermenge dem Enthalpiestroms der vorhandenen Luftmenge gleichgesetzt werden:

$$\dot{V}_{L,ges} \cdot c_{p,L} \cdot (T_{L, \text{schwingungsfrei}} - T_{L, \text{schwingend}}) \approx \Delta H_{Verd} \cdot \dot{m}_{\text{Wasser, schwingend}} \quad (\text{A7.7.1})$$

$$\dot{V}_{L,ges} \cdot c_{p,L} \cdot (T_{L, \text{schwingungsfrei}} - T_{L, \text{schwingend}}) = 27060 \text{ kJ/h}$$

$$\Delta H_{Verd} \cdot \dot{m}_{\text{Wasser, schwingend}} = 27074 \text{ kJ/h}$$

7.7.2 Thermische Energiebilanz an einem schwingungsfreien Zustand

Die Untersuchungen zeigen, dass identische schwingungsfreie Zustände (Effektivwerte und Frequenz der Druckschwankungen) durch Wassereinspritzung $\dot{m}_{\text{Wasser}} = 15 \text{ kg/h}$ (Abb. 5.1.9) sowie durch Reduzierung der Lufttemperatur von $T_{\text{L, schwingend}} = 225^\circ\text{C}$ auf $T_{\text{L, schwingungsfrei}} = 135^\circ\text{C}$ (Abb. 5.1.8) entstehen können. Daher kann die Verdampfungsenthalpie der eingespritzten Wassermenge dem Enthalpiestroms der vorhandenen Luftmenge gleichgesetzt werden:

$$\dot{V}_{\text{L}} \cdot c_{\text{p,L}} \cdot (T_{\text{L, schwingend}} - T_{\text{L, schwingungsfrei}}) \approx \Delta H_{\text{Verd}} \cdot \dot{m}_{\text{Wasser, schwingungsfrei}} \quad (\text{A7.7.2})$$

$$\dot{V}_{\text{L}} \cdot c_{\text{p,L}} \cdot (T_{\text{L, schwingend}} - T_{\text{L, schwingungsfrei}}) = 34791 \text{ kJ/h}$$

$$\Delta H_{\text{Verd}} \cdot \dot{m}_{\text{Wasser, schwingungsfrei}} = 33855 \text{ kJ/h}$$

ISBN: 978-3-86644-254-2

www.uvka.de