

Technische Universität München
Institut für Energietechnik

Lehrstuhl für Thermodynamik

Vorhersage der Lärmemission turbulenter Vormischflammen

Johann Georg Wäsle

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

DOKTOR – INGENIEURS

genehmigten Dissertation.

Vorsitzender:

Univ.–Prof. Dr.–Ing. Dr.–Ing. habil. Rudolf Schilling

Prüfer der Dissertation:

1. Univ.–Prof. Dr.–Ing. Thomas Sattelmayer
2. Univ.–Prof. Dr.–Ing. Christian Oliver Paschereit,
Technische Universität Berlin

Die Dissertation wurde am 14.08.2007 bei der Technischen Universität München eingereicht
und durch die Fakultät für Maschinenwesen am 03.12.2007 angenommen.

Für die großartigen Menschen, die ich
in den vergangenen fünf Jahren
kennengelernt habe.

*„Wenn ich in den Himmel kommen sollte erhoffe ich Aufklärung über
zwei Dinge: Quantenelektrodynamik und Turbulenz. Was den
ersten Wunsch betrifft bin ich ziemlich zuversichtlich.“*

(Horace Lamb) [19]

Vorwort

Diese Arbeit entstand am Lehrstuhl für Thermodynamik der Technischen Universität München im Rahmen der durch die DFG geförderten Forschergruppe FOR486 „Combustion Noise“ und des durch das bayerische Staatsministerium für Wissenschaft, Forschung und Kunst geförderten Projekts *FortVer*.

Mein herzlicher Dank gilt Herrn Professor Dr.-Ing. Thomas Sattelmayer für die vertrauensvolle Überlassung des Themas, für sein Interesse an der Arbeit und für die Übernahme des Hauptreferats. Besonders dankbar bin ich für die kreativen Freiheiten, die mir bei der Bearbeitung meines Projekt gewährt wurden. Durch die verantwortungsvolle Tätigkeit als Koordinator des Themenbereichs „Strömungsinstabilitäten“ bekam ich die Möglichkeit, meine Kenntnisse über rein fachliche Inhalte hinaus zu erweitern. Nicht zuletzt bin ich dankbar für die vielen Dienstreisen und Konferenzteilnahmen, die es mir ermöglichten, meinen Horizont zu erweitern.

Herrn Professor Dr.-Ing. Christian Oliver Paschereit danke ich für das große Interesse bei der Durchsicht meiner Arbeit und die freundliche Übernahme des Koreferats und Herrn Professor Dr.-Ing. habil. Rudolf Schilling für den Vorsitz bei der mündlichen Prüfung.

Allen Kolleginnen und Kollegen möchte ich herzlich danken für die offene und freundschaftliche Atmosphäre, die sich weit über den Arbeitsalltag hinaus erstreckt hat. Besonders danken möchte ich den fleissigen und duldsamen Mitgliedern der SI-Gruppe, die über drei Jahre hinweg engagiert, motiviert aber auch kritisch die Gruppe gestaltet haben. Mein besonderer Dank gilt meinem Projektpartner Anton Winkler. Viele Stunden haben wir gemeinsam im Labor und auf Dienstreisen verbracht, nie müde werdend, die den Flammenlärm umgebenden Nebel zu lichten. Die Zusammenarbeit war von Beginn an sehr angenehm und freundschaftlich. Die Stunden, die ich mit Andreas Huber joggend durch die Isarauen gestreift bin, halfen stets wieder einen klaren Kopf zu bekommen. Herrn Dr.-Ing. Christoph Hirsch, der sich mit uneingeschränkter Begeisterung und vielen fachlichen Anregungen zu jedem Zeitpunkt für die

einzelnen Teilaspekte der Arbeit interessiert hat, gilt mein besonderer Dank. Die vielen tiefgehenden fachlichen Diskussionen haben oft die Grenzen im Kopf nach außen verschoben und unentdecktes Land preisgegeben.

Die Durchführung der Experimente ist ohne die mechanische und elektrische Werkstatt unter der Leitung von Herrn Erich Sieber und Herrn Bernhard Strobl nicht denkbar. Ebenso gebührt dem Sekretariat eine besondere Anerkennung. Auch ohne die zahlreichen Studenten wäre wissenschaftliches Arbeiten nicht möglich, weshalb ich mich an dieser Stelle für die tatkräftige Unterstützung bedanken möchte.

Meine Familie und meine Freunde gaben mir den notwendigen Rückhalt und haben mich immer wieder auf meinem Weg bestärkt. Danken möchte ich vor allem aber meiner Mutter für die ausdauernde Unterstützung über viele Jahre hinweg. Sie ermöglichte mir nicht nur diese Arbeit, sondern auch die zur Durchführung notwendige Basis in Form meiner gesamten Ausbildung.

München, im August 2007

Hans Wäsle

Inhaltsverzeichnis

1	Motivation und Ziele	1
1.1	Hintergrund	1
1.2	Verbrennungslärm	3
1.3	Ziel und Gliederung der Arbeit	4
2	Vorhersage von Verbrennungslärm	5
2.1	Grundgleichungen zur Beschreibung von Verbrennungslärm . .	5
2.2	Turbulente Strömungen	12
2.2.1	Beschreibung turbulenter Geschwindigkeitsfelder	12
2.2.2	Spektrale Verteilung der turbulenten kinetischen Energie	16
2.3	Turbulente Flammen	20
2.3.1	Einteilung in Flammenregime	20
2.3.2	Turbulente Brenngeschwindigkeit und Flammendicke . .	21
2.3.3	Beschreibung der Wärmefreisetzungsdichte	24
2.4	Literaturüberblick	25
2.4.1	Strömungslärm	25
2.4.2	Verbrennungslärm	26
2.4.2.1	Grundlegende Arbeiten	27
2.4.2.2	Skalierungsregeln zur Lärmvorhersage	29
2.4.2.3	Ein thermodynamisches Modell	33
2.4.2.4	Spektraler Charakter	34
2.4.3	Zusammenfassung des Literaturüberblicks	36
2.5	Modellierung von spektralem Verbrennungslärm	38
2.5.1	Modellierung der spektralen Wärmefreisetzung	38
2.5.2	Aktiver Skalar für schnelle Chemie	39
2.5.3	Dämpfung der Varianz bei niedrigen Damköhlerzahlen .	40

2.5.4	Frequenz-Wellenzahl-Abbildung	41
2.5.5	Bestimmung der spektralen akustischen Leistung	43
2.5.6	Eingangsgrößen in das Spektralmodell	44
2.6	Effizienzgradkette	45
2.6.1	Theoretische Obergrenze	47
2.6.1.1	Der thermische Umsetzungsgrad	48
2.6.1.2	Charakteristische Frequenz	49
2.6.2	Räumliche Kohärenz	51
2.6.2.1	Der Kohärenzumsetzungsgrad	51
2.6.2.2	Kohärenzvolumen	54
2.6.2.3	Flammenvolumen	55
2.6.3	Zeitliche Kohärenz	58
2.6.3.1	Der periodische Umsetzungsgrad	60
2.6.3.2	Grenzen der Auswertung	63
2.6.3.3	Vereinfachte Bestimmung	63
2.6.4	Eingangsgrößen in die Effizienzgradkette	66
2.7	Zusammenfassung zur Vorhersage von Verbrennungslärm	68
3	Versuchsaufbau	69
3.1	TD1 Drallbrenner und Infrastruktur	69
3.2	Maßnahmen zur Verbesserung der Laborakustik	70
4	Experimentelle Bestimmung der Eingangsgrößen	75
4.1	Planare Geschwindigkeitsfelder	76
4.1.1	Physikalisches Prinzip	76
4.1.2	Hardware und Messaufbau	77
4.1.3	Auswertung der Mie-Streulichtbilder	79
4.1.4	Bestimmung der Turbulenzgrößen	82
4.1.4.1	Geschwindigkeitsfluktuation	82
4.1.4.2	Integrales Längenmaß	83
4.2	Planare Chemilumineszenzmessung	86
4.2.1	Flammeneigenleuchten	86
4.2.2	Einmischeffekte und lokale laminare Verbrennungsgrößen	87
4.2.3	Messtechnik	91
4.2.4	Flammenlänge und Planare Wärmefreisetzungverteilung	91

4.2.4.1	Bildbearbeitung	91
4.2.4.2	Flammenlänge	94
4.2.4.3	Planare Wärmefreisetzungsverteilung	95
4.2.5	Zusammenfassung und Hinweis zur Signalintensität . . .	96
4.3	Bestimmung integraler Größen aus planaren Daten	97
5	Schalleistungsmessung zur Modellvalidierung	99
5.1	Grundlagen zur Akustik	99
5.1.1	Definition von Schall und Schallpegel	99
5.1.2	Charakterisierung der Raumakustik	103
5.1.2.1	Schallfelder	103
5.1.2.2	Übertragungsfunktion des Labors	105
5.1.3	Resonanzeffekte zwischen Plenum und Flamme	111
5.2	Beschreibung der Messtechnik	113
5.3	Bestimmung der Lärmspektren	114
5.4	Hinweis zur Messgenauigkeit	117
5.5	Zusammenfassung zur Schalleistungsmessung	118
6	Validierung des Lärmmodells	119
6.1	Ziel der Experimente	119
6.2	Spektralmodell	121
6.2.1	Spektrenberechnung aus Felddaten	122
6.2.1.1	Leistungsvariation	122
6.2.1.2	Brennstoffvariation	124
6.2.1.3	Drallvariation	127
6.2.1.4	Luftzahlvariation	128
6.2.1.5	Integrale Schallpegel und Zusammenfassung . .	130
6.2.2	Spektrenberechnung aus gemittelten Größen	132
6.3	Effizienzgradkette	134
6.3.1	Thermischer Umsetzungsgrad	134
6.3.2	Kohärenzumsetzungsgrad	135
6.3.3	Periodischer Umsetzungsgrad	136
6.3.4	Gesamtmodellvalidierung	138
6.4	Zusammenfassung zur Modellvalidierung	139

7	Modellbasierte Vorhersage der Lärmemission	141
7.1	Lärmvorhersage mit einfachen Schätzgrößen	142
7.2	Die Effizienzgradkette als Skalierungswerkzeug	145
7.3	Lärmvorhersage für einen skalierten Brenner	148
7.4	Zusammenfassung zur Lärmvorhersage	154
8	Zusammenfassung	155
	Literaturverzeichnis	157
A	Anhang	167
A.1	Tabelle der untersuchten Betriebspunkte	167
A.2	Ergebnisse der Validierung des Spektralmodells	170
A.3	Laminare Brenngeschwindigkeit und Flammendicke	171
A.4	Massenzunahme des turbulenten Freistrahls	172
A.5	Bestimmung der Raumrückwirkung	174
	A.5.1 Relativer Vergleichstest	175
	A.5.2 Nachhalltest	177
	A.5.3 Vergleich mit einem ungedämpften Labor	179
A.6	Systematischer Fehler der Intensitätssonde	180
A.7	Partikelgenerator und Seedingpartikel	183
A.8	Sensitivitätsanalyse der zeitmaßbestimmenden Größen	187
	A.8.1 Variation der turbulenten Schwankungsgröße	188
	A.8.2 Variation der laminaren Brenngeschwindigkeit	189
	A.8.3 Variation des turbulenten Längenmaßes	190
	A.8.4 Zusammenfassung	190

Nomenklatur

Lateinische Buchstaben

a_0	Thermische Diffusivität [m^2/s]
A	Fläche [m^2]
B	Modellkonstante [-]
c	Fortschrittsvariable [-], Schallgeschwindigkeit [m/s]
c_L	Lichtgeschwindigkeit [m/s]
c_p	Spezifische Wärmekapazität bei konstantem Druck [$\text{J}/(\text{kg K})$]
C	Konstante [-]
C_{CL}	Korrekturfaktor der Chemilumineszenzintensität [-]
C_D	Modellkonstante [-]
C_{fk}	Proportionalitätskonstante für f_c [-]
C_s	Skalierungskonstante für aktiven Skalar [-]
C_{xy}	Kreuzleistungsdichtespektrum [$1/\text{Hz}$]
C_ϵ	Modellkonstante für Schmid-Modell[-]
d	Durchmesser [m]
d_{IA}	Breite eines Interrogation Areas [Pixel]
d_L	Lanzendurchmesser [m]
d_m	Massegemittelter Partikeldurchmesser [m]
d_n	Anzahlgemittelter Partikeldurchmesser [m]
d_p	Partikeldurchmesser [m]
d_v	Volumengemittelter Partikeldurchmesser [m]
D	Düsendurchmesser [m]
E	Wellenzahlspektrum der turbulenten kinetischen Energie [m^3/s^2]
E_{c^2}	Wellenzahlspektrum der Fortschrittsvariable [$1/(1/\text{m})$]
E_q	Wellenzahlspektrum der Wärmefreisetzung [W/m^2]

Nomenklatur

f	Brennweite [mm], Frequenz [Hz]
f_{ab}	Abtastfrequenz [Hz]
f_c	Charakteristische Frequenz [Hz]
f_{nyq}	Nyquistfrequenz [Hz]
f_{peak}	Peakfrequenz des Spektrums [Hz]
f_s	Schroederfrequenz [Hz]
g	Gaußsche Normalverteilung [-]
G	Übertragungsfunktion [-]
h	Spezifische Enthalpie [J/kg]
h_r	Ringspalthöhe [m]
h_p	Plancksches Wirkungsquantum [Js]
H	Enthalpie [J]
H_u	Unterer Heizwert [J/kg]
i	Imaginäre Einheit: $i^2 = -1$ [-]
I	Spektrale akustische Intensität [W/m^2]
I_a	Akustische Intensität, normal zur Beobachterfläche [W/m^2]
\vec{I}_a	Akustische Intensität [W/m^2]
I_{CL}	Chemilumineszenzintensität [-]
I_{mie}	Streulichtintensität [-]
I_{CH^*}	CH*-Signalintensität [-]
I_{OH^*}	OH*-Signalintensität [-]
k	Turbulente kinetische Energie [m^2/s^2]
K_2	Raumrückwirkung [dB]
l	Länge [m]
l_B	Raubbreite [m]
l_{eff}	Effektive Schlitzlänge [m]
l_G	Gibsonmaß [m]
l_H	Raumhöhe [m]
l_{kol}	Kolmogorovmaß [m]
l_L	Raumlänge [m]
l_q	Wärmefreisetzungsängenmaß [m]
l_{slit}	Schlitzlänge [m]
l_t	Integrales Längenmaß [m]
L_A	Messflächenschalldruckpegel [dB]

L_{fl}	Flammenlänge [m]
L_I	Schallintensitätspegel [dB]
L_{nah}	Nahfeldfehler [dB]
L_p	Schalldruckpegel [dB]
L_W	Schalleistungspegel [dB]
$L_{W,\eta}$	Pegeländerung aus Effizienzgradänderung [dB]
$L_{W,P}$	Pegeländerung aus Änderung der thermischen Leistung [dB]
L_e	Korrekturspektrum [dB]
m	Luftabsorption [1/m]
\dot{m}	Massenstrom [kg/s]
\vec{n}	Normalenvektor [-]
N	Anzahl [-]
p	Druck [N/m ²]
P	Leistung [W]
q	Wärmefreisetzungsdichte [W/m ³]
\dot{Q}	Wärmefreisetzung [W]
r	Radius, Abstand [m]
\vec{r}	Abstandsvektor [m]
r_D	Düsenradius [m]
r_L	Lanzenradius [m]
r_N	Nahfeldradius [m]
R	Korrelationskoeffizient [-]
R_{qq}	Korrelationskoeffizient zweier Wärmefreisetzungsquellen [-]
$R_{u_i u_j}$	Korrelationskoeffizient zweier Geschwindigkeitskomponenten [-]
s	Akustischer Quellterm [kg/(m ³ s ²)]
s_L	Laminare Flammengeschwindigkeit [m/s]
s_t	Turbulente Flammengeschwindigkeit [m/s]
S	Drallstärke [-]
S_q	Quelle [J/m ³]
t	Zeit [s]
t_{hall}	Nachhallzeit [s]
t_L	Lagrangezeitmaß [s]
t_{mess}	Messdauer [s]
T	Temperatur [K]

T_{Filter}	Transmission optischer Filter [%]
T_{ij}	Lighthill'scher Spannungstensor [kg/(ms ²)]
u	Geschwindigkeit [m/s]
\vec{u}	Geschwindigkeitsvektor [m/s]
V	Volumen [m ³]
\dot{V}	Volumenstrom [m ³ /s]
x, y, z	Kartesische Koordinaten [m]
\vec{x}	Ortsvektor [m]
X	Volumenanteil [-]
Y_F	Brennstoffmassenanteil [-]
$z_{OH^*,max}$	Position des OH* -Intensitätsmaximums [m]
Z	Akustische Impedanz [kg/(m ² s)]

Griechische Buchstaben

α	Modellkonstante [-]
α_{exp}	Exponent des spektralen Abfalls [-]
α_s	Schallabsorptionsgrad [-]
β	Modellkonstante [-]
β_{exp}	Exponent des spektralen Anstiegs [-]
γ	Isentropenexponent [-]
Γ	Korrelationsfunktion [-]
δ	Flammendicke [m]
ϵ	Dissipationsrate [m ² /s ³]
ζ	Winkel [°]
η	Umsetzungsgrad [-]
η_c	Diffusionslängenmaß [m]
ϑ_k	Kugelkoordinate [rad]
κ	Wellenzahl [1/m]
λ	Luftzahl [-]
λ_L	Lichtwellenlänge [m]
λ_{pass}	Zentrale Wellenlänge eines optischen Bandpassfilters [m]
ν	Kinematische Viskosität [m/s ²]

π	Kreiszahl [-]
ρ	Dichte [kg/m ³]
ρ_e	Exzess Dichte, Dichteüberschuss [kg/m ³]
σ	Standardabweichung [-]
τ	Zeitliche Separation [s]
τ_B	Verzugszeit [s]
τ_c	Charakteristisches Zeitmaß [s]
τ_{chem}	Chemisches Zeitmaß [s]
τ_{turb}	Turbulentes Zeitmaß [s]
φ	Phasenfehlanspassung [rad]
φ_k	Kugelkoordinate [rad]
χ_q	Frequenzspektrum der Wärmefreisetzung [W/(m ³ Hz)]
ω	Kreisfrequenz [rad]

Kennzahlen

Da	Damköhlerzahl [-]
Da _s	Damköhlerzahl für Schmid-Modell [-]
He	Helmholtzzahl [-]
Ka	Karlovitzzahl [-]
Ma	Machzahl [-]
Pr	Prandtlzahl [-]
Re	Reynoldszahl [-]
Re _t	Turbulente Reynoldszahl [-]
Str	Strouhalzahl [-]
Tu	Turbulenzgrad [-]

Indizes

0	Bezugsgröße, Umgebungsbedingung
<i>a</i>	außen
<i>abs</i>	absolut

<i>absorb</i>	absorbiert
<i>ac</i>	akustisch
<i>aus</i>	austretend
<i>ax</i>	axial
<i>b</i>	verbrannt
<i>A, B</i>	Positionen zur Druckmessung
<i>bulk</i>	Bedingung des Mediums am Düsenaustritt
<i>B</i>	Beobachter
<i>coh</i>	kohärent
<i>ein</i>	einfallend, eintretend
<i>EBI</i>	Engler-Bunte-Brenner
<i>E</i>	Eigenfrequenz
<i>exp</i>	Erwartungswert
<i>f</i>	spektral
<i>fl</i>	Flamme
<i>frei</i>	Freifeld
<i>F</i>	Brennstoff
<i>h</i>	hochfrequent
<i>hoch</i>	Hochpass
<i>i</i>	innen
<i>i, j</i>	Indizes für kartesische Vektorkomponenten
<i>jet</i>	Jet
<i>korr</i>	korrigiert
<i>l</i>	niederfrequent
<i>lab</i>	Labor
<i>L</i>	laminar
<i>m</i>	wärmefreisetzungsgemittelt
<i>mess</i>	gemessen
<i>mix</i>	Gasmischung
<i>min</i>	minimal
<i>n</i>	Fortlaufende Nummerierung, Normalkomponente,
<i>per</i>	periodisch
<i>rad</i>	radial
<i>ref</i>	Referenz

<i>rep</i>	Wiederholrate
<i>rms</i>	<i>Root mean square</i>
<i>R</i>	Resonanz
<i>s</i>	Quelle, skaliert
<i>t</i>	turbulent
<i>tief</i>	Tiefpass
<i>th</i>	thermisch
<i>theo</i>	theoretisch
<i>tot</i>	gesamt
<i>u</i>	unverbrannt
<i>wirk</i>	Wirkleistung

Abkürzungen

<i>CL</i>	Chemilumineszenz
<i>DM</i>	Druckminderer
<i>EBI</i>	Engler-Bunte-Institut
<i>FFT</i>	Schnelle Fourier Transformation
<i>FM</i>	Digitaler Durchflussregler
<i>HS</i>	<i>Highspeed</i>
<i>IA</i>	<i>Interrogation Area</i>
<i>KD</i>	Kurze Düse
<i>LD</i>	Lange Düse
<i>LIF</i>	Laser Induzierte Fluoreszenz
<i>NV</i>	Nadelventil
<i>OP</i>	<i>Operating Point</i> , Betriebspunkt
<i>PIV</i>	<i>Particle Image Velocimetry</i>
<i>PL</i>	Plenum
<i>PSD</i>	<i>Power Spectral Denstiy</i> , Leistungsdichtespektrum
<i>PSR</i>	<i>Perfectly Stirred Reactor</i> , Idealer Rührreaktor
<i>RANS</i>	<i>Reynolds Averaged Navier Stokes</i>
<i>RM</i>	Schwebekörperdurchflussmesser
<i>RMS</i>	<i>Root Mean Square</i>

SNR	Signal-Rausch-Verhältnis
TD	Thermodynamik

Operatoren

Δ	Differenz
\Im	Imaginärteil
∇	Nabla-Operator
$\frac{\partial}{\partial(\)}$	Partielle Ableitung
$(\)$	Reynolds-Mittelwert
$(\)'$	Reynolds-Schwankungswert

1 Motivation und Ziele

1.1 Hintergrund

In Deutschland ist der Anteil von Erdgas am Primärenergieverbrauch in den Jahren 1990 – 2005 von 16.5% auf 22.8% gestiegen.¹ Noch immer werden circa zwei Drittel des benötigten Stroms aus fossilen Brennstoffen erzeugt. Bei der Stromproduktion nahm der Erdgasanteil am Energiemix in dieser Zeit von 11.8% auf 17.5% zu. In den nächsten 15 Jahren muss in Deutschland rund ein Drittel der elektrischen Produktionsleistung ersetzt werden,² was einer Leistung von 40000MW entspricht. Davon sind bis 2012 alleine schon 7500MW an stillgelegter Kernkraftwerkskapazität zu ersetzen [33]. Diese Prognosen lassen einen stark steigenden Bedarf an hocheffizienten Gas- und Dampfturbinen-Kraftwerken erwarten.

In Gasturbinen haben sich vorgemischte, drallstabilisierte Brenner etabliert, da diese besonders effizient und schadstoffarm sind. Wie in Abbildung 1.1 am Beispiel eines Versuchsbrenners gezeigt wird, prägt ein Drallerzeuger der Strömung durch Umlenkung eine Tangentialkomponente auf. Beim Verlassen der Brennerdüse platzt der rotierende Strahl auf. Dadurch entsteht neben einer äußeren Rückströmzone entlang der Brennerachse noch eine Rückströmzone mit negativen Axialgeschwindigkeiten, in der heißes Abgas zur Brennerdüse zurücktransportiert wird. Entlang der Scherschichten zwischen Frischgasstrom und rezirkuliertem Abgas bildet sich die Flammenfront aus. Der hohe Turbulenzgrad dieses Systems bewirkt eine intensive Mischung des Frischgases mit dem heißen Abgas. Dieser unter dem Begriff „Magere Vormischverbrennung“ bekannte Betrieb der Brenner mit hohem Luftzahlüberschuss

¹Quelle: Arbeitsgemeinschaft Energiebilanzen (<http://www.ag-energiebilanzen.de>).

²Quelle: Bundesministerium für Umwelt, Naturschutz und Reaktorsicherheit (http://www.bmu.de/atomenergie/ausstieg_atomenergie/doc/2715.php).

reduziert die Stickoxidbildung.

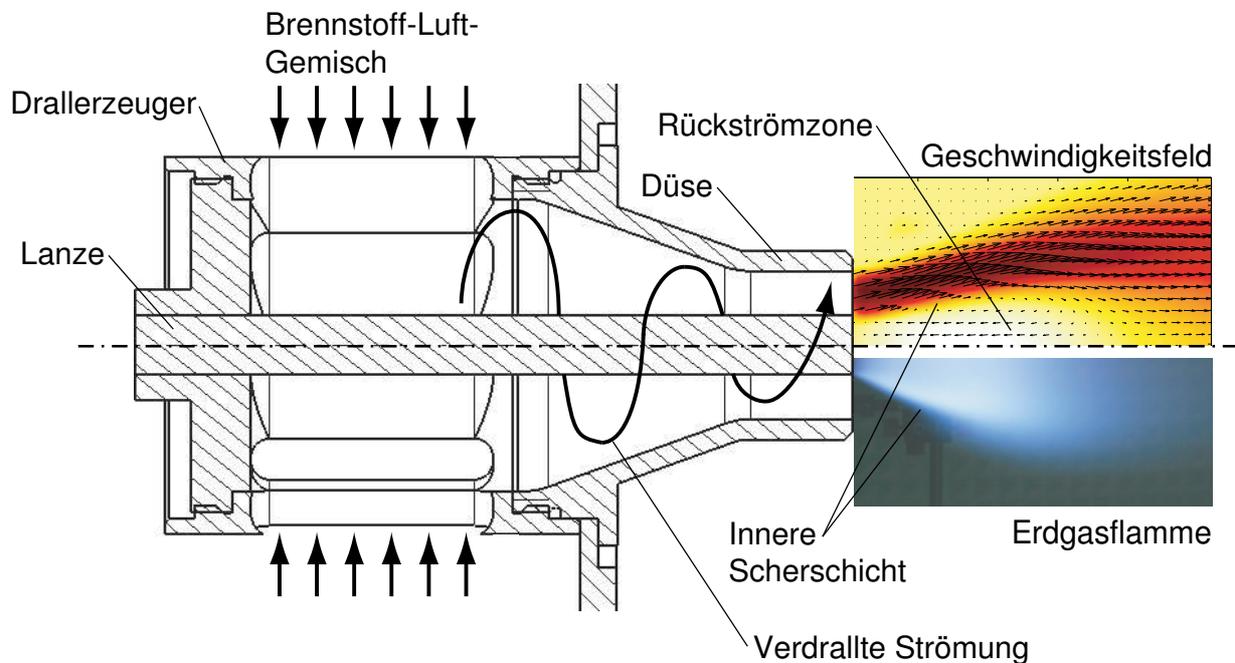


Abbildung 1.1: Skizze des TD1-Drallbrenners mit Geschwindigkeitsfeld und fotografischer Aufnahme einer Erdgasflamme.

Den Vorteilen stehen die bei Vormischflammen aufgrund der konzentrierten Wärmefreisetzung hohe Empfindlichkeit des Verbrennungssystems für thermoakustische Instabilitäten sowie die mit der großen Leistungsdichte zusammenhängende Lärmemission als Nachteile gegenüber. Letztere kann durch Wechselwirkung mit der Systemthermoakustik auch für das nicht selbsterregte System bereits erhebliche Druckamplituden hervorrufen, die im Hinblick auf Bauteilermüdung relevant sind. Außerdem können Luftzahlschwankungen auftreten, die das Schadstoffemissionsverhalten negativ beeinflussen.

Für die Neuentwicklung von Gasturbinen und deren Brennersysteme sind deshalb Werkzeuge notwendig, die es ermöglichen, das Systemverhalten bereits in der Entwurfsphase zu analysieren und zu optimieren. Gemäß den üblichen Entwicklungsprozessen sind solche Werkzeuge für die Vorhersage von Verbrennungslärm in verschiedener Komplexität nötig, die von integralen Skalierungsregeln bis zu Feldmethoden reichen.

1.2 Verbrennungslärm

Abbildung 1.2 zeigt zwei typische, gemessene Schalleistungsdichtespektren von turbulenten Vormischflammen in doppelt logarithmischer Darstellung. Dabei wurde die akustische Leistungsdichte in Dezibel über der Frequenz aufgetragen. Das durchgehend gezeichnete Spektrum ist das einer reinen Erdgasflamme, während das gestrichelt gezeichnete Spektrum von einer Erdgas-Wasserstoffflamme gleicher Leistung und Luftzahl stammt. Wie man sieht, ist Verbrennungslärm breitbandig und liegt im niederfrequenten Bereich von bis zu einigen hundert Hertz. Die Amplitude steigt zunächst etwa quadratisch mit der Frequenz bis zu einem Maximum, charakterisiert durch die sogenannte Peakfrequenz f_{peak} , an. Für $f > f_{peak}$ fällt die Amplitude exponentiell mit steigender Frequenz ab.

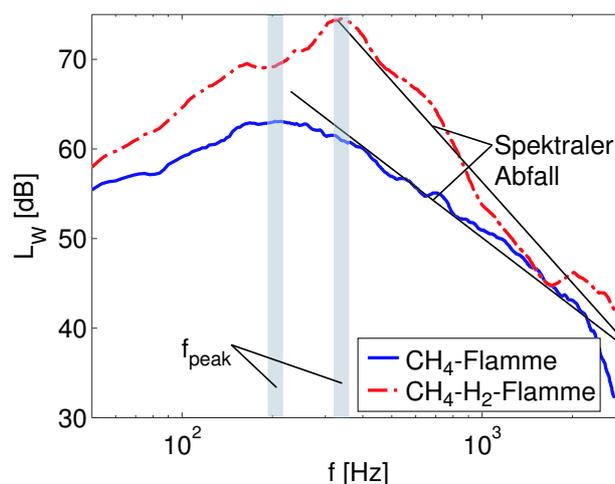


Abbildung 1.2: *Typische Lärmspektren turbulenter Flammen.*

Die qualitative Ähnlichkeit der gezeigten Spektren mit dem Leistungsdichtespektrum der turbulenten kinetischen Energie [85] legt die Vermutung nahe, dass die spektralen Eigenschaften des Verbrennungslärms eng mit denen der turbulenten Strömung verknüpft sind. Das bedeutet, dass die zuverlässige Beschreibung von Verbrennungslärm auch eine möglichst detaillierte Beschreibung der Turbulenz erfordert. Der deutliche Unterschied zwischen den beiden Brennstoffvarianten zeigt allerdings auch, dass Chemieeinflüsse nicht vernachlässigt werden dürfen.

1.3 Ziel und Gliederung der Arbeit

In dieser Arbeit wird ein Feldmodell, bezeichnet als *Spektralmodell*, zur Beschreibung der Lärmproduktion turbulenter Vormischflammen untersucht, das die Einflüsse von Turbulenz und Reaktion berücksichtigt [28, 29, 91, 92].

Ein Ziel der Arbeit ist es zu zeigen, in wie weit dieses Modell in der Lage ist, die Lärmproduktion qualitativ und quantitativ für einen großen Bereich von Betriebsparametern turbulenter Vormischflammen vorherzusagen. Weiterhin soll dargestellt werden, wie sich das Modell in die bekannte Literatur einordnen lässt, wobei die klassische Theorie der *Effizienzgradkette* im Zentrum steht. Schließlich werden auf der Basis von ähnlichen Flammen vereinfachte Skalierungsgesetze abgeleitet, die eine rasche ingenieurmäßige Abschätzung von Parametereinflüssen auf die Lärmproduktion der Flammen ermöglichen.

Mit dieser Zielsetzung gliedert sich die Arbeit folgendermaßen: Zunächst wird im Kapitel 2 auf die Entstehung von turbulentem Verbrennungslärm eingegangen. Dazu wird die Lösung der Wellengleichung im Freifeld vorgestellt und die Bedeutung der räumlichen und zeitlichen Kohärenz der Wärmefreisetzungsschwankung für die Lärmentstehung gezeigt. Zugang zu diesen Größen bietet die Theorie turbulenter Strömungen, deren für die Lärmentstehung maßgebliche Eigenschaften vorgestellt werden. Der daran anschließende Literaturüberblick beleuchtet die bisherigen Arbeiten zur Beschreibung und Vorhersage von Verbrennungslärm. In Abschnitt 2.5 werden das *Spektralmodell* vorgestellt und in Abschnitt 2.6 auf die Beschreibung der integralen Schallproduktion mittels einer *Effizienzgradkette* eingegangen. Die zur Modellvalidierung notwendigen Eingangsgrößen wurden experimentell in einem Labor (Kapitel 3) unter Verwendung der in Kapitel 4 beschriebenen Messtechniken bestimmt. Auf die Messung der von den Versuchsflammen emittierten Lärmspektren, die dabei zu berücksichtigenden Effekte der Raumakustik und auftretende Plenumsresonanzen wird in Kapitel 5 eingegangen. In Kapitel 6 werden die Ergebnisse der Validierung diskutiert. Mit der Anwendung der entwickelten und validierten Modelle zur Lärmvorhersage in Kapitel 7 schließt die Arbeit.

2 Vorhersage von Verbrennungslärm

Die Beschreibung von Verbrennungslärm anhand turbulenter und chemischer Größen ist seit einigen Jahrzehnten Gegenstand der Forschung.

Nachdem die Grundgleichungen zur Beschreibung von Verbrennungslärm vorgestellt wurden, wird auf die wichtigsten Eigenschaften des turbulenten Geschwindigkeitsfelds und turbulenter Vormischflammen eingegangen. Ein Literaturüberblick über die bisherigen relevanten Arbeiten zur Vorhersage von Verbrennungslärm folgt. Danach wird der im Rahmen dieser Arbeit entstandene Ansatz zur Lärmmodellierung erklärt. Aufbauend auf einem Turbulenzmodell wird das *Spektralmodell* entwickelt. Die aus dem Spektralmodell gewonnenen Erkenntnisse fließen in eine thermodynamische Betrachtungsweise der Lärmvorhersage ein. Diese als *Effizienzgradkette* bezeichnete Methode hat sich zur Abschätzung von Verbrennungslärm in der Literatur etabliert und wurde im Rahmen dieser Arbeit um einen weiteren Umsetzungsgrad erweitert, um alle die Lärmproduktion beeinflussenden Größen zu erfassen.

2.1 Grundgleichungen zur Beschreibung von Verbrennungslärm

Die lineare Wellengleichung beschreibt die Ausbreitung von Schallwellen:

$$\frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 p'}{\partial t^2} - \nabla^2 p' = s. \quad (2.1)$$

Die räumliche und zeitliche Ausbreitung der Druckfluktuation p' in einem Fluid mit konstanter Temperatur wird auf der linken Seite der Gl. 2.1 formu-

liert. Die Schallgeschwindigkeit dieses Fluids ist c_0 .

Die rechte Seite von Gl. 2.1 beschreibt den fluidmechanischen und thermoakustischen Quellterm s . Nach Crighton et al. [9] oder Klein [36] können die fluidmechanischen Anteile vernachlässigt werden, da für große Reynoldszahlen viskose Effekte an Bedeutung verlieren und die Anteile des Strömungslärms für kleine Machzahlen ebenfalls vernachlässigbar sind. Damit lautet der relevante verbleibende Quellterm:

$$s = \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\rho_0}{\rho} \frac{\gamma - 1}{c^2} q' \right). \quad (2.2)$$

Die Dichte ρ und die Schallgeschwindigkeit c entsprechen den Stoffwerten innerhalb der Quelle, die mit dem Index „0“ gekennzeichneten Größen entsprechen den Umgebungsbedingungen. Wird der Isentropenexponent γ als konstant angenommen, lassen sich Dichte und Schallgeschwindigkeit durch die Werte im Freifeld ersetzen [9]:

$$\rho c^2 = \gamma p_0 = \rho_0 c_0^2. \quad (2.3)$$

Dadurch ist eine Approximation des rechten Terms in Gl. 2.2 möglich:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\rho_0}{\rho} \frac{\gamma - 1}{c^2} q' \right) \approx \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\gamma - 1}{c_0^2} q' \right). \quad (2.4)$$

Die Differentialgleichung lautet nun:

$$\frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 p'}{\partial t^2} - \nabla^2 p' = \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\gamma - 1}{c_0^2} q' \right). \quad (2.5)$$

Für eine Quelle mit Monopolcharakter im Freifeld kann Gl. 2.5 mit Hilfe einer *Green-Funktion* gelöst werden [36]. Die Druckfluktuation am Ort des Beobachters \vec{x}_B beträgt somit:

$$p'(\vec{x}_B, t) = \frac{1}{4\pi(\vec{x}_{sn} - \vec{x}_0)} \frac{\gamma - 1}{c_0^2} \frac{\partial}{\partial t} \int q'(\vec{x}_{sn}, t - \tau_B) dV. \quad (2.6)$$

In dieser Gleichung stellt $\vec{x}_{sn} - \vec{x}_0$ den Abstand zwischen der lokalen Wärme-freisetzung $q'(\vec{x}_{sn})$ und dem Beobachter \vec{x}_B dar und lässt sich für Monopol-quellen durch einen Radius $\vec{r}_B = \vec{x}_{sn} - \vec{x}_B$ ersetzen [84]. Eine Flamme besteht aus N Quellen, wie in Abb. 2.1 durch die Positionen $\vec{x}_{s1} \dots \vec{x}_{sN}$ veranschaulicht ist. Da die Flamme kompakt und der Abstand des Beobachters groß ist, kann \vec{r}_B für alle Quellen als konstant angenommen werden. Die Verzugszeit τ_B berücksichtigt die Zeitverzögerung, welche notwendig ist, damit der Schall der einzelnen Quellen in der Flamme den Beobachter erreicht. Die Verzugszeit ergibt sich aus dem Abstand des Beobachters und der Schallgeschwindigkeit $\tau_B = r_B/c_0$ und wird ebenfalls als konstant angenommen.

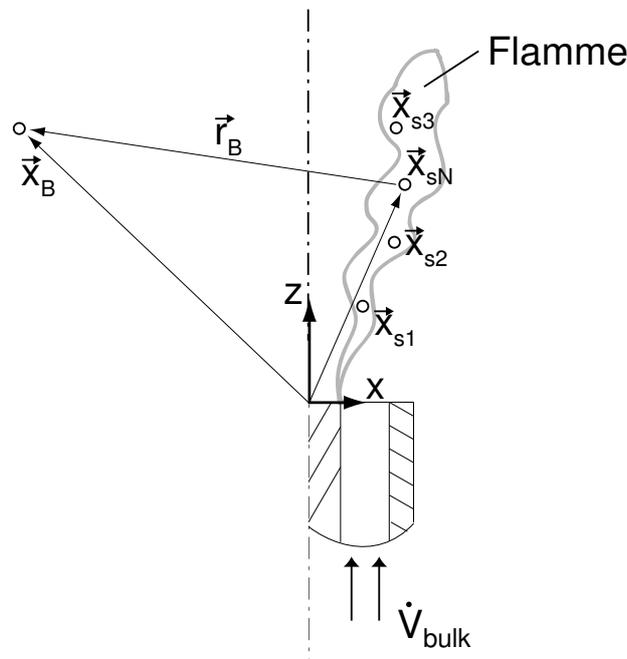


Abbildung 2.1: Skizze einer turbulenten Flamme mit N Quellen und der Beobachterposition \vec{x}_B (nach [68]).

Nach Gl. 2.6 verursachen ausschließlich lokale Wärmefreisetzungsfuktuationen die Druckfluktuationen beim Beobachter. Obwohl die Turbulenz in obiger Gleichung nicht in Erscheinung tritt, ist der gesamte Prozess vom konvektiven Transport in die Flammenfront und dessen Interaktion mit der chemischen Reaktion beeinflusst, was zu Faltung, Streckung, Aufdickung, etc. der Flammenfront führt.

Die akustische Leistung ist die Korrelation von Druck- und Schnelleschwankung, integriert über der Beobachterfläche $A_0 = 4\pi r^2$ (Abschnitt 5.1.1). Im Freifeld kann die Schallschnelle u' über die Impedanzbedingung $Z = \rho_0 c_0 = p'/u'$ durch p' ersetzt werden.

$$P_{ac} = \int_{A_0} \overline{p' u'} dA \quad \text{Freifeld!} \quad \int_{A_0} \frac{\overline{p'^2}}{\rho_0 c_0} dA = \frac{\overline{p'^2}}{\rho_0 c_0} \cdot A_0. \quad (2.7)$$

Setzt man Gl. 2.6 in Gl. 2.7 ein, erhält man den Zusammenhang zwischen integraler akustischer Leistung und der Wärmefreisetzung als Quellterm:

$$P_{ac} = \frac{1}{4\pi\rho_0 c_0} \left(\frac{\gamma-1}{c_0^2} \right)^2 \overline{\left(\frac{\partial}{\partial t_1} \int q'(\vec{x}_{s1}, t_1) d\vec{x}_{s1} \right) \left(\frac{\partial}{\partial t_2} \int q'(\vec{x}_{s2}, t_2) d\vec{x}_{s2} \right)}. \quad (2.8)$$

Wie zu erwarten hängt P_{ac} nicht mehr vom Radius ab (Energieerhaltung), dafür skaliert die akustische Leistung stark mit den Umgebungsbedingungen: $P_{ac} \propto c_0^{-5}$ und $P_{ac} \propto \rho_0^{-1}$. Die Leibniz-Regel erlaubt das Vertauschen von Integration und Differentiation, wenn die Wärmefreisetzungsquellen q'_1 und q'_2 von unterschiedlichen Variablen (\vec{x}_{s1} , \vec{x}_{s2}) abhängen, was hier der Fall ist [64]. Dadurch lassen sich die Volumenintegrale vorziehen und zusammenfassen:

$$P_{ac} = \frac{1}{4\pi\rho_0 c_0} \left(\frac{\gamma-1}{c_0^2} \right)^2 \int \int \left(\frac{\partial}{\partial t_1} q'(\vec{x}_{s1}, t_1) \right) \left(\frac{\partial}{\partial t_2} q'(\vec{x}_{s2}, t_2) \right) d\vec{x}_2 d\vec{x}_1. \quad (2.9)$$

Gleichung 2.9 beschreibt eine wichtige Eigenschaft zur Lärmproduktion turbulenter Flammen. Die Quellen in der Flamme müssen ein gewisses Maß an Kohärenz aufweisen. Da davon auszugehen ist, dass die Flamme stark von der Turbulenz beeinflusst wird, schlägt Strahle [81] analog zu den turbulenten Strömungen eine Betrachtung mit Verbundwahrscheinlichkeiten vor. Boineau et al. [4] verwenden dieselbe Vorgehensweise.

In Abb. 2.2 ist die örtliche Separation zweier Quellen an den Positionen x_{s1} und x_{s2} dargestellt. Der Separationsabstand beträgt im Ort \vec{r} und in der Zeit τ .

Dieser Zusammenhang lässt sich mit einer Verbundwahrscheinlichkeit R_{qq} beschreiben [72], in der \vec{x}_{s2} durch $\vec{x}_{s2} = \vec{x}_{s1} + \vec{r}$ und t_2 durch $t_2 = t_1 + \tau$ ersetzt wurde.

$$R_{qq}(\vec{x}_{s1}, t_1, \vec{r}, \tau) = \overline{q'(\vec{x}_{s1}, t_1) q'(\vec{x}_{s1} + \vec{r}, t_1 + \tau)}. \quad (2.10)$$

Die Korrelation der Quellen innerhalb des Zweifachintegrals von Gl. 2.9 kann nach Rotta [72] umgeformt werden zu:

$$\overline{\left(\frac{\partial}{\partial t_1} q'(\vec{x}_{s1}, t_1) \right) \left(\frac{\partial}{\partial t_2} q'(\vec{x}_{s2}, t_2) \right)} = \frac{\partial^2 R_{qq}(\vec{x}_{s1}, t_1, \vec{r}, \tau)}{\partial t \partial \tau} - \frac{\partial^2 R_{qq}(\vec{x}_{s1}, t_1, \vec{r}, \tau)}{\partial \tau^2}. \quad (2.11)$$

Bei stationärer Strömung ist der erste Term auf der rechten Seite vernachlässigbar [72].

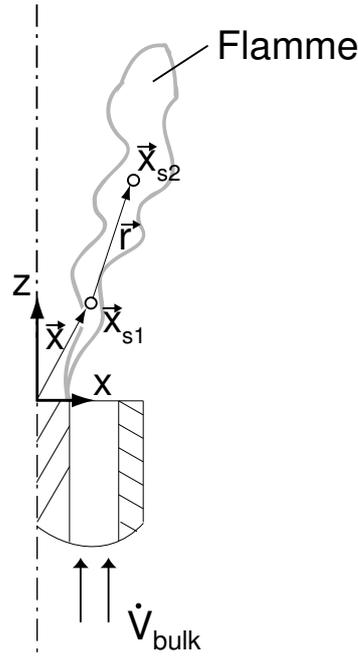


Abbildung 2.2: Separation zweier Quellen in der Flamme.

Die durch R_{qq} beschriebene Korrelation der Wärmefreisetzungsquellen wird mit den Standardabweichungen q'_{rms} der Quellen unter der Annahme, dass

$q'_{rms} = q'_{rms,s1} \approx q'_{rms,s2}$ gilt, normiert und durch eine Kohärenzfunktion $\Gamma(\vec{r}, \tau)$ [4] ersetzt. Durch Einsetzen von Gl. 2.9 in Gl. 2.11 erhält man:

$$P_{ac} = \frac{1}{4\pi\rho_0 c_0} \left(\frac{\gamma-1}{c_0^2} \right)^2 \overline{\frac{\partial^2}{\partial \tau^2} \int \int q'^2_{rms} \Gamma(\vec{r}, \tau) d\vec{r} d\vec{x}}. \quad (2.12)$$

Zur Vereinfachung der Schreibweise wird $\vec{x} = \vec{x}_{s1}$ gewählt. Die Kohärenzfunktion $\Gamma(\vec{r}, \tau)$ weist eine wichtige Eigenschaft auf. Es muss nicht nur eine örtliche, sondern auch eine zeitliche Korrelation berücksichtigt werden. Hierzu wird die Funktion $\Gamma(\vec{r}, \tau)$ formell aufgeteilt. Die Komponente der örtlichen Korrelation wird durch ein charakteristisches Längenmaß ersetzt. Für $\tau = 0$ wird die Funktion über \vec{r} aufintegriert:

$$l_q = \int_r \Gamma(\vec{r}, 0) d\vec{r}. \quad (2.13)$$

Das Wärmefreisetzungslängenmaß bestimmt die Größe eines gedachten statistischen Volumens V_{coh} , in dem die Wärmefreisetzung vollständig kohärent stattfindet.

Gl. 2.12 ist im Zeitbereich formuliert. Zur Bestimmung des spektralen Charakters wird eine Fouriertransformation (FFT) von Gl. 2.12 durchgeführt. Die Fouriertransformierte von $\Gamma(0, \tau)$ für $\vec{r} = 0$ entspricht einem Leistungsdichtespektrum. Mit der Varianz der Wärmefreisetzung ergibt sich daraus die spektrale Wärmefreisetzungverteilung

$$\chi_q(f)^2 = \text{FFT}(q'^2_{rms} \cdot \Gamma(0, \tau)). \quad (2.14)$$

Die Ableitung $\partial/\partial\tau$ im Zeitbereich ist gleichbedeutend mit einer Frequenzgewichtung im Fourierraum mit $2\pi f$. Das Schalleistungsspektrum $P_{ac,f}(f)$ aus Gl. 2.12 lautet damit nun:

$$P_{ac,f}(f) = \frac{1}{4\pi\rho_0 c_0} \left(\frac{\gamma-1}{c_0^2} \right)^2 \int_{V_{fl}} (2\pi f \cdot \chi_q(f))^2 \cdot V_{coh} dV. \quad (2.15)$$

Das Integral über der Frequenz ergibt die resultierende Schalleistung:

$$P_{ac} = \int_{f=0}^{\infty} P_{ac,f}(f) df. \quad (2.16)$$

Der in Gl. 2.15 vorkommende spektrale Wärmefreisetzungsterm $\chi_q(f)$ ist zentraler Punkt bei der Modellierung von Verbrennungslärm und wird in Abschnitt 2.5 diskutiert.

2.2 Turbulente Strömungen

Die der Verbrennung unterlegte turbulente Strömung hat einen starken Einfluss auf den Verbrennungsprozess und die Lärmentstehung. Deswegen werden im folgenden Abschnitt die wichtigsten Grundlagen zur Beschreibung turbulenter Strömungen vorgestellt.

Die Hauptmerkmale einer turbulenten Strömung sind eine hohe Reynoldszahl, stochastische Fluktuationen der Geschwindigkeitskomponenten in Raum und Zeit und die Produktion und Dissipation von Wirbeln [25, 85]. Eine für die Verbrennungsvorgänge wichtige Eigenschaft stellt die Diffusivität der Strömung, also der turbulente Mischprozess dar, der dafür sorgt, dass Frischgas mit heißem Abgas rückvermischt und so auf Zündtemperatur vorgewärmt wird.

2.2.1 Beschreibung turbulenter Geschwindigkeitsfelder

Treten Gradienten normal zur Hauptströmungsrichtung auf, zum Beispiel aufgrund von Scherung, wird der Strömung, charakterisiert durch die mittlere Geschwindigkeit \bar{u} , Energie entzogen. Diese wird in Wirbelbewegungen umgewandelt. Abbildung 2.3 zeigt den Schnitt durch ein rotationssymmetrisches Geschwindigkeitsfeld. Die Symmetrieachse liegt in der Schnittebene. Links ist das mittlere Geschwindigkeitsfeld, rechts im Vergleich dazu die instantane turbulente Schwankung $u'(t)$ zum Zeitpunkt t dargestellt. Eine Betrachtung der Amplituden zeigt, dass ein turbulentes Geschwindigkeitsfeld lokal stark vom mittleren Strömungsfeld abweichen kann und die Beträge der Geschwindigkeitsschwankungen in der selben Größenordnung wie die Beträge der mittleren Geschwindigkeiten liegen können.

Dasselbe gilt für den zeitlichen Verlauf der Geschwindigkeitsfluktuationen, wie in Abb. 2.4 für die zeitliche Entwicklung der Axialgeschwindigkeitskomponente an der Position \vec{x} (Abb. 2.3) gezeigt. Die Geschwindigkeit fluktuiert um den Mittelwert \bar{u}_z mit starken momentanen Abweichungen. Die Standardabweichung entspricht einer statistischen mittleren Fluktuation.

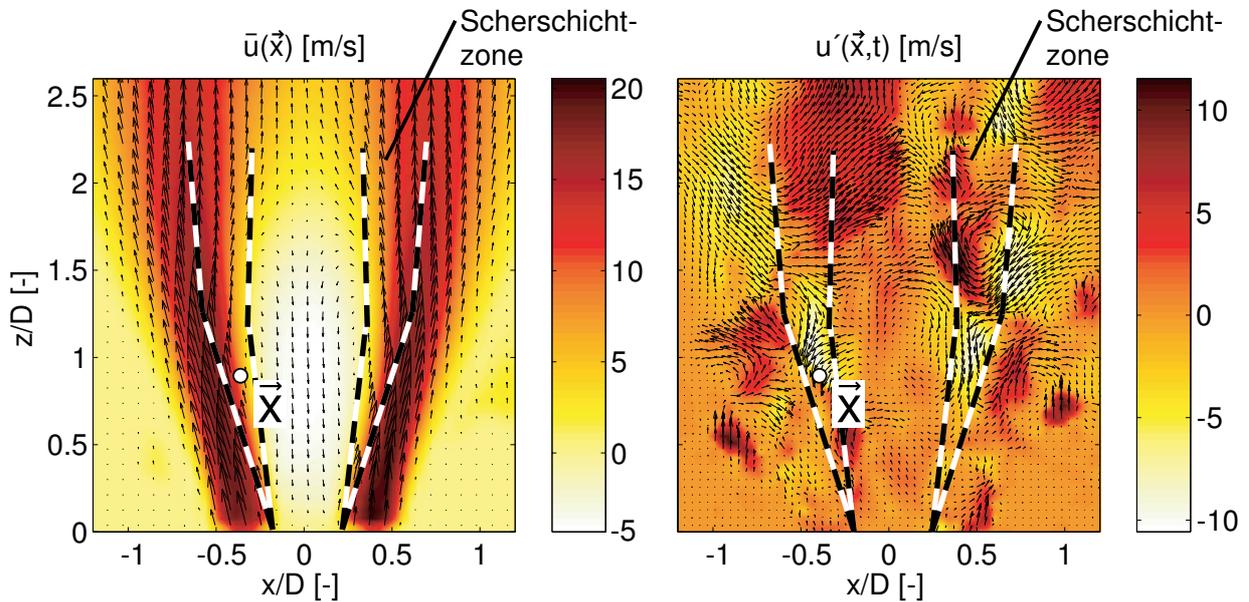


Abbildung 2.3: Typisches Geschwindigkeitsfeld eines Drallbrenners. Links die planare mittlere Geschwindigkeit, rechts die Schwankungsgeschwindigkeit zum Zeitpunkt t . Farblich unterlegt ist jeweils der Betrag der Axialkomponente.

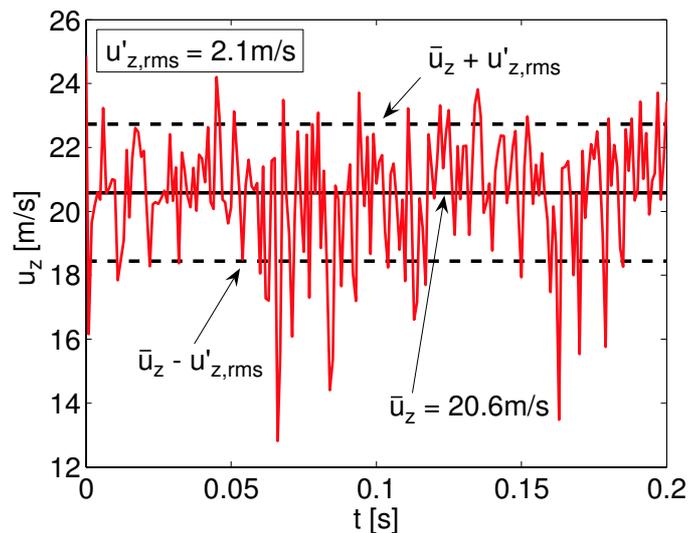


Abbildung 2.4: Lokale instantane Axialgeschwindigkeit an der Position \vec{x} aus Abb. 2.3.

Eine kontinuierliche Produktion und Dissipation von Wirbeln führt dazu, dass in der Strömung Wirbel unterschiedlicher Größen vorliegen. Diese erreichen maximal die Größe der die Strömung begrenzenden Geometrie. Ab einer charakteristischen Größe beginnt ein selbstähnlicher Kaskadenprozess, wie in Abb. 2.5 veranschaulicht. Aufgrund von Scherung zerfallen große Wirbel in immer kleinere Wirbel, bis sie im Bereich des Kolmogorvmaßes l_{kol} so klein werden, dass die halbe Umdrehungszeit so groß ist wie die Zeit, die ein Partikel für die Diffusion derselben Strecke benötigt. Die Wirbelbewegung geht nun in eine ungeordnete Molekularbewegung über. Dabei herrscht ein statistisches Gleichgewicht zwischen der Produktion großer Wirbel und dem Zerfall kleiner Wirbel.

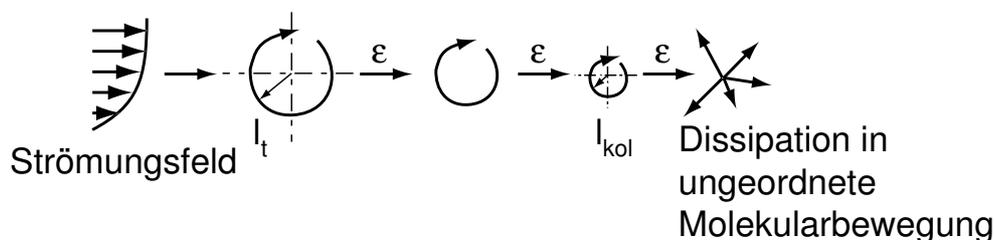


Abbildung 2.5: Wirbelzerfall in einem Kaskadenprozess (aus [60]).

Die turbulente Strömung lässt sich mit Hilfe von stochastischen Ansätzen beschreiben, wie nachfolgend gezeigt wird. Die momentanen Komponenten der Geschwindigkeit $\vec{u}(t)$ am Ort \vec{x} setzen sich aus einem Mittelwert und einer Schwankungsgröße zusammen:

$$u_i(\vec{x}, t) = \bar{u}_i(\vec{x}) + u'_i(\vec{x}, t); \quad i = [x, y, z]. \quad (2.17)$$

Die lokale mittlere Geschwindigkeit ist die Summe aller gemessenen lokalen Geschwindigkeiten $u_{in}(\vec{x})$ geteilt durch die Anzahl der Messungen N :

$$\bar{u}_i(\vec{x}) = \frac{\sum_{n=1}^N u_{in}(\vec{x})}{N}. \quad (2.18)$$

Die lokale mittlere Schwankungsgröße einer Geschwindigkeitskomponente

$u'_{i,rms}(\vec{x})$ entspricht dem *rms*-Wert¹ der Zeitreihe, also der Standardabweichung σ_i .

$$u'_{i,rms}(\vec{x}) = \sigma_i(\vec{x}) = \sqrt{\overline{u'_i(\vec{x}, t)^2}} = \left[\frac{\sum_{n=1}^N (u_{in}(\vec{x}) - \bar{u}_i(\vec{x}))^2}{N-1} \right]^{1/2} \quad (2.19)$$

Formal wird durch $N-1$ geteilt [49]. Für lange Zeitreihen $N \rightarrow \infty$ kann der Divisor auch N sein.

Turbulente Fluktuationen treten unter der Voraussetzung großer Reynoldszahlen $Re \gg \mathcal{O}(4 \cdot 10^3)$ auf [85], die mit einer für das Strömungsfeld charakteristischen Länge d , der mittleren Strömungsgeschwindigkeit \bar{u} und der kinematischen Viskosität des Fluids ν bestimmt wird:

$$Re = \frac{\bar{u} \cdot d}{\nu}. \quad (2.20)$$

Die Reynoldszahl wird für die hier untersuchten Strömungsfelder aus der Blockprofilgeschwindigkeit am Düsenaustritt $\bar{u} = u_{bulk}$ und dem hydraulischen Durchmesser des Düsenringspalts als charakteristische Länge bestimmt. Der Turbulenzgrad Tu der Strömung wird aus dem Verhältnis der Geschwindigkeitsfluktuation u'_{rms} zur mittleren Geschwindigkeit \bar{u} gebildet:

$$Tu = \frac{u'_{rms}}{u_{bulk}}. \quad (2.21)$$

Die Untersuchung benachbarter Positionen in einer turbulenten Strömung zeigt, dass sich Fluidpartikel nicht statistisch unabhängig voneinander bewegen. Die Beziehung der Fluidelemente an verschiedenen Punkten im Raum kann durch eine Korrelation beschrieben werden. Die Korrelationen haben nur eine begrenzte räumliche Ausdehnung. Dadurch lassen sich Längenmaße, gleichsam Wirbeldurchmesser, der Turbulenzbewegung definieren. Für die Bestimmung von Längenmaßen werden die auszuwertenden Zeitreihen

¹Root Mean Square

örtlich separiert und zeitlich simultan aufgenommen. Der Korrelationskoeffizient gleicher Geschwindigkeitskomponenten $R_{u_i u_i}$ stellt somit ein Maß für die Abhängigkeit der Bewegung zweier örtlich separierter Partikel dar [72]. $R_{u_i u_i}$ ist die Kovarianz zweier Zeitreihen normiert mit den Standardabweichungen:

$$R_{u_i u_i}(\vec{x}_1, \vec{r}_i) = \frac{\overline{u'_i(\vec{x}_1, t) \cdot u'_i(\vec{x}_1 + \vec{r}_i, t)}}{\sqrt{\overline{u'^2_i(\vec{x}_1, t)}} \sqrt{\overline{u'^2_i(\vec{x}_1 + \vec{r}_i, t)}}. \quad (2.22)$$

In Abb. 2.6 ist diese Beziehung für die Position \vec{x}_1 und $\vec{x}_2 = \vec{x}_1 + \vec{r}$ in einem instantanen Geschwindigkeitsfeld dargestellt. Das *integrale Längenmaß* l_t wird aus der Korrelation zweier Geschwindigkeitskomponenten u'_i in Korrelationsrichtung \vec{r}_i , einer sogenannten Längskorrelation in Längsrichtung, bestimmt [72].²

$$l_t = \int_{r_i=0}^{\infty} R_{u_i u_i} dr_i. \quad (2.23)$$

2.2.2 Spektrale Verteilung der turbulenten kinetischen Energie

Wie eingangs diskutiert, herrscht ein statistisches Gleichgewicht zwischen der Produktion großer Wirbel und dem Zerfall kleiner Wirbel. Nach Kolmogorov findet der Zerfall in Form eines Kaskadenprozesses statt. Dabei nimmt die Energiedichte von den großen zu den kleinen Wirbeln gemäß $E(\kappa) \propto \kappa^{-5/3}$ exponentiell mit der Wellenzahl ab. Die turbulente kinetische Energie³ des Spektrums

$$k = \int_0^{\infty} E(\kappa) d\kappa \approx \frac{3}{2} u_{rms}^2 \quad (2.24)$$

²Auf die experimentelle Bestimmung des integralen Längenmaßes l_t wird in Abschnitt 4.1.4.2 eingegangen.

³Wird oftmals auch mit *ke* bezeichnet.

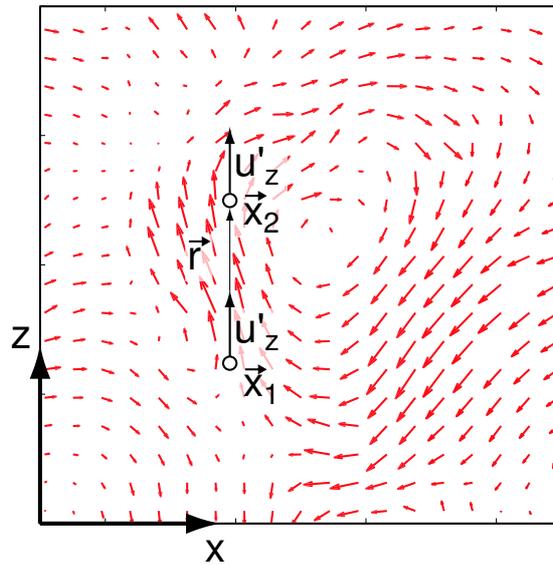


Abbildung 2.6: Korrelation in einem Geschwindigkeitsfeld an zwei Positionen \vec{x}_1 und \vec{x}_2 , separiert durch den Abstand r . Gezeigt ist eine Längskorrelation der Geschwindigkeitskomponenten u'_z in Längsrichtung.

ist auf alle Skalen verteilt. In Abb. 2.7 ist der Verlauf $E(\kappa)$ über κ doppelt logarithmisch dargestellt. Die Energiekaskade beginnt nahe l_t^{-1} und endet oberhalb von l_{kol}^{-1} . Für Wirbel größer als l_t ist das Spektrum nicht mehr universell sondern hängt maßgeblich von den Eigenschaften des Strömungsfelds ab. Im Inertial- beziehungsweise Gleichgewichtsbereich fällt die Energie exponentiell ab.

Die Abnahme der kinetischen Energie der Wirbel während des Wirbelzerfalls wird mit der Dissipationsrate ϵ der turbulenten kinetischen Energie k beschrieben:

$$\epsilon \approx \frac{u'_{rms}{}^3}{l_t} \quad (2.25)$$

Die Energiekaskade kann vollständig beschreiben werden, wenn die Turbulenzgrößen u'_{rms} und l_t bekannt sind. So lässt sich die turbulente Reynoldszahl definieren [85]:

$$\text{Re}_t = \frac{u'_{rms} \cdot l_t}{\nu} \quad (2.26)$$

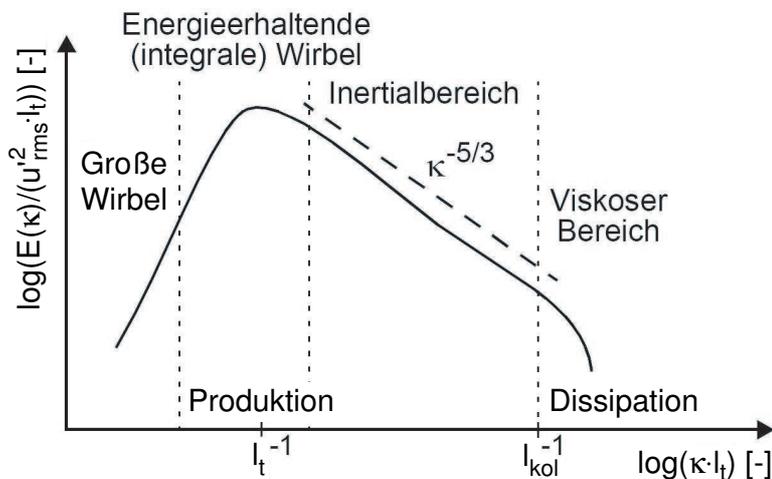


Abbildung 2.7: *Energiekaskade der turbulenten kinetischen Energie einer turbulenten Strömung (aus [23]).*

Mit Re_t kann ein Größenordnungszusammenhang zwischen integralem und Kolmogorovmaß hergestellt werden:

$$l_{kol} \cong Re_t^{-3/4} \cdot l_t. \quad (2.27)$$

In Abb. 2.8 sind links schematische Schlierenaufnahmen und rechts die normierten Energiekaskaden eines aus einer Düse austretenden Freistrahls mit niedriger **(a)** und hoher turbulenter Reynoldszahl **(b)** dargestellt. Je turbulenter die Strömung, desto größer wird der Bereich, über den sich die Energiekaskade erstreckt. Die Grobstruktur und die integralen Längenmaße bleiben unverändert, die Strömung setzt sich jedoch aus immer kleineren Skalen zusammen [85]. Ist die turbulente Reynoldszahl sehr groß, kann der Wellenzahlbereich, über den sich die turbulente kinetische Energie erstreckt, auf einige Dekaden anwachsen. Im Umkehrschluß bedeutet dies, dass sich bei Strömungen mit geringer turbulenter Reynoldszahl keine Energiekaskade ausbilden wird, da die gebildeten Wirbel praktisch sofort viskos dissipieren.

Im Leistungsdichtespektrum der turbulenten kinetischen Energie ist sowohl die Produktion als auch die Dissipation der Wirbel enthalten. Zur Modellierung dieser Kaskaden werden in der Literatur verschiedene Ansätze vorgeschlagen [91]. In dieser Arbeit wird ein Vorschlag von Tennekes & Lumley [85]

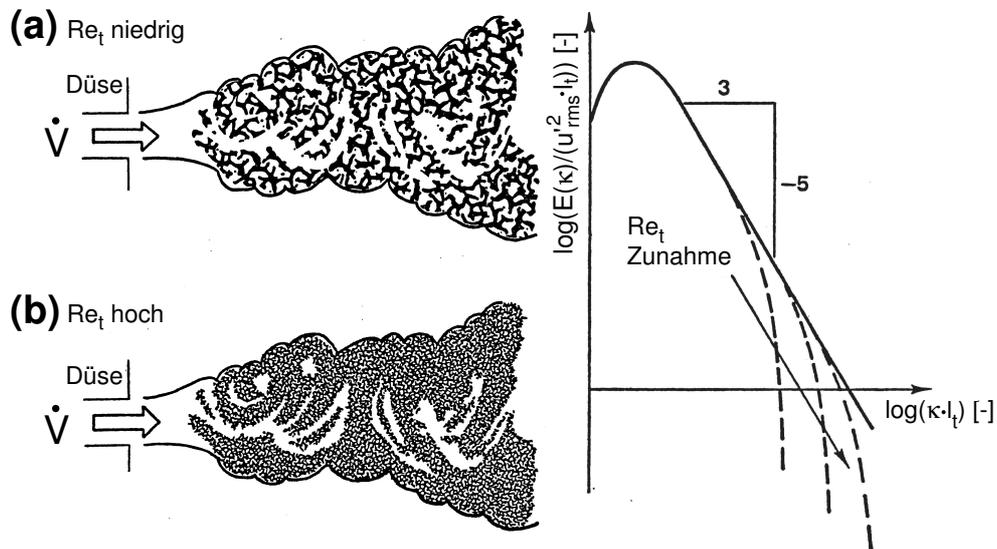


Abbildung 2.8: Strukturelle Veränderung im Strömungsfeld (links) und normierte Energiekaskaden bei zunehmender turbulenter Reynoldszahl (aus [85]).

mit den Modellierungskonstanten $\alpha = 1.5$ und $\beta = 0.3$ gewählt:

$$E(\kappa) = \alpha \epsilon^{2/3} \kappa^{-5/3} \cdot \exp\left(-\frac{3}{2} \left(\pi \beta \alpha^{1/2} (\kappa l_t)^{-4/3} + \alpha (\kappa l_{kol})^{4/3}\right)\right). \quad (2.28)$$

Der im Inertialbereich auftretende spektrale Abfall $E(\kappa) \propto \kappa^{-5/3}$ wird mit den in der Exponentialfunktion enthaltenen Termen hoch- bzw. tiefpassgefiltert. Der erste Term legt den Beginn des spektralen Abfalls fest und entspricht somit einem Hochpassfilter an der *cut-on* Wellenzahl $\kappa \approx 1/l_t$. Der zweite Term der Exponentialfunktion stellt einen Tiefpassfilter an der *cut-off* Wellenzahl $\kappa \approx 1/l_{kol}$ dar.

2.3 Turbulente Flammen

Nachdem in Abschnitt 2.2 auf die spektralen Eigenschaften turbulenter Strömungen eingegangen wurde, wird nun deren Wechselwirkung mit der chemischen Reaktion diskutiert. Turbulente Flammen wiesen trotz ähnlicher spektraler Turbulenzstruktur der Strömung starke Unterschiede in ihren Erscheinungsformen auf. Entscheidend hierfür ist das Verhältnis der Zeitskalen mit denen die turbulenten und die chemischen Vorgänge ablaufen. Diese Zeitmaße von Turbulenz τ_{turb} und Chemie τ_{chem} sind wie folgt definiert:

$$\tau_{turb} = \frac{l_t}{u'_{rms}} \quad (2.29)$$

und

$$\tau_{chem} = \frac{\delta_L}{s_L}. \quad (2.30)$$

Das integrale Längenmaß l_t und die turbulente Geschwindigkeitsfluktuation u'_{rms} wurden in Abschnitt 2.2 bestimmt. Die Größen s_L und δ_L entsprechen der laminaren Brenngeschwindigkeit und der laminaren Flammendicke. Dabei ist s_L die Geschwindigkeit mit der sich eine ebene Flammenfront in Richtung des Frischgases ausbreitet. Die laminare Flammendicke beschreibt die Größe der Zone, in der der Temperaturhub während der chemischen Umsetzung des Brennstoffs stattgefunden hat [40]. Diese Größen variieren stark für unterschiedliche Brennstoffe und Luftzahlen, wie im Anhang in Abschnitt A.3 diskutiert wird.

2.3.1 Einteilung in Flammenregime

Das Verhältnis aus turbulentem zu chemischem Zeitmaß entspricht der dimensionslosen Damköhlerzahl:

$$Da = \frac{\tau_{turb}}{\tau_{chem}} = \frac{l_t \cdot s_L}{u'_{rms} \cdot \delta_L}. \quad (2.31)$$

Die Damköhler- und die turbulente Reynoldszahl (Gl. 2.31 und 2.26) erlauben eine Klassifizierung unterschiedlicher Flammentypen in einem Phasendiagramm nach Borghi [88], das in Abb. 2.9 dargestellt ist. Einen für Gasturbinen technisch wenig relevanten Bereich stellen die laminaren Flammen dar. Dieses Gebiet ist gekennzeichnet durch sehr kleine turbulente Reynoldszahlen $Re_t < 1$. Ist Re_t ausreichend groß, wird unterschieden zwischen turbulenz- und chemiedominierter Verbrennung. Die Übergänge verlaufen fließend. Für $Da \rightarrow \infty$ spricht man von im Verhältnis zur Turbulenz unendlich schneller Chemie. Es bilden sich auf allen Skalen *lokale laminare Vormischflammen* und die Flammenfront wird sehr dünn. Im Bereich zwischen der Karlovitzzahl $Ka = 1$ (hier gilt: $\delta_L = l_{kol}$) und $Da = 1$ können Längenmaße der Größe $l_{kol} < l < l_t$ in die Flammenfront eindringen und diese verdicken. Dieses Regime wird als *verbreiterte Reaktionszonen* bezeichnet [88]. Abschließend zu nennen ist der Bereich des *idealen Rührreaktors*.⁴ Die Damköhlerzahlen werden deutlich kleiner als eins, $Da \ll 1$, und somit $\tau_{chem} \gg \tau_{turb}$. Die halbe Umdrehungszeit eines Wirbels ist kleiner als die Zeit, die ein Frischgasballen für die chemische Reaktion benötigt. Dadurch vermischen sich Frisch- und Abgas mehr und mehr, wodurch sich die ursprünglich vorhandene Flammenfront immer mehr auflöst. für $Da \rightarrow 0$ treten keine Wärmefreisetzungsschwankungen mehr auf.

Das zur Lärmvorhersage zu verwendende Modell soll für möglichst unterschiedliche Flammentypen gelten und somit einen großen Bereich des Borghi-Diagramms abdecken. Damit die für die Modellierung verwendeten Ansätze ihre Gültigkeit bewahren, muss angenommen werden, dass Re_t stets groß ist und $u'_{rms}/s_L > 1$ gilt, was den Gültigkeitsbereich auf die in Abb. 2.9, rechts, grau hinterlegte Zone beschränkt.

2.3.2 Turbulente Brenngeschwindigkeit und Flammendicke

Die turbulente Strömung faltet die laminare Flammenfront, wie in Abb. 2.10 gezeigt wird. Dadurch wird der volumetrische Umsatz erhöht, was durch die turbulente Brenngeschwindigkeit s_t und die turbulente Flammendicke δ_t

⁴Auch bezeichnet mit PSR: *Perfectly Stirred Reactor*.

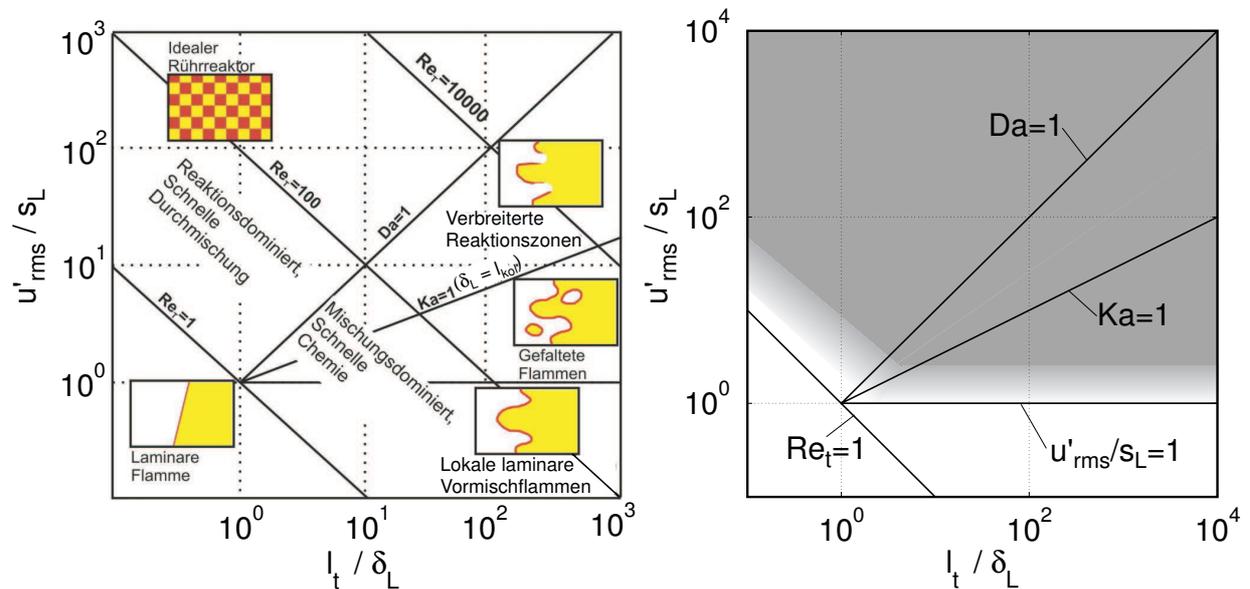


Abbildung 2.9: Links ist ein Borghi-Diagramm (aus [26, 88]) mit schematischen Flammentypen dargestellt. Im rechten Diagramm ist der Gültigkeitsbereich für das Lärmmodell grau markiert.

quantifiziert wird. Das integrale Längenmaß der Strömung l_t und die turbulente Schwankungsgröße u'_{rms} werden somit auf die Wärmefreisetzung abgebildet. Die Faltung der Flamme vergrößert deren Oberfläche A_t , was zu einer erhöhten volumetrischen Leistungsdichte führt. Die Oberflächenvergrößerung wird durch die turbulente Brenngeschwindigkeit s_t erfasst:

$$s_t = s_L \frac{A_t}{A_{fl}}. \quad (2.32)$$

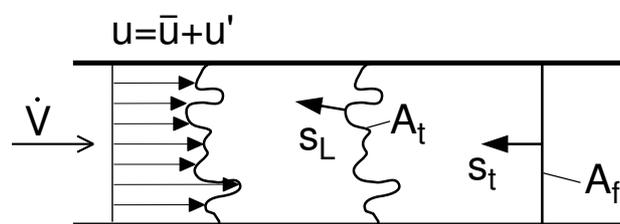


Abbildung 2.10: Vormischflamme in einem Rohr (aus [57]).

Die Flammenoberfläche A_{fl} entspricht der zeitlich gemittelten Fläche der Flamme, während A_t eine Momentaufnahme der Flammenoberfläche darstellt [40].

Die Berechnung von s_t und δ_t kann modellbasiert nach einem Ansatz von Schmid [75] erfolgen, der Turbulenz- und Chemiegrößen unter Berücksichtigung der Damköhlerzahl miteinbezieht:

$$s_t = s_L + u'_{rms}(1 + \text{Da}_s^{-2})^{-1/4} \quad (2.33)$$

und

$$\delta_t = \delta_L + l_t(1 + \text{Da}_s^{-2})^{1/4} \quad (2.34)$$

mit

$$\text{Da}_s = C_\epsilon \cdot \text{Da}. \quad (2.35)$$

Aus Gründen der Kompatibilität zu den in dieser Arbeit verwendeten CHEMKIN-Daten für s_L und δ_L weicht C_ϵ von dem von Schmid [75] vorgeschlagenen Wert ab und entspricht $C_\epsilon = 0.3$ [91]. Im Falle unendlich schneller Chemie ($\text{Da}_s \rightarrow \infty$) geht die Klammer $(1 + \text{Da}_s^{-2}) \rightarrow 1$, die Formulierung ist asymptotisch korrekt, die Verbrennung ist rein turbulenzdominiert:

$$s_t = s_L + u'_{rms} \approx u'_{rms} \quad (2.36)$$

und

$$\delta_t = \delta_L + l_t \approx l_t. \quad (2.37)$$

2.3.3 Beschreibung der Wärmefreisetzungsdichte

Aus den durch die Turbulenz und Chemie vorgegebenen Randbedingungen resultiert eine mittlere Wärmefreisetzungsdichte \bar{q} . Diese lässt sich im Flammletzbereich, in dem die chemische Reaktion vom turbulenten Mischen dominiert wird, als Funktion der mittleren skalaren Dissipation der Varianz der Fortschrittsvariable $\overline{c'^2}$ darstellen [57]:

$$\bar{q} = \rho_{mix} Y_{F,0} H_u \cdot C_D \frac{\epsilon}{k} \overline{c'^2} \quad (2.38)$$

Für die Modellkonstante wurde $C_D = 2$ vorgeschlagen [29, 91]. Die Fortschrittsvariable c entspricht in adiabaten Systemen einer dimensionslosen Temperatur

$$c = \frac{T - T_u}{T_b - T_u} \quad (2.39)$$

mit der Frischgastemperatur T_u und der Abgastemperatur T_b und stellt somit den Reaktionsfortschritt dar [57]. Das Produkt aus Dichte ρ_{mix} , Brennstoffmassenbruch $Y_{F,0}$ und unterem Heizwert H_u entspricht dem volumetrischen Heizwert des Gasgemisches, ϵ ist die Dissipationsrate der turbulenten kinetischen Energie k .

Unter der Annahme, dass die Varianz der Fortschrittsvariable als passiver Skalar der Turbulenz folgt, ist durch Gl. 2.38 ein Zusammenhang zwischen mittlerer Wärmefreisetzungsdichte \bar{q} und dem Leistungsdichtespektrum der turbulenten kinetischen Energie der Strömung herstellbar [28, 91].

2.4 Literaturüberblick

Im folgenden Literaturüberblick wird zunächst kurz auf die Arbeiten zum Strömungslärm eingegangen, bevor die aus Sicht des Autors wichtigsten Arbeiten zur Vorhersage von Verbrennungslärm vorgestellt werden. Die ersten Versuche, die Lärmproduktion turbulenter Strömungen sowohl isothermer aber auch reaktiver Natur zu beschreiben, gehen bis in die 50er Jahre des vorherigen Jahrhunderts zurück.

2.4.1 Strömungslärm

Beschäftigt man sich mit der Lärmproduktion turbulenter Strömungen kommt man nicht umhin, die Arbeiten von Sir Lighthill [45] zu nennen. Im Mittelpunkt seiner Arbeit stand die Schallproduktion von isothermen Jetströmungen hoher Reynoldszahl. Zur Beschreibung der Lärmausbreitung wird die Wellengleichung mit dem Lighthillschen Spannungstensor T_{ij} als Quelle gelöst. Dieser weist Quadrupolverhalten auf, somit ist die Schallproduktion im Fernfeld directional und hängt von zwei Raumwinkeln ab. In [46] zeigt Lighthill akustische Umsetzungsgrade für isotherme Jets über der Austrittsmachzahl. Der Umsetzungsgrad ist das Verhältnis von akustischer zu Jetleistung, die aus dem Massenstrom und der turbulenten kinetischen Energie gebildet wird:

$$\eta_{ac} = \frac{P_{ac}}{P_{jet}}. \quad (2.40)$$

Die Werte liegen zwischen $\eta_{ac} = 3 \cdot 10^{-7} \dots 7 \cdot 10^{-3}$. Für den Bereich niedriger Machzahlen ($Ma < 0.1$) ist der akustische Umsetzungsgrad einer Jetströmung jedoch weitaus geringer als die hier angegebenen Werte und kann im Falle von Strömungen mit Wärmefreisetzung vernachlässigt werden.

Ribner [71] setzt sich noch einmal detailliert mit dem Abstrahlverhalten von isothermen Jetströmungen auseinander. Dabei unterscheidet er zwischen Turbulenz- und Scherschichtlärm, die sich aus einer unterschiedlichen An-

zahl an zwei- und vierkeuligen Quadrupolen zusammensetzen und zusätzlich mit einem Konvektionsanteil überlagert werden. Außerdem hatte Ribner die Möglichkeit, sein Modell mit experimentellen Daten zu vergleichen. Dabei fand er gute Übereinstimmung hinsichtlich der Direktivität.

Die wichtigste Erkenntnis aus den Arbeiten zur isothermen Lärmproduktion für die Beschreibung von Verbrennungslärm ist der stochastische Ansatz, der gewählt wurde, um die fluidmechanische Quelle zu beschreiben.

2.4.2 Verbrennungslärm

Nachfolgend werden aus Sicht des Autors relevante Publikationen zur Beschreibung und Vorhersage von Verbrennungslärm vorgestellt. Die Arbeiten können in vier Schwerpunkte unterteilt werden:

- Grundlegende Arbeiten, bei denen ein grundsätzliches Verständnis des Verbrennungslärms im Zentrum stand und dieser vom Strömungslärm differenziert wurde (Abschnitt 2.4.2.1).
- Entwicklung von Skalierungsregeln für die integrale abgestrahlte akustische Leistung und die charakteristische Frequenz des emittierten Lärms (Abschnitt 2.4.2.2).
- Beschreibung der integralen Lärmemission mit Hilfe eines thermodynamischen Ansatzes (Abschnitt 2.4.2.3).
- Arbeiten, die basierend auf Modellen zur Beschreibung turbulenter Strömungen die Lärmproduktion turbulenter Flammen spektral aufgelöst beschreiben (Abschnitt 2.4.2.4).

Die von den Autoren vorgeschlagenen Skalierungsregeln wurden entweder für den akustischen Umsetzungsgrad η_{ac} , definiert als das Verhältnis aus abgestrahlter akustischer Leistung zu thermischer Leistung P_{th} der Flamme, oder für die akustische Leistung P_{ac} formuliert. Die beiden Größen lassen sich ineinander überführen:

$$\eta_{ac} = \frac{P_{ac}}{P_{th}}. \quad (2.41)$$

2.4.2.1 Grundlegende Arbeiten

Einen wichtigen theoretischen Beitrag lieferte Bragg 1963 [6]. Das von der Flamme emittierte Lärmspektrum setzt sich aus vielen Einzelspektren in der Reaktionszone zusammen. Die einzelnen lärm erzeugenden Quellen basieren auf der turbulenten Struktur der Strömung. Aufgrund der unterlegten Turbulenz ist die Lärmproduktion stochastisch und somit breitbandig. Der Frequenzbereich erstreckt sich um eine mittlere charakteristische Frequenz $f_c \approx 500\text{Hz}$, wobei nicht nur Turbulenz- sondern auch Chemieparameter, wie die laminare Flammendicke δ_L , in f_c eingehen. Er diskutiert den Einfluss von Strömungslärm, findet dann jedoch dessen Irrelevanz, da die Pegel von Verbrennungslärm um bis zu 20dB über denen von Strömungslärm liegen. Mit einer Skalierungsvorschrift prognostiziert er einen akustischen Umsetzungsgrad von $\eta_{ac} \approx 10^{-6}$, allerdings ohne experimentelle Vergleichsdaten zur Verfügung zu haben. Bragg's Arbeit enthält bereits eine Vielzahl an Ideen und Erkenntnissen, die in den folgenden Jahrzehnten immer wieder Gegenstand von Diskussionen waren. Er erkannte bereits die Notwendigkeit, sowohl Turbulenz- als auch Chemieparameter zu berücksichtigen, wobei der für diese Zeit geringe Kenntnisstand zur Beschreibung turbulenter Verbrennung nur Mutmaßungen zuließ.

Für die Vorhersage von Verbrennungslärm sind die experimentellen Parameterstudien von Smith & Kilham [79] wegweisend. Hier gelingt erstmalig der Nachweis einer Strouhalskalierung der charakteristischen Frequenz f_c . Als relevante Parameter nennen die Autoren den Düsendurchmesser, die Blockprofilgeschwindigkeit und die laminare Flammengeschwindigkeit, spezifizieren den Zusammenhang nicht weiter, erwähnen jedoch, dass zur exakten Bestimmung der Zusammenhänge weiterer Forschungsbedarf besteht. Für große Brenner verschieben sich die Frequenzen zu kleineren Werten, kleine Brenner haben einen höherfrequenten Anteil im Lärmspektrum. Sie finden eine Skalierung $P_{ac} \propto \text{Re}$, was zu der Annahme führt, dass große Brenner bei Flammen mit konstanter Leistung und Luftzahl leiser sind als kleine Brenner. Die Umsetzungsgrade der untersuchten Flammen liegen im Bereich von $\eta_{ac} = 1.2 \dots 8.2 \cdot 10^{-8}$.

Als Beispiel für den Einfluss der Turbulenz auf die Lärmproduktion wird an dieser Stelle die Arbeit von Putnam & Faulkner [62] vorgestellt. Durch Verwendung unterschiedlicher Turbulenzgitter im Versuchsbrenner können bis zu $\Delta L_p = 7.5dB$ Unterschied in der Lärmproduktion festgestellt werden. Die akustische Leistung skaliert mit der Turbulenz proportional zu $P_{ac} \propto Tu^2$. Der in dieser Arbeit gefundene Luftzahleinfluss bei vorgemischten Flammen auf die Lärmproduktion kann entweder auf das dadurch veränderte Strömungsfeld, vermutlich aber auf die geänderten Chemieparameter zurückgeführt werden.

Den Einfluss des Brennstoffs auf die Lärmproduktion wies Tucker [87] experimentell nach. Die gemessenen Schallpegel steigen von $L_p = 59dB$ auf $L_p = 81dB$ an, wenn anstatt Propan ($s_L = 0.39m/s$) das wesentlich reaktivere Acetylen ($s_L = 1.41m/s$) verbrannt wird. Auch Thomas & Williams [86] finden in ihren Experimenten einen Anstieg der akustischen Effizienz um einen Faktor 200, wenn die laminare Brenngeschwindigkeit von $s_L \approx 0.37m/s$ auf $s_L \approx 1.70m/s$ erhöht wird.

Eine für spätere Arbeiten wichtige Hypothese zur Struktur der Flamme als Lärmquelle ist die von Bragg [6] beschriebene Zusammensetzung der Flamme aus N in sich voll kohärenter jedoch voneinander unabhängiger Quellen. Hurle et al. [30] beschreiben, basierend auf Messungen mit zeitauflösenden Photomultipliern, die lärmproduzierende Flamme als eine Ansammlung von Monopolquellen unterschiedlicher Stärke und Frequenz. Strahle [81] bestätigt diese Vorstellung theoretisch.

Bereits in den frühen Jahren erkannten die Autoren, dass die turbulente Struktur der Strömung die Lärmproduktion dominiert, aber auch der Einfluss der Chemie keinesfalls vernachlässigt werden darf. Der abgestrahlte Verbrennungslärm besitzt Monopolcharakter, da richtungsabhängiger Strömungslärm in den meisten Fällen vernachlässigt werden kann. Die theoretischen Ansätze zur Beschreibung von Verbrennungslärm litten oftmals darunter, dass die Modellierung der Turbulenz und vor allem der turbulenten Verbrennung zu diesem Zeitpunkt noch nicht weit genug fortgeschritten war.

2.4.2.2 Skalierungsregeln zur Lärmvorhersage

Eine Vielzahl von Autoren wie Bragg [6], Elfeky et al. [16], Hassan [21], Putnam & Faulkner [62], Smith & Kilham [79], Strahle [82,83] und vor allem die Gruppe um Lieuwen [44,66–70] versuchen, die integrale Lärmproduktion anhand von Proportionalitätsansätzen zu beschreiben. Diese sind jedoch nicht allgemein gültig.

Als Beispiel für die vielen Ansätze sei an dieser Stelle ein Proportionalitätsansatz von Strahle [83] gezeigt, der auf dimensionslosen Größen basiert:

$$\eta_{ac} \propto \text{Ma}^{2.68} \text{Re}^{-0.09} \text{Da}^{0.92} Y_{F,0}^{-1.26}. \quad (2.42)$$

Den schwachen Einfluss der Reynoldszahl interpretiert Strahle indem er annimmt, dass Transportprozesse in der Lärmproduktion nur eine untergeordnete Rolle spielen. Die energietragenden Wirbel, klassifiziert durch l_t , dominieren den Verbrennungsprozess. Das integrale Längenmaß wird zusammen mit dem Einfluss der Chemie in der Damköhlerzahl Da erfasst. Die Flammentemperatur (gleichbedeutend mit der Wärmefreisetzungsdichte) geht über den Brennstoffmassenanteil $Y_{F,0}$ ein. Er findet für die Skalierungsregel nach Gl. 2.42 eine gute Übereinstimmung zu Experimenten mit einer Abweichung von $\Delta L_W = \pm 1.5 \text{ dB}$. Für die charakteristische Frequenz, beziehungsweise der dazugehörigen dimensionslosen Strouhalzahl, schlägt er analog zu Gl. 2.42 folgende Skalierungsregel vor:

$$\text{Str} \propto \text{Ma}^{-0.40} \text{Re}^{0.02} \text{Da}^{0.39} Y_{F,0}^{-1.1}. \quad (2.43)$$

Solche Ansätze finden sich zahlreich in der vorhandenen Literatur. Diese gehen wenig, beziehungsweise gar nicht auf die tatsächliche Physik ein. Vielmehr wird versucht, mit Hilfe von *Least-Square-Fit*-Methoden die Exponenten anhand von Messdaten zu optimieren. Die Dimensionsrichtigkeit geht dabei oft verloren, wobei sich die hier gezeigte Formulierung mit dimensionslosen Größen noch als positiv hervorhebt. Insgesamt sind solche Ansätze nicht als zielführend zu werten.

Anders als bei der Formulierung von Skalierungsregeln für die akustische Leistung herrschte bei der Beschreibung der charakteristischen Frequenz und der räumlichen Kohärenz der Flamme ein breiter Konsens.

Charakteristische Frequenz

Bei der Bestimmung der charakteristischen Frequenz kristallisierte sich schnell heraus, dass f_c mit dem Kehrwert des turbulenten Zeitmaßes τ_{turb} skalieren muss

$$f_c \propto \frac{1}{\tau_{turb}} = \frac{u'_{rms}}{l_t} \quad (2.44)$$

und dass dies jedoch nur bei Flammen mit hoher Damköhlerzahl $Da \rightarrow \infty$ zu zufriedenstellenden Lösungen führt. Deswegen werden verschiedenste Modifikationen vorgeschlagen, um Chemie- und Geometrieinflüsse zu berücksichtigen. Bragg [6] schlägt als Längenmaß nicht l_t , sondern die laminare Flammendicke δ_L vor. Hassan [21] erkennt die Bedeutung der turbulenten Brenngeschwindigkeit für f_c , hat aber keine Möglichkeit, diese zu bestimmen und wählt letztendlich $s_t = s_L$. Strahle wählt in seiner bedeutenden Arbeit [82] den in Gl. 2.44 gezeigten Ansatz, ist sich jedoch bewusst, dass zwar f_c von der Fluidmechanik dominiert sein muss, jedoch aufgrund von Chemieinflüssen deren Bestimmung schwierig sein wird.

Manche Autoren wie Abugov et al. [1], Rajaram & Lieuwen [68], Rajaram et al. [70] oder Shivashankra et al. [77] diskutieren Ansätze, bei denen geometrische Größen, in der Regel der Düsendurchmesser, als charakteristische Länge gewählt werden. Sie finden jedoch, dass diese Ansätze die Abhängigkeiten bezüglich Änderungen in der Flammencharakteristik nicht voll wiedergeben können.

Ein von Gl. 2.44 abweichender Ansatz wurde von Wäsle et al. [98] gefunden und in der Literatur von Rajaram et al. [66] bestätigt. Dabei wird f_c nicht aus zeitmaßbestimmenden Größen, sondern mit Hilfe von globalen Parametern

$$f_c = \frac{u_{bulk}}{L_{fl}} \quad (2.45)$$

bestimmt. Dabei ist L_{fl} die Flammenlänge und u_{bulk} die Blockprofilgeschwindigkeit am Düsenaustritt. Die Flammenlänge wird experimentell als die Position der maximalen Intensität der Chemilumineszenz $z_{OH^*,max}$ interpretiert, da diese exakter zu bestimmen ist. Dadurch, dass $z_{OH^*,max}$ näher am Düsenaustritt liegt und somit geringere Werte als L_{fl} aufweist, muss bei der experimentellen Bestimmung von f_c ein konstanter Faktor von $L_{fl} \approx 1.5 \cdot z_{OH^*,max}$ berücksichtigt werden (Abschnitt 4.2.4).

Die Diskussion bezüglich der Bestimmung von f_c zeigt, dass hier noch Forschungsbedarf herrscht, um neben dem Turbulenz- auch den Chemieeinfluss auf die charakteristische Frequenz der Lärmspektren zu erfassen. Der Vorteil von Gl. 2.45 liegt darin, dass die Charakteristik der turbulenten Flamme indirekt über die Flammenlänge, die sich aufgrund der turbulenten Geschwindigkeitsschwankung und der laminaren Brenngeschwindigkeit einstellt, erfasst wird.

Kohärenzvolumen

Die Bestimmung des Kohärenzvolumens wurde in der Literatur kontrovers diskutiert. Auch hier wurde frühzeitig erkannt, dass die Größe der in sich voll kohärenten Quellen eng an die turbulente Struktur gekoppelt ist und durch ein Kugelvolumen

$$V_{coh} \propto l_q^3 \quad (2.46)$$

mit einem Längenmaß l_q dargestellt werden kann. Jedoch darf auch hier der Chemieeinfluss nicht vernachlässigt werden, was zu einer Vielzahl unterschiedlicher Ansätze geführt hat. Während Bragg [6] noch einen rein auf der laminaren Flammendicke basierten Ansatz mit $l_q \approx \delta_L$ wählt, schlägt Strahle [81] erstmals eine Kombination aus Turbulenz- und Chemiegrößen vor:

$$V_{coh} = C_{coh} \delta_L^{3-n} l_t^n. \quad (2.47)$$

Die Konstante C_{coh} wird nicht weiter definiert, für n wird ein Bereich $0 \leq n \leq 2$

angegeben. Schlussendlich gibt Strahle an, dass $V_{coh} \propto \mathcal{O}(l_t^3)$ entspricht.⁵ In einer weiteren Veröffentlichung nennt Strahle [83] wiederum

$$V_{coh} = \delta_L \cdot l_t^2 \quad (2.48)$$

aus Gl. 2.47 mit $n = 2$, weist allerdings darauf hin, dass es sich hier um einen Spezialfall handelt. Fasst man die Arbeiten von Strahle zusammen, wird schnell deutlich, wie unsicher die Vorstellungen von der Natur des Kohärenzvolumens gewesen sind.

Hassan [21] schlägt als charakteristische Länge

$$l_q = (\delta_L \cdot D)^{1/2} \quad (2.49)$$

vor, also ein quadratisches Mittel aus Düsendurchmesser und laminarer Flammendicke.

Der Gruppe um Kok [36–38] gelingt eine Reproduktion ihrer Experimente nur, indem als Längenmaß der Brennkammerdurchmesser mit $l_q = 100\text{mm}$ [36] gewählt wurde, obwohl im theoretischen Ansatz das integrale Längenmaß enthalten ist. Dieser Wert weicht erheblich von den integralen Längenmaßen ab, die sich aus [36] zu $l_t = 4.8 \dots 6.5\text{mm}$ bestimmen lassen.⁶

Einen besonders wichtigen Beitrag zur Bestimmung der Kohärenz der Wärmefreisetzung leisteten Boineau et al. [4, 5], indem sie erstmals das Kohärenzvolumen direkt experimentell bestimmten. Dabei wurde die Lichtemission der CH^* -Radikale mit Hilfe eines traversierten und eines orstfesten Photomultipliers erfasst und korreliert. Unter der Annahme, dass die Lichtemission mit der Wärmefreisetzung korreliert, gelang Boineau et al. die Bestimmung eines Wärmefreisetzungslängenmaßes. Es wird keine Angabe über die Form des Kohärenzvolumens gemacht. Stattdessen wird der Korrelationskoeffizient über das Flammenvolumen aufintegriert. Eine Gaußfunktion beschreibt den Verlauf des Korrelationskoeffizienten über dem Separationsabstand r der bei-

⁵Folglich ist $n = 3$, obwohl das zuvor ausgeschlossen war.

⁶Siehe Tabelle 3.2 dort.

den Sensoren:

$$\Gamma(r) = e^{-\pi\left(\frac{r}{l_q}\right)^2} \quad (2.50)$$

Aus Gl. 2.50 lässt sich das Wärmefreisetzungslängenmaß bestimmen. Dieser Ansatz entspricht der Beschreibung des turbulenten Längenmaßes l_t nach Hinze [25], jedoch fehlt bei Boineau ein Faktor $1/4$ in der Exponentialfunktion. Vergleicht man die beiden Ansätze, findet sich der Zusammenhang $l_q = 2 \cdot l_t$. Aus den in der Veröffentlichung gezeigten Daten und Diagrammen lässt sich vermuten, dass Boineau et al. [5] den Durchmesser der Kohärenzvolumina und nicht den Radius bestimmt hat.

Aus den gezeigten Ansätzen geht hervor, dass bei der Bestimmung des Kohärenzvolumens nicht alleine die Struktur der Turbulenz, sondern auch die Eigenschaften der Flamme berücksichtigt werden müssen. Die in Gl. 2.34 definierte turbulente Flammendicke δ_t wird dieser Anforderung gerecht. Folglich wird als Wärmefreisetzungslängenmaß $l_q = \delta_t$ gewählt. Die Messungen von Boineau et al. [4, 5] untermauern diese Annahme, da das erfasste und ausgewertete Chemilumineszenzsignal mit der Wärmefreisetzung korreliert und diese wiederum an die Turbulenz gekoppelt ist. Somit erfassten Boineau et al. weniger das integrale Längenmaß l_t , als vielmehr die turbulente Flammendicke δ_t .

2.4.2.3 Ein thermodynamisches Modell

Als Meilenstein der Lärmmodellierung ist die Arbeit von Strahle [82] zu werten, in der der Grundstein zur Beschreibung von Verbrennungslärm mit Hilfe einer *Effizienzgradkette* gelegt wurde. Mit Hilfe einfacher thermodynamischer Ansätze gelingt ihm die Beschreibung der integralen Lärmproduktion. Dabei wird zuerst die Obergrenze für die Produktion von akustischer Leistung ermittelt, indem eine voll kohärente, harmonisch schwingende Flamme angenommen wird. Im nächsten Schritt berücksichtigt er die Kohärenz der Flamme, indem er das Verhältnis des mit Gl. 2.48 berechneten Kohärenzvolumens zum Flammenvolumen bildet. Die integrale akustische Leistung berechnet er wie

folgt:

$$P_{ac} = \frac{\pi (\gamma - 1)^2}{2 \rho_0 c_0^5} \cdot f_c^2 \cdot P_{th}^2 \cdot \frac{V_{coh}}{V_{fl}}. \quad (2.51)$$

Gl. 2.51 beinhaltet zwei wichtige Eigenschaften lärmproduzierender Flammen. Die produzierte Leistung steigt quadratisch mit der Frequenz an, da der Energieinhalt einer Schwingung in einem angenommenen Zeitintervall mit der Frequenz zunimmt. Eine Flamme mit hochfrequenter Charakteristik ist somit bedeutend lauter als eine niederfrequente Flamme. Weiterhin ist der Einfluss der räumlichen Kohärenz zu erkennen, der über das Verhältnis V_{coh}/V_{fl} erfasst wird. Je kohärenter die Wärmefreisetzung, desto größer die akustische Leistung. Zu bedenken für die spätere Herleitung der Effizienzgradkette in Abschnitt 2.6 ist jedoch, dass in Gl. 2.51 der Effekt der zeitlichen Kohärenz (Gln. 2.13 und 2.14) nicht berücksichtigt wird, wodurch die akustische Leistung überschätzt wird. Die charakteristische Frequenz f_c bestimmt Strahle nach Gl. 2.44 mit der damit verbundenen Einschränkung des Gültigkeitsbereichs auf Flammen mit hohen Damköhlerzahlen.

Der in Gl. 2.51 vorgestellte Ansatz bildet die Basis für nahezu alle späteren Ansätze zur Lärmmodellierung, wie z.B. von Boineau et al. [4, 5], Klein [36] oder Rajaram et al. [66] und fließt auch in dieser Arbeit in die Modelle zur Lärmvorhersage ein.

2.4.2.4 Spektraler Charakter

Die bis zum Ende des vorherigen Jahrhunderts entstandenen Arbeiten zum Verbrennungslärm fasst Strahle [83] in einer Übersicht der unterschiedlichen Gebiete (Rakete, Dieselmotor, Turbomaschinen und Industriefeuerungen) zusammen und zieht ein Fazit: Die dem Verbrennungslärm unterlegte Physik ist so gut verstanden, dass zumindest der Einfluss einiger Entwurfsparameter auf die Lärmproduktion vorhergesagt werden kann. Es ist jedoch noch nicht möglich, spektral aufgelöste Lärminformation zu gewinnen, da das Wissen über die Turbulenz in der Flamme zu gering ist.

Durch ständig verbesserte Messtechnik, vor allem aber durch ein besseres Verständnis der turbulenten Verbrennung, setzte sich vor allem in den letzten Jahren des vergangenen Jahrhunderts eine neue Betrachtungsweise zur Beschreibung von Verbrennungslärm durch, wo nicht nur die integrale akustische Leistung und eine charakteristische Frequenz bestimmt, sondern auch der spektrale Charakter beschrieben wurde.

Clavin & Siggia [8] gelang in einer rein theoretischen Arbeit die von Abugov et al. [1] experimentell gefundene Proportionalität im Inertialbereich $P_{ac,f} \propto f^{-5/2}$ vorherzusagen. Sie ziehen die Arbeiten von Peters [56] zur Verbrennungsmodellierung heran. Zur Beschreibung von Verbrennungslärm verwenden sie den Ansatz einer fraktalen Flammenfront. Dabei wird von einer Selbstähnlichkeit der Flammenfront für Längenmaße zwischen dem integralen Längenmaß und dem Gibsonmaß ausgegangen. Clavin & Siggia bilden Spektren im Wellenzahlraum und überführen diese mit einer Frequenz-Wellenzahl-Abbildung in den Frequenzraum.

Shivashankra et al. [77] setzten eine Kreuzkorrelationsmesstechnik ein und zeigten damit eine gute Übereinstimmung zwischen der spektralen Zeitableitung des C_2^* -Chemilumineszenzsignals und der Druckfluktuation im Fernfeld. In Abbildung 2.11 sind die gemessenen Spektren dargestellt. Diese Ergebnisse verdeutlichen die Kopplung der spektralen Wärmefreisetzung mit dem emittierten Lärmspektrum.

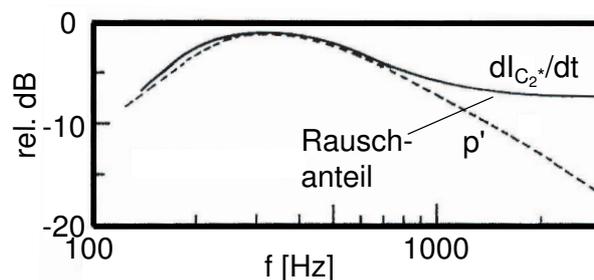


Abbildung 2.11: Spektrale Korrelation zwischen C_2^* -Chemilumineszenz und Druckfluktuation (aus [77]).

Die Arbeiten von Boineau et al. [4, 5] haben den kohärenten Charakter der Wärmefreisetzungquelle zum Fokus und formulieren die Quelle mit Hil-

fe einer Kohärenzfunktion im Orts- und Zeitbereich. Zur Validierung dieses Modells werden zeitauflösende Photomultiplier eingesetzt, die orts aufgelöst⁷ messen und traversiert werden können. Aus den Zeitreihen wird die orts- und zeitabhängige Kohärenzfunktion Γ gewonnen und über das Flammenvolumen integriert. Die Autoren merken in ihrer Zusammenfassung an, dass zwar die Kohärenzmethode im Experiment zu guten Ergebnissen geführt hat, der theoretische Hintergrund zu Γ jedoch noch mehr vertieft werden muss.

Die Gruppe um Kok [36–38] geht einen neuen Weg und wendet zum ersten Mal auch numerische Methoden an. So wird versucht, aus RANS-Daten⁸ Verbrennungslärm vorherzusagen und mit Experimenten zu vergleichen. Fokus dieser Arbeit ist die Beschreibung des Wärmefreistzungsquellterms auf Basis turbulenter Fluktuationen. Es werden nicht-vorgemischte Flammen untersucht, wobei die Modellierung auf dem *mixed-is-burnt*-Ansatz beruht. Der spektrale Wärmefreisetzungsquellterm wird basierend auf dem Turbulenzspektrum im Wellenzahlraum modelliert in den Frequenzraum über eine einfache Taylorhypothese transformiert. Insgesamt gelingt eine gute Übereinstimmung von Simulation und Experiment, allerdings nur mit der bereits in Abschnitt 2.4.2.2 erwähnten unzufriedenstellenden Annahme für das Längemaß.

2.4.3 Zusammenfassung des Literaturüberblicks

Der Rückblick über die in den vergangenen Jahrzehnten publizierten Arbeiten zur Beschreibung und Vorhersage von Verbrennungslärm zeigt, dass grundlegende Mechanismen und Charakteristika bereits sehr früh verstanden waren. Dazu gehören die Dominanz der Wärmefreisetzung im Vergleich zur Strömung als Lärmquelle, der Monopolcharakter der Schallabstrahlung und die Beschreibung der Flamme als eine Ansammlung N unabhängiger, voll kohärenter, in Amplitude und Frequenz jedoch unterschiedlicher Quellen.

⁷Diese Aussage ist kritisch zu bewerten, da das linsenoptische System, wie dort eingesetzt, tiefenintegrierend misst.

⁸RANS steht für *Reynolds Averaged Navier Stokes*.

Der von Strahle [82] vorgestellte thermodynamische Ansatz in Verbindung mit der Erkenntnis, dass sowohl räumliche, als auch zeitliche Kohärenzen in der Flamme berücksichtigt werden müssen [4, 5, 36], legt den Grundstock für die im Rahmen dieser Arbeit entstandenen und angewendeten Modelle.

Vor diesem Hintergrund konnte jedoch erst im vergangenen Jahrzehnt ein quantitativer Fortschritt erreicht werden, weil auf verbesserte Ansätze zur Modellierung turbulenter Verbrennung zurückgegriffen werden konnte. Auch die Validierung mit experimentellen Daten erfuhr aufgrund neuer Messtechniken massive Verbesserungen. Damit wird es möglich, eine präzise turbulenz- und chemiebasierte Formulierung für die in der Literatur bis dato nicht zufriedenstellenden Beschreibungen der charakteristischen Frequenz oder des Kohärenzvolumens zu finden.

Im nachfolgenden Abschnitt wird ein spektrales Vorhersagemodell präsentiert sowie das Modell von Strahle aufgegriffen und so verbessert, dass qualitative und quantitative Vorhersagen möglich werden.

2.5 Modellierung von spektralem Verbrennungslärm

Zur allgemeinen Beschreibung des Verbrennungslärms wird ein Ansatz gewählt, der auch bei einer Änderung des Verbrennungsregimes in der Lage ist, quantitative Vorhersagen des Lärmspektrums zu liefern [29]. Der gewählte Ansatz basiert auf der Modellierung des turbulenten Wärmefreisetzungsspektrums $\chi_q(f)$, welches, wie Gl. 2.15 zeigt, den Quellterm der spektralen akustischen Leistung bildet. Dabei wird ein Modell für die Wechselwirkung von Reaktion und Turbulenz gewählt, welches prinzipiell eine große Variation des Verbrennungsregimes zulässt. Der spektrale Charakter wird durch ein Modellspektrum für homogene, isotrope Turbulenz nach Gl. 2.28 beschrieben. Die Modellierung turbulenter Strömungen ist im Eulerschen Wellenzahlraum besser erforscht und die Eingangsgrößen zur Modellierung sind experimentell einfacher zu erfassen [91]. Aus diesem Grund wird der Quellterm im Eulerschen Wellenzahlraum formuliert und anschließend in den Lagrangeschen Frequenzraum transformiert.

Die Modellentwicklung wird bei Hirsch et al. [29] präsentiert. Die Modellvalidierung der einzelnen Annahmen wurde von Winkler [91] durchgeführt.

2.5.1 Modellierung der spektralen Wärmefreisetzung

Die spektrale Wärmefreisetzung $E_q(\kappa)$ lässt sich nach Gl. 2.38 aus dem Spektrum der Fortschrittsvariablen $E_{c'^2}(\kappa)$ bestimmen:

$$E_q(\kappa) = \rho_{mix} Y_{F,0} H_u \cdot C_D \frac{\epsilon}{k} E_{c'^2}(\kappa). \quad (2.52)$$

Wird nun zunächst angenommen, dass sich die Fortschrittsvariable als passiver Skalar verhält, also den turbulenten Fluktuationen perfekt folgt, lässt sich aus dem in Gl. 2.28 gezeigten Modellspektrum für turbulente Strömungen nach Tennekes & Lumely [85] und Gl. 2.52 die spektrale Wärmefreisetzung herleiten [29, 91]:

$$E_q(\kappa) = \bar{q} \frac{C_s C_D}{\alpha} \cdot \alpha \frac{\epsilon^{2/3}}{k} \kappa^{-5/3} \cdot \exp\left(-\frac{3}{2} (\pi \beta \alpha^{1/2} (\kappa l_t)^{-4/3} + \alpha (\kappa \eta_c)^{4/3})\right). \quad (2.53)$$

Diese skaliert mit der mittleren Wärmefreisetzungsdichte \bar{q} . Die spektrale Verteilung ist direkt an die isotrope Turbulenz gekoppelt und weist aus diesem Grund im Inertialbereich den $\kappa^{-5/3}$ Abfall auf. Das Spektrum wird an der *cut-off*-Wellenzahl $\kappa = 1/\eta_c$ tiefpassgefiltert. Im Falle eines passiven Skalars endet der Gleichgewichtsbereich am Kolmogorovmaß $\eta_c = l_{kol}$ (siehe Abschnitt 2.2), ab dem die Diffusionslänge größer wird als die Wirbelgröße.

Die Annahme eines passiven Skalars verliert für sehr hohe laminare Brenngeschwindigkeiten ihre Gültigkeit. Die Flammenfront entwickelt eine *Eigendynamik*, die der Turbulenz entgegenwirkt. Dem aktiven Verhalten der Flammenfront wird Rechnung getragen, indem das Gibsonmaß als Kriterium für den Tiefpassfilter das Kolmogorovmaß ersetzt (Abschnitt 2.5.2).

Wird das chemische Zeitmaß im Verhältnis zum turbulenten Zeitmaß sehr groß, beginnt sich die Flammenfront aufzulösen bis das Regime des idealen Rührreaktors erreicht ist, in dem keine Wärmefreisetzungsfuktuationen mehr stattfinden. Diese *Dämpfung* der Amplituden über alle Skalen der Energiekaskade muss ebenfalls im Modell berücksichtigt werden, was über die Funktion C_s in Gl. 2.53 erreicht wird (Abschnitt 2.5.3).

Die Bestimmung der akustischen Leistung nach Gl. 2.15 erfolgt im Frequenzraum. Die spektrale Wärmefreisetzung aus Gl. 2.53 wird im Wellenzahlraum modelliert. Somit wird eine Skalierung der Wellenzahl (Eulerraum) auf die Frequenz (Lagrangeraum) notwendig (Abschnitt 2.5.4).

2.5.2 Aktiver Skalar für schnelle Chemie

Flammen mit hohen laminaren Brenngeschwindigkeiten entwickeln eine Eigendynamik. Die Turbulenz ist nicht mehr in der Lage, die Flamme unterhalb eines gewissen Längenmaßes zu falten. Das Gibsonmaß l_G [57] spezifiziert den in diesem Fall aktiv werdenden Tiefpassfilter:

$$l_G = \frac{s_L^3}{\epsilon} = \left(\frac{s_L}{u'_{rms}} \right)^3 \cdot l_t. \quad (2.54)$$

Falls

$$C_G \cdot l_G > l_{kol} \quad (2.55)$$

mit $C_G = 3$ [29,91] erfüllt ist,⁹ endet der Inertialbereich der spektralen Wärmefreisetzung an der Wellenzahl $\eta_c = C_G \cdot l_G$.

2.5.3 Dämpfung der Varianz bei niedrigen Damköhlerzahlen

Die Skalierungsfunktion C_s korrigiert die Varianz der Wärmefreisetzung im Falle langsamer Chemie und ermöglicht auf diese Weise die Anwendung des Modells zur Lärmvorhersage auch für Flammen mit niedriger Damköhlerzahl. Die Bestimmung von C_s basiert auf dem Verbrennungsmodell nach Schmid [74, 75]. Eine detaillierte Beschreibung zur Vorgehensweise ist bei Hirsch et al. [29] und Winkler [91] zu finden.

Die Skalierungsfunktion C_s wird aus dem Verhältnis der tatsächlichen Varianz $\overline{c'^2}(\text{Da}_s)$ zur maximalen Varianz $\overline{c'^2}(\text{Da}_s \rightarrow \infty)$ der Fortschrittsvariablen gebildet:

$$C_s = \frac{\alpha}{C_D} \frac{\overline{c'^2}(\text{Da}_s)}{\overline{c'^2}(\text{Da}_s \rightarrow \infty)} = \frac{\alpha}{C_D} \left(\frac{\frac{s_L}{u'_{rms}} + (1 + \text{Da}_s^{-2})^{-1/4}}{\frac{s_L}{u'_{rms}} + 1} \right)^2. \quad (2.56)$$

In Abbildung 2.12 ist der Verlauf von C_s über der Damköhlerzahl dargestellt. Für $\text{Da}_s > 5$ nimmt C_s annähernd den Maximalwert von $\alpha/C_D = 0.75$ an. Am Übergang zum idealen Rührreaktor bei $\text{Da}_s \approx 1$, wirkt sich die Dämpfung der Varianz bereits merklich aus und liegt bei $C_s = 0.54$. Die Funktion C_s dämpft unabhängig von der Wellenzahl die Amplitude aller Wellenzahlen im Spektrum gleichermaßen.

⁹Die Konstante $C_G = 3$ wurde experimentell bestimmt, indem Lärmspektren von Flammen mit unterschiedlichem Wasserstoffanteil im Brennstoff ausgewertet wurden.

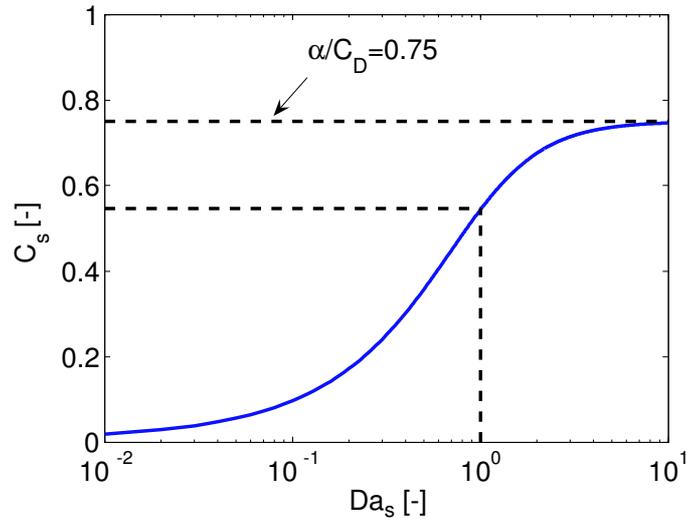


Abbildung 2.12: Verlauf der Skalierungsfunktion C_s halblogarithmisch über der Damköhlerzahl aufgetragen.

2.5.4 Frequenz-Wellenzahl-Abbildung

Die spektrale Wärmefreisetzung $E_q(\kappa)$ nach Gl. 2.53 wurde im Wellenzahlraum modelliert und muss in den Frequenzraum $\chi_q(\omega)$ transformiert werden. Nach Tennekes & Lumley [85] können $E_q(\kappa)$ und $\chi_q(\omega)$ im Inertialbereich skaliert werden mit

$$E_q(\kappa) = \alpha \epsilon^{2/3} \kappa^{-5/3} \quad (2.57)$$

und

$$\chi_q(\omega) = \alpha^{3/2} \epsilon \omega^{-2} \quad (2.58)$$

mit der Konstanten $\alpha = 1.5$. Bei der Abbildung vom Wellenzahl- in den Frequenzraum muss die spektrale Energie erhalten bleiben, was nachfolgend anhand eines Wellenzahl-, bzw. Frequenzbins¹⁰ gezeigt wird:

$$\int_{\kappa}^{\kappa_1} E_q(\kappa) d\kappa = \int_{\omega}^{\omega_1} \chi_q(\omega) d\omega. \quad (2.59)$$

¹⁰Der Begriff *bin* stammt aus der FFT-Analyse und bezeichnet den energetischen Inhalt eines diskreten Frequenzbands.

Die Integration von Gl. 2.59 ergibt [29]

$$\frac{3}{2}\kappa E_q(\kappa) = \omega \chi_q(\omega). \quad (2.60)$$

Aufgrund des mit der Wellenzahl stark fallenden Energieinhalts im Inertialbereich kann angenommen werden, dass $E(\kappa_1) = E(\kappa_1 \rightarrow \infty) = 0$ wird und somit die obere Integrationsgrenze vernachlässigt werden kann. Dasselbe gilt für $\chi_q(\omega_1)$.

Durch Einsetzen der Gln. 2.57 und 2.58 in Gl. 2.60 erhält man für isotrope, homogene Turbulenz unter Berücksichtigung der Energieerhaltung im Euler- und Lagrangeraum folgenden Zusammenhang zwischen der Frequenz $\omega = 2\pi f$ und der Wellenzahl κ [85]:

$$\omega = \frac{3}{2}\alpha^{1/2}\epsilon^{1/3}\kappa^{2/3}. \quad (2.61)$$

Die in Gl. 2.61 enthaltene Dissipation ϵ lässt sich dimensionsrichtig auch als das Verhältnis des turbulenten Längenmaßes zu einem charakteristischen Zeitmaß beschreiben:

$$\epsilon = \frac{l_t^2}{\tau_c^3}. \quad (2.62)$$

In der ursprünglichen Formulierung entspricht das charakteristische Zeitmaß τ_c dem turbulenten Zeitmaß der Strömung. Da jedoch im Falle von Wärme-freisetzung die Charakteristik der turbulenten Flamme dominiert, wird das Zeitmaß von der Durchgangszeit durch die Flamme bestimmt. Deswegen wird τ_c als

$$\tau_c = \frac{\delta_t}{C_D \cdot s_t} \quad (2.63)$$

mit der Konstanten $C_D = 2$ formuliert. Ebenso wird als Längenmaß in Gl. 2.62 die turbulente Flammendicke δ_t benutzt.

Aus den Gln. 2.61, 2.62 und 2.63 ergibt sich für κ folgender Zusammenhang:

$$\kappa = \left(\frac{3}{2}\right)^{3/2} \frac{(2\pi)^{3/2}}{\delta_t \cdot \alpha^{3/4}} \cdot (f \tau_c)^{3/2}. \quad (2.64)$$

Das Zeitmaß τ_c und die turbulente Flammendicke δ_t legen die Skalierung zwischen Wellenzahl und Frequenz fest.

2.5.5 Bestimmung der spektralen akustischen Leistung

Mit den vorstehend beschriebenen Ansätzen wird nun die spektrale akustische Leistung berechnet. Diese setzt sich zusammen aus

- der Modellierung eines Wärmefreisetzungsquellterms als passiven Skalar der Turbulenz,
- einer Korrektur im hochfrequenten Anteil des Spektrums, für den Fall einer Flamme mit starker Eigendynamik,
- der Dämpfung der Varianz des Gesamtspektrums aufgrund langsamer Chemie,
- einer Frequenz-Wellenzahl-Abbildung zur Transformation von Euler- in Lagrangespektren.

Um den in Gl. 2.15 enthaltenen Quellterm $\chi_q(f)$ zu erhalten, muss berücksichtigt werden, dass in Gl. 2.60 die spektrale Wärmefreisetzung noch über der Kreisfrequenz ω formuliert ist. Die erforderliche Substitution [51] führt dazu, dass der Zähler von Gl. 2.65 einen zusätzlichen Faktor 2π enthält. Der spektrale Wärmefreisetzungsquellterm kann nun formuliert werden:

$$\chi_q(f) = \frac{3 \kappa E_q(\kappa) 2\pi}{2 \cdot 2\pi f}. \quad (2.65)$$

Eingesetzt in Gl. 2.15 ergibt sich für die spektrale akustische Leistung

$$P_{ac,f}(f) = \frac{1}{4\pi \rho_0 c_0} \left(\frac{\gamma-1}{c_0^2}\right)^2 \int_{V_{fl}} (2\pi f)^2 \cdot \left(\frac{3 \kappa E_q(\kappa) 2\pi}{2 \cdot 2\pi f}\right)^2 \cdot V_{coh} dV \quad (2.66)$$

mit der Abbildungsvorschrift für die Wellenzahl κ nach Gl. 2.64 und dem Wärmefreisetzungsspektrum nach Gl. 2.53.

2.5.6 Eingangsgrößen in das Spektralmodell

Die Wirkungsweise des spektralen Feldmodells nach Gl. 2.66 veranschaulicht Abb. 2.13.

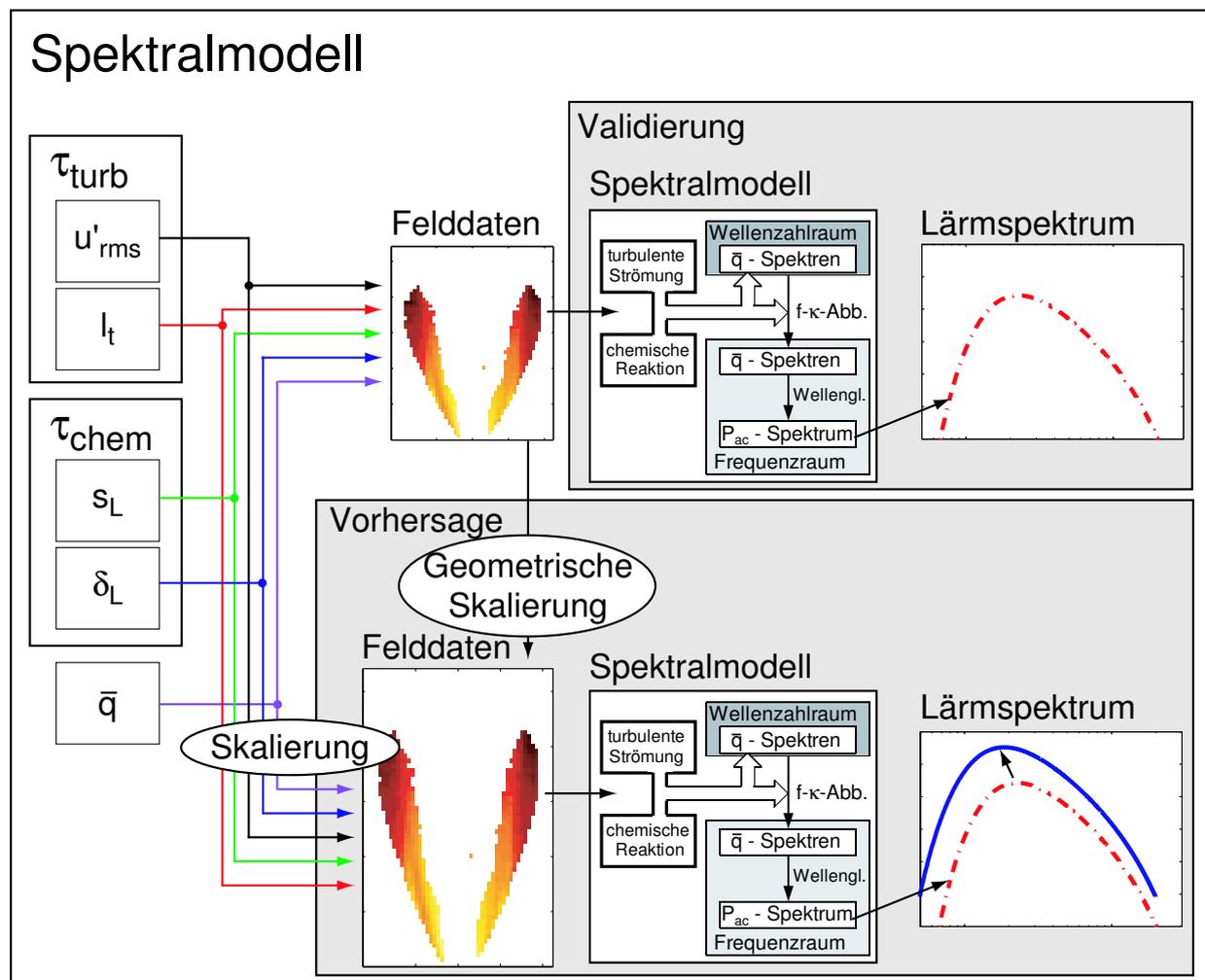


Abbildung 2.13: Flussdiagramm zur Visualisierung der in das Spektralmodell eingehenden Größen. Die Systematik des Spektralmodells wurde aus [91] entnommen.

Hier gehen neben den Felddaten für das turbulente Zeitmaß nach Gl. 2.29 und das chemische Zeitmaß nach Gl. 2.30 auch die planare Verteilung der mittleren Wärmefreisetzungsdichte ein. Diese Größen, die aus Messungen oder CFD-Berechnungen [28] stammen können, werden über das Flammenvolumen aufintegriert, woraus sich das integrale Lärmspektrum ergibt. Eine Validierung des berechneten Spektrums mit Messdaten ist möglich.

Eine Anwendung des Spektralmodells ist die Vorhersage des Lärmspektrums ähnlicher Flammen durch Skalierung der Eingangsgrößen oder der Geometrie, wie im unteren Teil von Abb. 2.13 angedeutet und in Kapitel 7.3 gezeigt wird.

2.6 Effizienzgradkette

Mit dem im vorangegangenen Abschnitt entwickelten Modell ist es möglich, ausgehend von Feldverteilungen der Turbulenz- und Chemiegrößen Lärmspektren zu berechnen. In der Literatur hat sich daneben eine Vorgehensweise etabliert, bei der die Charakteristiken von Verbrennungslärm, nämlich die integrale Schallleistung und die charakteristische Frequenz, mit Hilfe von Umsetzungsgraden beschrieben wird. Dieses Modell der *Effizienzgradkette* basiert auf Gl. 2.51. Aufgrund der guten Anschaulichkeit des Ansatzes wird er auch im Rahmen dieser Arbeit zur vereinfachten Vorhersage von Verbrennungslärm angewendet. Die Effizienzgradkette unterscheidet sich vom Spektralmodell durch den integralen Ansatz. Es kommen keine orts aufgelösten Daten, sondern mittlere, die Flamme beschreibende Größen, zum Einsatz.

Es wird vorgeschlagen, den Gesamtumsetzungsgrad η_{ac} nach Gl. 2.41 in drei Teile aufzuteilen, um die lärmrelevanten Effekte zu separieren und getrennt zu diskutieren [95, 99]:

$$\eta_{ac} = \eta_{th} \cdot \eta_{coh} \cdot \eta_{per}. \quad (2.67)$$

In Abb. 2.14 ist die Kopplung zwischen Spektralmodell und Effizienzgradkette schematisch dargestellt. Drei Effekte beeinflussen die Lärmproduktion maß-

geblich und werden durch die einzelnen Umsetzungsgrade repräsentiert:

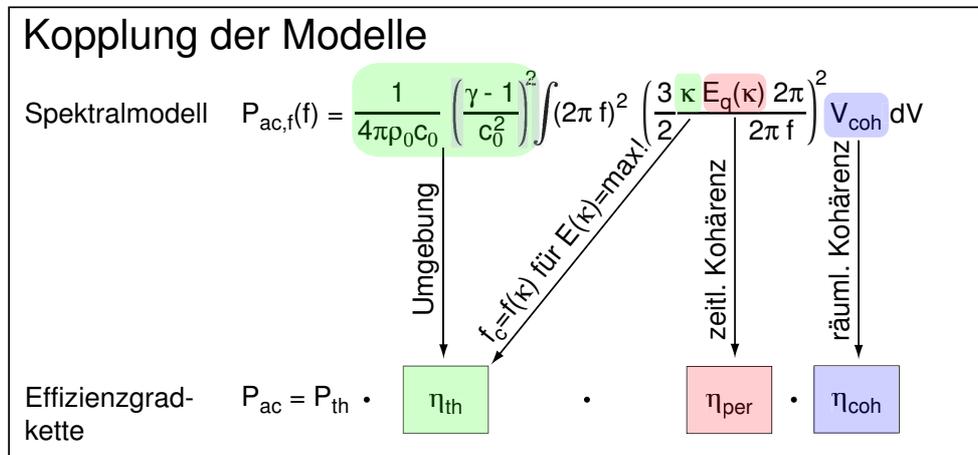


Abbildung 2.14: Gegenüberstellung des Spektralmodells und der Effizienzgradkette.

- Je höher die *charakteristische Frequenz* f_c der Flamme ist, desto mehr Leistung wird produziert, da der Energieinhalt eines konstanten Zeitintervalls quadratisch mit der Frequenz ansteigt. In der Literatur herrscht ein breiter Konsens darüber, dass f_c von der turbulenten Strömung maßgeblich beeinflusst wird, der Effekt der chemischen Reaktion jedoch nicht vernachlässigt werden darf (z.B. [82]). Es wird angenommen, dass f_c mit den energietragenden Wirbeln der turbulenten Strömung in Verbindung steht. Somit entspricht die charakteristische Frequenz der Wellenzahl bei der die maximale Amplitude im Wellenzahlspektrum auftritt, also $f_c = f(\kappa)$ für $E(\kappa) = \max!$ gilt. Der Einfluss der Chemie auf f_c wird bei der erforderlichen Frequenz-Wellenzahl-Abbildung berücksichtigt. Unter der Annahme einer voll kohärenten Flamme, die Lärm auf einer Frequenz maximaler Energie emittiert, beschreibt der thermische Umsetzungsgrad η_{th} die Obergrenze mit der eine Flamme maximal Lärm produzieren kann (Abschnitt 2.6.1).
- Nur wenn ein gewisses Maß an *räumlicher Kohärenz* der Wärmefreisetzung vorliegt, kann die Flamme Lärm produzieren. Der Kohärenzumsetzungsgrad η_{coh} erfasst diesen Effekt und korrigiert somit die für η_{th} getroffene Annahme vollständiger Kohärenz (Abschnitt 2.6.2). Die Größe

der Kohärenzvolumina ist dabei über der Zeit konstant. Das Flammenvolumen setzt sich aus einer Anzahl N dieser Quellen zusammen.

- Obwohl sich räumliche und *zeitliche Kohärenz* nicht entkoppeln lassen, wurde der Effekt der zeitlichen Kohärenz, also die zeitliche Veränderung der kohärenten Strukturen, auf die Lärmproduktion bislang nicht berücksichtigt, was dazu führte, dass Lärmprognosen, wie z.B. bei Strahle [81], den Flammenlärm stark überschätzten. Zu jedem Zeitpunkt kann die Flamme nur aus N Quellen bestehen. Diese Quellen durchlaufen eine zeitliche Entwicklung. Während die Quellen stromab konvektieren, ändern sich ihre Form und Größe. Aufgrund der periodischen Anordnung der Quellen in der Flamme löschen sich die Quellen teilweise gegenseitig aus. Somit ist einerseits die zeitliche Veränderung der Quellen überhaupt für die Lärmproduktion verantwortlich, andererseits wird die Lärmproduktion aufgrund des periodischen Auftretens der Quellen teilweise gedämpft. Im Rahmen dieser Arbeit wurde der aufgrund der Periodizität der Quellen mit η_{per} bezeichnete Umsetzungsgrad erstmals von Wäsle et al. [99] und Winkler et al. [95] formuliert und experimentell bestimmt (Abschnitt 2.6.3).

Mit der vorliegenden Arbeit gelang durch die Einführung des dritten Umsetzungsgrads η_{per} der Brückenschlag zwischen dem in Abschnitt 2.5 vorgestellten Spektralmodell und dem in der Literatur populären Ansatz der Effizienzgradkette, die nachfolgend genauer erläutert wird.

2.6.1 Theoretische Obergrenze

Der thermische Umsetzungsgrad η_{th} erfasst die theoretische Obergrenze der Lärmproduktion der Flamme. Zur Abschätzung der maximal produzierbaren akustischen Leistung wird angenommen, dass das gesamte Flammenvolumen voll kohärent ist, also $V_{coh} = V_{fl}$ gilt. Weiterhin wird angenommen, dass die gesamte Wärmefreisetzung harmonisch mit einer Frequenz f_c oszilliert und die akustische Leistung tonal emittiert wird, wie in Abb. 2.15 dargestellt. Der Verbrennungsprozess ist rein turbulenzdominiert, die Flammenfront folgt der turbulenten Geschwindigkeitsfluktuation passiv und fluktuiert

mit der Varianz einer harmonischen Schwingung. Die charakteristische Frequenz f_c korrespondiert mit der Wellenzahl am Maximum der Amplitude im Wellenzahlraum, worauf in Abschnitt 2.6.1.2 eingegangen wird.

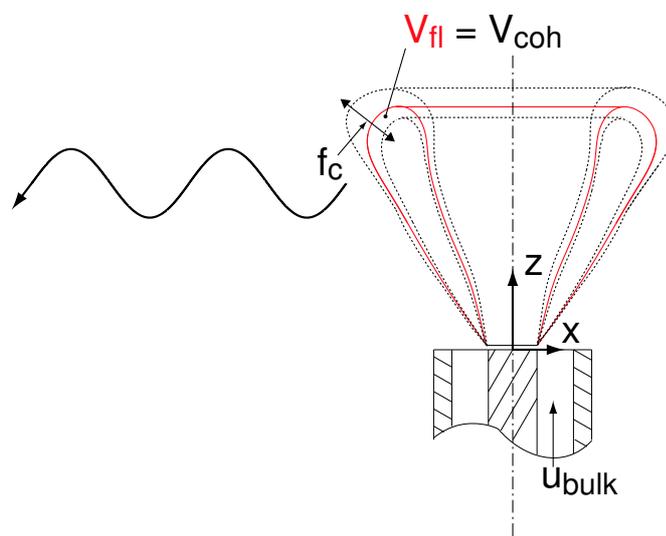


Abbildung 2.15: Maximal mögliche Lärmemission der Flamme. Die Volumenschwankung ist voll kohärent und harmonisch.

2.6.1.1 Der thermische Umsetzungsgrad

Es wird angenommen, dass die Wärmefreisetzungsfluktuation mit

$$q'(t) = \bar{q} \cdot \sin(2\pi f_c \cdot t) \quad (2.68)$$

als harmonische Schwingung beschrieben wird und die Wärmefreisetzung $q(t) = \bar{q} + q'(t)$ Werte zwischen $0 \leq q(t) \leq 2\bar{q}$ annimmt. Damit wird die theoretische akustische Leistung $P_{ac,theo}$ nach Gl. 2.8 zu

$$P_{ac,theo} = \frac{1}{4\pi} \frac{(\gamma - 1)^2}{\rho_0 c_0^5} \underbrace{\bar{q}^2 V_{fl}^2}_{=P_{th}^2} \overline{\left(\frac{\partial}{\partial t} \sin(2\pi f_c \cdot t) \right)^2}. \quad (2.69)$$

Mit

$$\frac{\partial}{\partial t} \sin(2\pi f_c \cdot t) = \cos(2\pi f_c \cdot t) \cdot 2\pi f_c \quad (2.70)$$

und der Varianz der harmonischen Schwingung

$$\overline{\cos^2(2\pi f_c \cdot t)} = \frac{1}{2} \quad (2.71)$$

lässt sich die Obergrenze der Schallproduktion bestimmen:

$$\eta_{th} = \frac{P_{ac,theo}}{P_{th}} = \frac{\pi (\gamma - 1)^2}{2 \rho_0 c_0^5} \cdot f_c^2 \cdot P_{th}. \quad (2.72)$$

Neben den Umgebungsbedingungen ρ_0 , c_0 und dem Isentropenexponenten γ geht f_c quadratisch und die thermische Leistung linear in den Umsetzungsgrad ein. Je hochfrequenter die Flamme Lärm emittiert, desto effizienter wird die Lärmproduktion. Die exakte Bestimmung von f_c ist entscheidend für eine zuverlässige Vorhersage der integralen akustischen Leistung und wird im Folgenden diskutiert.

2.6.1.2 Charakteristische Frequenz

Mit den im Rahmen des Spektralmodells gewonnenen Erkenntnissen ist es möglich, die charakteristische Frequenz zu bestimmen. In der Literatur wurde bislang die spektrale Bedeutung von f_c nicht diskutiert, da Ansätze wie z.B. von Bragg [6] oder Strahle [82] rein auf integrale Betrachtungsweisen beruhen. Andere Autoren wiederum versuchten die charakteristische Frequenz anhand von Mikrofonmessdaten zu interpretieren (z.B. die Gruppe um Lieuwen et al. [67, 70]), was jedoch nicht zum physikalischen Verständnis von f_c beitrug.

Unter der Annahme, dass die Turbulenz die Lärmproduktion maßgeblich beeinflusst, wird angenommen, dass die charakteristische Frequenz der Wellenzahl entspricht, an der im Wellenzahlspektrum $E_q(\kappa)$ die maximale Amplitude auftritt. Wie bereits von einigen Autoren [6, 66, 69, 79, 86] beobachtet,

müssen neben der Turbulenz auch Brennstoffeinflüsse berücksichtigt werden. Der Chemieeinfluss wird innerhalb der Frequenz-Wellenzahl-Abbildung nach Gl. 2.64 erfasst.

Die maximale Leistungsdichte im Wellenzahlspektrum markiert den Übergang des Produktions- in den Inertialbereich. Dies ist ein Charakteristikum für die energiereichsten Strukturen in der Strömung und wird bei Tennekes & Lumley [85] für die Wellenzahl mit $\kappa_{max} \approx 1.8 l_t$ angegeben. Mit Gl. 2.64 lässt sich diese Wellenzahl in den Frequenzraum überführen [92], indem κ_{max} eingesetzt

$$\kappa_{max} \approx 1.8 \cdot l_t = \left(\frac{3}{2}\right)^{3/2} \frac{1}{\delta_t} \frac{(2\pi)^{3/2}}{\alpha^{3/4}} \cdot (f_c \tau_c)^{3/2} \quad (2.73)$$

und die Gleichung nach f_c aufgelöst wird. Man erhält:

$$f_c \cdot \tau_c = \left(\frac{\alpha^{3/4}}{(2\pi)^{3/2}} \left(\frac{2}{3}\right)^{3/2} \cdot \frac{1.8 \cdot \delta_t}{l_t} \right)^{2/3}. \quad (2.74)$$

Mit $\alpha = 1.5$ und Gl. 2.63 für τ_c ergibt sich

$$f_c = \left(0.084 \cdot \frac{\delta_t}{l_t}\right)^{2/3} \frac{1}{\tau_c} = \left(0.084 \cdot \frac{\delta_t}{l_t}\right)^{2/3} \frac{C_D \cdot s_t}{\delta_t}, \quad (2.75)$$

mit $C_D = 2$. In Gl. 2.75 ist aufgrund der turbulenten Brenngeschwindigkeit s_t (Gl. 2.33) und turbulenten Flammendicke δ_t (Gl. 2.34) sowohl der Turbulenz- als auch der Chemieeinfluss erfasst.

Geht die Damköhlerzahl $Da \rightarrow \infty$, was der Annahme schneller Chemie entspricht, kann Gl. 2.75 in den von Strahle vorgeschlagenen Proportionalitätsansatz (Gl. 2.44) überführt werden:

$$f_c \approx 0.4 \frac{s_t}{\delta_t} \approx 0.4 \frac{u'_{rms}}{l_t}. \quad (2.76)$$

Dabei ergibt sich eine Proportionalitätskonstante für Gl. 2.44 von $C_{fk} \approx 0.4$. Mit Gl. 2.75 liegt eine Formulierung vor, die asymptotisch dem Ansatz von Strahle entspricht, jedoch um Chemieeinflüsse erweitert und deren physikalischer Ursprung auf die energietragenden Strukturen in der Strömung bezogen werden konnte.

2.6.2 Räumliche Kohärenz

Der zweite in Gl. 2.67 enthaltene Umsetzungsgrad erfasst die *räumliche Kohärenz* der Wärmefreisetzung in der Flamme. Im vorangegangenen Abschnitt wurde von vollständiger Kohärenz der Flamme ausgegangen. In Abschnitt 2.1 wurde gezeigt, dass die räumliche Kohärenz der Wärmefreisetzung limitiert ist und mit einer Exponentialfunktion Γ beschrieben werden kann.

2.6.2.1 Der Kohärenzumsetzungsgrad

Zur besseren Veranschaulichung wird angenommen, dass sich das Flammenvolumen V_{fl} , wie in Abb. 2.16 dargestellt, aus N unabhängigen, in sich voll kohärenten Quellen zusammensetzt [6, 30, 37, 55, 81, 82]. Aufgrund des statistischen Ansatzes der Effizienzgradkette ist die Größe der Kohärenzvolumina an jeder Position der Flamme konstant,¹¹ beschrieben durch ein repräsentatives Wärmefreisetzungslängenmaß l_q . Dieses kann ebenso wie das turbulente Längenmaß l_t durch Integration von Korrelationskoeffizienten nach Gl. 2.23 bestimmt werden.

Abbildung 2.17 zeigt die planaren Korrelationskoeffizienten der Wärmefreisetzung $R_{q_1 q_2}$, gemessen mit traversierten Photomultipliern [99, 100]. Die Wärmefreisetzung an der festen Position $q(x_1 = 1D, z_1 = 1.1D, t)$ wird dabei mit der lokalen Wärmefreisetzung $q(x_2, z_2, t)$ korreliert. Der Bereich $0 < R_{q_1 q_2} \leq 1$, stellt ein Kohärenzvolumen dar. Es ist näherungsweise rotationssymmetrisch und somit isotrop. Auf die Bedeutung der Gebiete mit $R_{q_1 q_2} < 0$ wird später in Abschnitt 2.6.3 eingegangen.

¹¹Tatsächlich nimmt das integrale Längenmaß l_t entlang der Brennerachse kontinuierlich zu. Siehe hierzu [97], bzw. Abb. 4.17, links, in Abschnitt 4.3.

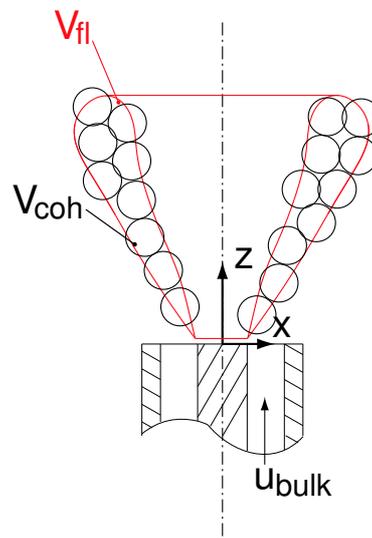


Abbildung 2.16: Zusammensetzung des Flammenvolumens aus N vollkohärenten, jedoch statistisch voneinander unabhängigen Kohärenzvolumina.

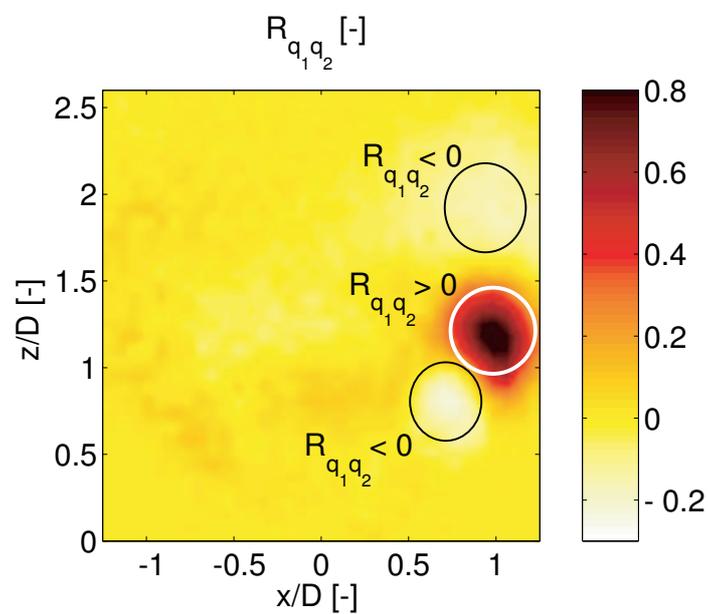


Abbildung 2.17: Lokale Korrelationskoeffizienten der Wärmefreisetzung [99].

Die gesamte abgestrahlte akustische Leistung P_{ac} setzt sich aus den akustischen Leistungen der kohärenten Einzelquellen $P_{ac,coh}$ zusammen:

$$P_{ac} = \sum_{n=1}^N P_{ac,coh}. \quad (2.77)$$

Die Anzahl N unabhängiger Quellen ergibt sich aus dem Verhältnis des Flammen- zum Kohärenzvolumen:

$$N = \frac{V_{fl}}{V_{coh}}. \quad (2.78)$$

Die akustische Leistung eines einzelnen kohärenten Volumens ist proportional zum Quadrat des Volumens (Gln. 2.6 und 2.8):

$$P_{ac,coh} \propto V_{coh}^2. \quad (2.79)$$

Setzt man die Gln. 2.78 und 2.79 in 2.77 ein, findet sich folgender Zusammenhang:

$$P_{ac} \propto V_{coh} \cdot V_{fl}. \quad (2.80)$$

Für die in Abschnitt 2.6.1 getroffene Annahme einer voll kohärenten Flamme ist die maximale akustische Leistung proportional zu:

$$P_{ac,max} \propto V_{fl}^2. \quad (2.81)$$

Die Effizienz der Flamme wird um das Verhältnis der tatsächlich produzierten akustischen Leistung (Gl. 2.80) zur maximal produzierbaren akustischen Leistung (Gl. 2.81) gemindert:

$$\eta_{coh} = \frac{P_{ac}}{P_{ac,max}} = \frac{V_{coh}}{V_{fl}}. \quad (2.82)$$

Um η_{coh} bestimmen zu können, müssen das Wärmefreisetzungslängemaß und daraus das Kohärenzvolumen bestimmt werden (Abschnitt 2.6.2.2). Das Flammenvolumen V_{fl} muss ebenfalls abgeschätzt werden (Abschnitt 2.6.2.3).

2.6.2.2 Kohärenzvolumen

Von besonderer Bedeutung für die Vorhersage von Verbrennungslärm ist die Bestimmung der räumlichen Kohärenz der Wärmefreisetzung. In Abschnitt 2.1 wird gezeigt, dass diese Kohärenz durch ein Wärmefreisetzungslängenmaß l_q beschrieben werden kann (Gl. 2.13).

Zur Bestimmung des Kohärenzvolumens wird die Arbeit von Boineau et al. [5] aufgegriffen und das Volumen als Kugelintegral der Kohärenzfunktion $\Gamma(r)$ bestimmt (Abb. 2.18). Für den räumlichen Verlauf der Korrelation im turbulenten Geschwindigkeitsfeld wird die Formulierung nach Hinze [25] verwendet:

$$\Gamma(r) = e^{-\frac{\pi}{4}\left(\frac{r}{l_q}\right)^2}. \quad (2.83)$$

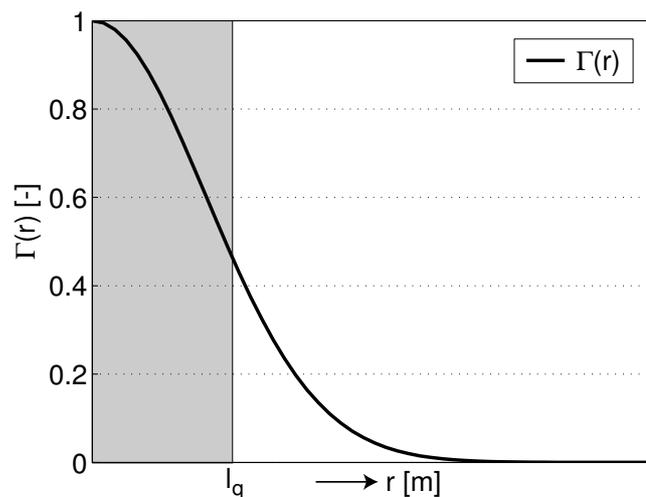


Abbildung 2.18: Kohärenzfunktion $\Gamma(r)$ und Wärmefreisetzungslängenmaß l_q . Die grau hinterlegte Fläche entspricht der Fläche unter der Funktion $\Gamma(r)$.

Nun ließe sich das Kohärenzvolumen, wie in der Literatur oftmals durchgeführt, als Kugelvolumen $V_{coh} = 4/3\pi l_q^3$ berechnen. Dabei geht jedoch die räumliche Verteilung der Korrelationskoeffizienten über dem Abstand r verloren. Deswegen wird das Kohärenzvolumen als Kugelintegral von Gl. 2.83 bestimmt:

$$V_{coh} = \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} \int_0^{\infty} e^{-\frac{\pi}{4} \left(\frac{r}{l_q}\right)^2} r^2 \sin(\varphi_k) dr d\varphi_k d\vartheta_k. \quad (2.84)$$

Die Integration über die Raumwinkel φ_k , ϑ_k und dem Radius r ergibt:

$$V_{coh} = 4\pi \frac{\sqrt{\pi}}{4 \left(\sqrt{\frac{\pi}{4l_q^2}} \right)^3} = 4^{3/2} \cdot l_q^3. \quad (2.85)$$

Um den Einfluss der Chemie auf das Kohärenzvolumen zu erfassen, wird anstelle der reinen Turbulenzgröße l_t als Wärmefreisetzungslängenmaß $l_q = \delta_t$ nach Gl. 2.34 verwendet. Das Kohärenzvolumen V_{coh} lautet somit:

$$V_{coh} = 8 \cdot \delta_t^3. \quad (2.86)$$

2.6.2.3 Flammenvolumen

Zur Bestimmung von η_{coh} muss das Flammenvolumen bekannt sein. Der gesamte Volumenstrom \dot{V}_{bulk} wird an der Flammenoberfläche A_{fl} umgesetzt, wie in Abb. 2.19 dargestellt:

$$\dot{V}_{bulk} = A_{fl} \cdot s_t. \quad (2.87)$$

Die Flammenoberfläche A_{fl} ist die zeitlich gemittelte Fläche der instantanen laminaren Flammenoberfläche A_L (Abschnitt 2.3.2). Für Flammen einfacher Geometrie lässt sich mit Gl. 2.87 und der turbulenten Flammendicke δ_t das Flammenvolumen V_{fl} berechnen:

$$V_{fl} = \frac{\dot{V}_{bulk}}{s_t} \cdot \delta_t. \quad (2.88)$$

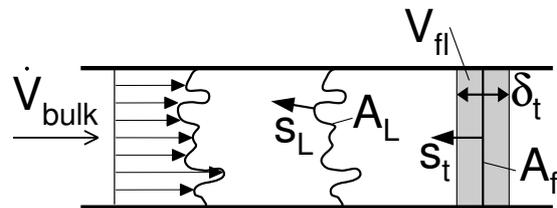


Abbildung 2.19: Bestimmung des Flammenvolumens einer Vormischflamme in einem Rohr (aus [57]).

Dieser Ansatz muss auch für turbulente Drallflammen gelten. Allerdings erschwert die komplexe Geometrie solcher Flammen, wie in Abb. 2.20 skizziert, die Bestimmung von V_{fl} nach Gl. 2.88. Die turbulente Flammendicke δ_t hängt vom integralen Längenmaß l_t ab. Dieses ist aufgrund des Strömungsfelds turbulenter Drallflammen nicht konstant. Dadurch nimmt δ_t entlang der Brennerachse kontinuierlich zu, wie an den Positionen \vec{x}_1 und \vec{x}_2 dargestellt. Weiterhin weist die Flamme einen gewissen drallabhängigen Öffnungswinkel ζ auf [27].

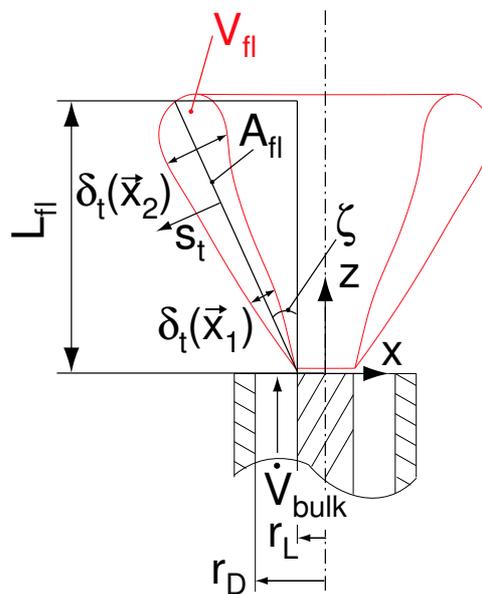


Abbildung 2.20: Schematische Darstellung des Volumens der Drallflamme.

Der in der Flamme umgesetzte Volumenstrom ergibt sich aus der Austrittsfläche der Brennerdüse und der Blockprofilgeschwindigkeit:

$$\dot{V}_{bulk} = \pi (r_D^2 - r_L^2) \cdot u_{bulk}. \quad (2.89)$$

Als vereinfachtes Flammenvolumen wird zunächst für die turbulente Drallflamme eine Zylinderschale mit der Düsenaustrittsfläche und der Flammenlänge L_{fl} angenommen:

$$V_{fl} = \pi (r_D^2 - r_L^2) \cdot L_{fl}. \quad (2.90)$$

Die Flammenlänge stellt sich aufgrund der turbulenten Verbrennungsgrößen und der Blockprofilgeschwindigkeit ein. Gleichung 2.45 zeigt den Zusammenhang von Flammenlänge, Blockprofilgeschwindigkeit und charakteristischer Frequenz:

$$L_{fl} = \frac{u_{bulk}}{f_c}. \quad (2.91)$$

Die charakteristische Frequenz f_c nach Gl. 2.75 beinhaltet die turbulenten Verbrennungsgrößen. Durch Einsetzen der Gl. 2.75 in die Gln. 2.91 und 2.90 erhält man eine Beschreibung für das Flammenvolumen der hier untersuchten turbulenten Drallflamme:

$$V_{fl} = \underbrace{\frac{1}{C_D} \left(0.084 \frac{\delta_t}{l_t} \right)^{-2/3}}_{\text{„Formfaktor“}} \cdot \overbrace{\pi (r_D^2 - r_L^2) u_{bulk}}^{=\dot{V}_{bulk}} \cdot \frac{\delta_t}{s_t}. \quad (2.92)$$

Ein Vergleich von Gl. 2.92 mit Gl. 2.88 zeigt, dass auch dieser Ansatz einer Massenbilanz an der Flammenoberfläche entspricht, zusätzlich jedoch die komplexe Geometrie der Drallflamme in einem *Formfaktor* berücksichtigt werden muss. Die experimentelle Validierung von η_{coh} wird in Abschnitt 6.3.2 gezeigt.

2.6.3 Zeitliche Kohärenz

Der dritte Effekt, der die Lärmproduktion beeinflusst und im periodischen Umsetzungsgrad η_{per} erfasst wird, berücksichtigt die zeitliche Kohärenz der Wärmefreisetzung. Die Flamme kann zu einem Zeitpunkt nur aus einer limitierten Anzahl von N Quellen bestehen. Bildlich gesprochen nimmt jede Quelle in der Flamme einen gewissen Platz ein, was bereits durch η_{coh} erfasst wird. Jedoch haben die Quellen eine begrenzte Lebensdauer. Während dieser Zeitspanne ändern sich ihre Größe und Form. Abbildung 2.21 zeigt schematisch die zeitliche Entwicklung eines Kohärenzvolumens zu den Zeitpunkten $t_0 \dots t_2$. Auf der linken Seite wird angenommen, dass das Volumen ausschließlich konvektiert wird. Aus Sicht des sich mitbewegenden Beobachters \vec{x}_B bleibt das Volumen zu jedem Zeitpunkt konstant.

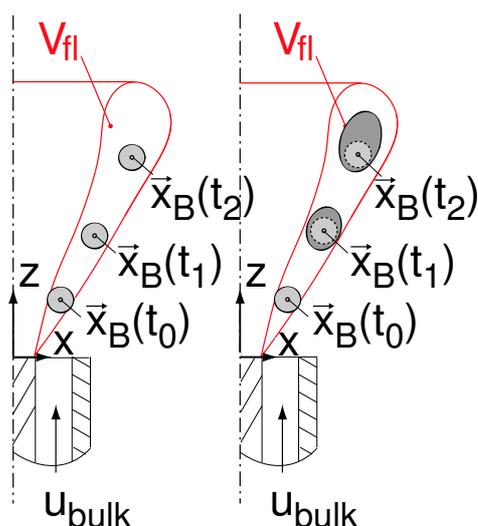


Abbildung 2.21: Konvektion eines Volumens zu den Zeitpunkten $t_0 \dots t_2$, links ohne, rechts mit Volumenänderung. Der Beobachter \vec{x}_B bewegt sich jeweils mit dem Volumen mit.

Eine Korrelation der Quelle zum Zeitpunkt t_0 mit späteren Zeitpunkten $\tau = t - t_0$ ergibt aus Sicht des Beobachters stets $R_{qq}(t_0, \tau) = 1$. Die Fourieranalyse einer solchen Funktion enthält nur Energie bei der Frequenz $f = 0\text{Hz}$, was einem zeitlichen Mittelwert entspricht. Somit liegt keine Fluktuation vor, es wird kein Verbrennungslärm produziert. Erst wenn sich das Volumen mit der Zeit ändert, wie rechts dargestellt, nimmt die zeitliche Korrelation

$R_{qq}(t_0, \tau)$ ab und wird $R_{qq}(t_0, \tau) < 1$. Die Energie weist eine spektrale Verteilung im Fourierraum auf, was Fluktuationen und somit Lärmproduktion entspricht.

In Abb. 2.17 lässt sich bereits erkennen, dass ein in sich voll kohärentes Volumen V_{coh} in der Ortskorrelation nicht vollständig statistisch unabhängig von den umgebenden Volumina ist, was sich in den Korrelationskoeffizienten $R_{q_1 q_2} < 0$ stromauf und stromab des Volumens ausdrückt. Dies deutet bereits darauf hin, dass jüngere Strukturen stromauf, beziehungsweise ältere Strukturen stromab aufgrund ihrer *Gegenphasigkeit* die Schallproduktion schmälern. Ist diese Gegenphasigkeit perfekt, was bei zeitlich konstanten Quellen der Fall wäre, geht die Lärmproduktion gegen Null.

Aus diesem Grund wird η_{per} als periodischer Umsetzungsgrad bezeichnet, da gewissermaßen das Maß der Periodizität letztendlich die Effizienz der Lärmproduktion bestimmt.

Erst die Anwendung eines zeitlich hochauflösenden LIF-Systems¹² [93, 94] ermöglichte die Identifizierung periodischer Strukturen und dadurch erstmals die experimentelle Erfassung der zeitlichen Kohärenz der Strukturen [91, 95, 99]. Die Messtechnik visualisiert OH^* -Radikale, die während des chemischen Umsatzes entstehen. Der Intensitätsgradient in den aufgezeichneten Bildern dient als Indikator für die Flammenfront [91], die wiederum einem Temperaturhub entspricht. Abbildung 2.22 zeigt links die Flammenfront zum Zeitpunkt $t = t_0$. Diese dehnt sich lokal aus, beziehungsweise zieht sich zusammen, was durch Pfeile markiert ist. Im mittleren Bild ist die Situation zum Zeitpunkt $t = t_0 + 1ms$ dargestellt. Unter der Annahme, dass stromauf der Flammenfront Umgebungstemperatur und stromab das Gas die Abgas-temperatur angenommen hat, lässt sich der lokale normierte Temperaturgradient $\Delta T / \Delta t$ aus der Differenz der Flammenfrontbilder berechnen (Abb. 2.22, rechts). Deutlich ist die periodische Abfolge von Zonen mit positivem und Zonen mit negativem Gradienten zu erkennen. Die Größe der Zonen nimmt stromab zu. Damit ist eine Visualisierung der in Abb. 2.21, rechts, postulierten Größenänderung der Strukturen möglich.

¹²Bei der Laser induzierten Fluoreszenz wird eine bestimmte Spezies (hier OH^*) mit Hilfe eines Lasers einer exakt abgestimmten Wellenlänge angeregt wodurch das Radikal Licht emittiert.

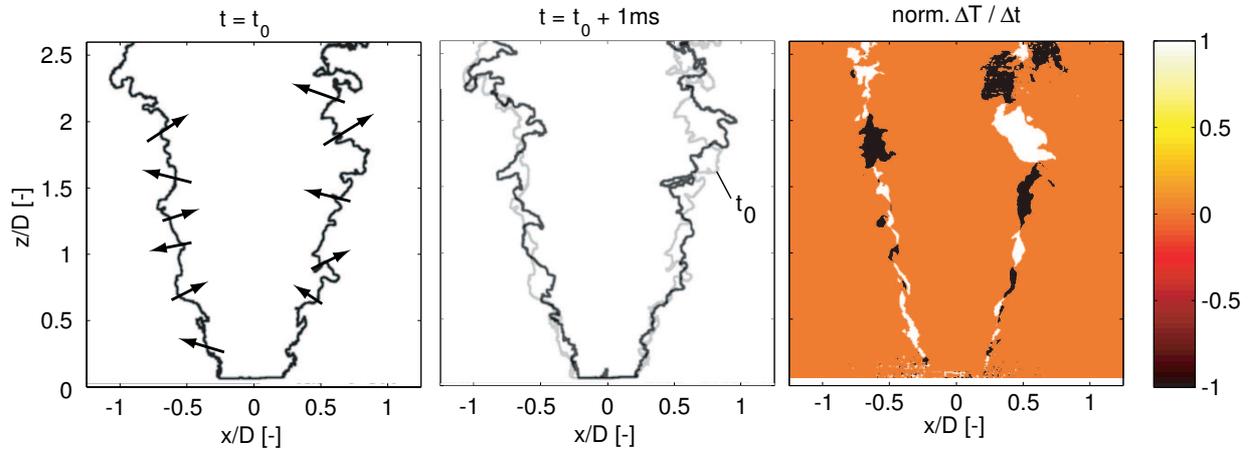


Abbildung 2.22: LIF-Messung der instantanen Flammenfront zum Zeitpunkt $t = t_0$ (links) und $t = t_0 + 1\text{ms}$ (mitte). Rechts ist die daraus abgeschätzte Änderung $\Delta T / \Delta t$ dargestellt. Positive Werte weisen auf eine lokale Ausdehnung, negative Werte auf eine Kontraktion des Flammenvolumens hin (aus [95]).

Daneben erlaubt die hohe zeitliche Auflösung des Systems die Erfassung der zeitlichen Entwicklung der Strukturen in der Flamme, wie in Abb. 2.23 gezeigt wird. Zum Zeitpunkt $t = t_0$ sind drei Strukturen (1) bis (3) markiert. Mit fortschreitender Zeit nehmen die Strukturen in der Größe zu und ändern ihre Form, während sie stromab konvektiert werden. Der obere Teil des Bildes enthält somit die ältesten Strukturen, nahe der Düse finden sich die jüngsten Strukturen. Aus diesen Daten lässt sich nun experimentell der periodische Umsetzungsgrad bestimmen.

2.6.3.1 Der periodische Umsetzungsgrad

Nach Boineau et al. [4] kann die Wärmefreisetzungsfuktuation mit einer vereinfachten Energiebetrachtung aus dem Gradienten der Temperaturfluktuation bestimmt werden:

$$q' = \rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial S_q}{\partial t}. \quad (2.93)$$

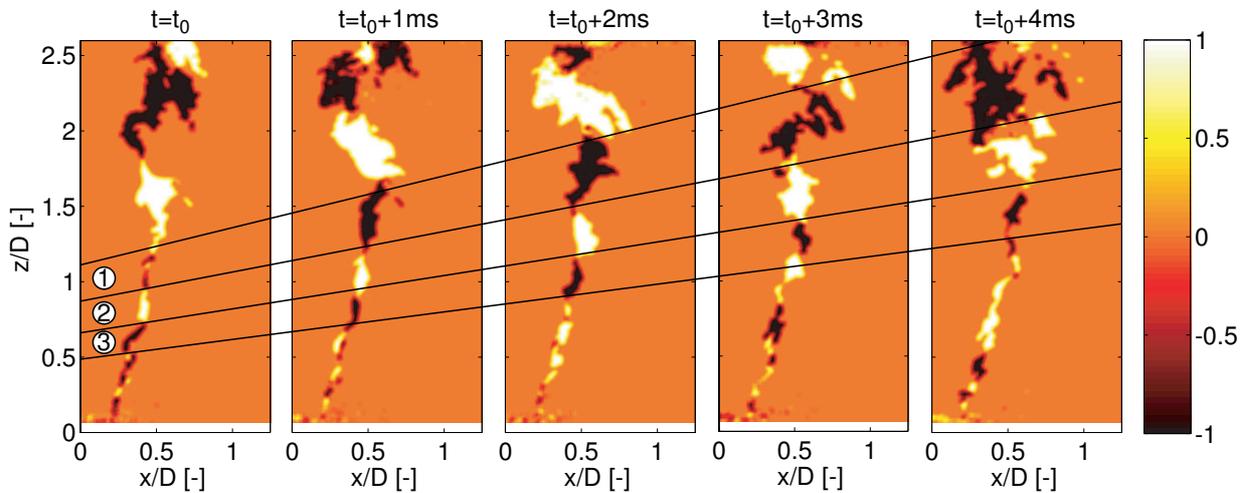


Abbildung 2.23: Zeitliche Entwicklung kohärenter Strukturen in der Flamme.

Die lokale Dichte ρ und die Wärmekapazität c_p hängen von der Temperatur ab. Vereinfachend wird die Fluktuation der Temperatur auch als Fluktuation der Quelle S_q beschrieben.

Mit der in Abb. 2.22 gezeigten Methode wird nicht die partielle Ableitung $\partial T/\partial t$ gemessen, vielmehr erfasst man eine von der zeitlichen Auflösung der Messtechnik abhängige diskrete Temperaturänderung $\Delta T/\Delta t$ mit $\Delta t = 1/f_{rep} = 1ms$. Eine asymptotische Betrachtung würde für Abtastraten $f_{rep} \rightarrow \infty$ bedeuten, dass der Temperaturgradient und somit die Wärmefreisetzungsfluktuation gegen Null geht. Außerdem ergibt die Bestimmung des Temperaturgradienten aus binarisierten Flammenfrontbildern für den Gradienten der Wärmefreisetzungsfluktuation $\partial q'/\partial t \rightarrow \infty$. Um dies zu vermeiden, werden die Bilder örtlich tiefpassgefiltert, wie in Abb. 2.24 dargestellt. Die Tiefpassfilterung glättet die Flammenfront. Kleine (hochfrequente) Strukturen werden gefiltert. Dadurch wird bei geeigneter Filterwahl das Ergebnis von der Abtastfrequenz unabhängig.

Zur Berechnung des periodischen Umsetzungsgrads wird angenommen, dass perfekte Gleichphasigkeit eine maximale Lärmproduktion bedeuten würde, während sich bei perfekter Gegenphasigkeit die Quellen gegenseitig auslöschten und die Flamme keinen Lärm produzieren würde. Somit kann aus dem Verhältnis der tatsächlichen Wärmefreisetzungsfluktuation der Flamme

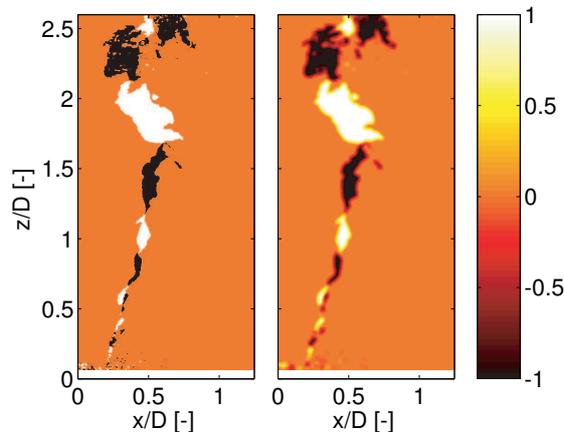


Abbildung 2.24: Vergleich zwischen ungefilterter (links) und gefilterter (rechts) lokaler Verteilung der Quellen $\Delta S_q / \Delta t$.

zu einer angenommenen perfekt gleichphasigen Wärmefreisetzungsfuktuation der periodische Umsetzungsgrad bestimmt werden. Abbildung 2.25 zeigt die orts aufgelösten tatsächlichen (links) und absoluten (rechts) Fluktuationen der Quellen zu einem Zeitpunkt t . Die Fluktuationen mit negativem und positivem Gradienten heben sich in der Flamme auf, aufgrund der Expansion und der Formänderung der Quellen stromab verbleibt jedoch ein Teil, der statistisch gesehen, für die Lärmproduktion verantwortlich ist.

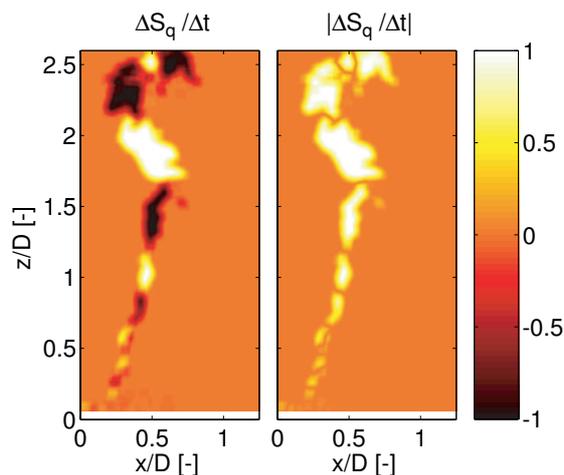


Abbildung 2.25: Relative (links) und absolute (rechts) lokale normierte Fluktuation der Quelle $\Delta S_q / \Delta t$.

Der periodische Umsetzungsgrad η_{per} entspricht dem zeitlichen Mittel der

Verhältnisse aus den Quadraten¹³ der aufintegrierten tatsächlichen Fluktuationen der Wärmefreisetzung zum Integral der absoluten Fluktuation der Wärmefreisetzung:

$$\eta_{per} = \frac{\left(\int_z \int_x q'(x, z, t) dx dz \right)^2}{\int_z \int_x |q'(x, z, t)| dx dz} \quad (2.94)$$

2.6.3.2 Grenzen der Auswertung

Die größte Unsicherheit bei der experimentellen Erfassung der zeitlichen Kohärenz mit der LIF-Messtechnik ist die Abgrenzung der Wärmefreisetzungszone vom Abgas. Die während des Verbrennungsvorgangs entstehenden OH^* -Radikale bestehen auch im Abgas fort. Dadurch wird nicht nur die Flammenfront, sondern auch die Grenzschicht zwischen Abgasstrahl und Umgebungsmedium visualisiert. In der Folge sind nicht alle detektierten Fluktuationen auch Wärmefreisetzungsfuktuationen. Die Abgrenzung zwischen Flammenvolumen und Abgas kann aus LIF-Daten zunächst nicht bestimmt werden¹⁴ und erfordert z.B. das Hinzuziehen von Daten aus anderen Messtechniken, wie der Chemilumineszenzmesstechnik (Abschnitt 4.2). Die Festlegung der Grenze zwischen Wärmefreisetzungszone und Abgas wirkt sich aufgrund der stromab auftretenden großen Strukturen stark auf den abgeschätzten Umsetzungsgrad aus. Jedoch ist das Messverfahren quantitativ in der Lage, den periodischen Umsetzungsgrad im Rahmen der zu erwartenden Modellierungsgenauigkeiten zu erfassen.

2.6.3.3 Vereinfachte Bestimmung

Da das angestrebte Vorhersagemodell zur Lärmabschätzung auf den vier zeitmaßbestimmenden Größen und der mittleren Wärmefreisetzungverteilung

¹³Da nach Gl. 2.12 die akustische Leistung $P_{ac} \propto q'^2$ ist, ist für η_{per} auch das Quadrat der Fluktuation der Quelle relevant.

¹⁴Es existieren modellbasierte Ansätze die auf die Wärmefreisetzungszone und somit das Flammenvolumen schließen lassen [91].

basieren soll, wird angestrebt, auch den periodischen Umsetzungsgrad η_{per} nach Gl. 2.94 ausgehend von diesen Eingangsgrößen zu bestimmen.

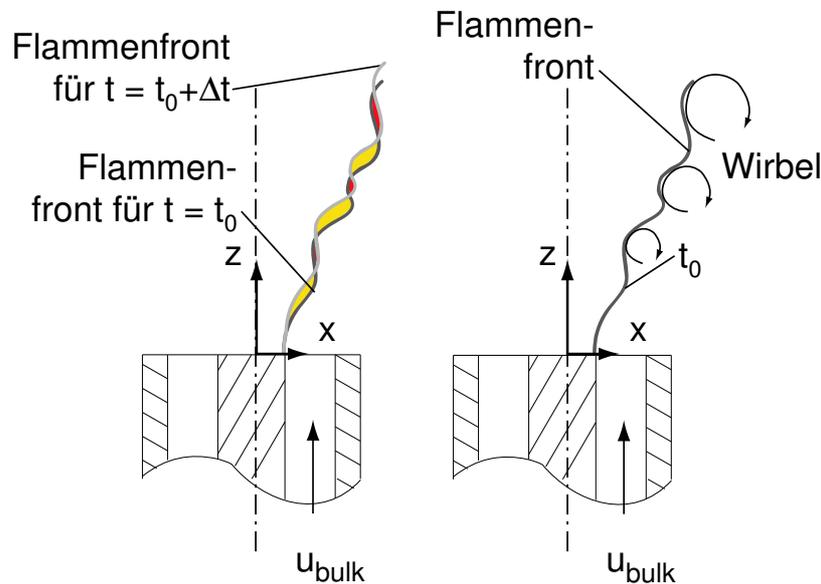


Abbildung 2.26: Entstehung der Wärmefreisetzungsfluktuationen aufgrund der von der Turbulenz gefalteten und von der mittleren Strömung konvektierten Flammenfront.

Abbildung 2.26, links, zeigt schematisch die Ausbildung von Zonen, an denen sich die Flammenfront lokal zusammengezogen, beziehungsweise ausgehnt hat. Für die Ausbildung dieser periodischen Struktur der Flammenfront sind Wirbel verantwortlich, die sich in der inneren Scherschicht der Strömung ausbilden (Abb. 2.26, rechts). Es gilt die im Spektralmodell getroffene Annahme, dass die Fortschrittsvariable und somit die Wärmefreisetzung passiv der turbulenten Strömung folgt (Gl. 2.52). Unter der Annahme

$$q'_{rms} \propto u'_{rms} \quad (2.95)$$

kann die Wärmefreisetzungsfluktuation durch die Geschwindigkeitsfluktuation beschrieben werden. Diese Annahme soll sowohl für lokale als auch für gemittelte Größen gelten. Aus Gl. 2.94 geht hervor, dass der periodische Umsetzungsgrad das Verhältnis aus tatsächlicher zu maximaler Varianz der Wärmefreisetzung ist. Bei der Formulierung des thermischen Umsetzungsgrads η_{th}

wird eine mit maximaler Varianz fluktuierende Flamme angenommen. Aufgrund der periodischen Struktur der Flamme mit sich lokal gegenseitig aufhebenden Strukturen, fällt die Fluktuation nach der Integration über dem Ort jedoch deutlich geringer aus. Somit kann η_{per} als das Verhältnis der tatsächlichen zur maximalen Geschwindigkeitsfluktuation formuliert werden:

$$\eta_{per} = \left(\frac{u'_{rms}}{u'_{rms,max}} \right)^2. \quad (2.96)$$

Die maximal mögliche Fluktuation einer Zeitreihe ergibt sich analog zum thermischen Umsetzungsgrad in Gl. 2.71 als Standardabweichung einer harmonischen Schwingung

$$u'_{rms,max} = \frac{\sqrt{2}}{2} u_{bulk}, \quad (2.97)$$

die tatsächliche Fluktuation skaliert mit dem Turbulenzgrad Tu nach Gl. 2.21 mit

$$u'_{rms} = Tu \cdot u_{bulk}. \quad (2.98)$$

Setzt man die Gln. 2.97 und 2.98 in Gl. 2.96 ein, lässt sich η_{per} über den Turbulenzgrad Tu beschreiben:

$$\eta_{per} = \left(\frac{Tu}{\sqrt{2}/2} \right)^2 \quad (2.99)$$

Für turbulente Freistrahlen variiert der Turbulenzgrad nicht besonders stark und könnte konstant als $Tu \approx 20\%$ angenommen werden [25]. Da die Daten für u'_{rms} und u_{bulk} jedoch ohnehin vorliegen, ist die Bestimmung des tatsächlichen Turbulenzgrads naheliegend.

Da in Gl. 2.95 noch immer von einer passiv der Turbulenz folgenden Flammenfront ausgegangen wird, dies jedoch für viele Flammen nicht korrekt ist,

muss die Dämpfung der Varianz für niedrige Damköhlerzahlen berücksichtigt werden (Abschnitt 2.5.3). Dazu wird die Dämpfung C_s^* eingeführt. Diese entspricht C_s nach Gl. 2.56, allerdings um die Modellierungskonstanten C_D und α bereinigt:

$$C_s^* = C_s \cdot C_D / \alpha. \quad (2.100)$$

Die Konstante nimmt abhängig von der Damköhlerzahl Werte zwischen $0 \leq C_s^* \leq 1$ an. Unter Berücksichtigung von C_s^* wird der periodische Umsetzungsgrad definiert:

$$\eta_{per} = \left(\frac{Tu \cdot C_s^*}{\sqrt{2}/2} \right)^2. \quad (2.101)$$

Das Aufdicken der Flammenfront für niedrige Damköhlerzahlen, charakterisiert durch C_s^* , dämpft den periodischen Umsetzungsgrad und somit die gesamte akustische Effizienz der Flamme. Dieser Effekt ist in η_{coh} noch nicht enthalten, da dort nur die Größe der statistisch ermittelten Quellen erfasst wird, nicht aber die zeitlich abnehmende Kohärenz, wenn die Struktur der Flamme sich im Regime des idealen Rührreaktor zunehmend auflöst. Die Validierung von Gl. 2.101 wird in Abschnitt 6.3.3 vorgenommen.

2.6.4 Eingangsgrößen in die Effizienzgradkette

Das in Abb. 2.27 dargestellte Flussdiagramm zeigt die für die Effizienzgradkette notwendigen Eingangsgrößen und deren Abhängigkeiten innerhalb des Modells. Neben der thermischen Leistung P_{th} und der Blockprofilgeschwindigkeit u_{bulk} müssen die zeitmaßbestimmenden Größen, nämlich u'_{rms} , l_t , s_L und δ_L , bekannt sein. Daraus lassen sich die turbulente Brenngeschwindigkeit s_t und die turbulente Flammendicke δ_t bestimmen. Diese beeinflussen wiederum direkt die charakteristische Frequenz f_c und die Dämpfung der Varianz C_s^* . Mit u_{bulk} lässt sich der Turbulenzgrad bestimmen. Das Kohärenzvolumen hängt alleine von der turbulenten Flammendicke ab. In das Flammenvolumen gehen u_{bulk} und die charakteristische Frequenz ein. Die akustische

Leistung ist das Produkt aus der thermischen Leistung und den drei Umsetzungsgraden. Die Peakfrequenz f_{peak} der Schalleistungsspektren skaliert mit der charakteristischen Frequenz f_c .

Die Eingangsgrößen können durch Mittelung aus planaren Felddaten gewonnen werden. Für die Anwendung der Effizienzgradkette zur Vorhersage der Lärmemission turbulenter Flammen ist es jedoch naheliegender, die Eingangsgrößen mit fundierten strömungsmechanischen Kenntnissen für eine bestimmte Brennerkonfiguration ingenieurmäßig abzuschätzen.

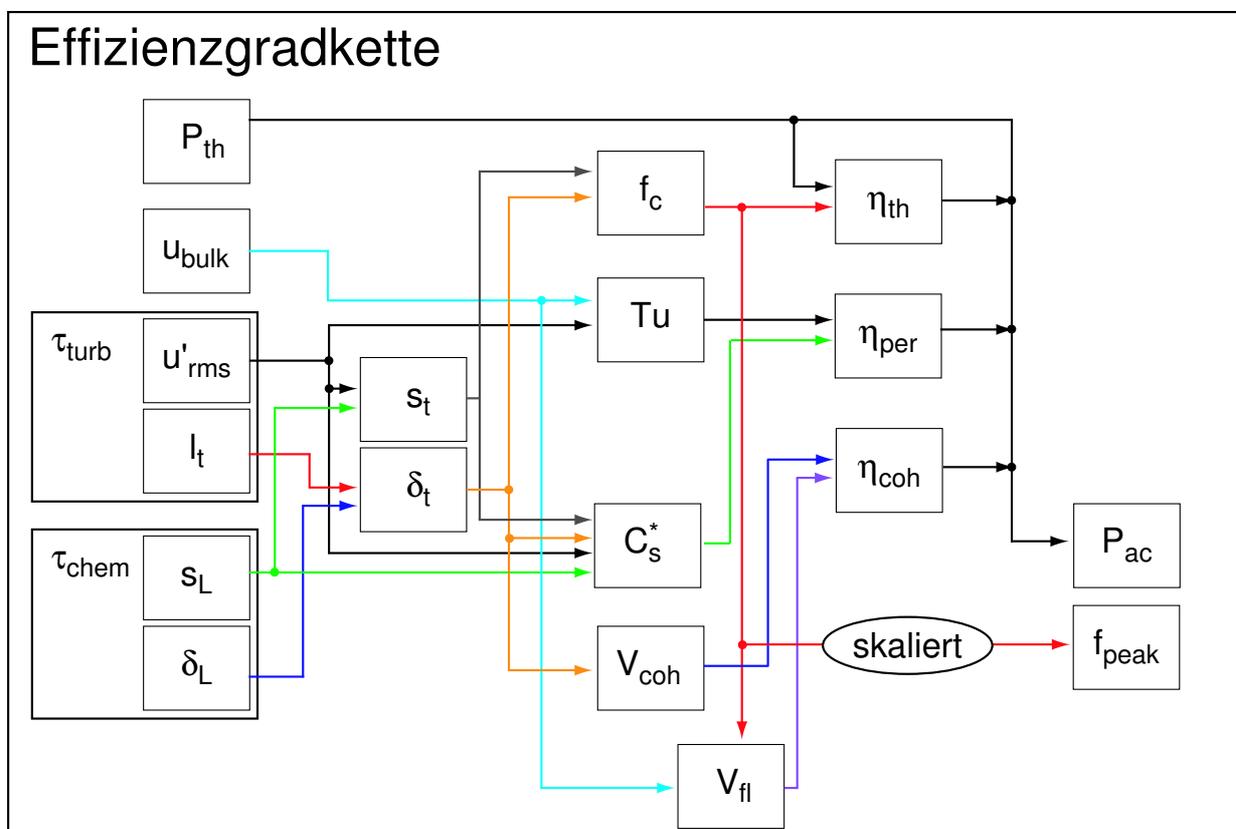


Abbildung 2.27: Flussdiagramm zur Visualisierung der in die Effizienzgradkette eingehenden Größen.

2.7 Zusammenfassung zur Vorhersage von Verbrennungslärm

Mit dem in Abschnitt 2.5 vorgestellten Modell gelingt es, die spektrale akustische Leistung zu prognostizieren. Formuliert durch eine Energiekaskade, wird der thermoakustische Quellterm basierend auf der unterlegten Turbulenz modelliert. Die in manchen Flammenregimen auftretende Eigendynamik der Flammenfront wird berücksichtigt. Eine Frequenz-Wellenzahl-Abbildung transformiert die modellierten Spektren in den Frequenzraum. Damit steht ein Modell zur Verfügung, das in der Lage ist, Lärm für unterschiedliche Flammentypen vorherzusagen und somit in einem großen Bereich des Borghi-Diagramms gültig ist.

Die bei der Entwicklung des Spektralmodells gewonnenen Erkenntnisse zeigen, dass bei der in der Literatur vorgeschlagenen Effizienzgradkette bislang die zeitliche Kohärenz der Wärmefreisetzungsquellen nicht berücksichtigt wurde. Erst mit Hilfe eines zusätzlich eingeführten Umsetzungsgrads wird die Lärmproduktion qualitativ und quantitativ korrekt beschrieben. Die Bestimmung der charakteristischen Frequenz und die Beschreibung des Kohärenzvolumens konnten ebenfalls geklärt werden.

In den folgenden Kapiteln wird der für die experimentelle Modellvalidierung nötige Versuchsaufbau gezeigt. Es wird auf die experimentelle Bestimmung der in die Modelle eingehenden Größen eingegangen und die Methode zur Messung von Schalleistungsdichtespektren vorgestellt. In Abschnitt 6 wird das Modell anhand der gewonnenen Messdaten validiert und in Abschnitt 7 zur Lärmvorhersage eingesetzt.

3 Versuchsaufbau

Für die zur Modellvalidierung notwendigen Versuche wurde die nachfolgend beschriebene Versuchseinrichtung entwickelt. Als Versuchsbrenner dient der am Lehrstuhl etablierte TD1-Brenner. Da an der Flamme Schallmessungen im Freifeld geplant waren, wurde eine akustische Optimierung des Labors erforderlich.

3.1 TD1 Dralldrallbrenner und Infrastruktur

Für die Versuche konnte auf die hauseigene Gasversorgung für Luft und Erdgas zurückgegriffen werden, wie in der in Abb. 3.1 gezeigten Infrastrukturskizze dargestellt. Das Erdgas weist einen Methananteil von 98.0% auf,¹ der aus Flaschen bereitgestellte Wasserstoff hat eine Reinheit von 99.9%. Die Gasvolumenströme werden mit thermischen Durchflussreglern² und einer PC-basierten Steuerungssoftware eingestellt. Ein statischer Mischer sorgt für perfekte Vormischung, bevor das Brenngas in das Plenum eingeleitet wird. Um einen Flammenrückschlag in das Gasversorgungssystem zu verhindern, ist das Plenum mit einer Sintermetallplatte ausgestattet [7]. Vom Luftstrom wird über einen Bypass Luft einem in Abschnitt A.7 gezeigten Partikelgenerator zugeführt. Der für PIV-Messungen mit Partikeln angereicherte Luftstrom wird ebenfalls dem Plenum zugeführt.

Bei dem in Abb. 3.2 gezeigten TD1-Brenner handelt es sich um einen am Lehrstuhl entwickelten und in der Vergangenheit oft eingesetzten Versuchsbrenner mit Tangentialdrallrallerzeuger [17, 35, 41]. Der Brenner wurde für eine

¹Monatsbericht zur Gasqualität von Erdgas der Stadt Werke München, Jan. 2003, Feb. 2004, Aug. 2004 und Feb. 2006.

²Typ Bronckhorst F206AZ-RAA-44-V für Luft, F113AC-RAA-44-V für Methan und F-113AC-RBB-44-V für Wasserstoff.

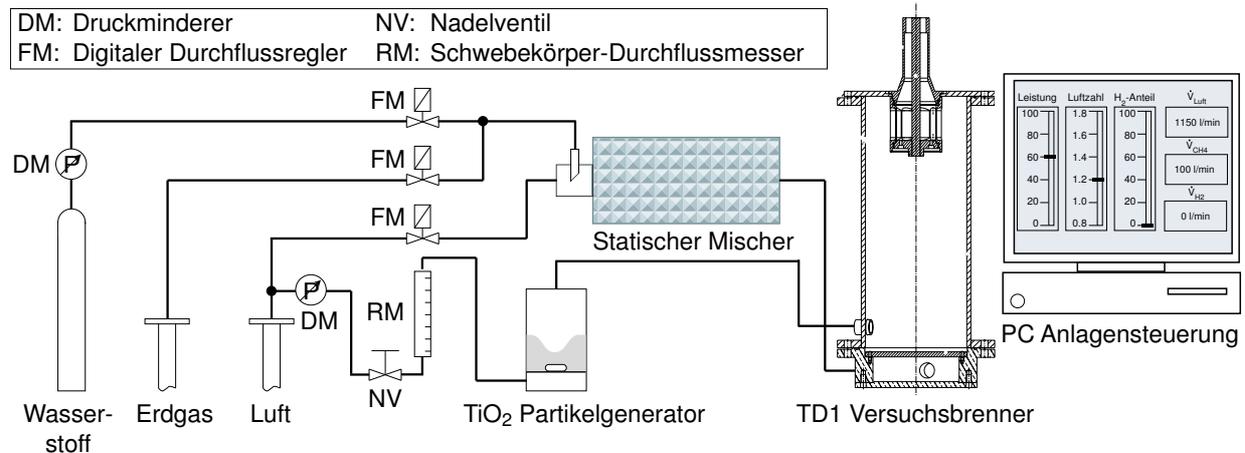


Abbildung 3.1: Infrastruktur der Versuchsanlage (siehe auch [7]).

Nennleistung von $P_{th} = 60kW$ ausgelegt [17], verfügt jedoch über einen sehr großen Betriebsbereich von $P_{th} = 10 \dots 120kW$. Die auftretenden Blockprofilgeschwindigkeiten reichen von ca. $u_{bulk} = 3.3 \dots 40m/s$. Die Luftzahl kann für freibrennende Flammen von $\lambda = 0.8 \dots 1.5$ variiert werden. Der Düsendurchmesser beträgt $D = 40mm$, der Lanzendurchmesser $d_L = 16mm$. Die Drallzahl des TD1-Brenners lässt sich durch Reduzieren der Schlitzlänge l_{slit} auf eine effektive Länge l_{eff} einfach und mit guter Wiederholbarkeit in sieben Stufen von $S = 0.27 \dots 0.64$ einstellen. Zusätzlich ist eine drallfreie, staukörperstabilisierte Konfiguration möglich [76] (Abb. 3.2, links).

3.2 Maßnahmen zur Verbesserung der Laborakustik

Die durchgeführten Mikrophonmessungen an freibrennenden Flammen erforderten eine akustische Optimierung des Labors. Dabei spielte sowohl *Dämmung*, als auch die *Dämpfung* eine Rolle. Von Dämmung spricht man, wenn verhindert wird, dass Schall von außen in das Labor eindringt. Auf die Schalldämpfung wird im Folgenden eingegangen. Das für die Versuche vorgesehene Labor hat eine Höhe von $l_H = 7.2m$, eine Breite von $l_B = 4.3m$ und eine Länge von $l_L = 7.8m$.

Um die Bedingungen eines optimalen Halb-Freifeld-Raums (Abschnitt 5.1.2)

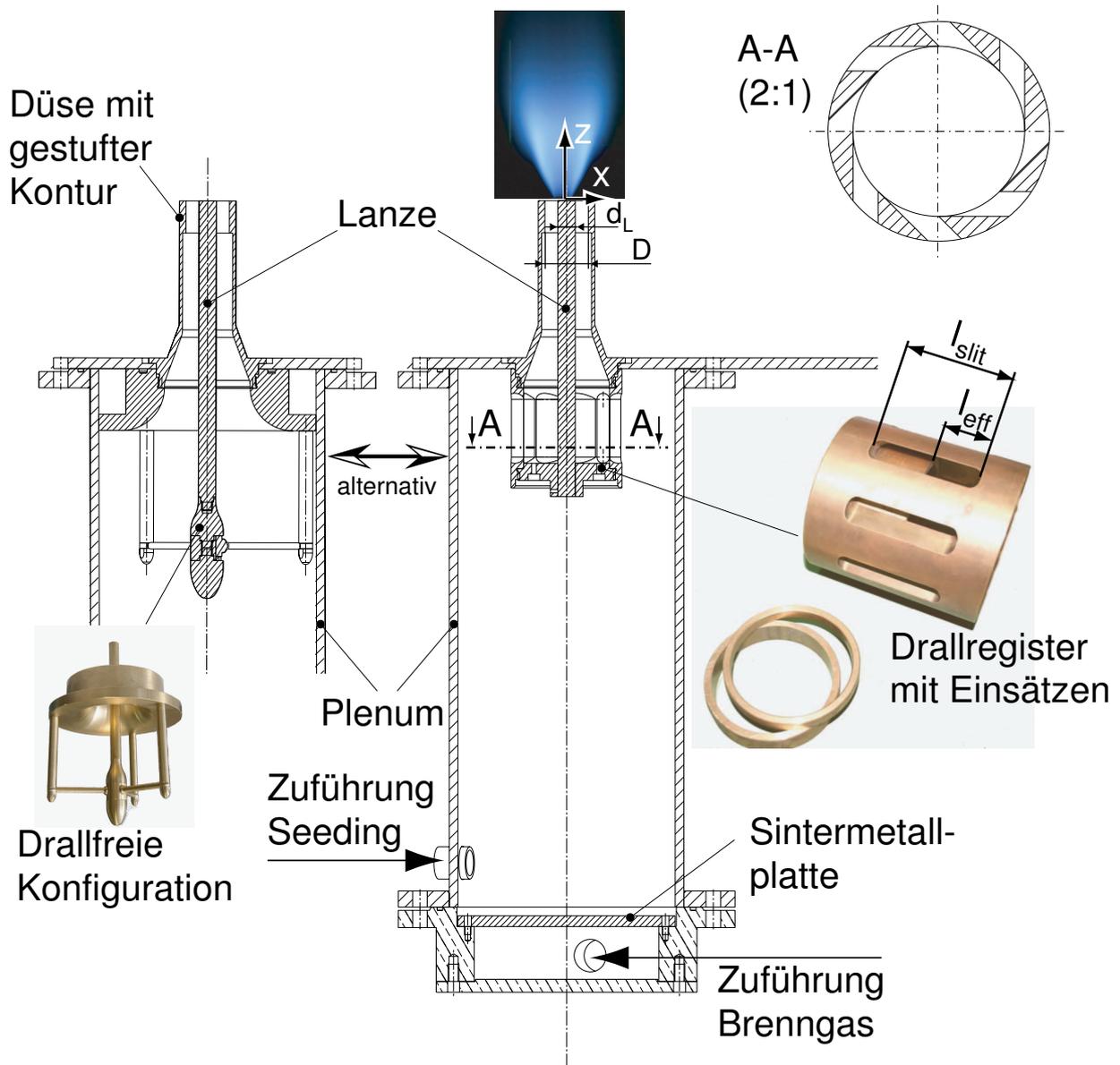


Abbildung 3.2: Versuchsbrenner mit Plenum und austauschbarem Drallerzeuger für Jet- und Drallflammen.

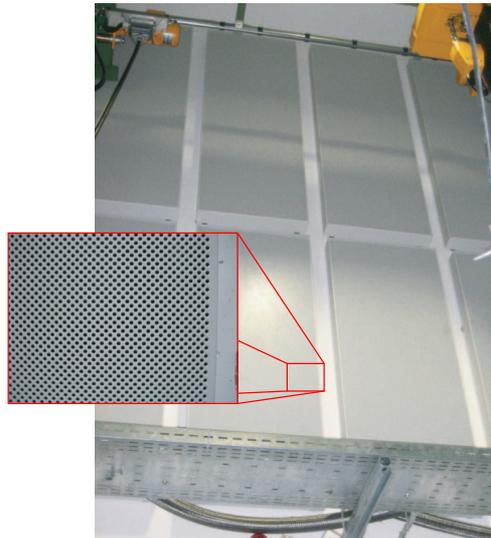


Abbildung 3.3: An der Laborwand angebrachte Schallschluckkästen mit Detailansicht des Lochblechs.

zu erhalten, sind die Laborwände mit Schallschluckkästen (Abb. 3.3) ausgestattet, was die Nachhallzeit des Labors sehr positiv beeinflusst. Die Schallschluckkästen sind mit Glaswolle gefüllt. Der Schall dringt durch ein Lochblech ein und wird innerhalb der Kästen dissipiert. Im Anhang A.5.3 findet sich ein Vergleich mit einem Labor ohne diese Ausstattung.



Abbildung 3.4: Geöffnete Akustikzelle (links). Schalldämpfmatten mit Aussparung für den Abzug (mitte) und frequenzabhängiger Absorptionsgrad α_s der Matten (rechts).

Zusätzlich wird der Prüfstand mit einer Zelle der Kantenlänge $l \approx 2.6m$ umgeben [89]. Zur Dämpfung werden frei schwingende Schaumstoffmatten³ verwendet. Abb. 3.4 zeigt die geöffnete Zelle und im Detail die Decke mit der Aussparung für den Abzug. Der frequenzabhängige Absorptionsgrad α_s der Schaumstoffmatten und die Maße der Pyramiden sind rechts dargestellt. Der Absorptionsgrad ist definiert als das Verhältnis von absorbiertes spektraler Schallintensität zu einfallender spektraler Schallintensität:

$$\alpha_s(f) = \frac{I_{absorb}(f)}{I_{ein}(f)}. \quad (3.1)$$

Oberhalb einer Frequenz von ca. $f > 250Hz$ ist die Absorption bereits sehr gut. Frequenzen kleiner als $f \approx 250Hz$ werden dagegen kaum gedämpft. Die Schaumstoffwände sind zu dünn im Vergleich zur Wellenlänge. Das führt dazu, dass sich niederfrequente Schallwellen ungehindert im Labor ausbreiten [10]. Die vollständige Dämpfung niedriger Frequenzen bleibt ein ohne erheblichen konstruktiven und finanziellen Aufwand kaum zu lösendes Problem, weshalb eine Korrekturprozedur zur Elimination verfälschender Effekte durch die Raumakustik entwickelt werden musste (siehe Abschnitt 5.1.2.2).

³Sahlberg Illsonic Pyramide 100/60.

4 Experimentelle Bestimmung der Eingangsgrößen

Ziel der experimentellen Untersuchungen für die vorliegende Arbeit ist die Bestimmung der Eingangsgrößen der in den Abschnitten 2.5 und 2.6 vorgestellten Modelle.

Für die Lärmmodellierung des Spektralmodells sind planare Daten der zeitmaßbestimmenden Größen u'_{rms} , l_t , s_L und δ_L und der mittleren Wärme-freisetzungsdichte \bar{q} notwendig. Die für die Validierung der Effizienzgrad-kette notwendigen integralen Eingangsgrößen können aus den planaren Da-ten nach einem in Abschnitt 4.3 vorgestellten Verfahren ermittelt werden.

Es kommen ausschließlich nichtinvasive Messtechniken zum Einsatz. Zur Un-tersuchung der Geschwindigkeitsfelder wird ein PIV¹-System eingesetzt. Das Flammeneigenleuchten wird planar mit einer bildverstärkten Hochgeschwin-digkeitskamera erfasst. Abbildung 4.1 zeigt den Versuchsaufbau mit der zen-tral angeordneten Brennerdüse und den bildgebenden Messtechniken. Die beiden Kameras erfassen den Bildausschnitt oberhalb der Brennerdüse von gegenüberliegenden Seiten. Orthogonal zur Blickachse der Kameras wird ein Lichtschnitt mit Hilfe eines Lichtarms und entsprechender Optik eingekop-pelt. Auf der Brennerdüse ist ein Maßstab angebracht, der zum Fokussieren und Ausrichten der Kameras, aber auch zum Skalieren der aufgezeichneten Bilder dient.

¹Particle Image Velocimetry.

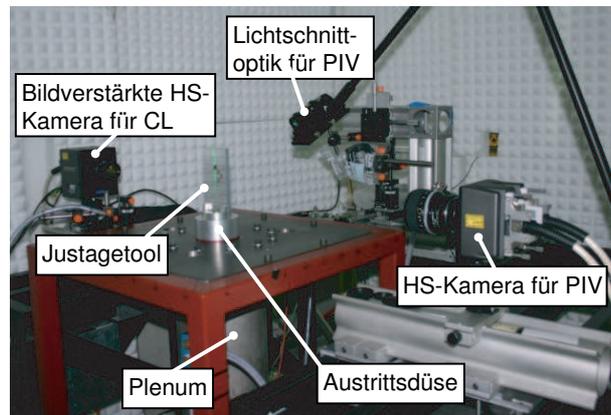


Abbildung 4.1: Versuchsaufbau mit bildgebenden Messtechniken für Chemilumineszenz- (CL) und Geschwindigkeitsmessung.

4.1 Planare Geschwindigkeitsfelder

Zunächst werden die Grundlagen der Geschwindigkeitsmessung vorgestellt und die dafür notwendige Hardware gezeigt. Wichtig für reaktive, turbulente Strömungen ist die Wahl geeigneter Tracerpartikel. Der Abschnitt schließt mit der Bestimmung der turbulenten Schwankungsgröße und des integralen Längenmaßes.

4.1.1 Physikalisches Prinzip

Zur Bestimmung von Geschwindigkeitsfeldern kommt ein PIV-Verfahren zum Einsatz. Für einen generellen Einblick in die PIV-Messtechnik und die Auswertung von Geschwindigkeitsvektoren mit Hilfe von Korrelationsverfahren wird auf relevante Literatur verwiesen (z.B. [31,32,65]). Das hier verwendete System wurde ausführlich bei Konle [39] oder Wäsle et al. [97] vorgestellt. Das physikalische Prinzip der PIV basiert auf der einfachen kinematischen Definition von Geschwindigkeit:

$$\vec{u} = \frac{\Delta \vec{r}}{\Delta t}. \quad (4.1)$$

Somit liegt die Aufgabe darin, eine Verschiebung im Ort $\Delta\vec{r}$ innerhalb einer gewissen Zeit Δt zu detektieren. Für die Realisierung benötigt man:

- Partikel in der Strömung, an denen Mie-Streuung auftritt,
- eine intensive Lichtquelle und planare Ausleuchtung des Strömungsfelds,
- die Detektion des Mie-Streulichts, sowie
- Auswerterroutinen zur Lösung von Gl. 4.1.

Eine wichtige Eigenschaft der Messtechnik ist die Erfassung zweier Bilder innerhalb eines sehr kurzen Zeitintervalls Δt . Prinzipiell eignen sich jede Art von Bildern, mit denen die Strömung visualisiert werden kann, für PIV haben sich jedoch, wie nachfolgend gezeigt wird, mit Mie-Streulicht aufgenommene Partikelbilder etabliert.

4.1.2 Hardware und Messaufbau

Das *High-Speed-PIV*-System (HS-PIV) wurde von der Firma ILA GmbH zusammengestellt. Das Setup ist in Abb. 4.2 dargestellt. Als Lichtquelle dient ein Doppelpulslaser. Zwei unabhängige *cavities* sind in der Lage, Lichtpulse in nahezu beliebig kurzem Abstand Δt abzugeben. Die *cavities* bestehen aus diodengepumpten Nd:YLF Kristallen, die nach einer Frequenzverdopplereinheit Licht der Wellenlänge $\lambda_L = 527\text{nm}$ emittieren. Diesen Laser zeichnet eine sehr hohe Wiederholrate von bis zu $f_{rep,max} = 10\text{kHz}$ aus. Für die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Messungen wird $\Delta t = 20 \dots 30\mu\text{s}$ gewählt, bei einer Wiederholrate von $f_{rep} = 1000\text{Hz}$. Die dabei erreichte Pulsenergie liegt bei ca. 10mJ bei einer Pulslänge von 180ns .

Mit einer Zylinder- und einer sphärischen Linse wird das Licht zu einem Lichtschnitt aufgespannt. Besonders wichtig für qualitativ hochwertige PIV-Daten ist eine möglichst orthogonale Ausrichtung von Lichtschnittebene und Kamera, wofür ein spezielles Target entworfen wurde [39].

Zur Erfassung der Mie-Streulichtbilder wird eine *Photron APX* CMOS-Kamera verwendet. Diese zeichnet sich durch eine sehr hohe Empfindlichkeit aufgrund der großen Oberfläche der einzelnen Pixel von $(17.5 \mu\text{m})^2$ aus. Ein lichtstarkes Nikkor $f = 85\text{mm}$, 1:1.4 Objektiv verbessert die Lichtausbeute. Breitbandiges Eigenleuchten der Flamme wird mit einem schmalbandigen Interferenzfilter mit der in Abb. 4.3, links, gezeigten Filtercharakteristik unterdrückt. Der Filter erreicht eine maximale Transmission von $T_{\text{Filter}} = 85\%$ bei $\lambda_{\text{pass}} = 530 \pm 10\text{nm}$.

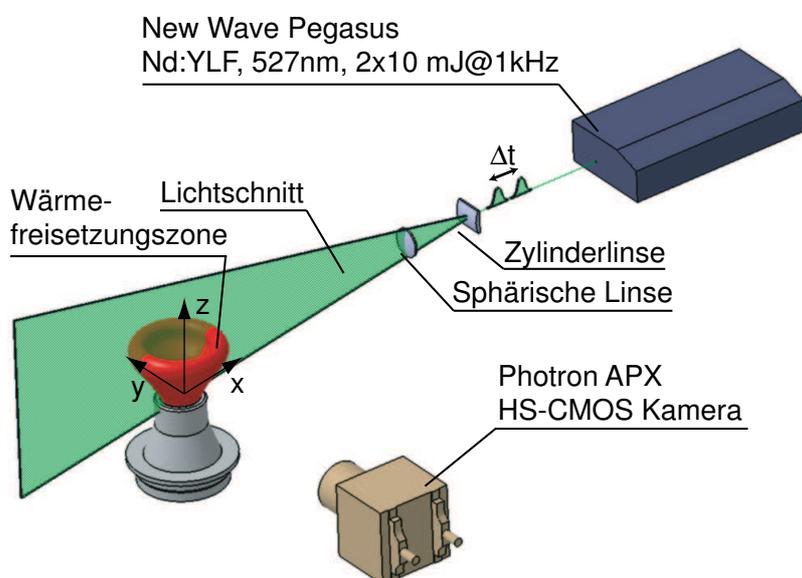


Abbildung 4.2: Schematische Skizze des HS-PIV Aufbaus zur Bestimmung der planaren Geschwindigkeitsinformation.

Ein *PIV-Synchronizer* der Firma *ILA GmbH* triggert das System nach dem in Abb. 4.3, rechts, dargestellten Schema. Im Gegensatz zu einem klassischen Einzelschussystem, wo sogenannte Doppelpuls-Kameras eingesetzt werden, läuft bei einem HS-System die Kamera mit einer doppelt so hohen Wiederholrate als der Laser. Der erste Laserpuls wird an das Ende der Belichtungszeit des ersten Bildes gelegt, der zweite Laserpuls an den Anfang des nächsten Bildes. Auf diese Weise sind sehr kurze $\Delta t \geq 8\mu\text{s}$ möglich.

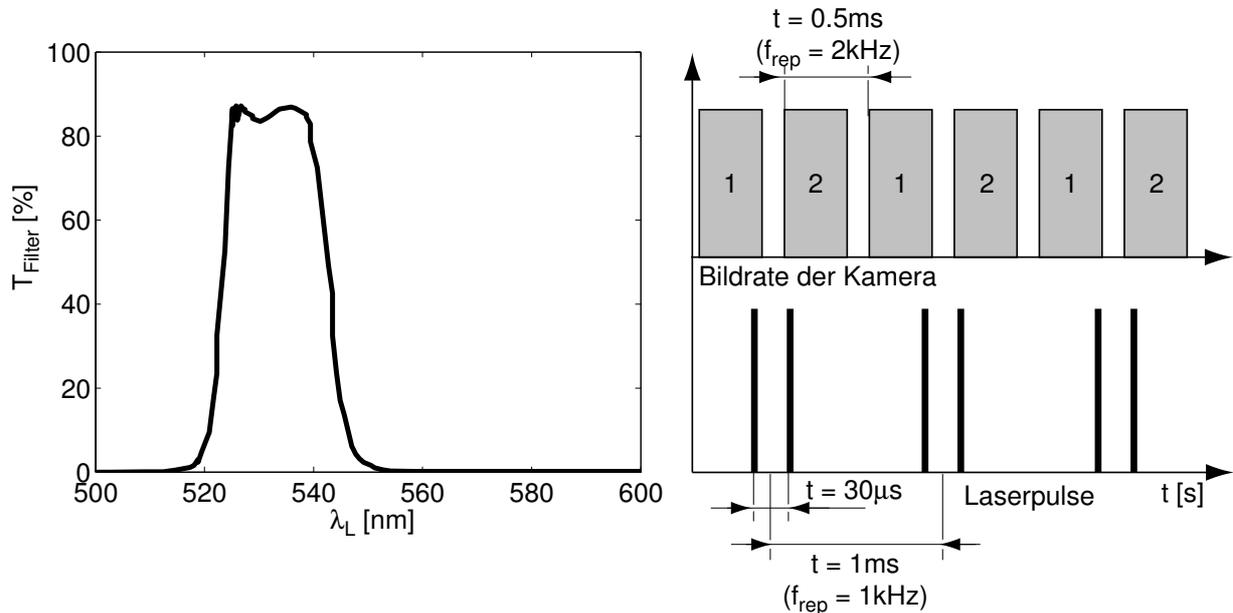


Abbildung 4.3: Filterkurve des eingesetzten Filters (links) und Triggerschema für Kamera und Laser (rechts).

4.1.3 Auswertung der Mie-Streulichtbilder

Zur Visualisierung von Strömungsfeldern wird der Effekt der Mie-Streuung von Licht an Partikeln verwendet. Abbildung 4.4 zeigt eine Mie-Aufnahme der Drallflamme. Da die Anzahl der Partikel pro Volumenelement konstant bleibt, kann aufgrund der Volumenexpansion nach der Verbrennung deutlich zwischen Frischgas mit hoher Partikeldichte und hohen Intensitätswerten und verbranntem Abgas mit geringer Partikeldichte und geringen Intensitätswerten unterschieden werden. Dazwischen liegt die Flammenfront, sichtbar wegen ihres scharfen Intensitätsgradienten [58,97]. Der heiße Abgasstrahl ist ausreichend mit Partikeln angereichert. Bei turbulenter Mischung mit der Umgebungsluft, die nicht mit Partikeln versehen wurde, detektiert man ebenfalls eine Intensitätsabnahme, allerdings mit schwächerem Gradienten im Vergleich zur Flammenfront. Reflexionen an der Düse überdecken das Mie-Streulicht, was eine Auswertung von Geschwindigkeitsvektoren vor allem im Düsenbereich erschwert.

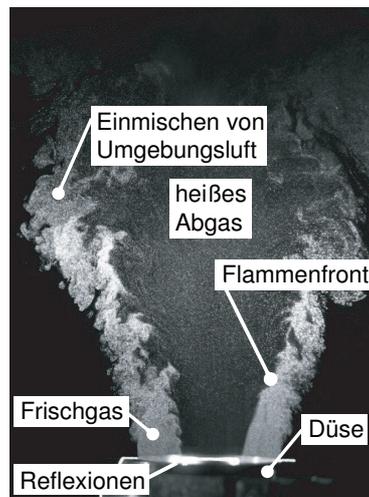


Abbildung 4.4: Typisches Mie-Streulichtbild einer freibrennenden Drallflamme.

Für die Bestimmung von Geschwindigkeitsvektoren werden nicht einzelne Partikel verfolgt, sondern eine Musterverschiebung ausgewertet. Dazu werden zwei wie in Abb. 4.4 dargestellte Aufnahmen mit sehr kurzem zeitlichem Abstand gemacht. Anschließend erfolgt eine Unterteilung der Bilder in Bereiche, sogenannte *Interrogation Areas* (IA). Diese haben eine Größe von $d_{IA} = 32\text{Pixel}$ wodurch sich mit dem Abbildungsmaßstab eine örtliche Auflösung der Vektorfelder von $\Delta x \approx 1.7\text{mm}$ ergibt (Abb. 4.5).

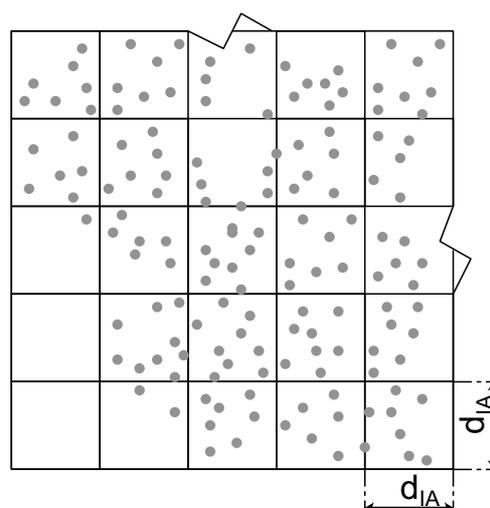


Abbildung 4.5: Aufteilung eines Bilds in einzelne Interrogation Areas (aus [39]).

Für jede einzelne Interrogation Area wird nun eine zweidimensionale Kreuzkorrelation der hintereinander aufgenommenen Streulichtintensitäten $I_{mie1}(\vec{x})$ und $I_{mie2}(\vec{x})$ (Abb. 4.6) durchgeführt:

$$R_{I_{mie1}I_{mie2}}(\vec{x}, \vec{r}) = \int_{\vec{r}} \overline{I_{mie1}(\vec{x}) \cdot I_{mie2}(\vec{x} + \vec{r})} d\vec{r}. \quad (4.2)$$

Die für Gl. 4.1 zu bestimmende Verschiebung $\Delta\vec{r}$ entspricht \vec{r} für $R_{I_{mie1}I_{mie2}}(\vec{r}) = \max!$ (Abb. 4.6, rechts unten). Gängige Auswerteprogramme, wie das hier verwendete *VidPIV4.6XP*, bieten eine Vielzahl von Möglichkeiten, die Qualität der Auswertung zu verbessern. Die Position und die Orientierung der IAs muss nicht gleich bleiben. So kann ein Offset, eine Drehung, selbst eine Verformung der IAs berücksichtigt werden. Desweiteren stehen eine Vielzahl von Filtern zur Verfügung, um Fehlvektoren zu detektieren und zu interpolieren [31, 32].

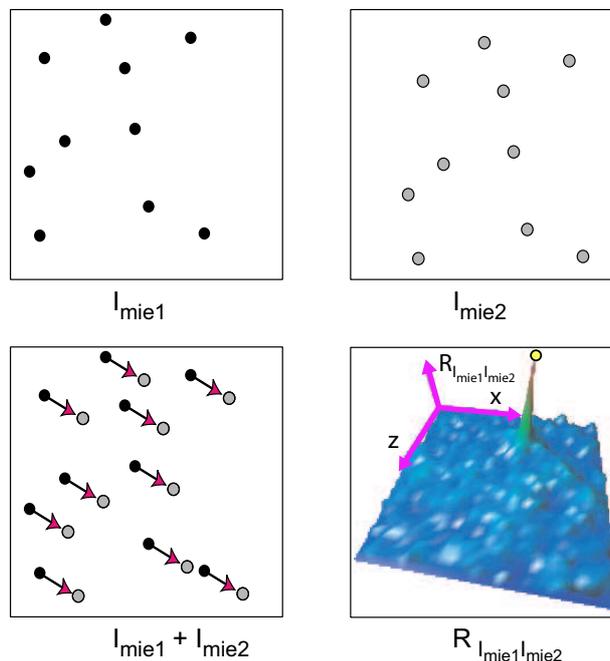


Abbildung 4.6: Betrachtung eines IA zu zwei Zeitpunkten I_{mie1} und I_{mie2} (oben). Die Überlagerung, unten links dargestellt, lässt die Bewegungsrichtung gut erkennen (aus [39]). Rechts unten ist das Ergebnis der 2D-Kreuzkorrelation dargestellt.

Weil die Geschwindigkeit der Strömung indirekt über die Ensemblesgeschwindigkeit der Partikel gemessen wird, müssen diese der Strömung möglichst schlupffrei folgen, was eine gewisse Anforderung an die Partikelgröße stellt. Um möglichst kleine Partikel mit homogener Partikelverteilung zu erhalten wurde ein im Anhang A.7 gezeigter Partikelgenerator entwickelt [53]. Die Qualität der erzeugten Partikel wurde mit Laserbeugungsspektroskopie untersucht und ein Partikeldurchmesser von $d_p \approx 3.3 \mu m$ bestimmt. Bei der gewählten Abtastfrequenz des HS-PIV-Systems ergibt sich eine Nyquistfrequenz von $f_{nyq} = 500 Hz$, bis zu der die Partikel den turbulenten Fluktuationen der Strömung noch folgen müssen. Aus der im Anhang A.7 gezeigten Abschätzung geht hervor, dass mit den verwendeten Partikeln die turbulente kinetische Energie der Geschwindigkeitsfluktuation zu ca. 92% erfasst wird.

4.1.4 Bestimmung der Turbulenzgrößen

Turbulente Strömungen werden, wie in Abschnitt 2.2 gezeigt, statistisch durch ihre turbulente Fluktuation u'_{rms} und ein charakteristisches Längenmaß l_t beschrieben.

4.1.4.1 Geschwindigkeitsfluktuation

Die lokal aufgezeichneten Geschwindigkeiten in den drei Raumrichtungen werden an jeder Position durch eine gemittelte skalare Größe ersetzt. Die mittlere Geschwindigkeit nach Gl. 2.18 entspricht einer *arithmetischen* Mittelung:

$$\bar{u}(\vec{x}) = \sqrt{\bar{u}_x(\vec{x})^2 + \bar{u}_y(\vec{x})^2 + \bar{u}_z(\vec{x})^2}. \quad (4.3)$$

Die mittlere Schwankungsgröße wird aus dem *Effektivwert* der einzelnen Schwankungsgrößen nach Gl. 2.19 bestimmt:

$$u'_{rms}(\vec{x}) = \sqrt{\frac{1}{3} \left(\overline{u'_x(\vec{x}, t)^2} + \overline{u'_y(\vec{x}, t)^2} + \overline{u'_z(\vec{x}, t)^2} \right)}. \quad (4.4)$$

Das PIV-System erfasst Geschwindigkeitskomponenten ausschließlich in der x - z -Ebene. Da die Komponente u_y in Tiefenrichtung nicht erfasst wird, muss diese geschätzt werden. Für mittlere Größen in rotationssymmetrischen Drallströmungen kann angenommen werden, dass die mittlere Umfangskomponente \bar{u}_y in etwa der mittleren Radialkomponente \bar{u}_x entspricht [23, 78] und dies ebenfalls für die Geschwindigkeitsfluktuationen gilt. Diese Approximation wurde von Hermann [23] als hinreichend genau bestätigt. Somit ergibt sich für ein auf zwei gemessene Geschwindigkeitskomponenten reduziertes System:

$$\bar{u}(\vec{x}) = \sqrt{2 \cdot \bar{u}_x(\vec{x})^2 + \bar{u}_z(\vec{x})^2} \quad (4.5)$$

und

$$u'_{rms}(\vec{x}) = \sqrt{\frac{1}{3} (2 \cdot u'_{x,rms}(\vec{x}) + u'_{z,rms}(\vec{x}))}. \quad (4.6)$$

4.1.4.2 Integrales Längenmaß

Wie in Abschnitt 2.2 gezeigt, lässt sich die Größe der energietragenden Wirbel durch das integrale Längenmaß l_t nach Gl. 2.23 charakterisieren. Die experimentelle Bestimmung von l_t als Integral der Korrelationskoeffizienten R_{uu} über dem Korrelationsabstand r ist Unsicherheiten unterworfen. Oftmals ist die örtliche Auflösung der eingesetzten Messtechnik begrenzt, so dass diese in der Größenordnung der zu bestimmenden Längenmaße liegen kann.² Die Integration wäre demnach sehr ungenau. Durch die Darstellung des Korrelationsverlaufs als Funktion wird dieses Problem umgangen.

²Mit dem hier eingesetzten PIV-System erreicht man eine örtliche Auflösung von $\Delta x \approx 1.7 \text{ mm}$. Die zu bestimmenden Längenmaße liegen in der Größenordnung $l_t \approx 2 \dots 10 \text{ mm}$.

Hinze [25] schlägt zur Beschreibung von $R_{uu}(r)$ eine analytische Lösung vor. Er definiert für diese Korrelationsfunktion $\Gamma(r)$ folgende Bedingungen:

$$\begin{aligned} -1 &\leq \Gamma(r) \leq +1 \\ \lim_{r \rightarrow \infty} \Gamma(r) &= 0 \\ \lim_{r \rightarrow 0} \Gamma(r) &= 1 \\ \lim_{r \rightarrow 0} \frac{\partial \Gamma(r)}{\partial r} &= 0 \\ l_t &= \int_0^{\infty} \Gamma(r) dr. \end{aligned}$$

Die Gaußsche Normalverteilung [64]

$$g(r) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{r^2}{2}} \quad (4.7)$$

erfüllt die genannten Bedingungen. In einer allgemeinen Form geschrieben lautet Gl. 4.7:

$$g(r) = e^{-(Cr)^2}. \quad (4.8)$$

Setzt man Gl. 4.7 in die Bedingung

$$l_t = \int_0^{\infty} g(r) dr \quad (4.9)$$

ein, erhält man für die Konstante C :

$$C = \frac{\sqrt{\pi}}{2} l_t. \quad (4.10)$$

Somit lässt sich die Längskorrelation mit folgender Funktion beschreiben:

$$\Gamma(r) = e^{-\frac{\pi}{4} \left(\frac{r}{l_t}\right)^2}. \quad (4.11)$$

Aus Gl. 4.11 kann mit Hilfe eines *Least-Square-Fits* das integrale Längenmaß bestimmt werden. Dabei wird l_t als einziger freier Parameter optimiert, bis die minimale Abweichung der Funktion $\Gamma(r)$ von $R_{uu}(r)$ gefunden wird. Abbildung 4.7 zeigt gemessene Korrelationskoeffizienten, die nach Gl. 4.11 gefitete Funktion $\Gamma(r)$ und das ermittelte Längenmaß von $l_t = 4.4\text{ mm}$ bei einer Auflösung des PIV-Systems von $\Delta r \approx 1.7\text{ mm}$.

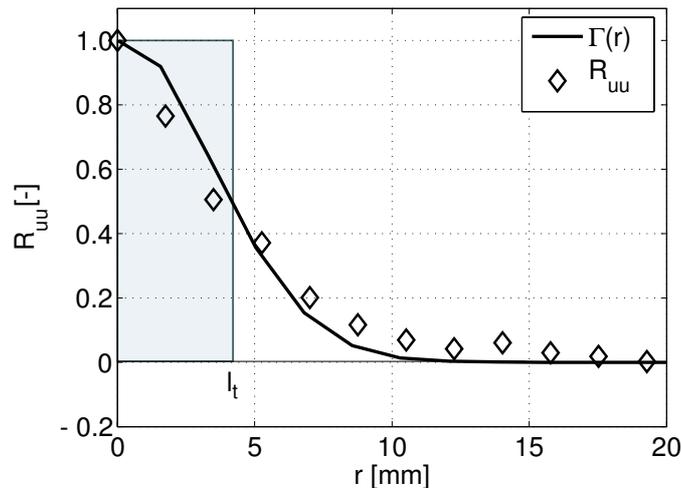


Abbildung 4.7: Korrelationskoeffizienten und Längenmaß in einer Jet Strömung. Die Funktion $\Gamma(r)$ wurde nach Gl. 4.11 mit einem Least-Square-Fit bestimmt.

Die Least-Square-Fit-Methode hat im Vergleich zur Integration nach Gl. 2.23 folgende Vorteile:

- Die Funktion besitzt nur einen Freiheitsgrad, nämlich l_t . Theoretisch genügt für die Bestimmung von l_t ein Korrelationskoeffizient an der Position $r > 0$.
- Korrelationsverläufe $R_{uu}(r)$ tendieren zu Instabilitäten, d.h. sie schwingen entlang der Integrationskoordinate r [90]. Diese Schwingung verfälscht die Längenmaßbestimmung, wenn man gemäß Gl. 2.23 aufintegriert. Im ungünstigsten Fall geht $l_t \rightarrow 0$. Die Funktion $\Gamma(r)$ kann dagegen nicht schwingen.

4.2 Planare Chemilumineszenzmessung

Nachdem im vorangegangenen Abschnitt auf die Bestimmung der Turbulenzgrößen eingegangen wurde, wird im Folgenden die Bestimmung der lokalen laminaren Brenngeschwindigkeit, der lokalen laminaren Flammendicke und der mittleren Wärmefreisetzungsverteilung diskutiert. Die Verwendung von Chemilumineszenzdaten zur Luftzahl- und Wärmefreisetzungsbestimmung ist noch nicht vollständig verstanden und derzeit Gegenstand aktueller Forschung [42]. Im Rahmen dieser Arbeit konnten jedoch mit empirischen Kalibrationen zufriedenstellende Daten gewonnen werden.

4.2.1 Flammeneigenleuchten

Der chemische Umsatz der Brennstoffe Methan und Wasserstoff findet nicht in Form einer einzigen globalen Reaktion statt (einer sogenannten Einschrittreaktion). Vielmehr existieren eine Vielzahl von Elementarreaktionen die in Startreaktionen, Kettenreaktionen, Kettenverzweigungen, Rekombinations- und Kettenabbruchreaktionen unterteilt werden können [40]. Dabei entstehen eine Reihe elektronisch angeregter Radikale [54], die beim Zurückfallen in den energetischen Grundzustand Licht emittieren, wie am Beispiel des OH^* -Radikals gezeigt:



Das emittierte Licht der Wellenlänge λ_L (h_p ist das Plancksche Wirkungsquantum, c_L die Lichtgeschwindigkeit) ist für ein- und zweiatomige Moleküle sehr schmalbandig und spezifisch für das jeweilige Radikal. Die wichtigsten Radikale sind OH^* und CH^* , die Licht der Wellenlängen $308nm$ (OH^*) und $431nm$ (CH^*) emittieren. Da die Radikale sehr schnell vom angeregten in den Grundzustand zurückfallen (z.B. für OH^* in ca. $700ns$ [2]), kann davon ausgegangen werden, dass Licht nur an den Stellen chemischer Reaktionen emittiert wird, also dort wo Wärme freigesetzt worden ist.

4.2.2 Einmischeffekte und lokale laminare Verbrennungsgrößen

Nur wenn Luftzahl- und Temperatureffekte ausgeschlossen werden können gilt die Chemilumineszenz als Indikator für die Wärmefreisetzung, da sich nur in diesem Fall eine Proportionalität zwischen gemessenem OH^* -Signal und Wärmefreisetzung herstellen lässt. Dies ist immer dann möglich, wenn mit adiabat eingeschlossenen Vormischflammen gearbeitet wird. Die im Rahmen dieser Arbeit untersuchte freibrennende Drallflamme interagiert mit dem ruhenden Umgebungsmedium. Dadurch nimmt der Massenstrom entlang der Brennerachse z kontinuierlich zu, was experimentell belegt werden konnte (siehe Abschnitt A.4). Ausgehend von dieser Massenstromzunahme ergeben sich zwei Effekte, welche den Verbrennungsprozess beeinflussen:

1. Die Luftzahl des Brennstoff-Luft-Gemisches ändert sich entlang der Brennerachse.
2. Die Temperatur der Strömung wird durch Einmischung kalter Umgebungsluft abgesenkt.

Um den Einfluss der angesaugten Umgebungsluft auf die Flamme verstehen zu können, ist eine genauere Betrachtung des Strömungsfelds notwendig. Abbildung 4.8 zeigt die radiale Verteilung der mittleren Axialgeschwindigkeit \bar{u}_z , der axialen Schwankungsgröße $u'_{z,rms}$ und der mittleren Wärmefreisetzungsdichte \bar{q} an der axialen Position $z = 0.5D$. Die mittlere Axialgeschwindigkeit nimmt auf der Brennerachse negative Werte an (Rückströmzone). Mit zunehmendem Abstand steigt die Geschwindigkeit an, bis diese ein Maximum bei $x = 0.5D$ erreicht. Nach außen hin fällt die Geschwindigkeit auf Null ab. In diesem Strömungsfeld bilden sich zwei Scherschichten in den Bereichen $x = 0.3D$ und $x = 0.55D$ aus. Innerhalb der Scherschichten erreicht die lokale Geschwindigkeitsfluktuation Werte von bis zu $u'_{z,rms} \approx 0.4 u_{bulk}$. Aus dem Vergleich der radialen Wärmefreisetzungsverteilung mit der Geschwindigkeitsinformation lässt sich erkennen, dass Wärme nur entlang der inneren Scherschicht freigesetzt wird.

Eingemischtes Frischgas kann nur mit der Flamme interagieren, wenn es bis in die innere Scherschicht transportiert wird. Der verantwortliche Mecha-

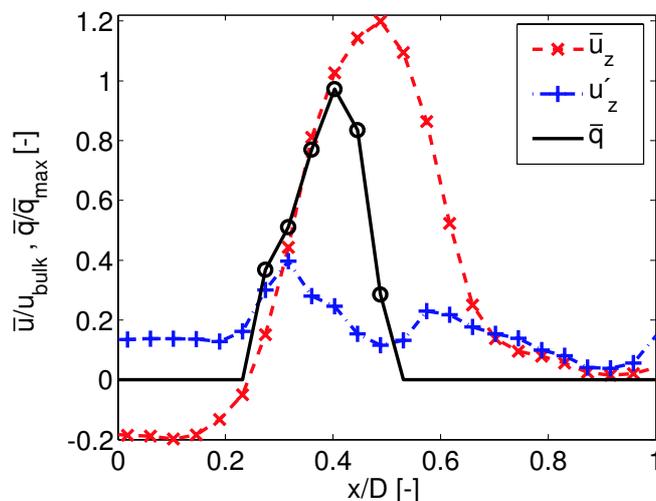


Abbildung 4.8: Radiale Verteilung der normierten mittleren Axialgeschwindigkeit, der axialen Geschwindigkeitsschwankung und der mittleren Wärmefreisetzungsdichte an der Position $z = 0.5D$.

nismus ist turbulentes Mischen. Somit kann angenommen werden, dass die Flamme nahe am Düsenaustritt von Umgebungslufteffekten noch unbeeinflusst bleibt. In Abb. 4.9 ist Situation dargestellt: Die linke Seite zeigt schematisch eine instantane Flammenfront sowie die äußere Scherschicht. Die Breite dieser Scherschicht nimmt stromab zu, bis sie bei ca. $z \approx 0.8D$ auf die innere Scherschicht und somit auf die Flammenfront trifft. Im Mie-Streulichtbild ist eine schwache Abnahme der Intensität stromab von $z \approx 1D$ (markiert durch Pfeile) zu erkennen, was durch Einmischen von Umgebungsluft verursacht wird.

Die lokale Luftzahlbestimmung erfolgte durch Messung der OH^* - und CH^* -Chemilumineszenz [96].³ Hierzu nimmt ein Spektrograph entlang der Brennerachse das von der Flamme emittierte Licht auf. Da die beiden Radikale auf unterschiedlichen Reaktionspfaden gebildet werden [54], lässt sich aus dem Intensitätsverhältnis I_{OH^*} / I_{CH^*} die lokale Luftzahl ermitteln [20,42,96]. Rechts außen in Abb. 4.9 ist die gemessene Luftzahl über der axialen Position dargestellt. Wie die räumliche Trennung von Flamme und Umgebungsmedium vermuten lässt, bleibt die Luftzahl im Bereich $z = 0 \dots 0.8D$ näherungsweise kon-

³Mit Unterstützung von Dipl.-Ing. Martin Lauer.

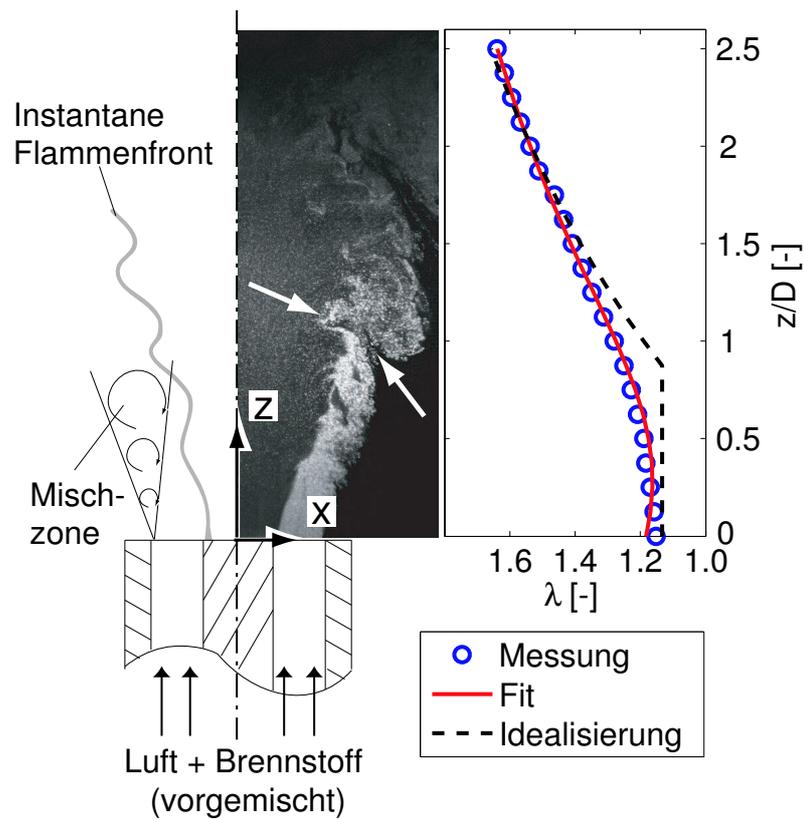


Abbildung 4.9: Schematische Darstellung der Flammenfront und der äußeren Scherschicht (links). Die rechte Hälfte der Strömung zeigt ein Mie-Streulichtbild. Die gemessene lokale Luftzahl ist rechts außen dargestellt.

stant und nimmt dann linear zu. Die Erhöhung der lokalen Luftzahl entlang der Brennerachse kann durch eine gefittete quadratische Funktion beschrieben werden.

Der erstgenannte Effekt, nämlich die Luftzahlerhöhung, wirkt sich auf die lokale laminare Flammengeschwindigkeit s_L und Flammendicke δ_L aus. Aus der abgeschätzten lokalen Luftzahl werden s_L und δ_L bestimmt, indem die Werte für die entsprechende lokale Luftzahl aus einer mit Hilfe des Reaktionsmechanismus GRI-Mech 3.0 in CHEMKIN [34] erzeugten Tabelle⁴ entnommen werden. Man erhält Verläufe für

$$s_L(z) = f(\lambda(z)) \quad (4.13)$$

und

$$\delta_L(z) = f(\lambda(z)) \quad (4.14)$$

als Funktionen der lokalen Luftzahl. Die als zweiter Effekt genannte Temperaturabsenkung führt zu einer Abnahme des Intensitätssignals in den CL-Mittelwertbildern und kann mit einer Kalibrationskurve $C_{CL}(z)$, wie von Wäsle et al. [96, 97] vorgeschlagen, korrigiert werden. Zur Bestimmung von $C_{CL}(z)$ wurde eine in einem Quarzglaszylinder eingeschlossene Flamme bei unterschiedlichen Luftzahlen mit dem Spektrographen vermessen. Das Verhältnis der von der Flamme emittierten integralen, luftzahlabhängigen, Intensitäten des OH^* -Radikals ergibt die Kalibrationskurve

$$C_{CL}(z) = \frac{I_{OH^*,tot}(\lambda(z))}{I_{OH^*,tot}(\lambda_{bulk})}, \quad (4.15)$$

die in Abb. 4.10, zusammen mit der lokalen Luftzahl über z , dargestellt ist. Damit lassen sich die lokalen OH^* -Intensitätswerte in den Chemilumineszenzbildern korrigieren:

$$I_{OH^*,korr}(x, z) = I_{OH^*,mess}(x, z) \cdot C_{CL}(z). \quad (4.16)$$

⁴Mit Unterstützung von Dipl.-Ing. Stefan Burmberger.

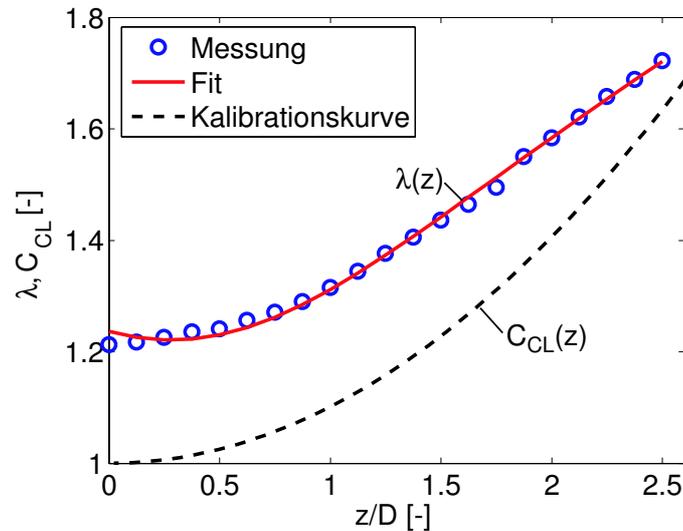


Abbildung 4.10: Lokale Luftzahl einer Flamme mit $\lambda_{bulk} = 1.2$ am Düsenaustritt und Kalibrationskurve über z .

4.2.3 Messtechnik

Die Erfassung der Chemilumineszenz erfolgt entweder mit bildverstärkten Kameras oder anderen photosensitiven Detektoren, wie z.B. Photomultipliern, wobei im Rahmen dieser Arbeit eine bildverstärkte Hochgeschwindigkeitskamera der Marke *Photron APXI*² eingesetzt wurde [95–97]. Um ausschließlich die Spezies OH^* zu detektieren, wurde das einfallende Licht mit einem Filter⁵ bei $\lambda_L = 307\text{nm}$ bandpassgefiltert. Das Mittelwertbild der Flamme entsteht aus einer Serie von Einzelbildern wie exemplarisch in Abb. 4.11 gezeigt.

4.2.4 Flammenlänge und Planare Wärmefreisetzungverteilung

4.2.4.1 Bildbearbeitung

Abbildung 4.12 zeigt ein OH^* -Mittelwertbild, links vor und rechts nach der Intensitätskorrektur mit Gl. 4.16. Neben der Verschiebung des Intensitätsmaximums in Stromabrichtung erstreckt sich die Wärmefreisetzungszone insge-

⁵L.O.T. Oriol 307FS10-50. Die maximale Transmission beträgt $T_{Filter} = 16.5\%$ mit einer Halbwärtsbreite von $307\text{nm} \pm 5\text{nm}$.

samt weiter stromab, das Flammenvolumen ist somit größer als aus den ursprünglichen unkorrigierten Bildern angenommen wurde.

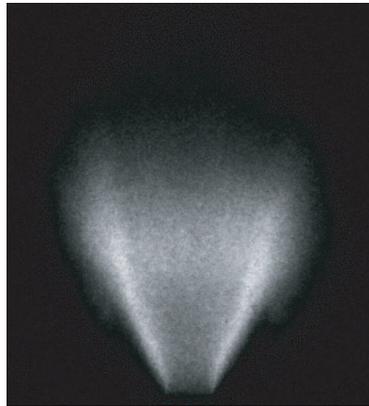


Abbildung 4.11: Rohbild einer OH^* -Chemilumineszenzmessung. Die Belichtungszeit betrug 16ms.

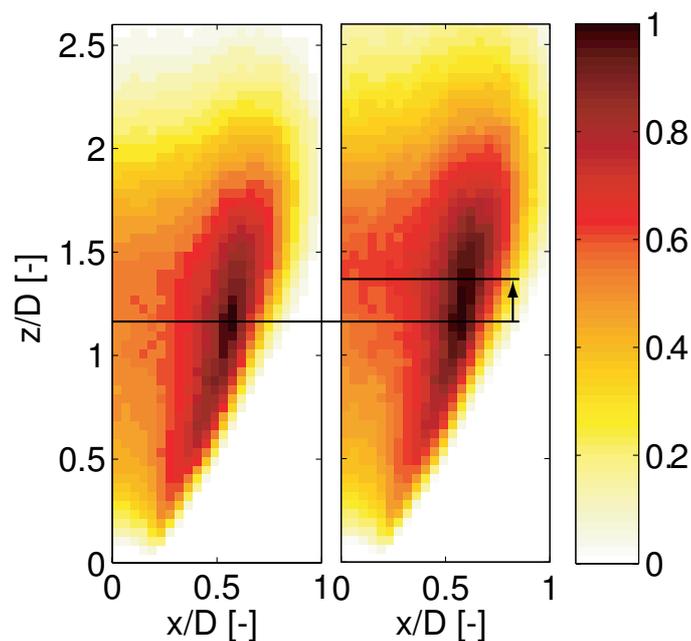


Abbildung 4.12: Planare OH^* -Verteilung links vor und rechts nach der Intensitätskorrektur.

Flammen sind, wie Büchner [2] gezeigt hat, optisch transparent. Dies führt bei der Erfassung der Chemilumineszenz zur Integration der lokalen Lichtintensitäten in Tiefenrichtung. Um von den Intensitätsbildern auf eine planare lokale Wärmefreisetzungsverteilung schließen zu können, bedient man sich

einer mathematischen Methode, der *Entabelung*. Für Mittelwertbilder einer Flamme kann die *Rotationssymmetrie* genutzt werden, um einen planaren Schnitt durch die Flamme zu berechnen. Die nach Abel benannte Transformation beschreibt die Projektion von dreidimensionalen Geometrien auf eine zweidimensionale Ebene. Zur Entabelung wird ein Algorithmus nach Dribinski et. al. [13] verwendet.

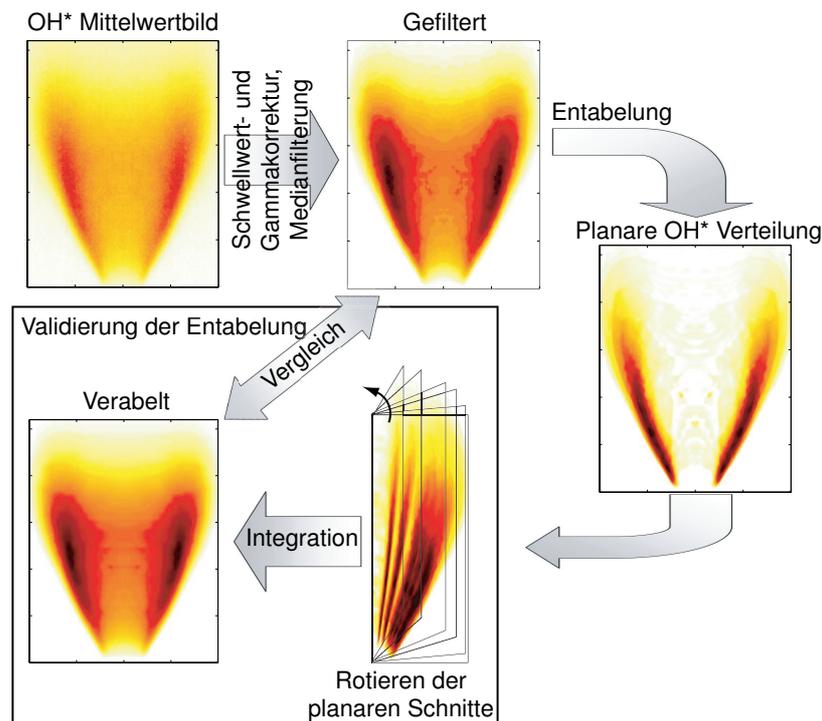


Abbildung 4.13: Vom OH^* -Mittelwertbild zur planaren Information sowie Validierung der Entabelung durch Rückverabeln.

In Abb. 4.13 ist das Vorgehen dargestellt. Ausgehend vom OH^* -Mittelwertbild werden, je nach Qualität der Bilder, eine Reihe von digitalen Filtern angewendet, um Hintergrundrauschen zu entfernen und die Intensitätsverteilung zu glätten. Der Algorithmus zur Bildentabelung ist schnell und robust, verfügt jedoch über einen freien Parameter, mit dem die radiale Intensitätsverteilung gewichtet wird. Dieser Faktor wird validiert, indem das entabelte Bild rückverabelt wird. Sind das Ausgangsbild und das rückverabelte Bild identisch, kann angenommen werden, dass der Faktor korrekt gewählt wurde.

4.2.4.2 Flammenlänge

Um ein Maß für die Ausdehnung der Flamme in Axialrichtung zu erhalten, wird oftmals die Position des OH^* -Intensitätsmaximums verwendet (z.B. [27, 47, 66]). Abbildung 4.14 zeigt die Positionen von $z_{OH^*,max}$ und L_{fl} in der Flamme. Die Position von L_{fl} hängt von der Wahl eines Intensitätsschwellenwerts ab, wodurch die Bestimmung von L_{fl} sehr ungenau wird. Deutlich robuster ist die Bestimmung von $z_{OH^*,max}$, indem für jede Position z das Integral der Intensitäten über x gebildet wird:

$$I_{OH^*}(z) = \int_{x=-\infty}^{+\infty} I_{OH^*}(x, z) dx. \quad (4.17)$$

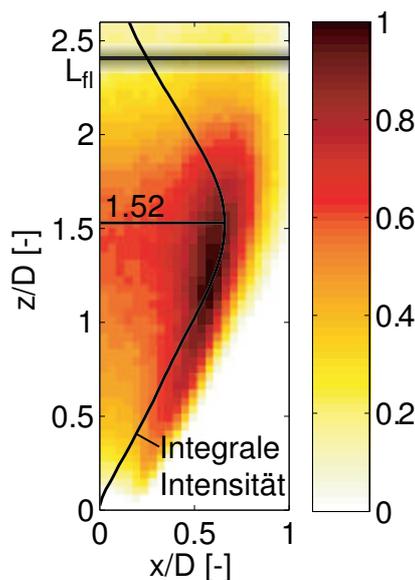


Abbildung 4.14: Positionsbestimmung der maximalen OH^* -Intensität und der Flammenlänge L_{fl} .

Die Integrationsrichtung y der Intensitätsverteilung ist aufgrund der Tiefenintegration bereits in der Bildinformation enthalten. Die Position des Maximums des Intensitätsverlaufs entspricht $z_{OH^*,max}$. Es hat sich gezeigt, dass bei dem untersuchten Brenner für viele Betriebspunkte der Zusammenhang

$$L_{fl} \approx 1.5 \cdot z_{OH^*,max} \quad (4.18)$$

gilt. Dabei muss angemerkt werden, dass es sich bei dem Faktor 1.5 aufgrund der Schwellwertproblematik lediglich um eine Abschätzung der Größenordnung handelt.

4.2.4.3 Planare Wärmefreisetzungsverteilung

Die Verteilung der mittleren Wärmefreisetzungsichte wird durch entabellen des in Abb. 4.14 gezeigten OH^* -Mittelwertbilds bestimmt. Die in Abb. 4.15 gezeigte lokale Wärmefreisetzungsverteilung wird so skaliert, dass das Integral der Wärmefreisetzung über dem Flammenvolumen der durch die Durchflussregler eingestellten thermischen Leistung entspricht:

$$P_{th} = \dot{m}_{F0} \cdot H_u = \int \bar{q}(x, z) dV. \quad (4.19)$$

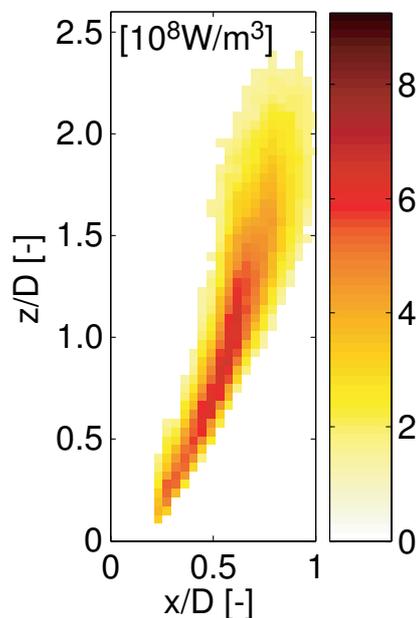


Abbildung 4.15: Wärmefreisetzungsverteilung $\bar{q}(x, z)$, bestimmt aus der in Abb. 4.14 dargestellten Chemilumineszenzverteilung.

4.2.5 Zusammenfassung und Hinweis zur Signalintensität

Die hier vorgestellte Messtechnik erlaubt durch Einbeziehen von Daten aus Spektrographenmessungen die Abschätzung der lokalen Luftzahlverteilung in der Flamme. Damit lassen sich lokale Daten der laminaren Brenngeschwindigkeit $s_L(z)$ und der laminaren Flammendicke $\delta_L(z)$ bestimmen. Die ortsaufgelöste Chemilumineszenzinformation wird um Temperatureffekte bereinigt. Nach der Entabelung kann daraus die lokale Wärmefreisetzungsverteilung $\bar{q}(x, z)$ bestimmt werden.

Abschließend muss noch auf ein Problem der Chemilumineszenzmesstechnik hingewiesen werden. Die Signalintensität hängt stark von der Temperatur ab. Bei Flammen mit hoher Luftzahl nimmt diese stark ab, wodurch das aufgezeichnete Signal immer schwächer wird und sich kaum mehr vom Hintergrundrauschen abhebt. Abbildung 4.16 zeigt die nach Gl. 4.17 aufintegrierten Intensitätsverläufe für Flammen mit konstanter Leistung und unterschiedlicher Luftzahl.

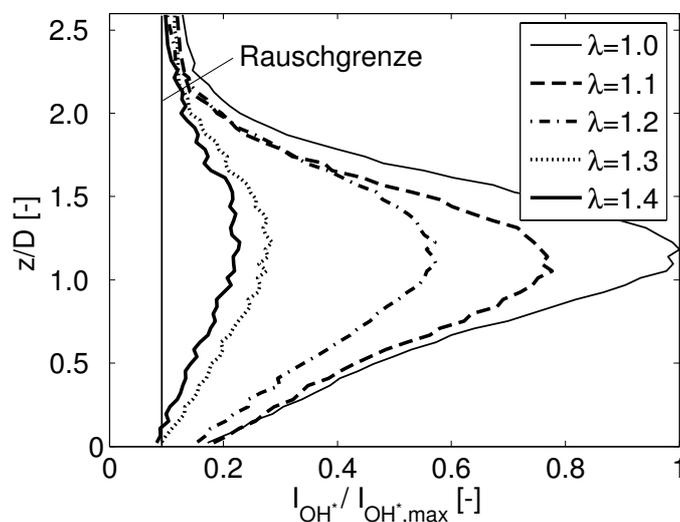


Abbildung 4.16: Integrale Intensitäten nach Gl. 4.17 für Flammen mit gleicher thermischer Leistung $P_{th} = 60\text{kW}$ und unterschiedlicher Luftzahl λ .

Während sich bei Flammen mit niedriger Luftzahl die Intensitätswerte noch deutlich vom Hintergrundrauschen abheben, wird dies bei Luftzahlen $\lambda > 1.3$ problematisch. Es müssen somit zunehmend Messungengenauigkeiten bei der

Auswertung von $z_{OH^*,max}$, L_{fl} und der mittleren Wärmefreisetzungsverteilung \bar{q} in Kauf genommen werden.

4.3 Bestimmung integraler Größen aus planaren Daten

Während das Spektralmodell auf Felddaten basiert, wird bei der Abschätzung der Lärmproduktion mit der Effizienzgradkette mit repräsentativen Größen gearbeitet. Hierzu werden wärmefreisetzungsgewichtete Mittelwerte gebildet. Abbildung 4.17 zeigt das Vorgehen exemplarisch für l_t , das Verfahren wird auch für u'_{rms} , s_L und δ_L angewendet.

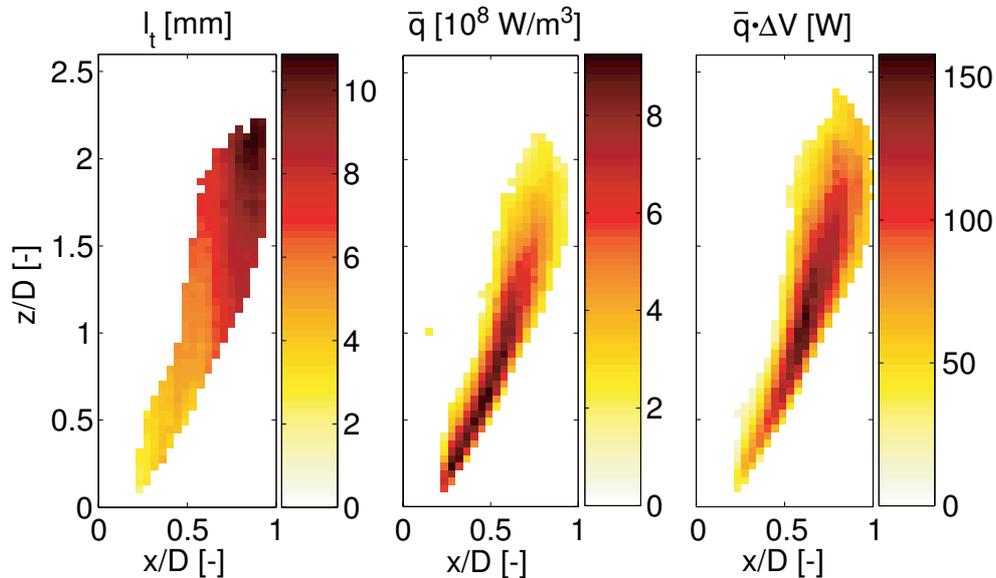


Abbildung 4.17: Bestimmung eines wärmefreisetzungsgewichteten Mittelwerts am Beispiel der planaren Verteilung des integralen Längenmaßes l_t .

Für die Gewichtung der planaren Längenmaße muss neben der mittleren Wärmefreisetzungsverteilung noch das diskrete Volumen an der jeweiligen Position berücksichtigt werden, wodurch weiter außen liegende Positionen stärker gewichtet werden:

$$l_{t,m} = \frac{\sum_z \sum_x l_t(x, z) \cdot \bar{q}(x, z) \cdot \Delta V(x, z)}{\sum_z \sum_x \bar{q}(x, z) \cdot \Delta V(x, z)}. \quad (4.20)$$

Die Gewichtungsverteilung $\bar{q} \cdot \Delta V$ ist in Abb. 4.17, rechts, dargestellt. Für die links gezeigte Längenmaßverteilung im Flammenquerschnitt ergibt sich so ein gewichtetes mittleres Längenmaß von $l_{t,m} = 7.1 \text{ mm}$. Ist im nachfolgenden Text von *mittleren* Maßen die Rede, dann bezieht sich dies stets auf wärmefreisetzungsgemittelte Größen.

Die repräsentative mittlere Wärmefreisetzungsdichte \bar{q}_m ergibt sich aus dem Flammenvolumen, welches aus einem entabelten und binarisierten Chemilumineszenzbild experimentell ermittelt wurde, und der thermischen Leistung P_{th} :

$$\bar{q}_m = \frac{P_{th}}{V_{fl,mess}}. \quad (4.21)$$

5 Schalleistungsmessung zur Modellvalidierung

Mit dem Spektralmodell werden anhand von experimentell bestimmten Eingangsgrößen Lärmspektren berechnet. Zur Modellvalidierung wurde an freibrennenden, ins Fernfeld abstrahlende Flammen die spektrale akustische Leistung gemessen.

Zunächst wird auf relevante Grundlagen der Akustik eingegangen. Die Effekte der Raumakustik auf die Messungen werden diskutiert und eine Möglichkeit zur Korrektur vorgestellt. Während der Experimente störten Resonanzen des Systems Flamme-Plenum die Messungen, worauf ebenfalls eingegangen wird. Es folgt die Vorstellung der Intensitätsmesstechnik. Das Kapitel schließt mit der Bestimmung der Schalleistungsspektren und einer Abschätzung der Messungenauigkeit.

5.1 Grundlagen zur Akustik

5.1.1 Definition von Schall und Schallpegel

Akustik (griech: *akuein* = hören) ist die Lehre vom Schall. Die Möglichkeit, dass Schall sich wellenförmig ausbreitet, wurde bereits von Chrysippus, einem griechischen Philosophen, um 240 vor Christus erkannt [59]. Schall propagiert als Druck- und Geschwindigkeitsschwankungen in Form von Longitudinalwellen, im Gegensatz zu turbulenten Störungen jedoch nicht mit der Konvektivgeschwindigkeit \bar{u} sondern mit der Schallgeschwindigkeit c . Es findet kein Massetransport statt, lediglich Energie wird transportiert. Der Effektivwert des Schalldrucks entspricht dem *rms*-Wert der Zeitreihe ana-

log zu Gl. 2.19:

$$p'_{rms} = \sqrt{\overline{p'(t)^2}}. \quad (5.1)$$

Der Dynamikumfang akustischer Phänomene ist sehr groß. Das menschliche Gehör ist in der Lage, Druckschwankungen von $p'_{rms} = 20\mu Pa$ bis $p'_{rms} = 200 Pa$ zu detektieren [52]. Zieht man zur besseren Veranschaulichung die Hydrostatik heran, dann entspräche die Druckschwankung an der Hörschwelle einem Höhenunterschied in der Dicke eines Blattes Papier (ca. $0.1 mm$).

Die akustische Intensität ist das energetische Mittel aus Druck- und Schnellesschwankung. Da es sich bei der Schnelle im Gegensatz zur skalaren Größe Druck um einen Vektor handelt, ist die Intensität \vec{I}_a eine gerichtete Größe:

$$\vec{I}_a = \overline{p'(t) \cdot \vec{u}'(t)}. \quad (5.2)$$

Für die Bestimmung der abgestrahlten akustischen Leistung ist die Intensitätskomponente *normal* zur Messfläche von Relevanz. Deswegen wird für die nachfolgenden Zusammenhänge auf die Vektorschreibweise verzichtet und $I_a = \vec{I}_a \cdot \vec{n}$ verwendet. Die von einer Quelle abgestrahlte Leistung P_{ac} ist das Integral der Intensität über der akustisch durchströmten Fläche:

$$P_{ac} = \int_A I_a dA. \quad (5.3)$$

Zur Bestimmung der Schalleistung hat sich die Messung der Schallintensität etabliert. Abbildung 5.1 veranschaulicht das Prinzip der Intensitätsmessung an einer Sinuswelle. Die Schallschnelle u' lässt sich experimentell nur schwer bestimmen. Stattdessen erfasst man die Druckschwankung simultan an zwei Punkten p'_A und p'_B im Abstand Δr .

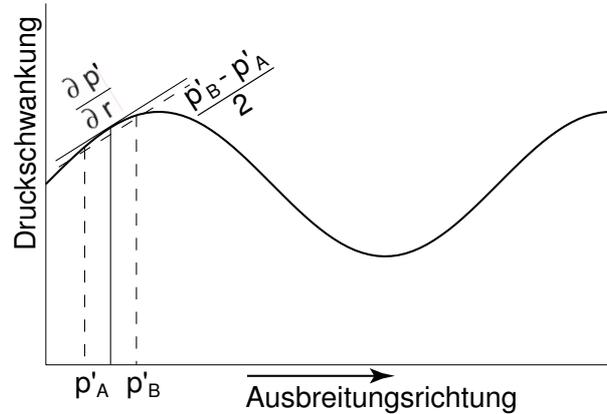


Abbildung 5.1: Näherungsverfahren zur Bestimmung der Schallschnelle.

Liegt ein Druckgradient vor, werden die Luftmoleküle beschleunigt [24]. Somit lässt sich mit Newtons Aktionsprinzip und einem linearisierten Euleransatz die Schelle bestimmen. Aus

$$\rho_0 \left(\frac{\partial u'}{\partial t} \right) = - \frac{\partial p'}{\partial r} \quad (5.4)$$

folgt durch zeitliche Integration

$$u' = - \left(\frac{1}{\rho_0} \right) \int_0^{\infty} \left(\frac{\partial p'}{\partial r} \right) dt \quad (5.5)$$

und der Grenzwertbetrachtung $\Delta r \rightarrow 0$

$$\frac{\partial p'}{\partial r} = \lim_{\Delta r \rightarrow 0} \left(\frac{\Delta p'}{\Delta r} \right) \cong \frac{(p'_B - p'_A)}{\Delta r}. \quad (5.6)$$

Die Dichte des Umgebungsmediums wird mit ρ_0 bezeichnet. Der Abstand Δr ist klein im Vergleich zur Wellenlänge. Der Schalldruck wird aus dem Mittelwert der Drücke p'_A und p'_B bestimmt:

$$p' = \frac{(p'_A + p'_B)}{2}. \quad (5.7)$$

Durch Einsetzen der Gln. 5.6 und 5.7 in 5.2 erhält man für die Intensität im Zeitbereich:

$$I_a = \overline{p' u'} \cong - \overline{\left(\frac{(p'_A + p'_B)}{2\rho_0 \Delta r} \cdot \int_0^\infty (p'_B - p'_A) dt \right)}. \quad (5.8)$$

Wegen des hohen Dynamikumfangs wird eine logarithmische Skala mit der Pseudoeinheit *Dezibel* verwendet. Die Schalldruck- und Intensitätspegel sind wie folgt definiert:

$$L_p = 10 \log_{10} \left(\frac{p'^2_{rms}}{p_0^2} \right) = 20 \log_{10} \left(\frac{p'_{rms}}{p_0} \right), \quad (5.9)$$

$$L_I = 10 \log_{10} \left(\frac{I_a}{I_0} \right). \quad (5.10)$$

Dabei werden Druck p'_{rms} , akustische Intensität I_a und akustische Leistung P_{ac} mit Bezugsgrößen $p_0 = 2 \cdot 10^{-5} Pa$, $I_0 = 10^{-12} W/m^2$ und $P_{ac,0} = 10^{-12} W$ normiert. Druck und Intensität sind vom Beobachtungsabstand r abhängige Größen und skalieren im Freifeld mit $p'_{rms} \propto 1/r$ bzw. $I_a \propto 1/r^2$. Die akustische Leistung dagegen ist unabhängig vom Abstand der Quelle (Energieerhaltung). Aus diesem Grund muss bei der Bestimmung des Schalleistungspegels L_W die tatsächliche Hüllfläche über den Messflächenschalldruckpegel L_A mit der Bezugshüllfläche $A_0 = 1 m^2$ erfasst werden [52]:

$$L_A = 10 \log_{10} \left(\frac{A}{A_0} \right). \quad (5.11)$$

Der Schalleistungspegel ergibt sich nun aus der akustischen Intensität I_a und L_A zu:

$$L_W = 10 \log_{10} \left(\frac{P_{ac}}{P_{ac,0}} \right) = 10 \log_{10} \left(\frac{I_a}{I_0} \right) + L_A - K_2. \quad (5.12)$$

Neben dem Messflächenpegel muss der Schalleistungspegel bei Messungen in Räumen noch um eine weitere Größe $K_2 = 0.75\text{dB}$ (Abschnitt A.5), der sogenannten Raumrückwirkung, korrigiert werden.

5.1.2 Charakterisierung der Raumakustik

Messräume für Akustikmessungen werden unterteilt in Hallräume, Halb-Freiräume und Freiräume [11, 12, 52]. Auf die sich darin ausbildenden Schallfelder wird zunächst eingegangen.

5.1.2.1 Schallfelder

Angenommen sei eine Monopolschallquelle in einem Raum. Abhängig vom Abstand r von der Quelle treten drei Arten von Schallfeldern auf: Nah-, Frei- und Diffusfeld.¹ Für kleine Abstände von der Quelle sind Druck und Schnelle im Nahfeld der Quelle um $\pi/2$ phasenverschoben [22] (siehe Abb. 5.2, links). Der Druck eilt der Schnelle voraus [15]. Mit steigendem Abstand von der Quelle wird der Phasenunterschied abgebaut, bis Druck und Schnelle in Phase sind.

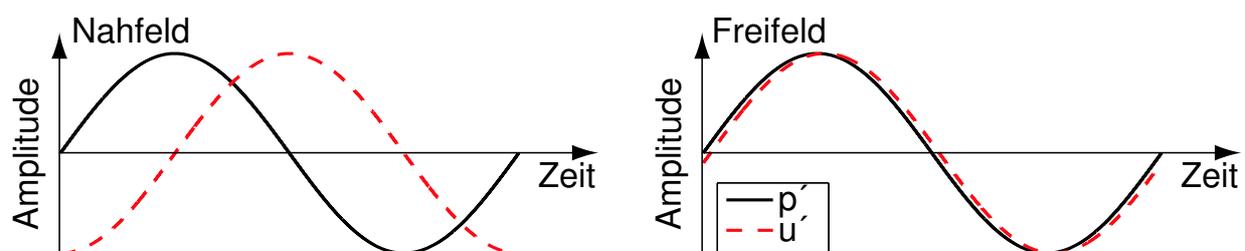


Abbildung 5.2: Schalldruck und Schallschnelle im Nah- und Freifeld. Je größer der Abstand von der Quelle, desto kleiner der Phasenunterschied.

In Abb. 5.3 ist der Schallpegel L_p über dem logarithmischen Abstand zur Quelle aufgetragen. Im Nahfeld fällt der Pegel steiler ab, im Freifeld liegt ein näherungsweise ebenes Wellenfeld vor. Nach Gabi & Pantle [18] nimmt im Nahfeld $p'_{rms} \propto 1/r^2$ ab, im Freifeld gilt für den Schalldruck: $p'_{rms} \propto 1/r$. Beim

¹Das Fernfeld schließt Frei- und Diffusfeld ein.

Übergang zum Diffusfeld, das von aus jeder Raumrichtung gleich viel einfallender Schallenergie gekennzeichnet ist, wird der Schalldruckpegel über dem Abstand r konstant.

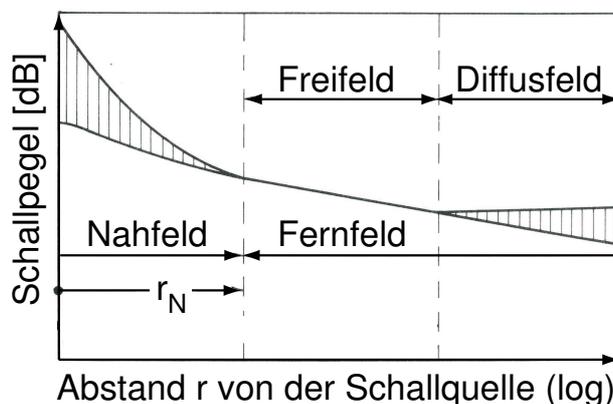


Abbildung 5.3: Schallpegel im Nah-, Frei- und Diffusfeld über dem Abstand von der Quelle (aus [22]).

Für die Experimente ist wichtig, dass der Schall nicht im Nahfeld gemessen wird, da hier über die Phasenbeziehung zwischen p' und u' keine Aussage getroffen werden kann. Aus diesem Grund stellt der Übergang zwischen Nah- und Fernfeld r_N ein wichtiges Maß dar und kann mit Hilfe der Helmholtzzahl He quantifiziert werden:

$$He = \frac{2\pi r_N}{c_0 \cdot f}. \quad (5.13)$$

Dabei ist c_0 die Schallgeschwindigkeit und f die Frequenz. Für das Fernfeld gilt: $He > 1$ [18]. Der Übergang ist frequenzabhängig. Dabei nimmt r_N für steigende Frequenzen ab und beträgt z.B. für $f = 100\text{Hz}$ bei Umgebungsbedingungen noch $r_N \approx 0.54\text{m}$.

Zur Charakterisierung des Schallfeldes wurden Messungen mit einem über r traversierten Mikrophon durchgeführt. Die Schalldrücke sind in Abb. 5.4 dargestellt und stimmen gut mit der Betrachtung in Abb. 5.3 überein. Als Linie ist die Proportionalität $p'_{rms} \propto 1/r$ eingezeichnet. Die gemessenen Pegel liegen für kleine Abstände oberhalb dieser Linie und fallen zunächst überproportional ab, bis sie dem Verlauf exakt folgen. Der für die späteren Messungen

gewählte Mikrophonabstand liegt mit $r_{mic} = 0.7\text{ m}$ im Freifeld.

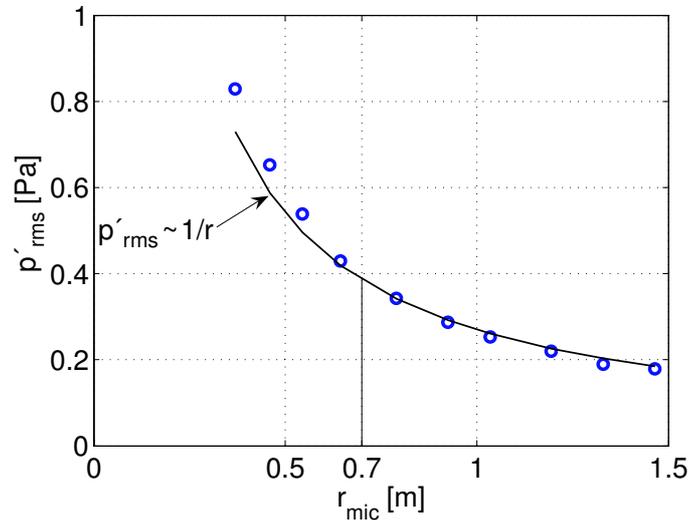


Abbildung 5.4: Ortsabhängigkeit des Schalldrucks p'_{rms} .

5.1.2.2 Übertragungsfunktion des Labors

Im vorangegangenen Abschnitt wurde das Schallfeld im Labor anhand der integralen Größen des Schalldrucks p' charakterisiert. Viele Effekte in der Akustik sind jedoch frequenzabhängig, wie anhand des in Abb. 5.5 gezeigten Lärmpektrums gezeigt werden kann. In dem gemessenen Spektrum treten zwei Effekte zu Tage: Im Bereich niedriger Frequenzen ($f \leq 100\text{ Hz}$) beeinflussen Eigenfrequenzen, von denen die markantesten mit Pfeilen markiert sind, die Messung. Für höhere Frequenzen ($f \geq 100\text{ Hz}$) treten aufgrund der geometrischen Beschaffenheit des Prüfstands Interferenzeffekte auf, die dem gemessenen Spektrum eine periodische Struktur an Pegelüberhöhungen und Pegelunterschreitungen aufprägen.

Eigenfrequenzen

Die Eigenfrequenzen eines Raums hängen von dessen Geometrie und den Randbedingungen ab. Über den Zusammenhang zwischen Frequenz und Wellenlänge lassen sich den Dimensionen des Labors l zugehörige Eigenfre-

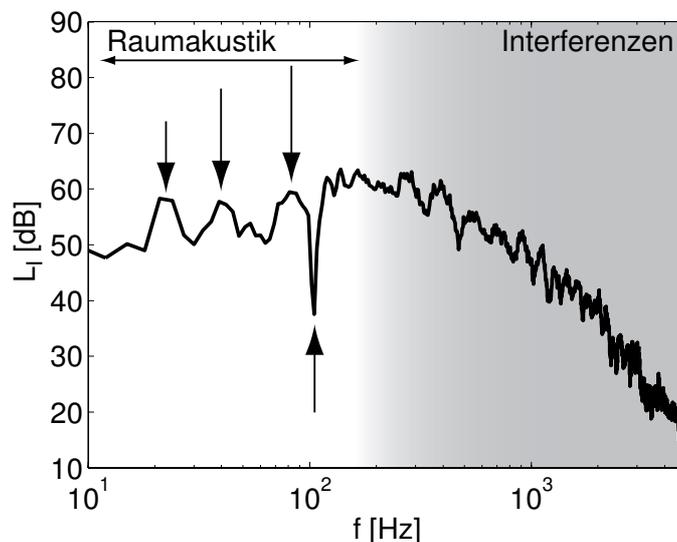


Abbildung 5.5: Einfluss von Eigenfrequenzen und Interferenzeffekte auf ein gemessenes Lärmspektrum.

quenzen f_E zuordnen:

$$f_E = c_0 \frac{n}{2l}. \quad (5.14)$$

Mit $n = 1$ ergeben sich für die Raumhöhe $l_H = 7.2m$, bzw. Raumlänge $l_L = 7.8m$ Eigenfrequenzen von $f_E \approx 22Hz$, bzw. $f_E \approx 20Hz$ und für die Raumbreite $l_B = 4.3m$ eine Eigenfrequenz von $f_E \approx 40Hz$. Eindeutig identifizierbare Eigenfrequenzen treten in Räumen nur unterhalb der sogenannten Schroederfrequenz auf:

$$f_S = 2000 \sqrt{\frac{t_{hall}}{V_{lab}}}. \quad (5.15)$$

Die Nachhallzeit t_{hall} des Labors wird mit der im Anhang A.5.2 gezeigten Methode zu $t_{hall} \approx 0.5s$ bestimmt, das Laborvolumen beträgt $V_{lab} \approx 242m^3$. Die ermittelte Schroederfrequenz liegt bei $f_S \approx 90Hz$.

Interferenzen

Oberhalb von $f > 100Hz$ beeinflussen Interferenzen die gemessenen Spektren. Wie in Abb. 5.6 schematisch dargestellt, werden an der schallharten Prüf-

standsoberfläche Schallwellen reflektiert, so dass an der Mikrofonposition eine frequenzabhängige Interferenz von direktem und indirektem Schall entsteht. Diese Vermutung konnte mit akustischen Feldrechnungen² gestützt werden.

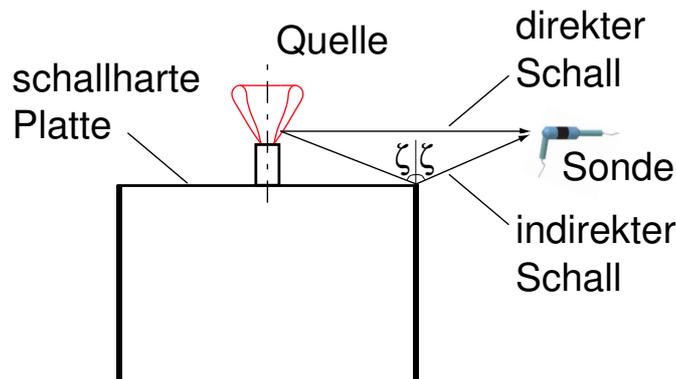


Abbildung 5.6: Ausbreitung einer direkten und einer indirekten Schallwelle zwischen Quelle und Sonde.

In Abb. 5.7 ist das Ergebnis der numerischen Simulation dargestellt. Es zeigt die Schalldruckpegel L_p exemplarisch für eine niedrige und eine hohe Frequenz. Die Quelle emittiert weißes Rauschen. Befindet sich die Messposition oberhalb der Prüfstandsoberfläche, ist die Monopolannahme für niedrige Frequenzen korrekt (in Abb. 5.7 im Farbplot links dargestellt). Der Schallpegel nimmt richtungsunabhängig mit dem Abstand ab. Für höhere Frequenzen treten jedoch frequenz- und positionsabhängige Interferenzen auf. Dies ist in der rechten Hälfte des Farbplots dargestellt. Abhängig von der Sondenposition weichen bei der gezeigten Frequenz von $f = 800\text{ Hz}$ auf konstantem Abstand von der Quelle die Pegel stark voneinander ab. Im Diagramm von Abb. 5.7 ist der berechnete Schalldruckpegel an der Sondenposition für den Bereich $f = 50 \dots 1000\text{ Hz}$ aufgetragen. Die frequenzabhängigen Pegelüberhöhungen, beziehungsweise Abschwächungen, sind deutlich erkennbar und stimmen qualitativ mit den beobachteten Störungen der Pegel in den gemessenen Spektren, wie in Abb. 5.5 gezeigt wurde, überein.

Um den spektralen Einfluss des Labors erfassen zu können, wird vom Autor vorgeschlagen, die spektrale Übertragungsfunktion des Labors experimentell

²Diese wurden freundlicherweise von Dipl.-Tech.Mat Fabian Weyermann durchgeführt.

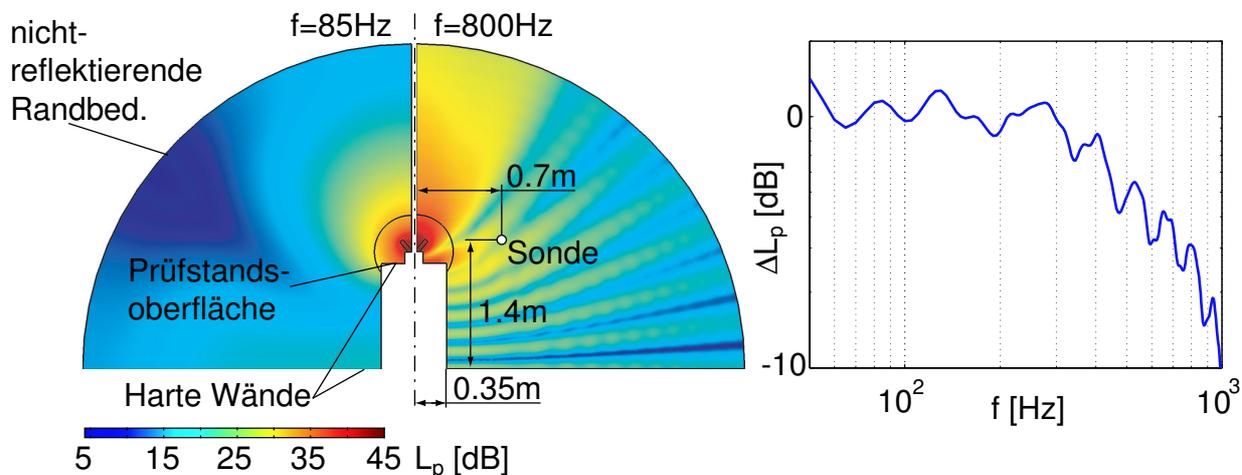


Abbildung 5.7: Ergebnis der Feldrechnung. Links sind die Druckverteilungen für $f = 85 \text{ Hz}$ und $f = 800 \text{ Hz}$ dargestellt, rechts das normierte Spektrum an der Sondenposition.

zu bestimmen. Dazu wird die Schallemission einer Vergleichsschallquelle mit weißem Rauschen zunächst im Labor und dann unter exakt gleichen Bedingungen im Freien gemessen. Abb. 5.8 zeigt die Anordnung schematisch. Im Freien wurde darauf geachtet, dass die Schallquelle in alle Richtungen emittieren kann. Um Reflexionen zu minimieren dient eine Wiese als Untergrund. Im Labor wurde die Prüfquelle an der Position der Brennerdüse aufgestellt. Die Position der Intensitätssonde entspricht exakt der für die späteren Messungen. Die Oberseite des Brennerprüfstands ist schallhart, ebenso der Boden. Das Labor ist mit der in Abschnitt 3.2 beschriebenen Schalldämpfung ausgestattet.

Die Übertragungsfunktion $G(f)$ des Labors ist der Quotient der im Labor und im Freifeld gemessenen Intensitätsspektren:

$$G(f) = \frac{I_{\text{frei}}(f)}{I_{\text{lab}}(f)}. \quad (5.16)$$

Abbildung 5.9 zeigt auf der linken Seite Spektren der Schallquelle im Freien und im Labor. Die Übertragungsfunktion konnte bis $f = 600 \text{ Hz}$ ausgewertet werden. Im niederfrequenten Bereich bis ca. $f = 100 \text{ Hz}$ (was in etwa der

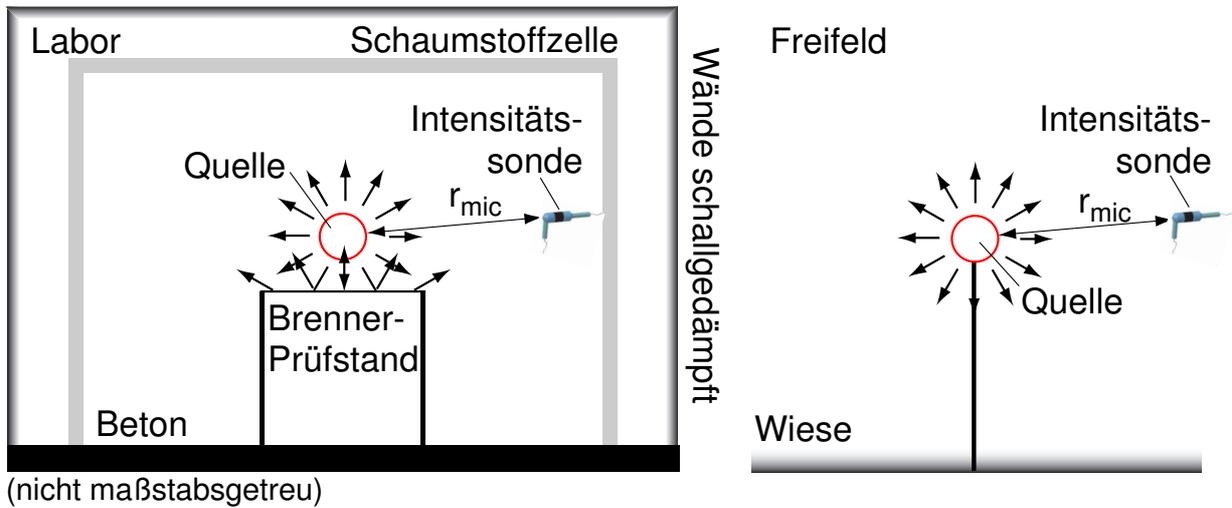


Abbildung 5.8: Prinzip der experimentellen Bestimmung der Übertragungsfunktion zwischen Quelle und Intensitäts-sonde.

Schroederfrequenz entspricht) lassen sich schmalbandige Frequenzen identifizieren, die auf Eigenfrequenzen des Labors zurückzuführen sind. Beispielhaft sind einige Eigenfrequenzen in Abb. 5.9, rechts, mit Linien markiert.

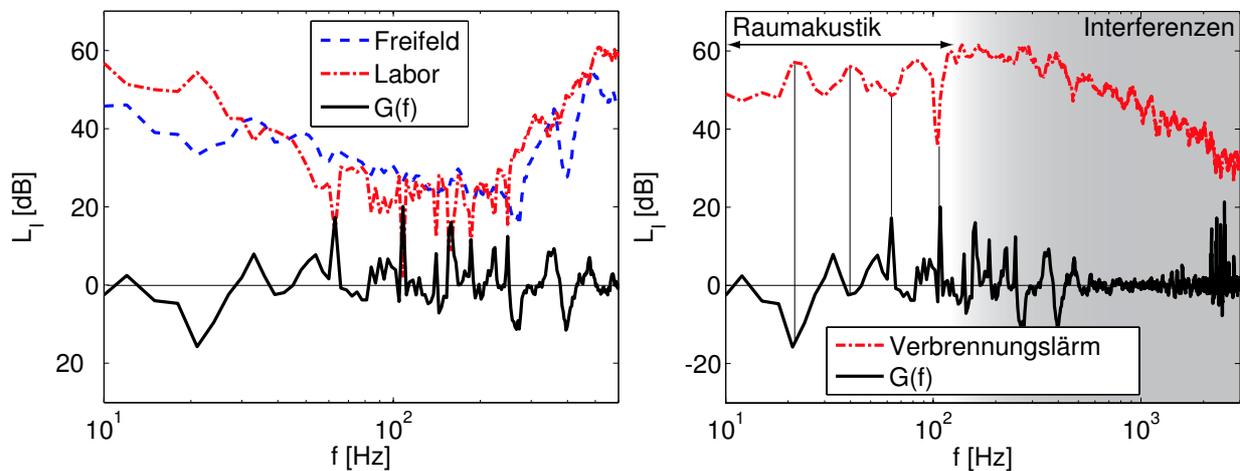


Abbildung 5.9: Spektren der Vergleichsschallquelle im Freifeld und im Labor (links). Rechts der Vergleich der Übertragungsfunktion mit einem Verbrennungslärmspektrum.

Im Bereich $f_s < f < 600\text{Hz}$ lassen sich die von der Feldrechnung prognostizierten Pegelabweichungen identifizieren. Somit erfasst $G(f)$ beide Effekte, nämlich Eigenfrequenzen und Interferenzen. Auf Basis dieser Übertragungs-

funktion lassen sich Raumakustikeffekte aus den gemessenen Spektren entfernen, wie später in Abschnitt 5.3 gezeigt wird.

Aufgrund der Beschaffenheit des Prüfstands wird für die Messungen im Labor ein Halb-Freifeld angenommen. Die Quelle befindet sich oberhalb einer voll-reflektierenden Oberfläche (Abb. 5.6). Nach DIN45635-1 [11] entspricht die Messfläche A somit einer Halbkugel mit der Oberfläche $A = 2\pi \cdot r_{mic}^2$, wie in Abb. 5.10 dargestellt.

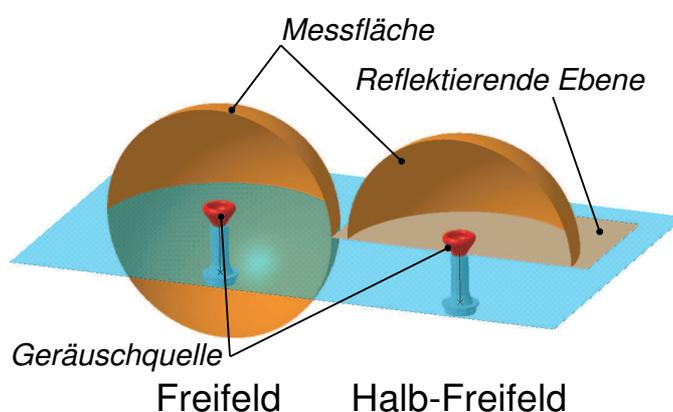


Abbildung 5.10: Messflächen für die allseitig frei abstrahlende Quelle (Freifeld) und für die Schallquelle auf einer reflektierenden Ebene (Halb-Freifeld).

Dies konnte mit der durchgeführten Vergleichsmessung ebenfalls bestätigt werden. Die integral abgestrahlte akustische Leistung der Prüfschallquelle muss im Labor und im Freifeld gleich sein:

$$P_{ac, frei} \stackrel{!}{=} P_{ac, lab}. \quad (5.17)$$

Die Auswertung der Intensitätsdaten ergab, dass Gl. 5.17 nur erfüllt ist, wenn im Freifeld eine Kugel, im Labor eine Halbkugel als Messfläche verwendet wird:

$$I_{a, frei} \cdot 4\pi r_{mic}^2 = I_{a, lab} \cdot 2\pi r_{mic}^2. \quad (5.18)$$

5.1.3 Resonanzeffekte zwischen Plenum und Flamme

Neben Einflüssen der Raumakustik, welche die Messungen beeinträchtigten, trat vor allem bei Flammen mit hohem Wasserstoffanteil oder hoher thermischer Leistung noch ein weiterer Effekt auf. Abbildung 5.11 zeigt zwei Schallleistungsspektren von Flammen mit unterschiedlichem Wasserstoffanteil im Vergleich zu einer reinen Methanflamme. Die in den Bereichen $f = 150 \dots 800 \text{ Hz}$ auftretenden Pegelüberhöhungen basieren auf Resonanzeffekte. Bei Flammen, die besonders kompakt über der Düse saßen, traten vereinzelt Rückkopplungen auf, was zu einem deutlich zu vernehmendem *Brummen* der Anlage geführt hat.³ Um zu überprüfen, ob dieser Effekt auch bei den hier gemessenen Flammen für die Pegelüberhöhungen verantwortlich ist, wurden 1D-Rechnungen durchgeführt. Diese deuteten darauf hin, dass für kompakte Wasserstoffflammen das System von marginal stabil in marginal instabil wechseln kann, allerdings bei hoher Dämpfung des Systems, wodurch sich die Breitbandigkeit der Peaks erklären lässt. Treten solche Resonanzen auf, steigt die integrale akustische Leistung um einige Dezibel an. Wird die Flamme kompakter, z.B. aufgrund eines höheren Wasserstoffanteils, ändern sich die Resonanzfrequenzen des Systems, wodurch sich wie im Diagramm mit $\Delta_{f_{1...3}}$ dargestellt, die Peaks zu höheren Frequenzen hin verschieben.

Zur Identifikation der Resonanzeffekte wurde ein Versuch durchgeführt, bei dem das Plenum mit Schaumstoff gedämpft und die Länge der Brennerdüse variiert wurde. Abbildung 5.12 zeigt das geöffnete Plenum mit der Schaumstofffüllung. Rechts sind die Spektren einer Flamme mit einem Wasserstoffanteil von 50% dargestellt. Die Untersuchung ergab für die Spektren der Konfiguration mit gedämpftem Plenum über alle Frequenzen etwas niedrigere Pegel. Die Resonanzfrequenzen sind jedoch davon nicht betroffen. Erst der Vergleich zwischen kurzer und langer Brennerdüse zeigt, dass sich im Falle der langen Brennerdüse die Resonanzpeaks deutlich ausbilden. Wie am dominantesten Peak eingezeichnet, verschiebt sich aufgrund der größeren Länge des Systems Drallerzeuger-Düse die Frequenz zu niedrigeren Werten. Die Schlussfolgerung dieser Untersuchung ist, dass die im Rahmen der Arbeit verwendete

³Dieser Effekt wurde auch bei Jetflammen mit sehr geringer thermischer Leistung von $P_{th} = 10 \dots 20 \text{ kW}$ beobachtet.

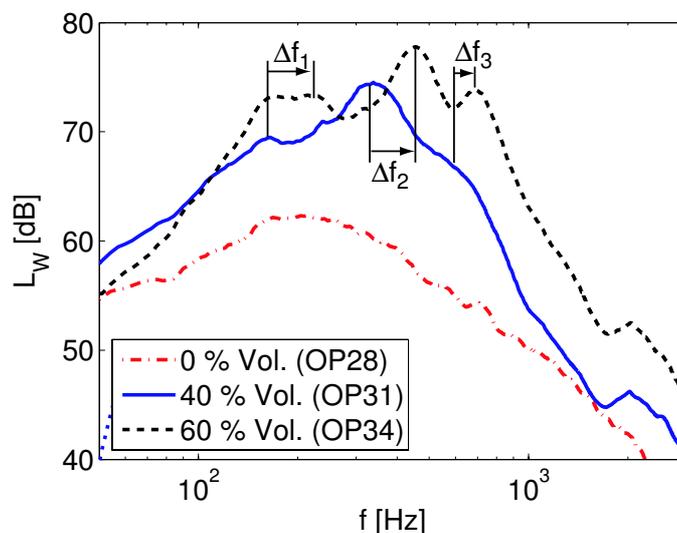


Abbildung 5.11: Verschiebung der Resonanzfrequenzen bei Verkürzung der Flamme.

Brennerkonfiguration mit TD1-Drallerzeuger und langer Düse für bestimmte Betriebspunkte Resonanzfrequenzen ausbilden kann. Dieser Effekt erschwert die Modellvalidierung vor allem bei Wasserstoffflammen.

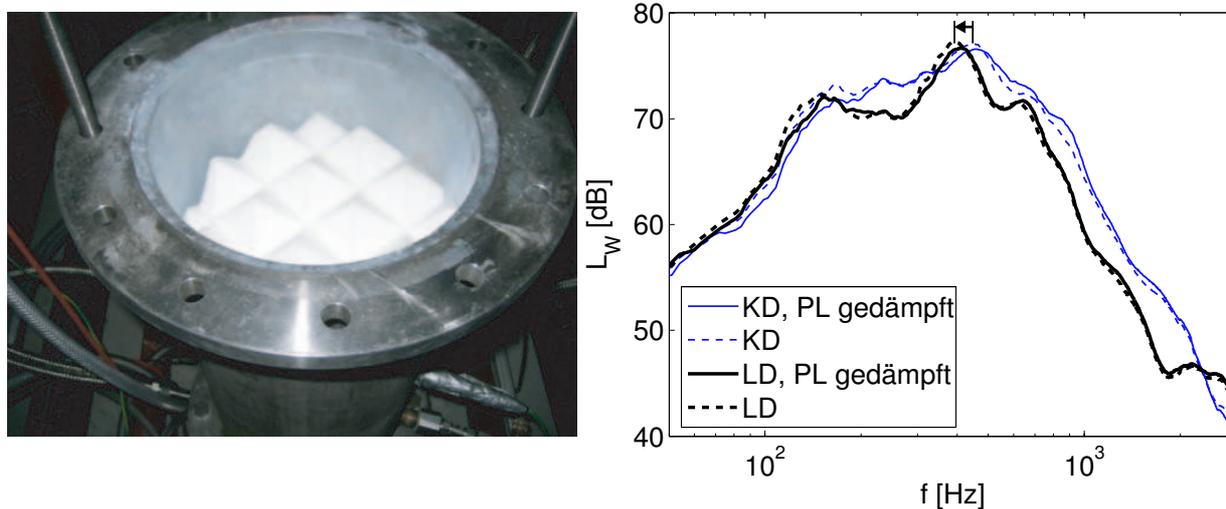


Abbildung 5.12: Experimentelle Untersuchung der Resonanzeffekte einer Flamme mit 50% Wasserstoffanteil. Das Plenum (PL) wurde mit Schaumstoff gedämpft (links). Daneben wurde eine Konfiguration mit kurzer (KD) und eine mit langer Brennerdüse (LD) untersucht.

5.2 Beschreibung der Messtechnik

Zur experimentellen Bestimmung der akustischen Leistung wird eine Intensitätssonde vom Typ *G.R.A.S. 40AK 1/2"* eingesetzt. Beim sogenannten *pp-Verfahren* (z.B. [14], [52] oder [63]) werden, wie in Abb. 5.13 gezeigt, zwei Mikrophone gegenüber und von einem Distanzstück mit $\Delta r = 25\text{mm}$ separiert angeordnet.



Abbildung 5.13: *Intensitätssonde bestehend aus zwei Mikrofonen und Distanzstück.*

Der Dynamikumfang der Sonde beträgt $L_I = 20 \dots 152\text{dB(A)}$ in einem Frequenzbereich von $f = 2.5\text{Hz} \dots 10\text{kHz}$. Die auf die Mikrofonmembran auftreffenden Druckschwankungen führen zu einer Kapazitätsänderung, wodurch sich eine Spannungsänderung ergibt. Dieses schwache Signal wird von *G.R.A.S. 26AA* Vorverstärkern verstärkt und von einem *Bruel & Kjaer Nexus2690* Verstärker konditioniert. Die verstärkten Signale werden mit einem *HP VXI* Datenerfassungssystem aufgezeichnet. Dieses ist in der Lage, bis zu vier Kanäle simultan⁴ abzutasten. Bei jeder Messung werden $N = 400000$ Zeitschritte aufgezeichnet. Die Abtastrate beträgt $f_{rep} = 40\text{kHz}$, so dass sich eine Gesamtmessdauer von $t_{mess} = 10\text{s}$ ergibt.

Jedes Mikrofon weist eine typische Sensitivität in Millivolt pro Pascal auf. Somit lässt sich aus dem Spannungssignal der entsprechende Druck bestimmen. Zur Kalibrierung der Sensitivität wurde die Mikrofon-Vorverstärker-Paarung mit einem *Pistonphon* absolut bei 250Hz auf 114dB kalibriert. Die

⁴*Sample & Hold* Systeme tasten mehrere Kanäle gleichzeitig ab und nicht sequentiell. Dadurch wird ein Zeitversatz vermieden, der in der Auswertung als Phasenfehler interpretiert werden würde.

Phasenlage, die für die Intensitätsmessung sehr genau stimmen muss, wird mit einem *Intensitätskalibrator* geprüft. Beide Mikrophone sind dabei in ein druckdichtes Gehäuse eingebaut und werden simultan mit einem Signal⁵ beaufschlagt.

Die gewählte Abtastfrequenz ist so hoch, dass bis zu $f_{max} = 4000\text{ Hz}$ die Amplituden korrekt bestimmt werden können.⁶ Bevor die Fourieranalyse durchgeführt wird, werden die Zeitreihen mit üblichen Techniken gefiltert (von Hann Fenster, Tiefpass bei $f_{tief} \approx f_{nyq}$ und Hochpass bei $f_{hoch} = 4\text{ Hz}$).

5.3 Bestimmung der Lärmspektren

Die experimentelle Bestimmung der akustischen Intensität erfolgt nicht, wie in Gl. 5.8 gezeigt, im Zeitbereich, sondern im Frequenzraum indem das *Kreuzleistungsdichtespektrum* C_{xy} der Drucksignale $p'_A(t)$ und $p'_B(t)$ ausgewertet wird. Die Funktion C_{xy} ist komplex und kann in Real- und Imaginärteil aufgeteilt werden. Dadurch gelingt im Gegensatz zu konventionellen Mikrofonmessungen eine Trennung zwischen aktivem und reaktivem Anteil der Schallintensität. Die aktive Intensität entspricht dem Energiefluss von der Quelle. Reaktive Intensität dagegen entspricht stehenden Wellen, verursacht durch die Raumakustik. Die abgestrahlte spektrale akustische Intensität ist damit definiert:

$$I(f) = - \left(\frac{\Im(C_{xy}(p'_A p'_B))}{2\pi f \cdot \rho_0 \cdot \Delta r} \right). \quad (5.19)$$

Aufgrund der komplexen Frequenzgewichtung ist die tatsächlich abgestrahlte Leistung im Imaginärteil \Im des Kreuzleistungsdichtespektrums enthalten.

Die Berechnung von Schalleistungsdichtespektren soll im Folgenden anhand eines Beispielbetriebspunktes veranschaulicht werden. Die gemessenen Zeitreihen der beiden Mikrophone der Intensitätssonde sind in Abb. 5.14,

⁵Das Signal kann weißes Rauschen oder eine harmonische Schwingung sein.

⁶In der Literatur wird ein *Oversampling* von mindestens einem Faktor 4 angegeben (z.B. [61] oder [80]).

links, dargestellt. Der Druck $p'(t)$ fluktuiert um den mittleren Druck $\bar{p} = 0 \text{ Pa}$. Deutlich ist zu erkennen, dass das Signal von Mikrofon A dem von Mikrofon B vorseilt, da sich dieses näher an der Quelle befindet. Im rechten Bild von Abb. 5.14 ist das berechnete Kreuzleistungsdichtespektrum, zerlegt in Imaginär- und Realteil, dargestellt. Vor allem im niederfrequenten Teil des Spektrums sind sehr hohe Amplituden in der Blindleistung enthalten. Dies lässt auf einen starken Einfluss der Raumakustik schließen. Ein stetig abnehmender Einfluss ist noch bis zu einer Frequenz von $f \approx 1000 \text{ Hz}$ zu erkennen. Der Plot veranschaulicht die wichtigste Eigenschaft der Intensitätssonde, nämlich die tatsächlich abgestrahlte Schalleistung von der in den stehenden Wellen gespeicherten Schalleistung effizient zu trennen. Dennoch sind auch im Wirkteil noch Einflüsse der Raumakustik zu erkennen.

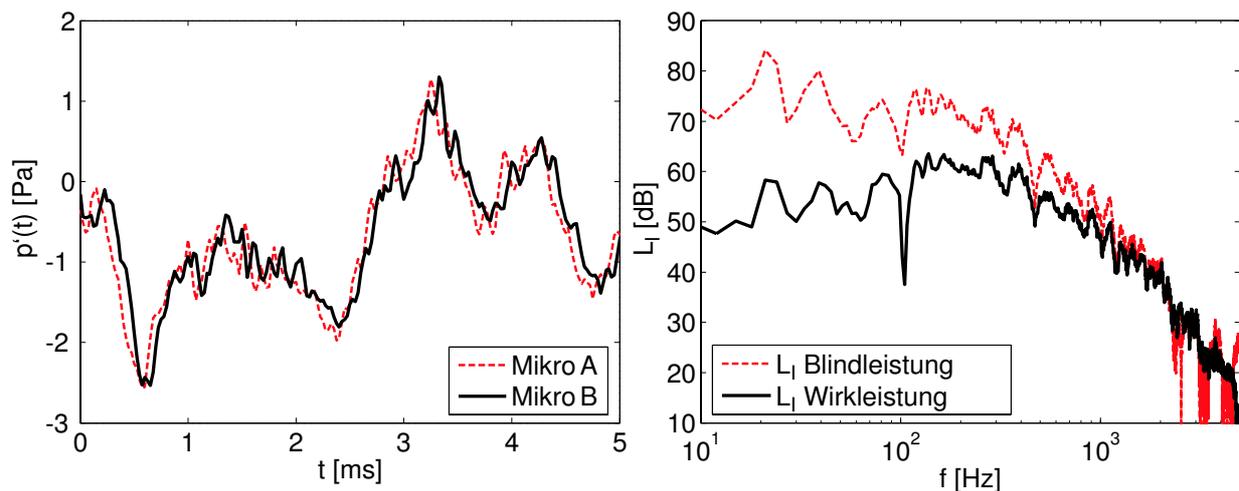


Abbildung 5.14: Druckzeitreihen mit Zeitverzug zwischen Mikrofon A und B (links), und berechnetes Kreuzleistungsdichtespektrum (rechts), aufgeteilt in Real- und Imaginärteil.

Aufgrund des Messprinzips der Intensitätssonde ergeben sich Einschränkungen bei hohen und niedrigen Frequenzen. Der dadurch entstehende systematische Fehler kann durch eine Korrekturfunktion L_e kompensiert werden. Die Bestimmung dieser Funktion ist im Anhang A.6 dokumentiert. Die Korrektur des Spektrums um den systematischen Fehler

$$L_{I,korr} = L_{I,wirk} - L_e \quad (5.20)$$

hat eher formellen Charakter, da die Pegelabweichungen gering sind und sich nur in den äußersten Bereichen des Spektrums bemerkbar machen (Abb. 5.15, links).

Die Qualität der gemessenen Spektren nimmt deutlich zu, wenn die Raumakustikeffekte mit der in Abschnitt 5.1.2.2 bestimmten Übertragungsfunktion $G(f)$ entfernt werden. Frequenzbänder im Spektrum, bei denen die Übertragungsfunktion $G(f) \neq 0 \text{ dB}$ ist, werden im Bereich dieser Frequenz f geglättet, wodurch das in Abb. 5.15, rechts, gezeigte Spektrum entsteht.

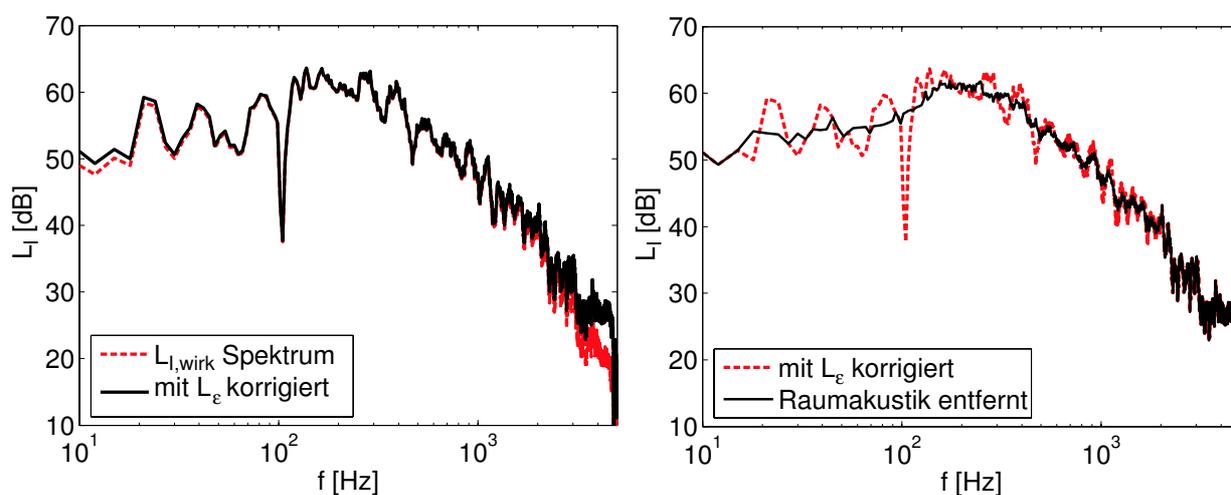


Abbildung 5.15: Korrektur des Spektrums mit L_e (links) und der Raumakustik (rechts).

Aufgrund der gewählten spektralen Auflösung von $\Delta f = 3 \text{ Hz}$ ist das Spektrum im hochfrequenten Teil stark verrauscht. Ein gleitender Mittelwert mit variabler Fensterbreite reduziert das Rauschen. Ähnlich zur Terz- bzw. Oktavband-Mittelung [59], wird eine exponentiell zunehmende Fensterbreite gewählt. Im niederfrequenten Teil erfolgt somit eine Mittelung nur über wenige Frequenzbänder, die Auflösung bleibt also erhalten, wohingegen im hochfrequenten Teil über viele Frequenzbänder gemittelt wird.

Unter Annahme einer Monopolquelle ergibt sich die integrale akustische Leistung zu

$$P_{ac} = \int_f I(f) df \cdot A, \quad (5.21)$$

mit der Messfläche A eines Halb-Freifelds.

Zur Bestimmung der als *Peakfrequenz* bezeichneten Frequenz mit maximaler Amplitude im Frequenzspektrum wird ein *Least-Square-Fit*-Verfahren angewendet. Dabei werden (im doppelt logarithmischen Spektrum) ein linearer Anstieg und ein linearer Abfall der akustischen Energie angenommen und mit Geraden angenähert. Die Peakfrequenz f_{peak} entspricht dem Schnittpunkt zwischen der Winkelhalbierenden der Geraden und einer interpolierten Funktion, die verwendet wird, damit die Bestimmung nicht durch lokale Überhöhungen im Spektrum verfälscht wird. Der niederfrequente Anstieg lässt sich nicht direkt bestimmen, so dass $\beta_{exp} = 2$ als fester Wert gewählt wird [66]. Die Gerade des spektralen Abfalls wird gefittet, der Exponent α_{exp} liegt zwischen $\alpha_{exp} = -4 \dots -2$.

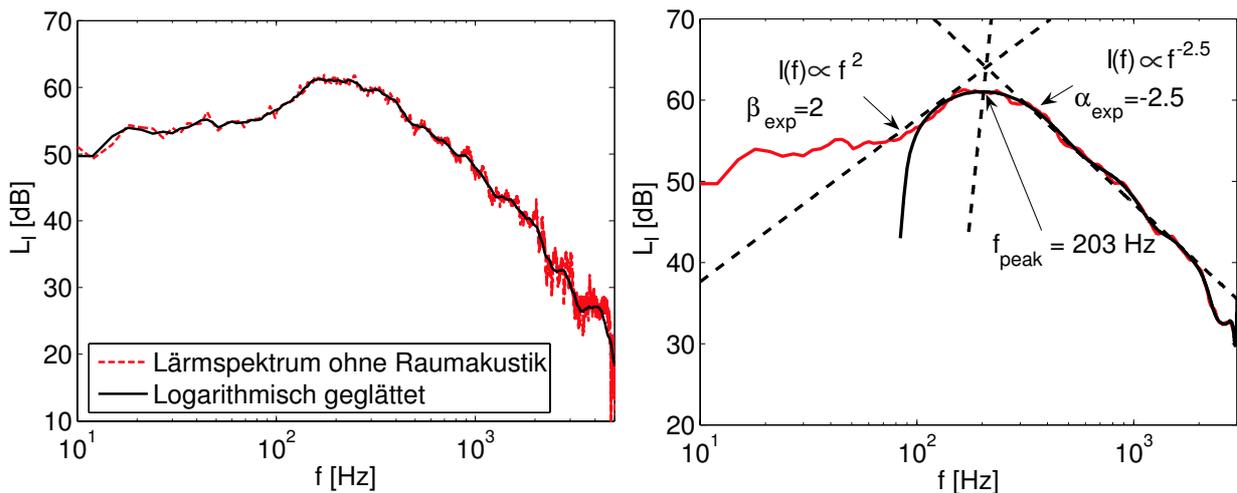


Abbildung 5.16: Geglättetes Spektrum (links) und Auswertung (rechts) mit Peakfrequenz und globalem exponentiellem Abfall.

5.4 Hinweis zur Messgenauigkeit

Um einen Eindruck über die Wiederholbarkeit der Mikrofonmessungen zu gewinnen, wurde ein Betriebspunkt mehrmals gemessen. In Abb. 5.17 sind fünf Spektren dargestellt. Die Peakfrequenzen liegen in einem Intervall von $f_{peak} = 150 \dots 250$ Hz mit einem Mittelwert von $f_{peak} \approx 200$ Hz. Dies entspricht

einer Streuung von ca. $\pm 25\%$. Vor allem im hochfrequenten Teil des Spektrums können lokal starke Abweichungen von bis zu 5dB in der Schalleistung, beziehungsweise 40% in der Frequenz auftreten. Dennoch wird der integrale Schalleistungspegel, der im Mittel bei $L_W = 87.3\text{dB}$ liegt, mit guter Wiederholbarkeit erfasst. Die integralen Werte schwanken lediglich um $\Delta L_W \pm 0.6\text{dB}$.

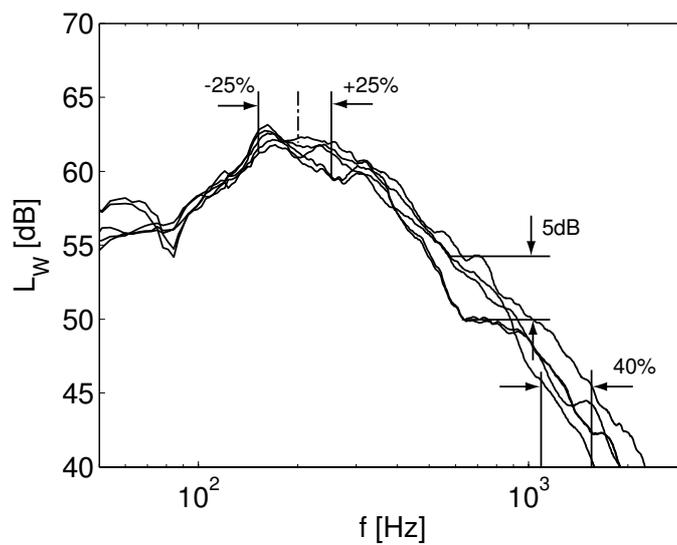


Abbildung 5.17: *Fünf Einzelspektren desselben Betriebspunktes. Eine Streuung in Amplitude und Peakfrequenz ist erkennbar.*

5.5 Zusammenfassung zur Schalleistungsmessung

Es wurden die zur experimentellen Bestimmung der Schalleistung notwendigen Methoden vorgestellt. Die Laborakustik wurde evaluiert und eine spektrale Übertragungsfunktion des Labors experimentell bestimmt. Mit der verwendeten Intensitätssonde kann die akustische Intensität direkt gemessen und Blindleistung aus dem Spektrum eliminiert werden. Damit ist es möglich, in einem akustisch nicht optimalen Labor gute Schalleistungsspektren zu messen. Unsicherheiten bleiben jedoch, so dass den Pegeln und Peakfrequenzen eine gewisse Bandbreite zugestanden werden muss.

6 Validierung des Lärmmodells

6.1 Ziel der Experimente

Sowohl das *Spektralmodell*, als auch die *Effizienzgradkette* sollen für unterschiedliche Flammentype anwendbar sein und folglich einen möglichst großen Bereich des Borghi-Diagramms abdecken. Ziel der Experimente ist die Überprüfung einerseits der Grenzen des Modells, andererseits der Qualität der prognostizierten Spektren im Gültigkeitsbereich des Modells. Weiterhin soll untersucht werden, inwieweit integrale Eingangsgrößen für die Lärmvorhersage mit dem Spektralmodell geeignet sind. Die Effizienzgradkette wird mit gemittelten Eingangsgrößen, die aus den Felddaten gewonnen wurden, validiert.

Mit den bildgebenden Messtechniken wurde an ca. 70 Betriebspunkten gemessen. Die experimentell weniger aufwändige Intensitätssonde erlaubte die Erfassung von ca. 400 Betriebspunkten. Für die Validierung werden die in Tab. 6.1 aufgelisteten Betriebspunkte¹ ausgewählt und in vier Parameterstudien zusammengefasst:

- **(λ) Luftzahlvariation** mit konstantem Brennstoffmassenstrom von $\lambda = 1.0 \dots 1.4$ (OP01-OP05).
⇒ Variation von τ_{chem} und τ_{turb} .
- **(S) Drallvariation** bei konstanter Leistung und Luftzahl von $S = 0.275 \dots 0.635$ (OP08-OP19).
⇒ Variation von τ_{turb} .
- **(P) Leistungsvariation** von $P_{th} = 30 \dots 90 kW$ (OP23-OP29).
⇒ Variation von τ_{turb} .

¹Eine vollständige Tabelle mit allen relevanten Messgrößen ist in Tab. A.3 im Anhang A.1 zu finden.

- **(F) Brennstoffvariation** durch anteiliges Ersetzen von Methan durch Wasserstoff mit $X_{H_2} = 40 \dots 70\% \text{ Vol.}$ (OP31-OP49).
 ⇒ Variation von τ_{chem} .

Bei der Auswahl wurde darauf geachtet, dass die turbulenten und chemischen Zeitmaße τ_{turb} (Gl. 2.29) und τ_{chem} (Gl. 2.30) möglichst stark variieren.

OP	Drall- konfig.	S [-]	P_{th} [kW]	λ [-]	X_{H_2} [% Vol.]	u_{bulk} [m/s]
01	4032	0.54	60	1.0	0	16.66
02	4032	0.54	60	1.1	0	18.17
03	4032	0.54	60	1.2	0	18.92
04	4032	0.54	60	1.3	0	21.19
05	4032	0.54	60	1.4	0	22.69
08	4064	0.28	60	1.2	0	18.92
11	4048	0.37	60	1.2	0	18.92
13	4040	0.45	60	1.2	0	18.92
15	4032	0.54	60	1.2	0	18.92
17	4024	0.59	60	1.2	0	18.92
19	4016	0.64	60	1.2	0	18.92
23	4032	0.54	30	1.2	0	9.83
25	4032	0.54	40	1.2	0	13.12
27	4032	0.54	50	1.2	0	16.40
28	4032	0.54	60	1.2	0	18.92
29	4032	0.54	90	1.2	0	29.52
31	4032	0.54	60	1.2	40	18.92
32	4032	0.54	60	1.2	46	18.92
33	4032	0.54	60	1.2	50	18.92
34	4032	0.54	60	1.2	60	18.92
40	4064	0.28	60	1.0	0	16.66
41	4064	0.28	60	1.2	0	18.92
42	4064	0.28	60	1.0	40	16.66
43	4064	0.28	60	1.2	40	18.92
44	4064	0.28	60	1.0	50	16.66
45	4064	0.28	60	1.2	50	18.92
46	4064	0.28	60	1.0	60	16.66
47	4064	0.28	60	1.2	60	18.92
48	4064	0.28	60	1.0	70	16.66
49	4064	0.28	60	1.2	70	18.92

Tabelle 6.1: *Untersuchte Betriebspunkte.*

Die gemittelten Größen der Leistungs- und Brennstoffvariation sind in Abb. 6.1 im linken, die der Drall- und Luftzahlvariation im rechten Borghi-Diagramm dargestellt. Die Pfeile zeigen die Tendenz, in welche sich die Betriebspunkte bei der jeweiligen Erhöhung des variierten Parameters entwickeln. Während bei der Leistungs-, Luftzahl- und Brennstoffvariation eine gute Spreizung der Betriebspunkte erreicht wurde, zeigte sich bei der Drallstudie ein zu geringer Einfluss des Dralls auf die Zeitmaße, wodurch die angestrebte Variation des turbulenten Zeitmaßes zu gering ausfiel.

Der Betriebspunkt OP28 wurde als Basisbetriebspunkt definiert.

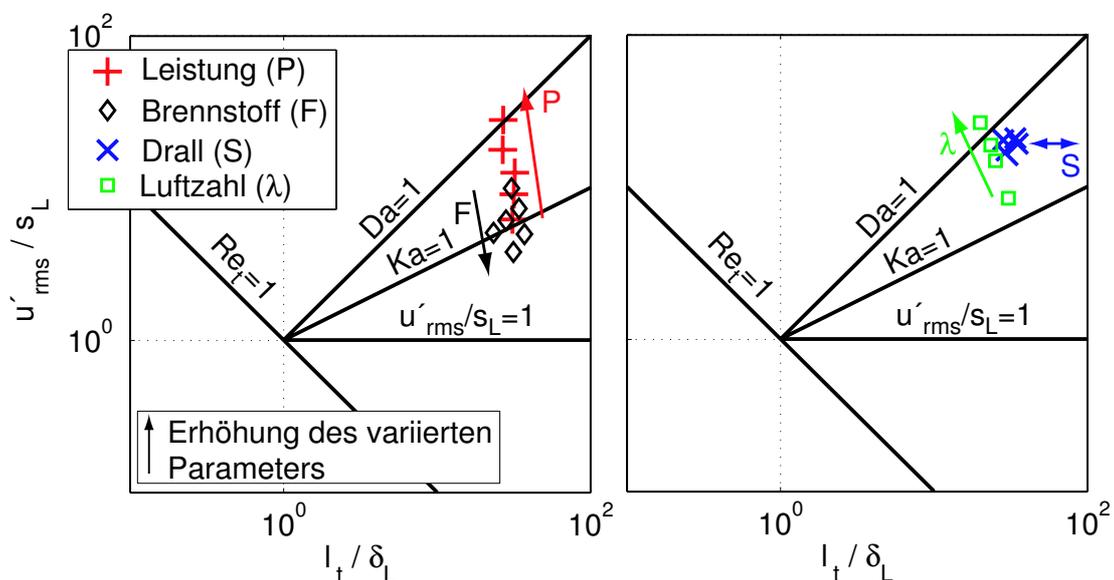


Abbildung 6.1: *Untersuchte Betriebspunkte im Borghi-Diagramm.*

6.2 Spektralmodell

Die Validierung des Spektralmodells erfolgt in zwei Schritten. Zunächst werden die gemessenen Felddaten als Eingangsgrößen verwendet und die daraus modellierten Spektren mit den gemessenen Spektren verglichen. In einem zweiten Schritt wird gezeigt, dass das Spektralmodell auch anwendbar ist, wenn von einer Flamme keine Felddaten, sondern lediglich mittlere, charakteristische Größen bekannt sind. Diese können entweder unter Anwendung

von strömungsmechanischen Erfahrungswerten geschätzt, oder aus Felddaten mit Hilfe eines geeigneten Mittelungsverfahrens bestimmt worden sein. Der zweite Schritt ist wichtig, wenn das Spektralmodell zur einfachen Lärmvorhersage angewendet werden soll.

6.2.1 Spektrenberechnung aus Felddaten

Im folgenden Abschnitt werden die mit Gl. 2.66 und den Felddaten als Eingangsgrößen berechneten Lärmspektren validiert. Zur Charakterisierung der einzelnen Betriebspunkte werden die wärmefreisetzungsgemittelten Größen herangezogen. In den Ergebnisplots sind jeweils drei ausgewählte Betriebspunkte der oben genannten Parameterstudien dargestellt. Dabei werden gemessene Schalleistungsdichtespektren (durchgezogene Linien) den modellierten Spektren (gestrichelte Linien) in doppelt logarithmischer Darstellung gegenübergestellt und bezüglich ihrer Übereinstimmung in Pegel, Peakfrequenz und spektralem Abfall miteinander verglichen.

6.2.1.1 Leistungsvariation

Abbildung 6.2, links, zeigt die Ergebnisse der Leistungsvariation, bei der das chemische Zeitmaß konstant gehalten und das turbulente Zeitmaß variiert wurde. Bei steigender thermischer Leistung steigt die akustische Leistung quadratisch mit der thermischen Leistung an, wie aus den in Abb. 6.2, rechts, gezeigten Messdaten zu entnehmen ist.

Die Zunahme der akustischen Leistung und der Peakfrequenz wird von den modellierten Spektren wiedergegeben. Die zur Interpretation der Ergebnisse relevanten Daten sind in Tab. 6.2 zusammengefasst.² Dadurch, dass die thermische Leistung direkt proportional mit dem Durchsatz skaliert, führt bei näherungsweise konstantem Turbulenzgrad ein steigendes u'_{rms} zu einer Zunahme der turbulenten Brenngeschwindigkeit s_t (Gl. 2.33). Das integrale Längenmaß hängt von der Geometrie ab und bleibt konstant. Dies führt insgesamt zu einem Anstieg der akustischen Leistung. Steigt die thermische Leistung von

²Die Größen für C_s , s_t und δ_t wurden mit $Da_s = 0.3 Da$ berechnet.

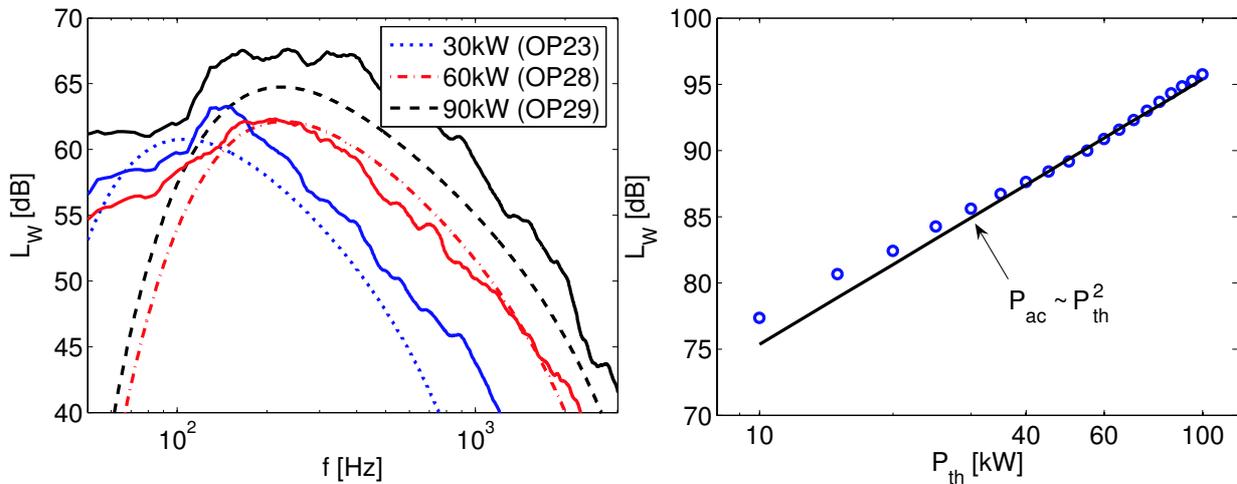


Abbildung 6.2: Vergleich zwischen gemessenen und vorhergesagten Spektren für die Leistungsvariation (links). Zunahme der akustischen Leistung bei steigender thermischer Leistung (rechts).

$P_{th} = 30\text{kW}$ auf $P_{th} = 90\text{kW}$ an, nimmt aufgrund des fallenden turbulenten Zeitmaßes bei konstantem chemischen Zeitmaß die Damköhlerzahl ab. Dadurch wird die Varianz der Wärmefreisetzung in Bezug auf die Varianz der turbulenten Strömung gedämpft. Die Validierung deutet darauf hin, dass die mit C_s bestimmte Dämpfung der Varianz der Wärmefreisetzung für hohe thermische Leistungen etwas zu stark ist, wodurch sowohl die Pegel im Schalleistungsdichtespektrum als auch die Peakfrequenz bei OP29 unterschätzt werden. Die daraus resultierende Zunahme von δ_t , welches wiederum in der dritten Potenz in das Kohärenzvolumen eingeht, kann dies nicht kompensieren.

Betriebspunkt	Da [-]	Re_t [-]	C_s [-]	l_t [mm]	δ_t [mm]	u'_{rms} [m/s]	s_t [m/s]
OP23	4.97	513	0.64	7.85	8.87	1.43	1.35
OP28	1.50	1230	0.33	7.12	11.39	3.77	2.48
OP29	0.96	1890	0.22	7.31	14.16	5.67	3.05

Tabelle 6.2: Relevante Größen zur Interpretation der Leistungsvariation.

Der globale spektrale Abfall wird mit fallender Leistung etwas steiler. Wie in Abschnitt 2.2 gezeigt, legt die turbulente Reynoldszahl den Bereich fest, über den sich die Energiekaskade verteilt. Für OP23 ist die über die Flamme gemittelte turbulente Reynoldszahl bereits deutlich geringer als die von Tennekes & Lumley [85] für die Ausbildung einer turbulenten Energiekaskade vorgeschla-

gene Grenze von $Re_t > 1000$. Nach Gl. 2.27 beträgt das Verhältnis $l_t/l_{kol} \approx 108$, die Energiekaskade erstreckt sich somit lediglich über 2 Wellenzahldekaden. Der Dissipativbereich für $l < l_{kol}$ ist gekennzeichnet durch einen wesentlich steileren spektralen Abfall als im Inertialbereich. Durch die geringe turbulente Reynoldszahl hat dieser Bereich einen größeren Anteil am Gesamtspektrum. Somit fällt die Kaskade global betrachtet steiler ab.

6.2.1.2 Brennstoffvariation

Das chemische Zeitmaß wird variiert, indem Methan durch Wasserstoff als Brennstoff ersetzt wird. In Abb. 6.3, links, sind drei Spektren mit unterschiedlichem Wasserstoffanteil dargestellt. Die wesentlich höhere Reaktivität des Wasserstoffs führt dazu, dass die mittlere Wärmefreisetzungsdichte in der Flamme stark ansteigt. Außerdem nimmt die turbulente Flammendicke stark ab. Da die charakteristische Frequenz umgekehrt proportional mit δ_t skaliert (Gl. 2.75), steigt f_c und somit auch die Peakfrequenz f_{peak} der Lärmspektren an. Die hohe Eigendynamik der Flammenfront aufgrund der hohen laminaren Brenngeschwindigkeit von Wasserstoff führt zu einem steileren Abfall der Spektren der Wasserstoffflammen, da der hochfrequente cut-off mehr und mehr vom Gibsonmaß (Gl.2.54) und weniger vom Kolmogorovmaß beeinflusst wird. Dies ist im Vergleich der Spektren ohne und mit Wasserstoff gut zu erkennen. Abbildung 6.3, rechts, zeigt in einer planaren Verteilung welches Längenmaß für den hochfrequenten cut-off beim Betriebspunkt OP34 aktiv wird. In mehr als der Hälfte der Flamme ist dies das Gibsonmaß.

Die Zunahme der akustischen Leistung und der Anstieg der Peakfrequenz wird vom Modell qualitativ richtig erfasst, allerdings weichen die Pegel vor allem bei hohem Wasserstoffanteil stark von den gemessenen Schallleistungspegel ab. Es gibt einige kritische Aspekte, die für die Abweichung zwischen Modell und Messung verantwortlich sein könnten und im Folgenden diskutiert werden.

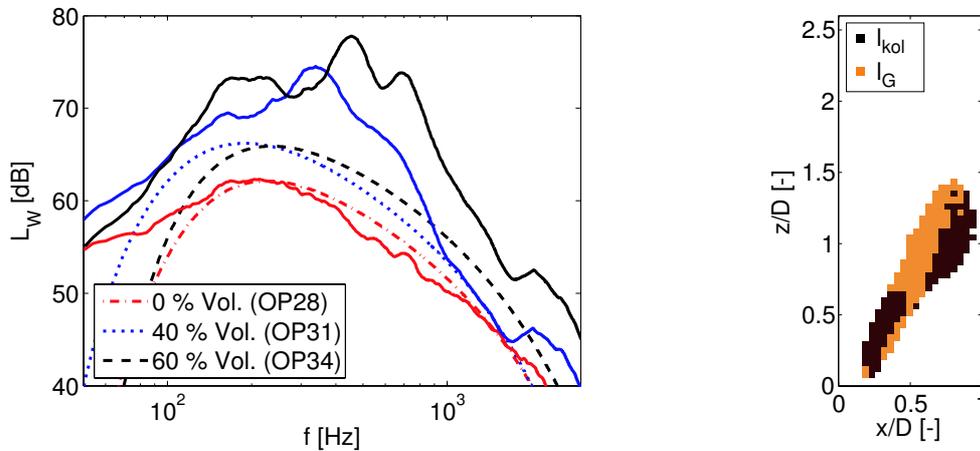


Abbildung 6.3: Vergleich zwischen gemessenen und vorhergesagten Spektren für die Brennstoffvariation (links). Darstellung des lokal aktiven cut-off Längenmaßes für OP34 (rechts).

Resonanz mit dem Plenum

In Abschnitt 5.1.3 wurde angesprochen, dass bei Flammen mit besonders hoher Leistungsdichte Resonanzen des Systems Flamme-Düse-Drallerzeuger auftreten können. Mit steigendem Wasserstoffanteil wird die Flamme immer kompakter, was den in Tab. 6.3 enthaltenen Werten für die gemessene $z_{OH^*,max}$ -Position zu entnehmen ist. Dadurch steigt die Resonanzfrequenz an. Die gemessenen Schalleistungspegel liegen um mehrere Dezibel zu hoch, da die Resonanzpeaks mit einigen Dezibel ($\Delta L_{W,R} \approx 5\text{ dB}$) zum Gesamtspektrum beitragen.

Betriebspunkt	Da [-]	$z_{OH^*,max}$ [mm]	l_t [mm]	δ_t [mm]
OP28	1.50	61	7.12	11.39
OP31	3.50	54	7.59	9.16
OP32	3.20	51	7.12	8.89
OP33	4.27	48	7.39	8.56
OP34	5.60	42	6.78	7.54

Tabelle 6.3: Relevante Längenmaße der Brennstoffvariation.

Einfluss des Verbrennungsmodells

Die von OP28 auf OP34 ansteigende Damköhlerzahl führt dazu, dass die turbulente Flammendicke abnimmt. Die Verminderung von δ_t hat aufgrund ihres Einflusses als Kohärenzlängenmaß in V_{coh} einen starken Effekt auf den berechneten Schallleistungspegel. Da die Pegel für Flammen mit hohem Wasserstoffanteil tendenziell unterschätzt werden, muss auch das Verbrennungsmodell hinterfragt werden. Schmid [75] zeigt in seiner Arbeit, dass das Modell zur Berechnung der turbulenten Flammendicke tendenziell unterschätzt und eine Abweichung für δ_t um einen Faktor 2 nicht auszuschließen ist. Auch Kröner [40] weist auf Schwächen des Schmid-Modells für CH_4-H_2 -Gemische hin. Die Arbeit von Lenz [43] beschäftigte sich mit CH_4-H_2 -Flammen im TD1-Brenner. Auch hier wurden mit zunehmendem Wasserstoffanteil Abweichungen zwischen Messung und Modell festgestellt, wohingegen für reine Methanflammen sehr gute Übereinstimmungen gefunden wurden.

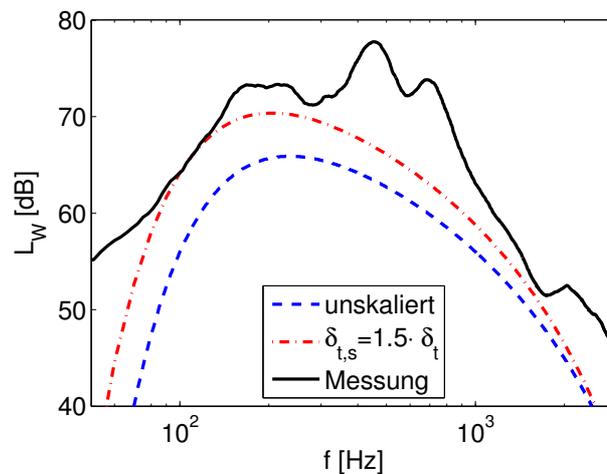


Abbildung 6.4: Vergleich zwischen Messdaten und Vorhersage für OP34 mit unskaliertem δ_t und mit $\delta_{t,s} = 1.5 \cdot \delta_t$.

Deswegen muss angenommen werden, dass für Methan-Wasserstoff-Gemische δ_t unterschätzt wird und diese Schwäche des Schmid-Modells sich hauptsächlich für die Abweichungen in den Pegeln der Wasserstoffflammen verantwortlich zeichnet. Auf dieser Annahme basierend wurde ein Lärmspektrum für OP34 mit einer skalierten turbulenten Flammendicke $\delta_{t,s} = 1.5 \cdot \delta_t$ berechnet. Das mit diesem Längenmaß modellierte Spektrum

stimmt wesentlich besser mit dem gemessenen Spektrum überein, wie aus Abb. 6.4 ersichtlich wird.

Die Brennstoffvariation wird insgesamt von dem Modell mit ausreichender Qualität wiedergegeben. Die Unsicherheiten in der Bestimmung von δ_t führen dazu, dass die Pegel unterschätzt werden.

6.2.1.3 Drallvariation

Bei der Drallvariation wird versucht, das turbulente Zeitmaß bei konstantem chemischem Zeitmaß zu variieren. Lange Flammen mit geringem Drall sind stärker dem Einfluss des Umgebungsmediums ausgesetzt. Durch das Einmischen von Frischluft ändern sich die lokale laminare Brenngeschwindigkeit und Flammendicke. Somit kann das mittlere chemische Zeitmaß bei der Drallvariation nicht konstant gehalten werden, wodurch diese Parameterstudie an Aussagekraft verliert. Von OP08 auf OP19 verringern sich τ_{turb} und τ_{chem} gleichermaßen (Abb. 6.5, rechts). Aus diesem Grund liegen die Betriebspunkte der Drallvariation im Borghi-Diagramm (Abb. 6.1) so nahe beisammen.

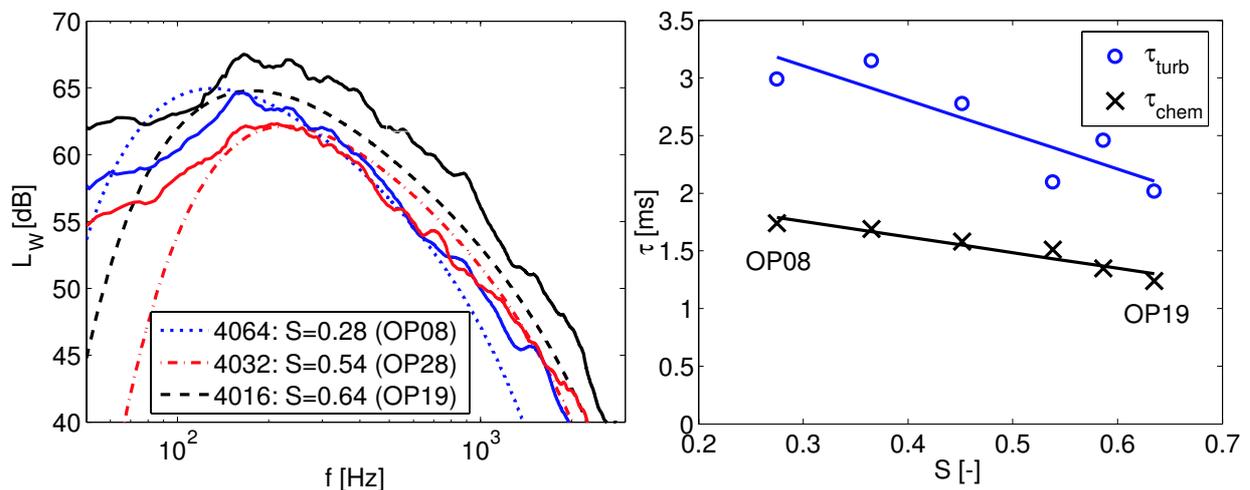


Abbildung 6.5: Vergleich zwischen gemessenen (Linien) und vorhergesagten Spektren der Drallvariation (links) und turbulente und chemische Zeitmaße (rechts).

In Abb. 6.5, links, sind ausgewählte Lärmspektren für unterschiedliche Drallzahlen aufgetragen. Aufgrund der geringen Änderung und desselben Trends beider Zeitmaße ist bei der Drallstudie keine starke Variation der Spektren zu erwarten. Je stärker der Drall, desto höher sind die emittierten Pegel, was auch vom Modell wiedergegeben wird. Die für die Drallzahlvariation relevanten Werte sind in Tab. 6.4 zusammengefasst. Die stark verdrallte Flamme wird deutlich kompakter, wie an den abnehmenden Werten für $z_{OH^*,max}$ abzulesen ist. Durch den Anstieg von u'_{rms} sollte die Peakfrequenz mit dem Drall ansteigen. Sowohl das Modell als auch die Messungen erfassen einen Anstieg von f_{peak} bis zu einem Drall von $S = 0.54$, für höhere Drallzahlen nimmt die Peakfrequenz wieder leicht ab.

Betriebspunkt	Da [-]	Tu [%]	$z_{OH^*,max}$ [mm]	u'_{rms} [m/s]
OP08	1.72	15.6	81	2.95
OP11	1.86	14.8	81	2.80
OP13	1.76	16.0	77	3.02
OP15 ($\hat{=}$ OP28)	1.40	20.1	71	3.81
OP17	1.82	20.5	66	3.89
OP19	1.62	23.4	59	4.43

Tabelle 6.4: Relevante Größen der Drallvariation.

6.2.1.4 Luftzahlvariation

Bei der Luftzahlvariation ist aufgrund der von OP01 auf OP05 steigenden Blockprofilgeschwindigkeit eine Abnahme des turbulenten Zeitmaßes zu beobachten da u'_{rms} bei konstantem Turbulenzgrad ansteigt (Abb. 6.6, rechts). Zusätzlich nimmt das chemische Zeitmaß τ_{chem} stark zu. Die Zeitmaße verhalten sich gegenläufig. Dies führt dazu, dass die Damköhlerzahl stark abfällt.

Die Luftzahlstudie weist insgesamt eine schlechte Übereinstimmung bezüglich f_{peak} und L_W auf. Der Grund hierfür ist weniger im Modell, als vielmehr in der Chemilumineszenzmessung zu finden. Wie bereits in Abschnitt 4.2.5 diskutiert, nimmt die Signalintensität vor allem bei hohen Luftzahlen stark ab, wodurch die Genauigkeit bei der Erfassung des Flammenvolumens und der Flammenlänge abnimmt. Ein in Tab. 6.5 gezeigter Vergleich zwischen

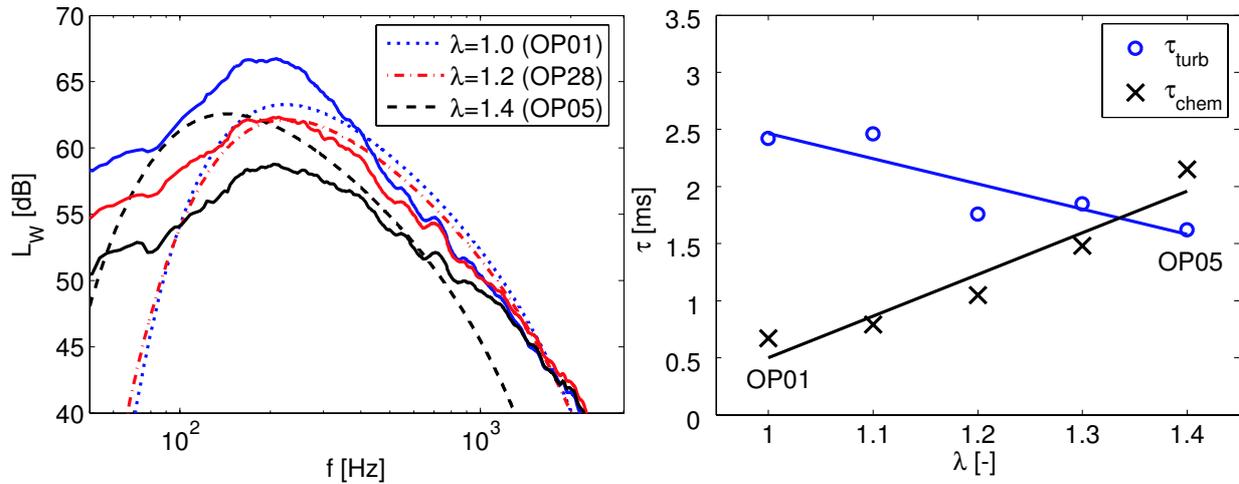


Abbildung 6.6: Vergleich zwischen gemessenen (Linien) und vorhergesagten Spektren der Luftzahlvariation (links) und turbulente und chemische Zeitmaße (rechts).

der mit Gl. 2.91 abgeschätzten und um einen Faktor (Gl. 4.18) korrigierten Flammenlänge mit der gemessenen $z_{OH^*,max}$ -Positionen veranschaulicht dies. Von OP01 zu OP05 nimmt die Blockprofilgeschwindigkeit um einen Faktor $u_{bulk,OP05}/u_{bulk,OP01} = 1.35$ zu, während die laminare Flammengeschwindigkeit um $s_{L,OP05}/s_{L,OP01} = 0.5$ abnimmt. Dadurch ergibt sich in etwa ein Faktor 3, um den die $z_{OH^*,max}$ -Position zunehmen müsste. In den Experimenten fiel die Zunahme von $z_{OH^*,max}$ deutlich geringer aus, wodurch für hohe Luftzahlen das Flammenvolumen unter- und die mittlere Wärmefreisetzungsdichte überschätzt wird.

Betriebspunkt	Da [-]	u_{bulk} [m/s]	s_L [m/s]	$z_{OH^*,max}$ [mm] (Messung)	$z_{OH^*,max} \approx L_{fl} \cdot 0.66$ [mm] (Modell)
OP01	3.60	16.7	0.33	49	37
OP02	3.11	18.2	0.29	48	42
OP03 ($\hat{=}$ OP28)	1.68	18.9	0.24	51	55
OP04	1.25	21.2	0.19	55	75
OP05	0.76	22.7	0.15	59	112

Tabelle 6.5: Vergleich zwischen gemessener und vorhergesagter $z_{OH^*,max}$ -Position.

Bei der Luftzahlvariation fallen die modellierten Spektren steiler ab, als mit den Mikrofonen gemessen wurde. Dies kann dadurch erklärt werden, dass bei leisen Flammen zunehmend Strömungs- und Scherschichtlärm eine Rolle spielen. In Abb. 6.7 ist der isotherme Strömungslärm im Vergleich zu einer reaktiven Strömung beispielhaft aufgetragen. Oberhalb von $f > 1500\text{Hz}$ und unterhalb von $f < 100\text{Hz}$ gewinnen die isothermen Komponenten zunehmend an Bedeutung.

Da bei der Modellierung von Verbrennungslärm keine Strömungslärmanteile berücksichtigt, diese aber bei der Messung erfasst werden, kann das modellierte Spektrum diesen Effekt nicht nachbilden und unterschätzt folglich die Lärmproduktion.

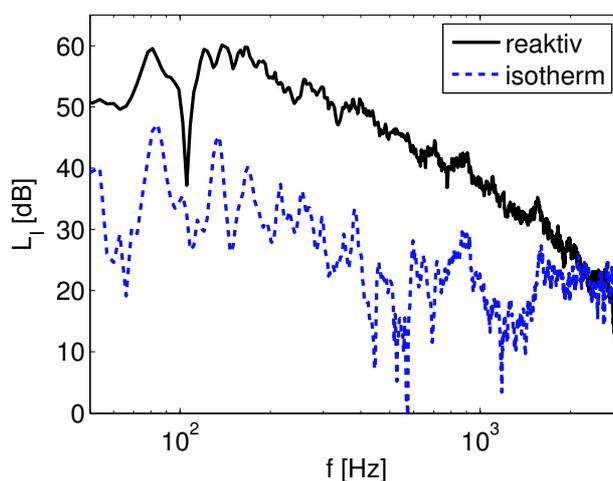


Abbildung 6.7: Ungefilterte Lärmspektren einer reaktiven und der korrespondierenden isothermen Strömung.

6.2.1.5 Integrale Schallpegel und Zusammenfassung

Abschließend sind in Abb. 6.8 die Peakfrequenzen und die integralen Schallleistungspegel der vier gezeigten Parameterstudien dargestellt. Die Schallleistungspegel entsprechen den Integralen der modellierten Spektren über der Frequenz (Gl. 5.21). Die Peakfrequenz entspricht der Position der maximalen spektralen Schallleistung der modellierten Spektren und ist ein Kriterium für die Übereinstimmung zwischen den modellierten und den gemessenen Spek-

tren. In den Diagrammen wird jeweils der berechnete Wert über dem gemessenen Wert aufgetragen. Die Diagonale repräsentiert die optimale Vorhersage. Die Pfeile zeigen die jeweilige Erhöhung des variierten Parameters der Parameterstudien. Die dazugehörigen Zahlenwerte sind im Anhang A.2 in Tab. A.4 zusammengefasst.

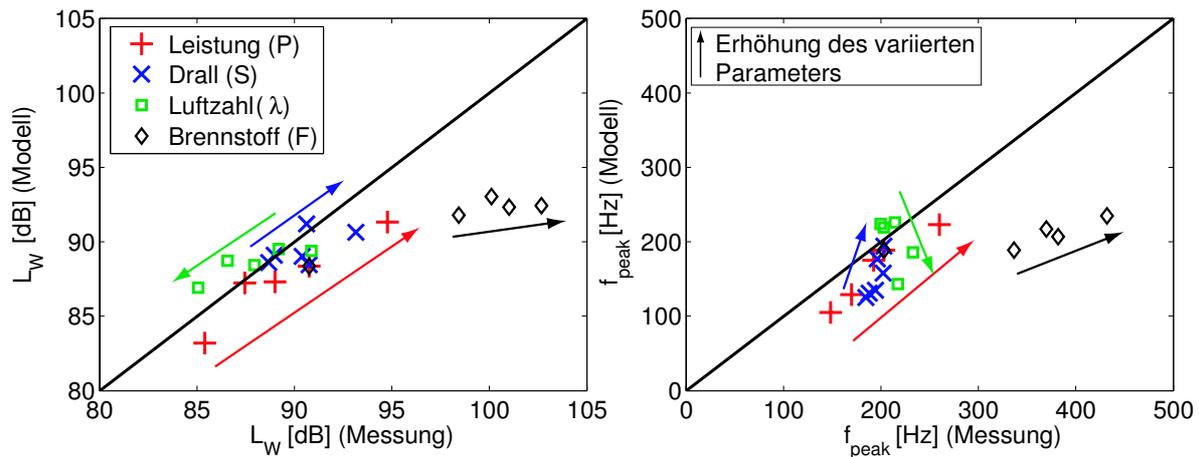


Abbildung 6.8: Vergleich zwischen gemessenen und berechneten Werten für die integralen Schalleistungspegel (links) und die Peakfrequenzen (rechts).

Die starke Abweichung bei der Brennstoffvariation in den Schalleistungspegeln lässt sich auf Schwächen des Schmid-Modells zurückführen. Bei der Validierung der Peakfrequenz muss jedoch davon ausgegangen werden, dass diese in den Messungen überschätzt wird, da die Spektren von Resonanzpeaks überlagert werden und dies mit der Auswertemethode nach Abschnitt 5.3 die Peakfrequenzen zu höheren Werten verschiebt. Für die Validierung der verbleibenden Parameterstudien kann als Ergebnis festgehalten werden, dass für die verschiedenen Flammenregime die Übereinstimmung stets gut ist.³

³In der Turbulenzforschung spricht man von guter Übereinstimmung, wenn die Größenordnungen richtig erfasst werden. Viele Größen lassen sich nur schwer messen oder sind mit heutiger Methode gar nicht bestimmbar. So verwenden Tennekes & Lumely [85] bei einer Genauigkeit von 30 % bereits das \cong Zeichen. Für den Übergang von einer Proportionalität (\propto) zu einer Gleichung ($=$) genügt es, wenn eine Konstante gefunden werden kann, die zwischen 5 und 1/5 liegt. Schmid [75] räumt für sein Modell Unsicherheiten von bis zu 50% ein. Die Mikrofonmessungen weisen eine Streuung von $\pm 0.6\text{ dB}$ auf (Abschnitt 5.4). Die Auflösung des PIV-Systems zur Längenmaßbestimmung beträgt 1.7 mm wodurch auch bei der Bestimmung von l_t eine Unsicherheit zu erwarten ist (4.1.2).

- Tendenzen bezüglich akustischer Leistung und Frequenzverschiebung werden immer richtig wiedergegeben.
- Die Schallpegel werden im Rahmen der Mess- und Modellgenauigkeit getroffen.
- Die Peakfrequenzen werden tendenziell etwas unterschätzt, liegen jedoch im Rahmen der Messgenauigkeit der Methode der experimentellen Bestimmung von f_{peak} .

6.2.2 Spektrenberechnung aus gemittelten Größen

Zur Lärmvorhersage turbulenter Flammen stehen unter Umständen nicht immer Felddaten zur Verfügung. Das Spektralmodell soll auch für integrale Größen, bestimmt aus einfachen Abschätzungen, anwendbar sein.

Zur Validierung werden hierfür die Felddaten mit der in Abschnitt 4.3 vorgestellten Methode gemittelt und daraus Lärmvorhersagen getroffen. Abbildung 6.9 zeigt einen Vergleich zwischen den gemessenen Lärmspektren und berechneten Spektren entweder aus Felddaten, oder aus gemittelten Größen.

Ausgehend vom Referenzbetriebspunkt OP28 wird eine Variation der Leistung (OP23), Luftzahl (OP05) und des Brennstoffs (OP34) durchgeführt. Im niederfrequenten Teil, der aufgrund seines geringen Anteils an der Gesamtleistung jedoch unbedeutend ist, werden in allen gezeigten Fällen die Schalleistungspegel bei der Verwendung von gemittelten Größen etwas unterschätzt. Dies bedeutet, dass Teile der Flamme in denen große Längenmaße auftreten, was vornehmlich Bereichen weit stromab der Düse entspricht, durch die Mittelung unterrepräsentiert werden.

Für alle vier hier dargestellten Betriebsunkte kann festgehalten werden, dass die mit wärmefreisetzungsgemittelten Eingangsgrößen berechneten Spektren sich kaum von den mit Felddaten berechneten Spektren unterscheiden und somit beide Methoden gute Ergebnisse liefern.

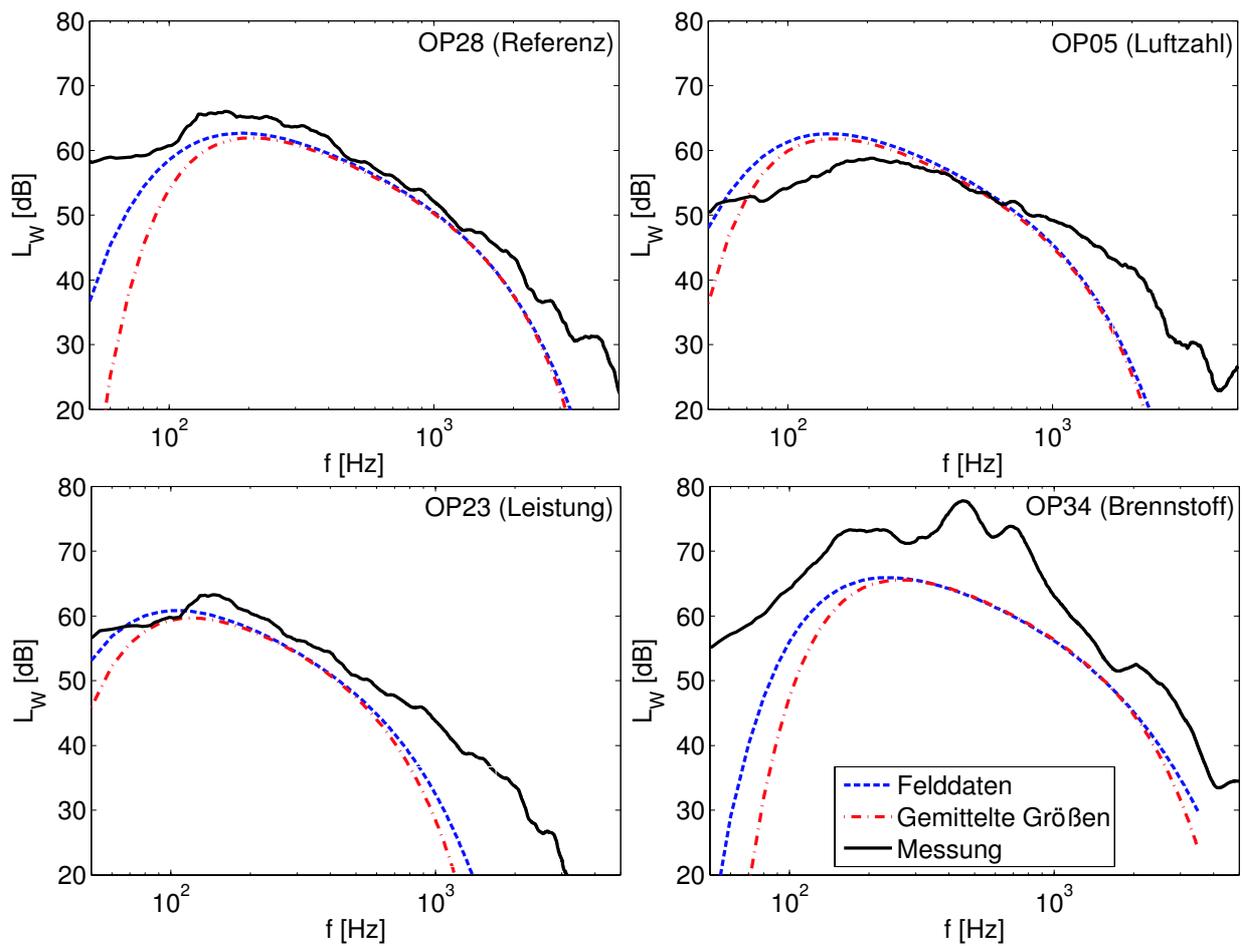


Abbildung 6.9: Vergleich zwischen vorhergesagten Lärmspektren, berechnet aus Felddaten, beziehungsweise gemittelten Eingangsgrößen.

6.3 Effizienzgradkette

Als einfaches Vorhersagewerkzeug eignet sich die Effizienzgradkette. Mit dem bei der Entwicklung des Spektralmodells erlangten Erkenntnissen wurde die Effizienzgradkette um einen zusätzliche Umsetzungsgrad η_{per} erweitert. Daneben wurden Ansätze vorgestellt, um die charakteristische Frequenz, das Kohärenzvolumen und das Flammenvolumen zu beschreiben. Im folgenden sollen diese Ansätze validiert werden. Als Eingangsgrößen (Abb. 2.27) dienen die wärmefreisetzungsgemittelten, zeitmaßbestimmenden Größen der planaren Felddaten (Abschnitt 4.3).

Zur Validierung werden die drei Umsetzungsgrade aus denen sich die Effizienzgradkette zusammensetzt, separat betrachtet. Da der thermische Umsetzungsgrad η_{th} eine theoretische, experimentell nicht zu erzeugende Flamme beschreibt, wird dieser Umsetzungsgrad anhand eines Vergleichs der charakteristischen Frequenz mit der Peakfrequenz validiert. Der Kohärenzumsetzungsgrad η_{coh} kann direkt validiert werden. Der periodische Umsetzungsgrad η_{per} wird über die Turbulenz der Strömung und die Dämpfung der Fluktuation der Wärmefreisetzung beschrieben und mit der Abschätzung aus LIF-Daten validiert.

6.3.1 Thermischer Umsetzungsgrad

Der thermische Umsetzungsgrad η_{th} wird maßgeblich von einem Parameter, nämlich der charakteristischen Frequenz f_c nach Gl. 2.75 beeinflusst. Diese Frequenz entspricht der Wellenzahl nach der Frequenz-Wellenzahl-Abbildung an der im Wellenzahlraum die maximale Amplitude auftritt. Die Peakfrequenz f_{peak} hingegen entspricht der Position der maximalen Amplitude im Lärmspektrum. Abbildung 6.10 zeigt einen Vergleich der modellierten charakteristischen Frequenz f_c mit der gemessenen Peakfrequenz f_{peak} , jeweils entdimensioniert mit der Frequenz des Referenzbetriebspunkts OP28. Die Übereinstimmung ist für die Leistungs- und Drallvariation qualitativ gut. Auch bei der Brennstoffvariation wird die Tendenz richtig wiedergegeben. Aufgrund der Unsicherheiten bei der Bestimmung von δ_t und der Resonanz-

effekte in den Spektren⁴ werden die gemessenen Peakfrequenzen zu hoch bestimmt. Problematisch stellt sich die Luftzahlvariation dar. Die gemessenen Peakfrequenzen variieren kaum, während die charakteristische Frequenz mit zunehmender Luftzahl stark abfällt.

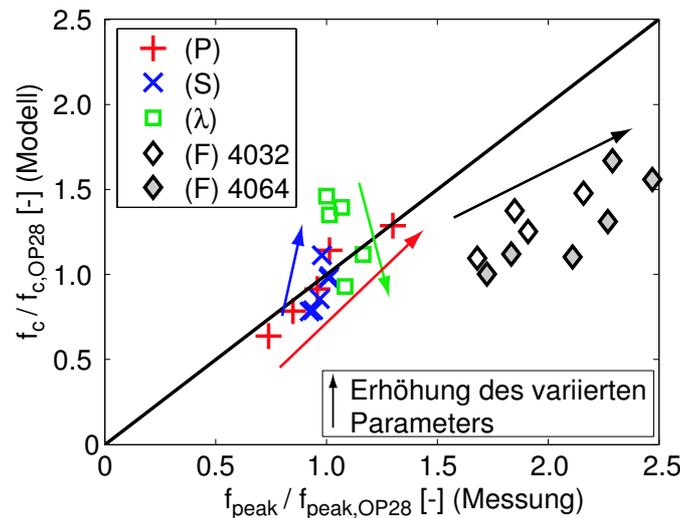


Abbildung 6.10: Validierung der charakteristischen Frequenz über der gemessenen Peakfrequenz.

Somit kann festgehalten werden, dass die Beschreibung der charakteristischen Frequenz mit der Wellenzahl der maximalen Energie im Wellenzahlspektrum $\kappa_{max} = 1.8 l_t$ und der dazugehörigen Frequenz-Wellenzahl-Abbildung die Tendenzen der gemessenen Peakfrequenzen gut trifft. Die charakteristische Frequenz liegt für alle untersuchten Betriebspunkte unterhalb der gemessenen Peakfrequenz (siehe Tab. A.3 und Tab. A.4) und skaliert mit einem Faktor $f_{peak} \approx 2 \cdot f_c$.

6.3.2 Kohärenzumsetzungsgrad

Der Kohärenzumsetzungsgrad entspricht dem Verhältnis von Kohärenz- zu Gesamtvolumen der Flamme und kann direkt validiert werden. In Abb. 6.11 sind die mit Gl. 2.86 für das Kohärenzvolumen und Gl. 2.92 für das Flammenvolumen modellierten Umsetzungsgrade über den gemessenen Umsetzungs-

⁴Siehe Abb. 6.3 und die Diskussion hierzu in Abschnitt 5.1.3

graden aufgetragen. Das Modell stimmt für die Leistungs-, Drall-, und Brennstoffvariation sehr gut mit den gemessenen Werten überein.

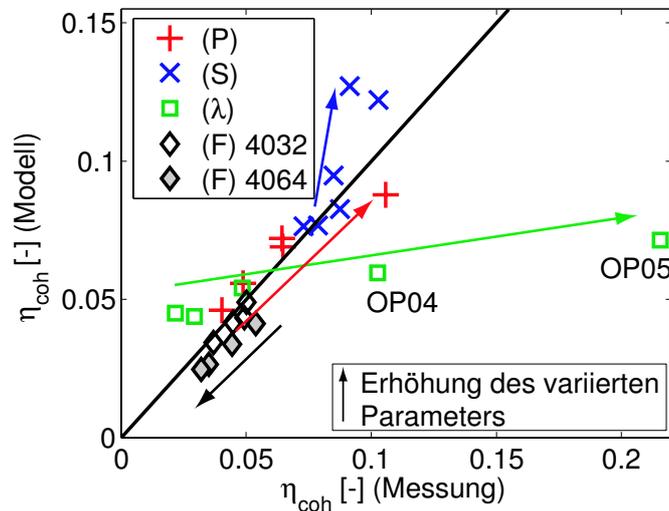


Abbildung 6.11: *Abgeschätzter und gemessener Kohärenzumsetzungsgrad.*

Die Luftzahlvariation zeigt für hohe Luftzahlen (OP04 und OP05) sehr große Abweichungen. Dies liegt vor allem an den in Abschnitt 4.2.5 diskutierten Unsicherheiten bei der Bestimmung der Chemilumineszenzverteilung. Das gemessene Flammenvolumen wird dadurch unterschätzt, was den gemessenen Kohärenzumsetzungsgrad scheinbar stark ansteigen lässt, während angenommen werden kann, dass der vorhergesagte Umsetzungsgrad korrekt vorhergesagt wird und für die Luftzahlvariation im Bereich $\eta_{coh} \approx 0.04 \dots 0.07$ bleibt.

6.3.3 Periodischer Umsetzungsgrad

Das in Abschnitt 2.6.3.3 vorgestellte vereinfachte Verfahren zur Bestimmung des periodischen Umsetzungsgrads soll anhand der LIF-Daten validiert werden. Dies gestaltet sich aus mehreren Gründen schwierig:

- Um den Einfluss des Turbulenzgrads Tu zu erfassen ist eine Variation dieses Parameters notwendig, wofür letztendlich nur die Drallvariation in Frage kommt, bei der $Tu \approx 15\% \dots 23\%$ variiert. In den übrigen un-

tersuchten Fällen weist der Turbulenzgrad stets den für turbulente Freistrahlen typischen Wert von $Tu \approx 20\%$ auf [25].

- Aus den LIF-Daten lässt sich die Grenze zwischen Wärmefreisetzungszone und Abgas nicht bestimmen. Eine Abschätzung von η_{per} hängt jedoch stark von der Wahl dieser Grenze ab.

Somit standen nur die Daten der Drallzahlvariation für die in Abb. 6.12 gezeigte Validierung zur Verfügung. Ein Vergleich zwischen dem modellbasierten Umsetzungsgrad (Gl. 2.101) und den aus LIF-Daten gewonnenen Umsetzungsgraden zeigt, dass die Tendenz richtig erfasst wird. Die Umsetzungsgrade aus den LIF-Daten fallen jedoch insgesamt um einen Faktor 3 höher aus.

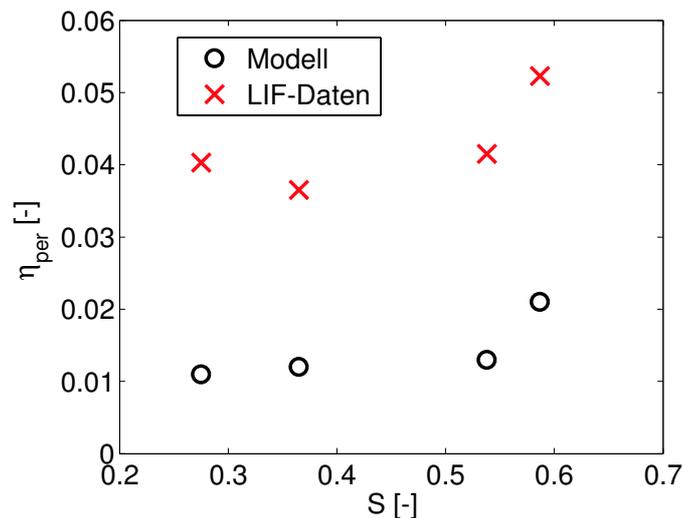


Abbildung 6.12: *Abgeschätzter und gemessener periodischer Umsetzungsgrad für unterschiedliche Drallzahlen.*

Unter der Annahme, dass die zuerst validierten Umsetzungsgrade η_{th} und η_{coh} ausreichend genau ihren Anteil an der Lärmproduktion beschreiben, kann abgeschätzt werden, in welcher Größenordnung der periodische Umsetzungsgrad $\eta_{per,exp}$ liegen muss:

$$\eta_{per,exp} = \frac{P_{ac,mess}}{P_{th}} \cdot \frac{1}{\eta_{th} \cdot \eta_{coh}}. \quad (6.1)$$

Unter Vernachlässigung der für die Validierung problematischen Brennstoffvariation kann mit Gl. 6.1 gezeigt werden, dass der periodische Umsetzungs-

grad im Bereich $\eta_{per,exp} \approx 0.5 \dots 8\%$ liegen muss, um die produzierte akustische Leistung quantitativ korrekt vorherzusagen. Der vorgestellte Ansatz zur Bestimmung von η_{per} (Gl. 2.101) leistet dies. Sowohl die aus den LIF-Daten gewonnenen Umsetzungsgrade als auch die modellierten Umsetzungsgrade liegen in dieser Größenordnung. Zum derzeitigen Stand ist keine bessere Validierung möglich.

6.3.4 Gesamtmodellvalidierung

In der nachfolgenden Abb. 6.13 sind die mit Hilfe der Effizienzgradkette berechneten Schallleistungspegel über den gemessenen Pegeln aufgetragen. Es findet sich eine sehr gute Übereinstimmung, die tendenziell für alle vier Parametervariationen korrekte Vorhersagen liefert. Lediglich bei der Brennstoffvariation werden die Pegel unterschätzt. Dies steht im Einklang mit den Ergebnissen des Spektralmodells (Abschnitt 6.2.1.2) und ist auf die beschriebene Schwäche des Schmid-Modells zurückzuführen. Die Pegel der Luftzahlvariation werden tendenziell etwas überschätzt.

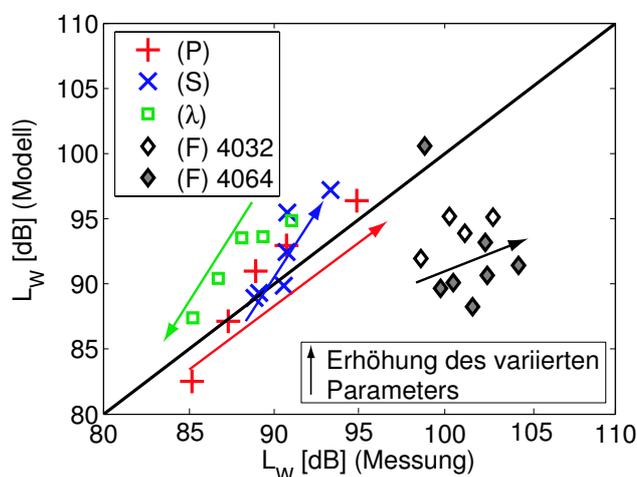


Abbildung 6.13: Vergleich zwischen gemessenen und mit der Effizienzgradkette berechneten Schallleistungspegeln.

Die Validierung der Effizienzgradkette belegt die Robustheit des gewählten Ansatzes. Aufgrund der in dieser Arbeit vorgestellten Erweiterung um den periodischen Umsetzungsgrad η_{per} ist das Modell nun in der Lage, qualita-

tiv und quantitativ korrekt den integralen Schalleistungspegel vorherzusagen. Da f_{peak} mit der charakteristischen Frequenz f_c skaliert, können Aussagen über die Peakfrequenz getroffen werden. Die vorgestellten Ansätze zur Bestimmung der charakteristischen Frequenz, der räumlichen und der zeitlichen Kohärenz erweisen sich als solide genug, um für unterschiedliche Flammenregime die Lärmproduktion ausreichend genau abzubilden.

6.4 Zusammenfassung zur Modellvalidierung

In Abschnitt 6 wurden das Spektralmodell und die Effizienzgradkette anhand von vier Parameterstudien validiert. Der Vergleich mit Mikrofonmessdaten ergibt eine sehr gute qualitative Übereinstimmung und eine im Rahmen der Mess- und Modellierungsgenauigkeiten gute quantitative Übereinstimmung.

Für beide Modelle sind die zeitmaßbestimmenden Größen u'_{rms} , l_t , s_L und δ_L notwendig. Das Spektralmodell benötigt außerdem die mittlere Wärmefreisetzungsdichte \bar{q} , während für die Effizienzgradkette die thermische Leistung P_{th} und die Blockprofilgeschwindigkeit u_{bulk} bekannt sein müssen (Abb. 2.13 und Abb. 2.27). Für das Spektralmodell werden planare, orts aufgelöste Eingangsgrößen verwendet. Die Effizienzgradkette wird ausschließlich auf mittlere Größen angewendet. Die in Abschnitt 6.2.2 gezeigte Validierung des Spektralmodells für mittlere Größen erlaubt die Anwendung beider Modelle auf globale Betriebs- und Brennstoffparameter, was für einfache Lärmvorhersagen von großem Nutzen ist.

Durch Skalieren der Eingangsgrößen, bzw. geometrisches Skalieren der planaren Daten für das Spektralmodell, lassen sich beide Modelle zur Lärmvorhersage verwenden. Das Spektralmodell besteht dadurch, dass Lärmspektren berechnet werden können, während der Vorteil der Effizienzgradkette in der Anschaulichkeit liegt. Durch das Aufgliedern der physikalischen Effekte in mehrere Komponenten fällt die Interpretation von skalierten Ergebnissen leichter.

Damit stehen leistungsfähige Werkzeuge zur Verfügung, um ingenieurmäßige Abschätzungen zur Lärmproduktion vorzunehmen, worauf im abschließenden Kapitel 7 eingegangen wird.

7 Modellbasierte Vorhersage der Lärmemission

Dieses Kapitel widmet sich der Anwendung des Spektralmodells und der Effizienzgradkette zur Vorhersage von turbulentem Flammenlärm. Hierfür werden drei Verfahren vorgestellt, die sich durch unterschiedliche Komplexitätsgrade unterscheiden:

- Anwendung des Spektralmodells auf einfache ingenieurmäßig abgeschätzte charakteristische Eingangsgrößen einer Flamme.
- Vorhersage der skalierten integralen Schalleistung und Peakfrequenz mit der Effizienzgradkette, wenn die Daten eines Referenzbetriebspunkts bekannt sind.
- Die Anwendung des Spektralmodells und der Effizienzgradkette auf Messdaten eines kleinen Modellbrenners¹ zur Vorhersage von Lärmspektren des Originalbrenners demonstriert die Eignung der beiden Modelle, auch für geometrisch skalierte Brenner zuverlässig die Lärmproduktion vorherzusagen.

Die Effizienzgradkette erweist sich dabei als nützliches Hilfsmittel um lärmbeeinflussende Effekte einfach und sehr anschaulich zu interpretieren. Somit ergänzen sich Spektralmodell und Effizienzgradkette in idealer Weise.

¹Prinzipiell spricht nichts gegen eine Anwendung des Spektralmodells auch auf numerische Daten wie z.B. bei Hirsch et al. [28].

7.1 Lärmvorhersage mit einfachen Schätzgrößen

In diesem Abschnitt wird gezeigt, dass das Spektralmodell dafür verwendet werden kann, auf einfachem Niveau aus geometrischen und fluidmechanischen Schätzungen die spektrale Lärmproduktion vorherzusagen. Nachfolgend werden für die in Kapitel 6 zur Modellvalidierung verwendeten Betriebspunkte zunächst Schätzgrößen ermittelt und dann die Vorhersage mit den gemessenen Pegeln und Frequenzen verglichen.

Das Spektralmodell benötigt, wie in Abschnitt 2.5.6 gezeigt, eine Reihe von Eingangsgrößen. Für die nachfolgenden Abschätzungen wird der Turbulenzgrad Tu vorgegeben und u'_{rms} daraus bestimmt. Da die laminare Flammendicke δ_L im Rahmen der untersuchten Betriebspunkte kein freier Parameter ist, wird diese über den im Anhang A.3 beschriebenen empirischen Zusammenhang aus s_L berechnet. Die mittlere Wärmefreisetzungsdichte ergibt sich aus dem nach Gl. 2.92 berechneten Flammenvolumen V_{fl} und der thermischen Leistung P_{th} .

In Tab. 7.1 sind die getroffenen Annahmen zur Lärmvorhersage zusammengefasst. Für einen ausgebildeten Freistrahler kann ein Turbulenzgrad von $Tu = 20\%$ angenommen werden [25]. Die Turbulenz variiert mit dem Drall, wobei geringer Drall einer geringeren Turbulenz entspricht. Das Längenmaß wird als konstant angenommen und auf die Brennergeometrie mit der Ringspalthöhe $h_r = (D - d_L)/2$ bezogen: $l_t \approx 0.66 \cdot h_r$. Aufgrund von Einmischeffekten wird die laminare Brenngeschwindigkeit zu 80% des in CHEMKIN für die Austrittsluftzahl an der Düse ermittelten Wertes geschätzt. Bei der Drallzahlvariation ist die Abnahme von s_L wiederum abhängig vom Drall, da stärker verdrallte Flammen mehr Umgebungsluft ansaugen. Die Flammen mit Wasserstoffanteil sind so kurz, dass keine Interaktion mit der Umgebung zu erwarten ist und somit s_L nicht korrigiert wird. Die thermische Leistung und die Blockprofilgeschwindigkeit ergeben sich aus dem Betriebspunkt und der Düsengeometrie.

Parameterstudie	Tu [%]	l_t [mm]	s_L [m/s]	P_{th} [kW]	u_{bulk} [m/s]
(P)	20	8.0	$0.8 \cdot s_L$	30-90	9.8-29.5
(S)	16-24	8.0	$0.75 \dots 0.85 \cdot s_L$	60	18.9
(λ)	20	8.0	$0.8 \cdot s_L$	60	16.7-22.7
(F) 4032	20	8.0	s_L	60	18.9
(F) 4064	18	8.0	s_L	60	18.9

Tabelle 7.1: Schätzgrößen für die näherungsweise Vorhersage von turbulentem Flammenlärm.

Vorweg kann festgehalten werden, dass die Lärmvorhersage anhand einfacher Schätzgrößen für Brennstoff- (Abb. 7.1), Leistungs- (Abb. 7.2) und Luftzahlvariation (Abb. 7.3) sehr gute Ergebnisse liefert. Die drei gezeigten Parametervariationen geben die Tendenzen korrekt wieder. Sowohl die Skalierung der Peakfrequenz als auch der Schalleistungspegel wird korrekt erfasst. Die Abweichungen der einfach geschätzten Spektren von den gemessenen Verläufen liegen in der selben Größenordnung wie bei den aus Felddaten berechneten Spektren.

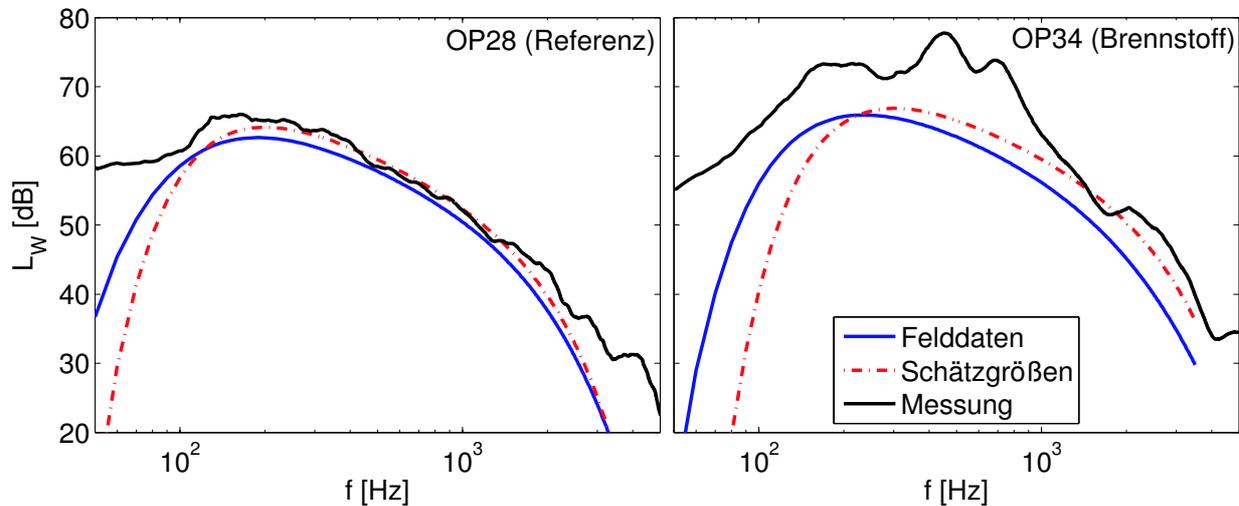


Abbildung 7.1: Abschätzung der spektralen Lärmproduktion bei einer Variation des Brennstoffs anhand einfacher Schätzgrößen.

Bei der Lärmvorhersage anhand einfacher Schätzgrößen muss jedoch beachtet werden, dass die zeitmaßbestimmenden Eingangsgrößen zum Teil einen erheblichen Einfluss auf die integrale Schalleistung und die vorhergesagten charakteristischen Frequenzen haben. Im Anhang wird in Ab-

schnitt A.8 in einer Sensitivitätsanalyse der Einfluss von u'_{rms} , s_L und l_t auf die Lärmproduktion diskutiert.

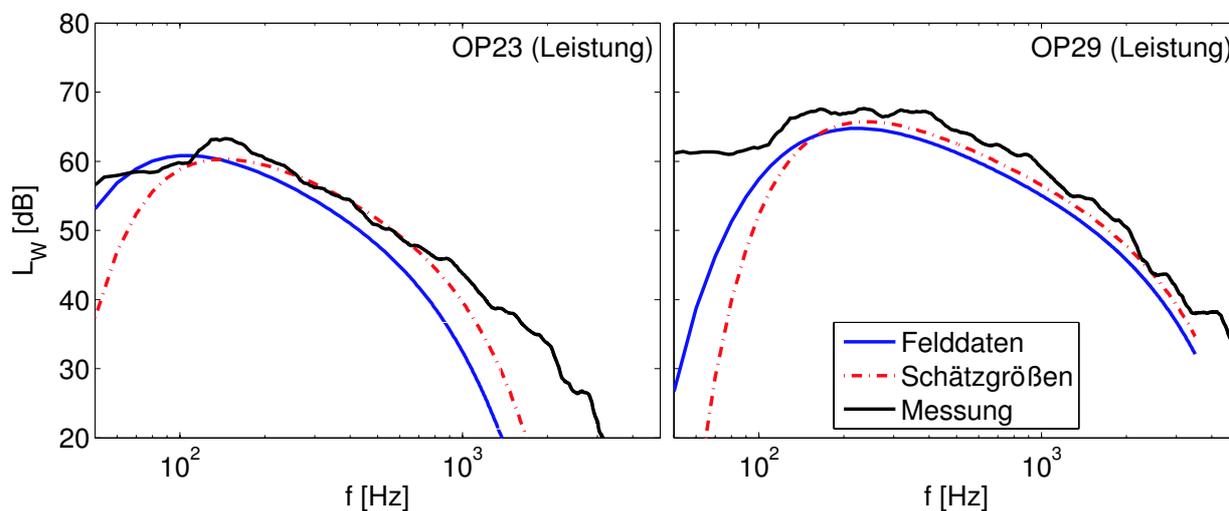


Abbildung 7.2: Abschätzung der spektralen Lärmproduktion bei einer Variation der thermischen Leistung anhand einfacher Schätzgrößen.

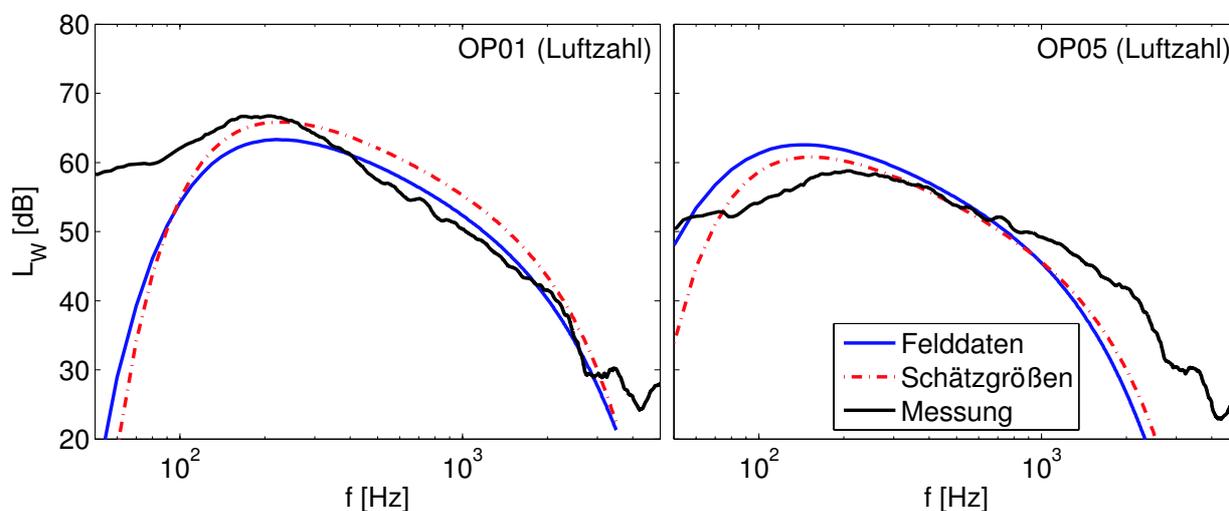


Abbildung 7.3: Abschätzung der spektralen Lärmproduktion bei einer Variation der Luftzahl anhand einfacher Schätzgrößen.

Folglich liefert diese Vorhersagemethode nur gute Ergebnisse, sofern man die vom Brennersystem erzeugte Strömung charakterisieren kann, was gute strömungsmechanische Kenntnisse voraussetzt. Bereits leichte Abweichungen der Schätzung von der Realität wirken sich deutlich auf die Ergebnisse aus.

7.2 Die Effizienzgradkette als Skalierungswerkzeug

Die Effizienzgradkette wird dazu eingesetzt, Schalleistungspegel und Peakfrequenzen skalierten Betriebspunkte ausgehend vom Basisbetriebspunkt OP28 abzuschätzen. Diese Studie wurde für eine Luftzahl- (λ), Leistungs- (P) und Brennstoffvariation (F) durchgeführt. Die für die Skalierung relevanten Parameter sind in Tab. 7.2 zusammengefasst. Geometriebedingt bleibt das integrale Längenmaß konstant, die laminare Brenngeschwindigkeit und die Blockprofilgeschwindigkeit ändern sich je nach Betriebspunkt.

Parameter		OP28 (Referenz)	OP01 (λ)	OP05 (λ)	OP23 (P)	OP29 (P)	OP34 (F)
P_{th}	[kW]	60	60	60	30	90	60
u_{bulk}	[m/s]	18.92	16.66	22.70	9.83	29.5	18.92
Tu	[%]	20	20	20	20	20	20
l_t	[mm]	7.1	7.1	7.1	7.1	7.1	7.1
s_L	[m/s]	0.24	0.33	0.18	0.24	0.24	0.41

Tabelle 7.2: Getroffene Annahmen für die Skalierung.

Die zu prognostizierende Pegeländerung ΔL_W setzt sich zusammen aus der Pegeländerung aufgrund der skalierten akustischen Effizienzen $\Delta L_{W,\eta}$ und der skalierten thermischen Leistung $\Delta L_{W,P}$:

$$\Delta L_W = \Delta L_{W,\eta} + \Delta L_{W,P} \quad (7.1)$$

mit

$$\Delta L_{W,\eta} = 10 \log \left(\frac{\eta_{ac,s}}{\eta_{ac,ref}} \right) \quad (7.2)$$

und

$$\Delta L_{W,P} = 10 \log \left(\frac{P_{th,s}}{P_{th,ref}} \right). \quad (7.3)$$

Die Pegeländerungen beziehen sich immer auf einen Referenzbetriebspunkt. Skalierte Größen werden mit dem Index „s“ gekennzeichnet. Betrachtet man die Umsetzungsgrade, finden sich einfache Proportionalitätsregeln. Der thermische Umsetzungsgrad skaliert mit:

$$\eta_{th} \propto f_c^2 \cdot P_{th}. \quad (7.4)$$

Bildet man das Verhältnis aus den Daten des Referenzpunkts und des zu skalierenden Betriebspunkts mit den in Tab. 7.2 angegebenen Werten, lässt sich die Effizienzgradänderung beschreiben, wie am Beispiel von η_{th} gezeigt wird:

$$\frac{\eta_{th,s}}{\eta_{th,ref}} = \frac{f_{c,s}^2 \cdot P_{th,s}}{f_{c,ref}^2 \cdot P_{th,ref}}. \quad (7.5)$$

Für den Kohärenz- und den periodischen Umsetzungsgrad wird analog vorgegangen. Der Kohärenzumsetzungsgrad skaliert mit

$$\eta_{coh} \propto \frac{\delta_t^3}{L_{fl} \cdot (r_D^2 - r_L^2)} \quad (7.6)$$

mit den Radien des Düsenringspalts, der turbulenten Flammendicke und der Flammenlänge nach Gl. 2.91. Der periodische Umsetzungsgrad skaliert mit der Turbulenz, korrigiert um die Dämpfung der Varianz der Wärmefreisetzung:

$$\eta_{per} \propto (Tu \cdot C_s^*)^2. \quad (7.7)$$

Der prognostizierte Pegel des skalierten Betriebspunkts ergibt sich zu:

$$L_{W,s} = L_{W,ref} + \Delta L_W. \quad (7.8)$$

Die Peakfrequenzen skalieren mit dem Verhältnis zwischen skaliertes zu unskaliertes charakteristischer Frequenz nach Gl. 2.75:

$$\frac{f_{peak,s}}{f_{peak,ref}} = \frac{f_{c,s}}{f_{c,ref}}. \quad (7.9)$$

In Tab. 7.3 sind die relevanten Verhältnisse für P_{th} , s_t , δ_t , f_c , C_s^* , \bar{q} und V_{fl} und die daraus berechneten Effizienzgradverhältnisse zusammengefasst.

Skalierte Größen	OP01	OP05	OP23	OP29	OP34
$P_{th,s}/P_{th}$	1	1	0.5	1.5	1
$s_{t,s}/s_t$	1.10	0.90	0.67	1.27	1.43
$\delta_{t,s}/\delta_t$	0.84	1.29	0.82	1.07	0.71
$f_{c,s}/f_c$	1.29	0.70	0.82	1.07	2.02
$C_{s,s}^*/C_s^*$	1.41	0.60	1.48	0.69	1.89
\bar{q}_s/\bar{q}	1.46	0.59	0.78	1.02	2.02
$V_{fl,s}/V_{fl}$	0.67	1.71	0.64	1.47	0.49
Umsetzungsgrade					
$\eta_{th,s}/\eta_{th}$	1.67	0.49	0.33	1.68	4.09
$\eta_{coh,s}/\eta_{coh}$	0.86	1.27	0.86	1.17	0.72
$\eta_{per,s}/\eta_{per}$	1.99	0.36	2.20	0.48	3.61
$\eta_{ac,s}/\eta_{ac}$	2.84	0.22	0.63	0.95	10.63

Tabelle 7.3: Skalierte Größen und Umsetzungsgrade für die untersuchten Betriebspunkte.

Tabelle 7.4 beinhaltet einen Vergleich zwischen den mit der Skalierung vorhergesagten integralen Schalleistungspegel- und Peakfrequenzänderungen. Sowohl die Pegel- als auch die Frequenzskalierungen werden tendenziell richtig erfasst. Wie bereits bei der Modellvalidierung erwähnt, wird OP29 wieder unterschätzt (Abschnitt 6.2.1.1).

			OP01	OP05	OP23	OP29	OP34
$\Delta L_{W,\eta} + \Delta L_{W,P}$	Vorhersage	[dB]	4.5	-6.6	-5.0	1.5	10.3
	Messung	[dB]	2.9	-4.5	-5.5	4.1	12.1
$f_{c,s}/f_c$	Vorhersage	[-]	1.29	0.70	0.82	1.07	2.02
$f_{peak,s}/f_{peak}$	Messung	[-]	1.21	0.95	0.72	1.28	2.12

Tabelle 7.4: Vergleich zwischen vorhergesagten und gemessenen Pegel- und Peakfrequenzänderungen.

Anhand dieser Beispiele kann gezeigt werden, dass sich die Effizienzgradkette hervorragend dazu eignet, um einfach Prognosen zur Lärmproduktion skalierteter Betriebspunkte zu erstellen.

7.3 Lärmvorhersage für einen skalierten Brenner

Ziel der in diesem Abschnitt gezeigten Methode ist die Vorhersage der Lärmproduktion eines skalierten Brenners mit Hilfe des *Spektralmodells* und eine Interpretation der Ergebnisse mit der *Effizienzgradkette*. Im Rahmen der *Combustion-Noise-Initiative*² wurde am Engler-Bunte-Institut in Karlsruhe³ ein pilotierter, vorgemischter Drallbrenner mit Tangentialdrallerzeuger benutzt. Eine Schnittansicht des Brenners ist in Abb. 7.4 dargestellt.

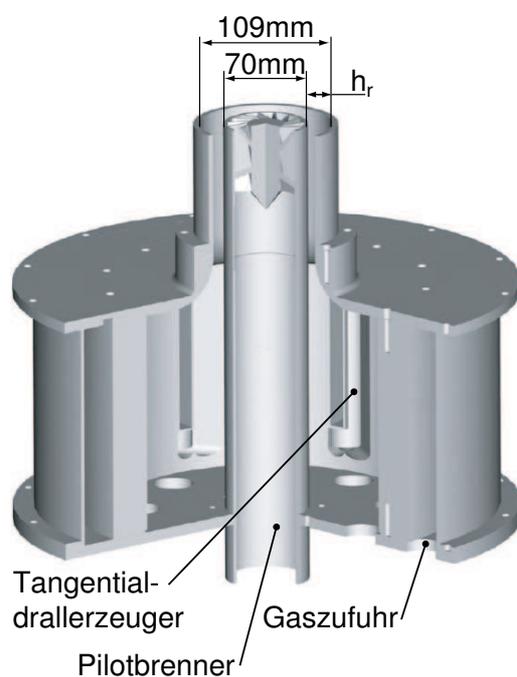


Abbildung 7.4: Schnittdarstellung des EBI-Brenners (aus [3]).

Bender & Büchner [3] untersuchten den Brenner ausführlich und veröffentlichten ein in Abb.7.5 dargestelltes Lärmspektrum⁴ für eine vorgemischte Drallflamme mit den in Tab. 7.5 dargestellten Parametern. Die thermische Leistung der Erdgasflamme setzt sich aus Haupt- und Pilotflamme ($P_{th} = 300kW + 20kW$) zusammen. Das Drallregister wurde auf maximalen Drall eingestellt.

²Von der DFG geförderte Forschergruppe FOR486 „Combustion Noise“.

³Projektpartner im Rahmen dieses Programms.

⁴Die Originaldaten der Publikation wurden freundlicherweise von Dipl.-Ing. C. Bender, EBI, TH Karlsruhe, zur Verfügung gestellt.

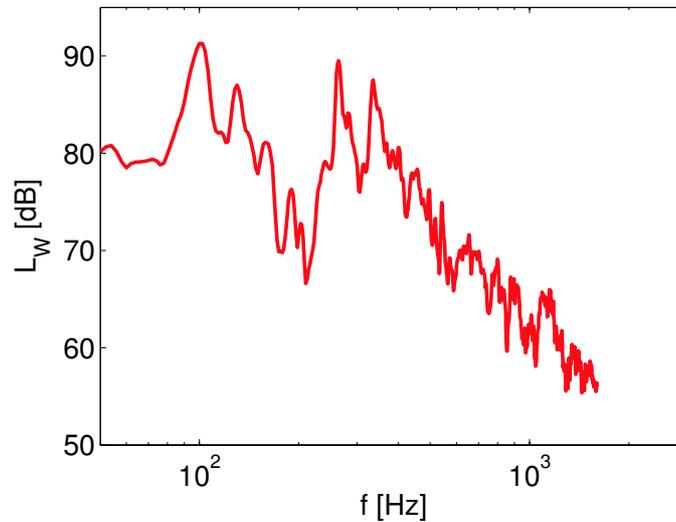


Abbildung 7.5: Mikrophonspektrum des EBI-Brenners des genannten Betriebspunkts (aus [3]).

Die Ursache der Frequenzpeaks in dem Lärmspektrum bei $f_R = [100; 130; 260; 330]$ Hz ist vermutlich auf großskalige Kohärenzen in der Strömung zurückzuführen. Diese Effekte stehen im Fokus der Forschungsaktivitäten in Karlsruhe, sind im Rahmen dieser Arbeit jedoch nicht von Interesse.

Thermische Leistung	P_{th}	[kW]	320
Luftzahl	λ	[-]	1.4
Blockprofilgeschwindigkeit	u_{bulk}	[m/s]	23.3
Schalldruckpegel	L_p	[dB]	108.2
Mikrofonabstand	r_{mic}	[m]	0.5

Tabelle 7.5: Betriebsparameter und Informationen zur Mikrophonmessung der vom Engler-Bunte-Institut untersuchten Flamme.

Am Lehrstuhl wurde eine geometrisch verkleinerte Version im Maßstab 1:2 des abgebildeten Brenners konstruiert [73]. Alle relevanten Baugruppen wurden unverändert skaliert, auf die Möglichkeit einer Pilotierung wurde zunächst verzichtet.

Der verkleinerte Brenner wurde bei der gleichen Blockprofilgeschwindigkeit betrieben, was die Reduktion der thermischen Leistung auf $P_{th} = 80kW$ bei gleichbleibender Luftzahl zur Folge hat. Sowohl die turbulente Reynolds- als auch die Damköhlerzahl skalieren mit einem Faktor $1/2$.

Der Betriebspunkt wurde mit der PIV- und der OH^* -Chemilumineszenzmesstechnik am kleinen Brenner untersucht. Die ausgewerteten planaren Daten sind in Abb. 7.6 dargestellt.

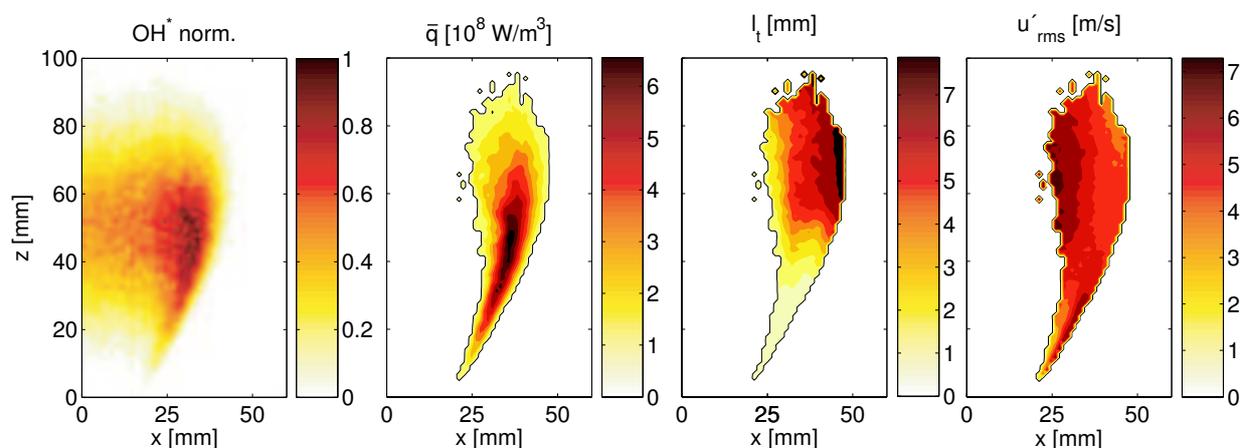


Abbildung 7.6: Mittlere OH^* -Verteilung und Wärmefreisetzungsdichte \bar{q} , außerdem integrales Längenmaß l_t und turbulente Schwankungsgeschwindigkeit u'_{rms} des kleinen Brenners.

Der Brenner unterscheidet sich qualitativ nicht von anderen Drallbrennern. Allerdings weist das Strömungsfeld an der inneren Scherschicht starke Gradienten auf. Der Scherschichtgradient $\partial \bar{u}_z / \partial x$ ist proportional zu den turbulenten Größen [85] gemäß

$$\frac{\partial \bar{u}_z}{\partial x} \propto \frac{u'_{rms}}{l_t}, \quad (7.10)$$

weshalb l_t bezogen auf die Ringspalthöhe h_r (Abb. 7.4) nur etwa $l_t \approx 0.4 \cdot h_r$ erreicht. In Tab. 7.6 sind die wärmefreisetzungsgemittelten Größen der in Abb. 7.6 dargestellten Felddaten zusammengefasst. Das Kriterium einer ausreichend großen turbulenten Reynoldszahl wird erfüllt. Die Damköhlerzahl ist aufgrund der hohen Luftzahl von $\lambda = 1.4$ jedoch relativ gering.

Schwankungsgeschwindigkeit	u'_{rms}	[m/s]	5.50
Integrales Längenmaß	l_t	[mm]	4.20
Turbulenzgrad	Tu	[%]	23.6
Turbulente Reynoldszahl	Re_t	[-]	960
Damköhlerzahl	Da	[-]	0.36

Tabelle 7.6: Gemessene Größen am skalierten Brenner.

Aus den experimentell gemessenen Felddaten wird mit dem Spektralmodell das Lärmspektrum des kleinen Brenners berechnet. Zur Vorhersage des Lärmspektrums des großen EBI-Brenners werden die planaren Daten skaliert. Die Geschwindigkeitsfluktuation bleibt konstant $u'_{rms,EBI} = u'_{rms}$, die Koordinaten und die Längenmaße werden jedoch mit einem Faktor 2 skaliert: $x_{EBI} = 2x$, $z_{EBI} = 2z$ und $l_{t,EBI}(x_{EBI}, z_{EBI}) = 2l_t(x, z)$. Die thermische Leistung skaliert mit $P_{th,EBI} = 4P_{th}$.

Abb. 7.7 zeigt die gemessenen und modellierten Spektren des kleinen und des großen EBI-Brenners. Links ist das gemessene Spektrum des kleinen Brenners, bereinigt um die Raumakustikeffekte gezeigt. Für das Spektrum aus Karlsruhe standen keine Messdaten zur Berücksichtigung der Raumakustik zur Verfügung, weshalb bei dem Vergleich zwischen kleinem und großem Brenner auf die Bereinigung verzichtet werden muss.

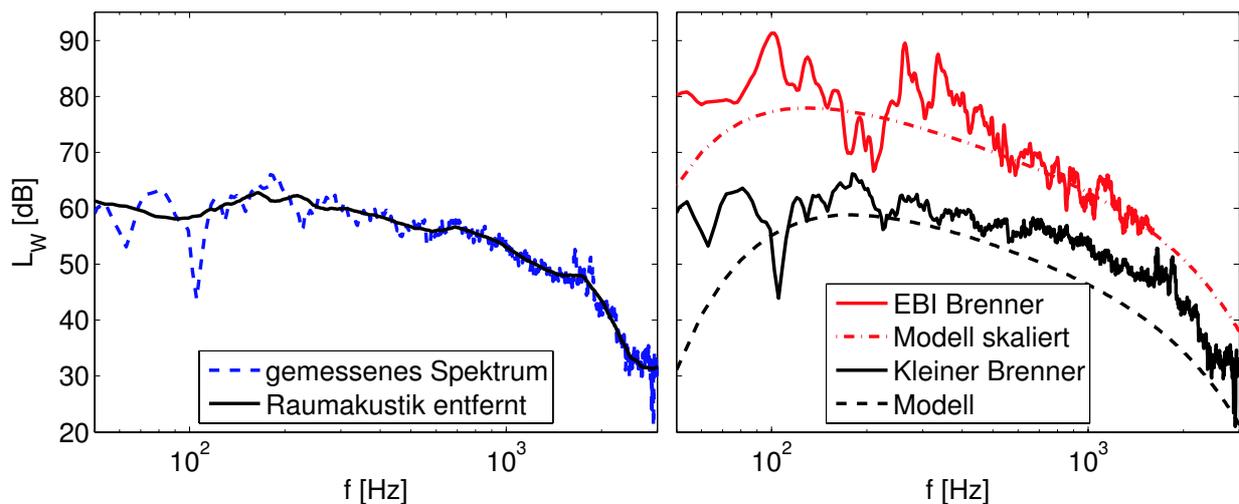


Abbildung 7.7: Gemessene und modellierte Schalleistungsspektren, berechnet aus skalierten Messdaten.

Im rechten Diagramm von Abb. 7.7 sind die gemessenen und modellierten Spektren aufgetragen. Die Vorhersage des Lärmspektrums des kleinen EBI-Brenners ist qualitativ gut. Die Peakfrequenz stimmt mit dem gemessenen Spektrum überein. Im Bereich von $500\text{ Hz} < f < 2000\text{ Hz}$ werden höhere Pegel gemessen. Dieser Bereich korreliert mit kleinen Längenmaßen, die wiederum aufgrund des starken Gradienten in der Scherschicht auftreten. Aufgrund der Abweichung in diesem Bereich unterschätzt das Modell die Messung um einige Dezibel.

Das auf Basis der skalierten Daten berechnete Lärmspektrum für den großen EBI-Brenner stimmt sehr gut mit dem aus Karlsruhe bereitgestellten Mikrophonspektrum überein. Der Schalleistungspegel wird beinahe erreicht. Die Verschiebung der Peakfrequenz zu kleineren Werten wird ebenfalls getroffen. In Tab. 7.7 sind die modellierten und gemessenen Schalleistungspegel und die modellierten Peakfrequenzen enthalten. Experimentell konnte die Peakfrequenz in dem Spektrum des EBI-Brenners aufgrund der Überlagerungen mit den Kohärenzpeaks nicht identifiziert werden.

		Kleiner Brenner	EBI-Brenner
L_W	Messung [dB]	94.3	108.8
	Modell [dB]	89.2	106.4
f_{peak}	[Hz]	180	130

Tabelle 7.7: Gemessene und modellierte Größen am kleinen und am großen EBI-Brenner.

Um den modellierten Pegelanstieg um $\Delta L_W \approx 17\text{ dB}$ zu erklären, wird der Skalierungsansatz der Effizienzgradkette nach Abschnitt 7.2 herangezogen. Ähnlich wie bei den untersuchten Wasserstoffflammen tragen auch hier die Resonanzpeaks erheblich mit ca. $L_{W,R} \approx 3\text{ dB}$ zum Schalleistungspegel des EBI-Brenners bei. Das Spektrum des kleinen Brenners weist keine erkennbaren Resonanzpeaks auf, wodurch sich der gemessene Pegelanstieg lediglich auf $\Delta L_W \approx 14\text{ dB}$ beläuft.

In Tab. 7.8 sind die berechneten Verhältnisse für die Skalierung der Effizienzgrade nach der in Abschnitt 7.2 beschriebenen Methode enthalten. Dabei wird in einem Fall die niedrige Damköhlerzahl des kleinen Brenners berücksich-

tigt, es wird aber auch der Fall einer angenommenen, sehr großen Damköhlerzahl betrachtet.

Skalierte Größen	Da = 0.36	Da $\rightarrow \infty$
$C_{s,s}^*/C_s^*$	1.88	1
$\delta_{t,s}/\delta_t$	1.42	2
$f_{c,s}/f_c$	0.96	1/2
$P_{th,s}/P_{th}$	4	4
\bar{q}_s/\bar{q}	0.96	1/2
$s_{t,s}/s_t$	1.37	1
$V_{f,s}/V_f$	4.15	8
$z_{OH^*,max,s}/z_{OH^*,max}$	1.04	2
Umsetzungsgrade		
$\eta_{th,s}/\eta_{th}$	3.72	1
$\eta_{coh,s}/\eta_{coh}$	0.69	1
$\eta_{per,s}/\eta_{per}$	3.53	1
$\eta_{ac,s}/\eta_{ac}$	9.06	1

Tabelle 7.8: Skalierte Größen für zwei Damköhlerzahlen und resultierende Umsetzungsgradskalierungen.

Beim großen EBI-Brenner liegt der akustische Umsetzungsgrad um $\eta_{ac,EBI} = 9.06 \cdot \eta_{ac}$ höher als beim untersuchten kleinen Brenner. Zusammen mit der vierfachen thermischen Leistung steigt somit die integrale akustische Leistung um $P_{ac,EBI} = 36.24 \cdot P_{ac}$ an. Dies entspricht einem Pegelanstieg um $\Delta L_W = 15.5dB$ und liegt in der Größenordnung der Messungen. Wäre die Damköhlerzahl in beiden Fällen groß, würde die Pegelzunahme wesentlich moderater ausfallen, da der akustische Umsetzungsgrad konstant bleibt.

Mit dem hier vorgestellten Vergleich zwischen skaliertem und unskaliertem Brenner konnte die Leistungsfähigkeit der beiden Modelle zur Vorhersage von Verbrennungslärm an geometrisch skalierten Brennern unter Beweis gestellt werden. Selbst eine im Rahmen der Skalierung auftretende Regimeänderung in der Flamme wird von den Modellen miterfasst.

7.4 Zusammenfassung zur Lärmvorhersage

In Kapitel 7 wurden Methoden zur Vorhersage der Lärmproduktion unterschiedlicher Komplexität vorgestellt. Die Kombination aus Spektralmodell und Effizienzgradkette stellt ein leistungsfähiges Werkzeug dar. Mit dem Spektralmodell können Lärmspektren entweder aus Schätzgrößen oder skalierten Felddaten bestimmt werden. Hierbei spricht nichts gegen die Anwendung von numerischen Daten als Eingangsgrößen, wie bereits von Hirsch et. al [28] durchgeführt wurde. Die Effizienzgradkette wiederum hilft, einzelne lärmbeeinflussende Effekte besser zu verstehen, da diese aufgrund der Aufteilung in charakteristische Frequenz, räumliche und zeitliche Kohärenz sehr anschaulich ist.

Damit haben sich die gewählten Ansätze als sehr leistungsfähig in der technischen Praxis erwiesen.

8 Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit befasst sich mit der Vorhersage von Verbrennungslärm in vorgemischten, turbulenten Drallflammen.

Das hierfür entwickelte *Spektralmodell* gilt für verschiedene Flammenregime und deckt somit einen großen Bereich im Borghi-Diagramm ab. Das Modell basiert auf der Annahme, dass die Wärmefreisetzung vom Geschwindigkeitsfeld beeinflusst wird und die Fortschrittsvariable der Turbulenz als passiver Skalar folgt. Zur Modellierung der turbulenten Energiekaskade im Wellenzahlraum kommt ein Modell nach Tennekes & Lumley [85] zur Anwendung. Der Einfluss der Chemie auf die Lärmproduktion wird mit turbulenten Verbrennungsgrößen, modelliert nach einem Ansatz von Schmid [75], bestimmt. Eine Frequenz-Wellenzahl-Abbildung transformiert das Spektrum der Fortschrittsvariable in den Frequenzraum. Die abgestrahlte spektrale akustische Leistung entspricht dem Integral der lokalen Lärmquellen über dem Flammenvolumen, gewichtet mit dem jeweiligen Kohärenzvolumen der lokalen Quelle.

In der Literatur hat sich eine thermodynamische Beschreibung der integralen Schalleistung anhand einer *Effizienzgradkette* etabliert [82]. Diese setzt sich aus drei die Lärmproduktion beeinflussenden Komponenten zusammen. Im thermischen Umsetzungsgrad wird die charakteristische Frequenz erfasst, mit der Lärm produziert wird. Je hochfrequenter, desto effizienter ist die Schallproduktion. Daneben ist ein gewisses Maß an Kohärenz der Wärmefreisetzung notwendig. Der Kohärenzumsetzungsgrad erfasst diese räumliche Kohärenz der Flamme und setzt sie ins Verhältnis zum Flammenvolumen. Bislang wurde in der Literatur die zeitliche Kohärenz der Flamme nicht berücksichtigt. Diese wurde im erstmals formulierten periodischen Umsetzungsgrad erfasst. Die zeitliche Veränderung der Kohärenzvolumina in Form und Größe ist letztendlich für die Lärmproduktion verantwortlich.

Zusammen stellen die Modelle einen leistungsfähigen Ansatz dar, um die Lärmproduktion turbulenter vorgemischter Drallflammen zu berechnen. Das Spektralmodell erlaubt die Berechnung von Schalleistungsspektren, während die Effizienzgradkette als ein anschauliches Werkzeug geeignet ist, um lärmbeeinflussende Effekte abzuschätzen. Die beiden Modelle ergänzen sich somit.

Die Eingangsgrößen in die Modelle sind die zeitmaßbestimmenden Größen u'_{rms} , l_t , s_L und δ_L und zusätzlich die mittlere Wärmefreisetzungsdichte \bar{q} für das Spektralmodell, beziehungsweise die thermische Leistung P_{th} und die Blockprofilgeschwindigkeit u_{bulk} für die Effizienzgradkette.

Die Validierung der Modelle erfolgte anhand von Experimenten. Mit Hilfe eines HS-PIV-Systems konnte die turbulente Schwankungsgeschwindigkeit und das integrale Längenmaß gemessen werden. Die Verteilung der mittleren Wärmefreisetzungsdichte wurde aus entabelten OH^* -Chemilumineszenzbildern bestimmt. Da die Versuche an freibrennenden Flammen durchgeführt wurden, muss die lokale Luftzahl ermittelt und daraus anhand von CHEMKIN-Daten die lokale laminare Brenngeschwindigkeit und laminare Flammendicke bestimmt werden.

Die Schalleistungsdichtespektren der untersuchten Flammen wurden in einem Halb-Freifeld gemessen und um Raumakustikeffekte bereinigt.

Die anschließende Validierung der beiden Modelle zeigte eine sehr gute qualitative Übereinstimmung für alle untersuchten Betriebspunkte. Auch quantitativ konnten gute Ergebnisse erzielt werden. Hierbei ist allerdings zu beachten, dass aufgrund von Mess- und Modellierungsungenauigkeiten eine mögliche Abweichung um einige Dezibel stets in Kauf genommen werden muss.

Abschließend wurden mit den entwickelten Modellen Lärmvorhersagen gemacht. Neben einfachen Abschätzungen zur Lärmproduktion wurden die Modelle zur Vorhersage der Lärmspektren eines geometrisch skalierten Brenners eingesetzt. Die erzielten Ergebnisse belegen die Leistungsfähigkeit der gewählten Ansätze.

Literaturverzeichnis

- [1] ABUGOV, A.I. ; OBRZKOV, O.I.: Acoustic Noise in Turbulent Flames. In: *Combustion, Explosion and Shock Waves* 14 (1978), Nr. 5, S. 606–612
- [2] BÜCHNER, H.: *Experimentelle und theoretische Untersuchungen der Entstehungsmechanismen selbsterregter Druckschwingungen in technischen Vormisch-Verbrennungssystemen*, Fakultät für Chemieingenieurwesen, TH Karlsruhe, Diss., 1992
- [3] BENDER, C. ; BÜCHNER, H.: Noise emissions from a premixed swirl combustor. In: *12th International Congress on Sound and Vibration, Lisbon, Portugal, 2005*
- [4] BOINEAU, P. ; GERVAIS, Y. ; MORICE, V.: An Aerothermoacoustic Model for Computation of Sound Radiated by Turbulent Flames. In: *Proceedings of Internoise 96, Liverpool, Great Britain, 1996*
- [5] BOINEAU, P. ; GERVAIS, Y. ; TOQUARD, M.: Spatio-Frequential Optical Measurements of Acoustic Sources in a Turbulent Flame. In: *Proceedings of Internoise 97, Budapest, Hungary, 1997*
- [6] BRAGG, S. L.: Combustion Noise. In: *Journal of the Institute of Fuel* 36 (1963), S. 12–16
- [7] BRUNE, F.E.M. *Konstruktion einer Versuchsanlage zur Flammenlärmuntersuchung in einer schalltoten Umgebung*, Lehrstuhl für Thermodynamik, TU München, Studienarbeit. 2003
- [8] CLAVIN, P. ; SIGGIA, E.D.: Turbulent Premixed Flames and Sound Generation. In: *Combustion Science and Technology* 78 (1991), S. 147–155

- [9] CRIGHTON, D.G. ; DOWLING, A.P. ; FLOWERS WILLIAMS, J.E. ; HECKL, M. ; LEPPINGTON, F.G.: *Modern Methods in Analytical Acoustics*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York, 1992
- [10] DEGA: *DEGA - Projekt Akustische Wellen und Felder*. DEGA, 2006
- [11] DIN, 45635-1: *Geräuschemessung an Maschinen, Teil 1*. Normenausschuß Akustik und Schwingungstechnik (FANAK) im DIN Deutsches Institut für Normung e.V., 1983
- [12] DIN, 45635-2: *Geräuschemessung an Maschinen, Teil 2*. Normenausschuß Akustik und Schwingungstechnik (FANAK) im DIN Deutsches Institut für Normung e.V., 1977
- [13] DRIBINSKI, V. ; OSSADTCHI, A. ; MANDELSHTAM, V.A. ; REISLER, H.: Reconstruction of Abel-Transformable Images: The Basis-Set Expansion Abel Transform Method. In: *Review of Scientific Instruments* 73 (2002), Nr. 7, S. 2634–2642
- [14] DRUYVENSTEYN, W.F. ; DE BREE, H.E.: A Novel Sound Intensity Probe Comparison with the Pair of Pressure Microphones Intensity Probe. In: *J. Audio Eng. Soc.* 48 (2000), Nr. 1/2, S. 49–56
- [15] EHRENFRIED, K.: Skript zur Vorlesung Strömungsakustik I / Technische Universität Berlin. 2003. – Forschungsbericht
- [16] ELFEKY, S. ; PENNINGER, A. ; KARPATI, L. ; BEREZKY, A.: Noise Emission from Open Turbulent Premixed Flame. In: *Periodica Polytechnica Ser. Mech. Eng.* 40 (1996), Nr. 2, S. 85–102
- [17] FISCHER, A.: *Hybride, thermoakustische Charakterisierung von Drallbrennern*, Technische Universität München, Diss., 2004
- [18] GABI, M. ; PANTLE, I.: *Skript zur Vorlesung Technische Akustik*. Fachgebiet Strömungsmaschinen, Universität Karlsruhe, 2006
- [19] GERTHSEN, C. ; KNESER, O. ; VOGEL, H. ; VOGEL, H. (Hrsg.): *Physik*. 16. Auflage. Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York, 1989

- [20] HABER, L.C.: *An investigation into the origin, measurement and application of chemiluminescent light emissions from premixed flames*, Virginia Polytechnic Institute, Blacksburg, Virginia, Diplomarbeit, 2000
- [21] HASSAN, H.A.: Scaling of Combustion-Generated Noise. In: *Journal of Fluid Mechanics* 66 (1974), S. 445–453
- [22] HENN, H. ; SINAMBAR, G.R. ; FALLEN, M.: *Ingenieurakustik*. Friedrich Vieweg & Sohn Verlagsgesellschaft mbH, 1984
- [23] HERRMANN, K.: *Strömung, Flammencharakterisierung und Stickoxid-Bildung in Turbulenten Vormischflammen*, ETH Zürich, Diss., 2002
- [24] HEWLETT-PACKARD: *Sound Power Measurements, Application Note 1230*. Hewlett-Packard, 1992
- [25] HINZE, J.O. ; CLARK, B. J. (Hrsg.): *Turbulence*. Second edition. Mc Graw-Hill, 1975
- [26] HIPPMANN, S.U. *Experimentelle Untersuchung des reaktiven Strömungsfeldes eines Drallbrenners mittels High-Speed-PIV, Lehrstuhl für Thermodynamik, TU München, Studienarbeit. 2005*
- [27] HIRSCH, C. ; SATTELMAYER, T. ; POLIFKE, W. ; FANACA, D. ; REDDY, P.: Influence of the Swirler Design on the Flame Transfer Function of Premixed Flames. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo 2005 Power for Land, Sea and Air, GT-2005-68195, Reno, Nevada, USA, 2005*
- [28] HIRSCH, C. ; WINKLER, A. ; WÄSLE, J. ; SATTELMAYER, T.: Calculating the Turbulent Noise Source of Premixed Swirl Flames from Time Mean Reactive RANS Variables. In: *13th International Congress on Sound and Vibration, Vienna, Austria, 2006*
- [29] HIRSCH, C. ; WÄSLE, J. ; WINKLER, A. ; SATTELMAYER, T.: A Spectral Model for the Sound Pressure from Turbulent Premixed Combustion. In: *31st Symp (Int.) on Combustion, The Combustion Institute, 2006, S. 1435–1451*

- [30] HURLE, I.R. ; PRICE, R.B. ; SUGDEN, T.M. ; S., F.R. ; THOMAS, A.: Sound emission from open turbulent premixed flames. In: *Proceedings of the Royal Society, Series A* Bd. 303, 1968, S. 409–427
- [31] ILA: *VidPIV, Introduction to VidPIV, User Manual*. ILA, Intelligent Laser Applications GmbH, 2004
- [32] ILA: *What's new in VidPIV 4.6XP*. ILA, Intelligent Laser Applications GmbH, 2005
- [33] KATTWINKEL, K.: Ergebnisse des Energiegipfels vom 3. April 2006. In: *Umwelt* 05 (2006), S. 1–5
- [34] KEE, R.J. ; GRCAR, J.F. ; SMOOKE, M.D. ; MILLER, J.A. ; MEEKS, E.: A Fortran program for modeling steady laminar one-dimensional premixed flames / Sandia National Laboratories. 1985 (SAND85-8240). – Forschungsbericht
- [35] KIESEWETTER, F.: *Charakterisierung eines Drallbrenners durch numerische Strömungssimulation*, Lehrstuhl für Thermodynamik, TU München, Diplomarbeit, 2000
- [36] KLEIN, S. A.: *On the Acoustics of Turbulent Non-premixed Flames*, Universität Twente, Diss., 2000
- [37] KLEIN, S.A. ; KOK, J.B.W.: Sound Generation by Turbulent Non-premixed Flames. In: *Combustion Science and Technology* 149 (1999), Nr. 1-6, S. 267–295
- [38] KOK, J.B.W. ; JAGER, B. de: Modeling of Combustion Noise in Turbulent, Premixed Flames. In: *Proceedings of GT2006 ASME Turbo Expo 2006: Power for Land, Sea and Air, Barcelona, Spain, 2006*
- [39] KONLE, M.A.: *Simultane PIV-LIF-Messungen zur Bestimmung der Flammstreckungsrate*, Lehrstuhl für Thermodynamik, TU München, Diplomarbeit, 2005
- [40] KRÖNER, M.: *Einfluss lokaler Löschvorgänge auf den Flammenrückschlag durch verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen*, Technische Universität München, Diss., 2003

- [41] KUNZE, K.: *Untersuchung des thermoakustischen Flammenübertragungsverhaltens in einer Ringbrennkammer*, Technische Universität München, Diss., 2004
- [42] LAUER, M. ; SATTELMAYER, T.: Luftzahlmessung in einer turbulenten Drallflamme auf Basis spektral aufgelöster Chemilumineszenz. In: *23. Deutscher Flammentag, Berlin, Deutschland, 12./13.09., 2007*
- [43] LENZ, J. *Analyse des Einflusses von Wasserstoff auf das Brennverhalten des TD-1 Brenners*, Lehrstuhl für Thermodynamik, TU München, Studienarbeit. 2004
- [44] LIEUWEN, T. ; RAJARAM, R.: Acoustic Radiation from Premixed Flames Subjected to Convected Flow Disturbances. In: *40th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, Nevada, USA, AIAA-02-0480, 2002*
- [45] LIGHTHILL, M. J.: On Sound Generated Aerodynamically, I. General Theory. In: *Proceedings of the Royal Society of London* Bd. 211, 1951, S. 564–586
- [46] LIGHTHILL, M.J.: Jet Noise. In: *AIAA Journal* 1 (1963), Nr. 7, S. 1507–1517
- [47] LOHRMANN, M. ; BÜCHNER, H.: Scaling of Stability Limits in Lean-Premixed Gas Turbine Combustors. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo 2004 Power for Land, Sea and Air, GT-2004-53710, Vienna, Austria, 2004*
- [48] MAIER, P.: Untersuchung isothermer drallbehafteter Freistrahlen. In: *Sonderdruck aus der Zeitschrift Forschung im Ingenieurwesen* 34 (1968), Nr. 5, S. 133–140
- [49] MANDEL, J.: *The Statistical Analysis of Experimental Data*. Dover Publications, Inc., New York, 1984
- [50] MELLING, A.: Tracer particles and seeding for particle image velocimetry. In: *Meas. Sci. Technol.* 8 (1997), S. 1406–1416
- [51] MEYBERG, K. ; VACHENAUER, P.: *Höhere Mathematik 1*. 3. Auflage. Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York, 1995

- [52] MÜLLER, G. ; MÖSER, M.: *Taschenbuch der Technischen Akustik*. Bd. 3., erweiterte und überarbeitete Auflage. Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York, 2004
- [53] MOHR, B. *Konstruktion eines Seedinggenerators, Lehrstuhl für Thermodynamik, TU München, Studienarbeit*. 2005
- [54] NAJM, H. ; PAUL, P. ; MUELLER, C. ; P., Wycker: On the Adequacy of Certain Experimental Observables as Measurements of Flame Burning Rate. In: *Combustion and Flame* 113 (1989), S. 312–332
- [55] OHIWA, N. ; TANAKA, K. ; YAMAGUCHI, S.: Noise Characteristics of Turbulent Diffusion Flames with Coherent Structure. In: *Combustion Science and Technology* 90 (1993), S. 61–78
- [56] PETERS, N.: Laminar Flamelet Concepts in Turbulent Combustion. In: *21st Symp (Int.) on Combustion*, The Combustion Institute, 1986, S. 1231–1250
- [57] PETERS, N. ; BATCHELOR, G. K. (Hrsg.): *Turbulent Combustion*. Cambridge University Press, 2000
- [58] PFADLER, S. ; LÖFFLER, M. ; DINKELACKER, F. ; LEIPERTZ, A.: Measurement of the conditioned turbulence and temperature field of a premixed Bunsen burner by planar laser Rayleigh scattering and stereo particle image velocimetry. In: *Experiments in Fluids* 39 (2005), Nr. 2, S. 375–384
- [59] PIERCE, A.D. ; CERRA, F.J. (Hrsg.) ; EICHBERG, M. (Hrsg.): *Acoustics*. McGraw-Hill Book Company, 1981
- [60] PORUBA, C.: *Turbulente Flammenausbreitung in Wasserstoff-Luft-Gemischen*, Technische Universität München, Diss., 2003
- [61] PRESS, W.H. ; TEUKOLSKY, S.A. ; VETTERLING, W.T. ; FLANNERY, B.P.: *Numerical Recipes in C*. Second edition. Cambridge University Press, Cambridge New York, 1992
- [62] PUTNAM, A.A. ; FAULKNER, L.: Overview of Combustion Noise. In: *Journal of Energy* 7 (1983), Nr. 6, S. 458–469

-
- [63] RAANGS, R. ; DRUYVESTYEN, W.F. ; DE BREE, H.E.: A Low-Cost Intensity Probe. In: *J. Audio Eng. Soc.* 51 (2003), Nr. 5, S. 344–357
- [64] RADE, L. ; WESTERGREN, B. ; VACHENAUER, P. (Hrsg.): *Springers Mathematische Formeln*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York, 1996
- [65] RAFFEL, M. ; WILLERT, C. ; KOMPENHANS, J. ; ADRIAN, R.J. (Hrsg.) ; GHARIB, M. (Hrsg.) ; MERZKIRCH, W. (Hrsg.) ; ROCKWELL, D. (Hrsg.) ; WHITELAW, J.H. (Hrsg.): *Particle Image Velocimetry*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York, 1998
- [66] RAJARAM, R. ; GRAY, J. ; LIEUWEN, T.: Premixed Combustion Noise Scaling: Total Power and Spectra. In: *12th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, Cambridge, Massachusetts, USA, AIAA-2006-2612*, 2006
- [67] RAJARAM, R. ; LIEUWEN, T.: Parametric Studies of Acoustic Radiation from Premixed Flames. In: *38th AIAA/AME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference and Exhibit, Indianapolis, Indiana, USA, AIAA-2002-3864*, 2002
- [68] RAJARAM, R. ; LIEUWEN, T.: Parametric Studies of Acoustic Radiation from Premixed Flames. In: *Combustion Science and Technology* 175 (2003), S. 2269–2298
- [69] RAJARAM, R. ; LIEUWEN, T.: Effect of Approach Flow Turbulence Characteristics on Sound Generation from Premixed Flames. In: *42nd AIAA Aerospace Science Meeting and Exhibit, Reno, Nevada, USA, AIAA-2004-0461*, 2004
- [70] RAJARAM, R. ; PREETHAM, P. ; LIEUWEN, T.: Frequency Scaling of Turbulent Premixed Flame Noise. In: *11th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, Monterey, California, USA, AIAA-2005-2828*, 2005
- [71] RIBNER, H.S.: Quadrupole correlation governing the pattern of jet noise. In: *Journal of Fluid Mechanics* 38 (1969), Nr. 1, S. 1–24
- [72] ROTTA, J. C.: *Turbulente Strömungen*. B. G. Teubner Stuttgart, 1972

- [73] SCHÜSSLER, F. *Skalierung eines Drallbrenners mit tangentialer Drallerzeugung, Lehrstuhl für Thermodynamik, TU München, Studienarbeit.* 2005
- [74] SCHMID, H.-P. ; HABISREUTHER, P. ; LEUCKEL, W.: A Model for Calculating Heat Release in Premixed Flames. In: *Combustion and Flame* 113 (1998), S. 79–91
- [75] SCHMID, H.P.: *Ein Verbrennungsmodell zur Beschreibung der Wärme-freisetzung von vorgemischten turbulenten Flammen*, Fakultät für Chemieingenieurwesen, TH Karlsruhe, Diss., 1995
- [76] SCHOTTDORF, B. *Konstruktion eines drallfreien Brenners auf Basis des TD1-Drallbrenners, Lehrstuhl für Thermodynamik, TU München, Studienarbeit.* 2003
- [77] SHIVASHANKARA, B.N. ; STRAHLE, W.C. ; HANDLEY, J.C.: Evaluation of Combustion Noise Scaling Laws by an Optical Technique. In: *AIAA Journal* 13 (1975), Nr. 5, S. 623–627
- [78] SIEWERT, P.: *Flame front characteristics of turbulent lean premixed methane / air flames at high-pressure*, Swiss Federal Institute of Technology Zürich, Diss., 2006
- [79] SMITH, T. J. B. ; KILHAM, J. K.: Noise Generation by Open Turbulent Flames. In: *The Journal of the Acoustical Society of America* 35 (1963), Nr. 5, S. 715–724
- [80] SPERLING, L. *Skript zur Vorlesung Stochastik von Zufallsschwingungen.* Mai 2003
- [81] STRAHLE, W. C.: On Combustion Generated Noise. In: *Journal of Fluid Mechanics* 49 (1971), Nr. 2, S. 399–414
- [82] STRAHLE, W. C.: *A More Modern Theory of Combustion Noise, in: Recent Advances in the Aerospace Sciences.* New York, Plenum Press, 1985. – 103–114 S. – ISBN A85-47304 23-31
- [83] STRAHLE, W.C.: Combustion Noise. In: *Prog. Energy Combust. Sci.* 4 (1978), S. 157–176

- [84] STRAHLE, W.C.: Estimation of Some Correlations in a Premixed Reactive Turbulent Flow. In: *Combustion Science and Technology* 29 (1982), S. 243–260
- [85] TENNEKES, H. ; LUMLEY, J. L.: *A First Course in Turbulence*. 11th. The MIT Press, 1972. – ISBN 0-262-200198
- [86] THOMAS, A. ; WILLIAMS, G.T.: Flame noise: sound emission from spark-ignited bubbles of combustible gas, 1966, S. 449–466
- [87] TUCKER, M.: Interaction of a Free Flame Front with a Turbulence Field / NACA. 1956 (1277). – Forschungsbericht
- [88] WARNATZ, J. ; MAAS, U. ; DIBBLE, R. W.: *Verbrennung*. 3. Auflage. Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York, 2001
- [89] WEISS, C. *Entwurf einer schalltoten Kammer zur Untersuchung von Flammenlärm, Lehrstuhl für Thermodynamik, TU München, Studienarbeit*. 2004
- [90] WIEDEMANN, A.: *Mehrkomponenten-Laser-Doppler-Anemometer-Messungen in einer drallbehafteten Rohr- und Brennkammerströmung*, Georg-August-Universität Göttingen, Diss., 2001
- [91] WINKLER, A.: *Validierung eines Modells zur Vorhersage turbulenter Verbrennungslärms*, Technische Universität München, Diss., 2007
- [92] WINKLER, A. ; WÄSLE, J. ; HIRSCH, C. ; SATTELMAYER, T.: Peak Frequency Scaling of Combustion Noise From Premixed Flames. In: *13th International Congress on Sound and Vibration, Vienna, Austria*, 2006
- [93] WINKLER, A. ; WÄSLE, J. ; SATTELMAYER, T.: Investigation of Combustion Noise by Real Time Laser Measurement Techniques. In: *CFA/DAGA Gemeinschaftstagung, Strasbourg, France*, 2004
- [94] WINKLER, A. ; WÄSLE, J. ; SATTELMAYER, T.: Laserinduzierte Fluoreszenz in Echtzeit zur Bestimmung des Flammenlärms. In: *12. Fachtagung Lasermethoden in der Strömungsmesstechnik, GALA e.V., Karlsruhe, Deutschland*, 2004

- [95] WINKLER, A. ; WÄSLE, J. ; SATTELMAYER, T.: Experimental Investigations on the Acoustic Efficiency of Premixed Swirl Stabilized Flames. In: *11th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, Monterey, California, USA, AIAA-2005-2908*, 2005
- [96] WÄSLE, J. ; WINKLER, A. ; LAUER, M. ; SATTELMAYER, T.: Combustion Noise Modeling using Chemiluminescence Data as Indicator for the Heat Release Distribution. In: *European Combustion Meeting, Chania, Griechenland*, The combustion Institute, 2007
- [97] WÄSLE, J. ; WINKLER, A. ; RÖSSLE, E. ; SATTELMAYER, T.: Development of an Annular Porous Burner for the Investigation of Adiabatic Unconfined Flames. In: *13th Int. Symp. on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics, Lisbon, Portugal*, 2006
- [98] WÄSLE, J. ; WINKLER, A. ; SATTELMAYER, T.: Influence of the Combustion Mode on Acoustic Spectra of Open Turbulent Swirl Flames. In: *12th International Congress on Sound and Vibration, Lisbon, Portugal*, 2005
- [99] WÄSLE, J. ; WINKLER, A. ; SATTELMAYER, T.: Spatial Coherence of the Heat Release Fluctuations in Turbulent Jet and Swirl Flames. In: *Flow Turbulence and Combustion* 75 (2005), S. 29–50
- [100] WÄSLE, J. ; WINKLER, A. ; WEINMÜLLER, C. ; SATTELMAYER, T.: Real Time Measurement Techniques for Turbulent Flame Noise. In: *2nd International Workshop (SFB568), Heidelberg, Deutschland* Bd. 2, 2004, S. 111–118

A Anhang

A.1 Tabelle der untersuchten Betriebspunkte

In der nachfolgenden Tabelle A.3 sind die Daten der untersuchten Betriebspunkte mit allen relevanten Parametern und gemittelten Größen aufgelistet. Alle hier dargestellten Werte wurden aus den Felddaten durch eine wärmeleistungsgewichtete Mittelung bestimmt. Die dimensionslose turbulente Reynoldszahl und die Damköhlerzahl beziehen sich ebenfalls auf die gemittelten Größen. Zusätzlich wurden noch laminare Brenngeschwindigkeit und laminare Flammendicke am Düsenaustritt angegeben.

Nr.	Drall	S [-]	P_{th} [kW]	λ [-]	H_2/CH_4 [% Vol.]	l_t [mm]	V_{fl} [$10^{-4}m^3$]	\bar{q} [$10^8 W/m^3$]	Tu [%]	u'_{rms} [m/s]	u_{bulk} [m/s]	Re_t [-]
01	4032	0.54	60	1.0	0	6.73	1.93	3.28	28	2.78	16.66	855
02	4032	0.54	60	1.1	0	6.84	1.68	3.77	25	2.78	18.17	862
03	4032	0.54	60	1.2	0	6.29	1.46	4.41	24	3.55	18.92	1017
04	4032	0.54	60	1.3	0	6.58	1.15	5.45	19	3.56	21.19	1068
05	4032	0.54	60	1.4	0	6.36	0.98	6.28	20	3.92	22.69	1139
08	4064	0.28	60	1.2	0	8.82	2.15	2.88	22	2.95	18.92	1188
11	4048	0.37	60	1.2	0	8.84	2.21	2.81	22	2.79	18.92	1133
13	4040	0.45	60	1.2	0	8.42	2.22	2.83	23	3.02	18.92	1162
15	4032	0.54	60	1.2	0	8.00	2.15	2.89	28	3.80	18.92	1391
17	4024	0.59	60	1.2	0	9.54	2.15	2.89	32	3.89	18.92	1694
19	4016	0.64	60	1.2	0	8.93	2.29	2.77	39	4.43	18.92	1807
23	4032	0.54	30	1.2	0	7.83	1.39	2.35	18	1.43	9.83	513
25	4032	0.54	40	1.2	0	8.15	1.57	3.74	19	2.02	13.12	753
27	4032	0.54	50	1.2	0	8.39	1.66	3.20	21	2.73	16.40	1048
28	4032	0.54	60	1.2	0	7.12	1.84	3.44	26	3.77	18.92	1226
29	4032	0.54	90	1.2	0	7.31	2.15	4.23	30	5.67	29.52	1893
31	4032	0.54	60	1.2	40	7.59	1.25	5.05	14	2.66	18.92	917
32	4032	0.54	60	1.2	46	7.21	1.12	5.65	19	3.25	18.92	1072
33	4032	0.54	60	1.2	50	7.39	1.12	5.65	15	2.80	18.92	944
34	4032	0.54	60	1.2	60	6.78	0.93	6.84	15	2.87	18.92	887
40	4064	0.28	60	1.0	0	7.91	1.69	3.75	14	2.12	16.66	762
41	4064	0.28	60	1.2	0	8.74	1.89	3.30	21	2.68	18.92	1180
42	4064	0.28	60	1.0	40	7.85	1.43	4.32	12	1.97	16.66	731
43	4064	0.28	60	1.2	40	7.52	1.21	5.22	13	2.50	18.92	848
44	4064	0.28	60	1.0	50	6.34	1.18	5.30	13	1.79	16.66	533
45	4064	0.28	60	1.2	50	7.17	1.03	6.16	13	2.42	18.92	786
46	4064	0.28	60	1.0	60	5.52	0.95	6.57	15	2.43	16.66	618
47	4064	0.28	60	1.2	60	6.45	0.85	7.52	12	2.45	18.92	710
48	4064	0.28	60	1.0	70	4.39	0.75	8.36	35	3.64	16.66	759
49	4064	0.28	60	1.2	70	6.12	0.71	8.85	14	2.62	18.92	728

Nr.	Drall	S [-]	P_{th} [kW]	λ [-]	H_2/CH_4 [% Vol.]	$s_{L,bulk}$ [m/s]	$\delta_{L,bulk}$ [10^{-4} mm]	$s_{L,m}$ [m/s]	$\delta_{L,m}$ [10^{-4} mm]	Da [-]	f_c [Hz]	$z_{OH^*,max}$ [mm]
01	4032	0.54	60	1.0	0	0.35	2.18	0.33	2.21	3.6	146	49
02	4032	0.54	60	1.1	0	0.32	2.22	0.29	2.29	3.11	135	48
03	4032	0.54	60	1.2	0	0.27	2.36	0.24	2.25	1.68	139	51
04	4032	0.54	60	1.3	0	0.23	2.54	0.19	2.80	1.25	112	55
05	4032	0.54	60	1.4	0	0.18	2.81	0.15	3.17	0.76	93	59
08	4064	0.28	60	1.2	0	0.27	2.36	0.17	2.96	1.72	79	81
11	4048	0.37	60	1.2	0	0.27	2.36	0.17	2.93	1.87	78	81
13	4040	0.45	60	1.2	0	0.27	2.36	0.18	2.87	1.76	86	77
15	4032	0.54	60	1.2	0	0.27	2.36	0.19	2.82	1.39	99	71
17	4024	0.59	60	1.2	0	0.27	2.36	0.20	2.71	1.83	97	66
19	4016	0.64	60	1.2	0	0.27	2.36	0.21	2.64	1.62	111	59
23	4032	0.54	30	1.2	0	0.27	2.36	0.23	2.54	4.96	63	51
25	4032	0.54	40	1.2	0	0.27	2.36	0.22	2.59	3.47	78	56
27	4032	0.54	50	1.2	0	0.27	2.36	0.22	2.62	2.55	91	57
28	4032	0.54	60	1.2	0	0.27	2.36	0.21	2.66	1.50	114	61
29	4032	0.54	90	1.2	0	0.27	2.36	0.20	2.71	0.96	129	64
31	4032	0.54	60	1.2	40	0.35	2.23	0.29	2.42	3.55	110	54
32	4032	0.54	60	1.2	46	0.37	2.21	0.33	2.36	3.06	135	51
33	4032	0.54	60	1.2	50	0.39	2.19	0.34	2.34	3.87	123	48
34	4032	0.54	60	1.2	60	0.45	2.15	0.42	2.23	4.40	141	42
40	4064	0.28	60	1.0	0	0.35	2.18	0.29	2.31	4.65	92	77
41	4064	0.28	60	1.2	0	0.27	2.36	0.17	2.94	1.72	80	81
42	4064	0.28	60	1.0	40	0.48	2.00	0.41	2.10	7.46	96	60
43	4064	0.28	60	1.2	40	0.35	2.23	0.27	2.53	3.30	102	64
44	4064	0.28	60	1.0	50	0.54	1.96	0.48	2.02	8.25	108	52
45	4064	0.28	60	1.2	50	0.39	2.19	0.33	2.40	4.05	110	55
46	4064	0.28	60	1.0	60	0.63	1.90	0.59	1.94	6.84	160	44
47	4064	0.28	60	1.2	60	0.47	2.15	0.39	2.96	4.58	126	48
48	4064	0.28	60	1.0	70	0.76	1.86	0.75	1.87	4.58	290	36
49	4064	0.28	60	1.2	70	0.53	2.14	0.50	2.21	5.32	147	39

Tabelle A.3: *Untersuchte Betriebspunkte mit relevanten Parametern, Kennzahlen und gemittelten Größen.*

A.2 Ergebnisse der Validierung des Spektralmodells

In Tab. A.4 sind die in Abb. 6.8 gezeigten Peakfrequenzen und integralen Schalldruckpegel als Zahlenwerte zusammengefasst. Es werden die Messwerte den Ergebnissen der Modellierung mit dem Spektralmodell gegenübergestellt.

Luftzahlvariation	f_{peak} [Hz] (Modell)	f_{peak} [Hz] (Messung)	L_W [dB] (Modell)	L_W [dB] (Messung)
OP01	219	200	89.4	90.9
OP02	208	203	89.5	89.2
OP03	222	214	88.4	88.0
OP04	191	233	88.7	86.6
OP05	169	217	86.9	85.1
Drallvariation	f_{peak} [Hz] (Modell)	f_{peak} [Hz] (Messung)	L_W [dB] (Modell)	L_W [dB] (Messung)
OP08	144	188	89.0	89.0
OP11	138	185	88.6	88.7
OP13	150	194	89.0	90.4
OP15	174	203	88.5	90.7
OP17	170	202	91.2	90.6
OP19	191	196	90.6	93.1
Leistungsvariation	f_{peak} [Hz] (Modell)	f_{peak} [Hz] (Messung)	L_W [dB] (Modell)	L_W [dB] (Messung)
OP23	107	148	83.2	85.1
OP25	131	170	87.2	87.5
OP27	182	192	87.3	89.0
OP28	207	203	88.4	90.7
OP29	251	260	91.3	94.8
Brennstoffvariation	f_{peak} [Hz] (Modell)	f_{peak} [Hz] (Messung)	L_W [dB] (Modell)	L_W [dB] (Messung)
OP31	180	336	91.8	98.4
OP32	208	370	93.1	100.1
OP33	201	382	92.3	101.0
OP34	232	432	92.4	102.7

Tabelle A.4: Peakfrequenzen und integrale Schallleistungspegel ausgewählter Betriebspunkte.

A.3 Laminare Brenngeschwindigkeit und Flammendicke

Die laminare Brenngeschwindigkeit s_L und die laminare Flammendicke δ_L sind für die in dieser Arbeit untersuchten Betriebspunkte keine voneinander unabhängigen Größen. In Abb. A.1, links, ist der Verlauf von s_L und δ_L über der Luftzahl dargestellt. Die Daten wurden mit CHEMKIN ermittelt. Zur Bestimmung von δ_L aus s_L wird mit einem *Least-Square-Fit* ein empirischer Zusammenhang hergestellt (Abb. A.1, rechts):

$$\delta_L(s_L) = 1.365 \cdot 10^{-4} \frac{1}{s_L^{0.42}} \text{ [m]}. \quad (\text{A.1})$$

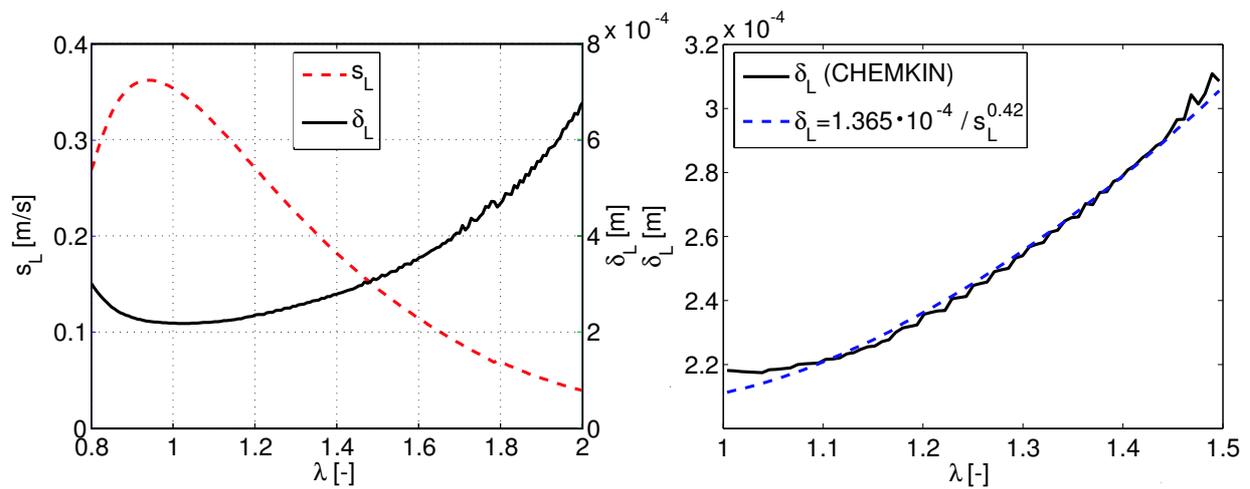


Abbildung A.1: Laminare Brenngeschwindigkeit und Flammendicke über der Luftzahl (links) und mit Hilfe eines Least-Square-Fits gefundener Zusammenhang zwischen s_L und δ_L (rechts).

Für die in Abb. A.2 dargestellte Brennstoffvariation wurde dieselbe Methode angewandt. Die Konstanten weichen von Gl. A.1 etwas ab. Man erhält:

$$\delta_L(s_L) = 1.727 \cdot 10^{-4} \frac{1}{s_L^{0.21}} \text{ [m]}. \quad (\text{A.2})$$

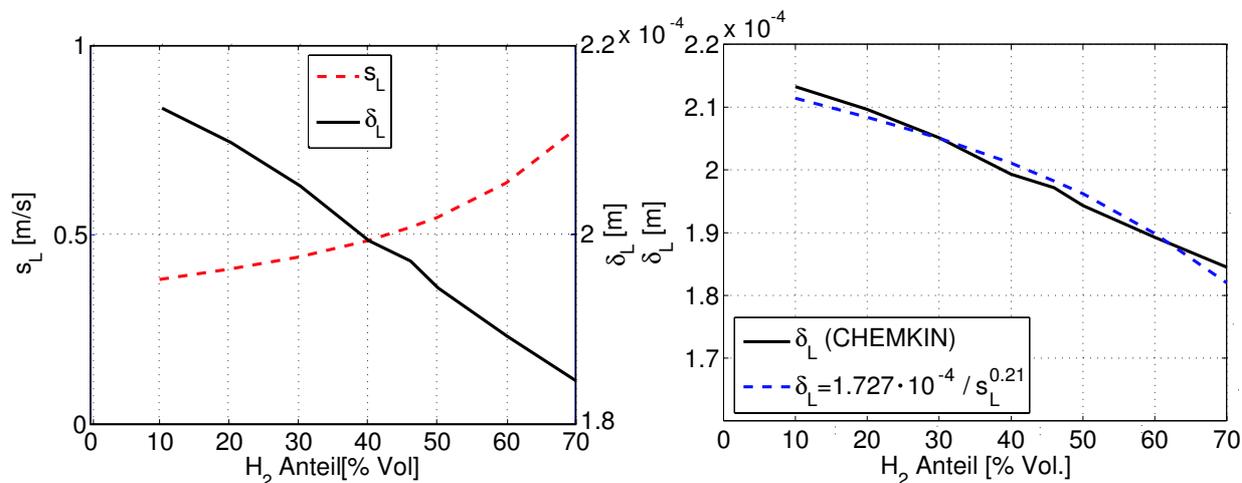


Abbildung A.2: Laminare Brenngeschwindigkeit und Flammendicke über dem volumetrischen Wasserstoffanteil (links) und mit Hilfe eines Least-Square-Fits gefundener Zusammenhang zwischen s_L und δ_L (rechts).

A.4 Massenzunahme des turbulenten Freistrahls

Turbulente Freistrahlen interagieren mit dem ruhenden Umgebungsmedium. Dies ist auch für die im Rahmen dieser Arbeit untersuchten freibrennenden Drallflamme der Fall. Die resultierende Zunahme des Massenstroms entlang der Brennerachse z führt dazu, dass die Luftzahl und die Temperatur in der Flamme nicht konstant bleiben.

Maier [48] untersuchte die integrale Zunahme des Massenstroms ausführlich an drallbehafteten isothermen Freistrahlen. Der Massenstrom \dot{m} an der Position z ist das Integral der Axialgeschwindigkeitskomponente über dem Radius r :

$$\frac{\dot{m}(z)}{\dot{m}_0} = \frac{2\pi}{\dot{m}_0} \int_{r=0}^{\infty} \rho(r, z) \cdot \bar{u}_z(r, z) \cdot r \, dr. \quad (\text{A.3})$$

Die lokale Dichte $\rho(r, z)$ ist konstant, wenn $\rho_{bulk} \approx \rho_0$ gilt. Nimmt die Drallstärke S zu, führt dies im Düsenbereich $0 < z < 5D$ zu einer stärkeren Zunah-

me des Massenstromverhältnisses, wie in Abb. A.3 dargestellt. Weiter stromab nimmt das Massenstromverhältnis mit demselben Gradienten zu wie beim unverdrallten Freistrahls. In dieser Arbeit ist jedoch nur der Bereich bis maximal $z \approx 2.5D$ von Interesse.

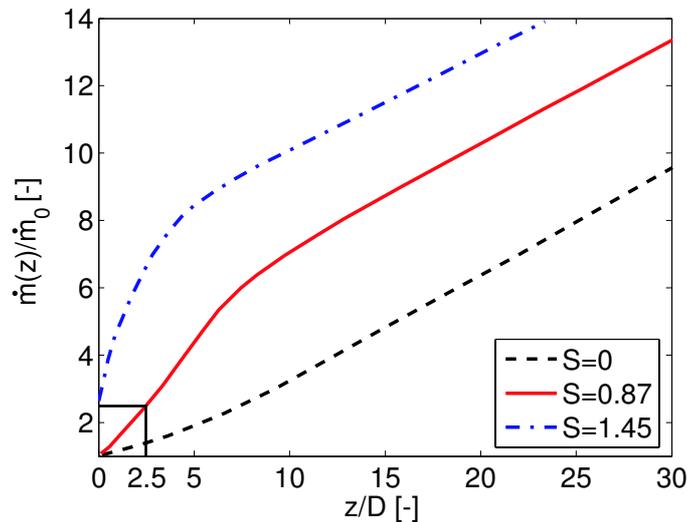


Abbildung A.3: Axiales Massenstromverhältnis über z für unterschiedlichen Drall S (aus [48]).

Eigene Messungen an isothermen Strömungen des TD1-Brenners bestätigen die Ergebnisse von Maier. Hierzu wurden die Geschwindigkeitsdaten nach Gl. A.3 ausgewertet. In Abb. A.4 ist das Massenstromverhältnis für unterschiedliche Drallzahlen dargestellt. Zu den Daten von Maier konnte eine gute Übereinstimmung gefunden werden. Für $S = 0.87$ ermittelt Maier eine Massenzunahme von $\dot{m}(z = 2.5)/\dot{m}_0 \approx 2.5$ (Abb. A.3). Dies entspricht auch den gemessenen Werten am TD1-Brenner mit $S = 0.84$.

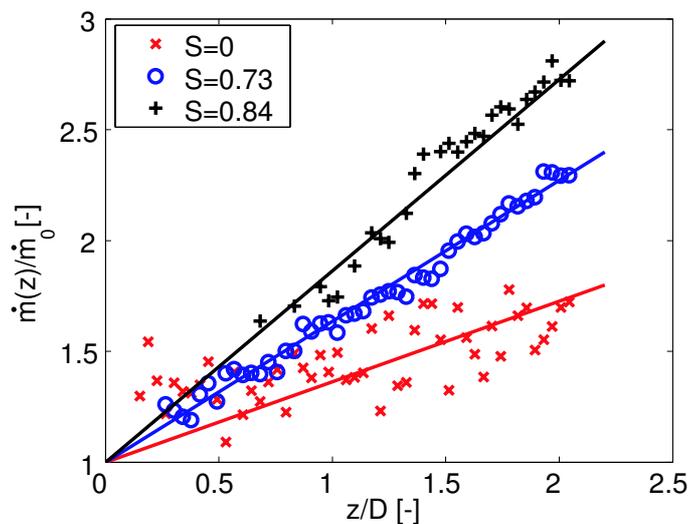


Abbildung A.4: Gemessene Massenzunahme für unterschiedliche Drallzahlen am TD1-Brenner [97].

A.5 Bestimmung der Raumrückwirkung

Für die ungestörte Ausbreitung von Kugelwellen einer Quelle, wie in Abschnitt 5.1.2.1 dargestellt, ist ein reflexionsfreier (*anechoic*) Raum notwendig. Das in Abschnitt 3.2 vorgestellte Labor, in dem die Versuche durchgeführt wurden, wurde hierzu akustisch optimiert. Der schallharte Betonboden und Reflexionen an den Wänden aufgrund insuffizienter Schallabsorption der Dämpfungstoffe charakterisieren den Raum als Halb-Freifeld. Folglich sind Einflüsse der Raumakustik auf die gemessenen Pegel zu erwarten. Diese werden integral mit der Konstanten K_2 quantifiziert. Für die Ermittlung werden drei Verfahren vorgeschlagen [52], von denen zwei angewandt wurden.

1. **Relativer Vergleichstest** mit Messungen der Schalldruckpegel auf geometrisch ähnlichen Messflächen.
2. **Nachhalltest** bei dem die Nachhallzeit des Raumes gemessen wird.
3. **Absoluter Vergleichstest** mit einer geeichten Prüfschallquelle (nicht durchgeführt, da eine solche Quelle nicht zur Verfügung stand).

Die Güteklasse von Labors für akustische Messungen ist nach ISO 3740 - 3746 [52] definiert. Für die Betriebsklasse 2 (*engineering*) gilt: $K_2 \leq 2dB$. Die mit *precision* bezeichnete Betriebsklasse 1 verlangt für Freifelder über einer reflektierenden Ebene, dass $K_2 \leq 1.5dB$ bleibt.

Das Labor wurde zur Optimierung mit einer Akustikzelle ausgestattet (siehe Abschnitt 3.2), die jedoch bei niedrigen Frequenzen nur geringe Dämpfungseigenschaften aufweist, so dass für die Bestimmung der Raumrückwirkung nicht alleine diese Zelle, sondern das gesamte Labor betrachtet werden muss.

A.5.1 Relativer Vergleichstest

Beim relativen Vergleichstest wird der Schalldruckpegel L_p einer konstant emittierenden, nicht geeichten Schallquelle vermessen. Es werden zwei Messungen durchgeführt. Zuerst auf der Messfläche A , die für die spätere Messung vorgesehen ist und dann durch geometrisches Vergrößern auf der Messfläche A_1 (siehe Abb. A.6). Aus den Messwerten wird die Pegeldifferenz

$$\Delta L_p = L_{p1} - L_p \quad (\text{A.4})$$

und das Flächenverhältnis A_1/A bestimmt. Für Halb-Freifeldräume lässt sich K_2 folgendermaßen bestimmen:

$$K_2 = 10 \log_{10} \left(\frac{A_1/A - 1}{1 - 10^{0.1 \cdot \Delta L_p}} \right) - 10 \log_{10} \left(\frac{A_1}{A} \right) \quad (\text{A.5})$$

In Abb. A.6 ist die Abweichung der gemessenen Schalldruckpegel von den angestrebten Freifeldpegeln für ein Labor mit einer Laborwandfläche von $A_{lab} = 100m^2$ dargestellt. Je größer die Messfläche im Verhältnis zur Laborwandfläche, desto stärker weicht der gemessene Pegel vom tatsächlichen Freifeldpegel ab.

Für die Bestimmung von K_2 nach Gl. A.5 werden Schalldruckpegel an den Messpositionen $r_{mic} = 0.7m$ und $r_{mic} = 1.32m$ verglichen. Im Mittel ergibt sich ein Wert von $K_2 = 0.75dB$.

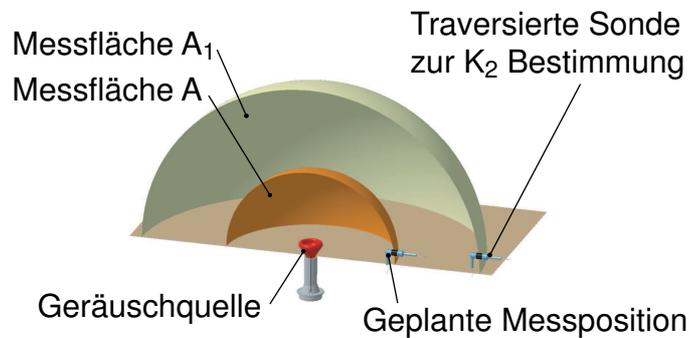


Abbildung A.5: Vorgehensweise beim relativen Vergleichstest zur Bestimmung von K_2 .

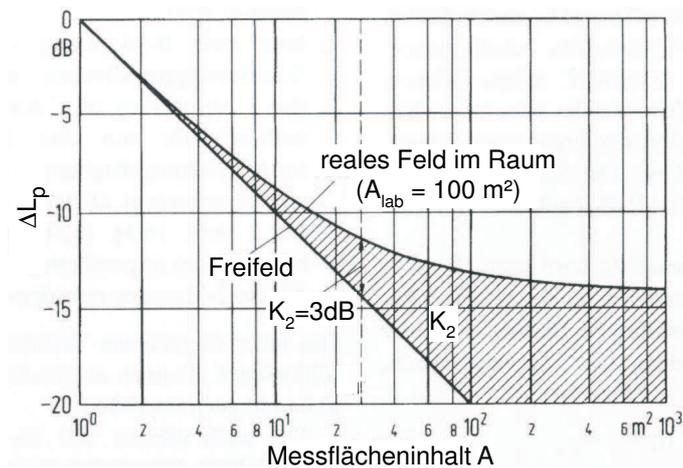


Abbildung A.6: Korrekturwert K_2 für einen Halb-Freifeldraum am Beispiel eines Labors mit $A_{lab} = 100 \text{ m}^2$ (aus [52]).

A.5.2 Nachhalltest

Jeder Raum ist durch einen gewissen Nachhall charakterisiert. Dieser wird mit der Nachhallzeit t_{hall} quantifiziert. Dabei handelt es sich um die Zeit, in der die akustische Energie im Raum auf ein Millionstel, oder $\Delta L_p = 60dB$, abgeklungen ist (Abb. A.7). Es wird entweder das Abklingen eines kontinuierlichen Signals nach abruptem Abschalten einer Quelle oder das Abklingen eines Impulses¹ untersucht.

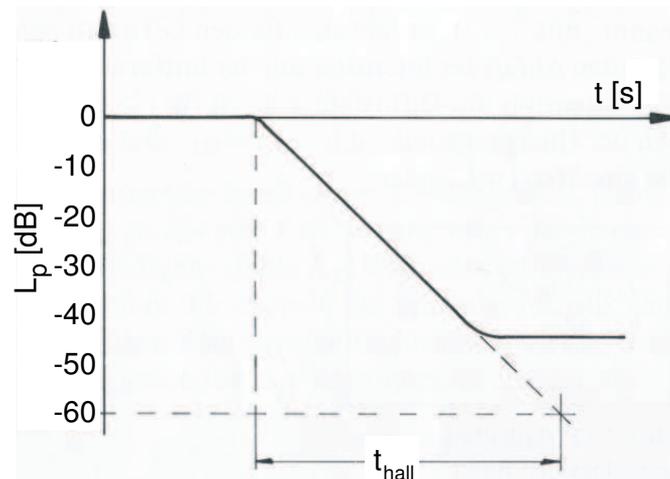


Abbildung A.7: Definition der Nachhallzeit t_{hall} (aus [22]).

Erreicht das Ausgangssignal zu geringe Pegel, so dass ΔL_p nicht $60dB$ über dem Hintergrundrauschen liegt, muss die Nachhallzeit extrapoliert werden, wie in Abb. A.7 dargestellt. Analytisch kann die Nachhallzeit für ein Labor mit der Eyringschen Nachhallformel

$$t_{hall} = C \frac{V_{lab}}{4m V_{lab} - A_{lab} \cdot \ln(1 - \bar{\alpha})} \quad (A.6)$$

bestimmt werden, wobei die Wandfläche des Labors A_{lab} , das Laborvolumen V_{lab} und die intensitätsbezogene Dämpfungskonstante der Luft $m \approx 0.6 \dots 6 \cdot 10^{-3} \text{ m}^{-1}$ bekannt sein müssen. Die dimensionsbehaftete Konstante C hat den Wert $C = 0.163\text{s/m}$. Der mittlere Absorptionskoeffizient der

¹Zur Erzeugung des Impulses wurde ein Knall erzeugt, indem zwei Holzplatten zusammengeschlagen wurden. Damit konnte ein Spitzenpegel von $119dB$ erreicht werden.

Laborwände ist $\bar{\alpha}$. Die Raumrückwirkung K_2 lässt sich aus der Messfläche A und der Schluckfläche $\bar{\alpha} \cdot A_{lab}$ des Labors bestimmen:

$$K_2 = 10 \log_{10} \left(1 + \frac{4A}{\bar{\alpha}_s \cdot A_{lab}} \right) \quad (\text{A.7})$$

Aus Gl. A.6 kann der in Gl. A.7 benötigte mittlere Absorptionsgrad $\bar{\alpha}_s$ des Labors bestimmt werden. Dieser kann Werte zwischen 0 (keine Dämpfung) und 1 (perfekte Dämpfung) annehmen.

$$\bar{\alpha}_s = 1 - \exp \left(\left(4m - \frac{0.163 \text{ s/m}}{T} \right) \frac{V_{lab}}{A_{lab}} \right) \quad (\text{A.8})$$

In Abb. A.8 ist der Zeitverlauf des Druckpegels nach einer Impulsanregung dargestellt. Aus der Nachhallzeit von $t_{hall} = 0.25 \text{ s}$ ergibt sich ein Wert für die Raumrückwirkung von $K_2 = 0.44 \text{ dB}$. Vergleicht man K_2 mit dem beim relativen Vergleichstest gefundenen Wert liegt Ersterer niedriger. Hier muss auf die Charakteristik des Eingangssignals eingegangen werden. Das Frequenzspektrum eines Knalls (Abb. A.8 unten) hat die höchsten Amplituden im Bereich $f = 500 \dots 3000 \text{ Hz}$.

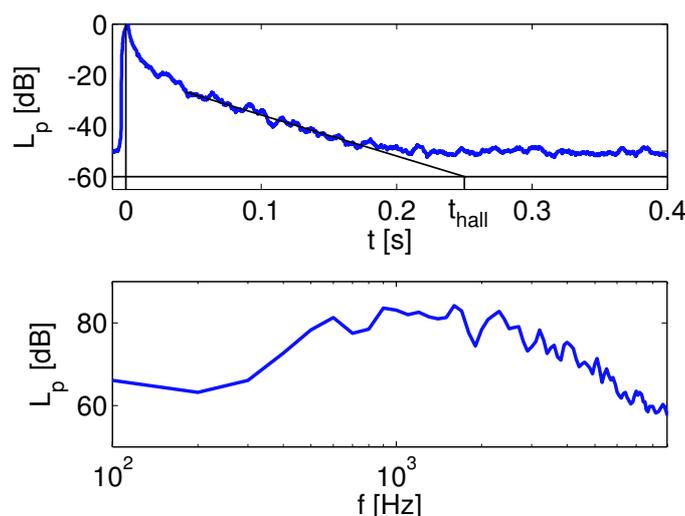


Abbildung A.8: Abklingen des Schalldruckpegels nach Impulsanregung (oben) und Frequenzspektrum des Impulses (unten).

Die Nachhallzeit ist frequenzabhängig, wie Abb. A.9 zu entnehmen ist. So nimmt diese für niedrige Frequenzen deutlich zu [22]. Daraus kann gefolgert werden, dass beim durchgeführten Nachhalltest der Wert für K_2 für die im Falle von Verbrennungsuntersuchungen niedrigen Frequenzen unterschätzt wird. Extrapoliert man die gemessene Nachhallzeit von den hohen Frequenzen eines Knalls auf niedrigere Frequenzen von $f \approx 100 \dots 250 \text{ Hz}$, wie sie für Verbrennungslärm typisch sind, verlängert sich die Zeit auf ca. $t_{hall} = 0.5 \text{ s}$ was einem Faktor $K_2 = 0.73 \text{ dB}$ entspricht.

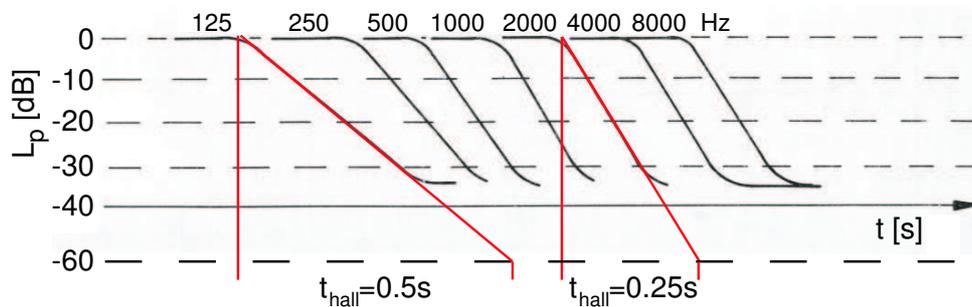


Abbildung A.9: Frequenzabhängigkeit der Nachhallzeit unterschiedlicher Oktavbänder (aus [22]).

A.5.3 Vergleich mit einem ungedämpften Labor

Um die akustischen Dämpfeigenschaften des für die Experimente verwendeten Labors qualitativ mit einem ungedämpften Labor zu vergleichen, wurde die Nachhallzeit in zwei ähnlich großen Räumen gemessen. Das Vergleichslabor² verfügt über keine akustische Ausstattung, d.h. die Laborwände sind schallhart, es sind keine Schallschluckkästen installiert. Das Labor, in dem die Experimente zur Bestimmung des Flammenlärms durchgeführt wurden, wurde sowohl mit Schallschluckkästen als auch mit der zusätzlich installierten Schaumstoffzelle untersucht. In Abb. A.10 ist der Unterschied deutlich zu erkennen. Im gedämpften Labor nimmt die akustische Energie in ca. $t_{hall} = 0.25 \text{ s}$ um 60 dB ab. Im ungedämpften Labor liegt diese bei annähernd $t_{hall} = 1 \text{ s}$. Die akustischen Einbauten sind somit als sehr effizient zu beurteilen.

²Es handelte sich dabei um das ungedämpfte Labor 0882 und das Versuchslabor 0884.

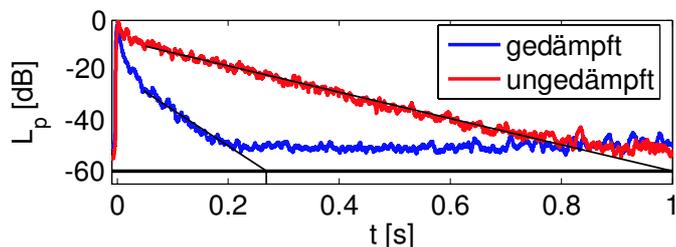


Abbildung A.10: Abnahme des Schalldruckpegels nach Impulsanregung bei $t = 0$ s für gedämpftes und ungedämpftes Labor.

A.6 Systematischer Fehler der Intensitätssonde

Aufgrund des Messprinzips der Intensitätssonde ergeben sich Einschränkungen bei hohen und niedrigen Frequenzen [24], die nachfolgend genauer betrachtet werden sollen.

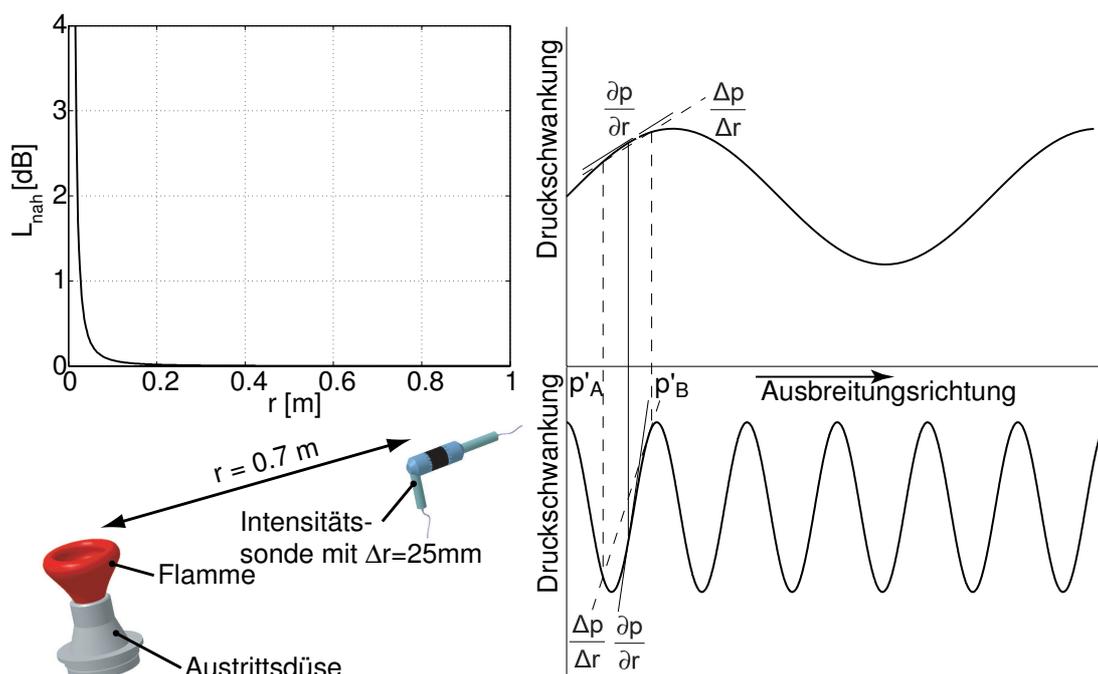


Abbildung A.11: Nahfeldfehler (links) und Druckgradientenbestimmung nach Gl. 5.6 für niedrige und hohe Frequenzen.

Werden die Frequenzen zu hoch, wie in Abb. A.11, rechts unten gezeigt, kann der Druckgradient nicht mehr richtig bestimmt werden. So gilt der in Gl. 5.6

gezeigte Zusammenhang nicht mehr:

$$\frac{\partial p}{\partial r} \neq \frac{\Delta p}{\Delta r}. \quad (\text{A.9})$$

Höhere Amplituden zwischen den Mikrofonen werden nicht mehr berücksichtigt, der Gradient $\Delta p/\Delta r$ wird kleiner als er tatsächlich ist. Dieser Fehler lässt sich für Schallfelder mit Monopolcharakter bestimmen. Man erhält die frequenzabhängige Abweichung zwischen tatsächlicher und gemessener Intensität für ebene, sinusförmige Wellen zu

$$L_{\epsilon,h}(f) = 10 \cdot \log_{10} \left(\frac{\sin(2\pi \cdot f/c \cdot \Delta r)}{2\pi \cdot f/c \cdot \Delta r} \right), \quad (\text{A.10})$$

worin die Schallgeschwindigkeit c und der Mikrofonabstand Δr eingehen.

Befindet sich die Sonde zu nah an der Quelle, muss man mit einem Nahfeldfehler rechnen (Abb. A.11, links). Der in Gl. 5.7 gebildete Mittelwert aus den Druckschwankungen wird zu hoch, da im Nahfeld die Pegel stärker als $p' \propto 1/r$ abfallen. Der Nahfeldfehler lässt sich durch

$$\frac{r_{mic}^2}{r_A \cdot r_B} = \left(1 - \frac{1}{4} \cdot \left(\frac{\Delta r}{r_{mic}} \right)^2 \right)^{-1} \quad (\text{A.11})$$

beschreiben. Gl. A.10 wird nun mit A.11 erweitert:

$$L_{\epsilon,h} = 10 \cdot \log_{10} \left(\frac{\sin(2\pi \cdot f/c \cdot \Delta r)}{2\pi \cdot f/c \cdot \Delta r} \cdot \frac{r_{mic}^2}{r_A \cdot r_B} \right). \quad (\text{A.12})$$

Die Erfassung besonders niedriger Frequenzen ist schwierig, wenn die Mikrophone sehr nahe beieinander liegen. Bei einer angenommenen Frequenz von $f = 50 \text{ Hz}$ beträgt die Wellenlänge bei Umgebungsbedingungen $\lambda = 6.8 \text{ m}$. Als Folge ist zwischen Mikrofon A und Mikrofon B kaum noch ein Druckgradient messbar. Hinzu kommt unter Umständen noch ein Fehler, wenn die

relative Phasenlage zwischen den Mikrofonen nicht genau kalibriert wurde. Die Phasenfehlanspassung ist für die hier verwendeten Mikrophone gering und wurde mit einem Intensitätskalibrator zu $\varphi \approx 0.1^\circ$ ermittelt. Der für niedrige Frequenzen auftretende Fehler kann ebenfalls beschrieben werden:

$$L_{\epsilon,l} = 10 \cdot \log_{10} \left(\frac{\sin(2\pi \cdot f/c \cdot \Delta r - \varphi)}{2\pi \cdot f/c \cdot \Delta r} \right). \quad (\text{A.13})$$

Die Messfehler hängen alle von der Frequenz ab und können somit als systematische Fehler berücksichtigt werden, indem von den gemessenen Spektren eine Korrekturfunktion

$$L_{\epsilon} = L_{\epsilon,l} + L_{\epsilon,h} \quad (\text{A.14})$$

subtrahiert wird. Diese ist in Abb. A.12 für verschiedene Distanzstücke dargestellt. Man erkennt die unterschiedliche Eignung von langen Distanzstücken (niedrige Frequenzen) und kurzen Distanzstücken (hohe Frequenzen). Für das hier verwendete Distanzstück mit $\Delta r = 25\text{mm}$ muss bei $f = 10\text{Hz}$ um 2dB korrigiert werden, bei $f = 2000\text{Hz}$ um 1.3dB .

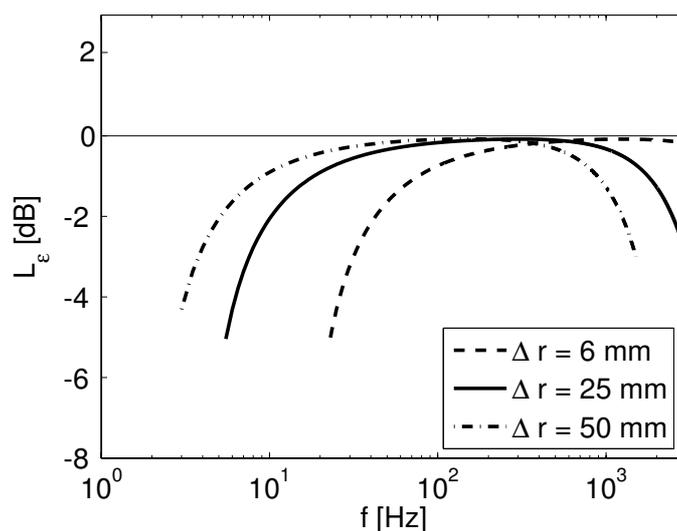


Abbildung A.12: Systematischer Fehler L_{ϵ} bei hohen und niedrigen Frequenzen für unterschiedliche Distanzstücke.

A.7 Partikelgenerator und Seedingpartikel

Das Brennstoff-Luft-Gemisch muss zur Geschwindigkeitsmessung mit Partikeln angereichert werden. An diese Seeding-, bzw. Tracerpartikel werden eine Reihe von Anforderungen gestellt. Für Verbrennungsexperimente müssen die Partikel thermisch beständig und chemisch inert sein. Sie sollen gute Reflexionseigenschaften besitzen. Ein wichtiger Punkt ist das Partikelfolgevermögen. Vor allem in turbulenten Strömungen müssen die Partikel klein genug sein um auch hochfrequenten Fluktuationen noch folgen zu können. Ist die nicht der Fall, wirken die Partikel wie Tiefpassfilter. Weiterhin sollte die Partikelgrößenverteilung möglichst homogen sein.

Zum Einsatz kamen TiO_2 -Partikel der Güte *KRONOS 1075* der Firma *Kronos Titan GmbH*, deren Rieselfähigkeit mit Siliziumdioxid der Marke *Aerosil* der *Degussa-Hüls AG* verbessert wurde. Die mittlere Primärpartikelgröße wurde vom Hersteller mit $d_{50,m} = 0.35\mu m$ (Massenverteilung), bzw. $d_{50,n} = 0.20\mu m$ (Anzahlverteilung) angegeben.³ Die Schmelztemperatur liegt bei $T = 1885^\circ C$ und liegt somit oberhalb der adiabaten Flammentemperatur von Methanflammen [26].

Die oben angegebenen Primärpartikelgrößen sagen nichts über die tatsächlichen Partikelgrößenverteilung aus. Agglomeration führt dazu, dass die Partikel verklumpen und somit deutlich größere Teilchen mit einer unter Umständen recht hohen Streuung der Durchmesser ergeben. Um nun eine möglichst gute Partikelgrößenverteilung zu gewährleisten, ist die Aufbereitung der Partikel von entscheidender Bedeutung. Hierzu wird ein Teil der Versorgungsluft durch den in Abb. A.13 gezeigten neu entwickelten Seedingtopf [53] geleitet. Die Versorgungsluft wird von unten durch eine Sintermetallplatte zugeführt. Ein Magnetrührer versetzt das auf diese Weise fluidisierte TiO_2 -Pulver in Rotation. Die entstehende Zyklonenströmung soll erreichen, dass aufgrund von Zentripetalkräften größere Partikel nach außen transportiert werden und durch die Entnahme nur kleine Partikel austreten. Der Topf wird zusätzlich mit $T \approx 120^\circ C$ geheizt.

³Persönliche Auskunft

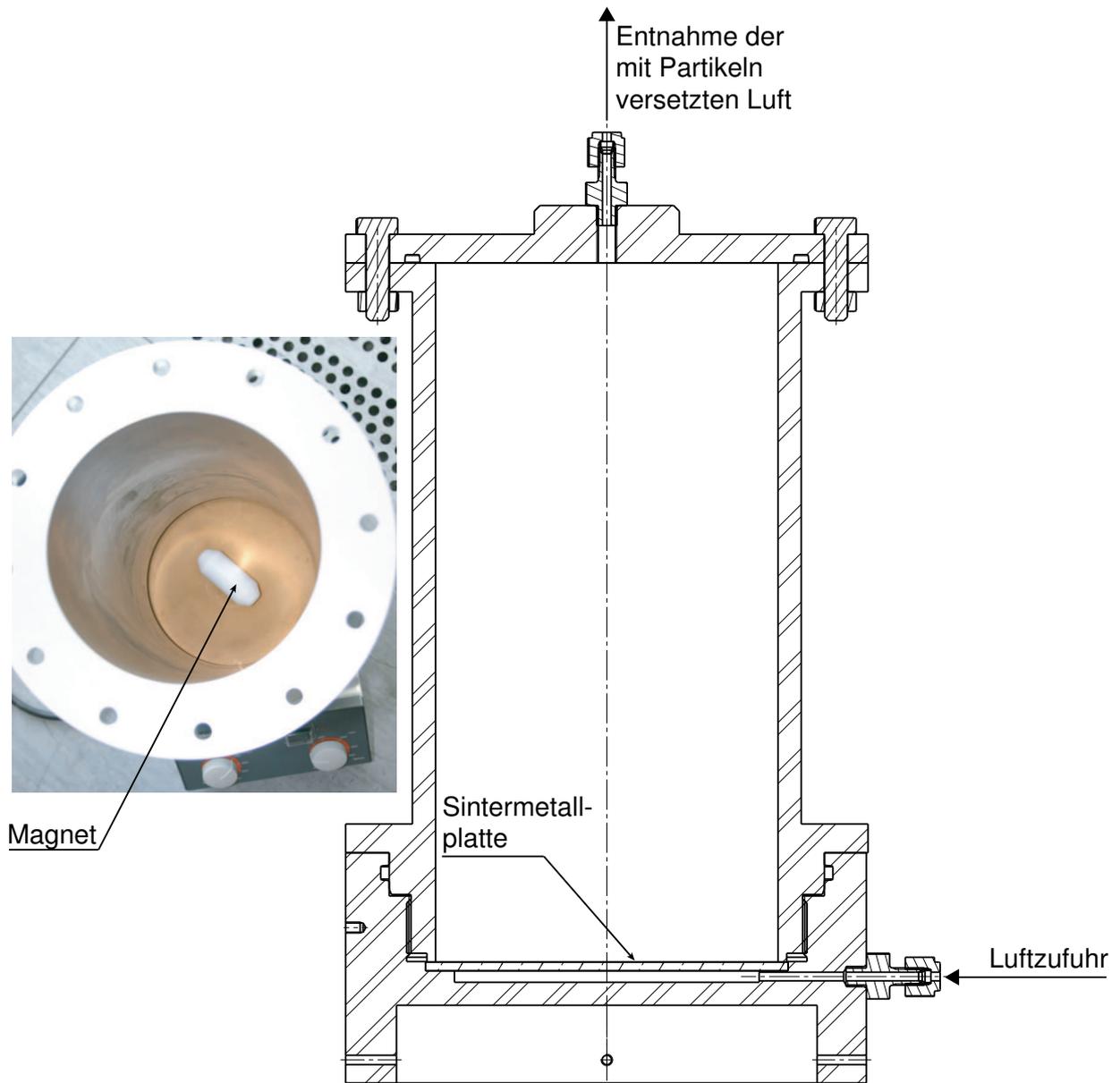


Abbildung A.13: *Seedinggenerator nach [53].*

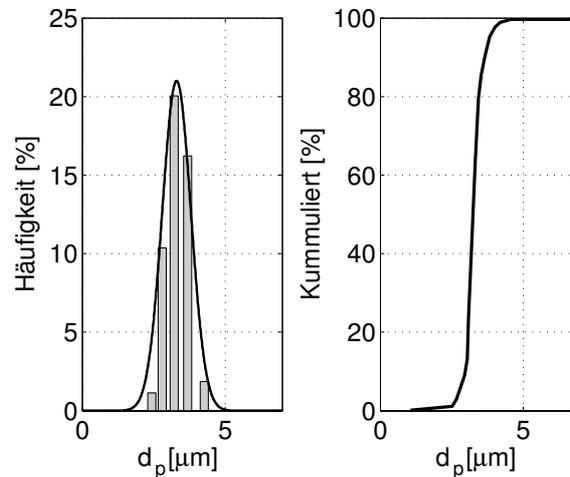


Abbildung A.14: Größenverteilung der TiO_2 Partikel.

Die in Abb. A.14 dargestellte Partikelgrößenverteilung wurde nach dem Prinzip der Laserbeugungsspektroskopie gemessen.⁴ Für das mit obigem Seedingtopf erzeugte TiO_2 wurde ein Medianwert für den Durchmesser von $d_{50,v} = 3.25 \mu m$ (Volumenverteilung) ermittelt. Die Durchmesser für $d_{10,v}$ und $d_{90,v}$, die von 10% der Partikel unter- bzw. von 90% der Partikel überschritten werden, und die Amplitudenverhältnisse zwischen turbulenter kinetischer Energie der Partikel und der Strömung für eine Turbulenzfrequenz von $f = 500 Hz$ sind in Tab. A.5 angegeben.

		$d_{10,v}$	$d_{50,v}$	$d_{90,v}$
d_v	[μm]	2.95	3.25	3.71
u_p^2 / u_{rms}^2	[-]	0.943	0.913	0.864

Tabelle A.5: Partikeldurchmesser und Amplitudenverhältnisse u_p^2 / u_{rms}^2 bei $f = 500 Hz$ für die gemessenen Partikelgrößen.

Die Partikel müssen der Strömung möglichst schlupffrei folgen. Das Partikelfolgevermögen wurde von Hippmann [26] und Mohr [53] nach einer von Melting [50] beschriebenen Methode abgeschätzt. In Abbildung A.15 ist das Antwortverhalten als Verhältnis der kinetischen Energie der Partikel zur turbulenten kinetischen Energie der Strömung über der Partikelgröße aufgetragen. Bei

⁴Mit freundlicher Unterstützung von Dipl.-Ing. Grünwald und Dipl.-Ing. Konle.

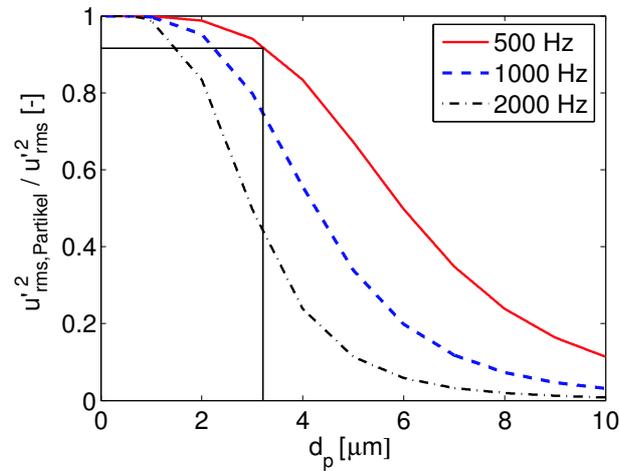


Abbildung A.15: Größenabhängiges Folgevermögen von TiO_2 -Partikeln bei unterschiedlichen Turbulenzfrequenzen. Aufgetragen ist das Verhältnis von turbulenter kinetischer Energie der Partikel zur Strömung über der Partikelgröße.

der gewählten Abtastfrequenz des HS-PIV-Systems ergibt sich eine Nyquistfrequenz von $f_{nyq} = 500 \text{ Hz}$ bis zu der die Partikel noch folgen müssen. Für diese Frequenz und den gemessenen Partikeldurchmesser folgt, dass die turbulente kinetische Energie der Geschwindigkeitsfluktuation ca. zu 92% erfasst wird. Für höhere Frequenzen nimmt jedoch das Partikelfolgevermögen drastisch ab, was die Anforderungen an die Partikelgröße weiter verschärft.

A.8 Sensitivitätsanalyse der zeitmaßbestimmenden Größen

Die Variation der Zeitmaße τ_{turb} und τ_{chem} wirken sich stark auf die Lärmproduktion aus. Um den Einfluss der zeitmaßbestimmenden Größen u'_{rms} , l_t , s_L und δ_L auf die Lärmproduktion abzuschätzen, werden diese ausgehend von einem Basisbetriebspunkt isoliert variiert und der Einfluss auf L_W und f_c diskutiert. Im Rahmen der untersuchten Luftzahl- und Brennstoffvariation skaliert die laminare Flammendicke δ_L umgekehrt proportional zur laminaren Brenngeschwindigkeit, mit der in Abschnitt A.3 dargestellten, empirisch gefundenen Skalierungsvorschrift und wird deshalb nicht als *freier Parameter* separat variiert. Das Flammenvolumen wird von den skalierten Parametern gemäß des in Abschnitts 2.6.2.3 gezeigten Zusammenhangs beeinflusst. Als Basisbetriebspunkt dient OP28 mit den nach Abschnitt 4.3 gemittelten Größen. In Abb. A.16 sind die Parameterstudien im Borghi-Diagramm dargestellt. Die Pfeile zeigen die jeweilige Zunahme des untersuchten Parameters. Die Pfeillänge markiert den Bereich über den sich die jeweilige Variation erstreckt.

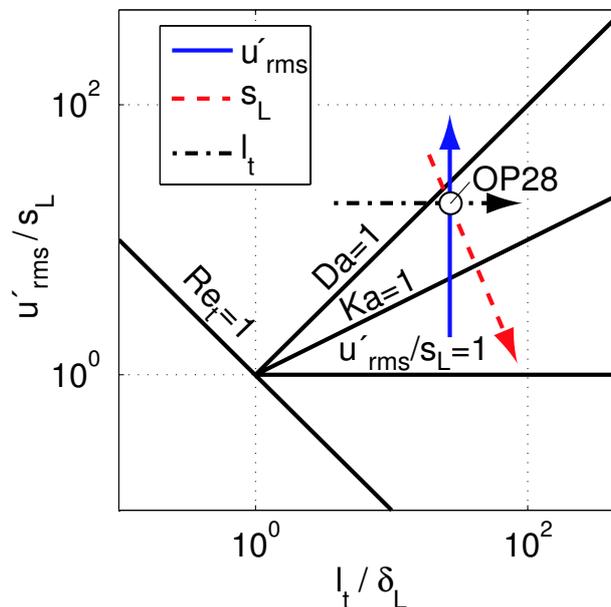


Abbildung A.16: Parameterstudien zur Sensitivitätsanalyse im Borghi-Diagramm.

Aus den berechneten Spektren werden der integrale Pegel L_W und die charakteristische Frequenz f_c bestimmt und über dem Verhältnis u'_{rms}/s_L , beziehungsweise l_t , aufgetragen.

A.8.1 Variation der turbulenten Schwankungsgröße

Bei der Variation der turbulenten Schwankungsgröße, dargestellt in Abb. A.17, wird ein Maximum der Schallleistungspegel bei $u'_{rms}/s_L \approx 30.8$ erreicht. Dies entspricht einer Damköhlerzahl von $Da \approx 0.86$. Für weiter steigende Werte von u'_{rms} nimmt der Pegel wieder ab, man bewegt sich in das Regime des idealen Rührreaktors hinein. Das größer werdende turbulente Zeitmaß führt zu einer Verdickung der Flammenfront und somit zu einer Dämpfung der Varianz der Wärmefreisetzungsfluktuation. Nimmt jedoch u'_{rms} ab, was bei konstanter Blockprofilgeschwindigkeit einer Abnahme der Turbulenz entspricht, fallen die Schallleistungspegel ebenfalls.

Die Geschwindigkeitsfluktuation u'_{rms} geht über die turbulente Brenngeschwindigkeit s_t in f_c ein (Gl. 2.33). Die Kopplung zwischen f_c und u'_{rms} schwächt sich für ein zunehmendes u'_{rms}/s_L -Verhältnis ab, da die Damköhlerzahl klein wird. Dadurch steigt f_c langsamer an.

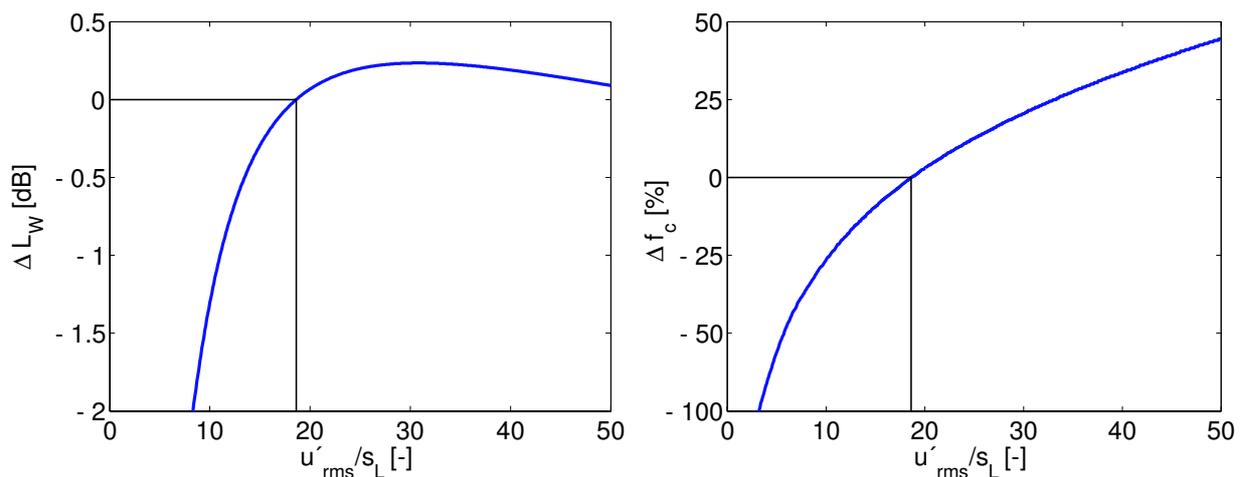


Abbildung A.17: Einfluss von u'_{rms} auf den Schallleistungspegel L_W und die charakteristische Frequenz f_c .

A.8.2 Variation der laminaren Brenngeschwindigkeit

In der folgenden Studie wird die laminare Brenngeschwindigkeit s_L variiert und deren Einfluss auf L_W und f_c in Abb. A.18 dargestellt. Die akustische Leistung steigt im Falle von steigendem s_L ebenfalls an, bis bei $u'_{rms}/s_L \approx 9$ das Gibsonmaß (Gln. 2.54 und 2.55) aktiv wird. Dessen dämpfender Einfluss führt bei steigendem s_L dazu, dass bei $u'_{rms}/s_L \approx 7$ mit $s_L \approx 0.56 m/s$ ein Wendepunkt erreicht wird und die Schalleistungspegel wieder beginnen abzufallen.

Nimmt die laminare Brenngeschwindigkeit ab, fällt der Pegel zunächst überproportional zu einer linearen Abnahme, wird für den weiteren Verlauf jedoch moderater.

Da nicht nur u'_{rms} , sondern auch s_L über die turbulente Brenngeschwindigkeit in f_c eingeht (Gl. 2.75), ist auch hier eine Zunahme von f_c mit steigendem s_L zu beobachten. Im Bereich von $u'_{rms}/s_L \approx 4.6$ erreicht f_c ein Maximum. Wird $u'_{rms}/s_L < 4.6$ (mit $s_L > 0.85 m/s$), beginnt f_c rapide abzunehmen. Hier nähert man sich der Grenze des Gültigkeitsbereichs des Spektralmodells (Abschnitt 2.5.1).

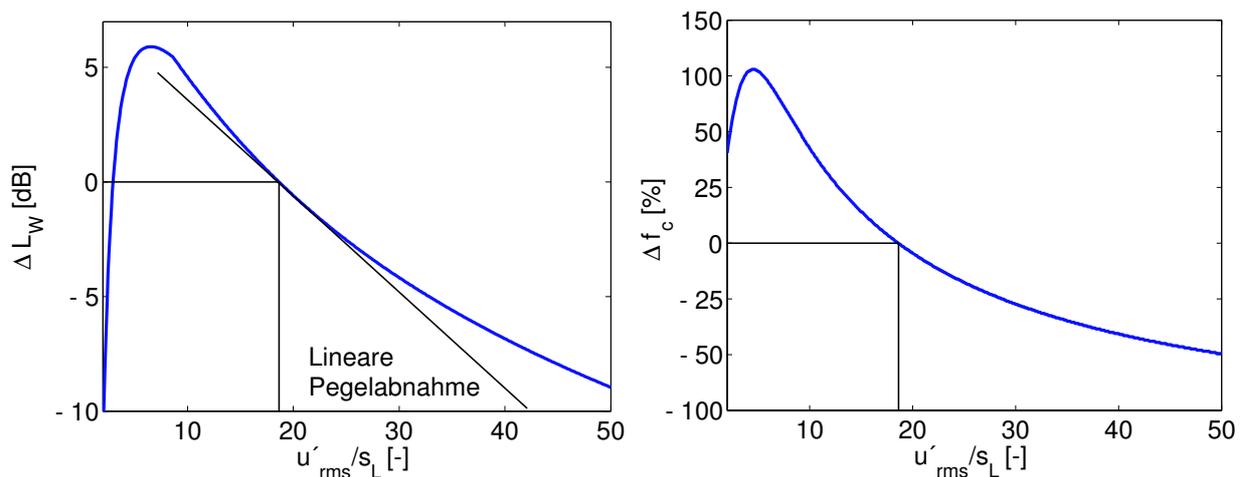


Abbildung A.18: Einfluss von s_L auf den Schalleistungspegel L_W und die charakteristische Frequenz f_c .

A.8.3 Variation des turbulenten Längenmaßes

Das turbulente Längenmaß l_t hat, wie in Abb. A.19 gezeigt, von den untersuchten Parametern den stärksten Einfluss auf den Schalleistungspegel. Dies ist darauf zurückzuführen, dass l_t einen starken Einfluss auf die turbulente Flammendicke δ_t hat (Gl. 2.34) und diese wiederum über den Zusammenhang $V_{coh} \propto \delta_t^3$ in die berechnete Schalleistung eingeht. Die produzierte akustische Leistung wird allerdings etwas gedämpft, da sich die charakteristische Frequenz konträr verhält, also f_c zunimmt, während δ_t abnimmt. Die überproportionale Abnahme des Schalleistungspegels, bzw. der Anstieg der charakteristischen Frequenz, für kleine Längenmaße ist darauf zurückzuführen, dass bei den sich ergebenden geringen Damköhlerzahlen δ_t im Vergleich zu l_t überproportional abnimmt, wie aus Abb. A.20 zu erkennen ist. Zwar steigt das Verhältnis von δ_t/l_t für kleinere Damköhlerzahlen an, da jedoch l_t immer kleiner wird, nimmt δ_t insgesamt ab.

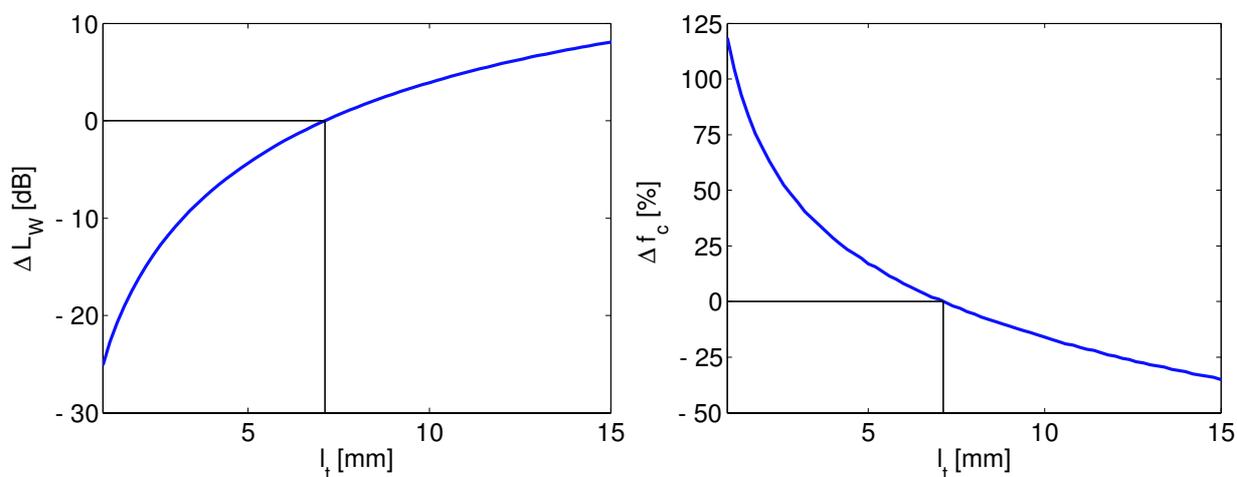


Abbildung A.19: Einfluss von l_t auf den Schalleistungspegel L_W und die charakteristische Frequenz f_c .

A.8.4 Zusammenfassung

Um den Einfluss der zeitmaßenbestimmenden Größen auf die Lärmproduktion zu erfassen, sind in der nachfolgenden Tab. A.6 die Abweichungen der integralen Schalleistungspegel und charakteristischen Frequenzen zusam-

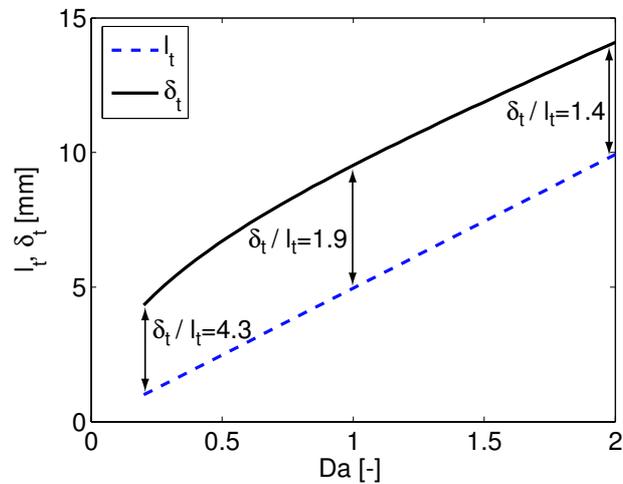


Abbildung A.20: *Integrales Längenmaß l_t und turbulente Flammendicke δ_t nach Gl. 2.34, aufgetragen über der Damköhlerzahl.*

mengefasst. Dabei wird eine Variation der untersuchten Parameter um jeweils $\pm 20\%$ betrachtet. Den stärksten Einfluss auf den Schallpegel zeigt das integrale Längenmaß l_t . Hier sind Abweichungen von bis zu $\Delta L_W \approx 3 \text{ dB}$ möglich. Die beiden anderen Parameter wirken sich weniger stark auf die integralen Schalleistungspegel aus. Hinsichtlich der charakteristischen Frequenz zeigt die laminare Brenngeschwindigkeit s_L den stärksten Einfluss. Eine quantitative Aussage zum Verbrennungslärm hängt maßgeblich von der exakten Bestimmung der Eingangsgrößen ab.

Parameter	ΔL_W [dB]	Δf_c [%]
u'_{rms}	-0.14 / 0.07	-8.6 / 6.6
s_L	-0.92 / 1.22	-12.0 / 18.5
l_t	-2.85 / 2.24	-8.2 / 9.9

Tabelle A.6: *Einfluss einer untersuchten Parameter auf L_W und f_c , wenn der Eingangsparameter um $\pm 20\%$ variiert wird.*