

Modellbasierte Regelung von Gasturbinenbrennkammern zur Optimierung von Stickoxidemissionen und Verbrennungsinstabilitäten

Von der Fakultät Luft- und Raumfahrttechnik und Geodäsie
der Universität Stuttgart
zur Erlangung der Würde eines Doktors der
Ingenieurwissenschaften (Dr.-Ing.) genehmigte Abhandlung

Vorgelegt von
Ernst Schneider
geboren in Calan

Hauptberichter: Prof. Dr.-Ing. Stephan Staudacher
Mitberichter: Prof. Dr.-Ing. Manfred Aigner
Tag der mündlichen Prüfung: 20. März 2009

Institut für Luftfahrtantriebe der Universität Stuttgart
2009

Vorwort

Die vorliegende Arbeit ist im Rahmen des Verbundforschungsprogramms COOREFF, AG Turbo, am Institut für Luftfahrtantriebe der Universität Stuttgart entstanden. Das Projekt wurde in Kooperation mit der Alstom (Schweiz) AG durchgeführt. An dieser Stelle möchte ich einige Personen danken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Mein herzlicher Dank gilt Herrn Prof. Dr.-Ing. Stephan Staudacher für die persönliche Betreuung der Dissertation. Insbesondere möchte ich mich für das dieser Arbeit stets entgegengebrachte Interesse, die fruchtbaren fachlichen Diskussionen und viele wertvolle Ratschläge bedanken.

Herrn Prof. Dr.-Ing. Manfred Aigner möchte ich für die Übernahme des Koreferats danken. Ebenfalls bedanken möchte ich mich für das dieser Arbeit entgegengebrachte Interesse und für viele wertvolle Ratschläge.

Herrn Prof. Dr.-Ing. Jens von Wolfersdorf möchte ich für das dieser Arbeit entgegengebrachte Interesse danken und für die Übernahme des Prüfungsvorsitzes.

Für die Projektkoordination seitens der Alstom (Schweiz) AG und viele wertvolle Gespräche möchte ich mich bei Dr.-Ing. Bruno Schuermans bedanken. Für wertvolle Diskussionen möchte ich mich auch bei Dr.-Ing. Stanka Kokanovic bedanken. Mein Dank gilt auch Dr.-Ing. Haiwen Ye, Dr.-Ing. Thiemo Meeuwissen und Dr.-Ing. Wolfgang Berns.

Den Kolleginnen und Kollegen am Institut für Luftfahrtantriebe danke ich für das hervorragende gute Arbeitsklima und für viele anregende Diskussionen.

Bedanken möchte ich auch bei meine Eltern, ohne deren Unterstützung mein Studium und damit auch die vorliegende Arbeit nicht möglich gewesen wären.

Inhaltsverzeichnis

Vorwort	III
Inhaltsverzeichnis	V
Abbildungsverzeichnis	IX
Tabellenverzeichnis	XIII
Nomenklatur	XV
Latein	XV
Griechisch	XVII
Fußzeiger	XVIII
Kopfzeiger	XIX
Abkürzungen	XIX
Zusammenfassung	XXI
Abstract	XXIII
1 Einleitung	1
1.1 Allgemeine Einführung	1
1.2 Ziele der Arbeit	6
2 NO_x-Emissionen und Verbrennungsinstabilitäten	9
2.1 Stickoxidemissionen	10
2.1.1 Zeldovich Mechanismus	10
2.1.2 Promptes NO _x	10
2.1.3 Distickstoffoxid-Mechanismus	11
2.1.4 Brennstoff NO _x	11
2.2 Thermoakustische Instabilitäten und Löschpulsationen	12

2.2.1	Thermoakustische Instabilitäten	13
2.2.1.1	Schwankungen im Brennstoff-Luft-Verhältnis	16
2.2.1.2	Interaktion zwischen Flamme und Strömung	17
2.2.1.3	Entropiewellen	18
2.2.2	Löschpulsationen	18
2.3	Modellierungsmethoden	19
2.3.1	Modelle niederer Ordnung	20
2.3.2	Modelle höherer Ordnung	21
2.3.2.1	Schließungsbedingung zur Kopplung von Akustik und Wärmefreisetzung	22
2.3.3	Numerischen Strömungssimulation	24
2.3.4	Modelle basierend auf Systemidentifikation	25
2.4	Modellbasierter Reglerentwurf	26
3	Dominante Einflussgrößen	31
3.1	Eindimensionales Modell	31
3.1.1	Brennkammerakustik	31
3.1.2	Modellierung des Einflusses der Flamme	37
3.1.3	Rayleigh Kriterium	38
3.2	Identifizierung der dominanten Einflussgrößen	39
4	Echtzeitmodellierung	43
4.1	Methoden der Echtzeitmodellierung	43
4.2	Gauss'sche Prozesse	48
4.2.1	Bayes'sche Statistik	48
4.2.2	Definition der Gauss'schen Prozesse	49
4.2.3	Kovarianzmatrix	52
4.2.4	Bestimmung der Hyperparameter	53
4.2.5	Vorteile der Gauss'schen Prozesse	55
5	Eingesetzte Messtechnik	57
5.1	Messtechnik zur Pulsationsmessung	60
5.2	Messtechnik zur Stickoxidmessung	62

6	Modellierungsergebnisse	65
6.1	Eingesetztes Modell	65
6.1.1	Ersatzparameter als Eingangsgrößen	66
6.1.1.1	Brennkammerdruck	66
6.1.1.2	Brennkammereintrittstemperatur	67
6.1.1.3	Strömungsgeschwindigkeit	67
6.1.1.4	Brennstoffluftverhältnis	70
6.1.1.5	Brennkammerheißgastemperatur	70
6.1.1.6	Brennstoffstufungsverhältnis	71
6.1.2	Ähnlichkeitsparameter als Eingangsgrößen	71
6.1.2.1	Massenstromparameter	72
6.1.2.2	Brennstoffluftverhältnis	73
6.1.2.3	Verdichterdruckverhältnis	73
6.1.2.4	Verdichtertemperaturverhältnis	73
6.1.2.5	Wasserluftverhältnis	74
6.1.2.6	Brennstoffstufungsverhältnis	74
6.1.3	Modellimplementierung	75
6.2	Modellverifikation	75
6.2.1	Modellierungsergebnisse der Pulsationen	77
6.2.2	Modellierungsergebnisse der Stickoxidemissionen	83
6.2.3	Ergebnisdiskussion	85
6.2.3.1	Diskussion der Pulsationsmodellierung	85
6.2.3.2	Diskussion der Emissionsmodellierung	90
7	Regelung der Verbrennungsinstabilitäten	93
7.1	Modellbasierte Regelung	96
7.2	Implementierte Regelungslogik	97
7.3	Verifikation des modellbasierten Regelungskonzepts	99
7.3.1	Eingesetzte Regelstrecke	99
7.3.2	Testergebnisse des modellbasierten Regelungskonzepts	101
8	Zusammenfassende Diskussion	109
	Literaturverzeichnis	111
A	Bestimmung des Verdichterluftmassenstroms	125
	Lebenslauf	127

Abbildungsverzeichnis

1.1	Spezifische Emissionen von Kraftwerken [94]	2
1.2	Entwicklung der Brennstoffpreise von 1990 bis 2005	2
1.3	Historische Entwicklung der maximalen Turbineneintrittstemperaturen [96]	5
2.1	Flammtemperatur in Abhängigkeit des Äquivalenzverhältnisses [20], [104]	9
2.2	Charakteristische Zündzeit einer Kohlenwasserstoffprobe in Abhängigkeit vom Äquivalenzverhältnis [204]	13
2.3	Rückkopplung, die für die thermoakustischen Instabilitäten verantwortlich ist [101]	14
2.4	Auswirkungen der Druckschwankungen in der Brennkammer[97]	16
2.5	Interaktion zwischen Wirbeln und Wärmefreisetzung [141]	17
2.6	Übersicht über die Modellierungsmethoden für Verbrennungsinstabilitäten (vgl. [71])	20
2.7	Prinzipiskizze des Alstom EV Brenners [37], [96]	28
3.1	Rohrbrennkammer mit ebener Flamme bei x_f [61]	34
4.1	Prinzipielle Vorgehensweise bei der Systemidentifikation [105]	44
5.1	Alstom GT13E2 Gasturbine	57
5.2	Übersicht über die Instrumentierung der Gasturbine	59
5.3	Pulsationsmesskette [187], [203]	60
5.4	Prinzipiskizze Analogintegrator	61
5.5	Analysator des Rauchgasüberwachungssystems [116]	63
6.1	Auswirkung der Änderung der Leitschaufelstellung auf das Verdichterkennfeld [156]	68
6.2	Qualitativer Vergleich der Parameterräume	72
6.3	Schema der Implementierung des Gesamtmodells	76
6.4	Darstellung der Modellierungsergebnisse	78

6.5	Modellierungsergebnisse der niederfrequenten Pulsationen der Gasturbine G1	79
6.6	Modellierungsergebnisse der hochfrequenten Pulsationen der Gasturbine G1	79
6.7	Modellierungsergebnisse der niederfrequenten Pulsationen der Gasturbine G2	80
6.8	Modellierungsergebnisse der hochfrequenten Pulsationen der Gasturbine G2	80
6.9	Modellierungsergebnisse der niederfrequenten Pulsationen der Gasturbine G3	81
6.10	Modellierungsergebnisse der hochfrequenten Pulsationen der Gasturbine G3	81
6.11	Modellierungsergebnisse der niederfrequenten Pulsationen der Gasturbine G4	82
6.12	Modellierungsergebnisse der hochfrequenten Pulsationen der Gasturbine G4	82
6.13	Modellierungsergebnisse der niederfrequenten Pulsationen der Gasturbine G5	82
6.14	Modellierungsergebnisse der hochfrequenten Pulsationen der Gasturbine G5	82
6.15	Modellierungsergebnisse der Stickoxidemissionen der Gasturbine G3 . .	84
6.16	Modellierungsergebnisse der Stickoxidemissionen der Gasturbine G5 . .	84
6.17	Verdichterdruckverhältnis über Brennstoffstufungsverhältnis	85
6.18	Verdichterdruckverhältnis über Massenstromparameter	86
6.19	Modellierungsergebnisse der hochfrequenten Pulsationen der Gasturbine G3 bei Verwendung eines erweiterten Trainingsdatensatzes	88
6.20	Amplitudenverteilung hochfrequente Pulsationen	89
6.21	Amplitudenverteilung niederfrequente Pulsationen	89
6.22	Einfluss der Variation des Brennstoffstufungsverhältnisses auf die Pulsationen	90
6.23	Einfluss der Variation des Brennstoffstufungsverhältnisses auf die NO _x -Emissionen	91
7.1	Skizze des Regelkreises	93
7.2	Brenneranordnung bei der Alstom GT13E2 Gasturbine [84]	94
7.3	Betriebsfenster der Alstom GT13E2 Gasturbine [84]	95
7.4	Realisierung einer Zustandsrückführung mit Beobachter (vgl. [110]) .	97
7.5	Regelungslogik	98

7.6	Auflastvorgang der Gasturbine G2	100
7.7	Verdichterdruckverhältnis der Gasturbine während des Auflastvorgangs	102
7.8	Verhalten der Regelstrecke ohne Reglereingriffe	102
7.9	Pulsations- und Emissionsregelung	103
7.10	Pulsations- und Emissionsregelung – Regelungsaktivitätsphase 1	104
7.11	Pulsations- und Emissionsregelung – Regelungsaktivitätsphase 2	105
7.12	Pulsations- und Emissionsregelung – Regelungsaktivitätsphase 3	106
7.13	Vergleich des Verhaltens der Regelstrecke und des Modells der Regel- strecke	107

Tabellenverzeichnis

1.1	Emissionsvorschriften erdgasbetriebener Kraftwerke [94]	3
5.1	Leistungsdaten der Alstom GT13E2 Gasturbine [4]	58
5.2	Messunsicherheiten der gemessenen Daten [159]	59
5.3	Unsicherheiten der Pulsationsmesskette [187]	62
6.1	Adiabate Flammtemperatur in Abhängigkeit vom Brennstoffluftverhältnis und der Luftfeuchtigkeit [92]	70

Nomenklatur

Latein

a	$[-]$	Aktivierungsimpuls
a, b, c	$[-]$	Konstanten
A	$[m^2]$	Fläche
$\mathcal{A}, \mathcal{B}, \mathcal{C}$	$[-]$	Terme
c	$[\frac{m}{s}]$	Schallgeschwindigkeit
C	$[-]$	Konstante
C	$[F]$	Kapazität
C, \mathbf{C}	$[-]$	Kovarianzfunktion, Kovarianzmatrix
D	$[m]$	Durchmesser
E	$[\frac{kg}{m s^2}]$	Akustische Energie
E	$[-]$	Störeinflüsse
f	$[-]$	Mittlere relativer Fehler
$f(\cdot)$	$[-]$	Funktion
FAR	$[-]$	Brennstoffluftverhältnis
\mathcal{F}	$[\frac{Pa}{m}]$	Viskositäts-Körperkräfte-Term
hum	$[\%]$	Feuchtigkeit
I	$[\frac{Pa m}{s}]$	Akustischer Energiefluss
I	$[-]$	Konstante
k	$[-]$	Korrekturparameter
\mathbf{k}	$[-]$	Vektor
\mathbf{L}	$[-]$	Untere Dreiecksmatrix
\mathcal{L}	$[-]$	Wahrscheinlichkeit
\dot{m}	$[\frac{kg}{s}]$	Massenstrom
\mathbf{m}	$[-]$	Vektor
\mathbf{M}	$[-]$	Matrix
Ma	$[-]$	Machzahl
MSP	$[\frac{kg\sqrt{K}}{s Pa}]$	Massenstromparameter

$\mathcal{M}(\cdot)$	$[-]$	Modell
n	$[s^{-1}]$	Drehzahl
n'	$[ppm]$	Stickoxidemission
N	$[-]$	Konstante
NO _x -Emission	$[ppm]$	Stickoxidemission
p	$[Pa]$	Druck
p, r	$[-]$	Konstanten
p'	$[Pa]$	Druckpulsation
$P(\cdot)$	$[-]$	Wahrscheinlichkeit
Pulsation	$[Pa]$	Druckpulsation
q	$[J]$	Wärmefreisetzung
q	$[\frac{W}{m^3}]$	Wärmefreisetzung
Q	$[\frac{W}{m^3}]$	Wärmefreisetzung
r	$[\frac{mol}{g\ s}]$	Reaktionsrate
r, \mathbf{r}	$[-]$	Gewichtungsfaktor, Gewichtungsfaktorvektor
R	$[\frac{J}{kg\ K}]$	Gaskonstante
R	$[\Omega]$	Widerstand
S_F	$[\frac{m}{s}]$	Flammgeschwindigkeit
\mathcal{F}	$[\frac{W}{m^3}]$	Viskositäts-Wärme-Term
t	$[s]$	Zeit
t, \mathbf{t}	$[-]$	Ausgangswert, Ausgangsvektor
T	$[-]$	Ausgangswert
T	$[K]$	Temperatur
T	$[s]$	Zeit
TAT	$[K]$	Turbinenaustrittstemperatur
u	$[\frac{m}{s}]$	Geschwindigkeit
u	$[\frac{J}{kg}]$	Innere Energie
u	$[V]$	Spannung
\mathbf{u}	$[-]$	Stellgrößen
\mathbf{U}	$[-]$	Obere Dreiecksmatrix
v	$[\frac{m}{s}]$	Geschwindigkeit
vgv	$[\circ]$	Leitschaufelstellung
V	$[m^3]$	Volumen
w	$[-]$	Parameter
\mathbf{w}	$[-]$	Sollwerte
WAR	$[-]$	Wasserluftverhältnis
\mathcal{W}	$[\frac{kg}{m^3\ s}]$	Quellterm

x	$[m]$	Strecke
x, \mathbf{x}	$[-]$	Eingangswert, Eingangsvektor
X	$[-]$	Eingangswert
$y(\cdot)$	$[-]$	Funktion
\mathbf{y}	$[-]$	Regelgrößen
Z	$[\frac{N \cdot s}{m^3}]$	Impedanz
Z	$[-]$	Konstante

Griechisch

α	$[-]$	Brennstoffstufungsverhältnis
α	$[-]$	Parameter
$\delta(\cdot)$	$[-]$	Dirac Funktion
δ	$[-]$	Kronecker Symbol
ϕ	$[-]$	Regressionsvektor
Φ	$[-]$	Äquivalenzverhältnis
η	$[-]$	Wirkungsgrad
κ	$[-]$	Isentropenkoeffizient
κ	$[-]$	Skalar
λ	$[-]$	Verlustkoeffizient
μ	$[-]$	Mittelwert
μ	$[-]$	Skalar
μ	$[-]$	Zugehörigkeitsfunktion
ν	$[-]$	Residuum
ν	$[-]$	Störeinflüsse
π	$[-]$	Konstante
Π	$[-]$	Verdichterdruckverhältnis
ρ	$[\frac{kg}{m^3}]$	Dichte
σ	$[-]$	Standardabweichung
τ	$[-]$	Verdichtertemperaturverhältnis
Θ	$[-]$	Parameter
τ	$[s]$	Zeit
ω	$[\frac{1}{s}]$	Kreisfrequenz
Ξ	$[-]$	Ein- und Ausgangswertedatensatz
Ψ	$[\frac{N \cdot kg}{s^2}]$	Schallenergie-dissipation

Fußzeiger

0	Gesamt
1, 2	Koeffizienten
ad	Adiabat
aero	Aerodynamisch
amb	Umgebung
avg	Gemittelt
a, b, c	Koeffizienten
A	Akustisch
B	Brenner
BG	Brennergruppe
BK	Brennkammer
chem	Chemisch
com	Vorgegeben
conv	Konvektion
D	Dampf
erw	Erweitert
f	Brennstoff
f, F	Flamme
ges	Gesamt
h	Hydraulisch
HF	Hochfrequent
HG	Hauptgruppe
H	Heiß
in	Eintritt
inj	Injektor
k1	Verdichtereintritt
k2	Verdichteraustritt
krit	Kritisch
K	Kalt
j, l, n, m	Laufindezes
L	Luft
max	Maximal
min	Minimal
M	Modell
n	Stickoxidemission

NF	Niederfrequent
NG	Nebengruppe
o	Oben
p	Druck
p	Isobar
p	Pulsation
pv	Phasenverschiebung
r	Koeffizient
red	Reduziert
s	Isentrop
satt	Gesättigt
t	Total
ther	Thermisch
TA	Turbinenausritt
TDS	Trainingsdatensatz
u	Unten
v	Isochor
W	Wasser

Kopfzeiger

j	Imaginärteil
l	Laufindex
T	Transponiert
$(\bar{\cdot})$, $(\hat{\cdot})$	Mittelwert
$(\cdot)'$	Schwankungswert

Abkürzungen

AP	Aktivitätsphase
APCL	Advanced Pulsation Control Logic
bzw.	Beziehungsweise
CFD	Numerische Strömungssimulation
CO	Kohlenstoffmonoxid

CO ₂	Kohlenstoffdioxid
const.	Konstant
CMA	Kovarianzmatrix-Adaptation
etc.	Et cetera
DKW	Dampfkraftwerk
EV	Environmental Vortex
GuD	Gas und Dampf
GT	Gasturbine
H ₂ O	Wasser
HCN	Cyanwasserstoff
HFP	Hochfrequente Pulsationen
\mathcal{H}_∞	Optimaler Regler
KW	Kraftwerk
LES	Large Eddy Simulation
LQG/LTR	Linear Quadratic Gaussian / Loop Transfer Recovery
M	Stoßpartner
N	Stickstoff
NFP	Niederfrequente Pulsationen
NO	Stickstoffmonoxid
NO ₂	Stickstoffmonoxid
NO _x	Stickoxide
O	Sauerstoff
O ₃	Ozon
RANS	Reynoldsgemittelte Navier-Stokes
sog.	Sogenannt
S	Schalter
S	Schwefel
SO ₂	Schwefeldioxid
UHC	Unverbrannte Kohlenwasserstoffe
URANS	Instationär-Reynoldsgemittelte Navier-Stokes
vgl.	Vergleiche
vol	Volumen
z.B.	Zum Beispiel

Zusammenfassung

Die magere Vormischverbrennung erlaubt den Betrieb von Gasturbinen mit sehr geringen Schadstoffwerten. Der Brennkammerbetrieb mit Äquivalenzverhältnissen nahe der mageren Löschgrenze ist allerdings mit einer erhöhten Anfälligkeit der Brennkammer für Verbrennungsinstabilitäten verbunden. Verbrennungsinstabilitäten sind ein unerwünschtes Druckpulsationsphänomen, das aus einer Rückkopplung der Brennkammerakustik mit Schwankungen in der Wärmefreisetzung resultiert. Verbrennungsinstabilitäten wirken sich negativ auf die Lebensdauer der Brennkammer aus, sie können den Brennkammerausbrenngrad verschlechtern und im Extremfall zum Versagen der Brennkammer führen. Zur Vermeidung bzw. Kontrolle der Verbrennungsinstabilitäten können passive und aktive Maßnahmen ergriffen werden. Zu den passiven Maßnahmen zählen der Einbau von Hohlraumresonatoren oder Helmholtzdämpfern, aktive Maßnahmen sind beispielsweise die aktive Brennstoffmodulation und die Brennstoffstufung.

Bei der Brennstoffstufung wird der Ort der Brennstoffeinspritzung abhängig von den Vorgaben des Regelungssystems variiert, so dass die Rückkopplung zwischen Brennkammerakustik und Wärmefreisetzung gestört wird. Variationen der Brennstoffstufung wirken sich neben den Pulsationen aber auch auf die stark temperaturabhängigen Stickoxidemissionen aus. Für die Entwicklung, die Optimierung und das Testen von Regelungskonzepten, die eine emissionsarme Verbrennung mit einem niedrigen Pulsationsniveau erlauben, werden akkurate, echtzeitfähige Modelle der Regelstrecke benötigt, welche das Pulsations- und Stickoxidemissionsverhalten der Brennkammer abbilden. Mit einem Modell kann die Regelstrecke simuliert werden und es können kostengünstig und ohne Gefährdung der Brennkammer unterschiedlichste Szenarien zur Einstellung der Regelparameter untersucht werden. Zudem lassen sich derartige Modelle für modellbasierte Regler heranziehen, die gegenüber klassischen Regelungskonzepten Leistungsvorteile aufweisen. Insbesondere Totzeiteffekte lassen sich beim Einsatz modellbasierter Regelungskonzepte abmildern.

Die vorliegende Arbeit stellt ein stochastisches Verfahren (Gauss'scher Prozess) vor, welches die Berechnung der Pulsationen und der Stickoxidemissionen basierend auf Größen erlaubt, die von der Standardinstrumentierung der Gasturbine erfasst werden. Die gewählte Modellierungsmethodik ist systemspezifisch, aber Gauss'sche Prozesse lassen sich analog auch für die Modellierung des Pulsations- und Stickoxidemissions-

verhaltens anderer Gasturbinen anwenden. Ein Gauss'scher Prozess ist ein mathematisches Modellierungsverfahren, das verwandt ist mit den Neuronalen Netzen, gegenüber diesen allerdings den Vorteil hat, dass es eine vorgegebene Struktur besitzt und nur eine kleine Parameterschar, für deren Einstellung eindeutige Vorgaben existieren. Die Modellierungsergebnisse werden mit Hilfe von Versuchsdaten verifiziert. Das Modell erfasst hinreichend genau das Pulsations- und Stickoxidemissionsverhalten der Brennkammer und weist eine Portabilität zwischen Gasturbinen der gleichen Bauart bei ähnlichen Betriebsbedingungen auf.

Basierend auf dem Modell wird ein neues Regelungskonzept der Brennstoffstufung entwickelt. Dabei wird das Pulsations- und Stickoxidemissionsmodell in einer Beobachterstruktur eingebettet in den Regler integriert. Das modellbasierte Regelungskonzept erlaubt die schnelle und zuverlässige Einstellung der Regelgrößen sowohl unter der Einwirkung von Störeinflüssen als auch von Totzeiteffekten. Das entwickelte Regelungskonzept hat im Rahmen von Simulationen sowohl für statische als auch für transienten Betriebspunkte ein gutes Leistungsverhalten aufgewiesen.

Abstract

Lean premixed combustion allows gas turbine operations at very low emission levels. The combustion with equivalence ratios close to the lean extinction limit is associated with an increased susceptibility of the combustor for combustion instabilities. Combustion instabilities are an unwanted pulsation phenomenon, that results from a feedback loop of the combustion chamber acoustics with heat release fluctuations. Combustion instabilities are negative for the lifetime of the combustion chamber, they tend to decrease the combustion efficiency, and in extreme cases they can cause the failure of the combustor. For the prevention and control of combustion instabilities passive and active means are employed. Passive means are Helmholtz dampers or quarter wave tubes. Active means are the active modulation of the fuel mass flow rate and the fuel staging technique.

The fuel staging technique allows the variation of the geometric position of the fuel injection. The fuel staging ratio depends on the command signal of the control system. The variation of the fuel staging ratio disturbs the feedback loop between the combustion chamber acoustics and the heat release. Variations of the fuel staging ratio effect besides the pulsations also the nitrogen oxide emissions, that are highly temperature sensitive. For the development, optimization and testing of control concepts for low-emission and low-pulsation combustion, accurate, real-time plant models are needed, that represent the pulsation and nitrogen oxides emission behavior of the combustion chamber. With a plant model the behavior of the system can be simulated and a variety of scenarios can be tested for the optimal implementation of the control system parameters. Using a model is cost effective and without any risks for the hardware. A plant model can also be integrated in the control system. Such a model based control concept has advantages in comparison to classic control concepts. Especially system time delay effects are attenuated.

This work presents a stochastic modelling method (Gaussian Process) for the pulsation and nitrogen oxides emissions of a gas turbine combustion chamber. The model inputs are values that are measured with the standard instrumentation of the gas turbine. The used modelling method is system specific, but Gaussian Processes can be used in an analogue way for the modelling of the pulsation and nitrogen oxides emission behaviour of other gas turbines. A Gaussian Process is a mathematical modelling technique, which is related to neural networks, but has the advantage that it has a

given structure, and only a small number of parameters with a clear theoretical framework for the model implementation. The modelling results are verified using measured data of several gas turbines. The model captures well the pulsation and nitrogen oxides emission behavior of the combustion chamber and shows a portability between gas turbines of the same type at similar operating conditions.

Based on the model, a new control concept for the fuel staging ratio was developed. The pulsations and nitrogen oxides emission model was embedded in an observer structure and integrated in the control system. The model based control concept allows the fast and reliable adaptation of control values to new setpoints. The controller showed a robust, good performance during static and transient operations. It showed good results even for high disturbance levels and high system time delays.

Kapitel 1

Einleitung

1.1 Allgemeine Einführung

Aufgrund zu niedriger Wirkungsgrade konnten sich die Gasturbinen über Jahrzehnte nicht im Wettbewerb gegen andere Arten der Stromerzeugung durchsetzen [94]. So wurden bis Anfang der achtziger Jahre Gasturbinen normalerweise nur zur Abdeckung der Spitzenlast eingesetzt. Hierbei steht primär die Flexibilität der Gasturbinen und weniger der Wirkungsgrad im Vordergrund [94].

Kontinuierliche Fortschritte und die Nutzung der Abwärme der Gasturbine zum Betrieb einer Dampfturbine haben stationären Gasturbinen auch bei der Stromerzeugung zur Abdeckung der Grundlast zum Durchbruch verholfen. Moderne Gas- und Dampfkraftwerke (GuD-Kraftwerke) erreichen elektrische Wirkungsgrade von 58 % und Anlagen mit elektrischen Wirkungsgraden von 60 % sind in Planung [94], [157].

Niedrige spezifische Investitionskosten, kurze Errichtungszeiten und ein geringer Schadstoffausstoß sind weitere Faktoren, welche zum Anstieg des Marktanteils der Gasturbinen beigetragen haben. In Abbildung 1.1 ist ein Vergleich der spezifischen Emissionen von verschiedenen Kraftwerkstypen nebst den momentan mit den Anlagen erzielbaren Wirkungsgraden angegeben [94]. Die niedrigen Emissionen der Gasturbinen sind auch auf den eingesetzten Brennstoff zurückzuführen. Erdgas, das in großen stationären Gasturbinen zumeist verfeuert wird, weist bei der Verbrennung eine günstige Schadstoffbilanz auf, ist zudem wirtschaftlich und im hohen Maße verfügbar.

In Abbildung 1.2 ist die Entwicklung der Erdgaspreise und der Rohölpreise während der letzten Jahre dargestellt. Trotz der gestiegenen Brennstoffpreise weist Erdgas gegenüber Rohöl einen Preisvorteil auf, der gegenüber Rohölestillaten aufgrund der hinzukommenden Raffinierungskosten sogar noch höher ausfällt. Daran dürfte sich auch in Zukunft nichts ändern, da die bekannten Erdgasreserven unter Annahme eines gleichbleibenden Konsums mit etwa 65 Jahren eine mehr als 50 % größere Reichweite als die bekannten Rohölreserven aufweisen. Angesichts dieser Perspektiven liegt der Anteil der Gasturbinenkraftwerke und GuD-Kraftwerke heute bei mehr als 50 % der weltwei-

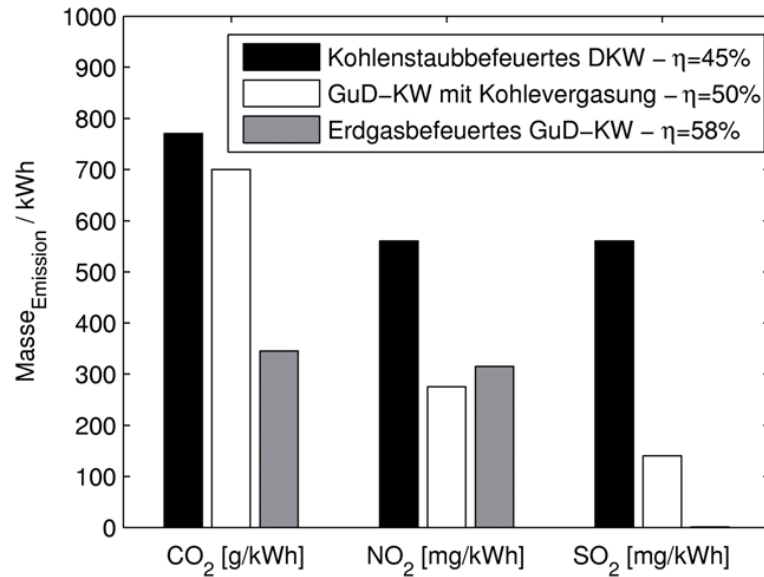


Abbildung 1.1: Spezifische Emissionen von Kraftwerken [94]

ten Kraftwerksneubauten, deren Zahl aufgrund des weltweit steigenden Energiebedarfs und der Notwendigkeit bestehende Kraftwerke zu ersetzen in den kommenden Jahren noch zunehmen wird [16], [94], [186].

Damit rückt die mit dem Betrieb der Gasturbinen verbundene Umweltproblematik

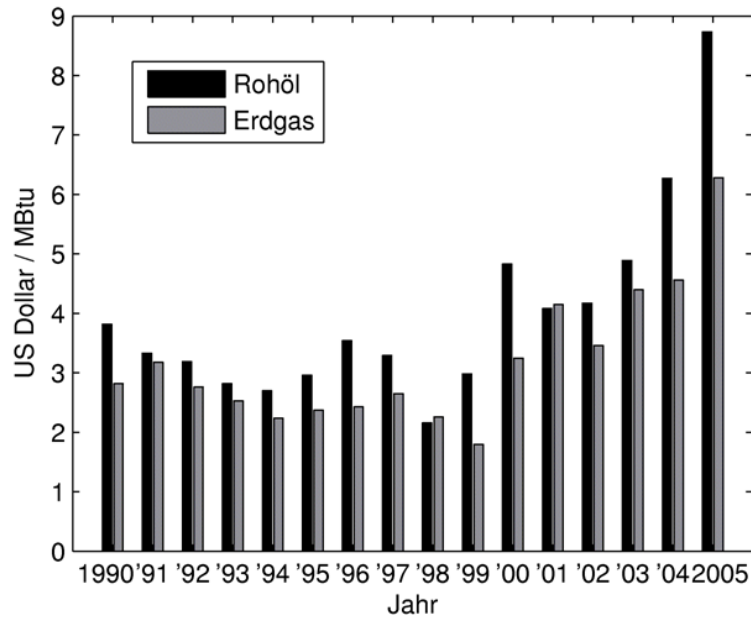


Abbildung 1.2: Entwicklung der Brennstoffpreise von 1990 bis 2005^a [16]
^a 1 Btu = 1,055 kJ

verstärkt ins Blickfeld. Die Emissionen einer Gasturbine setzten sich bei idealer Verbrennung aus Wasserdampf (H_2O) und Kohlenstoffdioxid (CO_2) sowie den nicht an der Reaktion beteiligten atmosphärischen Stoffen, vor allem Stickstoff und Sauerstoffresten, zusammen. Bei einer realen Verbrennung entstehen zudem Schadstoffe, im Wesentlichen Stickoxide (NO_x), Kohlenstoffmonoxid (CO) und unverbrannte Kohlenwasserstoffe (UHC). Stickoxide tragen maßgeblich zur Entwicklung des Sommersmogs bei und sind mitverantwortlich für den sauren Regen. Sie führen zur Reizung und Schädigung der Atemorgane und in Erdnähe in Verbindung mit der Sonneneinstrahlung zur Bildung des gesundheitsschädlichen Ozons (O_3). Kohlenstoffmonoxid vermindert die Aufnahmefähigkeit des Blutes für Sauerstoff und trägt ebenfalls zur Bildung von erdnahem Ozon bei. Unverbrannte Kohlenwasserstoffe sind giftig und können in Verbindung mit Stickoxiden zur Smogentstehung beitragen [48], [96], [166].

Während H_2O und CO_2 bis zu Beginn der neunziger Jahre als harmlos erachtet wurden, gab es schon lange davor Anstrengungen zur Reduktion der Schadstoffe NO_x , CO und UHC, was sich in zunehmend strikteren Grenzwerten niederschlug, die von Seiten des Gesetzgebers für den Betrieb der Anlagen definiert wurden [37]. Das Europäische Parlament und der Europäische Rat haben in der *Richtlinie 2001/81/EG* die Höchstmenge der NO_x Emissionen, welche kummuliert in den Staaten der Europäischen Union im Jahr 2010 anfallen dürfen, auf 8319 Kilotonnen (Gg) festgelegt. Für flüchtige organische Verbindungen, zu denen auch CO und UHC gehören, gilt für 2010 eine Höchstmenge von 8150 Kilotonnen (Gg) [36]. In Tabelle 1.1 ist eine Übersicht der NO_x Grenzwerte gegeben, welche in verschiedenen Ländern und Regionen beim Betrieb einer Gasturbine eingehalten werden müssen.

Tabelle 1.1: Emissionsvorschriften erdgasbetriebener Kraftwerke [94]

Region	NO_x [ppm] bezogen auf 15 % O_2
Europa – im Allgemeinen	25
Europa – gelegentlich in Zukunft	15
USA – Kalifornien, Neuenglandstaaten	3-5 ^a
USA – übrige Staaten	9-15-25 ^b
Japan	5-9
Rest der Welt	25 und höher
Weltbank (Bedingung für Förderung)	30-60

^a Nur mit Abgasreinigung erreichbar.

^b Mit speziell abgestimmten Gasturbinen erreichbar.

Mittlerweile werden aber auch verstärkt Anstrengungen unternommen, um den Ausstoß von CO_2 zu reduzieren, das als Treibhausgas gilt. Im *Rahmenabkommen der Vereinten Nationen über Klimaänderungen* [185] und im dazugehörigen *Kyoto Protokoll* [182] haben sich die Vertragsunterzeichner zur Reduktion der Treibhausgase um 5,2 % gegenüber dem Stand von 1990 verpflichtet. Ohne Einschränkung der Stromproduktion sind derartige Zielsetzungen nur über eine weitere Steigerung der Effizienz der Kraftwerke zu erreichen.

So sehen sich die Gasturbinenhersteller mit einer Fülle von Herausforderungen konfrontiert. Um bei steigenden Brennstoffkosten und gegebenen gesetzlichen Vorgaben auch in Zukunft erfolgreich im Wettbewerb zu bestehen, muss die Wirtschaftlichkeit der Gasturbinen weiter gesteigert werden. Dies geht zum einen über Wirkungsgradsteigerungen der Gasturbinen, zum anderen über Verbesserungen der Zuverlässigkeit und Verfügbarkeit der Anlagen, was sich positiv in den Gesamtbetriebskosten niederschlägt. Gleichzeitig müssen aber auch die Emissionen verringert werden, wozu mittlerweile ein sehr hoher technischer Aufwand betrieben werden muss [94].

Tendenziell sind Gasturbinenprozesse mit höheren Gesamtdruckverhältnissen und höheren Turbineneintrittstemperaturen vorteilhaft für den Gasturbinenwirkungsgrad [171], allerdings wachsen zu höheren Temperaturen auch die Schadstoffemissionen stark an. Insbesondere die NO_x Emissionen weisen eine sehr starke Temperaturabhängigkeit auf. Für Temperaturen oberhalb von 1850 K steigt die Produktionsrate von thermischem NO_x exponentiell an, da mit steigender Temperatur die Sauerstoffradikale (O) mehr Energie besitzen, um die stabile Dreifachbindung der Stickstoffmoleküle (N_2) der Luft aufzuspalten und zu Stickstoffoxid (NO) zu reagieren. Auch die Bildungsrate von CO ist bei niedrigeren Temperaturen geringer. So gilt die Bestrebung, die Flammtemperatur nur so hoch zu wählen, wie es für die optimale Turbineneintrittstemperatur des Gasturbinenprozesses absolut notwendig ist [94], [96], [119], [191].

In Abbildung 1.3 ist die Entwicklung der Turbineneintrittstemperaturen von Fluggasturbinen im Verlauf der letzten Jahrzehnte dargestellt. Technologische Fortschritte haben eine kontinuierliche Steigerung der maximal zulässigen Turbineneintrittstemperaturen erlaubt. Fluggasturbinen werden normalerweise nur für jeweils kurze Zeitspannen mit maximaler Leistung betrieben, z.B. beim Start. Stationäre Gasturbinen werden hingegen oftmals über mehrere Tausend Stunden mit maximaler Leistung betrieben. Diesem Einsatzprofil Rechnung tragend sind die maximalen Turbineneintrittstemperaturen bei stationären Gasturbinen etwas geringer als bei Fluggasturbinen [75]. So existiert bei stationären Gasturbinen angesichts der heute üblichen Turbineneintrittstemperaturen [190] noch nicht der prinzipielle Konflikt zwischen Wirkungsgradoptimierung und Schadstoffreduktion, da die materialbedingten zulässigen Turbineneintrittstemperaturen unterhalb der für die Entstehung von thermischem NO_x relevanten Werten liegen [190], [191].

Der Betrieb einer Brennkammer mit einer Flammtemperatur weit unterhalb der stöchiometrischen Flammtemperatur, welche für Erdgas etwa 2300 K beträgt, ist technisch äußerst anspruchsvoll und immer noch Gegenstand der technologischen Entwicklung [37], [98], [119]. Um die NO_x Grenzwerte einhalten zu können, mussten die Gasturbinenhersteller neue Verbrennungsverfahren und neue Brennkammerkonzepte entwickeln. Gestufte Verbrennung, Wasser- und Dampfeinspritzung, neue Brennkammerkühlungskonzepte, katalytische Filterung der Abgase und die magere Vormischverbrennung sind wichtige Entwicklungsschritte hin zur Reduktion der NO_x Emissionen [37], [94], [190].

Heute ist vor allem die magere Vormischverbrennung im Fokus der Weiterentwicklung, da sie den Betrieb der Gasturbinen mit weniger als 25 ppm NO_x bezogen auf 15 %

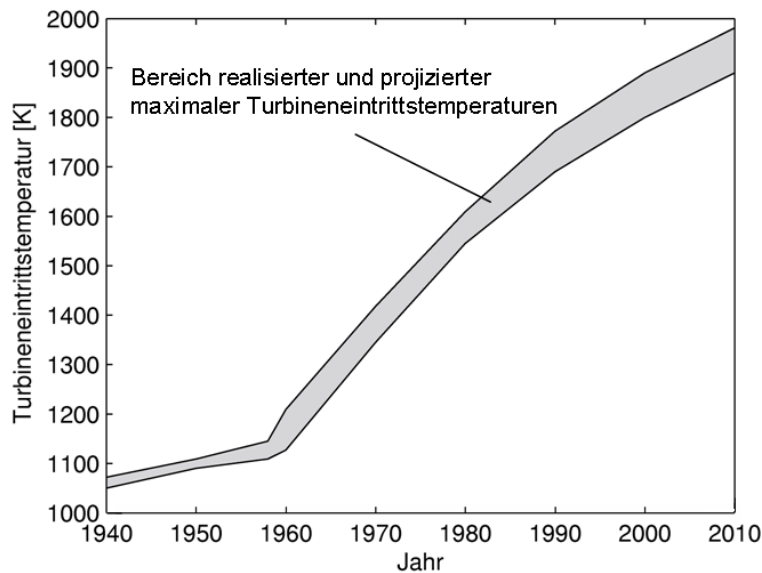


Abbildung 1.3: Historische Entwicklung der maximalen Turbineneintrittstemperaturen [96]

O_2^1 erlaubt. Bei der Verbrennung mit Vorvermischung werden der Brennstoff und die Luft noch vor dem Eintritt in die Reaktionszone vermischt, wodurch sich ein sehr einheitliches Brennstoff-Luft-Verhältnis gewährleisten lässt. In Verbindung mit einem hohen Luftüberschuss (magere Verbrennung) resultiert eine niedrige Flammtemperatur mit einer sehr homogenen Verteilung und ohne unerwünschte Temperaturspitzen, was vorteilhaft für die Schadstoffbilanz ist [37].

Derartig niedrige Emissionswerte lassen sich nur beim Betrieb der Gasturbine in einem engen Betriebsfenster nahe der mageren Löschgrenze erzielen. In diesem Betriebsfenster weisen Brennkammern allerdings eine erhöhte Anfälligkeit für das Auftreten von Verbrennungsinstabilitäten auf. Dabei handelt es sich um unerwünschte Druckpulsationen in der Brennkammer, welche aus einer Rückkopplung zwischen dem Druckfeld und Wärmefreisetzungsschwankungen resultieren. Diese Pulsationen und ihre Auswirkungen sind stark systemabhängig. Sie können sich negativ auf den Verbrennungswirkungsgrad [18] sowie die Lebensdauer der Brennkammer auswirken und können auch zu schweren Schäden an der Brennkammer führen [42], [83], [160], [177].

Die Eindämmung bzw. die Kontrolle dieser Verbrennungsinstabilitäten zur Gewährleistung eines sicheren Betriebs der Gasturbine im Bereich geringer Schadstoffemissionen nahe der mageren Löschgrenze ist eine Herausforderung für die gesamte Gasturbinenentwicklung. Bereits beim Entwurf der Brennkammer kann Verbrennungsinstabilitäten durch die Wahl eines günstigen Designs entgegengewirkt werden [95], [100]. Treten sie dennoch auf, lassen sich aktive Maßnahmen, wie z.B. die Beeinflussung des Druckfeldes mit einer Schallquelle [5], [23], [142], die aktive Modulation der Brennstoffzufuhr [62], [74], [153], [177], [178] oder die Brennstoffstufung [106], [127], [137] und passive Maßnahmen, wie z.B. der Einbau von Helmholtzdämpfern [11], [56] oder Hohlraumre-

¹ $NO_{x, bez. 15\% O_2} = 5.9 \frac{NO_x [ppm]}{20.9 - O_2 [\%vol]}$

sonatoren [145], zu ihrer Bekämpfung ergreifen.

Normalerweise wird aber keine dieser Maßnahmen alleine die Problematik der Verbrennungsinstabilitäten beseitigen können. Erst die Abstimmung der Maßnahmen aufeinander, verspricht den gewünschten Erfolg. Neben konstruktiven Maßnahmen fällt insbesondere dem Regelungssystem eine wichtige Aufgabe bei der Sicherstellung des effizienten und störungsfreien Betriebs der Gasturbine und des gesamten Kraftwerks zu.

Für die Entwicklung, die Optimierung und das Testen der Regelungskonzepte werden dynamische, echtzeitfähige Modelle des Kraftwerks benötigt, welche alle wichtigen Aspekte der Regelstrecke abbilden, zu welcher auch die Gasturbine gehört. Mit einem Modell kann der geschlossene Regelkreis simuliert werden und es können auch Situationen untersucht werden, welche in Realität zu teuer oder zu gefährlich für eine Erprobung wären. Je genauer das Modell die Realität abbildet, desto genauer können die Regelgrößen und die Regelgesetze eingestellt werden, wodurch sowohl das stationäre als auch das dynamische Verhalten der Anlage verbessert werden kann, aber auch Kosten eingespart werden können, da Versuche entfallen können. Derartige Modelle der Regelstrecke sind komplexe Programme, bei denen stets eine sinnvolle Abwägung zwischen der notwendigen physikalischen Genauigkeit und den Laufzeiterfordernissen (Echtzeit) getroffen werden muss [14], [21], [22], [83]. Die Bereitstellung akkurater Modelle der Regelstrecke ist heute Gegenstand der Entwicklung.

1.2 Ziele der Arbeit

Für den sicheren Betrieb der Gasturbinen unter allen Betriebsbedingungen, Vollast, Teillast, Lastwechsel, variierende Umgebungsbedingungen, Lastabwurf, etc., sind effiziente Regelungssysteme unerlässlich. Die Entwicklung von Regelungskonzepten für alle Betriebssituationen ist nur möglich, wenn genaue, echtzeitfähige Modelle der Regelstrecke zur Verfügung stehen, da vielfach Kosten- und Gefahrenabwägungen dem Testen und Auslegen von Regelungskonzepten an der realen Maschine entgegen stehen [21], [22], [83].

Eine besondere Problematik hat sich beim Betrieb der Gasturbinen durch den Übergang zur mageren Vormischverbrennung ergeben. Mit Betriebspunkten in einer Zone nahe der mageren Löschgrenze lassen sich zwar die Emissionen der Gasturbine stark reduzieren, gleichzeitig wächst aber auch die Gefahr des Auftretens von Verbrennungsinstabilitäten in der Brennkammer. Da diese Druckpulsationen sowohl für die Effizienz der Verbrennung als auch für die Lebensdauer der Brennkammer negativ sind, werden umfangreiche Anstrengungen zu ihrer Kontrolle bzw. Eindämmung unternommen [37], [42].

Dem Regelungssystem fällt bei der Eindämmung der Verbrennungsinstabilitäten eine entscheidende Rolle zu. Eine gängige Stellgröße des Regelungssystems zur Beeinflussung der Druckpulsationen ist die Brennstoffstufung. Brennstoffstufungskonzepte existieren sowohl innerhalb eines Brenners als auch zwischen Brennergruppen. Über die Brennstoffstufung läßt sich die ortsabhängige Wärmefreisetzung beeinflussen. Eine

Variation der Brennstoffstufung wirkt sich allerdings neben den Pulsationen auch auf die Schadstoffemissionen, insbesondere die Stickoxidemissionen, der Gasturbine aus. Um effektive Regelungskonzepte zur Eindämmung der Verbrennungsinstabilitäten unter gleichzeitiger Einhaltung der Stickoxidemissionsgrenzwerte entwickeln zu können, werden akkurate Modelle des Pulsations- und Emissionsverhaltens der Brennkammer benötigt [83], [84].

Ziel dieser Arbeit ist die Entwicklung eines echtzeitfähigen Modells des Pulsations- und Stickoxidemissionsverhaltens einer mageren Vormischbrennkammer mit Brennergruppenstufung, welches eine hinreichende Genauigkeit für den Einsatz im Rahmen der Reglerentwicklung aufweist. Bei Brennkammern mit Brennergruppenstufung wird das Brennstoffstufungsverhältnis α_{BG} als Stellgröße für die Regelung des Pulsations- und Stickoxidemissionsverhaltens herangezogen. Die Brenner der Brennkammer sind in zwei Gruppen aufgeteilt, eine Haupt- und eine Nebenbrennergruppe, auf welche der Gesamtbrennstoffmassenstrom in Abhängigkeit des vorgegebenen Brennstoffstufungsverhältnisses α_{BG} aufgeteilt wird. Das Brennstoffstufungsverhältnis α_{BG} ist definiert als das Verhältnis zwischen dem Brennstoffmassenstrom, der über die Brenner der Nebengruppe $\dot{m}_{f,NG}$ in die Brennkammer injiziert wird, und dem Gesamtbrennstoffmassenstrom $\dot{m}_{f,ges}$

$$\alpha_{BG} = \frac{\dot{m}_{f,NG}}{\dot{m}_{f,ges}} = \frac{\dot{m}_{f,NG}}{\dot{m}_{f,NG} + \dot{m}_{f,HG}}. \quad (1.1)$$

Das Modell muss die Amplituden der dominanten Modi der Verbrennungsinstabilitäten und den Stickoxidausstoß sowie die Auswirkungen der Variation des Brennstoffstufungsverhältnisses α_{BG} auf diese Größen wiedergeben. Der Einsatzbereich des Modells sind Betriebspunkte mit magerer Vormischverbrennung. Die Modellierung muss rechentechisch einfach sein, da sicherzustellen ist, dass das Modell als Untermodul eines echtzeitfähigen dynamischen Gesamtgasturbinenmodells einsetzbar ist. Das Modell soll für Simulationszwecke, die modellbasierte Reglerentwicklung und modellbasierte Regelung einsetzbar sein.

Die Portabilität des Modells zwischen Gasturbinen des gleichen Typs ist zu untersuchen. Es ist ausreichend, wenn das Modell das Pulsations- und Stickoxidemissionsverhalten einer Gasturbine wiedergibt. Die gewählte Modellierungsmethode soll aber auf andere Gasturbinen übertragbar sein.

Auf dem Modell beruhend soll ein fortschrittliches Regelungskonzept der Pulsationen und Stickoxidemissionen entwickelt werden, dessen Regelungsalgorithmus sowohl im stationären als auch im transienten Betrieb die schnelle und zuverlässige Einstellung des für die vorgegebenen Soll- und Grenzwerte jeweils optimalen Brennstoffstufungsverhältnisses sicherstellt. Das Regelungskonzept soll sowohl in statischen als auch in transienten Betriebspunkte einsetzbar sein.

Die vorliegende Arbeit ist im Rahmen des Verbundforschungsprogramms COOREFF, AG Turbo entstanden. Sie gehört zum zweiten Teilverbundprojekt „Flexible, stabile und schadstoffarme Verbrennung“ [1]. Zielsetzung des Programms ist zur Ressourcenschonung und Emissionsreduktion beizutragen und eine verbesserte Lastwechselfähigkeit der Gasturbine zu erreichen. Die Arbeit wurde am Institut für Luftfahrtantriebe der Universität Stuttgart in Zusammenarbeit mit der Alstom (Schweiz) AG durchgeführt.

Kapitel 2

Stickoxidemissionen und Verbrennungsinstabilitäten

Zunehmend strengere Umweltvorschriften haben die Hersteller stationärer Gasturbinen gezwungen neue Verbrennungskonzepte zu entwickeln. Während in den Anfängen der Gasturbinentechnik zumeist stöchiometrisch verbrannt wurde und anschließend das Heißgas mit nicht an der Reaktion beteiligter Luft gemischt wurde, um das gewünschte Temperaturprofil am Turbineneintritt zu erreichen, ist heute die magere Vormischverbrennung Stand der Technik [37]. Hierbei werden der Brennstoff und die Luft noch vor dem Eintritt in die Reaktionszone gemischt und ein zündfähiges Gemisch hergestellt. Die Verbrennung erfolgt unter sehr mageren Bedingungen, was niedrige Flammtemperaturen mit einem sehr homogenen Temperaturprofil gewährleistet. In Abbildung 2.1 sind die Temperaturbereiche dargestellt, in welchen konventionelle Diffusionsflammen bzw. magere Vormischflammen brennen. Daneben sind für die Hauptschadstoffe die

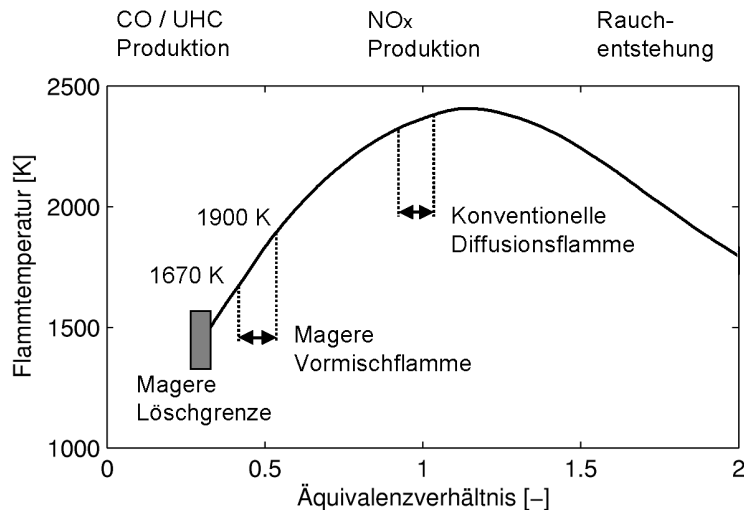


Abbildung 2.1: Flammtemperatur in Abhängigkeit des Äquivalenzverhältnisses [20], [104]

Zonen ihres verstärkten Auftretens gekennzeichnet. Die niedrigen Verbrennungstemperaturen wirken sich positiv auf die Gesamtschadstoffbilanz aus, da insbesondere die Stickoxidemissionen (NO_x) eine sehr starke Temperaturabhängigkeit aufweisen [94], [96].

2.1 Stickoxidemissionen

Verantwortlich für die starke Temperaturabhängigkeit der NO_x Emissionen ist primär das thermische NO_x, dessen Entstehung durch den Zeldovich Mechanismus beschrieben wird. Daneben werden noch drei weitere Prozesse unterschieden, die zur NO_x Produktion in einer Gasturbinenbrennkammer beitragen: Promptes NO_x, der Distickstoffoxid-Mechanismus und Brennstoff NO_x [191].

2.1.1 Zeldovich Mechanismus

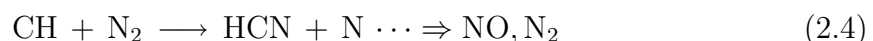
Zeldovich hat den nach ihm benannten Mechanismus 1946 postuliert. Sauerstoffradikale spalten Luftstickstoff auf und es entsteht NO. Bei der Reaktion freiwerdende Stickstoffradikale verstärken den Prozess der Stickoxidbildung.



Aufgrund der stabilen Dreifachbindung des Stickstoffmoleküls N₂ besitzt die in Gleichung (2.1) angegebene chemische Reaktion eine sehr hohe Aktivierungsenergie, weshalb die Reaktionsrate erst zu höheren Temperaturen ansteigt und zu einer nennenswerten NO_x Produktion führt. Unterhalb 1800 K kann die NO_x Produktionsrate aufgrund des Zeldovich Mechanismus vernachlässigt werden [93], [191]. Oberhalb 1850 K besteht allerdings ein exponentieller Zusammenhang zwischen der Temperatur und der Stickoxidbildung [3], [119]. Diese starke Temperaturabhängigkeit hat zur Bezeichnung thermisches NO_x geführt. Daneben weist die NO_x Produktionsrate eine proportionale Abhängigkeit zur Aufenthaltszeit der Moleküle in der Heißgaszone und dem Druck in der Brennkammer auf.

2.1.2 Promptes NO_x

Der Mechanismus, welcher zur Entstehung von promptem NO_x führt, wurde 1979 von Fenimore beschrieben. CH Radikale, welche an der Flammenfront gebildet werden, reagieren mit dem Luftstickstoff unter Abspaltung eines Stickstoffradikals zu Cyanwasserstoff (HCN), was in Folgeschritten zur NO_x Bildung führt (siehe hierzu Law [93]).



Promptes NO_x entsteht aufgrund der geringen Aktivierungsenergie der Reaktion bereits bei Temperaturen um 1000 K [191]. Eine fette Verbrennung ist förderlich für die Entstehung von promptem NO_x [93].

2.1.3 Distickstoffoxid-Mechanismus

Beim Distickstoffoxid-Mechanismus wird Luftstickstoff von einem Sauerstoffradikal mit Hilfe eines Stoßpartners M aufgespalten und reagiert zu N_2O .



Unter Einwirkung eines weiteren Sauerstoffradikals kann es zur Bildung von NO kommen.



Hoher Druck und eine hohe Luftkonzentration begünstigen die Reaktion. Die geringe Aktivierungsenergie führt dazu, dass bei Brennkammern mit magerer Vormischverbrennung dieser Mechanismus eine Hauptquelle der Stickoxidbildung ist [93], [191].

2.1.4 Brennstoff NO_x

Brennstoff NO_x entsteht, wenn im Brennstoff gebundener Stickstoff mit Sauerstoff zu NO reagiert. Bei der Schadstoffbilanz von Gasturbinen spielt es normalerweise keine Rolle, da die gängigen Gasturbinenbrennstoffe keine nennenswerten Stickstoffanteile enthalten [94], [191].

Die beschriebenen Mechanismen betrachtend lassen sich die dominanten Einflussfaktoren der Stickoxidbildung identifizieren. Haupteinflussfaktor ist die Verbrennungstemperatur mit ihrem exponentiellen Einfluss auf die Stickoxidbildung. Faktoren, welche die Verbrennungstemperatur unmittelbar beeinflussen oder zum Auftreten von Temperaturspitzen beitragen, haben folglich Einfluss auf die Schadstoffbilanz. Aufzuzählen wären das Äquivalenzverhältnis, die Brennkammereintrittstemperatur, die Luftfeuchtigkeit und die Mischungsqualität zwischen Brennstoff und Luft. Einfluss auf die Stickoxidbildung besitzt auch die Brennstoffstufung [84]. Ein weiterer Faktor ist der Aggregatzustand des Brennstoffs. Flüssige Brennstoffe müssen zunächst zerstäubt und verdampft werden, was bei einem nicht-optimalen Verlauf die Gefahr des Auftretens von Temperaturspitzen birgt. Bedeutsam ist auch der Stickstoffgehalt des Brennstoffs. Daneben ist auch die Aufenthaltszeit der Moleküle in der Brennkammer entscheidend für die Schadstoffentstehung. Neben der Verbrennungstemperatur trägt insbesondere der Brennkammerdruck zur Verstärkung der Stickoxidbildung bei [93], [96], [191].

Zusammenfassend lassen sich die für die Stickoxidbildung bedeutensten Einflussfaktoren angeben:

- die Brennkammertemperaturen;

- der Brennkammerdruck;
- die Aufenthaltszeit der Moleküle in der Brennkammer;
- der Stickstoffgehalt und der Aggregatzustand des Brennstoffs;
- die Vermischung und die Verdampfung des Brennstoffs;
- das Brennstoffstufungsverhältnis.

2.2 Thermoakustische Instabilitäten und Löschpulsationen

Mit magerer Vormischverbrennung läßt sich die NO_x Produktion aufgrund des Zeldovich Mechanismus de facto ausschalten und aufgrund der geringeren Produktion von CH Radikalen an der Flammenfront die von promptem NO_x stark einschränken, was den Betrieb der Gasturbine mit Emissionen unter 15 ppm NO_x bezogen auf 15 % O₂ erlaubt [94], [191]. Mit dem Übergang zur mageren Vormischverbrennung traten bei den stationären Gasturbinen allerdings Probleme auf, die vom Betrieb der Gasturbinen mit stöchiometrischer Verbrennung unbekannt waren. So treten bei Brennkammern mit magerer Vormischverbrennung häufig Verbrennungsinstabilitäten auf, welche sich negativ auf die Verbrennung und die Lebensdauer der Brennkammer auswirken [18]. Als Gründe für das verstärkte Auftreten von Verbrennungsinstabilitäten bei magerer Vormischverbrennung lassen sich folgende Punkte anführen: Bei älteren Gasturbinen mit einer stöchiometrischen Verbrennung wurde ein signifikanter Anteil der Brennkammerluft für Kühlzwecke verwendet, was zur Dämpfung des Systems beigetragen hat. Diese Dämpfung ist bei modernen Vormischbrennkammern mit konvektiver Kühlung, bei denen fast die komplette Brennkammerluft in die Reaktionszone strömt, großteils entfallen [160]. Ferner nimmt die chemische Reaktionszeit τ_{chem} zu kleineren Äquivalenzverhältnissen Φ zu. Gleichzeitig wird der Gradient $\frac{\partial \tau_{chem}}{\partial \Phi}$ bei mageren Gemischen größer. Da die chemische Reaktionszeit umgekehrt proportional zur Reaktionsrate ist, wirken sich kleine Änderungen des Äquivalenzverhältnisses bei mageren Bedingungen stärker auf die Wärmefreisetzung aus als bei stöchiometrischen Bedingungen [97]. Als proportional zur chemischen Reaktionszeit läßt sich die charakteristische Zündzeit ansehen [97]; beispielhaft ist in Abbildung 2.2 die charakteristische Zündzeit einer Kohlenwasserstoffprobe über dem Äquivalenzverhältnis aufgetragen ist. Gut zu erkennen ist der starke Anstieg der charakteristischen Zündzeit hin zu niederen Äquivalenzverhältnissen.

Die folgenden Abschnitte verdeutlichen, dass die Verbrennungsinstabilitäten eine hohe Abhängigkeit von der Architektur der Brennkammer und den jeweiligen Betriebspunkten aufweisen. In dieser Arbeit wird bei den Verbrennungsinstabilitäten zwischen thermoakustischen Instabilitäten und Löschpulsationen unterschieden, wobei die Letzteren eine Sonderform der Ersteren sind.

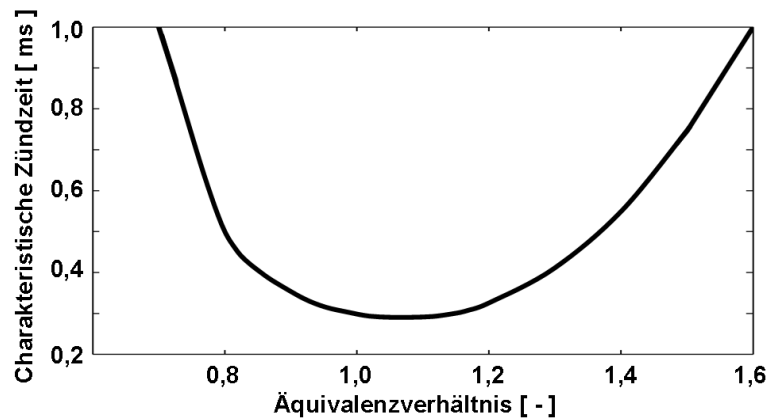


Abbildung 2.2: Charakteristische Zündzeit einer Kohlenwasserstoffprobe in Abhängigkeit vom Äquivalenzverhältnis [204]

2.2.1 Thermoakustische Instabilitäten

Thermoakustische Instabilitäten resultieren aus der Interaktion des Druckfelds mit den Wärmefreisetzungsschwankungen im abgeschlossenen Brennkammervolumen. Unter Umständen kommt es dabei zu einer Rückkopplung, welche die Amplituden der Druckpulsationen in der Brennkammer verstärkt und im ungünstigen Fall strukturelle Schäden der Brennkammer hervorrufen kann [42], [160].

Bereits 1777 beobachtete Higgings, dass eine Flamme mit dem akustischen Druckfeld interagieren kann (sog. „singende Flamme“) [181]. Im 19. Jahrhundert entdeckte dann Rayleigh den Hauptmechanismus, der für das Auftreten thermoakustischer Instabilitäten verantwortlich ist [149]. In seinen eigenen Worten wiedergegeben lautet die Erkenntnis:

„If heat be periodically communicated to, and abstracted from, a mass of air vibrating (for example) in a cylinder bounded by a piston, the effect produced will depend upon the phase of the vibration at which the transfer of heat takes place. If heat be given to the air at the moment of greatest condensation, or be taken from it at the moment of greatest rarefaction, the vibration is encouraged. On the other hand, if heat be given at the moment of greatest rarefaction, or abstracted at the moment of greatest condensation, the vibration is discouraged.“¹

Wird einem Gasvolumen, dessen Druck schwankt, im Amplitudenmaximum des Druckes Wärme zugeführt bzw. im Amplitudenminimum entzogen, werden die Druck-

¹Übersetzung: „Wenn einer Luftmasse, welche beispielsweise in einem Zylinder von einem Kolben zu Druckschwankungen angeregt wird, Wärme periodisch zugeführt oder entzogen wird, hängt der resultierende Effekt von der Phase der Druckschwankung ab, in welcher der Wärmetransfer stattfindet. Wenn die Wärme der Luft im Augenblick der höchsten Verdichtung zugeführt wird, oder ihr im Augenblick der geringsten Verdichtung entzogen wird, werden die Druckschwankungen angeregt. Wenn hingegen im Augenblick der geringsten Verdichtung Wärme zugeführt wird, oder im Augenblick der größten Verdichtung Wärme entzogen wird, werden die Druckschwankungen gedämpft.“[149]

schwankungen verstärkt. Wird hingegen dem Gasvolumen beim maximalen Druck Wärme entzogen bzw. beim minimalen Druck Wärme zugeführt, werden die Druckschwankungen gedämpft.

Der prinzipielle Rückkopplungsmechanismus, der für die thermoakustischen Instabilitäten verantwortlich ist, wird anhand von Abbildung 2.3 veranschaulicht. Aufgrund einer Störung der Strömung oder der Gemischzusammensetzung, z.B. einer leichten Fluktuation des Brennstoff-Luft-Verhältnisses, kommt es zu einer Störung der Wärmefreisetzung, welche mit einer Volumenexpansion bzw. Volumenkontraktion der Verbrennungsgase verbunden ist, was zur Entstehung einer Schallwelle führt, die sich durch das Brennkammervolumen fortpflanzt, an der Wandung reflektiert wird und Schwankungen des Schalldruckes nach sich zieht. Die Schalldruckschwankungen und die dazugehörigen Schallschnellen können die Strömung und Gemischzusammensetzung ihrerseits stören, woraus wiederum Störungen der Wärmefreisetzung resultieren [101], [160].

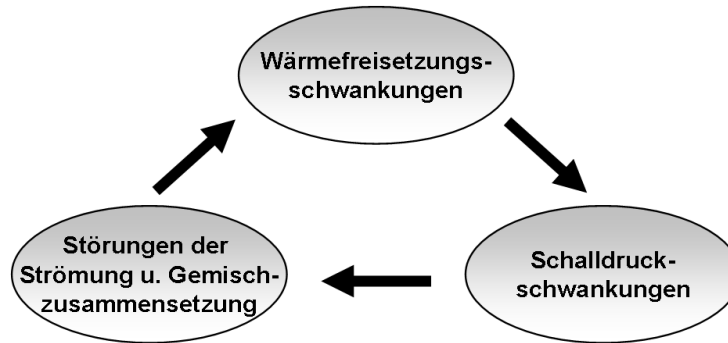


Abbildung 2.3: Rückkopplung, die für die thermoakustischen Instabilitäten verantwortlich ist [101]

Abhängig von der Phasenverschiebung zwischen den Schalldruckschwankungen und den Wärmefreisetzungsschwankungen können Verbrennungsinstabilitäten mit schnell anwachsenden Druckamplituden auftreten. Das Rayleigh Kriterium [61]

$$\int_0^\tau \int_0^V p'(x, t) q'(x, t) dv dt > \int_0^\tau \int_0^V \Psi(x, t) dv dt \quad (2.7)$$

verdeutlicht die Umstände des Auftretens der thermoakustischen Instabilitäten. Die Terme p' und q' stehen für die Schalldruckschwankungen bzw. die Wärmefreisetzungsschwankungen, Ψ beschreibt die Dissipation der Schallenergie in der Brennkammer. Die Integration erfolgt über den Zeitraum einer Schwingungsperiode τ und das gesamte Brennkammervolumen V . Auf der linken Seite der Ungleichung (2.7) ist der Energieeintrag in das akustische Feld der Brennkammer während einer Schwingungsperiode bilanziert, rechts vom Ungleichheitszeichen wird die Energiedissipation während des gleichen Zeitraums aufintegriert. Fällt der Energieeintrag höher als die Dissipation aus, wachsen die Amplituden der Druckschwankungen und das System kann instabil werden. Normalerweise ist dies der Fall, wenn die Schalldruckschwankungen und die

Wärmefreisetzungsschwankungen in Phase sind, oder nur einen geringen Phasenunterschied aufweisen [151]; ist allerdings die Dissipation ausreichend hoch, kann das System auch in einem derartigen Fall stabil bleiben [61].

Thermoakustische Instabilitäten sind ein Phänomen, das nicht nur bei stationären Gasturbinen auftritt. Sowohl in Brennkammern von Feststoffraketen [117], [144], [176] als auch Flüssigraketen [30], [34], [196] wurden Verbrennungsinstabilitäten beobachtet. In Nachbrennern von Turboflugtriebwerken [13], [35], [114], [115] und Staustrahltriebwerken [121], [200] können ebenfalls Verbrennungsinstabilitäten auftreten, ebenso in Industriebrennöfen [27], [145] und simplen Rijke-Röhren [12], [104]. Zahlreich sind auch die physikalischen Effekte und die Parameter, welche die thermoakustischen Instabilitäten beeinflussen.

Thermoakustische Instabilitäten sind systemspezifisch. Sie weisen eine hohe Abhängigkeit von der Geometrie der Brennkammer auf [12], [72], [101], [106]. Die Randbedingungen des Systems sind stets zu berücksichtigen [86], [119]. Die Veränderung eines Parameters kann in verschiedenen Brennkammern entgegengesetzte Effekte hervorrufen [84]. Die Frequenzen der thermoakustischen Instabilitäten korrelieren stark mit den Eigenfrequenzen der Brennkammer [11], [100], [106], [133], [179]. Bedeutsam für die Rückkopplung von akustischem Feld und den Wärmefreisetzungsschwankungen sind die Verzugszeiten des Systems, welche sich einerseits aus der Geometrie [101], [106] andererseits aus der Strömungsgeschwindigkeit [40], [95], [106], [175], [179] und der chemischen Reaktionszeit [101] ergeben. Letztere hängt vom Brennstoff und den thermodynamischen Zustandswerten, Druck und Temperatur, in der Brennkammer ab [69], [191]. Ferner ist zu berücksichtigen, dass die Zusammensetzung der Brennstoffe und damit ihr Brennwert in gewissen Maßen streut [8]. Eine Hauptursache der Wärmefreisetzungsschwankungen sind Störungen des Äquivalenzverhältnisses [24], [61], [71], [97], [101], [106], [128], [161], deren Ursachen unterschiedlichste Mechanismen sein können. Störungen des Strömungsfeldes [53], [106], [174] werden ebenso beobachtet wie Schwingungen in den Brennstoffleitungen [95] und der Einfluss der Turbulenz [23], [69], [71], [136], [141], [161]. Die Turbulenz wirkt sich auch auf die Flammgeschwindigkeit aus [24], [161] und interagiert direkt mit der Flamme. Die Flammoberfläche fluktuiert während der Verbrennung [24], [53], [61], [165] und damit auch die Wärmefreisetzung, was die Flamme zu einer monopolen Schallquelle macht [82], [103]. Die Amplituden der thermoakustischen Instabilitäten werden von nichtlinearen Effekten bestimmt [43], bedeutsam ist die Dämpfung des Systems [71], [158], wozu die Brennkammerkühlluft einen wichtigen Beitrag leistet [76]. Ein verringerter Abstand zur mageren Löschgrenze verstärkt die thermoakustischen Instabilitäten [63], [64], [128]. Im Zusammenhang mit thermoakustischen Instabilitäten können auch Hystereseeffekte beobachtet werden [10], [79], weswegen sich keine eindeutige Stabilitätsgrenze angeben läßt. Die Amplituden der thermoakustischen Instabilitäten können ein stochastisches Verhalten aufweisen, was sich einer deterministischen Beschreibung entzieht [102].

Die obige Aufzählung erhebt keinen Anspruch auf Vollständigkeit, sie verdeutlicht allerdings die große Parameterschar, welche die thermoakustischen Instabilitäten beeinflusst. Während immer eine Rückkopplung zwischen dem akustischen Druckfeld und der Wärmefreisetzung für die Entstehung thermoakustischer Instabilitäten verantwortlich ist (siehe Abbildung 2.3), können die physikalischen Mechanismen, welche die

Rückkopplung induzieren, von Fall zu Fall variieren oder unterschiedlich stark ausgeprägt sein. Primär lassen sich folgende Kopplungsmechanismen unterscheiden [71], [119]:

2.2.1.1 Schwankungen im Brennstoff-Luft-Verhältnis

Schwankungen im Brennstoff-Luft-Verhältnis haben starke Variationen in der Wärme-freisetzung zur Folge. Für die Schwankungen können Störungen der Luftzu-strömung oder der Brennstoffzufuhr aufgrund der Druckpulsationen in der Brennkammer bzw. Änderungen der Konvektionszeit zwischen der Stelle der Brennstoffeinspritzung und der Flamme aufgrund von Variationen des Strömungsfeldes unter Einfluss des akus-tischen Geschwindigkeitsfeldes verantwortlich sein [24], [95], [97], [101], [106], [160], [179].

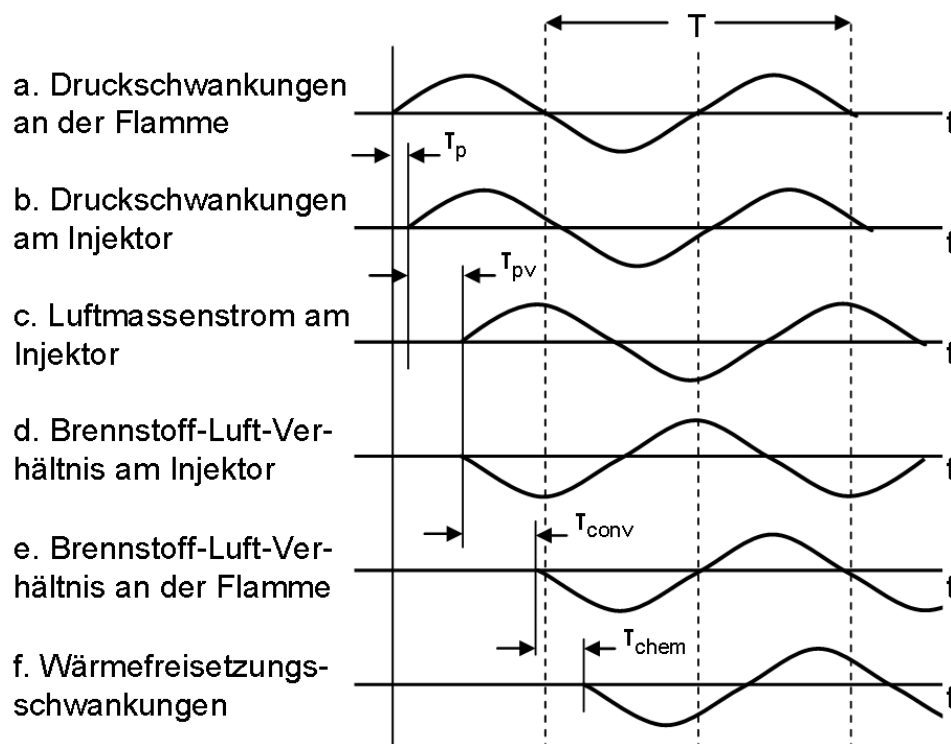


Abbildung 2.4: Auswirkungen der Druckschwankungen in der Brennkammer[97]

Der Rückkopplungsmechanismus lässt sich Anhand von Abbildung 2.4 veranschaulichen. Der Ausgangspunkt der Betrachtung ist die Flamme, deren akustische Eigenschaften einer monopolen Schallquelle entsprechen. An der Flammenfront fluktuiert der Druck (siehe Abb. 2.4a), die induzierten Schallwellen pflanzen sich im Brennkammervolumen fort und erreichen den Ort des Brennstoffinjektors mit der aus der endlichen Schallgeschwindigkeit resultierenden zeitlichen Verzögerung τ_p (Abb. 2.4b). Die Schalldruckschwankungen gehen mit Variationen der Schallschnelle einher, wobei zwischen Schalldruck und Schallschnelle abhängig von der Wellenform eine Phasenverschiebung existiert, welche sich in Form der zeitlichen Verzögerung τ_{pv} niederschlägt.

Gekoppelt mit den Variationen der Schallschnelle sind Schwankungen des Luftmassenstroms (Abb. 2.4c), welche unter Annahme eines konstanten Brennstoffmassenstromes umgekehrt proportional zu den Variationen des Brennstoff-Luft-Verhältnisses sind (Abb. 2.4d). Die Störungen im Brennstoff-Luft-Verhältnis kommen aufgrund der Distanz zwischen Injektor und Flamme erst mit einer zeitlichen Verzögerung τ_{conv} (Abb. 2.4e) an der Flammenfront an. Die chemische Reaktionszeit bedingt einen weiteren Verzug von τ_{chem} (Abb. 2.4f). Somit beeinflusst eine von der Flamme zum Zeitpunkt $t = 0$ induzierte Druckschwankung die Wärmefreisetzung zum Zeitpunkt $t = \tau$, wobei $\tau = \tau_p + \tau_{pv} + \tau_{conv} + \tau_{chem}$ ist [97]. Abhängig von der daraus resultierenden Phasendifferenz zwischen Druckschwankung und Wärmefreisetzungsschwankung können sich thermoakustische Instabilitäten entwickeln.

2.2.1.2 Interaktion zwischen Flamme und Strömung

Unter dem Einfluss der Strömung fluktuiert die Flammoberfläche, was sich auch in der freigesetzten Wärmemenge niederschlägt. Die quantitative Reaktion der Flamme auf akustische Störungen variiert mit deren Frequenz. Starke Wechselwirkungen ergeben sich, wenn die Flammendicke² und die akustische Wellenlänge etwa gleich groß sind [10], [24], [26], [41], [69], [99], [119]. Die Wirbelbildung und die Turbulenz beeinflussen ebenfalls die Stabilität der Brennkammer. Neben einer direkten Beeinflussung der Flammoberfläche [45], [69] können Wirbel auch unverbrannten Brennstoff einschließen und stromab transportieren, wo es dann zur plötzlichen Wärmefreisetzung kommen kann, was sich in kurzzeitigen lokalen Temperaturspitzen bemerkbar macht [141] (siehe Abbildung 2.5).

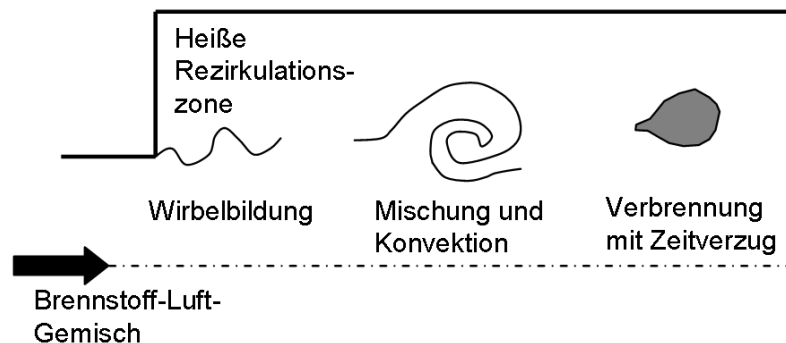


Abbildung 2.5: Interaktion zwischen Wirbeln und Wärmefreisetzung [141]

²Bei einer eindimensionalen Flammenstruktur ist die Flammendicke als die Entfernung zwischen den Punkten, an welchen die Reaktionsfortschrittsvariable die Werte 0,1 bzw. 0,9 besitzt, definiert [152].

2.2.1.3 Entropiewellen

Als Entropiewellen werden Temperatur- und Dichtestörungen bezeichnet, die sich mit der Strömungsgeschwindigkeit fortpflanzen. Folglich entspricht ihre Wellengeschwindigkeit der Strömungsgeschwindigkeit. Die starke Kontraktion des Strömungsquerschnitts am Brennkammeraustritt und das dahinter liegende kritisch oder annähernd kritisch durchströmte Turbinenleitgitter führen unter der Einwirkung dieser Störungen zur Entstehung von Schallwellen [118], die sich stromauf im Brennkammervolumen ausbreiten und die Wärmefreisetzung beeinflussen können, wodurch sowohl weitere Temperatur- und Dichtestörungen als auch Druckstörungen hervorgerufen werden können.

Der Massenstromparameter MSP einer kritisch durchströmten Ebene A_{krit} ist konstant [172].

$$\text{MSP} = \frac{\dot{m} \sqrt{RT_t}}{p_t A_{krit}} = \text{const.} \quad (2.8)$$

Folglich variiert der Massenstrom \dot{m} proportional mit dem Totaldruck p_t und umgekehrt proportional mit der Wurzel der Totaltemperatur T_t , was beim Auftreffen einer Entropiewelle dazu führt, dass eine kritisch durchströmte Ebene zu einer Schallquelle wird [118]. Aufgrund der unterschiedlichen Ausbreitungsgeschwindigkeiten von Schallwellen und Entropiewellen ist die Schallabstrahlung der kritisch durchströmten Ebene am Brennkammeraustritt zum Zeitpunkt t vom Brennkammerdruck zum Zeitpunkt t und von der Wärmefreisetzung zum Zeitpunkt $t - \tau_{BK}$ abhängig, wobei τ_{BK} die Konvektionszeit einer Temperaturstörung von der Flamme zum Brennkammeraustritt ist. Abhängig von der Größe der Störungen und den Verzugszeiten des Systems kann es zu einer Rückkopplung und dem Entstehen von Verbrennungsinstabilitäten kommen. Da sich Entropiewellen mit der Strömungsgeschwindigkeit fortpflanzen, die in einer Brennkammer im Allgemeinen niedrig ist, sind die von ihnen hervorgerufenen Störungen eher niederfrequent [44], [46], [76], [77], [118], [143].

2.2.2 Löschpulsationen

Löschpulsationen sind eine Sonderform der thermoakustischen Instabilitäten. Beim Betrieb der Brennkammer nahe der mageren Löschgrenze kann es aufgrund von Störungen lokal zu Schwankungen im Brennstoff-Luft-Verhältnis kommen, welche ein kurzfristiges Verlöschen und anschließendes Wiederzünden der Flamme zur Folge haben [178]. Dadurch werden Entropiewellen hervorgerufen, deren Amplituden ausgeprägter sind als in den Fällen, in denen kein Verlöschen der Flamme auftritt. Diese Entropiewellen rufen ihrerseits Druckstörungen hervor, wodurch eine Rückkopplung zwischen dem akustischen Feld und der Wärmefreisetzung zustande kommen kann [118].

Je magerer die Gemischzusammensetzung ist, desto sensitiver reagiert die Flamme auf Störungen [24], [204]. Beim Betrieb der Brennkammer mit einem Brennstoff-Luft-Verhältnis, welches sehr nahe an der mageren Löschgrenze ist, weist die Flamme ein

instabiles Verhalten mit einer variierenden Flammstruktur auf [63], [64]. Zudem treten kurzfristige lokale Löschvorgänge auf, deren Häufigkeit mit Annäherung an die Löschgrenze zunimmt. Diese Löschvorgänge sind Ursache für die gleichzeitige Entstehung von Schall- und Entropiewellen [128], [177].

2.3 Modellierungsmethoden der Verbrennungsinstabilitäten

Trotz jahrzehntelanger Forschung existiert bis heute kein umfassendes analytisches Modell, welches für die Vorhersage der Druckamplituden und der Bedingungen des Auftretens von Verbrennungsinstabilitäten herangezogen werden kann [95], [198]. Grund hierfür ist, dass die Interaktion zwischen dem akustischen Druckfeld und der Flamme und insbesondere die die Verbrennungsinstabilitäten prägenden Nichtlinearitäten nicht abschließend verstanden worden sind [60].

In der Literatur lassen sich eine Vielzahl von Ansätzen für die Modellierung und Beschreibung thermoakustischer Instabilitäten finden. Je nach Modellzweck variieren die von den Autoren gewählten Modellierungsschwerpunkte. In Abbildung 2.6 ist eine Übersicht über die grundsätzlichen Methodiken zur Modellierung der Verbrennungsinstabilitäten gegeben.

Prinzipiell werden analytische und nicht-analytische Modellierungsansätze unterschieden. Die analytischen Modellierungsansätze lassen sich in Abhängigkeit ihrer Komplexität weiter in Modelle niederer und Modelle höherer Ordnung untergliedern, sowie in Methoden der numerischen Strömungssimulation (CFD). Allen drei analytischen Ansätzen ist gemein, dass die Navier-Stoke'schen Gleichungen die Ausgangsbasis der Modellierung bilden. Bei den beiden ersten Ansätzen muss aufgrund der getroffenen vereinfachenden Annahmen zum Auffinden einer Lösung eine Schließungsbedingung eingeführt werden, welche die Interaktion zwischen dem Strömungsfeld und der Wärmefreisetzung beschreibt. Werden nur lineare Effekte berücksichtigt, können die Amplituden der Verbrennungsinstabilitäten nicht quantitativ bestimmt werden. So liefern rein lineare Modellierungsansätze auch nur Aussagen zu den Frequenzen der Verbrennungsinstabilitäten und der Stabilität der Brennkammer, worunter die Antwort auf die Frage zu verstehen ist, ob die Amplituden in einem Betriebspunkt größer werden oder nicht. Methoden der numerischen Strömungssimulation erlauben die detaillierteste Auflösung des Strömungsfeldes, allerdings auf Kosten einer hohen Rechenzeit. Deswegen existieren Modellierungsansätze, bei denen nur Teilbereiche der Brennkammer mit numerischen Strömungsmethoden gerechnet werden und die Modellierung ansonsten auf Methoden niederer und höherer Ordnung beruht [71].

Auf der Systemidentifikation basierende Modelle erlauben eine rechentechnisch einfache Modellierung der Verbrennungsinstabilitäten. Dabei werden bei der Modellierung allerdings keine physikalischen Gesetzmäßigkeiten herangezogen, sondern Verfahren der mathematischen Regression, welche erlauben die Abhängigkeiten zwischen Eingangs- und Ausgangswerten zu beschreiben.

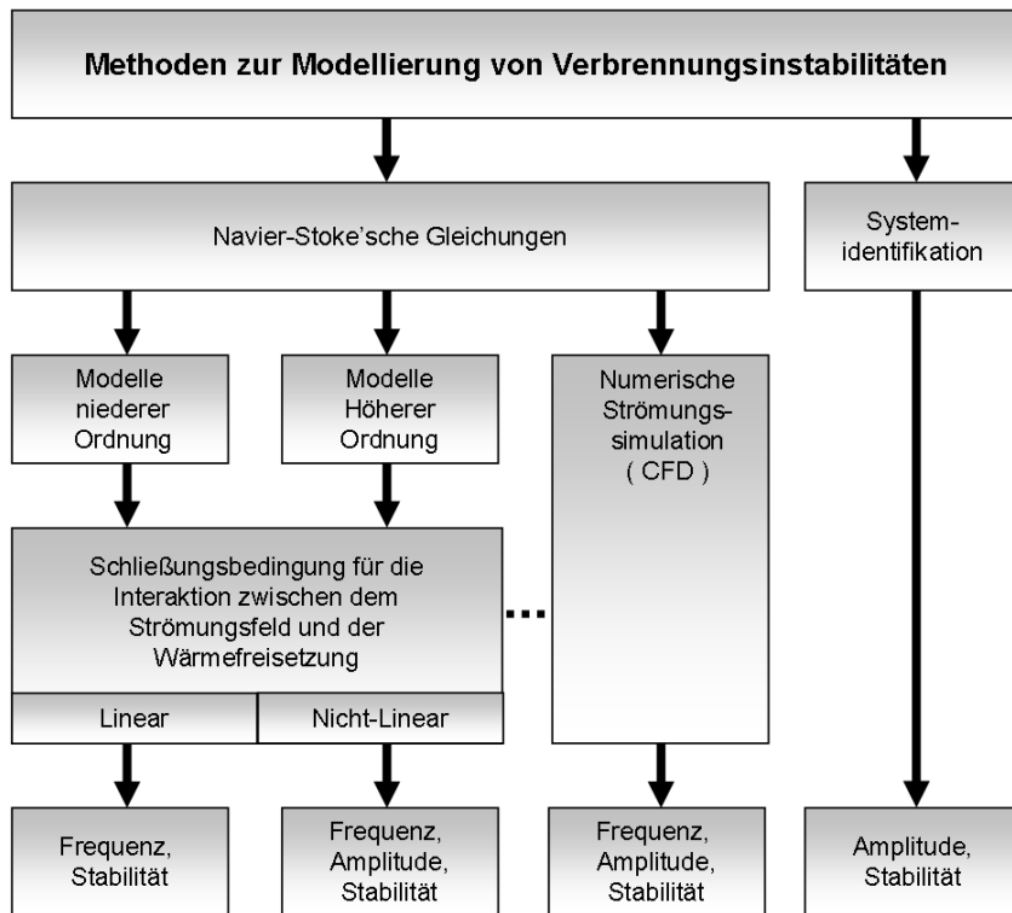


Abbildung 2.6: Übersicht über die Modellierungsmethoden für Verbrennungsinstabilitäten (vgl. [71])

2.3.1 Modelle niederer Ordnung

Modelle niederer Ordnung zeichnen sich durch eine stark vereinfachte physikalische Modellierung aus, deren Rechenaufwand vergleichsweise gering ist. Die Ergebnisse sind zumeist nur qualitativer Natur. Das akustische Feld einer geometrisch einfachen Brennkammer läßt sich mit gegenläufigen Riemann-Invarianten beschreiben (siehe Abschnitt 3.1). Die Randbedingungen an den Systemgrenzen müssen vorgegeben werden. Ergebnis ist ein Gleichungssystem, dessen Resultate die Eigenwerte des Systems sind. Aus dem Realteil der Eigenwerte lassen sich die Resonanzfrequenzen des Systems ablesen, abhängig vom Vorzeichen des Imaginärteils lassen sich Aussagen zur Stabilität des Systems treffen [97].

Dieser Modellierungsansatz wurde von vielen Autoren verfolgt, so haben Mitte der achtziger Jahre Poinso et al. [140] ein Modell mit gegenläufigen Riemann-Invarianten für die Untersuchung der Verbrennungsinstabilitäten in einer Brennkammer gewählt. Lieuwen [97] hat Ende der neunziger Jahre die Auswirkungen von Schwankungen im Äquivalenzverhältnis auf die Verbrennungsinstabilitäten mit einem derartigen Modell untersucht. Hubbard und Dowling [70] haben ein Modell veröffentlicht, das auch die

dämpfende Wirkung eines Helmholtzresonators berücksichtigt. Lipowsky [104] hat 2005 mit Riemann-Invarianten das akustische Feld einer Rijke-Röhre modelliert. In einem Folgeschritt wurde das Modell für die Untersuchung der Instabilitäten in zwei miteinander verbundenen Rijke-Röhren erweitert. Ibrahim et al. [72] haben 2006 ein Modell vorgestellt, bei dem die Stabilität der Brannkammer über eine Gesamtbilanz der akustischen Energie beurteilt wird.

In die Kategorie der Modelle niederer Ordnung fallen auch die eindimensionalen Netzwerkmodelle. Bei diesen wird jeder Bereich der Brennkammer, Plenum, Brenner, Reaktionsvolumen, Flamme, etc., in Form eines eindimensionalen akustischen Elements modelliert. Dabei wird die Impedanz $Z = \frac{p'}{u'}$, welche die akustischen Eigenschaften einer Geometrie definiert, für alle Brennkammerbereiche ermittelt, was auf analytischem, numerischem oder experimentellen Wege erfolgen kann. Anschließend lassen sich die akustischen Elemente zu einem Netzwerk koppeln. Unter Berücksichtigung der Schließungsbedingung führt dies ebenfalls zu einem Gleichungssystem, das als Ergebnis die Eigenwerte des Systems liefert, deren Realteil und Imaginärteil Aussagen zu den Resonanzfrequenzen und der Stabilität des Systems erlauben [119], [160].

Theoretische Grundlagen der Modellierung von akustischen Netzwerkkomponenten können bei Munjal [126] nachgelesen werden. Methoden zur experimentellen Bestimmung der Impedanz von akustischen Elementen stellen Paschereit et al. [138] und Krüger et al. [89] vor. Die Integration eines mit Finiten-Element-Methoden berechneten Brennkammersegmentes in ein Netzwerkmodell wird von Bellucci et al. [11] beschrieben.

Vorreiter beim Einsatz von akustischen Netzwerken zur Untersuchung von Verbrennungssystemen war in den fünfziger Jahren Merk [123]. Andere Autoren haben die Idee aufgegriffen und weiterentwickelt, so z.B. Hobson et al. [65], Stow und Dowling [175] und Lovett und Uznanski [106]. Mittlerweile existieren auch Netzwerkmodelle, welche zwei- und dreidimensionale Effekte erfassen können. Stow und Dowling [174] haben 2001 eine Ringbrennkammer mit einem akustischen Netzwerk modelliert. Evesque und Polifke [47] und Kopitz et al. [86] haben Netzwerkmodelle vorgestellt, mit denen sich auch die Umfangsmodi einer Ringbrennkammer erfassen lassen. Eine Reihe von Arbeiten, welche bei Alstom durchgeführt wurden, Schuermans et al. [162] 2002, Schuermans [160] 2003, Bellucci et al. [11] 2004, haben zur Entwicklung des TA3 Netzwerkmodells geführt, welches bei Vorgabe einer geeigneten Schließungsbedingung auch die Amplituden der Verbrennungsinstabilitäten abbilden kann. Diese Modelle, welche mehrdimensionale Effekte erfassen können, müssen allerdings bereits zu den Modellen höherer Ordnung gezählt werden.

2.3.2 Modelle höherer Ordnung

Ausgehend von den linearisierten Navier-Stoke'schen Gleichungen und vereinfachende Annahmen treffend lassen sich die thermoakustischen Instabilitäten in einem Brennkammervolumen mit einer inhomogenen partiellen Differentialgleichung der Form

$$\frac{\partial^2 p'}{\partial t^2} - c^2 \nabla^2 p' = Q \quad (2.9)$$

ausdrücken [71]. Hierbei sind die Druckschwankungen p' , c ist die Schallgeschwindigkeit und im Term \mathcal{Q} sind alle Einflüsse der Wärmefreisetzung zusammengefasst. Die Herleitung einer derartigen Differentialgleichung für den eindimensionalen Fall wird in Kapitel 3 vorgestellt.

Prinzipielle Probleme bei dieser Art der Modellierung sind die Erfassung der Randbedingungen, was bei komplexen Geometrien nicht mehr möglich ist, und die Lösung der Differentialgleichung [119]. Für eine inhomogene partielle Differentialgleichung des Typs der Gleichung (2.9) läßt sich im Normalfall keine geschlossene Lösung angeben. Gängige Methoden zur näherungsweise Lösung entsprechender Gleichungen sind Green'sche Funktionen mit Modalexansion oder Galerkinverfahren [17], [71], [147], [154].

Bereits Mitte der sechziger Jahre hat sich Culick [31] Green'scher Funktionen bei der theoretischen Untersuchung der Pulsationen in Brennkammern von Feststoffraketen bedient. Grundsätzliche Überlegungen zur Integration nichtlinearer Effekte in die Modellierung hat Culick [32] 1971 veröffentlicht. In Arbeiten, die während des letzten Jahrzehnts am Massachusetts Institute of Technology entstanden sind, werden zur Lösung der das akustische Feld beschreibenden inhomogenen Differentialgleichungen Galerkinverfahren vorgeschlagen [6], [49], [62].

Schuermans [160] hat 2003 ein Zustandsraummodell für die thermoakustischen Instabilitäten hergeleitet, bei dem Green'sche Funktionen und Modalexansion für die Lösung der Differentialgleichungen herangezogen werden. In einer Veröffentlichung aus dem gleichen Jahr wird das Konzept auf Brennkammern mit mehreren Brennern ausgedehnt [163]. Pankiewicz und Sattelmayer [135] haben 2002 ein Modell höherer Ordnung für eine Ringbrennkammer vorgestellt, bei dem die Lösung numerisch ermittelt wird.

2.3.2.1 Schließungsbedingung zur Kopplung von Akustik und Wärmefreisetzung

Sowohl die Modelle niederer Ordnung als auch die Modelle mit einer inhomogenen Differentialgleichung bedürfen einer Schließungsbedingung zur Beschreibung der Kopplung zwischen Akustik und Wärmefreisetzung. Vielfach wird als Schließungsbedingung das in den fünfziger Jahren von Crocco und Cheng [30] vorgeschlagene Zeitverzugsmodell (auch n - τ -Modell genannt) oder ein hierauf basierendes Derivat verwendet. Crocco und Cheng haben angenommen, dass die Wärmefreisetzungsschwankungen nur eine Funktion der Druckschwankungen sind, denen sie mit einem Zeitverzug τ folgen. Quantitativ wird die Kopplung durch den Interaktionsindex n beschrieben, wobei eine Proportionalität zwischen Reaktionsrate r und Druck p angenommen wird

$$r \sim p^n. \quad (2.10)$$

Die Koeffizienten n und τ sind systemspezifisch. Sie können empirisch bestimmt oder analytisch abgeschätzt werden. Der Zeitverzug τ setzt sich bei Gasturbinen mit Vormischbrennkammern und einem gasförmigen Brennstoff primär aus dem konvektiven Zeitverzug τ_{conv} , d.h., der Zeit, welche der Brennstoff benötigt, um von der Ein-

spritzstelle bis zur Flamme zu gelangen, und der chemischen Reaktionszeit τ_{chem} zusammen [101]

$$\tau = \tau_{conv} + \tau_{chem}. \quad (2.11)$$

Bei flüssigen Brennstoffen und Brennkammern ohne Vorvermischung ist der Zeitverzug um den Zeitraum vergrößert, welcher für die Verdampfung und die Vermischung anfällt. Der Interaktionsindex n ist gegeben als [68]

$$n = \frac{\partial(\ln r)}{\partial(\ln p)}. \quad (2.12)$$

Unter Annahme harmonischer Druckoszillationen lassen sich die Wärmefreisetzungsschwankungen q' anschreiben als

$$q' = n \bar{q} (1 - e^{-i\omega\tau}) \frac{p'}{\bar{p}}, \quad (2.13)$$

wobei $\bar{(\cdot)}$ der zeitliche Mittelwert der jeweiligen Größe ist und $(\cdot)'$ der Schwankungswert. Ein derartig einfaches Modell eignet sich nur zur qualitativen Beschreibung der Interaktion zwischen Strömung und Wärmefreisetzung [68]. Realitätsnäher ist ein Modell, das von Schuermans vorgeschlagen wurde [160]. Die Flamme wird als eine Diskontinuität angesehen, die sich mit der Flammgeschwindigkeit S_F in der Strömung fortpflanzt. Bei diesem Modell lassen sich neben den Einflüssen der Druckschwankungen auf die Wärmefreisetzung, auch die Einflüsse von Variationen der Flammoberfläche, der Gemischzusammensetzung und der Dichte berücksichtigen [160]. Ebenfalls als Diskontinuität, die sich in einem reaktiven Medium fortpflanzt, wird die Flamme auch im Modell von Chu [25] behandelt. Ein Modell basierend auf dem Konzept einer zeitinvarianten turbulenten Flammgeschwindigkeit wird von Dowling [41] vorgeschlagen. Die Wärmefreisetzung wird hier in Abhängigkeit der Flammoberfläche abgebildet, die mit den Strömungsstörungen variiert.

Eine lineare Schließungsbedingung, wie sie beispielsweise mit Gleichung (2.13) gegeben ist, erlaubt nur die Modellierung der Frequenzen der Instabilitäten und Aussagen zur Stabilität der Brennkammer. Die Amplituden der Pulsationen der Verbrennungsinstabilitäten sind abhängig von den Nichtlinearitäten der Wärmefreisetzung und der Dissipation der Brennkammer. Somit werden sie von nichtlinearen Effekten bestimmt [40], [160]. Für eine rein qualitative Untersuchung der Amplituden läßt sich ein nichtlinearer Term in die Schließungsbedingung einführen, z.B. indem die Wärmefreisetzung auf einen maximalen Wert begrenzt wird [40]. Quantitative Aussagen zu den Amplituden gestalten sich hingegen sehr schwierig. Gründe hierfür sind die nicht abschließend verstandenen nichtlinearen Effekte bei der Wärmefreisetzung [60] und die vielfältigen, komplexen, aber noch nicht vollständig verstandenen Mechanismen, welche die Dämpfung einer Brennkammer bestimmen, wie z.B. die dämpfenden Effekte der Grenzschicht, die dämpfende Effekte von Partikeln in der Strömung, die Viskosität des Fluids, die Strömung durch Kühlluftbohrungen, eine eventuelle Filmkühlung, die

räumliche Verteilung der Wärmefreisetzung, etc. [71]. Da sich diese Effekte nur unzureichend modellieren lassen, müssen zu ihrer Erfassung Versuchsdaten herangezogen werden. Damit können die nichtlinearen Effekte in einer Schließungsbedingung quantitativ erfasst werden.

Eine Flammtransfermatrix beschreibt die Interaktion zwischen Flamme und akustischem Feld. Hierauf basierende Modellierungsergebnisse hängen stark von der Qualität der Messung der Flammtransfermatrix ab. Arbeiten zu dieser Thematik sind von Schuermans et al. [161], [165], Paschereit et al. [138] und Kopitz et al. [86] veröffentlicht worden. Messungen werden auch von Bittanti et al. [12] herangezogen, um analytisch nicht bestimmbare Größen in die Modellierung einzufügen.

2.3.3 Numerischen Strömungssimulation

Die numerische Strömungssimulation erlaubt eine eingehendere Untersuchung der Strömung als die zuvor präsentierten Methoden. Die Modellierung der Verbrennungsinstabilitäten mit CFD Verfahren erfordert eine feine Diskretisierung des Rechengebietes, um die Turbulenz und die dissipativen Effekte in der Brennkammer ausreichend berücksichtigen zu können. Zudem ist bei der Rechnung das gesamte Brennkammer-volumen zu berücksichtigen, da die Verbrennungsinstabilitäten eine starke Abhängigkeit von den geometrischen Randbedingungen aufweisen. Wegen extrem hoher Rechenzeiten läßt sich die Direkte-Numerische-Strömungssimulation (DNS) für ein derartiges Rechengebiet nicht sinnvoll anwenden. In vereinfachter Weise läßt sich die Turbulenz mit den Methoden RANS (Reynolds-gemittelte Navier-Stokes) oder LES (Large-Eddy-Simulation) berücksichtigen. Bei der RANS Modellierung wird die Turbulenz statistisch erfasst; das Verfahren läßt sich nur sinnvoll anwenden, wenn die Zeitskala der turbulenten Vorgänge sehr viel kleiner ist als diejenige der Verbrennungsinstabilitäten. Ist diese Forderung nicht erfüllt, wird LES verwendet. Bei der LES Modellierung wird der Beitrag der großen Wirbelstrukturen zum Massen-, Energie- und Impulstransfer berechnet, die kleinen Wirbelstrukturen werden empirisch oder analytisch mit einem vereinfachten Turbulenzmodell erfasst [42], [68], [71].

Anfang der neunziger Jahre hat Menon [121] die Verbrennungsinstabilitäten in der Brennkammer eines Staustrahltriebwerks mit LES modelliert. Die Rechenergebnisse konnten experimentell verifiziert werden. Das Modell wurde für die Entwicklung eines Regelungsalgorithmus zur aktiven akustischen Unterdrückung der Pulsationen verwendet.

Steele et al. [173] verwenden eine Kombination aus zweidimensionalen und dreidimensionalen numerischen Rechenverfahren, um den Einfluss der Position der Brennstoffeinspritzung auf die Verbrennungsinstabilitäten in einer mageren Vormischbrennkammer zu untersuchen. Ihr Verfahren liefert qualitativ richtige Ergebnisse bei einer für numerische Verfahren geringen Rechenzeit. Brookes et al. [18] verwenden RANS bei der zweidimensionalen Modellierung einer Laborbrennkammer.

Huang [68] hat mit LES die Vorgänge in einer mageren Vormischbrennkammer untersucht. Dabei lag der Fokus einerseits auf einer akkuraten Modellierung der dynamischen Vorgänge in der Brennkammer, andererseits auf der Untersuchung der Parameter

und Mechanismen, die zu den Instabilitäten beitragen. In einer Veröffentlichung melden Huang et al. [69] 2003 eine gute Übereinstimmung der numerischen Ergebnisse zur Charakteristik der Brennkammerakustik und Flammenform mit Beobachtungen aus Versuchen.

LES wurde auch von Martin [119] 2005 bei der Modellierung einer mageren Vormischbrennkammer verwendet. In seiner Arbeit zeigt er die starke Abhängigkeit der Verbrennungsinstabilitäten von den geometrischen Randbedingungen. Die Untersuchung einer Brennkammer auf einem Versuchstand ohne Berücksichtigung der Impedanzen von Verdichter und Turbine kann zu falschen Aussagen zur Brennkammerstabilität führen [119].

Mühlbauer et al. [124] haben mittels eines URANS Modells die Entstehung von Druckschwankungen aufgrund von Entropiewellen untersucht. Die Ergebnisse konnten erfolgreich mit Messwerten einer Testanlage verifiziert werden.

Die numerische Strömungssimulation ist mit einem hohen Rechenaufwand verbunden, was insbesondere bei Parameterstudien und Vorauslegungen unerwünscht ist, weshalb oftmals nur ein Teilbereich der Brennkammer, zumeist die Zone der Flamme, mit CFD modelliert wird und für die anderen Bereiche weniger rechenintensive Modellierungsmethoden gewählt werden. Derartige Ansätze wählen Nowak et al. [133], Kostrzewa et al. [87] und Schuermans et al. [164]. Die Letzteren zeigen ein Verfahren auf, wie mit RANS eine Flammtransferfunktion für Anwendungen in einem Netzwerkmodell berechnet werden kann. Einen umfassenden Überblick zur numerischen Simulation von Verbrennungsvorgängen geben Poinot und Veynante [141].

2.3.4 Modelle basierend auf Systemidentifikation

Die Systemidentifikation ist ein nicht-analytischer Modellierungsansatz für die Verbrennungsinstabilitäten. Bei diesem Modellierungsansatz werden die physikalischen Mechanismen, welche für die Entstehung der Verbrennungsinstabilitäten verantwortlich sind, nicht über physikalische Gleichungen erfasst. Das Modell ist eine für den Modellierungszweck geeignet zu wählende mathematische Struktur, deren Parametrierung im Rahmen der Systemidentifikation so angepasst wird, dass Ausgangswerte in Abhängigkeit von Eingangswerten korreliert werden. Dabei ist sicherzustellen, dass die Ausgangswerte abhängig von den Eingangswerten sind.

Lieuwen und Lee [102] haben ein Modell vorgeschlagen, das die Instabilitäten über ein System gekoppelter nichtlinearer Schwingungsgleichungen beschreibt, deren Koeffizienten im Rahmen einer Systemidentifikation bestimmt werden. Das Modell funktioniert allerdings nur, wenn ausschließlich Schwingungen einer Frequenz in der Brennkammer auftreten.

Campos-Delgado et al. [23] haben für die Auslegung eines Reglers zur aktiven Kontrolle thermoakustischer Instabilitäten ein Modell verwendet, das ein eingeschränktes Frequenzband erfasst und qualitativ korrekt wiedergibt. Das Modell ist mittels linearer Systemidentifikation ermittelt worden.

Mit guten Ergebnissen wurde Systemidentifikation von Kokanovic [83] bei der Modellierung der Verbrennungsinstabilitäten mit einem Gauss'schen Prozess eingesetzt. Als

Eingangswerte werden Brennkammergrößen verwendet, in Abhängigkeit derer sich die Druckpulsationen über weite Betriebsbereiche der Brennkammer erfolgreich simulieren lassen.

Zusammenfassend können über die heute bestehenden Modelle für thermoakustische Instabilitäten folgende Aussagen getroffen werden:

- Es existiert kein voll analytisches Modell, das Aussagen zur Stabilität der Brennkammer und die Simulation der Pulsationsamplituden und Frequenzen erlaubt.
- Mit den Modellen der niederen und höheren Ordnung können nur vereinfachte Randbedingungen erfasst werden. Ohne die Information aus gemessenen Daten lassen sich die Amplituden der Pulsationen nur qualitativ modellieren.
- Lineare Modelle erlauben nur Aussagen zur Frequenz und Stabilität. Amplituden können nur mit nichtlinearen Modellen wiedergegeben werden.
- Bis auf wenige Ausnahmen sind die Modelle nicht echtzeitfähig.

2.4 Modellbasierter Reglerentwurf

Der Entwurf der Regelungsalgorithmen einer Gasturbine basiert auf Methoden zur Beschreibung und Analyse dynamischer Regelkreise [22], [109]. Ein akkurates Modell der Regelstrecke ist unverzichtbarer Bestandteil moderner Reglerentwurfsverfahren. Für den modellbasierten Reglerentwurf sprechen wirtschaftliche und sicherheitstechnische Aspekte. Untersuchungen an der realen Gasturbine sind teuer. Modelle sind zumeist die kostengünstigere Alternative und reduzieren die Entwicklungszeit des Reglers. Die Geschwindigkeit der Simulation läßt sich an die jeweiligen Erfordernisse anpassen und jederzeit wieder auf den Ausgangspunkt zurückstellen. Zudem lassen sich mit einem Modell Untersuchungen durchführen, die aus sicherheitstechnischen Gründen bei der realen Gasturbine zu vermeiden sind [22], [83], [90].

Ein echtzeitfähiges Modell der Regelstrecke kann auch für Simulationsaufgaben verwendet werden. Mechanische, elektrische und elektronische Komponenten können getestet werden, ohne die reale Gasturbine betreiben zu müssen. Das Bedienpersonal einer Gasturbine kann kostengünstig in einem Simulator geschult werden. Ferner lassen sich Modelle der Regelstrecke im Rahmen modellbasierter Regelungsverfahren einsetzen [22].

Modellbasierte Regelungsverfahren haben gegenüber klassischen Regelungsalgorithmen diverse Vorteile: Mit modellbasierten Regelungsverfahren können Totzeiteffekte signifikant abgemildert oder ausgeschaltet werden, sie erlauben die schnellere Einstellung der Regelgrößen. Abhängig von der Modelgüte ermöglichen sie den Ausgleich von Messfehlern und sie erlauben die Beobachtung nicht-messbarer Systemgrößen. Nachteil ist eine erhöhte Komplexität des Reglers [2].

Das Modell der Regelstrecke bildet die physikalischen Vorgänge des realen Systems mit mathematischen Gleichungen ab. Das Modell muss einerseits das Verhalten des

Systems mit der für die Reglerauslegung notwendigen Genauigkeit widerspiegeln, andererseits auch den Laufzeiterfordernissen genügen [83], [109]. Gemeinhin wird ein echtzeitfähiges Modell verlangt, das auch für Simulationsaufgaben und im Rahmen einer modellbasierten Regelung verwendet werden kann [2], [22], [83]. Deswegen muss im Normalfall ein Kompromiss zwischen physikalischer Detailgenauigkeit des Modells und der Rechenzeit gefunden werden.

Für den Betrieb der Gasturbine mit einem hohen Wirkungsgrad und niedrigen Emissionen ist die optimale Regelung der Brennkammer von entscheidender Bedeutung. Die Verbrennungsinstabilitäten und die Emissionen müssen vom Regelungskonzept erfasst werden. Folglich sind die Verbrennungsinstabilitäten und die Emissionen bei der Modellierung der Regelstrecke zu berücksichtigen [83].

Ziel bei der aktiven Regelung der Verbrennungsinstabilitäten ist die Verhinderung der Rückkopplung zwischen Wärmefreisetzung und Akustik, d.h., die Verhinderung der Phasengleichheit von Druckschwankungen p' und Wärmefreisetzungsschwankungen q' . Hierfür existieren diverse Methodiken. Mit einer Schallquelle (normalerweise einem Lautsprecher) lassen sich die Druckschwankungen aktiv beeinflussen [5], [23], [142]. Über eine aktive Modulation der Brennstoffzufuhr [62], [74], [153], [177], [178] lassen sich die Wärmefreisetzungsschwankungen beeinflussen. Die Brennstoffstufung erlaubt die Störung des Rückkopplungsmechanismus durch Variation der Konvektionszeit des Brennstoffs von der Einspritzung bis zur Flammenfront und durch Störung der Symmetrie der Wärmefreisetzung [96], [106], [127], [137].

Bei den Alstom Gasturbinen wird die Brennstoffstufung zur aktiven Beeinflussung der Verbrennungsinstabilitäten eingesetzt. Dabei werden zwei Konzepte verfolgt, die Brennerstufung und die Brennergruppenstufung. Das Konzept der Brennerstufung läßt sich aus der Prinzipskizze des Alstom EV Brenners in Abbildung 2.7 ablesen. Der Gesamtbrennstoffmassenstrom, welcher dem Brenner zugeführt wird, wird gemäß dem Brennerstufungsverhältnis

$$\alpha = \frac{\dot{m}_{B,Stufe1}}{\dot{m}_{B,Stufe1} + \dot{m}_{B,Stufe2}} \quad (2.14)$$

in den Brennstoffmassenstrom der Stufe 1 $\dot{m}_{B,Stufe1}$ und den Brennstoffmassenstrom der Stufe 2 $\dot{m}_{B,Stufe2}$ aufgespalten, die an geometrisch unterschiedlichen Stellen in die Brennkammer eingespritzt/eingedüst werden [83].

Bei der Brennergruppenstufung wird der Gesamtbrennstoffmassenstrom asymmetrisch zwischen mehreren Brennergruppen aufgeteilt. Bei der Alstom GT13E2 Gasturbine ist die Aufteilung in zwei Brennergruppen, einer Haupt- und einer Nebengruppe, üblich (siehe Kapitel 7). Gruppenintern wird jeder Brenner mit dem gleichen Brennstoffmassenstrom versorgt, der Gesamtbrennstoffmassenstrom der Gasturbine wird allerdings gemäß dem Brennergruppenstufungsverhältnis α_{BG} , das bereits in Gleichung (1.1) definiert wurde, auf die zwei Brennergruppen aufgeteilt [52]. Sowohl das Brennerstufungsverhältnis α als auch das Brennergruppenstufungsverhältnis α_{BG} sind Stellgrößen des Reglers, deren optimale Werte zu gegebenen Betriebspunkten im Rahmen der Reglerauslegung bestimmt werden müssen.

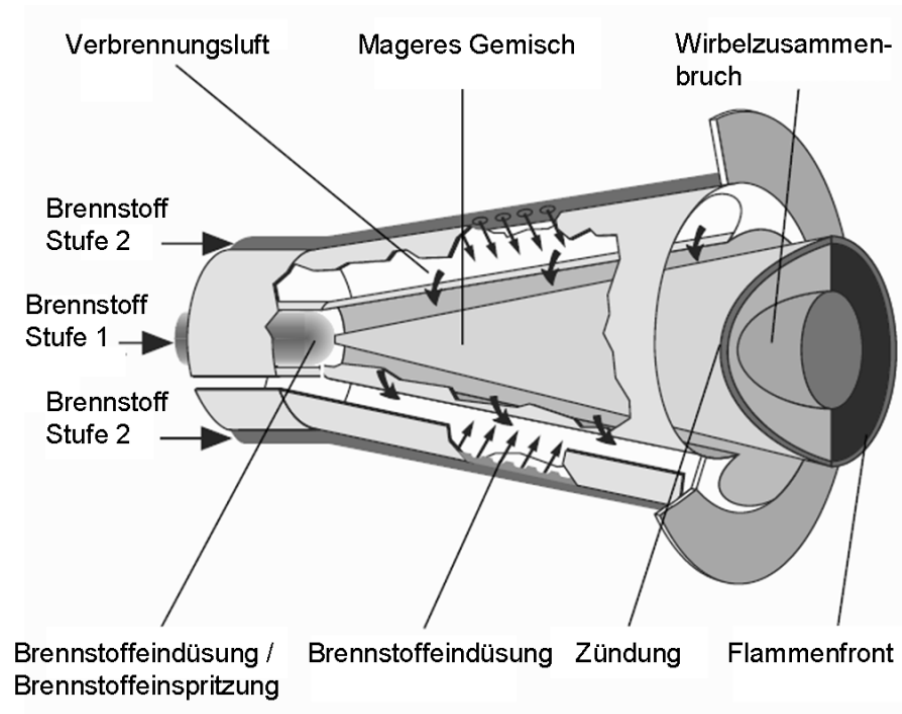


Abbildung 2.7: Prinzipskizze des Alstom EV Brenners [37], [96]

Es existiert eine Reihe von Veröffentlichungen, welche den Einsatz von Modellen für die Entwicklung von Algorithmen zur aktiven Regelung der Verbrennungsinstabilitäten beschreiben. Ausgehend von Daten, welche er mit einem CFD Modell erhalten hat, hat Menon [121] Regelungskonzepte zur Minderung der Verbrennungsinstabilitäten entwickelt. Hathout et al. [62] haben ein Modell höherer Ordnung für die Entwicklung einer modellbasierten LQG/LTR-Regelung der Brennstoffeinspritzung zur Kontrolle der Verbrennungsinstabilitäten eingesetzt. Annaswamy et al. [5] haben sich ebenfalls auf ein Modell höherer Ordnung bei der Entwicklung von \mathcal{H}_∞ - und LQG/LTR-Regelungskonzepten zur Kontrolle der Verbrennungsinstabilitäten einer Laborbrennkammer gestützt. Schuermans et al. [163] haben ein Netzwerkmodell für den modellbasierten Reglerentwurf einer \mathcal{H}_∞ -Regelung verwendet. Kokanovic et al. [85] haben ein Regelungskonzept für die Verbrennungsinstabilitäten vorgestellt, das mit Hilfe eines auf Systemidentifikation basierenden Modells entwickelt wurde.

Die bislang existierenden Modelle für die Entwicklung von Regelungskonzepten für die Kontrolle der Verbrennungsinstabilitäten weisen gewisse Nachteile auf. Die Modelle bilden nur vereinfachte Geometrien ab, welche in ihrer Komplexität nicht mit denen einer realen Gasturbinenbrennkammer vergleichbar sind und/oder sie sind nicht echtzeitfähig. Eine Ausnahme bildet das echtzeitfähige Modell von Kokanovic [83], das auf Versuchsdaten aus einer atmosphärischen Einzelbrennerversuchsanlage basiert, die mit einem gestuften Alstom EV Brenner ausgerüstet war. Zur Wiedergabe des Verhaltens realer Gasturbinenbrennkammern werden die Modellierungsergebnisse skaliert. Allerdings ist bislang in der Literatur kein echtzeitfähiges Modell der Pulsationen und Stickoxidemissionen einer Ringbrennkammer mit Brennergruppenstufung beschrieben,

welches die beiden Regelgrößen über den gesamten Betriebsbereich mit der für die Reglerauslegung notwendigen Genauigkeit abbildet, und auch für ein modellbasiertes Regelungskonzept eingesetzt werden kann. Des Weiteren ist auch noch nicht die Portabilität eines auf Systemidentifikation basierenden Modells zwischen Gasturbinen gleicher Bauart untersucht worden.

Kapitel 3

Dominante Einflussgrößen der Verbrennungsinstabilitäten

Die Verbrennungsinstabilitäten hängen von einer Vielzahl von Einflussfaktoren ab, welche zum Teil sehr komplexe Interaktionsmechanismen aufweisen. Um die dominanten Einflußgrößen zu identifizieren, wird ein eindimensionales Modell der Thermoakustik einer Rohrbrennkammer hergeleitet.

3.1 Eindimensionales Modell der Thermoakustik einer Rohrbrennkammer

3.1.1 Brennkammerakustik

Die Strömung in einer Brennkammer läßt sich vollständig mit den Navier-Stocke'schen Gleichungen beschreiben, wenn diese um die Terme zur Erfassung der chemischen Reaktion erweitert werden [141]. Da eine geschlossene Lösung der Navier-Stocke'schen Gleichungen allerdings nicht existiert und Randbedingungen oftmals nicht exakt angegeben werden können, müssen zum Auffinden einer Lösung sinnvolle Vereinfachungen getroffen werden [188]. Bei einer mit einem Einzelbrenner ausgestatteten Rohrbrennkammer lassen sich folgende Annahmen treffen [61]:

- Alle Brennkammerngase sind ideal. Für Luft ist diese Annahme angesichts der hohen Brennkammertemperaturen gerechtfertigt. Bei Vorhandensein von Dampf kann sie aufrecht erhalten werden, solange das Massenverhältnis von Dampf zu Luft (\dot{m}_D/\dot{m}_L) $< 0,1$ ist [189]. Dies ist bei Gasturbinen mit magerer Verbrennung und keiner gesonderten Wassereinspritzung im Normalfall gegeben.
- Die Viskosität der Gase ist vernachlässigbar; im Brennkammervolumen tritt keine Dissipation auf. Diese Annahme ist gerechtfertigt, wenn der Ort der Wärme-freisetzung ausgeklammert wird [91]. Dieses wird durch eine separate Berücksichtigung der Flamme sichergestellt.

- Es wirken keine externen Körperkräfte auf die Gase. Der Brennkammerquerschnitt wird durch keine Objekte versperrt, welche Kräfte auf die Strömung ausüben können¹ [160], [188].
- Der Wärmetransfer an die Umgebung ist vernachlässigbar. Bezogen auf die gesamte Wärmefreisetzung macht der Wärmetransfer an die Umgebung nur einen kleinen Anteil aus und hat auf die Brennkammertemperatur nur einen marginalen Einfluss [61], [96].
- Die Strömung ist eindimensional und im zeitlichen Mittel stationär in Längsrichtung der Brennkammer; die Wellenausbreitung erfolgt eindimensional in Längsrichtung der Brennkammer. Diese Annahme ist gültig, wenn die akustische Wellenlänge erheblich größer ist als der Brennkammerdurchmesser. Die Grenzfrequenz, bis zu welcher diese Annahme gerechtfertigt ist, gibt Munjal [126] mit $f_{\text{grenz}} = \frac{1,84c}{\pi D}$ an, wobei c die Schallgeschwindigkeit und D der Durchmesser ist. Für die relevanten Frequenzen der Verbrennungsinstabilitäten lassen sich in einer Rohrbrennkammer die transversalen Modi gegenüber den longitudinalen vernachlässigen [175].

Mit den getroffenen Annahmen lassen sich die Navier-Stokes'schen Gleichungen vereinfachen und für die Erhaltungsgesetze der Masse, des Impulses und der Energie lassen sich folgende Relationen angeben [126], [160]:

- Massenerhaltungsgesetz

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho v)}{\partial x} = \mathcal{W}, \quad (3.1)$$

- Impulserhaltungsgesetz

$$\rho \frac{\partial v}{\partial t} + \rho v \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial p}{\partial x} = \mathcal{F}, \quad (3.2)$$

- Energieerhaltungsgesetz

$$\rho \frac{\partial u}{\partial t} + \rho v \frac{\partial u}{\partial x} + p \frac{\partial v}{\partial x} = \mathcal{S}. \quad (3.3)$$

Im Term \mathcal{W} sind eventuelle Quellen oder Senken der Masse zusammengefasst. Da derartige Quellen oder Senken im Brennkammervolumen nicht auftreten gilt $\mathcal{W} = 0$. Der Term \mathcal{F} berücksichtigt Viskositätseffekte und externe Körperkräfte, der Term \mathcal{S} berücksichtigt Viskositätseffekte und Wärmequellen. In Abwesenheit von Körperkräften und Viskositätseffekten gilt $\mathcal{F} = 0$ und \mathcal{S} repräsentiert nur noch die Wärmequellen, so dass gilt $\mathcal{S} = q$. Eine detailliertere Behandlung der Brennkammerakustik mit Berücksichtigung von Viskositätseffekten ist bei Culick [33] zu finden.

¹Die Auswirkungen des Verdichters und der Turbine auf die Brennkammerströmung sind über die geeignete Wahl der Randbedingungen zu berücksichtigen.

Für ideale Gase sind die innere Energie u und die Enthalpie h nur Funktionen der Temperatur; ferner gilt für Gemische idealer Gase das Gesetz von Dalton der Additivität der Partialdrücke der Gemischkomponenten [51]. Unter Berücksichtigung der Zustandsgleichung idealer Gase

$$p = \rho RT \quad (3.4)$$

lassen sich folgende Zusammenhänge angeben [61]:

$$\rho u = \rho c_v T = \frac{p}{RT} c_v T = c_v \frac{p}{R} = \frac{p}{\kappa - 1}. \quad (3.5)$$

Der Isentropenkoeffizient ist definiert als $\kappa = \frac{c_p}{c_v}$, wobei c_p und c_v die spezifischen Wärmekapazitäten des Fluids bei isobaren bzw. isochoren Zustandsänderungen sind [51]. Das Einsetzen von Gleichung (3.1) in Gleichung (3.3) unter gleichzeitiger Verwendung der Gleichung (3.5) führt auf eine umgeformte Energierhaltungsgleichung [61]

$$\frac{\partial p}{\partial t} + v \frac{\partial p}{\partial x} + \kappa p \frac{\partial v}{\partial x} = (\kappa - 1)q. \quad (3.6)$$

Die physikalischen Größen des Systems lassen sich nun in einen zeitlich konstanten mittleren Wert $(\bar{\cdot})$ und einen Schwankungswert zerlegen $(\cdot)'$.

$$p(x, t) = \bar{p}(x) + p'(x, t) \quad (3.7)$$

$$\rho(x, t) = \bar{\rho}(x) + \rho'(x, t) \quad (3.8)$$

$$v(x, t) = \bar{v}(x) + v'(x, t) \quad (3.9)$$

$$q(x, t) = \bar{q}(x) + q'(x, t) \quad (3.10)$$

Für die zeitlich konstanten Mittelwerte der physikalischen Größen lassen sich für eine stationäre Strömung die Erhaltungsgleichungen der Masse, des Impulses und der Energie in folgender Form anschreiben [61]:

$$\frac{d}{dx}(\bar{\rho}\bar{v}) = 0, \quad (3.11)$$

$$\bar{\rho}\bar{v} \frac{d\bar{v}}{dx} + \frac{d\bar{p}}{dx} = 0, \quad (3.12)$$

$$\bar{\rho}\bar{v} \frac{d\bar{u}}{dx} + \bar{p} \frac{d\bar{v}}{dx} = \bar{q}. \quad (3.13)$$

Die Beziehungen (3.7) bis (3.10) werden in die Gleichungen (3.2) und (3.6) eingesetzt. Da von kleinen Schwankungswerten bezogen auf die mittleren Werte ausgegangen wird, werden Terme zweiter Ordnung vernachlässigt, d.h. $(\cdot)'(\cdot)' = 0$. Unter Berücksichtigung der Erhaltungsgleichungen (3.11) bis (3.13) für die Mittelwerte der physikalischen Größen führen einige algebraische Umformungen auf die Form

$$\frac{\partial p'}{\partial x} + \bar{\rho} v' \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} + \rho' \bar{v} \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} + \bar{\rho} \bar{v} \frac{\partial v'}{\partial x} + \bar{\rho} \frac{\partial v'}{\partial t} = 0 \quad (3.14)$$

für die Impulserhaltungsgleichung und

$$\frac{\partial p'}{\partial t} + \bar{v} \frac{\partial p'}{\partial x} + v' \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} + \kappa \bar{p} \frac{\partial v'}{\partial x} + \kappa p' \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} = (\kappa - 1) q' \quad (3.15)$$

für die umgeformte Energieerhaltungsgleichung.

Der Ort der Wärmefreisetzung ist die einen geometrisch begrenzten Raum einnehmende Flamme. Vor und hinter der Flamme sind die mittleren Werte der Strömungsgrößen bei unveränderten Betriebsbedingungen örtlich konstant. Große Veränderungen der Strömungsgrößen treten nur im Zuge der chemischen Reaktion auf [61].

Der Einfachheit halber wird angenommen, die Flamme sei eben und an der Position x_f in der Brennkammer lokalisiert, wie in Abbildung 3.1 dargestellt ist [25], [61]. Eine nicht ebene Flamme entspricht zwar eher der Realität [24], [99], macht die Modellierung allerdings komplizierter ohne Vorteile bei der Identifizierung der dominanten Einflussparameter der Verbrennungsinstabilitäten zu geben.

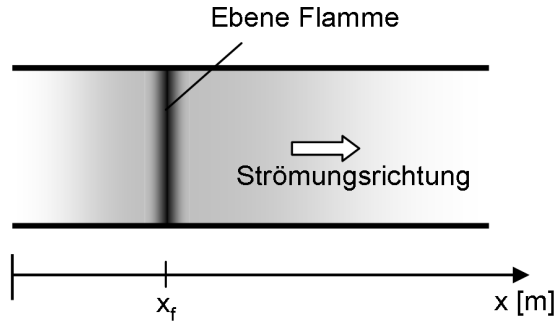


Abbildung 3.1: Rohrbrennkammer mit ebener Flamme bei x_f [61]

Gemäß der Annahme ist im gesamten Brennkammervolumen die Wärmefreisetzung gleich Null mit der Ausnahme der Ebene an der Position x_f .

$$q(x, t) = q_f(t) \delta(x - x_f) \quad (3.16)$$

Dieser Sachverhalt kann mathematisch mittels einer Dirac Funktion $\delta(\cdot)$ beschrieben werden. $q(x, t) = 0$ für alle x mit Ausnahme von $x = x_f$. An der Stelle $x = x_f$ gilt $q(x_f, t) = q_f(t)$. Somit tritt an der Stelle x_f ein Sprung der physikalischen Größen der Brennkammer auf, die Flamme ist eine Unstetigkeitsstelle. Mit den getroffenen Vereinbarungen gilt für die Schwankungsgröße der Wärmefreisetzung [61]

$$q'(x, t) = q'_f(t) \delta(x - x_f). \quad (3.17)$$

Die Schallgeschwindigkeit ist definiert als [51]

$$\left. \frac{\partial p}{\partial \rho} \right|_s = c^2. \quad (3.18)$$

Für ideale Gase folgt aus der Adiabatengleichung $p/\rho^\kappa = \text{const.}$ für die Schallgeschwindigkeit [51]

$$c = \sqrt{\kappa R \bar{T}} = \sqrt{\frac{\kappa \bar{p}}{\bar{\rho}}}. \quad (3.19)$$

Somit läßt sich in Gleichung (3.14) die Dichte ρ als Funktion des Druckes und der Schallgeschwindigkeit ausdrücken $\rho = \kappa p/c^2$. Nun wird Gleichung (3.14) nach dem Ort abgeleitet $\frac{\partial}{\partial x}$ und Gleichung (3.15) nach der Zeit, wobei die substantielle Ableitung nach der Zeit gebildet werden muss $\frac{D}{Dt} = \left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{v} \frac{\partial}{\partial x}\right)$ [126], [188].

Da die Annahme gilt, dass sich die Mittelwerte der physikalischen Größen nur am Ort der Flamme ändern, folgt $\frac{\partial(\bar{\cdot})}{\partial x} = 0$. So ergibt sich die partielle Ableitung der Impulsgleichung (3.14) zu

$$\kappa \bar{p} \frac{\partial^2 v'}{\partial x \partial t} + \kappa \bar{p} v' \frac{\partial^2 v'}{\partial x^2} + c^2 \frac{\partial^2 p'}{\partial x^2} = 0. \quad (3.20)$$

Die substantielle Ableitung der umgeformten Energiegleichung (3.15) ist

$$\begin{aligned} \kappa p' \frac{\partial^2 v'}{\partial x \partial t} + \frac{\partial^2 p'}{\partial t^2} + \bar{v} \frac{\partial^2 p'}{\partial x \partial t} - \frac{\partial q'}{\partial t} (\kappa - 1) + \bar{v} \frac{\partial^2 p'}{\partial x \partial t} + \\ + \bar{v}^2 \frac{\partial^2 p'}{\partial x^2} + \kappa \bar{p} v' \frac{\partial^2 v'}{\partial x^2} - \bar{v} \frac{\partial q'}{\partial x} (\kappa - 1) = 0. \end{aligned} \quad (3.21)$$

Das Gleichsetzen und Vereinfachen der Gleichungen (3.20) und (3.21) ergibt [61]

$$\left(\frac{\partial^2 p'}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 p'}{\partial x^2} (c^2 - \bar{v}^2) \right) + 2\bar{v} \frac{\partial^2 p'}{\partial x \partial t} = (\kappa - 1) \left(\frac{\partial q'}{\partial t} + \bar{v} \frac{\partial q'}{\partial x} \right). \quad (3.22)$$

Beim Betrachten der linken Seite der Gleichung (3.22) ist festzustellen, dass es sich um eine Art Wellengleichung handelt. Die homogene Form der Gleichung (3.22) ist bei Vernachlässigung der mittleren Strömung² sogar identisch mit der klassischen Wellengleichung der Akustik [61].

$$\frac{\partial^2 p'}{\partial t^2} - c^2 \frac{\partial^2 p'}{\partial x^2} = 0. \quad (3.23)$$

Die mittlere Strömungsgeschwindigkeit wird im Folgenden wieder berücksichtigt. Eine geschlossene Lösung läßt sich für die inhomogene Form der Gleichung (3.22) allerdings

²Der aus der Vernachlässigung der Strömungsgeschwindigkeit resultierende Fehler ist vergleichsweise gering, da die Machzahlen in der Brennkammer im Allgemeinen sehr niedrig sind.

nicht angeben, da die Wärmefreisetzung q im Allgemeinen Funktion einer Vielzahl von Parametern ist.

$$q = f(p, \rho, T, \text{FAR}, \dots \text{etc.}) = \mathcal{Q} \quad (3.24)$$

Die homogene Lösung der Gleichung (3.22) läßt sich aber bestimmen. Sie hilft bei der näheren Betrachtung des Gesamtsystems weiter. Die Brennkammer wird in den Bereich vor der Flamme und den Bereich nach der Flamme aufgeteilt. Die Flamme und die Wärmefreisetzung werden ausgeklammert und erst wieder berücksichtigt, wenn es um die Kopplung der beiden Brennkammerbereiche geht. So läßt sich für die Bereiche ohne Wärmefreisetzung schreiben

$$\left(\frac{\partial^2 p'}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 p'}{\partial x^2} (c^2 - \bar{v}^2) \right) + 2\bar{v} \frac{\partial^2 p'}{\partial x \partial t} = 0. \quad (3.25)$$

Gleichung (3.25) beschreibt die Akustik für ein nicht viskoses Gas mit mittlerer Strömung. Unter der Annahme, dass die Schwankungsgrößen mit Hilfe trigonometrischer Funktionen beschrieben werden können, läßt sich für Gleichung (3.25) eine Lösung angeben [126]

$$p'(x, t) = (C_1 e^{-j\omega/(c+\bar{v})x} + C_2 e^{+j\omega/(c-\bar{v})x}) e^{j\omega t}. \quad (3.26)$$

Die Lösung läßt sich als Summe zweier Wellen auffassen (sog. Riemann-Invarianten), welche stromauf bzw. stromab laufen. C_1 und C_2 sind Integrationskonstanten. Ihr Wert hängt von den Randbedingungen ab. Für einfache Geometrien läßt sich der Zusammenhang zwischen den Integrationskonstanten vergleichsweise einfach angeben, allerdings nicht ihr Absolutwert. So gilt bei einer Röhre mit zwei offenen Enden, Randbedingung $p' = 0$, und Vernachlässigung der mittleren Strömungsgeschwindigkeit $\bar{v} = 0$ die Betragsgleichheit der Konstanten $C_1 = -C_2$ [104].

Bei Geometrien realer Brennkammern läßt sich der Zusammenhang meistens nicht mehr analytisch angeben. Dann muss auf Versuchsdaten oder numerische Strömungssimulationsergebnisse zur Bestimmung der Reflexionskoeffizienten zurückgegriffen werden.

Das Verhältnis von Schalldruck p' und Schallschnelle v' ist bei einer ebenen Welle immer konstant [184]. Unter Verwendung der Impulserhaltungsgleichung folgt für die Schallschnelle [126]

$$v'(x, t) = \frac{1}{\rho c} (C_1 e^{-j\omega/(c+\bar{v})x} - C_2 e^{+j\omega/(c-\bar{v})x}) e^{j\omega t}. \quad (3.27)$$

Die Kopplung zwischen dem Brennkammerbereich vor der Flamme und dem Brennkammerbereich nach der Flamme geschieht, indem funktionale Zusammenhänge zwischen den Druckschwankungen und der Schallschnelle vor der Flamme und den Druckschwankungen und der Schallschnelle nach der Flamme aufgestellt werden, d.h., eine Schließungsbedingung aufgestellt wird (siehe Abschnitt 2.3).

3.1.2 Modellierung des Einflusses der Flamme

Die Wellenlängen der Druckoszillationen, welche in Brennkammern registriert werden, sind normalerweise etwa eine Größenordnung länger als die Flammenbreite [141]. Unter derartigen Bedingungen darf die Flamme als kompakt im Vergleich zu den akustischen Wellenlängen angesehen werden. Folglich darf die Flamme näherungsweise als unendlich dünne Unstetigkeitsstelle angesehen werden, über welche die Strömungsgrößen ihren Betrag sprunghaft ändern [141].

Poinsot und Veynante [141] geben für den Schalldruck und die Schallschnelle folgende Relationen für die Werte vor $(.)_K$ und nach $(.)_H$ der Flamme an:

$$p'_K = p'_H, \quad (3.28)$$

$$A_H v'_H - A_K v'_K = \frac{\kappa - 1}{\rho_K c_K^2} q'. \quad (3.29)$$

A_K und A_H sind die Brennkammerquerschnitte vor und nach der Flamme, ρ_K ist die Dichte der unverbrannten Gase und c_K ist die Schallgeschwindigkeit in den Kaltgasen. Interessant ist die Aussage von Gleichung (3.28). Der Schalldruck wird von der Flamme nicht direkt beeinflusst, sondern nur indirekt über die Schallschnelle, wie auch von der Arbeit von Schuermans [160] bestätigt wird.

Das Modell bedarf noch einer Schließungsbedingung, welche einen funktionalen Zusammenhang zwischen den Strömungsgrößen und der Wärmefreisetzung herstellt. Die einfachste Möglichkeit bietet sich in Form des Zeitverzugsmodells von Crocco und Cheng [30] (siehe Abschnitt 2.3). Die Reaktionsrate r , und damit die Wärmefreisetzung q , variiert proportional, aber mit einem Zeitverzug τ , zu den Druckschwankungen p' . Unter Annahme harmonischer Druckschwankungen läßt sich der Zusammenhang schreiben als [68]

$$q' = n \bar{q} (1 - e^{-i\omega\tau}) \frac{p'}{\bar{p}}, \quad (3.30)$$

wobei $n = (\partial(\ln r))/(\partial(\ln p))$ die Proportionalitätskonstante ist. Unter Vernachlässigung der chemischen Reaktionszeit τ_{chem} läßt sich der konvektive Zeitverzug τ_{conv} abschätzen als [101]

$$\tau \approx \tau_{conv} = \frac{L_{inj}}{\bar{v}}, \quad (3.31)$$

wobei L_{inj} die Entfernung zwischen der Brennstoffeinspritzstelle und der Flamme und \bar{v} die mittlere Strömungsgeschwindigkeit ist. Mehr Details zur Bestimmung des Zeitverzugs lassen sich bei Putnam [145] finden.

Damit läßt sich nun ein vereinfachtes Modell für die Thermoakustik der Rohrbrennkammer aufstellen. Für den Schalldruck und die Schallschnelle im Bereich stromab und stromauf der Flamme gilt:

$$p'(x, t) = (C_{1K} e^{-j\omega/(c+\bar{v})x} + C_{2K} e^{+j\omega/(c-\bar{v})x}) e^{j\omega t} \quad \forall x < x_f; \quad (3.32)$$

$$v'(x, t) = \frac{1}{\bar{\rho}c} (C_{1K} e^{-j\omega/(c+\bar{v})x} - C_{2K} e^{+j\omega/(c-\bar{v})x}) e^{j\omega t} \quad \forall x < x_f; \quad (3.33)$$

$$p'(x, t) = (C_{1H} e^{-j\omega/(c+\bar{v})x} + C_{2H} e^{+j\omega/(c-\bar{v})x}) e^{j\omega t} \quad \forall x > x_f; \quad (3.34)$$

$$v'(x, t) = \frac{1}{\bar{\rho}c} (C_{1H} e^{-j\omega/(c+\bar{v})x} - C_{2H} e^{+j\omega/(c-\bar{v})x}) e^{j\omega t} \quad \forall x > x_f. \quad (3.35)$$

Unter Berücksichtigung der Relationen über die Flamme (Gleichungen (3.28) und (3.29)) und der Randbedingungen an den Enden der Brennkammer lassen sich die Integrationskonstanten C_{1K} , C_{2K} , C_{1H} , C_{2H} der Gleichungen (3.32)-(3.35) qualitativ bestimmen [104]. Ergebnis ist ein Gleichungssystem, dessen einzige unbekannte die Schwingungskreisfrequenz ω ist. Mit dem Modell lassen sich die Frequenzen ω abschätzen, bei denen mit Verbrennungsinstabilitäten zu rechnen ist. Zusammenhänge lassen sich qualitativ angeben, für quantitative Aussagen ist das Modell allerdings nicht geeignet. Aus den Modellgleichungen lassen sich aber die dominanten Faktoren der Verbrennungsinstabilitäten herauskristallisieren (siehe Abschnitt 3.2).

3.1.3 Rayleigh Kriterium

Das Rayleigh Kriterium besagt, dass ein System instabil wird, wenn die Energie, welche pro Zyklus dem akustischen Feld zugeführt wird, größer ist als die Energie, welche pro Zyklus dissipiert wird. Dies ist zumeist der Fall, wenn die Druckschwankungen in Phase mit den Wärmefreisetzungsschwankungen sind. Ein einfacher analytischer Ansatz soll die Gründe hierfür veranschaulichen. Den Ausgangspunkt der Betrachtungen bilden wieder die Erhaltungsgleichungen (3.1) bis (3.3). Unter Verwendung der Gleichungen (3.7) bis (3.10), Berücksichtigung der getroffenen Annahmen und Vernachlässigung der mittleren Strömungsgeschwindigkeit, d.h. $\bar{v} = 0$, resultiert für die Kontinuitätsgleichung [61], [160]

$$\frac{\partial \rho'}{\partial t} + \bar{\rho} \frac{\partial v'}{\partial x} = 0, \quad (3.36)$$

für die Impulserhaltungsgleichung

$$\frac{\partial p'}{\partial x} + \bar{\rho} \frac{\partial v'}{\partial t} = 0, \quad (3.37)$$

und für die Energieerhaltungsgleichung

$$\frac{\partial p'}{\partial t} + \kappa \bar{p} \frac{\partial v'}{\partial x} = (\kappa - 1) q'. \quad (3.38)$$

Nun wird die Impulserhaltungsgleichung (3.37) mit v' multipliziert, die Energieerhaltungsgleichung (3.38) mit $\frac{p'}{\kappa \bar{p}}$ und die Resultate werden addiert [61]. Ausnutzend, dass $(\cdot) \times \frac{\partial}{\partial t}(\cdot) = \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial t}(\cdot)^2$ und unter Verwendung von Gleichung (3.19), folgt

$$\frac{\bar{\rho}}{2} \frac{\partial (v')^2}{\partial t} + \frac{1}{2\bar{\rho}c^2} \frac{\partial (p')^2}{\partial t} + v' \frac{\partial p'}{\partial x} + p' \frac{\partial v'}{\partial x} = \frac{(\kappa - 1)}{\bar{\rho}c^2} p' q'. \quad (3.39)$$

Der erste Term der Gleichung (3.39) spiegelt die kinetische Energie des akustischen Feldes wieder, der zweite Term die potentielle Energie des akustischen Feldes [61]. Die Terme drei und vier lassen sich zusammenfassen und geben dann den akustischen Energiefluss I_A wieder [125], [160].

$$E_A = \frac{\bar{\rho}(v')^2}{2} + \frac{(p')^2}{2\bar{\rho}c^2} \quad (3.40)$$

$$I_A = (p'v') \quad (3.41)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} E_A + \frac{\partial}{\partial x} I_A = \frac{(\kappa - 1)}{\bar{\rho}c^2} p'q'. \quad (3.42)$$

Gleichung (3.42) stellt eine Energiebilanz dar. Anhand dieser Gleichung läßt sich das Rayleigh Kriterium einfach verstehen. Wenn p' und q' in Phase sind, wird die rechte Seite der Gleichung (3.42) positiv, d.h., die Energie des akustischen Feldes wird vergrößert, was sich in anwachsenden Amplituden der Druckschwankungen niederschlägt. Ist die Dämpfung unzureichend, treten Verbrennungsinstabilitäten auf.

3.2 Identifizierung der dominanten Einflussgrößen der Verbrennungsinstabilitäten

Die Faktoren, welche für das Auftreten von Verbrennungsinstabilitäten verantwortlich sind, sind vielfältig, weisen komplexe Interaktionsmechanismen auf und sind systemspezifisch [42], [71]. Im Folgenden werden die wichtigsten Einflussgrößen anhand des in Abschnitt 3.1 aufgestellten Modells der Thermoakustik einer Rohrbrennkammer identifiziert. Eingangs ist anzumerken, dass das aufgestellte Modell sehr simpel ist und nur qualitative Zusammenhänge aufzeigen kann, beispielsweise ist die Brennkammerdämpfung, die bei quantitativen Betrachtungen zu berücksichtigen ist, vernachlässigt. In den Modellgleichungen sind nur die Parameter wiederzufinden, die für eine prinzipielle, qualitative Betrachtung des Phänomens der Verbrennungsinstabilitäten absolut unverzichtbar sind. Diese werden als die dominanten Einflussgrößen der Verbrennungsinstabilitäten betrachtet. Die Gleichungen (3.32)-(3.35) beschreiben das akustische Feld der Brennkammer, der Einfluss der Flamme auf das akustische Feld wird von den Gleichungen (3.28) und (3.29) wiedergegeben, die Gleichungen (3.30) und (3.31) beschreiben den Rückkopplungsmechanismus zwischen den Strömungsgrößen und der Wärmefreisetzung.

Eingangs ist die große Abhängigkeit der Verbrennungsinstabilitäten von der Geometrie der Brennkammer hervorzuheben. Die Dämpfung, die Reflexion der Schallwellen, die Rückkopplung zwischen der Strömung und der Wärmefreisetzung hängen allesamt ganz oder teilweise von der Brennkammergeometrie ab. Damit beeinflusst die Geometrie die Frequenz, die Amplitude und die Entstehungsbedingungen der Verbrennungsinstabilitäten.

Das Schallfeld der Brennkammer wird von den Eigenschaften des Fluids beeinflusst. Die Schallgeschwindigkeit c ist eine Funktion der Temperatur T und der Gaskonstante R . Die Heißgastemperatur T_H ist primär eine Funktion des Brennstoff-Luft-Massenverhältnisses FAR und der Kaltgastemperatur T_K , einen geringeren Einfluss besitzt auch das Wasser-Luft-Massenverhältnis WAR des Systems [159]. Die Gaskonstante R ist fluidspezifisch und ändert sich somit bei Variationen des Wasser-Luft-Massenverhältnisses WAR. Bei der Impedanz $Z = \frac{p'}{v'}$ fließt auch die Fluidichte ρ als Parameter ein. Für ein ideales Gas läßt sich die Dichte ρ als Funktion von Druck, Temperatur und der Gaskonstante ausdrücken, $\rho = p/(RT)$.

Bei der Rückkopplung zwischen der Strömung und der Wärmefreisetzung spielt der Zeitverzug der Brennstoffeinspritzung und derjenige der chemischen Reaktion eine wichtige Rolle. Der konvektive Zeitverzug $\tau_{conv} = L_{inj}/\bar{v}$ ist neben der Geometrie, welche in Form der Distanz zwischen Injektor und Flamme L_{inj} einfließt, auch Funktion der mittleren Strömungsgeschwindigkeit \bar{v} . Daneben taucht noch eine zweite Komponente des Zeitverzugs auf, die chemische Reaktionszeit τ_{chem} . Neben den Umgebungsbedingungen in der Brennkammer hängt diese vom Brennstofftyp ab. Ferner erlaubt die Brennstoffstufung insbesondere die Beeinflussung der Konvektionszeit τ_{conv} . Damit ist auch das Brennstoffstufungsverhältnis α als Einflussgröße zu berücksichtigen.

Die Flamme wird als Unstetigkeitsstelle betrachtet. Im Bereich stromauf der Flamme haben die Strömungsgrößen p , T , R nahezu konstante Werte, das gleiche gilt auch für den Bereich stromab der Flamme nach Ende der chemischen Reaktion. Aufgrund der geringen Strömungsgeschwindigkeit in der Brennkammer [96] weisen die statischen und die totalen Größen nur geringen Betragsunterschiede auf. Insbesondere die Temperatur T weist allerdings über die Flamme hinweg eine große Betragsänderung auf, weswegen Kalt- und ein Heißgastemperaturbereiche zu berücksichtigen sind.

Abschließend lassen sich folgende Größen als dominante Einflussparameter der Verbrennungsinstabilitäten anführen:

- die Geometrie der Brennkammer;
- der Brennstoff;
- das Brennstoffstufungsverhältnis α ;
- der Brennkammerdruck p_{BK} ;
- die Brennkammereintrittstemperatur T_K ;
- die Heißgastemperatur T_H ;
- die Strömungsgeschwindigkeit v ;
- das Wasser-Luft-Massenverhältnis WAR;
- das Brennstoff-Luft-Massenverhältnis FAR³.

³Sind drei der vier Größen T_K , T_H , WAR und FAR bekannt, ist auch die vierte praktisch eindeutig festgelegt und trägt keine Zusatzinformation mehr, $T_H = f(T_K, \text{WAR}, \text{FAR})$ [159].

Der Vergleich der dominanten Einflussparameter der Verbrennungsinstabilitäten mit den Haupteinflussgrößen der Stickoxidemissionen (siehe Abschnitt 2.1) verdeutlicht, dass sowohl die Verbrennungsinstabilitäten als auch die Stickoxidemissionen entscheidend von den thermodynamischen Zustandsgrößen der Brennkammer beeinflusst werden. Zudem wird deutlich, dass die Variation des Brennstoffstufungsverhältnisses α gleichzeitig sowohl die Verbrennungsinstabilitäten als auch die Stickoxidemissionen beeinflusst. Die identifizierten Einflussparameter stehen somit im Einklang mit den von Kokanovic [83] ermittelten relevanten Faktoren für das Pulsations- und Stickoxidemissionsverhalten eines Brenners.

Kapitel 4

Echtzeitmodellierung der Verbrennungsinstabilitäten

4.1 Methoden der Echtzeitmodellierung

Wie in Abschnitt 1.2 beschrieben worden ist, ist die Zielsetzung dieser Arbeit die Entwicklung eines echtzeitfähigen Modells des Pulsations- und Stickoxidemissionsverhaltens einer mageren Vormischbrennkammer mit Brennergruppenstufung, welches im Rahmen der Reglerentwicklung und der modellbasierten Regelung eingesetzt werden kann. Die vereinfachte Modellierung der Stickoxidemissionen ist in der Literatur ausgiebig behandelt, beispielsweise stellt Lefebvre [96] eine Reihe von Korrelationen vor, welche für diesen Zweck herangezogen werden können. Tsalavoutas et al. [180] untersuchen die Genauigkeit verschiedener Korrelationen und schlagen eigene generische Korrelationen für die Brennkammeremissionen vor.

In Abschnitt 2.3 ist ein Überblick über die bislang verfolgten Ansätze zur Modellierung der Verbrennungsinstabilitäten gegeben. Wie bereits erläutert, existiert bis heute kein voll analytischer Ansatz zur Modellierung der Verbrennungsinstabilitäten [95], [198]. Unabhängig von Überlegungen der Umsetzbarkeit eines derartigen Ansatzes ist nicht zu erwarten, dass dieser der Forderung nach Echtzeitfähigkeit nachkäme, da bereits die Lösung von partiellen Differentialgleichungen für die geforderte Zeitdiskretisierung mit heutigen Arbeitsrechnern in Echtzeit nicht zu bewältigen ist [66], [67].

Die numerischen Strömungssimulation ist sehr rechenzeitintensiv [42], und auch physikalisch weniger komplexe Modellierungskonzepte, wie z.B. das TA3 Netzwerkmodell von Alstom [11], sind nicht echtzeitfähig. Ein simples Modellierungskonzept, wie in Abschnitt 3.1 vorgestellt, ist aufgrund der Vielzahl vereinfachender Annahmen nicht geeignet zur Modellierung der Pulsationsamplituden einer realen Gasturbinenbrennkammer.

Die Modellierung der Amplituden der Verbrennungsinstabilitäten erfordert die Erfassung der komplexen Interaktionsmechanismen der Einflussgrößen einschließlich der nichtlinearen Effekte [40], [97], [160]. Angesichts der Laufzeitanforderungen erscheint die Systemidentifikation der einzig erfolgsversprechende Weg zur Modellierung der Pulsationsamplituden in einem echtzeitfähigen Programm.

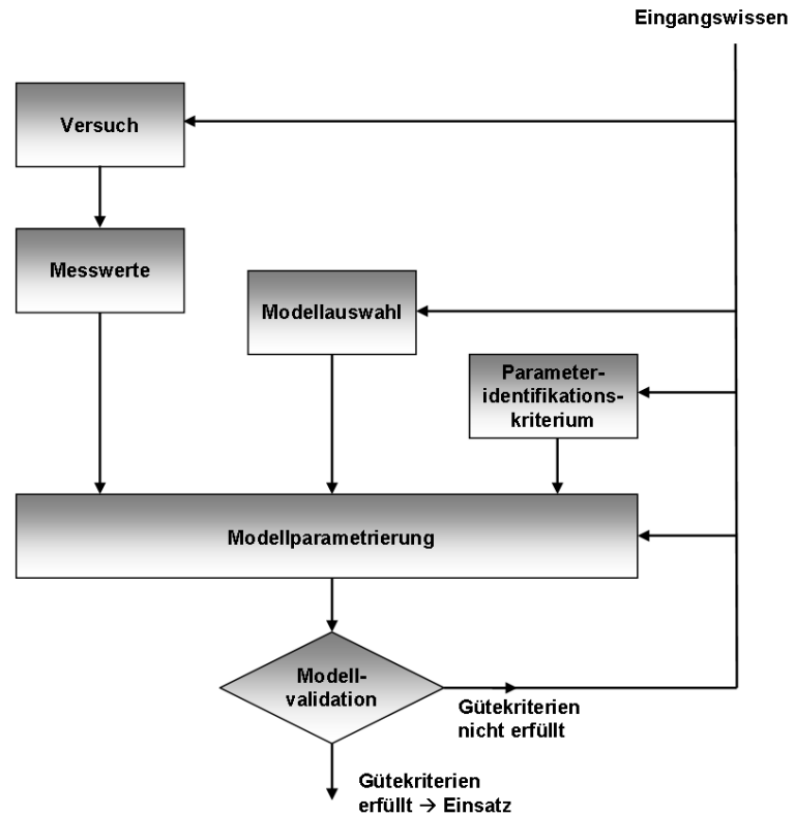


Abbildung 4.1: Prinzipielle Vorgehensweise bei der Systemidentifikation [105]

In Abbildung 4.1 ist die prinzipielle Vorgehensweise bei der Systemidentifikation dargestellt. Basierend auf dem Eingangswissen zur Problemstellung ist vom Nutzer festzulegen, wieviele und welche Versuchswerte für den Aufbau des Modells benötigt werden. Parallel dazu wird eine geeignete Modellstruktur ausgewählt und ein Kriterium für die Identifizierung der Modellparameter festgelegt. Bei einer Systemidentifikation besteht folgendes Kernproblem: Gegeben sei ein Satz von N Eingangsdaten $\{\mathbf{x}_n\}_{n=1}^N$ und korrespondierenden Ausgangsdaten $\{t_n\}_{n=1}^N$. Ziel der Modellparametrierung ist ausgehend von den Relationen zwischen Eingangsdaten und Ausgangsdaten die Festlegung der Modellparameter, so dass für einen Eigangsvektor $\mathbf{x}_{N+1} \notin \{\mathbf{x}_n\}_{n=1}^N$ das Modell \mathcal{M} den zugehörigen Ergebniswert t_{N+1} berechnet

$$t_{N+1} = \mathcal{M}(\mathbf{x}_{N+1}, \{\mathbf{x}_n\}_{n=1}^N, \{t_n\}_{n=1}^N) + \nu_{N+1}, \quad (4.1)$$

wobei normalerweise zwischen dem Ergebniswert des Modells \mathcal{M} und dem realen Wert t_{N+1} eine Differenz $\nu_{N+1} \neq 0$ bestehen wird. Ziel der Modellierung ist die Minimierung der Residuen ν_n [54], [167]. Mit der abschließenden Modellvalidierung wird sichergestellt, dass die Ergebniswerte des Modells den festgelegten Gütekriterien entsprechen [105].

Die Mathematik stellt eine Vielzahl von Methoden zur Modellierung von Ausgangsdaten in Abhängigkeit von Eingangsdaten zur Verfügung, z.B. Zustandsraummodelle, Parametermodelle, die Familie der ARMAX-Modelle, Neuronale Netze, Fuzzy-Logik, etc.

[105], [131]. Bei der Wahl der Methodik zur Modellierung der Pulsationsamplituden der thermoakustischen Instabilitäten ist einerseits die Forderung nach Echtzeitfähigkeit zu berücksichtigen und andererseits die gegebene Datenstruktur.

Die Daten, welche im gegebenen Fall für die Systemidentifikation zur Verfügung stehen, sind Messwertsätze, welche neben den Pulsations- und Stickoxidemissionswerten Größen enthalten, wie z.B. Drücke, Temperaturen, etc., welche den Betriebspunkt der Gasturbine widerspiegeln. Diese Messwertsätze besitzen allerdings nicht eine dem aufzulösenden Effekt adäquate Zeitinformation. Insbesondere das Pulsationsverhalten des Systems läßt sich nicht in einen unmittelbaren kausalen Zusammenhang zu demjenigen eines vorhergehenden Zeitschritts setzen, da die Abstände zwischen den einzelnen Messungen sehr viel größer sind als die Pulsationsschwingungsdauern. Daraus folgt, dass der Pulsationszustand des Systems unmittelbar vor dem einzelnen Messzeitpunkt unbekannt ist. Die einzelnen Messwertsätze sind als unabhängig voneinander zu betrachten.

Die angeführten Modellierungsmethoden lassen sich prinzipiell in zwei Gruppen gliedern [105]:

- Methoden, bei welchen Kenntnisse der Physik des betrachteten Problems einfließen, wie z.B. Zustandsraummodelle und Parametermodelle;
- Methoden, die ohne explizite Kenntnisse der physikalischen Zusammenhänge auskommen (Black-Box-Modelle).

Grundsätzlicher Nachteil der Black-Box-Modelle ist, dass sie stark systemspezifisch sind und die Güte ihrer Ergebnisse nur für Eingangswerte \mathbf{x}_{N+1} sichergestellt ist, die Elemente des Raumes sind, der vom Trainingsdatensatz aufgespannt wird¹. Eine Extrapolation beruht auf rein mathematischen Zusammenhängen. Mit Modellen, welche auf Basis der physikalischen Zusammenhänge erstellt worden sind, lassen sich beim Auftreten von Eingangswerten \mathbf{x}_{N+1} , die außerhalb des vom Trainingsdatensatz aufgespannten Raumes liegen, basierend auf den implementierten physikalischen Gesetzmäßigkeiten die Ausgangswerte extrapolieren [131].

Prinzipiell ist folglich Modellen, welche Kenntnisse der Physik des Systems einschließen, der Vorzug zu geben [167]. Allerdings lassen sich die komplexen Zusammenhänge, welche den Verbrennungsinstabilitäten zugrunde liegen, nicht ohne unzulässige Vereinfachungen in einfachen Differenzgleichungen oder Differenzialgleichungen erster Ordnung ausdrücken [42], [71], [198], was dem Einsatz von Zustandsraummodellen entgegensteht. Zustandsraummodelle für Verbrennungsinstabilitäten, bei denen Differenzialgleichungen höherer Ordnung in ein System von Differenzialgleichungen erster Ordnung überführt werden, existieren zwar, sind allerdings rechenzeitintensiv und nicht echtzeitfähig [11], [160].

Bei Parametermodellen könnten zwar partielle Differentialgleichungen zur Problembeschreibung herangezogen werden [105], deren Lösung ist allerdings mit sehr viel

¹Der L-dimensionale Eingangsvektor \mathbf{x}_{N+1} ist innerhalb des von Trainingsdatensatz aufgespannten Raums, wenn für jedes Element l des Vektors gilt $x_u^l \leq x_{N+1}^l \leq x_o^l$, wobei $x_u^l \in \mathbf{x}_u$ und $x_o^l \in \mathbf{x}_o$ Elemente des Trainingsdatensatzes sind.

Rechenaufwand verbunden, was für Echtzeitanwendungen ein Problem darstellt [66], [67]. Normalerweise unkritisch hinsichtlich der Rechenzeit sind die Modelle, bei denen die Physik nicht explizit berücksichtigt wird (Black-Box-Modelle).

Die ARMAX-Modellfamilie, zu welcher hier auch die nichtlinearen NARMAX Modelle gezählt werden, ist sehr weitläufig, besitzt aber die prinzipielle Grundstruktur [105]

$$\begin{aligned} T(t) + a_1 T(t - \tau) + \dots + a_{n_a} T(t - n_a \tau) = & b_1 X(t - \tau) + \dots \\ & + b_{n_b} X(t - n_b \tau) + E(t) + c_1 E(t - \tau) + \dots + c_{n_c} E(t - n_c \tau) \end{aligned} \quad (4.2)$$

mit T als den Ergebniswerten, X als den Eingangswerten und den Termen E , welche eventuelles Rauschen erfassen. Die Parameter

$$\bar{\theta}_{ARMAX} = (a_1 \dots a_{n_a} b_1 \dots b_{n_b} c_1 \dots c_{n_c}) \quad (4.3)$$

dienen der Modellanpassung. τ ist die Länge eines Zeitschritts. Somit hängt bei den ARMAX-Modellen ein Ausgang normalerweise nicht nur von den gerade anliegenden Eingängen ab, sondern ist auch Funktion zurückliegender Eingangswerte [105], [131]. Diese Eigenschaft der ARMAX-Modelle läßt sich allerdings angesichts der vorliegenden Datensätze für die Modellierung der thermoakustischen Instabilitäten nicht ausnutzen, da die Pulsationsamplitude eines Zeitschritts nicht unmittelbar von den Zustandswerten eines vorhergehenden Zeitschritts abhängig ist. Folglich schrumpft die Modellstruktur auf eine direkte funktionale Abbildung der Eingänge eines einzelnen Zeitschritts auf einen Ausgangswert. Bei konstanten Parametern $\bar{\theta}_{ARMAX}$ entspricht dies einer linearen Abbildung. Somit ist die ARMAX-Modellfamilie für die hier betrachteten nichtlinearen Modellierungszwecke eher ungeeignet.

Für die Modellierung komplexer Systeme, die sich mathematisch nicht exakt beschreiben lassen, eignet sich oftmals die Fuzzy-Logik (unscharfe Logik). Sie stellt einen breiten Werkzeugsatz zur Verfügung für Aufgaben, bei denen aus Eingangswerten, deren Auswirkung auf das Ergebnis nicht absolut exakt beschreibbar ist, das ungefähre Ergebnis zu bestimmen [39]. Im Gegensatz zu den 1 oder 0 Schlüssen der klassischen Logik ist bei der Fuzzy-Logik ein Ergebnis immer nuanciert. Die Fuzzy-Logik liefert eher Tendenzen der Ergebnisse als ein absolut exaktes Resultat [201], [202].

Aus mathematischer Sicht lassen sich Fuzzy-Modelle auf die Struktur

$$t = \sum_{j=1}^r \alpha_j \mu_j(\varphi(x)), \quad (4.4)$$

mit α_j als Parametrisierung und $\varphi(x)$ als Regressionsvektor zurückführen. μ_j sind die sogenannten Zugehörigkeitsfunktionen des Modells [105]. Die Literatur bietet von simplen linearen Rechtecksfunktionen bis zu komplizierten nichtlinearen Abbildungen eine große Auswahl möglicher Zugehörigkeitsfunktionen. Es obliegt dem Anwender die für die Problemstellung jeweils geeignetsten zu wählen [111].

Bei Verwendung gewisser Zugehörigkeitsfunktionen, z.B. Singleton, läßt sich die Fuzzy-Logik für die beliebig genaue Approximierung jeder stetigen, nichtlinearen Funktion heranziehen [120]. Die mit Hilfe von Fuzzy-Logik erzielten Resultate hängen aber nicht

nur von der Wahl der Basisfunktionen ab, sondern auch ganz entscheidend von den Fuzzy-Regeln, welche für ein Problem aufgestellt werden können. Wenn p Eingangsvariablen vorliegen, deren Wertebereich in r Abschnitte unterteilt ist, müssten für die vollständige Beschreibung p^r Regeln vorliegen. Somit nimmt, wenn die Auflösung des Wertebereichs besser wird, auch die Anzahl der Regeln und damit die Komplexität des Modells zu. In der Praxis muss stets ein Kompromiss zwischen Auflösung und Komplexität gefunden werden [120].

Prinzipiell spricht zunächst nichts gegen die Verwendung von Fuzzy-Logik zur Modellierung der Verbrennungsinstabilitäten, insbesondere der Rechenaufwand ist bei der Implementierung eines Fuzzy-Logik Modells vergleichsweise gering. Um gute Ergebnisse zu erzielen, müsste allerdings die Auflösung des Wertebereichs und der Regelsatz groß genug sein, um alle Systemzustände zu erfassen. Diese Forderung ist angesichts des oft eingeschränkten Versuchsdatensatzes und des sehr komplexen Phänomens der Verbrennungsinstabilitäten zumeist nicht zu erfüllen, weshalb Fuzzy-Logik für die angedachten Modellierungszwecke nicht verwendet wird.

Neuronale Netze sind effektive Instrumente, um komplexe Eingangsdaten mit zugehörigen Ausgangsdaten zu korrelieren; sie können jede beliebige Funktion approximieren [113], [169]. Insbesondere lassen sich mit Neuronalen Netzen auch komplexe nichtlineare Zusammenhänge erfassen, wenn hinreichende funktionale Abhängigkeiten zwischen den vom Nutzer gewählten Eingangswerten und den Ausgangswerten bestehen. Da sie Ergebnisse mit geringem Rechenaufwand liefern, sind sie prinzipiell für die Echtzeitmodellierung der Verbrennungsinstabilitäten geeignet. Aufgrund der vorliegenden Datenstruktur mit Messwertsätzen, die zu diskreten Zeitpunkten erfasst worden sind und als unabhängig voneinander zu betrachten sind, lassen sich im Rahmen der Systemidentifikation allerdings keine eventuell auftretenden Hystereseeffekte der Verbrennungsinstabilitäten erfassen.

Die grundsätzliche Arbeitsweise Neuronaler Netze läßt sich in zwei Stufen gliedern. Für jeden Knoten wird zunächst in Abhängigkeit des Eingangs X der Aktivierungsimpuls [113]

$$a = \sum_{i=1}^I w_i X_i \quad (4.5)$$

bestimmt, wobei w_i Netzwerkparameter sind. Anschließend wird in Abhängigkeit des Aktivierungsimpulses der Ausgangswert T bestimmt

$$T = f(a). \quad (4.6)$$

Der ermittelte Ausgangswert kann das Endergebnis des Neuronalen Netzes sein, oder abhängig von der Netzwerktopologie auch als Eingang für eine weitere Knotenreihe dienen. Für die Wahl der Funktion $f(a)$ hat der Anwender weitgehende Freiheiten, die Literatur bietet einen großen Fundus möglicher Funktionen an. Ebenfalls große Freiheiten besitzt der Anwender auch bei der Wahl der Netzwerktopologie und der Knotenanzahl [73]. Dies macht das Auffinden der geeignetsten problemspezifischen

Netzwerktopologie schwierig und auch die Bestimmung der optimalen Netzwerkparameter ist kompliziert.

Verwandt mit Neuronalen Netzen, die nur eine Knotenebene mit einer gegen unendlich gehenden Knotenzahl besitzen, sind sogenannte Gauss'sche Prozesse [130], welche ebenfalls für die Approximation beliebiger Funktionen herangezogen werden können. Sie bieten den großen Vorteil, dass sich der Anwender keine Gedanken zur Netzwerktopologie machen muss, die Anzahl der Parameter klein ist, und für ihr Auffinden ein theoretisches Rahmenwerk existiert [54], [113]. Aufgrund dieser Vorteile gegenüber den Neuronalen Netzen bei vergleichbaren Eigenschaften, werden im Rahmen dieser Arbeit Gauss'sche Prozesse für die Modellierung der Verbrennungsinstabilitäten herangezogen.

4.2 Gauss'sche Prozesse

Ein Gauss'scher Prozess ist ein stochastisches Verfahren, aus dem Bereich der Bayes'schen Statistik. Ein Gauss'scher Prozess eignet sich zur Modellierung von Ausgangsdaten in Abhängigkeit multidimensionaler Eingangsdaten [54].

Unter der Bezeichnung *Kriging*-Verfahren werden im Bereich der Geostatistik bereits seit den fünfziger Jahren Methoden eingesetzt, welche zur Familie der Gauss'schen Prozesse zählen. Namensgeber war der südafrikanische Bergbauingenieur Daniel Krige, der statistische Methoden zur Bestimmung des Verlaufs von Goldadern bei Vorliegen einer begrenzten Zahl von Bodenproben verwendet hat. Für die Vertiefung der Theorie der Methodik zeichnen Matheron im Bereich Bergbau und Gandin im Bereich Meteorologie verantwortlich [28], [29], [57], [193].

Während der letzten Jahre lag der Fokus auf der Weiterentwicklung der Gauss'schen Prozesse für höherdimensionale Probleme. Neal [130] hat Mitte der neunziger Jahre die mathematische Verwandtschaft zwischen Gauss'schen Prozessen und Neuronalen Netzen nachgewiesen. Weitergeführt wurde die Arbeit von Rasmussen [148] und Williams [194], [195]. Die effiziente Implementierung von Gauss'schen Prozessen auf Rechnern wurde von Gibbs und Mackay untersucht [55]. Gibbs [54] und Mackay [112] geben auch einen umfassenden Überblick über die Theorie der Gauss'schen Prozesse.

4.2.1 Bayes'sche Statistik

In der Statistik werden prinzipiell zwei Ansätze für die Herangehensweise an Probleme unterschieden, der frequentistische und der Bayes'sche [113]. Beim frequentistischen Ansatz wird anhand der Häufigkeit von vorangegangenen Beobachtungen auf zukünftige Ereignisse geschlossen. Die Methodik ist im wohldefinierten Sinne objektiv, bedarf allerdings einer hinreichenden Anzahl von Beobachtungen, um auf zukünftige Ereignisse schließen zu können. Um die Ergebnisse nicht zu verfälschen, muss sichergestellt sein, dass außer den Beobachtungen keine weiteren Informationen Einfluss auf die Vorhersagen haben.

Im Gegensatz hierzu werden beim Bayes'schen Ansatz alle verfügbaren Informationen über ein Problem herangezogen, um daraus die Wahrscheinlichkeit für ein zukünftiges Ereignis abzuleiten. Bei den herangezogenen a priori Informationen kann es sich um vorangegangene Beobachtungen ebenso wie um logische Schlussfolgerungen oder um subjektive Erfahrungswerte handeln. Dadurch ist die Ableitung der Wahrscheinlichkeitsverteilung weniger objektiv als beim frequentistischen Ansatz, die Methodik läßt sich aber auch in Situationen anwenden, wo die frequentistische Herangehensweise versagt, wie z.B. wenn keine oder nur unzureichende Beobachtungen gegeben sind, oder wenn nur Informationen aus anderweitigen Quellen für die Bestimmung der Wahrscheinlichkeitsverteilung zur Verfügung stehen [54], [113], [130] [170].

Die Bayes'sche Statistik geht auf Pastor Thomas Bayes zurück, der sich im 18. Jahrhundert mit der Fragestellung beschäftigt hat, wie ein Mensch eine Annahme beim Auftauchen neuer Fakten an die aktuellen Gegebenheiten anpassen kann. Im Mittelpunkt der Bayes'schen Statistik steht das Bayes'sche Theorem [80]

$$P(\mathcal{A}|\mathcal{B}\mathcal{C}) = \frac{P(\mathcal{A}|\mathcal{C})P(\mathcal{B}|\mathcal{A}\mathcal{C})}{P(\mathcal{B}|\mathcal{C})}. \quad (4.7)$$

Das Bayes'sche Theorem kann folgendermaßen interpretiert werden: \mathcal{A} ist ein unbekanntes Ereignis, dessen Wahrscheinlichkeit von der im Term \mathcal{C} enthaltenen Information beeinflusst wird. Die Priori-Wahrscheinlichkeit $P(\mathcal{A}|\mathcal{C})$ ist die bedingte Wahrscheinlichkeit des Auftretens des Ereignisses \mathcal{A} unter den von \mathcal{C} definierten Voraussetzungen. Weitere Information zu \mathcal{A} ist im Term \mathcal{B} gegeben. Diese Information fließt über den Likelihood-Term $P(\mathcal{B}|\mathcal{A}\mathcal{C})$ in die Rechnung ein und verändert die Wahrscheinlichkeit des Auftretens des Ereignisses \mathcal{A} , so dass als Posteriori-Wahrscheinlichkeit $P(\mathcal{A}|\mathcal{B}\mathcal{C})$ resultiert. Der im Nenner auftretende Term $P(\mathcal{B}|\mathcal{C})$ besitzt einen konstanten Wert und dient nur der Skalierung [54], [80]. Ein anschauliches Beispiel zum Bayes'schen Theorem wird von Stange [170] gegeben.

4.2.2 Definition der Gauss'schen Prozesse

Gauss'sche Prozesse eignen sich zur Modellierung komplexer nichtlinearer Datenstrukturen. Gegeben sei ein L-dimensionaler Eingangsdatensatz $\mathbf{X}_N = \{\mathbf{x}_n\}_{n=1}^N$ und ein dazugehöriger Ausgangsdatensatz $\mathbf{t}_N = \{t_n\}_{n=1}^N$. Die unbekannte nichtlineare Funktion, welche einem Eingangsvektor \mathbf{x}_n den skalaren Ausgangswert t_n zuordnet, sei $y(\mathbf{x}_n) = t_n$, welche sich durch die Werte des Vektors \mathbf{w} parametrisieren läßt. Zielsetzung ist es nun ein Model für diese Daten zu identifizieren, welches in einem folgenden Schritt erlaubt basierend auf dem Eingang \mathbf{x}_{n+1} Vorhersagen für den Ausgang t_{n+1} zu treffen.

Unter Heranziehung des Bayes'schen Theorems läßt sich schreiben [113]

$$P(y(\mathbf{x}_n)|\mathbf{X}_N, \mathbf{t}_N) = \frac{P(y(\mathbf{x}_n))P(\mathbf{t}_N|y(\mathbf{x}_n), \mathbf{X}_N)}{P(\mathbf{t}_N|\mathbf{X}_N)}. \quad (4.8)$$

Die Posteriori-Wahrscheinlichkeit ist gegeben als Produkt aus Priori-Wahrscheinlichkeit und Likelihood-Wahrscheinlichkeit. Die Priori-Wahrscheinlichkeit spiegelt die Ein-

gangskennnisse über die gesuchte Funktion $y(\mathbf{x})$ wieder. Die Likelihood-Wahrscheinlichkeit $P(\mathbf{t}_N|y(\mathbf{x}_n), \mathbf{X}_N)$ berücksichtigt eventuelle Störeinflüsse (z.B. Messrauschen) [113].

Ein Gauss'scher Prozess gründet auf der Idee eine Priori-Wahrscheinlichkeitsverteilung $P(y(\mathbf{x}_n))$ auf den Funktionraum zu legen, so dass der Zusammenhang $\mathbf{x}_n \rightarrow t_n$ ermittelt werden kann, ohne dass die Funktion $y(\mathbf{x})$ explizit parametrisiert werden muss. So wird eine Priori-Wahrscheinlichkeit $P(y(\mathbf{x}|\bar{\Theta}_A))$ über den Funktionenraum der zu erwartenden Funktionen $y(\mathbf{x})$ definiert. $\bar{\Theta}_A$ ist ein sog. Hyperparametersatz, welcher die Verteilung prägt. Eine Priori-Wahrscheinlichkeit wird auch für eventuelle Störeinflüsse in Form von $P(\nu|\bar{\Theta}_B)$ definiert, wobei $\bar{\Theta}_B$ der Hyperparametersatz des Modells der Störeinflüsse ist. Damit läßt sich nun die resultierende Wahrscheinlichkeit angeben als [54]

$$P(\mathbf{t}_N|\mathbf{X}_N, \bar{\Theta}_A, \bar{\Theta}_B) = \int dy d\nu P(\mathbf{t}_N|\mathbf{X}_N, y, \nu)P(y(\mathbf{x}|\bar{\Theta}_A))P(\nu|\bar{\Theta}_B), \quad (4.9)$$

mit $\mathbf{t}_N = (t_1, t_2, \dots, t_N)$ als dem Vektor der bekannten Ausgangswerte. Nun können Vorhersagen für einen Ausgangswert t_{N+1} angesichts eines Eingangsvektors $\mathbf{x}_{N+1} \notin \mathbf{X}_N$ getroffen werden. Hierfür wird $\mathbf{t}_{N+1} = (t_1, t_2, \dots, t_N, t_{N+1})$ als neuer Ausgangsvektor definiert und die bedingte Wahrscheinlichkeit für den Ausgang t_{N+1} wird angeschrieben als [54]

$$P(t_{N+1}|\mathbf{X}_N, \mathbf{t}_N, \bar{\Theta}_A, \bar{\Theta}_B, \mathbf{x}_{N+1}) = \frac{P(\mathbf{t}_N|\mathbf{X}_N, \bar{\Theta}_A, \bar{\Theta}_B, \mathbf{x}_{N+1})}{P(\mathbf{t}_N|\mathbf{X}_N, \bar{\Theta}_A, \bar{\Theta}_B)}. \quad (4.10)$$

Ist die bedingte Wahrscheinlichkeit für t_{N+1} bekannt, lassen sich Vorhersagen für den Ausgangswert t_{N+1} treffen. Einen Gauss'schen Prozess verwendend mit Annahme einer Normalverteilung der Ausgangswerte \mathbf{t} , läßt sich eine exakte Lösung der Gleichung (4.9) ermitteln [55], [112], [113].

Folglich läßt sich bei einem Gauss'schen Prozess für die Wahrscheinlichkeitsverteilung der Ausgangswerte $\mathbf{t} = \{t_1(\mathbf{x}_1), t_2(\mathbf{x}_2), \dots\}$ schreiben [55]

$$P(\mathbf{t}|\mathbf{X}_N, \mathbf{C}) = \frac{1}{Z} \exp\left(-\frac{1}{2}(\mathbf{t} - \mu)^T \mathbf{C}^{-1}(\mathbf{t} - \mu)\right). \quad (4.11)$$

Eine derartige Normalverteilung (Gauß-Verteilung) ist vollständig durch ihren Mittelwert μ und ihre Kovarianzmatrix \mathbf{C} beschrieben. Die Kovarianzmatrix \mathbf{C} ist eine $N \times N$ Matrix, welche durch die Kovarianzfunktion $\mathbf{C} = C(\mathbf{x}_m, \mathbf{x}_n; \bar{\Theta})$ definiert wird, deren Form entscheidend für die Ergebnisse des Gauss'schen Prozesses ist. Die Hyperparameter $\bar{\Theta}$ beeinflussen die Eigenschaften der Matrix; auf die Kovarianzfunktion C wird in Abschnitt 4.2.3 ausführlich eingegangen werden. Im Weiteren wird angenommen, dass $\mu = 0$ ist, was mit einer geeigneten Skalierung sichergestellt wird. Z ist eine Normalisierungskonstante. Eventuelles Rauschen wird in der Kovarianzmatrix \mathbf{C} mitefasset [54].

Für einen gegebenen Datensatz $\bar{\Xi} = \{\mathbf{X}_N, \mathbf{t}_N\}$ läßt sich unter Annahme einer Normalverteilung die bedingte Wahrscheinlichkeit des Ausgangs t_{N+1} schreiben als [54]

$$P(t_{N+1}|\bar{\Xi}, \mathbf{C}, \mathbf{x}_{N+1}) = \frac{P(t_{N+1}|\mathbf{X}_N, \mathbf{C}, \mathbf{x}_{N+1})}{P(t_{N+1}|\mathbf{X}_N, \mathbf{C})}. \quad (4.12)$$

Unter Berücksichtigung von Gleichung (4.11) folgt [54]

$$P(t_{N+1}|\bar{\Xi}, \mathbf{C}, \mathbf{x}_{N+1}) = \frac{Z_N}{Z_{N+1}} \exp\left(-\frac{1}{2}(\mathbf{t}_{N+1}^T \mathbf{C}_{N+1}^{-1} \mathbf{t}_{N+1} - \mathbf{t}_N^T \mathbf{C}_N^{-1} \mathbf{t}_N)\right). \quad (4.13)$$

Z_N und Z_{N+1} sind Normalisierungskonstanten. Der Wahrscheinlichkeitswert kann bestimmt werden, indem die Inverse der Kovarianzmatrix \mathbf{C}_{N+1} berechnet wird. Weniger zeitintensiv läßt sich die Rechnung durchführen, wenn der Aufbau der Kovarianzmatrix berücksichtigt wird. Die $(N+1) \times (N+1)$ Kovarianzmatrix \mathbf{C}_{N+1} ist nämlich aufgebaut aus der $N \times N$ Kovarianzmatrix \mathbf{C}_N , dem Vektor $\mathbf{k}_{N+1} = [C(\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_{N+1}; \bar{\Theta}), \dots, C(\mathbf{x}_N, \mathbf{x}_{N+1}; \bar{\Theta})]$ und dem Skalar $\kappa = C(\mathbf{x}_{N+1}, \mathbf{x}_{N+1}; \bar{\Theta})$ [54], [55]

$$\mathbf{C}_{N+1} = \begin{bmatrix} \mathbf{C}_N & \mathbf{k}_{N+1} \\ \mathbf{k}_{N+1}^T & \kappa \end{bmatrix}. \quad (4.14)$$

Die Inverse läßt sich damit folgendermaßen bestimmen [55]

$$\mathbf{C}_{N+1}^{-1} = \begin{bmatrix} \mathbf{M} & \mathbf{m} \\ \mathbf{m}^T & \mu \end{bmatrix}, \quad (4.15)$$

wobei

$$\mu = (\kappa - \mathbf{k}_{N+1}^T \mathbf{C}_N^{-1} \mathbf{k}_{N+1})^{-1}, \quad (4.16)$$

$$\mathbf{m} = -\mu \mathbf{C}_N^{-1} \mathbf{k}_{N+1}, \quad (4.17)$$

$$\mathbf{M} = \mathbf{C}_N^{-1} + \frac{1}{\mu} \mathbf{m} \mathbf{m}^T. \quad (4.18)$$

Anstatt die Inverse einer $(N+1) \times (N+1)$ Matrix zu bestimmen, ist es ausreichend die Inverse einer $N \times N$ zu bestimmen, was weniger Rechenaufwand bedeutet [112].

Gleichung (4.13) läßt sich vereinfachen zu [54]

$$P(t_{N+1}|\bar{\Xi}, \mathbf{C}, \mathbf{x}_{N+1}) = \frac{1}{Z} \exp\left(-\frac{(t_{N+1} - \hat{t}_{N+1})^2}{2\sigma_{\hat{t}_{N+1}}^2}\right). \quad (4.19)$$

Der mittlere Wert des Ausgangs t_{N+1} , welcher aus dem Eingangsvektor \mathbf{x}_{N+1} resultiert, ergibt sich damit zu [54]

$$\hat{t}_{N+1} = \mathbf{k}_{N+1}^T \mathbf{C}_N^{-1} \mathbf{t}_N \quad (4.20)$$

mit der Varianz

$$\sigma_{\hat{t}_{N+1}}^2 = \kappa - \mathbf{k}_{N+1}^T \mathbf{C}_N^{-1} \mathbf{k}_{N+1}. \quad (4.21)$$

Aus der Varianz $\sigma_{\hat{t}_{N+1}}^2$ folgt die Standardabweichung $\sigma_{\hat{t}_{N+1}}$. Es ist festzuhalten, dass ein Gauss'scher Prozess für einen gegebenen Eingangswert immer das gleiche Ergebnis liefert. Die Standardabweichung resultiert aus der getroffenen Annahme einer Normalverteilung der Ausgänge $\mathbf{t} = \{t_1(\mathbf{x}_1), t_2(\mathbf{x}_2), \dots\}$.

4.2.3 Kovarianzmatrix

Die Resultate des Gauss'schen Prozesses hängen primär von der Kovarianzmatrix \mathbf{C} ab, welche ihrerseits vom Hyperparametersatz $\bar{\Theta}$ beeinflusst wird. Die Kovarianz ist ein Maß für die Abhängigkeit von zwei Eingängen \mathbf{x}_n und \mathbf{x}_m voneinander [17]. Somit bestimmt die Kovarianzmatrix \mathbf{C} den Grad der Ähnlichkeit des zum Eingang \mathbf{x}_m gehörenden Ausgangswerts t_m mit t_n , dem zum Eingang \mathbf{x}_n gehörenden Ergebniswert. Die Vorhersagen des Gauss'schen Prozesses für den Ausgangswert t_{N+1} basiert auf der Annahme, dass Ausgänge ähnlich sind, wenn die Eingänge eine starke Abhängigkeit voneinander aufweisen.

Was eine starke Abhängigkeit ausmacht, wird über die Definition der Kovarianzmatrix bestimmt. Im Normalfall wird davon ausgegangen, dass dicht beieinander liegende Eingangswerte vergleichbare Ergebniswerte besitzen. Abhängig vom Problemfall, z.B. wenn die Daten eine Periodizität aufweisen, sind aber auch andere Zusammenhänge denkbar [112].

Die einzige Einschränkung, die aus mathematischer Sicht bei der Definition der Kovarianzfunktion zu beachten ist, ist die Forderung, dass die Kovarianzmatrix unabhängig von den Eingangswerten \mathbf{x} stets positiv definit sein muss, damit sichergestellt ist, dass die Wahrscheinlichkeitsverteilung $P(\mathbf{t}|\mathbf{X}_N, \mathbf{C}_N)$ normalisierbar ist [112].

Eine Kovarianzfunktion, welche die gestellten Forderungen erfüllt, ist [54]

$$C(\mathbf{x}_m, \mathbf{x}_n; \bar{\Theta}) = \Theta_1 \exp \left[-\frac{1}{2} \sum_{l=1}^L \left(\frac{x_m^{(l)} - x_n^{(l)}}{r_l} \right)^2 \right] + \Theta_2 + \delta_{nm} \Theta_3. \quad (4.22)$$

Die resultierende Kovarianzmatrix \mathbf{C} ist immer positiv definit, Eingangswerte, welche dicht beieinander liegen, weisen aufgrund der verwendeten radialen Basisfunktionen eine starke Abhängigkeit auf und führen somit auf ähnliche Ergebnisse. Der Grad der Abhängigkeit läßt sich über die Gewichtungsfaktoren $\mathbf{r}_l = \{r_l\}_{l=1}^L$ beeinflussen. r_l ist ein Längenmaß, welches die Distanz bestimmt, in welcher ein Eingangswert noch einen Einfluss ausübt. Liegt zwischen zwei Eingangswerten eine fixe Distanz, dann führt ein großes Längenmaß r_l zu einer größeren Abhängigkeit der beiden, während ein kleineres Längenmaß r_l zur Folge hat, dass eine kleinere oder unter Umständen gar keine Abhängigkeit zwischen den Eingangswerten besteht.

Der Hyperparametersatz $\bar{\Theta} = \{\Theta_1, \Theta_2, \Theta_3, \mathbf{r}_l\}$ schließt neben den Gewichtungsfaktoren \mathbf{r}_l auch die Hyperparameter Θ_1 , Θ_2 und Θ_3 ein. Θ_1 ist ein Maß für die vertikale

Skalierung der Funktion. Wenn die Ergebniswerte stark variieren, fällt Θ_1 größer aus, während bei sehr ähnlichen Ergebniswerten Θ_1 kleiner wird. Θ_2 spiegelt die vertikale Unsicherheit wieder, d.h., es ist ein Maß für die erwartete Diskrepanz zwischen dem mittleren Ergebniswert und dem Mittelwert des Gauss'schen Prozesses. Θ_3 beschreibt die Varianz der Störeinflüsse (z.B. Messrauschen). Da angenommen wird, dass die Störeinflüsse vollkommen unabhängig von den Eingangswerten sind, tritt Θ_3 nur in der Diagonalen der Kovarianzmatrix auf. δ_{nm} ist das Kronecker-Symbol, welches für $n = m$ den Wert $\delta = 1$ annimmt und für $n \neq m$ den Wert $\delta = 0$ [54]. Die Kovarianzfunktion (4.22) ist stationär; für einen gegebenen Gauss'schen Prozess sind die Hyperparameter $\bar{\Theta}$ konstant. Auf die Bestimmung der Hyperparameter wird im folgenden Abschnitt eingegangen.

4.2.4 Bestimmung der Hyperparameter

Die Hyperparameter sind die Hauptstellgrößen des Gauss'schen Prozesses. Nach Festlegung der Kovarianzfunktion können die Resultate nur noch über die Variation der Hyperparameter beeinflusst werden. Um Vorhersagen für t_{n+1} zu treffen, muss über alle Hyperparameter integriert werden, d.h., die Lösung des Integrals [54]

$$P(t_{n+1}|\mathbf{x}_{n+1}, \bar{\Xi}, C) = \int P(t_{n+1}|\mathbf{x}_{n+1}, \bar{\Xi}, C, \bar{\Theta}) P(\bar{\Theta}|\bar{\Xi}, C) d\bar{\Theta} \quad (4.23)$$

ist zu bestimmen, wobei C die Kovarianzfunktion und $\bar{\Theta}$ der Hyperparametersatz ist. Die analytische Lösung dieses Integrals ist nur in Ausnahmefällen möglich, so müssen andere Wege zum Auffinden der Lösung beschrritten werden. Eine Möglichkeit ist die numerische Integration unter Verwendung eines Markov-Ketten Monte-Carlo Verfahrens, eine andere, die auch im Weiteren zum Einsatz kommen wird, die Ermittlung der wahrscheinlichsten Hyperparameter im Rahmen eines Optimierungsprozesses [54], [112], [129], [195].

Erneut wird auf das Bayes'sche Theorem zurückgegriffen. Für die Posteriori-Wahrscheinlichkeit der Hyperparameter gilt [54]

$$P(\bar{\Theta}|\bar{\Xi}, C) = \frac{P(\mathbf{t}_N|\mathbf{X}_N, C, \bar{\Theta})P(\bar{\Theta})}{P(\mathbf{t}_N|\mathbf{X}_N, C)}. \quad (4.24)$$

Der Term im Nenner ist unabhängig von den Hyperparametern $\bar{\Theta}$ und kann somit ignoriert werden. Der erste Term im Zähler wird als Likelihood-Wahrscheinlichkeit bezeichnet. Unter den für den Gauss'schen Prozess getroffenen Annahmen läßt sich der Logarithmus der Likelihood-Wahrscheinlichkeit anschreiben als [54]

$$\mathcal{L} = \log P(\mathbf{t}_N|\mathbf{X}_N, C, \bar{\Theta}) = -\frac{1}{2}(\log \det \mathbf{C}_N) - \frac{1}{2}\mathbf{t}_N^T \mathbf{C}_N^{-1} \mathbf{t}_N - \frac{N}{2} \log 2\pi. \quad (4.25)$$

Ziel des Optimierungsprozesses ist die Bestimmung des Hyperparametersatzes $\bar{\Theta}$, für welchen die Wahrscheinlichkeit $P(\bar{\Theta}|\bar{\Xi}, C)$ maximal wird. Dabei wird im Normalfall die Priori-Wahrscheinlichkeit, der zweite Term im Zähler, ignoriert [54]. A priori Wissen

wird allerdings durch die geeignete Wahl der Wahrscheinlichkeitsverteilung über die Hyperparameter $\bar{\Theta}$ erfasst [55], [148].

Da sich die Ableitung der Wahrscheinlichkeit \mathcal{L} analytisch angeben läßt [54]

$$\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \bar{\Theta}} = -\frac{1}{2} \text{sp} \left(\mathbf{C}_N^{-1} \frac{\partial \mathbf{C}_N}{\partial \bar{\Theta}} \right) + \frac{1}{2} \mathbf{t}_N^T \mathbf{C}_N^{-1} \frac{\partial \mathbf{C}_N}{\partial \bar{\Theta}} \mathbf{C}_N^{-1} \mathbf{t}_N, \quad (4.26)$$

kann das Maximum mittels Gradientenverfahren ermittelt werden. Der gravierende Nachteil dieser Methodik ist die Notwendigkeit der wiederholten Berechnung der Inversen der Kovarianzmatrix \mathbf{C}_N^{-1} , was rechenzeitintensiv ist, da alle exakten Methoden zur Bestimmung der Inversen mit Rechenkosten der Größenordnung N^3 verbunden sind [112].

Alternativ läßt sich der Optimierungsprozess mit einem genetischen Algorithmus durchführen [9]. Genetische Algorithmen basieren auf der Idee der natürlichen Evolution. Bei der Evolution beeinflussen Selektions- und Mutationsprozesse die Weiterentwicklung einer Population. Die Genome der Individuen verändern sich und mit ihnen auch deren Eigenschaften und Fähigkeiten [134], [137], [192].

Die Mathematik ahmt mit den genetischen Algorithmen den natürlichen Evolutionsprozess nach. Äquivalent zum Genom sind die Variablen des genetischen Algorithmus. Diese werden in eine Kostfunktion eingesetzt, welche zur Beurteilung der Güte herangezogen wird. Im vorliegenden Fall ist die Kostfunktion Gleichung (4.25), die Güte ist umso besser, je größer der Funktionswert ist. Der Algorithmus startet mit einer zufälligen Auswahl an Variablen (Population). Die Variablen der Ausgangspopulation werden jeweils in die Kostfunktion eingesetzt und ihre Güte wird beurteilt. Die Variablen, welche die höchste Güte aufweisen, werden selektiert die Elterngeneration einer neuen Population zu sein. Aufgrund von Mutationen unterscheiden sich die Nachkommen von der Elterngeneration. Die Variablen der Kindgeneration werden nun erneut in die Kostfunktion eingesetzt und ihre Güte beurteilt. Die besten werden wiederum als Eltern einer weiteren Generation selektiert. Dieser Prozess wird fortgesetzt bis die Variablen einer Generation eine festgelegte Güte aufweisen [50], [137], [199].

Im vorliegenden Fall sind die Hyperparameter $\bar{\Theta}$ die Variablen des genetischen Algorithmus. Dieser verwendet eine CMA² (covariance matrix adaptation) Evolutionsstrategie, die von Hansen und Ostermeier [58], [59] entwickelt wurde.

Die Berechnung des Terms $(\log \det \mathbf{C}_N)$ in Gleichung (4.25) führt bei normalen Rechnern mit einer Fließkommaarithmetik doppelter Genauigkeit sehr oft zu numerischen Problemen. Diese lassen sich vermeiden, wenn der Term in eine numerisch stabilere Form überführt wird [9]

$$\log \det \mathbf{C}_N = \sum_{i=1}^N (\log \mathbf{L}_{ii} + \log \mathbf{U}_{ii}). \quad (4.27)$$

$(\log \det \mathbf{C}_N)$ wird also als Summe der logarithmierten Elemente aus der Spur der unteren \mathbf{L} und oberen \mathbf{U} Dreiecksmatrizen berechnet, die aus der Dreieckszerlegung der Matrix \mathbf{C}_N resultieren.

²Kovarianzmatrix-Adaptation

4.2.5 Vorteile der Gauss'schen Prozesse

Abschließend werden die Vorteile der Gauss'schen Prozesse zusammengefasst. Neal [130] hat die Verwandtschaft zwischen Gauss'schen Prozessen und Neuronalen Netzen aufgezeigt; für sehr große Netze mit nur einer Knotenreihe, mehreren Eingangswerten und einem Ausgangswert, fällt die Priori-Wahrscheinlichkeitsverteilung über die von einem Bayes'schen Neuronalen Netz implizierten nichtlinearen Funktionen in eine Klasse mit derjenigen eines Gauss'schen Prozesses [54], [112].

Da Gauss'sche Prozesse nur wenige Hyperparametern besitzen, denen eine klare Bedeutung zugewiesen werden kann, und für deren Optimierung ein theoretisches Rahmenwerk existiert, ist es relativ einfach sie zu implementieren und zu verwenden. Gauss'sche Prozesse sind nützliche Instrumente im Zusammenhang mit automatisierten Anwendungen, wo eine Feineinstellung eines jeden Parameters nicht möglich ist. Gauss'sche Prozesse können beliebige Funktionen approximieren, einschließlich derartiger mit Diskontinuitäten und multimodaler Eigenschaften. Ihr Hauptvorteil im Vergleich zu Neuronalen Netzen ist ihre Einfachheit: weder die Netzgröße noch die Topologie müssen vom Anwender ausgesucht werden. Ferner läßt sich ein Algorithmus für die die Optimierung der Hyperparameter implementieren [9], [112].

Ein Nachteil ist der vergleichsweise hohe Rechenaufwand für die Bestimmung der Inversen der Matrix \mathbf{C}_N , welche während des Optimierungsprozesses zur Bestimmung der wahrscheinlichsten Hyperparameter wiederholt berechnet werden muss. Nach Bestimmung der Hyperparameter wird die Inverse \mathbf{C}_N^{-1} allerdings nur noch einmal im Rahmen der Initialisierung des Gauss'schen Prozesses berechnet, so dass ein implementierter Gauss'scher Prozess sehr geringe Rechenzeiten aufweist, weshalb er geeignet ist für die Echtzeitmodellierung von Daten [9], [112].

Aus Gründen der Uniformität wird sowohl das Pulsationsverhalten als auch das Stickoxidemissionsverhalten der mageren Vormischbrennkammer mit Brennergruppenstufung mit Gauss'schen Prozessen modelliert. Die Details der Modellimplementierung sind in Kapitel 6 gegeben.

Kapitel 5

Eingesetzte Messtechnik

Die mit einer experimentellen Systemidentifikation erzielbare Modellgüte hängt entscheidend von den zur Verfügung stehenden Versuchsdaten ab. In der vorliegenden Arbeit werden Versuchsdaten von Alstom GT13E2 Gasturbinen verwendet, die mit der Standardinstrumentierung der Gasturbine aufgenommen wurden. Es stehen Daten von Gasturbinen zur Verfügung, die in der gemässigten Klimazone und in der tropischen Klimazone im Einsatz sind.

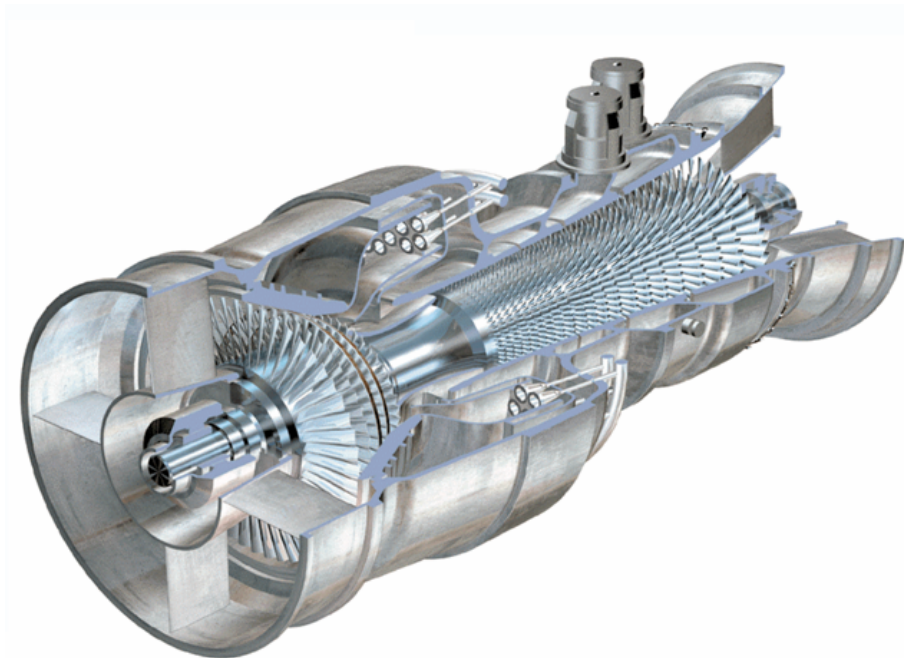


Abbildung 5.1: Alstom GT13E2 Gasturbine

Die Alstom GT13E2 Gasturbine, deren Aufrisszeichnung in Abbildung 5.1 dargestellt ist, ist eine Einwellen-Wellenleistungsgasturbine der 180 MW Klasse. Der Luftmassenstrom der Gasturbine lässt sich mittels variabler Leitschaufeln regulieren, die vor dem einundzwanzigstufigen Verdichter angeordnet sind. Nach der Verdichtung strömt die Luft in die Ringbrennkammer, die mit 72 Alstom EV Brennern ausgestattet ist, die

auf zwei konzentrischen Kreisen angeordnet sind. Der Alstom EV Brenner ist aus zwei konischen Halbschalen aufgebaut, die gegeneinander versetzt sind, so dass zwei Spalte konstanter Breite vorliegen. Die Luft, welcher über die gesamte Spaltlänge gasförmiger Brennstoff zugesetzt wird, strömt tangential aus den Spalten. Der sich ausbildende Wirbel garantiert eine umfassende Mischung von Brennstoff und Luft. Unmittelbar nach Verlassen des Brenners bricht der Wirbel zusammen und es bildet sich eine Rezirkulationszone aus, in welcher die Flamme rein aerodynamisch verankert ist. Die Prinzipskizze eines intern gestuften Alstom EV Brenners ist in Abbildung 2.7 dargestellt. Die Brenner der Alstom GT13E2 Gasturbine sind in zwei Gruppen gestuft, einer Haupt- und einer Nebenbrennergruppe, d.h., brennerintern wird nicht gestuft. Die Alstom GT13E2 Gasturbine wird mit magerer Vormischverbrennung betrieben. Die Enthalpie der Verbrennungsgase wird in einer fünfstufigen Turbine abgebaut, die auf einer Welle mit dem Generator angeordnet ist. Beim Betrieb in einer GuD-Anlage wird die Abwärme der Gasturbine noch für den Betrieb eines Dampfprozesses herangezogen. Grundsätzliche Leistungsdaten der Alstom GT13E2 Gasturbine können der Tabelle 5.1 entnommen werden.

Tabelle 5.1: Leistungsdaten der Alstom GT13E2 Gasturbine [4]

Parameter	Leistungsdaten
Verdichterdruckverhältnis	16,5
Abgasmassenstrom	564 kg/s
Abgastemperatur	510 °C
Drehzahl	3000 rpm
Wirkungsgrad	36,9 %
Elektrische Leistung GT	179,9 MW
GuD Wirkungsgrad	52,8 %
Elektrische Leistung GuD	252,8 MW

Die Instrumentierung einer Kraftwerksgasturbine muss alle Informationen liefern, die für einen sicheren und zuverlässigen Betrieb der Anlage notwendig sind. Bei der Alstom GT13E2 Gasturbine erfasst die Instrumentierung neben den Drücken und Temperaturen in verschiedenen Ebenen auch den Brennstoffmassenstrom, die Stellung der Leitschaufeln, die Brennkammerpulsationen und die Emissionen der Gasturbine. In Abbildung 5.2 ist eine Übersicht über die Instrumentierung der Gasturbine gegeben. Die Instrumentierung der Sekundärsysteme, z.B. Ölsystem, ist nicht aufgeführt, da sie für die weiteren Betrachtungen keine Rolle spielt. Bei den gemessenen Temperaturen und Drücken handelt es sich um Totalgrößen. Die Ebenenbezeichnung folgt den Konventionen von Alstom.

Die Leitschaufelstellung wird über Potentiometer erfasst. Eine Variation der Leitschaufelstellung führt zur Änderung eines Spannungssignals. Die Druckmessung erfolgt über Drucksonden, welche in die Strömung eingebracht werden. Kernelemente der Drucksonden sind eine Membran und ein Dehnungsaufnehmer. Der Dehnungsaufnehmer misst

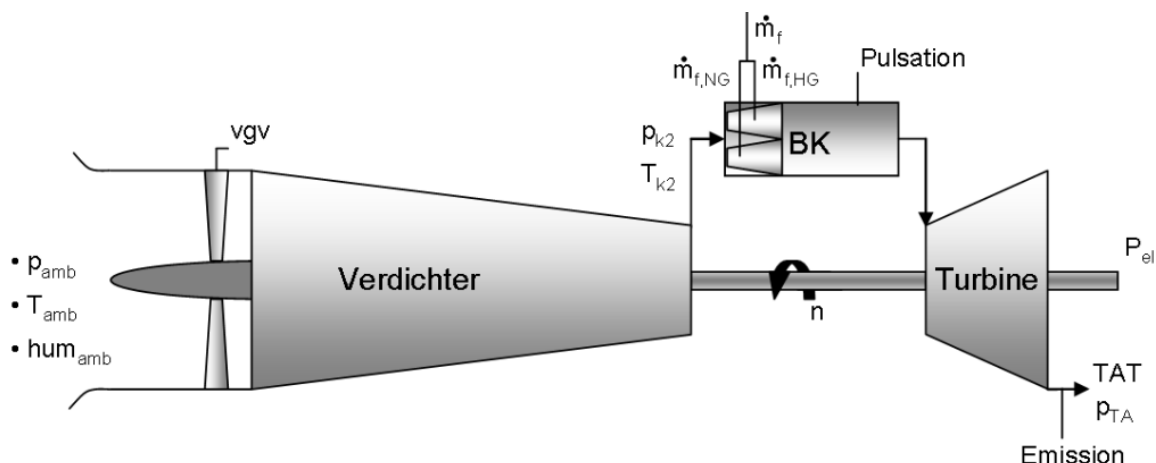


Abbildung 5.2: Übersicht über die Instrumentierung der Gasturbine

dabei die vom Druck induzierte Deformation der Membranoberfläche [15].

Für die Messung der Temperatur werden entweder Thermoelemente oder Widerstandsthermometer eingesetzt. Bei den Thermoelementen wird zur Temperaturmessung der thermoelektrische Effekt¹ ausgenutzt. Zwischen den Anschlussstellen zweier unterschiedlicher Metalle, die miteinander verbunden sind, entsteht eine elektrische Spannung, wenn eine Temperaturdifferenz auftritt [139]. Bei den Widerstandsthermometern wird die Temperatur gemessen, indem die Änderung des elektrischen Widerstands eines Materials erfasst wird [15].

In Tabelle 5.2 sind die Messunsicherheiten der gemessenen Daten aufgeführt. Die Messtechnik von Massenströmen, Drücken und Temperaturen in Gasturbinen wurde bereits ausführlich von anderen Autoren behandelt [15], [122], [132], weswegen im Folgenden nur auf die Messung der Pulsationen und der Stickoxidemissionen näher eingegangen wird.

Tabelle 5.2: Messunsicherheiten der gemessenen Daten [159]

Messgröße	Messunsicherheit
Temperatur	$\pm 0.4\%$
Druck ^a	$\pm 1\%$
Brennstoffmassenstrom	$\pm 0.35\%$
Leitschaufelstellung	$\pm 0.5\%$
Feuchtigkeit	$\pm 1\%$
Pulsation	$\pm 10\%$ ($\pm 20\%$)
NO _x -Emission	$\pm 0.5\%$

^a Umgebungsdruck bezogen auf den Messbereich.

¹Für den thermoelektrischen Effekt wird auch die Bezeichnung Seebeck-Effekt verwendet.

5.1 Messtechnik zur Pulsationsmessung

Bei der Pulsationsmessung wird zwischen hochfrequenten (HFP: 32-700 Hz) und niederfrequenten (NFP: 8-35 Hz) Pulsationen unterschieden. Die hochfrequenten Pulsationen, die in der Brennkammer beobachtet werden, sind auf die direkte Kopplung zwischen Wärmefreisetzungsschwankungen und Druckschwankungen zurückzuführen. Die Maxima der Pulsationen treten bei Frequenzen auf, die nahe bei den Eigenfrequenzen der Brennkammer liegen. Die niederfrequenten Pulsationen sind auf die Effekte von Entropiewellen und kurzfristigen partiellen Löschvorgängen zurückzuführen, wie aufgrund des Zusammenhangs zwischen Pulsationsfrequenzen und systemtypischen Strömungskonvektionszeiten zu folgern ist.

Die Pulsationen werden über einen piezoelektrischen Hochtemperaturdrucksensor, z.B. Vibro-Meter CP103 [187], gemessen. Der Drucksensor muss über einen weiten Frequenzbereich und bei Temperaturen von bis zu 800 °C die Pulsationen mit der erforderlichen Genauigkeit messen. Er muss robust und unempfindlich gegenüber Druck- und Temperaturzyklen sein und lange Einsatzzeiten erlauben [203].

Die Pulsationsmesskette ist in Abbildung 5.3 dargestellt. Der Drucksensor ist über ein Resonanzraum mit dem Brennkammervolumen verbunden. Zur Sicherstellung guter Messergebnisse ist der Drucksensor zur Flamme orientiert. Zum Schutz ist zwischen dem Resonanzraum und der piezoelektrischen Membran des Drucksensors ein Strahlungsschild installiert. Bei piezoelektrischen Materialien führt die Verformung infolge mechanischen Drucks zum Auftreten von elektrischen Ladungen an der Materialoberfläche [7]. Die piezoelektrische Sensormembran reagiert auf Druckschwankungen mit Änderungen des Ladungsflusses. Die elektrischen Ladungen werden im Ladungsverstärker verstärkt und in analoge Strom- und Spannungssignale umgesetzt, die zur signalverarbeitenden Elektronik weitergeleitet werden.

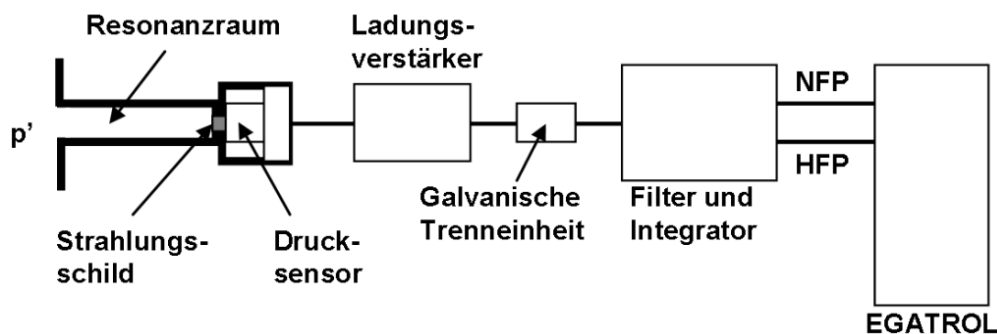


Abbildung 5.3: Pulsationsmesskette [187], [203]

Um störende Spannungsunterschiede zwischen Messaufnehmer und Signalverarbeitung zu vermeiden, müssen der Drucksensor und der Ladungsverstärker durch eine galvanische Trenneinheit abgeschirmt werden. Danach werden die Signale mittels eines Chebyshev-Filters in einen niederfrequenten (NFP: 8-35 Hz) und einen hochfrequenten Anteil (HFP: 32-700 Hz) zerlegt. Dabei wird der Vorteil der Chebyshev-Filter ausgenutzt eine hohe Flankensteilheit beim Übergang von Durchlass- und Sperrbereich

zu haben [38].

Die resultierenden Signale werden über einen Zeitraum von etwa einer Sekunde analog integriert und anschließend werden die Werte an das Steuer- und Regelsystem (EGATROL) der Gasturbine weitergeleitet. In Abbildung 5.4 ist die Prinzipskizze eines Analogintegrators dargestellt. Das Eingangsspannungssignal u_1 wird integriert solange der Schalter S offen ist. Als Ausgangssignal ergibt sich der Wert u_0 , der den Spannungsabfall über den Kondensator C widerspiegelt.

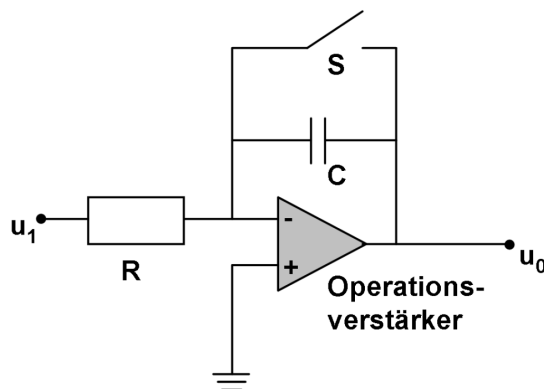


Abbildung 5.4: Prinzipskizze Analogintegrator

$$u_0 = -\frac{1}{RC} \int u_1(t) dt \quad (5.1)$$

Das Spannungssignal u_0 wird an die Regel- und Steuerelektronik weitergeleitet, wo zunächst ein zeitlich gemittelter Effektivwert des Signals gebildet wird. Der Effektivwert (RMS) ist der quadratische Mittelwert eines zeitlich fluktuierenden Signals. Für eine Periode T ergibt sich als Effektivwert u_{RMS} des Signals u_0

$$u_{RMS} = \sqrt{\frac{1}{T} \int_0^T u_0^2(t) dt}. \quad (5.2)$$

Dieser Effektivwert wird im Folgenden als Pulsation bzw. Pulsationsamplitude bezeichnet. Der Pulsationswert ist die Regelgröße, die zur Sicherstellung der Brennkammerstabilität beobachtet wird.

In Tabelle 5.3 sind Werte der Unsicherheiten der Pulsationsmesskette aufgeführt. Die extremen Bedingungen der Brennkammer machen die Messung schwierig. Theoretisch sind bei der Messung der Pulsationen Fehler bis zur einer Größe von $\pm 20\%$ denkbar [83]. Erfahrungen aus der Praxis zeigen allerdings, dass die Messfehler zumeist unterhalb $\pm 10\%$ liegen [155].

Tabelle 5.3: Unsicherheiten der Pulsationsmesskette [187]

Komponente	Unsicherheit
Drucksensor	$\pm 5 \%$
Ladungsverstärker	$\pm 4,1 \%$
Galvanische Trenneinheit	$\pm 6,2 \%$

5.2 Messtechnik zur Stickoxidmessung

Der Schadstoffausstoß der Gasturbine wird im Betrieb kontinuierlich überwacht. Bei der Alstom GT13E2 Gasturbine wird beispielsweise das Mehrkomponenten-Analysensystem MCS 100 E der Firma Sick Maihak eingesetzt [116]. Das MCS 100 E System arbeitet extraktiv, dem Rauchgas wird ein kleiner Volumenstrom entnommen und über eine beheizte Messgasleitung dem Analysator zugeführt, wodurch eine Taupunktunterschreitung verhindert wird. Kern des Rauchgasüberwachungssystems ist der Analysator, wo mittels eines Einstrahl-Infrarotfilterfotometers die Schadstoffmessung durchgeführt wird.

In Abbildung 5.5 ist der Analysator des MCS 100 E Systems dargestellt. Das Messgas wird über einen Filter in eine Küvette geführt, wo es einem Infrarotstrahl ausgesetzt wird, der vom sog. Chopperad in kurze Lichtimpulse unterteilt wird. Die optische Weglänge der Küvette ist fest über in die Stirnseite eingefräste Spiegel eingestellt. Nach Durchlaufen der Küvette passiert der Infrarotstrahl zwei Filterräder, die mit Interferenz- und Gasfiltern bestückt sind, und trifft dann auf einen pyroelektrischen Detektor [116].

Das MCS 100 E System eignet sich zur Messung infrarotaktiver Gaskomponenten, zu denen auch die Stickoxide zählen. Dabei wird ein Spektralbereich von 1 bis 16 Mikrometer abgedeckt. Die der Messung zu Grunde liegende Fotometrie nützt die unterschiedlichen optischen Eigenschaften der Gase aus. Alle Moleküle besitzen aufgrund der Wechselwirkung innermolekularer Kräfte eine Eigenschwingung, deren Frequenz von der Molekülstruktur abhängt. Wird das Molekül von elektromagnetischer Strahlung getroffen, deren Wellenlänge der Eigenfrequenz des Moleküls entspricht, wird die Eigenschwingung verstärkt. Energie wird von der elektromagnetischen Welle auf das Molekül übertragen und somit absorbiert. Die Folge ist eine Abschwächung der elektromagnetischen Strahlung im Bereich der Eigenfrequenz des Moleküls [78], [139]. Somit variieren die Absorptionseigenschaften der Gasprobe in der Küvette in Abhängigkeit ihrer Zusammensetzung. Aus der frequenzabhängigen Strahlungsintensität, die auf den Detektor trifft, läßt sich die quantitative Zusammensetzung der Gasprobe errechnen. Die Nachweisgrenze der Stoffe ist kleiner als 2 % des jeweiligen Messbereichsendwertes, der für Stickstoffmonoxid standardmäßig bei 200 mg/m^3 und für Stickstoffdioxid bei 100 mg/m^3 liegt. Die Genauigkeit liegt bei $\pm 0,5 \%$ [116]. Der Analysator ist für einen kontinuierlichen Gasdurchsatz von bis zu $600 \text{ dm}^3/\text{h}$ ausgelegt, wobei das Küvettenvolumen 2 dm^3 beträgt. Der Analysator wird nicht unmittelbar am Rauchgaskamin installiert. Abhängig von der jeweiligen Anlagenarchitektur kann die Länge der Mess-

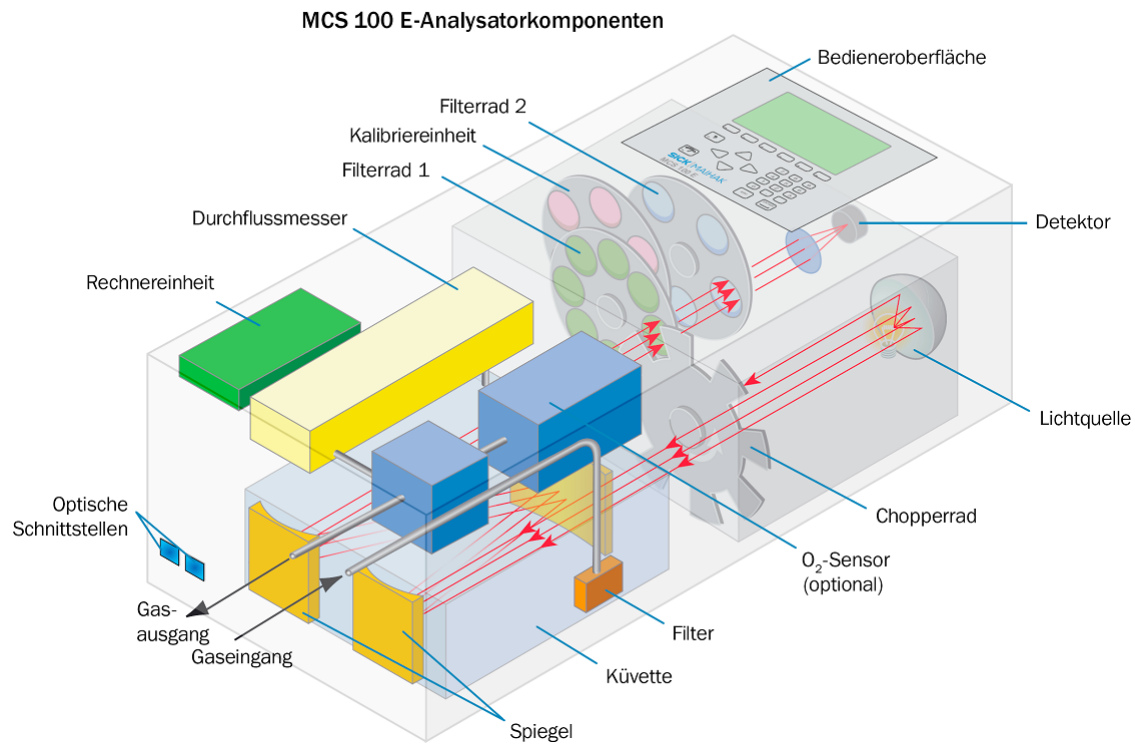


Abbildung 5.5: Analysator des Rauchgasüberwachungssystems [116]

gasleitung bis zu 100 m betragen [116]. Aufgrund der Konvektionszeit der Gasprobe in der Messgasleitung kann zwischen Probenentnahme und Messwertermittlung eine zeitliche Verzögerung der Größenordnung 10^1 Sekunden auftreten. Diese Totzeit ist insbesondere für die Regelung der Stickoxidemissionen signifikant.

Im Folgenden werden die Werte der Stickoxidmessung als NO_x -Emissionen bezeichnet. Der NO_x -Emissionswert ist die Regelgröße, die zur Sicherstellung der Schadstoffgrenzwerte beobachtet wird.

Kapitel 6

Modellierungsergebnisse

Für die Echtzeitmodellierung des Pulsations- und Stickoxidemissionsverhaltens einer Alstom GT13E2 Gasturbine mit brennergestuften mageren Vormischbrennkammer wird der Weg der Systemidentifikation unter Verwendung Gauss'scher Prozesse beschrieben. Da insbesondere die Pulsationen eine hohe Abhängigkeit von der Geometrie der Brennkammer und den existierenden Randbedingungen aufweisen, beschränkt sich die Systemidentifikation auf Gasturbinen der gleichen Bauart. Den ersten Modellierungsschritt bildet die Identifikation der Eingangsgrößen des Modells, in einem zweiten Schritt erfolgt die Modellparametrierung.

6.1 Eingesetztes Modell

Die für das Pulsations- und Emissionsverhalten einer Gasturbine bestimmenden Größen wurden in den Abschnitten 2.1 und 3.2 identifiziert. Zu berücksichtigen ist, dass konstante Größen bei einer Systemidentifikation keinen Ergebnisbeitrag leisten. Unter der Voraussetzung gleicher Brennkammergeometrien und der Beschränkung der Betrachtung auf erdgasbefeuerte Gasturbinen sind für die Systemidentifikation folgende Haupteinflussparameter zu berücksichtigen:

- Brennkammerdruck p_{BK} ;
- Brennkammereintrittstemperatur T_K ;
- Brennkammerheißgastemperatur T_H ;
- Strömungsgeschwindigkeit v ;
- Brennstoffstufungsverhältnis α .

Wie Abbildung 5.2 zu entnehmen ist, wird allerdings keiner dieser Parameter von der Instrumentierung der Gasturbine unmittelbar gemessen. Dennoch läßt sich ein Modell für das Pulsations- und Stickoxidemissionsverhalten der Gasturbine aufstellen, wobei als Eingangsgrößen des Modells Ersatzparameter verwendet werden, welche indirekt die Zustände in der Brennkammer widerspiegeln. Diese Ersatzparameter werden im Folgenden identifiziert und hergeleitet.

6.1.1 Ersatzparameter als Eingangsgrößen

Anstelle der Druck- und Temperaturwerte der Brennkammer lassen sich bei der Systemidentifikation Ersatzparameter verwenden, wenn eine ausreichende funktionale Abhängigkeit zwischen den Ersatzparametern und den Ausgangswerten, Pulsationen und Stickoxidemissionen, gegeben ist. Aus den Parametern, welche von der Instrumentierung der Gasturbine erfasst werden, lassen sich folgende Größen, als Ersatzparameter anstelle der dominanten Einflussfaktoren der Pulsationen und Stickoxidemissionen heranziehen:

- Verdichteraustrittsdruck p_{k2} ;
- Verdichteraustrittstemperatur T_{k2} ;
- Leitschaufelstellung vgv ;
- Brennstoffstufungsverhältnis α_{BG} ;
- Brennstoffluftverhältnis FAR;
- Umgebungsdruck p_{amb} ;
- Umgebungstemperatur T_{amb} ;
- Luftfeuchtigkeit hum_{amb} .

Im Folgenden wird die Wahl dieser Ersatzparameter näher begründet.

6.1.1.1 Brennkammerdruck

Der Brennkammerdruck p_{BK} unterscheidet sich vom Verdichteraustrittsdruck p_{k2} aufgrund der auftretenden Druckverluste in der Brennkammer. Die Druckverluste der Brennkammer lassen sich in einen aerodynamischen und einen thermischen Anteil gliedern. Der aerodynamische Druckverlust [183]

$$dp_{aero} = \frac{\lambda}{D_h} \frac{\rho}{2} v^2 dx \quad (6.1)$$

hängt neben der Geometrie primär von der Strömungsgeschwindigkeit ab. Die Strömungsgeschwindigkeit beeinflusst auch die thermischen Druckverluste [190]

$$\frac{dp_{ther}}{p} \approx \frac{\kappa Ma^2}{2} \frac{dT}{T}. \quad (6.2)$$

In der Brennkammer ist die Strömungsgeschwindigkeit gering, was sich auch im Betrag der Druckverluste niederschlägt¹. Maximalwerte für die auftretenden Druckverluste in

¹Aufgrund der geringen Strömungsgeschwindigkeiten in der Brennkammer wird angenommen, dass statische und totale Größen einander entsprechen.

Gasturbinenbrennkammern sind 7 % für den aerodynamischen und 1 % für den thermischen Anteil [96]. Bei modernen Brennkammern fallen die Druckverluste allerdings deutlich geringer aus. Somit unterscheidet sich der mittlere Brennkammerdruck nur geringfügig vom Verdichteraustrittsdruck, weswegen der Verdichteraustrittsdruck als Ersatzparameter für den Brennkammerdruck herangezogen wird.

$$p_{BK} \approx p_{k2} \quad (6.3)$$

6.1.1.2 Brennkammereintrittstemperatur

Die Brennkammereintrittstemperatur ist in erster Näherung gleich der totalen Verdichteraustrittstemperatur, weswegen die Letztere als Ersatzparameter herangezogen wird.

$$T_{in} \approx T_{k2} \quad (6.4)$$

6.1.1.3 Strömungsgeschwindigkeit

Das Strömungsfeld der Brennkammer ist höchst inhomogen. Für eine bestimmte Ebene läßt sich allerdings eine durchschnittliche Strömungsgeschwindigkeit angeben, welche mit der durchschnittlichen Aufenthaltszeit der Moleküle in der Brennkammer korreliert. Als repräsentative Ebene wird die Brenneraustrittsfläche bestimmt. Die durchschnittliche Strömungsgeschwindigkeit v im Querschnitt kann berechnet werden als

$$v = \frac{\dot{m}_L}{\rho_B A_B}, \quad (6.5)$$

wobei A_B die Querschnittsfläche der Brenneraustrittsebene und \dot{m}_L der Brennkammerluftmassenstrom sind. Da die Fläche A_B bei den betrachteten Gasturbinen konstant ist, liefert sie für die Systemidentifikation keinen Ergebnisbeitrag und kann ignoriert werden. Die Dichte ρ_B des Luftmassenstroms ist primär eine Funktion des Druckes p_B und der Temperatur T_B .

$$\rho_B = \frac{p_B}{R_B T_B}. \quad (6.6)$$

Der Druck am Brenneraustritt p_B entspricht in erster Näherung dem Verdichteraustrittsdruck $p_B \approx p_{k2}$. Da sich die betrachtete Ebene vor der Flammenfront befindet, kann auch der Wert der Temperatur T_B mit der Verdichteraustrittstemperatur angenähert werden, $T_B \approx T_{k2}$. Die Gaskonstante R_B ist fluidabhängig. Sie variiert vor allem mit dem Wasseranteil WAR des Luftmassenstroms, wobei nur größere Änderungen des Wasseranteils, wie sie sich z.B. infolge der chemischen Reaktion ergeben, einen signifikanten Einfluss auf die Gaskonstante haben [189]. Folglich kann die Gaskonstante R_B am Brenneraustritt konstant angenommen werden. Die Dichte ρ_B läßt sich somit als Funktion von Ersatzparametern darstellen.

Als unbekannte Größe aus Gleichung 6.5 bleibt der Luftmassenstrom \dot{m}_L übrig. Der Luftmassenstrom am Brenneraustritt wird als proportional zum Luftmassenstrom am Verdichteraustritt \dot{m}_{k2} angesehen, der wiederum als proportional zum Gesamtluftmassenstrom \dot{m}_0 der Gasturbine angenommen wird. Somit wird die Sekundärluftmasse als fixer Prozentsatz des Gesamtluftmassenstroms der Gasturbine angenommen [189].

$$\dot{m}_L \propto \dot{m}_{k2} \quad (6.7)$$

$$\dot{m}_{in} \propto \dot{m}_0 \quad (6.8)$$

Der Gesamtluftmassenstrom der Gasturbine \dot{m}_0 variiert mit dem Betriebspunkt. Eine ans elektrische Netz angeschlossene stationäre Gasturbine wird mit einer konstanten Wellendrehzahl von 3000 U/min im 50 Hz Markt bzw. 3600 U/min im 60 Hz Markt betrieben. Die Betriebslinie einer stromproduzierenden stationären Gasturbine verläuft folglich entlang einer konstanten Drehzahllinie $\frac{n}{\sqrt{T_{k1}}}$, wie im Verdichterkennfeld in Abbildung 6.1 skizziert ist. Bei einer stationären Gasturbine unterscheiden sich die Verdichtereintrittstemperatur T_{k1} und die Umgebungstemperatur T_{amb} nur geringfügig [157], weshalb die Letztere als Näherungswert für die Erstere herangezogen wird.

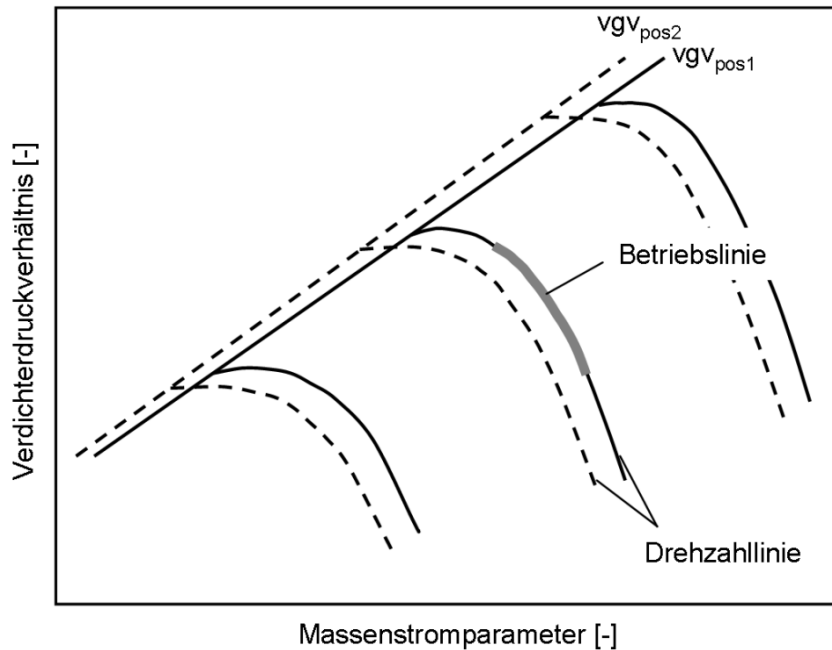


Abbildung 6.1: Auswirkung der Änderung der Leitschaufelstellung auf das Verdichterkennfeld [156]

$$T_{k1} \approx T_{amb} \quad (6.9)$$

Bei einer stationären Gasturbine entspricht der Verdichtereintrittsdruck p_{k1} ungefähr dem Umgebungsdruck p_{amb} [157].

$$p_{k1} \approx p_{amb} \quad (6.10)$$

Das Verdichterdruckverhältnis $\Pi = p_{k2}/p_{k1}$ läßt sich somit unter Verwendung von zwei von der Instrumentierung der Gasturbine erfassten Messwerte näherungsweise berechnen

$$\Pi \approx \frac{p_{k2}}{p_{amb}}. \quad (6.11)$$

Sind bei einem gegebenen Verdichterkennfeld das Verdichterdruckverhältnis Π und der Drehzahlparameter n_{red} ² festgelegt, ist der Massenstromparameter MSP eindeutig definiert.

$$\text{MSP} = \frac{\dot{m}_L \sqrt{RT_{amb}}}{p_{amb}} \quad (6.12)$$

Folglich läßt sich für ein gegebenes Verdichterkennfeld der Gesamtluftmassenstrom \dot{m}_L in Abhängigkeit des Verdichterdruckverhältnisses Π , des Drehzahlparameters n_{red} und der Umgebungsbedingungen beschreiben. Um bei verschiedenen Laststufen mit einer konstanten Drehzahl n operieren zu können sind stromerzeugende stationäre Gasturbinen mit variablen Leitschaufeln ausgestattet. Die variablen Leitschaufeln erlauben die Anpassung des Gesamtluftmassenstroms, indem die Charakteristik des Verdichters verändert wird. Die Stellung der Leitschaufeln wird in Abhängigkeit der Last der Gasturbine eingestellt. In Abbildung 6.1 sind die Auswirkungen skizziert, welche sich aus einer Änderung der Leitschaufelstellung ergeben. Die Leitschaufeln haben die Ausgangsstellung vgv_{pos1} , zu welcher das mit durchgezogenen Linien dargestellte Verdichterkennfeld gehört. Werden die Leitschaufeln einige Grad geschlossen, $vgv_{pos2} < vgv_{pos1}$, ergibt sich das mit gestrichelten Linien dargestellte Verdichterkennfeld. Die Drehzahllinien wandern zu geringeren Massenströmen und Verdichterdruckverhältnissen. Das Öffnen der Leitschaufeln hat einen konträren Effekt [156].

Somit besteht ein funktionaler Zusammenhang des Luftmassenstrom \dot{m}_L von der Leitschaufelstellung vgv , dem Verdichterdruckverhältnis Π , dem Drehzahlparameter n_{red} und den Umgebungsbedingungen. Da im Rahmen der Systemidentifikation nur Betriebspunkte berücksichtigt werden, bei denen die Gasturbine ans Stromnetz angeschlossen ist, ist die Drehzahl stets konstant, liefert folglich keinen Informationsbeitrag für die Modellierung und kann ignoriert werden.

$$\dot{m}_L \approx f(\Pi, vgv, p_{amb}, T_{amb}) = f(p_{k2}, vgv, p_{amb}, T_{amb}) \quad (6.13)$$

Die Charakteristik der durchschnittlichen Strömungsgeschwindigkeit v und damit auch diejenige der durchschnittlichen Aufenthaltszeit der Moleküle in der Brennkammer läßt sich näherungsweise über Ersatzparameter erfassen:

$$v \approx f(p_{k2}, T_{k2}, vgv, p_{amb}, T_{amb}). \quad (6.14)$$

² $n_{red} = \frac{n}{\sqrt{RT}}$

6.1.1.4 Brennstoffluftverhältnis

Das Brennstoffluftverhältnis FAR ist definiert als Quotient aus Brennstoffmassenstrom \dot{m}_f und Luftmassenstrom \dot{m}_L . Der Brennstoffmassenstrom \dot{m}_f ist ein Messwert, der von der Instrumentierung der Gasturbine geliefert wird und gemäß Gleichung (6.13) läßt sich die Charakteristik des Luftmassenstroms über Ersatzparameter erfassen. Folglich läßt sich das Brennstoffluftverhältnis FAR ausdrücken als

$$FAR = \frac{\dot{m}_f}{\dot{m}_L} \approx f(p_{k2}, vgv, \dot{m}_f, p_{amb}, T_{amb}). \quad (6.15)$$

6.1.1.5 Brennkammerheißgastemperatur

Als repräsentativ für die Heißgastemperatur der Brennkammer wird die adiabate Flammtemperatur angenommen. Die adiabate Flammtemperatur T_{ad} ist bei einem gegebenen Brennstoff primär abhängig vom Brennstoffluftverhältnis FAR, der Brennkammereintrittstemperatur T_{in} und dem Wasserluftverhältnis WAR, welches durch Einfließen der Luftfeuchtigkeit hum_{amb} berücksichtigt wird [96], [189]. Der Einfluss der Luftfeuchtigkeit auf die adiabate Flammtemperatur kann in Tabelle 6.1 abgelesen werden³. Zwischen trockener und mit Feuchtigkeit gesättigter Luft können Unterschiede in der Flammtemperatur von über zwanzig Kelvin auftreten.

Tabelle 6.1: Adiabate Flammtemperatur in Abhängigkeit vom Brennstoffluftverhältnis und der Luftfeuchtigkeit [92]

		Adiabate Flammtemperatur		
hum_{amb}^a	FAR ^b T_{in}	500 K	600 K	700 K
0 %	0.029	1615 K	1689 K	1764 K
	0.043	2039 K	2104 K	2170 K
100 %	0.029	1595 K	1670 K	1745 K
	0.043	2014 K	2079 K	2146 K

^a Luftfeuchtigkeit bei ISA Standardbedingungen:

$$p_{amb}=101325 \text{ Pa}, T_{amb}=288.15 \text{ K}$$

^b Brennstoff CH₄

Die Charakteristik der adiabaten Flammtemperatur T_{ad} läßt sich über die Ersatzparameter erfassen, die von der Instrumentierung der Gasturbine bereitgestellt werden.

$$\begin{aligned} T_{ad} &\approx f(FAR, T_{in}, hum_{amb}) \\ &\approx f(p_{k2}, vgv, \dot{m}_f, T_{k2}, hum_{amb}, p_{amb}, T_{amb}) \end{aligned} \quad (6.16)$$

³Die aufgeführten adiabaten Flammtemperaturen wurden mit einem kommerziellen Leistungsrechnungsprogramm berechnet [92]. Sie dienen ausschließlich theoretischen Betrachtungszwecken und spiegeln nicht das Temperaturniveau der Brennkammer der Alstom GT13E2 Gasturbine wider.

6.1.1.6 Brennstoffstufungsverhältnis

Die Brenner der Alstom GT13E2 Gasturbine sind zwei Brennergruppen, einer Haupt- und einer Nebengruppe, zugeordnet, zwischen denen der Gesamtbrennstoffmassenstrom \dot{m}_f nach Vorgabe des Reglers aufgeteilt wird. Das Brennstoffstufungsverhältnis α_{BG} ist definiert als der Anteil des Brennstoffmassenstroms der Nebengruppe $\dot{m}_{f,NG}$ im Verhältnis zum Gesamtbrennstoffmassenstrom $\dot{m}_f = \dot{m}_{f,NG} + \dot{m}_{f,HG}$ (siehe Gleichung (1.1)). Der Brennstoffmassenstrom der Nebengruppe $\dot{m}_{f,NG}$ und der Hauptgruppe $\dot{m}_{f,HG}$ werden von der Instrumentierung der Gasturbine erfasst, damit läßt sich das Brennstoffstufungsverhältnis direkt berechnen.

Ein Gauss'scher Prozess, welcher die Ersatzparameter als Eingangsgrößen verwendet, wurde erfolgreich für die Modellierung der Pulsationen zweier Alstom GT13E2 Gasturbinen eingesetzt, welche am gleichen Standort in der gemäßigten Zone im Einsatz sind [159]. Die Übertragung des Modells auf andere typgleiche Gasturbinen, die in den Tropen im Einsatz sind, lieferte allerdings keine befriedigende Ergebnisse. Grund hierfür war die Unzulänglichkeit des Gauss'schen Prozesses Resultate zu extrapolieren für Eingangsgrößen, die außerhalb des Raumes lagen, der von den Ersatzparametern als Eingangsgrößen aufgespannt wird (siehe auch Abbildung 6.2). Auf diese Problematik wird bei der Diskussion der Ergebnisse noch eingegangen. Das Problem wird gelöst, indem anstelle der Ersatzparameter Ähnlichkeitsparameter verwendet werden. Damit wird bei der Modellierung die Ähnlichkeit von Betriebszuständen ausgenutzt.

6.1.2 Ähnlichkeitsparameter als Eingangsgrößen

Unterschiedliche Betriebszustände sind ähnlich, wenn die Ähnlichkeitsparameter, welche die wesentliche Information des aerodynamischen und thermodynamischen Betriebsverhaltens birgen, übereinstimmen. Bei ähnlichen Betriebspunkten wird die Übereinstimmung der Strömungsrichtungen an jeder Stelle im Strömungsraum gefordert. Bei Turbomaschinen gilt auch die Forderung nach Kongruenz der Machzahldreiecke. Damit ist die Wechselwirkung zwischen Kanalwänden und Strömung ähnlich, und bei Turbomaschinen ergibt sich eine Ähnlichkeit der Druckverteilungen und Arbeitsumsetzungen [172].

Bei durchströmten Komponenten sind der Massenstromparameter $\frac{\dot{m}\sqrt{RT_t}}{A_{pt}}$ und das Totaldruckverhältnis $\frac{p_{t2}}{p_{t1}}$ aus Ausgangsdruck und Eingangsdruck Ähnlichkeitsparameter; die Arbeitsumsetzung in Turbokomponenten wird vom Totaltemperaturverhältnis $\frac{T_{t2}}{T_{t1}}$ aus Ausgangstemperatur und Eingangstemperatur beschrieben. Die Temperaturerhöhung in der Brennkammer spiegelt sich im Brennstoffluftmassenstromverhältnis $\frac{\dot{m}_f}{\dot{m}_L}$ wider [172].

Da die Pulsationen und die Stickoxidemissionen Effekte der Interaktion aerodynamischer und thermodynamischer Größen sind, wird angenommen, dass für die Modellierung der Pulsationen als Eingangsgrößen des Gauss'schen Prozesses Ähnlichkeitsparameter herangezogen werden können. Damit ergibt sich der Vorteil, dass die von den Eingangsgrößen des Gauss'schen Prozesses aufgespannten Parameterräume kompakter sind, als bei Verwendung von absoluten Eingangsgrößen. Dies wird exemplarisch

mit Abbildung 6.2 verdeutlicht, in welcher ein qualitativer Vergleich der Ausstreckung der Parameterräume der absoluten Totaltemperaturwerte T_{k2} und T_{amb} sowie des aus diesen Größen gebildeten Ähnlichkeitsparameters T_{k2}/T_{amb} zweier Gasturbinen, deren Standorte in unterschiedlichen Klimazonen gelegen sind, dargestellt ist. Die Eingangsgrößen der Gasturbine G1, welche in der gemäßigten Klimazone betrieben wird, sind jeweils so skaliert, dass der Minimalwert im Koordinatenursprung und der Maximalwert bei Eins liegt. Die Eingangsgrößen der Gasturbine G5, welche in der tropischen Klimazone betrieben wird, sind in Relation hierzu skaliert. Die höheren Temperaturen in den Tropen sind in der Ausstreckung der Parameterräume der Größen T_{k2} und T_{amb} zu erkennen, die nur eine teilweise Überschneidung mit jenen der Gasturbine G1 aufweisen. Hingegen liegen die Werte des Temperaturähnlichkeitsparameters der Gasturbine G5 in einem Bereich, der auch von den Werten desjenigen der Gasturbine G1 abgedeckt wird.

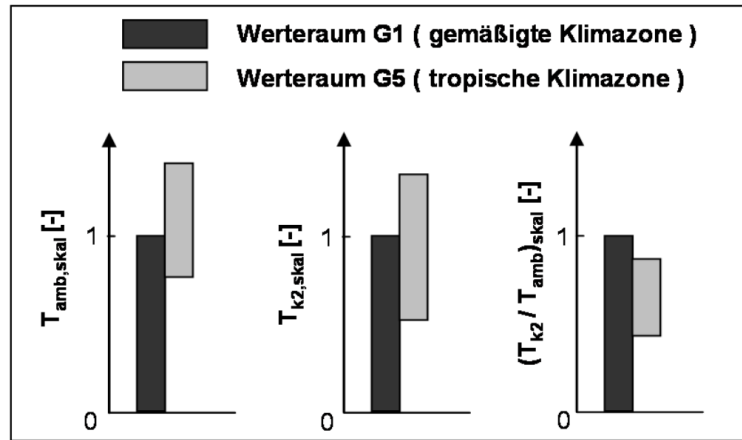


Abbildung 6.2: Qualitativer Vergleich der Parameterräume der Eingangstemperaturgrößen zweier Gasturbinen

Die Ähnlichkeitsparameter werden aus den Ersatzparametern berechnet, da für diese gezeigt ist, dass sie die für die Modellierung notwendigen funktionalen Zusammenhänge mit den Ausgangswerten besitzen [159]. Für die Berechnung der Ähnlichkeitsparameter muss zunächst der Luftmassenstrom der Gasturbine bestimmt werden. Hierfür wird ein Modell des Alstom GT13E2 Verdichters verwendet, welches unter Verwendung hinterlegter Verdichterkennfelder den Verdichterluftmassenstrom \dot{m}_L als Funktion der Eintrittsbedingungen p_{amb} und T_{amb} , des Verdichteraustrittsdruckes p_{k2} und der Leit-schaukelstellung vgv berechnet (siehe Anhang A).

$$\dot{m}_L = f(p_{amb}, T_{amb}, p_{k2}, vgv) \quad (6.17)$$

Folgende Ähnlichkeitsparameter werden für die Modellierung verwendet:

6.1.2.1 Massenstromparameter

Der Massenstromparameter MSP wird mit den Größen am Verdichteraustritt gebildet.

$$\text{MSP} = \frac{\dot{m}_L \sqrt{T_{k2}}}{p_{k2}} \quad (6.18)$$

Da nur typgleiche Gasturbinen betrachtet werden, wird der Strömungsquerschnitt A als konstante Größe ignoriert. Die Gaskonstante R am Verdichteraustritt ist annähernd konstant und wird bei der Berechnung des Massenstromparameters ebenfalls vernachlässigt.

6.1.2.2 Brennstoffluftverhältnis

Das Brennstoffluftverhältnis FAR ergibt sich direkt aus dem gemessenen Brennstoffmassenstrom und dem errechneten Luftmassenstrom.

$$FAR = \frac{\dot{m}_f}{\dot{m}_L} \quad (6.19)$$

Das Brennstoffluftverhältnis spiegelt vor allem die Temperaturerhöhung in der Brennkammer wider.

6.1.2.3 Verdichterdruckverhältnis

Das Verdichterdruckverhältnis Π wird als Quotient aus totalem Verdichteraustrittsdruck und Umgebungsdruck bestimmt.

$$\Pi = \frac{p_{k2}}{p_{amb}} \quad (6.20)$$

Das Verdichterdruckverhältnis korreliert eng mit der Leistung der Gasturbine und somit auch mit dem eingestellten Betriebspunkt.

6.1.2.4 Verdichtertemperaturverhältnis

Das Verdichtertemperaturverhältnis τ wird aus der totalen Verdichteraustrittstemperatur und der Umgebungstemperatur errechnet.

$$\tau = \frac{T_{k2}}{T_{amb}} \quad (6.21)$$

Das Verdichtertemperaturverhältnis spiegelt die Arbeitsumsetzung in der Turbokomponente wider. Es korreliert ebenfalls mit der Leistung der Gasturbine.

6.1.2.5 Wasserluftverhältnis

Aus dem prozentualen Feuchtigkeitsanteil der Luft hum_{amb} wird das Wasserluftverhältnis WAR berechnet, indem der temperaturabhängige Sättigungsdruck p_{satt} und der Partialdruck des Wassers p_W bestimmt werden [168], [51].

$$p_{satt} = p_{W0} \frac{a_w T_{amb}}{b_w + T_{amb}} \quad (6.22)$$

$$p_W = p_{satt} hum_{amb} \quad (6.23)$$

$$WAR = \frac{0.622 p_W}{p_{amb} - p_W} \quad (6.24)$$

Die Koeffizienten der Gleichung (6.22) haben die Werte $p_{W0} = 611,213 Pa$, $a_w = 17,5628$ und $b_w = 241,8243 K$ [168]. Der Wert der Umgebungstemperatur T_{amb} ist in Grad Celsius einzusetzen. Das Wasserluftverhältnis der Strömung beeinflusst zu einem gewissen Grade die Temperaturerhöhung in der Brennkammer (siehe Tabelle 6.1).

6.1.2.6 Brennstoffstufungsverhältnis

Die Werte des Brennstoffstufungsverhältnisses α_{BG} bleiben unverändert. Sie sind dimensionslose Größen.

Als Eingänge des Gauss'schen Prozesses lassen sich somit folgende Ähnlichkeitsparameter verwenden:

- Massenstromparameter MSP;
- Verdichterdruckverhältnis Π ;
- Verdichtertemperaturverhältnis τ ;
- Brennstoffluftverhältnis FAR;
- Wasserluftverhältnis WAR;
- Brennstoffstufungsverhältnis α_{BG} .

Der Notation aus Kapitel 4.2 folgend werden diese Parameter im Eingangsvektor \mathbf{X} zusammengefasst. Diese Parameter sind mit einer Reihe von Annahmen behaftet. Ihre Verwendung als Eingangsgrößen für die Modellierung der Ausgangsgrößen, Pulsationen und Stickoxidemissionen, ist gerechtfertigt, da die Brennkammergrößen, die als dominante Faktoren der Ausgangsgrößen identifiziert wurden, eine funktionale Abhängigkeit zu ihnen aufweisen. Somit ist die in Abschnitt 4.1 als Modellierungsvoraussetzung geforderte funktionale Abhängigkeit zwischen Eingangs- und Ausgangsgrößen gegeben. Die Güte der Modellierung ist im Rahmen der Modellverifikation nachzuweisen.

6.1.3 Modellimplementierung

Mit der Festlegung der Eingangswerte \mathbf{X} ist die erste Phase der Systemidentifikation abgeschlossen. In einem zweiten Schritt wird der Trainingsdatensatz zusammengestellt, damit die eigentliche Modellimplementierung erfolgen kann. Bei der Zusammenstellung des Trainingsdatensatzes ist sicherzustellen, dass die einfließenden Messwertsätze $\bar{\Xi} = \{\mathbf{X}, t\}$, welche jeweils zugehörige Eingangswerte \mathbf{X} und Ausgangswerte t enthalten, den gesamten zu modellierenden Bereich abdecken und repräsentativ sind. Im Rahmen der eigentlichen Implementierung des Gauss'schen Prozesses werden die Hyperparameter $\bar{\Theta} = \{\Theta_1, \Theta_2, \Theta_3, r_l\}$ gemäß der in Abschnitt 4.2 aufgezeigten Theorie ermittelt. Zum Auffinden der Hyperparameter $\bar{\Theta}$ wird ein genetischer Algorithmus verwendet, dessen Kostfunktion die Gleichung (4.25) ist. Nach Ermittlung der Hyperparameter $\bar{\Theta}$ stellt der Gauss'sche Prozess (GP) den funktionalen Zusammenhang zwischen Eingangswerten \mathbf{X} und dem Ausgangswert t her.

$$\text{GP}(\bar{\Theta}, \mathbf{X}) = t \quad (6.25)$$

Insgesamt wurden drei voneinander unabhängige Gauss'sche Prozesse implementiert, die sich jeweils in ihren Ausgangswerten unterscheiden, ein Modell liefert als Ergebnisse die Werte der niederfrequenten Pulsationen, eines diejenigen der hochfrequenten Pulsationen und eines jene der Stickoxidemissionen. Die Modellstruktur und das Vorgehen bei der Implementierung sind identisch, die verwendeten Trainingsdatensätze sind allerdings unterschiedlich und damit auch der resultierende Hyperparametersatz. Auf die Trainingsdatensätze wird in Abschnitt 6.2 näher eingegangen werden. Die Modellstruktur des Gauss'schen Prozesses ist in Abbildung 6.3 dargestellt. Vor dem Gauss'schen Prozess ist ein Modul geschaltet, welches aus den Ersatzparametern die Ähnlichkeitsparameter berechnet. Die Ersatzparameter werden je nach Einsatz des Modells direkt von der Instrumentierung der Gasturbine geliefert oder von einem Gasturbinenmodell. Die Ergebniswerte des Modells können im Rahmen der Reglerentwicklung als Regelgrößen herangezogen werden. Das Modell kann auch für modellbasierte Regelungskonzepte verwendet werden, wie in Kapitel 7 gezeigt wird.

6.2 Modellverifikation

Für die Systemidentifikation, Modellentwicklung und Modellverifikation stehen Messwerte von fünf Alstom GT13E2 Gasturbinen zur Verfügung. Zwei dieser Gasturbinen, die im Folgenden als G1 bzw. G2 bezeichnet werden, werden an einem Standort mit gemäßigttem Klima betrieben. Die drei anderen Gasturbinen, die im Folgenden als G3, G4 bzw. G5 bezeichnet werden, werden an einem Standort in den Tropen betrieben. Bei der Auswahl der Daten für das Training des Gauss'schen Prozesses und für die Modellverifikation wurde darauf geachtet, dass die Daten jeweils den kompletten Betriebsbereich der Gasturbinen abdecken und somit repräsentativ für den Einsatzbereich des Modells sind. Bei einem auf Systemidentifikation basierenden Modell ist nämlich ein Rückgang der Modellgüte zu erwarten, wenn das Modell zur Simulation

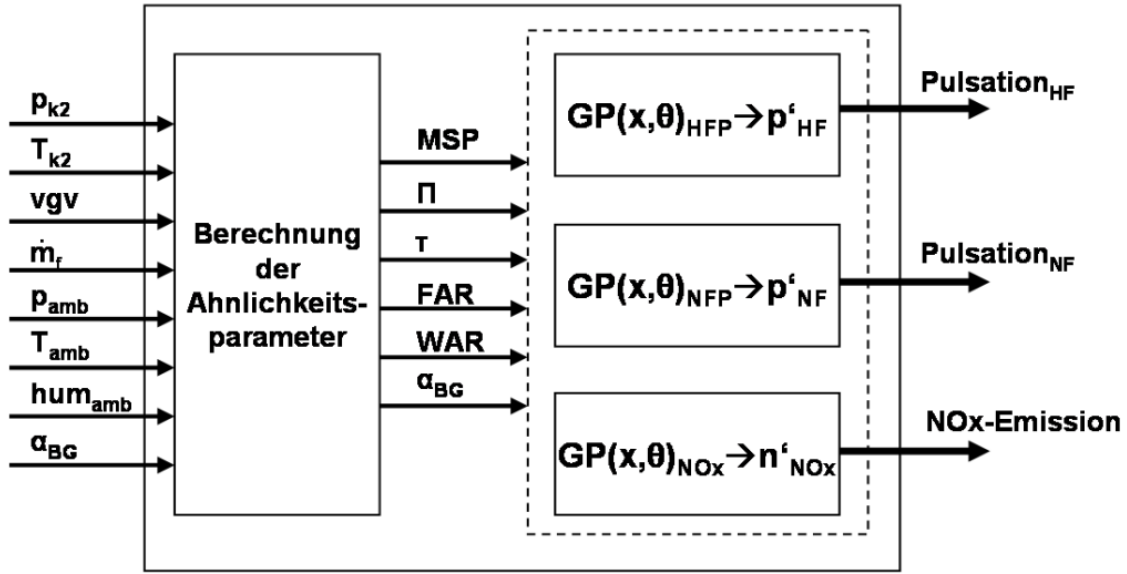


Abbildung 6.3: Schema der Implementierung des Gesamtmodells

von Betriebsbereichen herangezogen wird, die nicht vom Trainingsdatensatz abgedeckt werden [131].

Der erste Schritt die Güte eines Modells zu testen ist die Verifikation, inwiefern das Modell die Ergebniswerte des Trainingsdatensatzes reproduzieren kann; allerdings ist es wünschenswert und aussagekräftiger ein Modell anhand von Nicht-Trainingsdaten zu verifizieren [131]. Für das Training des Pulsationsmodells wurden ausschließlich Messwerte der Gasturbine G1 verwendet. Ein davon abweichender Messwertsatz der Gasturbine G1 wurde für die Verifikation herangezogen. Messwerte der Gasturbinen G2, G3, G4 und G5 wurden ausschließlich zum Zwecke der Verifikation verwendet. Für das Training und die Verifikation des Stickoxidemissionsmodells standen nur Messwerte der Gasturbinen G3 und G5 zur Verfügung. Der Trainingsdatensatz wurde aus Messwerten der Gasturbine G3 gebildet. Ein separater Messwertsatz der Gasturbine G3 wurde für die Verifikation verwendet. Emissionsdaten der Gasturbine G5 wurden ausschließlich zum Zwecke der Verifikation verwendet.

Die wichtigsten Schlüsse zur Modellgüte lassen sich aus der Größe der Residuen

$$\nu = y - y_M \quad (6.26)$$

ableiten, deren Betrag der Abweichung zwischen dem realen Wert y und dem vom Modell simulierten Wert y_M entspricht [105]. Für die Beurteilung der Simulationsergebnisse der einzelnen Datensätze und den Vergleich untereinander wird im Folgenden der mittlere relative Fehler herangezogen

$$\bar{f} = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N \left(\frac{|y - y_M|}{y} \right)_n, \quad (6.27)$$

wobei N die Anzahl der Elemente des betrachteten Datensatzes ist. Der Gauss'sche Prozess liefert für jedes Modellergebnis y auch die korrespondierende Standardabweichung σ , die aus den für den Gauss'schen Prozess getroffenen Annahmen resultiert. Die mittlere Standardabweichung eines Datensatzes wird berechnet als

$$\bar{\sigma} = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N \sigma_n. \quad (6.28)$$

Im Folgenden werden die Ergebnisse der Modellverifikation für die Pulsationen und die Stickoxidemissionen vorgestellt und diskutiert.

6.2.1 Modellierungsergebnisse der Pulsationen

Bei der Verifikation der Modellgüte der Gauss'schen Prozesse wird zwischen hochfrequenten und niederfrequenten Pulsationen unterschieden. Für die zwei Frequenzspektren sind zwei voneinander unabhängige Gauss'sche Prozesse implementiert worden, welche die Werte der niederfrequenten Pulsationen (NFP: 8-35 Hz) $Pulsation_{NF}$ bzw. die Werte der hochfrequenten Pulsationen (HFP: 32-700 Hz) $Pulsation_{HF}$ berechnen.

$$GP(\bar{\Theta}, \mathbf{X})_{NF} = Pulsation_{NF} \quad (6.29)$$

$$GP(\bar{\Theta}, \mathbf{X})_{HF} = Pulsation_{HF} \quad (6.30)$$

Das Training der Gauss'schen Prozesse wurde ausschließlich mit Daten der Gasturbine G1 durchgeführt. In die Trainingsdatensätze sind jeweils 459 Messwertsätze $\bar{\Xi}$ eingeflossen, welche die verschiedenen Betriebszustände der Gasturbine widerspiegeln. Die Messwertsätze des Trainingsdatensatzes werden im Rahmen der Modellverifikation nicht verwendet. Kein Messwertsatz des Trainingsdatensatzes ist im Validierungsdatensatz enthalten.

Im Folgenden werden die Ergebnisse der Modellverifikation dargestellt. Sowohl für die Modellierungsergebnisse der Pulsationen als auch für diejenige der Stickoxidemissionen ist eine Auftragungsart gewählt, wie sie exemplarisch in Abbildung 6.4 dargestellt ist. Auf der Abzisse ist die fortlaufende Nummer des Messwertsatzes \mathbf{X} aufgetragen, in dessen Abhängigkeit der Gauss'sche Prozess das Simulationsergebnis berechnet. Das Simulationsergebnis ist in skaliert Form auf der Ordinate aufgetragen. Der korrespondierenden Pulsations- bzw. Stickoxidemissionsmesswert, der zusammen mit den Eingangswerten X aufgezeichnet wurde, ist ebenfalls skaliert auf der Ordinate aufgetragen. Aus Gründen der Übersichtlichkeit sind die Messwertsätze in aufsteigender Reihenfolge ihrer zugehörigen Pulsations- bzw. Stickoxidemissionsmesswerte abgeordnet. Zu betonen ist, die einzelnen Messwertsätze sind absolut unabhängig voneinander. Zwei in der Ergebnisdarstellung nahe beieinander liegende Punkte haben ähnliche Pulsations- bzw. Stickoxidemissionsmesswerte, gehören allerdings unter Umständen zu vollkommen verschiedenen Betriebspunkten der Gasturbine. In Abbildung 6.4 sind exemplarisch die Ergebnisse für zehn Messwertsätze aufgetragen. Die Validierungsdatensätze der Gasturbinen G1-G5 beinhalten jeweils einige hundert Messwertsätze.

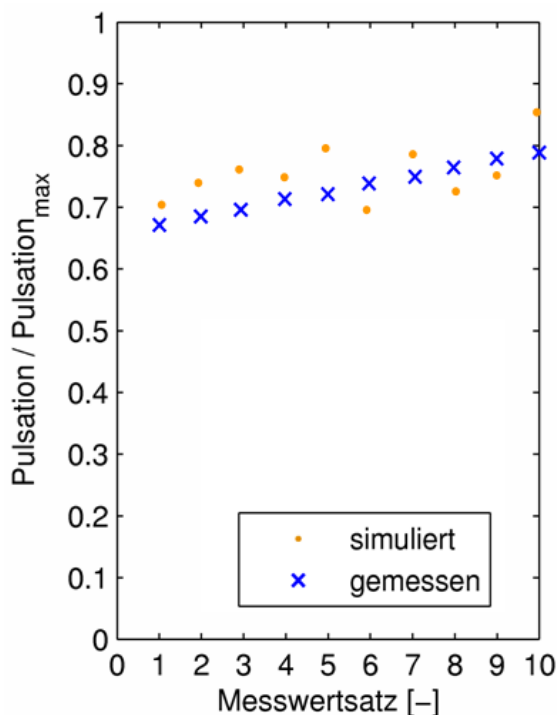


Abbildung 6.4: Darstellung der Modellierungsergebnisse

In den Abbildungen 6.5 bis 6.14 sind die Modellierungsergebnisse der niederfrequenten und der hochfrequenten Pulsationen basierend auf den Validierungsdatensätzen der Gasturbinen G1-G5 dargestellt. Auf der Abzisse ist jeweils die fortlaufende Nummer des Messwertsatzes aufgetragen. Auf der Ordinate sind die simulierten und die korrespondierenden gemessenen Werte der niederfrequenten bzw. hochfrequenten Pulsationen aufgetragen. Die Absolutbeträge sind jeweils mit dem maximalen hochfrequenten Pulsationswert des Trainingsdatensatzes skaliert.

Die Ergebnisse der Modellierung der niederfrequenten und der hochfrequenten Pulsationen der Gasturbine G1 sind in den Abbildungen 6.5 bzw. 6.6 dargestellt. Der Validierungsdatensatz der Gasturbine G1 umfasst 1000 Messwertsätze. Bei der Auswahl der Messwertsätze des Validierungsdatensatzes wurde geachtet, dass die Werte repräsentativ für die verschiedenen Betriebszustände der Gasturbine sind.

In Abbildung 6.5 lassen sich für die Simulationsergebnisse der niederfrequenten Pulsationen zwei Bereiche identifizieren. Für skalierte Pulsationswerte kleiner 0,3 liegen simulierte und gemessene Werte nahe beieinander. Die Ergebnisse sind im Rahmen der Genauigkeit, die für den Einsatzzweck des Modells benötigt wird. Für Pulsationsmesswerte größer als 0,3 berechnet das Modell allerdings zu niedrige Pulsationswerte. Bei den Amplituden dieser Größenordnung handelt es sich um Pulsationsspitzen, die signifikant ($> 50\%$) größer sind als die durchschnittlichen Pulsationsniveaus der jeweiligen Betriebspunkte. Diese Pulsationsspitzen treten bei konstanten Betriebsbedingungen stochastisch auf. Dabei weisen die Eingangsparameter keine Veränderungen gegenüber den unmittelbar vorhergehenden Zeitschritten auf, weswegen der Gauss'sche Prozess diese Ereignisse auch nicht erfassen kann. Für den Einsatzzweck des Modells

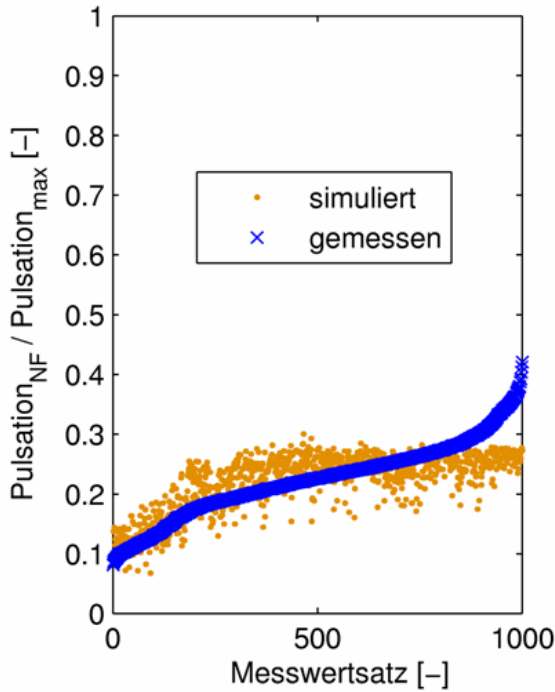


Abbildung 6.5: Modellierungsergebnisse der niederfrequenten Pulsationen der Gasturbine G1

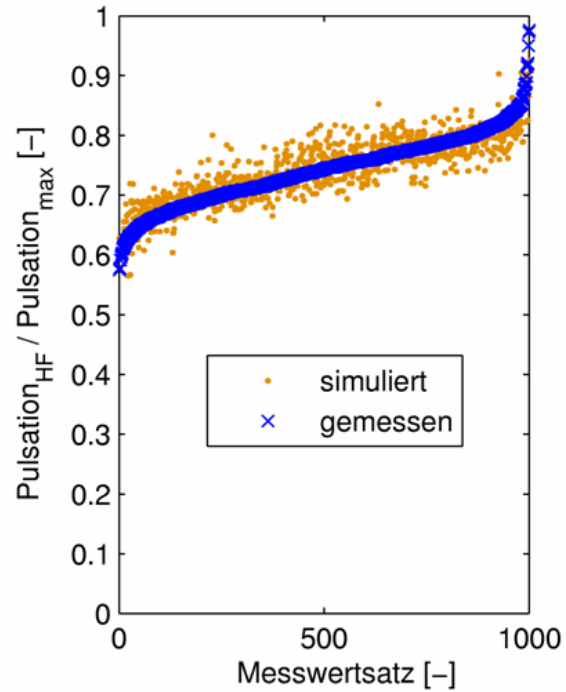


Abbildung 6.6: Modellierungsergebnisse der hochfrequenten Pulsationen der Gasturbine G1

resultiert hieraus kein Problem, da diese stochastischen Ereignisse bei der Regelung nicht unmittelbar berücksichtigt werden. Als Regelgröße des Systems dient das über mehrere Sekunden gemittelte Pulsationsniveau, in welchem einzelne stochastische Pulsationsspitzen verschwinden.

Für den Validierungsdatensatz der Gasturbine G1 ergibt sich bei der Simulation der niederfrequenten Pulsationen ein mittlerer relativer Fehler von $\bar{f} = 15,41\%$. Die mittlere Standardabweichung des Gauss'schen Prozesses beträgt $\bar{\sigma} = 1,7 * 10^{-2}$, mit einer Schwankungsbreite zwischen $\sigma_{min} = 1,6 * 10^{-2}$ und $\sigma_{max} = 1,9 * 10^{-2}$.

Die Simulationsergebnisse der hochfrequenten Pulsationen sind über das gesamte Amplitudenspektrum von besserer Qualität. Das Modell besitzt die für die angedachten Einsatzzwecke erforderliche Genauigkeit. Der mittlere relative Fehler der Simulation beträgt $\bar{f} = 2,85\%$ bei einer mittleren Standardabweichung des Gauss'schen Prozesses von $\bar{\sigma} = 8,2 * 10^{-3}$, wobei der kleinste Wert der Standardabweichung $\sigma_{min} = 7,8 * 10^{-3}$ und der größte Wert $\sigma_{max} = 1,4 * 10^{-2}$ beträgt.

In den Abbildungen 6.7 und 6.8 sind die Modellierungsergebnisse der niederfrequenten bzw. der hochfrequenten Pulsationen der Gasturbine G2 dargestellt. Der Validierungsdatensatz der Gasturbine G2 enthält 1000 Messwertsätze.

Auch bei den Ergebnissen der Simulation der niederfrequenten Pulsationen der Gasturbine G2 lassen sich die Bereiche größer und kleiner als der Pulsationsmesswert 0,3 unterscheiden. Die bei der Gasturbine G1 hierzu gemachten Aussagen lassen sich auch auf die Gasturbine G2 übertragen. Die Präzision der Resultate ist für den Einsatzzweck des Modells ausreichend. Die Modellierung weist einen mittleren relativen Fehler von

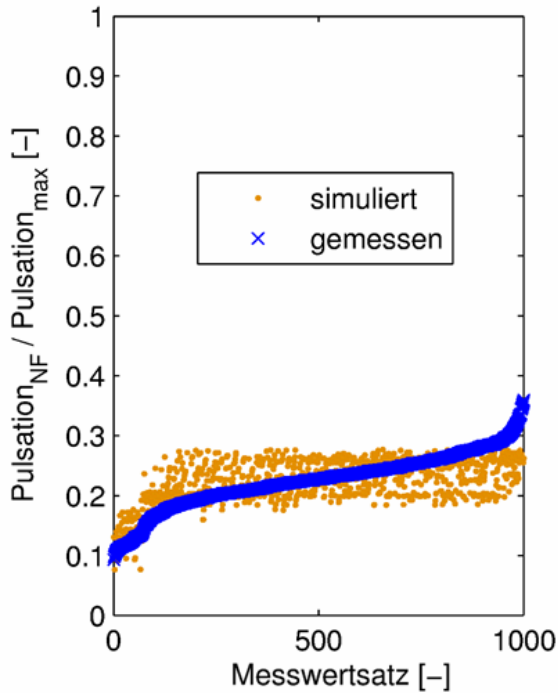


Abbildung 6.7: Modellierungsergebnisse der niederfrequenten Pulsationen der Gasturbine G2

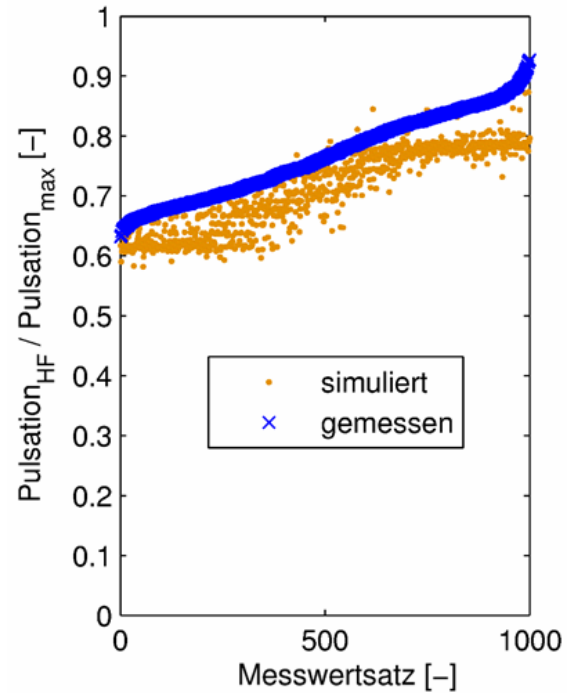


Abbildung 6.8: Modellierungsergebnisse der hochfrequenten Pulsationen der Gasturbine G2

$\bar{f} = 13,56\%$. Die mittlere Standardabweichung des Gauss'schen Prozesses beträgt $\bar{\sigma} = 1,7 \cdot 10^{-2}$, wobei der kleinste Wert der Standardabweichung $\sigma_{min} = 1,6 \cdot 10^{-2}$ und der größte Wert $\sigma_{max} = 1,9 \cdot 10^{-2}$ ist.

Die Modellierungsergebnisse der hochfrequenten Pulsationen der Gasturbine G2 reflektieren gut die relativen Änderungen der Amplituden, sind aber größtenteils etwas kleiner als die korrespondierenden Messwerte, was sich in einem erhöhten mittleren relativen Fehler gegenüber demjenigen der Gasturbine G1 bemerkbar macht. Allerdings weisen die Modellierungsergebnisse eine für den Einsatzzweck hinreichende Genauigkeit auf. Für die Gasturbine G2 beträgt der mittlere relative Fehler $\bar{f} = 7,26\%$. Die Standardabweichung hat einen mittleren Wert von $\bar{\sigma} = 8,8 \cdot 10^{-3}$, wobei die Werte der Standardabweichung zwischen $\sigma_{min} = 8,0 \cdot 10^{-3}$ und $\sigma_{max} = 1,4 \cdot 10^{-2}$ schwanken. Die Abweichungen zwischen den Simulationsergebnissen der Gasturbinen G1 und G2 liegt noch in der Größenordnung dessen, was aufgrund der Produktionsstreuung und Diskrepanzen in der Kalibrierung der Messeinrichtung zu erwarten ist.

In den Abbildungen 6.9 und 6.10 sind die Resultate der Simulation der niederfrequenten bzw. hochfrequenten Pulsationen der Gasturbine G3 dargestellt. Der Validierungsdatensatz der Gasturbine G3 enthält 700 Messwertsätze.

Die Modellierung der niederfrequenten Pulsationen der Gasturbine G3 ist gut und weist eine für die Einsatzzwecke des Modells hinreichende Genauigkeit auf. Der mittlere relative Fehler der Simulation beträgt $\bar{f} = 6,69\%$. Die Standardabweichung des Gauss'schen Prozesses bewegt sich zwischen den Werten $\sigma_{min} = 2,2 \cdot 10^{-2}$ und $\sigma_{max} = 3,4 \cdot 10^{-2}$ mit einem mittleren Wert von $\bar{\sigma} = 2,8 \cdot 10^{-2}$.

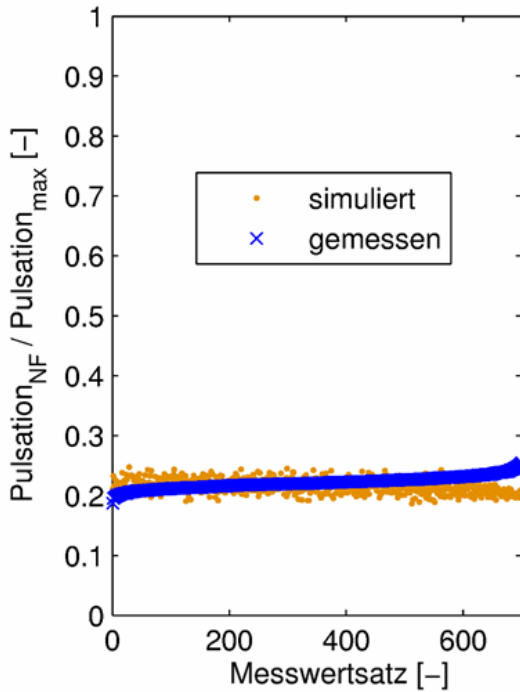


Abbildung 6.9: Modellierungsergebnisse der niederfrequenten Pulsationen der Gasturbine G3

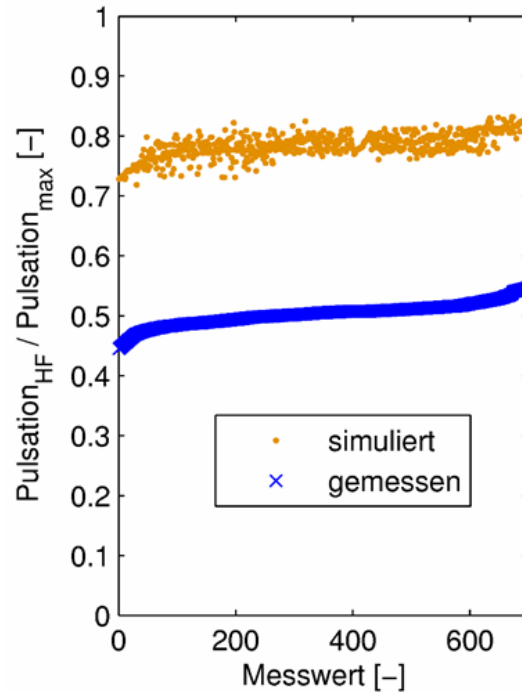


Abbildung 6.10: Modellierungsergebnisse der hochfrequenten Pulsationen der Gasturbine G3

Für die Gasturbine G3 berechnet das Modell zu hohe hochfrequente Pulsationswerte. Zu den Messwerten besteht eine erhebliche Abweichung. Der mittlere relative Fehler der Simulation beträgt $\bar{f} = 56,09\%$. Die mittlere Standardabweichung des Gauss'schen Prozesses beträgt $\bar{\sigma} = 2,8 \cdot 10^{-2}$, wobei die Extremwerte der Standardabweichung $\sigma_{min} = 2,3 \cdot 10^{-2}$ bzw. $\sigma_{max} = 3,3 \cdot 10^{-2}$ sind. Grund der Abweichung sind Unterschiede im Betrieb der Gasturbine G1, von welcher der Trainingsdatensatz ist, und der Gasturbine G3. Die Gasturbine G3 wird im oberen Lastbereich mit anderen Einstellungen für die Brennstoffstufung betrieben als G1. Dieser Sachverhalt wird bei der Ergebnisdiskussion im Abschnitt 6.2.3 noch detailliert erläutert.

Die Ergebnisse der Modellierung der niederfrequenten und der hochfrequenten Pulsationen der Gasturbine G4 sind in den Abbildungen 6.11 bzw. 6.12 dargestellt. Der Validierungsdatensatz der Gasturbine G4 umfasst 700 Messwertsätze.

Alle Ergebniswerte der Simulation der niederfrequenten Pulsationen der Gasturbine G4 liegen nahe bei den korrespondierenden Messwerten; sie weisen eine für die Einsatzzwecke des Modells hinreichende Genauigkeit auf. Der mittlere relative Fehler der Simulation beträgt $\bar{f} = 12,11\%$. Die Standardabweichung des Gauss'schen Prozesses hat einen mittleren Wert von $\bar{\sigma} = 2,6 \cdot 10^{-2}$, wobei die Extremwerte $\sigma_{min} = 2,2 \cdot 10^{-2}$ und $\sigma_{max} = 3,2 \cdot 10^{-2}$ sind.

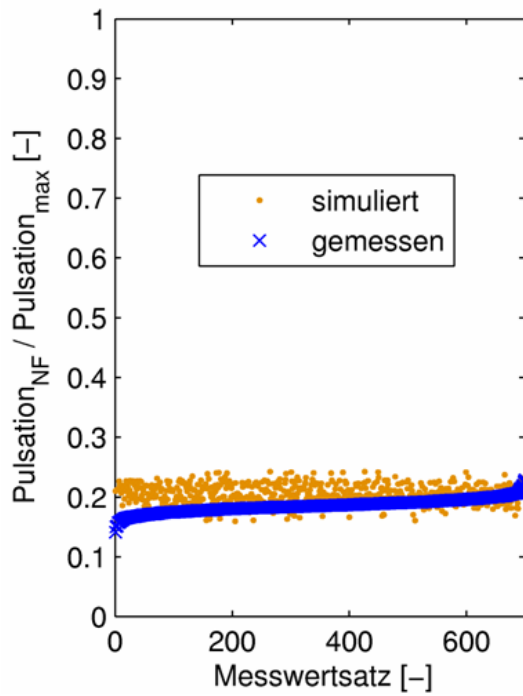


Abbildung 6.11: Modellierungsergebnisse der niederfrequenten Pulsationen der Gasturbine G4

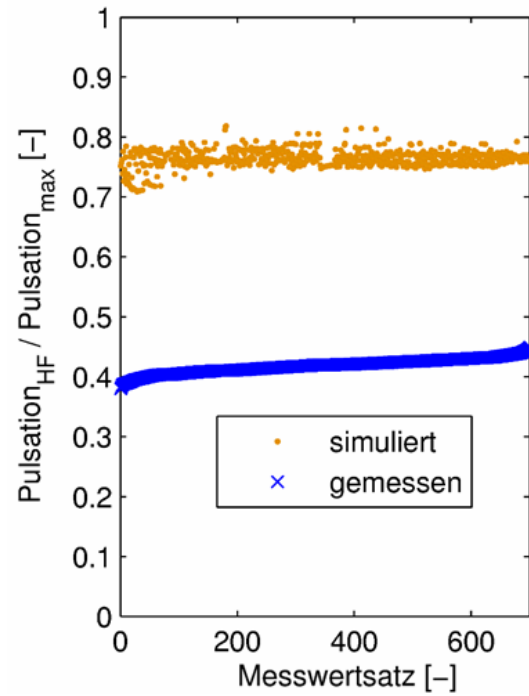


Abbildung 6.12: Modellierungsergebnisse der hochfrequenten Pulsationen der Gasturbine G4

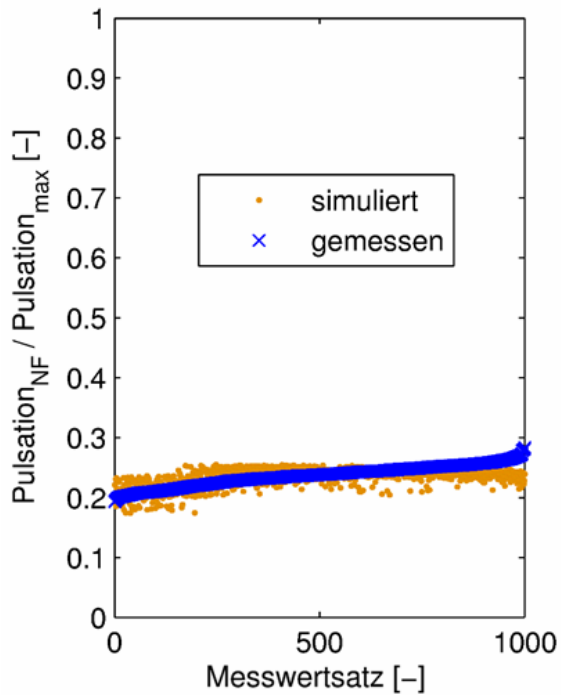


Abbildung 6.13: Modellierungsergebnisse der niederfrequenten Pulsationen der Gasturbine G5

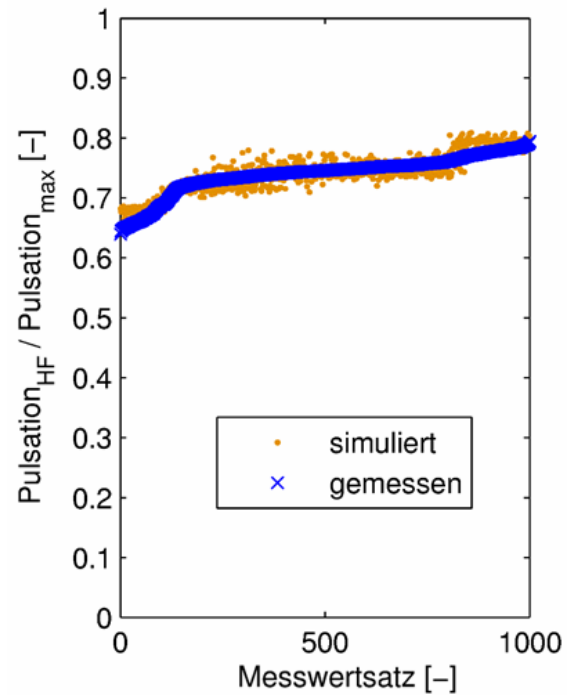


Abbildung 6.14: Modellierungsergebnisse der hochfrequenten Pulsationen der Gasturbine G5

Die Modellierungsergebnisse der hochfrequenten Pulsationen fallen bei der Gasturbine G4 ähnlich aus wie bei der Gasturbine G3. Grund sind auch hier Unterschiede im Betrieb der Gasturbinen G1 und G4. Im Rahmen der Ergebnisdiskussion im Abschnitt 6.2.3 wird hierrauf noch näher eingegangen werden. Der mittlere relative Fehler der Modellierung der hochfrequenten Pulsationen der Gasturbine G4 beträgt $\bar{f} = 82,81\%$. Die mittlere Standardabweichung des Gauss'schen Prozesses ist $\bar{\sigma} = 1,9 * 10^{-2}$. Der kleinste Wert der Standardabweichung beträgt $\sigma_{min} = 1,4 * 10^{-2}$, der größte $\sigma_{max} = 2,3 * 10^{-2}$.

Die Resultate der Modellierung der niederfrequenten Pulsationen und der hochfrequenten Pulsationen der Gasturbine G5 sind in den Abbildungen 6.13 bzw. 6.14 dargestellt. Der Validierungsdatensatz der Gasturbine G5 umfasst 1000 Messwertsätze.

Die Simulation der niederfrequenten Pulsationen der Gasturbine G5 ist gut, alle Ergebniswerte liegen nahe bei den korrespondierenden Messwerten; der mittlere relative Fehler der Simulation beträgt $\bar{f} = 5,65\%$. Die Standardabweichung des Gauss'schen Prozesses hat einen mittleren Wert von $\bar{\sigma} = 3,4 * 10^{-2}$, wobei die Werte zwischen $\sigma_{min} = 2,6 * 10^{-2}$ und $\sigma_{max} = 5,1 * 10^{-2}$ schwanken.

In Abbildung 6.14 sind die Ergebnisse der Simulation der hochfrequenten Pulsationen der Gasturbine G5 dargestellt. Die Simulation ist über das gesamte Amplitudenspektrum von guter Qualität. Der mittlere relative Fehler der Simulation beträgt $\bar{f} = 1,57\%$, bei einer mittlere Standardabweichung von $\bar{\sigma} = 2,0 * 10^{-2}$. Die Bandbreite der Standardabweichung liegt zwischen $\sigma_{min} = 1,5 * 10^{-2}$ und $\sigma_{max} = 3,3 * 10^{-2}$. Die Ergebnisse weisen eine für die Einsatzzwecke des Modells hinreichende Genauigkeit auf.

6.2.2 Modellierungsergebnisse der Stickoxidemissionen

Stickoxidmesswerte waren nur von zwei Gasturbinen vorhanden - den Gasturbinen G3 und G5. Der Trainingsdatensatz wurde ausschließlich aus Messwerten der Gasturbine G3 zusammengestellt. Er umfasst 267 Messwertsätze. Auch bei den Stickoxiden wurde darauf geachtet, dass der Trainingsdatensatz repräsentativ für den Betriebsbereich der Gasturbine ist. Für die Modellverifikation wurden Messdaten der beiden Gasturbinen verwendet. Kein Messwertsatz des Trainingsdatensatzes ist in den Validierungsdatensätzen enthalten.

$$GP(\bar{\Theta}, X)_{NO_x} = NO_x\text{-Emission} \quad (6.31)$$

Die Ergebnisse der Verifikation des Gauss'schen Prozess Modells für die Stickoxidemissionen sind in den Abbildungen 6.15 und 6.16 dargestellt. Auf der Abzisse ist jeweils die fortlaufende Nummerierung der Messwertsätze aufgetragen. Auf der Ordinate sind die simulierten und die korrespondierenden gemessenen Werte der Stickoxidemissionen aufgetragen. Die Absolutbeträge sind jeweils mit einem maximalen Emissionswert skaliert.

Die Ergebnisse der Modellierung der NO_x -Emissionen der Gasturbine G3 sind in Abbildung 6.15 dargestellt. Der Validierungsdatensatz der Gasturbine G3 umfasst 670 Messwertsätze.

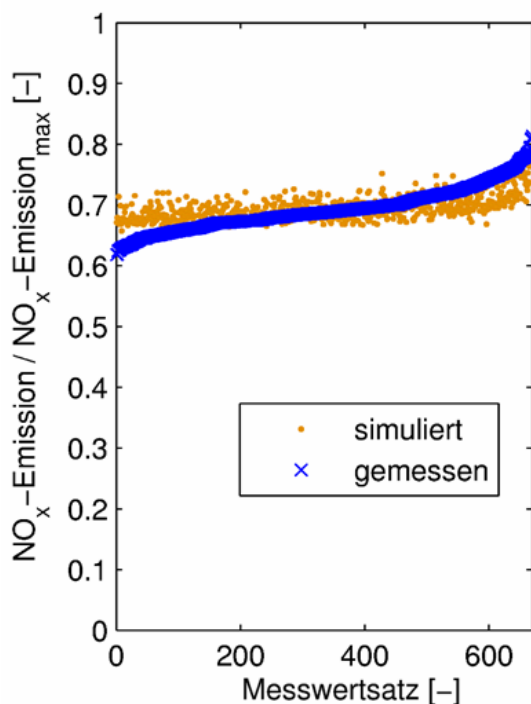


Abbildung 6.15: Modellierungsergebnisse der Stickoxidemissionen der Gasturbine G3

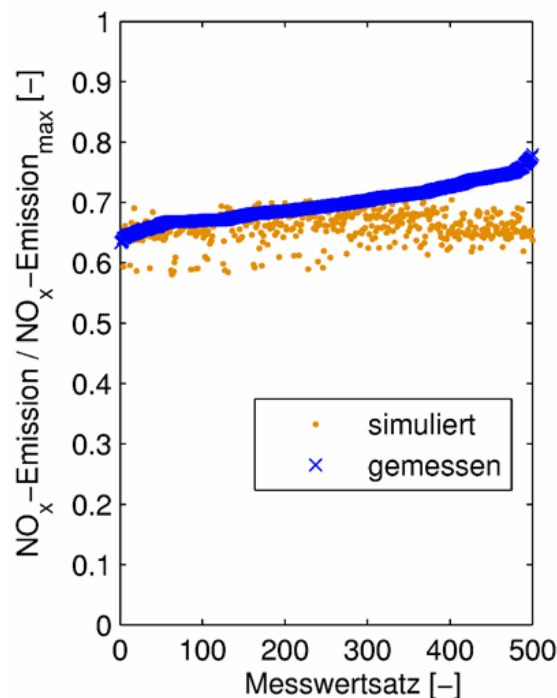


Abbildung 6.16: Modellierungsergebnisse der Stickoxidemissionen der Gasturbine G5

Alle Ergebniswerte liegen nahe bei den korrespondierenden Messwerten. Die Modellierung der NO_x -Emissionen der Gasturbine G3 ist von guter Qualität und weist einen mittleren relativen Fehler von $\bar{f} = 3,09\%$ auf. Die mittlere Standardabweichung beträgt $\bar{\sigma} = 1,1 * 10^{-3}$, wobei die Extremwerte $\sigma_{min} = 1,0 * 10^{-3}$ und $\sigma_{max} = 1,2 * 10^{-3}$ sind.

In Abbildung 6.16 sind die Ergebnisse der Modellierung der NO_x -Emissionen der Gasturbine G5 dargestellt. Der Validierungsdatensatz der Gasturbine G5 beinhaltet 500 Messwertsätze.

Das Modell bildet die NO_x -Emissionen der Gasturbine G5 mit einer für den Einsatzzweck hinreichenden Genauigkeit ab. Allerdings berechnet das Modell für NO_x -Messwerte, die größer als 0,72 sind, zu niedrige Simulationen. Grund hierfür sind unterschiede im Betrieb der Gasturbinen G3 und G5, was im Rahmen der Ergebnisdiskussion noch näher erläutert wird. Der mittlere relative Fehler der Simulation liegt bei $\bar{f} = 5,83\%$. Die mittlere Standardabweichung beträgt $\bar{\sigma} = 1,3 * 10^{-3}$, ihre Schwankungsbreite liegt zwischen $\sigma_{min} = 1,2 * 10^{-3}$ und $\sigma_{max} = 1,7 * 10^{-3}$.

6.2.3 Ergebnisdiskussion

6.2.3.1 Diskussion der Pulsationsmodellierung

Gauss'sche Prozesse sind effektive Methoden für die Echtzeitmodellierung der Pulsationen in Gasturbinenbrennkammern. Die Modellierungsergebnisse konnten erfolgreich mit Messwerten verifiziert werden. Es konnte gezeigt werden, dass Gauss'sche Prozesse eine Portabilität zwischen Gasturbinen des gleichen Typs besitzen. Allerdings haben die Gauss'schen Prozesse auch Limitierungen, die beim Einsatz der Gauss'schen Prozesse zu berücksichtigen sind.

Die wichtigste Einschränkung der Gauss'schen Prozesse resultiert aus ihrer Black-Box-Struktur. Die Pulsationen werden ohne Berücksichtigung der Physik rein mathematisch abgebildet. Für Eingangswerte, die innerhalb des vom Trainingsdatensatz aufgespannten Werteraums liegen, werden die Ausgangswerte, die Pulsationen, mit hoher Genauigkeit modelliert. Liegen die Eingangswerte außerhalb des von Trainingsdatensatz aufgespannten Werteraums, muss der Gauss'sche Prozess extrapolieren. Mathematisch ist dies kein Problem, allerdings ist im Falle der Extrapolation nicht sichergestellt, dass die Ergebniswerte von ausreichender Genauigkeit sind. Dieser Sachverhalt wird anhand der Abbildungen 6.17 und 6.18 näher erläutert.

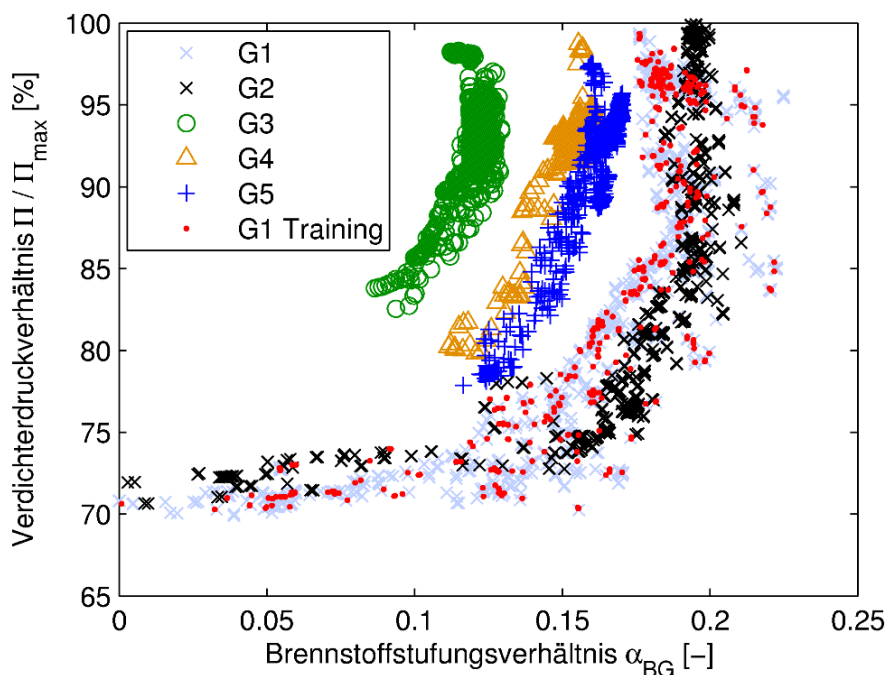


Abbildung 6.17: Verdichterdruckverhältnis über Brennstoffstufungsverhältnis

In den Abbildungen 6.17 und 6.18 sind jeweils alle Punkte des Trainingsdatensatzes und der Validierungsdatensätze der Gasturbinen G1-G5 aufgetragen. In Abbildung 6.17 sind die skalierten Verdichterdruckverhältnisse Π über dem Brennstoffstufungsverhältnis α_{BG} aufgetragen. In Abbildung 6.18 sind die skalierten Verdichterdruck-

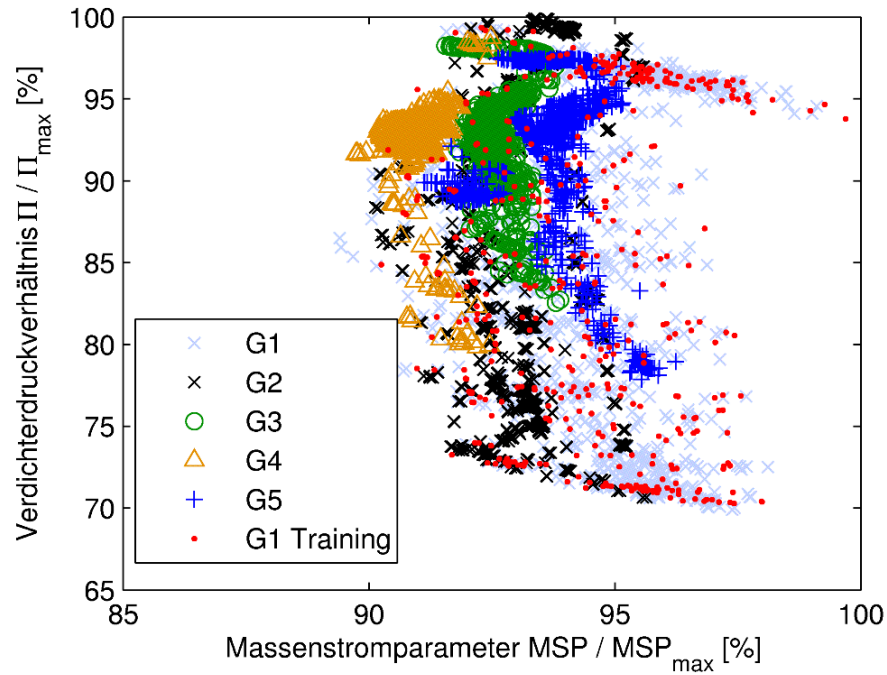


Abbildung 6.18: Verdichterdruckverhältnis über Massenstromparameter

verhältnisse Π über den skalierten Massenstromparametern MSP aufgetragen⁴.

Die Punkte des Trainingsdatensatzes der Gasturbine G1 decken den gesamten Betriebsbereich der Gasturbine G1 ab. Da die Betriebslinie einer stationären Gasturbine entlang einer reduzierten Drehzahllinie verläuft, korreliert das Verdichterdruckverhältnis stark mit der Leistung der Gasturbine. Folglich lassen sich höhere Verdichterdruckverhältnisse höheren Gasturbinenleistungen zuordnen. Wie aus den Abbildungen 6.17 und 6.18 zu ersehen ist, liegen die Messpunkte der Validierungsdatensätze der Gasturbinen G1 und G2 innerhalb des vom Trainingsdatensatz aufgespannten Wertebereichs. Die Resultate des Gauss'schen Prozesses für diese beiden Gasturbinen sind sowohl für die hochfrequenten als auch für die niederfrequenten Pulsationen für die Einsatzzwecke des Modells hinreichend genau.

Aus Abbildung 6.17 wird deutlich, dass die Gasturbinen G3-G5 anders betrieben werden als die Gasturbinen G1 und G2. Bei gleichen Verdichterdruckverhältnisse weisen die Gasturbinen G3-G5 teilweise deutlich kleinere Brennstoffstufungsverhältnisse auf wie G1 und G2. Das Brennstoffstufungsverhältnis α_{BG} , das bei einem bestimmten Betriebspunkt eingestellt ist, hängt vom Regelungskonzept der Gasturbine ab. Die Regelungskonzepte unterliegen jedoch abhängig vom Technologiestand und den Forderungen des Betreibers einem stetigen Wandel. Die Gasturbine G5 weist zeitlich und technologisch die größte Nähe zu den Gasturbinen G1 und G2 auf, was sich auch in einem sehr ähnlichen Regelungskonzept und einem ähnlichen Pulsationsniveau bemerkbar macht. Hingegen führt das hiervon stärker abweichende Regelungskonzept

⁴Sowohl die Verdichterdruckverhältnisse Π als auch die Massenstromparameter MSP sind mit den maximalen gemessenen Werten der jeweiligen Größen skaliert.

der Gasturbinen G3 und G4 (siehe Abbildungen 6.17 und 6.18) zu einem signifikant niedrigeren Pulsationsniveau bei den hochfrequenten Pulsationen. Aufgrund der unterschiedlichen Brennstoffstufungsverhältnisse treten in den Brennkammern unterschiedliche Instabilitätsphänomene auf.

Als Folge versagt das Gauss'sche Prozess Modell bei der Vorhersage der hochfrequenten Pulsationen der Gasturbinen G3 und G4 (siehe Abbildungen 6.12 und 6.14). Die für diese beiden Gasturbinen vorhergesagte Pulsationswerte sind zu hoch. Die Amplituden haben ein ähnliches Niveau wie diejenigen der Gasturbine G1. An dieser Stelle werden die Limitierungen einer Black-Box-Modellierung deutlich. Für Eingangswerte, die außerhalb des von den Eingangswerten des Trainingsdatensatzes aufgespannten Raums liegen, kann ein derartiges Verfahren funktionieren, wie anhand der Werte für die hochfrequenten Pulsationen der Gasturbine G5 und der niederfrequenten Pulsationen der Gasturbinen G3-G5 deutlich wird, allerdings kann die Funktion des Modells für derartige Eingangswerte nicht garantiert werden. Deswegen ist als Forderung aufzustellen, dass das Modell nur für Eingangswerte verwendet wird, die innerhalb des vom Trainingsdatensatz aufgespannten Raums liegen. Ist dies nicht der Fall, muss die Richtigkeit der Modellierungsergebnisse anhand von Messwerten verifiziert werden.

Die daraus resultierenden Einschränkungen des Modelleinsatzes lassen sich überwinden, indem der vom Trainingsdatensatz aufgespannte Raum erweitert wird. In Abbildung 6.19 sind die Modellierungsergebnisse der Gasturbine G3 dargestellt, die sich ergeben, wenn der ursprüngliche Trainingsdatensatz mit Messwerten der Gasturbine G3 erweitert wird. Die ursprünglichen 459 Messwertsätze des Trainingsdatensatzes der Gasturbine G1 werden von 35 Messwertsätze der Gasturbine G3 ergänzt. Auf der Abszisse ist die fortlaufende Nummerierung der 700 Punkte des Validierungsdatensatzes der Gasturbine G3 aufgetragen. Auf der Ordinate sind die simulierten Pulsationswerte und die gemessenen Werte jeweils in skaliert Form aufgetragen. Zusätzlich sind in der Abbildung 6.19 auch die Resultate dargestellt, die sich mit dem ursprünglichen Trainingsdatensatz (TDS) ergeben.

Das Modell mit dem erweiterten Trainingsdatensatz (TDS,erw) bildet die hochfrequenten Pulsationen der Gasturbine G3 präzise ab. Der mittlere relative Fehler der Simulation liegt bei $\bar{f} = 5,30\%$. Die mittlere Standardabweichung beträgt $\bar{\sigma} = 2,0 * 10^{-2}$, ihre Schwankungsbreite liegt zwischen $\sigma_{min} = 1,8 * 10^{-2}$ und $\sigma_{max} = 3,6 * 10^{-3}$.

Der neue Trainingsdatensatz hat auf die Modellierungsergebnisse der Pulsationen der anderen Gasturbinen keine negativen Effekte. Somit ist eine Methode aufgezeigt, wie die Portabilität des Modells verbessert werden kann, wenn Messwerte der zu modellierenden Gasturbine vorliegen. Die Erweiterung des Trainingsdatensatzes läßt sich im übertragenen Sinnen als eine Art Modellkalibrierung ansehen.

Insbesondere bei der Gasturbine G1 fällt auf, dass die niederfrequenten Pulsationen vom Modell mit einer geringeren Genauigkeit abgebildet werden als die hochfrequenten Pulsationen. Grund hierfür ist die größere Streuung der niederfrequenten Pulsationsamplituden im Vergleich zu den hochfrequenten Pulsationsamplituden, wie in den Abbildungen 6.20 und 6.21 zu sehen ist. Die Abbildungen 6.20 und 6.21 stellen Häufigkeitsverteilungen der Amplituden der hochfrequenten und der niederfrequenten Pulsationen dar, die in regelmäßigen Abständen über einen Zeitraum von etwa 30 Mi-

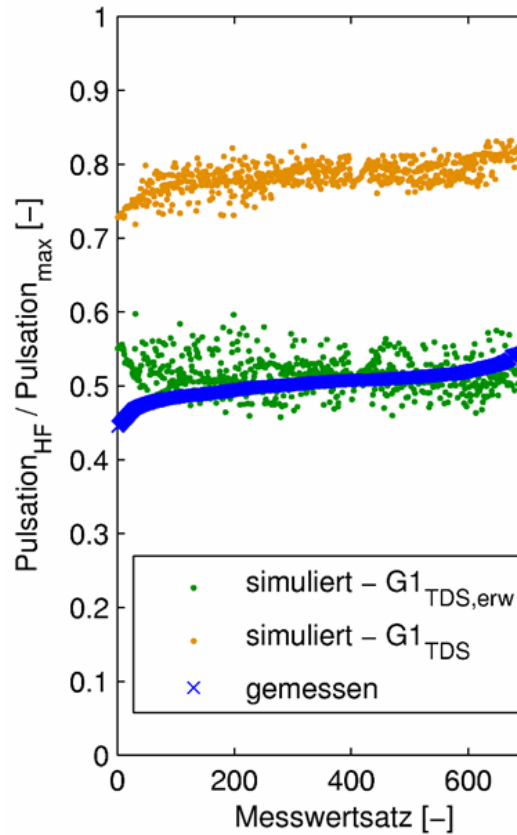


Abbildung 6.19: Modellierungsergebnisse der hochfrequenten Pulsationen der Gasturbine G3 bei Verwendung eines erweiterten Trainingsdatensatzes

nuten für einen konstanten Betriebspunkt der Gasturbine G1 gemessen wurden. Die Amplituden sind mit dem jeweiligen Amplitudenmittelwert skaliert.

Während die Extremwerte der hochfrequenten Pulsationen nur um etwa 10% um ihren Mittelwert schwanken, weisen die niederfrequenten Pulsationen eine Schwankungsbreite von etwa 50% auf. Einige wenige Werte der niederfrequenten Pulsationen unterscheiden sich sogar um 90% vom Mittelwert. Hingegen ist die Schwankungsbreite der Eingangswerte aufgrund des konstanten Betriebspunktes sehr gering, beispielsweise unterscheiden sich die Extremwerte des Verdichterdruckverhältnisses nur um etwa 0,3% von ihrem Mittelwert.

Ein Modell der Regelstrecke muss den Einfluss der Stellgrößen auf die Regelgrößen richtig wiedergeben. Das Pulsationsmodell weist die notwendige Genauigkeit für die angedachten Einsatzzwecke auf. Es bildet den Einfluss, den eine Variation des Brennstoffstufungsverhältnisses auf die Pulsationen hat, korrekt ab. Für den Betrieb der Gasturbine sind insbesondere die niederfrequenten Pulsationen kritisch. In der Abbildung 6.22 sind die Effekte der Variation des Brennstoffstufungsverhältnisses auf die Pulsationen exemplarisch dargestellt. Auf der Ordinate sind die skalierten Pulsationswerte aufgetragen, auf der Abzisse läßt sich die Variation des Brennstoffstufungsverhältnisses ablesen. Die restlichen Eingangsparameter der Simulation werden konstant gehalten. Die Messwerte können insignifikante Unterschiede in den restlichen Parametern

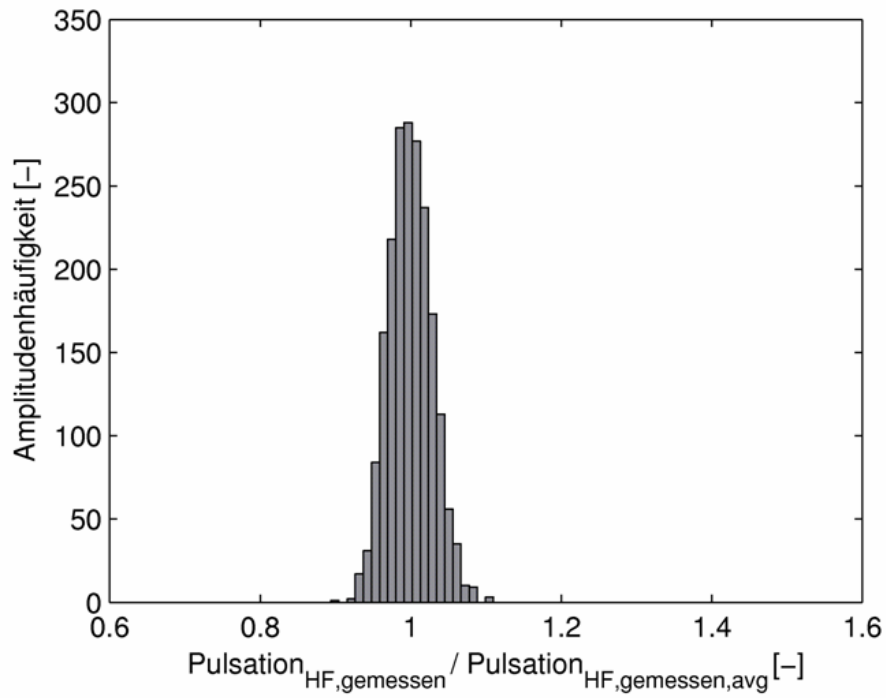


Abbildung 6.20: Amplitudenverteilung hochfrequente Pulsationen

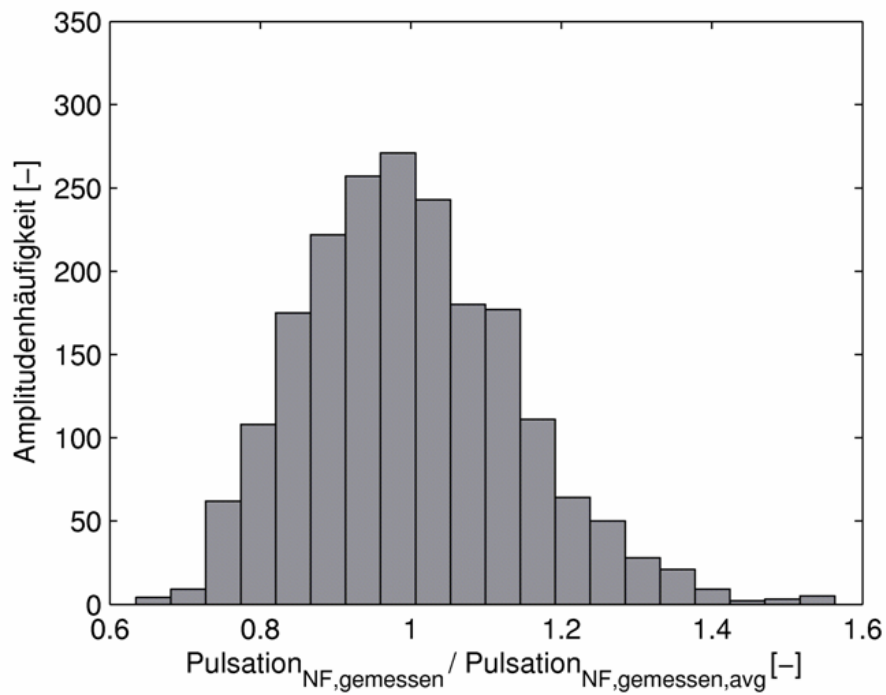


Abbildung 6.21: Amplitudenverteilung niederfrequente Pulsationen

aufweisen. Eine Vergrößerung des Brennstoffstufungsverhältnisses, was sich in einer homogeneren Brennstoffeinspritzung über den Umfang bemerkbar macht, ist tenden-

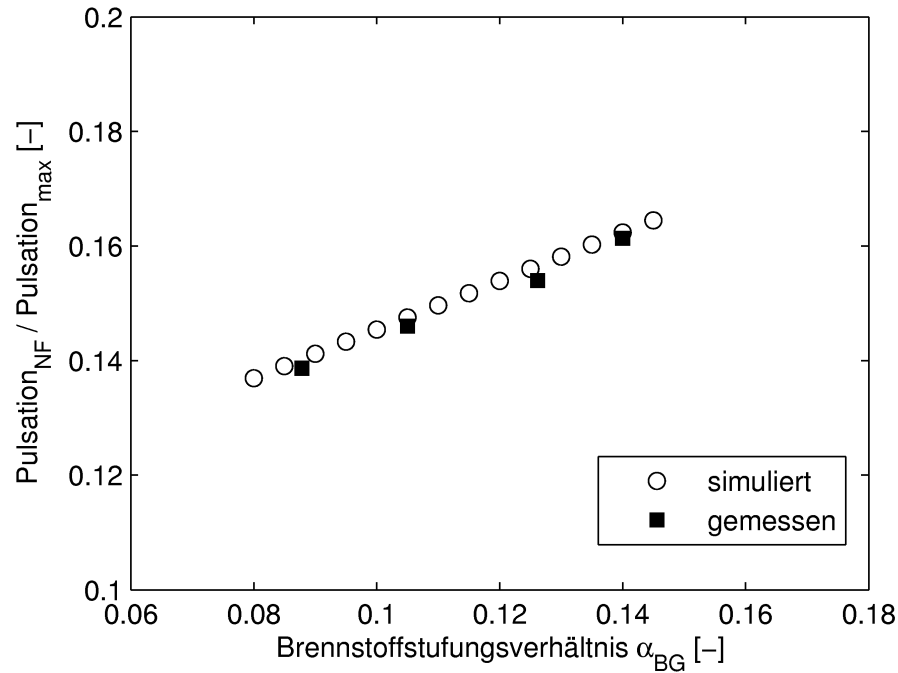


Abbildung 6.22: Einfluss der Variation des Brennstoffstufungsverhältnisses auf die Pulsationen

ziell mit einem höheren Pulsationsniveau verbunden. Dieser Trend wird vom Modell richtig wiedergegeben, wie anhand der Abbildung 6.22 zu sehen ist.

6.2.3.2 Diskussion der Emissionsmodellierung

Gauss'sche Prozesse lassen sich effektiv für die Echtzeitmodellierung der Stickoxidemissionen einer Gasturbine einsetzen. Die Stickoxidmodellierung wurde erfolgreich mit Messwerten verifiziert. Die Übertragbarkeit des Modells zwischen Gasturbinen des gleichen Typs wurde aufgezeigt. Die weiter vorne angeführten Einschränkungen und Limitierungen beim Einsatz Gauss'scher Prozesse lassen sich sinngemäß auch auf die Modellierung der Stickoxidemissionen übertragen. Insbesondere sind die bereits aufgezeigten Unterschiede im Betrieb der Gasturbinen G3 und G5 anzuführen, die Grund für die teilweise zu niedrig vom Modell berechneten Stickoxidemissionswerte der Gasturbine G5 sind.

Das Emissionsmodell weist die für Einsatzzwecke notwendige Genauigkeit auf. Die Effekte der Variation des Brennstoffstufungsverhältnisses auf die Stickoxidemissionen werden korrekt erfasst, wie anhand der Abbildung 6.23 zu sehen ist. Eine Vergrößerung des Brennstoffstufungsverhältnisses ist mit niedrigeren Stickoxidemissionen verbunden, da bei einer homogeneren Brennstoffeinspritzung über den Umfang und magerer Verbrennung Temperaturspitzen, die zu einem Emissionsanstieg führen, vermieden werden.

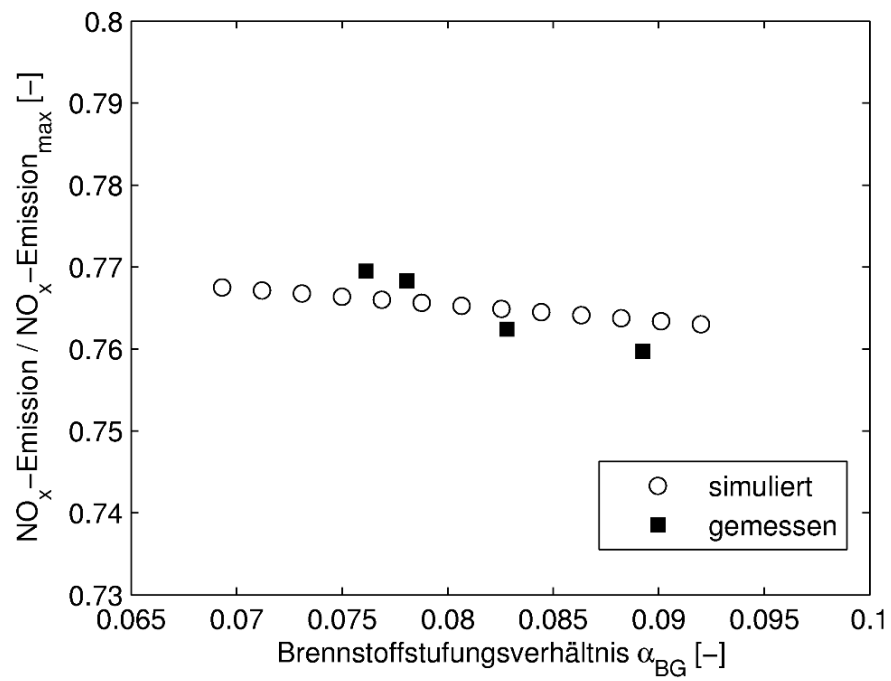


Abbildung 6.23: Einfluss der Variation des Brennstoffstufungsverhältnisses auf die NO_x -Emissionen

Kapitel 7

Regelung der Verbrennungsinstabilitäten

Im mageren Vormischbetrieb können in der Brennkammer der Alstom GT13E2 Gasturbine Verbrennungsinstabilitäten auftreten. Kritisch für den sicheren Betrieb der Brennkammer sind vor allem Pulsationen, deren Ursache Entropiewellen oder partielle Löschvorgänge sind [84]. Dieses sind die niederfrequenten Pulsationen, auf welche sich bei der Regelung das Augenmerk richtet.

In Abbildung 7.1 ist der Regelkreis der Verbrennungsinstabilitäten skizziert. Die Regelgrößen sind die niederfrequenten Pulsationen p' und die Stickoxidemissionen n' . Die Stellgröße ist das Brennstoffstufungsverhältnis α_{BG} .

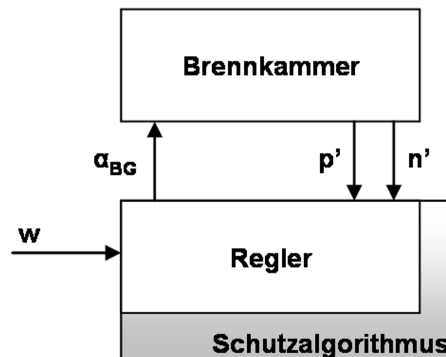


Abbildung 7.1: Skizze des Regelkreises

Die Instrumentierung der Gasturbine erfasst die Pulsationen und die Stickoxidemissionen. Die Messwerte der Pulsationen werden allerdings nicht unmittelbar als Regelgröße p' herangezogen, da das zeitliche Pulsationssignal eine hohe Fluktuation aufweist und der Regler nicht auf jede einzelne Pulsationsspitze reagieren kann. Die Regelgröße p' geht aus einer gleitenden Mittelwertbildung über ein Zeitraum von mehreren Sekunden hervor (siehe auch Abschnitt 5.1). Damit unterliegen die Pulsationsmesswerte einer Tiefpassfilterung [150]. Bei der Regelung werden einzelne Pulsationsspitzen akzeptiert, solange der gleitende Mittelwert dem Sollwert entspricht. Extreme Pulsations-

spitzen, die höher als vorgegebene Grenzwerte sind, werden von einem Schutzalgorithmus behandelt, welcher dem Regler übergeordnet ist. Der Schutzalgorithmus überwacht die Anzahl der Pulsationsspitzen, die innerhalb eines vorgegebenen Zeitraums einen Schwellenwert überschreiten. Ist eine vorgegebene Mindestzahl überschritten, korrigiert der Schutzalgorithmus den Pulsationssollwert nach unten. Dieses Prozedere hat sich im Langzeitbetrieb der Gasturbinen bewährt [84]. Aufgrund des Verhältnisses vom Kuvettenvolumen zum Gasdurchsatz unterliegt auch die Regelgröße der Stickoxidemissionen n' einer Tiefpassfilterung. Zudem ist die Emissionsmessung aufgrund der Konvektionszeit des Messgases zwischen der Entnahmestelle und dem Analysator mit einer Totzeit der Größenordnung 10^1 Sekunden behaftet.

Die aktive Regelung der Pulsationen basiert auf der Brennergruppenstufung [84]. Der Gesamtbrennstoffmassenstrom wird gemäß dem Brennstoffstufungsverhältnis α_{BG} ¹ auf zwei Brennergruppen aufgeteilt, der Hauptbrennergruppe, die 54 der 72 Brenner umfasst und der Nebengruppe, zu der 18 Brenner gehören. In Abbildung 7.2 ist die Anordnung der Brenner in der Ringbrennkammer der Alstom GT13E2 Gasturbine dargestellt.

Während die Hauptbrennergruppe zur Vermeidung von Verbrennungsinstabilitäten mit gewissem Abstand zur Stabilitätsgrenze mit fetteren Brennstoffgemischen betrieben wird, kann die Nebengruppe mit sehr mageren Brennstoffgemischen betrieben werden, die unterhalb der mageren Löschgrenze liegen können. So lassen sich niedrige Stickoxidemissionen unter gleichzeitiger Vermeidung zu hoher Pulsationen erzielen [84].

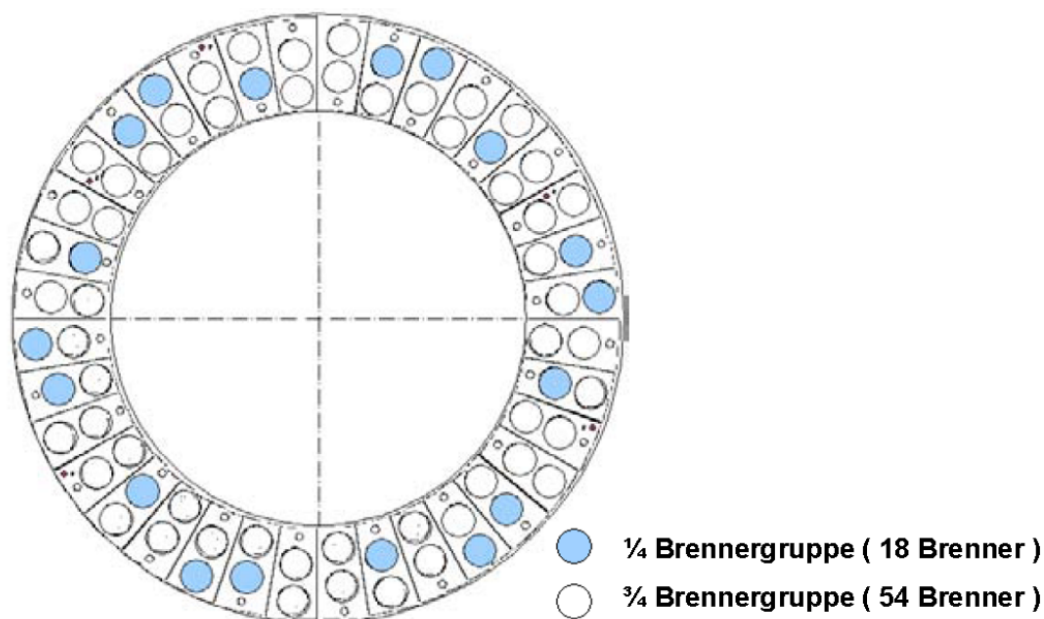


Abbildung 7.2: Brenneranordnung bei der Alstom GT13E2 Gasturbine [84]

Variationen des Brennstoffstufungsverhältnisses α_{BG} haben gegensätzliche Auswirkungen

¹Siehe Gleichung (1.1).

gen auf Pulsationen und Stickoxidemissionen, wie in Abbildung 7.3 zu sehen ist. Eine Erhöhung des Brennstoffstufungsverhältnisses, d.h. eine homogenere Brennstoffverteilung zwischen der Brennerhauptgruppe und der Brennernebengruppe, ist mit einem Rückgang der Stickoxidemissionswerte, gleichzeitig allerdings auch mit einer erhöhten Anfälligkeit der Brennkammer für Verbrennungsinstabilitäten verbunden. Hingegen ist eine Verringerung des Brennstoffstufungsverhältnisses, d.h. eine heterogenere Brennstoffverteilung zwischen Brennerhauptgruppe und Brennernebengruppe, mit einem Rückgang der Pulsationsamplituden verbunden, allerdings auch mit einem Anstieg der Emissionswerte. Das Betriebsfenster wird zu einer Seite von den einzuhaltenden NO_x -Garantiewerten bestimmt und zur anderen Seite von den Maximalwerten der Pulsationen, bei denen noch ein sicherer Betrieb der Brennkammer möglich ist. Da ein Verlöschen der Flamme, das beim Überschreiten des Pulsationslimits eintreten könnte, sicher ausgeschlossen werden muss, wird zum Pulsationslimit ein gewisser Sicherheitsabstand eingehalten [84].

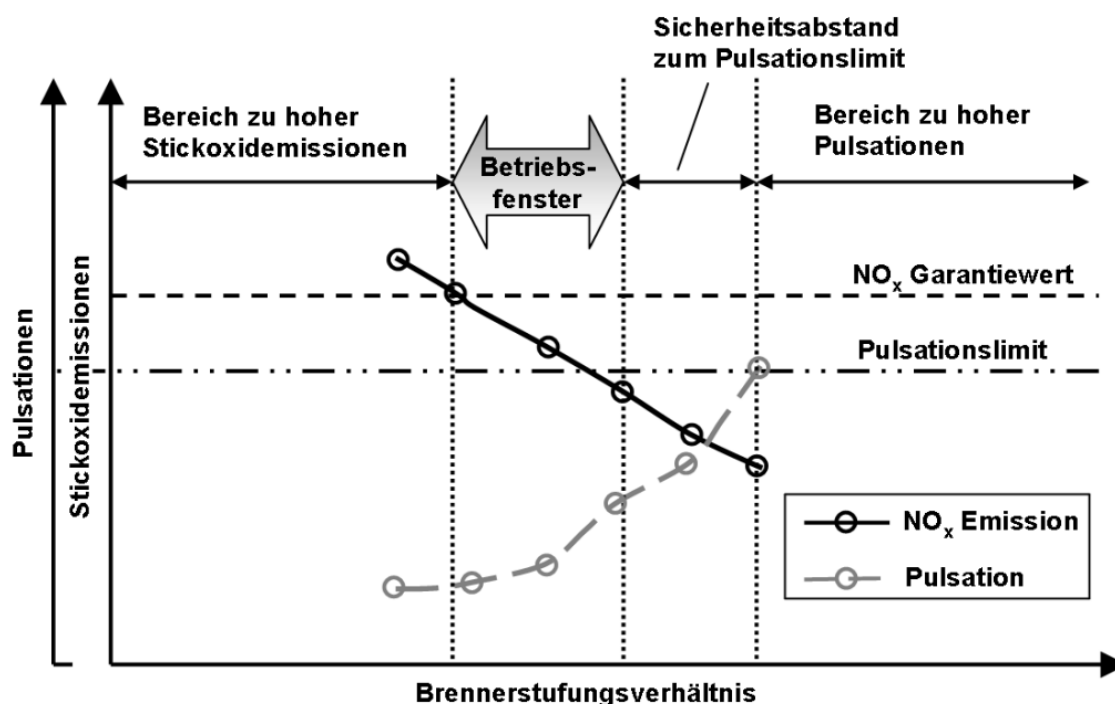


Abbildung 7.3: Betriebsfenster der Alstom GT13E2 Gasturbine [84]

Unterschiedliche Brennstoffzusammensetzungen, sich verändernde Umgebungsbedingungen und standortabhängige Umweltregularien beeinflussen das Betriebsfenster. Beim Entwurf des Regelungssystems und der Regelungsalgorithmen müssen diese Einflüsse geeignet berücksichtigt werden, um einen sicheren Betrieb der Gasturbine zu gewährleisten [84].

Derzeit existieren verschiedene Regelungskonzepte für das Pulsations- und Stickoxidemissionsverhalten der Alstom GT13E2 Gasturbine. Auf unterschiedliche Betriebszustände kann mit fest einprogrammierten Korrekturkurven für das Stufungsverhältnis reagiert werden, die in Abhängigkeit von der Gasturbinenleistung hinterlegt werden.

Nachteil dieses Konzepts ist die eingeschränkte Flexibilität und der große Aufwand für die Ermittlung der Korrekturkurven für alle möglichen Betriebszustände [84].

Vorteilhafter ist das Advanced Pulsation Control Logic (APCL) Konzept, bei dem ein PI-Regler über das Stufungsverhältnis α_{BG} als Stellgröße die Pulsationen auf einen gewünschten Sollwert einstellt. Der Regler vermag die Pulsationen bei Laständerungen der Gasturbine und variierenden atmosphärischen Bedingungen auf dem gewünschten Niveau zu halten. Nachteil ist, dass die Stickoxidemissionen keine Eingangsgröße der Reglers sind. Die Sollwerte der Pulsationen werden derartig gewählt, dass basierend auf Erfahrungswerten die Stickoxidemissionen die Grenzwerte nicht überschreiten [84].

Nachfolgend wird ein im Rahmen dieser Arbeit entwickeltes modellbasiertes Regelungskonzept vorgestellt, das prioritätsabhängig die aktive Regelung der Pulsationen und der Stickoxidemissionen erlaubt. Das entwickelte Regelungskonzept erlaubt auch unter der Einwirkung von Störeinflüssen und Totzeiteffekten die schnelle und zuverlässige Einstellung der Regelungsgrößen.

7.1 Modellbasierte Regelung

Gängige PID-Regelungskonzepte, die in über 80 % [197] der Regler implementiert sind, sind für die Regelung linearer Prozesse ohne oder mit nur geringen Totzeiten optimal geeignet. Dagegen weisen sie Leistungseinbußen auf, sobald signifikante Totzeiten auftreten [197]. Eine Möglichkeit diese Einschränkungen zu überwinden, sind modellbasierte Regelungskonzepte, bei denen ein Modell der Regelstrecke in das Regelungssystem integriert ist, wodurch es möglich ist das Verhalten der Regelstrecke in Echtzeit zu simulieren und die Ergebniswerte für die Bestimmung der optimalen Stellgrößen heranzuziehen [81], [88]. Neben der Ausschaltung bzw. Abmilderung von Totzeiteffekten erlauben modellbasierte Regelungskonzepte die schnellere Einstellung der Regelgrößen und abhängig von der Modellgüte den Ausgleich von Messfehlern [2], [19]. Ein Überblick zu modellbasierten Regelungskonzepten wird von Qin und Badgwell [146] gegeben.

Die simpelste Art und Weise der Realisierung eines modellbasierten Regelungskonzepts ist die Verwendung eines Modells der Regelstrecke in Parallelschaltung zu dieser [110]. Die Ausgangswerte des Modells werden als Eingangswerte des Reglers verwendet und beeinflussen direkt die Bestimmung der Stellgrößen. Ein derartiges Konzept besitzt den Nachteil, dass der Regler nicht auf Störeinflüsse reagieren kann, denen die Regelstrecke eventuell unterworfen ist. Ferner können die Regelgrößen des Systems nur auf die gewünschten Sollwerte geregelt werden, wenn zwischen Modell und Regelstrecke keine dauerhafte Abweichung besteht [110].

Diese Nachteile lassen sich umgehen, wenn das Modell in eine sog. Beobachterstruktur integriert wird, wie sie in Abbildung 7.4 skizziert ist. Das Konzept einer Beobachterstruktur wurde von Luenberger 1964 vorgeschlagen [107], [108]. Der nach ihm benannte Beobachertypus fußt auf der Idee der Parallelschaltung von Modell und Regelstrecke. Zur Umgehung der damit verbundenen Nachteile wird die Differenz $\Delta \mathbf{y}$ zwischen der Regelgröße \mathbf{y} und der vom Modell errechneten Regelgröße \mathbf{y}_M auf den Modelleingang zurück geführt.

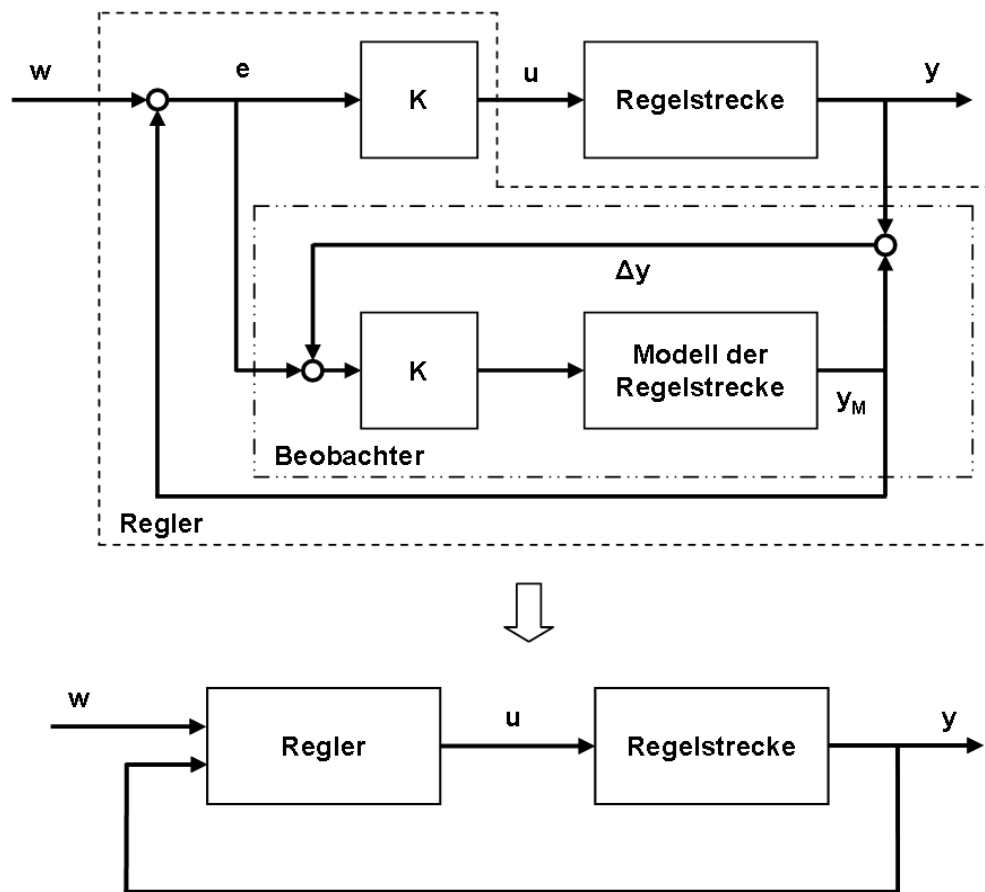


Abbildung 7.4: Realisierung einer Zustandsrückführung mit Beobachter (vgl. [110])

Das Ziel der Rückführung der Regelgrößendifferenz Δy ist die Angleichung des Zustands des Modells an die Regelstrecke. Analog zum klassischen Rückführprinzip der Regelungstechnik, bei welchem die Differenz zwischen Sollwert und Regelgröße zur Bestimmung der Stellgröße herangezogen wird, wird bei einem Regler mit Beobachterstruktur das Rückführprinzip verwendet, um den Einfluss einer Modellabweichung auf die Berechnung der Stellgröße zu minimieren [110].

Die verwendete Beobachterstruktur basiert auf einem Luenberger-Beobachter. Der Regler ist in Abbildung 7.4 skizziert. Der Kern des Reglers ist die Struktur K , die für einen PID Regelalgorithmus steht, mit welchem die Werte der Stellgröße, des Brennstoffstufungsverhältnisses α_{BG} , bestimmt werden.

7.2 Implementierte Regelungslogik

In Abbildung 7.5 ist die Regelungslogik des implementierten Regelungskonzepts skizziert. Sowohl das Pulsationsniveau p' als auch das Stickoxidemissionsniveau n' der Brennkammer, der Regelstrecke, werden überwacht. Die beiden Werte sind die Regel-

größen des Systems. Für den sicheren Betrieb der Brennkammer sind vor allem die niederfrequenten Pulsationen kritisch, die folglich einer aktiven Regelung unterliegen; die hochfrequenten Pulsationen werden zwar überwacht, beeinflussen allerdings nicht die Berechnung der Stellgröße α_{BG} .

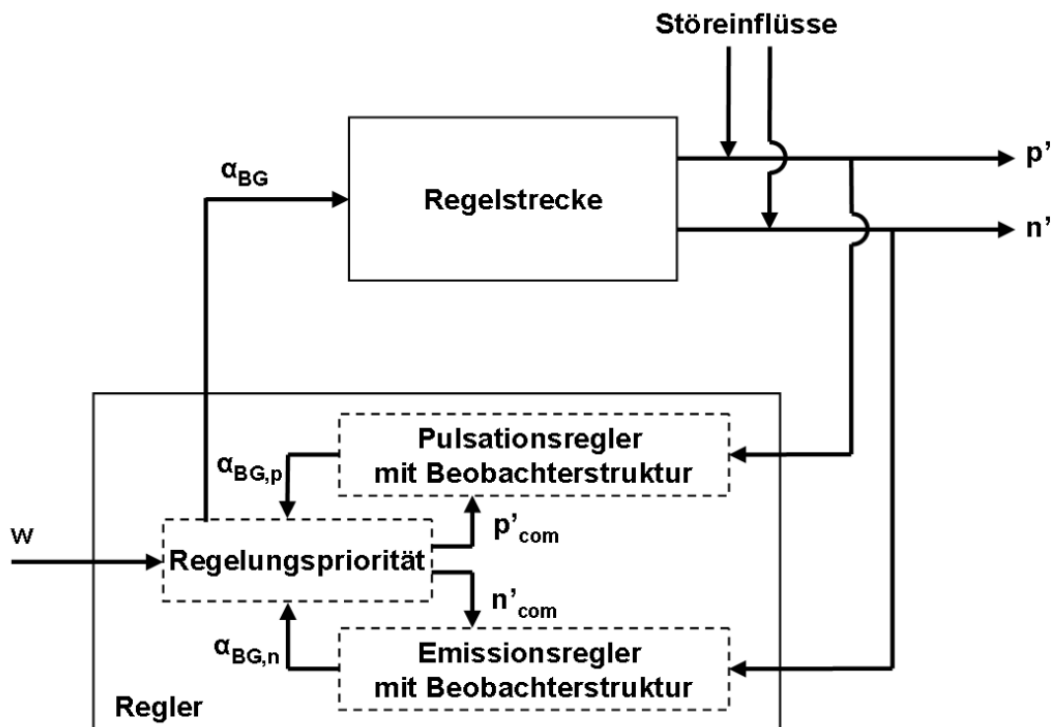


Abbildung 7.5: Regelungslogik

Das Innere des Reglers läßt sich in drei Module gliedern - einem Pulsationsregler, einem Stickoxidemissionsregler und einem Modul zur Bestimmung der Regelungspriorität. Der Pulsationsregler und der Stickoxidemissionsregler verfügen jeweils über eine Beobachterstruktur, wie sie in Abbildung 7.4 skizziert ist. Eingebettet in die jeweilige Beobachterstruktur sind die in Abschnitt 6.1.3 vorgestellten Gauss'schen Prozess Modelle für die niederfrequenten Pulsationen bzw. die Stickoxidemissionen.

Dem Regler liegen zu jedem Zeitschritt die Messwerte der Regelgrößen p' und n' vor. Der Benutzer gibt die Sollwerte der Pulsationen p'_{com} und Stickoxidemissionen n'_{com} sowie die Regelungspriorität vor. In Abhängigkeit der Differenz zwischen Soll- und Istwerten bestimmt der Pulsationsregler unter Verwendung eines PID Algorithmus einen optimalen Wert der Stellgröße $\alpha_{BG,p}$ zur Verringerung der Regelabweichung der Pulsationen. Analog verfährt der Stickoxidemissionsregler und bestimmt einen optimalen Wert der Stellgröße $\alpha_{BG,n}$ zur Verringerung der Regelabweichung der Stickoxidemissionen.

Da das System über zwei Regelgrößen, aber nur eine Stellgröße verfügt, ist es im Normalfall nicht möglich die Sollwerte für die Pulsationen und die Stickoxidemissionen gleichzeitig einzuregeln. Im Modul zur Bestimmung der Regelungspriorität wird abhängig von den Benutzervorgaben entschieden, welcher Regelgröße zu einem ge-

gebenen Zeitschritt Priorität zugewiesen wird. Die Stellgröße des Systems α_{BG} wird entweder auf den Wert $\alpha_{BG} = \alpha_{BG,p}$ oder $\alpha_{BG} = \alpha_{BG,n}$ gesetzt. Die Regelungslogik erlaubt folglich entweder die direkte Regelung der Pulsationen unter Überwachung und einer eventuellen Grenzwertsetzung der Stickoxidemissionen, oder die direkte Regelung der Stickoxidemissionen unter Überwachung und einer eventuellen Grenzwertsetzung der Pulsationen.

7.3 Verifikation des modellbasierten Regelungskonzepts

7.3.1 Eingesetzte Regelstrecke

Das kombinierte Pulsations- und Emissionsmodell wird im Rahmen der Reglerentwicklung zur Abbildung des Verhaltens der Regelstrecke verwendet. Exemplarisch wird ein Auflastvorgang der Gasturbine G2 betrachtet, bei welchem die Leistung der Gasturbine aus dem tiefen Teillastbereich bis in den hohen Lastbereich gesteigert wird. In Abbildung 7.6 ist für diesen Auflastvorgang das skalierte Verdichterdruckverhältnis Π_{rel} der Gasturbine über der Zeit aufgetragen. Darunter ist die Variation des Brennstoffstufungsverhältnisses α_{BG} aufgetragen. Zusätzlich sind in Abbildung 7.6 die gemessenen und die simulierten niederfrequenten Pulsationen der Gasturbine dargestellt. Die Pulsationswerte sind mit dem größten Pulsationswert des Trainingsdatensatzes des Gauss'schen Prozesses skaliert.

Die Pulsationen sind abhängig vom Betriebszustand der Gasturbine. Im tiefen Teillastbereich sind die Pulsationen vergleichsweise niedrig, wozu auch das kleine Brennstoffstufungsverhältnis beiträgt. Bei der ersten Lasterhöhung, die sich in einem Anstieg des Verdichterdruckverhältnisses widerspiegelt, wird gleichzeitig auch das Brennstoffstufungsverhältnis vergrößert, was als Gesamtauswirkung ein erhöhtes Pulsationsniveau zur Folge hat. Bei der zweiten Lasterhöhung wird das Brennstoffstufungsverhältnis zwar leicht verringert, kann allerdings nicht eine nochmalige Erhöhung des Pulsationsniveaus verhindern.

Als Regelgröße wird nicht der stark fluktuierende Pulsationsmesswert eines bestimmten Zeitpunkts verwendet, sondern ein Pulsationswert p' , der das Ergebnis einer Tiefpassfilterung des Pulsationssignals ist, da ansonsten der Regler auf die stochastischen Elemente der Pulsationen reagieren müsste. Die Tiefpassfilterung wird durch eine gleitende Mittelwertbildung des Pulsationssignals über ein Zeitfenster der Größenordnung einiger Sekunden durchgeführt [84]. In Abbildung 7.6 sind die gefilterten Pulsationsmesswerte als gepunktete Kurve dargestellt.

Ferner sind in Abbildung 7.6 die gefilterten Pulsationswerte aufgetragen, wie sie sich aus der Simulation mit dem Gauss'schen Prozess Modell ergeben. Im tiefen Lastbereich existiert zwischen gemessenen und berechneten Werten eine sehr gute Übereinstimmung. Bei höheren Lasten tendiert das Modell zu niedrige Pulsationswerte zu prognostizieren, wobei die Diskrepanz gering ist und die Pulsationstrends korrekt erfasst werden. Um die Simulationsgüte zu erhöhen, wird das Pulsationsmodell kalibriert,

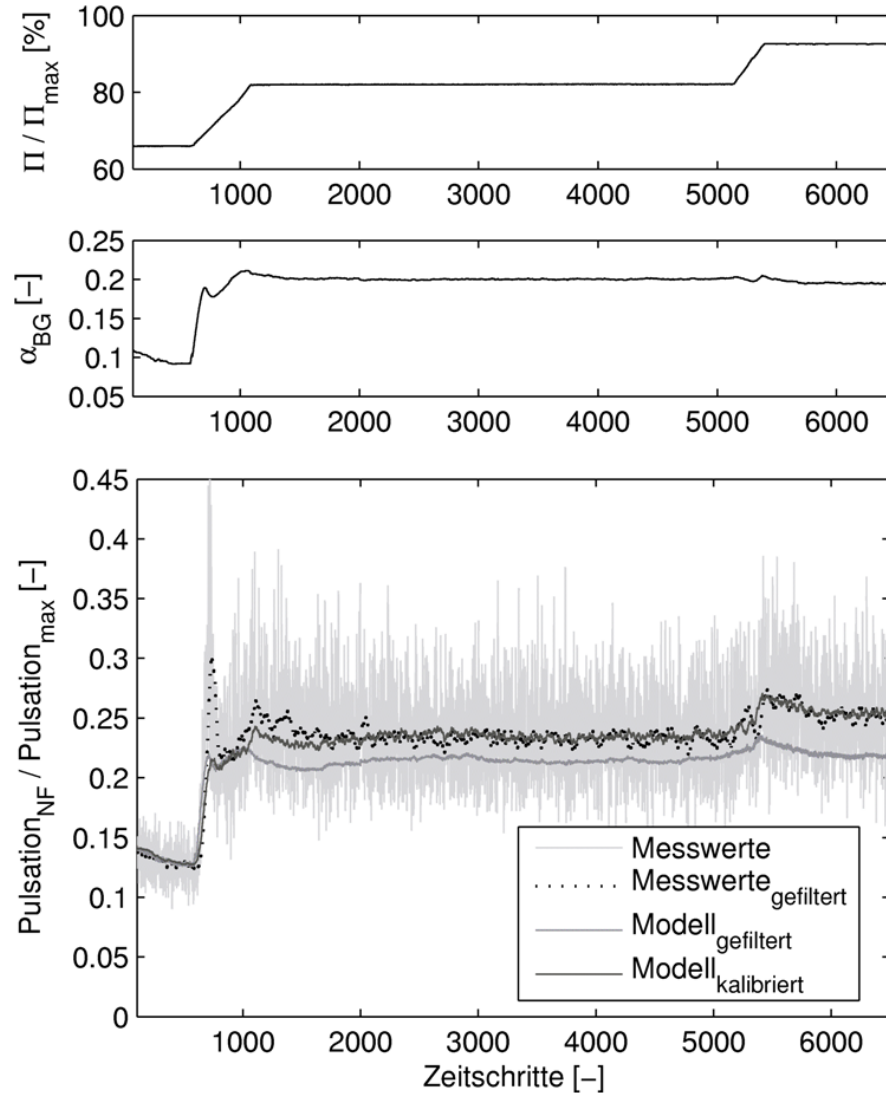


Abbildung 7.6: Auflastvorgang der Gasturbine G2

wobei die Korrekturparameter k in Abhängigkeit des Verdichterdruckverhältnisses Π definiert werden. Nach der Kalibrierung bildet das Modell das Verhalten der Regelstrecke für die konstanten Laststufen mit einer hohen Güte ab. Nur während der transienten Phase im Laufe der ersten Lasterhöhung wird eine Pulsationsspitze vom Modell quantitativ nicht korrekt wiedergegeben. Insgesamt bildet das Modell das Pulsationsverhalten der Regelstrecke für die angestrebten Einsatzzwecke zufriedenstellend ab. Damit ist auch ein weiteres Mal die Portabilität des Modells zwischen Gasturbinen gleicher Bauart aufgezeigt, da der Trainingsdatensatz des Pulsationsmodells nur Messwertsätze der Gasturbine G1 beinhaltet. Die Kalibrierung des Emissionsmodells war nicht möglich, da keine NO_x -Messwerte der Gasturbine G2 zur Verfügung standen.

Das kalibrierte Modell wird im Folgenden als Regelstreckenersatz verwendet. Wenn in Kapitel 7.3.2 von Regelstrecke gesprochen wird, handelt es sich um das kalibrierte

Modell.

7.3.2 Testergebnisse des modellbasierten Regelungskonzepts

Das im Abschnitt 7.2 vorgestellte modellbasierte Regelungskonzept hat im Rahmen von Simulationen sehr gute Ergebnisse aufgewiesen. Es erlaubt die schnelle und zuverlässige Regelung der Pulsationen und Stickoxidemissionen sowohl in stationären als auch in transienten Betriebspunkten.

Im Folgenden werden die Ergebnisse einer Reglersimulation unter Verwendung des Pulsations- und Emissionsmodells aufgezeigt, anhand derer die Leistungsfähigkeit des modellbasierten Regelungskonzepts verdeutlicht wird. Simuliert werden Reglereingriffe während des Auflastvorgangs einer Gasturbine. Als Eingangswerte der Simulation dienen Messwertsätze \mathbf{X} der Gasturbine, die während des Auflastvorgangs aufgezeichnet worden sind. Die einzige Größe, aus diesen Messwertsätzen, welche der Regler variieren kann, ist das Brennstoffstufungsverhältnis α_{BG} . Somit kann der Regler das Pulsations- und Emissionsverhalten der Brennkammer, der Regelstrecke, beeinflussen, aber nicht den Betriebspunkt der Gasturbine, da über eine Variation des Brennstoffstufungsverhältnisses, der Stellgröße zur Beeinflussung des Pulsations- und Stickoxidemissionsverhaltens der Gasturbine, zwar der Ort der Brennstoffeinspritzung über den Umfang der Brennkammer variiert wird, aber nicht der Gesamtbrennstoffmassenstrom.

Um sicherzustellen, dass die Simulation ein realistisches, ungünstiges Szenario erfasst, werden die Pulsations- und Stickoxidemissionswerte der Regelstrecke mit stochastischen Störungen belegt, so dass zwischen den Werten der Regelstrecke und des im Regler integrierten Modells der Regelstrecke Fehler der gleichen Größenordnung auftreten, wie sie im Rahmen der Modellverifikation in Kapitel 6.2 beim Vergleich der Gauss'schen Prozess Modelle mit realen Messwerten festgestellt worden sind. Bei den niederfrequenten Pulsationen tritt zwischen Modell und Regelstrecke über den gesamten Simulationszeitraum gemittelt ein durchschnittlicher relativer Fehler von 12,5 % auf, bei den Stickoxidemissionen beträgt er etwa 3,5 %. Zudem bestehen zwischen Modell und Regelstrecke dauerhafte Modellabweichungen (siehe auch Abbildung 7.13). Die Messung der Pulsationen und Stickoxidemissionen ist mit Totzeiteffekten behaftet. Diese sind in der Simulation für die Regelstrecke berücksichtigt. Die in den Beobachterstrukturen integrierten Modelle der Regelstrecke berechnen die Pulsationswerte und die Stickoxidwerte in Echtzeit.

Der zeitliche Verlauf des skalierten Verdichterdruckverhältnisses während des Auflastvorgangs der Gasturbine ist in Abbildung 7.7 dargestellt². Eingangs wird die Gasturbine mit einem geringen Verdichterdruckverhältnis betrieben, das dann während zweier transientser Phasen jeweils erhöht wird. Die erste transiente Phase setzt zum Zeitschritt 600 ein, der Startpunkt der zweiten transienten Phase ist der Zeitschritt 5140. Während des Auflastvorgangs steigt die Leistung der Gasturbine aus dem tiefen Teillastbereich in den hohen Lastbereich an.

Der während des Auflastvorgangs aufgezeichnete Verlauf des Brennstoffstufungsverhält-

²Auf die Bedeutung der senkrechten gestrichelten Linien wird später eingegangen.

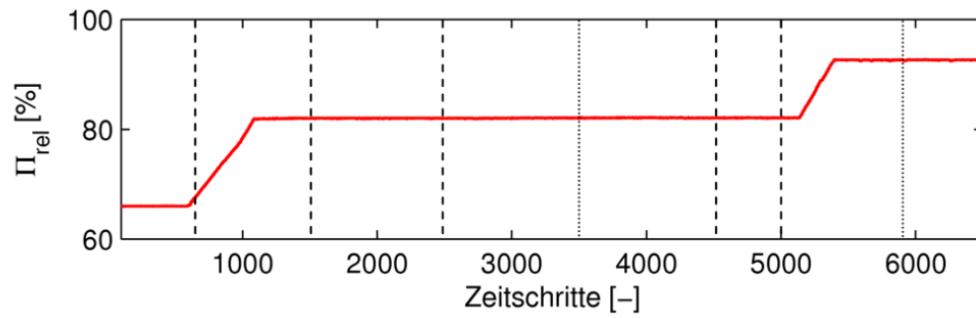


Abbildung 7.7: Verdichterdruckverhältnis der Gasturbine während des Auflastvorgangs

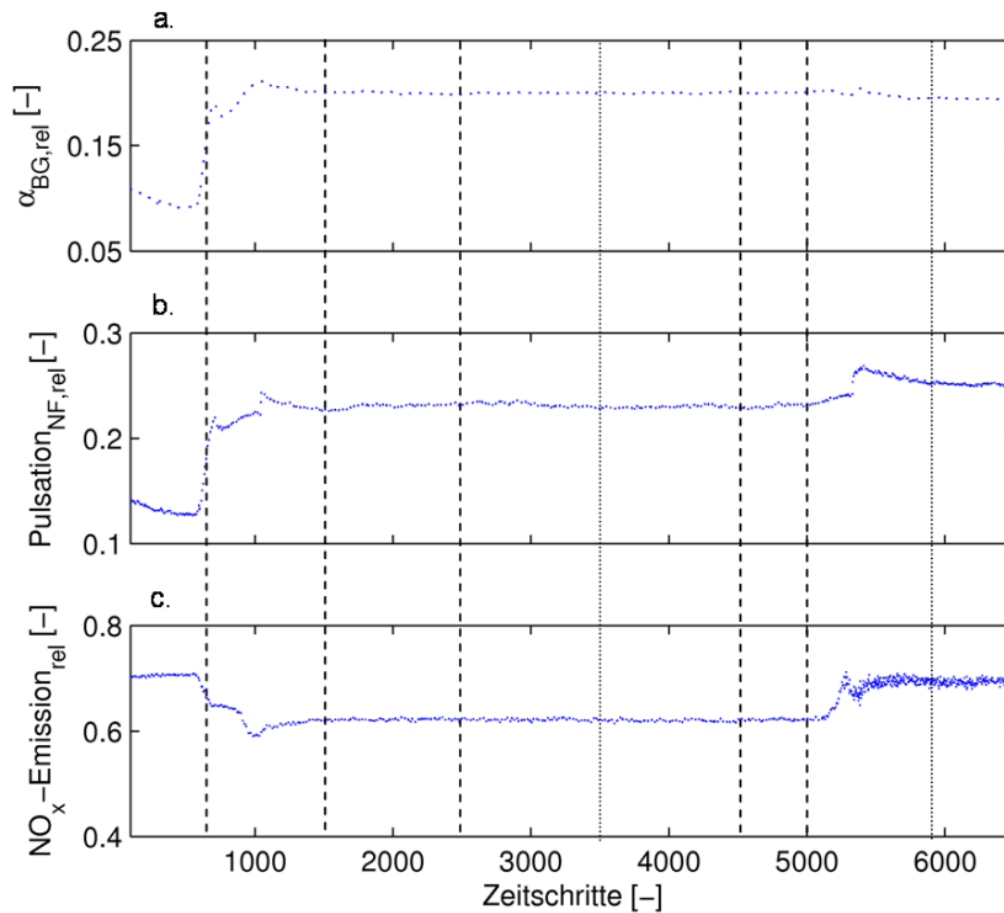


Abbildung 7.8: Verhalten der Regelstrecke ohne Reglereingriffe

nisses α_{BG} sowie das Pulsations- und Stickoxidemissionsverhalten der Regelstrecke³, das sich aus den aufgezeichneten Messwertsätzen \mathbf{X} ergibt, sind in Abbildung 7.8 dargestellt. Somit ist das Verhalten der Regelstrecke ohne Reglereingriffe in den Werten

³Die Pulsations- und Stickoxidemissionswerte sind in gleicher Weise skaliert, wie es in Abschnitt 6.2 angegeben ist.

dieser Pulsationen (Abb. 7.8b) und Stickoxidemissionen (Abb. 7.8c) widergespiegelt. Für sie werden während der Reglersimulation neue Sollwerte vorgegeben.

Die Ergebnisse der Reglersimulation sind in Abbildung 7.9 dargestellt. In Abbildung 7.9a ist der Verlauf der Stellgröße α_{BG} aufgetragen. Die Regelgrößen, Pulsationen und Stickoxidemissionen, sind in den Abbildungen 7.9b bzw. 7.9c dargestellt. Das Verhalten der Regelstrecke während der modellbasierten Regelung wird von den roten Kurven aufgezeigt. Zum Vergleich ist daneben auch das Verhalten der Regelstrecke ohne Reglereinwirkung blau gestrichelt dargestellt. Detailgenauer werden in den Abbildungen 7.10-7.12 Teilaspekte der in Abbildung 7.9 dargestellten Simulation wiedergegeben.

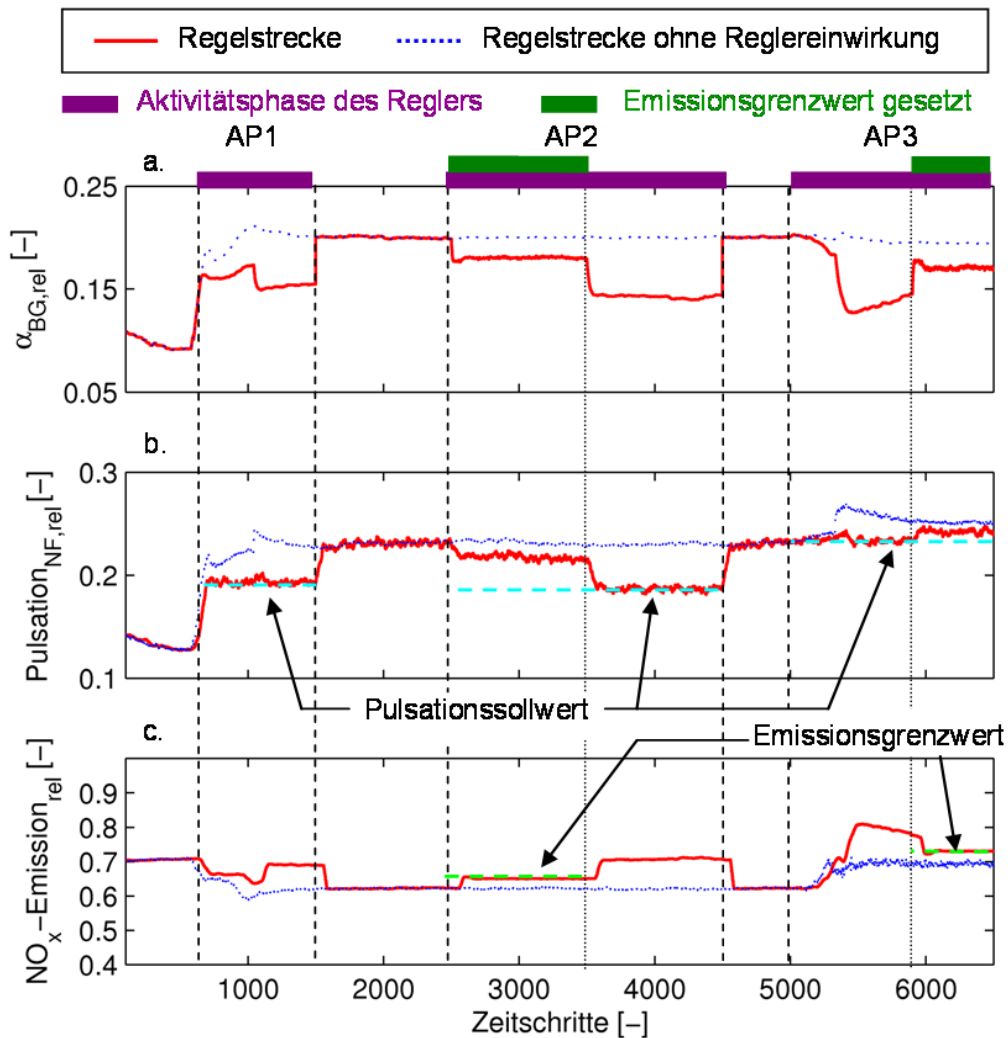


Abbildung 7.9: Pulsations- und Emissionsregelung

Der Regler ist nicht die gesamte Zeit aktiv. Die Aktivitätsphasen (AP) des Reglers sind zwischen den Zeitschritten 650 und 1500 (AP1), 2500 und 4500 (AP2) bzw. 5000 und 6500 (AP3). Diese Zeitschritte sind in allen Abbildungen des Abschnitts 7.3.2 mit senkrechten gestrichelten Linien gekennzeichnet. Ebenfalls derartig gekennzeichnet sind auch die Zeitschritte 3500 und 5900, bei denen ein Emissionsgrenzwert aufge-

hoben bzw. gesetzt wird. Die drei Aktivitätsphasen des Reglers AP1-AP3 sind in den Abbildungen 7.10-7.12 gesondert dargestellt. Während der nicht aktiven Phasen entspricht nach Abklingen der Totzeiteffekte das Verhalten der Regelstrecke demjenigen der Regelstrecke ohne Reglereinwirkung. Auf die Aktivitätsphasen des Reglers wird im Folgenden näher eingegangen.

Die erste Aktivierung des Reglers erfolgt während der ersten transienten Phase der Erhöhung des Verdichterdruckverhältnisses (siehe Abbildung 7.10). Ziel ist es zu verhindern, dass die Pulsationen einen Schwellenwert von 0,195 überschreiten. Das Niveau der Stickoxidemissionen wird ignoriert. Der Regler vermag das System schnell auf das geforderte Pulsationsniveau einzuregeln. Auch nach dem Verlassen der transienten Phase wird der vorgegeben Sollwert gut eingehalten.

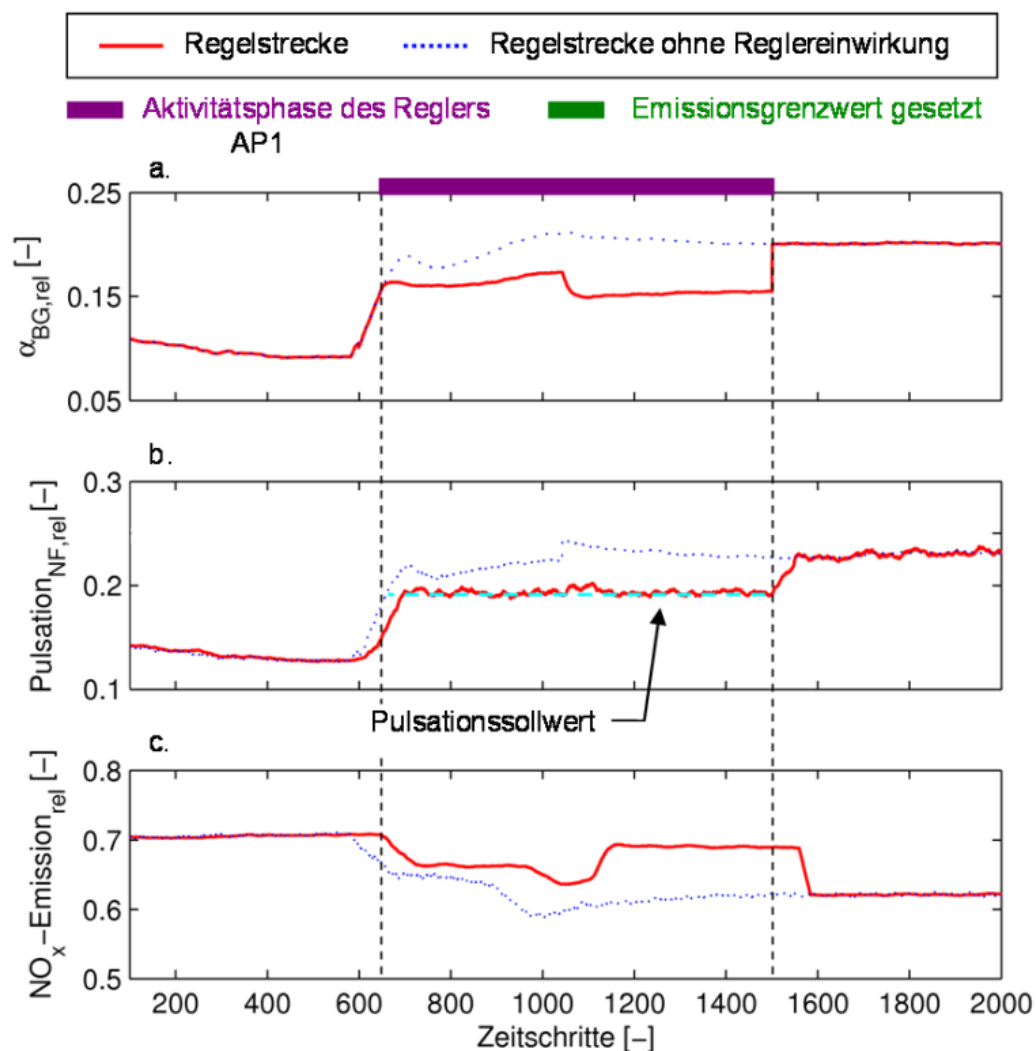


Abbildung 7.10: Pulsations- und Emissionsregelung – Regelungsaktivitätsphase 1

Die zweite Aktivierung des Reglers erfolgt während einer konstanten Laststufe der Gasturbine (siehe Abbildung 7.11). Ziel ist es, das Pulsationsniveau auf ein Wert von 0,185 abzusenken. Gleichzeitig wird zwischen den Zeitschritten 2500 und 3500

für die Stickoxidemissionen ein Maximalwert von 0,63 vorgegeben, der Priorität genießt. Nach der Aktivierung versucht der Regler das geforderte Pulsationsniveau einzustellen, indem das Brennstoffstufungsverhältnis α_{BG} verringert wird. Die Verringerung des Brennstoffstufungsverhältnisses bewirkt allerdings einen gleichzeitigen Anstieg der Stickoxidemissionen. Nach wenigen Zeitschritten ist der gesetzte Maximalwert der Stickoxidemissionen erreicht. Die Stellgröße α_{BG} wird so eingestellt, dass sich in der Brennkammer das geringste mögliche Pulsationsniveau unter gleichzeitiger Einhaltung des Maximalwerts der Stickoxidemissionen einstellt. Sobald der Maximalwert der Stickoxidemissionen aufgehoben wird, wird das geforderte Pulsationsniveau von 0,185 eingeregelt. Das Niveau der Stickoxidemissionen beträgt dabei etwa 0,72.

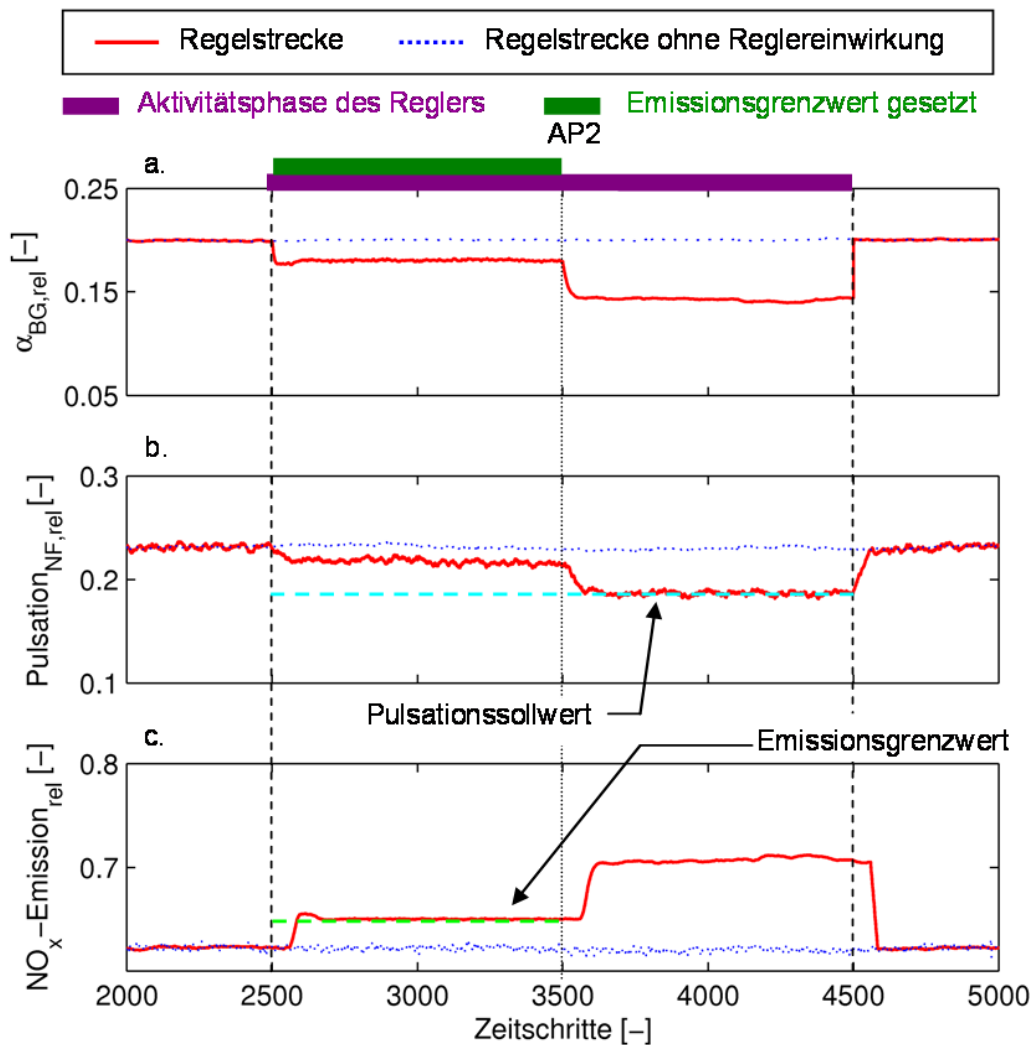


Abbildung 7.11: Pulsations- und Emissionsregelung – Regelungsaktivitätsphase 2

Während der dritten Aktivitätsphase des Reglers, die in Abbildung 7.12 dargestellt ist, ist für die Pulsationen ein Sollwert von 0,24 vorgegeben. Ab dem Zeitschritt 5900 werden die Stickoxidemissionen auf einen Maximalwert von 0,74 limitiert. Der Regler vermag das Pulsationsniveau auf den geforderten Wert einzustellen und auch während

der zweiten transienten Phase der Erhöhung des Verdichterdruckverhältnisses zufriedenstellend einzuhalten. Nach Inkrafttreten der Stickoxidlimitierung reagiert der Regler mit einer Vergrößerung des Werts des Brennstoffstufungsverhältnisses α_{BG} bis das geforderte Emissionslimit unterschritten ist. Als Folge ist ein leichter Anstieg des Pulsationsniveaus zu erkennen. Zusammenfassend ist festzuhalten, in allen drei Aktivitätsphasen des Reglers werden die vorgegeben Soll- und Grenzwerte gut eingehalten.

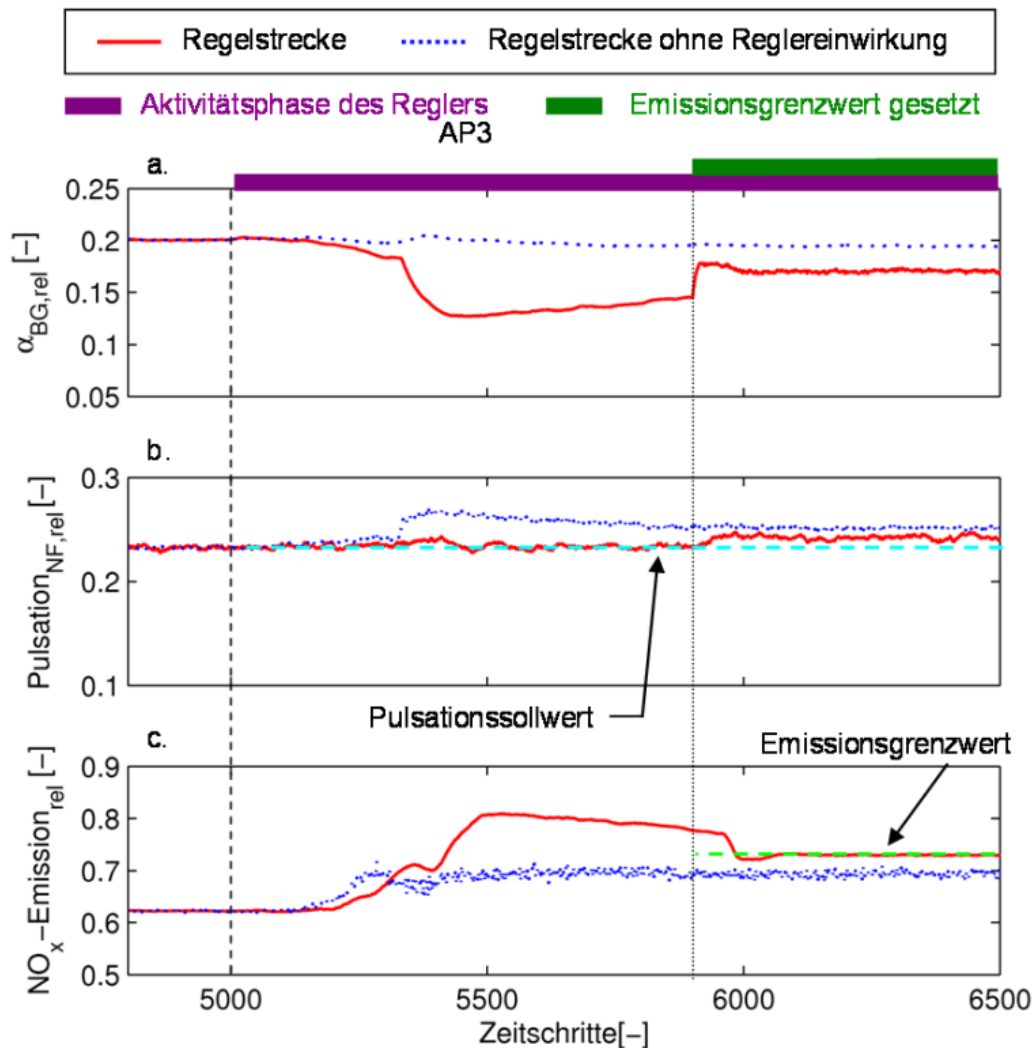


Abbildung 7.12: Pulsations- und Emissionsregelung – Regelungsaktivitätsphase 3

In Abbildung 7.13 ist das Verhalten der Regelstrecke demjenigen des Modells der Regelstrecke gegenübergestellt. Die Stellgröße α_{BG} (Abb. 7.13a) ist sowohl für das Modell als auch für die Regelstrecke jeweils gleich. Das Verhalten der Regelstrecke ist von roten Kurven markiert. Grün gepunktet sind die Pulsations- und Emissionswerte dargestellt, die während der Simulation vom Modell der Regelstrecke berechnet werden. Zu erkennen ist, zwischen Modell und Regelstrecke bestehen dauerhafte Modellabweichungen. Trotz dieser Abweichungen ist das Modell aber vorteilhaft im Rahmen der Regelung, da es den Einfluss von Änderungen der Stellgröße im Trend richtig wiedergibt und

die korrespondierenden Ist-Werte der Regelgrößen verzögerungslos berechnet. Damit ermöglicht es das schnelle Einregeln des Systems ohne große Überschwinger.

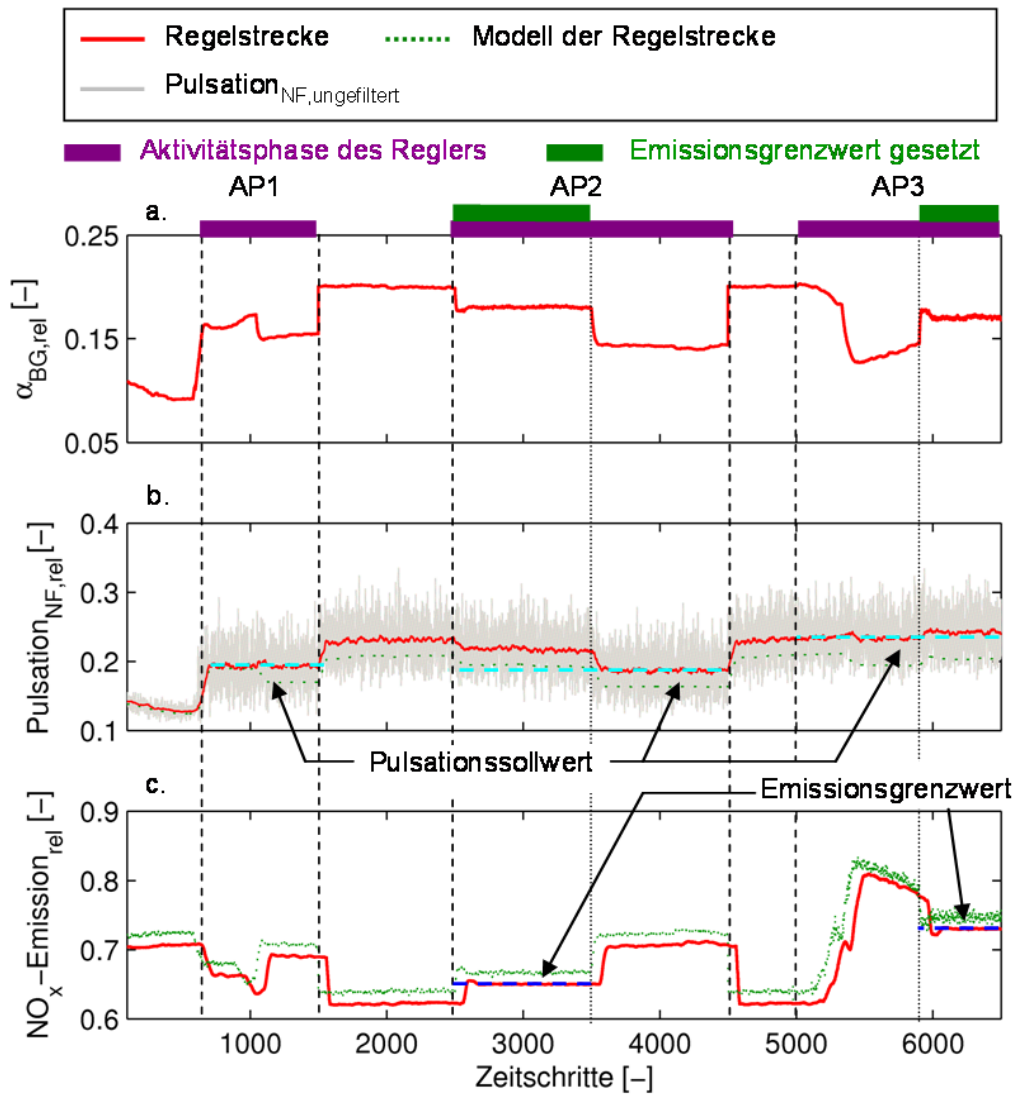


Abbildung 7.13: Vergleich des Verhaltens der Regelstrecke und des Modells der Regelstrecke

Wie bereits in Abschnitt 7.3.1 erläutert worden ist, ist die Regelgröße zur Kontrolle der Pulsationen nicht der Pulsationsmesswert selbst, sondern ein tiefpassgefiltertes Signal der Pulsationsmesswerte eines Zeitabschnitts. Die in Abbildung 7.13b rot aufgetragenen Pulsationswerte der Regelstrecke sind gefiltert. Zusätzlich sind in Abbildung 7.13b aber auch die ungefilterten Pulsationswerte der Regelstrecke aufgetragen. Die starke Fluktuation der Pulsationswerte, aus denen das gefilterte Signal berechnet wird, ist deutlich zu erkennen. Aus Gründen der Übersichtlichkeit sind die ungefilterten Pulsationswerte in den anderen Abbildungen dieses Abschnitts nicht dargestellt.

Abschließend ist anzumerken, die Simulationsergebnisse (siehe Abbildung 7.9) zeigen exemplarisch, dass das entwickelte modellbasierte Regelungskonzept effektiv für die

Regelung der Pulsationen und der Stickoxidemissionen eingesetzt werden kann. Das modellbasierte Regelungskonzept erlaubt die schnelle und zuverlässige Einstellung der Regelgrößen unter der Einwirkung von Störeinflüssen und Totzeiteffekten. Das Regelungskonzept hat sowohl in statischen als auch in transienten Betriebspunkten seine Zuverlässigkeit bewiesen. Simulationen haben auch aufgezeigt, dass der Regler schnell und zuverlässig auf Änderungen der Umgebungsbedingungen, wie beispielsweise einem Anstieg der Umgebungstemperatur oder der Luftfeuchtigkeit, reagieren kann. Somit ist ein Regelungskonzept gegeben, welches das transiente Betriebsverhalten der Gasturbine verbessert.

Kapitel 8

Zusammenfassende Diskussion

Verschärfte Umweltauflagen haben die Einführung magerer Vormischverbrennungstechniken bei stationären Gasturbinen erzwungen. Magere Vormischbrennkammern weisen allerdings eine erhöhte Anfälligkeit für Verbrennungsinstabilitäten auf. Verbrennungsinstabilitäten verursachen sowohl Effizienz- als auch Zuverlässigkeitsprobleme im Betrieb der Gasturbine, weswegen ihre Vermeidung bzw. Kontrolle oberste Priorität genießt. Die aktive Regelung der Verbrennungsinstabilitäten spielt hierbei eine wichtige Rolle.

Akkurate Echtzeit-Modelle der Regelstrecke bilden die Grundlage für die Auslegung moderner Regelsysteme. Für die Auslegung eines Reglers zur Kontrolle der Verbrennungsinstabilitäten durch Variation des Brennstoffstufungsverhältnisses wird ein Modell benötigt, das sowohl die Pulsationen als auch die von Änderungen des Brennstoffstufungsverhältnisses ebenfalls betroffenen Stickoxidemissionen abbildet.

In der vorliegenden Arbeit wird ein Modell für das Pulsations- und Stickoxidemissionsverhalten einer Alstom GT13E2 Gasturbine vorgestellt. Die Modellierung basiert auf einem stochastischem Verfahren, einem sog. Gauss'schen Prozess. Für die Einstellung der Modellparameter wird eine Systemidentifikation durchgeführt. Gauss'sche Prozesse haben ähnliche Eigenschaften wie Neuronale Netze, besitzen aber den Vorteil einfacher und schneller implementiert werden zu können, da für das Training der Gauss'schen Prozesse und damit der Optimierung der Hyperparameter ein eindeutiges theoretisches Gerüst besteht.

Ausgang einer jeden Systemidentifikation sind Messwerte des Systems. Die Messwerte, welche für das Training und die Verifikation der Gauss'schen Prozesse verwendet wurden, wurden mit der Standardinstrumentierung von im Einsatz befindlichen Alstom GT13E2 Gasturbinen aufgenommen. Bei der Auswahl des Trainingsdatensatzes wurde beachtet, dass die Messwerte einen möglichst breiten Betriebsbereich der Gasturbine abdecken. Die Modelle für die Pulsationen und die Stickoxidemissionen der Alstom GT13E2 Gasturbine wurden erfolgreich mit Messwerten verifiziert, die nicht Elemente der Trainingsdatensätze waren. Es konnte gezeigt werden, dass die Modelle zwischen Gasturbinen des gleichen Typs portiert werden können. Ein mit den Daten einer Gasturbine trainierter Gauss'scher Prozess konnte erfolgreich das Pulsations und Stickoxidemissionsverhalten einer zweiten Gasturbine des gleichen Typs abbilden. Fer-

ner bilden die Modelle die Effekte ab, welche aus Änderungen des Brennstoffstufungsverhältnisses auf Pulsationen und Stickoxidemissionen resultieren. Als Einschränkung ist anzuführen, dass die Modelle nur zuverlässig arbeiten, wenn die Eingangswerte Elemente des Raums sind, der von den Daten des Trainingsdatensatzes aufgespannt wird.

Somit steht ein echtzeitfähiges Modell der Pulsationen und der Stickoxidemissionen einer Alstom GT13E2 Gasturbine zur Verfügung, das zum Zwecke der Simulation, bei der Reglerauslegung und für modellbasierte Regelung eingesetzt werden kann. Zwar ist das implementierte Modell systemspezifisch, die Modellierungsmethodik läßt sich allerdings analog auch auf andere Gasturbinen anwenden.

Ein modellbasiertes Regelungskonzept, bei welchem das entwickelte Modell in eine Beobachterstruktur eingebettet ist, wurde im Rahmen dieser Arbeit entwickelt und erfolgreich getestet. Das bestehende Modell der Pulsationen und Stickoxidemissionen kann in das Regelungssystem einer Alstom GT13E2 Gasturbine integriert werden, was die Implementierung einer modellbasierten Regelung der Brennstoffstufung der Gasturbine erlaubt. Insbesondere, die auf Totzeiten zurückzuführende Effekte, lassen sich bei einem derartigen Regelungskonzept umgehen, was das transiente Verhalten der Gasturbine verbessert.

Literaturverzeichnis

- [1] AG TURBO: *Entwicklung eines fortschrittlichen Systems zur Verbrennungskontrolle*. AG Turbo, Teilverbundprojekt: Flexible, stabile und schadstoffarme Verbrennung, Nr. 2.1.2, 2004
- [2] AGACHI, P. S. ; NAGY, Z. K. ; CRISTEA, M. V. ; IMRE-LUCACI, A.: *Model Based Control*. Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, 2006
- [3] AIGNER, M.: *Einführung in die Verbrennung*. Vorlesungsskript, Universität Stuttgart, 2002
- [4] ALSTOM: *Gas Turbine Range Overview Technical Performance Data Sheet*. Alstom Power, 2007
- [5] ANNASWAMY, A. M. ; FLEIFIL, M. ; RUMSEY, J. W. ; PRASANTH, R. ; HATHOUT, J.-P. ; GHONIEM, A. F.: *Thermoacoustic Instability: Model Based Optimal Control Designs and Experimental Validation*. IEEE Transactions on Control Systems Technology Vol.8, No. 6, Nov. 2000, 2000
- [6] ANNASWAMY, A. M. ; GHONIEM, A. F.: *Active Control of Combustion Instability: Theory and Practice*. IEEE Control Systems Magazine, 2002
- [7] BALLATO, A.: *Piezoelectricity: Old Effect, New Thrusts*. IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control, Vol. 42, No. 5, pp. 916-926, 1995
- [8] BAUERNFEIND, K.: *Die exakte Bestimmung des Übertragungsverhaltens von Turbostrahltriebwerken unter Berücksichtigung des instationären Verhaltens seiner Komponenten*, Technische Hochschule München, Dissertation, 1968
- [9] BÜCHE, D. ; SCHRAUDOLPH, N. N. ; KOUMOUTSAKOS, P.: *Accelerating Evolutionary Algorithms with Gaussian Process Fitness Function Models*. IEEE Transactions on Systems, Man, and Cybernetics, Vol. XX, No. Y, 2004
- [10] BELLOWS, B. D. ; ZHANG, Q. ; NEUMEIER, Y. ; LIEUWEN, T. ; ZINN, B. T.: *Forced Response Studies of a Premixed Flame to Flow Disturbances in a Gas Turbine Combustor*. AIAA-2003-824, 2003
- [11] BELLUCCI, V. ; SCHUERMANS, B. ; NOWAK, D. ; FLOHR, P. ; PASCHEREIT, C. O.: *Thermoacoustic Modeling of a Gas Turbine Combustor Equipped with Acoustic Dampers*. Proceedings of ASME TURBO EXPO, GT2004-53977, 2004

- [12] BITTANTI, S. ; MARCO, A. de ; PONCIA, G. ; PRANDONI, W.: *Identification of a Model for Thermoacoustic Instabilities in a Rijke Tube*. IEEE Transactions on Control, Systems and Technology, Vol. 10, No. 4, 2002
- [13] BLOXSIDGE, G. J. ; DOWLING, A. P. ; LANGHORNE, P. J.: *Reheat Buzz: An Acoustically Coupled Combustion Instability. Part 2. Theory*. Journal of Fluid Mechanics, Vol. 193, pp. 445-473, 1988
- [14] BOSSEL, H.: *Simulation Dynamischer Systeme*. Zweite Auflage. Vieweg Verlag, 1992
- [15] BOYCE, M. P.: *Gasturbinen Handbuch*. Springer Verlag, 1999
- [16] BRITISH PETROLEUM: *BP Statistical Review of World Energy June 2006*. <http://www.bp.com/statisticalreview>, British Petroleum, 2006
- [17] BRONSTEIN, I. N. ; SEMENDJAJEW, K. A. ; MUSIOL, G. ; MÜHLIG, H.: *Taschenbuch der Mathematik*. Vierte Auflage. Verlag Harri Deutsch, 1999
- [18] BROOKES, S. J. ; CANT, R. S. ; DUPERE, I. D. J. ; DOWLING, A. P.: *Computational Modeling of Self-Excited Combustion Instabilities*. Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, Vol. 123, pp. 322-326, 2001
- [19] BROSILOW, C. ; JOSEPH, B.: *Techniques of Model-Based Control*. Prentice Hall, 2002
- [20] BRÄUNLING, W. J. G.: *Flugzeugtriebwerke*. Zweite Auflage. Springer Verlag, 2004
- [21] CAMPOREALE, S. M. ; FORTUNATO, B. ; DUMAS, A.: *Dynamic Modelling of Recuperative Gas Turbines*. Proceeding of the Institute of Mechanical Engineers, Vol. 214, Part A, 2000
- [22] CAMPOREALE, S. M. ; FORTUNATO, B. ; MASTRAVITO, M.: *A High-Fidelity Real-Time Simulation Code of Gas Turbine Dynamics for Control Applications*. Proceedings of the ASME TURBO EXPO, GT2002-30039, 2002
- [23] CAMPOS-DELGADO, D. U. ; ZHOU, K. ; ALLGOOD, D. ; ACHARYA, S.: *Active Control of Combustion Instabilities using Model-Based Controllers*. Combustion Science and Technology, Vol. 175, pp. 27-53, 2003
- [24] CHO, J. H. ; LIEUWEN, T. C.: *Modeling the Response of Premixed Flame to Mixture Ratio Perturbations*. Proceedings of the ASME TURBO EXPO, GT2003-38089, 2003
- [25] CHU, B. T.: *On the Generation of Pressure Waves at a Plane Flame Front*. 4th Symposium (International) on Combustion, 1953
- [26] CLAVIN, P.: *Premixed Combustion and Gas Dynamics*. Annual Review of Fluid Mechanics, 1994

- [27] COLANNINO, J.: *Modeling of Combustion Systems*. Taylor & Francis, 2006
- [28] CRESSIE, N. A. C.: *The Origins of Kriging*. Mathematical Geology, Vol. 22, No. 3, 1990
- [29] CRESSIE, N. A. C.: *Statistics for Spatial Data*. John Wiley & Sons, Inc., 1991
- [30] CROCCO, L. ; CHENG, S. I.: *Theory of Combustion Instability in Liquid Propellant Rocket Motors*. Butterworths Scientific, London, 1956
- [31] CULICK, F. E. C.: *Acoustic Oscillations in Solid Propellant Rocket Chambers*. Acta Astronautica, Vol. 12, No. 2, pp. 113-126, 1966
- [32] CULICK, F. E. C.: *Non-Linear Growth and Limiting Amplitude of Acoustic Oscillations in Combustion Chambers*. Combustion Science and Technology, Vol. 3, pp. 1-16, 1971
- [33] CULICK, F. E. C.: *Dynamics of Combustion Systems: Fundamentals, Acoustics, and Control*. Lecture Course, California Institute of Technology, 2001
- [34] CULICK, F. E. C.: *Combustion Instabilities in Liquid Rocket Engines: Fundamentals and Control*. Lecture Course, California Institute of Technology, 2002
- [35] CULLEN, R. R. ; JOHNSEN, R. L.: *Operating Conditions and Geometry Effects on Low-Frequency Afterburner Combustion Instability in a Turbofan at Altitude*. NASA Technical Paper 1475, 1979
- [36] DAS EUROPÄISCHE PARLAMENT UND DER RAT: *Richtlinie 2001/81/EG des Europäischen Parlamentes und des Rates über nationale Emissionshöchstmengen für bestimmte Luftschadstoffe*. Das Europäische Parlament und der Rat, 2001
- [37] DÖBBELING, K. ; HELLAT, J. ; KOCH, H.: *25 Years of BBC/ABB/ALSTOM Lean Premix Combustion Technologies*. ASME, GT2005-68269, 2005
- [38] DELLSPERGER, F.: *Passive Filter*. Berner Fachhochschule, HTI, 2004
- [39] DEMICCO, R. V. ; KLIR, G. J.: *Fuzzy Logic in Geology*. Elsevier Science (USA), 2004
- [40] DOWLING, A. P.: *Nonlinear Self-Excited Oscillations of a Ducted Flame*. Journal of Fluid Mechanics, Vol. 346, pp. 271-290, 1997
- [41] DOWLING, A. P.: *A Kinematic Model of a Ducted Flame*. Journal of Fluid Mechanics, Vol. 394, pp. 51-72, 1999
- [42] DOWLING, A. P.: *The Challenges of Lean Premixed Combustion*. Proceedings of the IGTC, 2003
- [43] DOWLING, A. P.: *Modeling and Control of Combustion Oscillations*. Proceeding of ASME TURBO EXPO, GT2005-68452, 2005

- [44] DOWLING, A. P. ; HUBBARD, S.: *Instability in Lean Premixed Combustors*. Proceedings of the Institute of Mechanical Engineers, Vol. 124, Part A, pp. 317-332, 2000
- [45] DUCRUIX, S. ; SCHULLER, T. ; DUROX, D. ; CANDEL, S.: *Combustion Dynamics and Instabilities: Elementary Coupling and Driving Mechanism*. Journal of Propulsion and Power, Vol. 19, No. 5, pp. 722-734, 2003
- [46] ECKSTEIN, J. ; FREITAG, E. ; HIRSCH, C. ; SATTELMAYER, T.: *Experimental Study on the Role of Entropy Waves in Low-Frequency Oscillations in a RQL Combustor*. Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, Vol. 128, pp. 264-270, 2006
- [47] EVESQUE, S. ; POLIFKE, W.: *Low-Order Acoustic Modelling for Annular Combustors: Validation and Inclusion of Modal Coupling*. Proceedings of ASME TURBO EXPO, GT-2002-30064, 2002
- [48] FABIAN, P.: *Atmosphäre und Umwelt*. Vierte Auflage. Springer Verlag, 1992
- [49] FLEIFIL, M. ; ANNASWAMY, A. M. ; RUMSEY, J. W. ; KOJIC, A. ; GHONIEM, A. F.: *A Physically Based Nonlinear Model of Combustion Instability and Active Control*. IEEE, International Conference on Control Applications, 1998
- [50] FLEMING, P. J. ; PURSHOUSE, R. C.: *Evolutionary Algorithms in Control Systems Engineering: A Survey*. Control Engineering Practice, Vol. 10, pp. 1223-1241, 2002
- [51] FROHN, A.: *Einführung in die Technische Thermodynamik*. Dritte Auflage. Verlag Konrad Wittwer, 1998
- [52] GARAY, M. ; SCHELL, S.: *GT13E2M / MXL; Combustor Operation Concept*. Alstom Power, 2005
- [53] GHONIEM, A. F. ; ANNASWAMY, A.: *Model Based Active Control of Combustion - Recent Developments and Implementations*. 4th Symposium on Smart Control of Turbulence, 2003
- [54] GIBBS, M.: *Bayesian Gaussian Processes for Regression and Classification*, University of Cambridge, PhD Thesis, 1997
- [55] GIBBS, M. ; MACKAY, D.: *Efficient Implementation of Gaussian Processes*. Cambridge University, 1997
- [56] GYSLING, D. L. ; COPELAND, G. S. ; MCCORMICK, D. C. ; PROSCIA, W. M.: *Combustion System Damping Augmentation with Helmholtz Resonators*. Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, Vol. 122, pp. 269-274, 2000
- [57] HANDCOCK, M. S. ; STEIN, M. L.: *A Bayesian Analysis of Kriging*. Technometrics, Vol 35, No. 4, 1993

- [58] HANSEN, N.: *The CMA Evolution Strategy: A Tutorial*. Technische Universität Berlin, 2005
- [59] HANSEN, N. ; OSTERMEIER, A.: *Adapting Arbitrary Normal Mutation Distributions in Evolution Strategies: The Covariance Matrix Adaptation*. IEEE International Conference on Evolutionary Computation, 1996
- [60] HARPER, J. ; JOHNSON, C. ; NEUMEIER, Y. ; LIEUWEN, T. ; ZINN, B. T.: *Experimental Investigation of the Nonlinear Flame Response to Flow Disturbances in a Gas Turbine Combustor*. AIAA-01-0486, 2001
- [61] HATHOUT, J. P.: *Thermoacoustic Instability*. Fundamentals and Modeling in Combustion, 2.280, A. F. Ghoniem, MIT, 1999
- [62] HATHOUT, J.-P. ; ANNASWAMY, A. M. ; GHONIEM, A. F.: *Modeling and Control of Combustion Instability Using Fuel Injection*. AVT NATO Symposium, Braunschweig, 2000
- [63] HEDMAN, P. O. ; FLETCHER, T. H. ; GRAHAM, S. G. ; TIMOTHY, G. W. ; FLORES, D. V. ; HASLAM, J. K.: *Observations of Flame Behavior in a Laboratory-Scale Pre-Mixed Natural Gas/Air Turbine Combustor from PLIF Measurements of OH*. Proceedings of ASME TURBO EXPO, GT-2002-30052, 2002
- [64] HEDMAN, P. O. ; FLORES, D. V. ; FLETCHER, T. H.: *Observations of Flame Behavior in a Laboratory-Scale Pre-Mixed Natural Gas/Air Turbine Combustor from CARS Temperature Measurements*. Proceedings of ASME TURBO EXPO, GT-2002-30054, 2002
- [65] HOBSON, D. E. ; FACKRELL, J. E. ; HEWITT, G.: *Combustion Instabilities in Industria Gas Turbines – Measurements on Operating Plants and Thermoacoustic Modeling*. Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, Vol. 122, pp. 420-428, 2000
- [66] HÜSSER, F.: *Untersuchung des thermoakustischen Flammenübertragungsverhaltens in einer Ringbrennkammer*, Eidgenössische Technische Hochschule Zürich, Diplomarbeit, 2001
- [67] HÜSSER, F.: *Dynamische Modellierung von Brennstoffsysteme für Echtzeitanwendungen – Mathematische Entwurfsmethoden, Implementierung und Simulationen*. Alstom Power Ltd., 2003
- [68] HUANG, Y.: *Modeling and Simulation of Combustion Dynamics in Lean-Premixed Swirl-Stabilized Gas-Turbine Engines*, Pennsylvania State University, PhD Thesis, 2003
- [69] HUANG, Y. ; SUNG, H.-G. ; HSIEH, S.-Y. ; YANG, V.: *Large-Eddy Simulation of Combustion Dynamics of Lean-Premixed Swirl-Stabilized Combustor*. Journal of Propulsion and Power, Vol. 19, No. 5, 2003

- [70] HUBBARD, S. ; DOWLING, A. P.: *Acoustic Resonances of an Gas Turbine Combustion System*. Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, Vol. 123, pp. 766-773, 2001
- [71] IBRAHIM, Z. M. ; WILLIAMS, F. A. ; BUCKLEY, S. G.: *A Review of Previous Studies of Oscillatory Combustion in Gas Turbines*. UCSD-CER-05-04, Center for Energy Research, University of California, 2005
- [72] IBRAHIM, Z. M. ; WILLIAMS, F. A. ; BUCKLEY, S. G.: *An Acoustic Energy Approach to Modelling Combustion Oscillations*. Proceedings of ASME TURBO EXPO, GT2006-90096, 2006
- [73] JANCZAK, A.: *Identification of Nonlinear Systems Using Neural Networks and Polynomial Models*. Springer Verlag, 2005
- [74] JANUS, M. C. ; RICHARDS, G. A.: *A Model for Premixed Combustion Oscillations*. Technical Note, DOE/METC-96/1026, 1996
- [75] KEHLHOFER, R.: *Combined Cycle Gas & Steam Power Plants*. PennWell Publishing Company, 1997
- [76] KELLER, J. J.: *Thermoacoustic Oscillations in Combustion Chambers of Gas Turbines*. AIAA Journal, Vol. 33, No. 12, pp. 2280-2287, 1995
- [77] KELLER, J. J. ; EGLI, W. ; HELLAT, J.: *Thermally Induced Low-Frequency Oscillations*. Journal of Applied Mathematics and Physics, Vol. 36, pp. 250-274, 1985
- [78] KLOSE, M.: *Ausgewählte Grundlagen der IR-Spektroskopie*. Universität Bayreuth, 2004
- [79] KNOOP, P. ; CULICK, F. E. C. ; ZUKOSKI, E. E.: *Extension of the Stability of Motions in a Combustion Chamber by Non-Linear Active Control Based on Hysteresis*. 26th International Symposium on Combustion, DOE/MC/29061-96/C0701, 1996
- [80] KOCH, K. R.: *Grundprinzipien der Bayes-Statistik*. Schriftenreihe der Institute des Studiengangs Geodäsie und Geoinformatik, Universität Stuttgart, 1999
- [81] KOCIJAN, J. ; MURRAY-SMITH, R. ; RASMUSSEN, C. E. ; GIRARD, A.: *Gaussian Process Modell Based Predictive Control*. Proceedings of the American Control Conference, 2004
- [82] KOK, J. B. W. ; JAGER, B. de: *Modeling of Combustion Noise in Turbulent, Premixed Flames*. Proceedings of ASME TURBO EXPO, GT2006-90567, 2006
- [83] KOKANOVIC, S.: *Echtzeitsimulation der NO_x-Emissionen und thermoakustischen Druckoszillationen in Brennkammern stationärer Gasturbinen*, Universität Stuttgart, Dissertation, 2006

- [84] KOKANOVIC, S. ; GUIDATI, G. ; TORCHALLA, S. ; SCHUERMANS, B.: *Active Combustion Control System for Reduction of NO_x and Pulsation Levels in Gas Turbines*. Proceedings of ASME TURBO EXPO, GT2006-90895, 2006
- [85] KOKANOVIC, S. ; SCHUERMANS, B. ; BERNS, W. ; STAUDACHER, S.: *Process Modelling of NO_x Emissions and Pulsations of Gas Turbine Combustion Systems and Potential Control Concepts*. ISABE-2005-1021, 2005
- [86] KOPITZ, J. ; HUBER, A. ; SATTELMAYER, T. ; POLIFKE, W.: *Thermoacoustic Stability Analysis of an Annular Combustion Chamber with Acoustic Low Order Modelling and Validation Against Experiment*. Proceeding of the ASME TURBO EXPO, GT2005-68797, 2005
- [87] KOSTRZEWA, K. ; NOLL, B. ; AIGNER, M. ; LEPERS, J. ; KREBS, W. ; PRADE, B. ; HUTH, M.: *Validation of Advanced Computational Methods for Determining Flame Transfer Functions in Gas Turbine Combustion Systems*. Proceedings of ASME TURBO EXPO, GT2007-27267, 2007
- [88] KREINER, A. ; LIETZAU, K. ; GABLER, R. ; RICK, H.: *Modellbasierte Regelungskonzepte für Turbo-Luftstrahltriebwerke*. MTU Technologiebericht 11753, 2001
- [89] KRÜGER, U. ; HÜREN, J. ; HOFFMANN, S. ; KREBS, W. ; FLOHR, P.: *Prediction and Measurement of Thermoacoustic Improvements in Gas Turbines with Annular Combustion Systems*. Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, Vol. 123, pp. 557-566, 2001
- [90] KULIKOV, G. G. ; THOMPSON, H. A.: *Dynamic Modelling of Gas Turbines*. Springer Verlag, 2004
- [91] KUNZE, K.: *Untersuchung des thermoakustischen Flammenübertragungsverhaltens in einer Ringbrennkammer*, Technische Universität München, Dissertation, 2004
- [92] KURZKE, J.: *GasTurb 10*. Program for Gas Turbine Performance Calculations, 2004
- [93] LAW, C. K.: *Combustion Physics*. Cambridge University Press, 2006
- [94] LECHNER, C. ; SEUME, J.: *Stationäre Gasturbinen*. Springer Verlag, 2003
- [95] LEE, J. G. ; KIM, K. ; SANTAVICCA, D. A.: *A Study of the Role of Equivalence Ratio Fluctuations During Unstable Combustion in a Lean Premixed Combustor*. AIAA 2002-4015, 2002
- [96] LEFEBVRE, A. H.: *Gas Turbine Combustion*. Second edition. Taylor&Francis, 1998
- [97] LIEUWEN, T.: *Investigation of Combustion Instability Mechanism in Premixed Gas Turbines*, Georgia Institute of Technology, PhD Thesis, 1999

- [98] LIEUWEN, T.: *Combustion Driven Oscillations in Gas Turbines*. Turbomachinery International, Jan./Feb. 2003, 2003
- [99] LIEUWEN, T.: *Modeling Premixed Combustion – Acoustic Wave Interactions: A Review*. Journal of Propulsion and Power, Vol. 19, No. 5, 2003
- [100] LIEUWEN, T. ; RICHARDS, G.: *Recent Progress in Predicting, Monitoring and Controlling Combustion Driven Oscillations in Gas Turbines*. POWER-GEN 2003, 2003
- [101] LIEUWEN, T. ; TORRES, H. ; JOHNSON, C. ; ZINN, B. T.: *A Mechanism of Combustion Instability in Lean Premixed Gas Turbine Combustors*. Transactions of the ASME, Vol. 123, Jan. 2001, 2001
- [102] LIEUWEN, T. C. ; LEE, D. H.: *Nonlinear Modeling of Unstable Gas Turbine Combustor Dynamics Using Experimental Data*. AIAA 2000-3464, 2000
- [103] LIEUWEN, T. C. ; RAJARAM, R.: *Acoustic Radiation from Premixed Flames Subjected to Convected Flow Disturbances*. AIAA-2002-0480, 2002
- [104] LIPOWSKY, H.: *A Study of Lean-Premixed Combustor Dynamics*, Universität Stuttgart, Diplomarbeit, 2005
- [105] LJUNG, L.: *System Identification – Theory for Users*. Second edition. Prentice Hall PTR, 1999
- [106] LOVETT, J. A. ; UZNANSKI, K. T.: *Prediction of Combustion Dynamics in a Staged Premixed Combustor*. Proceedings of the ASME TURBO EXPO, GT2002-30646, 2002
- [107] LUENBERGER, D. G.: *Observing the State of Linear Systems*. IEEE, Trans. Mil. El., 1964
- [108] LUENBERGER, D. G.: *An Introduction to Observers*. IEEE, Trans. Aut. Contr., 1971
- [109] LUNZE, J.: *Regelungstechnik 1*. Vierte Auflage. Springer Verlag, 2004
- [110] LUNZE, J.: *Regelungstechnik 2*. Dritte Auflage. Springer Verlag, 2005
- [111] LUTZ, H. ; WENDT, W.: *Taschenbuch der Regelungstechnik*. Verlag Harri Deutsch, 2002
- [112] MACKAY, D.: *Introduction to Gaussian Processes*. Vers. 2.2, Cambridge University, 1998
- [113] MACKAY, D.: *Information Theory, Inference and Learning Algorithms*. Cambridge University Press, 2003
- [114] MACQUISTEN, M. A. ; DOWLING, A. P.: *Combustion Oscillations in a Twin-Stream Afterburner*. AIAA-1993-4392, 1993

- [115] MACQUISTEN, M. A. ; DOWLING, A. P.: *Low-Frequency Combustion Oscillations in a Model Afterburner*. Combustion and Flame, Vol. 114, pp. 253-264, 1993
- [116] MAIHAK, Sick: *MCS 100 E HW/PD/CD Mehrkomponenten Analysesystem*. www.sick-maihack.de, Sick Maihak GmbH, 2006
- [117] MALHOTRA, S.: *On Combustion Instabilities in Solid Rocket Motors*, California Institute of Technology, PhD Thesis, 2004
- [118] MARBLE, F. E. ; CANDEL, S. M.: *Acoustic Disturbance from Gas Non-Uniformities Convected Through a Nozzle*. Journal of Sound and Vibration, Vol. 55, pp. 225-243, 1977
- [119] MARTIN, C.-E.: *Etude énergétique des instabilités thermo-acoustiques et optimisation génétique des cinétiques réduites*, Institut National Polytechnique de Toulouse, Thèse, 2005
- [120] MENDEL, J. M.: *Fuzzy Logic Systems for Engineering: A Tutorial*. IEEE 0018-9219, 1995
- [121] MENON, S.: *Active Combustion Control in a Ramjet Using Large-Eddy Simulations*. Combustion Science and Technology, Vol. 84, pp. 51-79, 1992
- [122] MENRATH, M.: *Experimentelle Kennwertermittlung und Systemanalyse bei Hubschrauber-Gasturbinen*, Technische Universität München, Dissertation, 1989
- [123] MERK, H. J.: *An Analysis of Unstable Combustion of Premixed Gases*. 6th Symposium (International) on Combustion, pp. 500-512, 1956
- [124] MÜHLBAUER, B. ; WIDENHORN, A. ; LIU, M. ; NOLL, B. ; AIGNER, M.: *Fundamental Mechanism of Entropy Noise in Aero-Engines: Numerical Simulation*. Proceedings of ASME TURBO EXPO, GT2007-27173, 2007
- [125] MORSE, P. M. ; INGARD, K. U.: *Theoretical Acoustics*. McGraw-Hill, Inc., 1968
- [126] MUNJAL, M. L.: *Acoustics of Ducts and Mufflers*. John Wiley & Sons, Inc., 1987
- [127] MYERS, G. ; TEGEL, D. ; FEIGL, M. ; SETZER, F. ; BECHTEL, W. ; FITTS, D. ; COUTURE, B. ; TUTHILL, R.: *Dry, Low Emissions for the 'H' Heavy-Duty Industrial Gas Turbines: Full-Scale Combustion System Rig Results*. Proceedings of ASME TURBO EXPO, GT2003-38193, 2003
- [128] NAIR, S. ; LIEUWEN, T.: *Acoustic Detection of Blowout in Premixed Flames*. Journal of Propulsion and Power, Vol. 21, pp. 32-39, 2005
- [129] NEAL, R. M.: *Probabilistic Inference Using Markov Chain Monte Carlo Methods*. CRG-TR-93-1, University of Toronto, 1993
- [130] NEAL, R. M.: *Bayesian Learning for Neural Networks*, University of Toronto, PhD Thesis, 1995

- [131] NELLES, O.: *Nonlinear System Identification*. Springer Verlag, 2001
- [132] NIELSEN, A.: *Experimentelle Untersuchungen zum thermischen Verhalten von Turboluftstrahltriebwerken*, Universität Stuttgart, Dissertation, 2006
- [133] NOWAK, D. ; BELLUCCI, V. ; CERNY, J. ; ENGELBRECHT, G.: *Numerical Modelling of Thermoacoustic Oscillations in a Gas Turbine Combustion Chamber*. Proceedings of ASME TURBO EXPO, GT2006-90945, 2006
- [134] OSTERMEIER, A. ; GAWELCZYK, A. ; HANSEN, N.: *A Derandomized Approach to Self Adaptation of Evolution Strategies*. Evolutionary Computation, 1994
- [135] PANKIEWITZ, C. ; SATTELMAYER, T.: *Time Domain Simulation of Combustion Instabilities in Annular Combustors*. Proceedings of ASME TURBO EXPO, GT2002-30063, 2002
- [136] PASCHEREIT, C. O. ; GUTMARK, E.: *Passive Combustion Control Applied to Premix Burners*. AIAA-2002-1007, 2002
- [137] PASCHEREIT, C. O. ; SCHUERMANS, B. ; BÜCHE, D.: *Combustion Process Optimization Using Evolutionary Algorithm*. Proceedings of the ASME TURBO EXPO, GT2003-38393, 2003
- [138] PASCHEREIT, C. O. ; SCHUERMANS, B. ; POLIFKE, W. ; MATTSON, O.: *Measurement of Transfer Matrices and Source Terms of Premixed Flames*. Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, Vol. 124, pp. 239-247, 2002
- [139] PAUS, H. J.: *Physik in Experimenten und Beispielen*. Carl Hanser Verlag, 1995
- [140] POINSOT, T. ; TROUVE, A. C. ; VEYNANTE, D. ; CANDEL, S. M. ; ESPOSITO, E. J.: *Vortex-Driven Acoustically Coupled Combustion Instabilities*. Journal of Fluid Mechanics, Vol. 177, pp. 265-292, 1987
- [141] POINSOT, T. ; VEYNANTE, D.: *Theoretical and Numerical Combustion*. Second edition. R. T. Edwards, Inc., 2005
- [142] POINSOT, T. ; YIP, B. ; VEYNANTE, D. ; TROUVÉ, A. ; SAMANIEGO, J. M. ; CANDEL, S.: *Active Control: An Investigation Method for Combustion Instabilities*. Journal de Physique III, Vol. 2, No. 7, pp. 1331-1357, 1992
- [143] POLIFKE, W. ; PASCHEREIT, C. O. ; DÖBBELING, K.: *Constructive and Destructive Interference of Acoustic and Entropy Waves in a Premixed Combustor with a Choked Exit*. International Journal of Acoustics and Vibration, Vol. 6, No. 3, pp. 135-146, 2001
- [144] PRICE, E. W.: *Combustion Instability in Solid Propellant Rocket Motors*. 9th International Astronautical Congress, 1958
- [145] PUTNAM, A. A.: *Combustion Driven Oscillations in Industry*. American Elsevier Publishing Company, Inc., 1971

- [146] QIN, S. ; BADGEWELL, T.: *An overview of industrial model predictive control technology*. Chemical Process Control - V, volume 93, no. 316, pp. 232–256. AIChE Symposium Series - American Institute of Chemical Engineers, 1997
- [147] QUARTERONI, A. ; SACCO, R. ; SALERI, F.: *Numerische Mathematik 2*. Springer Verlag, 2002
- [148] RASMUSSEN, C. E.: *Evaluation of Gaussian Processes and Other Methods for Non-Linear Regression*, University of Toronto, PhD Thesis, 1996
- [149] RAYLEIGH, J. W. S.: *The Theory of Sound*. Vol.2, Second edition. Macmillan and Co., 1926
- [150] REINDL, L.: *Digitale Signalverarbeitung*. Vorlesungsskript, Universität Freiburg, 2004
- [151] RICHARDS, G. A. ; JANUS, M. C.: *Characterization of Oscillations During Gas Turbine Combustion*. Journal of Engineering for Gas Turbine and Power, Vol. 120, pp. 294-302, 1998
- [152] RIEGLER, U. G.: *Berechnung der Verbrennung und der Schadstoffbildung in Ottomotoren unter Verwendung detaillierter Reaktionsmechanismen*, Universität Stuttgart, Dissertation, 1999
- [153] RILEY, A. J. ; PARK, S. ; DOWLING, A. P. ; EVESQUE, S. ; ANNASWAMY, A. M.: *Adaptive Closed-Loop Control on an Atmospheric Gaseous Lean Premixed Combustor*. Proceedings of the ASME TURBO EXPO, GT-2003-38418, 2003
- [154] ROACH, G. F.: *Green's Functions*. Second edition. Cambridge University Press, 1982
- [155] ROFKA, S.: *Persönliches Gespräch*. Alstom, S. Rofka, 2007
- [156] SALCHOW, K.: *Verbesserung des instationären Betriebverhaltens von Turboflugtriebwerken durch Leitgitterverstellung und Abblasung im Verdichter*, Universität Stuttgart, Dissertation, 2001
- [157] SARAVANAMUTTOO, H. I. H. ; ROGERS, G. F. C. ; COHEN, H.: *Gas Turbine Theory*. Fifth edition. Pearson Education Limited, 2001
- [158] SATTELMAYER, T.: *Influence of the Combustor Aerodynamics on Combustion Instabilities from Equivalence Ratio Fluctuations*. Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, Vol. 125, pp. 11-19, 2003
- [159] SCHNEIDER, E. ; STAUDACHER, S. ; SCHUERMANS, B. ; YE, H. ; MEEUWISSEN, T.: *Real-Time Modelling of the Thermoacoustic Dynamics of a Gas Turbine Using a Gaussian Process*. Proceedings of ASME TURBO EXPO, GT2007-27468, 2007
- [160] SCHUERMANS, B.: *Modeling and Control of Thermoacoustic Instabilities*, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, Thèse, 2003

- [161] SCHUERMANS, B. ; BELLUCCI, V. ; GUETHE, F. ; MEILI, F. ; FLOHR, P. ; PASCHEREIT, C. O.: *A Detailed Analysis of Thermoacoustic Interaction Mechanism in a Turbulent Premixed Flame*. Proceedings of ASME TURBO EXPO, GT2004-53831, 2004
- [162] SCHUERMANS, B. ; BELLUCCI, V. ; NOWAK, D. ; PASCHEREIT, O.: *Modelling of Complex Thermoacoustic Systems: A State-Space Approach*. 9th International Congress on Sound and Vibration, 2002
- [163] SCHUERMANS, B. ; BELLUCCI, V. ; PASCHEREIT, C. O.: *Thermoacoustic Modeling and Control of Multi Burner Combustion Systems*. Proceedings of ASME TURBO EXPO, GT2003-38688, 2003
- [164] SCHUERMANS, B. ; LUEBCKE, H. ; BAJUSZ, D. ; FLOHR, P.: *Thermoacoustic Analysis of Gas Turbine Combustion System Using Unsteady CFD*. Proceedings of ASME TURBO EXPO, GT2005-68393, 2005
- [165] SCHUERMANS, B. ; POLIFKE, W. ; PASCHEREIT, C. O.: *Modeling Transfer Matrices of Premixed Flames and Comparison with Experimental Results*. ASME, International Gas Turbine and Aeroengine Congress and Exhibition, 99-GT-132, 1999
- [166] SEINFELD, J. H. ; NANDIS, S. N.: *Atmospheric Chemistry and Physics*. John Wiley & Sons, Inc., 1998
- [167] SJÖBERG, J. ; ZHANG, Q. ; LJUNG, L. ; BENVENISTE, A. ; DEYLON, B. ; GLORENNEC, P.-Y. ; HJALMARSSON, H. ; JUDITSKY, A.: *Nonlinear Black-Box Modeling in System Identifikation: A Unified Overview*. Linköping University, 1995
- [168] SONNTAG, D.: *Formeln verschiedenen Genauigkeitsgrades zur Berechnung des Sättigungsdampfdruckes über Wasser und über Eis und ihre Anwendung auf einige praktische Feuchtemeßaufgaben*. Akademie-Verlag, 1982
- [169] SORENSEN, O.: *Neural Networks for Non-Linear Control*. Proceedings of the Third IEEE Conference on Control Applications, Vol. 1, pp. 161-166, 1994
- [170] STANGE, K.: *Bayes-Verfahren*. Springer Verlag, 1977
- [171] STAUDACHER, S.: *Untersuchungen zum sekundären Luftsystem von Luftstrahltriebwerken*, Technische Universität München, Dissertation, 1995
- [172] STAUDACHER, S.: *Turboflugtriebwerke I*. Vorlesungsskript, Universität Stuttgart, 2006
- [173] STEELE, R. C. ; COWELL, L. H. ; CANNON, S. M. ; SMITH, C. E.: *Passive Control of Combustion Instability in Lean Premixed Combustors*. Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, Vol. 122, pp. 412-419, 2000
- [174] STOW, S. R. ; DOWLING, A. P.: *Thermoacoustic Oscillations in an Annular Combustor*. Proceeding of ASME TURBO EXPO, 2001-GT-0037, 2001

- [175] STOW, S. R. ; DOWLING, A. P.: *Low-Order Modelling of Thermoacoustic Limit Cycles*. Proceeding of ASME TURBO EXPO, GT2004-54245, 2004
- [176] STREHLOW, R. A.: *Fundamentals of Combustion*. Rober E. Krieger Publishing Co., Inc., 1979
- [177] THIRUCHENGODE, M. M. ; NAIR, S. ; LIEUWEN, T. ; NEUMEIER, Y. ; SEITZMAN, J. ; JAGODA, J. ; ZINN, B. T.: *Real-Time Control of the Lean Blow Out Limit in Premixed Combustors*. Proceedings of the Third Joint Meeting of the U.S. Sections of the Combustion Institute, 2003
- [178] THIRUCHENGODE, M. M. ; NAIR, S. ; PRAKASH, S. ; SCARBOROUGH, D. ; NEUMEIER, Y. ; LIEUWEN, T. ; JAGODA, J. ; SEITZMAN, J. ; ZINN, B. T.: *An Active Control System for LBO Margin Reduction in Turbine Engines*. AIAA 2003-1008, 2003
- [179] TORRES, H. ; LIEUWEN, T. C. ; JOHNSON, C. ; DANIEL, B. R. ; ZINN, B. T.: *Experimental Investigation of Combustion Instabilities in a Gas Turbine Combustor Simulator*. AIAA-99-0712, 1999
- [180] TSALAVOUTAS, A. ; KELAIDIS, M. ; THOMA, N. ; MATHIOUDAKIS, K.: *Correlations Adaptation for Optimal Emissions Prediction*. Proceedings of the ASME TURBO EXPO, GT2007-27060, 2007
- [181] TYNDALL, J.: *Der Schall*. Dritte Auflage. Friedrich Vieweg und Sohn, 1897
- [182] UNITED NATIONS: *Kyoto Protocol to the United Nations Framework Convention on Climate Change*. <http://unfccc.int>, United Nations, 1998
- [183] URLAUB, A.: *Flugtriebwerke*. Springer Verlag, 1991
- [184] VEIT, I.: *Technische Akustik*. Vierte Auflage. Vogel Buchverlag, 1988
- [185] VEREINTE NATIONEN: *Rahmenabkommen der Vereinten Nationen über Klimaänderungen*. <http://unfccc.int>, Vereinte Nationen, 1992
- [186] VGB POWERTECH: *Stromerzeugung 2005*. <http://www.vgb.org>, VGB Power-Tech, 2005
- [187] VIBRO-METER: *Transducer Systems for Turbomachinery*. Vibro-Meter, MEGGITT, 2006
- [188] WAGNER, S.: *Vorlesung Strömungslehre*. Fünfte Auflage. Vorlesungsskript, Universität Stuttgart, 1998
- [189] WALSH, P. P. ; FLETCHER, P.: *Gas Turbine Performance*. Second edition. Blackwell Science Ltd., 2004
- [190] WALTHER, R.: *Verbrennungsprobleme der Luft- und Raumfahrt*. Vorlesungsskript. MTU / Universität Stuttgart, 2003

- [191] WARNATZ, J. ; MAAS, U. ; DIBBLE, R. W.: *Combustion*. Third edition. Springer Verlag, 2001
- [192] WEILE, D. S. ; MICHELSEN, E.: *Genetic Algorithm Optimization Applied to Electromagnetics: A Review*. IEEE Transactions on Antennas and Propagation, Vol. 45, No, 3, 1997
- [193] WILLIAMS, C. K. I.: *Prediction with Gaussian Processes: From Linear Regression to Linear Prediction and Beyond*. Technical Report NCRG/97/012, 1997
- [194] WILLIAMS, C. K. I.: *Gaussian Processes*. The Handbook of Brain Theory and Neural Networks, 2nd ed., M. A. Arbib, MIT Press, 2002
- [195] WILLIAMS, C. K. I. ; RASMUSSEN, C. E.: *Gaussian Processes for Regression*. Advances in Neural Information Processing Systems, D. Touretzky, M. Mozer, M. Hasselmo, MIT Press, 2002
- [196] WILLIAMS, F. A.: *Combustion Theory*. Addison-Wesley Publishing Company, Inc., 1965
- [197] WILLIS, M. J. ; THAM, M. T.: *Advanced Process Control*. University of Newcastle Upon Tyne, 2000
- [198] WU, X. ; WANG, M. ; MOIN, P.: *Combustion Instability due to the Nonlinear Interaction Between Sound and Flame*. Center for Turbulent Research, Annual Research Briefs, 2001
- [199] XU, H. Y. ; VUKOVICH, G.: *Fuzzy Evolutionary Algorithms and Automatic Robot Trajectory Generation*. IEEE World Congress on Computational Intelligence, 1994
- [200] YANG, V. ; CULICK, F. E. C.: *Analysis of Low Frequency Combustion Instabilities in a Laboratory Ramjet Combustor*. Combustion Science and Technology, Vol. 45, pp. 1-25, 1986
- [201] ZADEH, L. A.: *Fuzzy Logic*. IEEE 0018-9162, 1988
- [202] ZADEH, L. A.: *Fuzzy Logic, Neural Networks and Soft Computing*. Communications of the ACM, March 1994, Vol. 37, No. 3, 1994
- [203] ZINN, H. ; HABERMANN, M.: *Developments and Experiences with Pulsation Measurements for Heavy-Duty Gas Turbines*. ASME Turbo Expo, GT2007-27475, 2007
- [204] ZUKOSKI, E. E.: *Afterburners*. Aerothermodynamics of Aircraft Engine Components, AIAA Education Series, 1985

Anhang A

Bestimmung des Verdichterluftmassenstroms

Die Bestimmung des Verdichterluftmassenstroms für einen Betriebspunkt unter Verwendung von Verdichterkennfeldern ist in der Literatur beschrieben [20]. Die Auswirkung von variablen Leitschaufeln auf das Verdichterkennfeld wurde von Salchow untersucht [156].

Bei vorliegenden Verdichterkennfelder der Form

$$\Pi = f_{\Pi}\left(\frac{n}{\sqrt{RT}}, \frac{\dot{m}\sqrt{RT}}{p}\right), \quad (\text{A.1})$$

$$\eta = f_{\eta}\left(\frac{n}{\sqrt{RT}}, \frac{\dot{m}\sqrt{RT}}{p}\right) \quad (\text{A.2})$$

für verschiedene Leitschaufelstellungen vgv läßt sich der Verdichterluftmassenstrom \dot{m}_L in Abhängigkeit des Verdichterdruckverhältnisses Π , der Verdichtereintrittstemperatur T_{k1} ¹, des Verdichtereintrittsdruckes p_{k1} ², der Leitschaufelstellung vgv und der Drehzahl n bestimmen. Da in der vorliegenden Arbeit nur Betriebspunkte betrachtet werden, bei denen die Gasturbine an das elektrische Netz gekoppelt ist, ist die Drehzahl n eine konstante Eingangsgröße, deren Wert von der Netzfrequenz bestimmt wird.

Zumeist ist für eine bestimmte Leitschaufelstellung kein Verdichterkennfeld gegeben. Folglich muss zwischen zwei Verdichterkennfeldern interpoliert werden. In einem ersten Schritt sind die zwei Verdichterkennfelder, die im Folgenden mit den Indezes 1 und 2 versehen werden, zu identifizieren, für deren Leitschaufelstellung vgv_1 bzw. vgv_2 gilt $vgv_1 \leq vgv \leq vgv_2$.

In einem zweiten Schritt werden die Drehzahlparameter identifiziert, welche die Drehzahlparameter $\frac{n}{\sqrt{RT}}$ des Betriebspunktes einrahmen. Dies geschieht sowohl im Verdichterkennfeld mit der Leitschaufelstellung vgv_1 als auch im Verdichterkennfeld mit der Leitschaufelstellung vgv_2 . So lassen sich für das Verdichterkennfeld mit der Leitschaufelstellung vgv_1 die Drehzahlparameter $\frac{n_{11}}{\sqrt{RT}} \leq \frac{n}{\sqrt{RT}} \leq \frac{n_{21}}{\sqrt{RT}}$ angeben. Analog folgen

¹ $T_{k1} \approx T_{amb}$

² $p_{k1} \approx p_{amb}$

für das Verdichter kennfeld mit der Leitschaufelstellung vgv_2 die Drehzahlparameter $\frac{n_{12}}{\sqrt{RT}} \leq \frac{n}{\sqrt{RT}} \leq \frac{n_{22}}{\sqrt{RT}}$.

Aus den Verdichter kennfeldern lassen sich nun in Abhängigkeit vom Verdichterdruckverhältnis Π und des jeweiligen Drehzahlparameters die korrespondierenden Massenstromparameter ablesen

$$\frac{\dot{m}_{11}\sqrt{RT}}{p} = f\left(\frac{n_{11}}{\sqrt{RT}}, \Pi\right), \quad (\text{A.3})$$

$$\frac{\dot{m}_{21}\sqrt{RT}}{p} = f\left(\frac{n_{21}}{\sqrt{RT}}, \Pi\right), \quad (\text{A.4})$$

$$\frac{\dot{m}_{12}\sqrt{RT}}{p} = f\left(\frac{n_{12}}{\sqrt{RT}}, \Pi\right), \quad (\text{A.5})$$

$$\frac{\dot{m}_{22}\sqrt{RT}}{p} = f\left(\frac{n_{22}}{\sqrt{RT}}, \Pi\right). \quad (\text{A.6})$$

Der zum Betriebspunkt mit den Eingangswerten Π , T_{k1} , p_{k1} , vgv und n gehörende Massenstromparameter $\frac{\dot{m}\sqrt{RT}}{p}$ wird interpoliert.

$$i_1 = \frac{n - n_{11}}{n_{21} - n_{11}} \quad (\text{A.7})$$

$$\frac{\dot{m}_1\sqrt{RT}}{p} = \frac{\dot{m}_{11}\sqrt{RT}}{p}(1 - i_1) + \frac{\dot{m}_{21}\sqrt{RT}}{p}i_1 \quad (\text{A.8})$$

$$i_2 = \frac{n - n_{12}}{n_{22} - n_{12}} \quad (\text{A.9})$$

$$\frac{\dot{m}_2\sqrt{RT}}{p} = \frac{\dot{m}_{12}\sqrt{RT}}{p}(1 - i_2) + \frac{\dot{m}_{22}\sqrt{RT}}{p}i_2 \quad (\text{A.10})$$

$$i_v = \frac{vgv - vgv_1}{vgv_2 - vgv_1} \quad (\text{A.11})$$

$$\frac{\dot{m}\sqrt{RT}}{p} = \frac{\dot{m}_1\sqrt{RT}}{p}(1 - i_v) + \frac{\dot{m}_2\sqrt{RT}}{p}i_v \quad (\text{A.12})$$

Der Massenstromparameter wird mit dem Druck und der Temperatur am Verdichtereintritt³ gebildet. Da diese Größen bekannt sind, läßt sich der absolute Luftmassenstrom des Verdichters unmittelbar berechnen.

³Für Luft ist die Gaskonstante $R = 287,05 \frac{J}{kgK}$ [189].

Lebenslauf

Persönliche Daten:

Name: Ernst Schneider
Geboren: 10. Dezember 1977 in Calan
Staatsangehörigkeit: Deutsch

Beruf:

11/2004-01/2008 Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut
für Luftfahrtantriebe der Universität Stuttgart
02/2008-heute M&D Ingenieur bei der Alstom (Schweiz) AG

Schulbildung und Studium:

09/1985-03/1990 Grund- und Hauptschule Calan
04/1990-07/1990 Hauptschule Steinmauern
09/1990-06/1998 Tulla Gymnasium Rastatt

Allgemeine Hochschulreife, 23. Juni 1998

10/1999-10/2004 Studium der Luft- und Raumfahrttechnik an der
Universität Stuttgart und der
École Polytechnique Fédérale de Lausanne, CH

Vordiplom, 26. September 2001
Diplom (Dipl.-Ing.), 4. Oktober 2004

Praktika:

05/1999-07/1999 DaimlerChrysler AG Gaggenau
08/1999 Metalguss Brinschwitz GmbH Rastatt
10/2001-02/2002 Astrium GmbH Friedrichshafen

Wehrdienst:

07/1998-04/1999 Grundwehrdienst – Kommando 1. Luftwaffendivision