

Simulation der ottomotorischen Zyklenschwankungen

Von der Fakultät
Konstruktions-, Produktions- und Fahrzeugtechnik der Universität Stuttgart
zur Erlangung des akademischen Grades eines Doktor-Ingenieurs (Dr.-Ing.)
genehmigte Abhandlung

Vorgelegt von
Markus Wenig

aus Ulm

Hauptberichter: Prof. Dr.-Ing. M. Bargende

Mitberichter: Prof. Dr. sc. techn. T. Koch

Tag der mündlichen Prüfung: 01.10.2013

Institut für Verbrennungsmotoren und Kraftfahrwesen
der Universität Stuttgart

2013

Vorwort

Diese Arbeit entstand im Zuge meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Verbrennungsmotoren und Kraftfahrwesen der Universität Stuttgart (IVK) unter der Leitung von Prof. Dr.-Ing. M. Bargende in den Jahren 2009 bis 2013.

Herrn Professor Bargende gebührt mein Dank für seine Unterstützung, das entgegengebrachte Vertrauen und den Freiraum bei der Ausgestaltung der einzelnen Projekte. Herrn Professor Koch danke ich für die Übernahme des Korreferates.

Ich danke der Forschungsvereinigung Verbrennungskraftmaschinen e.V. (FVV) dafür, dass sie in wirtschaftlich angespannten Zeiten meine Anstellung am IVK ermöglichte.

Meinen Vorgesetzten, Herrn Dipl.-Ing. H.-J. Berner und Herrn Dr.-Ing. M. Grill, gilt mein besonderer Dank für ihre Unterstützung in allen Belangen, die fachliche Hilfestellung und das Eintreten für meine Interessen.

Bei allen Mitarbeitern der Abteilung Fahrzeugantriebe des FKFS und des IVK möchte ich mich für die Unterstützung, die Zusammenarbeit und die schöne Zeit ganz herzlich bedanken. Insbesondere möchte ich hierbei meine Kollegen Herrn Dr.-Ing. Dominik Rether und Herrn Dr.-Ing. Andreas Schmid hervorheben.

Abschließend bedanke ich mich bei meinen Eltern für ihre langjährige Unterstützung und den kontinuierlichen Rückhalt, welcher mir eine ungestörte und fokussierte Promotion erlaubte.

Stuttgart, im Oktober 2013

Markus Wenig

Summary

For over one hundred years engineers and scientists around the world have been preoccupied with the continuous further development of a single machine – the internal combustion engine. It is therefore easy to understand that future progress will increasingly diminish in scope and will also be much more difficult to achieve. However, previous niche areas, additionally driven by the recent increase in the possibilities of simulative engine development, are becoming more attractive. For example, combustion stability is playing a progressively important role in the design of present-day gasoline engine concepts – the more stable the combustion, the further the engine operating limits can be exhausted or the closer these can be approached. Against this backdrop, above all, there are two limits that restrict the engine operation. In the lower part-load range one should mention the misfiring limit which comes into play primarily in the course of high degrees of charge dilution (residual gas, air) and the associated increase in cyclic fluctuations. At full load, on the other hand, optimum-efficiency combustion control is being restricted by the knock limit. Knowledge of the cyclic fluctuations is accompanied by a clear improvement in accuracy in the consumption-relevant limit range and thus increases the predictive capability of the simulation. For this reason, the development of a simulation model in order to predict the gasoline engine cycle-to-cycle variations (ccv) reflects to a large extent the spirit of current engine development.

In this thesis a phenomenological ccv model approach is presented which enables the prediction of ccv using a quasi-dimensional combustion model within the framework of a real working process calculation.

The ccv model was developed by reference to four test engines which, thanks to the great variety of their measurement data ranges (part load/full load, complete map) and operation concepts (lean operation, highly supercharged downsizing operation, internal EGR, valve lift and timing variations), provided an extremely extensive measurement data basis of over 1300 operating points. Subsequently, the ccv model was validated by means of three further test engines which were not part of the actual development process.

The ccv model approach bases on the assumption that cyclic fluctuations can be represented by a variation of parameters available in the combustion model (e.g. turbulence level, inflammation parameters, etc.). For each of these variation values a simulation calculation is then carried out, from which the corresponding pressure trace or indicated mean effective pressures can be obtained. Thereby, the input variables of the simulation are weighted by means of a distribution function (Gaussian distribution). This in turn makes it possible to de-

termine the incidence with which the simulated indicated mean effective pressures are finally incorporated in the calculation of the standard deviation of IMEP (as a measure of cyclic variability). The investigations in chapter 4 showed that there are primarily two influences which determine the gasoline engine cyclic fluctuations – charge dilution and the combustion position (50% MFB timing). To consider these influences various model parameters – concerning among others the turbulence (C_k , u_{turb}), inflammation (a_{ZZP} , start of burn), residual gas and leaning influences (x_R , AFR) – were analyzed extensively. Finally, a double variation of laminar flame propagation (SF-variation) and inflammation phase (EP-variation) proved to be worthwhile. The ccv are thus modeled by means of two separate parameter variations with altogether 15 variation values which lead to an average computation time of 2-8 seconds per operating point on a conventional desktop PC. The above mentioned parameter variations can be adjusted by three or less model parameters which furthermore can be adapted separately from each other depending on the operation range. For that reason the ccv model is easy-to-handle and user-friendly.

In order to obtain a thorough understanding of the ccv phenomenology additionally the so-called residual gas feedback effect had to be examined. Therefore a one dimensional CFD simulation was implemented since in this case gas dynamic processes are essential. As a large proportion of the feedback effect establishes due to the phenomenon of partial quenching which currently cannot be modeled by means of a zero-dimensional combustion model, it is thus not possible to represent this form of feedback effect on a simulative level. Therefore a 1D feedback effect model compared to the necessary computing time provides only a low added value. In the present ccv model a phenomenological representation of the feedback effect has been dispensed with in the interests of user friendliness. Instead, the feedback is implicitly taken into account within the framework of model adjustment via the empirical implementation of the SF variation.

Although the ccv model showed high predictive capability, it also carries limits. Firstly, the zero-dimensional working process calculation offers no spatial resolution. Thus, local phenomena (temperature and mixture homogeneities) cannot be reproduced or can only be reproduced in very rudimentary form – e.g. by definition of thermodynamic zones. Likewise it is not possible to represent directly either the flow field or, for instance, its influence on flame development. Consequently, all combustion-relevant influences which are not covered by the ideal gas law or mass and energy equations have to be modeled. Therefore the ccv model can at most achieve the simulation accuracy of the models on which it is based. Particularly, the possibilities for taking into account imperfect combustion within the real working process calculation are limited and occasionally define the limits of phenomenological modeling of the cyclic fluctuations. Further, since phenomena such as swirl and tumble flows and their influence on turbulence dissipation are not modeled within the framework of the process calculation tool used such that it is hardly possible to represent the valve timing influence on ccv which can be observed especially for high degrees of charge dilution.

The second main topic of this thesis is the investigation of the influence of ccv on knock simulation within the scope of real working process calculation.

For that purpose a measurement data basis of 44 WOT operating points in an engine speed range from 1000 to 6000 rpm were taken into account. Knock detection was conducted in accordance to /HETT1/.

The principle idea of improving knock prediction when considering ccv is based on the exponential temperature dependency of the Arrhenius integral which defines the simulated knock affinity. Therefore, zero-dimensional knock model approaches (/SCHMI1, FRAN1/) were implemented in the ccv model in order to be applied to the fluctuating pressure and temperature profiles. However, an improvement in predictive accuracy with ccv – using the mentioned knock models – could not be achieved. But it would be overhasty to rule out the ccv as an influencing factor. In correspondence with the measurement data analysis of knocking single cycles, it comes to a conclusion that extending the Arrhenius formulation to include effects not yet taken into consideration in combination with the simulation of ccv could satisfy the desired accuracy requirements for predicting knock.

Zusammenfassung

In dieser Arbeit wird ein phänomenologisches Zyklenschwankungsmodell zur Wiedergabe der ottomotorischen Zyklenschwankungen vorgestellt.

Die Untersuchungen ergaben zwei Haupteinflussfaktoren auf die Zyklenschwankungen, zum einen den Grad der Ladungsverdünnung und zum anderen die Lage der Verbrennung, in Abhängigkeit derer sich die stochastischen Schwankungen der Verbrennung unterschiedlich stark auswirken. Für die simulative Darstellung der Zyklenschwankungen waren zwei Parametervariationen (SF- und EP-Variation) notwendig, um die Schwankungen der Verdünnung bzw. der Gemischzusammensetzung an der Zündkerze und die Schwankungen des Entflammungsphase wiederzugeben. Zur motorspezifischen Modellanpassung der SF- und EP-Variation müssen in erster Linie drei Modellparameter abgestimmt werden. Da der Einfluss beider Variationen allerdings mit unterschiedlichen Phänomenen einhergeht und sich diese meist auch über unterschiedliche Kennfeldbereiche erstrecken, können SF- und EP-Variation getrennt voneinander abgestimmt werden.

Für die Berechnung der Zyklenschwankungen sind 15 Variationsrechnungen (5 SF-Rechnungen, 3 EP-Rechnungen) notwendig, was auf einem aktuellen Desktop-PC einer durchschnittlichen Rechendauer von etwa 2 bis 8 Sekunden pro Betriebspunkt entspricht. Die Modellentwicklung fand anhand von vier Versuchsträgern statt, welche durch die Vielfalt ihrer Messdatenbereiche (Teillast/Volllast, komplettes Kennfeld) und Betriebskonzepte (Magerbetrieb, hochaufgeladener Downsizingbetrieb, interne AGR, Ventilhub- und Steuerzeitenvariationen) eine äußerst umfangreiche Ausgangsbasis boten – insgesamt standen somit mehr als 1300 Betriebspunkte zur Verfügung. Die Belastbarkeit des Modells wurde anschließend durch Validierungsrechnungen an drei weiteren Versuchsträgern belegt, deren Messdaten nicht in die Modellentwicklung mit einfließen.

Im Weiteren sollte der Einfluss des Informationsgewinns aus der Zyklenschwankungssimulation – mit anderen Worten der Einfluss von einzelarbeitsspielaufgelösten Druck- und Temperaturverläufen – auf die Vorhersagefähigkeit der Klopffmodellansätze nach /SCHM1, FRAN1/ näher betrachtet werden. Für die Untersuchungen stand ein Versuchsträger mit 44 Volllastbetriebspunkten über ein Drehzahlband von 1000 bis 6000 U/min zur Verfügung. Es ergab sich allerdings für die untersuchten Klopffmodelle durch die Berücksichtigung der Zyklenschwankungen keine Verbesserung der Simulationsgenauigkeit.

Inhaltsverzeichnis

Vorwort	i
Summary	ii
Zusammenfassung	v
Inhaltsverzeichnis	vi
Nomenklatur	ix
Lateinische Symbole	ix
Griechische Symbole	xi
Indizes Abkürzungen	xii
Abkürzungen	xiii
1 Einleitung	1
2 Aktueller Stand der Technik	3
2.1 Grundlagen der Zyklenschwankungen	3
2.1.1 Definition der Zyklenschwankungen	3
2.1.2 Ursachen und Einflussgrößen	4
2.1.3 Auswirkungen der Zyklenschwankungen	9
2.1.4 Bisherige Arbeiten zur Modellierung der Zyklenschwankungen	10
2.2 Grundlagen der klopfenden Verbrennung	20
2.2.1 Definition der klopfenden Verbrennung	20
2.2.2 Ursachen, Einflussgrößen und Auswirkungen von Klopfen	22
3 Reale Arbeitsprozessrechnung	25
3.1 Thermodynamische Grundlagen	25
3.2 Quasidimensionale Verbrennungsmodellierung	27
3.3 Klopfmodellierung	28
3.3.1 Klopfmodellansatz nach Franzke	29
3.3.2 FKFS-Klopfmodellansatz	30

4	Untersuchung der Zyklenschwankungen	33
4.1	Versuchsträger zur Entwicklung des Zyklenschwankungsmodells.....	33
4.1.1	Daimler M271	34
4.1.2	Mahle Downsizingmotor	35
4.1.3	MTU BR4000	36
4.1.4	Opel Z22YH	37
4.2	Versuchsträger zur Validierung des Zyklenschwankungsmodells	39
4.2.1	Validierungsmotor A und B	39
4.2.2	Validierungsmotor C	39
4.3	Druckverlaufs- und Ladungswechselanalyse.....	40
4.3.1	Korrektur der Nulllinie	40
4.3.2	Iterative Korrektur der Zylinder­masse	41
4.3.3	Besonderheiten der Einzel­arbeits­analyse	42
4.4	Ergebnisse der Messdatenauswertung	43
4.4.1	Darstellung der Zyklenschwankungen	43
4.4.2	Einfluss der Ladungsverdünnung.....	51
4.4.3	Einfluss von unvollkommener und unvollständiger Verbrennung.....	57
4.4.4	Einfluss von Ladungsbewegung und Turbulenz	63
4.4.5	Last- und Drehzahleinfluss.....	68
4.4.6	Probleme und Grenzen der Analyse	74
5	Modellierung der Zyklenschwankungen.....	78
5.1	Modellansatz.....	78
5.2	Untersuchung der Verteilungsfunktion.....	79
5.2.1	Sensitivität der Modellierung bezüglich des Gewichtungsverhältnisses.....	80
5.2.2	Sensitivität bezüglich der Anzahl an Variationsrechnungen.....	82
5.3	Untersuchung des Rückkoppelungseffekts.....	84
5.3.1	Grundlagen	84
5.3.2	Darstellung der Zyklenschwankung im Rückkoppelungsmodell.....	85
5.3.3	Aufbau des Rückkoppelungsmodells	87
5.3.4	Quantifizierung des Rückkoppelungseffekts.....	88
5.3.5	Grenzen der Modellierung des Rückkoppelungseffekts.....	90
5.3.6	Bewertung der Erkenntnisse.....	95

5.4	Entwicklung des Zyklenschwankungsmodells.....	96
5.4.1	Einführung der Doppelvariation	96
5.4.2	Modellierung der Effekte der Ladungsverdünnung	98
5.4.3	Modellierung des Einflusses der Entflammungsphase	106
5.4.4	Drehzahlabhängigkeit der Zyklenschwankungen	108
5.4.5	Modellübersicht	113
5.5	Ergebnisse des Zyklenschwankungsmodells.....	114
5.5.1	Ergebnisse Daimler M271	114
5.5.2	Ergebnisse MTU BR4000	121
5.5.3	Ergebnisse Mahle Downsizingmotor	122
5.5.4	Ergebnisse Opel Z22YH	123
5.6	Grenzen des Zyklenschwankungsmodells.....	124
6	Validierung und Anwendung des Zyklenschwankungsmodells.....	128
6.1	Abstimmung des Zyklenschwankungsmodells	128
6.2	Ergebnisse der Validierung	129
6.3	Anwendungsbeispiel	131
7	Klopfsimulation auf Basis der Zyklenschwankungen	133
7.1	Modellansatz	133
7.2	Klopfdetektion.....	136
7.2.1	Klopfdetektionsalgorithmus.....	136
7.2.2	Ergebnisse der Klopfdetektion.....	138
7.2.3	Grenzen der Klopfdetektion.....	139
7.3	Messdatenauswertung	139
7.4	Klopfsimulation auf Einzelarbeitsspielbasis	145
7.4.1	Untersuchung des Temperaturkoeffizienten	148
7.4.2	Untersuchung des Zyklenschwankungsmodellansatzes.....	149
8	Ausblick.....	152
9	Anhang.....	154
9.1	Ergänzungen zu Kapitel 8	161
10	Literaturverzeichnis	164

Nomenklatur

Lateinische Symbole

a, b, c	[-]	Zündverzugsparameter
A_F	[m ²]	Flammenoberfläche
b	[-]	Temperaturkoeffizient
C_K	[-]	Modellparameter für turbulentes kinetisches Energieniveau
c_m	[m/s]	mittlere Kolbengeschwindigkeit
c_p	[J/kg/K]	Wärmekapazität
d	[m]	Durchmesser
dp	[bar/°KW]	Druckänderung
dT/dx	[K/m]	Temperaturgradient
$E_{dp,gesamt}$	[J]	gesamte Signalenergie
$E_{dp,Grund}$	[J]	Signalenergie basierend auf dem Grundrauschen
h	[J/kg]	spezifische Enthalpie
H	[kg/m ²]	totale Enthalpie
H_u	[J/kg]	unterer Heizwert des Brennstoffs
I_k	[-]	Klopfintegral
$I_{k,ZSModell}$	[-]	Klopfintegral des FVV Zyklenschwankungsmodells
k	[J/kg]	spezifische kinetische Turbulenzenergie
K	[-]	Modellparameter für Klopfmodell nach [Fran01]
k_v	[-]	Modellparameter für Klopfmodell nach [Schm01]
k_W	[-]	Modellparameter für Klopfmodell nach [Schm01]
l	[m]	integrales Längenmaß
L_{st}	[-]	stöchiometrischer Mindestluftbedarf
l_T	[m]	Taylor-Länge
m_A	[kg]	über Auslassventile geströmte Masse
m_B	[kg]	Brennstoffmasse
m_E	[kg]	Eindringmasse
m_E	[kg]	über Einlassventile geströmte Masse

x Nomenklatur

m_F	[kg]	Masse in der Flammenzone
m_{uv}	[kg]	unverbrannte Masse
m_v	[kg]	verbrannte Masse
n	[1/min]	Drehzahl
n	[-]	Anzahl
p	[Pa]	Druck
p_{max}	[Pa]	Spitzendruck
p_{mi}	[Pa]	indizierter Mitteldruck
p_{me}	[Pa]	effektiver Motormitteldruck
Q	[J]	Wärme
Q_b	[J]	Verbrennungswärme
Q_{Bum}	[J]	umgesetzte Brennstoffenergie
Q_W	[J]	Wandwärme
R	[J/kg/K]	individuelle Gaskonstante
$R3$	[-]	3-Zylinder-Reihenmotor
$R4$	[-]	4-Zylinder-Reihenmotor
r_c	[m]	kritisches Flammenradius
s_L	[m/s]	laminare Flammengeschwindigkeit
$s_{L,0}$	[m/s]	laminare Flammengeschwindigkeit bei Referenzbedingungen
$s_{L,grenz}$	[m/s]	Grenzgeschwindigkeit des ZS-Modells (äquivalent zu χ_{Basis})
$s_{L,max}$	[m/s]	maximale, laminare Flammengeschwindigkeit
t	[s]	Zeit
T	[K]	Temperatur
T_0	[K]	Umgebungstemperatur
T_{UV}	[K]	Temperatur in der unverbrannten Zone
$T_{uv,max}$	[K]	maximale Temperatur in der unverbrannten Zone
u	[J/kg]	spezifische innere Energie
u	[m/s]	Geschwindigkeit
U	[J]	innere Energie
u'	[m/s]	turbulente Schwankungsgeschwindigkeit
u_E	[m/s]	Eindringgeschwindigkeit
u_{turb}	[m/s]	Turbulenzgeschwindigkeit
V	[m ³]	Volumen
$V12$	[-]	12-Zylinder-V-Motor
V_h	[m ³]	Zylinderhubvolumen
V_H	[m ³]	Motorhubvolumen

V_{krit}	[-]	kritisches Volumenverhältnis der Klopfmodellierung
$V_{v,rel}$	[-]	Verhältnis zwischen unverbrannter und verbrannter Zone
V_{Zyl}	[m ³]	momentanes Zylindervolumen
W	[J]	Arbeit
W_V	[J]	Volumenänderungsarbeit
w_{Reak}	[m/s]	Reaktionsgeschwindigkeit
x_{band}	[-]	Variationsbreite
$x_{R,st}$	[-]	stöchiometrischer Restgasgehalt

Griechische Symbole

α	[W/m ² /K]	Wärmeübergangskoeffizient
α	[-]	multiplikativer Faktor zur Zyklenschwankungssimulation
α	[-]	Koeffizient zur Berechnung der laminaren Brenngeschwindigkeit
β	[-]	Koeffizient zur Berechnung der laminaren Brenngeschwindigkeit
Γ	[-]	Gewichtungsverhältnis
ε	[-]	Verdichtungsverhältnis
η_{th}	[-]	thermischer Wirkungsgrad
$\eta_{th,red}$	[-]	reduzierter, thermischer Wirkungsgrad
η_U	[-]	Umsatzwirkungsgrad
κ	[-]	Isentropenexponent
μ	[-]	Mittelwert
ν	[m ² /s]	kinematische Viskosität
φ	[°]	Kurbelwinkel
φ_n	[-]	Drehzahlkoeffizient des FVV Zyklenschwankungsmodells
φ_{ZS}	[-]	Modellparameter des FVV Zyklenschwankungsmodells
χ_{basis}	[m/s]	Modellparameter des FVV Zyklenschwankungsmodells
χ_n	[-]	Drehzahlkoeffizient des FVV Zyklenschwankungsmodells
χ_T	[-]	Koeffizient Taylorlängenberechnung
χ_{ZS}	[-]	Modellparameter des FVV Zyklenschwankungsmodells
$\chi_{ZS,mod}$	[-]	Modellparameter des FVV Zyklenschwankungsmodells
Φ	[-]	Häufigkeit
λ	[-]	Luftverhältnis
λ	[-]	Taylorlänge
ρ	[kg/m ³]	Dichte
σ	[-]	Standardabweichung

τ	[ms]	Zündverzugszeit
τ_L	[ms]	charakteristische Brennzeit
ξ_R	[-]	Restgaskoeffizient

Indizes Abkürzungen

A	Auslass
ad. Flamme	adiabate Flamme
b/B	burned
E	entrainment
E	Einlass
ES	Einlass schließt
F	Flamme/Flammenzone
gew	gewichtet
hpf	hochpassgefiltert
i	Laufvariable
ind	indiziert
j	Laufvariable
K	Klopfen
K	Kraftstoff
krit	kritisch
Krst	Kraftstoff
Krst,zu	zugeführter Kraftstoff
L	laminar
L	Leckage
R	Restgas
R,st	Restgas stöchiometrisch
red	reduziert
T	Taylor
th	thermisch
turb	Turbulenz
U	Umsatz
ub	unburned
uv	unverbrannt
v	verbrannt
V	Volumen
VA	Verbrennungsbeginn
VB	Verbrennungsbeginn

VD	Verbrennungsdauer
VE	Verbrennungsende
W	Wand
Zyl	Zylinder

Abkürzungen

AG	Aktiengesellschaft
AGR	Abgasrückführung
A-MOP	Lage des maximalen Ventilhubes des Auslassventils
Amp	Amplitude
Anz.	Anzahl
AÖ	Auslassventil öffnet
APR	Arbeitsprozessrechnung
ASP	Arbeitsspiel
ATL	Abgasturboaufladung
atdc	after top dead center
AV	Auslassventil
Ave.	average
BD	Brenndauer
BD0010	0-10% Brenndauer
BD1090	10-90% Brenndauer
BDC	Bottom Dead Center
BR4000	Motortypbezeichnung MTU
bt dc	before top dead center
bzw.	beziehungsweise
CAD	Crank Angle Degree
Calc	Calculation
ccv	cycle-to-cycle variation
CFD	Computational Fluid Dynamics
CHEMKIN	Tool zur Darstellung der Reaktionskinetik (Sandia National Laboratories)
CO ₂	Kohlenstoffdioxid
COV	Coefficient of Variation
deg.	degree
DVA	Druckverlaufsanalyse
EGB	Energiebilanz
EGR	Exhaust Gas Recirculation
E-MOP	Lage des maximalen Ventilhubes des Einlassventils

EÖ	Einlassventil öffnet
EP	Entflammungsphase
ES	Einlassventil schließt
etc.	et cetera
EV	Einlassventil
Exp	Experiment(al)
EXP	Temperaturexponent
FES	Frühes Einlassventil Schließt
FID	Flammenionisationsdetektor
Fl.	Flamme
FMB	Fraction of Mass Burned
FVV	Forschungsvereinigung Verbrennungskraftmaschinen e.V.
FKFS	Forschungsinstitut für Kraftfahrwesen und Fahrzeugmotoren Stuttgart
GESIM	General Engine Simulation
Gl.	Gleichung
GOT	oberer Totpunkt des Ladungswechseltaktes
grad.	Grad
GT-Power	1-D-Strömungssimulations-Software der Firma <i>Gamma Technologies</i> [®]
HC	Kohlenwasserstoff
IMEP	Indicated Mean Effective Pressure
Kap.	Kapitel
Kfz	Kraftfahrzeug
KHK	Klopfhäufigkeit
KW	Kurbelwinkel
kWh	Kilowattstunde
LES	Large Eddy Simulation
LUSIE	Leeds University Spark Ignition Engine
LWA	Ladungswechselanalyse
M271	Motortypbezeichnung Daimler
m.a.W.	mit anderen Worten
MTU	Motoren- und Turbinen-Union
MW	Mittelwert
n.	nach
NDIR	nicht-dispersive Infrarot Absorption
NEFZ	Neuer Europäischer Fahrzyklus
NF	Normierungsfaktor

NO	Stickoxid
NO _x	Stickoxide
Nr.	Nummer
NTK	Negativer Temperaturkoeffizient
Num.Sp.Adv.	Numerical Spark Advance
NW	Nockenwelle
opt.	optimal
OT	oberer Totpunkt
PID	Proportional Integral Derivative
ppm	parts per million
RANS	Reynolds Averaged Navier-Stokes
S.D.	standard deviation
SF	Schwankungsfaktor
STABW	Standardabweichung
STDDEV	standard deviation
SWP	Schwerpunkt der Verbrennung
TDC	Top Dead Center
UBHC	Unburned HC
UT	unterer Totpunkt
UT-FEM	University of Texas Fractal Engine Model
Var.	Variation
vgl.	vergleiche
WOT	Wide Open Throttle
Z22YH	Motortypbezeichnung Opel
z.B.	Zum Beispiel
ZK	Zündkerze
ZOT	oberer Totpunkt des Arbeitstaktes
ZS	Zyklenschwankung
ZZP	Zündzeitpunkt

1

Einleitung

Die Endlichkeit der fossilen Brennstoffe und der damit verbundene Anstieg der Rohölpreise beeinflussen zunehmend das Kaufverhalten des Endverbrauchers. Konsequenterweise ergibt sich hieraus ein Kunden- bzw. Konkurrenzdruck, welcher einen Entwicklungstrend hin zu immer komplexeren Technologien forciert /FISC2, BABI1, KARL1, LÜCK1, HANC1/, wodurch bisherige, zum Teil untergeordnete Randforschungsgebiete an Bedeutung gewinnen. In diesem Zusammenhang spielt auch das Phänomen der Zyklenschwankungen eine wichtige Rolle, welches zwar schon seit Jahrzehnten im Fokus der Forschung steht /YOUN1, OZDO1, SHEN1, FISC1/, jedoch noch keineswegs vollständig umrissen wurde, wie u.a. aktuelle Bemühungen, vor allem im Hinblick auf die Vorhersage der Zyklenschwankungen, belegen /EDWA1, AGHD1, BOZZ1, ETHE1, KIM1/.

Trotz Wirkungsgradnachteil im Vergleich zum Dieselmotor ist der Ottomotor bisher aufgrund seiner konstruktiven Einfachheit, global betrachtet, zahlenmäßig dominierend /LESC1/. Des Weiteren ist die Daseinsberechtigung des Ottomotors schon allein durch den Raffinationsprozess, bei dem zu etwa gleichen Teilen Otto- und Dieselmotorkraftstoff entstehen, gegeben, weshalb sich auch eine einseitige Fokussierung der Verbrennungsmotorenentwicklung erübrigt. Bei modernen Ottomotorenkonzepten spielt die Verbrennungsstabilität eine immer bedeutendere Rolle – je stabiler die Verbrennung, desto weiter lassen sich die motorischen Betriebsgrenzen ausreizen bzw. desto näher können diese angefahren werden. Im Hinblick auf eine simulative Auslegung des Betriebsbereichs ist vor allem die Darstellung der so genannten Laufgrenze¹

¹ Entdrosselungs- oder Abmagerungsstrategien zur Reduzierung der Ladungswechselverluste bzw. der NO_x-Rohemissionen sind bis zu einem bestimmten Verdünnungsgrad förderlich. Bei Überschreitung der Laufgrenze führt das Aufkommen von unvollkommenen Verbrennungen, Verbrennungsaussetzern und Rückkoppelungseffekten zu einer überproportional starken Zyklenschwankung und dementsprechenden Komforteinbußen, erhöhten Rohemissionen und Kraftstoffverbräuchen.

2 Einleitung

von großem Interesse. Dies soll anhand von **Abbildung 1.1** veranschaulicht werden. Hierin ist zusätzlich zum simulierten Kraftstoffverbrauch in Abhängigkeit der Ventilüberschneidung die am Prüfstand ermittelte Laufgrenze aufgetragen. Schön zu erkennen ist, dass die Simulation noch deutliche Wirkungsgradvorteile in Bereichen höherer Ventilüberschneidung vorhersagt – diese jedoch bereits außerhalb besagter Laufgrenze liegen. Weitere Anwendungsgebiete, in denen die Simulation der Zyklenchwankungen respektive der Laufgrenze von Vorteil ist, sind beispielsweise Abmagerungsstrategien, Ladungsschichtverfahren oder auch die Auslegung von Motorradmotoren im Teillastbereich. Des Weiteren ist gerade vor dem aktuellen Hintergrund des Downsizings die Simulation der Klopfgrenze zur Auslegung der Volllastlinie obligatorisch. Da die klopfende Verbrennung ein reaktionskinetisch gesteuerter Prozess und demnach stark temperaturabhängig ist, liegt es nahe, durch Kenntnis der zyklisch schwankenden Einzelarbeitsspiele und deren Temperaturverläufe, die Klopfvorhersage entscheidend zu verbessern. Demnach geht die Kenntnis der Zyklenstreuung mit einem deutlichen Genauigkeitserfolg im verbrauchsrelevanten Grenzbereich einher und erhöht daher die Vorhersagefähigkeit und Belastbarkeit der Simulation. In dieser Arbeit wird deshalb ein phänomenologischer Modellansatz vorgestellt, mit dem es möglich ist, die ottomotorischen Zyklenchwankungen unter Verwendung eines quasidimensionalen Verbrennungsmodells /GRIL1/ im Rahmen einer realen Arbeitsprozessrechnung /GRIL2/ abzubilden. Neben der korrekten Wiedergabe des Zyklenchwankungsniveaus stehen hierbei vor allem ein geringer Rechenaufwand und eine einfache Handhabung im Vordergrund der Bemühungen. Für die Modellentwicklung werden insgesamt vier Versuchsträger herangezogen. Die Validierung erfolgt an drei weiteren Motoren. Anschließend soll ausgehend vom validierten Modell mit Hilfe aktueller Klopfmodellansätze /SCHM1, FRAN1/ eine neue, erweiterte Art der Klopfmodellierung untersucht werden, welche auf den simulierten, von Arbeitsspiel zu Arbeitsspiel veränderlichen Druck- und Temperaturverläufen aufbaut. Ziel ist in diesem Zusammenhang die Klärung der Frage, ob und inwieweit eine Berücksichtigung der Zyklenchwankungen die Klopfvorhersage beeinflusst.

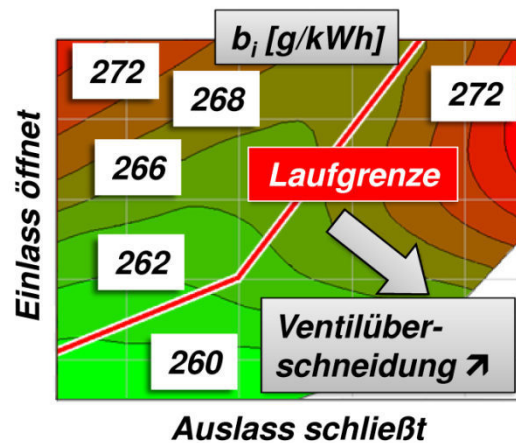


Abbildung 1.1: Spezifischer Kraftstoffverbrauch in Abhängigkeit der Ventilüberschneidung (Daimler M271, 80° Nockenwelle)

2

Aktueller Stand der Technik

2.1 Grundlagen der Zyklenschwankungen

Es existieren bereits zahlreiche Arbeiten, die sich allesamt mit den zyklischen Verbrennungsschwankungen, ihrem Ursprung, ihren Auswirkungen oder deren Reduktion befassen – ausführliche Zusammenfassungen der gesammelten Erkenntnisse sind unter anderem in /OZDO1, YOUN1, BART1, HEYW1/ zu finden. Die Vielzahl an Einflussfaktoren (Strömungsfeld, Turbulenz, Gemischaufbereitung etc.) und Randbedingungen (Restgasverdünnung, Magerbetrieb, alternative Kraftstoffe etc.) erschweren jedoch eine übersichtliche Darstellung der physikalischen Hintergründe. Daher soll im Folgenden der aktuelle Stand der Technik mit dem Ziel einer strukturierten und universellen Erfassung des Themas *Zyklenschwankungen* behandelt werden.

2.1.1 Definition der Zyklenschwankungen

Bevor die Hintergründe der Zyklenschwankungen näher beleuchtet werden können, soll zunächst definiert werden, was überhaupt zu untersuchen bzw. was genau unter dem Begriff *Zyklenschwankungen* zu verstehen ist. Da verschiedenste Parameter existieren, mit Hilfe derer die Schwankungen von Arbeitsspiel zu Arbeitsspiel abgebildet werden können, unterteilte /OZDO1/ basierend auf /BART1, MATE1, HEYW1/ diese in druck- (Spitzendruck, Lage Spitzendruck, indizierter Mitteldruck), verbrennungs- (maximale Brennrates, Brenndauer, scheinbarer Zündverzöger), flammenfront- (Flammenradius, Flammenfronoberfläche etc. jeweils zu einem gegebenem Grad Kurbelwinkel) und restgasbezogene (Konzentration verschiedener Gaskomponenten im Restgas) Parameter. Verhalten und Höhe der Zyklenschwankungen hängen dabei vom betrachteten Parameter ab und können unter Umständen auch unterschiedliche Ausprägungen aufweisen /MATE1, KURO1, SHIG1/. Zwar wird in vielen Literaturquellen aufgrund der einfachen Handhabung der Spitzendruck oder im Rahmen von optischen Untersuchungen der Flammenkernradius als Indikator der Zyklenschwankungen verwendet, jedoch scheinen vom pragmatischen, anwendungsorientierten Standpunkt aus der indizierte Mitteldruck bzw. dessen Schwankungen am besten zur Quantifizierung der Zyklenschwankungen geeignet.

Die in der Statistik übliche Vorgehensweise zur Betrachtung einer symmetrischen Schwankung um ihren Mittelwert ist die Bestimmung einer so genannten Standardabweichung (siehe **Gleichung 2.1**). Diese ist ein aussagekräftiges Maß für die durchschnittliche Abweichung der Werte einer Versuchsreihe vom entsprechenden Mittelwert. Vom mathematischen Standpunkt aus ist bei asymmetrischer Verteilung (wie sie z.B. in den indizierten Mitteldrücken stark schwankender Betriebspunkte mitsamt Verbrennungsaussetzern zu beobachten wäre) die Standardabweichung um ein zusätzliches Statistikmaß zu erweitern – die so genannte Schiefe der Verteilung. Die Erfassung einer solchen würde zwar die Modellkomplexität steigern; im Vergleich zur alleinigen Betrachtung der Standardabweichung hielt sich jedoch der Mehrwert bezüglich der Aussagekraft über die Schwankung eines Betriebspunkts in Grenzen.

$$\sigma = \sqrt{\frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n (x(i) - \mu)^2} \quad \text{mit } \mu = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n x(i) \quad (2.1)$$

Daher soll im Folgenden die Standardabweichung des indizierten Mitteldrucks (STABW p_{mi} oder $\sigma_{p_{mi}}$) zur Bewertung der Zyklenschwankungen herangezogen werden. Die Standardabweichung berechnet sich dabei gemäß **Gleichung 2.1**, wobei x dem jeweiligen Wert (hier: p_{mi}) und n der Anzahl aller betrachteten Werte entspricht. Es kann mitunter sinnvoll sein, eine Normierung dieser Standardabweichung vorzunehmen, da beispielsweise die subjektive Wahrnehmung der motorischen Zyklenschwankungen – gerade im Hinblick auf einen runden Motorlauf – in hohem Maß vom betrachteten Lastbereich abhängt. Hierzu eignet sich der so genannte *Coefficient of Variation* (COV). Dieser berechnet sich aus der Normierung der Standardabweichung σ auf den Mittelwert der Schwankung μ (siehe **Gleichung 2.2**).

$$COV = \frac{\sigma}{\mu} \cdot 100 [\%] \quad (2.2)$$

Üblicherweise wird aus Gründen der Vergleichbarkeit der COV zur Beschreibung der Zyklenschwankungen herangezogen. In Ausnahmefällen kann bei konstanter Last die Verwendung der Standardabweichung jedoch sinnvoll sein (siehe auch Kap.5.6).

2.1.2 Ursachen und Einflussgrößen

Die Ursachen der Zyklenschwankungen wurden in vielen Arbeiten behandelt und scheinen hinlänglich bekannt (/OZDO1, MATE1, YOUN1, HEYW1/, allerdings in ihrer Darstellung und Aufgliederung zum Teil sehr komplex, weshalb anhand von **Abbildung 2.1** der Versuch einer übersichtlichen Strukturierung der Ursachen und Einflüsse unternommen werden soll.

Die Ursachen der Zyklenschwankungen beginnen mit dem Ladungswechsel. Dieser bestimmt die Strömungsverhältnisse im Zylinder (Strömungsfeld, Tumble, Drall, Turbulenzintensität) und liefert außerdem – abhängig von der Art der Gemischbildung – die jeweiligen Randbedingungen (z.B. Luftmasse bei innerer Gemischbildung) für den anschließenden Verbrennungszyklus. Insbesondere ist in diesem Zusammenhang der Effekt der Rückkoppelung aus dem vorhergehenden Arbeitsspiel zu nennen (siehe z.B. /EDWA1, SHIG1, MART1/ bzw. Kap.5.3), welcher in Bereichen hoher Ladungsverdünnung mit dem Auftreten von unvollkommenen Verbrennungen zu einer Anhebung des Zyklenschwankungsniveaus führt.

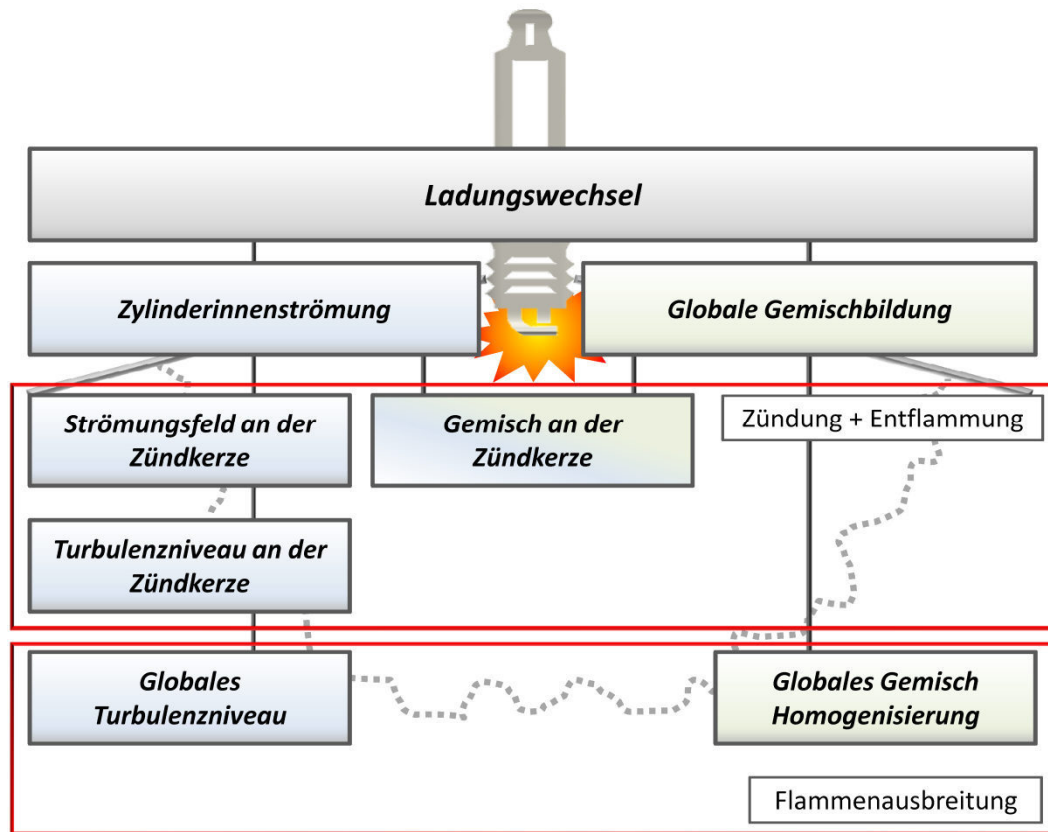


Abbildung 2.1: Ursachen der Zyklenschwankungen

Ausgehend von einer stochastischen Schwankung der globalen Zylinderinnenströmung variieren unter anderem das Strömungsfeld bzw. die mittlere Strömungsgeschwindigkeit und dementsprechend auch die Turbulenzintensität an der Zündkerze. Dadurch ergeben sich zyklische Schwankungen über den kompletten Zünd- und Entflammungsprozess: Zunächst werden hierdurch bei Zündbeginn respektive in der Bogenphase der Zündung Auslenkung und Dauer des Funkens beeinflusst /DESO1, LECO1, HERD1/. Solange der sich anschließend entwickelnde, initiale Flammenkern noch kleiner ist als der Großteil der Turbulenzballen, halten sich die Faltungs- oder Aufrauungseffekte der Flammenoberfläche in Grenzen, so dass hier das Flammenkernwachstum hauptsächlich durch die laminare Flammengeschwindigkeit bestimmt wird /TAGA1, BIAN1, HIRE1/. Diese hängt stark von der lokalen Gemischzusammensetzung und der Homogenisierung ab /LAUE1/, welche wiederum ein kombiniertes Resultat von Gemischbildung und Zylinderinnenströmung sind. Deren Zyklenschwankungen ziehen demnach eine lokale Schwankung der laminaren Flammengeschwindigkeit an der Zündkerze und eine entsprechende Schwankung der Entflammungsphase nach sich. Mit zunehmender Flammenkerngröße existieren immer mehr Turbulenzwirbel, die in Relation zum Flammenkern kleiner sind, so dass das Flammenkernwachstum infolge des *Flamelet*-Effekts beschleunigt wird /PETE1/. Hierbei zu beachten ist, dass zu hohe Turbulenzgeschwindigkeiten allerdings auch zu lokalen Flammenlöschungen führen können /MENE1, KO1/. Außerdem kann der Flammenkern, solange dieser noch nicht die Ausmaße der größten Turbulenzwirbel erreicht hat, sowohl vom Strömungsfeld als auch von besagten Turbulenzwirbeln ausgelenkt werden /WITZ1, KERS1, ABDE1/. Im Zuge einer solchen Auslenkung spielt deren Richtung eine wichtige Rolle, da an Zündelektrode und Brennraumwand erhöhte Wandwär-

meverluste die Wahrscheinlichkeit von Quenching erhöhen /PISC3/. Somit gewinnt im weiteren Verlauf der Entflammungsphase die Schwankung der Turbulenz an Bedeutung. Zwar wirkt sich diese auch auf die Hauptphase der Verbrennung aus, da jedoch die Flammenoberfläche immer weiter wächst, mitteln sich, statistisch gesehen, lokale Turbulenzschwankungen zum Teil wieder heraus, wodurch deren Einfluss eher wieder abnehmen dürfte /SHEN1/. Abgesehen davon kann allerdings auch eine fluktuierende, globale Gemischzusammensetzung – explizit Schwankungen des Luftverhältnisses oder der Restgaszusammensetzung – die Schwankungen der Hauptverbrennungsphase beeinträchtigen /GRÜN1/. Letztere können zudem durch eine schwankende Gemischhomogenisierung beeinflusst werden, sofern entsprechende Randbedingungen (z.B. eine hohe Ladungsverdünnung oder eine ausgeprägte Entflammungsphase) vorliegen /SZTE1, PUND1/.

Einflussfaktoren

Bei gegebenem Kraftstofftyp² sollen die Einflussfaktoren nachfolgend in Anlehnung an **Abbildung 2.1** näher erläutert werden. Zunächst beeinflusst die Zylinderinnenströmung über den *mittleren* Geschwindigkeitsvektor an der Zündkerze die Auslenkung des Flammenkerns. Während Strömungsgeschwindigkeiten von 3-5 m/s /PISC3/ aufgrund von geringen Quenchingverlusten verbrennungsstabilisierend wirken, steigt bei höheren Geschwindigkeiten die Wahrscheinlichkeit von Funkenabriss und Wiederzündungen und damit die Sensibilität bezüglich zyklischer Strömungsschwankungen /HERD1/. In diesem Zusammenhang spielen auch die Anordnung (relativ zur Strömungsrichtung) und Geometrie (z.B. Elektrodendicke, Breite des Zündspalts) der Zündkerzenelektrode sowie die Zündcharakteristik (z.B. die übertragbare Energie während der Durchbruchphase) eine wichtige Rolle, da eingebrachte Energie und Wandwärmeverluste an der Elektrode das Flammenkernwachstum beeinträchtigen /PISC4/. Im Hinblick auf die Schwankungen der Gemischzusammensetzung und Gemischhomogenisierung an der Zündkerze ist der globale Verdünnungs- und Homogenisierungsgrad von großer Bedeutung /PUND1, HO1, WEAV1, MATS1, SZTE1/. Beispielsweise bestätigt /HO1/ eine mit zunehmender Abmagerung stärkere Schwankung des Flammenkernwachstums, während /MATS1/ eine mit dem Restgasgehalt ansteigende Fluktuation der lokalen HC und CO₂ Konzentrationen am Zündspalt feststellt. Darüber hinaus deutet /PUND1/ auf einen Anstieg der Zyklenschwankungen mit zunehmender Gemischinhomogenität – vor allem in Bereichen höherer Ladungsverdünnung – hin. Auch der umgekehrte Fall einer stärkeren Ladungsverdünnung bei gleichbleibendem Homogenisierungsgrad führt nach /PUND1/ zu einem steigenden Zyklenschwankungsniveau. Unter stöchiometrischen Bedingungen und optimaler Schwerpunktlage allerdings dürfte der Einfluss der Homogenisierung jedoch eher vernachlässigbar sein /SZTE1/. Es kann somit festgehalten werden, dass je höher der Grad der

² Vom verwendeten Kraftstoff hängt das Maximum und das Verhalten der laminaren Flammgeschwindigkeit über der Gemischzusammensetzung (Luftverhältnis) ab /YOUN1, METG1/, wodurch wiederum das Schwankungsniveau beeinträchtigt werden kann /STON1/.

Verdünnung ist, desto sensibler reagiert die Verbrennung auf eine Schwankung von Strömungsfeld und Gemischbildung – ein inhomogenes Gemisch kann vor diesem Hintergrund noch zusätzlich verstärkend wirken. Einen weiteren Einflussfaktor auf die Verbrennungsstabilität stellt das mittlere, globale Turbulenzniveau dar. Dieses kann für eine Beschleunigung der Verbrennung sowohl in der Entflammungs- als auch in der Hauptverbrennungsphase der Verbrennung sorgen und somit die Robustheit Letzterer deutlich steigern. Im Zuge dessen spielt beispielsweise auch die Generierung von Drall- und/oder Tumbleströmungen und die damit zusammenhängende Turbulenzerhöhung eine wichtige Rolle /LAUE2/.

Zusammenfassend könnte hieraus auch geschlussfolgert werden, dass jeder Umstand, der ein verlangsamtes Flammenkernwachstum oder – ganz allgemein – eine Reduzierung der Brenngeschwindigkeit zur Folge hat, eine stärkere Anfälligkeit der Verbrennung bezüglich der stochastischen Schwankungen von Zylinderinnenströmung und Gemischbildung aufweist /MATE1/. Im Umkehrschluss bedeutet dies, dass eine Verbrennungsbeschleunigung mit einer Reduktion der Zyklenschwankungen einhergeht. Eine anschauliche Erklärung hierfür könnte /AYAL1/ liefern. Demnach folgt auf eine langsame Entflammungsphase auch eine überproportional langsame, weitere Flammenausbreitung. Dies soll anhand von **Abbildung 2.2** kurz erläutert werden.

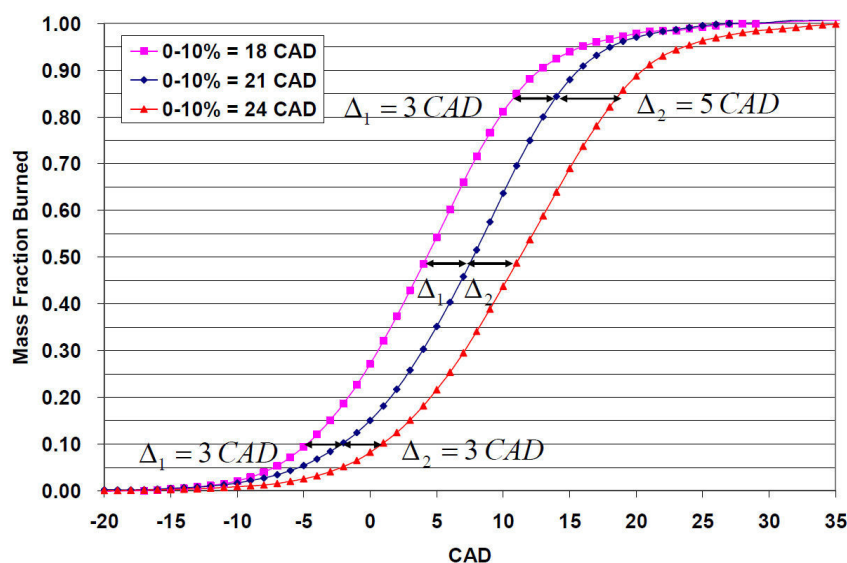


Abbildung 2.2: Verlauf des Brenndauerunterschiede über drei unterschiedliche Durchbrennfunktionen (optimal, beschleunigt, verlangsamt), 1500 U/min, 3.5 bar p_{mi} , $\lambda = 1.0$, $\varepsilon = 9.8$ /AYAL1/

Ausgehend von einem durchschnittlichen Summenbrennverlauf (blau) sind ein verzögerter (rot) und ein beschleunigter (magenta) Summenbrennverlauf dargestellt. In erster Linie führen die Unterschiede in der charakteristischen Brennzeit zu den Differenzen in der 0-10% Brenndauern. Während zum Zeitpunkt des 10% Massenumsatzes die betragsmäßigen Differenzen noch gleich sind, zeigt sich im weiteren Verbrennungsfortschritt für den langsamen Verlauf (rot) eine überproportional starke Verzögerung der Verbrennung. Hintergrund ist, dass für jede der drei Kurven nach der Entflammungsphase (z.B. zum 10% Massenumsatzpunkt) unterschiedliche Bedingungen (Temperatur, Druck, Kurbelwinkel) vorliegen, die den weiteren Verlauf der Verbrennung (z.B. Flammenoberfläche oder -geometrie, Turbulenz) überproportional stark beeinflussen. Umso langsamer folglich die mittlere Verbrennung abläuft, desto

stärker dürften sich Schwankungen in der Entflammungsphase auf den weiteren Brennverlauf und somit auf das Maß der Zyklenschwankungen auswirken.

Diese Feststellung wird zusätzlich durch **Abbildung 2.3** unterstützt. Hierin sind 30 Summenbrennverläufe zweier Betriebspunkte aufgeführt, welche sich im Grad der Verdünnung unterscheiden. Mit langsamerer Entflammung (mittlere 0-10% Brenndauer) bleiben deren Schwankungen (COV 0-10% Brenndauer) prozentual gesehen nahezu konstant (7.8% bzw. 8.2%), während die Schwankungen der Hauptverbrennungsphase (COV 0-90% Brenndauer) wahrnehmbar ansteigen (von 11.7% auf 14.7%). Wie der Abbildung zu entnehmen ist, resultiert daraus eine deutliche Zunahme der letztendlich umgesetzten Brennstoffenergie, was wiederum zu einem Anstieg der p_{mi} Schwankungen führt. An diesem Beispiel wird somit verdeutlicht wie über eine verlangsamte Entflammung dieselbe prozentuale Schwankung einen ungleich stärkeren Einfluss auf die weiteren Verbrennungsschwankungen haben kann.

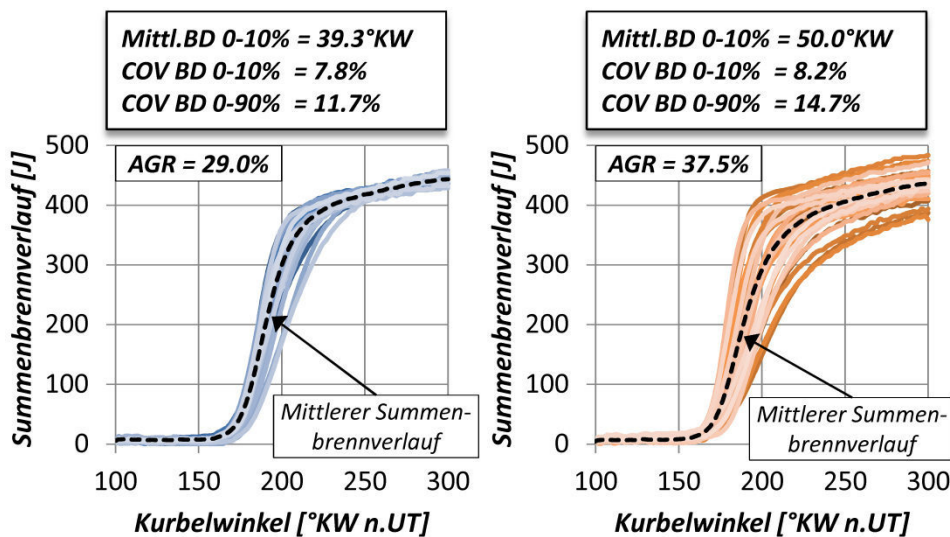


Abbildung 2.3: Vergleich der zyklus aufgelösten Summenbrennverläufe zweier Betriebspunkte unterschiedlichen Verdünnungsgrads, Daimler M271 (1600 U/min, 3 bar p_{mi})

Gewichtung

Abhängig vom Motorbetrieb bzw. den besagten Einflussfaktoren wirken sich die oben genannten Ursachen unterschiedlich stark auf das Schwankungsniveau der indizierten Mitteldrücke (COV p_{mi}) aus. Daher ist keine pauschale, sondern nur eine relative Aussage über die Gewichtung der Ursachen möglich. Dies soll anhand von **Abbildung 2.4** näher ausgeführt werden. Üblicherweise werden beim Ottomotor im niedrigen Teillastbereich Entdrosselungsstrategien verfolgt, deren Umsetzung mit einer Ladungsverdünnung (z.B. Restgasrückführung oder Schichtbetrieb /LÜCK1/) verbunden ist. Hieraus ergibt sich eine längere Brenndauer, sowohl in der Entflammungs- als auch in der Hauptphase der Verbrennung. Vor diesem Hintergrund sind vor allem der Grad der Ladungsverdünnung und Gemischhomogenisierung bzw. die Schwankungen, die auf diese Größen Einfluss nehmen (z.B. Gemisch- und Strömungsschwankungen im Bereich der Zündkerze), ausschlaggebend für die Höhe der COV p_{mi} . Da in diesem Bereich eine wirkungsgradoptimale Schwerpunktlage applizierbar ist, ist der Einfluss der Verbrennungslage noch vernachlässigbar. Mit steigender Last sinkt der Bedarf nach zusätzlichen Entdrosselungsmaßnahmen, wodurch sich die Notwendigkeit einer

Ladungsverdünnung erübrigt. Stattdessen bedingt das Aufkommen klopfender Arbeitsspiele bei Volllast oder zum Teil auch schon in Bereichen erhöhter Teillast (sizing) eine Spätverstellung des Zündzeitpunkts. Aufgrund der vergleichsweise kurzen Brenndauer sind es hier vor allem die Schwankungen der Entflammungsphase und deren erhöhter Einfluss bei späterer Schwerpunktlage, welche das Maß der Zyklenschwankungen bestimmen (Hintergründe werden in Kap.4.4.5 erläutert). Diesen Effekten wird zusätzlich der Einfluss der Turbulenzintensität überlagert, da sich diese – wie bereits oben erwähnt – sowohl auf Zünd- und Entflammungsphase als auch auf die anschließende Flammenausbreitung auswirkt. Die Gewichtung der Ursachen der Zyklenschwankungen muss demzufolge immer unter Berücksichtigung des Turbulenzniveaus erfolgen, da beispielsweise der Effekt einer verzögerten Verbrennung infolge zunehmender Restgasgehalte auf die Zyklenschwankung durch eine Turbulenzerhöhung ausgeglichen werden könnte. Im Falle stationär betriebener Großgasmotoren wird zur Reduzierung der NO_x Emissionen und zum Teil auch zur Wirkungsgradsteigerung an der Volllast das Gemisch gezielt abgemagert /PRAG1/. Begrenzt wird diese Verdünnungsstrategie durch die Zyklenschwankungen bzw. durch Flammenlöschungen bei Erreichen der Magerlaufgrenze. In diesem Fall kann als hauptsächliche Ursache für die Zyklenschwankungen eine Kombination der oben beschriebenen Effekte in Frage kommen.

Losgelöst von einer kennfeldbasierten Betrachtung der Zyklenschwankungen herrscht in der Fachwelt Einigkeit darüber, dass der Verlauf der Verbrennung in hohem Maße von der Zündung bzw. der frühen Entflammungsphase abhängt. Aus diesem Grund werden die zyklischen Verbrennungsschwankungen auch größtenteils durch die Schwankungen dieser initialen Verbrennungsphase bestimmt /AYAL1/. Ergänzend dazu soll noch erwähnt werden, dass Fluktuationen der globalen Gemischzusammensetzung eine eher untergeordnete Rolle spielen /GORE1/, es sei denn, das Auftreten von unvollkommener Verbrennung infolge einer starken Ladungsverdünnung in Kombination mit breiten Ventilüberschneidungen ermöglichen eine Rückkoppelung der aufeinander folgenden Arbeitsspiele /MART1, EDWA1, SHIG1/.

2.1.3 Auswirkungen der Zyklenschwankungen

Im Allgemeinen können sich erhöhte zyklische Verbrennungsschwankungen in einem unruhigen Motorlauf oder auch in einem auffälligen Geräuschverhalten widerspiegeln und sollten deshalb schon im Hinblick auf die Komfortansprüche des Endverbrauchers so gering wie möglich gehalten werden. Daneben sind es schlichtweg auch wirtschaftliche Gründe, die eine Reduzierung der Zyklenschwankungen sinnvoll machen.

Zunächst wäre da der Motorleerlauf zu nennen. Aus Verbrauchsgründen ist eine möglichst niedrige Leerlaufdrehzahl anzustreben, welche wiederum durch das mit abnehmender Drehzahl ansteigende Zyklenschwankungsniveau nach unten begrenzt wird. Darüber hinaus sind es

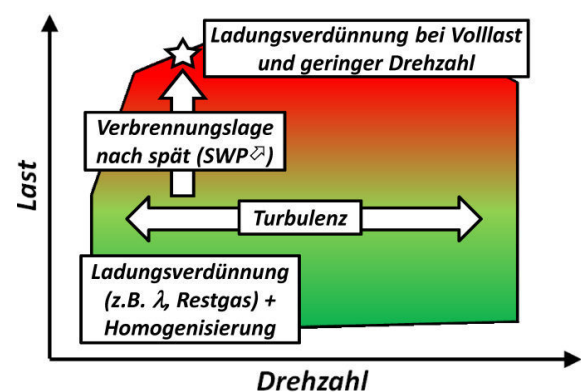


Abbildung 2.4: Kennfeldabhängige Gewichtung der Einflüsse auf die Zyklenschwankungen

aber vor allem zwei Grenzen, die einen wirkungsgradoptimaleren Motorbetrieb verhindern; Zum einen bei hohen Ladungsverdünnungsgraden die Lauf- oder auch Magerlaufgrenze und zum anderen im Volllastbereich die so genannte Klopfgrenze (siehe **Abbildung 2.5**). In beiden Fällen führt ein hohes Zyklenschwankungsniveau zu einem größeren Sicherheitsabstand von besagten Grenzen, wodurch sich wahrnehmbare Wirkungsgradeinbußen ergeben können. Im Extremfall können starke Fluktuationen der Verbrennung auch Verbrennungsaussetzer und dementsprechende HC Emissionen nach sich ziehen. Vor diesem Hintergrund wird klar, dass eine instabile Verbrennung auch immer Potential für Wirkungsgradsteigerungen und Emissionsminderungen bietet, welches durch Maßnahmen zur Reduzierung der Zyklenschwankungen ausgeschöpft werden könnte. Da das stochastische Verhalten der Zylinderinnenströmung und der Gemischbildung nicht zu beeinflussen ist, liegt der Fokus dieser Maßnahmen auf einer Optimierung der in Kap.2.2.2 erwähnten *Einflussfaktoren* auf die Zyklenschwankungen (Gemischhomogenisierung, Turbulenzniveau, Zündung etc.). Beispielsweise könnte über eine Anhebung des Turbulenzniveaus durch die Generierung einer Tumbleströmung eine Stabilisierung der Verbrennung in Bereichen erhöhter Ladungsverdünnung bewirkt werden /LAUE2/. Eine weitere Möglichkeit zur Reduktion der Zyklenschwankungen gerade in Hinblick auf die Zündung und die frühe Entflammungsphase besteht im Einsatz leistungsfähiger Zündkonzepte wie der Corona- oder der Laserzündung (siehe z.B. /GROS1/).

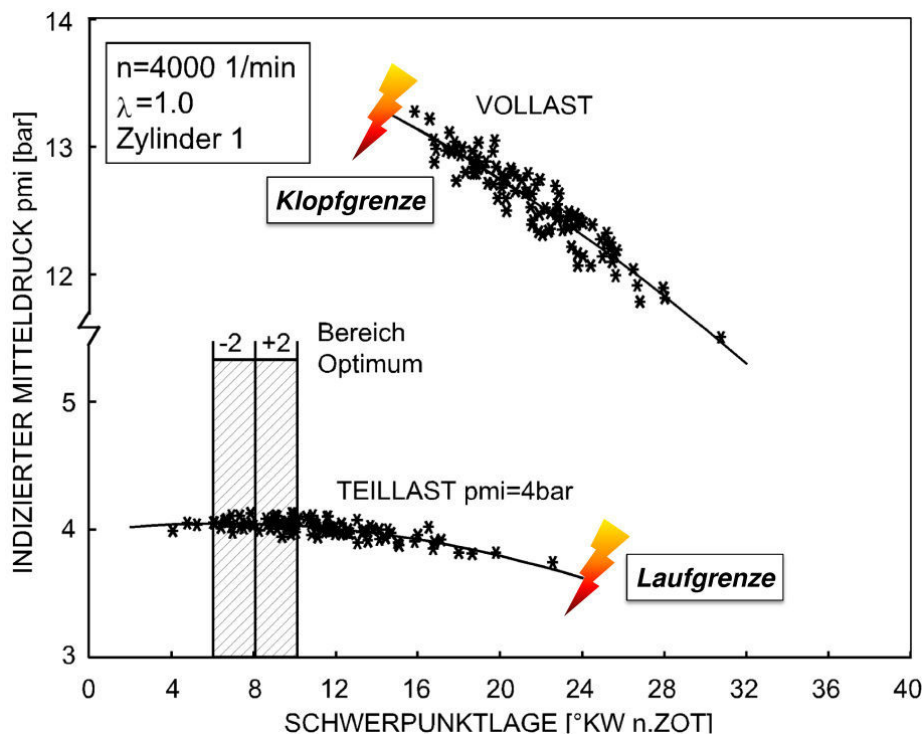


Abbildung 2.5: Schematische Darstellung der Bereiche von Lauf- und Klopfgrenze /BARG1/

2.1.4 Bisherige Arbeiten zur Modellierung der Zyklenschwankungen

Es existieren bereits diverse Arbeiten, die sich mit der Modellierung der zyklischen Schwankungen im Verbrennungsmotor auseinandersetzen. Basierten die anfänglichen Untersuchungen noch vorwiegend auf den Werkzeugen der quasidimensionalen Verbrennungsmodellierung /MATT1, BREH1, STON2, HOLM1, SHEN1, CHANK1, SHIG1/, der Statistik

/MART1/ oder der Regressionsmethoden /DAI1/, so kamen in den letzten Jahren 3D-CFD-/LAUE2/, LES- /ADOM1, VERM1, PERA1/ oder sogar reaktionskinetische Ansätze /ETHE1/ hinzu. Aufgrund des hohen Rechenaufwands ist vorderstes Ziel dieser Untersuchungen die Erklärung physikalischer Phänomene (z.B. des Einflusses der Ladungsbewegung auf das Schwankungsniveau) und weniger die Erstellung eines anwenderorientierten Tools zur Vorhersage der Zyklenschwankungen über dem kompletten Motorbetriebskennfeld. Daher sollen im Folgenden aufgrund der Zielsetzung dieser Arbeit in erster Linie die Ergebnisse und Erkenntnisse der quasidimensionalen Modellierungsansätze präsentiert werden.

Bereits Ende der 80er Jahre untersuchte beispielsweise /MART1/ die zyklischen Schwankungen eines mager betriebenen Ottomotors und berücksichtigte dabei schon den Einfluss der Rückkoppelung durch vorausgegangene Arbeitsspiele. Auffällig war bei hohem Verdünnungsgrad ein charakteristischer Zusammenhang der indizierten Mitteldrücke von aktuellem und vorhergehendem Arbeitszyklus. Basierend auf einem deterministischen Modell zur Beschreibung des Schwankungsverhaltens der p_{mi} wurden erste Versuche unternommen, die Zyklenschwankungen zum Zwecke eines besseren, grundlegenden Verständnisses nachzubilden. Die Autoren kamen zu dem Ergebnis, dass die Schwankungen des p_{mi} bei stöchiometrischen Bedingungen noch nicht durch Rückkoppelungen aus vorhergehenden Zyklen beeinflusst werden, sondern eine solche Beeinflussung erst mit zunehmender Abmagerung eintritt.

/HILL1/ befasste sich – wie auch viele andere nach ihm – explizit mit der initialen Entflammungsphase, da dieser eine hohe Bedeutung im Hinblick auf den weiteren Verbrennungsverlauf zukommt. Seine Untersuchungen ergaben, dass die Schwankungen der frühen Entflammung durch den Zusammenhang $\lambda/4s_L$ abgeschätzt werden können. Ähnliche Korrelationen sind auch in /TINA1, AYAL1/ zu finden. Anschaulich würde $\lambda/4s_L$ einem Viertel der in Kap.3.2 beschriebenen charakteristischen Brennzeit τ_L (**Gleichung 3.5**) entsprechen, die notwendig ist, um einen Turbulenzballen der Taylorlänge mit laminarer Brenngeschwindigkeit umzusetzen. Zur Validierung wurden gemessene Verbrennungsschwankungen über dem Verbrennungsfortschritt aufgetragen und bis zum 0% Umsatz extrapoliert. Die Schnittpunkte mit der y-Achse korrelierten gut mit oben genanntem Zusammenhang. Somit war mit der Korrelation nach /HILL1/ eine erste Vorhersage der Schwankungen der initialen Entflammungsphase möglich.

/MATT1/ verwendete zur Untersuchung der Zyklenschwankungen ein quasidimensionales Verbrennungsmodell (UT-FEM³). Mit Hilfe dieses Modells und einer normalverteilten Variation des Luftverhältnisses und der Turbulenzintensität sollten die gemessenen Zyklenschwankungen von Spitzendruck, Lage des Spitzendrucks, 0-10% und 10-90% Brenndauer approximiert werden. Unter Berücksichtigung des damaligen Stands der Technik sind am Beispiel der Spitzendruckschwankungen zumindest für die Luftverhältnisvariation erste Erfolge erkennbar (siehe **Abbildung 2.6**).

³ University of Texas Fractal Engine Model

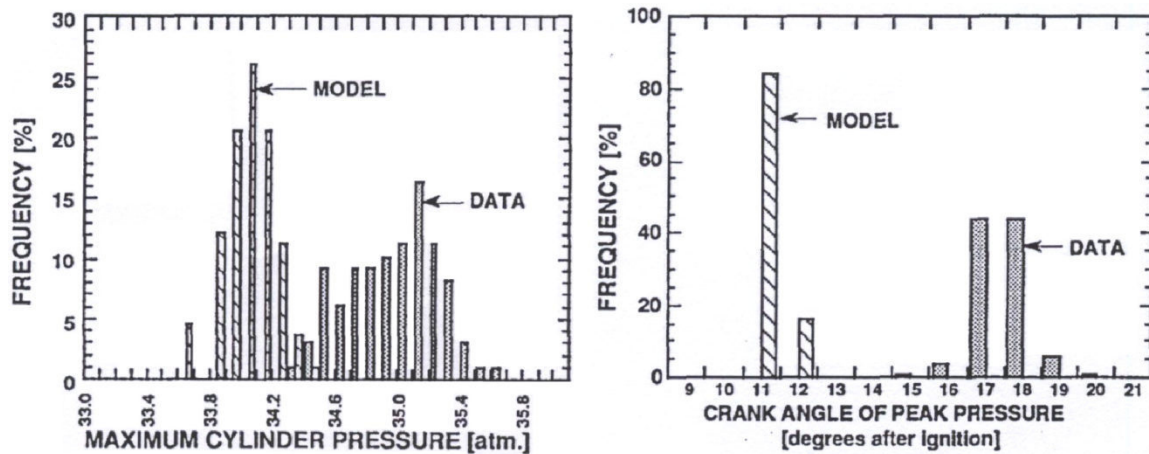


Abbildung 2.6: Ergebnisse der Luftverhältnisvariation /MATT1/

In /BREH1/ wird ein Ansatz zur Simulation der Zykelschwankungen mit Hilfe der Monte-Carlo-Methode untersucht. Auch hier kam ein quasidimensionales, phänomenologisches Verbrennungsmodell zum Einsatz (GESIM⁴), welches stark an /KECK1, TABA2/ angelehnt ist. Die Abstimmung erfolgte anhand von vier Modellparametern (für die Wärmeübergangsuntermodelle, die Turbulenzintensität und den Brennverzug) auf einen Referenzbetriebspunkt bei 2.62 bar effektivem Mitteldruck, 1500 U/min, 0% Restgasgehalt und stöchiometrischem Betrieb. Im Rahmen der Zykelschwankungssimulation wurden insgesamt zwei Betriebspunkte (A: 4.12 bar p_{mi} , 1500 U/min, 15% AGR; B: 1.77 bar p_{mi} , 750 U/min, 31% AGR) bezüglich ihrer Häufigkeitsverteilungen von Brenndauer (0-10%, 0-90%, 10-90%), Spitzendruck und Mitteldruck untersucht. Zu Beginn einer jeden Simulation musste in Ermangelung aller Randbedingungen des Hochdruckteils zunächst eine gewisse Anzahl von aufeinanderfolgenden Arbeitsspielen berechnet werden, um einen eingeschwungenen Zustand zu erreichen. Auf diese Weise eine Zykelschwankungssimulation umzusetzen, wäre sehr umständlich gewesen, so dass die Modellparameter zunächst auf das mittlere Arbeitsspiel abgestimmt und nach Beendigung der Einschwingphase in jeder Zykelschwankungsrechnung 500 Arbeitszyklen simuliert wurden. Zur Umsetzung dieser Zykelschwankungsrechnung wurde jeweils ein verbrennungsrelevanter Parameter (r_c ⁵, Flammenkernauslenkung oder α ⁶) sukzessiv in zufälliger Weise variiert, wobei die Auftretenswahrscheinlichkeit dieses Parameters normalverteilt war. Abschließend erfolgte eine Zykelschwankungsrechnung mit Hilfe einer kombinierten Variation aller drei Variationsparameter, die eine gute Approximation der Messdaten

⁴ General Engine Simulation

⁵ Kritischer Flammenradius, über den der Brennverzug abgestimmt werden kann – vergleichbar mit der Anpassung nach /PISC2/, die einen degressiven Verlauf des Entrainmentmassenstroms in der frühen Entflammungsphase erlaubt.

⁶ Multiplikativer Faktor auf der Turbulenzgeschwindigkeit

lieferte. In **Abbildung 2.7** ist hierzu ein exemplarischer Vergleich der Brenndauerschwankungen von Messung und Simulation dargestellt.

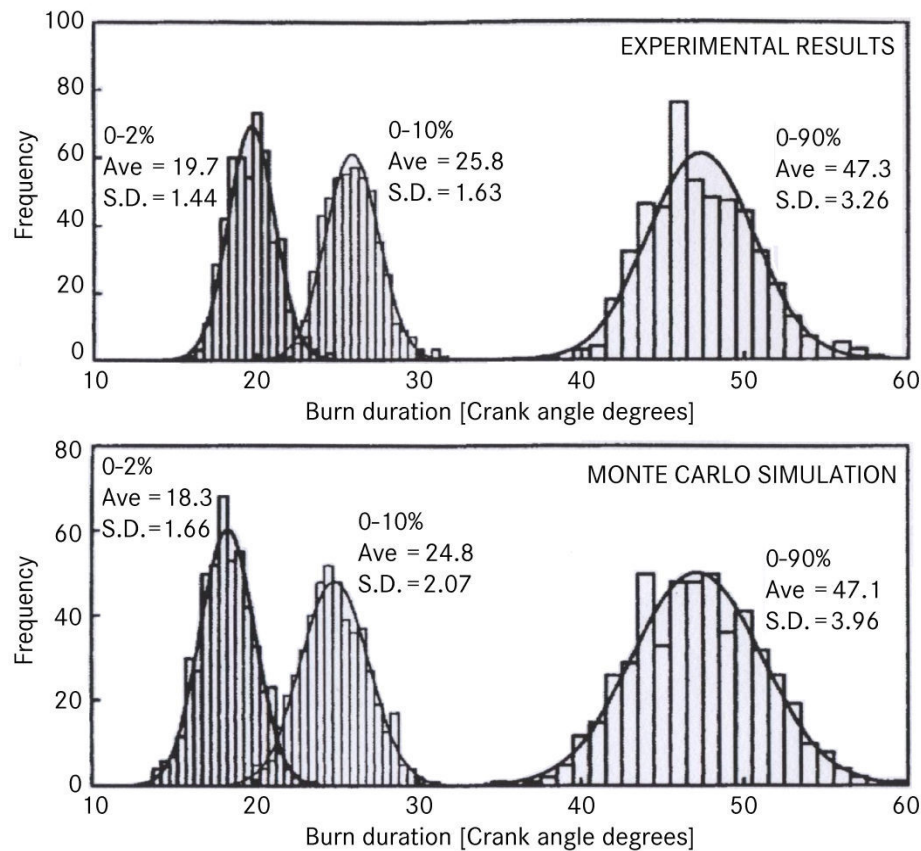


Abbildung 2.7: Vergleich der Brenndauerschwankungen von Messung und Simulation /BREH1/

Zwar ermöglichte das Modell bereits in einem gewissen Rahmen die Wiedergabe der Zyklenschwankungen, jedoch räumten die Autoren ein, dass für ein vorhersagefähiges Modell noch weitere Hürden zu bewältigen wären, wie z.B. die Möglichkeit zur einfachen und einheitlichen Bestimmung der Variationsbereiche auf Basis der Motorbetriebsrandbedingungen. Da der frühen Entflammungsphase ein hoher Einfluss auf den weiteren Verbrennungsverlauf zugeschrieben wird, scheint die Darstellung der Fluktuationen innerhalb dieser Phase im Hinblick auf die Wiedergabe der Zyklenschwankungen vielversprechend. Daher untersuchten /STON2, HOLM1/ die Schwankungen der Entflammungsphase mit Hilfe einer zyklisch fluktuierenden Auslenkung des Flammenkerns. Beispielsweise wurde in /STON2/ im Rahmen eines quasidimensionalen Verbrennungsmodells der Zündort über acht Positionen variiert. Der untersuchte Messdatenbereich beinhaltet Kraftstoff-, Zündwinkel-, Last- und Luftverhältnisvariationen, wobei das Zyklenschwankungsniveau unter anderem anhand der Schwankungen von Mitteldruck, Spitzendruck oder Brenndauer quantifiziert wurde. Grundsätzlich ließen sich Trends abbilden und in vielen Fällen auch schöne quantitative Übereinstimmungen mit den Messdaten erzielen (siehe **Abbildung 2.8**), wobei in Bereichen geringer laminarer Flammengeschwindigkeiten (Teillast und Magerbetrieb) das Modell die Zyklenschwankungen noch zu gering abbildet. Hintergrund könnten hierbei die größeren Flammenkernauslenkungen infolge eines langsameren Flammenkernwachstums sein, welche durch die konstant gehaltene Zündortvariation nicht wiedergegeben werden. Insgesamt konstatieren die Autoren

der Schwankung der Flammenkernposition einen Einfluss auf die zyklischen Verbrennungsschwankungen. /HOLM2/ kam zu dem Ergebnis, dass die mittels einer variierenden Flammenkernauslenkung simulierten Zyklenschwankungen (z.B. in Brenndauer, p_{mi} oder p_{max}) allein zur Approximation der Messdaten zwar nicht ausreichen, zumindest aber in derselben Größenordnung liegen. Weitere Effekte wie der Turbulenzeinfluss in der Entflammungsphase, Schwankungen des globalen Turbulenzniveaus oder der Gemischbildung könnten die Zyklenschwankung ebenfalls beeinflussen.

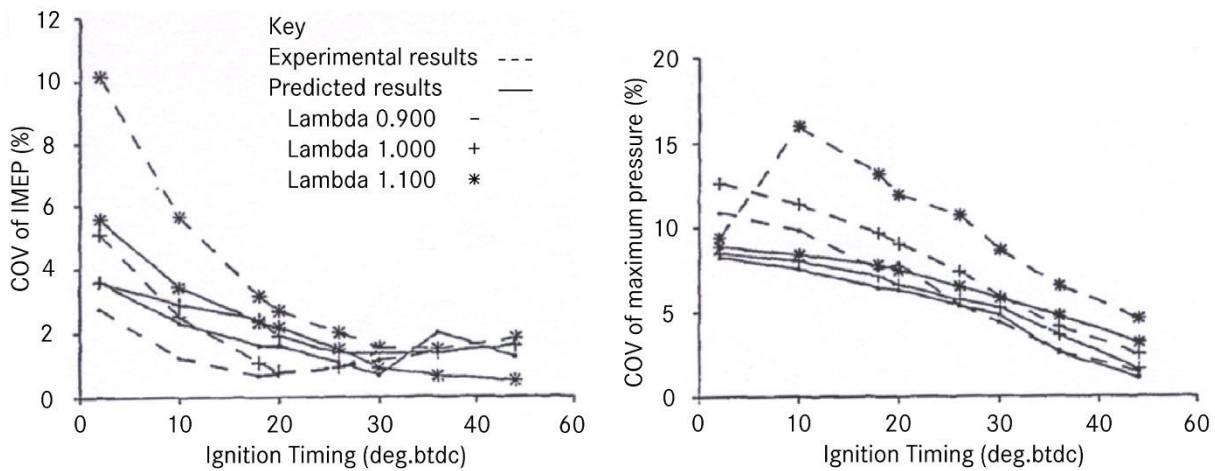


Abbildung 2.8: Vergleich von simuliertem und gemessenem $COV p_{mi}$ und $COV p_{max}$ in Abhängigkeit von Luftverhältnis und Zündzeitpunkt /STON2/

In /SHEN1/ wurde ein quasidimensionales Verbrennungsmodell vorgestellt, welches allerdings zur Bestimmung von initialer Flammengröße und -temperatur um ein entsprechendes Flammenkernmodell /SHEN2/ erweitert wurde. Weiterhin wurde in Fällen hoher Strömungsgeschwindigkeiten an der Zündkerze über eine ellipsoide, statt hemisphärische, Flammenausbreitung Einfluss auf den Wandwärmeübergang genommen. Simulativ wurden die Auswirkungen einer variierenden Flammenkernauslenkung, Turbulenzintensität und Restgasrate untersucht und anhand der Häufigkeitsverteilungen der Brenndauern (0-2%, 0-10%, 0-90%) mit den Messdaten verglichen. Letztere beschränkten sich auf die Erfassung von 600 Einzelzyklen eines Teillastbetriebspunkts bei 1500 U/min und einem Luftverhältnis von 1.05. Die Schlussfolgerungen der Untersuchungen waren, dass es vor allem die Schwankungen der Turbulenzintensität innerhalb der Entflammungsphase sind, die für die Zyklenschwankungen der Brenndauern verantwortlich sind. Der Schwankung der Flammenkernauslenkung wurde ein deutlich geringerer Einfluss zugeschrieben, während der Einfluss eines fluktuierenden Restgasgehalts (hier: 15-18%) als nahezu vernachlässigbar eingestuft wurde.

In /TINA1/ wird in Anlehnung an /HILL1/ dessen Schwankungsparameter zur Vorhersage der Zyklen-schwankungen der Entflammungsphase zu $\lambda/6s_L$ erweitert. Die Gültigkeit dieser Modifikation konnte über ein breites Drehzahlband durch Extrapolationen diverser Brenndauerschwan-kungen (0-2%, 0-5%, 0-10% etc.) zum 0% Massenumsatzpunkt bestätigt werden. In Verbindung mit einem zweizonigen, quasidimensionalen Verbrennungsmodell sollte somit die Bedeutung des initialen Flammenkernwachstums auf die zyklischen Schwankungen nachgewiesen werden. Simulativ wurden die Zyklen-schwankungen über eine Variation der relativen Lage von initialem Flammenkern oder m.a.W. über eine Variation des Brennverzugs erzeugt. In **Abbildung 2.9** werden hierzu die Brenndauer-schwankungen über dem Verbren-nungsfortschritt von Simulation und Messung verglichen. Es ist offensicht-lich, dass zwar die frühe Verbren-nungsphase noch einigermaßen gut abgebildet werden konnte, vor allem jedoch in der Hauptphase der Ver-brennung noch Phänomene existieren müssen, die nicht allein über den Ein-fluss der Taylor-Turbulenzwirbel auf die initiale Entflammung erklärbar sind.

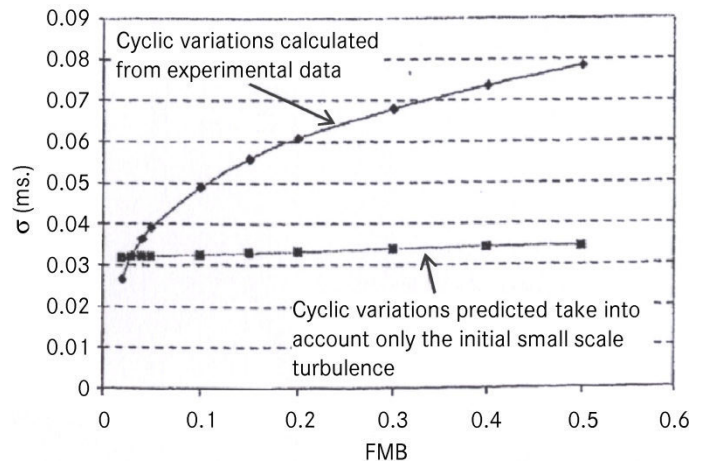


Abbildung 2.9: Vergleich von gemessenem und simuliertem Brenndauerschwan-kungen über dem Verbrennungsfortschritt (3500 U/min) /TINA1/

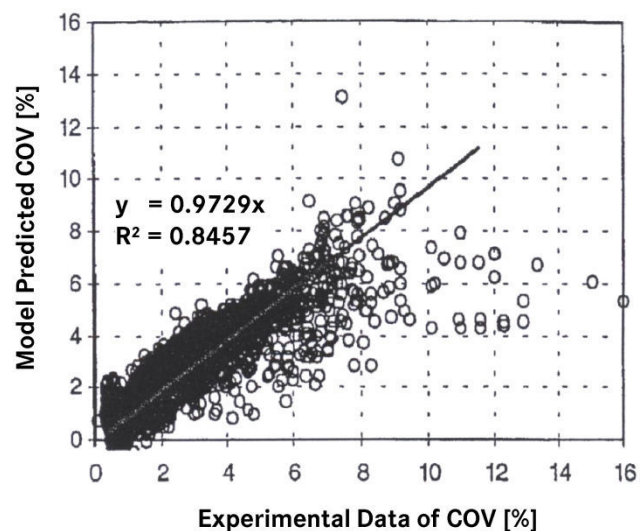


Abbildung 2.10: Vergleich gemessener und simulierter COV p_{mi} /DAI1/

In /DAI1/ wurde eine nicht-lineare Regressionsmethode zur Beschreibung der Schwankungen des indizierten Mitteldrucks gewählt. Auf Basis von insgesamt 6000 Betriebspunkten (13 Motoren) wurde das Verhalten der COV p_{mi} im Hinblick auf sieben Einflussparameter ausgewertet (Drehzahl, Last, Luftverhältnis, Restgasgehalt, 0-10% und 10-90% Brenndauer, 50% Umsatzpunkt), wobei der Restgasgehalt mit Hilfe des bereits oben erwähnten GESIM Codes berechnet wurde. Ergebnis war eine Regressionsformel dritter Ordnung, deren Vorhersagefähigkeit in **Abbildung 2.10** veranschaulicht wird. Für COV p_{mi} größer 8% zeigt das Modell noch gewisse Abweichungen, wobei die Autoren darauf hinwiesen, dass die Vorhersage extrem hoher Zyklen-schwankungen (>10%) weder notwendig noch möglich sei und dass der für praktische Anwendungen relevante Bereich um ca. 5% COV p_{mi} liegen dürfte.

/CHAK1/ untersuchte die ottomotorischen Zyklenschwankungen speziell im Hinblick auf Bereiche hoher Abmagerung oder Restgasgehalte. Als Grundlage diente hierzu ein thermodynamisches Zwei-Zonen-Modell, welches unter anderem in /TABAI/ bereits zum Einsatz kam. Hervorzuheben sind die Berechnung des Wandwarmebergangs nach Woschni, die Berücksichtigung von Rückkoppelungen in der Starttemperatur des nachfolgenden Arbeitsspiels und die Adaption der charakteristischen Brennzeit durch einen multiplikativen Vorfaktor. Ziel der Arbeit war es die deterministische Komponente der Zyklenschwankungen bei Ladungsverdünnung simulativ abzubilden, da die stochastische Komponente lediglich einem überlagerten Grundrauschen entspräche. Bei geringen Restgasgehalten (10%) konnte in Bereichen hoher Abmagerung ein zweistufiges Schwankungsverhalten beobachtet und durch zwei repräsentative Druck- bzw. Brennverläufe wiedergegeben werden (siehe **Abbildung 2.11**). Eine Anpassung der Verbrennungsmodellparameter ermöglichte, die Simulation dieser Druckverläufe, wobei die Autoren einräumen mussten, dass diese Korrelation nur bei konstantem Restgasgehalt Gültigkeit und daher noch keine allgemeine Vorhersagefahigkeit besitzt.

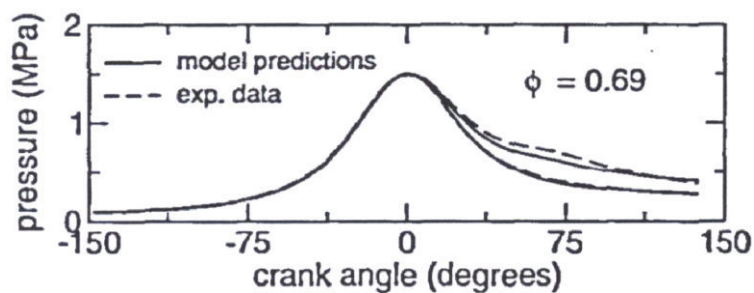


Abbildung 2.11: Darstellung der beiden repräsentativen Zylinderdruckverläufe von Simulation und Messung bei einem $\lambda = 1.45$ /CHAK1/

Auch die Untersuchungen von /SHIG1/ basierten auf einem zweizonigen, quasidimensionalen Verbrennungsmodell. Zur Berücksichtigung von Rückkoppelungen wurde in diesem Fall ebenfalls der Ladungswechsel simuliert. Die Darstellung der Zyklenschwankungen erfolgte nach dem Prinzip der bereits oben beschriebenen Monte-Carlo-Methode. Als Hauptursache der Zyklenschwankungen im betrachteten Messdatenbereich ($\lambda = 0.95-1.32$, $p_{mi} = 1.77-5.41$ bar, 1500 U/min) wurde eine Schwankung des Luftverhaltnisses in Verbindung mit den daraus resultierenden Rückkoppelungseffekten konstatiert. Diese Schwankung ergab sich aus einem niederfrequenten, sinusförmigen Anteil und einem hochfrequenten, stochastischen Anteil und wurde daher auch im Rahmen des Simulationsmodells auf diese Weise nachgebildet. Nach der betriebspunktindividuellen Abstimmung auf die gemessenen COV p_{mi} war es im übrigen möglich, die gemessenen HC-Emissionen über die gemittelten HC-Emissionen aus der Monte-Carlo-Simulation – auch in Bereichen hoher Ladungsverdünnung – sehr schön zu approximieren (siehe **Abbildung 2.12**).

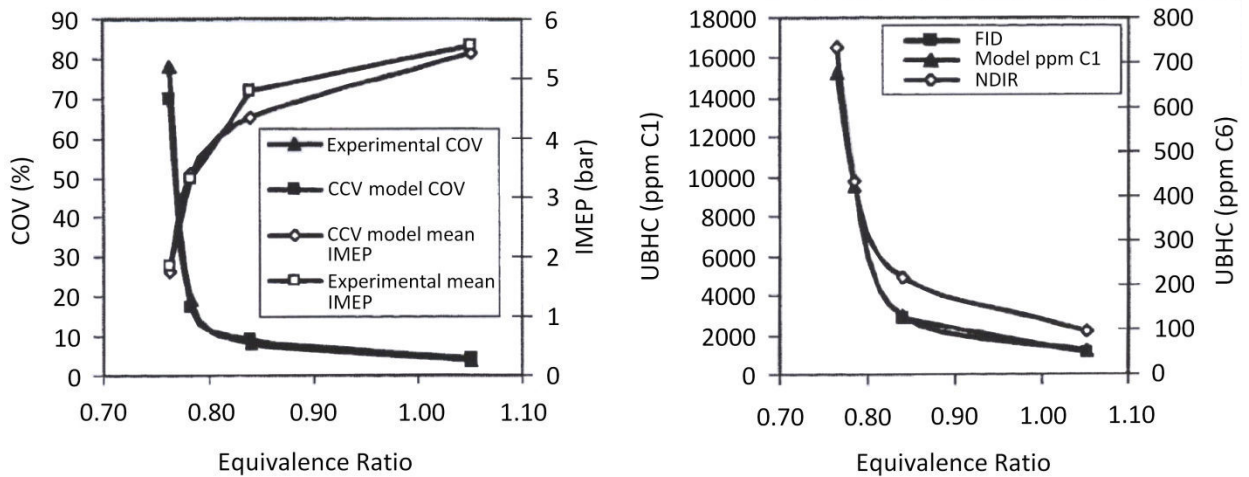


Abbildung 2.12: Vergleich von simulierten und gemessenen p_{mi} , $COV p_{mi}$ und HC-Emissionen über einer Variation des Luftverhältnisses /SHIG1/

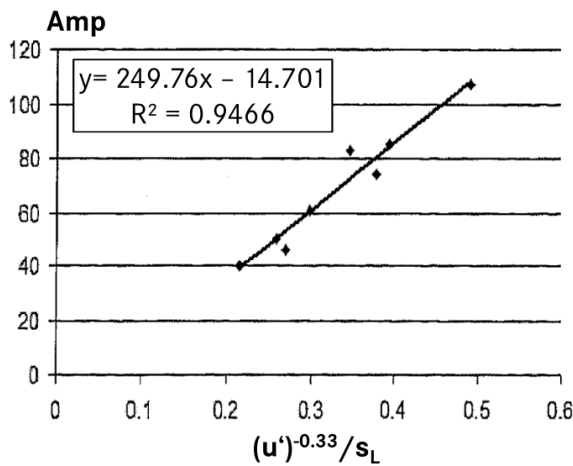


Abbildung 2.13: Variationsamplitude Amp in Abhängigkeit von s_L und u' /MEHRI/

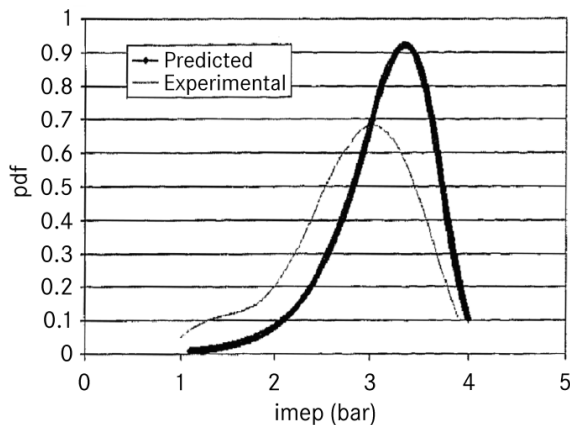


Abbildung 2.14: Vergleich von simulierter und gemessener Wahrscheinlichkeitsdichte des p_{mi} , 3000 U/min, 100 Nm, $\lambda = 1.6$ /MEHRI/

In /MEHRI/ wurden ebenfalls die Auswirkungen der Ladungsverdünnung auf die Zyklenstreuung untersucht. Ziel war die Erstellung eines physikalischen Modells zur Definition einer Magerlaufgrenze anhand des $COV p_{mi}$. Als Grundlage diente auch hier ein zweizoniges, phänomenologisches Verbrennungsmodell, dessen Entrainmentmassenstrom über einen skalaren Vorfaktor variiert werden konnte. Durch Anpassung der Variationsamplitude dieses Vorfaktors (Amp) anhand von neun Betriebspunkten unterschiedlicher Drehzahl, Last und Gemischzusammensetzung konnte eine Korrelation mit turbulenter Schwankungsgeschwindigkeit und laminarer Schwankungsgeschwindigkeit gefunden werden (siehe **Abbildung 2.13**). Mit Hilfe dieser Korrelation konnten die Zykelschwankungen ($COV p_{mi}$) innerhalb des untersuchten Messdatenbereichs mit einem maximalen, relativen Fehler von etwa 20% vorhergesagt werden. Außerdem scheinen auch die Ergebnisse des Modells anhand eines Validierungsbetriebspunkts sehr vielversprechend, was ein Vergleich der Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen von Simulation und Messung in **Abbildung 2.14** belegt. Unter anderem schön zu erkennen ist, dass bereits die asymmetrische p_{mi} -Verteilung abgebildet werden kann.

In /AGHD1/ wurden zunächst zwei verschiedene Versuchsträger betrachtet, um das Phänomen der Zyklenschwankungen aufteilen und gesondert untersuchen zu können. Zunächst wurde ein Ein-Zylinder-Motor im Wechsel geschleppt und gefeuert betrieben, um eine vollständige Restgasausspülung zu ermöglichen und Rückkoppelungseffekte zu unterbinden und auf diese Weise die Zyklenschwankungen der Verbrennung gesondert zu betrachten. Als zweiter Versuchsträger wurde ein Vollmotor herangezogen, dessen simulative Abbildung über ein GT-Power Modell erfolgte. Der Hochdruckteil wurde über das quasidimensionale Verbrennungsmodell LUSIE (Leeds University Spark Ignition Engine) abgebildet, wobei im Falle der Zyklenschwankungssimulation die turbulente Schwankungsgeschwindigkeit zur Initiierung der Schwankungen verwendet wurde. Nach Abstimmung der Simulationsmodelle auf das mittlere Arbeitsspiel wurden für beide Versuchsträger je drei exemplarische Betriebspunkte untersucht. Die Zyklenschwankungen wurden jeweils über 500 Einzelzyklen erzeugt, die in zufälliger Weise mit normalverteilten Variationswerten der turbulenten Schwankungsgeschwindigkeit bedatet wurden. Die Variationsbereiche der turbulenten Schwankungsgeschwindigkeit wurden derart gewählt, dass die zugehörige prozentuale Standardabweichung 5, 12.5 und 20% (Einzyylinder) bzw. 6, 10 und 14% (Vollmotor) betrug. Die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen (z.B. vom Spitzendruck) konnten durch die Turbulenzvariation vergleichsweise gut wiedergegeben (siehe **Abbildung 2.15**) – unter anderem deshalb wurde Letzterer ein dominanter Einfluss auf die Zyklenschwankungen unterstellt.

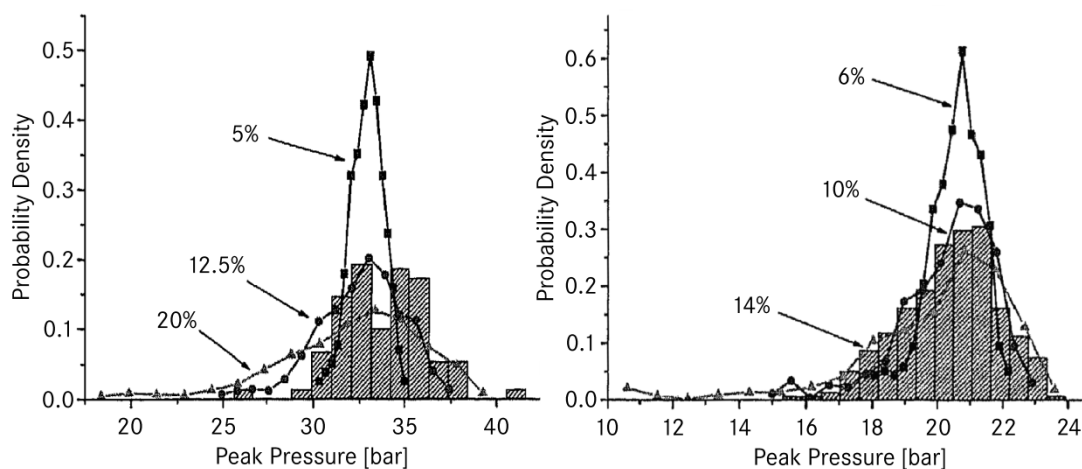


Abbildung 2.15: Vergleich von gemessener und simulierter Wahrscheinlichkeitsdichte des Spitzendrucks, Einzylinder und Vollmotor /AGHD1/

Vor dem Hintergrund des aktuellen Downsizingtrends untersuchte /BOZZ1/ die Auswirkungen der Zyklenschwankungen im Hinblick auf deren Einfluss auf das Klopfverhalten. Die Abbildung des Ladungswechsels erfolgte über eine 1D-Strömungssimulation (GT-Power), in deren Rahmen ein selbst entwickeltes, phänomenologisches Verbrennungsmodell eingebettet wurde. Letzteres wurde zudem mit einem CHEMKIN Gleichungslöser gekoppelt, um die Reaktionskinetik im Endgasbereich und somit den Klopfbeginn bestimmen zu können. Des Weiteren erfolgte die Implementierung eines virtuellen Klopfensors und eines PID-Reglers zur Einstellung des Zündwinkels an der Klopfgrenze. Die Zyklenschwankungssimulation erfolgte über eine Variation der fünf Einflussgrößen: Dauer und Radius des Flammenkerns, Luftverhältnis, Restgaskonzentration und Turbulenzintensität. Die Bandbreite der Variation

x_{band} wurde für sämtliche Einflussgrößen konstant gehalten und lediglich betriebspunktindividuell angepasst (siehe hierzu **Abbildung 2.16**). Insgesamt erforderte die Zyklenschwankungssimulation 94 aufeinanderfolgende Zyklen.

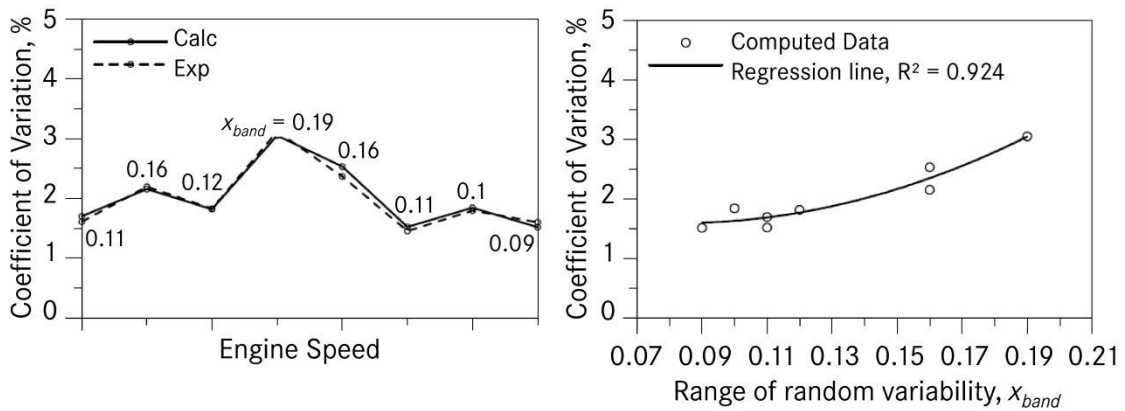


Abbildung 2.16: COV p_{mi} in Abhängigkeit der Drehzahl respektive der Variationsbreite x_{band} /BOZZI/

Über eine Kombination von Klopf- und Zyklenschwankungsmodell konnten die Schwankungen der simulierten Klopfindikatoren berechnet und mit den entsprechenden Schwankungen aus der Messung verglichen werden (siehe **Abbildung 2.18**). Die Ergebnisse zeigten, dass zum einen speziell im Bereich geringer Drehzahlen die Tendenzen schön wiedergegeben werden konnten. Zum anderen wurde anhand des Niveaus der Schwankungen der Klopfindikatoren verdeutlicht, dass bereits vergleichsweise geringe Zyklenschwankungen im indizierten Mitteldruck starke Auswirkungen auf die Klopfneigung haben können.

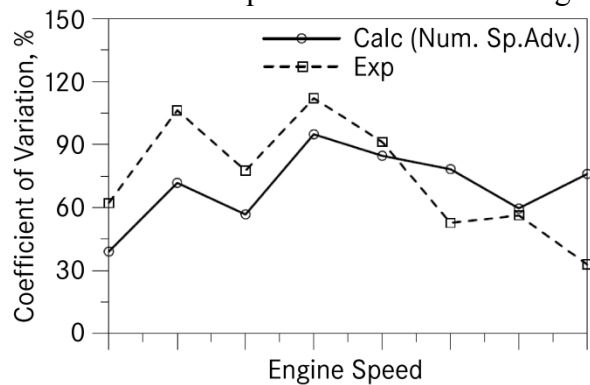


Abbildung 2.17: COV der Klopfindikatoren von Simulation und Messung /BOZZI/

Fazit

Zusammenfassend kann festgehalten werden, dass bereits diverse simulative Untersuchungen existieren, die sich mit dem Thema der Zyklenschwankungsmodellierung auseinandersetzen. Zur Initiierung der Schwankungen wurde vorwiegend die Monte-Carlo-Methode verwendet, wobei oftmals mehrere Einflussparameter gleichzeitig variiert wurden. Da die Modellierungen größtenteils dem Verständnis der Zyklenschwankungen dienen, waren Rechendauer und Handhabung der Modelle von eher untergeordneter Bedeutung. Oberste Maxime war eine möglichst genaue Wiedergabe der Zyklenschwankungen, was mitunter durch eine individuelle Abstimmung der Variationsbereiche erreicht wurde. Es ist klar, dass für ein vorhersagefähiges Modell eine solche Vorgehensweise nur bedingt zielführend ist. Darüber hinaus beschränkten sich bisherige Modelle meist auf ausgewählte Betriebsbereiche oder nur wenige Betriebspunkte, wodurch Aussagen bezüglich der Allgemeingültigkeit nur schwer zu treffen sind. Zwar existieren beispielsweise empirische Regressionsmodelle (siehe z.B. /DAI1/), die auf einer umfangreichen Messdatenbasis aufbauen, jedoch könnte die Adaptierbarkeit solcher Modelle auf Betriebsbereiche, die nicht in dieser Messdatenbasis berücksichtigt wurden,

fragwürdig sein. Somit wird deutlich, dass trotz der Vielzahl an bereits veröffentlichten Arbeiten zur Modellierung der Zyklenschwankungen noch immer der Bedarf nach einem allgemeingültigen, benutzerfreundlichen, rechenzeitoptimierten und phänomenologischen Zyklenschwankungsmodell gegeben ist. Die Herausforderung der vorliegenden Arbeit bestand folglich in der konsequenten und vollständigen Umsetzung dieser Attribute.

2.2 Grundlagen der klopfenden Verbrennung

Neben der Erstellung eines Modellansatzes zur Simulation der ottomotorischen Zyklenschwankungen soll diese Arbeit im Weiteren die Frage klären, ob eine Berücksichtigung der Zyklenschwankungen in Verbindung mit aktuellen Klopfmodellansätzen die Vorhersagefähigkeit bezüglich einer klopfenden Verbrennung erhöhen kann. In diesem Zusammenhang scheint zunächst eine Betrachtung der Grundlagen der klopfenden Verbrennung sinnvoll.

Forschungen bezüglich des Klopfphänomens wurden bereits im ersten Quartal des 20. Jahrhunderts veröffentlicht und sind somit nur wenig älter als der Verbrennungsmotor selbst /RICA1/. Die Anzahl an Arbeiten zu diesem Thema fällt daher entsprechend umfangreich aus, ohne dass dies jedoch zu einem vollständigen Verständnis aller physikalischen Hintergründe geführt hätte. Im Zuge des aktuellen Downsizingtrends steht die klopfende Verbrennung – nicht zuletzt aufgrund des Phänomens der Vorentflammungen /BOBI1, VIET1, PALA1/ – auch heute noch im Fokus der Forschung und Industrie.

2.2.1 Definition der klopfenden Verbrennung

Über Ursprung und Ablauf der klopfenden Verbrennung herrschte lange Zeit Uneinigkeit in der Fachwelt. Mittlerweile scheint die Theorie einer extrem beschleunigten Flammenfront überholt /CURR1, MALY1/ und die Selbstzündungstheorie etabliert /WORR1, SPIC1/. Diese besagt, dass vornehmlich im Volllast- oder hohen Teillastbereich die typische Flammenausbreitung aufgrund steigender Brennraumtemperaturen und -drücke von unkontrollierten Selbstzündungen im noch unverbrannten Endgasbereich (zuletzt von der Flamme erfasster Bereich) überlagert werden kann. Die Folge dieser Selbstzündungen zeigt sich unter anderem in Form hochfrequenter Schwingungen auf dem Zylinderdrucksignal, deren Auswirkungen wiederum, je nach Grad der anormalen Verbrennung, von harmlosen Klingelgeräuschen bis hin zu kapitalen Bauteilschäden reichen können (siehe **Abbildung 2.18**). Die damit verbundenen Geräuschemissionen sind bezeichnend für den Begriff des Klopfens.

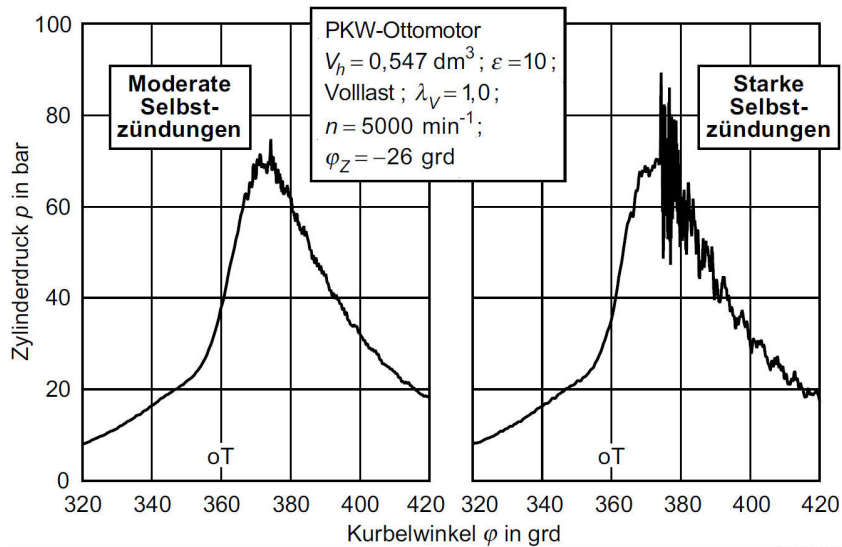


Abbildung 2.18: Drucksignal einer moderat bzw. einer stark klopfenden Verbrennung /KLEI1/

Dabei wird weniger von einer gleichzeitigen Entzündung des gesamten Endgasbereichs ausgegangen, sondern vielmehr von meist mehreren Sekundärzündungsherden, deren Auftreten zwar stark an lokale Gemisch- und Temperaturinhomogenitäten gebunden (vgl. **Abbildung 2.19**), jedoch auch gehäuft in Nähe der Brennraumwand zu beobachten ist /HEYW1/.

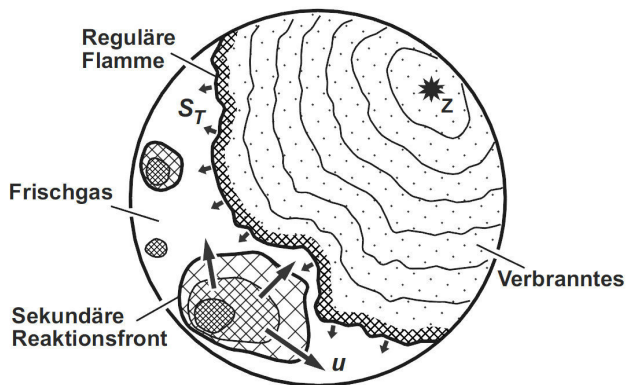


Abbildung 2.19: Schematische Darstellung des Selbstzündungsvorgangs /KLEI1/

Abhängig von der Größe, der Kompaktheit und vor allem von den Temperaturgradienten des Endgasbereichs ergibt sich anschließend eine deflagrative⁷ Flammenausbreitung oder eine detonative⁸ Umsetzung bzw. eine Mischform aus Deflagration und Detonation /KLEI1, ZELD1, ZELD2/. Dies erklärt auch die stark differierenden Ausbreitungsgeschwindigkeiten der sekundären Reaktionsfront und deren breites Geschwindigkeitsspektrum von 10 bis zu 2000 m/s /KLEI1, WORR1/.

⁷ Unter Deflagration wird eine vergleichsweise langsame ($u \ll$ Schallgeschwindigkeit) Flammenausbreitung aufgrund der zeitintensiven Diffusions- und Wärmeleitungsvorgänge in der Flammenfront verstanden.

⁸ Eine Detonation beruht auf der Ausbildung einer sich mit Überschallgeschwindigkeit ausbreitenden Stoßwelle (Verdichtungsstoß), welche eine abrupte Aufheizung der Gemischtemperatur bewirkt. Die Reaktionszone läuft der Stoßwelle dabei hinterher.

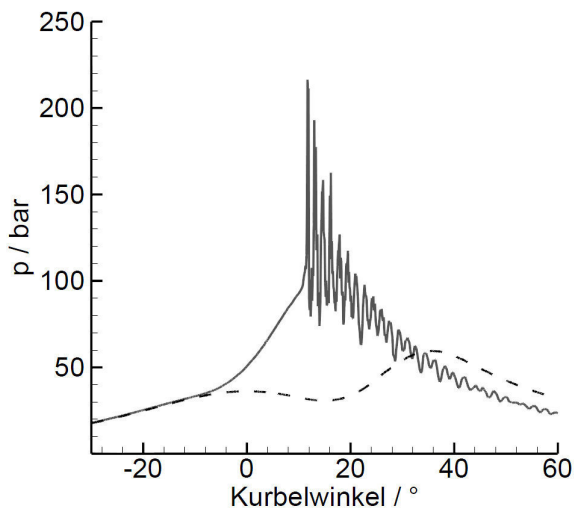


Abbildung 2.20: Drucksignal einer Verbrennung mit Vorentflammung (durchgezogene Linie) /PALA1/

Der Vollständigkeit halber und aus aktuellem Anlass soll an dieser Stelle noch auf einen Extremfall der klopfenden Verbrennung eingegangen werden, welcher durch so genannte Vorentflammungen (Zündung vor dem applizierten Zündzeitpunkt) hervorgerufen wird. In **Abbildung 2.20** sind die möglichen Auswirkungen einer solchen Vorentflammung dargestellt, wodurch deren Bedeutung für die Brennverfahrensentwicklung veranschaulicht wird. Gut zu erkennen ist, wie sich aus der Vorentflammung ein deutlicher Druckanstieg ergibt, welcher zu einer anschließenden Selbstzündung im Endgas führen kann. Betroffen von diesem nur sehr sporadisch auftretenden Phänomen der Vorentflammung sind

aufgrund des erhöhten Temperatur- und Druckniveaus in erster Linie hochaufgeladene Downsizingmotoren. Die Hintergründe sind allerdings noch nicht vollständig geklärt und seit einigen Jahren Thema diverser Studien /PALA1, ZAHD1, BOBI1, VIET1/. Als mögliche Ursachen werden bisher vermutet: heiße Stellen und Ablagerungen im Brennraum („Hot Spots“), zurückgehaltes Restgas oder auch Interaktionen von Kraftstoffspray und Zylinderwandfilm /PALA1/.

2.2.2 Ursachen, Einflussgrößen und Auswirkungen von Klopfen

Wenn ein so komplexes Phänomen wie das des Klopfens untersucht werden soll, scheint eine genaue Differenzierung von Einflussgrößen und tatsächlichen Ursachen sinnvoll. Der Versuch einer solchen wurde in **Abbildung 2.21** unternommen und soll im Folgenden näher erläutert werden.

Grundsätzlich ist es die *Vorreaktionshistorie* im unverbrannten Endgas, von der eine potentielle Selbstzündung abhängt. Diese wird dominiert von der *Druck-* und *Temperaturhistorie* des entsprechenden Frischgemisches. Je nachdem welchen Weg ein Gasteilchen vom Einlass bis zum Endgasbereich durchlaufen hat, erfährt es jeweils eine individuelle Temperaturhistorie – die Unterschiede in der Druckhistorie dürften innerhalb eines Zyklus jedoch vernachlässigbar sein, da üblicherweise im gesamten Brennraum derselbe Druck herrscht. Nichtsdestotrotz beeinflusst das Druckniveau im Zylinder die Zündverzugszeit /WARN1, PISC5/ und damit einhergehend die generelle Klopfneigung eines Arbeitsspiels. Ob es zu einer im Drucksignal wahrnehmbaren Selbstzündung kommt, hängt darüber hinaus von der *Zeit* ab, die für die Vorreaktionsbildung zur Verfügung steht. Oder anders ausgedrückt, es stellt sich die Frage, ob die reguläre Flamme schnell genug ist und den Endgasbereich umsetzen kann, noch bevor eine Selbstzündung eintritt bzw. sich eine sekundäre Flammenfront ausbilden kann. In diesem Zusammenhang spielt beispielsweise auch das zweistufige Zündverhalten von Kohlenwasserstoffen eine wichtige Rolle. Für die Selbstzündungen, die zu den klopfartigen Auswirkungen im Drucksignal führen, ist die zweite Zündstufe – die so genannte Hochtempe-

raturzündung – verantwortlich /KLEI1/. Bei einem ausgeprägten Niedertemperaturbereich bzw. negativen Temperaturkoeffizienten (NTK) kann es folglich vorkommen, dass die Flamme den Endgasbereich erfasst noch ehe die Hochtemperaturzündung einsetzen und somit eine klopfende Verbrennung einleiten konnte.

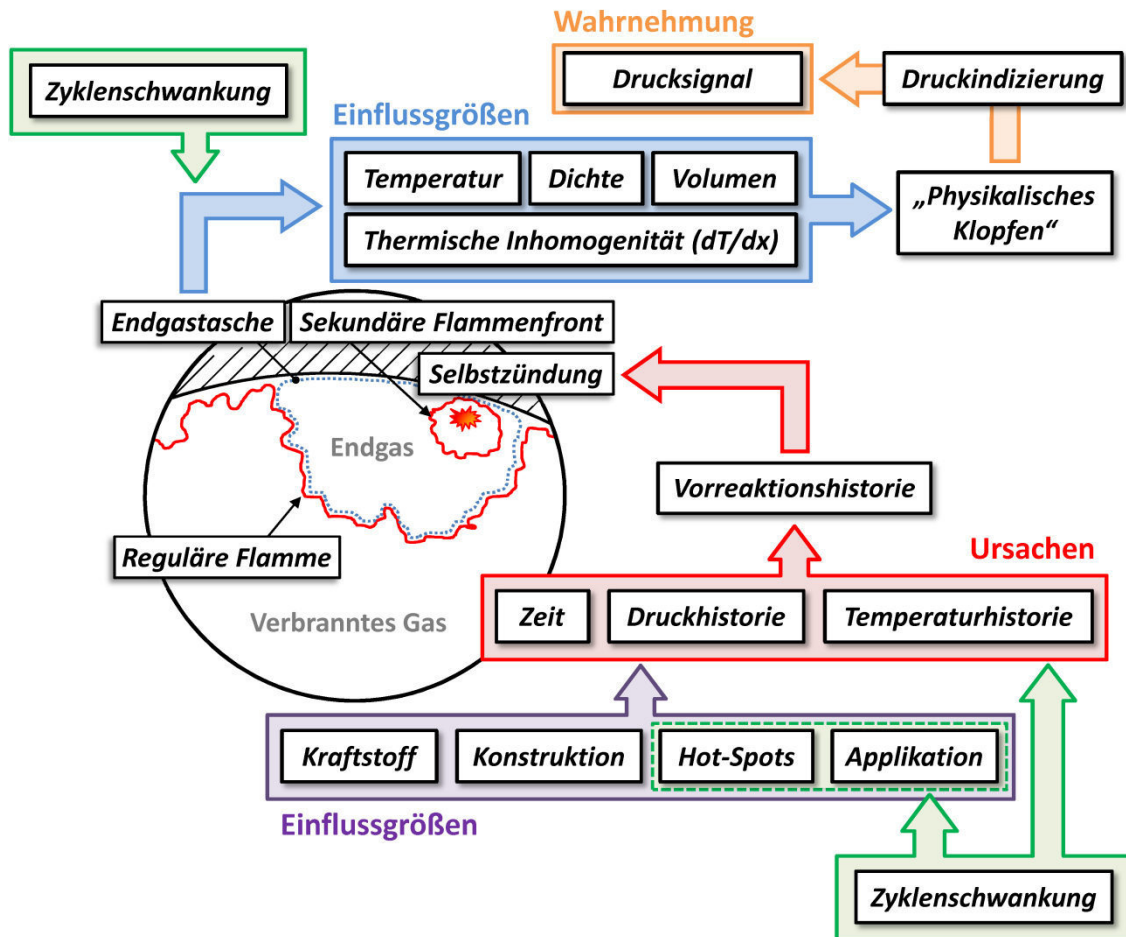


Abbildung 2.21: Übersicht zu den Ursachen, Einflussgrößen und Auswirkungen von Klopfen

Zur Veranschaulichung ist in **Abbildung 2.22** schematisch das Verhalten einer Zweistufenzündung dargestellt – Klopfen wird vermieden, wenn die reguläre Flamme bis zum Zeitpunkt t_2 den Endgasbereich größtenteils umsetzen konnte. Neben den Zündigenschaften des Kraftstoffs stellt die *Konstruktion* des Motors bzw. des Brennraums einen weiteren wichtigen Einflussfaktor dar. Die Wahl des Verdichtungsverhältnisses hat beispielsweise unmittelbaren Einfluss auf Temperatur- und Druckverlauf; Frischgemischmasse, die während der Verbrennung in den Feuersteg gedrückt wird, kann nach Erreichen des Spitzendrucks zurück in den Brennraum strömen und zu einem Einfrieren der Vorreaktionen im Endgasbereich führen; eine kompakte Auslegung des Brennraums oder eine zentral angeordnete Zündkerze ermöglichen kurze, schnelle Flammenwege und verringern daher die Zeit zur Vorreaktionsbildung respektive die Klopfneigung. In diesem Sinne sind auch für die gesamte Brennraumperipherie ausreichende Möglichkeiten zur Wärmeabfuhr vorzusehen (natriumgekühlte Auslassventile, Räden statt scharfer Kanten etc.), um das Auftreten von *Hot-Spots* zu vermeiden. Es ist leicht nachvollziehbar, dass Letztere zu einem lokalen Temperaturanstieg und einer dementsprechend beschleunigten Vorreaktionsbildung führen. Wenn durch Kraftstoffzusammensetzung

und konstruktive Auslegung die gen für das Klopfverhalten des Motors vorgeben werden, so könnte in diesem System die Motorapplikation als Regelgröße gesehen werden, mit Hilfe derer das Klopfverhalten betriebspunktspezifisch angepasst werden kann. Unter dem Überbegriff der *Applikation* werden im Folgenden somit sämtliche Einflussgrößen verstanden, die während des Motorbetriebs noch variabel sind. Hierzu zählen beispielsweise Luftverhältnis, Restgasrate, Drehzahl, Last, Ladedruck oder Zündwinkel. Jeder dieser Faktoren wirkt sich wiederum vorrangig auf die Zeit, die für die Vorreaktionsbildung zur Verfügung steht, und/oder die Druck- bzw. Temperaturhistorie aus. Beispielsweise würde ein Drehzahlanstieg mittels der damit verbundenen Turbulenzerhöhung eine im Zeitbereich beschleunigte Verbrennung bewirken und auf diese Weise einer klopfenden Verbrennung entgegenwirken. Im Zuge dessen wäre neben dem Einfluss steigender Wandtemperaturen auch – makroskopisch betrachtet – eine Verdickung der Flammenfront infolge stärkerer Faltung denkbar, was einen Anstieg der Temperaturen im Endgasbereich zur Folge haben könnte /SCHM1/. Diese Komplexität der Zusammenhänge, die zum Phänomen des Klopfens führen, wird zusätzlich vom Einfluss der *Zyklenschwankungen* überlagert. Zylinderinnenströmung und Gemischbildung unterliegen zyklischen, stochastischen Schwankungen. Dadurch variieren neben Strömungs- und Flammenausbreitungspfaden und deren Interaktion mit den heißen Stellen im Brennraum (Hot-Spots) auch Motorbetriebsgrößen wie zum Beispiel Restgasrate oder Luftverhältnis. Diese Schwankungen wirken sich mittel- oder unmittelbar auf die Vorreaktionsbildung aus und geben dem Phänomen des Klopfens eine stochastische Komponente. Nicht nur der Umstand des Klopfens, sondern auch die Klopfhärte wird von den zyklischen Schwankungen beeinflusst. Je nach Ausprägung der *Endgastasche* (*Temperatur, Dichte, Volumen, turgradient*) können sich Druckschwingungen ergeben, deren maximale Amplitude von vernachlässigbar gering bis hin zu Werten reichen kann, die sogar die Druckerhöhungen im Falle einer isochoren Selbstzündung deutlich übersteigen /KLEI1/. Diese hochfrequenten schwingungen charakterisieren das *physikalische Klopfen*, wobei hier noch zwischen den sächlich im Brennraum vorliegenden Druckverhältnissen und dem indizierten Drucksignal unterschieden werden muss. Da aufgrund der Selbstzündung und der damit einhergehenden Überlagerung der Druckwellen kein einheitlicher Brennraumdruck vorliegt, ist die Erfassung des Drucksignals wiederum abhängig von der Wahl und der Position des Drucksensors bzw. des Klopforts /HETT1/.

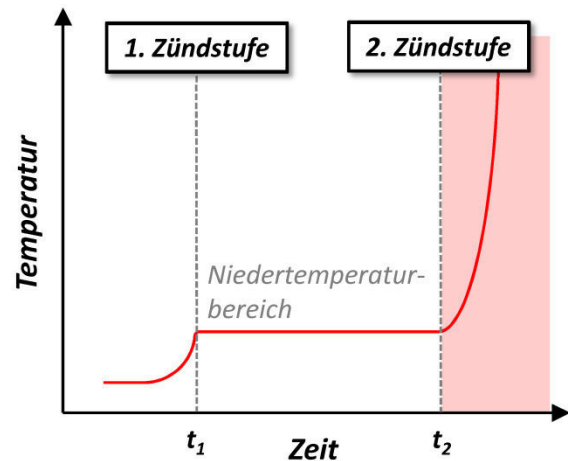


Abbildung 2.22: Schematische Darstellung der Zweistufenzündung

3

Reale Arbeitsprozessrechnung

Der Begriff der Simulation ist ein sehr weitläufiger und reicht unter anderem von der direkten numerischen Simulation, über RANS 3D- und 1D-CFD-Rechnungen bis hin zur realen Arbeitsprozessrechnung. Der Vorteil Letzterer liegt in der geringen Rechenzeit bei gleichzeitig hoher Ergebnisqualität /GRIL1, GRIL2, BARB1, AUER1/. Diese Eigenschaften sind für die Umsetzung des in Kap.5.1 vorgestellten Modellansatzes zur Darstellung der zyklischen Verbrennungsschwankungen von grundlegender Bedeutung.

Explizit wurde im Zuge dieser Arbeit das FVV Zylindermodul verwendet, welches in /GRIL4/ vorgestellt wurde.

3.1 Thermodynamische Grundlagen

Sämtliche Grundlagen der Thermodynamik können in detaillierter Form in /PISC2, STEP1, HEYW1, GRIL4/ nachvollzogen werden. An dieser Stelle sollen deshalb nur die für das Verständnis des Zyklenschwankungsmodells notwendigen Punkte erläutert werden.

Den Rahmen einer jeden thermodynamischen Modellierung bzw. der Arbeitsprozessrechnung bildet das so genannte *System*. Dieses wird durch eine definierte *Systemgrenze* zur *Umgebung* hin abgegrenzt. Je nachdem, ob diese Systemgrenze für Masse durchlässig oder undurchlässig ist, spricht man von einem *offenen* bzw. *geschlossenen System*. Zusätzliche Vereinfachungen innerhalb eines Systems sind die Annahme eines systemintern einheitlichen, aber zeitlich veränderlichen Druckniveaus und die Beschränkung auf ausschließlich gasförmige Komponenten. Jedes System kann des Weiteren in *Zonen* unterteilt werden. Innerhalb einer Zone herrscht zwar der zonenübergreifende Systemdruck, Temperatur und Gaszusammensetzung können sich hingegen deutlich unterscheiden. Zonen können räumlich getrennt oder zusammenhängend sein, wobei die über alle Zonen ermittelte Summe jeder extensiven Zustandsgröße (Volumen, Masse, innere Energie etc.) dem Betrag der jeweiligen extensiven Zustandsgröße des Systems entsprechen muss.

Speziell im Falle der Verbrennungsmodellierung bzw. der Zyklenschwankungssimulation stellt der Brennraum (definiert durch Kolben, Laufbuchse, Ventilteller und Zylinderkopf) während des Hochdruckteils bei Vernachlässigung der Leckage ein geschlossenes System dar.

Dieses wird hier in zwei Zonen unterteilt wird – eine unverbrannte und eine verbrannte Zone (siehe hierzu auch Kap.3.2).

Die Basis der Arbeitsprozessrechnung bilden drei Gleichungen: die Energiebilanz (erste Hauptsatz der Thermodynamik), die Massenbilanz und die thermische Zustandsgleichung idealer Gase (vgl. **Gleichung 3.1, 3.2** und **3.3**). Die Vorzeichenkonvention beruht dabei auf der jeweiligen Richtung der Massen-, Enthalpie- oder Wärmeströme. In diesem Sinne ist ein das System verlassender Strom negativ; ein in das System eindringender Strom ist positiv.

$$\frac{dQ_B}{d\varphi} + \frac{dQ_W}{d\varphi} + h_A \cdot \frac{dm_A}{d\varphi} + h_E \cdot \frac{dm_E}{d\varphi} + p \cdot \frac{dV}{d\varphi} + h_A \cdot \frac{dm_L}{d\varphi} = \frac{dU}{d\varphi} \quad (3.1)$$

$$\frac{dm_{Zyl}}{d\varphi} = \frac{dm_E}{d\varphi} + \frac{dm_A}{d\varphi} + \frac{dm_L}{d\varphi} + \frac{dm_K}{d\varphi} \quad (3.2)$$

$$p_{Zyl} \cdot \frac{dV}{d\varphi} + V \cdot \frac{dp_{Zyl}}{d\varphi} = m_{Zyl} \cdot R \cdot \frac{dT_{Zyl}}{d\varphi} + m_{Zyl} \cdot T_{Zyl} \cdot \frac{dR}{d\varphi} + R \cdot T_{Zyl} \cdot \frac{dm_{Zyl}}{d\varphi} \quad (3.3)$$

Da die Verbrennung üblicherweise bei geschlossenen Ventilen erfolgt, können die Massenströme dm_A und dm_E für den Anwendungsfall des Zyklenschwankungsmodells vernachlässigt werden. Des Weiteren wurde von einer Berücksichtigung des Leckage- und Kraftstoffmassenstroms (dm_L , dm_K) abgesehen, so dass sich die obigen Gleichungen weiter vereinfachen lassen (vgl. auch **Abbildung 3.1**).

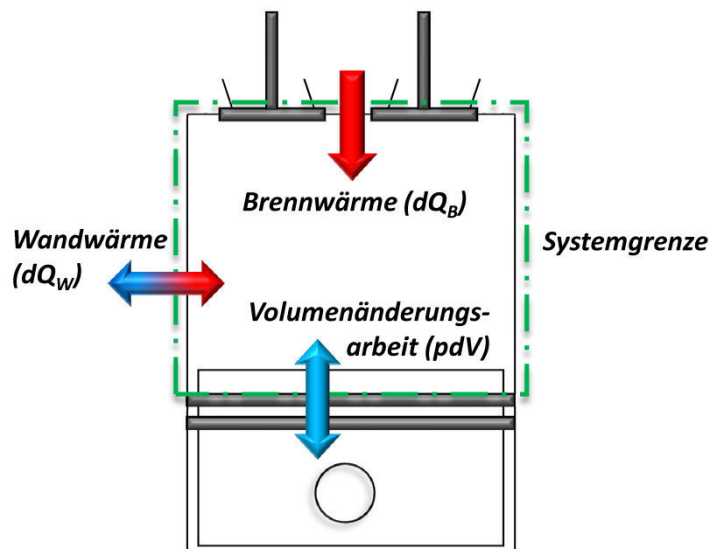


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung des geschlossenen Systems Brennraum

Für die Berechnung der Volumenänderungsarbeit respektive des Druckverlaufs ist somit die Kenntnis der Stoffeigenschaften (u , h , R), der Wandwärmeverluste dQ_W und des Brennverlaufs dQ_B notwendig. Die Lösung der entsprechenden Differentialgleichungen, die Berechnung der Kalorik und der Wandwärmeverluste werden in /GRIL4, BARG2/ genauer beschrieben – die Bestimmung des Brennverlaufs spielt im Rahmen des Zyklenschwankungsmodells eine wichtige Rolle, weshalb im Folgenden hierauf näher eingegangen werden soll.

3.2 Quasidimensionale Verbrennungsmodellierung

Im Allgemeinen wird zwischen einer empirischen und phänomenologischen Verbrennungsmodellierung unterschieden. Aufgrund der eingeschränkten Vorhersagefähigkeit eines empirischen Vibe-Brennverlaufs wurde ein so genanntes Entrainmentmodell verwendet, welches beispielsweise eine Berücksichtigung von Drehzahleinfluss oder Gaszusammensetzung ermöglicht. Es existieren zwar bereits diverse Veröffentlichungen, in denen die Hintergründe und der genaue Aufbau eines Entrainmentmodells hinlänglich beschrieben werden /GRIL1, TABA1, NOSK1, BLIZ1, MORE1/, allerdings ist die Darstellung des Aufbaus des Entrainmentmodells für spätere Erläuterungen zum Zyklenschwankungsmodell unerlässlich, da im Zuge dessen auf die im Entrainmentmodell verwendeten Gleichungen verwiesen wird.

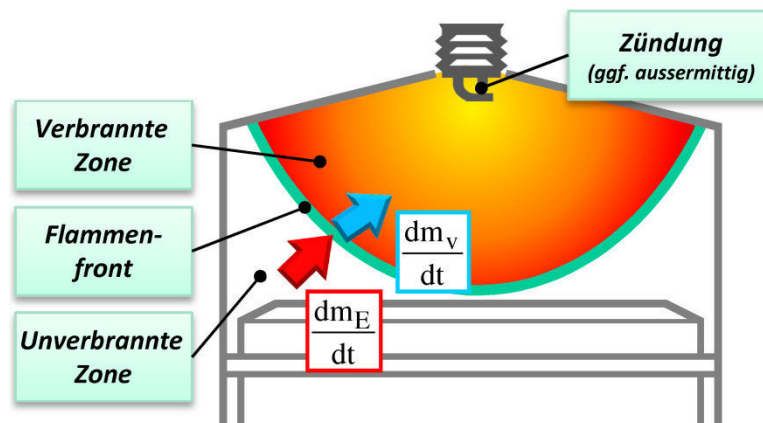


Abbildung 3.2: Schematische Darstellung des Entrainmentmodells

Anhand von **Abbildung 3.2** soll die Modellvorstellung nachfolgend kurz erläutert werden. Grundsätzlich breitet sich die Flamme beginnend am Ort der Zündkerze halbkugelförmig aus. In den meisten Fällen wird die Zündkerzenposition leicht außermittig gewählt, da auch bei zentraler Zündkerzenlage eine reale Verbrennung niemals perfekt hemisphärisch verlaufen würde. Der Brennraum wird in zwei thermodynamische Zonen unterteilt – eine verbrannte Zone und eine unverbrannte Zone. Darüber hinaus existiert die so genannte Flammenfront, welche jedoch per Definition keine Zone darstellt, da sie infinitesimal klein ist und somit keine Masse enthält.

Der Brennverlauf $dm_B/d\varphi$ ergibt sich dabei gemäß /GRIL1/ aus **Gleichung 3.4** – d.h. aus dem Quotienten der Masse m_F , die in der Flammenfront enthalten ist, und der charakteristischen Brenndauer τ_L (**Gleichung 3.5**). Nach /WARN1/ entspricht diese der Zeit, die für die komplette Umsetzung eines Turbulenzballens der Taylorlänge l_T (**Gleichung 3.6**) benötigt wird, wobei für deren Bestimmung zuvor die turbulente kinematische Viskosität ν_{turb} , die turbulente

Schwankungsgeschwindigkeit u_{turb} , das integrale Längenmaß l^9 und der Vorfaktor χ_T^{10} ermittelt werden müssen.

$$\frac{dm_v}{dt} = -\frac{dm_{uv}}{dt} = \frac{dQ_B}{d\varphi} \cdot \frac{1}{H_u} \cdot \frac{d\varphi}{dt} = \frac{m_F}{\tau_L} \quad (3.4)$$

$$\tau_L = \frac{l_T}{s_L} \quad (3.5)$$

$$l_T = \sqrt{\chi_T \cdot \frac{v_{turb} \cdot l}{u_{turb}}} \quad (3.6)$$

Die Masse in der Flammenfront ergibt sich wiederum aus dem Entrainmentmassenstrom (**Gleichung 3.7**), der neben der Dichte in der unverbrannten Zone ρ_{uv} und der Flammenoberfläche A_F insbesondere von der Entrainment- oder Eindringgeschwindigkeit u_E abhängt. Letztere ergibt sich nach **Gleichung 3.8** aus der Summe von turbulenter Schwankungsgeschwindigkeit u_{turb} (**Gleichung 3.9**) und laminarer Flammengeschwindigkeit s_L (**Gleichung 3.10**).

$$\frac{dm_E}{dt} = \rho_{uv} \cdot A_F \cdot u_E \quad (3.7)$$

$$u_E = u_{turb} + s_L \quad (3.8)$$

$$u_{turb} = \sqrt{\frac{2}{3} \cdot k} \quad (3.9)$$

$$s_L = s_{L,0} \cdot \left(\frac{T_{uv}}{298K}\right)^\alpha \cdot \left(\frac{p}{1bar}\right)^\beta \cdot \left(1 - 2.06 \cdot x_{R,st} \xi_R\right)$$

mit

$$\alpha = 2.18 - 0.8 \cdot \left(\frac{1}{\lambda} - 1\right)$$

$$\beta = -0.16 + 0.22 \cdot \left(\frac{1}{\lambda} - 1\right)$$

$$s_{L,0} = 0.305 - 0.549 \cdot \left(\frac{1}{\lambda} - 1.21\right)^2 \quad (3.10)$$

Im Sinne einer phänomenologischen Modellierung werden in dieser unter anderem der stöchiometrische Restgasgehalt $x_{R,st}$ und der Restgaskoeffizient ξ_R berücksichtigt, welche in späteren Kapiteln (z.B. Kap.4.4.2 oder Kap.5.3) noch von Bedeutung sein werden. Die turbulente Schwankungsgeschwindigkeit errechnet sich zu jedem Zeitpunkt oder Grad Kurbelwinkel direkt aus der turbulenten kinetischen Energie k . Diese ergibt sich ausgehend vom globalen

⁹ Dieses errechnet sich im vorliegenden Modell aus dem Radius einer Kugel, deren Volumen dem Volumen des Zylinders entspricht.

¹⁰ Gemäß /GRIL1, HEYW1/ wurde χ_T im Rahmen der Untersuchungen auf $\chi_T = 15$ gesetzt.

Turbulenzniveau C_k , welches wiederum die turbulente kinetische Energie k_{start} zu Beginn der Turbulenzberechnung bestimmt (siehe auch /NOSK1/ bzw. **Gleichung 3.11**), über die Berücksichtigung diverser Dissipations- und Produktionsterme gemäß dem in /BARG2, KOZU1/ beschriebenen k- ϵ -Turbulenzmodell. Weitestgehend mit Hilfe des oben erwähnten C_k Werts erfolgt letztendlich auch die motorspezifische Anpassung des Entrainmentmodells.

$$k_{Start} = C_k \cdot \left(\frac{c_m \cdot d_{cyl}^2}{n_{IV} \cdot d_{IV} \cdot h_{IV}} \right)^2 \quad (3.11)$$

3.3 Klopfmodellierung

Um die Auswirkungen der zyklischen Verbrennungsschwankungen auf die Klopfsimulation untersuchen zu können, ist die Einbindung eines entsprechenden Klopfmodells notwendig. Es existieren bereits diverse Ansätze zur Klopfvorhersage /FRAN1, WORR1, DOUN1, WAYN1, LAEM1, SCHM1/, welche zum Teil auch im Rahmen dieser Arbeit zur Verfügung standen. Allen Modellen gemein ist die Berechnung eines Vorreaktionszustands auf Basis des Druck- und Temperaturverlaufs der unverbrannten Zone. Die Reaktionskinetik wird dabei vereinfachend über einen Arrheniusansatz zur Berechnung der globalen Zündverzugszeit abgebildet. Im Zuge der Untersuchungen zum Zyklenschwankungsmodell fanden insbesondere die zwei folgenden, in Kap.3.3.1 und 3.3.2 beschriebenen Klopfmodelle Anwendung.

3.3.1 Klopfmodellansatz nach Franzke

Die grundsätzliche Idee des Modellansatzes nach Franzke /FRAN1/ beruht auf dem Einfluss der Vorreaktionen auf das Klopfen im Endgasbereich. Diese hängen wiederum vom entsprechenden Druck- und vor allem vom Temperaturverlauf ab. Basierend auf einer mittleren Vorreaktionsgeschwindigkeit w_{Reak} (**Gleichung 3.12**) ergibt sich der so genannte Vorreaktionszustand gemäß **Gleichung 3.13** über die Aufintegration von w_{Reak} von Kompressionsbeginn t_{ES} bzw. φ_{ES} bis zu dem betrachteten Zeitpunkt t bzw. Kurbelwinkel φ_E .

$$w_{Reak} \sim \frac{1}{\tau} \sim \frac{p^a}{e^{b/T_{UV}}} \quad (3.12)$$

mit a, b brennstoffabhängige Koeffizienten

$$I = \int_{t_{ES}}^t w_{Reak} dt = \frac{1}{\omega} \cdot \int_{\varphi_{ES}}^{\varphi_E} \frac{p^a}{e^{b/T_{UV}}} d\varphi \quad (3.13)$$

mit ω Winkelgeschwindigkeit der Kurbelwelle [$1/s$]

Bei Überschreitung eines konstanten, kritischen Vorreaktionszustands im Endgas wird eine klopfende Verbrennung vorhergesagt. Zu diesem Zweck ist es im Weiteren notwendig einen

Auswertezeitpunkt des Vorreaktionsintegrals festzulegen, welcher infolge des Zusammenhangs von Vorreaktionsgeschwindigkeit und Verbrennungsfortschritt¹¹ von eben diesem abhängig ist. Dieser Umstand wird in /FRAN1/ über den Quotienten K (**Gleichung 3.14**) berücksichtigt, welcher für den darin untersuchten Versuchsmotor im Mittel auf 0.53 gesetzt werden konnte. Mit anderen Worten, eine klopfende Verbrennung wird vorhergesagt, wenn der Vorreaktionszustand (**Gleichung 3.13**) spätestens zum Zeitpunkt φ_E (**Gleichung 3.15**), welcher sich aus Brennbeginn φ_{VA} und Brenndauer $\Delta\varphi$ des zugehörigen Vibe-Brennverlaufs ergibt, einen definierten kritischen Vorreaktionszustand überschritten hat.

$$K = \frac{\varphi_K - \varphi_{VA}}{\Delta\varphi}$$

mit φ_K Kurbelwinkel bei Klopfbeginn [$^{\circ}KW$]
 φ_{VA} Kurbelwinkel bei Brennbegim [$^{\circ}KW$]
 $\Delta\varphi$ Brenndauer [$^{\circ}KW$]

(3.14)

$$\varphi_E = \varphi_{VA} + K \cdot \Delta\varphi$$

mit φ_{VA} Kurbelwinkel bei Brennbegim [$^{\circ}KW$]
 $\Delta\varphi$ Brenndauer [$^{\circ}KW$]

(3.15)

Die im Rahmen dieser Arbeit verwendete Formulierung des Vorreaktionsintegrals ist in **Gleichung 3.16** dargestellt. Dabei wird der Auswertezeitpunkt φ_E – alternativ zur Bestimmung über den Quotient K – über den Kurbelwinkel bei 80% Brennstoffmassenumsatz ermittelt. Dies entspricht in erster Näherung der Annahme $K \approx 0.53$.

$$I = \frac{1}{6 \cdot n \cdot c} \cdot \int_{\varphi_{ES}}^{\varphi_E} \frac{p(\varphi)^a}{e^{b/T_{UV}(\varphi)}} d\varphi$$

mit φ_E Kurbelwinkel bei 80% Massenumsatz
 $a = 1.3$
 $b = 4179K$
 $c = 1.898 \cdot 10^{-3}$

(3.16)

3.3.2 FKFS-Klopfmodellansatz

Wie auch /FRAN1/ basiert der im Folgenden beschriebene FKFS Modellansatz nach /SCHM1/ auf der Bestimmung eines integralen Zündverzugs. Dessen Auswertezeitpunkt liegt hier allerdings bei einem Massenumsatz von 85%. Physikalisch könnte dies über den Zeitpunkt des Rückströmens der verhältnismäßig kühlen Feuerstegmasse in den Endgasbereich erklärt werden, welche ein Einfrieren der Vorreaktionen bewirkt. Der Rückströmzeitpunkt

¹¹ Mit zunehmender Flammenausbreitung und damit einhergehendem Druckanstieg wird das Endgas verdichtet, was zu einem Temperaturanstieg und einer Beschleunigung der Vorreaktionen führt.

korreliert mit der Lage des Maximaldrucks, welcher üblicherweise in Bereichen größer 80% Massenumsatz vorzufinden ist /SCHM1/.

Da die Temperatur der unverbrannten Zone für die Berechnung des Vorreaktionsintegrals maßgebend ist, gleichzeitig aber von der Wahl des Wandwärmübergangsansatzes abhängt, wird im Sinne der bestmöglichen Vergleichbarkeit eine adiabate Ermittlung der Temperatur ausgehend vom Startzustand (p_{Start}, T_{start}) empfohlen (siehe **Gleichung 3.17**), da so lediglich indirekt über die Auswirkungen der Wandwärmeverluste auf den Brennraumdruck eine Beeinflussung entsteht.

$$T_{UV} = \left(\frac{p(\varphi)}{p_{Start}} \right)^\kappa \cdot T_{Start} \tag{3.17}$$

Zusätzlich wird diese Temperatur im Unverbrannten um den Einfluss heißer Brennraumwände („Hot-Spots“) und den Einfluss der Vorheizzone erweitert, so dass sich eine so genannte Vorreaktionstemperatur $T_{Vorreaktion}$ ergibt (gemäß **Gleichung 3.18**).

$$T_{Vorreaktion} = \begin{cases} (1 - k_W) \cdot T_{UV}(\varphi) + k_W \cdot T_{HotSpot} & \forall V_{V,rel}(\varphi) \geq V_{krit} \\ (1 - k_W) \cdot \overline{T_{Vorheiz}}(\varphi) + k_W \cdot T_{HotSpot} & \forall V_{V,rel}(\varphi) < V_{krit} \end{cases}$$

mit k_W Abstimmparameter Hot Spot Einfluss
 $T_{HotSpot}$ Temperatur der Hot Spots
 $T_{Vorheiz}$ Temperatur der Vorheizzone
 V_{krit} Kritisches Volumenverhältnis
 $V_{V,rel} = \frac{V_{UV}(\varphi)}{V_V(\varphi)}$

(3.18)

Dabei werden grundsätzlich zwei Fälle unterschieden. Wenn das Volumenverhältnis $V_{V,rel}$ noch größer oder gleich dem kritischen Volumenverhältnis V_{krit} (hier: $V_{krit} = 0.19$) ist, ergibt sich die Vorreaktionstemperatur $T_{Vorreaktion}$ entsprechend **Abbildung 3.3** aus dem mit k_W gewichteten Mittelwert der Temperatur im Unverbrannten T_{UV} und der Temperatur der Hot Spots $T_{HotSpot}$.

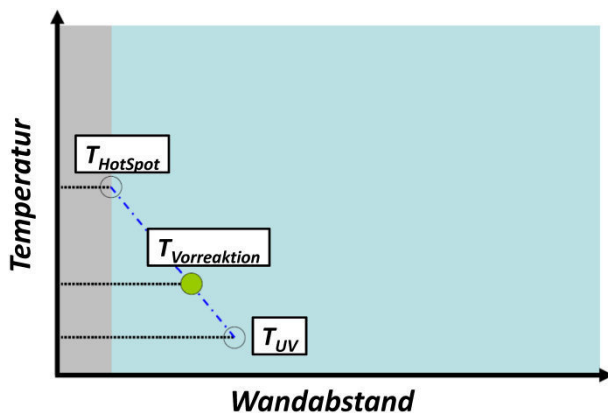


Abbildung 3.3: Schematische Darstellung der Berechnung der Vorreaktionstemperatur für $V_{V,rel} \geq V_{krit}$ /SCHM1/

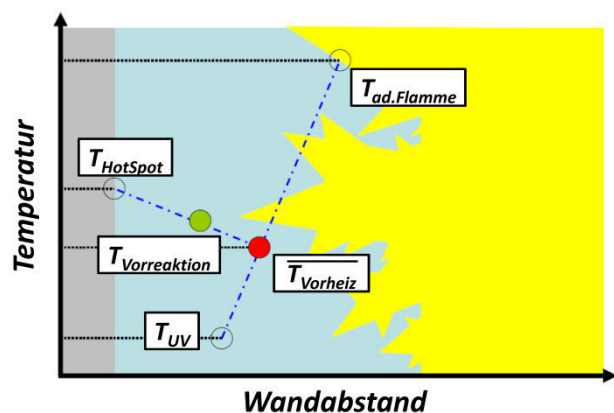


Abbildung 3.4: Schematische Darstellung der Berechnung der Vorreaktionstemperatur für $V_{V,rel} < V_{krit}$ /SCHM1/

Für den Fall, dass das kritische Volumenverhältnis unterschritten wird, setzt sich die Vorreaktionstemperatur $T_{Vorreaktion}$ aus dem ebenfalls mit k_W gewichteten Mittel von Vorheiztemperatur $T_{Vorheiz}$ und Hot-Spot-Temperatur $T_{HotSpot}$ zusammen (siehe dazu **Abbildung 3.4** bzw. **Gleichung 3.18**). Die Vorheiztemperatur errechnet sich hierbei gemäß **Gleichung 3.19** aus dem mit k_V gewichteten Mittelwert der Temperatur im Unverbrannten T_{UV} und der adiabatisch isobaren Flammentemperatur $T_{ad.Flamme}$. Der Parameter k_V ist dabei abhängig von der turbulenten Schwankungsgeschwindigkeit u' und spiegelt somit den Turbulenz- bzw. Drehzahleinfluss auf den integralen Zündverzug wider. Das Vorreaktionsintegral $I_{Vorreaktion}$ ermittelt sich somit anstatt über die Temperatur der unverbrannten Zone über die Vorreaktionstemperatur $T_{Vorreaktion}$ (siehe **Gleichung 3.20**). Die Aufintegration erfolgt dabei von 90°KW vor Zünd-OT (φ_{Start}) bis zum 85% Massenumsatzpunkt (φ_{Ende}). Sämtliche Hintergründe und die genaue Herleitung dieser Modifikationen können im Übrigen in /SCHM1/ nachvollzogen werden.

$$\overline{T_{Vorheiz}}(\varphi) = (1 - k_V) \cdot T_{UV}(\varphi) + k_V \cdot T_{ad.Flamme}(\varphi)$$

$$\text{mit } k_V = \left(\frac{u'(\varphi)}{u_0} \right)^r ; 0 \leq k_V \leq 1 \quad (3.19)$$

$$I_{Vorreaktion} = \frac{1}{6 \cdot n \cdot c} \cdot \int_{\varphi=\varphi_{Start}}^{\varphi=\varphi_{Ende}} \left(\frac{1}{p^a \cdot e^{\left(\frac{b}{T_{Vorreaktion}(\varphi)} \right)}} \right) \cdot d\varphi \quad (3.20)$$

$$\text{mit } a = -1.1$$

$$b = 4179$$

$$c = 1.493 \cdot 10^{-3}$$

4

Untersuchung der Zyklenschwankungen

Im Rahmen dieser Arbeit wurden keine eigenen Messungen durchgeführt. Sämtliche Messdaten wurden von den Vertretern der Industrie oder dem FKFS bereitgestellt. Aus diesem Grund existieren auch deutliche Unterschiede der einzelnen Versuchsträger bezüglich des vermessenen Betriebsbereichs (Volllast, Teillast, komplettes Kennfeld), des Motorkonzepts (Downsizing, Erdgasmotor) oder der betrachteten Effekte (Restgasvariation, Lambdavarisation, Zündwinkelvariation ins Klopfen). In Summe ergibt sich allerdings eine äußerst umfangreiche und komplette Messdatenbasis, welche alle für die Zyklenschwankungsmodellierung relevanten Effekte abdeckt. Zwar wird die Modellerstellung durch die Verteilung der einzelnen Effekte auf verschiedene Versuchsträger erschwert, jedoch gewinnt das spätere Zyklenschwankungsmodell aufgrund der Vielfalt an Versuchsträgern und Motorkonzepten auf diese Weise deutlich an Allgemeingültigkeit und Belastbarkeit. Im Folgenden soll zunächst auf die untersuchten Versuchsträger und die jeweiligen Messdatenbereiche näher eingegangen werden.

4.1 Versuchsträger zur Entwicklung des Zyklenschwankungsmodells

Ein Auszug der wichtigsten Eckdaten aller Versuchsträger ist Tabelle 5.1 zu entnehmen.

<i>Geometriedaten</i>	<i>Daimler</i>	<i>Mahle</i>	<i>MTU</i>	<i>Opel</i>
Bauart [-]	R4	R3	V12/Einzyl.	R4
Hubraum [cm ³]	1796	1200	57199	2198
Hub [mm]	85	74	210	95
Bohrung [mm]	82	83	170	86
Geom. Verdichtung [-]	10.0	9.75	12.9	11.9
Max. Leistung [kW] bei Drehzahl [U/min]	135 5500	144 6500	1200 1500	114 5600
Kraftstoff	Benzin	Benzin	Erdgas	Benzin
Anzahl Betriebspunkte [-]	> 1000	270	17	44

Tabelle 4.1: Geometriedaten der Entwicklungsversuchsträger

4.1.1 Daimler M271

Bei dem Versuchsträger des Daimler M271 handelt es sich um einen mechanisch aufgeladenen Vierzylinder-Ottomotor mit Saugrohreinspritzung und zentraler Zündkerzenlage (siehe auch /MIKU1/). Der in **Abbildung 4.1** dargestellte Messdatenbereich lässt nur schwer erahnen wie groß die Bedeutung dieser Messdatenbasis für die Modellentwicklung war. Ausgehend von einer Last-Drehzahl-Kombination von 3 bar und 1600 U/min wurde sowohl eine Drehzahlvariation (1200, 1600, 2000 U/min) als auch eine Lastvariation (2, 3, 4 bar) vermessen. Für jeden dieser Betriebspunkte wurden Abrasterungen diverser Kombinationen der Einlass- und Auslasssteuerzeiten untersucht, um die Einflüsse von variierenden Strömungsverhältnissen und Abgasrückführaten genauer zu untersuchen. Für die Messungen kamen zudem fünf verschiedene Einlassnockenwellenkonturen zum Einsatz, welche sich in erster Linie im Ventilhub und in der Länge des Öffnungsevents unterschieden. Explizit betragen diese 80, 100, 180, 210 und 230 °KW, wobei der Wert jeweils auf die EÖ bzw. ES-Kurbelwinkelstellung bei 2 mm Ventilhub bezogen wurde (siehe auch **Abbildung 4.2**). Durch die nockenwellenspezifischen Öffnungsdauern und Ventilhübe ergeben sich über die betriebspunktspezifischen Steuerzeitenvariationen hinaus deutliche Unterschiede in der Ladungsbewegung und folglich auch im Turbulenzniveau zu Verbrennungsbeginn. Insgesamt umfasst die Messdatenbasis mehr als 1000 Betriebspunkte mit jeweils 250 Einzelzyklen pro Betriebspunkt.

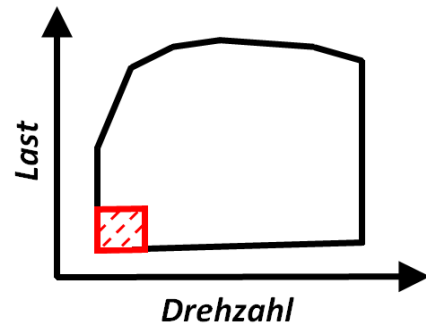


Abbildung 4.1: Messdatenbereich Daimler M271

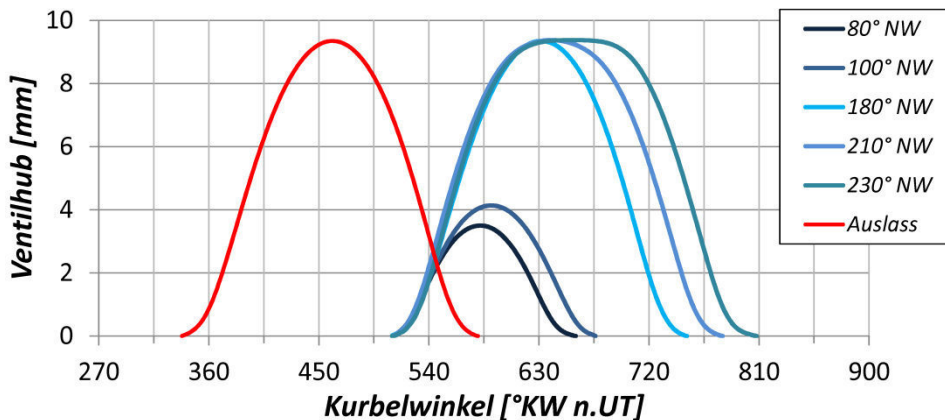


Abbildung 4.2: Ventilhubverläufe der unterschiedlichen Einlassnockenkonturen des Daimler M271

Dass das Verständnis des Einflusses der Inertgasmasse und der Strömungsverhältnisse auf die zyklischen Schwankungen von hoher Bedeutung für die Modellierung der Zyklenschwankungen ist, zeigt **Abbildung 4.3**. Hierin ist exemplarisch für die 230° Nockenwelle bei 3 bar Last und 1600 U/min die Abhängigkeit der Zyklenschwankungen vom Restgasgehalt und von den Steuerzeiten aufgetragen. Die steigenden Restgasgehalte bei konstanter ES-Steuerzeit ergeben sich durch eine sukzessive Erhöhung der Ventilüberschneidung, welche wiederum aus einer Verstellung des Auslassventils hin zu späteren Steuerzeiten resultiert. Deutlich zu erkennen ist, neben dem Anstieg der Schwankungen mit zunehmendem Restgasgehalt, der Einfluss der

ES-Steuerzeit. Bei konstantem Restgasgehalt ergibt sich je nach Stellung des Einlassventils ein $COV_{p_{mi}}$ von etwa einem bis zu knapp vier Prozent.

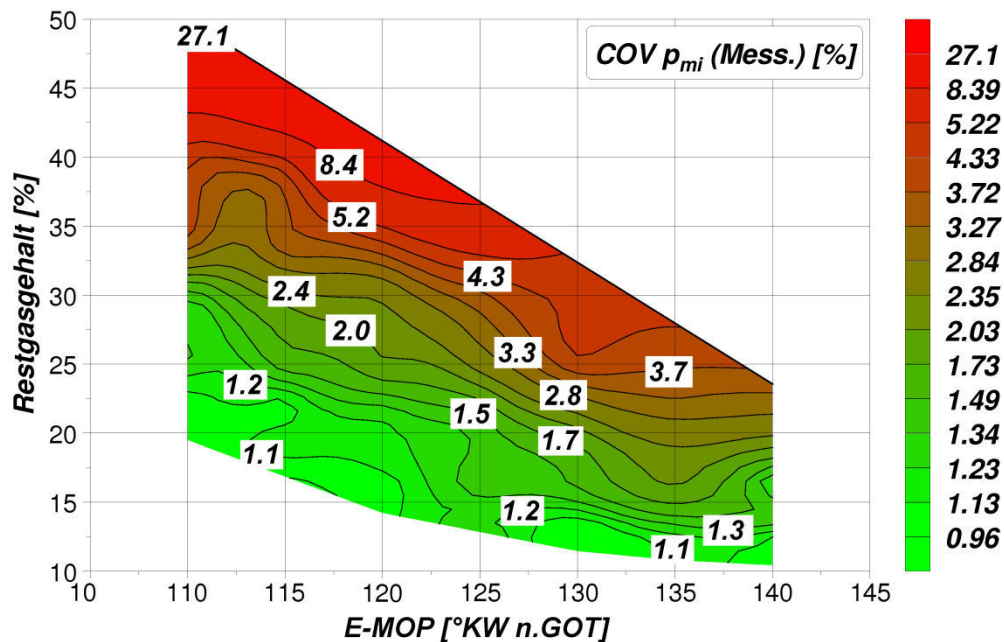


Abbildung 4.3: $COV_{p_{mi}}$ (Messung) in Abhängigkeit vom Restgasgehalt und von der ES-Steuerzeit (230° NW, 3 bar, 1600 U/min)

4.1.2 Mahle Downsizingmotor

Mit strahlgeführter Benzindirekteinspritzung, zentraler Injektorlage und außermittig angeordneter Zündkerze, ein- bzw. zweistufiger Abgasturboaufladung und unter anderem der Möglichkeit zur externen, gekühlten Abgasrückführung ist der Mahle Downsizingmotor auf dem aktuellen Stand der Technik und somit ein sehr interessanter Versuchsträger im Hinblick auf die Modellierung und Untersuchung der zyklischen Verbrennungsschwankungen (siehe /KORT1/). Im Gegensatz zu dem, auf geringe Drehzahlen und Lasten beschränkten, Betriebsbereich des Daimler M271 stand bezüglich des Mahle Downsizingmotors ein komplettes Motorkennfeld zur Verfügung (siehe **Abbildung 4.4**). Insgesamt belief sich die Messdatenbasis des Mahle Downsizingmotors auf 269 Betriebspunkte, deren Zyklenschwankungen in **Abbildung 4.5** dargestellt sind. Im oberen Lastbereich zeigt sich aufgrund der späteren Schwerpunktlagen eine ansteigende Tendenz der Zyklenschwankungen. Darüber hinaus sind im unteren Last- und Drehzahlbereich höhere $COV_{p_{mi}}$ zu beobachten, die sich aus einem höheren Inertgasanteil ergeben. Pro Betriebspunkt wurden 300 Einzelarbeitsspiele aufgezeichnet. Die für einen Ottomotor extrem hohen Aufladegrade (2,8 bar) und die daraus resultierenden indizierten Mitteldrücke (max. $p_{me} = 30$ bar) in Verbindung mit einem breiten Drehzahlband von 1000 bis 6000 U/min ermöglichten letztendlich eine umfassende Untersuchung des Drehzahl- und Lastverhaltens der Zyklenschwankungen.

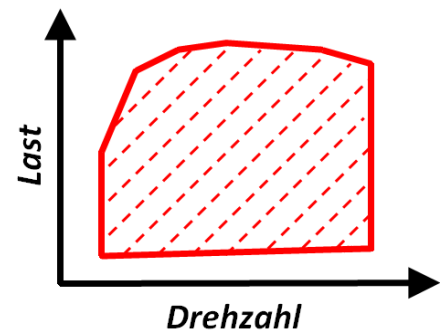


Abbildung 4.4: Messdatenbereich Mahle Downsizingmotor

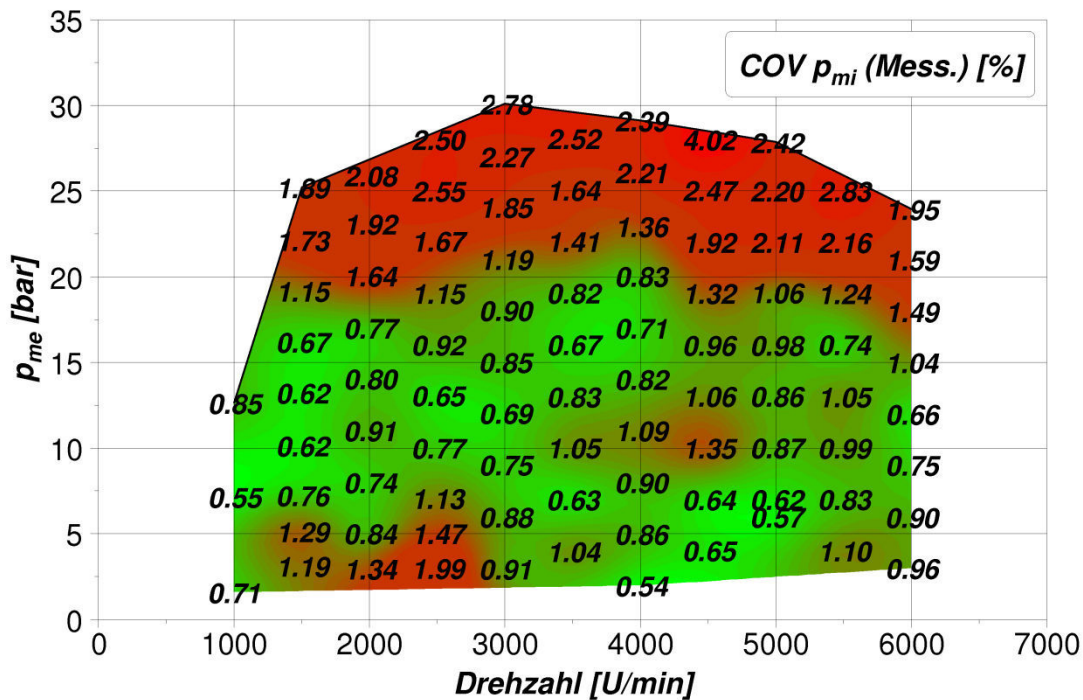


Abbildung 4.5: Zyklenschwankungen des Mahle Downsizingmotors

4.1.3 MTU BR4000

Beim MTU BR4000 handelt es sich um einen einstufig turboaufgeladenen Großgasmotor mit zweistufiger Gemischkühlung. Die Gemischbildung erfolgt dabei vor Verdichter über einen Venturi-Gasmischer. Anstatt einer Vorkammer im Zylinderkopf besitzt der Motor eine zentral platzierte Vorkammerzündkerze. Die Messdaten des MTU BR4000 umfassen sowohl Daten für das Einzylinderaggregat wie auch für den Vollmotor. Für beide Varianten wurden eine Luftverhältnisvariation bis an die Magerlaufgrenze und eine kombinierte Variation von Luftverhältnis und Zündzeitpunkt vermessen – vergleiche **Abbildung 4.7** und **Abbildung 4.8**. In diesen Abbildungen schön zu erkennen ist, wie die Schwankungen mit stärkerer Abmagerung und bei konstantem Zündwinkel zunehmen, aber auch wie es gleichzeitig möglich ist, in Bereichen hoher Abmagerung durch eine Frühverstellung des Zündzeitpunkts die Verbrennung wieder zu stabilisieren. Die Messdatenbasis fällt mit 17 Betriebspunkten á 250 Einzelarbeitsspielen im Vergleich zum Daimler- bzw. Mahle-Motor überschaubar aus und auch der Betriebsbereich umfasst nur moderate Unterschiede in der Motorlast (ca.19-25 bar) bei einer konstanten Drehzahl von 1500 U/min (siehe **Abbildung 4.6**). Nichtsdestotrotz war auch dieser Teil der Messdatenbasis von großer Bedeutung für die Modellierung der Zyklenschwankungen, da so der Einfluss einer Ladungsverdünnung an der Volllast untersucht werden konnte. Da der MTU Motor außerdem mit Erdgas betrieben wurde, konnte somit auch ein potentieller Kraftstoffeinfluss auf das Verhalten der zyklischen Verbrennungsschwankungen berücksichtigt werden. Zudem lieferte die Luftverhältnisvariati-

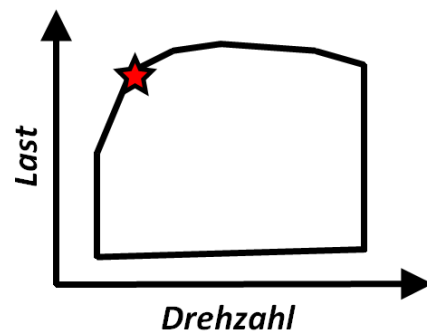


Abbildung 4.6: Messdatenbereich MTU Gasmotor

on der Luftverhältnisvariati-

on im Vergleich zur Restgasverdünnung wichtige Zusatzinformationen im Hinblick auf die Modellierung der Zyklenschwankungen.

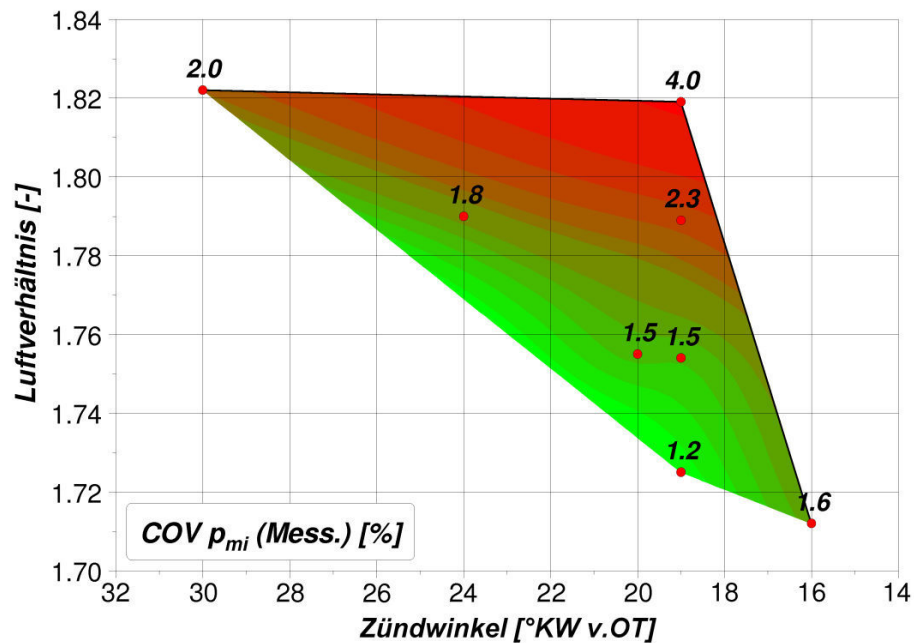


Abbildung 4.7: MTU Messdaten in Abhängigkeit von Luftverhältnis und Zündwinkel (Einzyylinder)

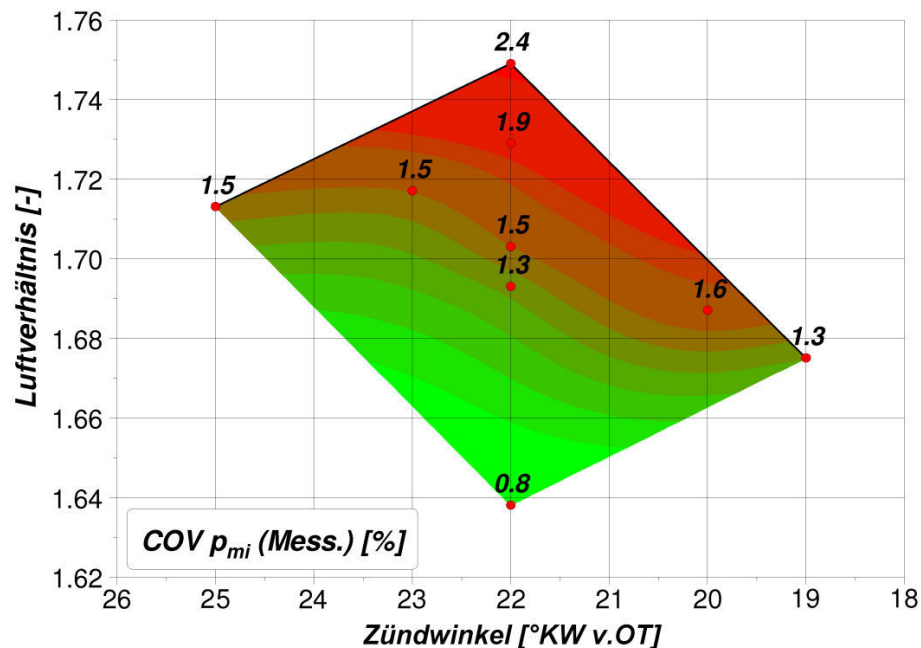


Abbildung 4.8: MTU Messdaten in Abhängigkeit von Luftverhältnis und Zündwinkel (Vollmotor, Zylinder 1)

4.1.4 Opel Z22YH

Der Opel Z22YH ist ein 2,2l Vierzylinder-Saugmotor mit Direkteinspritzung und zentraler Zündkerzenlage. Weitere Kenndaten sind in /SCHN1/ zu finden. Wie in **Abbildung 4.9** zu erkennen ist, erstreckt sich der für die Untersuchung verfügbare Messdatenbereich über die gesamte Vollastlinie. Dabei wurden Drehzahlen von 1000 bis 6000 U/min vermessen. Für jede Drehzahl wurde der Zündwinkel an der Klopfgrenze schrittweise nach früh verstellt, um

eine klopfende Verbrennung hervorzurufen. Diese Daten waren grundlegender Bestandteil der Untersuchungen zu Kap.7 und dienten somit in erster Linie der Lierung. Da insgesamt 500 Einzelarbeitsspiele pro Betriebspunkt aufgezeichnet wurden, waren die Randbedingungen sowohl für eine genaue Bestimmung der Klopfhäufigkeit (siehe Kap.7.2) als auch für eine Ermittlung der Zyklenschwankungen gegeben. Trotz der vergleichsweise noch geringen Anzahl an Betriebspunkten – insgesamt 44 – und des eingeschränkten Betriebsbereichs waren die Messdaten insoweit sehr hilfreich, als dass der Einfluss einer Zündzeitpunktvariation auf die Zyklenschwankungen und außerdem die Drehzahlabhängigkeit der Zyklenschwankungen bei Volllast untersucht werden konnte.

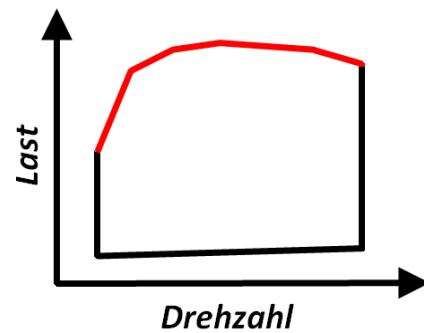


Abbildung 4.9: Messdatenbereich Opel Z22YH

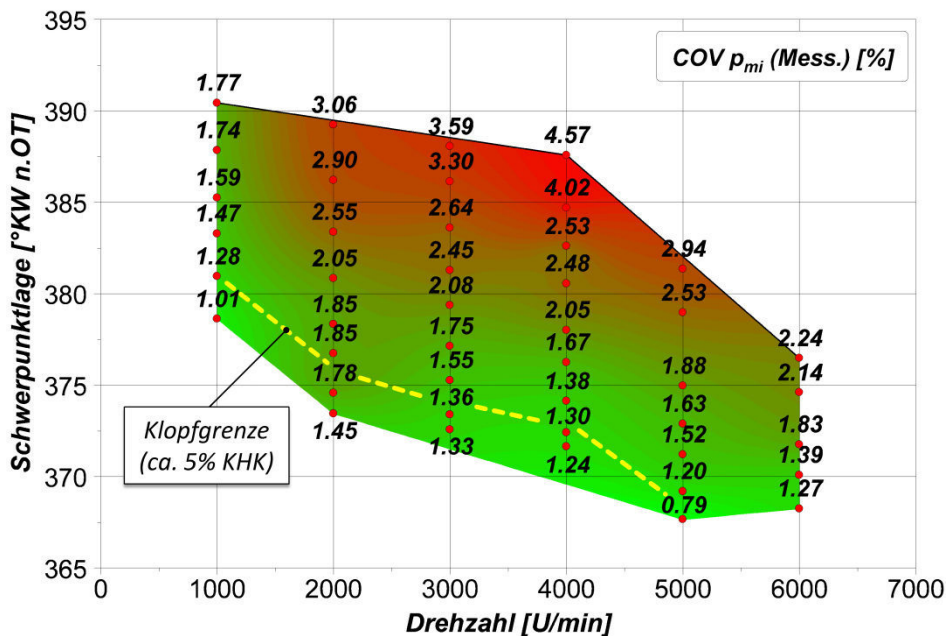


Abbildung 4.10: Zyklenschwankungen bei Zündwinkelvariation des Opel Z22YH

Die Analyse der Einzelarbeitsspiele zeigte für die Betriebspunkte bei 6000 U/min nur ein eingeschränktes Konvergenzverhalten. Ursache hierfür sind zum einen der strukturelle Aufbau der Einzelarbeitsspielanalyse in Verbindung mit der hohen Arbeitsspielanzahl und zum anderen unter Umständen die gerade bei hohen Drehzahlen teilweise problematische Nulllinienfindung /HOHE1/. Ausgewertet wurden in der Einzelarbeitsspielanalyse daher jeweils 150 Arbeitsspiele¹². In **Abbildung 4.10** sind die zyklischen Schwankungen (COV p_{mi}) für jede Drehzahl in Abhängigkeit der Schwerpunktlage aufgetragen. Mit zunehmender Entfernung

¹² Der Einfluss, ob 150 oder 500 Arbeitsspiele in der Einzelarbeitsspielanalyse ausgewertet werden, war auf das Endergebnis gering, siehe Anhang **Abbildung 9.1**.

von der Klopfgrenze – d.h. mit späteren Zündzeitpunkten und folglich auch späteren Schwerpunktlagen – nehmen die Zyklenschwankungen deutlich zu. Oder mit anderen Worten, je näher der Zündwinkel an der Klopfgrenze appliziert wird, desto geringer werden die Zyklenschwankungen. Über der Drehzahl zeigt sich darüber hinaus bei konstantem Verbrennungsschwerpunkt ein tendenzieller Anstieg der $COV_{p_{mi}}$ und eine Abnahme der Klopfneigung.

4.2 Versuchsträger zur Validierung des Zyklenschwankungsmodells

Zur Validierung des Zyklenschwankungsmodells standen neben den vier bereits vorgestellten Versuchsträgern drei weitere Motoren zur Verfügung, deren Messdaten nicht in die Modellentwicklung mit eingeflossen sind. Insgesamt wurde das Zyklenschwankungsmodell somit anhand von sieben, zum Teil sehr unterschiedlichen Motoren getestet. Aus Geheimhaltungsgründen soll im Folgenden allerdings nicht genauer auf Hersteller, Motorentyp oder Motorgeometrie, sondern nur auf den jeweiligen Messdatenbereich eingegangen werden.

4.2.1 Validierungsmotor A und B

Die Validierungsmotoren A und B wurden zusammengefasst, da sie von einem Hersteller stammen und denselben Messdatenbereich aufweisen. Sie befinden sich beide auf dem aktuellen Stand der Technik und verfügen unter anderem über Benzindirekteinspritzung und Abgasturboaufladung. Darüber hinaus kommen moderne Applikationsstrategien und -techniken, wie z.B. die Luftspülung zum Einsatz. Der Messdatenbereich von Motor A und B erstreckt sich jeweils über eine komplette Vollastlinie (**Abbildung 4.11**). Das Last- und Drehzahlspektrum beinhaltet indizierte Mitteldrücke zwischen 12 und 27 bar und Drehzahlen von etwa 1000 bis 6500 U/min. Somit bieten die Motoren A und B ideale Voraussetzungen für die Validierung des Zyklenschwankungsmodell im Vollastbereich über ein breites Drehzahlband.

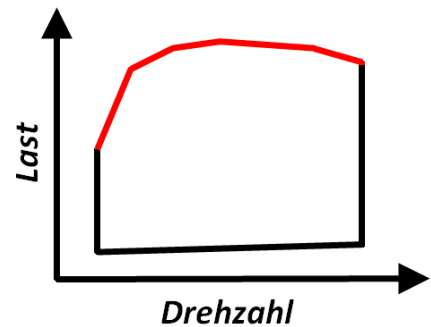


Abbildung 4.11: Messdatendatenbereich Validierungsmotor A und B

4.2.2 Validierungsmotor C

In **Abbildung 4.12** ist der Messdatenbereich des Validierungsmotors C wiedergegeben. Wichtig für die Validierung ist in diesem Fall vor allem, dass sich die Messdaten über den unteren bis mittleren Teillastbereich erstrecken und über ein relativ breites Drehzahlband vorliegen. Während also mit Hilfe der Motoren A und B die Validierung der Vollastlinie möglich ist, kann über Motor C das Zyklenschwankungsmodell in der Teillast verifiziert werden. Auf diese Weise sind im Sinne einer umfassenden Validierung die wichtigsten Kennfeldbereiche bezüglich der Vorhersage der Zyklenschwankungen abgedeckt.

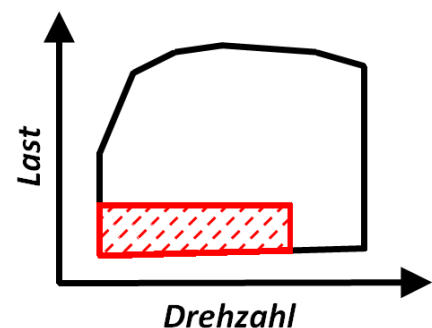


Abbildung 4.12: Messdatenbereich Validierungsmotor C

4.3 Druckverlaufs- und Ladungswechselanalyse

Zur Auswertung sämtlicher Messdaten wurden die im FVV Zylindermodul bzw. im FKFS Zylindermodul implementierten Werkzeuge der Druckverlaufsanalyse (DVA) und Ladungswechselanalyse (LWA) verwendet. Da diese Analyseverfahren bereits Stand der Technik sind und schon diverse Veröffentlichungen hierzu existieren /GRIL4, WENI1, BARG1, BARG3, KIST1/, werden die folgenden Ausführungen kurz gehalten. Eine DVA ermittelt aus einem indizierten Druckverlauf mit der Hilfe der Thermodynamik¹³ den so genannten Brennverlauf oder Brennstoffmassenumsatz. Dieser ist obligatorisch für die Untersuchung der Verbrennung (z.B. Brenndauer, Verbrennungsschwerpunkt, umgesetzte Brennstoffenergie etc.). Eine Abstimmung des Verbrennungsmodells erfolgt immer anhand des Brennverlaufs der DVA, weshalb Letzterer zudem Grundlage einer jeden simulativen Betrachtung ist.

Für die DVA ist zur Berechnung der thermischen Zustandsgleichung die Kenntnis der Zylinderladung notwendig. Diese setzt sich zusammen aus den messbaren Größen der Luft- und Kraftstoffmasse und aus dem zu berechnenden Inertgasanteil im Zylinder. Dessen Berechnung kann dabei entweder über ein abgestimmtes 1D-Strömungsmodell oder über eine Ladungswechselanalyse erfolgen. Hierbei werden unter Verwendung von Niederdruckindizierung, Durchflusskoeffizienten und Ventilhubverläufen die Massenströme im Ladungswechsel bilanziert und daraus der entsprechende Restgasgehalt ermittelt. Im Hinblick auf die Vorhersage der Zyklenschwankungen spielt dieser im Übrigen eine maßgebende Rolle, weshalb hier auf die Bedeutung einer genauen und belastbaren Ladungswechselanalyse hingewiesen werden soll.

4.3.1 Korrektur der Nulllinie

Die prüfstandseitige Erfassung des Drucksignals im Zylinder erfolgt über piezoelektrische Druckaufnehmer. Diese messen prinzipbedingt einen Relativdruck und müssen folglich in Beziehung zum Absolutdruck gesetzt werden. Für diese so genannte Nulllinienfindung existiert eine Reihe von Verfahren, welche in /MÜLL1/ aufgelistet sind. Im Rahmen der Messdatenauswertung wurde die Nulllinie über das Verfahren des Summenbrennverlaufskriteriums ermittelt, welches auf der Annahme basiert, dass während der frühen Kompressionsphase vor Zündung noch keine Wärme freigesetzt wird. Folglich muss der kumulierte Brennverlauf über dem Auswertebereich von Kurbelwinkelstellung φ_1 bis φ_2 Null ergeben (siehe **Gleichung 4.1**), was letztendlich über eine iterative Anpassung des Gesamtdruckniveaus gesteuert werden kann.

¹³ Insbesondere sind damit gemeint: der erste Hauptsatz der Thermodynamik, die thermische Zustandsgleichung idealer Gase, die Temperaturabhängigkeit kalorischer Stoffgrößen und – bei allen Untersuchungen, die über die Berechnung des Heizverlaufs hinausgehen – die Berücksichtigung des Wandwärmeübergangs (siehe auch Kap.3.1).

$$\int_{\varphi_1}^{\varphi_2} dQ_B \cdot d\varphi = 0 \quad (4.1)$$

Es ist offensichtlich, dass eine Nulllinienfindung unerlässlich für die korrekte Auswertung des Drucksignals ist (siehe z.B. /GORE1/). Wie empfindlich die Auswertung der Verbrennung allerdings schon auf geringe Ungenauigkeiten der Nulllinie reagiert, wird deutlich, wenn man berücksichtigt, dass bereits eine um 50 mbar verschobene Nulllinie bei einem Startdruck (Zylinderdruck zu Beginn der Druckverlaufsanalyse) von 1000 mbar zu einer fünf prozentigen Abweichung der berechneten Temperatur im Zylinder führt¹⁴. Vor dem Hintergrund der Berechnung des Klopffintegrals auf Basis des Arrheniusansatzes /FRAN1/ ergeben sich dadurch sehr hohe Genauigkeitsanforderungen an die Qualität der Druckindizierung mitsamt Nulllinienfindung.

4.3.2 Iterative Korrektur der Zylindermasse

Die Bestimmung der Brennrate aus dem indizierten Drucksignal hängt unter anderem von den Randbedingungen ab, die bei Rechenbeginn im Zylinder vorliegen. Bei Kenntnis von Zylindermasse, -zusammensetzung und -druck kann mit Hilfe der thermischen Zustandsgleichung idealer Gase der Anfangszustand bestimmt werden. Es ist möglich am Prüfstand neben dem Drucksignal auch den Luftmassenstrom, den Kraftstoffmassenstrom oder das Luftverhältnis zu messen. Somit stehen zur Ermittlung der Startbedingungen meist mehr Größen zur Verfügung als notwendig sind, wodurch sich jedoch die Frage ergibt, welcher Messgröße am ehesten zu trauen ist. Aufgrund der höheren Anzahl potentieller Fehlerquellen bei der Luft- oder Kraftstoffmessung wird beim Ottomotor im Allgemeinen der Luftverhältnismessung, dem Zylinderdrucksignal und den Modellen zu dessen Auswertung (DVA, Modellierung des Wandwärmeübergangs, Nulllinienfindung etc.) eine höhere Belastbarkeit eingeräumt.

Damit nun die Zylindermasse zum gemessenen Druckverlauf passt, wird Ersterer mit dem Ziel einer hundert prozentigen Energiebilanz (EGB) iterativ korrigiert (siehe **Gleichung 4.2**). Mit anderen Worten, die sich aus dem gemessenen Drucksignal ergebende umgesetzte Brennstoffenergie muss der zugeführten Energie entsprechen, wobei eine unvollständige Verbrennung (wie sie bei unterstöchiometrischem Kraftstoff-Luft-Gemisch vorkommt) durch den so genannten Umsetzungswirkungsgrad η_U berücksichtigt wird /BARG3, GRIL3, VOGT1/.

¹⁴ Sofern die Temperaturabhängigkeit der Stoffgrößen vernachlässigt wird, was für das Temperaturniveau bei „Einlass schließt“ näherungsweise angenommen werden kann.

$$EGB = \frac{\int_{\text{Brennbeginn}}^{\text{Brennende}} \frac{dQ_B}{d\varphi} d\varphi}{m_{Krst,zu} \cdot H_u \cdot \eta_U} \quad (4.2)$$

Je nach Betriebsart oder Motortyp finden unterschiedliche Varianten der 100% Iteration Verwendung, die jeweils Luftmasse, Kraftstoffmasse oder Luftverhältnis als konstant voraussetzen und die andere(n) Größe(n) anpassen. Aufgrund der hohen Messgenauigkeit der Lambda-sonde in dem für den Ottomotor typischen Betriebsbereich wird für Ottomotoren gemeinhin das Luftverhältnis konstant gehalten und Luft- und Kraftstoffmasse entsprechend verändert. Aktuell wird bei aufgeladenen Motoren im unteren Drehzahlbereich häufig eine Luftspülung, unter anderem auch in Verbindung mit einem unterstöchiometrischen, globalen Luftverhältnis, appliziert. Diese Konstellation lässt eine korrekte 100% Iteration jedoch nur bei konstanter Kraftstoffmasse zu, da in diesem Fall die exakte Luftmasse bzw. das Luftverhältnis im Zylinder schwerlich zu ermitteln sind.

4.3.3 Besonderheiten der Einzelarbeitsanalyse

Zur Untersuchung der zyklischen Verbrennungsschwankungen ist eine thermodynamische Auswertung der Einzelarbeitsspiele, d.h. eine Druckverlaufsanalyse auf Einzelarbeitsspielbasis, notwendig. In diesem Fall liegt kein, über eine große Anzahl von Zyklen gemittelter, Druckverlauf vor, sondern viele, mit Rauschen und Störungen behaftete, Einzeldruckverläufe. Aufgrund dieser Störungen ist eine Glättung bzw. Filterung¹⁵ der Einzeldruckverläufe erforderlich. Insbesondere bei einer Auswertung von klopfenden Arbeitsspielen wird die Notwendigkeit einer Filterung ungleich deutlicher, da die klopfartigen hochfrequenten Schwankungen auf dem Drucksignal eine stabile Auswertung ausschließen. Hierbei soll betont werden, dass die Klopfdetektion selbstverständlich auf den ungefilterten Einzeldruckverläufen basiert. Parallel dazu erfolgte jedoch die Analyse der Einzelzyklen auf Basis der gefilterten Druckverläufe, um die zugehörigen thermodynamischen Kenngrößen zu ermitteln. Nach Klopfbeginn ist deren Belastbarkeit allerdings kritisch zu betrachten.

In dieser Arbeit kam eine einmalige Absolutdruckbestimmung auf Basis des gemittelten Arbeitsspiels zum Einsatz. Unter Umständen problematisch kann diese Vorgehensweise bei einer Temperaturdrift und bei einer in diesem Zusammenhang ebenfalls abdriftenden Nulllinie werden, was eine kritische Betrachtung der Messdatenqualität notwendig macht (siehe Kap.4.4.6 und insbesondere *Abbildung 4.51*). In diesem Zusammenhang soll allerdings angemerkt werden, dass die Korrektur der Nulllinie lediglich einem Offset auf dem Drucksignal entspricht und daher eine schwankende oder abdriftende Nulllinie nicht im indizierten Mitteldruck ersichtlich wird. Folglich besteht auch keine direkte Auswirkung auf die Darstellung

¹⁵ Im Rahmen dieses Projekts wurde zur Filterung der Einzeldruckverläufe ein Butterworthfilter verwendet.

der Zyklenschwankungen in der Form des COV p_{mi} . Allerdings existiert sehr wohl eine Beeinflussung des Brennverlaufs bzw. der umgesetzten Brennstoffenergie (Q_{Bum}), so dass hierin eine eventuelle Nullliniendrift beobachtet werden könnte.

Analog zur Nulllinienkorrektur erfolgt auch die iterative Anpassung der Startmassen basierend auf dem mittleren Druckverlauf. Hintergrund ist, dass eine zyklus aufgelöste 100% Iteration zu einer Anpassung der Massen für jedes Einzelarbeitsspiel führen würde. Somit würden im instationären Drucksignal auftretende Schwankungen – so zum Beispiel auch Schwankungen aufgrund einer unvollkommenen Verbrennung – in die zyklus aufgelöste Ermittlung der Massen mit eingehen. Dadurch würden bei Betriebspunkten im Bereich der Laufgrenze die Schwankungen der Zylinder Masse von Arbeitsspiel zu Arbeitsspiel unrealistisch hoch wiedergegeben werden, was sich folglich auch auf die Schwankungen von Brennverlauf, Brenndauer oder Verbrennungsschwerpunkt auswirken würde¹⁶. Die gewählte Vorgehensweise führt allerdings wiederum dazu, dass in den Schwankungen der umgesetzten Brennstoffenergie neben den Ungenauigkeiten bezüglich der Nulllinie auch die Auswirkungen einer von Arbeitsspiel zu Arbeitsspiel variierenden Zylinder Masse dargestellt werden. Dies ist in der späteren Auswertung der Messdaten (so z.B. in Kap.4.4.3) zu berücksichtigen. Wie bei der Nulllinienkorrektur hat für die allgemein übliche Bewertung der Zyklenschwankungen anhand des COV p_{mi} auch hier der Bezug der 100% Iteration auf das mittlere Arbeitsspiel keine Bedeutung, da die Anpassung der Zylinder Masse über die 100% Iteration nur eine Änderung der Startbedingungen nach sich zieht, welche wiederum keinen Einfluss auf das indizierte Drucksignal und somit auf den indizierten Mitteldruck hat.

4.4 Ergebnisse der Messdatenauswertung

Die Messdatenauswertung fand mit Hilfe der in Kap.4.3 vorgestellten Werkzeuge statt. Standardmäßig wurde eine zweizonige Druckverlaufsanalyse mit einer Nulllinienfindung über das Summenbrennverlaufskriterium und einer 100% Iteration bei konstantem Luftverhältnis durchgeführt. Für die Auswertung des Mahle Downsizingmotors, des Daimler M271 und der Porsche Motoren war zur Bestimmung der Restgasgehalte außerdem eine Ladungswechselanalyse notwendig.

4.4.1 Darstellung der Zyklenschwankungen

Die Erfassung der Zyklenschwankungen kann in unterschiedlichsten Formen geschehen – in dieser Arbeit wird aus den in Kap.2.1.1 genannten Gründen in erster Linie der Zylinderdruckverlauf bzw. der indizierte Mitteldruck verwendet. Darüber hinaus scheint es allerdings zum

¹⁶ Variierende Startbedingungen bei identischem Druckverlauf führen bei einer DVA zwangsläufig zu einer Änderung von Temperatur, Kalorik und Stoffgrößen. Über den ersten Hauptsatz der Thermodynamik haben diese wiederum direkten Einfluss auf die Brennrate.

Verständnis der Physik der Zyklenschwankungen auch sinnvoll Spitzendruck, freigesetzte Wärmeenergie oder Brenndauern genauer zu betrachten.

In **Abbildung 4.13** sind exemplarisch anhand des Mahle Downsizingmotors die Zyklenschwankungen des Druckverlaufs über der Last und Drehzahl dargestellt. Ausgehend vom mittleren Lastbereich nehmen die relativen Zyklenschwankungen – in Form des $COV_{p_{mi}}$ – sowohl zu geringeren als auch zu höheren Lasten hin zu. Hintergrund sind zum einen die bei hohen Lasten erforderliche Zündwinkelverschiebung nach spät und zum anderen die ansteigenden Restgasgehalte im niedrigen Lastbereich (siehe auch Kap.4.4.5). Schön zu erkennen ist für hohe Lasten die Verschiebung der Druckverlaufsschwankung in die Expansionsphase. Aufgrund der Abhängigkeit des indizierten Mitteldrucks von der Volumenänderung, wirken sich Druckverlaufsschwankungen in der Expansionsphase deutlicher auf die p_{mi} Berechnung aus als im OT-nahen Bereich, was sich letztendlich in einem höheren $COV_{p_{mi}}$ widerspiegelt.

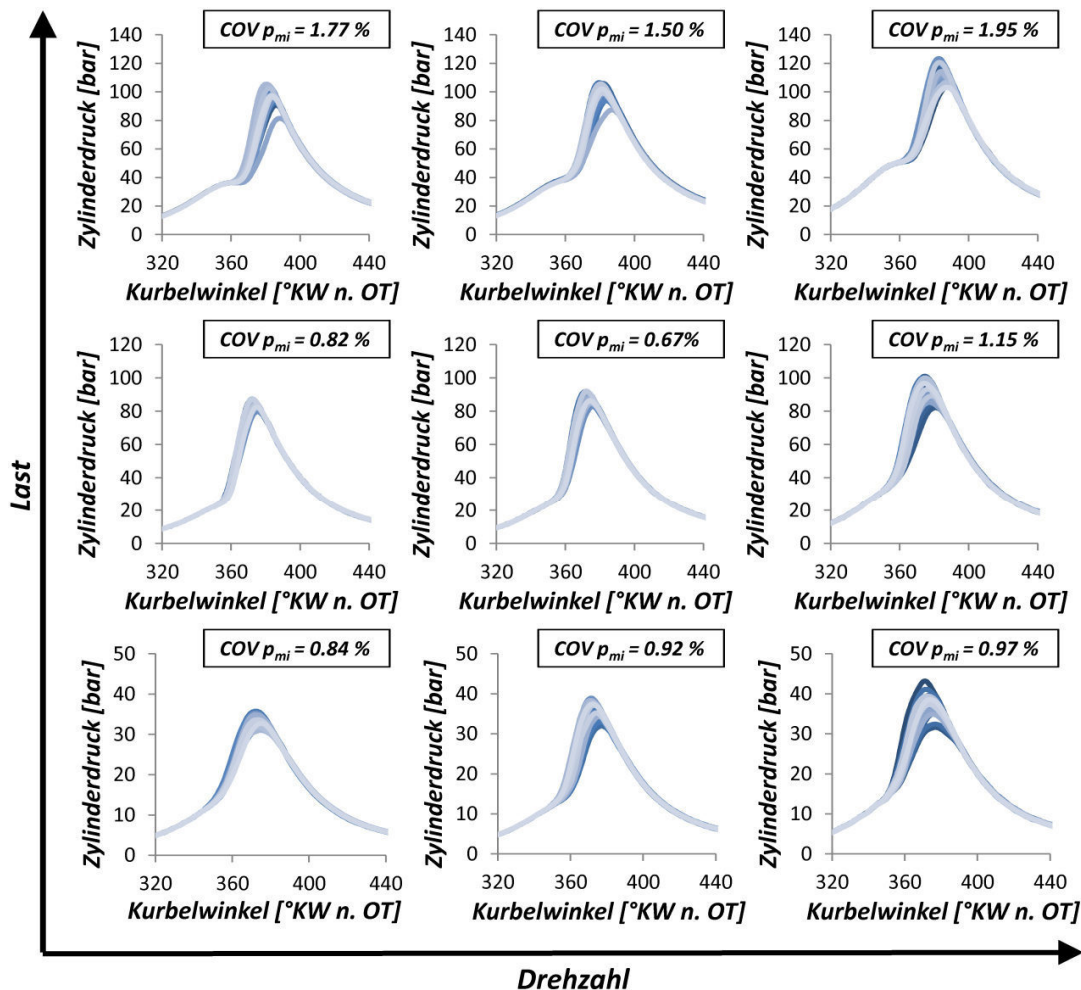


Abbildung 4.13: Zyklenschwankungen des Zylinderdruckverlaufs über Last und Drehzahl, Mahle Downsizingmotor (20 Arbeitsspiele)

Die moderaten Abgasrückführaten im Niedriglastbereich des Mahle Downsizingmotors lassen lediglich erahnen wie die Zyklenschwankungen des Zylinderdrucks im Bereich der Laufgrenze aussehen könnten. In diesem Sinne sind in **Abbildung 4.14** am Beispiel des Daimler M271 die Zyklenschwankungen über einer Restgasvariation an der Laufgrenze aufgetragen.

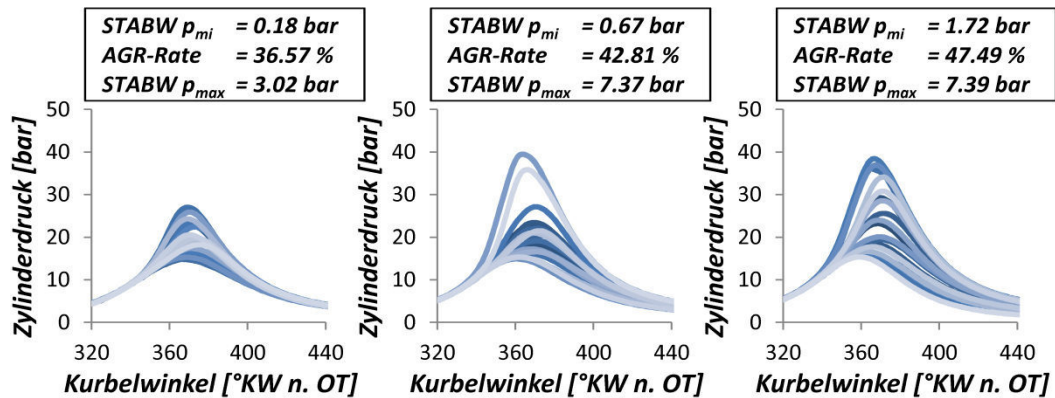


Abbildung 4.14: Zyklenschwankungen des Zylinderdruckverlaufs bei zunehmender Restgasverdünnung, Daimler M271 (180° Nockenwelle, 1600 U/min, 3 bar, 20 Arbeitsspiele)

Während für zunehmende AGR-Raten die Streuung der Zylinderdruckverläufe hin zu langsameren Verbrennungen nur noch unwesentlich zunimmt, sind für AGR-Raten ab 42% Arbeitsspiele zu beobachten, deren Druckverläufe zunehmend höhere Maxima aufweisen und somit auf eine besonders gute Verbrennung hindeuten. Hierbei ist anzumerken, dass bei derart hohen AGR-Raten die Zyklenschwankungen so stark sein dürften, dass fragwürdig bleibt, ob ein gemittelttes Arbeitsspiel im Hinblick auf eine darauf basierende Ladungswechselanalyse noch repräsentativ ist. Bei Berücksichtigung der Standardabweichung des maximalen Spitzendrucks wird klar, dass es sich dabei sehr wahrscheinlich nicht um ein stochastisches Phänomen handelt. Die Auffächerung der Druckverläufe mit steigendem Restgasgehalt ist ein Indiz auf den so genannten Rückkoppelungseffekt. Dieser Effekt tritt bei breiten Ventilüberschneidungen und hohen Restgasgehalten auf, da in diesem Fall das wieder angesaugte Restgas nach einem schlecht brennenden Arbeitsspiel noch unverbranntes Gemisch enthält, wodurch die effektive Zylinderladung steigt und die folgende Verbrennung somit deutlich besser abläuft. Diese Beobachtung bestätigt sich in **Abbildung 4.15**.

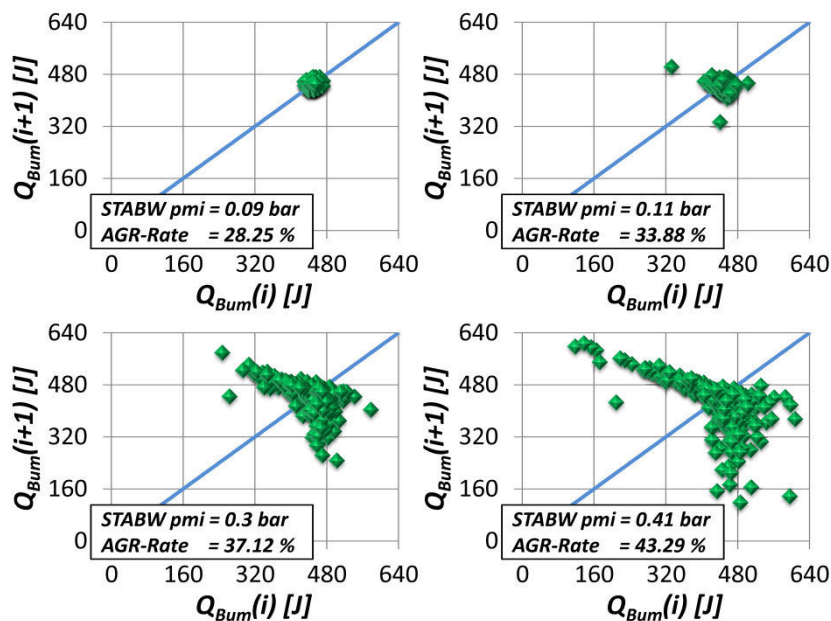


Abbildung 4.15: Korrelation der umgesetzten Wärmeenergie von i -ten und $(i+1)$ -ten Arbeitsspiel, Daimler M271 (180° Nockenwelle, 1200 U/min, 3 bar)

Hierin sind anhand des Daimler M271 für vier Betriebspunkte ansteigenden Restgasgehalts die Korrelationen der umgesetzten Wärmeenergien von Arbeitsspiel und nachfolgendem Arbeitsspiel dargestellt. Bis zu Restgasgehalten kleiner 30% ergibt sich eine relativ stabile Verbrennung, was gut an der geringen Streubreite der Q_{Bum} Werte und an der Konzentration der Korrelationspunkte um die Winkelhalbierende zu erkennen ist. Steigen die Restgasgehalte weiter an, so zeigt sich eine zunehmende Streuung der umgesetzten Wärmeenergie, was sich unter anderem darin äußert, dass auf einen sehr geringen Q_{Bum} Wert ein sehr hoher Q_{Bum} Wert folgt. Im Umkehrschluss bewirkt eine sehr gute Verbrennung aber keinesfalls zwangsläufig eine sehr schlechte nachfolgende Verbrennung, was beispielsweise für Restgasgehalte über 40% schön zu beobachten ist. Nichtsdestotrotz ist eine Beeinflussung der Zyklenschwankungen durch den Rückkoppelungseffekt offensichtlich und wird aus diesem Grund in Kap.5.3 auch noch eingehender untersucht.

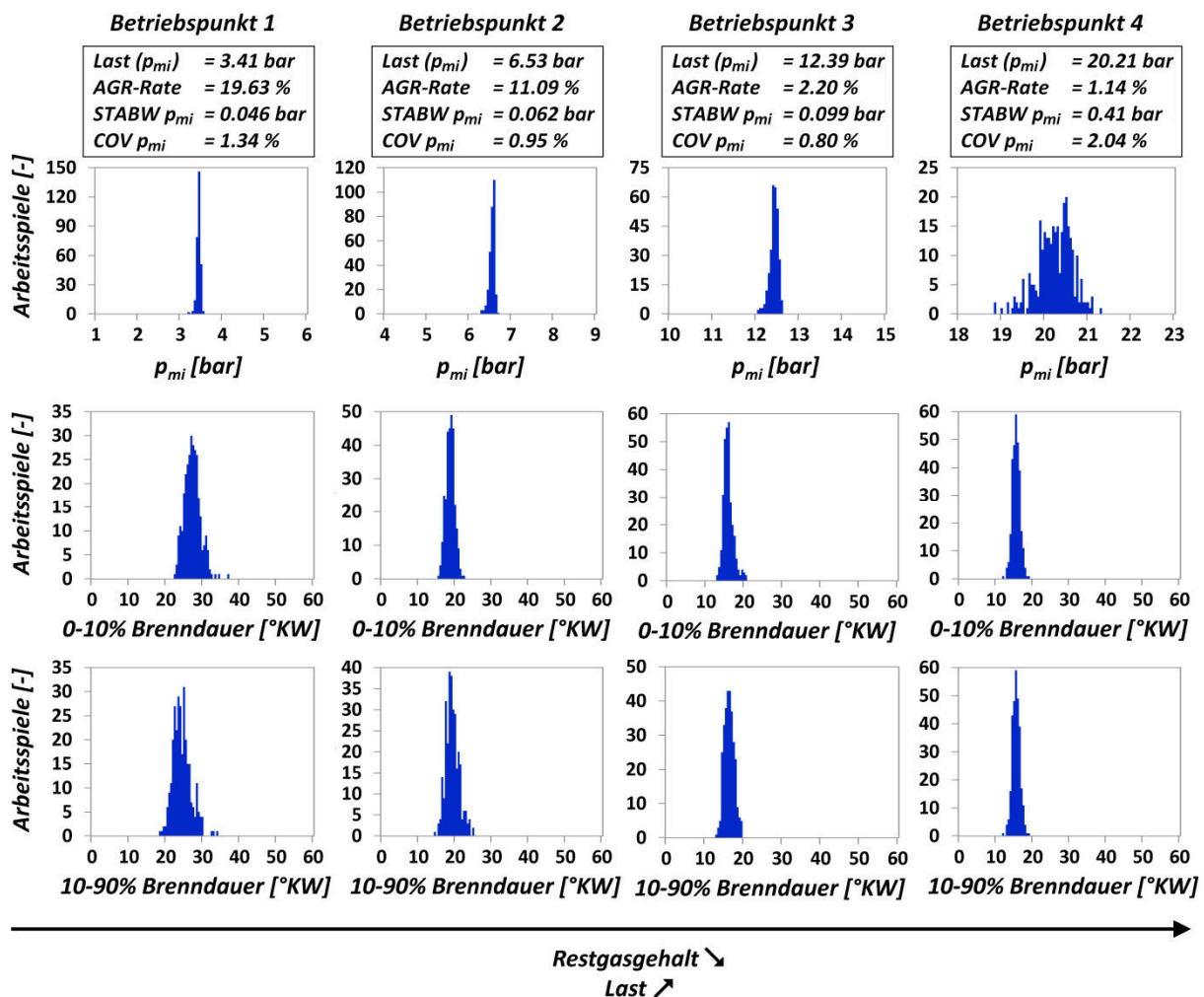


Abbildung 4.16: Häufigkeitsverteilung von p_{mi} , 0-10% und 10-90% Brenndauer, Mahle Downsizingmotor (2000 U/min)

Eine weitere Möglichkeit zur Erfassung der zyklischen Verbrennungsschwankungen kann die Darstellung der Häufigkeitsverteilung verbrennungsrelevanter Kennwerte sein. In erster Linie bietet sich die Betrachtung der indizierten Mitteldrücke und der Brenndauern an, was in **Abbildung 4.16** am Beispiel des Mahle Downsizingmotors erfolgt. Über alle Betriebspunkte

hinweg ergibt sich nahezu eine Normalverteilung der indizierten Mitteldrücke, wobei die absolute Schwankungsbreite mit höheren Lasten zunimmt, was sich in der Standardabweichung des p_{mi} widerspiegelt. Diese steigen dabei allerdings nicht proportional zur Last an (dies würde sich beispielsweise in einem konstanten $COV_{p_{mi}}$ äußern). Bei Betrachtung der $COV_{p_{mi}}$ über Betriebspunkt 1 bis 4 fällt zunächst ein abfallender und zu hohen Lasten hin wieder ansteigender Verlauf auf. Hintergrund hierfür sind die überlagerten Effekte von Ladungsverdünnung und Verbrennungslage, worauf in Kap.4.4.2 und Kap.4.4.5 näher eingegangen wird.

Alternativ können auch in der Häufigkeitsverteilung der Brenndauer die Auswirkungen der zyklischen Schwankungen veranschaulicht werden. In **Abbildung 4.17** sind ergänzend hierzu zunächst für die Betriebspunkte aus **Abbildung 4.16** die Mittelwerte, Standardabweichungen und COV der Brenndauern abgebildet. Eine Betrachtung der Schwankung der frühen Verbrennungsphase (0-10% Brenndauer) zeigt dabei neben der Normalverteilung der 0-10% Brenndauer über alle Betriebspunkte eine nachvollziehbare Abhängigkeit vom Restgasgehalt. Eine hohe AGR-Rate (Betriebspunkt 1) führt demnach zu einer längeren 0-10% Brenndauer und zu einer größeren absoluten Schwankungsbreite (STABW Brenndauer). Offensichtlich tritt dieser Effekt erst ab einem gewissen Grad der Ladungsverdünnung auf, da für Betriebspunkt 2 bis 4 kaum ein Restgaseinfluss auf die Häufigkeitsverteilung der 0-10% Brenndauer zu beobachten ist. Da aber gerade in Bereichen der Laufgrenze – m.a.W. in Bereichen hoher Ladungsverdünnung – die Kenntnis der Zyklenschwankungen von großem Interesse ist, soll in Kap.4.4.2 noch genauer auf die Korrelation von Ladungsverdünnung und Brenndauer eingegangen werden. Weiterhin ist von Betriebspunkt 1 bis 3 eine tendenziell schnellere Verbrennung zu erkennen, welche sich in einer kürzeren mittleren 0-10% und 10-90% Brenndauer darstellt. Ursache hierfür könnte beispielsweise der sinkende Inertgasanteil sein. In diesem Sinne stellt sich ab Betriebspunkt 3 aufgrund des geringen Verdünnungsgrads und der hohen Motorlast keine weitere Reduzierung der Brenndauer ein.

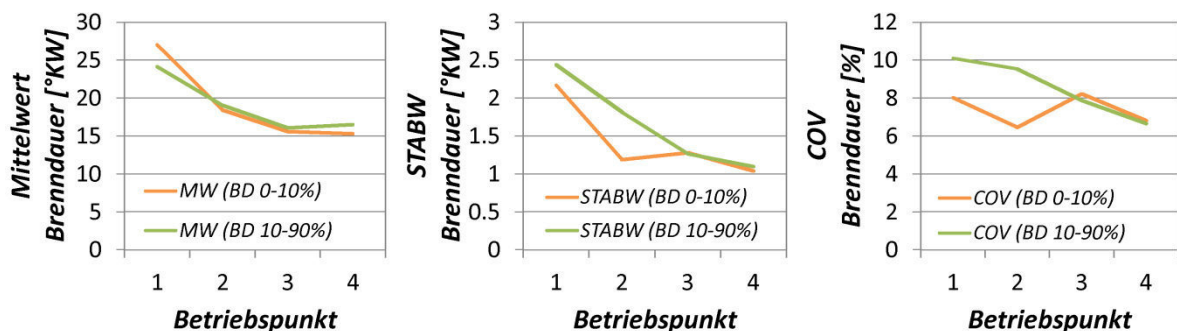


Abbildung 4.17: Mittelwert, Standardabweichung und COV von 0-10% bzw.10-90% Brenndauer, Mahle Downsizingmotor (2000 U/min)

Analog zur 0-10% Brenndauer ergibt sich auch für die Hauptverbrennungsphase (10-90% Brenndauer) über alle Betriebspunkte eine Häufigkeitsverteilung gemäß der Gaußschen Glockenkurve. Mit höherer Last bzw. mit geringerem Restgasgehalt ist im Vergleich zur 0-10% Brenndauer jedoch eine kontinuierliche Abnahme der absoluten Schwankungsbreite der 10-90% Brenndauer zu beobachten. Obwohl die Schwankungen der 10-90% Brenndauer über der Last insgesamt abnehmen und ein nachvollziehbarer Zusammenhang zwischen 10-90% Brenndauer und indiziertem Mitteldruck besteht, steigen die Schwankungen des indizierten

Mitteldrucks hingegen deutlich wahrnehmbar an. Mit anderen Worten hat folglich eine Schwankung der Brenndauer bei höherer Last stärkere Auswirkungen auf die absoluten Schwankungen des Mitteldrucks hat als bei geringer Last. Dies kann im Übrigen über den Einfluss der Verbrennungsschwerpunkts auf den indizierten Mitteldruck erklärt werden – siehe hierzu Kap.4.4.5.

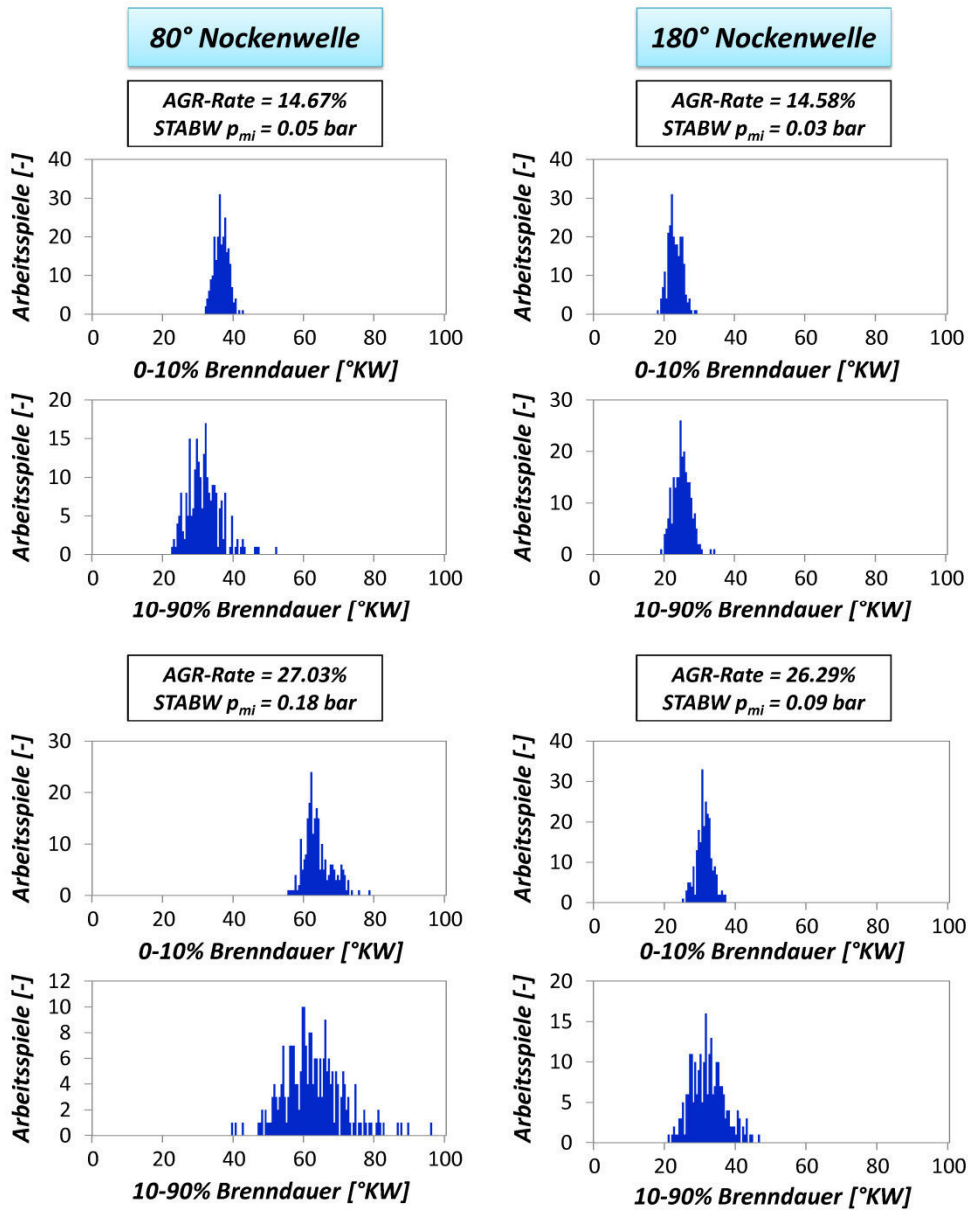


Abbildung 4.18: Häufigkeitsverteilung der 0-10% Brenndauer und 10-90% Brenndauer, Daimler M271 (80°/180° Nockenwelle, 2000 U/min, 3 bar)

Ein weiterer wichtiger Punkt ist das Schwankungsverhalten in Bereichen hoher Ladungsverdünnung. Aus diesem Grund sind in **Abbildung 4.18** anhand des Daimler M271 die Häufigkeitsverteilungen der 0-10% und 10-90% Brenndauer für unterschiedliche Restgasgehalte und Nockenwellengeometrien abgebildet. Die 80° Nockenwelle erzeugt zwar aufgrund des geringen Ventilhubes (ca. 3 mm) bei ES ein hohes Turbulenzniveau, da ES jedoch sehr früh liegt, ist besagte Turbulenz bis zum Zündzeitpunkt größtenteils wieder dissipiert und somit im Vergleich zur 180° Nockenwelle deutlich geringer. Daraus resultiert für die 80° Nockenwelle

eine vergleichsweise höhere Restgasempfindlichkeit, was in stärkeren zyklischen Schwankungen und in einer längeren mittleren 0-10% und 10-90% Brenndauer beobachtet werden kann. Interessanterweise zeigt die 80° Nockenwelle zudem für einen Restgasgehalt von etwa 14% bereits eine asymmetrische Verteilung¹⁷ der 10-90% Brenndauer, welche sich bei der 180° Nockenwelle erst für den Restgasgehalt von 26% andeutet. Hierin kann gut der Einfluss der Nockenwellengeometrie, der Steuerzeiten und der damit verbundenen geänderten Strömungsverhältnisse im Brennraum auf die Brenndauer, deren Häufigkeitsverteilung und deren zyklische Schwankungen nachvollzogen werden. Bei einem Restgasgehalt von 27% zeigt die 80° Nockenwelle ebenfalls für die 0-10% Brenndauer ein asymmetrisches Verhalten. Dieses Verhalten trat im Rahmen der Untersuchungen ausschließlich bei schmalen Nockenwellen, wie der 80° Nockenwelle, auf – je schlechter also die Strömungsrandbedingungen bei Zündung, desto früher machen sich die entsprechenden Auswirkungen (z.B. schon in der 0-10% Brenndauer) bemerkbar. Dies unterstreicht die Bedeutung der Zylinderinnenströmung für die frühe Verbrennungsphase. Aus den bisherigen Beobachtungen lässt sich also schließen, dass die Häufigkeiten von 0-10% Brenndauer und 10-90% Brenndauer für eine stabile Verbrennung bei geringen Restgasgehalten normalverteilt sind. Steigt der Restgasgehalt sukzessive an, so ergibt sich abhängig von den Strömungsverhältnissen eine asymmetrische Verschiebung der Häufigkeit. Diese Verschiebung wird zunächst in der 10-90% Brenndauer sichtbar und ergibt sich aus der Tatsache, dass ab einer bestimmten mittleren 0-10% Brenndauer ein im Rahmen der Zyklenschwankung anfänglich schlecht brennendes Arbeitsspiel auch überproportional schlecht weiterbrennt, während hingegen ein anfänglich gut brennendes Arbeitsspiel im Vergleich dazu nicht im gleichen Maße besser weiterbrennt. Diese Zusammenhänge können zudem in /AYAL1/ respektive in Kap.2.1.2 anhand von **Abbildung 2.2** nachvollzogen werden. Mit zunehmender Ladungsverdünnung verschieben sich Entflammungs- und Hauptphase der Verbrennung (0-10% bzw. 10-90% Brenndauer) hin zu immer längeren Brenndauern. Dies hat zur Folge, dass auch die Schwankung der Brenndauern in einem späteren Bereich stattfinden und dadurch die Unterschiede zwischen gut, durchschnittlich und schlecht brennenden Arbeitsspielen immer größer wird. Im Hinblick auf die 10-90% Brenndauer äußert sich eine zunehmende Restgasverdünnung deshalb in einer kontinuierlichen Verschiebung von einer zunächst asymmetrischen Verteilung mit linksseitigem Schwerpunkt, über eine symmetrische Normalverteilung, hin zu einer asymmetrischen Verteilung mit rechtsseitigem Schwerpunkt.

Dieser Verlauf wird zur Verdeutlichung in **Abbildung 4.19** exemplarisch für die 230° Nockenwelle dargestellt. Gut zu erkennen ist hier, dass die Verteilung der 0-10% Brenndauer hingegen symmetrisch bleibt und nur die mittlere 0-10% Brenndauer zunimmt, was darauf

¹⁷ Eine solche Asymmetrie konnte bereits in /AYAL1/ beobachtet werden. Analog zum vorliegenden Fall war auch hier ein zunehmender Grad der Ladungsverdünnung (durch Abmagerung) Ursache dieses asymmetrischen Verhaltens.

hindeuten könnte, dass sich das beobachtete Symmetrieverhalten der 10-90% Brenndauer (bzw. des indizierten Mitteldrucks) in erster Linie nicht mit der Schwankung der 0-10% Brenndauer, sondern eher mit der Zunahme der mittleren 0-10% Brenndauer zusammenhängt. An dieser Stelle soll erneut darauf hingewiesen werden, dass aufgrund der erhöhten Verbrennungsschwankungen bei AGR-Raten ab etwa 35% die Aussagekraft einer Ladungswechselanalyse auf Basis des mittleren Arbeitsspiels mit Vorsicht zu bewerten ist. Insbesondere für den Betriebspunkt mit einer AGR-Rate von knapp 48% stellt sich die Frage, inwieweit dieser Restgasgehalt noch realistisch ist bzw. ob eine laminare Flammenausbreitung hier überhaupt noch möglich ist.

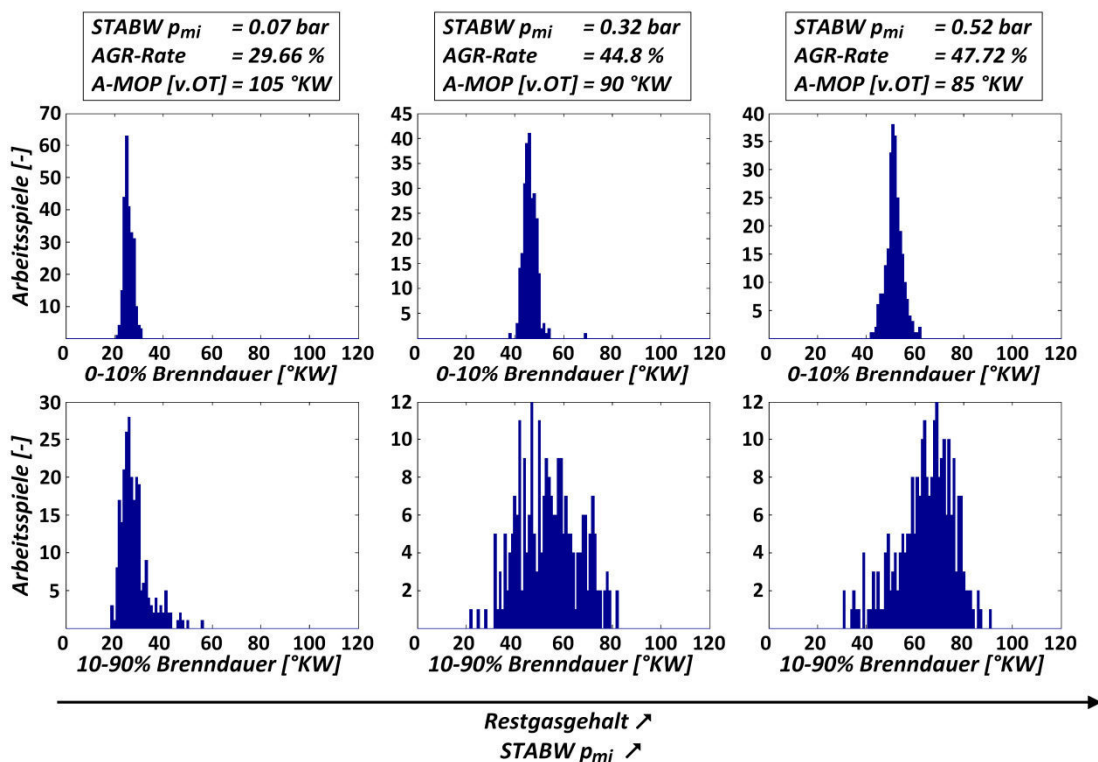


Abbildung 4.19: Häufigkeitsverteilung der 0-10% und 10-90% Brenndauer über einer kontinuierlichen Restgasverdünnung, Daimler M271 (230° Nockenwelle, 1200 U/min, 3 bar)

Fazit

Aufgrund der Erkenntnisse dieses Kapitels scheint im Folgenden eine Betrachtung der Auswirkungen von Ladungsverdünnung (Kap.4.4.2), Ladungsbewegung und Turbulenz (Kap.4.4.4) und Last- und Drehzahl (Kap.4.4.5) auf die Zyklenschwankungen sinnvoll. Darüber hinaus ist die Bedeutung des Rückkoppelungseffekts im Bereich der Laufgrenze zu untersuchen und zu bewerten (Kap.5.3). Die Untersuchungen dieses Kapitels haben außerdem gezeigt, dass die mittleren Brenndauern, die sich unter anderem aus dem Zusammenwirken von Inertgasgehalt und Strömungsverhältnissen im Brennraum ergeben, einen Einfluss auf die Form der Häufigkeitsverteilung der 10-90% Brenndauer bzw. des indizierten Mitteldrucks haben. Aus diesem Grund scheint es im Folgenden sinnvoll, den Fokus der Untersuchungen nicht nur auf die Abhängigkeit der Zyklenschwankungen vom Grad der Ladungsverdünnung,

sondern auch auf die Abhängigkeit von der Brenndauer bzw. Brenngeschwindigkeit und deren Schwankung zu legen.

4.4.2 Einfluss der Ladungsverdünnung

Ladungsverdünnung über Abgasrückführung (Daimler M271)

Dass sich der Versuchsträger M271 der Daimler AG sehr gut zur Untersuchung der Ladungsverdünnung eignet, wurde in Kap. 4.1.1 bereits näher erläutert. Es stellt sich nun die Frage, inwieweit die Stabilität der Verbrennung durch einen zunehmenden Restgasanteil beeinträchtigt wird. **Abbildung 4.20** gibt hierzu für die 180° Nockenwelle bei 1600 U/min und 3 bar p_{mi} den Zusammenhang von Restgasgehalt und Zyklenschwankungen – hier in Form der Standardabweichung des p_{mi} – wieder. Gut zu erkennen ist, dass die Kenntnis des Restgasgehalts alleine nicht ausreicht, um eine konkrete Aussage über die jeweiligen zyklischen Schwankungen treffen zu können. Denn gerade mit ansteigenden Restgasgehalten – und vor allem im Bereich der Laufgrenze – wird die Korrelation zwischen Zyklenschwankung und Inertgasgehalt zunehmend indifferenter. Beispielsweise ergeben sich für eine AGR-Rate von etwa 33% Standardabweichungen des indizierten Mitteldrucks von ungefähr 0.1 bis 0.3 bar – dies entspricht einem COV p_{mi} Bereich von ca. 3 bis 10%. Offensichtlich existieren weitere Effekte, deren Einfluss auf die Zyklenschwankungen nicht allein über den Restgasgehalt abgedeckt ist. **Abbildung 4.3** hat bereits einen gewissen Zu-

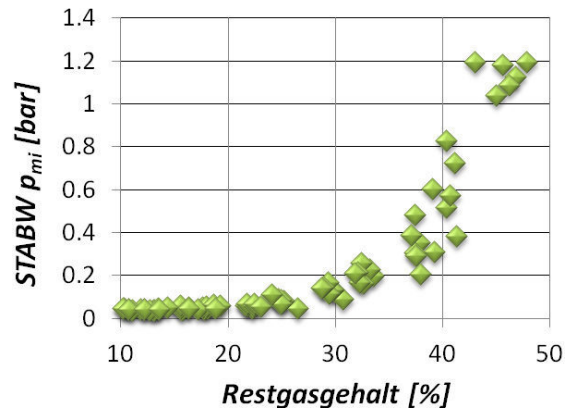


Abbildung 4.20: $STABW p_{mi}$ über Restgasgehalt, Daimler M271 (180° NW, 1600 U/min, 3 bar)¹⁸

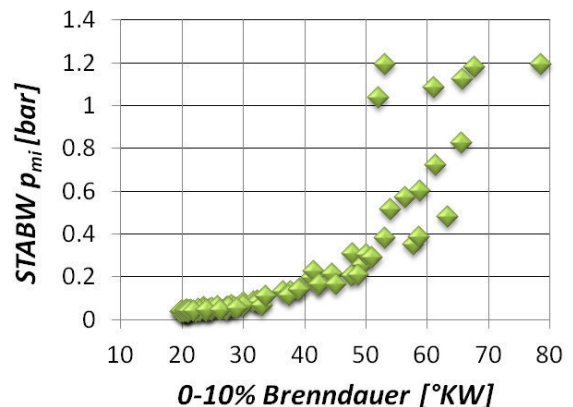


Abbildung 4.21: $STABW p_{mi}$ über 0-10% Brenndauer, Daimler M271 (180° NW, 1600 U/min, 3 bar)

¹⁸ Wie bereits erwähnt sind die Ergebnisse im Hinblick auf eine äußerst instabile Verbrennung kritisch zu bewerten, da bei derart hohen Verdünnungsgraden die Entflammbarkeit des Gemisches bzw. die laminare Flammenausbreitung äußerst fragwürdig sind. Zudem sinkt bei hohen Zyklenschwankungen die Belastbarkeit einer auf dem mittleren Arbeitsspiel basierenden Ladungswechselanalyse, so dass auch die korrekte Ermittlung des Restgasgehalts mit Unsicherheiten behaftet sein dürfte.

sammenhang zwischen der ES-Zeit und den Zyklenschwankungen belegt – darüber hinaus sind weitere Ausführungen zum Steuerzeiteinfluss in Kap.4.4.4 zu finden. Zur näheren Untersuchung des Einflusses der Ladungsverdünnung scheint außerdem die Betrachtung der Brenndauer sinnvoll, wobei bezüglich der zyklischen Schwankungen im Allgemeinen der frühen Verbrennungsphase eine maßgebende Bedeutung zugemessen wird /AYAL1, KECK1, OZDO1, STON2, WITZ1/. Vor diesem Hintergrund bietet sich zunächst die Untersuchung der Brenndauer von 0 bis 10% Massenumsatz an. In **Abbildung 4.21** ist der typisch exponentielle Zusammenhang zwischen den Zyklenschwankungen (in Form der Standardabweichung des indizierten Mitteldrucks) und der 0-10% Brenndauer dargestellt (siehe hierzu auch **Abbildung 9.3**). Dabei entspricht in diesem Fall der 0% Massenumsatzpunkt dem im Steuergerät applizierten Zündzeitpunkt und nicht dem aus dem Brennverlauf ermittelten Brennbeginn. In der 0-10% Brenndauer wird folglich der scheinbare Zündverzug – d.h. die Zeit vom Zündzeitpunkt bis zu einem ersten, im Brennverlauf wahrnehmbaren, Druckanstieg – mit abgebildet. Die Brenndauern ergeben sich hierbei aus einer Abrasterung von Einlass- und Auslass-Steuerzeiten, die infolge einer variierenden Ventilüberschneidung zu unterschiedlichen AGR-Raten führen. Tendenziell resultieren lange 0-10% Brenndauern aus hohen Restgasgehalten (siehe **Abbildung 9.4**), Dabei ist in der 0-10% Brenndauer zum Teil schon der Strömungs- und Turbulenzeinfluss enthalten, wodurch sich auch die im Vergleich zur Darstellung über dem Restgasgehalt etwas eindeutiger Abhängigkeit erklären lässt. Nichtsdestotrotz können ab einer 0-10% Brenndauer von etwa 50 °KW – was in vorliegendem Fall einem Restgasgehalt von 30 bis 40% entspricht – jedoch ebenfalls nur eingeschränkte Aussagen über die Höhe der Zyklenschwankungen getroffen werden. Möglicher Hintergrund könnte sein, dass mit dem Auftreten von unvollkommenen Verbrennungen und Flammenlöschungen die Zyklenschwankungen derart stark werden, dass dadurch die Aussagekraft des gemittelten Arbeitsspiels bzw. der mittleren 0-10% Brenndauer beeinträchtigt wird. Dass die Schwankungsbreite der 0-10% Brenndauer an der Laufgrenze überproportional zunimmt, kann im Übrigen auch in **Abbildung 4.23** anhand des Verhaltens der COV 0-10% Brenndauer ab einem COV p_{mi} von etwa 20% nachvollzogen werden.

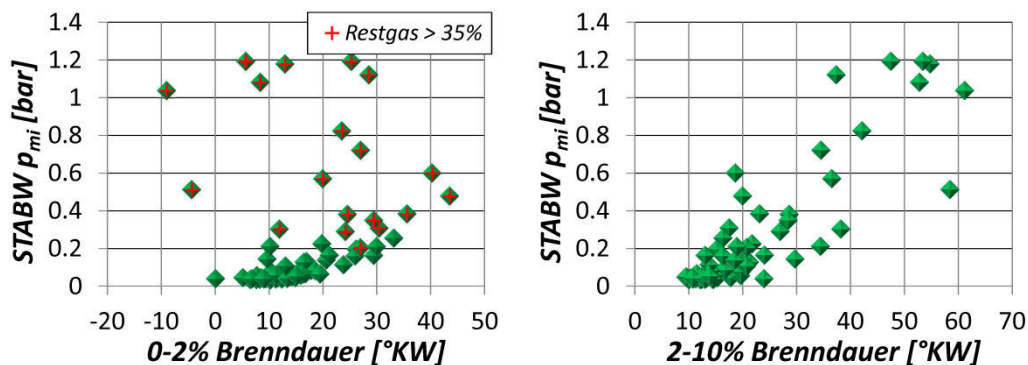


Abbildung 4.22: STABW p_{mi} über 0-2% bzw. 2-10% Brenndauer, Daimler M271 (180° NW, 1600 U/min, 3 bar)

Die Frage nach einem möglichen Informationsgewinn durch die Betrachtung eines früheren Umsatzpunkts (wie z.B. des 2% Umsatzpunktes) kann mit Hilfe von **Abbildung 4.22** beantwortet werden. Diese belegt, dass eine Darstellung der Zyklenschwankungen über der 0-2% Umsatz Brenndauer zu keiner eindeutigeren Korrelation führen würde, da die Auswertung der

2% Umsatzpunkte bei hohen AGR-Raten durch Rauschen bzw. Störungen auf dem Brennverlauf verfälscht wird und sich somit sogar 2% Umsatzpunkte ergeben können, die vor dem applizierten Zündzeitpunkt liegen. Ebenso zeigt auch die Wiedergabe der p_{mi} Schwankung über der 2-10% Brenndauer mit dem Ziel einer Filterung des Einflusses des scheinbaren Zündverzugs nur einen groben Zusammenhang. Vor diesem Hintergrund erwies sich die Betrachtung der 0-10% Brenndauer als zielführend.

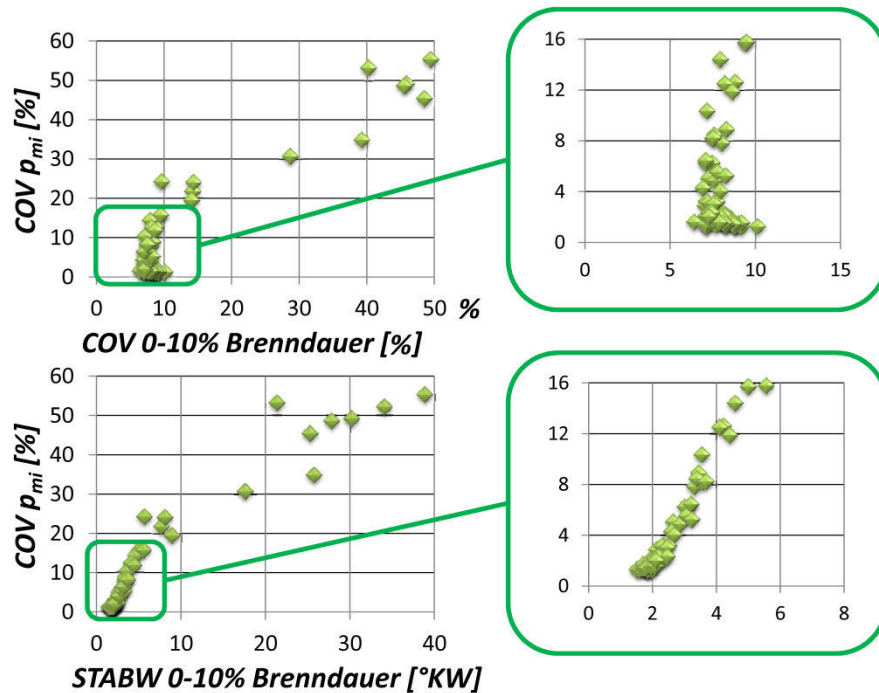


Abbildung 4.23: $COV p_{mi}$ über COV 0-10% Brenndauer bzw. $STABW$ 0-10% Brenndauer, Daimler M271 (180° NW, 1600 U/min, 3 bar)

Im Folgenden soll die Schwankung der 0-10% Brenndauer in Relation zu den zyklischen Schwankungen des Mitteldrucks untersucht werden. In **Abbildung 4.23** sind die $COV p_{mi}$ über den normierten und absoluten Schwankungen der 0-10% Brenndauer aufgetragen. Die Normierung erfolgt dabei auf die mittlere 0-10% Brenndauer des jeweiligen Betriebspunkts, welche allerdings bei hohen Zyklenschwankungen mitunter kritisch zu bewerten ist. Unter der Annahme einer Laufgrenze bei etwa 10% $COV p_{mi}$ bleibt die normierte Schwankung der frühen Entflammungsphase mit steigender Zyklenschwankung im für die Motorapplikation relevanten Bereich nahezu konstant. Lediglich für geringe Zyklenschwankungen ($<2\%$ $COV p_{mi}$) scheinen die Fluktuationen der 0-10% Brenndauer vordergründig etwas stärker zu werden. Dies hängt jedoch mit dem Umstand zusammen, dass in diesen Bereichen die Verbrennung sehr stabil und dadurch ungleich schneller abläuft, was in vergleichsweise kurzen 0-10% Brenndauern resultiert. Durch eine Normierung auf eben diese kurzen Brenndauern ergeben sich letztendlich die scheinbar stärkeren Fluktuationen der 0-10% Brenndauer (siehe hierzu auch **Abbildung 9.6**). Eine nahezu konstante relative Schwankung der 0-10% Brenndauer (COV) bedeutet im Umkehrschluss aber auch, dass ein linearer Zusammenhang zwischen 0-10% Brenndauer und absoluter Schwankungsbreite der 0-10% Brenndauer besteht – m.a.W. je langsamer die initiale Verbrennungsphase, desto stärker schwankt diese auch und desto höher sind die Schwankungen des indizierten Mitteldrucks. Dies ist in der Darstellung der

COV p_{mi} über der Standardabweichung der 0-10% Brenndauer gut zu erkennen. Ab einem bestimmten Zyklenschwankungsniveau (im Falle der 180° Nockenwelle des Daimler M271 liegt dieses bei etwa 10 bis 20% COV p_{mi}) steigen die Schwankungen der 0-10% Brenndauer überproportional stark an. Hintergrund dürften die extremen Verdünnungsgrade sein, mit denen unter anderem Verbrennungsaussetzer und Rückkoppelungseffekte einhergehen.

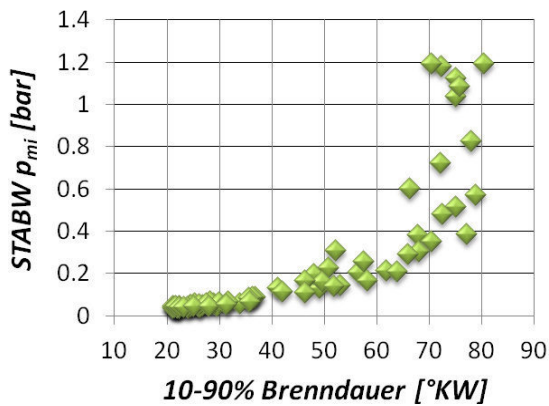


Abbildung 4.24: STABW p_{mi} über 10-90% Brenndauer, Daimler M271 (180° NW, 1600 U/min, 3 bar)

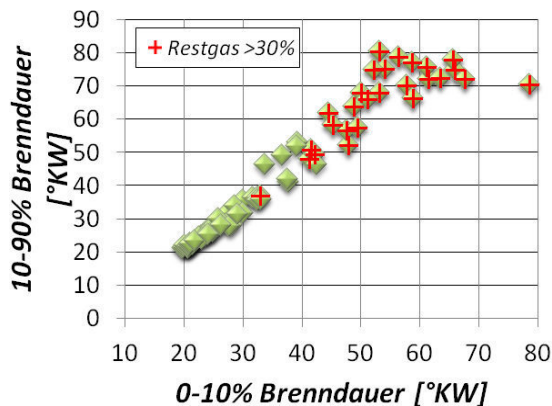


Abbildung 4.25: 10-90% Brenndauer über 0-10% Brenndauer, Daimler M271 (180° NW, 1600 U/min, 3 bar)

Der Vollständigkeit halber wird in **Abbildung 4.24** die Abhängigkeit der Zyklenschwankungen von der Hauptphase der Verbrennung (10-90% Brenndauer) betrachtet. Auch hier zeigt sich ein exponentieller Zusammenhang zwischen Brenndauer und zyklischen Schwankungen. Dieses Verhalten scheint plausibel, da sich an eine verzögerte Entflammungsphase auch eine langsamere weitere Verbrennung anschließt und umgekehrt ein Arbeitsspiel mit kurzer Entflammungsphase auch eine dementsprechend kurze Gesamtbrenndauer hat (siehe auch /AYAL1/). Dies verdeutlicht im Übrigen der lineare Zusammenhang von 0-10% Brenndauer und 10-90% Brenndauer (siehe **Abbildung 4.25**). Auch für im Mittel sehr langsam brennende Betriebspunkte – in diesem Fall Betriebspunkte mit tendenziell hohen Restgasgehalten (>30%) – ergibt sich nur eine geringe Abweichung von diesem linearen Zusammenhang. Da die 10-90% Brenndauer im Grunde also ein Resultat der 0-10% Brenndauer ist und beide Brenndauern zusätzlich linear miteinander korrelieren, ist im Hinblick auf die Modellierung der Zyklenschwankungen kein Informationsgewinn durch die Betrachtung der 10-90% Brenndauer zu erwarten.

Eine Untersuchung der Schwankung der 10-90% Brenndauer hingegen zeigt im Vergleich zur Schwankung der 0-10% Brenndauer ein vordergründig unterschiedliches Verhalten, wie in **Abbildung 4.26** zu sehen ist. Die COV p_{mi} steigen nahezu linear mit den Schwankungen der 10-90% Brenndauer (COV 10-90% Brenndauer) an. Dies ist durchaus nachvollziehbar, da in dieser Phase 80% der Kraftstoffmasse umgesetzt werden und somit eine gewisse Koppelung mit dem indizierten Mitteldruck besteht. Darüber hinaus wird hierdurch die Beobachtung aus Kap. 4.4.1 unterstützt, dass sich die zyklischen Schwankungen deutlicher in den Brenndauern der Hauptphase als in den Brenndauern der Entflammungsphase bemerkbar machen.

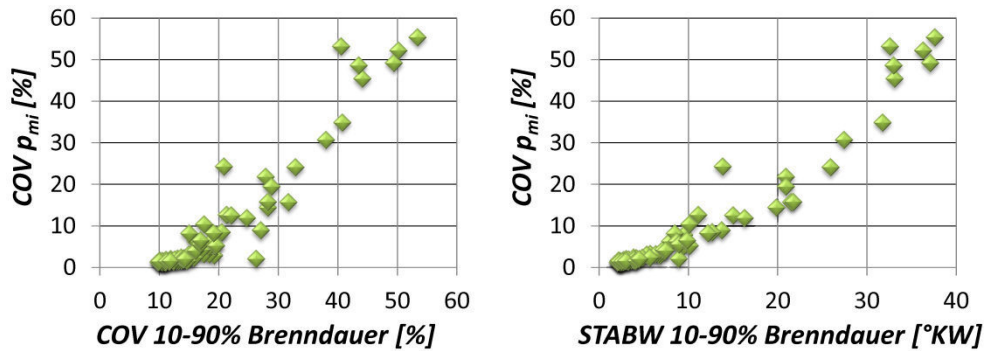


Abbildung 4.26: $COV p_{mi}$ über COV 10-90% Brenndauer bzw. $STABW$ 10-90% Brenndauer, Daimler M271 (180° NW, 1600 U/min, 3 bar)

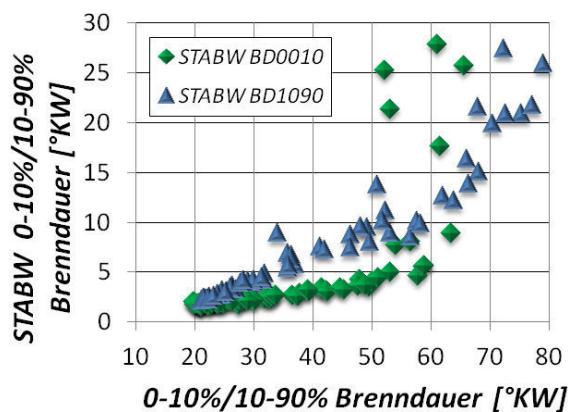


Abbildung 4.27: $STABW$ 0-10%/10-90% Brenndauer über 0-10%/10-90% Brenndauer, Daimler M271 (180° NW, 1600 U/min, 3 bar)

Dabei wird im Übrigen die grundsätzliche Tendenz einer zunehmenden absoluten Schwankungsbreite der Brenndauer mit langsamer werdender Verbrennung beibehalten, wie in **Abbildung 4.27** nachvollzogen werden kann. Es herrscht auch bei Betrachtung der 10-90% Brenndauer bis zum Erreichen der Laufgrenze ein größtenteils linearer Zusammenhang zwischen der mittleren 10-90% Brenndauer und der Schwankung der 10-90% Brenndauer – im Vergleich zur initialen Entflammungsphase steigen die Schwankungen der Hauptverbrennungsphase mit längerer Brenndauer lediglich stärker an. Dieses Verhalten scheint plausibel, da der Schwankungsbereich mit wachsendem Verbrennungsfortschritt zwangsläufig breiter werden muss, wenn langsame Entflammungsphasen zu noch langsameren Hauptverbrennungsphasen führen und umgekehrt.

halten scheint plausibel, da der Schwankungsbereich mit wachsendem Verbrennungsfortschritt zwangsläufig breiter werden muss, wenn langsame Entflammungsphasen zu noch langsameren Hauptverbrennungsphasen führen und umgekehrt.

Ladungsverdünnung über Abmagerung (MTU BR4000)

Auch am Beispiel des MTU Gasmotors ist eine Untersuchung der Einflüsse der Ladungsverdünnung möglich. Im Gegensatz zum Daimler M271 erfolgt diese hier jedoch durch eine Erhöhung des Luftverhältnisses bis hin an die Magerlaufgrenze. In **Abbildung 4.28** sind unter anderem exemplarisch für die Einzylindervariante die $COV p_{mi}$ über der 0-10% Brenndauer aufgetragen. Für die Variation des Luftverhältnisses zeigt sich ein mit dem Daimler M271 vergleichbares Verhalten – d.h. mit stärkerer Ladungsverdünnung respektive längerer 0-10% Brenndauer nehmen die Zyklenschwankungen deutlich zu. Anzumerken ist dabei, dass für beide Motoren keine gemeinsame „Grenzbrenndauer“ existiert, ab der der exponentielle Anstieg der $COV p_{mi}$ einsetzen würde, wie sie beispielsweise in /AYAL1/ gefunden wurde. Die kombinierte Lambda- und Zündzeitpunktvariation allerdings zeigt mit längerer initialer Entflammungsphase keinen deutlichen Anstieg der Zyklenschwankungen. In diesem Fall werden die negativen Auswirkungen einer verzögerten Entflammungsphase auf die Verbrennungssta-

bilität durch eine Frühverstellung des Zündwinkels bzw. durch eine Verschiebung des Verbrennungsschwerpunkts Richtung Optimum ausgeglichen.

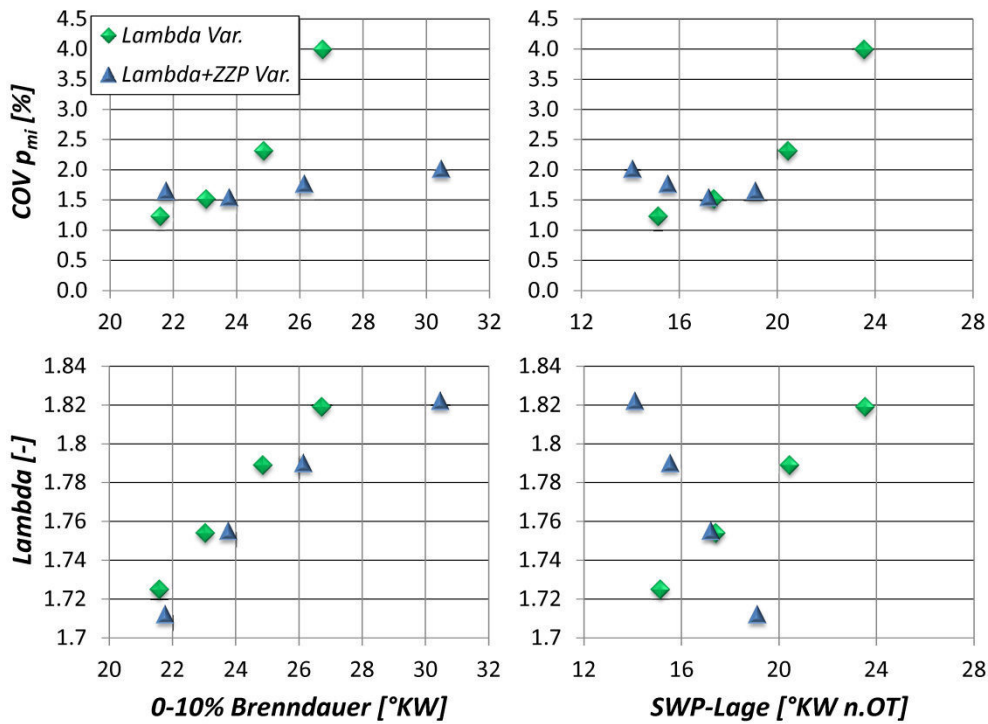


Abbildung 4.28: Vergleich von $COV p_{mi}$ bzw. Luftverhältnis über 0-10% Brenndauer bzw. Schwerpunktlage, MTU Gasmotor (Einzyylinder, 1500 U/min, 21-23 bar)

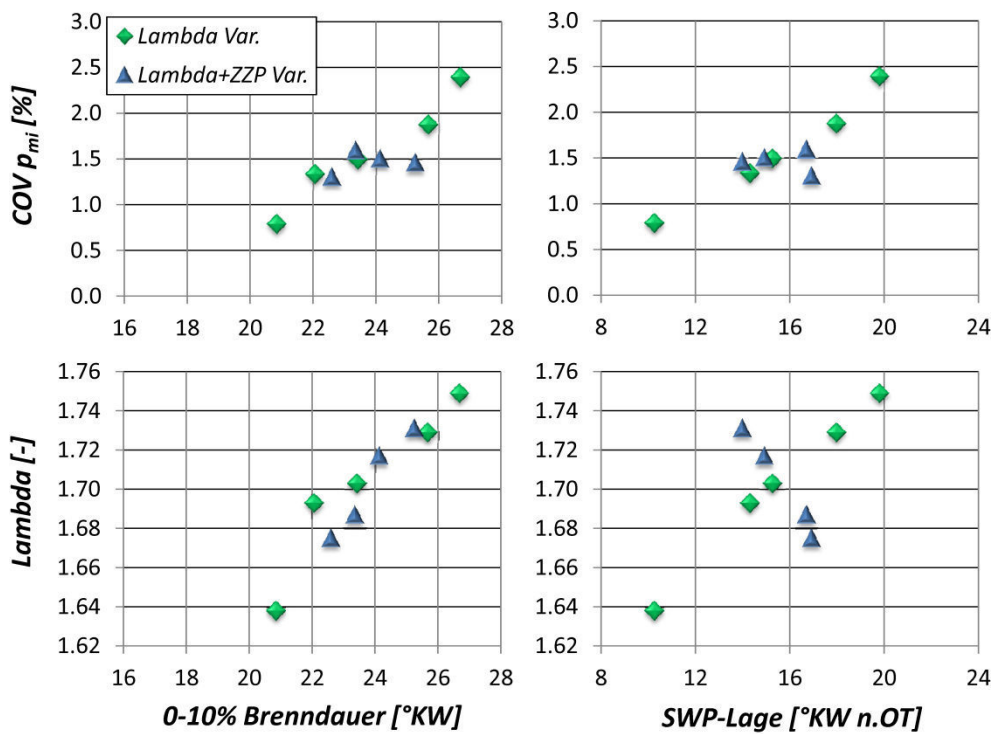


Abbildung 4.29: Vergleich von $COV p_{mi}$ bzw. Luftverhältnis über 0-10% Brenndauer bzw. Schwerpunktlage, MTU Gasmotor (Vollmotor, 1500 U/min, 17 bar)

Die Untersuchungen anhand des Vollmotors (siehe **Abbildung 4.29**) bestätigen die oben beschriebenen Beobachtungen – sowohl der Anstieg der Zyklenschwankungen mit zunehmendem Abmagerungsgrad als auch die Kompensation des Verdünnungseffekts durch eine Verstellung des Verbrennungsschwerpunkts nach früh sind auch am Beispiel des Vollmotors nachvollziehbar.

Fazit

Zusammenfassend kann festgehalten werden, dass die Flammenkernbildung und die initiale Entflammungsphase – hier in Form der 0-10% Brenndauer abgebildet – in einem exponentiellen Verhältnis zu den zyklischen Verbrennungsschwankungen stehen. Dieser Zusammenhang zeigt sich dabei sowohl für eine kontinuierliche Restgasverdünnung (Daimler M271) als auch für eine Abmagerung in Richtung Magerlaufgrenze (MTU Gasmotor). Die zyklischen Schwankungen ausschließlich anhand einer Korrelation mit dem Restgasgehalt oder dem Luftverhältnis festzumachen, scheint daher nicht sinnvoll. Es ist vielmehr ratsam, eine, beiden Effekten übergeordnete, Größe heranzuziehen, welche den Einfluss der Ladungsverdünnung auf die Zyklenschwankungen allgemeingültig wiedergibt. Im Hinblick auf die Modellierung käme beispielsweise die laminare Flammengeschwindigkeit (**Gleichung 3.10**) in Betracht, da hierin sowohl der Einfluss von Inertgas als auch das Luftverhältnis berücksichtigt werden.

4.4.3 Einfluss von unvollkommener und unvollständiger Verbrennung

In Kap.4.4.2 ist der Einfluss einer zunehmenden Ladungsverdünnung auf die Stabilität der Verbrennung dargestellt. Dabei zeigt **Abbildung 4.20** für geringe bis mittlere AGR-Raten einen linearen Anstieg der Zyklenschwankungen, der allerdings hin zu hohen Raten überproportional stark zunimmt. In diesem Fall kann die Zunahme der Zyklenschwankungen nicht mehr nur aus den Auswirkungen einer verlangsamten Flammenausbreitung¹⁹ resultieren, sondern darüber hinaus auch aus partiellen Flammenlöschungen, so genannten Quenchingeffekten. Hierbei kann sich eine inhomogene Restgasverteilung verstärkend auswirken. Im Extremfall führt eine stetig zunehmende Restgasverdünnung zu kompletten Verbrennungsaussetzern, die sich dementsprechend stark auf die Standardabweichung des indizierten Mitteldrucks auswirken, wobei in diesen Bereichen eine weitere nicht zu verachtende Beeinflussung der Zyklenschwankungen durch den Rückkoppelungseffekt hinzukommt. Diese Phänomene äußern sich allesamt in der umgesetzten Brennstoffenergie Q_{Bum} und werden im Folgenden unter dem Begriff der unvollkommenen Verbrennung behandelt. Darüber hinaus existiert eine Beeinflussung der Zyklenschwankungen durch lokalen oder globalen Luftmangel. Inhomogeni-

¹⁹ Diese bewirkt einerseits eine Zunahme der Zyklenschwankungen, da sich stochastische Schwankungen der Zylinderinnenströmung bei einer langsamen Verbrennung stärker auswirken. Andererseits kann in Bereichen hoher Restgasgehalte die Verbrennung derart langsam ablaufen, dass bei AÖ noch nicht die komplette Masse umgesetzt werden konnte. Dieser Effekt führt zu einem zusätzlichen Anstieg der Zyklenschwankungen.

täten bezüglich des Luftverhältnisses können in diesem Zusammenhang zu einem zusätzlichen Anstieg der Zyklenschwankungen führen. Analog zur unvollkommenen Verbrennung sind auch diese Phänomene implizit in der umgesetzten Brennstoffenergie enthalten und sollen im weiteren Verlauf als unvollständige Verbrennung bezeichnet werden.

Filterung der Einflüsse von unvollkommener und unvollständiger Verbrennung

Wie bereits erwähnt, wurden bei bisherigen Betrachtungen die Zyklenschwankungen größtenteils anhand der Schwankungen des indizierten Mitteldrucks, des maximalen Zylinderdrucks oder der Brenndauer ausgemacht, wobei die Ursachen für die Schwankungen in der Zylinderinnenströmung und in deren Auswirkung auf die Zünd-, Entflammungs- und Hauptphase der Verbrennung gesucht wurden (siehe Kap.2.1.2). Schwankungen von unvollkommener und unvollständiger Verbrennung als mögliche Ursache für die Zyklenschwankungen werden dabei meist vernachlässigt bzw. nicht getrennt davon untersucht. Im Rahmen einer Einzelarbeitsspielanalyse kann über die gemessenen Druckverläufe die umgesetzte Brennstoffenergie Q_{Bum} für jeden Zyklus ermittelt werden. Diese wird im Allgemeinen von der mittleren zugeführten Brennstoffenergie abweichen, da beispielsweise die Druckindizierung oder die Kenntnis der zugeführten Kraftstoffmasse – sowohl für das mittlere Arbeitsspiel als auch für die Einzelzyklen – mit Ungenauigkeiten behaftet sein oder nur sehr schwer ermittelt werden kann. Darüber hinaus wird die Umsetzung aber zusätzlich bei Luftmangel (unvollständige Verbrennung) oder z.B. beim Auftreten von Flammenlöschungen (unvollkommene Verbrennung) beeinflusst. Vor diesem Hintergrund kann über einen Bezug der indizierten Arbeit auf die umgesetzte Energie Q_{Bum} nach **Gleichung 4.3** ein reduzierter Wirkungsgrad $\eta_{th,red}$ ermittelt werden.

$$\eta_{th,red} = \frac{W_{ind}}{Q_{Bum}} \cdot 100 [\%] \quad (4.3)$$

Angewandt auf die Einzelarbeitsspielauswertung ist es auf diese Weise unter anderem möglich den Einfluss der Schwankungen aufgrund unvollständiger und unvollkommener Verbrennung herauszufiltern.

Untersuchung der Schwankungen des reduzierten Wirkungsgrads $\eta_{th,red}$

In **Abbildung 4.30** sind hierzu für den Daimler M271 (180°NW, 1600 U/min, 3 bar p_{mi}) die COV $\eta_{th,red}$ und COV p_{mi} über dem Restgasgehalt aufgetragen²⁰. Schön zu sehen ist, dass für geringe Restgasgehalte beide Schwankungen auf einem annähernd vergleichbaren Niveau liegen. Mit ansteigender Restgasverdünnung beeinflussen die Schwankungen der umgesetzten Brennstoffenergie immer deutlicher den COV p_{mi} , was gut im Auseinanderdriften der COV

²⁰ Aus Gründen der Vergleichbarkeit der Schwankungen von reduziertem thermischen Wirkungsgrad und indiziertem Mitteldruck wird an dieser Stelle der COV zur Darstellung der Zyklenschwankungen verwendet.

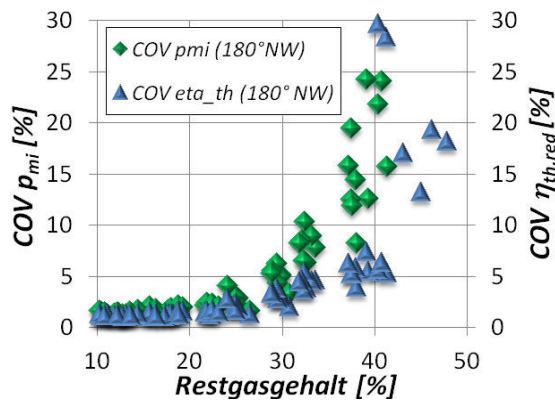


Abbildung 4.30: $COV p_{mi}$ und $COV \eta_{th,red}$ über Restgasgehalt, Daimler M271 (180° NW, 1600 U/min, 3 bar)

$\eta_{th,red}$ und $COV p_{mi}$ zu erkennen ist. Bei genauerer Betrachtung fällt zudem auf, dass auch für geringere Restgasgehalte die $COV p_{mi}$ ebenfalls kontinuierlich über den $COV \eta_{th,red}$ liegen. Dieser Umstand kann auch in **Abbildung 4.31** anschaulich nachvollzogen werden. Hierin wird unter anderem die Korrelation von $COV \eta_{th,red}$ und $COV p_{mi}$ für die 180° Nockenwelle des Daimler M271 dargestellt, bei gut zu erkennen ist, dass alle punkte unterhalb bzw. auf der runden liegen. Ein Verlauf entlang dieser Winkelhalbierenden würde einem Motorbetrieb entsprechen, dessen Verbrennungsschwankungen ausschließlich auf Schwankungen zurückzuführen sind, die sich im Rahmen einer kommenen Verbrennung ergeben. Im Falle des Daimler M271 ist zunächst ein linearer Anstieg zu verzeichnen, der jedoch wahrnehmbar vom Verlauf dieser Winkelhalbierenden abweicht. In dieser Abweichung werden die Auswirkungen der Schwankung der umgesetzten Brennstoffenergie Q_{Bum} ersichtlich – umso stärker die umgesetzte Brennstoffenergie schwankt, desto flacher verläuft die Korrelation von $COV \eta_{th,red}$ und $COV p_{mi}$. Vor diesem Hintergrund lässt sich auch der für hohe $COV p_{mi}$ ($>8\%$) stark degressive Verlauf erklären, da aufgrund des stetig zunehmenden Restgasgehalts das Auftreten von Flammenlöschungen, Zündaussetzern und den dadurch hervorgerufenen Rückkoppelungseffekten immer wahrscheinlicher wird. Daraus resultiert folglich der überproportional stark ansteigende Anteil der Schwankung der umgesetzten Brennstoffenergie an den Schwankungen des indizierten Mitteldrucks. Aus diesen Beobachtungen wird deutlich, dass die Zyklenschwankungen ($COV p_{mi}$), die sich aufgrund von hohen Restgasgehalten ergeben, zu einem nicht zu vernachlässigenden Anteil auf den Schwankungen der umgesetzten Brennstoffenergie beruhen.

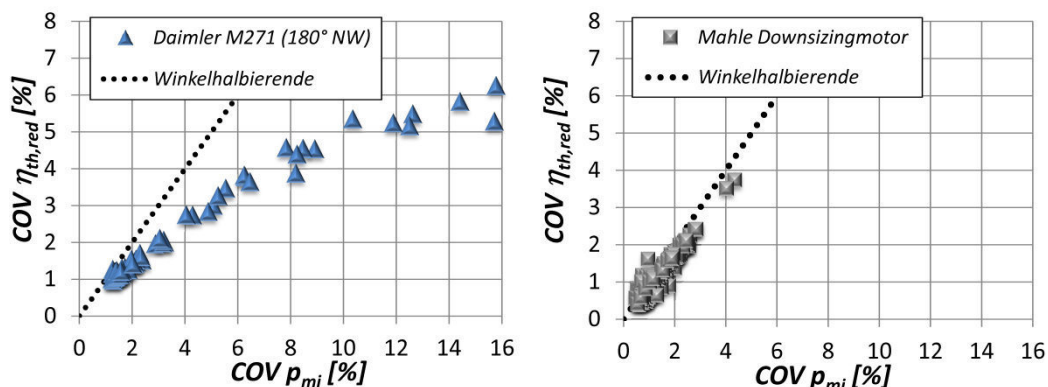


Abbildung 4.31: $COV \eta_{th,red}$ über $COV p_{mi}$, Daimler(180° NW, 1600 U/min, 3 bar) / Mahle Downsizingmotor (1000-6000 U/min, 2-30 bar p_{me})

Des Weiteren sind in **Abbildung 4.31** die $COV \eta_{th,red}$ über den $COV p_{mi}$ für den Mahle Downsizingmotor dargestellt. Im Vergleich zum Daimler M271 fällt die deutlich geringere Abweichung von der Winkelhalbierenden auf, die sich dadurch erklären lässt, dass die höheren Zyklenschwankungen

lenschwankungen beim Mahle Motor in erster Linie nicht aufgrund der Restgasverdünnung zustande kommen, sondern aufgrund des in Kap.4.4.5 noch genauer beschriebenen Last- oder vielmehr Schwerpunkteinflusses. Letzterer bewirkt eine Erhöhung der Zyklenschwankungen ($\text{COV } p_{mi}$) ohne einen Anstieg der Schwankungen der umgesetzten Brennstoffenergie. Außerdem existieren für den Mahle Downsizingmotor im Bereich sehr geringer $\text{COV } p_{mi}$ ($<1.1\%$) offensichtlich Korrelationspunkte, die oberhalb der Winkelhalbierenden liegen. In diesem Fall führt der Bezug der indizierten Arbeit W_{ind} auf die Q_{Bum} gemäß **Gleichung 4.3** zu einer leichten Verstärkung der Schwankung des Quotienten aus W_{ind} und Q_{Bum} , was allerdings in Anbetracht der für diese Betriebspunkte geringen Schwankungsbreite der indizierten Arbeit W_{ind} und der relativ dazu gesehen hohen Schwankungsbreite der umgesetzten Brennstoffenergie Q_{Bum} auf stochastische Phänomene zurückgeführt werden kann. Dass die Korrelationspunkte des Mahle Motors letztendlich nicht exakt auf der Winkelhalbierenden verlaufen, kann über ein omnipräsentes – wenn auch geringes – Grundschwankungsniveau der Q_{Bum} erklärt werden, welches sich aus den Schwankungen aufgrund von unvollkommener aber auch unvollständiger Verbrennung ergibt. Die Ursachen für Letztere könnten dabei neben Messrauschen auch zyklische Schwankungen der Zylinderinnenströmung, deren Beeinflussung der im Feuersteg enthaltenen Kraftstoffmasse oder Schwankungen des Luftverhältnisses sein.

In **Abbildung 4.32** ist ein Vergleich verschiedener Nockenwellen des Daimler M271 abgebildet, um den Einfluss der Ladungsbewegung auf die Zyklenschwankungen und ihren Zusammenhang mit der unvollkommenen und unvollständigen Verbrennung näher zu untersuchen. Zu beobachten ist, dass im Vergleich zur Standardnockenwelle die 80° Nockenwelle ein leicht steileren Anstieg und die 230° Nockenwelle einen etwas flacheren Anstieg aufzeigen – dies wird vor allem in Bereichen starker Zyklenschwankungen deutlich. Eine mögliche Erklärung für die unterschiedlichen Steigungen könnte der Zusammenhang von Zyklenschwankungen und Homogenisierungsgrad liefern, welcher gerade bei einer äußeren Gemischbildung, wie sie beim Daimler M271 zum Einsatz kommt, eventuell eine Abhängigkeit von der Nockenwellengeometrie aufweisen könnte²¹. Hierzu sind in **Abbildung 4.33** für

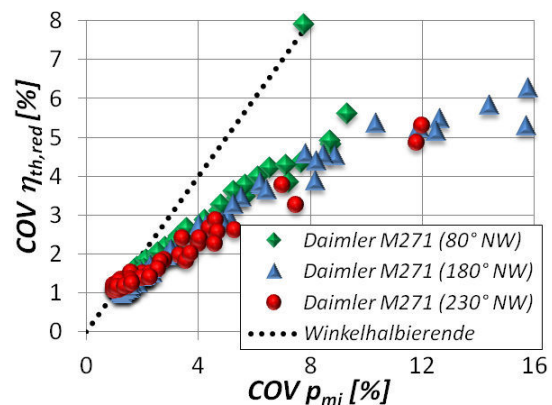


Abbildung 4.32: $\text{COV } \eta_{th,red}$ über $\text{COV } p_{mi}$ Daimler M271 ($80^\circ/180^\circ/230^\circ$ Nockenwelle, 1600 U/min, 3 bar)

²¹ Der von der Nockenwellengeometrie abhängige, maximale Ventilhub beeinflusst die Strömungsgeschwindigkeiten am Ventil maßgeblich. Ein geringer Ventilhub zieht höhere Geschwindigkeiten am Ventil nach sich und fördert dadurch – gerade in Verbindung mit einer äußeren Gemischbildung – die Homogenisierung der Zylinderladung.

die 80°, die 180° und die 230° Nockenwelle, jeweils exemplarisch für eine Steuerzeit, 3D-CFD-Simulationen²² dargestellt, die den Homogenisierungsgrad bezüglich Restgasverteilung und Luftverhältnis wiedergeben.

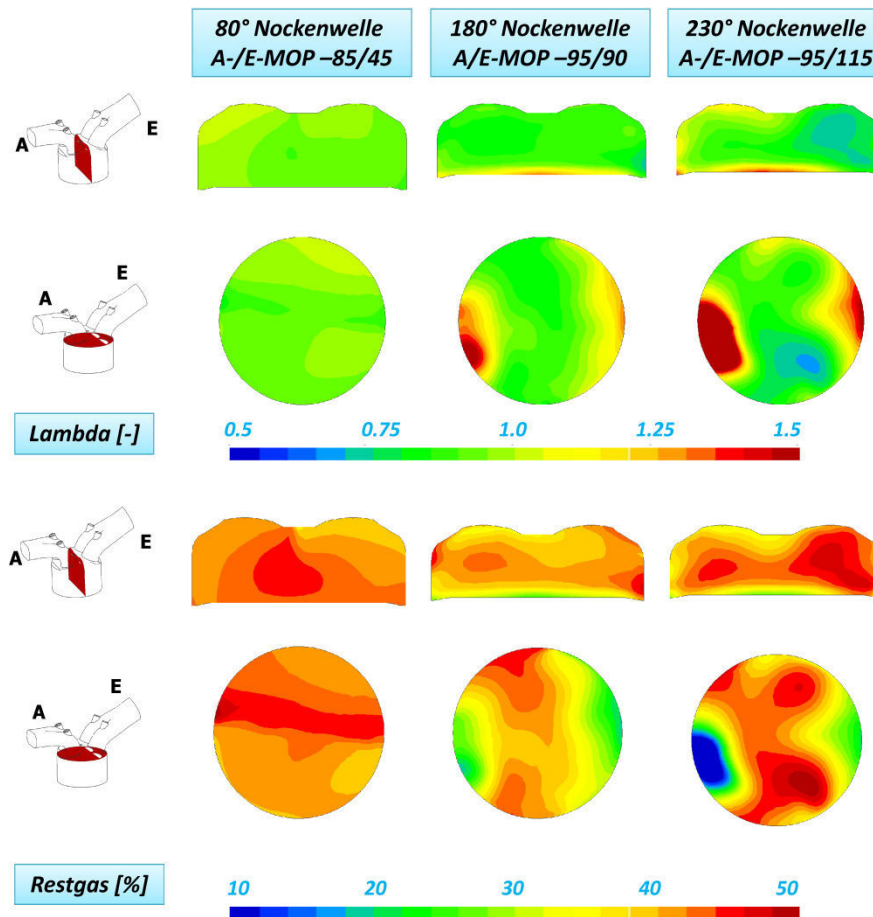


Abbildung 4.33: Homogenisierung in Abhängigkeit der Nockenwellengeometrie bei gleichem Restgasgehalt, Daimler M271 (80°NW/180°NW/230°NW, 1600 U/min, 3 bar, 30% AGR-Rate)

Während die 80° Nockenwelle eine gute Durchmischung aufweist, wird mit breiterer Nockenwelle die Gemischverteilung deutlich inhomogener. Je inhomogener das Gemisch, desto höher wird mit steigendem Restgasgehalt die Wahrscheinlichkeit von Flammenlöschungen an lokal konzentrierten Restgasgebieten, was stärkere Schwankungen der umgesetzten Brennstoffenergie und somit auch des indizierten Mitteldrucks nach sich zieht. Vor diesem Hintergrund lässt sich auch für die 180° und 230° Nockenwelle der bei hohen Zyklenschwankungen überproportional starke Anstieg der $\text{COV}_{p_{mi}}$ erklären, da die in diesen Bereichen hohe Restgasverdünnung in Verbindung mit der schlechten Homogenisierung zu einer verstärkten

²² Die 3D-CFD-Untersuchungen wurden nicht im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt, sondern waren Bestandteil eines Projekts, das bereits zuvor am FKFS bearbeitet wurde. Beide Projekte basieren allerdings auf derselben Messdatenbasis des Daimler M271

Schwankung aufgrund von Flammenlöschung, Verbrennungsaussetzern und Rückkopplungseffekten führen kann.

Untersuchung der Schwankungen des umgesetzten Brennstoffenergie

Vereinfachend kann man sagen, dass bei der Betrachtung der Schwankungen des reduzierten Wirkungsgrads ($COV \eta_{th,red}$) der Verlauf der Kraftstoffumsetzung über Grad Kurbelwinkel relevant ist, während sich hingegen in den Schwankungen der umgesetzten Brennstoffenergie ($COV Q_{Bum}$) der Umstand widerspiegelt, ob bzw. wie viel Kraftstoff umgesetzt wurde. Um den Einfluss dieser Schwankung auf die $COV p_{mi}$ darzustellen, ist in **Abbildung 4.34** das Verhältnis von $COV Q_{Bum}$ zu $COV p_{mi}$ abgebildet. Dargestellt sind drei Nockenwellenkonturen des Daimler M271 bei 1600 U/min und 3 bar Mitteldruck. Hierin ist zu erkennen, dass die relativen Schwankungen der umgesetzten Brennstoffenergie für einen weiten $COV p_{mi}$ Bereich nahezu konstant bleiben bzw. lediglich leicht ansteigen. Man kann in diesem Bereich von einem konstanten Grundschwankungsniveau der Q_{Bum} sprechen, welches beispielsweise durch Schwankungen aufgrund unvollkommener und unvollständiger Verbrennung (s.o.) hervorgerufen werden könnte. Des Weiteren ist ab etwa 8% $COV p_{mi}$ vor allem für die 180° und die 230° Nockenwelle ein stärkerer Anstieg der $COV Q_{Bum}$ zu verzeichnen, dessen Ursachen auf die Auswirkungen der Flammenlöschung und Rückkoppelung zurückzuführen sind.

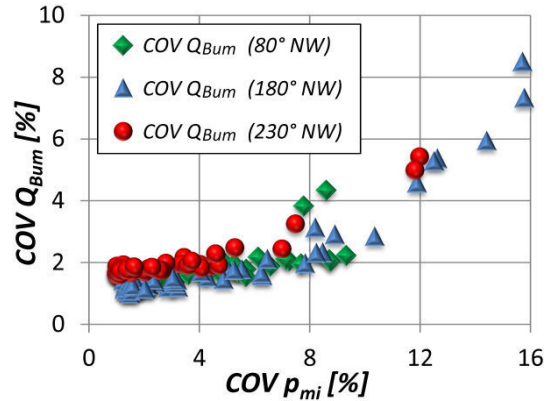


Abbildung 4.34: $COV Q_{Bum}$ über $COV p_{mi}$, Daimler M271 (80°NW/180°NW/230°NW, 1600 U/min, 3 bar)

Fazit

Um die Ergebnisse dieses Kapitels zusammenzufassen, scheint eine Aufteilung der Ursachen gemäß **Abbildung 4.35** sinnvoll. Unter den Voraussetzungen einer vollkommenen Verbrennung und einer konstanten Gemischzusammensetzung sind die Schwankungen der Zylinderinnenströmung respektive die dadurch hervorgerufenen Schwankungen der Entflammungsphase und Flammenausbreitung auch die Hauptursachen der Zyklenschwankungen in Form des $COV p_{mi}$. M.a.W. die Zyklenschwankungen würden somit der Winkelhalbierenden des Diagramms entsprechen. Mit dem

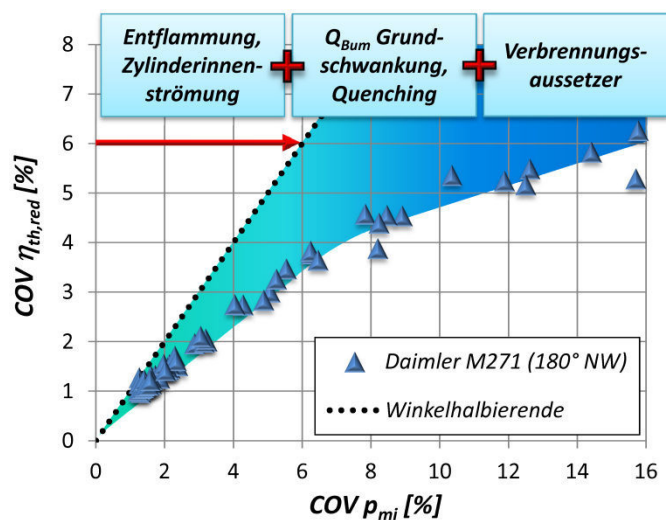


Abbildung 4.35: Schematische Darstellung der Einflüsse auf die Zyklenschwankungen im Falle einer sukzessiven Restgasverdünnung, Daimler M271 (180° Nockenwelle, 1600 U/min, 3 bar)

Auftreten von Flammenlöschungen, Verbrennungsaussetzern und Luftverhältnisschwankungen, d.h. also bei unvollkommener und unvollständiger Verbrennung, ist jedoch ein weiterer, überlagerter Effekt auf den COV p_{mi} zu berücksichtigen – die Schwankung der umgesetzten Brennstoffenergie Q_{Bum} . Die Beobachtungen anhand der Mahle und Daimler Motoren (*Abbildung 4.31* und *Abbildung 4.34*) zeigten hierzu, dass auch in Bereichen sehr geringer Inertgasgehalte ein allgegenwärtiges Grundschwankungsniveau der umgesetzten Brennstoffenergie Q_{Bum} existiert und dadurch eine Abweichung von der Winkelhalbierenden hervorgerufen wird. Dieses Grundschwankungsniveau könnte dabei über Messrauschen, stochastische Schwankungen des Luftverhältnisses oder der Zylinderinnenströmung begründet werden. Darüber hinaus werden mit ansteigendem Inertgasgehalt die Schwankungen des reduzierten Wirkungsgrads zusätzlich durch die Schwankungen aufgrund von Flammenlöschungen (Quenching) überlagert. Diese wirken sich hauptsächlich über die Schwankungen der umgesetzten Brennstoffenergie Q_{Bum} auf die p_{mi} Schwankungen aus, was ein zusätzliches Abweichen von der Winkelhalbierenden bewirkt. In diesem Zusammenhang scheint auch eine leichte Beeinflussung dieses Verhaltens durch den Grad der Gemischhomogenisierung zu existieren (siehe *Abbildung 4.32*). In Bereichen um und oberhalb der Laufgrenze gewinnt beispielsweise mit dem Aufkommen verstärkter Flammenlöschungen und Verbrennungsaussetzer der Rückkoppelungseffekt zusehends an Bedeutung, da sich dieser hier durch die deutlich höheren indizierten Mitteldrücke, die sich infolge der Rückkoppelung ergeben, vom durchschnittlichen Schwankungsniveau abheben kann. Besagte Quenching- und Rückkoppelungseffekte (m.a.W. die unvollkommene Verbrennung) scheinen dabei für den überproportional starken Anstieg der COV p_{mi} verantwortlich zu sein, so dass sich hierdurch ebenfalls das in *Abbildung 4.20* beobachtete, exponentielle Verhalten der Zyklenschwankungen für zunehmende Restgasgehalte erklären lassen könnte.

4.4.4 Einfluss von Ladungsbewegung und Turbulenz

Ergänzend zu den Einflüssen der Ladungsverdünnung und der unvollkommenen bzw. unvollständigen Verbrennung sollen an dieser Stelle nun die Auswirkungen der Ladungsbewegung respektive der Turbulenz auf die Zyklenschwankungen untersucht werden. Mit Hilfe verschiedener Einlassnockenwellen und den damit verbundenen Ventilhubverläufen, Ventilhubmaxima und Öffnungsdauern ist es möglich die Strömungsverhältnisse und letztendlich das Turbulenzniveau bei Brennbeginn entscheidend zu beeinflussen. Dabei spielen Tumbleerzeugung- und -zerfall, die Dissipation und Generierung der Turbulenz und folglich auch die Steuerzeiten eine wichtige Rolle. Aus diesen Gründen ist gerade der Daimler M271 geeignet für eine Bewertung des Strömungs- und Turbulenzeinflusses auf die Zyklenschwankungen.

Untersuchung des Strömungs- und Turbulenzeinflusses auf die zyklischen Verbrennungsschwankungen anhand des Daimler M271

Bereits in Kapitel 4.4.2 ist der Restgaseinfluss auf die initiale Entflammungsphase (0-10% Brenndauer) und dadurch auf die zyklischen Schwankungen beschrieben. Dass dieser Einfluss zusätzlich von der Geometrie der Einlassnockenwelle abhängt, ist in *Abbildung 4.36* schön zu sehen. Während für die 180° und die 230° Nockenwelle ein exponentieller Zusammenhang zwischen Zyklenschwankungen und 0-10% Brenndauer beobachtet werden kann, zeigt die

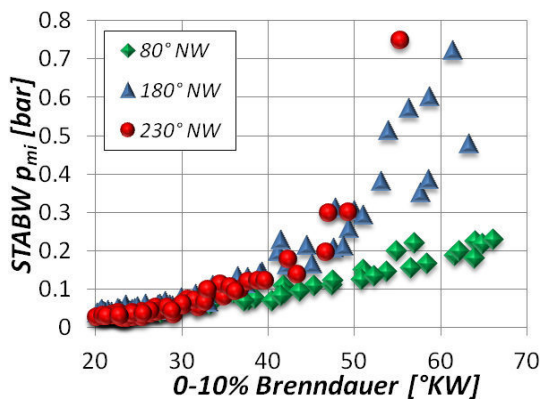


Abbildung 4.36: $STABW p_{mi}$ über 0-10% Brenndauer, Daimler M271 (80°NW/180°NW/230°NW, 1600 U/min, 3 bar)

moderaten Abgasrückführaten (max. 30% Restgasgehalt) neigt die 80° Nockenwelle in erster Linie zu einer verlangsamten Flammenausbreitung und einer damit verbundenen linearen Zunahme der Zyklenschwankungen, jedoch kaum zu partiellen Flammenlöschungen oder gar Verbrennungsaussetzern, welche einen exponentiellen Anstieg, wie im Falle der 180° oder 230° Nockenwelle, bewirken würden. Dass die 80° Nockenwelle, trotz der geringeren Restgasgehalte, längere 0-10% Brenndauern aufweist, kann dabei über das deutlich niedrigere Turbulenzniveau bei Brennbeginn begründet werden.

Darüber hinaus zeigt sich in **Abbildung 4.37**, dass bei gleicher 0-10% Brenndauer die 80° Nockenwelle eine geringere Absolutschwankung ($STABW$ 0-10% Brenndauer) – also eine stabilere Entflammungsphase – aufweist als die 180° Nockenwelle. Ursache hierfür könnte zum einen der Einfluss der Homogenisierung aber auch ein unterschiedliches Schwanungsverhalten der Entflammungsphase sein, je nachdem, ob die verlangsamte Entflammung die Konsequenz eines reduzierten Turbulenzniveaus oder eines erhöhten Restgasgehalts ist. Somit wirken bei der 80° Nockenwelle zwei gegenläufige Effekte – zum einen eine Stabilisierung der Entflammungsphase und zum anderen eine Verzögerung der Flammenausbreitung durch das geringere Turbulenzniveau. Diese Kombination führt letztendlich zu dem vordergründig paradoxen Verhalten, dass für die 80° Nockenwelle die $STABW p_{mi}$ über dem Restgasgehalt zwar stärker, über der 0-10% Brenndauer aber schwächer ansteigen als es bei der 180° Nockenwelle der Fall ist.

schmale Nockenwelle hingegen einen linearen Anstieg. Eine Erklärung für dieses Verhalten könnte ebenfalls **Abbildung 4.33** geben. Die hierin dargestellten 3D-CFD-Untersuchungen bestätigen der 80° Nockenwelle einen hohen Homogenisierungsgrad bezüglich Restgasgehalt und Luftverhältnis. Da es sich beim Daimler M271 um einen gemischsaugenden Motor handelt, korreliert dies mit der Annahme, dass möglicherweise die höheren Einströmgeschwindigkeiten am Einlassventil infolge geringerer Ventilhubes für eine verbesserte Durchmischung sorgen. Aufgrund des homogenen Gemisches und den vergleichsweise

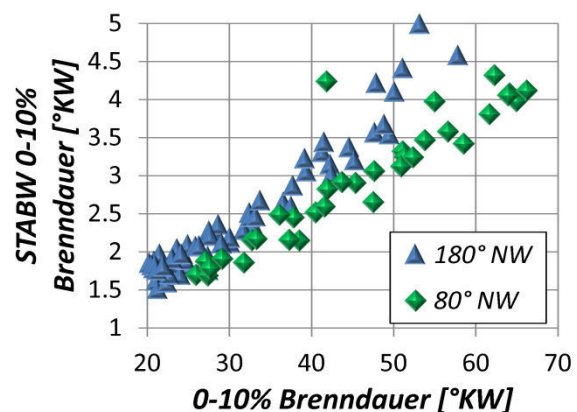


Abbildung 4.37: $STABW$ 0-10% Brenndauer über 0-10% Brenndauer + $STABW p_{mi}$ über COV 0-10% Brenndauer, Daimler M271 (80°NW/180°NW, 1600 U/min, 3 bar)

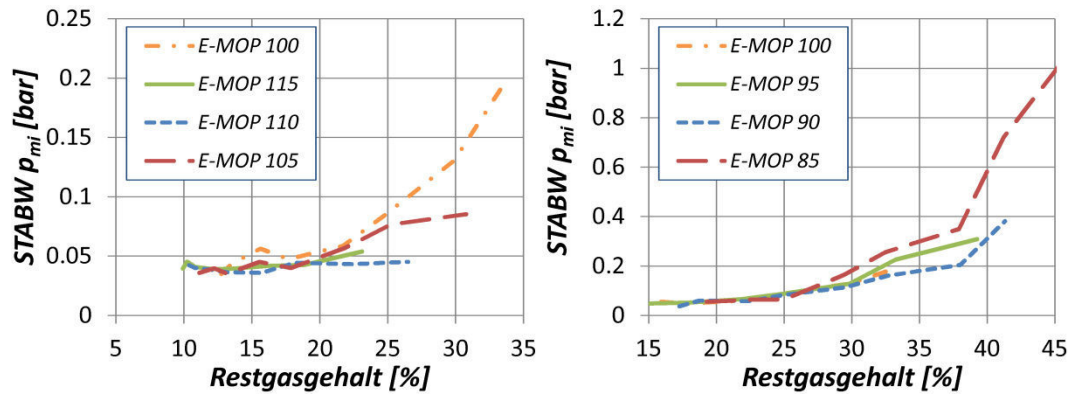


Abbildung 4.38: Einfluss der E-MOP Steuerzeit in $^{\circ}$ KW n.GOT auf die STABW p_{mi} über dem Restgasgehalt, Daimler M271 (180° NW, 1600 U/min, 3 bar)

Ergänzend zu diesen Erkenntnissen soll nun der Einfluss der Steuerzeiten näher betrachtet werden. Hierzu sind in **Abbildung 4.38** die Zyklenschwankungen in Abhängigkeit des Restgasgehalts für unterschiedliche E-MOP-Zeiten der Standardnockenwelle (180°) des Daimler M271 dargestellt. Die ansteigenden AGR-Raten ergeben sich aus jeweils einer konstanten Einlassventil-Steuerzeit (E-MOP) und einer Verstellung der Auslassnockenwelle in Richtung größerer Ventilüberschneidung. Schön zu erkennen ist, dass bei geringeren Restgasgehalten bis etwa 25% die Zyklenschwankungen kaum einen Unterschied in Abhängigkeit von der E-MOP-Zeit aufweisen. Mit steigender AGR-Rate zeigt sich jedoch, wie mit früherem E-MOP und folglich auch mit früheren ES-Zeiten die Restgasverträglichkeit abnimmt. Hintergrund dabei könnte sein, dass die Turbulenz im Brennraum dissipiert, sobald das Einlassventil geschlossen ist. Je früher also das Einlassventil geschlossen wird, desto geringer ist bei konstantem Zündwinkel das Turbulenzniveau bei Brennbeginn. Ein zu geringes Turbulenzniveau wirkt sich wiederum negativ auf die Brenngeschwindigkeit und die Stabilität der Verbrennung aus, was demzufolge stärkere zyklische Schwankungen nach sich zieht (siehe auch Kap.2.1.2). Eine Ausnahme stellt die E-MOP 90 Variante dar, welche trotz früherer ES-Zeiten eine stabilere Verbrennung zeigt als die E-MOP 95 Variante. Unter der Annahme der Korrektheit von Druckindizierung und Ladungswechselanalyse wird klar, dass die Strömungs- bzw. Turbulenzverhältnisse nicht allein über die E-MOP Lage bestimmt werden können. Weitere potentielle Einflüsse könnten beispielsweise gasdynamische Effekte, Lage der Ventilüberschneidung, Tumblegenerierung und Tumblezerfall oder die Koppelung mit anderen Zylindern sein. Im Vergleich zur 180° Nockenwelle zeigt die 80° Nockenwelle einen steileren Anstieg der Zyklenschwankungen über dem Restgasgehalt (**Abbildung 4.39**). Dieser beginnt zudem schon ab einem Restgasgehalt von ungefähr 10 bis 15 %, d.h. es existiert außerdem auch kein Toleranzbereich, innerhalb dessen die Zyklenschwankungen konstant blieben. Des Weiteren fällt auf, dass die E-MOP-Lage nahezu keine Auswirkungen auf die Restgasverträglichkeit hat.

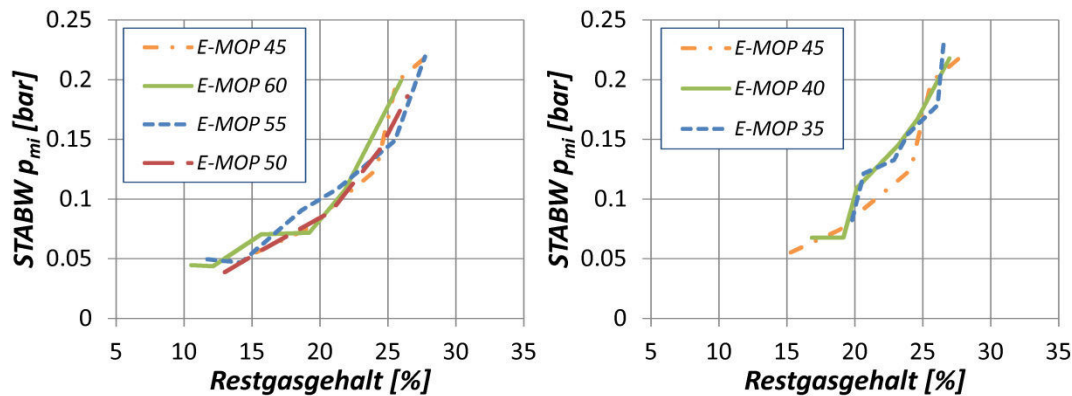


Abbildung 4.39: Einfluss der E-MOP Steuerzeit in $^{\circ}\text{KW}$ n.GOT auf die STABW p_{mi} über dem Restgasgehalt, Daimler M271 (80° NW, 1600 U/min, 3 bar)

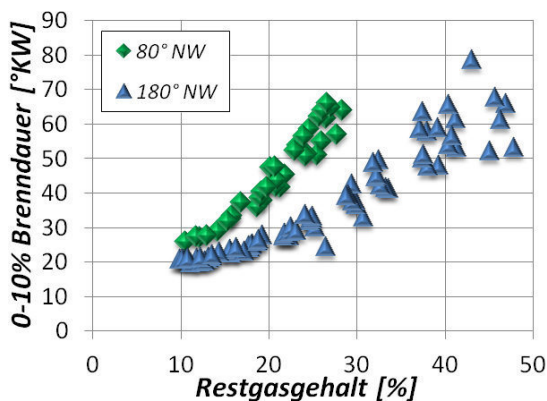


Abbildung 4.40: 0-10% Brenndauer über Restgasgehalt, Daimler M271 ($80^{\circ}\text{NW}/180^{\circ}\text{NW}$, 1600 U/min, 3 bar)

Begründet werden könnten diese Unterschiede über das für die 80° Nockenwelle typische niedrigere Turbulenzniveau zum Zündzeitpunkt. Hierzu ist in **Abbildung 4.40** der Zusammenhang zwischen Restgasgehalt und 0-10% Brenndauer für 80° und 180° Nockenwelle dargestellt. Das Fehlen des oben angesprochenen Toleranzbereichs wird durch den linearen Zusammenhang von Restgasgehalt und 0-10% Brenndauer und durch den linearen Zusammenhang von 0-10% Brenndauer und STABW p_{mi} verursacht. Physikalischer Hintergrund könnte dabei die bereits angesprochene schlechte Restgasverträglichkeit infolge des

niedrigen Turbulenzniveaus sein. Dass diese Restgasverträglichkeit von der E-MOP-Lage unabhängig ist, könnte sich über die Breite oder Lage des untersuchten Bereichs der E-MOP-Zeiten erklären lassen. Die späteste E-MOP- bzw. ES-Zeit dieser Messreihe liegt mit 42° KW vor UT ohnehin schon sehr früh, so dass eine weitere Frühverstellung zu keinem nennenswerten Abfall der Turbulenz mehr führen dürfte und daher kein E-MOP Einfluss zu verzeichnen ist. Zieht man für die Zeit, die zur Turbulenzdissipation zur Verfügung steht, näherungsweise den Kurbelwinkelbereich von ES bis Zündzeitpunkt heran, so ergeben sich für die 80° Nockenwelle im Vergleich zur 180° Nockenwelle grundsätzlich deutlich längere Zeiten (siehe Anhang **Abbildung 9.8**). Die kleinste Differenz der 80° Nockenwelle liegt hierbei noch mehr als 35° KW über der größten Differenz der 180° Nockenwelle. Abschließend sollen obige Zusammenhänge für die 230° Nockenwelle untersucht werden. **Abbildung 4.41** zeigt für die 230° Nockenwelle grundsätzlich eine höhere Restgasverträglichkeit als für die 180° oder die 80° Nockenwelle. Auffällig ist außerdem, dass im Gegensatz zur 180° Nockenwelle eine frühere E-MOP Lage tendenziell zu einer stabileren Verbrennung führt. Eine Begründung für die verbesserte Restgasverträglichkeit könnte ein höheres Turbulenzniveau sein, welches sich beispielsweise aus späten ES-Zeiten oder einer ausgeprägten Tumblegenerierung und dem anschließenden Tumblezerfall ergeben kann. Die höhere Restgasverträglichkeit mit früheren

ES-Zeiten scheint zunächst widersprüchlich zu der Annahme, dass eine kürzere Zeitspanne zwischen ES und Zündzeitpunkt prinzipiell dem Turbulenzniveau bei Brennbeginn zuträglich wäre. Allerdings muss in allen Fällen immer der Bereich der E-MOP-Zeiten berücksichtigt werden: Für die 230° Nockenwelle liegt der früheste Einlassschluss immer noch deutlich später als der späteste Einlassschluss der 180° Nockenwelle (siehe Anhang **Abbildung 9.7**). Durch derart späte ES-Lagen können unter Umständen weitere Effekte, wie zum Beispiel Rückströmungen aus dem Zylinder in den Einlasskanal während des Kompressionshubs (siehe Anhang **Abbildung 9.9**), die Strömungsverhältnisse bei Brennbeginn beeinflussen.

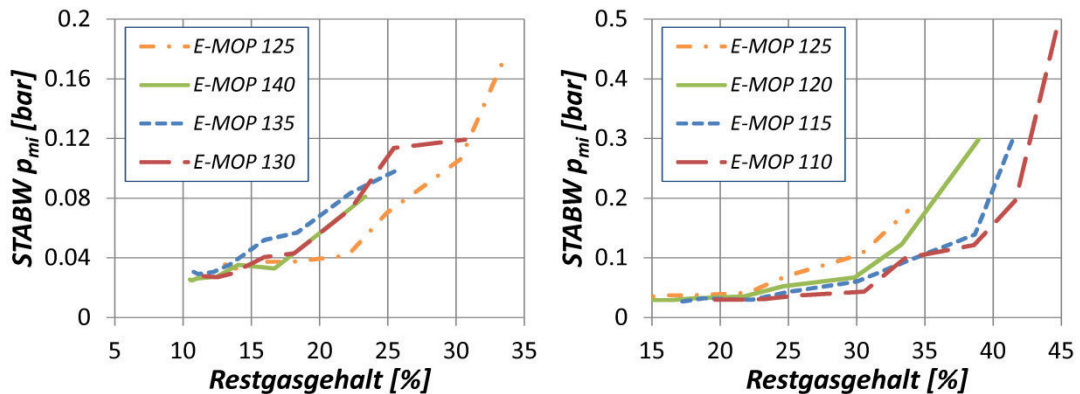


Abbildung 4.41: Einfluss der E-MOP Steuerzeit in °KW n.GOT auf die STABW p_{mi} über dem Restgasgehalt, Daimler M271 (230° NW, 1600 U/min, 3 bar)

Fazit

Die Untersuchungen dieses Kapitels lassen darauf schließen, dass neben dem Grad der Ladungsverdünnung auch die Steuerzeiten und der Ventilhubverlauf das Zyklenschwankungsniveau beeinflussen können. Allerdings ist das Zusammenspiel der Einflussfaktoren nicht eindeutig oder teils sogar gegenläufig. Speziell im Falle des Daimler M271 führt der Einsatz einer schmalen Einlassnockenwelle (80°) zu einem – im Vergleich zur 180° oder 230° Nockenwelle – sehr geringen Turbulenzniveau und einer dementsprechend hohen Restgasempfindlichkeit. Gleichzeitig jedoch deuten 3D-CFD Berechnungen auf eine bessere Homogenisierung hin. Dies könnte mitunter auch der Grund dafür sein, dass bei identischer, mittlerer 0-10% Brenndauer die 80° Nockenwelle eine vergleichsweise geringere Schwankungsbreite zeigt. Allerdings stellt sich hierbei die Frage, inwieweit es einen Unterschied macht, ob die verzögerte Entflammungsphase durch eine Ladungsverdünnung oder durch ein reduziertes Turbulenzniveau hervorgerufen wurde. Des Weiteren gibt es Hinweise darauf, dass insbesondere die ES-Zeit einen gewissen Einfluss auf die Zyklenschwankungen besitzt. Dieser zeigt jedoch je nach Bereich unterschiedliche Verhaltensweisen – für sehr frühe E-MOP Lagen vor dem unteren Totpunkt (80° Nockenwelle) existiert nahezu kein Einfluss, spätere E-MOP bis ca. 50 °KW nach UT (180° Nockenwelle) zeigen eine steigende Restgasverträglichkeit mit späteren E-MOP Werten, für sehr späte ES-Zeiten wiederum (230° Nockenwelle) nimmt die Restgasverträglichkeit mit späteren E-MOP ab. Anhand dieser Beobachtungen verdeutlicht sich die Komplexität der strömungstechnischen Zusammenhänge von Steuerzeiten, Ventilhubverlauf und Zyklenschwankungsniveau, wobei das Ziel dieser Arbeit nicht deren Modellierung sein soll – eine solche erfolgt zum Teil bereits im Rahmen des FVV Projekts Turbu-

lenzmodellierung. Mangels Verfügbarkeit kann der Fokus der Zyklenschwankungsmodellierung allerdings nicht auf einer perfekten Wiedergabe des Turbulenzeinflusses auf die Zyklenschwankungen liegen, sondern es muss vielmehr eine kritische Bewertung erfolgen, inwieweit diese Einflüsse bezüglich der Erstellung und der Anwendung des Zyklenschwankungsmodells zu berücksichtigen sind (siehe Kap.5.6).

4.4.5 Last- und Drehzahleinfluss

Da sich die Messdatenbereiche der bisher untersuchten Versuchsträger lediglich auf einen kleinen Last- und Drehzahlbereich beschränken, konnte allein hierüber noch kein umfassendes Verständnis der Hintergründe der Zyklenschwankungen erlangt werden. Aus diesem Grund sind im Hinblick auf die Modellierung der Zyklenschwankungen Last- und Drehzahlabhängigkeiten der Zyklenschwankungen zu klären. Hierfür stehen der Mahle Downsizingmotor und der Opel Z22YH zur Verfügung.

Mahle Downsizingmotor

Bereits *Abbildung 4.5* belegt, dass mindestens ein vordergründiger Zusammenhang von Last, Drehzahl und Zyklenschwankungen existieren muss. Deutlich zu erkennen ist eine drehzahlunabhängige Zunahme der Zyklenschwankungen mit ansteigender Last. Zur Klärung der Hintergründe für dieses Verhalten soll unter anderem *Abbildung 4.42* dienen.

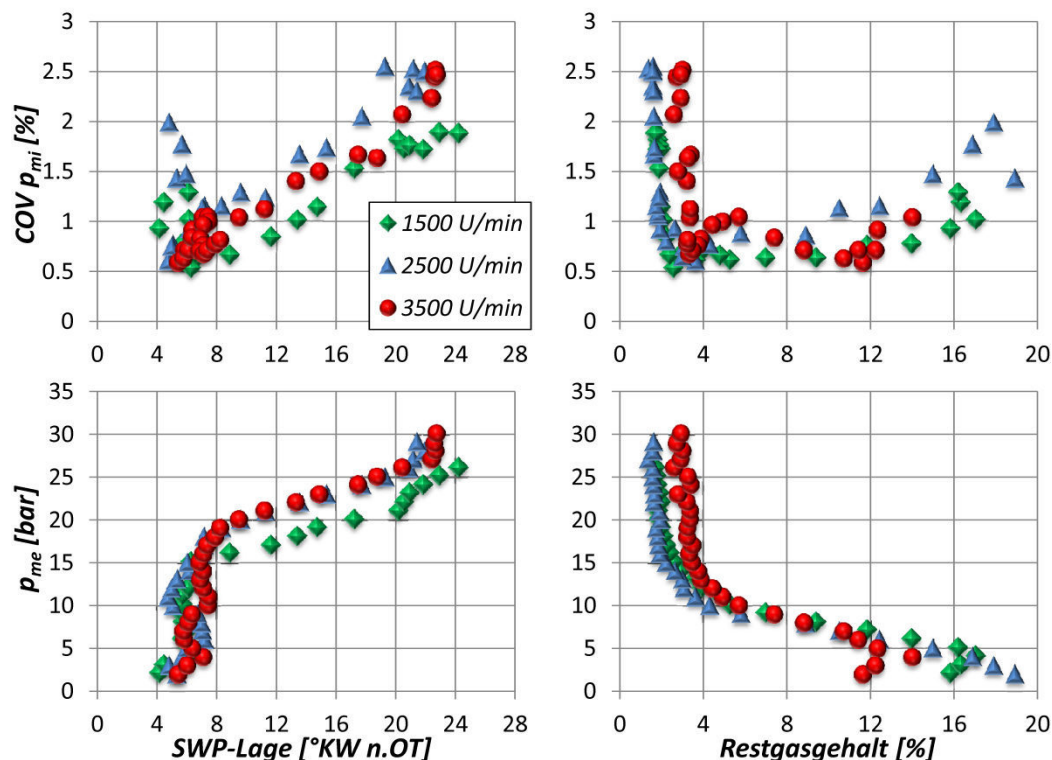


Abbildung 4.42: COV p_{mi} und p_{me} über Schwerpunktlage bzw. Restgasgehalt, Mahle Downsizingmotor (1500 U/min / 2500 U/min / 3500 U/min)

Schön zu sehen ist, dass ab etwa 20 bar p_{me} (für niedrige Drehzahlen (1500 U/min) schon etwas früher) die Lage des Verbrennungsschwerpunkts aufgrund der zunehmenden Klopfneigung nach spät verstellt wird und in diesem Zusammenhang die Zyklenschwankungen anstei-

gen. Zwar ist in einem relativ konstanten Bereich von 4° bis 8° KW nach OT – speziell für Drehzahlen bis 2500 U/min – ein weiterer Anstieg der COV p_{mi} zu beobachten, jedoch resultiert dieser in erster Linie aus einem höheren Inertgasanteil und der damit verbundenen Bilisierung der Verbrennung. Außerdem auffällig an dieser Abbildung ist für die Punkte bei 3500 U/min das höhere Restgasniveau bei Lasten ab 15 bar p_{me} . Dieses dürfte die Grenzen der Luftspülung widerspiegeln, welche lediglich im unteren Drehzahlbereich möglich ist. Hintergrund ist ein mit steigender Drehzahl abnehmendes Fenster zur Luftspülung, da mit einer Drehzahlerhöhung zum einen, aufgrund der Stauwirkung des Turboladers, eine Gasdruckanhebung einhergeht und zum anderen die Auslassstöße der anderen Zylinder in der Kurbelwinkelskala verlängert werden /SCHM2/.

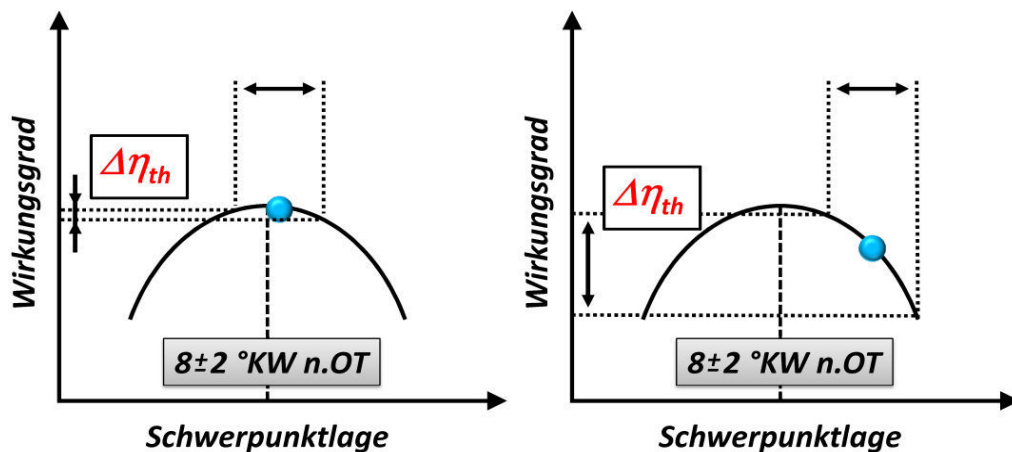


Abbildung 4.43: Einfluss der Schwerpunktlage auf die Schwankung des Wirkungsgrads

Das Verhalten der steigenden COV p_{mi} mit späterer Schwerpunktlage lässt sich anschaulich über den parabelförmigen Verlauf des thermischen Wirkungsgrads über der Schwerpunktlage erklären (siehe auch /BARG1/). In **Abbildung 4.43** wird hierzu nun schematisch eine konstante Schwankung auf zwei Betriebspunkte gegeben, die sich in ihrer Schwerpunktlage unterscheiden. Abhängig von der Schwerpunktlage des jeweiligen Betriebspunkts ergibt sich für eine identische Schwankungsbreite ein großer Unterschied in den Schwankungen des Wirkungsgrads. Betriebspunkte mit nahezu wirkungsgradoptimaler Schwerpunktlage (8° KW nach OT) zeigen eine sehr geringe Schwankung des Wirkungsgrads, da sich in diesem Bereich die Steigung der Parabel nur unwesentlich ändert. Ganz anders allerdings das Verhalten bei späteren bzw. früheren Schwerpunktlagen: Infolge des steilen Abfalls des Wirkungsgrads resultiert eine Schwankung des Schwerpunkts in ungleich stärkeren Schwankungen des Wirkungsgrads. Vor diesem Hintergrund wird klar, dass der Anstieg der Zyklenschwankungen mit zunehmender Motorlast nur vordergründig mit eben dieser zusammenhängt und hauptsächlich durch die mit der Lastanhebung einhergehende Verschiebung der Verbrennung hervorgerufen wird. Zur Bezifferung und Bewertung dieser Verschiebung wird im Folgenden der Verbrennungsschwerpunkt herangezogen. Die Abhängigkeit der Zyklenschwankungen von der Verbrennungslage ist von fundamentaler Bedeutung im Hinblick auf das Verständnis der Hintergründe und Ursachen der Zyklenschwankungen. Eine Berücksichtigung der oben genannten Zusammenhänge ist deshalb zwingend für die korrekte Wiedergabe der Zyklenschwankungen im Rahmen der Modellierung (siehe auch Kap. 5.4.3).

Bei näherer Betrachtung von **Abbildung 4.5** wurde eine vermeintliche Drehzahlabhängigkeit der Zyklenschwankungen bei höheren Lasten deutlich. Wählt man einen Schnitt konstanter Last durch das Kennfeld, so fällt ein schwankender Verlauf der $COV_{p_{mi}}$ über der Drehzahl auf. Wie **Abbildung 4.44** exemplarisch für einen p_{me} -Schnitt bei 20 bar zeigt, korreliert dieses Verhalten allerdings sehr stark mit der Lage des Verbrennungsschwerpunkts. Somit muss in Bereichen hoher Teillast oder Volllast nicht zwangsläufig eine Drehzahlabhängigkeit der Zyklenschwankungen vorliegen. Vielmehr scheint dieses Verhalten durch eine drehzahlabhängige Wahl der Schwerpunktlage hervorgerufen zu werden, was beispielsweise auf eine je nach Drehzahl, Anfettung, Gasdynamik und Turbulenzniveau unterschiedliche Klopfgrenze zurückgeführt werden kann. Eine drehzahlabhängige Betrachtung der Zyklenschwankungen bei erhöhter Last und konstanter Schwerpunktlage lässt jedoch vermuten, dass nichtsdestotrotz ein gewisser Drehzahlfluss vorliegt. **Abbildung 4.45** stellt hierzu die $COV_{p_{mi}}$ über der Drehzahl für nahezu konstante Schwerpunktlagen dar. Dabei ist für kleiner werdende Drehzahlen ein Abfallen der

Zyklenschwankungen zu beobachten. Da dieses Verhalten beim Opel Z22YH noch deutlicher in Erscheinung tritt, werden die Hintergründe hierfür im Abschnitt **Opel Z22YH** näher erläutert. Neben den bisher behandelten Einflüssen ist weiterhin im unteren Drehzahl- und Lastbereich eine leichte Beeinflussung der $COV_{p_{mi}}$ infolge der Restgasverdünnung wahrzunehmen. Die maximalen AGR-Raten belaufen sich dabei auf ca. 20% (siehe **Abbildung 4.46**). Hinzu kommt ein hohes allgemeines Turbulenzniveau²³ des Downsizingmotors, welches verbrennungsstabilisierend wirkt und somit die Auswirkungen der ohnehin schon moderaten Restgasgehalte zusätzlich mindert. Aus diesen Gründen ergibt sich für den Mahle Motor im Teillastbereich nur ein geringes Zyklenschwankungsniveau, welches zudem größtenteils mit dem

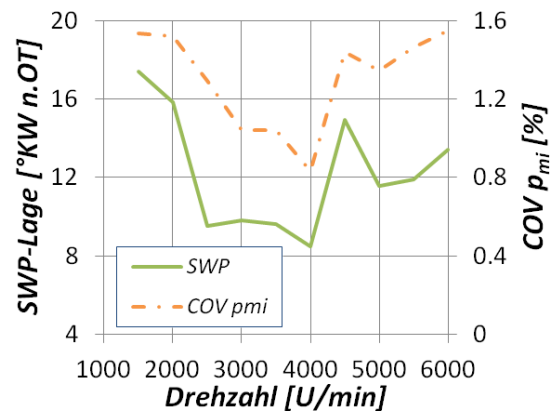


Abbildung 4.44: Schwerpunktlage und $COV_{p_{mi}}$ über der Drehzahl, Mahle Downsizingmotor (20 bar p_{me})

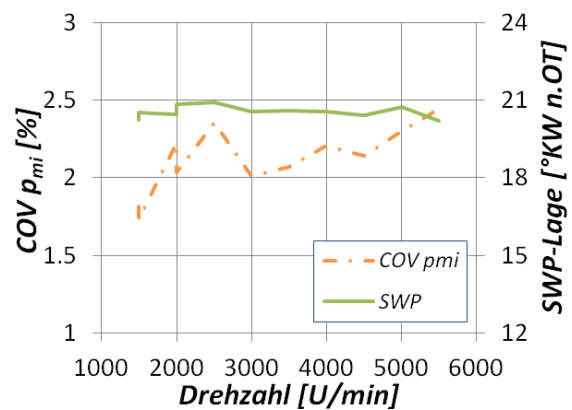


Abbildung 4.45: Schwerpunktlage und $COV_{p_{mi}}$ über der Drehzahl, Mahle Downsizingmotor (unterschiedliche p_{me})

²³ Die Abstimmung des Verbrennungsmodells auf den Mahle Downsizingmotor ergab einen relativ hohen Turbulenzparameter C_k , was wiederum auf ein hohes Turbulenzniveau schließen lässt

Restgasgehalt korreliert. Da sich dieser aus den Ventilsteuerzeiten ergibt, welche wiederum in Abhängigkeit von Last und Drehzahl gewählt werden, könnte hier der Eindruck einer scheinbaren Abhängigkeit von selbigen entstehen.

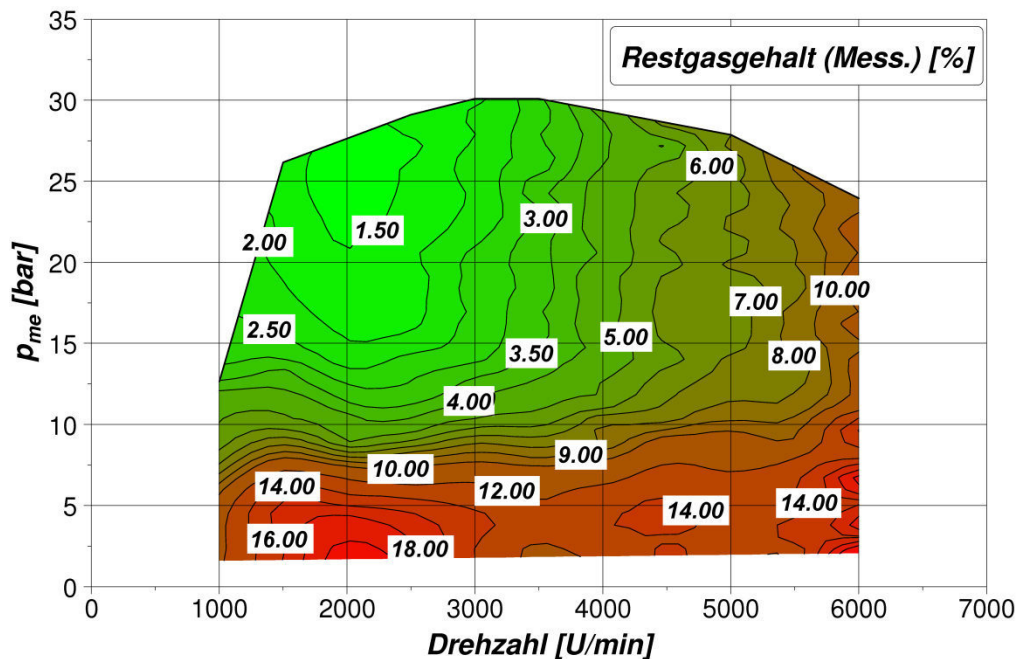


Abbildung 4.46: Restgasgehalt, Mahle Downsizingmotor (Zylinder 1)

Opel Z22YH

Für den Opel Z22YH stand eine Zündzeitpunktvariation an der Vollastlinie zur Verfügung. Dabei wurden die Zündzeitpunkte für jede Drehzahl sukzessive nach früh verstellt, um klopfend verbrennende Arbeitsspiele zu erzeugen. Im Hinblick auf die Untersuchung der Abhängigkeit der Zyklenschwankungen von der Lage der Verbrennung erweist sich gerade die Zündzeitpunktvariation als sehr vorteilhaft, da auf diese Weise die Ergebnisse aus dem Abschnitt **Mahle Downsizingmotor** validiert werden können. Bereits in **Abbildung 4.10** sind die Schwankungen der indizierten Mitteldrücke über Drehzahl und Schwerpunktlage aufgetragen. Gut zu erkennen ist, dass – wie auch beim Mahle Motor – mit späterer Schwerpunktlage die Zyklenschwankungen zunehmen. An dieser Stelle wird unter anderem auch deutlich, dass die für einen klopfreien Motorbetrieb notwendige Spätverstellung der Zündzeitpunkte immer auch mit höheren zyklischen Schwankungen einhergeht. Im Umkehrschluss bedeutet dies, dass bei konstant gehaltener Last eine motorseitige Reduzierung der Klopfneigung – sei es nun mit Hilfe konstruktiver oder brennverfahrenstechnischer Maßnahmen – neben einer Wirkungsgradsteigerung auch immer eine Stabilisierung der Verbrennung mit sich bringt. Analog zum Mahle Motor zeigt sich bei konstanter Schwerpunktlage für mittlere bis hohe Drehzahlen eine gewisse Drehzahlabhängigkeit der Zyklenschwankungen. Insbesondere bei 1000 U/min liegt das Schwankungsniveau sehr niedrig. Vordergründig mag dies widersprüchlich erscheinen, da der mit der Drehzahl einhergehende Turbulenzanstieg zunächst eine stabilere Verbrennung vermuten ließe. Jedoch muss in diesem Zusammenhang berücksichtigt werden, dass eine höhere Drehzahl auch mit höheren Strömungsgeschwindigkeiten an der Zündkerze ver-

bunden ist und dadurch die Flammenkernbildung und den davon abhängigen weiteren Brennverlauf unter Umständen negativ beeinflussen kann.

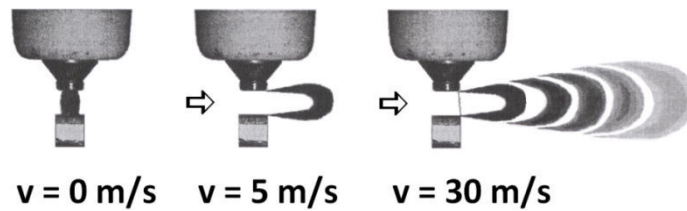


Abbildung 4.47: Ausdehnung des Funkenplasmas in Abhängigkeit der Strömungsgeschwindigkeit /HERDI/

Abbildung 4.47 verdeutlicht diesen Umstand. Während kleine Strömungsgeschwindigkeiten (<5 m/s) quer zur Zündkerzenachse aufgrund der verringerten Quenchingverluste an der Elektrode noch stabilisierend wirken, können höhere Geschwindigkeiten zu derart starken Funkenauslenkungen führen, dass die Funken abreißen und es zu einer bzw. mehreren Wiederzündungen kommt. Die Zündenergie wird somit auf mehrere Flammenkerne verteilt – die Effizienz sinkt im Vergleich zur kumulierten Zündenergieabgabe in einem Flammenkern /HERDI/. Dies hat wiederum eine destabilisierende Wirkung auf den Zündvorgang zur Folge, was sich beispielsweise in einer Verzögerung der Entflammungsphase äußern könnte.

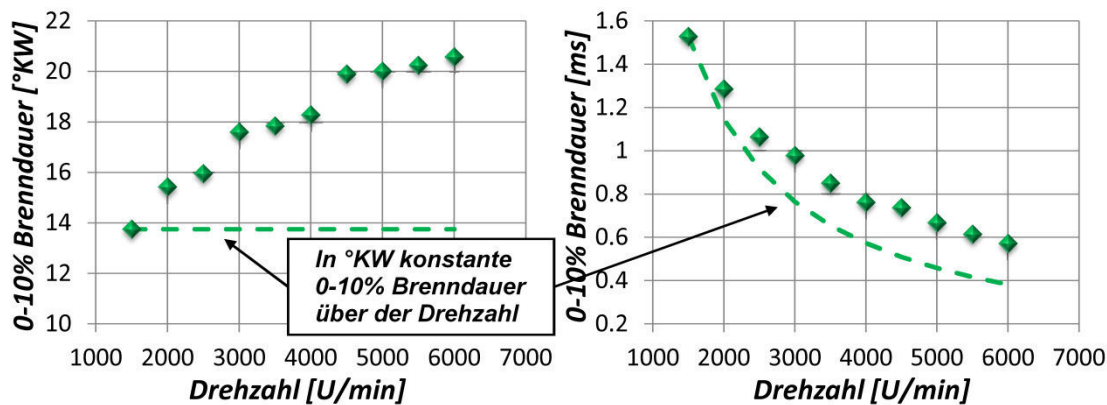


Abbildung 4.48: 0-10% Brenndauer in $^{\circ}\text{KW}$ und $[\text{ms}]$ in Abhängigkeit der Drehzahl, Mahle Downsizingmotor (1000-6000 U/min, 23 bar p_{me})

Wird stellvertretend für die Entflammungsphase die 0-10% Brenndauer in Grad Kurbelwinkel zur Bewertung dieser Verzögerung herangezogen, so ergibt sich über der Drehzahl tatsächlich eine längere Brenndauer, was anhand von **Abbildung 4.48** gut nachvollzogen werden kann. Gleichzeitig aber ist im rechten Diagramm dieser Abbildung zu erkennen, dass mit ansteigender Drehzahl die 0-10% Brenndauer in Millisekunden sinkt. Dies hat den Hintergrund, dass proportional zum Drehzahlanstieg die Zeit, die für ein Arbeitsspiel zur Verfügung steht, abnimmt. Zum Vergleich ist der Verlauf einer in Grad Kurbelwinkel konstanten 0-10% Brenndauer über der Drehzahl aufgetragen. Die Auswirkungen dieser Zusammenhänge auf die Hauptverbrennungsphase bzw. auf die Zyklenschwankungen in Form der $\text{COV } p_{mi}$ sollen im Folgenden anhand von **Abbildung 4.49** genauer behandelt werden.

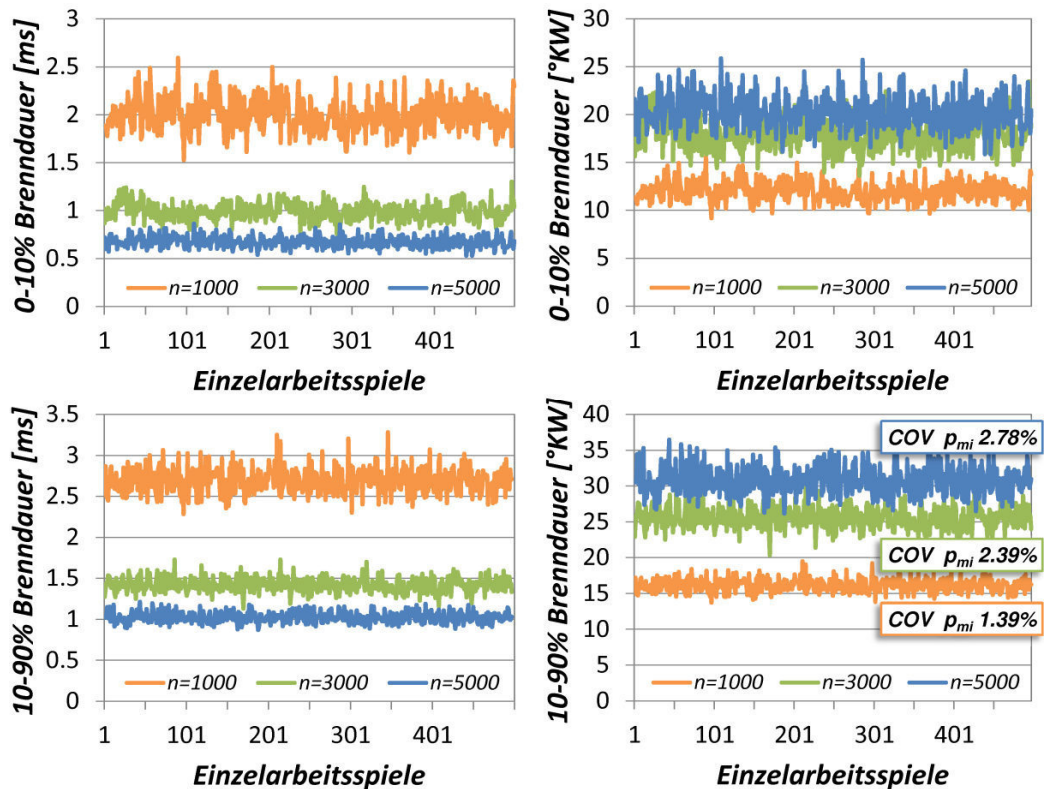


Abbildung 4.49: 0-10% bzw. 10-90% Brenndauer in [°KW] und [ms] bei konstanter Schwerpunktlage (21 °KW n. OT), Opel Z22YH (1000 U/min, 3000 U/min, 5000 U/min)

Hierin sind für drei ausgewählte Betriebspunkte des Opel Z22YH bei 1000, 3000 und 5000 U/min die 0-10% und 10-90% Brenndauern jeweils in [°KW] und in [ms] über 500 Einzelzyklen aufgetragen. Der Verbrennungsschwerpunkt liegt in allen Fällen bei etwa 21 °KW nach OT, um den Einfluss der Verbrennungslage zu minimieren. Betriebspunktspezifische Unterschiede im Restgasgehalt dürften aufgrund des niedrigen Niveaus (3.7-5.3%) vernachlässigbar sein. Dabei steigen die $COV p_{mi}$ mit der Drehzahl von 1.39% (1000 U/min) auf 2.39% (3000 U/min) bzw. 2.78% (5000 U/min) an. Wie schon beim Mahle Motor beobachtet nehmen mit ansteigender Drehzahl die durchschnittlichen 0-10% Brenndauern in Millisekunden ab, während sie gleichzeitig im Kurbelwinkelbereich degressiv ansteigen. Für die Betrachtung der 10-90% Brenndauer ergibt sich aufgrund der Abhängigkeit von der 0-10% Brenndauer ein vergleichbares Bild. Die Schwankungsbreite der 10-90% Brenndauer nimmt dabei nahezu proportional zur durchschnittlichen Brenndauer zu, was durch die relativ konstanten COV 10-90% Brenndauer Werte von 5.75%, 6.05% und 6.33% bestätigt wird. Dies führt letztendlich auch zu einer entsprechenden Zunahme der Schwankungen der Verbrennungsschwerpunkts, so dass sich hierüber unter Berücksichtigung der Wirkungsgradparabel (Abbildung 4.43) der Anstieg der $COV p_{mi}$ über der Drehzahl erklären lässt. Aus diesen Überlegungen heraus bleibt festzuhalten, dass dem Einfluss der Verbrennungslage auf die Zyklenschwankungen zusätzlich ein Drehzahleinfluss überlagert ist. Dieser bewirkt einen degressiven Anstieg der Zyklenschwankungen ($COV p_{mi}$) hin zu höheren Drehzahlen. Die Ursache für dieses Verhalten dürfte sich aus dem Zusammenwirken der im Folgenden genannten Einflüsse ergeben:

- Destabilisierung und Verzögerung des Zündvorgangs mit zunehmenden Strömungsgeschwindigkeiten durch Flammenkernauslenkung und -verschiebung (siehe auch /HERD1, WITZ1, KERS1, ABDE1, MENE1, KO1/)
- Drehzahlabhängiger Turbulenzeinfluss auf die Faltung der Flammenoberfläche und damit auf die Brenngeschwindigkeit. Zunehmende Turbulenz bewirkt eine Stabilisierung des Flammenkernwachstums bzw. der Entflammungsphase /PETE1/; Ab einem gewissen Turbulenzgrad können jedoch wiederum Flammenlöschungen auftreten /MENE1, KO1/

Fazit

Die Untersuchung des Mahle Downsizingmotors zeigt zwei vorrangige Einflüsse auf die Zyklenschwankungen: Zunächst kann in Bereichen niedriger Lasten und Drehzahlen ein Einfluss der Restgasverdünnung beobachtet werden. Dessen Ausmaß ist hier allerdings aufgrund der geringen AGR-Raten und dem hohen Turbulenzlevel deutlich schwächer ausgeprägt als es beispielsweise beim Daimler M271 der Fall ist. Zusätzlich dazu zeigen die Zyklenschwankungen bei höheren Lasten eine sehr starke Abhängigkeit von der Lage der Verbrennung, sobald der Verbrennungsschwerpunkt vom wirkungsgradoptimalen Bereich abweicht. Hintergrund ist dabei, dass eine konstante Schwankung des Verbrennungsschwerpunkts je nach Lage der Verbrennung einen unterschiedlichen Einfluss auf die Schwankung des Wirkungsgrads und somit auf die Schwankung des indizierten Mitteldrucks aufweist. Dieser Zusammenhang wird durch die Ergebnisse der Untersuchung des Opel Z22YH bestätigt. In Ergänzung zu den Erkenntnissen aus Kapitel 4.4.2 und 4.4.3 ist bei der Modellierung der Zyklenschwankungen folglich unbedingt darauf zu achten, dass der Einfluss der Lage der Verbrennung korrekt wiedergegeben wird.

Neben dem Zusammenhang von Lage und Schwankung der Verbrennung konnte eine Drehzahlabhängigkeit der Zyklenschwankungen vor allem im höheren Lastbereich beobachtet werden. Allerdings muss im Hinblick auf die Modellierung ganz klar unterschieden werden, durch welche Effekte diese Drehzahlabhängigkeit zustande kommt, um nicht etwa im Niedriglastbereich den Einfluss der drehzahlabhängigen Ventilsteuerzeiten auf die interne Abgasrückführung mit einem direkten Einfluss auf die Zyklenschwankungen zu verwechseln. Nichtsdestotrotz ist eine solche Drehzahlabhängigkeit im späteren Zyklenschwankungsmodell zu berücksichtigen, sofern sie nicht bereits über das Turbulenz- oder das Verbrennungsmodell abgebildet wird.

4.4.6 Probleme und Grenzen der Analyse

Bei der Untersuchung der Zyklenschwankungen treten aufgrund der Einzelarbeitsspielbeobachtung Effekte in Erscheinung, die sonst bei konventionellen Analysen des gemittelten Druckverlaufs im Zuge dieser Mittelung untergehen würden. Derartige Effekte könnten beispielsweise durch eine abdriftende Nulllinie oder die Auswirkungen der Motorbetriebsregelung hervorgerufen werden. Deshalb soll in diesem Kapitel untersucht und bewertet werden, inwieweit die Ergebnisse der Analyse durch die zyklus aufgelöste Betrachtung der Druckverläufe beeinträchtigt werden und wo die Grenzen einer solchen Analyse liegen.

Im Allgemeinen ist davon auszugehen, dass Betriebspunkte im oberen Teillast- oder Volllastbereich an der Klopfgrenze appliziert werden. Aus diesem Grund kann dort eine Beeinflussung der Zyklenschwankungen infolge der Wirkungsweise der Klopfregelung nicht ausgeschlossen werden. Durch die sukzessive Frühverstellung des Zündwinkels an die Klopfgrenze und die Spätverstellung bei Klopfen um einen festgelegten Zündwinkel-Offset wird den Zyklenschwankungen zusätzlich eine künstliche Schwankung überlagert, was zu einer Fehlinterpretation bei der Auswertung von Volllastbetriebspunkten führen könnte. Für die in dieser Arbeit untersuchten Motoren mit Volllastbetriebspunkten spielt der Einfluss der Klopfregelung allerdings keine Rolle, da beide Motoren ohne aktive Klopfregelung betrieben wurden – beim Z22YH mit dem Hintergrund möglichst viele klopfende Arbeitsspiele für die Untersuchungen zur Klopfmodellierung erhalten, während im Falle des Mahle Motors ein festes Zündwinkelkennfeld vorgegeben wurde, wodurch an der Volllast ein definierter Abstand von 1° Kurbelwinkel zu der zuvor ermittelten Klopfgrenze gehalten wurde. Dadurch ergab sich keine Überlagerung der Zyklenschwankungen durch die Klopfregelung und somit auch keine Beeinflussung der Messdatenauswertung an der Volllast.

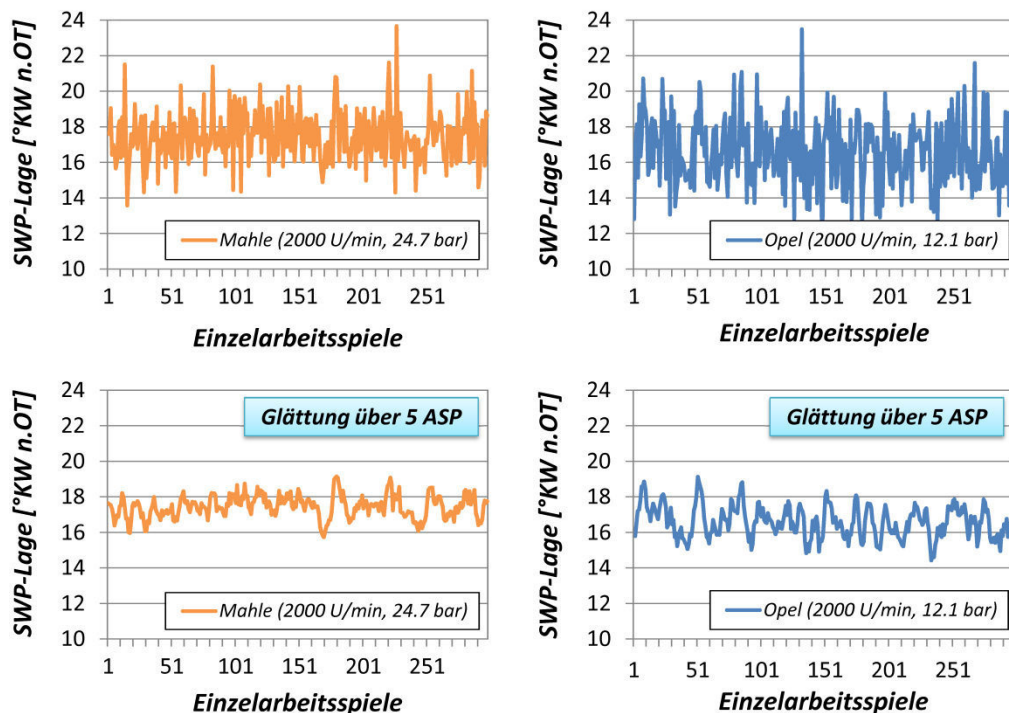


Abbildung 4.50: Verlauf der Schwerpunktlage über 300 Einzelarbeitsspiele eines Volllastbetriebspunkts, Mahle Downsizingmotor / Opel Z22YH

Dies kann unter anderem in **Abbildung 4.50** nachvollzogen werden. Hierin sind jeweils für Mahle und Opel Motor die zyklus aufgelösten Schwerpunktlagen eines ausgewählten Volllastbetriebspunkts aufgetragen, wobei weder im Rohverlauf noch im geglätteten Verlauf eine eindeutige Regelstruktur zu erkennen ist. Das Fehlen einer Klopfregelung ermöglicht eine unverfälschte Betrachtung der Zyklenschwankungen und erleichtert somit die Modellerstellung. Im Hinblick auf eine spätere Anwendung des Zyklenschwankungsmodells muss jedoch berücksichtigt werden, dass sich die Wirkungsweise eines Klopfregelalgorithmus unter Um-

ständen nicht im mittleren Arbeitsspiel äußern wird, allerdings das Schwankungsniveau an der Vollast deutlich beeinflussen kann.

Eine weitere Ungenauigkeit in Hinblick auf die Interpretation der Messdaten könnte sich auch durch eine eventuell vorhandene Lambda-Regelung ergeben. Eine fluktuierende Gemischzusammensetzung und die dadurch hervorgerufenen Regelungseingriffe führen unweigerlich zu einer Schwankung der Verbrennung. Während eine messtechnische Bestimmung der zyklus aufgelösten Gemischzusammensetzung nicht ohne Weiteres umsetzbar ist, ist die Ermittlung des globalen Luftverhältnisses anhand des indizierten Drucksignals prinzipiell im Rahmen einer 100% Iteration möglich. Dabei muss aber zumindest eine Messgröße – Luftverhältnis, Luft- oder Kraftstoffmasse – als konstant vorausgesetzt werden. Im Rahmen der für diese Arbeit zur Verfügung stehenden Analysewerkzeuge ist die Möglichkeit einer Einzelarbeitspielanalyse mit zyklus aufgelöster 100% Iteration allerdings nicht gegeben, weshalb die Auswirkungen einer fluktuierenden Gemischzusammensetzung auf die zyklischen Verbrennungsschwankungen nur abgeschätzt werden können. Dieser Nachteil spielt für die Untersuchung der Zyklenschwankungen, in Form der $COV p_{mi}$, allerdings nur eine untergeordnete Rolle, da laut /GORE1/ der Einfluss der Luftverhältnisschwankungen auf die Schwankungen des indizierten Mitteldrucks vernachlässigbar ist. Nichtsdestotrotz könnte sich über dieses Phänomen das bereits in Kap.4.4.3 angesprochene Grundschnkungsniveau der umgesetzten Brennstoffenergie Q_{Bum} erklären lassen, welches unter anderem auch in **Abbildung 4.51** zu sehen ist.

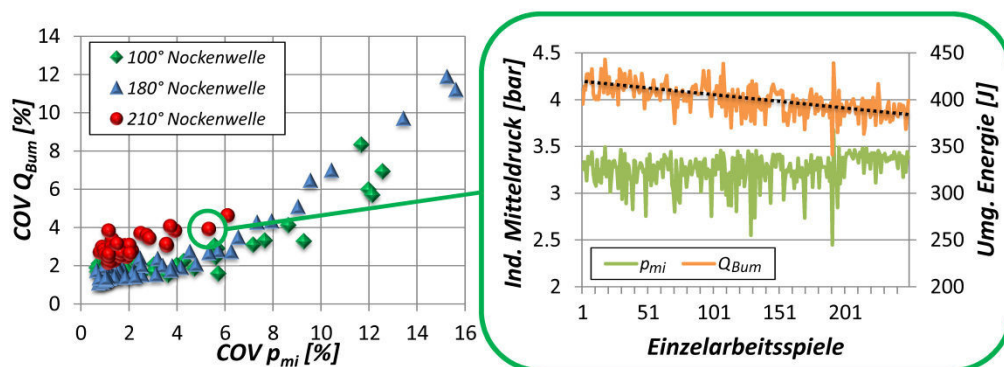


Abbildung 4.51: $COV Q_{Bum}$ über $COV p_{mi}$ und Q_{Bum} über Einzelarbeitsspiele eines ausgewählten Betriebspunkts, Daimler M271 (100° NW/ 180° NW/ 210° NW, 1600 U/min, 3 bar, Zylinder 1)

Neben der Problematik der Motorbetriebsregelung zeigte sich im Zuge der Untersuchungen des Daimler M271 ein weiterer Einfluss auf die Zyklenschwankungen, welcher nicht direkt im indizierten Mitteldruck wiedergegeben wird, sondern erst in der Schwankung der umgesetzten Brennstoffenergie wahrnehmbar ist. **Abbildung 4.51** bildet hierzu die Schwankungen der umgesetzten Brennstoffenergie über den Schwankungen des Mitteldrucks ab. Auffällig ist, dass die 210° Nockenwelle für geringe bis mittlere $COV p_{mi}$ ein deutlich höheres Niveau der $COV Q_{Bum}$ aufweist als die anderen Nockenwellen. Bei genauerer Betrachtung der Einzelarbeitsspiele anhand eines exemplarischen Betriebspunkts (grün markiert) ist ein Abdriften der umgesetzten Brennstoffenergie Q_{Bum} zu erkennen. Dadurch erhöhen sich Schwankungsbreite der Q_{Bum} und folglich der entsprechende $COV Q_{Bum}$. Da hingegen die entsprechenden indizierten Mitteldrücke ein annähernd konstantes Schwankungsniveau aufweisen, scheint die

Ursache zunächst nicht thermodynamisch begründet zu sein, sondern vielmehr auf messtechnischer Seite zu liegen – beispielsweise in der Form einer kontinuierlichen Nullliniendrift, da sich die Nulllinie auf Brenn- und Summenbrennverlauf und somit auf die umgesetzte Brennstoffenergie nicht aber auf die Berechnung des p_{mi} auswirkt. Da eine Änderung des Absolutdrucksniveaus über der Kürze der Messdauer unwahrscheinlich ist, kann eine Nullliniendrift somit immer auf eine prüfstandseitige Drucksensordrift, Messrauschen oder sonstige Messfehler, wie z.B. eine Störung der Signalübertragung aufgrund einer ungenügenden Kabelisolierung, zurückgeführt werden. Das beobachtete Verhalten trat für die Kombination von 210° Nockenwelle und Zylinder 1 in Erscheinung. Im Rahmen dieses Projekts wurde daher für sämtliche Untersuchungen des Daimler M271 Zylinder 4, für den dieses Phänomen nicht auftrat, herangezogen (siehe hierzu auch **Abbildung 9.11**).

Zusätzlich zu den regelungs- und messtechnischen Einflüssen auf die Erfassung der Zyklenschwankungen – zum Beispiel in Form des COV p_{mi} oder des COV Q_{Bum} – besteht eine weitere Problematik in der Aufteilung der Ursachen der Zyklenschwankungen. In Kap.4.4.5 wurde bereits angemerkt, dass bei der Suche nach den physikalischen Hintergründen der Zyklenschwankungen sauber zwischen Ursache und Wirkung getrennt werden muss. Dieses Erkenntnis wird durch die Beobachtungen aus Kap.4.4.3 unterstrichen, da sich die COV p_{mi} bei Annäherung an die Laufgrenze nicht nur aus den Schwankungen der Flammenausbreitung, sondern zu einem nicht unwesentlichen Anteil auch aus den Schwankungen der Kraftstoffumsetzung ergeben. Letztere beruhen dabei auf diversen physikalischen Effekten wie Flammenlöschung, Rückkoppelung oder Luftverhältnisschwankungen. Somit können die Zyklenschwankungen in Form des COV p_{mi} eine Vielzahl an Ursachen haben und dadurch u.U. eine eindeutige Aufteilung bzw. Gewichtung erschwert werden.

Modellierung der Zyklenschwankungen

5.1 Modellansatz

Das Hauptziel dieser Arbeit war die Erstellung eines phänomenologischen Simulationsmodells zur Vorhersage der ottomotorischen Zyklenschwankungen im Rahmen der realen Arbeitsprozessrechnung. Die hierfür verwendeten Werkzeuge wurden kurz in Kap.3 vorgestellt – für ein detailliertes Verständnis siehe /GRIL1, GRIL2, GRIL3/.

Dabei mag die Beschränkung auf die Nulldimensionalität der Arbeitsprozessrechnung zunächst als Nachteil gesehen werden, jedoch wird bei näherer Betrachtung der Grundidee des Zyklenschwankungsmodells schnell klar, dass eine anwendungsorientierte Umsetzung des Modellansatzes ausschließlich im Rahmen einer schnellen Arbeitsprozessrechnung sinnvoll ist. Besagte Grundidee basiert auf dem Versuch die in Realität von Zyklus zu Zyklus schwankende Verbrennung simulativ über einer Schwankung im Verbrennungsmodell nachzubilden. Für eine repräsentative Darstellung dieser Zyklenschwankungen wird eine nicht unerhebliche Anzahl an Einzelarbeitsspielen bzw. Simulationsrechnungen benötigt; der entsprechende Rechenaufwand verhält sich dabei proportional zur Arbeitsspielanzahl. Wie viele Arbeitsspiele notwendig sind, um eine ausreichende Vorhersagegenauigkeit der Zyklenschwankungen zu gewährleisten, ist wiederum ein wesentlicher Bestandteil der Modellentwicklung und soll in Kap.5.4 geklärt werden.

In **Abbildung 5.1** ist die schematische Struktur des Modellansatzes dargestellt. Die simulative Umsetzung des Modellansatzes basiert auf der Annahme, dass die zyklischen Schwankungen der Verbrennung durch eine Schwankung der im Verbrennungsmodell zur Verfügung stehenden Parameter (z.B. Turbulenzniveau, Entflammungsphase etc.) abgebildet werden können. Basierend auf einer Abstimmung des Verbrennungsmodells anhand des mittleren Arbeitsspiels wird ein ausgewählter Modellparameter X über n Variationswerte um den zuvor ermittelten Ausgangswert $X(j)$ variiert (mit $j=(n+1)/2$). Dabei ist die Anzahl der Variationswerte n aus Symmetriegründen grundsätzlich ungerade und die Schrittweite zwischen den Variationswerten $X(j)-X(j-1)$ konstant, so dass der Variationsbereich $X(j-(n-1)/2) \dots X(j+(n-1)/2)$ folglich eindeutig definiert werden kann. Für jeden dieser Variationswerte wird anschließend eine Simulationsrechnung durchgeführt, woraus sich die zugehörigen Druckverläufe bzw. indizierten Mitteldrücke $p_{mi}(j-(n-1)/2) \dots p_{mi}(j+(n-1)/2)$ ergeben. Die Ergebnisgrößen der Simulation

werden dabei über eine Verteilungsfunktion gewichtet (Gauß'sche Normalverteilung). Mit Hilfe dieser lassen sich wiederum die Häufigkeiten bestimmen, mit denen beispielsweise die simulierten indizierten Mitteldrücke in die Berechnung der Standardabweichung eingehen. Ebenso wie die Bestimmung des zu variierenden Modellparameters, sind auch die Anzahl der notwendigen Variationsrechnungen, die Ermittlung der Schwankungsbreite und die Aufstellung der Verteilungsfunktion essentielle Bestandteile der Modellentwicklung und werden daher nachfolgend in diesem Kapitel behandelt. Als erstes soll der genaue Aufbau der Verteilungsfunktion erläutert werden.

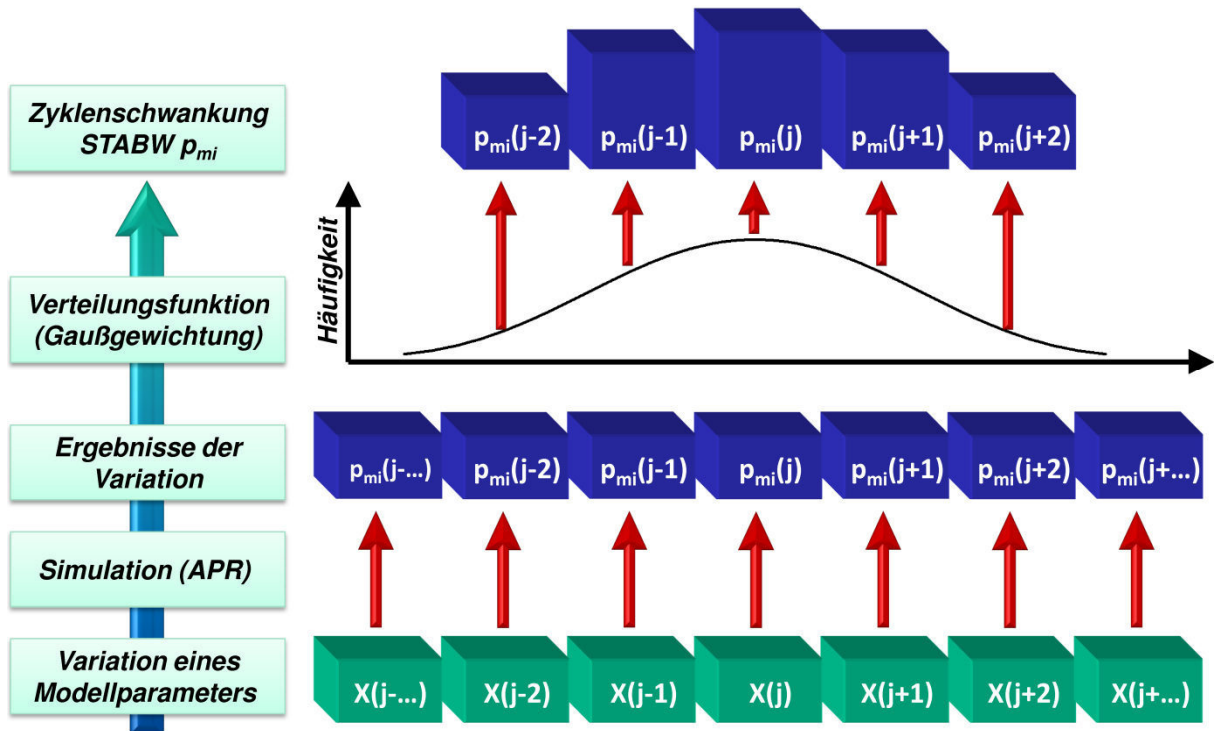


Abbildung 5.1: Schematische Darstellung des Zyklenschwankungsmodellansatzes

5.2 Untersuchung der Verteilungsfunktion

Wie bereits in Kap.5.1 erwähnt, sind die Ergebnisse der Variationsrechnungen – mit anderen Worten die simulierten p_{mi} – über eine Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion zu gewichten, um

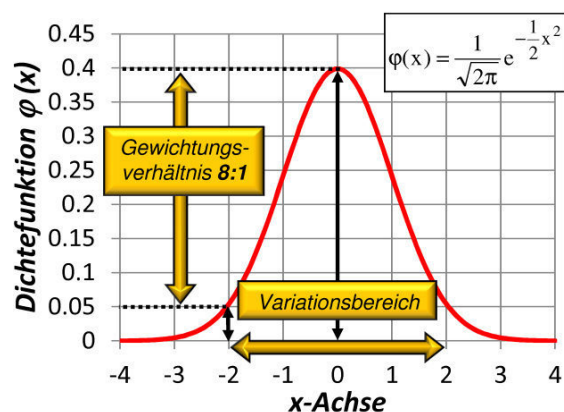


Abbildung 5.2: Dichtefunktion der Standardnormalverteilung

die in der Messdatenauswertung beobachtete Verteilung der Zyklenschwankungen im Modell wiederzugeben. An dieser Stelle soll deshalb untersucht werden, wie diese Funktion im Hinblick auf die Zyklenschwankungssimulation geformt sein muss bzw. inwieweit diese Formgebung die Simulationsergebnisse beeinflusst. Als Basis für die Verteilungsfunktion dient die Dichtefunktion der Standardnormalverteilung (siehe **Abbildung 5.2**). Im Zuge der Gewichtung der indizierten Mitteldrücke ist zunächst zu klären wie Variationsbereich und

Verteilungsfunktion miteinander verknüpft werden und über welche Größe diese Zuordnung eindeutig wiedergegeben werden kann. Dies kann über die Angabe des so genannten Gewichtungsverhältnisses geschehen. Letzteres entspricht dem Quotienten aus der Gewichtung des mittleren Variationswerts (Ausgangswert) zur Gewichtung des äußersten Variationswerts. Da der Variationsbereich äquidistant gewählt wird und die Anzahl der Variationswerte bekannt ist, kann somit über die Kenntnis des Gewichtungsverhältnisses die Gewichtung der p_{mi} vollständig bestimmt werden. Für die Ermittlung der Standardabweichung des indizierten Mitteldrucks (siehe **Gleichung 5.1**) muss folglich berücksichtigt werden, dass die simulierten indizierten Mitteldrücke $p_{mi}(j-(n-1)/2) \dots p_{mi}(j+(n-1)/2)$ nun entsprechend ihrer Häufigkeiten $\Phi(j-(n-1)/2) \dots \Phi(j+(n-1)/2)$, welche sich gemäß **Gleichung 5.2** aus der Dichtefunktion $\varphi(x)$ und dem Gewichtungsverhältnis Γ ergeben, in die Berechnung eingehen, sich die Gesamtanzahl N aus der Summe aller Häufigkeiten ergibt und außerdem der gewichtete Mittelwert μ_{gew} verwendet werden muss.

$$\sigma_{p_{mi}} = \sqrt{\frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^n \Phi(i) \cdot (p_{mi}(i) - \mu_{gew})^2}$$

mit $N = \sum_{i=1}^n \Phi(i)$ (5.1)

$$\mu_{gew} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N p_{mi}(i)$$

$$\Phi(i) = C \cdot \varphi(x(i)) = C \cdot \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{-0.5x^2}$$

mit $C = 250$ (5.2)
 $\Gamma = 90 : 1$

$$x(i) = \sqrt{\ln(\Gamma^2)} \cdot \left(\frac{2(i-1)}{n-1} - 1 \right)$$

Da eine Häufigkeit ganzzahlig sein muss, wird in **Gleichung 5.1** der jeweils gerundete Wert der Häufigkeit $\Phi(i)$ verwendet, wobei $\Phi(i)$ über den Skalierungsfaktor C derart gewählt werden sollte, dass für ein gegebenes Gewichtungsverhältnis Γ die äußersten Variationswerte mindestens mit einer Häufigkeit von 1 gewichtet werden. Offensichtlich hat das Gewichtungsverhältnis Γ über den Zusammenhang mit den Häufigkeiten $\Phi(i)$ einen Einfluss auf die Standardabweichung der p_{mi} . Zur Bewertung und Abschätzung dieses Einflusses auf die Zyklenschwankungsmodellierung scheint deshalb eine nähere Untersuchung des Gewichtungsverhältnisses sinnvoll.

5.2.1 Sensitivität der Modellierung bezüglich des Gewichtungsverhältnisses

Es stellt sich die Frage wie stark die Standardabweichung des p_{mi} von der Wahl des Gewichtungsverhältnisses abhängt. **Gleichung 5.3** zeigt hierzu erneut die Standardabweichung des p_{mi} , wobei zusätzlich die Abhängigkeiten vom Gewichtungsverhältnis Γ und vom Variationswert $X(i)$ aufgeführt sind. Diese Darstellung lässt vermuten, dass eine Änderung von Γ durch eine Anpassung des Variationswertebereichs $X(j-(n-1)/2) \dots X(j+(n-1)/2)$ ausgeglichen werden

kann. Dies würde wiederum bedeuten, dass die Wahl des Gewichtungsverhältnisses keine Bedeutung für die Modellierung der Zyklenschwankungen hätte, da die Breite des Variationswertebereichs von der Abstimmung des Zyklenschwankungsmodells abhängen wird und somit der Einfluss des Gewichtungsverhältnisses im Rahmen der Anwendung bzw. der Modellabstimmung kompensiert würde.

$$\sigma p_{mi} = \sqrt{\frac{1}{N(\Gamma)-1} \sum_{i=1}^n \Phi(i, \Gamma) \cdot (p_{mi}(i, X(i)) - \mu_{gew}(\Gamma, X(i)))^2} \quad (5.3)$$

Allerdings sind die Zusammenhänge aus **Gleichung 5.3** nicht derart trivial, als dass eine analytische Lösung ohne Weiteres möglich wäre. Hinzu kommt, dass bei einer Veränderung des Variationswertebereichs die indizierten Mitteldrücke erneut über eine Arbeitsprozessrechnung bestimmt werden müssten und schon allein dadurch ein iteratives Vorgehen obligatorisch wäre. Unter Berücksichtigung dessen scheint zur Klärung dieses Einflusses der pragmatische Ansatz über eine Sensitivitätsanalyse bezüglich Gewichtungsverhältnis und Variationsbereichsbreite vielversprechend. Hierzu ist in **Abbildung 5.3** exemplarisch anhand einiger Betriebspunkte des Daimler M271 ein Vergleich unterschiedlicher Gewichtungsverhältnisse bzw. ein Vergleich unterschiedlicher Gewichtungsverhältnisse in Verbindung mit einer gleichzeitigen Anpassung des Variationsbereichs dargestellt. Zur Simulation der Standardabweichungen des p_{mi} wurde in diesem Fall ein Modellparameter des Turbulenzmodells variiert – der so genannte C_k -Wert. Dieser legt gemäß das Turbulenzniveau im Brennraum fest, wodurch die Verbrennung entscheidend beeinflusst wird (siehe hierzu auch Kap. 3.2). Inwieweit diese Form der Parametervariation die realen Zyklenschwankungen abbilden kann, ist an dieser Stelle nicht von primärem Interesse, da hier lediglich eine prinzipielle Untersuchung der Zusammenhänge von Gewichtungsverhältnis und Variationsbereichsbreite erfolgen soll. Zu erkennen ist, dass durch die Wahl des Gewichtungsverhältnisses die simulierten Zyklenschwankungen beeinflusst werden und sich, wie erwartet, mit höherem Gewichtungsverhältnis kleinere Schwankungen des indizierten Mitteldrucks ergeben. Über eine Verbreiterung des Variationswertebereichs von 50%-150% auf 46%-154% bei einem Gewichtungsverhältnis von 50:1 ist es jedoch möglich, die Zyklenschwankungen auf nahezu das gleiche Schwankungsniveau anzuheben, welches sich bei einem Gewichtungsverhältnis von 25:1 ergibt. Ausgehend von diesen Beobachtungen scheint es wahrscheinlich, dass der Einfluss des Gewichtungsverhältnisses durch eine Anpassung der Variationsbereichsbreite – m.a.W. im Rahmen einer späteren Modellabstimmung – ausgeglichen werden kann. Der Einfluss des Gewichtungsverhältnisses wird daher im Hinblick auf die Modellerstellung vernachlässigt.

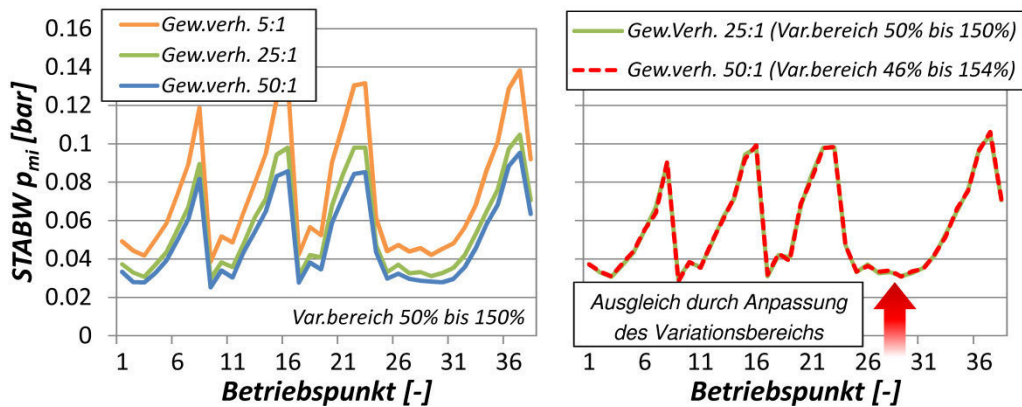


Abbildung 5.3: Vergleich unterschiedlicher Gewichtungsverhältnisse und Variationsbereiche (C_k -Variation), Daimler M271 (180° NW, 1600 U/min, 3 bar)²⁴

5.2.2 Sensitivität bezüglich der Anzahl an Variationsrechnungen

Eine weitere Unsicherheit besteht im Einfluss der Anzahl an Variationsrechnungen, die für die Simulation der STABW p_{mi} bzw. COV p_{mi} herangezogen werden. In **Abbildung 5.4** ist schematisch die Gewichtung für eine Simulation mit drei bzw. sieben Variationsrechnungen abgebildet. Dabei ist im Weiteren zu klären wie fein die Diskretisierung sein muss, um die realen Zyklenschwankungen reproduzierbar wiederzugeben.

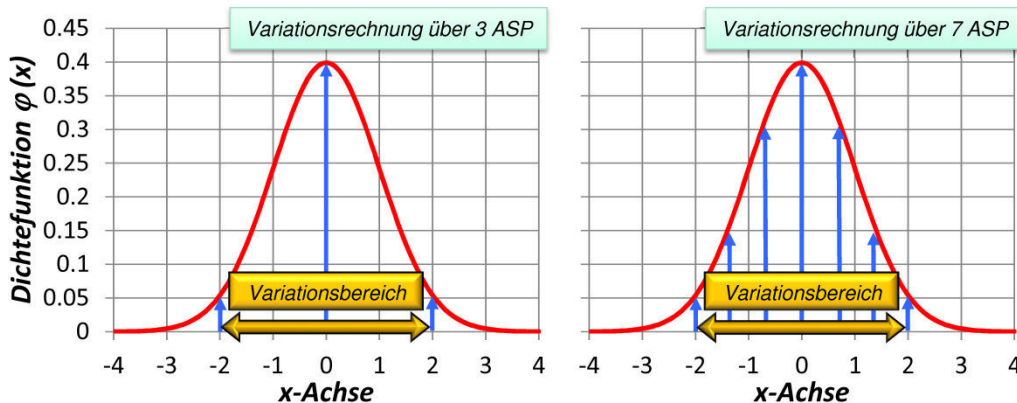


Abbildung 5.4: Schematische Darstellung des Einflusses der Anzahl an Variationsrechnungen

In **Abbildung 5.5** sind für einige ausgewählte Betriebspunkte des Daimler M271 die Ergebnisse einer C_k -Variation über einen Variationsbereich von 50 bis 150% um den Ausgangswert dargestellt. Die Anzahl an Variationsrechnungen wurde kontinuierlich erhöht, wobei ein deutlicher Unterschied zwischen der Simulation mit drei und der Simulation mit fünf Variationswerten zu sehen ist. Für Rechnungen mit mehr als fünf Variationswerten hingegen zeigen sich neben nur noch geringen Änderungen, die sich im Zuge der feineren Diskretisierung ergeben,

²⁴ Der beobachtete Sägezahnverlauf der Zyklenschwankungen ergibt sich aus einer sukzessiven Erhöhung der Restgasgehalte über interne Abgasrückführung.

keine weiteren Unterschiede im tendenziellen Verhalten der simulierten Zyklenschwankungen. Der untersuchte Messdatenbereich wurde dabei bewusst so ausgewählt, dass Betriebspunkte mit geringer und explizit auch hoher Ladungsverdünnung berücksichtigt wurden. Während bei einem geringen Verdünnungsgrad kaum eine Abhängigkeit von der Anzahl an Variationsrechnungen besteht, wächst die Differenz mit ansteigender Zyklenschwankung, welche sich in **Abbildung 5.5** aufgrund einer ebenfalls zunehmenden Restgasverdünnung ergibt. Somit kann festgehalten werden, dass eine Parametervariation, die unter anderem den Einfluss einer Restgasverdünnung abbilden soll, mindestens fünf Variationsrechnungen benötigt. Hingegen könnte eine Darstellung der Zyklenschwankungen in Bereichen geringer Ladungsverdünnung möglicherweise mit weniger als fünf Variationsrechnungen auskommen.

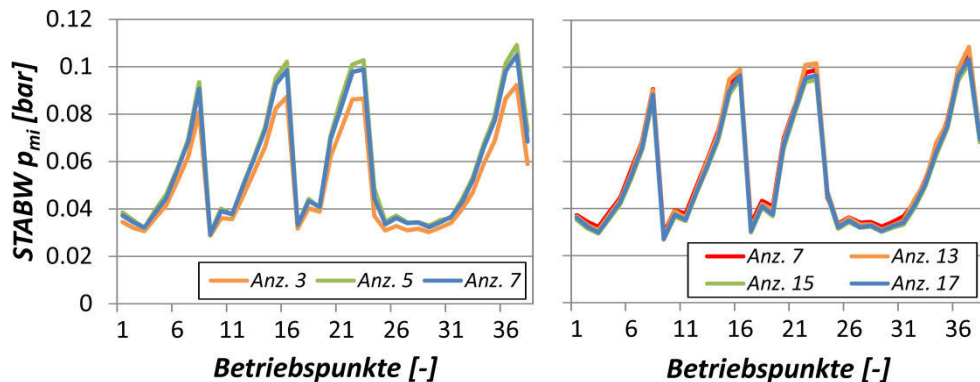


Abbildung 5.5: Einfluss der Anzahl an Variationswerten (C_k -Variation), Daimler M271 (180° NW, 1600 U/min, 3 bar)

Die Abhängigkeit der Simulationsergebnisse von der Anzahl an Variationsrechnungen gewinnt vor dem Hintergrund einer stetigen Restgasverdünnung zusätzlich aus folgendem Grund an Bedeutung: Betriebspunkte an der Laufgrenze zeigen aufgrund des hohen Inertganteils Flammenlöschungen bzw. unter Umständen auch Verbrennungsaussetzer. Im Rahmen des verwendeten Entrainmentmodells wird ein Verbrennungsaussetzer simuliert, sofern die laminare Flammengeschwindigkeit einen definierten Schwellenwert unterschreitet. In diesem Fall wird ein indizierter Mitteldruck im Hochdruckteil von 0 bar ausgegeben, wodurch die Berechnung der Standardabweichung der p_{mi} entsprechend stark beeinflusst wird. Umso höher die Wahrscheinlichkeit eines Aussetzers – d.h. umso näher die Flammengeschwindigkeit an

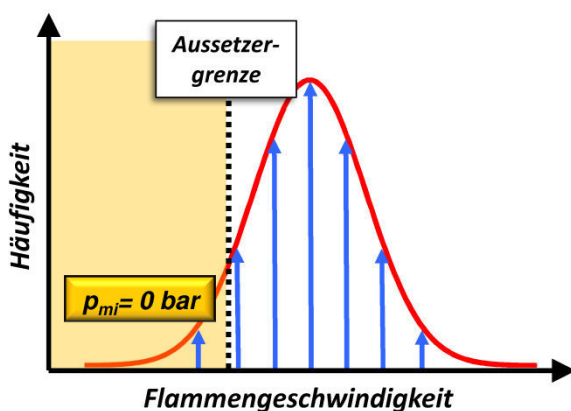


Abbildung 5.6: Dichtefunktion der Standardnormalverteilung

besagtem unteren Schwellenwert liegt – desto höher ist der Einfluss der Anzahl an Variationswerten auf die Zyklenschwankungssimulation bzw. die Ermittlung der Standardabweichung des p_{mi} . Dieser Zusammenhang ist in **Abbildung 5.6** aufgezeigt. Hierin sind schematisch die aus den Variationsrechnungen berechneten minimalen Flammengeschwindigkeiten dargestellt. Liegen diese im Bereich der Aussetzer-grenze, wird ersichtlich, dass über feinere Diskretisierung an Variationswerten die Anzahl an Aussetzern angehoben werden

und dementsprechend die Standardabweichung des indizierten Mitteldrucks beeinflusst werden kann. Vor diesem Hintergrund spielt die Anzahl an Variationsrechnungen vor allem im Hinblick auf die Simulation der Zyklenschwankungen an der Aussetzergrenze eine Rolle.

5.3 Untersuchung des Rückkoppelungseffekts

Nicht zuletzt aufgrund der Beobachtungen aus Kap.4.4.1, wird dem Rückkoppelungseffekt im Bereich der Laufgrenze ein gewisser Einfluss auf die zyklischen Verbrennungsschwankungen zugesprochen. Da es sich bei der Rückkoppelung um ein Phänomen handelt, welches ausschließlich instationär untersucht werden kann und außerdem über der Betrachtung der Verbrennung im Hochdruckteil hinaus eine Abbildung des Ladungswechsels erfordert, kann nicht der in Kap.5.1 vorgestellte Modellaufbau verwendet werden. Es muss folglich ein neuer Ansatz aufgestellt werden, der eine Untersuchung des Rückkoppelungseffekts ermöglicht (siehe Kap.5.3.3). Auf Basis der damit gewonnenen Erkenntnisse soll anschließend entschieden werden, inwieweit eine Berücksichtigung des Rückkoppelungseffekts im Rahmen der Zyklenschwankungssimulation sinnvoll ist und wie gegebenenfalls eine Modellierung realisiert werden kann. Als Versuchsträger dient der Daimler M271, der bereits in Kap.4.1.1 vorgestellt wurde. Letzterer war für die Untersuchung des Rückkoppelungseffekts in hohem Maße geeignet, da für diesen Motor zum einen ein bereits abgestimmtes Strömungsmodell und zum anderen zahlreiche, für spätere Validierungszwecke relevante Messdaten vorlagen.

5.3.1 Grundlagen

Aufgrund der grundlegenden Problematik, die eine quantitative Lastregelung mit sich bringt, liegt ein Schwerpunkt der Ottomotorenentwicklung auf der Entdrosselung des Ladungswechsels im Teillastbereich. Hierfür eignet sich mitunter das Prinzip der internen Abgasrückführung. Mit Hilfe eines variablen Ventiltriebs können die Steuerzeiten derart angepasst werden, dass im Zuge der Ventilüberschneidung verbranntes Restgas sowohl in den Auslass- als auch in den Einlasskanal ausgeschoben und im anschließenden Ladungswechseltakt wieder angesaugt wird. Dadurch ist eine Reduzierung der effektiven Zylinderfüllung möglich, so dass bei gleich bleibender Last die Drosselklappe weiter geöffnet werden kann und sich somit geringere Ladungswechselverluste einstellen. Begrenzt wird diese Form der Entdrosselung zum einen durch den Umschlagpunkt, an dem die Vorteile im Ladungswechsel durch die Nachteile auf der Verbrennungsseite²⁵ aufgewogen werden. Zum anderen steigen mit der Abgasrückführung die Zyklenschwankungen (siehe hierzu auch Kap.4.4.2) – m.a.W. der Motorlauf wird zunehmend unruhiger, so dass aus Komfortgründen eine Laufgrenze definiert wird. Wird die Laufgrenze in Bereiche hoher Verdünnungsgrade gelegt, kommt mit dem Auftreten von unvoll-

²⁵ Mit steigendem Restgasgehalt sinkt die Brenngeschwindigkeit und damit einhergehend der Hochdruckwirkungsgrad. Im Extremfall ist die Verbrennung bei AÖ noch nicht abgeschlossen, wodurch sich deutliche Verbrauchseinbußen ergeben. Außerdem können Quenchingeffekte oder Verbrennungsaussetzer auftreten.

kommener Verbrennung (Flammenlöschung, Verbrennungsaussetzer etc.) der so genannte Rückkoppelungseffekt zum Tragen.

Unter dem Begriff der Rückkoppelung wird in diesem Zusammenhang die Beeinflussung des aktuellen Arbeitsspiels durch das vorhergehende Arbeitsspiel verstanden. Diese Beeinflussung ergibt sich dadurch, dass bei sehr hohen Abgasrückführraten und der damit einhergehenden unvollkommenen Verbrennung ein gewisser Anteil des Restgases aus unverbranntem Luft-Kraftstoffgemisch besteht. Im Zuge der Ventilüberschneidung wird das unverbrannte Gemisch im Restgas wieder angesaugt und somit der Frischgemischanteil des folgenden Arbeitsspiels erhöht, was sich in einem höheren indizierten Mitteldruck äußert – d.h. auf ein schlecht brennendes Arbeitsspiel folgt in Bereichen großer Ventilüberschneidungen ein überdurchschnittlich gut brennendes Arbeitsspiel (siehe auch **Abbildung 4.14** und **Abbildung 4.15**). Für den Extremfall eines Verbrennungsaussetzers sind die Auswirkungen des Rückkoppelungseffekts am besten nachzuvollziehen. Zur Verdeutlichung sind hierzu in **Abbildung 5.7** die indizierten Mitteldrücke für eine Reihe aufeinanderfolgender Einzelarbeitsspiele dargestellt. Sehr schön zu sehen sind die überdurchschnittlich hohen Mitteldrücke infolge der teilverbrannten Arbeitsspiele bzw. infolge des Verbrennungsaussetzers. Dabei ist anzumerken, dass ausschließlich die Überhöhungen den Informationszugewinn im Falle einer Rückkoppelungsmodellierung ausmachen, da Aussetzer prinzipiell im aktuellen Verbrennungsmodell darstellbar sind.

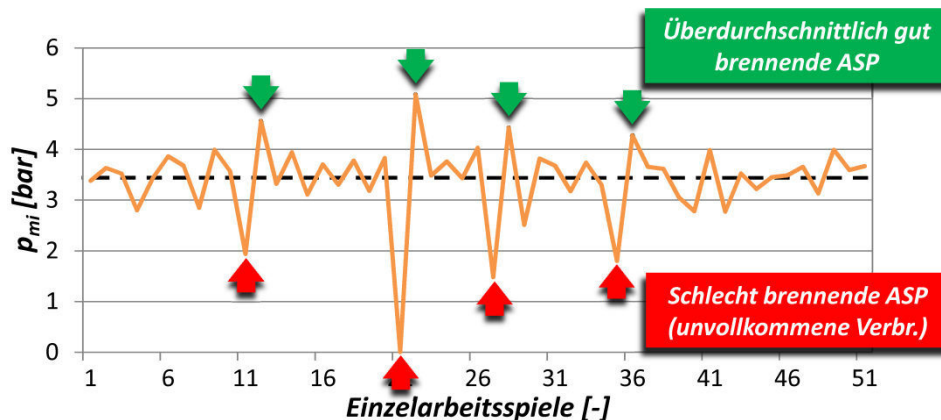


Abbildung 5.7: Indizierte Mitteldrücke auf Einzelarbeitsspielbasis, Daimler M271 (AGR-Rate 41.2%)

5.3.2 Darstellung der Zyklenschwankung im Rückkoppelungsmodell

Für die Untersuchung des Rückkoppelungseffekts ist eine Betrachtung des Gaswechsels obligatorisch, welche grundsätzlich auch im Rahmen einer nulldimensionalen Arbeitsprozessrechnung möglich ist. In diesem Fall käme eine so genannte Füll- und Entleermethode zum Einsatz, deren Aufbau und Anwendung beispielsweise in /PUCH1/ nachvollzogen werden kann. Für einfache Anwendungen noch ausreichend, stößt diese Form der Ladungswechselsimulation allerdings schon bei der Betrachtung eines Vollmotors an seine Grenzen /GRIL3/. Um im Sinne einer ungestörten Untersuchung der Rückkoppelung die Anzahl möglicher Fehlerquellen zu minimieren, wird zur Abbildung der Gasdynamik eine eindimensionale Strömungssimulation (GT-Power) herangezogen. Dabei ist zunächst festzuhalten, dass für eine grundsätzliche Darstellung des Einflusses der Rückkoppelung noch kein validiertes Zyklen-

schwankungsmodell notwendig ist, da es auch nicht Ziel dieser Untersuchung ist, die realen Zyklenschwankungen simulativ so exakt wie möglich abzubilden. Vielmehr muss das verwendete Zyklenschwankungsmodell die Auswirkungen der Ladungsverdünnung auf die Verbrennungsstabilität wiedergeben, um so den Einfluss von Verbrennungsaussetzern und den damit einhergehenden Rückkoppelungen auf die Zyklenschwankungssimulation bewerten und abschätzen zu können. Auf diese Weise soll die Notwendigkeit einer Modellierung dieses Effekts und gegebenenfalls eine Möglichkeit zur Implementierung ermittelt werden.

Im Rahmen des Rückkoppelungsmodells liegt der Fokus der Bemühungen folglich auf der Erzeugung einer Schwankung, die vor allem in Bereichen hoher Restgasverdünnungsgrade von Bedeutung ist. Wird die in **Gleichung 3.10** beschriebene, laminare Flammgeschwindigkeit herangezogen, so bietet sich in diesem Zusammenhang offensichtlich der Restgaskoeffizient ξ_R an, dessen Einfluss in Kap.3.2 genauer erläutert wird. Wie in Kap.4.4.2 und Kap.4.4.3 bereits erörtert, steigen mit zunehmendem Restgasgehalt die Zyklenschwankungen überproportional stark an, was durch eine Variation des Restgaskoeffizienten sehr gut abgebildet werden kann. Des Weiteren hat sich gezeigt, dass ein Grundschwankungsniveau existiert, welches vor allem in der umgesetzten Brennstoffenergie zu beobachten ist. Hierfür ist im Modell zusätzlich eine zweite Parametervariation des in Kap.4.4.3 eingeführten Umsatzwirkungsgrads vorgesehen, wodurch eine Schwankung der Brennstoffenergieumsetzung dargestellt werden soll. Der physikalische Hintergrund der ξ_R Variation könnte in einer von Arbeitsspiel zu Arbeitsspiel schwankenden Restgasverteilung – insbesondere im Bereich um die Zündkerze zum Zündzeitpunkt – liegen, während die Variation des Umsatzwirkungsgrads dabei die Grundschwankungen der unvollkommenen und unvollständigen Verbrennung wiedergeben könnte. In **Abbildung 5.8** sind hierzu exemplarisch für einen Betriebspunkt des Daimler M271 (180° Nockenwelle, 1200 U/min, 3 bar) die Variationswerte des Restgaskoeffizienten und der Umsatzwirkungsgrads über 250 Einzelarbeitsspiele dargestellt.

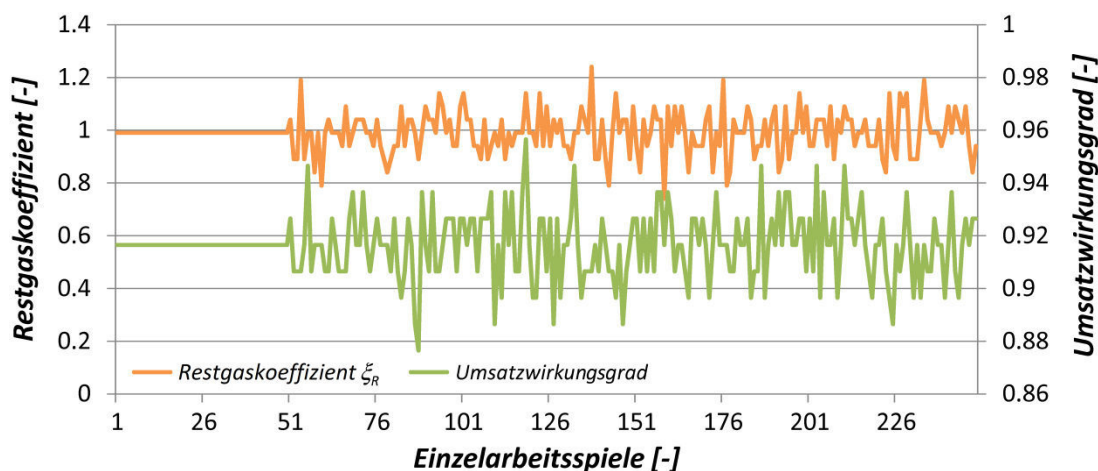


Abbildung 5.8: Variationswerte des Restgaskoeffizienten und der Combustion Efficiency im Rahmen der Parametervariation, Daimler M271 (180° NW, 1200 U/min, 3 bar)

Die ersten 50 Zyklen dienen dabei zur Einregelung eines stationären Strömungszustands und werden deshalb konstant gehalten – somit ergeben sich 200 relevante Parameterkombinationen von ξ_R und Umsatzwirkungsgrad. Die prozentualen Variationsbereiche betragen $\pm 25\%$ für den Restgaskoeffizienten bzw. $\pm 4\%$ für den Umsatzwirkungsgrad um den Ausgangswert

jeweils bei einem Gewichtungsverhältnis von 50:1 bzw. 110:1. Die Häufigkeit der Variationswerte ist entsprechend einer Gaußschen Normalverteilung gewichtet, wobei die Reihenfolge, in der diese Werte auftreten, zufallsverteilt ist, um ein möglichst realistisches Instationärverhalten zu generieren. Aufgrund dieser Zufallsverteilung der Kombinationen von Restgaskoeffizient und Umsatzwirkungsgrad wird klar, dass eine Mindestanzahl an Zyklen zu betrachten ist, um eine reproduzierbares und belastbares Ergebnis zu erhalten. Untersuchungen haben ergeben, dass ab 200 Zyklen eine gewisse Konvergenz bezüglich der Standardabweichung des indizierten Mitteldrucks eintritt, wie in **Abbildung 5.9** zu erkennen ist.

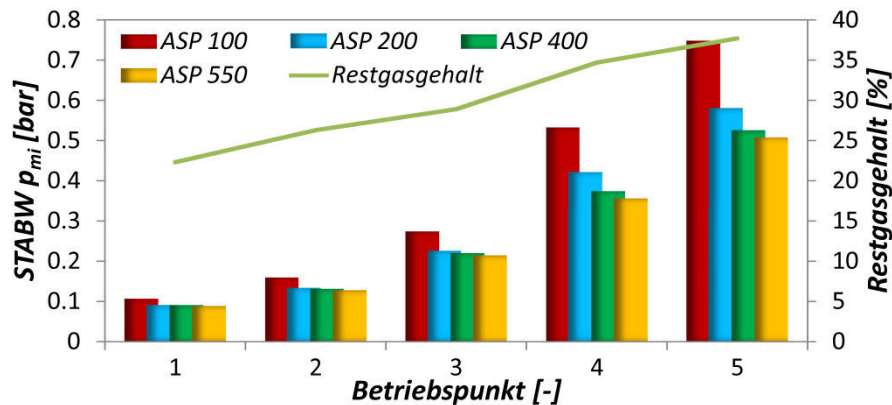


Abbildung 5.9: Vergleich der Standardabweichung der p_{mi} für eine variierende Anzahl an Schwankungsarbeitsspielen, Daimler M271 (180° NW, 1200 U/min, 3 bar, Restgasgehalt 22.3-37.7%)

Hierin sind für eine Reihe von Betriebspunkten mit ansteigendem Restgasgehalt die Standardabweichungen der p_{mi} in Abhängigkeit von der Anzahl an Schwankungsarbeitsspielen dargestellt. Auffällig ist, dass der prozentuale Unterschied der STABW p_{mi} unter den betrachteten Simulationsrechnungen (ASP 100, ASP 200, ASP 400 und ASP 550) mit steigendem Inertgasgehalt zunimmt. Mit anderen Worten, vor allem in Bereichen hoher Restgasgehalte ist die betrachtete Arbeitsspielanzahl von Bedeutung. Ursache für dieses Verhalten ist die starke Abhängigkeit der Standardabweichung der p_{mi} von der Anzahl an Verbrennungsaussetzern (vergleiche hierzu auch Kap.5.3.4). Zwar werden die Variationswerte des Restgaskoeffizienten bei gleichbleibender Gewichtung der Anzahl an Schwankungsarbeitsspielen angepasst, jedoch existiert bei einer geringen Anzahl an Simulationszyklen (ASP 100) ein überproportional starker Einfluss der Verbrennungsaussetzer auf die Berechnung der Standardabweichung. Mit steigender Anzahl relativiert sich dieser Einfluss, so dass im Sinne des besten Kompromisses aus Rechenaufwand und Simulationsgenauigkeit für die hier folgenden Untersuchungen die Variante ASP 200 Verwendung findet.

5.3.3 Aufbau des Rückkoppelungsmodells

Anhand von **Abbildung 5.10** soll nachfolgend der implementierte Modellaufbau zur Untersuchung des Rückkoppelungseffekts erklärt werden. Zunächst werden Strömungs- und Verbrennungsmodell mit allen Betriebspunktspezifischen Randbedingungen bedatet, die im Zuge der Zyklenschwankungsrechnung konstant gehalten werden (Drehzahl, Steuerzeiten, Ventilgeometrie, Zündwinkel, Mitteldruck etc.). Zur Erzeugung der Zyklenschwankungen werden die im vorigen Kapitel beschriebenen Parametervariationen herangezogen. Somit entspricht *Parameter* x_1 dem Restgaskoeffizienten ξ_R , *Parameter* x_2 dem Umsatzwirkungsgrad und n der

Anzahl an Schwankungsarbeitsspielen, welche im vorliegenden Fall 200 beträgt. Dabei wird für alle zu untersuchenden Betriebspunkte dieselbe Konfiguration verwendet – d.h. Variationsbereichsbreite, Anzahl an Variationswerten und Gaußgewichtung wurden konstant gehalten. Vor der eigentlichen Zyklenschwankungssimulation erfolgt über eine zyklus aufgelöste Anpassung der Drosselklappenstellung die Lastregelung auf den vorgegebenen indizierten Mitteldruck. Nach 50 Arbeitsspielen wird von einem stationären Strömungszustand ausgegangen, so dass anschließend die Parametervariation eingeleitet werden kann. Für jeden Zyklus wird dem Verbrennungsmodell folglich eine Kombination aus Restgaskoeffizient und Umsatzwirkungsgrad übergeben, so dass in Verbindung mit den zuvor im Strömungsmodell bestimmten und ebenfalls von Arbeitsspiel zu Arbeitsspiel schwankenden Randbedingungen (Restgasgehalt, Luft- und Kraftstoffmasse) die Verbrennung simuliert werden kann. Darauf basierend können der zugehörige Druckverlauf und integrale Größen, wie beispielsweise der indizierte Mitteldruck, ermittelt werden. Abschließend lässt sich daraus über die Standardabweichung des p_{mi} die Höhe der Zyklenschwankung in diesem Betriebspunkt bestimmen.

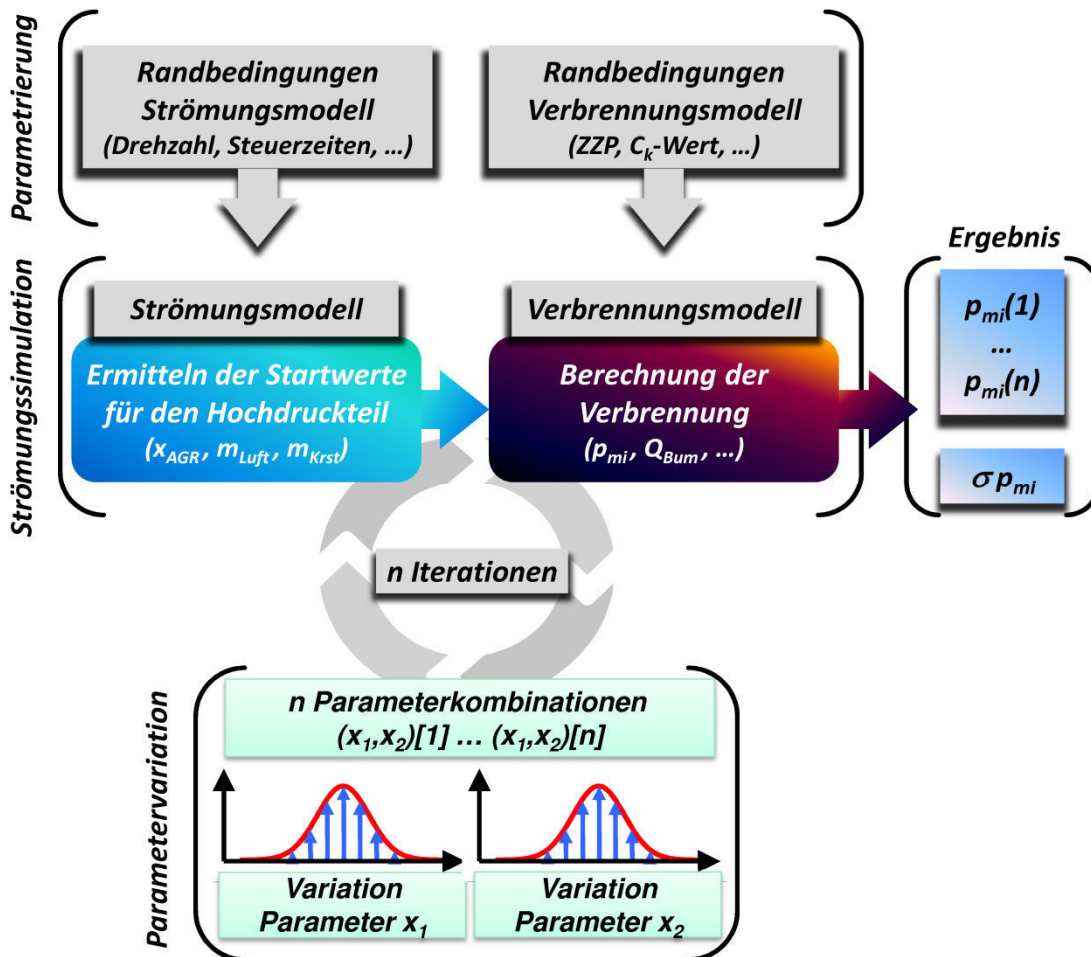


Abbildung 5.10: Modellaufbau zur Untersuchung des Rückkoppelungseffekts

5.3.4 Quantifizierung des Rückkoppelungseffekts

Um die Auswirkungen der Rückkoppelung bewerten zu können, ist es notwendig zunächst eine Vergleichsmöglichkeit zu schaffen. In diesem Sinne sollen die in Kap.5.3.2 beschriebenen Parametervariationen bzw. Variationswerte auf die Stand-Alone Simulation angewandt

werden. Diese bildet dabei weder Ladungswechsel noch Rückkoppelung ab. Als Randbedingungen (Startdruck, Starttemperatur, Luft-, Kraftstoff- und Restgasmasse) für die Parametrierung der Stand-Alone Simulation dienen die Startbedingungen der Strömungssimulation (GT-Power), die sich im konvergierten Zustand zu Beginn der Parametervariationen einstellen. GT-Power und Stand-Alone Simulation arbeiten somit mit den identischen Randbedingungen, wodurch eine isolierte Betrachtung des Rückkoppelungseffekts ermöglicht wird

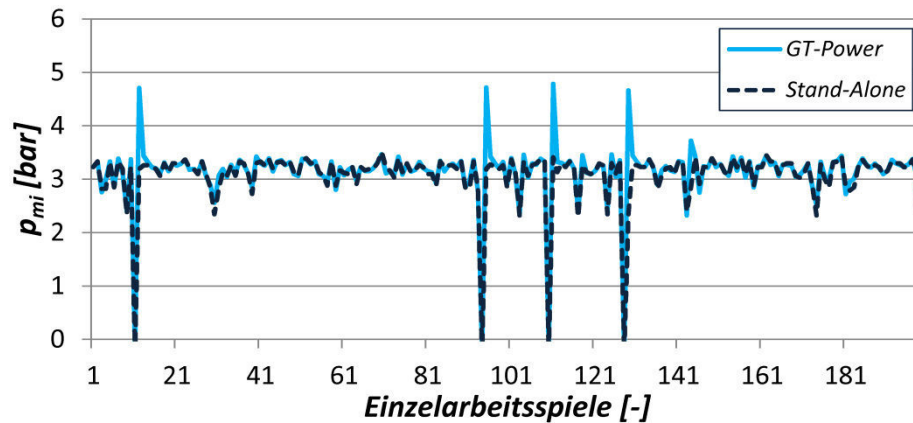


Abbildung 5.11: p_{mi} über Einzelarbeitsspiele aufgetragen für Stand-Alone und GT-Power Simulation, Daimler M271 (180°NW , 1200 U/min, 3 bar, stöchiometrischer Restgasgehalt 37.7%)

Abbildung 5.11 gibt hierzu einen Vergleich der indizierten Mitteldrücke über die 200 Schwankungsarbeitsspiele von GT-Power und Stand-Alone Simulation am Beispiel eines ausgewählten Betriebspunkts des Daimler M271 wieder. In Bereichen moderater p_{mi} Fluktuationen zeigt sich eine sehr gute Übereinstimmung von Stand-Alone und GT-Power Modell, so dass hier die Berücksichtigung des Ladungswechsels keinen Informationszugewinn bringt. Sobald jedoch die Flammengeschwindigkeit, welche sehr stark von der Kombination aus instationärem Restgasgehalt und Restgaskoeffizient ξ_R abhängt, einen kritischen Wert unterschreitet, wird im Verbrennungsmodell ein Aussetzer simuliert und die Auswirkung der Rückkoppelung somit augenscheinlich. Nach einem Verbrennungsaussetzer folgt in der GT-Power Simulation im Gegensatz zur Stand-Alone Variante ein starkes Überschwingen des Mitteldrucks. Die Abbildung dieses Überschwingens entspricht hierbei dem eigentlichen Informationsgewinn im Vergleich zur Stand-Alone Rechnung. Prinzipiell ergibt sich auch infolge von partiellen Flammenlöschungen eine Rückkoppelung – mit Hilfe einer nulldimensionalen Verbrennungsmodellierung ist die Abbildung von lokalen Quenchingeffekten jedoch nicht möglich. Lediglich die Berücksichtigung von extrem langsamen Verbrennungen, welche bei AÖ noch nicht abgeschlossen ist und daher zu einer unvollkommenen Verbrennung führen, ist darstellbar.

Um den Rückkoppelungseffekt zu quantifizieren, werden in **Abbildung 5.12** die Standardabweichungen von GT-Power und Stand-Alone Simulation für eine Reihe von Betriebspunkten mit ansteigendem Restgasgehalt – und somit auch zunehmendem Einfluss der Rückkoppelung – miteinander verglichen.

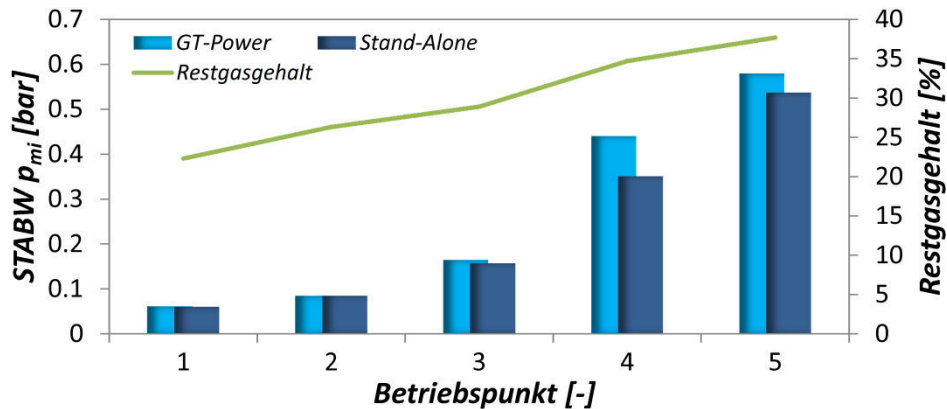


Abbildung 5.12: Vergleich der STABW p_{mi} von GT-Power und Stand-Alone Simulation bei verschiedenen Restgasgehalten, Daimler M271 (180° NW, 1200 U/min, 3 bar)

Zu erkennen ist zunächst, dass bei linear ansteigendem Restgasgehalt die Zyklenschwankungen überproportional stark zunehmen. Dieses Verhalten ist durchaus plausibel, wie die Beobachtungen aus Kap.4.4.2 beispielsweise belegen. Erwartungsgemäß sind die Unterschiede zwischen GT-Power und Stand-Alone Simulation bei niedrigen Abgasrückführaten vernachlässigbar gering, da hier aufgrund der hohen Verbrennungsgüte der Einfluss der Rückkopplung noch nicht zum Tragen kommt. Für steigende AGR-Raten wird mit dem Auftreten von Verbrennungsaussetzern der Einfluss jedoch deutlich wahrnehmbar. Der Umstand, dass Betriebspunkt 4 trotz geringeren Restgasgehalts einen größeren Unterschied zwischen Strömungssimulation und Arbeitsprozessrechnung aufweist als Betriebspunkt 5, kann durch die Anzahl der jeweils simulierten Aussetzer begründet werden – die GT-Power Simulation weist zwei, die Stand-Alone Variante hingegen nur einen Verbrennungsaussetzer auf (siehe Anhang **Abbildung 9.12**). Zwar werden beide Simulationsmethoden mit denselben Restgaskoeffizienten bedatet, jedoch verwendet die Stand-Alone Simulation einen konstanten absoluten Restgasgehalt über alle Einzelarbeitsspiele, während im Rahmen der instationären Betrachtungsweise der Strömungssimulation dem eingebundenen Verbrennungsmodell ein zyklus aufgelöster Restgasgehalt übergeben wird. Im Grenzfall kann dies den Unterschied zwischen einem Verbrennungsaussetzer und einer schlechten, aber dennoch vorhandenen Verbrennung ausmachen. Es ist festzuhalten, dass die Berücksichtigung der Rückkopplung im Rahmen der Strömungssimulation erst in Bereichen hoher Restgasgehalte, d.h. mit dem Auftreten von Verbrennungsaussetzern, einen Genauigkeitsvorteil mit sich bringt. Grundsätzlich mag die Berücksichtigung auch schon mit dem Auftreten von Quenchingeffekten sinnvoll sein, jedoch ist es nicht möglich diese im Rahmen einer nulldimensionalen Verbrennungssimulation wiederzugeben. Aus diesem Grund ist auch nicht verwunderlich, dass der mit der Rückkopplung verbundene Genauigkeitsgewinn in erster Linie von der Anzahl an Verbrennungsaussetzern abhängig ist, was der Vergleich von Betriebspunkt 4 und 5 aus **Abbildung 5.12** unterstreicht.

5.3.5 Grenzen der Modellierung des Rückkopplungseffekts

In **Abbildung 5.13** sind in Anlehnung an den obigen Vergleich von GT-Power und Stand-Alone Simulation für dieselbe Betriebspunktreihe ergänzend die Zyklenschwankungen der Messung aufgetragen. Während für geringe Restgasgehalte die Messdaten noch sehr gut durch die Simulation approximiert werden, zeigt sich für höhere AGR-Raten – mit dem Be-

ginn von Flammenlöschung bzw. Verbrennungsaussetzern – ein anderes Bild. Hier liegen die Zyklenschwankungen der Messung deutlich über denen der Simulation. Im Vergleich zur Stand-Alone-Simulation kann die Strömungssimulation aufgrund der Berücksichtigung des Rückkoppelungseffekts zwar eine Verbesserung erzielen, erreicht aber dennoch nicht das Schwankungsniveau der Messung.

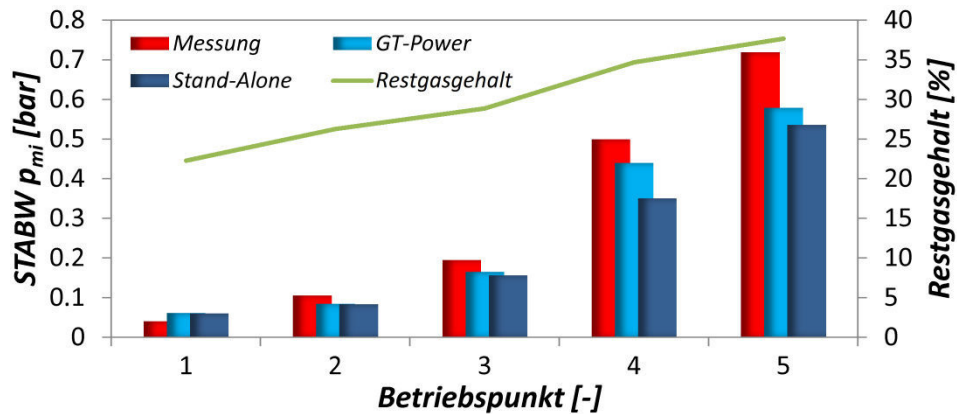


Abbildung 5.13: Vergleich der STABW p_{mi} von Messung, GT-Power und Stand-Alone Simulation bei verschiedenen Restgasgehalten, Daimler M271 (180° NW, 1200 U/min, 3 bar)

Im Folgenden soll geklärt werden, worauf die beobachtete, verbleibende Differenz zurückzuführen ist. In **Abbildung 5.14** ist zu diesem Zweck für Betriebspunkt 2 und 4 jeweils ein Vergleich von 200 indizierten und simulierten Einzelarbeitsspielen dargestellt.

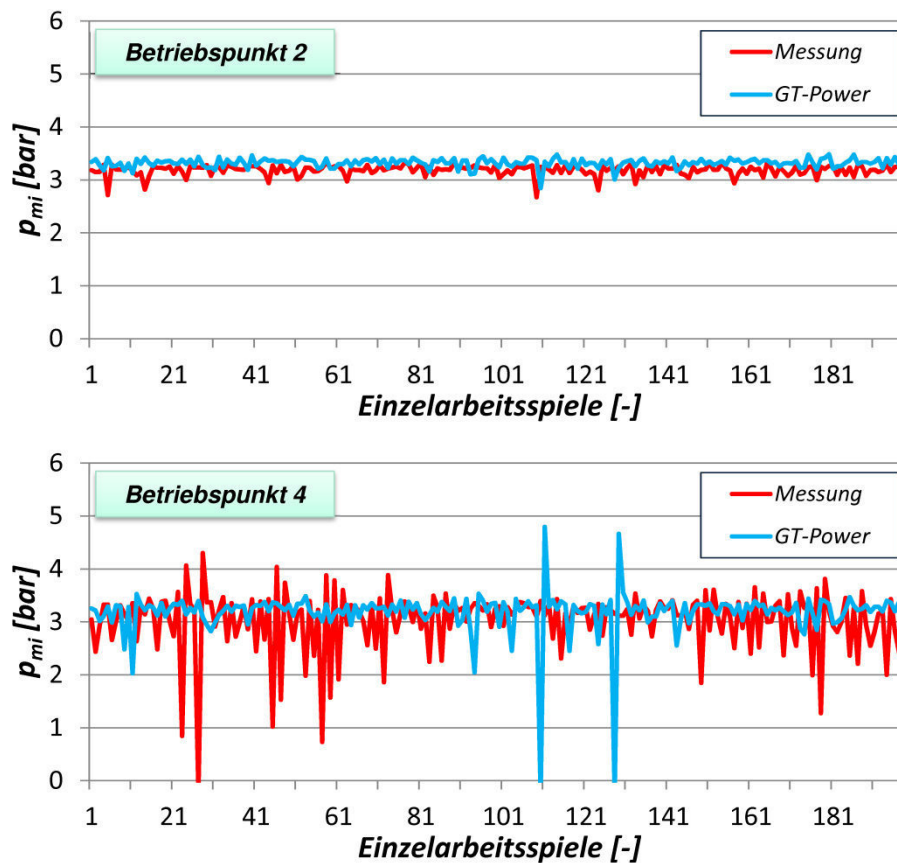


Abbildung 5.14: Vergleich der p_{mi} von 200 indizierten und simulierten Einzelarbeitsspielen für Betriebspunkt 2 und 4, Daimler M271 (180° NW, 1200 U/min, 3 bar)

Während sich für Betriebspunkt 2 die prinzipiellen Verläufe der p_{mi} Schwankung sehr ähneln, zeigt für Betriebspunkt 4 die Messung eine sehr viel ausgeprägtere p_{mi} Streuung als sie seitens der Simulation wiedergegeben wird. Neben kompletten Verbrennungsaussetzern fällt vor allem auch die Vielzahl an teilverbrannten Arbeitsspielen auf. Hierbei stellt sich die Frage nach dem Hauptgrund dieser unvollkommenen Verbrennungen. Wären hauptsächlich lokale Quenchingeffekte an hochkonzentrierten Restgasgebieten für dieses Phänomen verantwortlich, so könnte diese Form der partiellen unvollkommenen Verbrennung mit dem vorliegenden Verbrennungsmodell nicht dargestellt werden. Basierte der Großteil der teilverbrannten Arbeitsspiele jedoch auf den infolge der Restgasverdünnung verlangsamten Verbrennungen, welche bei AÖ noch nicht abgeschlossen waren, so wäre eine Abbildung dieses Phänomens mit Hilfe des Entrainmentmodells möglich (so zum Teil auch schon geschehen in **Abbildung 5.14**).

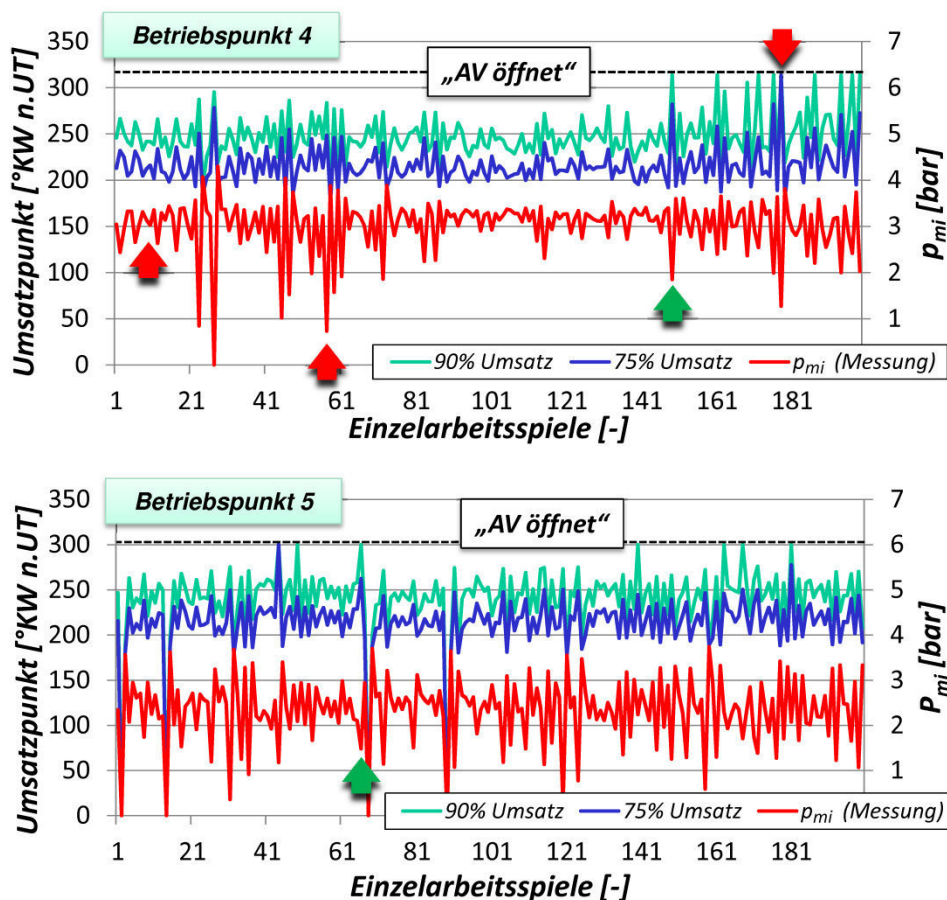


Abbildung 5.15: Indizierter Mitteldruck, 75% und 90% Massenumsatzpunkt über 200 gemessene Einzelarbeitsspiele, Daimler M271 (180° NW, 1200 U/min, 3 bar)

Zur Klärung der Hauptursache der teilverbrannten Arbeitsspiele sind in **Abbildung 5.15** am Beispiel der Betriebspunkte 4 und 5 unter anderem die 75% und 90% Massenumsatzpunkte über 200 gemessene Einzelarbeitsspiele aufgeführt. Aus der Darstellung wird ersichtlich, dass einige Arbeitsspiele existieren, an denen zum Zeitpunkt von AÖ noch nicht der komplette Kraftstoff umgesetzt wurde – dies kann den jeweiligen 90% Umsatzpunkten entnommen werden. Sofern der zugehörige 75% Umsatzpunkt noch vor AÖ liegt, beträgt somit der Anteil an unverbrannter Masse in diesen Fällen zwischen 10 und maximal 25%, wodurch sich zumindest ein Teil der teilverbrannten Zyklen erklären lässt (siehe *grüne Pfeile*). Da dieser Effekt

auf einer Verlangsamung der Verbrennung beruht, ist eine grundsätzliche Darstellung im Rahmen des Entrainmentmodells möglich. Bei Berücksichtigung aller Zyklen mit unterdurchschnittlichen p_{mi} Werten wird allerdings deutlich, dass kein ausgeprägter Zusammenhang zwischen einem teilverbrannten Arbeitsspiel und einer überdurchschnittlich langen Brenndauer vorhanden ist. Es existieren diverse Arbeitsspiele, in denen zwar schon deutlich vor AÖ 90% der Kraftstoffmasse umgesetzt wurden, dennoch aber nur einen sehr geringen indizierten Mitteldruck aufweisen. Als Ursache hierfür scheinen statt einer verzögerten Flammenausbreitung vielmehr lokale Quenchingeffekte in Frage zu kommen, wobei auch eine Überlagerung beider Phänomene sehr gut denkbar wäre. Dieser Eindruck bestätigt sich in **Abbildung 5.16**. Hierin sind die Brennverläufe der Einzelzyklen 10, 57 und 178 des Betriebspunkts 4 dargestellt (*rote Pfeile*). Zyklus 10 zeigt eine Verbrennung mit einem indizierten Mitteldruck von 3 bar. In Vergleich dazu fällt der Brennverlauf von Zyklus 57 deutlich flacher, jedoch nicht länger aus – mit anderen Worten, es ist nicht die Verlangsamung aufgrund einer hohen Ladungsverdünnung, welche die geringeren Mitteldrücke verursacht. Darüber hinaus zeigt Zyklus 178, dessen Massenumsatz bei AÖ weniger als 75% betrug, ebenfalls einen sehr flachen Brennverlauf, so dass hier neben dem Einfluss der verzögerten Flammenausbreitung ebenfalls eine gewisse Beteiligung von Flammenlöschungseffekten nahe liegt. Auswirkungen auf den Brennverlauf, die aufgrund von Quenching zustande kommen, lassen sich nicht mit Hilfe des Entrainmentmodells abbilden. Folglich ist es nicht möglich sämtliche Rückkoppelungseffekte aufgrund von teilverbrannten Zyklen simulativ darzustellen, was letztendlich auch den verbleibenden Unterschied zwischen der Standardabweichung von gemessenen und simulierten p_{mi} erklärt. An diesem Beispiel werden die Grenzen der nulldimensionalen Verbrennungssimulation im Hinblick auf die Darstellung des Rückkoppelungseffekts ersichtlich, da zum derzeitigen Stand der Verbrennungsmodellierung ausschließlich die Rückkoppelung infolge eines Verbrennungsaussetzers oder einer verlangsamten Verbrennung modelliert werden kann und somit ein Großteil der Rückkoppelungen unberücksichtigt bleibt.

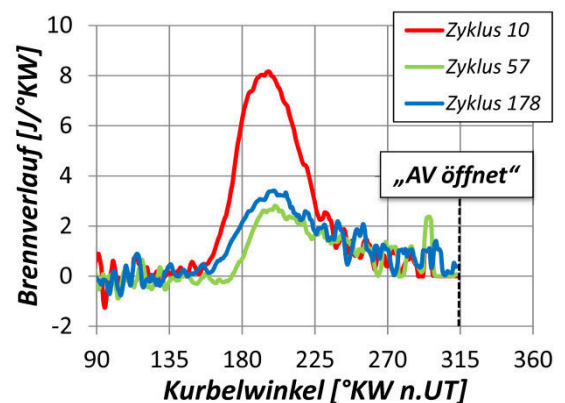


Abbildung 5.16: Vergleich der Brennverläufe der Einzelzyklen 10, 57 und 178 von Betriebspunkt 4, Daimler M271 (180° NW, 1200 U/min, 3 bar)

In diesem Zusammenhang stellt sich allerdings die Frage, in welcher Reihenfolge partielle Flammenlöschungen und (bei AÖ noch) nicht abgeschlossene Verbrennungen auftreten, da für den Fall, dass Quenchingeffekte erst deutlich jenseits der Laufgrenze relevant werden, eine Modellierung der Rückkoppelungseffekte auf Basis von Aussetzern und erwähnten, verzögerten Flammenausbreitungen ausreichend wäre. Hierzu sind in **Abbildung 5.17** die zyklusaufgelösten Korrelationen von Umsatzwirkungsgrad und 90% Umsatz für Betriebspunkte zunehmender Restgasgehalte dargestellt. Der Umsatzwirkungsgrad resultiert dabei aus dem Quotienten von umgesetzter Brennstoffenergie Q_{Bum} (ergibt sich aus dem Druckverlauf des jeweiligen Einzelarbeitsspiels) und zugeführter Brennstoffenergie (ergibt sich aus der Kraftstoffmasse des gemittelten Arbeitsspiels).

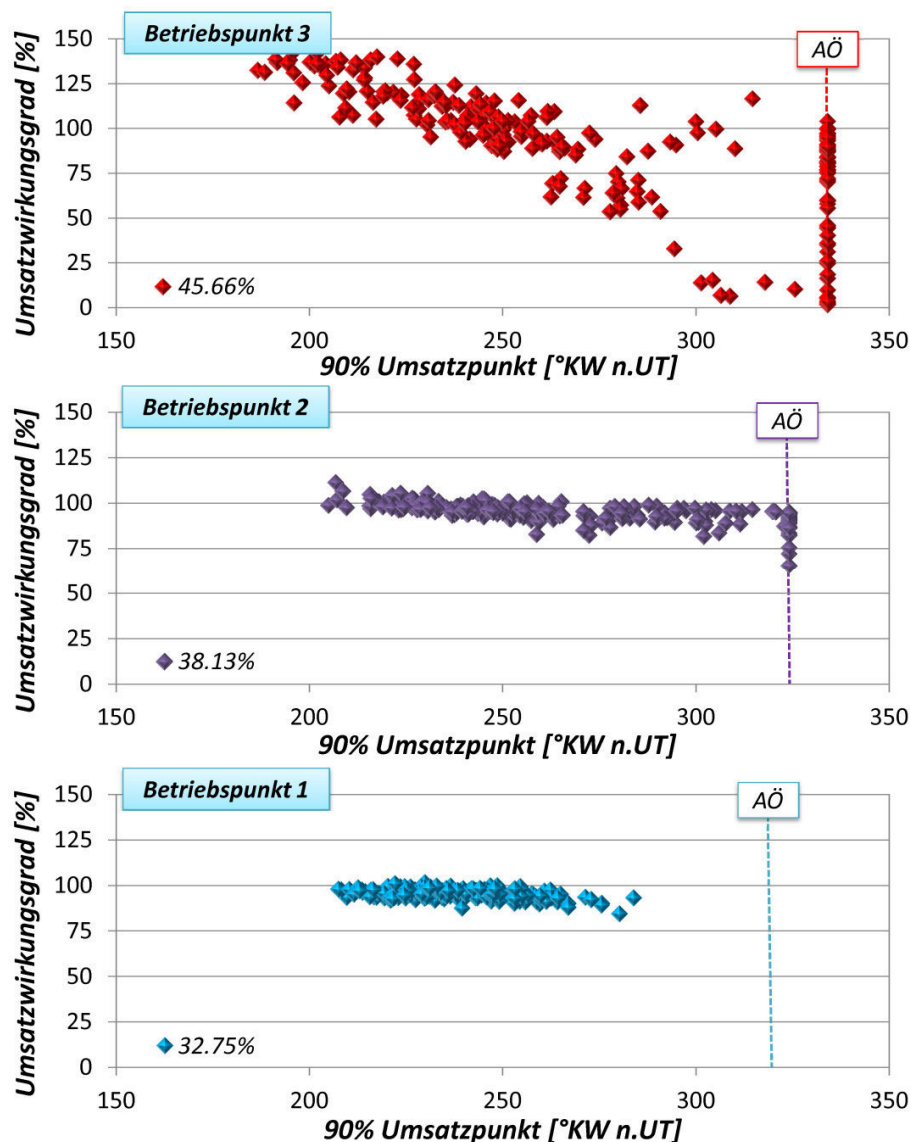


Abbildung 5.17: Umsatzwirkungsgrad über 90% Umsatzpunkt bei zunehmender Ladungsverdünnung, Daimler M271 (180° NW, 1600 U/min, 3 bar)

Betriebspunkt 1 zeigt aufgrund des vergleichsweise noch moderaten Restgasgehalts von knapp 33% einen aussetzerfreien Betrieb und eine noch relativ schnelle Massenumsetzung. Im Mittel liegt der Umsatzwirkungsgrad bei etwa 94%. Ursächlich für Umsatzwirkungsgrade kleiner 100% können partielle Flammenlöschungen, Quenching in Wandnähe oder am Feuersteg sein. Darüber hinaus ist zu berücksichtigen, dass der Umsatzwirkungsgrad aus dem Quotienten von umgesetzter Brennstoffenergie (basierend auf dem Summenbrennverlauf der Einzelarbeitsspiele) und zugeführter Brennstoffenergie (basierend auf der mittleren, zugeführten Kraftstoffmasse) bestimmt wird. Mit ansteigendem Verdünnungsgrad (siehe Betriebspunkt 2 und 3) treten zunehmend Arbeitsspiele auf, deren Massenumsetzung bei AÖ weniger als 90% beträgt und die damit teilweise für die unterdurchschnittlichen Mitteldrücke verantwortlich sind. Parallel dazu kommen jedoch auch immer mehr Arbeitsspiele vor, die zwar innerhalb des Hochdruckteils komplett durchbrennen, dennoch aber einen niedrigen Umsatzwirkungsgrad aufweisen, was sehr deutlich anhand von Betriebspunkt 3 zu erkennen ist. Die Umsatz-

wirkungsgrade größer 100% ergeben sich dabei in erster Linie aus den Rückkoppelungen, wobei grundsätzlich auch Fluktuationen in der Kraftstoffzumessung denkbar wären. Die Summe der Beobachtungen könnte derart interpretiert werden, dass lokale Flammenlöschungen schon bei geringeren oder zumindest bei gleichen Restgasgehalten auftreten wie verzögerte (bei AÖ noch nicht abgeschlossene) Verbrennungen, und somit darauf hindeuten, dass Quenchingeffekte bei der Modellierung der Rückkoppelung zu berücksichtigen sind.

Im Hinblick auf die spätere Abstimmung des Zyklenschwankungsmodells anhand eines gemittelten Brennverlaufs ist außerdem noch zu klären inwieweit die unvollkommenen Verbrennungen der Einzelarbeitsspiele in diesem überhaupt ersichtlich werden. Zu diesem Zweck sind in **Abbildung 5.18** die mittleren Brennverläufe der drei oben betrachteten Betriebspunkte aufgetragen. Interessanterweise zeigen diese mit zunehmendem Restgasgehalt keinen wahrnehmbaren Anstieg der Brenndauer und dementsprechend eine nahezu komplette Massenumsetzung innerhalb des Hochdruckteils, obwohl (gerade bei Betriebspunkt 3 mit 45.66% Restgasgehalt) eine Vielzahl an Einzelzyklen existiert, deren Verbrennung bei AÖ nicht abgeschlossen ist. Offensichtlich geht im Bereich der Laufgrenze infolge der Betrachtung des mittleren Arbeitsspiels ein Teil der Informationen verloren. Dabei wird die Herausforderung im Hinblick auf die Modellierung der Zyklenschwankungen darin bestehen, diese Informationen basierend auf den gemittelten Daten wieder herzustellen.

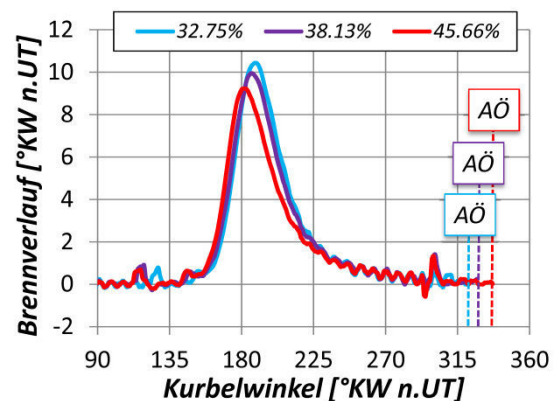


Abbildung 5.18: Mittlere Brennverläufe bei ansteigendem Restgasgehalt und angepasstem ZZZP, Daimler M271 (180° NW, 1600 U/min, 3 bar)

5.3.6 Bewertung der Erkenntnisse

Grundsätzlich erhöht sich durch die Einbindung einer 1-D Strömungssimulation die Vorhersagefähigkeit des Zyklenschwankungsmodells. Der Genauigkeitsgewinn basiert jedoch ausschließlich auf einer Abbildung der Rückkoppelung infolge von Verbrennungsaussetzern und einer vergleichsweise geringen Anzahl (da nur Arbeitsspiele berücksichtigt werden, deren Verbrennung bei AÖ nicht abgeschlossen ist) an teilverbrannten Arbeitsspielen, weswegen der Informationsgewinn infolge der Rückkoppelungsmodellierung in erster Linie sehr stark mit der Anzahl an simulierten Aussetzern korreliert. Da wiederum die Aussetzerhäufigkeit bei einem gegebenen Restgasgehalt zum größten Teil über den Variationsbereich des Restgaskoeffizienten bestimmt wird, somit von der Abstimmung und vom Aufbau des Zyklenschwankungsmodells abhängt und darüber hinaus, wie bereits erwähnt, der Einfluss lokaler Quenchingeffekte auf die Rückkoppelung im Entrainmentmodell nicht darstellbar ist, könnte im Rahmen der Arbeitsprozessrechnung eine empirische statt phänomenologische Modellierung der Rückkoppelung mitunter zielführender sein. Eine derartige Implementierung hätte im Vergleich zu der hier vorgestellten eindimensionalen Variante zudem den Vorteil eines deutlich reduzierten Rechenaufwands. Es ist leicht nachzuvollziehen, dass eine simulative Darstellung des Rückkoppelungseffekts über die instationäre Betrachtung von 200 Einzelarbeitsspie-

len mitsamt Ladungswechsel um ein Vielfaches zeitaufwändiger ist als der in Kap.5.1 vorgestellte Ansatz des Stand-Alone-Modells. Während für Forschungszwecke dieser Aufwand noch akzeptabel ist, scheint dies im Sinne eines anwendungsorientierten Zyklenschwankungsmodells nicht gerechtfertigt. Aus diesen Gründen – überschaubarer Informationsgewinn bei einem beträchtlichen Rechenzeitmehraufwand – wird auf eine phänomenologische Berücksichtigung des Rückkoppelungseffekts verzichtet. Stattdessen soll der Rückkoppelungseffekt empirisch erfasst und letztendlich im Zuge der Modellabstimmung berücksichtigt werden.

5.4 Entwicklung des Zyklenschwankungsmodells

Basierend auf dem aktuellen Stand der Technik (Kap.2), den Erkenntnissen der Messdatenanalyse (Kap.4) und den simulativen Untersuchungen zum Rückkoppelungseffekt (Kap.5.3) soll in diesem Kapitel der Entwicklungsprozess des Zyklenschwankungsmodells vorgestellt werden. Dabei soll verdeutlicht werden, wie bisherige Beobachtungen und Erkenntnisse in die Modellerstellung mit einfließen bzw. wie diese simulativ abgebildet werden.

5.4.1 Einführung der Doppelvariation

Im Zuge der Messdatenanalyse deutete sich bereits an, dass zur Abbildung der Zyklenschwankungen mehrere Faktoren berücksichtigt werden müssen. Die Untersuchungen hatten gezeigt, dass die Zyklenschwankungen unter anderem durch den Grad der Ladungsverdünnung (Kap.4.4.2), die unvollkommene und unvollständige Verbrennung (Kap.4.4.3), die Turbulenz (Kap.4.4.4), die Schwerpunktlage und die Drehzahl (Kap.4.4.5) beeinflusst werden. Eine Darstellung aller Einflüsse über lediglich eine Parametervariation ist zwar denkbar, konnte jedoch nicht umgesetzt werden. Während der Modellentwicklung zeigte sich, dass zur simulativen Wiedergabe der Zyklenschwankungen aller Betriebsstrategien und Kennfeldbereiche mindestens zwei Parametervariationen notwendig sind. Aufgrund dessen stellt sich zunächst die Frage nach der Einbindung einer so genannten Doppelvariation innerhalb des in Kap.5.1 präsentierten Modellansatzes. Vorstellbar wären prinzipiell zwei Möglichkeiten: Zum einen könnte die Doppelvariation über eine Verknüpfung beider Variationen erfolgen, so dass jede Kombinationsmöglichkeit der Parameterwerte von Variation 1 und Variation 2 berücksichtigt wird. Entsprechend **Gleichung 5.4** ergibt sich der Gesamtrechenaufwand somit aus dem Produkt der Anzahl an Variationswerten von Variation 1 (n_{Var1}) und Variation 2 (n_{Var2}), multipliziert mit der durchschnittlichen Rechendauer für ein Arbeitsspiel t_{ASP} .

$$t_{gesamt} = (n_{Var1} \cdot n_{Var2}) \cdot t_{ASP} \quad (5.4)$$

Zum anderen wäre eine Abbildung der Doppelvariation über zwei getrennte, aufeinander folgende Variationen denkbar, wobei der Modellparameter der jeweils anderen Variation auf dem zugehörigen Mittelwert konstant gehalten werden würde. Letztere Form der Implementierung würde – gemäß **Gleichung 5.5** – zwar den Vorteil des geringeren Rechenaufwands mit sich bringen, jedoch wäre sie gleichzeitig auch die unrealistischere von beiden.

$$t_{gesamt} = (n_{Var1} + n_{Var2}) \cdot t_{ASP} \quad (5.5)$$

Unter der Annahme, dass es die Schwankungen zweier physikalischer Einflussgrößen sind, welche die Zyklenschwankungen hauptsächlich verantworten, ist es eher unwahrscheinlich,

dass von Arbeitsspiel zu Arbeitsspiel jeweils nur eine dieser Einflussgrößen schwankt. Vielmehr müssten sich im Laufe des Motorbetriebs nahezu alle möglichen Kombinationen beider Schwankungen bilden. Deshalb erfolgt im Rahmen dieser Arbeit die Doppelvariation über die eingangs beschriebene Verknüpfung beider Variationen. Neben der Art der Doppelvariation ist zu klären, wie die statistische Auftretenswahrscheinlichkeit der Schwankungskombinationen berücksichtigt werden soll. In diesem Sinne sind in **Abbildung 5.19** die zur Verfügung stehenden Möglichkeiten der Gewichtung aufgeführt.

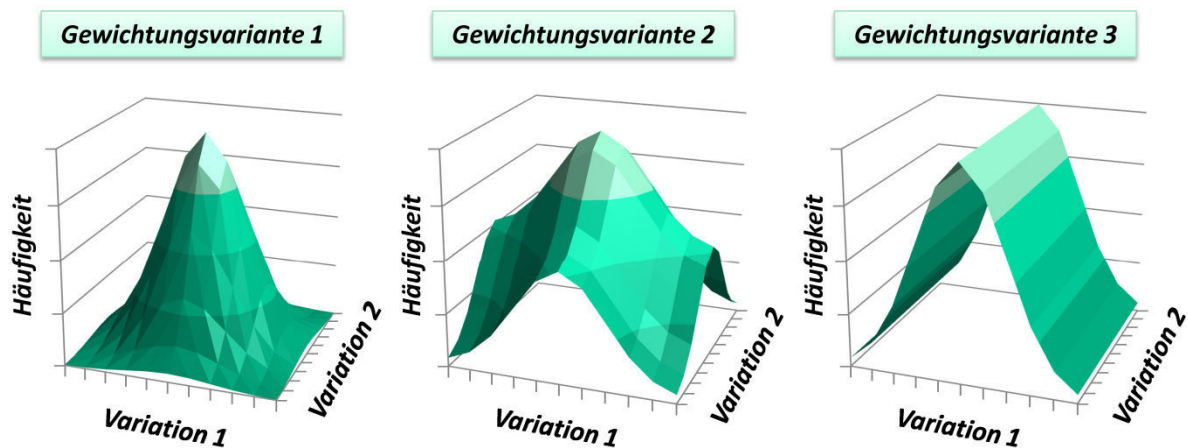


Abbildung 5.19: Vergleich verschiedener Varianten der Gewichtung der Doppelvariation

In Gewichtungsvariante 1 ergibt sich die jeweilige Häufigkeit aus dem Produkt zweier Gaußschen Verteilungsfunktionen (vergleiche Kap.5.2). Dies entspricht der allgemeinen Definition einer zweidimensionalen Gaußverteilung. Deutlich zu erkennen ist, dass die Extremwerte der Schwankungen sehr schwach gewichtet werden und die Kombinationen zweier Randwerte der Variationen (aufgrund der Multiplikation der Gewichtungen) somit praktisch überhaupt nicht vorkommen. Dadurch werden bei Variante 1 die im Vergleich breitesten Variationsbereiche zur Darstellung der Zyklenschwankung benötigt. Sofern der Variationsbereich entsprechend angepasst wird, lassen sich mit Gewichtungsvariante 2 vergleichbare Ergebnisse erzielen. Hierbei wird die Häufigkeit des Variationswertepaares über den Mittelwert der jeweiligen Häufigkeiten von erster und zweiter Variation ermittelt. Abgesehen von den beiden genannten Varianten besteht eine weitere Möglichkeit zur Bestimmung der Häufigkeiten darin, nur *eine* Parametervariation mit einer Verteilungsfunktion zu gewichten, während die Variationswerte der zweiten Variation eine konstante Gewichtung – entsprechend des Variationswerts der ersten Variation – aufweisen (Gewichtungsvariante 3). Dies hätte zur Folge, dass die Extremwerte der zweiten Variation relativ häufig vorkommen und deshalb die zugehörige Breite des Variationsbereichs im Hinblick auf die Zyklenschwankungssimulation tendenziell kleiner ausfällt. Da sämtliche Gewichtungsvarianten folglich immer im Zusammenspiel mit dem Aufbau der jeweiligen Parametervariationen (Modellparameter, Breite des Variationsbereichs) und der verwendeten Verteilungsfunktion (Gewichtungsverhältnis) bewertet werden müssen, kann keine allgemeingültige Aussage bezüglich der Wahl der Gewichtungsvariante

getroffen werden. Zumal es nur eingeschränkt möglich ist, aus den Verteilungen der Kennwerte, die sich aus der Messdatenanalyse ergeben, direkte Rückschlüsse auf den Aufbau der Parametervariation oder die Verteilungsfunktion zu ziehen²⁶. Vom phänomenologischen Standpunkt aus scheinen Variante 1 oder 2 am wahrscheinlichsten, jedoch zeigte sich im Zuge der Modellerstellung, dass Gewichtungsvariante 3, infolge der stärkeren Trennung beider Parametervariationen voneinander, deutliche Vorteile bei deren Abstimmung auf unterschiedliche Kennfeldbereiche brachte. Aus diesem Grund wird für die Implementierung der Doppelvariation im Zyklenschwankungsmodell Gewichtungsvariante 3 herangezogen.

5.4.2 Modellierung der Effekte der Ladungsverdünnung

Unbestritten ist, dass zur Darstellung der Zyklenschwankungen der Effekt der Ladungsverdünnung zu berücksichtigen ist. Dabei es in erster Linie nicht die Schwankung des Verdünnungsgrads an sich, die sich für das Maß der Zyklenschwankungen verantwortlich zeigt, sondern vielmehr der verstärkende Effekt der Ladungsverdünnung auf die schon vorhandenen, stochastischen Schwankungen der Verbrennung. Es galt folglich einen Modellparameter zu finden bzw. zu variieren, der entweder direkt vom Grad der Ladungsverdünnung beeinflusst wird (Restgasexponent ξ_R , Luftverhältnis λ) oder in einem Zusammenhang mit Größen steht, die sich je nach Verdünnungsgrad unterschiedlich stark auswirken (Turbulenz: C_k , u_{turb}). Als zielführend stellte sich die Einflussnahme auf die laminare Flammenausbreitung heraus. Zu diesem Zwecke wurde der so genannte Schwankungsfaktor SF eingeführt. Dieser könnte einerseits die Einflüsse einer variierenden Verteilung von Restgas- bzw. Magergebieten auf die Fluktuationen des Flammenkernwachstums und im Folgenden auf die weitere Flammenausbreitung wiedergeben. Andererseits könnte dieser ebenso sämtliche Schwankungen der Verbrennung beschreiben, die im Zuge des Zusammenspiels aus laminarer und turbulenter Flammenausbreitung entstehen²⁷ – so z.B. Fluktuationen in der Faltung der Flammenoberflä-

²⁶ Wie bereits in *Abbildung 5.3* zu sehen ist, kann dieselbe Zyklenschwankung über verschiedene Konfigurationen von Verteilungsfunktion und Parametervariation abgebildet werden. Vor dem Hintergrund der Doppelvariation wird eine genaue Aufteilung der Einflüsse von Gewichtungsfunktion und Variationsbereich auf die Zyklenschwankungssimulation ungleich komplexer. Für die Untersuchung der Zyklenschwankungen war es demnach notwendig, eine Größe – in diesem Fall das Gewichtungsverhältnis – konstant vorauszusetzen und darauf basierend die Modellierung vorzunehmen.

²⁷ Da die reale Flammenoberfläche nicht bekannt ist, ist eine klare Unterteilung in turbulente und laminare Flammenausbreitung bzw. in deren Anteile an den Zyklenschwankungen nicht möglich – im Hinblick auf die Modellierung stellte sich hierbei also nur die Frage, über welchen Parameter die Einflüsse abgebildet werden sollen.

che. Die physikalischen Hintergründe und die genaue Modellierung der SF Variation sollen im Folgenden erläutert werden.

Implementierung der SF-Variation

Ziel war es daher eine Modellgröße zu finden, deren Variation zum einen abhängig vom Verdünnungsgrad ist und zum anderen die oben beschriebenen Zusammenhänge möglichst phänomenologisch wiedergibt. Zu diesem Zweck scheint die laminare Flammgeschwindigkeit s_L besonders geeignet, wobei die Schwankung der laminaren Flammenausbreitung konkret durch die Einführung des Schwankungsfaktors SF realisiert wird. Dieser wirkt multiplikativ auf die laminare Flammgeschwindigkeit und wird innerhalb der Zyklenschwankungssimulation von Arbeitsspiel zu Arbeitsspiel variiert. Zwar existieren weitere Modellparameter, die ebenfalls für eine phänomenologische Modellierung in Frage kämen (z.B. Turbulenzniveau C_k , Restgaskoeffizient ξ_R), jedoch war es mit Hilfe dieser nicht möglich die Zyklenschwankungen aufgrund der Ladungsverdünnung über alle Motoren und Betriebsstrategien hinweg hinreichend genau vorherzusagen. In **Abbildung 5.20** ist hierzu exemplarisch ein Vergleich von gemessenen und simulierten Zyklenschwankungen dargestellt – die Simulation erfolgt dabei über eine prozentuale Variation

des globalen Turbulenzniveaus C_k um den Ausgangswert. Der Sägezahnverlauf der STABW p_{mi} ergibt sich aus jeweils einer konstanten Einlasssteuerzeit und einer variierenden Auslasssteuerzeit, wodurch die Ventilüberschneidung und folglich der Restgasgehalt sukzessive erhöht wird. Das Simulationsmodell wurde hier im Hinblick auf eine Approximation der höheren

Schwankungsbereiche abgestimmt. Offensichtlich werden die Zyklenschwankungen bei geringen Restgasgehalten auf diese Weise zu hoch wiedergegeben – umgekehrt würden bei einer Abstimmung auf die niedrigen Restgasbereiche die Schwankungen bei hohen Restgasgehalten zu gering wiedergegeben. Mit anderen Worten, über die Turbulenz/ C_k -Variation ist es nicht möglich den exponentiellen Anstieg der Zyklenschwankungen, verursacht durch Flammenlöschungen, Verbrennungsaussetzer und Rückkoppelungseffekte (siehe Kap.4.4.3), abzubilden. Im Gegensatz dazu ist es beispielsweise möglich über den Schwankungsfaktor SF im Verbrennungsmodell zumindest Verbrennungsaussetzer zu simulieren, was in gewissem Maße eine Darstellung des besagten exponentiellen Anstiegs erlaubt. Dabei ist festzuhalten, dass die Effekte der laminaren Flammgeschwindigkeit auf den simulierten Brennverlauf zweigeteilt sind. Zum einen wirkt sie sich über die Eindringgeschwindigkeit u_E (**Gleichung 3.8**) direkt auf den Entrainmentmassenstrom in die Flammenfront dm_E/dt aus. Zum anderen beeinflusst sie über die charakteristische Brennzeit τ_L (**Gleichung 3.5**) den Brennstoffmassenumsatz dm_v/dt (**Gleichung 3.4**) innerhalb der Flammenzone. Von daher existieren zwei Hebel, über die eine Schwankung von s_L auf die Brennverlaufsrechnung einwirken kann. Im Zuge der Modellierung wurde auf eine separate Abstimmung der SF-Schwankungsbereiche für die

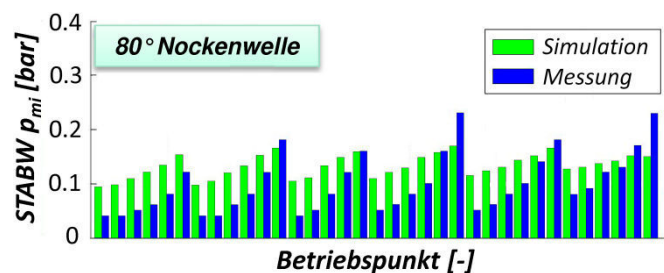


Abbildung 5.20: Simulation der Zyklenschwankungen über eine Variation des Turbulenzniveaus (C_k), Daimler M271 (80° NW, 1600 U/min, 3 bar)

Eindringgeschwindigkeit und die charakteristische Brennzeit verzichtet, da sich ein gemeinsamer Schwankungsfaktor als zielführend erwies.

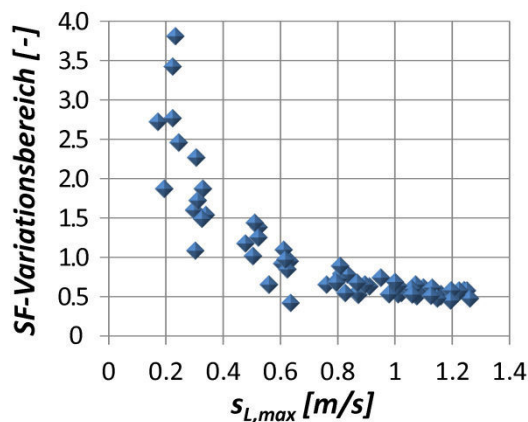


Abbildung 5.21: SF-Schwankungsbereich über $s_{L,max}$, Daimler M271 (180° NW, 1600 U/min, 3 bar)

Im Folgenden soll erläutert werden wie der zu variierende Schwankungsbereich von SF im späteren Zyklenschwankungsmodell bestimmt wird. Die laminare Flammgeschwindigkeit des mittleren Arbeitsspiels kann diesbezüglich einen Anhaltswert darüber liefern, wie stark die Verbrennung durch eine potentielle Ladungsverdünnung beeinträchtigt wird – je stärker diese Beeinträchtigung, desto ausgeprägter der zugehörige Schwankungsbereich. Aus diesem Grund kann von einer gewissen Korrelation von mittlerer laminarer Flammgeschwindigkeit und Schwankungsbereich der SF-Variation ausgegangen werden. In **Abbildung 5.21** ist hierzu für die Standardnockenwelle des Daimler M271 eine Messreihe un-

terschiedlicher Einlass- und Auslasssteuerzeiten und dementsprechend variierenden AGR-Raten dargestellt. Aufgetragen ist über der maximalen laminaren Flammgeschwindigkeit des mittleren Arbeitsspiels der SF-Schwankungsbereich, der notwendig war, um die Zyklenschwankungen (STABW p_{mi}) der Messung simulativ zu approximieren²⁸. Dabei handelt es sich jeweils um die komplette Schwankungsbreite, d.h. ein SF-Variationsbereich von 2 würde demnach einer Schwankung von ± 1 um den Mittelwert (standardmäßig beträgt dieser 1) entsprechen. Da negative Schwankungsfaktoren nicht sinnvoll sind, ist außerdem der Wertebereich, den der Schwankungsfaktor annehmen kann, nach unten gedeckelt. Die Abbildung zeigt eine deutliche Korrelation zwischen maximaler laminarer Flammgeschwindigkeit und den zugehörigen SF-Variationsbereichen – je langsamer die laminare Flammenausbreitung, desto stärker fällt in Relation dazu ihre Schwankung aus. Dieses Verhalten kann gut mit Hilfe einer Näherungsfunktion wiedergegeben werden. So geschehen in **Abbildung 5.22** anhand des Daimler M271 (Restgasverdünnung) und des MTU BR4000 (Ladungsverdünnung durch Luftüberschuss).

²⁸ Da zu diesem Zeitpunkt die zweite Parametervariation (Kap.5.4.3) nicht validiert war, wurde für deren Schwankungsbereich ein konstanter, realistischer Wert abgeschätzt. Diese Vereinfachung ist unkritisch, da sich im Zuge der Untersuchungen zeigte, dass in Bereichen kleiner Drehzahlen der Einfluss der zweiten Parametervariation größtenteils vernachlässigt werden kann (siehe **Abbildung 5.32**).

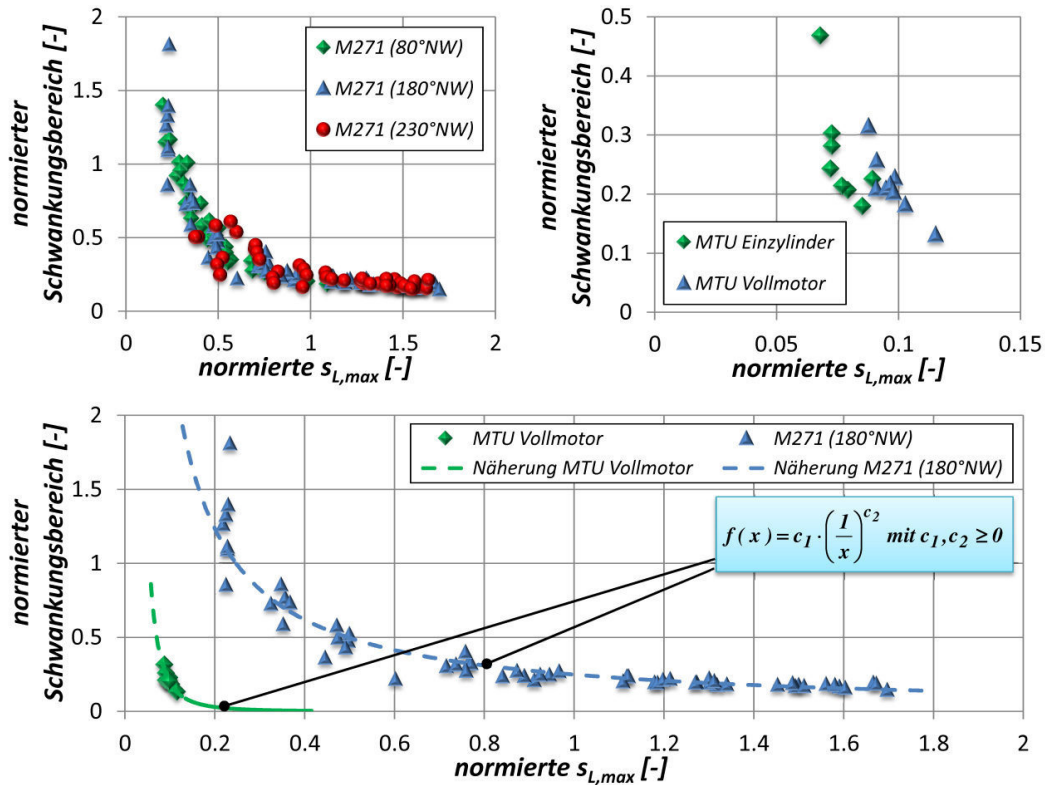


Abbildung 5.22: Normierter Schwankungsbereich der laminaren Flammenausbreitung über der normierte maximale laminare Flammengeschwindigkeit, Daimler M271 / MTU BR4000

Dabei ist hier sowohl der SF-Variationsbereich als auch der Maximalwert der laminaren Flammengeschwindigkeit in normierter Form dargestellt – auf diese Normierung wird an späterer Stelle noch genauer eingegangen. Zunächst fällt jedoch auf, dass beide Motoren, Daimler M271 und MTU BR4000, für eine abnehmende laminare Flammengeschwindigkeit den oben bereits beobachteten charakteristischen Anstieg der Schwankungsbereichsbreite zeigen. Ein Vergleich beider Versuchsträger belegt, dass zwar die Approximation dieses Verhaltens über eine Potenzfunktion sehr gut möglich ist, jedoch für beide Motoren unterschiedliche Funktionskoeffizienten gewählt werden müssen. Diverse Untersuchungen im Hinblick auf Bezugs- und Normierungsgrößen bestätigten, dass es sich hierbei offenbar um ein motorspezifisches Charakteristikum handelt, das einer individuellen Anpassung bedarf. Diese erfolgt in **Abbildung 5.22** zunächst über die Funktionskoeffizienten c_1 und c_2 , die eine komplette Beschreibung der Näherungsfunktion ermöglichen. Im Sinne einer benutzerfreundlichen Modellabstimmung ist die Beschränkung auf lediglich *einen* Abstimmparameter von großem Vorteil, weswegen die Koeffizienten c_1 und c_2 in Korrelation zueinander gesetzt wurden (siehe **Gleichung 5.6**). Über die Vorgabe des – im Weiteren ausschließlich χ_{ZS} genannten – Modellparameters c_2 sind Verlauf der Näherungsfunktion und Schwankungsbereich der SF-Schwankung vollständig bestimmt. Letzterer setzt sich entsprechend **Gleichung 5.7** zusammen.

$$c_1 = f(c_2) = e^{-\left(\frac{c_2 - 0.9285}{0.17}\right)} \quad (5.6)$$

$$SFVar.bereich_{normiert}[-] = e^{(C_{add} - C_{mult} \cdot \chi_{ZS})} \cdot \left(\frac{1}{s_{L,max}(normiert)}\right)^{\chi_{ZS}} \quad (5.7)$$

$$\text{mit } C_{mult} = 5.882 \\ C_{add} = 5.462$$

Damit existiert mit χ_{ZS} ein Abstimmparameter mit dem motorindividuelle Effekte bezüglich der Auswirkung der Ladungsverdünnung auf die zyklischen Schwankungen abgestimmt werden können – alle anderen Einflussfaktoren (Grad der Ladungsverdünnung, Nockenbreiten, Turbulenz etc.) werden vom Modell vorhergesagt.

Wie oben bereits erwähnt, sind SF-Variationsbereich und laminare Flammgeschwindigkeit normiert. Dies hat den Hintergrund, dass weitere Einflüsse auf die Korrelation von SF-Variationsbereich und $s_{L,max}$ existieren, welche nach erfolgter Abstimmung des Zyklenschwankungsmodells auf den jeweiligen Versuchsträger durch eine Änderung der Motorapplikation hervorgerufen werden. Das Zyklenschwankungsmodell soll auf diese Änderungen phänomenologisch und vorhersagefähig – d.h. ohne erneute Abstimmung – reagieren. Dies soll im Folgenden kurz anhand der variierenden Nockenwellengeometrien des Daimler M271 erläutert werden. Üblicherweise können nach einmaliger Abstimmung der Simulationsmodelle (Verbrennungsmodell, Zyklenschwankungsmodell etc.) auf den Versuchsträger Drehzahl-, Last- oder Ladungsänderungen vorhergesagt werden. Eine von der Nockenwellengeometrie abhängige Änderung des Ventilhubverlaufs führt in diesem Zusammenhang allerdings zu einer Beeinflussung der Ladungsbewegung, die sich wiederum auf das Turbulenzniveau bei Brennbeginn auswirken kann. Dies hat eine Anpassung des Turbulenzmodells (C_k -Wert) zur Folge, auf die wiederum die anderen Simulationsmodelle reagieren. Somit wäre die Phänomenologie sichergestellt, sofern nicht noch weitere Effekte mit der veränderten Nockenwellengeometrie einhergehen, die nicht über die Turbulenzmodell Anpassung abgedeckt wären. Neben Ladungsbewegung und Turbulenzniveau könnten unterschiedliche Nockenwellengeometrien auch den Grad der Homogenisierung oder das Temperaturniveau beeinflussen. In **Abbildung 5.23** sind exemplarisch für die Steuerzeitenvariationen des Daimler M271 bei 1600 U/min und 3 bar Mitteldruck die maximale Temperatur in der unverbrannten Zone und die 10-90% Brenndauer dargestellt. Gut zu erkennen ist eine Abhängigkeit des Temperaturniveaus und der Brenndauer von der jeweiligen Nockenwellenform. Im Zuge der Untersuchungen erwies sich eine Bewertung der laminaren Flammgeschwindigkeit und deren Schwankung vor dem Hintergrund der Brenndauer und des Temperaturniveaus des mittleren Arbeitspiels als zielführend.

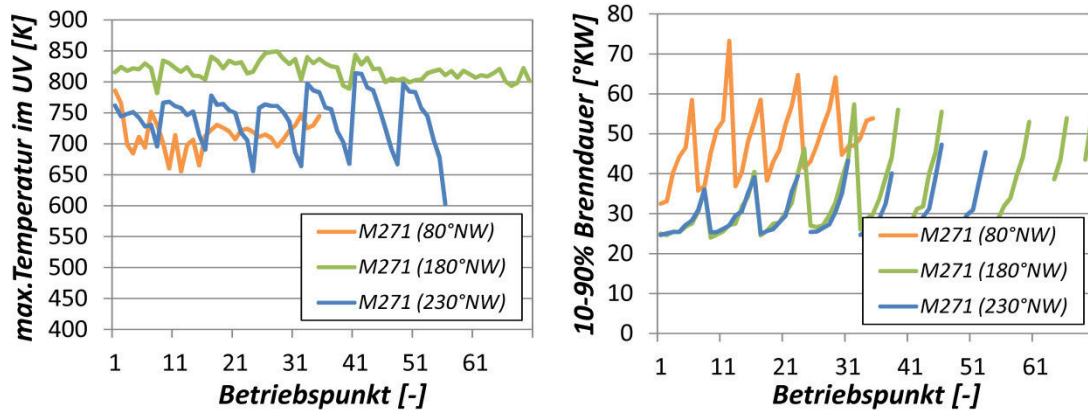


Abbildung 5.23: Nockenwelleneinfluss auf die maximale Temperatur im Unverbrannten und 10-90% Brenndauer, Daimler M271 (80°/180°/230° NW, 1600 U/min, 3 bar)

Die genauen Zusammenhänge im Bezug auf die Normierung des SF-Schwankungsbereichs und der maximalen laminaren Flammengeschwindigkeit sind in **Gleichung 5.8** aufgeführt. Durch Umformung von **Gleichung 5.8** können die Normierungsfaktoren NF_1 und NF_2 zusammengefasst werden, so dass sich letztendlich folgende Darstellung ergibt (**Gleichung 5.9**).

$$\frac{SF \text{ Var. bereich}}{NF_2} [\%] = e^{(C_{add} - C_{mult} \cdot \chi_{ZS})} \cdot \left(\frac{NF_1}{s_{L,max}} \right)^{\chi_{ZS}}$$

mit

$$NF_1 = \left(\frac{BD1090}{BD_0} \right) \cdot \sqrt{\frac{BD0010}{BD_0}} \cdot \left(\frac{T_{uv,max}}{T_0} \right)^2$$

$$NF_2 = C_{NF} \cdot \left(\frac{BD1090}{BD_0} \right)^{-1} \cdot \left(\frac{T_{uv,max}}{T_0} \right)^2$$

$$T_0 = 298 \text{ K}$$

$$BD_0 = 100^\circ \text{ KW}$$

$$C_{NF} = 10$$
(5.8)

$$SF \text{ Var. bereich} [\%] = e^{(C_{add} - C_{mult} \cdot \chi_{ZS})} \cdot \left(\frac{1}{s_{L,max}} \right)^{\chi_{ZS}} \cdot NF_{tot}(\chi_{ZS})$$

mit

$$NF_{tot}(\chi_{ZS}) = C_{NF} \cdot \left(\frac{BD1090}{BD_0} \right)^{\chi_{ZS} - 1} \cdot \left(\frac{BD0010}{BD_0} \right)^{\frac{\chi_{ZS}}{2}} \cdot \left(\frac{T_{uv,max}}{T_0} \right)^{2(\chi_{ZS} + 1)}$$
(5.9)

Der exakte Aufbau der Normierungsfaktoren ergab sich aus empirischen Untersuchungen, wobei die Wahl der zur Normierung verwendeten Kenngrößen physikalische Hintergründe hat. Die Berücksichtigung der Brenndauer im Zyklenschwankungsmodell sollte einerseits zwar schon indirekt über die Verbrennung an sich erfolgen, andererseits kann es darüber hinaus Sinn machen die laminare Flammenausbreitung zusätzlich im Bezug auf die Brenndauer zu bewerten: Eine kurze Brenndauer würde zum Beispiel zu einem höheren normierten $s_{L,max}$ und gleichzeitig zu einem geringeren normierten SF Variationsbereich führen, was eine Reduzierung der infolge der SF-Schwankung simulierten Zyklenschwankungen zur Folge hätte. Allein durch den stabilisierenden Effekt einer schnelleren Verbrennung (z.B. infolge einer

Turbulenzhöhung) konnte eine solche Reduzierung nicht erreicht werden – mögliche Erklärung hierfür könnte sein, dass die Darstellung gewisser Zusammenhänge im Verbrennungsmodell für die Brennverlaufsberechnung nicht zwingend notwendig sind, für die Zyklenschwankungssimulation jedoch eine Rolle spielen (z.B. der Turbulenzeinfluss auf das initiale Flammenkernwachstum). Hintergrund für die Temperaturabhängigkeit der Normierung ist, dass durch betriebstechnische Änderungen am Motor (z.B. Millerzyklus) das Temperaturniveau im Unverbrannten signifikant beeinflusst werden kann, ohne dass dabei die Physik der Zyklenschwankungen verändert würde. Da eine Änderung des allgemeinen Temperaturniveaus im Unverbrannten gemäß **Gleichung 3.10** die laminare Flammgeschwindigkeit beeinflusst, würde das Modell ohne Normierung eine Änderung des Zyklenschwankungsniveaus vorhersagen. Diese Zusammenhänge sollen im Folgenden am Beispiel der schmalen 80° Nockenwelle des Daimler M271 verdeutlicht werden. Die ES-Steuerzeiten der untersuchten 80° Nockenwelle lagen sehr früh – vor dem unteren Totpunkt. Diese im Allgemeinen auch als Millerverfahren bezeichnete FES-Strategie führt aufgrund der höheren Wandwärmeverluste zu einem geringeren Temperaturniveau im Unverbrannten. Die Absenkung des Temperaturniveaus bzw. der laminaren Flammgeschwindigkeit hat jedoch keine Auswirkungen auf die über die SF-Variation modellierten physikalischen Hintergründe.

Der Umstand, dass die Temperatur im Quadrat in die einzelnen Normierungsfaktoren eingeht, lässt eine unverhältnismäßig starke Abhängigkeit der Zyklenschwankungen vom Temperaturniveau vermuten. Die in **Abbildung 5.24** präsentierten Sensitivitätsanalysen bezüglich Einlasstemperatur und Verdichtungsverhältnis belegen jedoch die Robustheit dieses Ansatzes. Hierin wird an ausgewählten Betriebspunkten des Mahle Downsizingmotors zum einen die Starttemperatur um ± 30 K variiert – beispielsweise zur Darstellung einer geänderten Ladeluftkühlung – und zum anderen das thermodynamische Verdichtungsverhältnis auf 8,5:1 abgesenkt bzw. auf 9,7:1 angehoben. Die maximale prozentuale Abweichung beträgt 13,8% und ergibt sich dabei für Betriebspunkt 2 der Verdichtungsverhältnisvariation bei einer Änderung von 8.5:1 auf 9.7:1. Dies entspricht einem maximalen absoluten Unterschied von 0.12% im $\text{COV } p_{mi}$. Auf Grundlage dieser Erkenntnisse kann bezüglich der Normierungsfaktoren von einem robusten Verhalten des Zyklenschwankungsmodells ausgegangen werden.

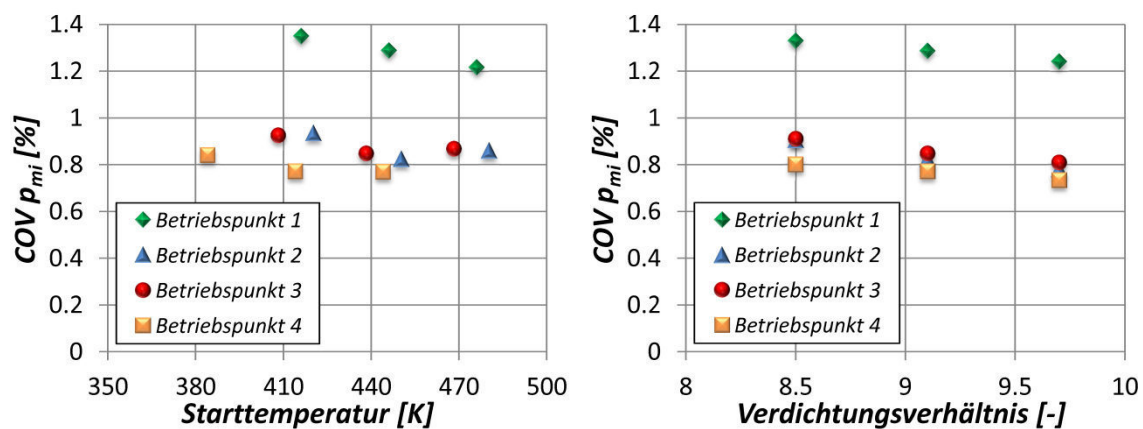


Abbildung 5.24: Sensitivitätsanalyse des Zyklenschwankungsmodells bezüglich Starttemperatur und Verdichtungsverhältnis, Mahle Downsizingmotor (2000 U/min, 5-8 bar)

Probleme und Grenzen der SF-Schwankung

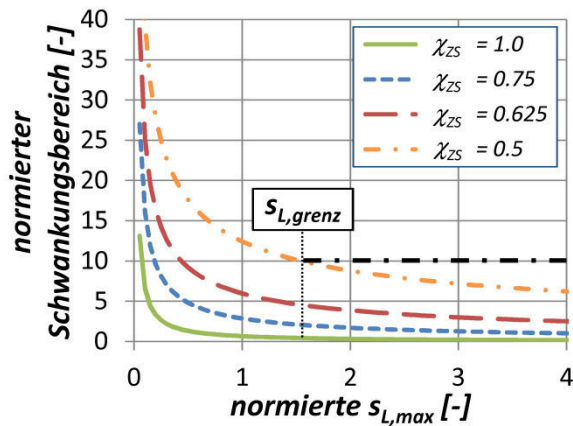


Abbildung 5.25: Verhalten der Näherungsfunktion in Abhängigkeit vom Abstimmparameter χ_{ZS}

Hilfe eines zweiten, vollwertigen Abstimmparameters nicht jeder Kurvenverlauf approximiert werden könnte, die Komplexität der Modellabstimmung aber ungleich stärker zunehmen würde, schien diese Art der Implementierung den besten Kompromiss aus Handhabung und Flexibilität zu bieten. Um diese Thematik weiter zu entschärfen, kann zusätzlich über die Vorgabe der Grenzgeschwindigkeit $s_{L,grenz}$ das minimale Niveau der SF-Schwankung eingestellt werden. Die Notwendigkeit dieses Hilfsparameters ist der, mathematisch gesehen, einfachen Darstellung des SF-Näherungspotenzfunktion geschuldet (siehe **Abbildung 5.22**). Diese führt bei steigenden maximalen laminaren Flammengeschwindigkeiten zu einer unrealistisch stark abfallenden bzw. gegen Null tendierenden Bereichsbreite der SF-Schwankung. Eine Deckelung des Schwankungsbereichs nach unten scheint – vom physikalischen Standpunkt aus²⁹ – durchaus sinnvoll. Da die Grenzgeschwindigkeit $s_{L,grenz}$ über alle untersuchten Versuchsträger hinweg nur unwesentlich verändert werden musste (siehe hierzu Kap.5.5), spielt diese weniger eine abstimmende als vielmehr eine unterstützende Rolle im Hinblick auf die anwendungsorientierte Modellparametrierung.

²⁹ Vor dem Hintergrund einer stochastischen Schwankung der Zylinderinnenströmung scheint eine hundertprozentig reproduzierbare laminare Flammenausbreitung unrealistisch – unabhängig davon wie schnell diese auch abläuft.

5.4.3 Modellierung des Einflusses der Entflammungsphase

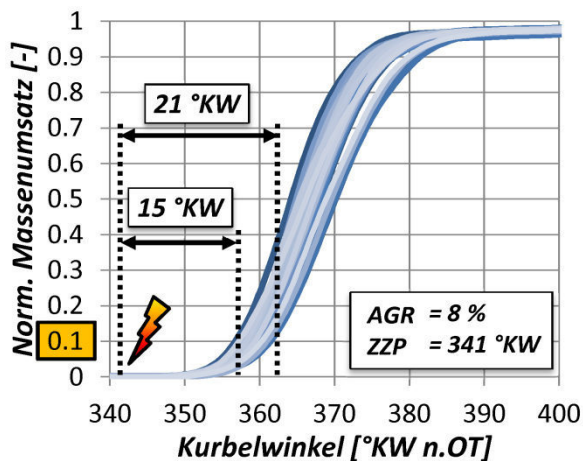


Abbildung 5.26: Normierter Massenumsatz über Kurbelwinkel, Mahle Downsizingmotor (8 bar, 2000 U/min, 30 Arbeitsspiele)

Neben den Effekten der Ladungsverdünnung (Kap.5.4.2) muss für eine vollständige Abbildung der Zyklenschwankungen ein weiterer Einflussfaktor berücksichtigt werden – dies wird in **Abbildung 5.26** verdeutlicht. Hierin ist am Beispiel des Mahle Downsizingmotors die Zyklenssteuerung eines Betriebspunkts bei 8 bar p_{mi} und 2000 U/min über 30 Einzelarbeitsspiele dargestellt. Trotz stöchiometrischen Betriebs und relativ geringem Restgasgehalt treten wahrnehmbare Zyklenschwankungen im Massenumsatz auf. Der im Steuergerät hinterlegte Zündzeitpunkt beträgt 341 °KW n.OT, so dass sich die Schwankung der initialen Entflammungsphase – hier wiedergegeben durch die 0-10% Brenndauer – über einen Bereich von 15 bis 21 °KW erstreckt. Physikalisch könnte sich das beobachtete Phänomen über die Schwankungen der Zünd- und Entflammungsphase erklären lassen. Diese werden im Allgemeinen hervorgerufen durch eine omnipräsente, stochastische Schwankung der Zylinderinnenströmung und deren Auswirkungen (z.B. auf die Turbulenz). Infolge dessen ergeben sich unterschiedliche Zünd- bzw. Entflammungsverläufe, was aus indiziertechnischer Sicht frühestens in den Schwankungen des scheinbaren Brennverzugs wahrnehmbar ist.

Implementierung der EP-Variation

Da sich die Zyklenschwankungen der Verbrennung ausgehend von den Schwankungen der initialen Entflammungsphase bzw. der Flammenkernbildung ergeben /AYAL1/, scheint es unter der Voraussetzung eines phänomenologischen Verbrennungsmodells sinnvoll eben diese Schwankungen so früh wie möglich wiederzugeben. Hierfür eignet sich insbesondere der bereits erwähnte Brennverzug. Der physikalische Brennverzug kann im Rahmen der Arbeitsprozessrechnung über den im Verbrennungsmodell parametrisierten „Zündzeitpunkt“ berücksichtigt werden. In diesem Zusammenhang ist es wichtig festzuhalten, dass es sich hierbei nicht um den im Motorsteuergerät applizierten Zündzeitpunkt handelt, sondern um den Beginn des simulierten Brennverlaufs. Eine Variation dieses simulierten Brennbeginns entspricht daher in hohem Maße der physikalischen Schwankung der Entflammungsphase und somit dem Sinne einer phänomenologischen Modellierung. Im Folgenden wird deshalb auch die Variation des Brennbeginns als Entflammungsphasen-Schwankung (kurz EP-Schwankung) bezeichnet.

Es stellt sich nun die Frage nach dem Zusammenhang zwischen EP-Schwankung und dem abzubildenden Einfluss der Verbrennungslage. Zu diesem Zweck werden in **Abbildung 5.27** exemplarisch je 30 Durchbrennfunktionen zweier Betriebspunkte unterschiedlicher Motorlast verglichen. Gut zu erkennen ist, dass die Schwankung des Verbrennungsverlaufs – hier anhand der Schwankungsbreite des 10% bzw. 50% Massenumsatzpunktes wiedergegeben – kei-

ne Abhängigkeit von der Motorlast aufzeigt. Da in erster Näherung davon ausgegangen werden kann, dass somit die Schwankungen des Brennverzugs respektive der Entflammungsphase ebenfalls konstant sind, ist im Zyklenschwankungsmodell beispielsweise auch keine last-spezifische Anpassung des EP-Schwankungsbereichs implementiert. Der augenscheinlich vorhandene Anstieg der Zyklenschwankungen von 0.82 auf 2.04% $\text{COV } p_{mi}$ ist folglich vor allem auf die Lage der Verbrennung zurückzuführen, welche sich implizit aus der Parametrierung des Verbrennungsmodells – entweder über die Vorgabe des Zündzeitpunkts oder der Schwerpunktlage – ergibt. Die Hintergründe bezüglich der Abhängigkeit der Zyklenschwankungen von der Lage der Verbrennung wurden bereits in Kap.4.4.5 ausführlich behandelt.

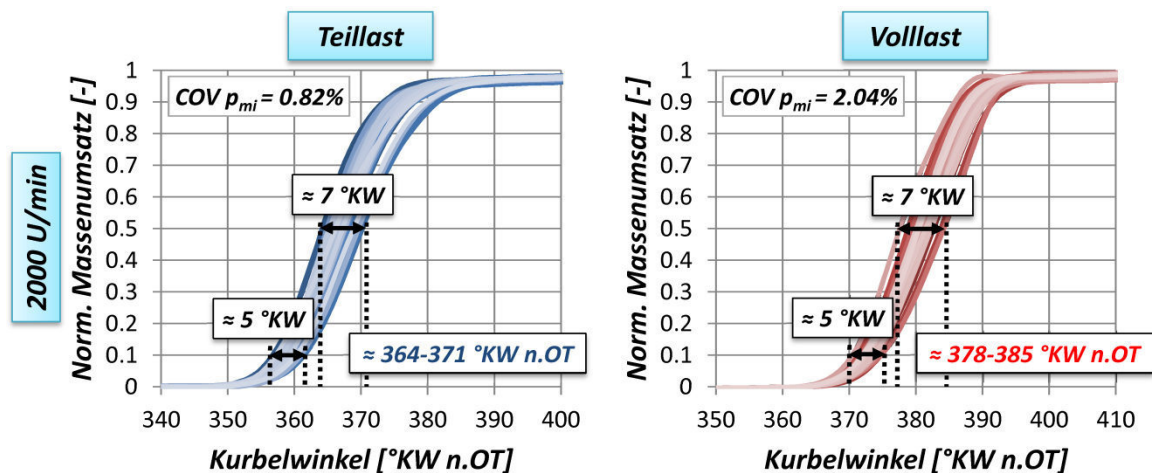


Abbildung 5.27: Normierter Massenumsatz über Kurbelwinkel, Mahle Downsizingmotor (8/25 bar, 2000 U/min, 30 Arbeitsspiele)

Zur Abbildung des Einflusses der Verbrennungslage auf die zyklischen Verbrennungsschwankungen (insbesondere auf den $\text{COV } p_{mi}$) ist im Rahmen der Modellierung somit lediglich die Implementierung einer EP-Schwankung konstanter Variationsbreite, über die letztendlich auch die motorspezifische Modellabstimmung erfolgt, notwendig. Der Variationsbereich der EP-Schwankung wird in Grad Kurbelwinkel angegeben, wobei dieser zunächst gemäß **Gleichung 5.10** dem Modellabstimmungsparameter φ_{ZS} entspricht. Da die EP-Variation symmetrisch um den im Verbrennungsmodell parametrierten Brennbeginn erfolgt, ist an dieser Stelle nochmals zu betonen, dass diese aus physikalischer Sicht keinesfalls eine Zündwinkelschwankung, sondern in erster Linie eine Schwankung der Entflammungsphasendauer darstellen soll.

$$EP\text{Var.bereich}[\text{°KW}] = \varphi_{ZS} \quad (5.10)$$

Grundsätzlich wäre eine Darstellung der Schwankungen der Entflammungsphase auch über die SF-Variation denkbar. Da sich eine Variation der laminaren Flammengeschwindigkeit allerdings über die gesamte Verbrennung auswirken würde, ergäbe sich ein von der Realität deutlich abweichendes Schwankungsverhalten. In **Abbildung 5.28** werden hierzu die normierten Massenumsätze der SF- und EP-Variation miteinander verglichen. Es ist offensichtlich, dass das Schwankungsverhalten der SF-Variation bei geringen Verdünnungsgraden deutlich vom realen Verhalten (siehe **Abbildung 5.26** oder **Abbildung 5.27**) abweicht. Die Unterschiede zeigen sich vor allem in der frühen Entflammungsphase (rote Pfeile). Gerade hier ist je-

doch über die EP-Variation eine sehr viel realistischere Wiedergabe der Zyklenschwankung möglich, was letztendlich auch deren Notwendigkeit begründet.

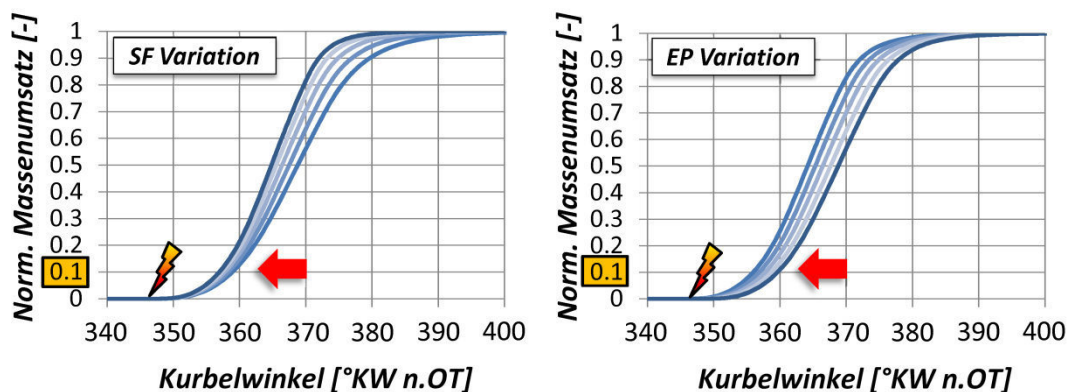


Abbildung 5.28: Vergleich der normierten Massenumsätze von SF- und EP-Variation, Mahle Downsizingmotor

5.4.4 Drehzahlabhängigkeit der Zyklenschwankungen

Den Ausführungen aus Kap.5.4.2 und 5.4.3 zur SF- bzw. EP-Variation lag bisher nur ein sehr schmales Drehzahlband zugrunde. Aufgrund der gasdynamischen Zusammenhänge zwischen Drehzahl und Zylinderinnenströmung bzw. Turbulenzverhalten ist es leicht nachvollziehbar, dass für eine korrekte Wiedergabe der Zyklenschwankungen die Berücksichtigung des Drehzahleinflusses erforderlich sein kann. Beispielsweise konnte anhand des Mahle Downsizingmotors und des Opel Z22YH (Kap.4.4.5) beobachtet werden, dass für sämtliche Vollastbetriebspunkte eine deutliche Abnahme der Zyklenschwankungen hin zu *niedrigen* Drehzahlen erfolgt. Dies spielt gerade im Hinblick auf die Implementierung der EP-Schwankung eine große Rolle. Zur Untersuchung der Drehzahlabhängigkeit der SF-Variation hingegen standen lediglich ausgewählte Betriebspunkte im Niedriglastbereich des Mahle Downsizingmotors zur Verfügung, wobei sich für diese außerdem der Grad der Ladungsverdünnung in vergleichsweise engen Grenzen (<20%) hielt. Mit steigender Drehzahl zeigte der Mahle Motor im unteren Teillastbereich sinkende COV p_{mi} , wofür allerdings auch der gleichzeitige Rückgang der Restgasgehalte verantwortlich sein könnte. Inwiefern dies im Rahmen der Implementierung der SF-Variation berücksichtigt werden muss, soll im Laufe dieses Kapitels erläutert werden.

Modellierung der Drehzahlabhängigkeit der SF-Variation

Speziell im Hinblick auf eine Drehzahlerhöhung bei höheren Verdünnungsgraden könnte sich diese positiv auf die Gemischhomogenisierung und somit auf die Verbrennungsstabilität auswirken. Unter der Annahme, dass dieser Effekt dominierend ist, müsste mit ansteigender Drehzahl die Schwankungsbreite der SF-Variation geringer werden, um die gleichmäßigere Flammenausbreitung korrekt wiederzugeben. Folglich wäre die Bestimmung des SF-Variationsbereichs gemäß **Gleichung 5.9** um einen drehzahlabhängigen Term zu erweitern.

Die mit der Drehzahl ansteigende Turbulenz wird im Rahmen des verwendeten Entrainmentmodells prinzipiell über den Turbulenzstartwert k_{Start} berücksichtigt. Hierüber stellt sich ein proportionaler Zusammenhang zwischen Drehzahl und turbulenter Schwankungsgeschwindigkeit u_{turb} heraus – eine direkte drehzahlabhängige Beeinflussung der laminaren Flammenausbreitung, welche im Zyklenschwankungsmodell unter anderem den Variationsbereich der SF-Schwankung bestimmt, existiert per Definition nicht. Allerdings setzt sich die Eindringgeschwindigkeit u_E aus der Summe von turbulenter Schwankungsgeschwindigkeit u_{turb} und laminarer Flammengeschwindigkeit s_L (siehe **Gleichung 3.10**) zusammen. Der Einfluss einer s_L -Schwankung auf die Eindringgeschwindigkeit nimmt daher zwar mit ansteigender turbulenter Schwankungsgeschwindigkeit respektive höherer Drehzahl ab und auch die charakteristische Brennzeit τ erfährt über die Taylorlänge l_T einen gewissen Turbulenz- bzw. Drehzahl-einfluss (siehe **Gleichung 3.5** bzw. **3.6**), jedoch zeigten die Untersuchungen, dass trotz alledem zur Wiedergabe des Drehzahleinflusses im Rahmen des Zyklenschwankungsmodells ein zusätzlicher drehzahlabhängiger Korrekturterm vorzusehen ist. Hierzu sind in **Abbildung 5.29** anhand des Mahle Downsizingmotors für jede Drehzahl die χ_{ZS} -Werte aufgetragen, durch die die gemessenen Zyklenschwankungen aufgrund des Ladungsverdünnungseffekts am besten approximiert werden konnten. Gut zu erkennen ist der über der Drehzahl überproportional starke Anstieg der χ_{ZS} . Eine Erhöhung führt gemäß **Gleichung 5.9** zu einer Verringerung der Variationsbereichsbreite. Explizit wird diese Form der Drehzahlabhängigkeit über einen

quadratischen Korrekturterm (vgl. **Gleichung 5.11**) abgebildet. Vor diesem Hintergrund erfolgt die motorindividuelle Anpassung über den Abstimmparameter $\chi_{ZS,mod}$, welcher additiv in die Drehzahlkorrektur eingeht und somit keinen Einfluss auf die Form der Korrekturfunktion hat. Da zur Untersuchung der Drehzahlabhängigkeit über einen repräsentativen Bereich lediglich der Mahle Downsizingmotor in Frage kam, fehlt es hier zunächst an Validierungsmöglichkeiten. Dieser Umstand wird durch den Zusatzparameter χ_n berücksichtigt, der eine Anpassung der Drehzahlabhängigkeit ermöglichen soll. Im Zuge der gesamten Untersuchungen – d.h. auch für die Zyklenschwankungssimulationen des Daimler M271 und die Validierungsrechnungen an drei weiteren Motoren – konnte dieser Faktor allerdings konstant auf 1 gehalten werden. Es wird daher im Hinblick auf die spätere Modellabstimmung empfohlen diesen Parameter im Allgemeinen zunächst auf 1 zu belassen.

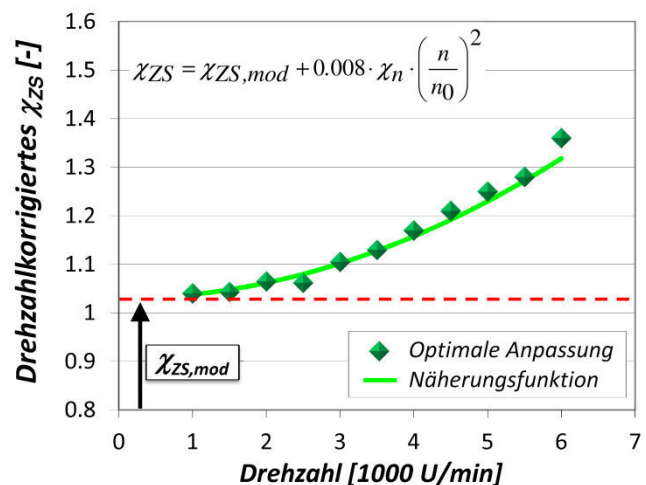


Abbildung 5.29: Drehzahlabhängige Korrektur des Abstimmparameters χ_{ZS} , Mahle Downsizingmotor

$$\chi_{ZS} = \chi_{ZS,mod} + 0.008 \cdot \chi_n \cdot \left(\frac{n}{n_0}\right)^2 \tag{5.11}$$

mit $n_0 = 1000 \text{ U/min}$

Modellierung der Drehzahlabhängigkeit der EP-Variation

In **Abbildung 5.30** sind anhand des Mahle Downsizingmotors für unterschiedliche Drehzahlen (1500, 2000 und 4500 U/min) und Lasten (ca. 8 bzw. 27 bar) die normierten Summenbrennverläufe von jeweils 30 Einzelarbeitsspielen dargestellt.

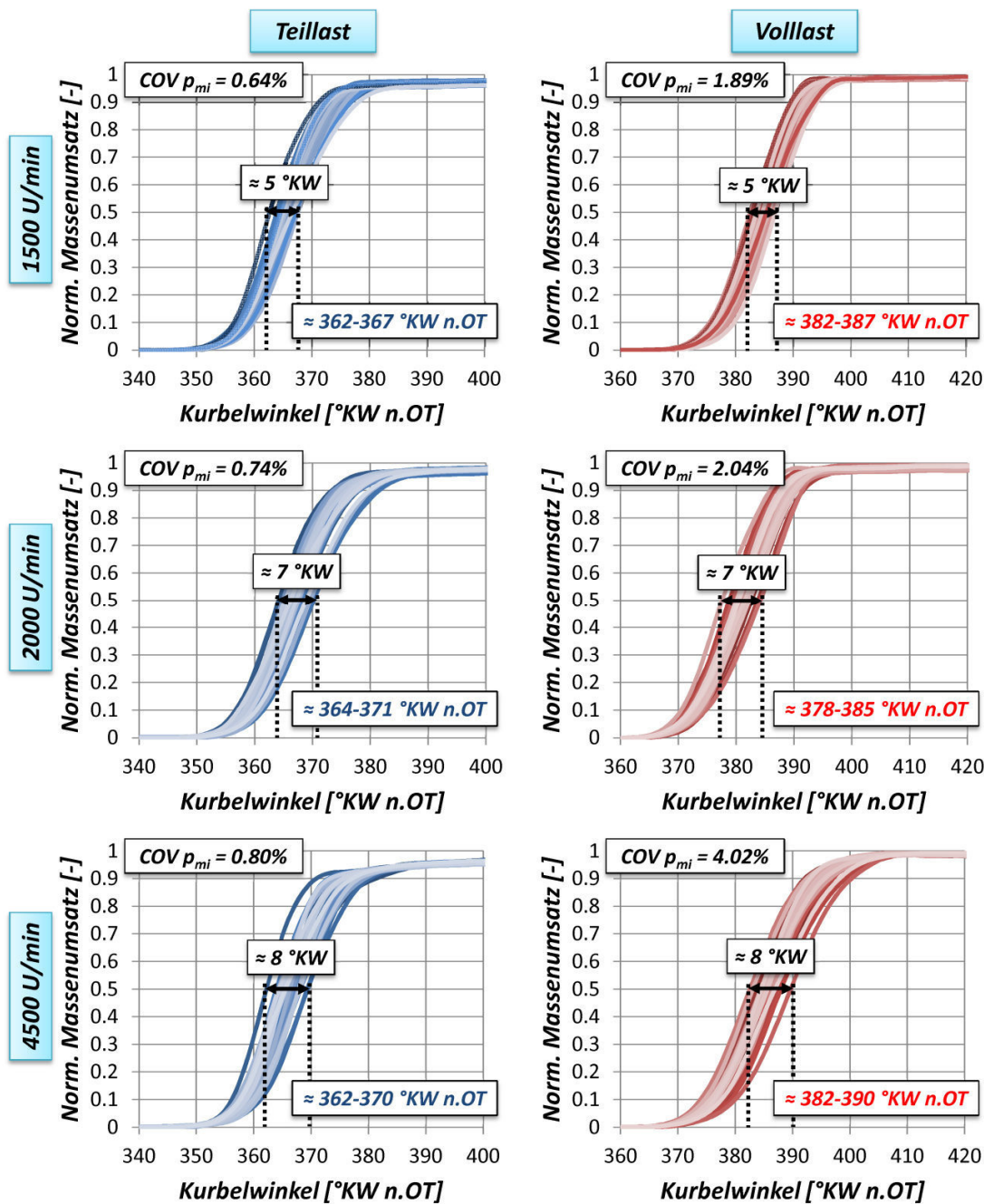


Abbildung 5.30: Zusammenhang von Schwankungsbreite und Verbrennungslage, Mahle Downsizingmotor (1500-4500 U/min, 8-27bar, 30 Arbeitsspiele)

Während über der Last die Schwankungsbreite der Verbrennungslage konstant bleibt und somit lediglich die Schwerpunktlage für die Höhe der Zyklenschwankungen ausschlaggebend ist, zeigt sich mit höherer Drehzahl eine Verbreiterung des Schwankungsbereichs der Schwerpunktlage von 5 °KW auf etwa 8 °KW . Damit verbunden ist ein Anstieg der Zyklenschwankungen von 0.64% auf 0.80% im Teillastbereich bzw. von 1.89% auf 4.02% im Volllastbereich, was bei konstanter Schwerpunktlage einem prozentualen Anstieg von 25% (Teillast) bzw. 113% (Volllast) entspricht. Mit späterer Verbrennungslage spielt der Drehzahleinfluss folglich eine zunehmend wichtigere Rolle. Auffällig ist außerdem, dass in niedrigen Drehzahlbereichen beispielsweise von 1500 auf 2000 U/min die Schwankungen des Verbrennungsschwerpunkts sehr viel stärker zunehmen ($\sim 2\text{ °KW}$) als es in höheren Drehzahlbereichen der Fall ist ($\sim 1\text{ °KW}$ bei einem Drehzahlanstieg von 2000 auf 4500 U/min). Eine Zusammenfassung dieses Verhaltens über den kompletten Drehzahlbereich von Mahle und Opel Motor kann **Abbildung 5.31** entnommen werden. Hierin sind im linken Diagramm die Schwankungsbereiche der EP-Variation über der Drehzahl für Mahle und Opel Motor dargestellt – diese ergaben sich aus einer drehzahlspezifischen manuellen Anpassung der EP-Variation mit Hinblick auf eine optimale Approximation der $\text{COV } p_{\text{mi}}$ im Volllastbereich. In diesen EP-Variationsbereichen wird somit – in Anlehnung an die Ergebnisse aus Kap.4.4.5 – das Zusammenspiel der Drehzahleinflüsse auf Entflammungsphase, Verbrennungsturbulenz und Kurbelwinkel-Zeitskala-Verhältnis wiedergegeben. Im rechten Diagramm dieser Abbildung ist nach /HERD1/ die Magerlaufgrenze – welche in erster Näherung auch als Maß für die Verbrennungsstabilität herangezogen werden kann – qualitativ über der Strömungsgeschwindigkeit quer zur Zündkerzenachse aufgetragen. Gut zu erkennen ist, dass bei 5 m/s das Maximum der Verbrennungsstabilität erreicht ist und anschließend mit zunehmender Strömungsgeschwindigkeit die Magergrenze relativ stark abnimmt, um dann ab etwa 10 m/s in einen deutlich flacheren Abfall überzugehen. Dieser Verlauf lässt sich über die Betrachtung des Zündvorgangs bzw. über die Auslenkung des Funkenplasmas erklären, welche bei erhöhten Strömungsgeschwindigkeiten zum Funkenabriss bzw. zu entsprechenden Wiederzündungen führen kann (genauer nachzuvollziehen in Kap.4.4.5 bzw. anhand von **Abbildung 4.47**).

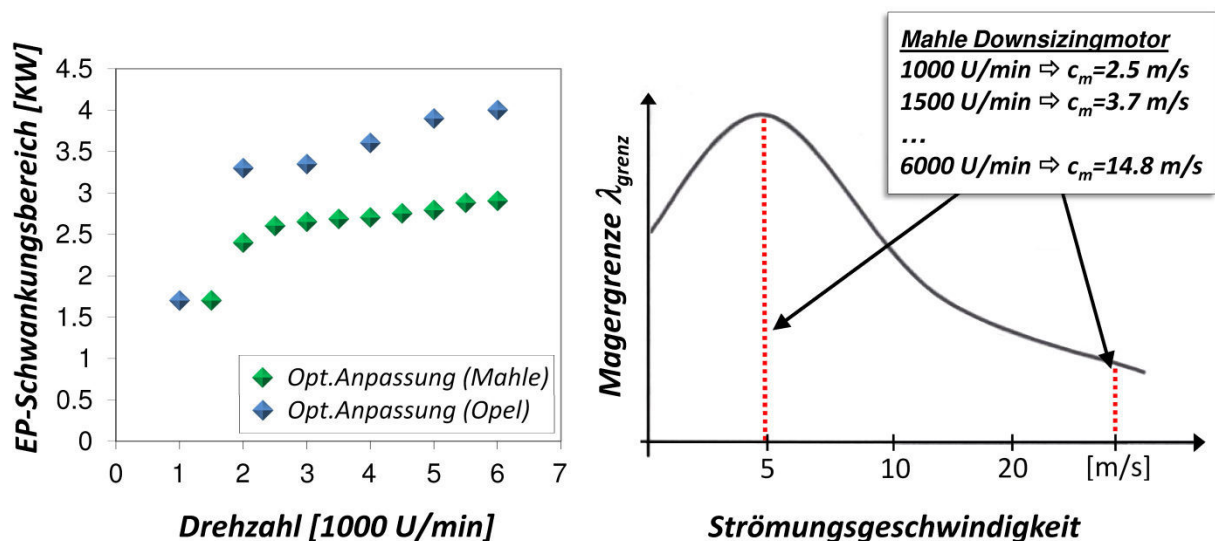


Abbildung 5.31: Physikalische Hintergründe der Drehzahlabhängigkeit der EP-Schwankung, in Anlehnung an /HERD1/

Unter der Annahme, dass bei 1000 U/min und einer mittleren Kolbengeschwindigkeit von 2.5 m/s eine Strömungsgeschwindigkeit von 5 m/s und bei 6000 U/min bzw. 14.8 m/s eine Strömungsgeschwindigkeit von etwa 30 m/s an der Zündkerze realistisch ist, ergibt sich für das Drehzahlband des Mahle Motors der im Diagramm eingezeichnete Geschwindigkeitsbereich. Innerhalb dieses Bereichs zeigt der Verlauf der Magerlaufgrenze eine qualitativ vergleichbare Ausprägung wie die der drehzahlspezifischen Anpassung der EP-Schwankung (linkes Diagramm). Bei geringer Drehzahl (1000-1500 U/min) bzw. einer Strömungsgeschwindigkeit von ungefähr 5 m/s liegt das Stabilitätsmaximum vor – dementsprechend muss der EP-Schwankungsbereich hier auch minimal werden. Der anschließende starke Anstieg des Schwankungsbereichs bis 2000 U/min korreliert zudem mit dem ebenfalls starken Abfall der Magergrenze bis 10 m/s. Daraufhin steigt der EP-Schwankungsbereich nur noch sehr leicht über der Drehzahl an. Analog dazu verläuft der Abfall der Magergrenze ab 10 m/s deutlich flacher als zuvor. Auf diese Weise kann die Drehzahlabhängigkeit der EP-Variation anhand des Verlaufs der Magergrenze über der Strömungsgeschwindigkeit sehr gut nachvollzogen werden. Wie diese Zusammenhänge im Rahmen des Zyklenschwankungsmodells implementiert wurden, soll im folgenden Abschnitt erläutert werden.

Im Rahmen des FVV Zylindermoduls /GRIL4/ besteht aktuell weder die Möglichkeit einer direkten Abbildung des Strömungseinflusses auf den Zündvorgang noch existiert ein phänomenologisches Modell, welches diesen Einfluss darstellen würde. Grundsätzlich wäre die Erstellung eines solchen Modells zwar denkbar, nicht aber Ziel dieser Arbeit. Aus diesem Grund erfolgt die Berücksichtigung der Drehzahlabhängigkeit über einen empirischen Ansatz aufbauend auf den Daten der Mahle und Opel Motoren. In **Abbildung 5.32** sind für die erwähnten Versuchsträger die drehzahlspezifisch optimal angepassten Schwankungsbereiche der EP-Variation mitsamt zugehöriger Näherungsfunktion dargestellt. Die Näherungsfunktionen ergeben sich gemäß **Gleichung 5.12** aus einem Grundschwankungsniveau, das über den künftigen Modellabstimmparameter φ_{ZS} abgebildet wird, und einem quadratischen, drehzahlabhängigen Korrekturterm. Aufgrund des empirischen Ursprungs enthält die Gleichung weiterhin noch einen Parameter φ_n zur Anpassung der Drehzahlabhängigkeit. Dieser konnte allerdings – wie auch χ_n in **Gleichung 5.11** – für alle in dieser Arbeit untersuchten Motoren konstant auf 1 belassen werden, so dass der Fokus einer motorspezifischen Anpassung der EP-Variation in erster Linie auf der Abstimmung des Parameters φ_{ZS} liegen kann.

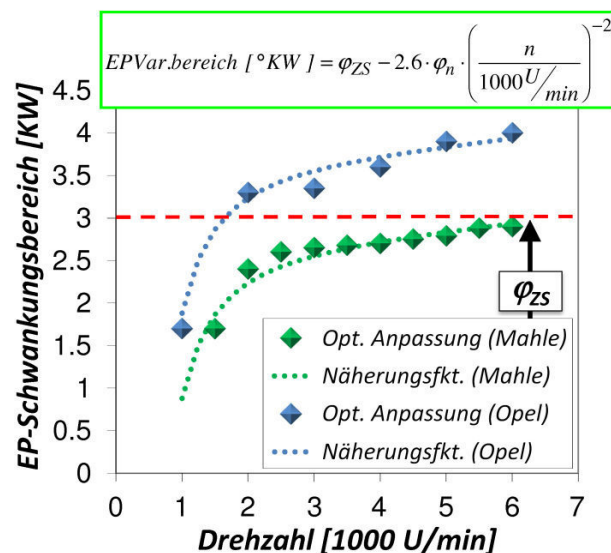


Abbildung 5.32: Drehzahlabhängigkeit des Abstimmparameters φ_{ZS} , Mahle Downsizingmotor / Opel Z22YH

$$EPVar.bereich [^{\circ}KW] = \varphi_{ZS} - 2.6 \cdot \varphi_n \cdot \left(\frac{n}{n_0}\right)^{-2} \quad (5.12)$$

mit $n_0 = 1000 \text{ U/min}$

5.4.5 Modellübersicht

Abbildung 5.33 zeigt eine Gesamtübersicht der Wirkungsweise des Zyklenschwankungsmodells. Insbesondere soll hierdurch der Zusammenhang von Modellparametrierung, Simulation des mittleren Arbeitsspiels und den beiden Parametervariationen näher erläutert werden.

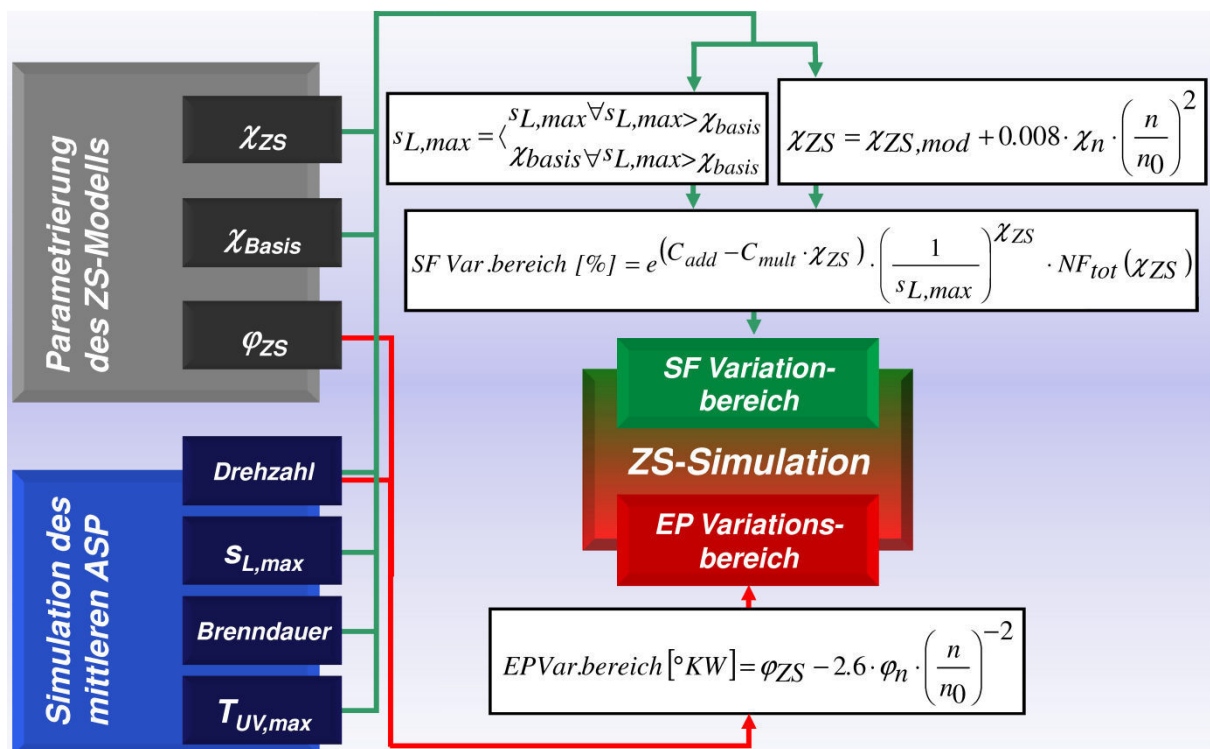


Abbildung 5.33: Ermittlung der SF- und EP-Variationsbereiche

Wie der Darstellung zu entnehmen ist, sind lediglich zwei Hauptabstimmparameter ($\chi_{ZS}/\chi_{ZS,mod}$, φ_{ZS}) und ein Zusatzparameter (χ_{Basis}) für eine motorspezifische Anpassung des Zyklenschwankungsmodells notwendig – $\chi_{ZS}/\chi_{ZS,mod}$ und χ_{Basis} zur Anpassung der SF-Variation und φ_{ZS} zur Anpassung der EP-Variation. Die Modellparameter können aufgrund ihrer unterschiedlichen Wirkungsbereiche (Teillast/Volllast) getrennt voneinander abgestimmt werden, was die Handhabung des Modells sehr erleichtert. Diese Form der separaten Abstimmung hat zudem den Vorteil einer individuellen Anwendbarkeit des Modells. Soll beispielsweise nur die Volllastlinie untersucht werden, so ist auch nur ein Modellparameter (in diesem Fall φ_{ZS}) abzustimmen (siehe hierzu auch Kap.6.1). Neben der Parametrierung des Zyklenschwankungsmodells werden explizit zur Bestimmung des SF-Variationsbereichs weitere Kenngrößen der Verbrennung benötigt. Aus diesem Grund muss vor der Simulation der Zyklenschwankungen die Berechnung des mittleren Arbeitsspiels erfolgen. Daraus lassen sich anschließend die maximale laminare Flammgeschwindigkeit $s_{L,max}$, die 0-10% bzw. 10-90% Brenndauern und die maximale Temperatur in der unverbrannten Zone $T_{UV,max}$ ermitteln. Zu-

dem ist zur Simulation der Zyklenschwankungen die Kenntnis der Motodrehzahl notwendig. Beide Variationsbereiche (EP- und SF-Variation) werden äquidistant diskretisiert – der SF-Variationsbereich in fünf und der EP-Variationsbereich in drei Unterteilungen. Auf diese Weise ergeben sich insgesamt 15 Parameterkombinationen, die jeweils repräsentativ für ein Zyklenschwankungsarbeitsspiel stehen. Für jedes dieser Arbeitsspiele wird eine Simulationsrechnung durchlaufen. Im Anschluss daran werden die Ergebniswerte – insbesondere der indizierte Mitteldruck – über die in **Abbildung 5.34** dargestellte Verteilungsfunktion gewichtet. Aus den gewichteten Mitteldrücken wird abschließend die Standardabweichung des p_{mi} bzw. der COV p_{mi} zur Quantifizierung der Zyklenschwankungen ermittelt (vgl. Kap.5.2).

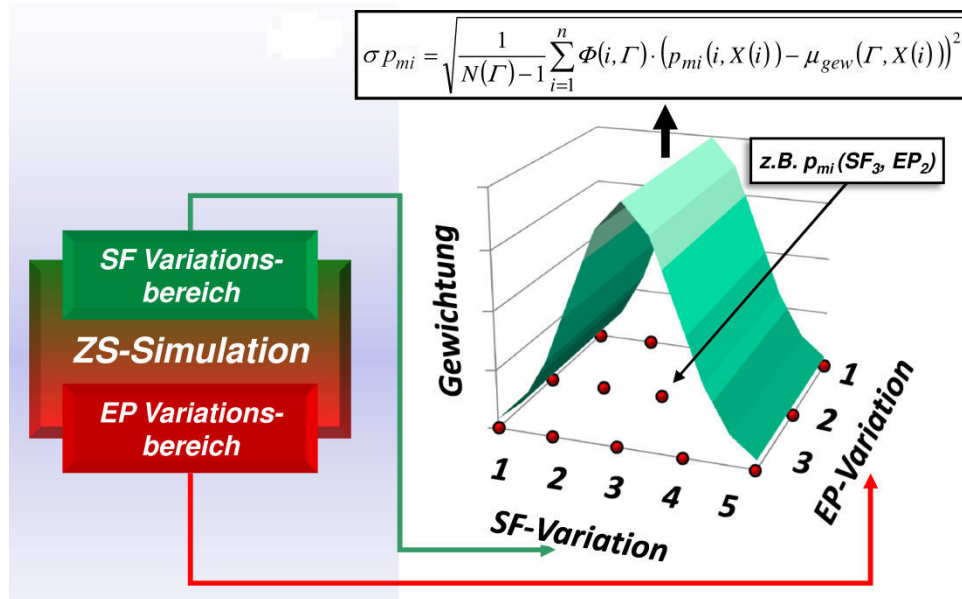


Abbildung 5.34: Ermittlung der STABW p_{mi} aus den SF- und EP-Variationsbereichen

5.5 Ergebnisse des Zyklenschwankungsmodells

5.5.1 Ergebnisse Daimler M271

Da die Darstellung der Simulationsergebnisse von über 1000 untersuchten Betriebspunkten ein sinnvolles Maß übersteigen würde, soll im Folgenden nur ein Auszug der Ergebnisse des Daimler M271 vorgestellt werden. Dieser gibt allerdings einen repräsentativen Überblick über die komplette Messdatenbasis, so dass die Simulationsgüte des Modells hinreichend bewertet werden kann. Die Betriebspunkte sind in Messreihen konstanter Drehzahl, Last und Nockenwellengeometrie zusammengefasst. Innerhalb dieser Messreihen werden sowohl Einlass- als auch Auslass-Steuerzeiten in der Form variiert, dass bei jeweils konstanter Einlass-Steuerzeit das Auslassventil sukzessive in Richtung größerer Ventilüberschneidung verstellt wird. Als Folge dessen steigt der Grad der internen Abgasrückführung bzw. der Ladungsverdünnung kontinuierlich an und ermöglicht auf diese Weise die Untersuchung von Steuerzeiten- und Restgaseinfluss auf die Zyklenschwankungen.

Vergleich der STABW p_{mi}

In **Abbildung 5.35** werden für sämtliche, applizierte Einlassnockenwellen (80° , 100° , 180° , 210° und 230°) bei konstanter Drehzahl und Last (1600 U/min, 3 bar p_{mi}) die Zyklenschwan-

kungen der Messung mit denen der Simulation verglichen. Der charakteristische Sägezahnverlauf der STABW p_{mi} ergibt sich dabei infolge der oben bereits erwähnten kontinuierlich zunehmenden Verdünnungsgrade.

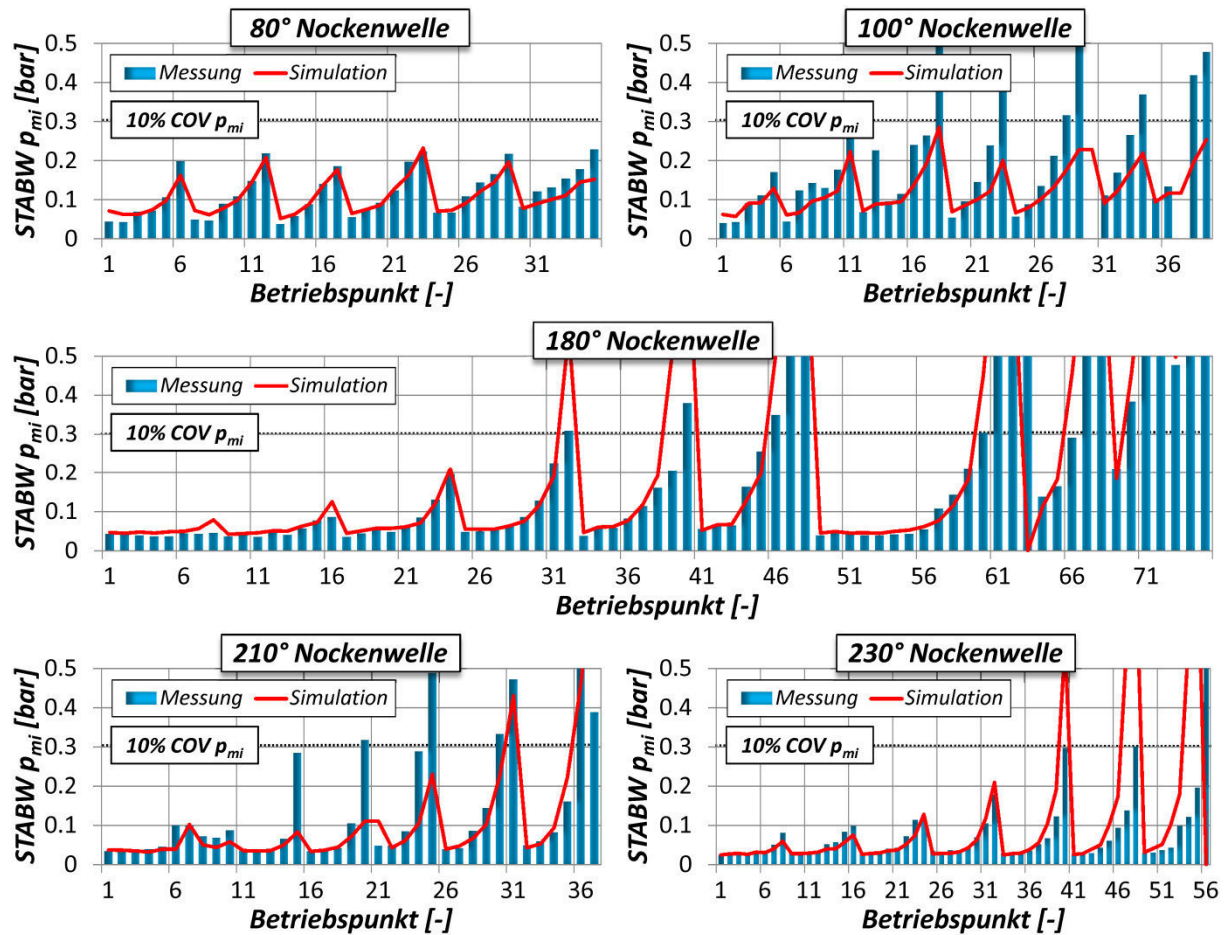


Abbildung 5.35: Vergleich Simulation und Messung für verschiedene Einlassnockenkonturen, Daimler M271 (1600 U/min, 3 bar)

Allgemein ist zu berücksichtigen, dass in Bereichen hoher Restgasverdünnung und dementsprechend starken Verbrennungsschwankungen – hier in etwa bei 10% COV p_{mi} – neben der Belastbarkeit des gemittelten Druckverlaufs auch die Bestimmung der Restgasgehalte über die Ladungswechselrechnung kritisch betrachtet werden müssen. Da jedoch für praxisnahe Anwendungen die Laufgrenze deutlich unterhalb von 10% COV p_{mi} liegen dürfte, ist daher vor allem in diesem Bereich auf eine hohe Approximationsgüte zu achten. In sämtlichen Diagrammen schön zu erkennen ist, dass einerseits die Tendenz der mit höheren Restgasgehalten ansteigenden Zyklenschwankungen gut abgebildet wird und andererseits auch die Absolutwerte der STABW p_{mi} größtenteils zufriedenstellend wiedergegeben werden. Zudem sind diese Ergebnisse vor dem Hintergrund deutlich variierender Strömungsrandbedingungen (infolge unterschiedlicher Nockenkonturen und Steuerzeitenvariationen) zu bewerten. Dass hierfür keine erneute Anpassung der Abstimmparameter des Zyklenschwankungsmodells notwendig war, ist essentiell im Hinblick auf eine vorhersagefähige Simulation.

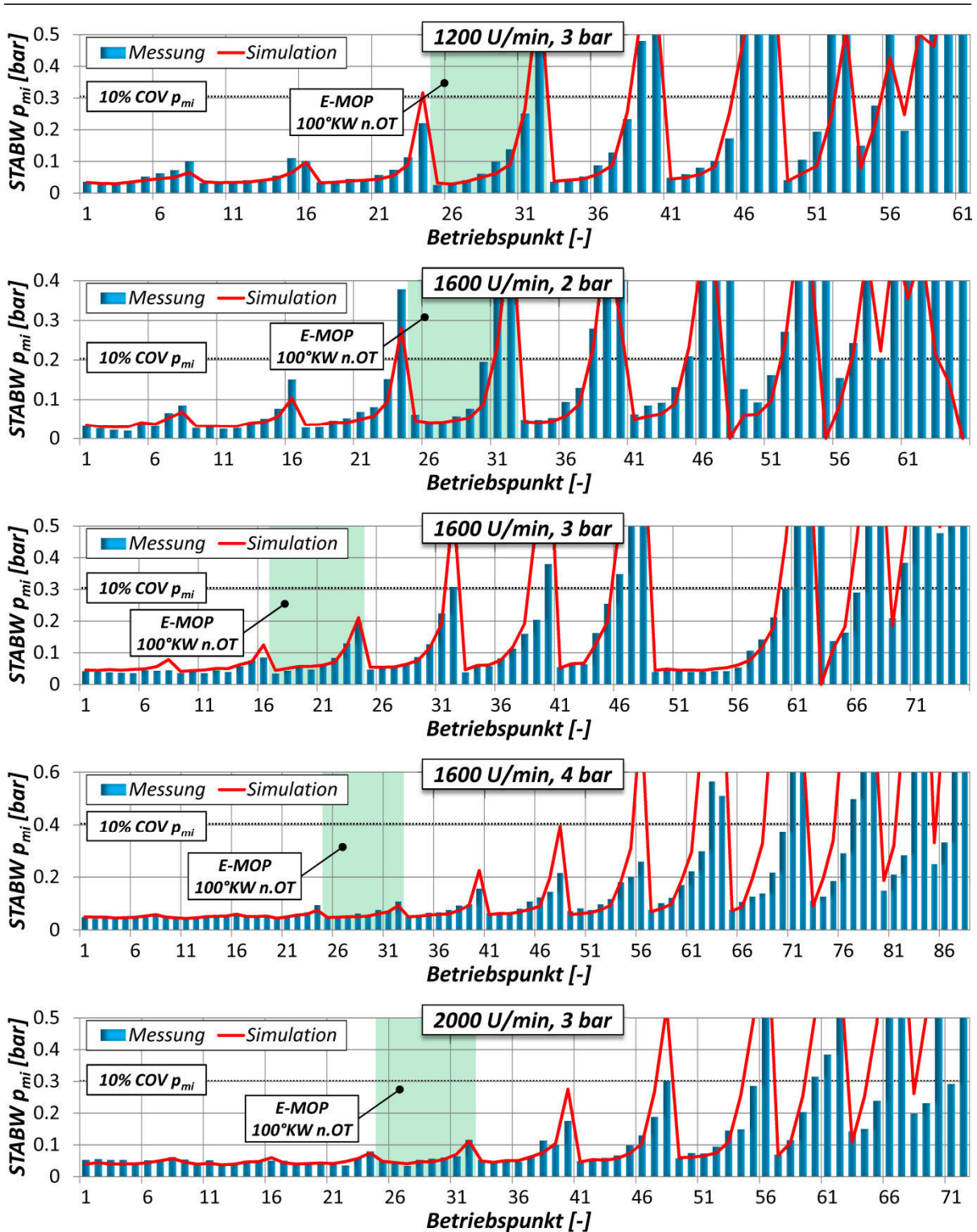


Abbildung 5.36: Vergleich Simulation und Messung für verschiedene Betriebspunkte, Daimler M271 (180° Nockenwelle)

In Ergänzung dazu zeigt **Abbildung 5.36** für die 180° Nockenwelle die Simulationsergebnisse von Messreihen unterschiedlicher Last und Drehzahl. Zwar sind sowohl Drehzahl- als auch Lastbereich mit 1200 bis 2000 U/min bzw. 2 bis 4 bar p_{mi} relativ klein und decken somit nur den unteren Teillastbereich ab. Jedoch bietet gerade dieser Bereich ein hohes Potential für Entdrosselungsstrategien wie die interne Abgasrückführung und ist zudem für aktuelle Fahr-

zyklen wie den NEFZ von großer Bedeutung. Wie auch in **Abbildung 5.35** können in **Abbildung 5.36** abhängig von den Einlasssteuerzeiten gewisse Unterschiede in der Simulationsgenauigkeit beobachtet werden. Exemplarisch ist hierzu über die Drehzahl- und Lastvarianten hinweg jeweils ein Bereich konstanter E-MOP Steuerzeit hervorgehoben (grün hinterlegt), um die Approximationsgüte unabhängig vom Steuerzeiteinfluss bewerten zu können. Es zeigt sich, dass für alle Lasten und Drehzahlen im Rahmen einer steuerzeitneutralen Betrachtung die Standardabweichungen des Mitteldrucks sowohl in der Tendenz als auch im Absolutwert sehr gut wiedergegeben werden.

Zusammenfassend lässt sich aus diesen Erkenntnissen zunächst ableiten, dass das Zyklenschwankungsmodell den Einfluss der Restgasverdünnung gut abbildet. Auf Änderungen der Ladungswechsels (Steuerzeiten, Nockenkonturen bzw. Ventilhubkurven) reagiert das Modell im Rahmen der Möglichkeiten einer nulldimensionalen Prozessrechnung robust und gibt die Absolutwerte der STABW p_{mi} in weiten Bereichen zufriedenstellend wieder. Bei konstanter Einlassnockenwellengeometrie und E-MOP Steuerzeit zeigt das Zyklenschwankungsmodell eine sehr hohe Approximationsgüte. Aus diesen Beobachtungen lassen sich zum einen die Grenzen des Zyklenschwankungsmodells (siehe auch Kap.5.6) und zum anderen aber auch die Vermutung ableiten, dass unter Berücksichtigung der Ladungsbewegung und des dementsprechend beeinflussten Turbulenzniveaus eine weitere Steigerung der Simulationsgenauigkeit erreicht werden könnte.

Vergleich der Häufigkeitsverteilungen

In Kap.4.4.1 wurden im Rahmen der Messdatenauswertung unter anderem die Zyklenschwankungen anhand der Häufigkeiten der 0-10% bzw.10-90% Brenndauer untersucht. Hierbei stellt sich die Frage, inwieweit das Zyklenschwankungsmodell in der Lage ist, diese Häufigkeitsverteilungen abzubilden. **Abbildung 5.37** zeigt anhand der 80° Nockenwelle jeweils für Betriebspunkte unterschiedlichen Restgasgehalts einen Vergleich von simulierten und gemessenen Häufigkeitsverteilungen von 0-10% und 10-90% Brenndauer. Das Zyklenschwankungsmodell wurde dabei betriebspunktindividuell im Hinblick auf eine optimale Approximation der STABW p_{mi} abgestimmt. Bezüglich der Häufigkeitsverteilungen der Brenndauern beträgt die Intervallbreite 0.5 Grad Kurbelwinkel. Die 0-10% Brenndauer von Messung und Simulation ist dabei jeweils auf den im Steuergerät applizierten Zündzeitpunkt bezogen. Für den Restgasgehalt von knapp 15% stimmen sowohl Lage als auch Form der Häufigkeitsverteilungen der 0-10% Brenndauer schön überein. Auch die Schwankungen der Hauptverbrennungsphase (10-90% Brenndauer) werden sehr gut wiedergegeben. Mit ansteigendem Restgasgehalt (27%) zeigt sich bis auf eine Ausnahme ein ähnliches Bild: Zwar wird die mittlere 0-10% Brenndauer der Messung immer noch gut approximiert, jedoch zeigt die Messung darüber hinaus eine ausgeprägte asymmetrische Verteilung, welche in der Form nicht über das Zyklenschwankungsmodell vorhergesagt wird. Die simulierte Verteilung der 10-90% Brenndauer zeigt allerdings wiederum eine sehr gute Übereinstimmung, wobei hier die Asymmetrie der Messdaten simulativ abgebildet werden konnte. Im Übrigen ergibt sich die charakteristische Aufteilung der Häufigkeitsbalken aus der Funktionsweise des Zyklenschwankungsmodells, da für jeden Betriebspunkt je fünf SF-Variationswerte und drei EP-Variationswerte berechnet werden (vergleiche auch Kap.5.4.5).

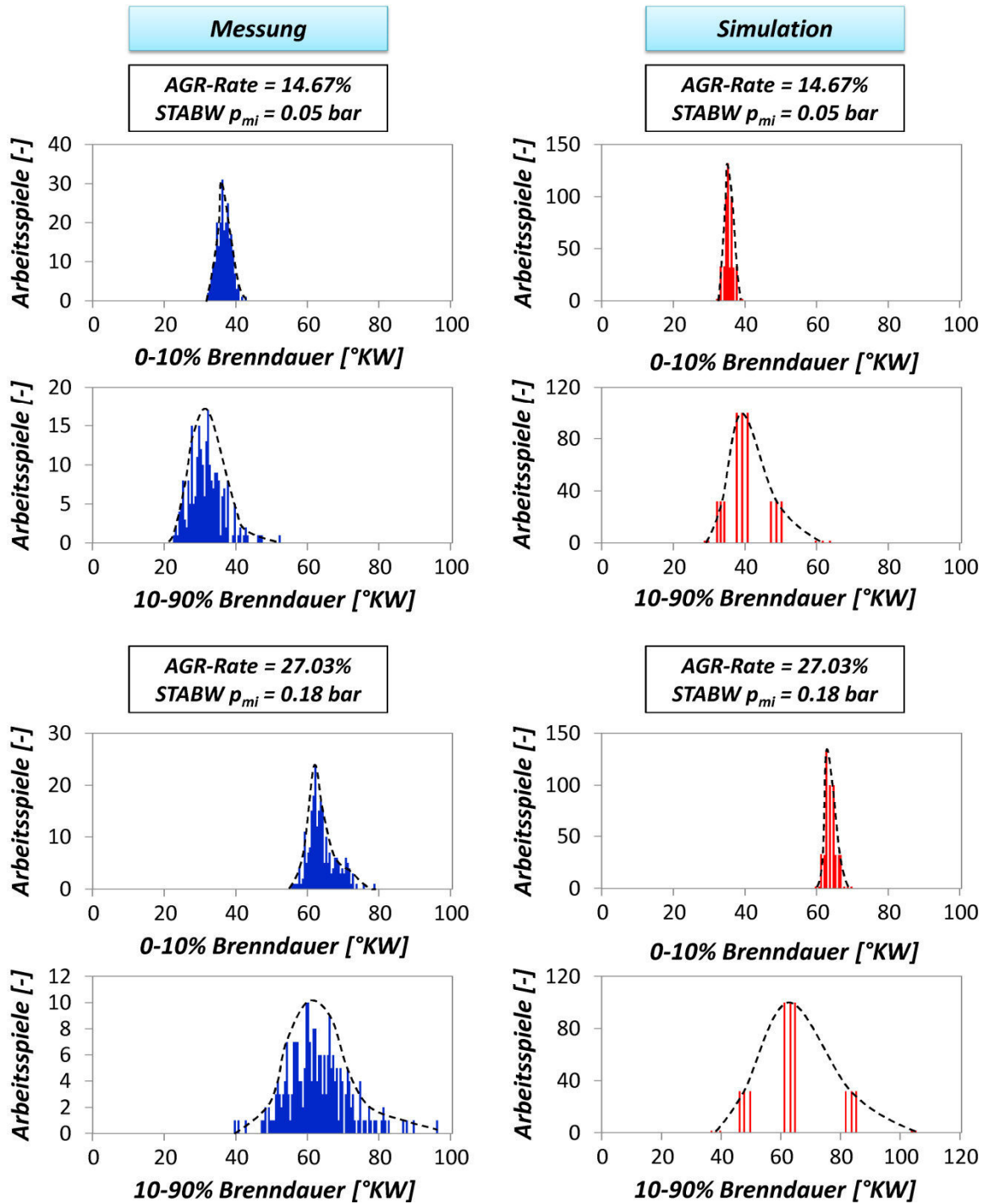


Abbildung 5.37: Vergleich der simulierten und indizierten Häufigkeitsverteilungen von 0-10% bzw. 10-90% Brenndauer, Daimler M271 (80° Nockenwelle, 1600 /min, 3 bar)

Vergleich der $COV \eta_{th,red}$ und $COV Q_{Bum}$

Eine weitere interessante Darstellungsmöglichkeit der Zyklenschwankungen ist gemäß Kap.4.4.3 die Betrachtung des $COV \eta_{th,red}$ über dem $COV p_{mi}$. In **Abbildung 5.38** werden für 80°, 180° und 230° Nockenwelle die entsprechenden Werte von Simulation und Messung miteinander verglichen. Diese ergeben sich jeweils aus Variationen der Einlass- und Auslasssteuerzeiten bei konstanter Drehzahl und Last – analog zu **Abbildung 5.35**. Die Diagramme zeigen, dass die Simulation das Abdriften von der Winkelhalbierenden in der Tendenz wie-

dergeben kann, die Stärke des Abdriftens jedoch unterschätzt. Hintergrund könnte einerseits die fehlende Berücksichtigung des Q_{Bum} Grundschwankungsniveaus im Zyklenschwankungsmodell und andererseits die Tatsache sein, dass die unvollkommene Verbrennung aufgrund von Flammenlöschung nicht im Verbrennungsmodell abgebildet werden kann. Lediglich eine Verbrennung, die derart langsam voranschreitet, dass sie zum Rechenende bzw. AÖ noch nicht abgeschlossen ist, würde im verwendeten Verbrennungsmodell die umgesetzte Brennstoffenergie beeinflussen.

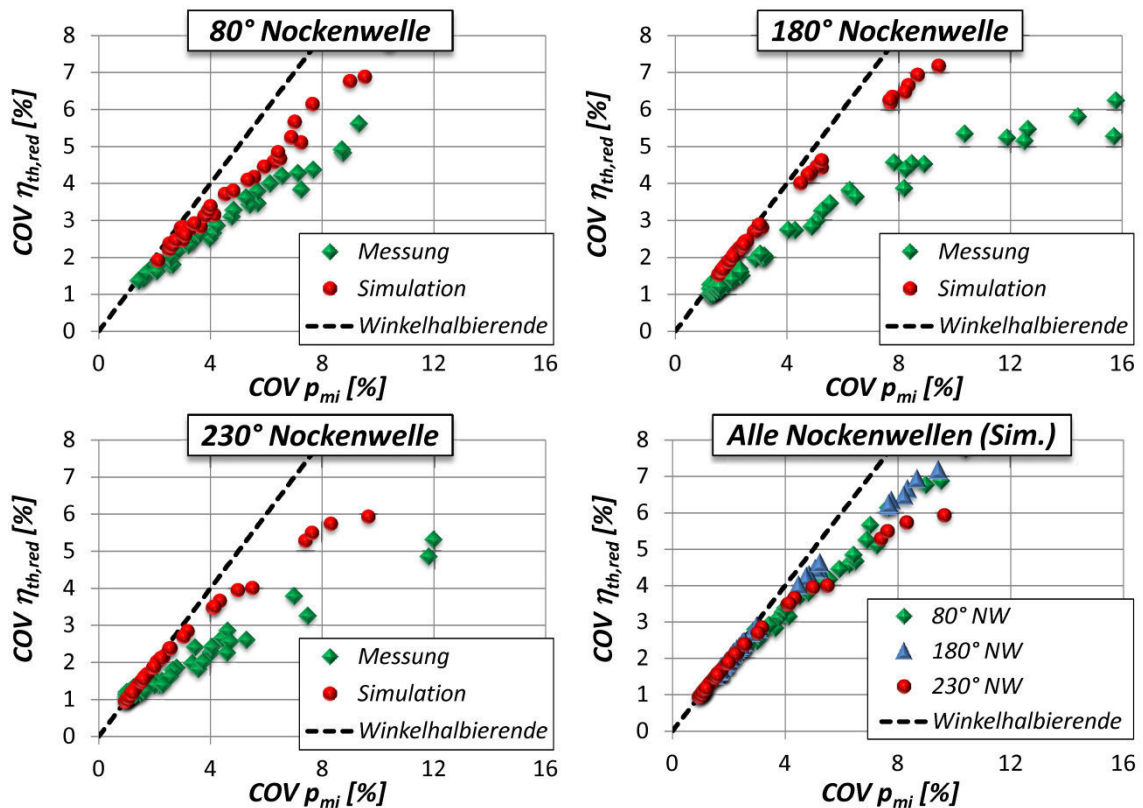


Abbildung 5.38: $\text{COV } \eta_{\text{th,red}}$ über $\text{COV } p_{\text{mi}}$ für verschiedene Einlassnockenkonturen, Daimler M271 (1600 U/min, 3 bar)

Ergänzend zu obigen Ausführungen sind in den Diagrammen von **Abbildung 5.39** für dieselben Messreihen die Schwankungen der umgesetzten Brennstoffenergie über den Schwankungen des indizierten Mitteldrucks aufgeführt. Deutlich zu erkennen ist, dass in allen Fällen das Q_{Bum} Grundschwankungsniveau in der Simulation nicht wiedergegeben wird, da beispielsweise stochastische Schwankungen der Gemischzusammensetzung prinzipiell nicht im Zyklenschwankungsmodell berücksichtigt werden. Erst bei höheren $\text{COV } p_{\text{mi}}$, nehmen die Schwankungen der umgesetzten Brennstoffenergie zu. Dies ist zunächst auf die bereits erwähnten, extrem langsam brennenden Arbeitsspiele zurückzuführen, deren Massenumsatz bei AÖ noch nicht vollständig abgeschlossen ist. Darüber hinaus spielt diesbezüglich (vor allem bei den breiten und Standardnockenwellen) das Auftreten von Verbrennungsaussetzern eine wichtige Rolle. Für die 80° Nockenwelle erfolgt dieser Anstieg etwas früher als für die breiteren Nockenwellen (180°, 230°), da das geringe Turbulenzniveau der 80° Nockenwelle eine sehr langsame Verbrennung und somit eine stärkere Restgasempfindlichkeit bewirkt. Im Anhang (**Abbildung 9.13**) wird dies exemplarisch anhand von simulierten

Summenbrennverläufen eines ausgewählten Betriebspunkts der 80° Nockenwelle verdeutlicht. Ab etwa 8% $COV p_{mi}$ zeigt allerdings auch die Messung über alle Einlassnockenkonturen hinweg einen linearen Anstieg der $COV Q_{Bum}$. Dieser Anstieg wird durch das verstärkte Auftreten von Quenchingeffekten und Verbrennungsaussetzern hervorgerufen. Im Rahmen des Zyklenschwankungsmodells können Verbrennungsaussetzer sehr schön modelliert werden, so dass dieser Anstieg simulativ gut wiedergegeben werden kann.

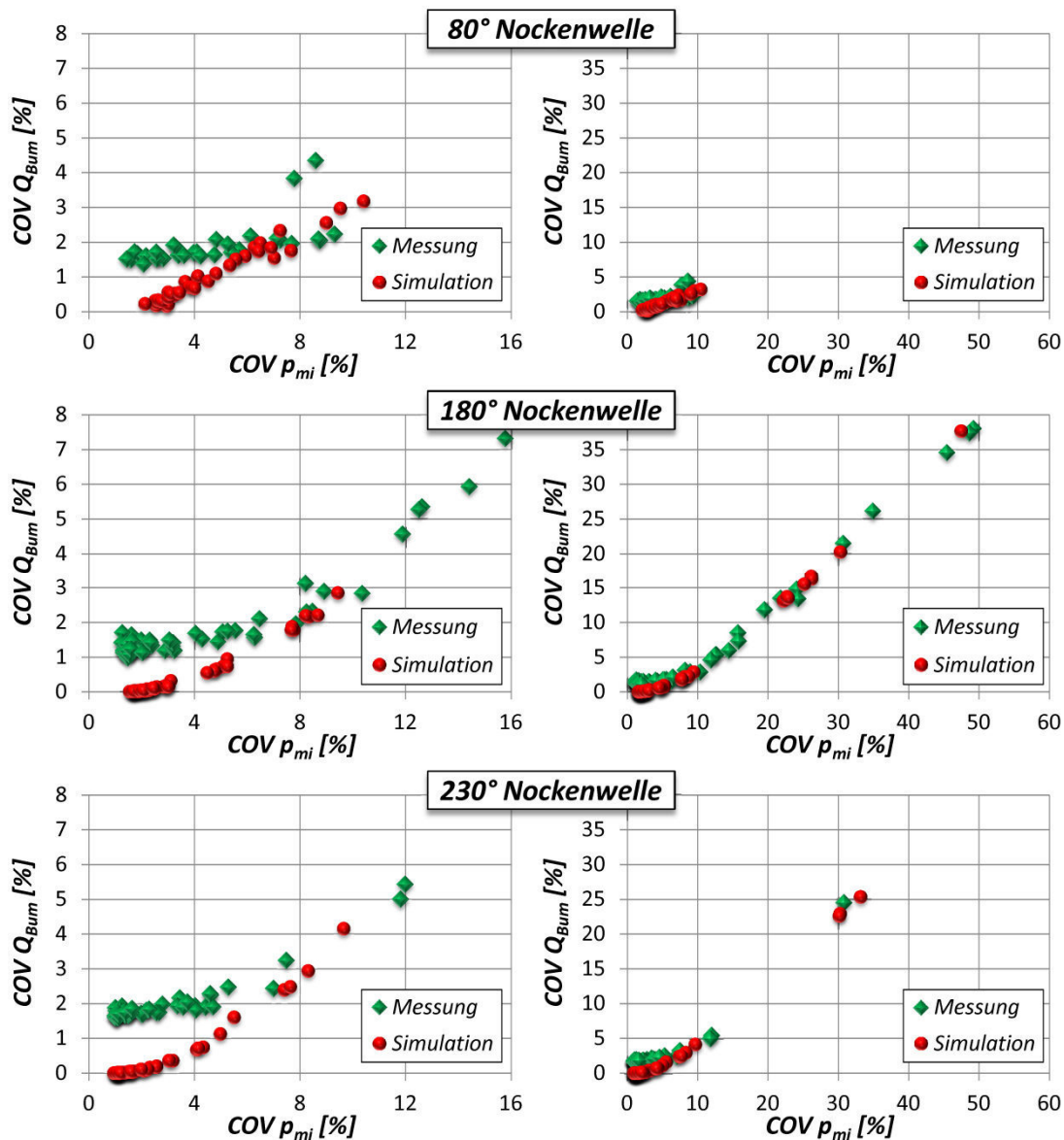


Abbildung 5.39: $COV Q_{Bum}$ über $COV p_{mi}$ für verschiedene Einlassnockenkonturen, Daimler M271 (1600 U/min, 3 bar)

Fazit

Abbildung 5.35 und Abbildung 5.36 haben gezeigt, dass das Zyklenschwankungsmodell auch ohne Berücksichtigung von Steuerzeiten- bzw. Strömungseinflüssen in der Lage ist, die Standardabweichung des p_{mi} zufriedenstellend vorherzusagen. Dabei liegt die Vermutung nahe, dass die Approximationsgüte noch weiter gesteigert werden könnte, sofern der Steuerzeiten-

einfluss auf die Strömung und das Turbulenzniveau modellierbar wäre. Die unvollkommenen Verbrennungen aufgrund von Quenchingeffekten und das Q_{Bum} Grundschwankungsniveau werden prinzipiell nicht im Verbrennungs- bzw. Zyklenschwankungsmodell abgebildet, wodurch in den Bereichen der Laufgrenze die Realität nur unzureichend wiedergegeben werden kann (siehe *Abbildung 5.38* und *Abbildung 5.39*). Dieser unvermeidbare Nachteil spiegelt sich jedoch nicht direkt in der Simulation der $\text{COV } p_{\text{mi}}$ wider, da Rückkoppelungs- oder Quenchingeffekte implizit in der motorspezifischen Abstimmung der SF-Variation berücksichtigt werden. Abgesehen davon bildet das Zyklenschwankungsmodell die Realität gut ab, was unter anderem auch an dem Vergleich von simulierten und gemessenen Häufigkeitsverteilungen der 0-10% und 10-90% Brenndauer aus *Abbildung 5.37* beobachtet werden kann. Insbesondere ist festzuhalten, dass das Modell ebenfalls in der Lage ist die Asymmetrie der Häufigkeitsverteilungen für hohe Verdünnungsgrade darzustellen.

5.5.2 Ergebnisse MTU BR4000

Anhand des MTU BR4000 soll die Simulationsgüte des Zyklenschwankungsmodells im Falle der Ladungsverdünnung mit Luftüberschuss demonstriert werden. In *Abbildung 5.40* werden hierzu für Einzylinder und Vollmotor die simulierten und gemessenen $\text{COV } p_{\text{mi}}$ gegenübergestellt.

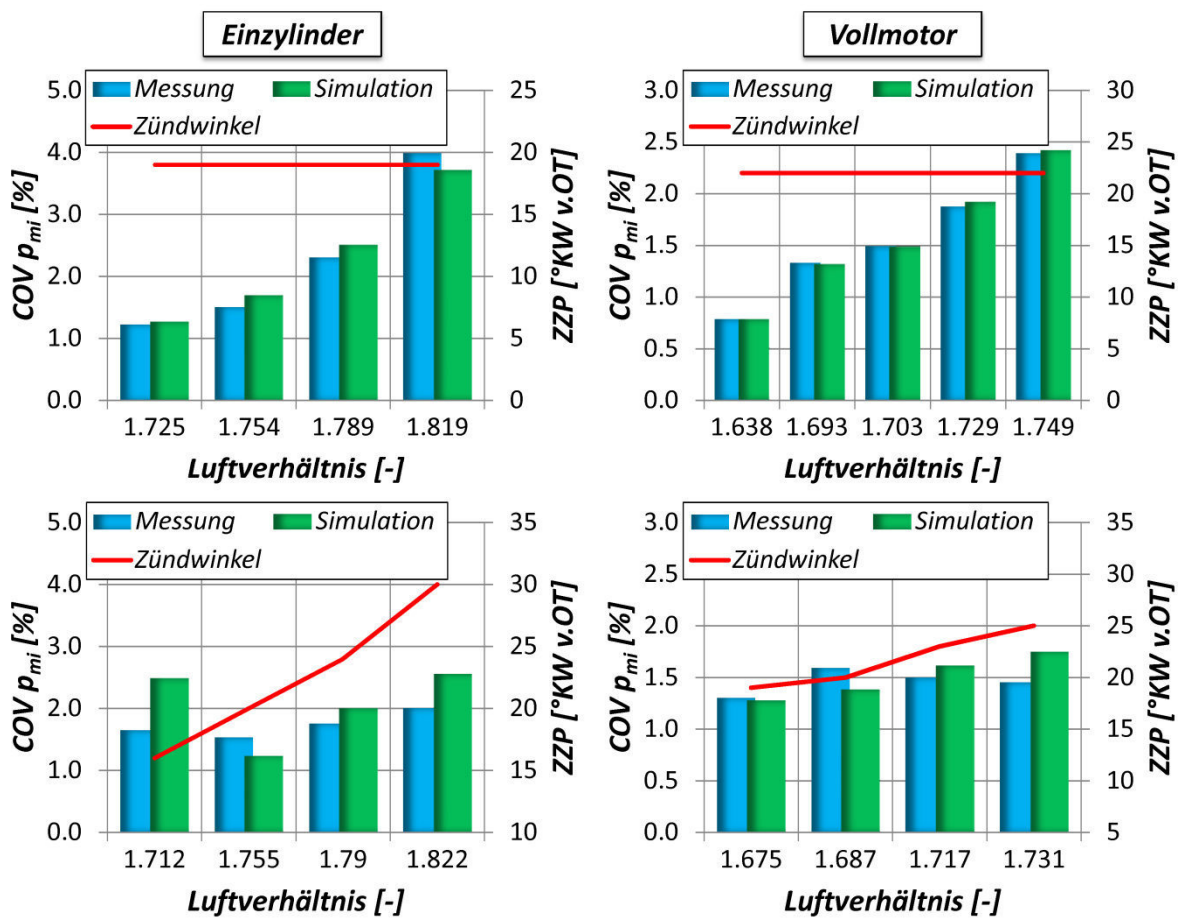


Abbildung 5.40: Vergleich Simulation und Messung für eine λ - und eine kombinierte λ -ZZP-Variation, MTU BR 4000 (Einzylinder/Vollmotor, 1500 U/min, 17-23 bar)

Dabei wird für beide Versuchsträger jeweils eine Luftverhältnisvariation an die Abmagerungsgrenze und eine kombinierte Luftverhältnis- und Zündzeitpunktvariation untersucht. Bezüglich der Luftverhältnisvariation zeigt sich sowohl für den Einzylinder- als auch für den Vollmotor eine sehr hohe Approximationsgüte. Auch für die kombinierte Variation von Luftverhältnis und Zündwinkel liefert das Modell gute Ergebnisse. Hierbei hervorzuheben ist, dass das Zyklenschwankungsmodell demzufolge auch die Stabilisierung der Verbrennung an der Magerlaufgrenze infolge einer Frühverstellung des Zündzeitpunkts richtig wiedergeben kann.

5.5.3 Ergebnisse Mahle Downsizingmotor

Ein wichtiger Versuchsträger zur Überprüfung der Allgemeingültigkeit und Praxistauglichkeit des Modells ist der Mahle Downsizingmotor. Die zur Verfügung stehende Messdatenbasis umfasst einen Drehzahlbereich von 1000 bis 6000 U/min und erstreckt sich über effektive Mitteldrücke von 2 bis 30 bar. **Abbildung 5.41** stellt für Messung und Simulation die Zyklenschwankungen qualitativ im Kennfeld dar. Dieser Vergleich macht deutlich, dass das Modell auch über ein komplettes Kennfeld das Schwankungsniveau tendenziell richtig wiedergeben kann. So wird beispielsweise der Anstieg der Verbrennungsschwankungen hin zu hohen Lasten oder bei niedrigen Lasten und Drehzahlen schön vorhergesagt. An dieser Stelle soll erwähnt werden, dass sowohl Verbrennungs- als auch Zyklenschwankungsmodell einmalig für den kompletten Kennfeldbereich abgestimmt wurden und die Ergebnisse somit auf Basis eines Parametersatzes zustande kamen.

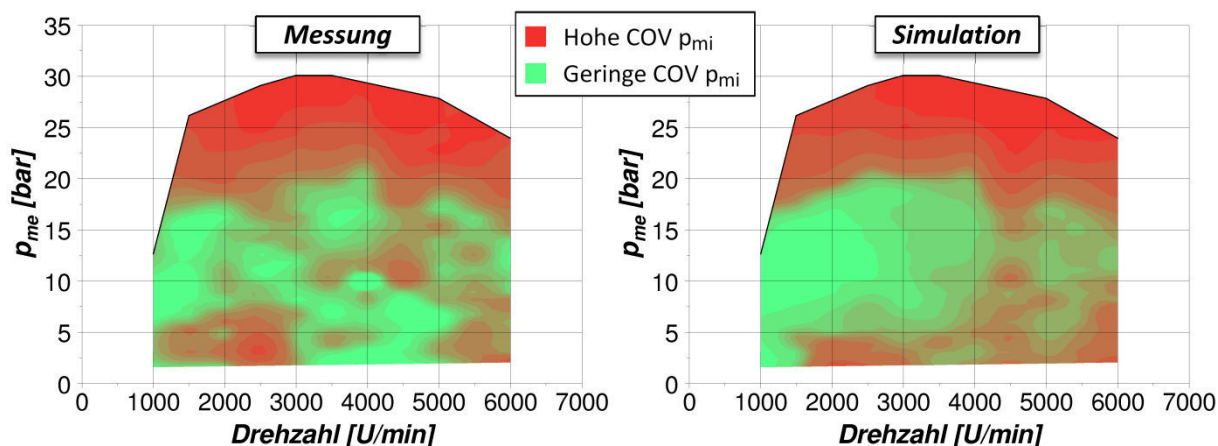


Abbildung 5.41: Qualitativer Vergleich der COV p_{mi} von Simulation und Messung über Last und Drehzahl, Mahle Downsizingmotor (1000-6000 U/min, 2-30 bar)

Nichtsdestotrotz existieren offensichtlich Bereiche, in denen das Modell noch Abweichungen von den Ergebnissen der Messung zeigt – so z.B. bei 4000 bzw. 4500 U/min und Lasten zwischen 2 bis 8 bar p_{me} . Die Unterschiede von Messung und Simulation werden qualitativ in **Abbildung 5.42** dargestellt, wobei insbesondere die Zyklenschwankungen (COV p_{mi}) bei einem Drehzahlschnitt von 4000 bzw. 4500 U/min betrachtet werden. Im linken Diagramm sind besagte Abweichungen von simulierten und gemessenen Zyklenschwankungen über dem kompletten Kennfeld aufgetragen. Vor allem im unteren Lastbereich bei 4000 bzw. 4500 U/min sind die Abweichungen augenscheinlich (rot). Ein Schnitt durch alle Lasten bei besagten Drehzahlen (Diagramme rechts) zeigt, dass sich die Abweichungen im unteren und middle-

ren Teillastbereich durch zu hoch simulierte $\text{COV } p_{mi}$ ergeben. Dabei stellt sich zum einen die Frage nach der Belastbarkeit der Messdaten, da der plötzliche Abfall der gemessenen Zyklenschwankungen bei Lasten kleiner 8 bar im Vergleich zu anderen Drehzahlbereichen als eher untypisch einzuordnen ist. Zum anderen sind die Ergebnisse insbesondere vor dem Hintergrund zu bewerten, dass die $\text{COV } p_{mi}$ hier auf einem relativ geringen Niveau ($<1\%$ $\text{COV } p_{mi}$) liegen und daher in der späteren Modellanwendung nicht relevant sein dürften.

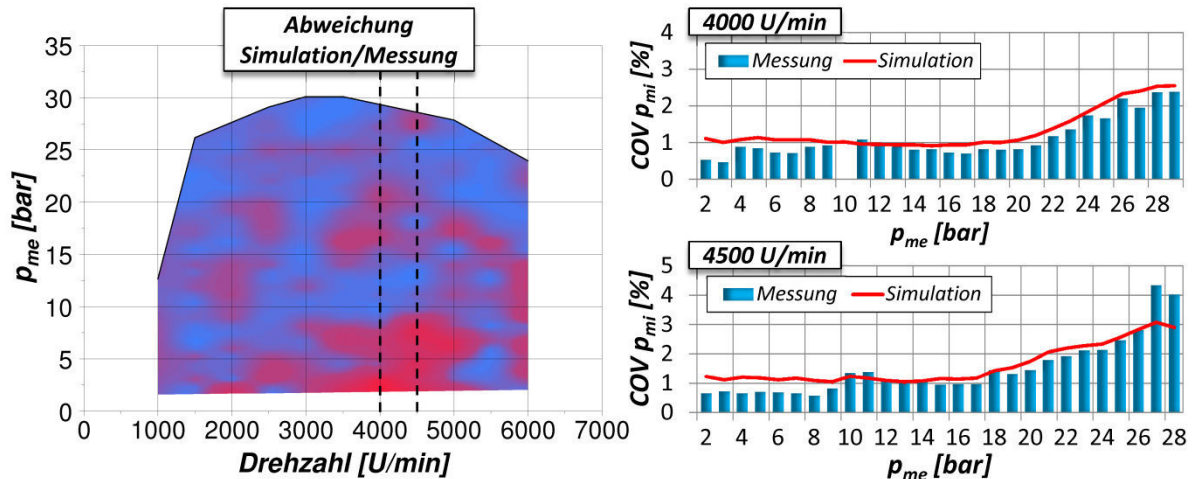


Abbildung 5.42: Qualitative Darstellung der Abweichung von simulierten und gemessenen $\text{COV } p_{mi}$, Mahle Downsizingmotor (1000-6000 U/min, 2-30 bar)

Um letztendlich ein allgemeines Bild von der Approximationsgüte des Zyklenschwankungsmodells zu erhalten, werden in **Abbildung 5.43** über alle untersuchten Betriebspunkte hinweg die $\text{COV } p_{mi}$ der Messung und der Simulation miteinander verglichen. Die Betriebspunkte sind zunächst nach Drehzahl und innerhalb einer konstanten Drehzahl nach Last sortiert. Sowohl die Anstiege der Zyklenschwankungen mit zunehmender Last als auch die infolge der Ladungsverdünnung stärkeren Schwankungen im Teillastbereich bei geringen Drehzahlen werden vom Modell quantitativ sehr gut abgebildet.

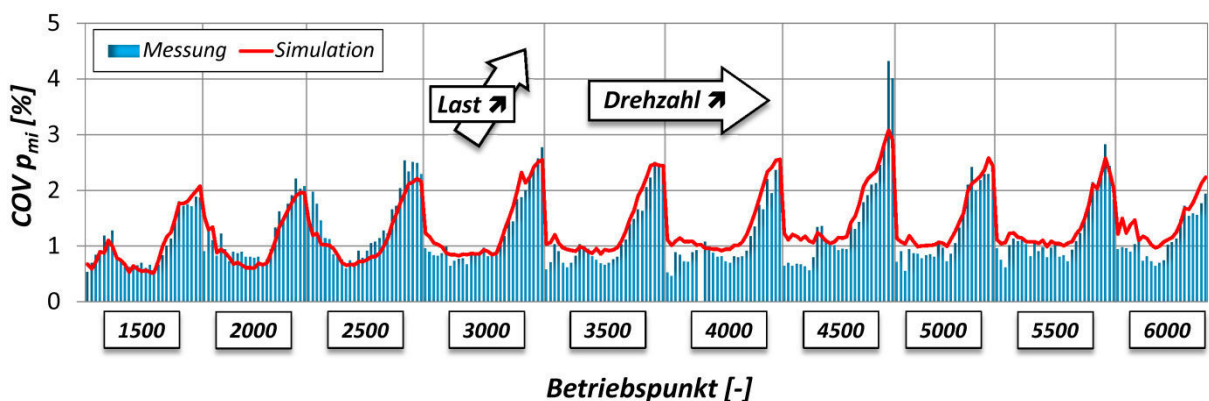


Abbildung 5.43: Vergleich der simulierten und gemessenen $\text{COV } p_{mi}$, Mahle Downsizingmotor (1000-6000 U/min, 2-30 bar)

5.5.4 Ergebnisse Opel Z22YH

Im Gegensatz zum Mahle Downsizingmotor deckt der Opel Z22YH nur einen vergleichsweise kleinen Kennfeldbereich ab – die Vollastlinie. Diese wurde allerdings intensiv untersucht,

indem für jede Drehzahl eine Zündzeitpunktvariation vermessen wurde. Hierfür wurde der Zündzeitpunkt sukzessive nach früh verstellt, was eine Reduktion der Zyklenschwankungen bewirkte. Dies kann unter anderem in **Abbildung 5.44** nachvollzogen werden.

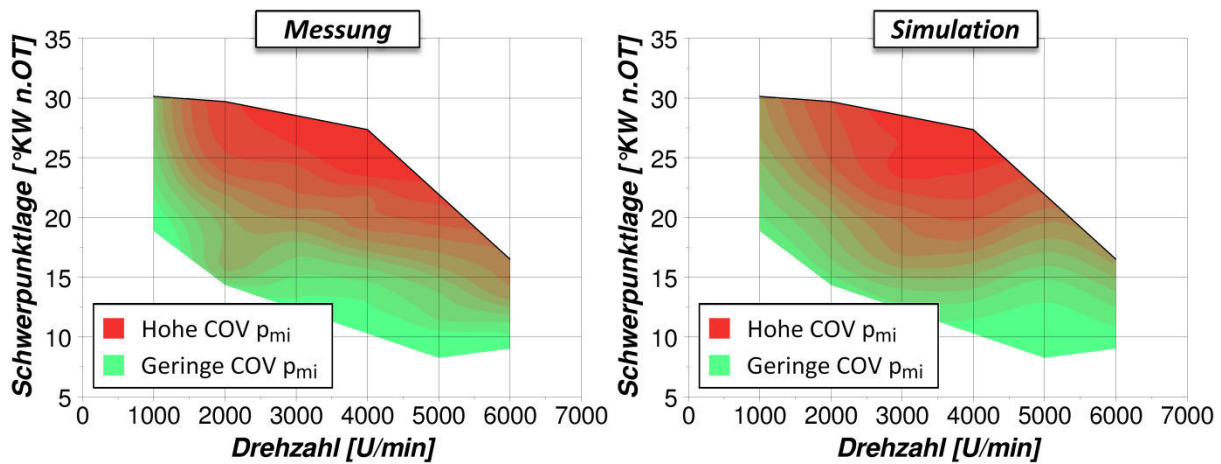


Abbildung 5.44: Qualitativer Vergleich der COV p_{mi} von Simulation und Messung über Schwerpunktlage und Drehzahl, Opel Z22YH (1000-6000 U/min, Volllast)

Die Abbildung zeigt einen qualitativen Vergleich der Zyklenschwankungen von Messung und Simulation über Drehzahl und Schwerpunktlage. Auch hier gibt das Modell die Tendenzen, wie beispielsweise die Abnahme des Schwankungsniveaus bei frühen Schwerpunktlagen oder geringen Drehzahlen, zufriedenstellend wieder. Die Frage nach den Absolutwerten der Verbrennungsschwankungen soll in **Abbildung 5.45** beantwortet werden. Hierin sind für alle Betriebspunkte die simulierten und gemessenen COV p_{mi} , der Drehzahl und Zündwinkellage nach geordnet, aufgetragen. Hierin wird deutlich, dass auch die Absolutwerte der Zyklenschwankungen vom Modell sehr gut wiedergegeben werden können.

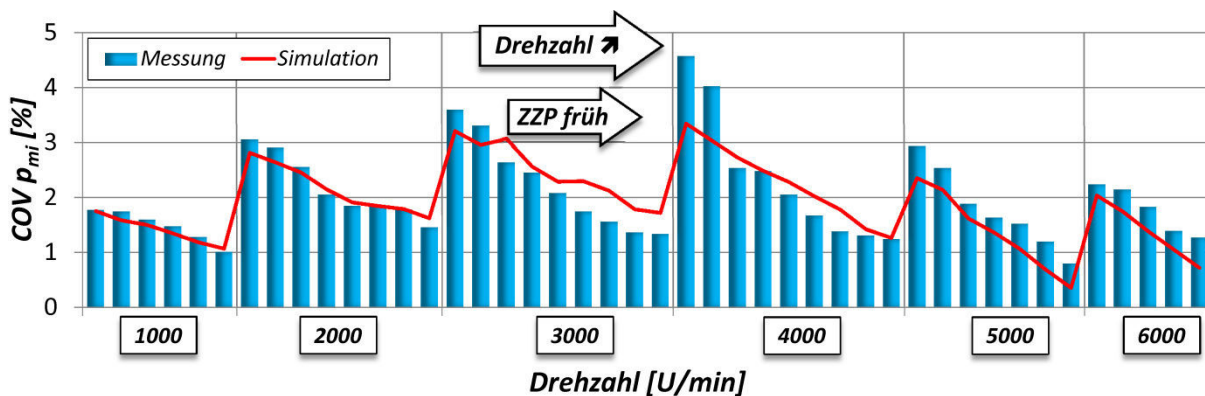


Abbildung 5.45: Vergleich der simulierten und gemessenen COV p_{mi} , Opel Z22YH (1000-6000 U/min, Volllast)

5.6 Grenzen des Zyklenschwankungsmodells

Anhand der Beobachtungen und Erkenntnisse aus Kap.5.5 konnten die Möglichkeiten des Zyklenschwankungsmodells sehr gut aufgezeigt werden. Gleichzeitig zeigten sich in diesem Zusammenhang allerdings auch die Grenzen des Modells. Diese sollen im Folgenden näher erläutert werden.

Nulldimensionale Modellierung

Die nulldimensionale Arbeitsprozessrechnung bietet keine räumliche Auflösung. Sie basiert lediglich auf der Energie- und der Massenbilanz und auf der thermischen Zustandsgleichung idealer Gase. Lokale Phänomene (Temperatur- und Gemischinhomogenitäten) können nicht oder nur sehr rudimentär – z.B. durch die Einführung thermodynamischer Zonen – wiedergegeben werden. Ebenso ist keine direkte Darstellung des Strömungsfelds oder der Drall- und Tumbleströmung möglich. Sämtliche verbrennungsrelevante Einflüsse, die nicht über die oben erwähnten Gleichungen abgedeckt werden, müssen folglich modelliert werden. Das Zyklenschwankungsmodell kann somit maximal auch nur die Simulationsgenauigkeit der Modelle erreichen, auf denen es basiert. Vor diesem Hintergrund muss beispielsweise bei sehr hohen Restgasgehalten berücksichtigt werden, dass aufgrund einer im Vergleich zur Realität unverhältnismäßig stark verzögerten Flammenausbreitung das Verbrennungsmodell teilweise zu geringe indizierte Mitteldrücke ausgibt.

Unvollkommene Verbrennung

Die Möglichkeiten zur Berücksichtigung der unvollkommenen Verbrennung innerhalb der realen Arbeitsprozessrechnung sind eingeschränkt und definieren mitunter die Grenzen der phänomenologischen Modellierung der Zyklenschwankungen. Zunächst wäre hierzu die unter anderem in Kap.4.4.3 beschriebene Grundschwankung der umgesetzten Brennstoffenergie zu nennen. Deren simulative Wiedergabe wäre prinzipiell zwar denkbar – beispielsweise könnte über eine dritte Parametervariation von Kraftstoff- oder Luftmasse eine Luftverhältnisschwankung dargestellt werden. Jedoch stände der zusätzliche Abstimm- und Rechenaufwand nicht in Relation zu dem dadurch möglichen Zugewinn an Simulationsgenauigkeit, da die Q_{Bum} Grundschwankung nur einen verhältnismäßig kleinen Teil der Zyklenschwankungen ausmacht.

Einen vermutlich stärkeren Einfluss wird den Schwankungen der unvollkommenen Verbrennung zugesprochen, die sich bei Betriebspunkten hoher Abmagerung oder AGR-Raten im Zuge von Flammenlöschungen ergeben. Aus einem hohen Verdünnungsgrad resultiert einerseits eine verlangsamte Verbrennung, die unter Umständen zum Zeitpunkt von AÖ noch nicht abgeschlossen ist und somit einen unvollkommenen Massenumsatz bewirkt. Andererseits kann eine unvollkommene Verbrennung auch durch Quenchingeffekte an hochkonzentrierten Inertgasgebieten (Restgas, Luftüberschuss) verursacht werden. Während im Rahmen der Prozessrechnung eine verlangsamte Flammenausbreitung und deren Folgen noch gut über die laminare Flammengeschwindigkeit abgebildet werden, können lokale Flammenlöschungseffekte prinzipiell nicht dargestellt werden, da hierfür die Kenntnis der Gemischverteilung bzw. des Grads der Homogenisierung fehlt. Dies schränkt in Bereichen hoher Ladungsverdünnung die Simulationsgenauigkeit ein, was unter anderem auch in den Kapiteln 5.3.5 und 5.5.1 belegt wurde. Im Zuge dessen können explizit auch keine Rückkoppelungen (siehe Kap.5.3) infolge von Quenching modelliert werden, selbst wenn eine Berücksichtigung des Rückkoppelungseffekts nach Kap.5.3.3 vorgesehen werden würde. Dies spielt im Hinblick auf eine Implementierung des Zyklenschwankungsmodells im Rahmen einer 1D-Strömungssimulation eine wichtige Rolle, da durch die simulative Darstellung des Ladungswechsels zwar die Rückkoppelung an sich wiedergegeben werden kann, dies allerdings auch nur insoweit es die

Möglichkeiten des Verbrennungsmodells zulassen – mit anderen Worten, wenn keine unvollkommene Verbrennung aufgrund von Flammenlöschung simuliert wird, kann im anschließenden Arbeitsspiel auch keine entsprechende Rückkoppelung erfolgen. Dieser Umstand wird allerdings durch die Tatsache entschärft, dass der Rückkoppelungseffekt ohnehin nicht phänomenologisch im Rahmen der Zyklenschwankungsmodells abgebildet wird. Die Hauptgründe hierfür, die unter anderem ausführlich in Kap.5.3.6 erläutert werden, liegen zum einen im relativ geringen Nutzen-Aufwand-Verhältnis und zum anderen in der Möglichkeit zur einfachen, empirischen Darstellung der Rückkoppelung über die Näherungsfunktion der SF-Variation (siehe **Abbildung 5.22**). Diese soll im Übrigen sämtliche Effekte beschreiben, die im Zuge der Ladungsverdünnung zu einem Anstieg der Verbrennungsschwankungen führen, was insbesondere auch die oben erwähnten Phänomene beinhaltet (Q_{Bum} Grundschwankung und partielle Flammenlöschung). Diesbezüglich bestehen die Grenzen des Zyklenschwankungsmodells nicht in der Darstellung dieser Effekte an sich, sondern lediglich in der Art der Darstellung – die da wäre empirisch statt phänomenologisch.

Drehzahleinfluss

Zwar basiert die Berücksichtigung der Drehzahlabhängigkeit im Rahmen der SF- und EP-Variation auf physikalischen Überlegungen, jedoch erfolgte die Aufstellung und Abstimmung der Korrekturterme (vgl. **Abbildung 5.29** und **Abbildung 5.32**) lediglich anhand des Mahle Downsizingmotors und im Falle der EP-Variation zusätzlich über den Opel Z22YH. Somit kann nicht zwangsläufig von einer Allgemeingültigkeit ausgegangen werden. Dieser Nachteil soll gemäß **Gleichung 5.11** und **5.12** über die zusätzlichen Freiheitsgrade χ_n bzw. φ_n ausgeglichen werden, welche im Rahmen der Untersuchungen – das heißt für die vier Versuchsträger und die drei Validierungsmotoren – konstant auf 1 belassen werden konnten. Im Hinblick auf die Anwendung des Zyklenschwankungsmodells ergibt sich dadurch keine direkte Einschränkung der Vorhersagefähigkeit, allerdings soll angemerkt werden, dass aufgrund der zur Verfügung stehenden Messdatenbasis die Notwendigkeit eines weiteren motorspezifischen Abstimmparameters zur Darstellung des Drehzahleinflusses nicht ausgeschlossen werden konnte.

Strömungseinfluss

Prinzipbedingt besteht in der realen Arbeitsprozessrechnung nicht die Möglichkeit einer direkten Darstellung der Strömungseinflüsse. Da jedoch für die Ermittlung des Brennverlaufs die Kenntnis der Brennraumturbulenz obligatorisch ist, wird die Dissipation selbiger in diesem Fall über ein isotropes k - ε -Modell berechnet. Dieses wird über den so genannten C_k -Wert, welcher das initiale, globale Turbulenzniveau angibt, abgestimmt. Strömungsrelevante Phänomene, wie Drall- und Tumbleströmungen und deren Einfluss auf die Turbulenzdissipation, sind im Rahmen des verwendeten Prozessrechnungstools noch³⁰ nicht modelliert, so dass

³⁰ Zum gegenwärtigen Zeitpunkt wird im Rahmen eines FVV Vorhabens an einem Modell zur Berücksichtigung der Strömungseinflüsse auf die Turbulenzentwicklung gearbeitet.

es auch nicht möglich ist, den Steuerzeiteinfluss, wie er am Beispiel des Daimler M271 beobachtet werden kann (siehe Kap.5.5), abzubilden. Es ist sehr wahrscheinlich, dass sich die Steuerzeiten bzw. die davon beeinflussten Strömungsverhältnisse im Brennraum auf die Zyklenschwankungen auswirken. Die Darstellung dieser Auswirkungen wäre im Rahmen des Zyklenschwankungsmodells über einen steuerzeitenabhängigen C_k -Wert denkbar. Dieser geht über die turbulente Schwankungsgeschwindigkeit u_{turb} in die charakteristische Brennzeit und in die Entrainmentgeschwindigkeit ein (siehe **Gleichung 3.5, 3.6 und 3.8**) und könnte auf diese Weise die Auswirkungen der SF-Variation auf die Brennverlaufsschwankungen beeinflussen.

Grenzen aufgrund der Forderung nach Benutzerfreundlichkeit

Eine prinzipielle Grenze der Zyklenschwankungsmodellierung ergibt sich aus der Forderung nach einer möglichst hohen Benutzerfreundlichkeit. Diese setzt neben einer geringen Rechen-dauer auch eine einfache Handhabung, d.h. Abstimmbarkeit, voraus. Beide Punkte sind wiederum sehr stark von der Anzahl an Parametervariationen abhängig. Die Minimierung der Anzahl an notwendigen Parametervariationen war somit ein wichtiger Bestandteil der Modellentwicklung. Aus phänomenologischer Sicht wäre zwar eine zusätzliche Variation der Turbulenz oder des in Kap.4.4.3 angesprochenen Umsatzwirkungsgrads durchaus vertretbar, im Hinblick auf die spätere Anwendbarkeit des Modells wurden die Auswirkungen dieser Schwankungen jedoch implizit in der Implementierung der SF- und EP-Variation abgebildet. So findet sich beispielsweise die Turbulenzschwankung im Einfluss der Variation der laminaren Flammgeschwindigkeit auf die charakteristische Brennzeit wieder. Auch eine Turbulenzschwankung würde die charakteristische Brennzeit beeinflussen – in diesem Zusammenhang stellt sich also lediglich die Frage, über welchen Parameter die Zyklenschwankung letztendlich berücksichtigt werden sollen.

6

Validierung und Anwendung des Zyklenschwankungsmodells

Zur Validierung des Zyklenschwankungsmodells standen die in Kap.4.2 vorgestellten Motoren zur Verfügung. Im Folgenden sollen zunächst Vorgehensweise und Ergebnisse der Validierung erläutert werden. In Ergänzung dazu werden mögliche Anwendungsbeispiele präsentiert und bewertet. Darüber hinaus anzumerken ist, dass im Zuge der Validierung nicht die Notwendigkeit einer Anpassung des Modellaufbaus bestand.

6.1 Abstimmung des Zyklenschwankungsmodells

Die Abstimmung des Zyklenschwankungsmodells erfolgt über die Parametrierung der in Kap.5.4 erwähnten SF- und EP-Variation. Hierfür stehen in erster Linie die beiden Modellparameter χ_{ZS} und φ_{ZS} zur Verfügung. Deren Wirkungsbereiche sind in **Abbildung 6.1** für ein konventionelles Motorenkennfeld dargestellt. Im unteren Teillastbereich ist aufgrund der meist höheren Restgasgehalte infolge interner Abgasrückführung der χ_{ZS} Parameter bzw. die SF-Variation dominant, während hin zu höheren Lasten aufgrund der zunehmenden Klopfneigung und der damit verbundenen Zündwinkelverschiebung die EP-Variation immer mehr an Einfluss gewinnt. Dazwischen existiert üblicherweise ein Lastbereich, in dem das Zyklenschwankungsniveau sehr gering ist (<1% COV p_{mi} beim Mahle Downsizingmotor) und deshalb für die Motorbetriebsauslegung nur bedingt relevant sein dürfte. Hintergrund sind zum einen die dort nahezu vernachlässigbaren AGR-Raten und zum anderen die wirkungsgradoptimale Schwerpunktlage. Da in diesem Bereich sowohl SF- als auch EP-Variation nur schwach ausgeprägt sind, kann hier mit Hilfe eines Zusatzparameters (χ_{Basis}) die Feinabstimmung des Modells erfolgen. Im Rahmen der Validierung wurde diese Form der Feinabstimmung nicht vorgenommen, da für Validierungsmotor A und B (Kap.4.2.1) jeweils eine Vollastlinie und für Motor C (Kap.4.2.2) eine Messreihe im unteren Teillastbereich vorlagen. Aus diesem Grund

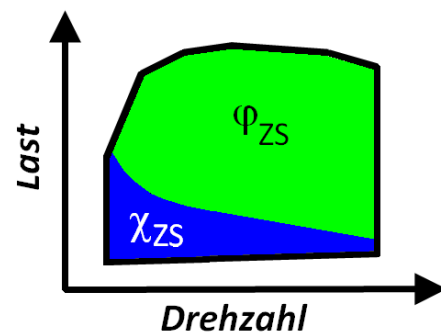


Abbildung 6.1: Schematischer Wirkungsbereich von χ_{ZS} und φ_{ZS}

war für die Anpassung des Zyklenschwankungsmodells auf Motor A und B lediglich der EP-Variationsparameter φ_{ZS} notwendig, während Motor C ausschließlich über die SF-Variation – d.h. über χ_{ZS} – abgestimmt werden konnte. In diesem Zusammenhang ist festzuhalten, dass abhängig vom zu untersuchenden Kennfeldbereich die Anzahl der notwendigen Abstimmparameter variieren kann. Somit müssen je nach Anwendungsfall nicht zwangsläufig alle Modellparameter abgestimmt werden, was der Benutzerfreundlichkeit des Modells sehr entgegen kommt.

Im Hinblick auf stationär betriebenen Großgasmotoren ist noch anzumerken, dass aufgrund der Abmagerung bei Volllast (an der Klopfgrenze) die beiden Haupteffekte der Zyklenschwankungssimulation gleichzeitig abzustimmen sind. In diesem Fall wäre eine Abstimmung über eine iterative Anpassung von SF- und EP-Variation möglich.

6.2 Ergebnisse der Validierung

Abbildung 6.2 zeigt für die Validierungsmotoren A und B jeweils einen Vergleich von gemessenen und simulierten Standardabweichungen der p_{mi} an der Volllastlinie. Aus Gründen der Geheimhaltung sind die Diagrammachsen in normierter Form dargestellt. Es zeigt sich, dass in beiden Fällen die Zyklenschwankungen sowohl qualitativ als auch quantitativ gut wiedergegeben werden. Auffällig ist lediglich für Motor B der Anstieg der gemessenen Zyklenschwankungen bei hohen Drehzahlen. Dieses Verhalten ist unüblich und bisher bei keinem der in dieser Arbeit untersuchten Versuchsträger aufgetreten. Mangels einer einzelarbeits-spielaufgelösten Messdatenbasis können in diesem Rahmen leider keine genaueren Aussagen bezüglich der Ursachen getroffen werden.

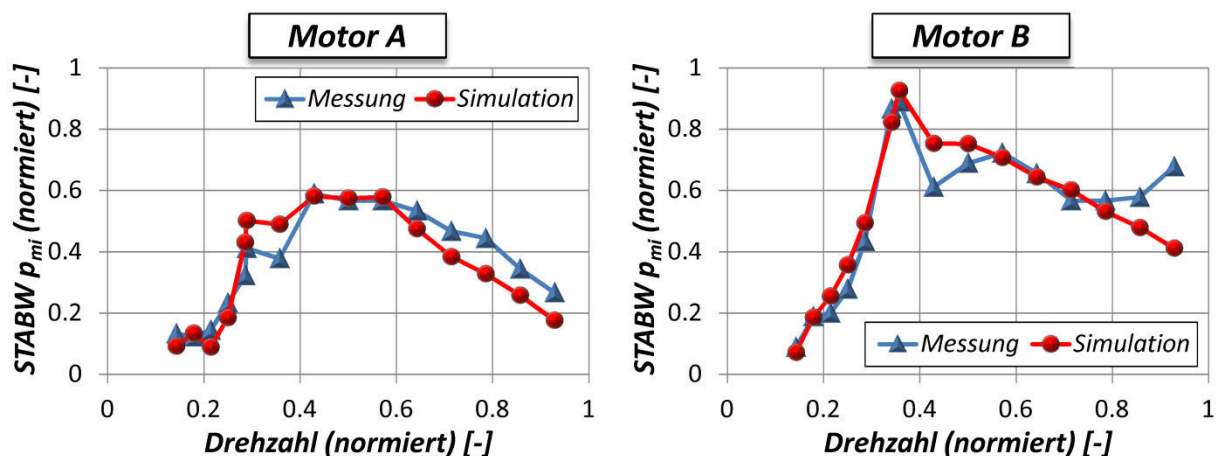


Abbildung 6.2: Vergleich der simulierten und gemessenen STABW p_{mi} an der Volllast über der Drehzahl, Validierungsmotor A und B

Ergänzend zur Validierung an der Volllast sind in **Abbildung 6.3** die Ergebnisse des Zyklenschwankungsmodells im unteren Teillast- und Drehzahlbereich von Motor C abgebildet. Auch hier wird aus Geheimhaltungsgründen eine normierte Achsbeschriftung gewählt. Nichtsdestotrotz kann der Vergleich mit der Messung sehr schön zeigen, dass sowohl die Tendenzen als auch die Absolutwerte simulativ zufriedenstellend wiedergegeben werden.

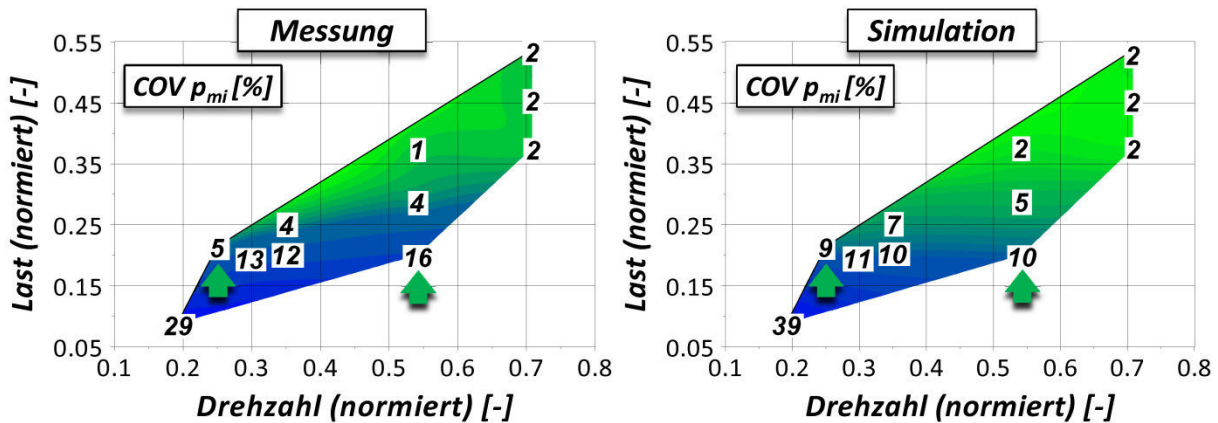


Abbildung 6.3: Vergleich der simulierten und gemessenen $COV p_{mi}$ über Last und Drehzahl, Validierungsmotor C (Teillastbereich)

Lediglich für den Leerlaufpunkt und für die gekennzeichneten Betriebspunkte (grüne Pfeile) weicht die Simulation deutlicher von der Messung ab. Während für Schwankungen weit jenseits der 10% $COV p_{mi}$ – wie es beim Leerlaufpunkt der Fall ist – die Abweichungen von eher akademischem Interesse sind, stellt sich für die beiden anderen Betriebspunkte die Frage nach den möglichen Hintergründen. In **Abbildung 6.4** sind hierzu der Restgasgehalt und die Schwerpunktlage qualitativ über normierter Last und Drehzahl aufgetragen.

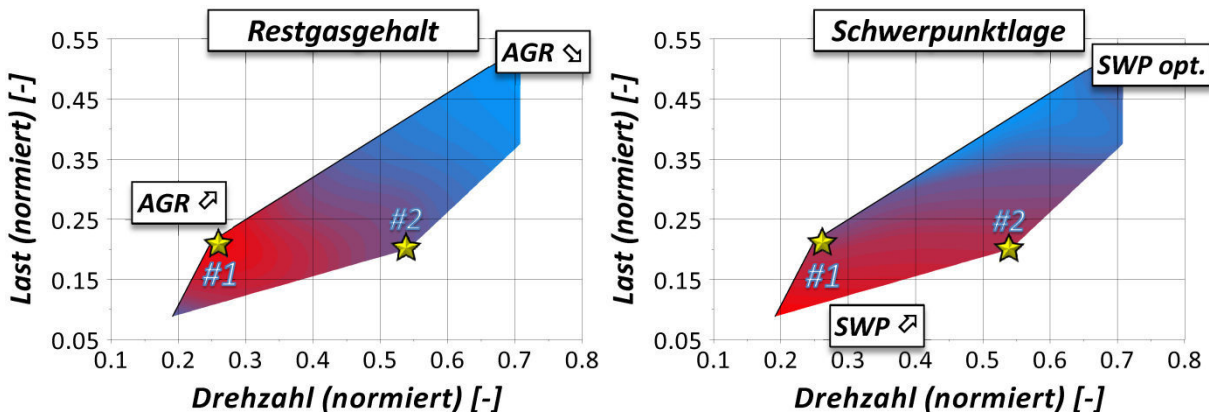


Abbildung 6.4: Restgasgehalt und Schwerpunktlage (qualitativ) über Last und Drehzahl, Validierungsmotor C (Teillastbereich)

Betriebspunkt #1 zeigt in der Messung trotz des relativ hohen Restgasgehalts und der geringen Drehzahl einen vergleichsweise geringen $COV p_{mi}$ von etwa 5%. Dies ist unter Berücksichtigung der bisher bekannten Ursachen der Zyklenschwankungen eher untypisch – ebenso der Anstieg der Zyklenschwankungen auf 16% $COV p_{mi}$ für Betriebspunkt #2. Da hier zum einen der Drehzahlanstieg zu einer tendenziell besseren Homogenisierung führen sollte und zum anderen gleichzeitig der Restgasgehalt abnimmt, gibt die Simulation im Vergleich zur Messung einen geringeren $COV p_{mi}$ aus. Der Verbrennungsschwerpunkt bleibt hierbei nahezu konstant. Demzufolge könnten diese Beobachtungen entweder über die in Kap.5.6 aufgeführten Grenzen des Zyklenschwankungsmodells oder über prüfstands- bzw. messtechnische Phänomene erklärt werden.

Nichtsdestotrotz zeigt die Validierung insgesamt ein zufriedenstellendes Ergebnis. Das Zyklenschwankungsmodell konnte sowohl im Volllastbereich als auch im Teillastbereich über ein breites Drehzahlband erfolgreich verifiziert werden. Eine Anpassung der in Kap.5.4.4 beschriebenen Zusatzparameter zur Abstimmung der Drehzahlabhängigkeit (χ_n , φ_n) war nicht notwendig bzw. führte zu keiner Steigerung der Approximationsgüte, so dass für jede Validierungsrechnung jeweils nur ein Modellparameter abgestimmt werden musste.

6.3 Anwendungsbeispiel

Anhand von **Abbildung 6.5** werden die Auswirkungen einer Spätverstellung des Zündwinkels, wie sie beispielsweise im Rahmen einer Katalysatoraufheizstrategie auftreten könnten, dargestellt.

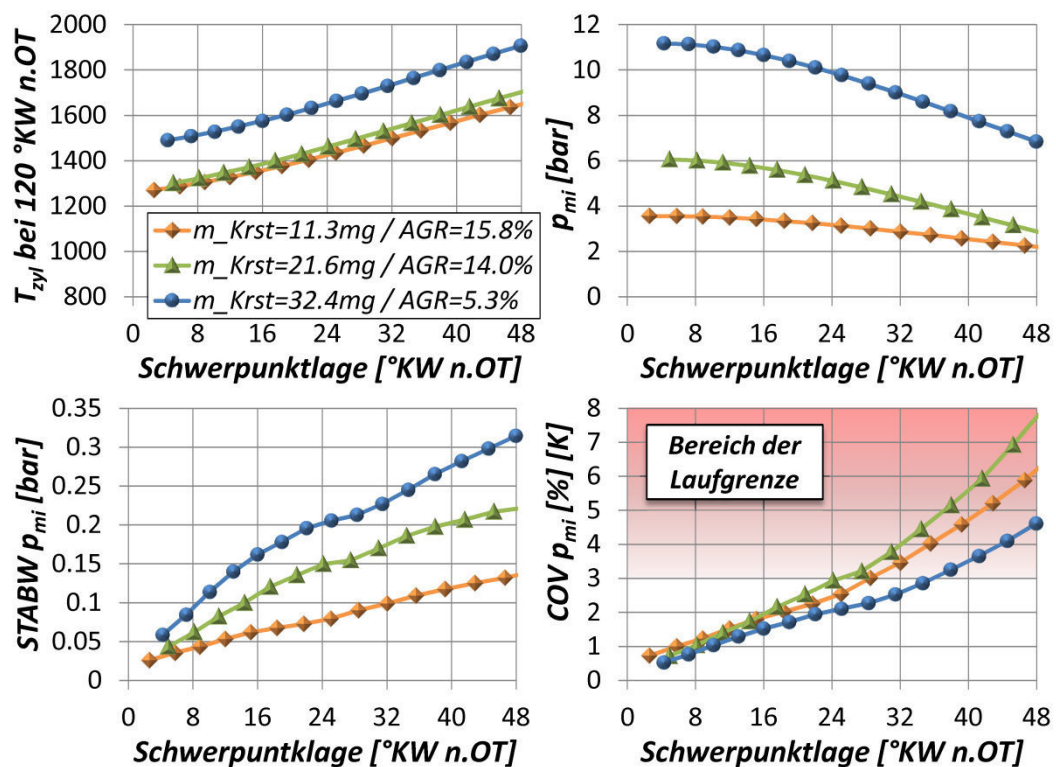


Abbildung 6.5: Zündzeitpunktvariation (simulativ) zur Erhöhung der Abgastemperatur, Mahle Downsizingmotor (1500 U/min, 3-11 bar p_{mi})

In den Diagrammen aufgeführt sind jeweils drei Betriebspunkte des Mahle Downsizingmotors bei einer Drehzahl von 1500 U/min und einer Last von etwa 4, 6 und 11 bar p_{mi} . Für alle Betriebspunkte schön zu erkennen ist, dass mit späterer Schwerpunktklage die Massenmitteltemperaturen bei 120° KW n. OT (ca. Ende Hochdruckteil) linear ansteigen. Gleichzeitig nehmen aber auch die Schwankungen des indizierten Mitteldrucks zu, so dass im Hinblick auf eine stabile Verbrennung der Zündzeitpunkt nicht beliebig verstellt werden darf. Ausgehend vom Wirkungsgradoptimum geht eine Verstellung des Zündwinkels nach spät bei konstanter Zylinderladung zudem mit einer Abnahme der indizierten Volumenänderungsarbeit bzw. des indizierten Mitteldrucks einher. Auf diese Weise liefert das Zyklenschwankungsmodells zusätzliche Informationen über den Betriebsbereich, innerhalb dessen noch Steigerungen der Auslasstemperaturen möglich sind, und kann somit zur Vorhersagefähigkeit der realen Ar-

beitsprozessrechnung beitragen. Rückwirkungen über den Ladungswechsel sind in diesem Beispiel noch nicht berücksichtigt. Allerdings ist die Einbindung des Zyklenschwankungsmodells in eine 1D-Strömungssimulation möglich, so dass das Modell in diesem Zusammenhang zusätzlich von den genaueren Randbedingungen profitieren könnte.

7

Klopfsimulation auf Basis der Zyklenschwankungen

Simulative Untersuchungen an der Vollast sind im Falle des Ottomotors nur bei Kenntnis der Klopfgrenze belastbar und vorhersagefähig. Vor dem Hintergrund aktueller Motor- und Antriebskonzepte, wie Downsizing oder Hybridisierung, spielt der Hoch- bzw. Vollastbereich und damit einhergehend das Phänomen des Klopfens eine zunehmend wichtigere Rolle. Trotz jahrzehntelanger Forschungen auf dem Gebiet der Klopfmodellierung ist deren Problematik zum derzeitigen Stand der Technik immer noch nicht vollständig behoben. Zum einen erlauben die Grenzen der realen Arbeitsprozessrechnung mangels einer räumlichen Auflösung keine direkte Darstellung von lokalen Effekten (z.B. Gemisch- oder Temperaturinhomogenitäten). Zum anderen existieren darüber hinaus möglicherweise weitere Einflüsse, die in den bisherigen Modellierungsansätzen noch nicht berücksichtigt werden (wie z.B. die Auswirkungen von Restgas auf die Reaktionskinetik, Einfluss des Feuerstegs). Zudem wird diese Thematik durch die hohe Empfindlichkeit der Klopfsimulation gegenüber deren Rand- bzw. Startbedingungen verschärft. Bereits geringe Druck- respektive Temperaturunterschiede zu Beginn der Rechnung können zu einer erheblichen Beeinflussung des Vorreaktionsintegrals I_k führen. Bislang basieren sämtliche Klopfmodelle in der Motorprozessrechnung auf dem Brennverlauf bzw. auf den Druck- und Temperaturverläufen eines gemittelten Arbeitsspiels. Aufgrund dieser Mittelung können wichtige, in den Einzelzyklen enthaltene Informationen verloren gehen – zumal nach **Gleichung 3.16** bzw. **3.20** der Temperaturverlauf in der unverbrannten Zone exponentiell in die Berechnung des Vorreaktionsintegrals eingeht. Aus diesem Grund scheint eine Wiedergabe der zyklischen Verbrennungsschwankungen und der damit verbundenen Druck- und Temperaturverlaufsschwankungen ein vielversprechender Ansatz zu sein, um den hohen Genauigkeitsanforderungen der Klopfsimulation Rechnung zu tragen.

7.1 Modellansatz

Der Modellansatz zur Erweiterung der Klopfsimulation durch die Darstellung der Zyklenschwankungen beinhaltet zunächst die Abstimmung des in Kap.5 vorgestellten Zyklenschwankungsmodells auf die zu untersuchenden Vollastbetriebspunkte. Unter Annahme einer physikalisch korrekten Wiedergabe der Zyklensreuung ergeben sich somit insgesamt 15 un-

terschiedliche, normalverteilte Druck- und Temperaturverläufe, die repräsentativ für das Schwankungsverhalten des jeweiligen Betriebspunkts stehen. Auf Basis dieser Verläufe lassen sich wiederum 15 Vorreaktionsintegralwerte $I_k(1) \dots I_k(15)$ bestimmen, deren Auftretenswahrscheinlichkeit sich gemäß der Gewichtung der entsprechenden Druck- und Temperaturverläufe ergibt. Im Zuge dieser Gewichtung steigt die theoretische Gesamtanzahl der Einzelarbeitsspiele auf 500 an. Die beschriebene Vorgehensweise wird in **Abbildung 7.1** zusätzlich graphisch veranschaulicht.

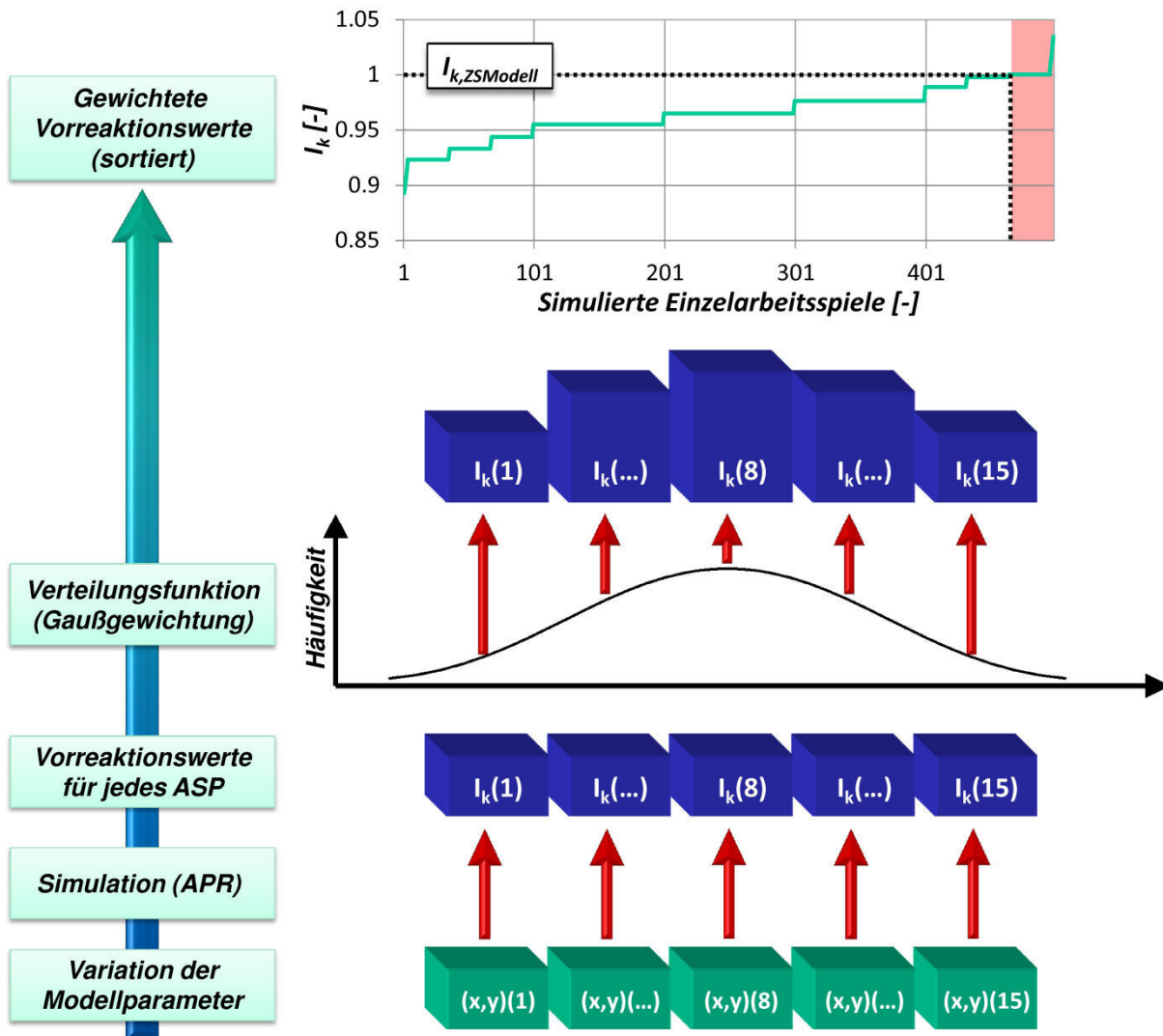


Abbildung 7.1: Modellansatz zur Erweiterung der Klopfsimulation mit Hilfe des Zyklenschwankungsmodells

Üblicherweise wird bei einer auf dem mittleren Arbeitsspiel basierenden Prozessrechnung das simulierte Vorreaktionsniveau gegen einen Grenzwert abgeglichen, welcher die Klopfgrenze des mittleren Arbeitsspiels widerspiegelt. Bei Erreichen dieses Grenzwerts wird eine teilwei-

se³¹ klopfende Verbrennung angenommen. Im Falle einer zyklus aufgelösten Betrachtungsweise wird hingegen für jedes simulierte Einzelarbeitsspiel entschieden, ob Klopfen auftritt oder nicht. Zur Ermittlung eines repräsentativen Klopfintegralwerts wird hierbei eine theoretische, prozentuale Klopfhäufigkeit herangezogen, welche im Übrigen für sämtliche in dieser Arbeit erfolgten Untersuchungen konstant auf 10% gesetzt wurde. Somit entspricht das Klopfintegral des Zyklenschwankungsmodells $I_{k,ZSMo\text{dell}}$ dem 0,9-Quantil aller simulierten I_k -Werte. Oder anders ausgedrückt: $I_{k,ZSMo\text{dell}}$ wird derart ermittelt, dass 90% aller I_k -Werte kleiner und 10% der I_k -Werte größer sind. Zwischen den einzelnen I_k -Werten wird gemäß **Abbildung 9.15** linear interpoliert. $I_{k,ZSMo\text{dell}}$ soll somit – analog zum $I_{k,mittASP}$ der Klopfsimulation auf Basis des gemittelten Arbeitsspiels – einen Kennwert liefern, mit Hilfe dessen der untersuchte Klopfmodellansatz abgeglichen werden kann. Dies hieße zum Beispiel im Falle einer Abstimmung von $I_{k,ZSMo\text{dell}}$ auf die Klopfgrenze, dass in der Simulation insgesamt 10% aller Einzelarbeitsspiele klopfend verbrennen würden.

Der Vorteil der Berücksichtigung der Zyklenschwankungen im Rahmen der Klopfsimulation soll im Folgenden anhand von **Abbildung 7.2** verdeutlicht werden..

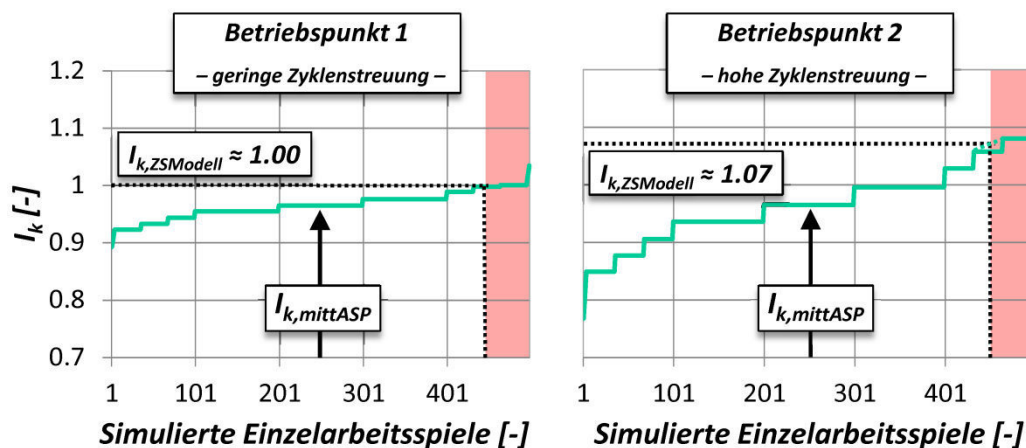


Abbildung 7.2: Vorteil der Berücksichtigung der Zyklenschwankungen im Vergleich zur Betrachtung des mittleren Arbeitsspiels (schematisch)

Hierin sind die simulierten I_k -Werte zweier Betriebspunkte dargestellt, die sich jeweils in der Höhe ihrer Zyklensteuerung unterscheiden, im Mittel aber das gleiche Vorreaktionsniveau $I_{k,mittASP}$ aufweisen. Mit anderen Worten, eine Betrachtung des gemittelten Arbeitsspiels würde für beide Betriebspunkte zu demselben Klopfintegralwert führen, während hingegen bei Berücksichtigung der Zyklenschwankungen ein wahrnehmbarer Unterschied im Vorreaktionsintegral an der Klopfgrenze zu verzeichnen ist. Für beide Betriebspunkte wird das Vorreakti-

³¹ Wie hoch dabei der Anteil der klopfenden Arbeitsspiele ist, ist nicht eindeutig festgelegt bzw. von der jeweiligen Definition abhängig. Eine exakte messtechnische Erfassung der Klopfgrenze ist allerdings aufgrund der Unsicherheiten bei der Klopfdetektion fragwürdig, so dass eher von einem Klopfbereich (z.B. 3-5%) die Rede sein müsste.

onsintegral an der Klopfgrenze $I_{k,ZS\text{Modell}}$ bei einer Klopfhäufigkeit von 10% bestimmt. Betriebspunkt 2 zeigt infolge der stärkeren Schwankung ein höheres $I_{k,ZS\text{Modell}}$ und damit verbunden eine höhere Klopfneigung. Dem müsste gegebenenfalls durch geeignete Maßnahmen, z.B. durch eine Spätverstellung des Zündzeitpunkts, entgegengewirkt werden

7.2 Klopfdetektion

7.2.1 Klopfdetektionsalgorithmus

Für die Untersuchung des Klopfphänomens ist die Unterscheidung von klopfenden und nicht-klopfenden Arbeitsspielen von grundlegender Bedeutung. Zur Detektion einer klopfenden Verbrennung wurden über die Jahre hinweg diverse Ansätze aufgestellt /BARG1, WORR2, BURG1/, wobei im Rahmen dieser Arbeit aufgrund seiner einfachen Handhabung und hohen Ergebnisgüte der Klopfdetektionsalgorithmus nach /HETT1/ verwendet wurde.

Grundlage ist der hochpassgefilterte Druckverlauf p_{hpf} bzw. dessen erste Ableitung dp_{hpf} . Durch Aufintegration der Quadrate der hochpassgefilterten Druckänderung ergibt sich gemäß **Gleichung 7.1** die Signalenergie $E_{dp,gesamt}$. Diese beinhaltet neben dem Anteil der zu untersuchenden, klopfinduzierten Druckschwingungen auch den Anteil $E_{dp,Grund}$, der sich aus dem Grundrauschen des Drucksignals ergibt. Dieser Grundanteil steigt über dem Kurbelwinkel linear an und wird in diesem Kontext durch Extrapolation des Signalenergieverlaufs von Integrationsbeginn bis sieben Grad Kurbelwinkel vor Spitzendrucklage abgebildet (vgl. **Gleichung 7.2**). Die Wahl dieses Auswertebereichs ergibt sich aus den beiden Forderungen, dass dessen Breite zum einen ausreicht, um die Auswirkungen des Grundrauschens vollständig zu erfassen, und zum anderen genügend Abstand zu Bereichen lässt, in denen eine klopfende Verbrennung auftreten könnte, um eine Beeinflussung durch selbige zu vermeiden.

$$E_{dp,gesamt}(\varphi_{Ende}) = \int_{\varphi_{Start}}^{\varphi_{Ende}} \left(\frac{dp_{hpf}}{d\varphi}(\varphi) \right)^2 d\varphi \quad (7.1)$$

$$E_{dp,Grund}(\varphi_{Ende}) = \left(\int_{\varphi_{Start}}^{\varphi_{Grund}} \left(\frac{dp_{hpf}}{d\varphi}(\varphi) \right)^2 d\varphi \right) \cdot \frac{\varphi_{Ende} - \varphi_{Start}}{\varphi_{Grund} - \varphi_{Start}} \quad (7.2)$$

mit $\varphi_{Grund} = \varphi(p_{max}) - \varphi_{off}$
 $\varphi_{off} = 7^\circ KW$

Die Differenz aus $E_{dp,gesamt}$ und $E_{dp,Grund}$ stellt folglich die so genannte Klopfenergie E_{dp} dar, welche sich in erster Linie aus den hochfrequenten Druckschwingungen einer klopfenden Verbrennung ergibt (siehe **Gleichung 7.3**). Überschreitet die Klopfenergie innerhalb des Integrationsbereichs von 1% bis 95% Massenumsatz den Grenzwert $E_{dp,Grenz}$, so wird ein klopfendes Arbeitsspiel detektiert. Basierend auf optischen Auswertungen der Einzeldruckverläufe wurde $E_{dp,Grenz}$ hierbei für sämtliche Untersuchungen konstant auf 1 gesetzt.

$$E_{dp} = E_{dp,gesamt}(\varphi_{95}) - E_{dp,Grund}(\varphi_{95})$$

mit φ_{95} Kurbelwinkel bei 95% Massenumsatz (7.3)
 φ_{Start} Kurbelwinkel bei 1% Massenumsatz

Im Falle eines klopfenden Arbeitsspiels erfolgt die Ermittlung des Klopfbeginns über die in /HETT1/ vorgestellte „Druckanstieg-Methode“. Hintergrund ist die Annahme, dass sich Selbstzündungen in einem starken Anstieg des Druckverlaufs bzw. der Druckgradienten äußern und der Klopfbeginn mit der ersten im Messsignal wahrnehmbaren Druckwelle korreliert. Im Rahmen dieser Arbeit wird der Klopfbeginn als der Zeitpunkt definiert, zu dem der hochpassgefilterte Druckgradient zum ersten Mal 50% seines Maximalwerts überschreitet. Dieser in /HETT1/ empirisch bestimmte Schwellenwert von 50% konnte anhand der hier untersuchten Messdaten bestätigt werden. Grundsätzlich liefert der beschriebene Ansatz, trotz seines einfachen Aufbaus, gute Ergebnisse, wobei prinzipbedingt die Detektion von Mehrfachselbstzündungen unter Umständen nicht eindeutig ist. Die Ergebnisse der automatisierten Klopfdetektion sind auszugsweise in **Abbildung 7.3**, **Abbildung 7.4** respektive in **Abbildung 7.5** aufgeführt.

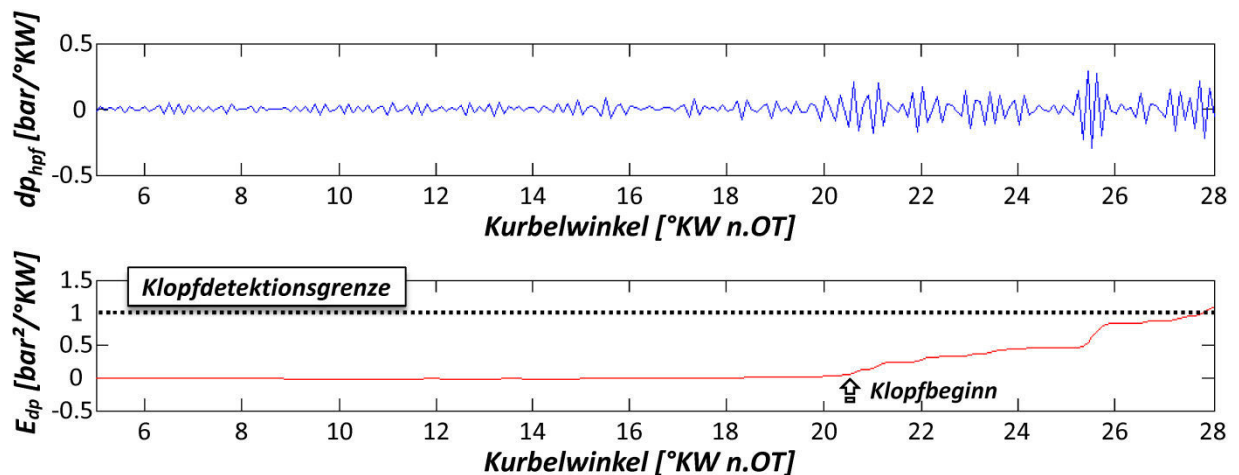


Abbildung 7.3: Hochpassgefilterte Druckänderung dp_{hpf} und kumulierte Klopfenergie E_{dp} über Grad Kurbelwinkel, Opel Z22YH (1000 U/min, Vollast, Betriebspunkt 6, Zyklus 132)

In **Abbildung 7.3** sind hochpassgefilterter Druckgradient und zugehörige Klopfenergie über dem Auswertebereich für Zyklus 132 des Betriebspunkts 6 dargestellt. Die Klopfenergie erreicht erst gegen Ende des Auswertebereichs die Grenzergie $E_{dp,Grenz}$, so dass gerade noch Klopfen detektiert wird. Im Gegensatz dazu zeigt **Abbildung 7.4** für Zyklus 15 ein Arbeitsspiel, das eine hohe Klopfintensität und einen dementsprechend starken Anstieg der Klopfenergie aufweist. Zyklus 132 könnte somit stellvertretend für die untere Grenze der Klopfdetektion stehen, während Zyklus 15 zum Vergleich eine ausgeprägt klopfende Verbrennung zeigt.

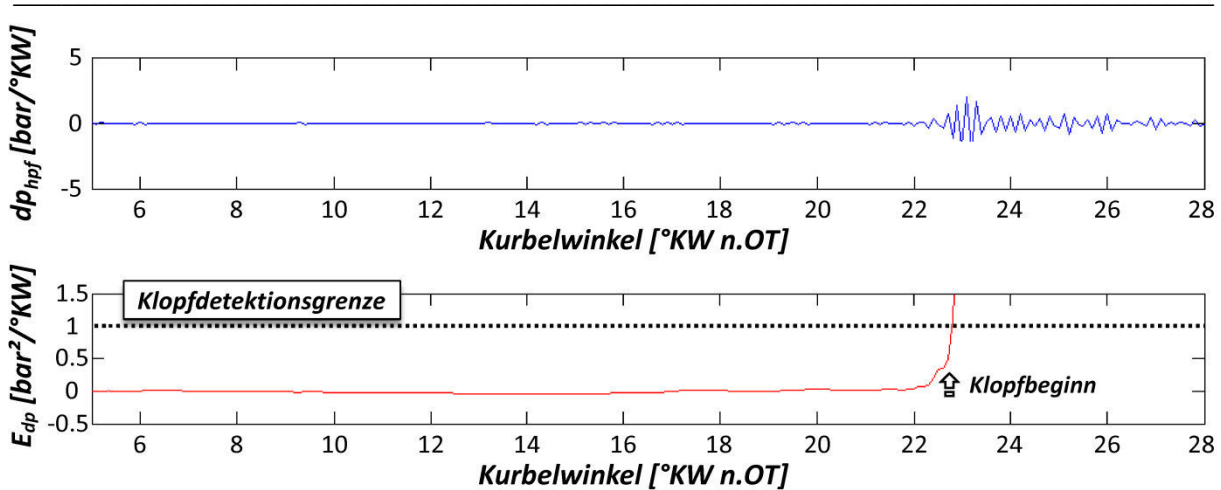


Abbildung 7.4: Hochpassgefilterte Druckänderung dp_{hpf} und kumulierte Klopfenergie E_{dp} über Grad Kurbelwinkel, Opel Z22YH (1000 U/min, Volllast, Betriebspunkt 6, Zyklus 15)

In **Abbildung 7.5** sind zur Veranschaulichung die zugehörigen Druckverläufe für Zyklus 132 und Zyklus 15 wiedergegeben. Anhand dieser Abbildungen wird exemplarisch für den beschriebenen Algorithmus das Detektionsspektrum der klopfend brennenden Arbeitsspiele verdeutlicht.

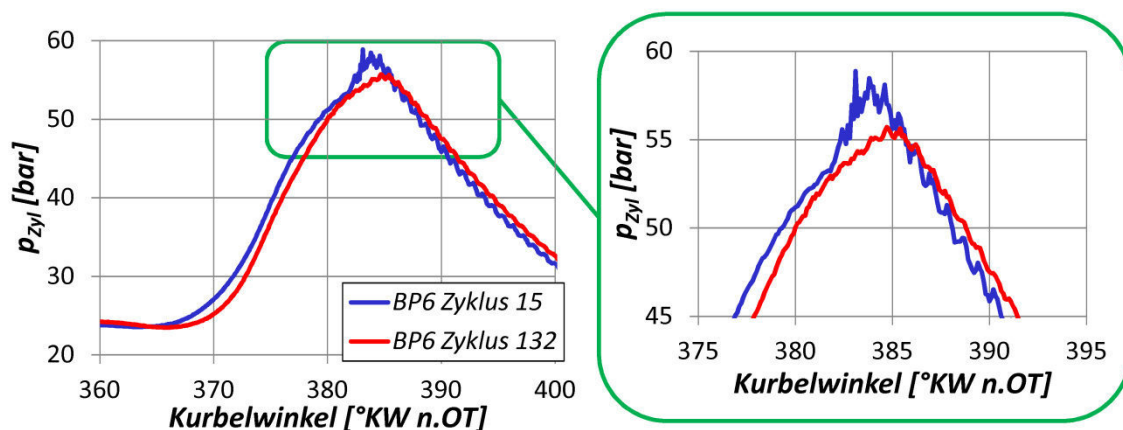


Abbildung 7.5: Vergleich der Druckverläufe zweier klopfender Arbeitsspiele, Opel Z22YH (1000 U/min, Volllast, Betriebspunkt 6, Zyklus 15/132)

7.2.2 Ergebnisse der Klopfdetektion

Als skalare Ergebnisgröße gibt der implementierte Klopfdetektionsalgorithmus für jeden Betriebspunkt die prozentuale Klopfhäufigkeit aus. Die Ergebnisse der Klopfdetektionsauswertung zum Opel Z22YH sind in **Abbildung 7.6** dargestellt. Hierin ist die Klopfhäufigkeit für jede Drehzahl über dem applizierten Zündwinkel aufgetragen. Schön zu sehen ist, dass aufgrund der erhöhten Klopfneigung bei niedrigen Drehzahlen – insbesondere zwischen 1000 und 2000 U/min – die Lage der Zündzeitpunkte weit nach spät verschoben wurde. Offensichtlich tritt Klopfen nicht für alle untersuchten Betriebspunkte auf. Erst für die früheren Zündwinkellagen werden klopfende Arbeitsspiele detektiert, so dass insgesamt etwa neun Betriebspunkte verbleiben, die für die weitere Messdatenauswertung (Kap.7.3) von höherem Interesse sind. Die Betriebspunkte bei 6000 U/min sind an dieser Stelle mangels klopfender Arbeitsspiele nicht weiter aufgeführt.

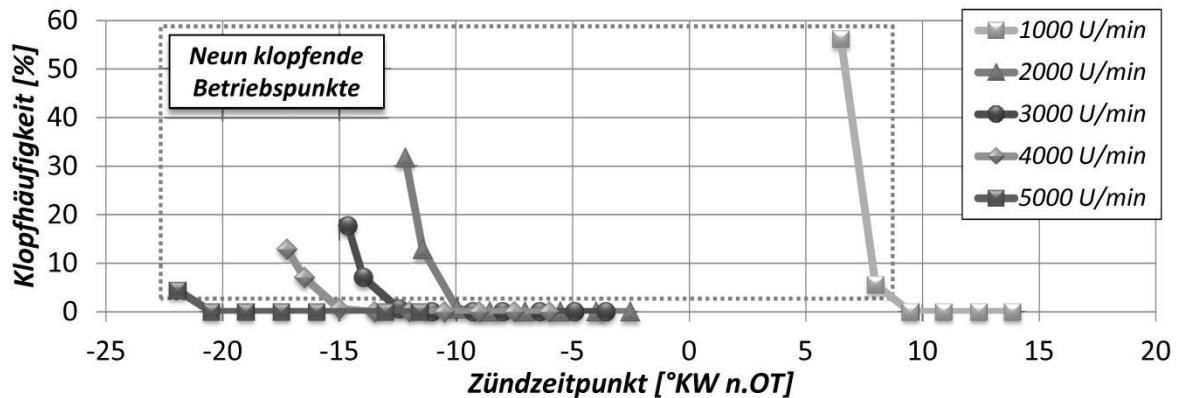


Abbildung 7.6: Klopfhäufigkeit in Abhängigkeit vom Zündzeitpunkt, Opel Z22YH (1000-6000 U/min, Volllast)

7.2.3 Grenzen der Klopfdetektion

Im Grunde beginnen die Grenzen der Klopfdetektion schon bei der Messdatenerfassung. Je nach Lage, Einbau und Art der Drucksensoren werden Druckschwingungen infolge einer klopfenden Verbrennung unterschiedlich aufgenommen /HETT1/. Unter Annahme einer belastbaren Messsignalerfassung stellt sich im Weiteren die Frage nach der Wahl des Klopfdetektionsalgorithmus. In diesem Zusammenhang stellt neben der Detektionsgenauigkeit des Algorithmus die Festsetzung des Klopfkriteriums der automatisierten Auswertung einen weiteren Unsicherheitsfaktor dar – mit anderen Worten, das Ergebnis der Klopfdetektion ist außerdem abhängig von der subjektiven Definition, ab welchem Grenzwert (hier: $E_{dp,Grenz}$) eine klopfende Verbrennung angenommen wird. Somit ist leicht nachvollziehbar, dass die ermittelte Klopfwahrscheinlichkeit immer nur in Relation zu den getroffenen Randbedingungen zu bewerten ist und vor diesem Hintergrund auch exakte Bestimmung der Klopfgrenze – beispielsweise in einem Bereich von drei bis fünf Prozent klopfender Arbeitsspiele – mitunter problematisch sein kann.

Gleiches gilt für die Ermittlung des Klopfbeginns, da auch hier verschiedene Berechnungsansätze existieren und die Wahl der Randbedingungen das Ergebnis beeinflusst. Zudem wird durch das Auftreten mehrerer Selbstzündungen innerhalb eines Arbeitsspiels die Bestimmung des Klopfbeginns zusätzlich erschwert /HETT1/.

7.3 Messdatenauswertung

In **Abbildung 7.7** sind für die untersuchten Betriebspunkte des Opel Z22YH die auf Basis des mittleren Arbeitsspiels berechneten Vorreaktionsintegrale – nach FKFS- bzw. nach Franzke-Implementierung /SCHM1, FRAN1/ – und die zugehörige prozentuale Klopfhäufigkeit dargestellt. Innerhalb einer Betriebspunktreihe konstanter Drehzahl erfolgt jeweils nach rechts eine sukzessive Frühverstellung des Zündwinkels. Diese Frühverstellung geht einher mit höheren Temperatur- und Druckverläufen, woraus ein tendenzieller Anstieg der Vorreaktionsintegrale resultiert. Dabei sind zwischen FKFS- und Franzke-Ansatz deutliche Unterschiede zu beobachten, welche vor allem durch die Berücksichtigung der Turbulenzabhängigkeit im Rahmen der FKFS Modellierung begründet werden kann (vgl. Kap.3.3.1 und Kap.3.3.2). Die

Abstimmung der Klopfmodellkoeffizienten und des Bereichs der Vorreaktionsintegration hingegen sind für beide Ansätze identisch³² (siehe Tabelle 7.1).

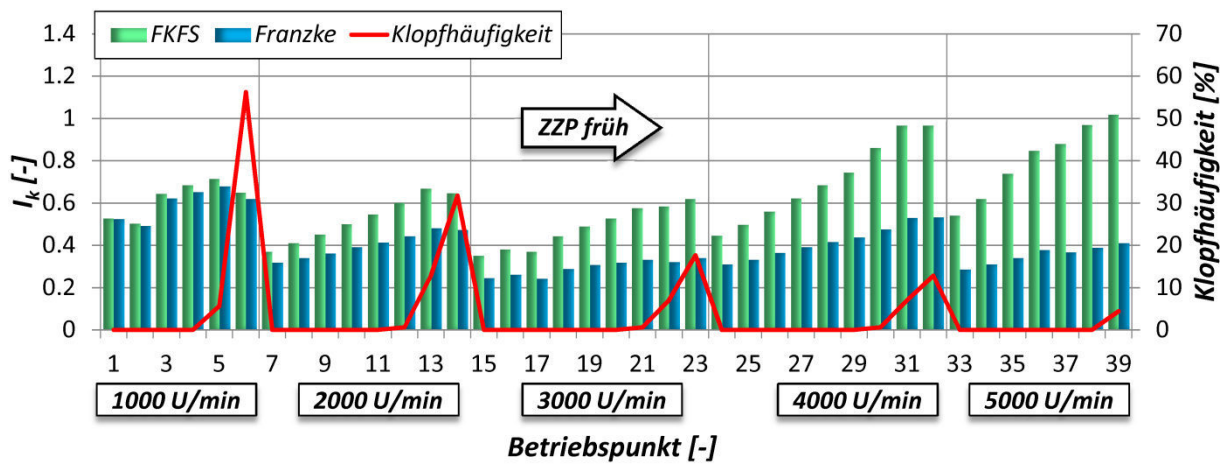


Abbildung 7.7: Vergleich von FKFS und Franzke Vorreaktionsintegral unter Berücksichtigung der Klopfhäufigkeit, Opel Z22YH (1000-5000 U/min, Vollast)

$I_K = \frac{1}{6 \cdot n \cdot c \cdot 10^{-3}} \cdot \int_{\varphi_{RB}}^{\varphi_{RE}} \frac{1}{p(\varphi)^a \cdot e^{b/T_{UV}(\varphi)}} d\varphi$	a [-]	b [-]	c [-]	φ_{RE} [°KW]
FKFS/Franzke-Ansatz	-1.1	4179	1.493	85% Umsatzpunkt

Tabelle 7.1: Parametrierung der Klopfmodelle nach FKFS- und Franzke-Ansatz

Anhand der zusätzlich aufgetragenen Klopfhäufigkeit wird deutlich, welche Betriebspunkte für die Auslegung der Klopfmodelle von Relevanz sind. In **Abbildung 7.8** sind diese der Übersichtlichkeit halber zusammengefasst. Zu erkennen ist dabei, dass weder über dem Modellansatz nach Franzke noch mit Hilfe der FKFS-Modellierung eine konstante und eindeutige Klopfgrenze ausgemacht werden kann. Während bis 3000 U/min die I_k -Werte basierend auf dem Franzke-Ansatz über der Drehzahl wahrnehmbar abfallen, zeigt die FKFS-Modellierung noch ein konstantes I_k -Niveau. Ab 4000 U/min differieren die I_k -Werte beider Ansätze jedoch zunehmend. Somit zeigt sich bei Anwendung der Klopfmodellansätze auf die gemessenen mittleren Druckverläufe, dass eine korrekte Wiedergabe der Klopfgrenze über alle Drehzahlen hinweg kaum oder nur eingeschränkt möglich ist. Deshalb soll im Rahmen dieser Arbeit unter anderem untersucht werden, welcher Informationsgewinn in einer zyklus aufgelösten Betrachtung steckt.

³² Aus Vergleichsgründen wurde das Franzke-Integral im Rahmen dieser Arbeit bei einem Massenumsatz von 85% ausgewertet, obwohl nach /FRAN1/ der Auswertzeitpunkt auf 53% der Brenndauer festgesetzt wurde, was in erster Näherung in etwa einem Massenumsatz von 80% entspräche.

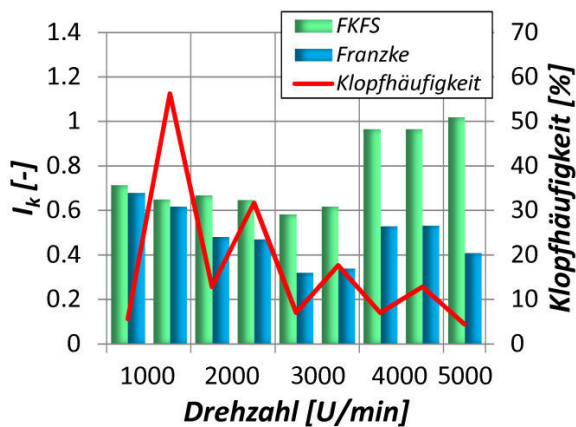


Abbildung 7.8: Vergleich von FKFS und Franzke Vorreaktionsintegral an der Klopfgrenze, Opel Z22YH (1000-5000 U/min, Vollast)

Zu diesem Zweck werden in den folgenden Abbildungen die Häufigkeiten verschiedener, verbrennungsrelevanter Kennwerte jeweils für klopfende und nicht-klopfende Arbeitsspiele aufgetragen. Ein typischer Kennwert der Verbrennung ist die Brenndauer, wie sie z.B. in Form der 0-10% oder 10-90% Brenndauer wiedergegeben wird.

In **Abbildung 7.9** sind hierzu für die Betriebspunkte aus **Abbildung 7.8** über einem Drehzahlbereich von 1000 bis 4000 U/min die Häufigkeitsverteilungen der 0-10% Brenndauer aufgeführt. Im Mittel nimmt die 0-10% Brenndauer in Grad Kurbelwinkel über der

Drehzahl zu. Dies dürfte – trotz der verbrennungsbeschleunigenden Wirkung infolge einer höheren Brennraumturbulenz – vor allem auf das mit ansteigender Drehzahl abnehmende Kurbelwinkelzeitfenster für die Verbrennung zurückzuführen sein. Unter Umständen könnte auch infolge der höheren Strömungsgeschwindigkeiten an der Zündkerze eine verzögerte Entflammungsphase (siehe Kap.4.4.5) hier mit einwirken. Die Auftretenswahrscheinlichkeit sowohl der nicht-klopfenden als auch der klopfenden Arbeitsspiele ist normalverteilt, wobei die klopfenden Arbeitsspiele tendenziell kürzere 0-10% Brenndauern aufweisen. Dabei kann allerdings anhand der 0-10% Brenndauer nicht genau festgelegt werden, ob ein Arbeitsspiel klopft, da sich die Häufigkeitsverteilungen der klopfenden und nicht-klopfenden Zyklen über weite Bereiche überschneiden. Ein vergleichbares Bild ergibt sich für die Darstellung der Häufigkeitsverteilungen der 10-90% Brenndauer (siehe Anhang **Abbildung 9.16**), wobei hier der Überschneidungsbereich von regulären und klopfenden Arbeitsspielen tendenziell zunimmt und eine Unterscheidung anhand der 10-90% Brenndauer daher noch schwerer fällt.

Ergänzend dazu bestätigt sich in den Häufigkeitsverteilungen der Schwerpunktlage die Beobachtung, dass das Klopfphänomen zumeist mit einer überdurchschnittlich schnellen Verbrennung einhergeht (siehe Anhang **Abbildung 9.17**). Auch anhand der Schwerpunktlage ist keine klare Trennung von klopfender und nicht-klopfender Verbrennung möglich ist.

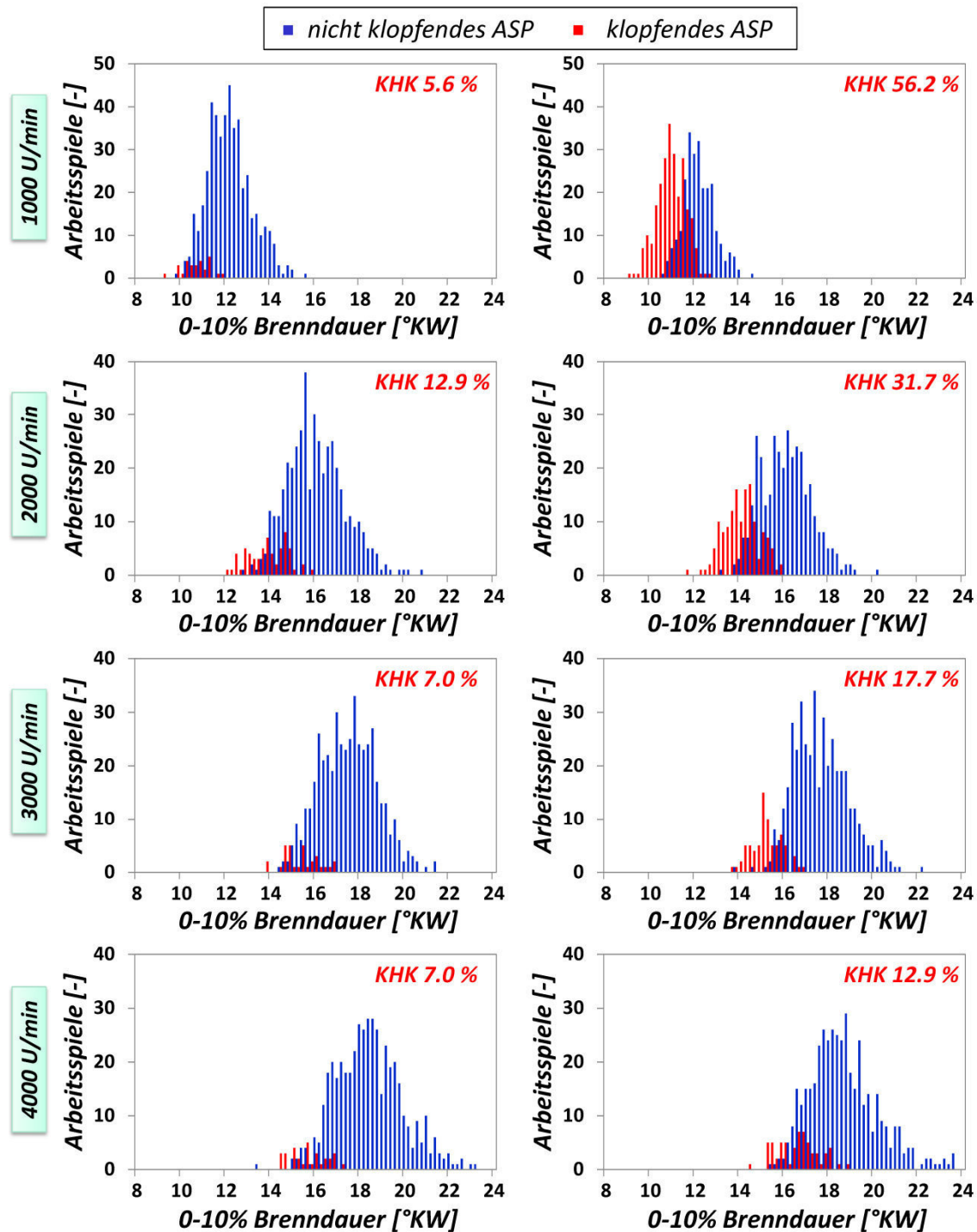


Abbildung 7.9: Häufigkeitsverteilungen klopfender und nicht-klopfender Arbeitsspiele aufgetragen über der 0-10% Brenndauer, Opel Z22YH (1000-4000 U/min)

Die Betrachtungen der Brenndauer bzw. der Schwerpunktlage verdeutlichen somit, dass es grundsätzlich eher die schnellen Verbrennungen sind, die zum Klopfen neigen. Gleichzeitig zeigen die klopfenden Zyklen auch ein tendenziell höheres Temperaturniveau, was durch **Abbildung 7.10** exemplarisch anhand der Temperatur in der unverbrannten Zone bei 85% Masenumsatz verdeutlicht wird. Zunächst ist eine leichte Zunahme des durchschnittlichen Temperaturniveaus über der Drehzahl zu beobachten, wobei die klopfenden Arbeitsspiele überdurchschnittlich hohe Temperaturen aufweisen. Wie auch schon bei der Betrachtung der

Brenndauern ist ein großer Überschneidungsbereich erkennbar, welcher sich bei höheren Drehzahlen (ab 3000 U/min) sogar komplett überlappt. Da die alleinige Kenntnis des Temperaturniveaus zur Klopfvorhersage nicht ausreicht, basieren aktuelle Klopfmodelle /SCHM1, FRAN1, WORR1/ auf der kompletten Temperatur- und Druckhistorie.

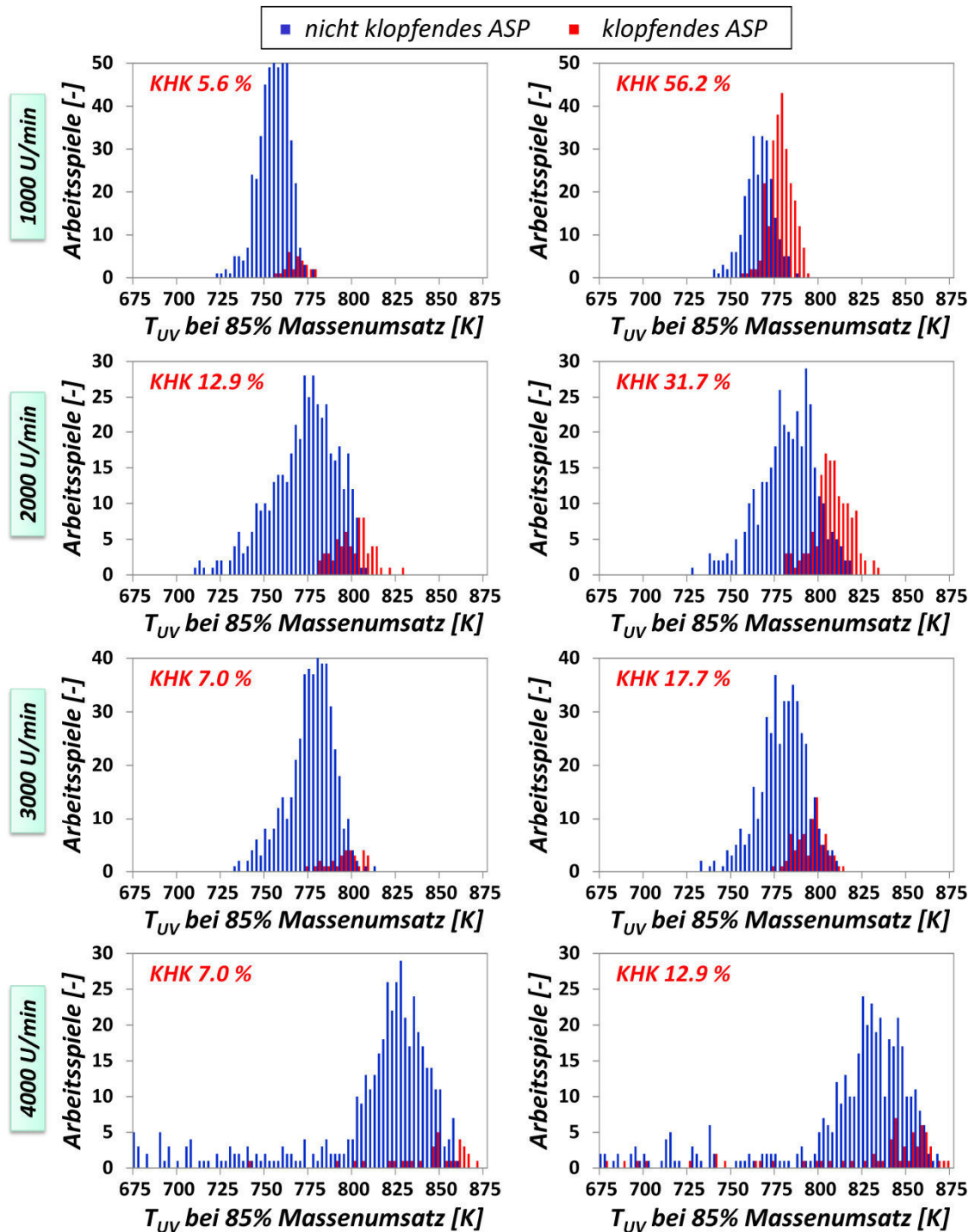


Abbildung 7.10: Häufigkeitsverteilungen klopfender und nicht-klopfender Arbeitsspiele aufgetragen über der Temperatur im Unverbrannten bei 85% Massenumsatz, Opel Z22YH (1000-4000 U/min)

Aus diesem Grund sind in **Abbildung 7.11** die Häufigkeitsverteilungen der I_k -Werte bei 85% Massenumsatz aufgetragen. Die Ermittlung der I_k -Werte erfolgte in diesem Fall über das

Franzke-Modell, um ausschließlich die Schwankungen des Arrheniusansatzes zu erfassen. Offensichtlich überschneiden sich die Bereiche von klopfenden und nicht-klopfenden Arbeitsspielen teilweise komplett – der I_k -Wert weist hier somit paradoxerweise noch weniger Informationsgehalt bezüglich des Klopfens auf als beispielsweise die Temperatur im Unverbrennten. Sehr deutlich wird dies für Betriebspunkt 14 (2000 U/min, Klopfhäufigkeit (KHK) 31.7%), da hier nahezu jeder I_k -Wert für ein klopfendes oder nicht-klopfendes Arbeitsspiel stehen könnte.

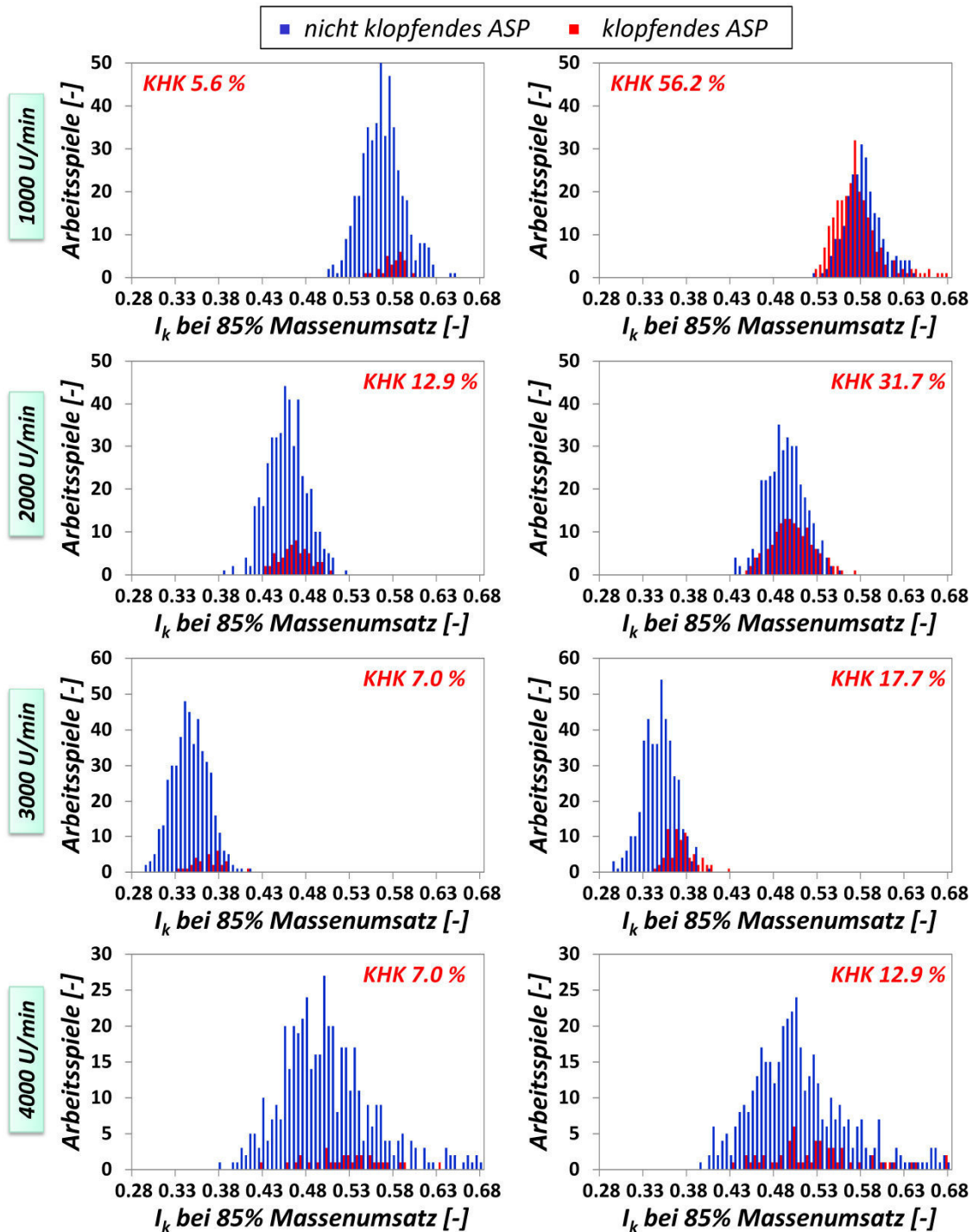


Abbildung 7.11: Häufigkeitsverteilungen klopfender und nicht-klopfender Arbeitsspiele aufgetragen über dem Vorreaktionsintegral (Franzke) bei 85% Massenumsatz, Opel Z22YH (1000-4000 U/min)

Die Ergebnisse der Messdatenauswertung lassen zweifeln, ob die simulative Abbildung des Klopfphänomens mit Hilfe der aktuellen Klopfmodellansätze grundsätzlich in der Qualität möglich ist, die für eine vorhersagefähige Arbeitsprozessrechnung benötigt wird. Es liegt die Vermutung nahe, dass das Vorreaktionsintegral in der jetzigen Form nicht genügend Informationen bietet, um die klopfende Verbrennung hinreichend genau zu bestimmen. Hiervon ausgehend dürfte im Hinblick auf die Klopfsimulation die Berücksichtigung der Einzelarbeitspiele keinen Vorteil bringen, da, selbst wenn die Schwankungen der Verbrennung durch das Zyklenschwankungsmodell perfekt wiedergegeben würden, sich mit Hilfe der aktuellen Klopfmodellansätze kaum ein Genauigkeitsgewinn einstellen dürfte. Dabei stellt sich vom physikalischen Standpunkt aus weniger die Frage nach der Sinnhaftigkeit der Berücksichtigung der Zyklenschwankungen, sondern vielmehr die Frage nach dem Potential des Arrheniusansatzes zur Vorhersage einer klopfenden Verbrennung.

Nichtsdestotrotz soll anschließend in Kap.7.4 die Klopfsimulation auf Grundlage der Einzelarbeitspiele des Zyklenschwankungsmodells behandelt werden, um den grundsätzlichen Ansatz einer zyklus aufgelösten Klopfsimulation eingehender zu untersuchen.

7.4 Klopfsimulation auf Einzelarbeitspielbasis

In **Abbildung 7.12** sind die I_k -Werte der Klopfsimulation basierend auf dem mittleren Arbeitsspiel bzw. auf den Einzelarbeitspielen des Zyklenschwankungsmodells (der I_k -Wert entspricht dabei dem in Kap.7.1 vorgestellten $I_{k,ZS\text{Modell}}$) den Ergebnissen der Messdatenauswertung gegenübergestellt – das Vorreaktionsintegral wurde in allen Fällen über den FKFS Ansatz ermittelt. Gut zu erkennen ist, dass sich durch die Berücksichtigung der Zyklenschwankungen zwar ein Unterschied im Klopfintegral ergibt, dieser jedoch lediglich einer über der jeweiligen Drehzahl nahezu konstanten Abweichung entspricht, welche beispielsweise auch auf Basis des mittleren Arbeitsspiels durch eine Anpassung der Klopfmodellparametrierung erreicht werden könnte. Die Drehzahlabhängigkeit besagter Abweichung dürfte sich hierbei auf die Implementierung der EP-Variation zurückführen lassen, da die Bereichsbreite der EP-Variation über der Drehzahl zunimmt respektive für geringe Drehzahlen sehr klein ist (vgl. Kap.5.4.4).

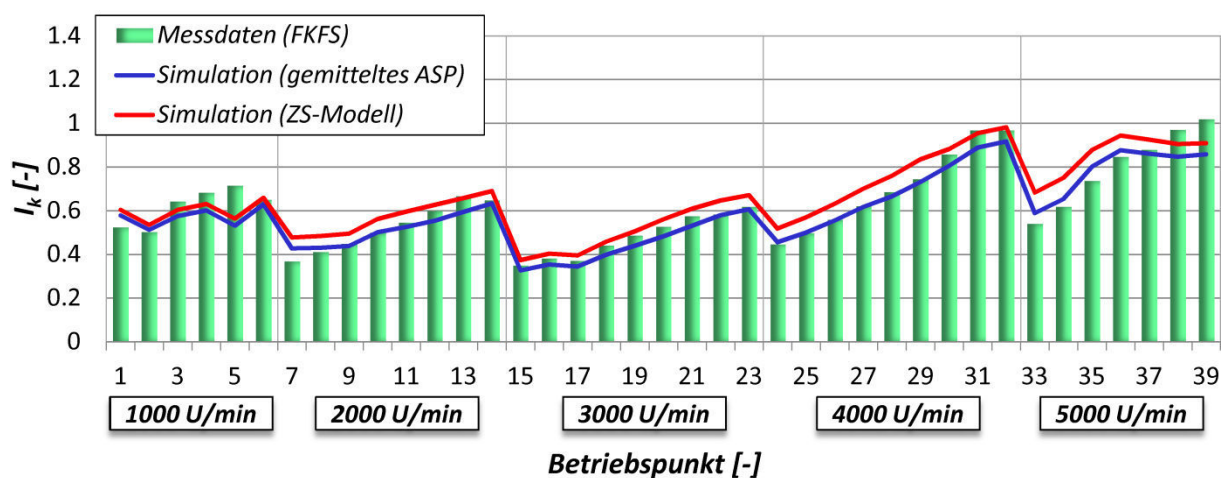


Abbildung 7.12: Vergleich der I_k -Werte auf Basis der Messdaten (FKFS), der Simulation des gemittelten ASP und der Zyklenschwankungssimulation, Opel Z22YH (1000-5000 U/min, Vollast)

Demzufolge zeigt die zyklus aufgelöste Berechnung des Vorreaktionsintegrals keine Verbesserung der Klopfvorhersage, was auch anhand von **Abbildung 9.18** deutlich wird. Auffällig ist ebenfalls der abknickende Verlauf der Simulation ab Betriebspunkt 36, worauf im Anhang Kap.9.1 näher eingegangen werden soll. Zur Klärung der Frage, weshalb trotz Berücksichtigung der Zyklenschwankungen keine Verbesserung der Klopfsimulation eintritt, wird im Folgenden Betriebspunkt 32 genauer betrachtet (**Abbildung 7.13**).

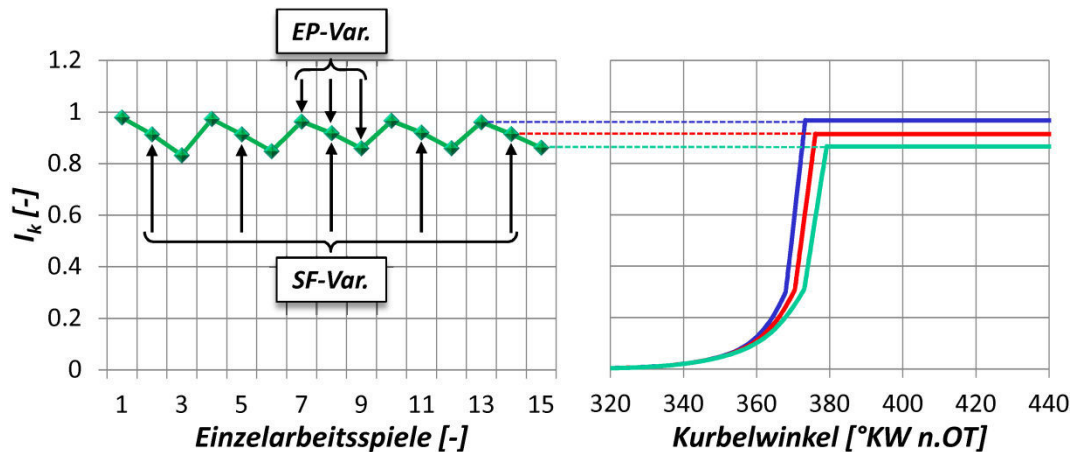


Abbildung 7.13: I_k -Werte der Zyklenschwankungssimulation, Opel Z22YH (Betriebspunkt 32, 4000 U/min, KHK 12.9%)

Im linken Diagramm dieser Abbildung sind die Vorreaktionsintegralwerte für die simulierte Zyklenschwankung dargestellt. Dabei ergibt sich der sägezahnförmige Verlauf aus der Anordnung von EP- und SF-Variation und der Tatsache, dass die Variation der Entflammungsphase einen sehr viel stärkeren Einfluss auf die Vorreaktionsintegralberechnung hat als die SF-Variation. Aus diesem Grund sollen im Weiteren die Einzelzyklen 13 bis 15, welche einer Variation der Entflammungsphase bei einem konstanten SF-Wert entsprechen, näher untersucht werden. Das rechte Diagramm zeigt den zugehörigen I_k -Verlauf, aufgetragen über Grad Kurbelwinkel. Fraglich ist hier, weshalb trotz exponentieller Temperaturabhängigkeit (**Gleichung 3.16** bzw. **3.20**) im Zuge der Entflammungsphasenschwankung lediglich ein lineares Verhalten der I_k -Werte zu beobachten ist.

Aufgrund dessen sind in **Abbildung 7.14** zusätzlich zu den Verläufen der Vorreaktionsintegrale die entsprechenden Temperaturverläufe in der unverbrannten Zone über Grad Kurbelwinkel aufgeführt. Diese werden für die Klopfintegralberechnung nach /SCHM1/ unter Annahme einer adiabaten, polytropen Zustandsänderung aus dem Zylinderdruckverlauf ermittelt – der starke Anstieg der Temperaturen zwischen 368 und 374 °KW n. OT ergibt sich aus dem in /SCHM1/ zusätzlich implementierten Turbulenzeinfluss. Bei Betrachtung der Temperatur im Unverbrannten zu einer konstanten Kurbelwinkelstellung von beispielsweise 368° kann eine nahezu äquidistante Differenz zwischen den Einzelzyklen beobachtet werden. Wie nach **Gleichung 3.16** respektive **3.20** erwartet, verhalten sich die I_k -Werte nicht äquidistant, sondern zeigen eine mit dem Temperaturniveau zunehmende Differenz auf. Somit stellt sich die Frage, wie die lineare Verteilung der Endwerte der Vorreaktionsintegralberechnung zu begründen ist.

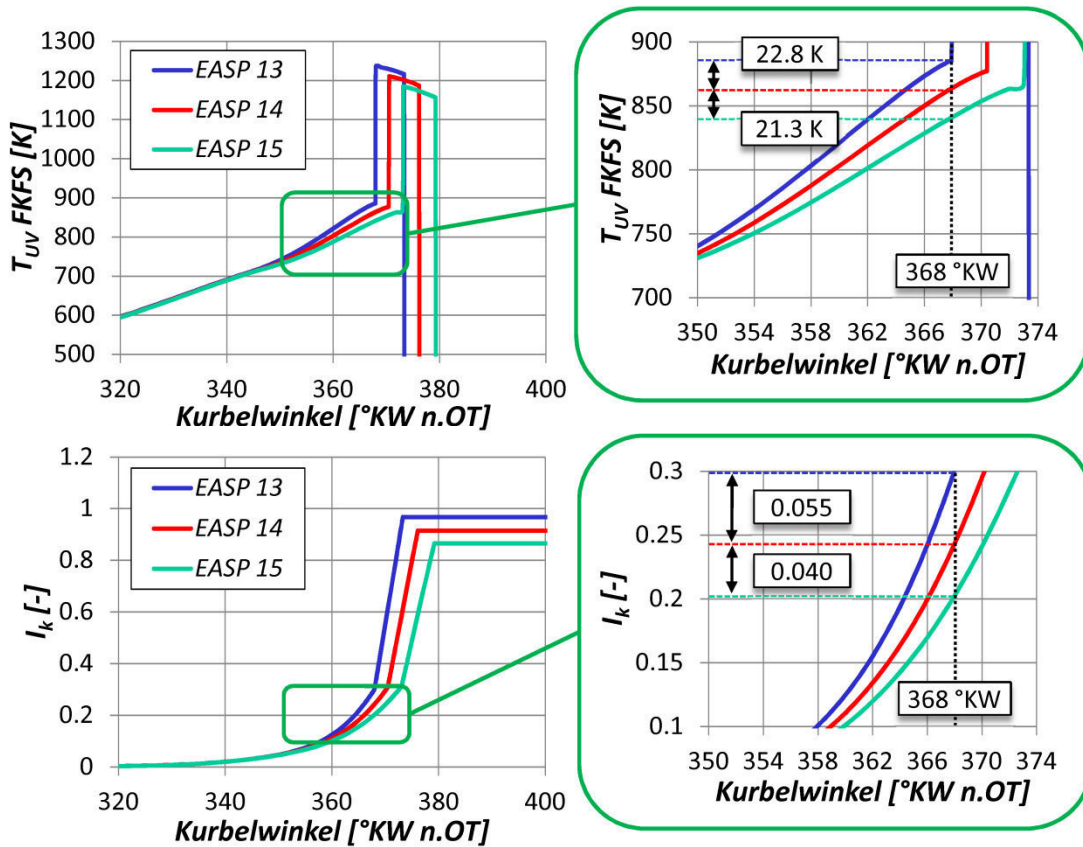


Abbildung 7.14: Simulierte Temperatur- und Klopfintegralverläufe über Grad Kurbelwinkel

Dies soll mit Hilfe von **Abbildung 7.15** erklärt werden. Hierin werden ergänzend zu den I_k -Verläufen für die Einzelzyklen 13 und 15 der Brennbeginn, der 85% Massenumsatzpunkt und die sich daraus ergebende 0-85% Brenndauer dargestellt. Gut zu erkennen ist, dass sich beide Brenndauern um etwa drei Grad Kurbelwinkel unterscheiden. Das Einzelarbeitsspiel 13 hat aufgrund des früheren Brennbeginns einen stärkeren Druck- bzw. Temperaturanstieg zur Folge. Gleichzeitig erhöht sich die Geschwindigkeit des Massenumsatzes, so dass weniger Zeit vergeht bis der 85% Massenumsatzpunkt erreicht ist. Infolge der höheren Temperatur resultiert somit zunächst eine überproportional starke Zunahme der I_k -Werte. Da jedoch insgesamt

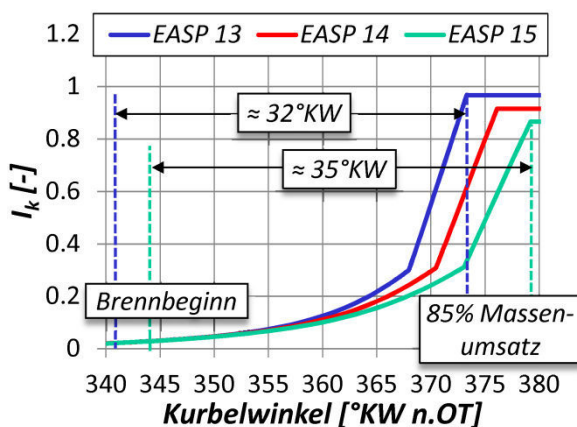


Abbildung 7.15: Simulierte Klopfintegralverläufe mitsamt zugehöriger 0-85% Brenndauer

weniger Zeit zur Aufintegration des Vorreaktionszustands zur Verfügung steht, wird der Effekt der exponentiellen Temperaturabhängigkeit ausgeglichen. Diese Kompensation erfolgt in dem Maße, dass sich das Bild eines linearen Verhaltens der I_k -Werte ergibt. Zusammenfassend existieren somit zwei gegenläufige Einflussgrößen – die Zeit, die zur Aufintegration zur Verfügung steht, und die exponentielle Temperaturabhängigkeit. Das Zusammenspiel dieser Effekte sorgt dafür, dass die Kenntnis der Zyklenschwankungen nicht zu dem nach Kap.7.1 erwarteten Effekt des exponentiellen Temperatureinflusses

führt. Es stellt sich im Folgenden die Frage, inwieweit eine Anpassung des Zyklenschwankungsmodells oder der verwendeten Klopfmodelle diese Zusammenhänge beeinflussen könnte. Daher soll zunächst der Temperatureinfluss auf die Berechnung des Vorreaktionszustands mit Hilfe des Temperaturkoeffizienten b variiert werden. Dieser kann im Rahmen der Klopfmodellabstimmung angepasst werden, was eine Änderung der Temperaturabhängigkeit und somit auch der Auswirkungen der Zyklenschwankungssimulation auf die Klopfvorhersage bewirken könnte.

7.4.1 Untersuchung des Temperaturkoeffizienten

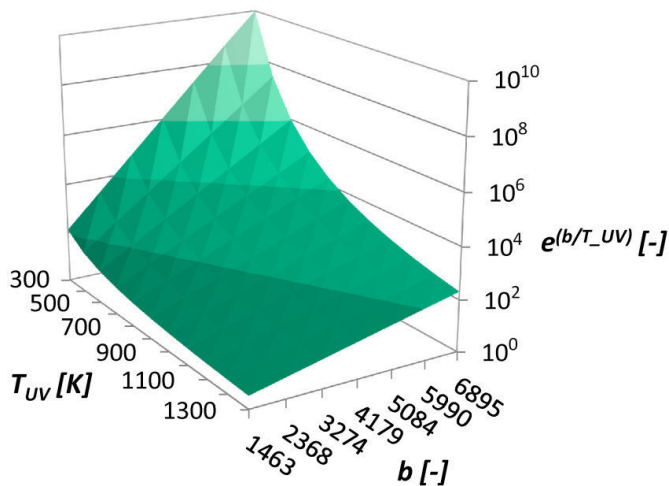


Abbildung 7.16: Temperatureinfluss auf das Vorreaktionsintegral, dargestellt über der Temperatur im Unverbrannten und dem Temperaturkoeffizienten b

In **Abbildung 7.16** ist der Temperatureinfluss auf das Arrheniusintegral in Abhängigkeit von der Temperatur im Unverbrannten T_{UV} und vom Temperaturkoeffizienten b dargestellt. Der betrachtete Temperaturbereich erstreckt sich von 300 bis 1300 K, während der Temperaturkoeffizient ausgehend von der Standardparametrierung von 4179 um $\pm 65\%$ variiert wurde. Es ist schön zu sehen, dass bereits eine geringe Anhebung des Temperaturkoeffizienten eine deutlich stärkere Temperaturabhängigkeit nach sich zieht, welche vor allem in Bereichen niedriger Temperaturen wahrnehmbar wird. In **Abbildung 7.17** ist hierzu eine normierte Verteilung der I_k -Werte (der Einzelzyklen 13 (blau), 14 (rot) und 15 (grün)) über dem Klopfmodellkoeffizienten b dargestellt. Erwartungsgemäß verschiebt sich die Verteilung mit zunehmendem Temperaturkoeffizienten in der Art, dass der Temperatureinfluss stark zunimmt und daher bereits kleine Temperaturerhöhungen zu einem deutlichen Anstieg der Vorreaktionsintegrale führen. Die Auswirkungen auf die Klopfsimulation sollen im Folgenden anhand von **Abbildung 7.18** aufgezeigt werden. Hierin sind unter anderem für einen Temperaturkoeffizienten von 10000 die Vorreaktionsintegrale der kompletten Messdatenbasis des Opel Z22YH aufgetragen. Da sich durch den erhöhten b -Wert die I_k -Integrale hin zu deutlich höheren Wertebereichen verschieben werden, wurde eine Normierung auf die über alle Messdaten gemittelte maximale Temperatur im Unverbrannten vorgesehen (siehe **Gleichung 7.4**).

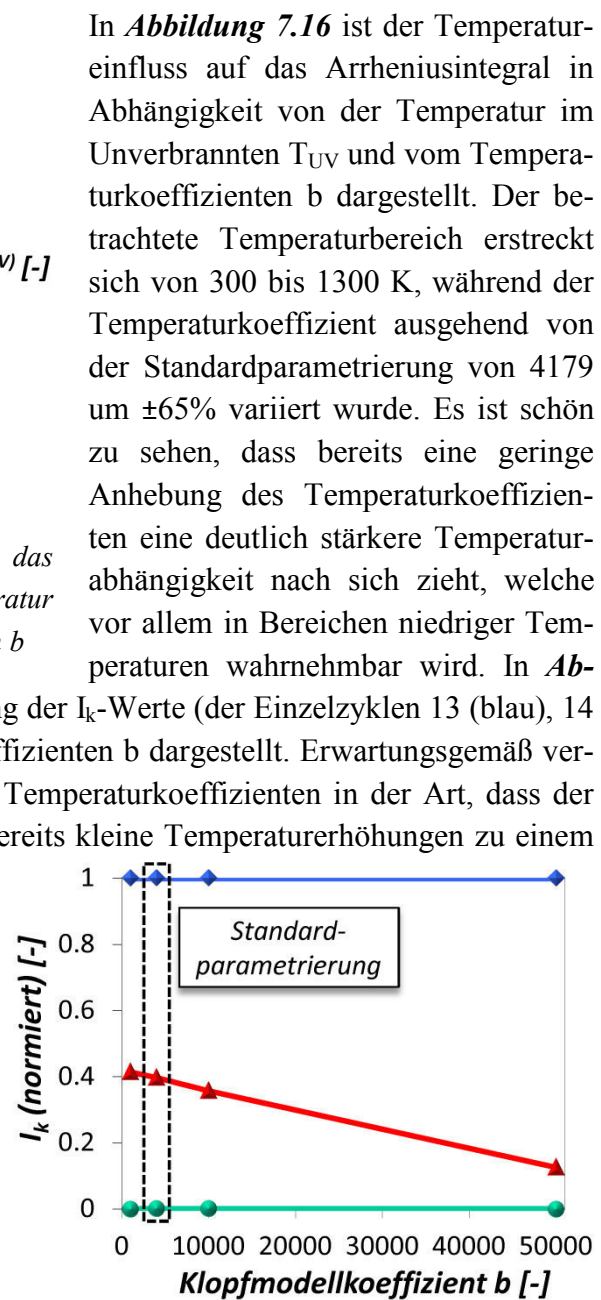


Abbildung 7.17: Normierte Verteilung der I_k -Endwerte in Abhängigkeit des Temperaturkoeffizienten b

$$I_K = NF(b) \cdot \frac{1}{6 \cdot n \cdot c \cdot 10^{-3}} \cdot \int_{\varphi_{RB}}^{\varphi_{RE}} \frac{1}{p(\varphi)^a \cdot e^{b/T_{UV}(\varphi)}} d\varphi \quad (7.4)$$

mit $NF(b) = e^{b/T_{ref}}$
 $T_{ref} = 1050\text{K}$

Trotz besagter Normierung zeigen die Ergebnisse in **Abbildung 7.18** eine extrem starke Temperaturabhängigkeit, die eine Abstimmung des Klopfmodells auf einen einheitlichen Klopfintegralgrenzwert verhindert. Das jeweilige Temperaturniveau kann dabei im linken Diagramm anhand der maximalen Temperatur im Unverbrannten abgeschätzt werden. Es zeigt sich, dass mit vor allem in höheren Temperaturregionen die Vorreaktionsintegralberechnung in Bereiche abdriftet, die keine universelle Abstimmung mehr zulassen. Die Anpassung des Temperaturkoeffizienten würde somit zwar die in Kap.7.1 gewünschte exponentielle Temperaturabhängigkeit hervorrufen – gleichzeitig wäre es aber nicht möglich, das Klopfmodell weiterhin universell auf einen einheitlichen Klopfintegralgrenzwert bzw. auf einen Wertebereich abzustimmen.

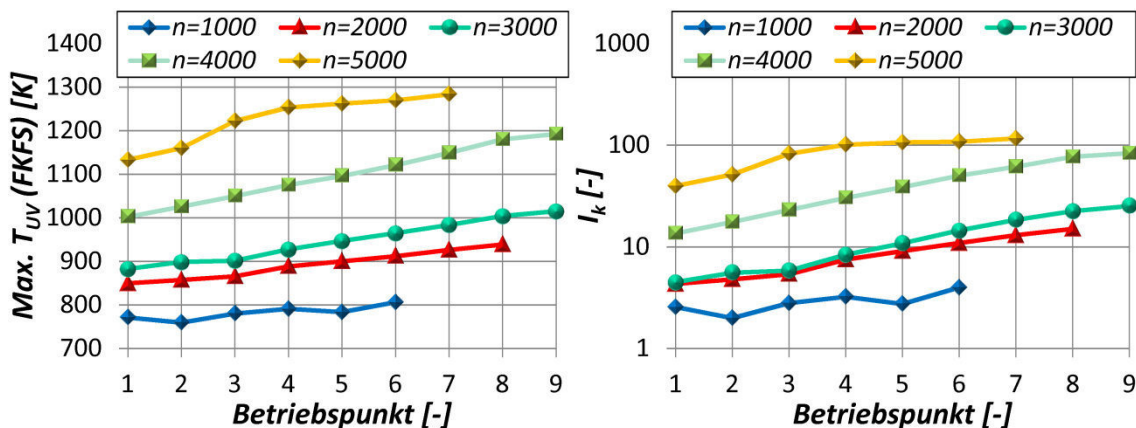


Abbildung 7.18: Max. Temperatur Im Unverbrannten (FKFS) und I_k -Werte für einen Temperaturkoeffizienten $b = 10000$, Opel Z22YH (Volllast, 1000-5000 U/min)

7.4.2 Untersuchung des Zyklenschwankungsmodellansatzes

Eine weitere mögliche Ursache für den in **Abbildung 7.12** beobachteten konstanten I_k -Offset der Zyklenschwankungssimulation könnte, abgesehen von der Implementierung der Temperaturabhängigkeit innerhalb des Arrheniusintegrals, auch der Zyklenschwankungsmodellansatz an sich darstellen. Das Grundprinzip der phänomenologischen Modellbildung liegt in der Vereinfachung und Zusammenfassung von physikalischen Vorgängen. Somit werden beispielsweise Zündung, Zylinderinnenströmung oder Flammenausbreitung nicht direkt, sondern mit Hilfe von Modellvorstellungen wiedergegeben. Innerhalb dieser Modellvorstellungen können die Mechanismen der Zyklenschwankungssimulation – d.h. die SF- und EP-Variation – folglich nur die Auswirkungen auf die Verbrennungsschwankung und nicht den physikalischen Ursprung abbilden. Ziel dabei ist es, diejenigen Modellparameter zu variieren, die der realen ursprünglichen Schwankung möglichst nahe kommen. Hinzukommt, dass nicht alle Effekte berücksichtigt werden können und Vereinfachungen getroffen werden müssen, um der Forderung nach Anwendbarkeit und kurzer Rechendauer zu entsprechen. Hierbei könnte die

Gefahr bestehen, dass SF- und EP-Variation implizit die Auswirkungen einer anderen Schwankung (z.B. die der Turbulenz) auf die Zyklenschwankung des Mitteldrucks mit abbilden, die Auswirkungen dieser Schwankung auf die Klopfsimulation jedoch nicht wiedergeben würden.

Dieser Umstand soll im Folgenden anhand eines expliziten Beispiels näher erörtert werden. Unbestritten existieren im Brennraum Turbulenzschwankungen. Letztere werden im Rahmen des Zyklenschwankungsmodells über die SF-Variation teilweise mit abgedeckt, da sich diese unter anderem auf die charakteristische Brennzeit auswirkt. Eine Schwankung der Turbulenz mag für die Darstellung der Zyklenschwankung nicht zwingend sein, könnte allerdings im Rahmen der Klopfmodellierung eine wichtige Rolle spielen, da die turbulente Schwangungsgeschwindigkeit wiederum in die Bestimmung der Vorheiztemperatur eingeht (siehe **Gleichung 3.19**). Darüber hinaus ergibt sich ein weiterer Einfluss auf besagte Vorheiztemperatur aus der adiabat isobaren Flammentemperatur, deren Schwankung ebenfalls im Zyklenschwankungsmodell nicht dargestellt wird, für die Klopfsimulation allerdings von Bedeutung sein könnte³³.

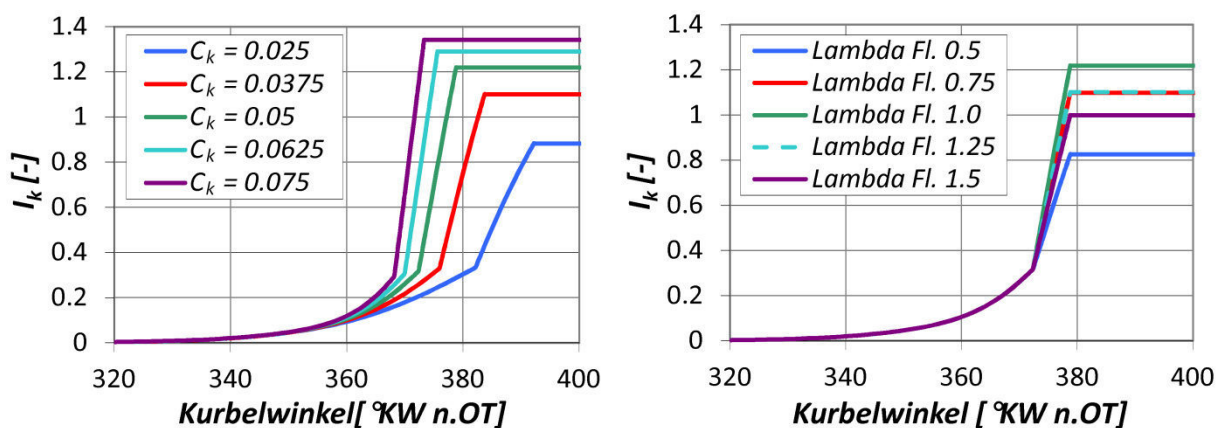


Abbildung 7.19: I_k -Verläufe der C_k -Variation und der Variation des Luftverhältnisses der adiabat isobaren Flamme, Opel Z22YH

In **Abbildung 7.19** sind demzufolge die Ergebnisse einer exemplarischen Variation des C_k -Werts und des Luftverhältnisses aufgeführt. Im Falle der C_k -Variation ist ein degressiver Anstieg der I_k -Werte zu erkennen, welcher sich aus einer abnehmenden Beschleunigungswirkung der Turbulenzerhöhung ergibt. Mit anderen Worten, ab einem gewissen Turbulenzgrad ist eine Sättigung erreicht – die Verbrennungsgeschwindigkeit, -temperaturen und -drücke und dementsprechend die I_k -Werte steigen nicht mehr proportional zum Turbulenzniveau an. Die

³³ Hintergrund ist, dass eine Turbulenzschwankung im Bereich der Flammenzone unter anderem auch zu Unterschieden in der Gemischhomogenisierung führen könnte. Diese würden sich in der adiabat isobaren Flammentemperatur bemerkbar machen, welche wiederum die Endgastemperatur bzw. die Vorheiztemperatur des Klopfmodells beeinflussen würde.

Variation des Luftverhältnisses der adiabat isobaren Flamme zeigt für Werte zwischen 0.75 und 1.25 ein symmetrisches Verhalten der Vorreaktionsintegrale. Lediglich für extreme Werte von 0.5 und 1.5 ergibt sich eine gewisse Asymmetrie, welche letztendlich jedoch keine große Auswirkung auf den gewichteten Mittelwert hat. Dies spiegelt sich auch in **Abbildung 7.20** wider, da sich die I_k -Werte basierend auf der Variation des Luftverhältnisses kaum von denen des gemittelten Arbeitsspiels unterscheiden. Die C_k -Variation zeigt hingegen ein mit **Abbildung 7.12** vergleichbares Bild. Auch hier führt die Zyklenschwankungssimulation – trotz des degressiven Verhaltens der I_k -Werte – zu keiner Verbesserung der Klopfvorhersage, was ebenfalls darauf hindeutet, dass möglicherweise die Erweiterung der bestehenden Klopfmodellansätze um bisher noch unberücksichtigte Effekte zielführend sein könnte.

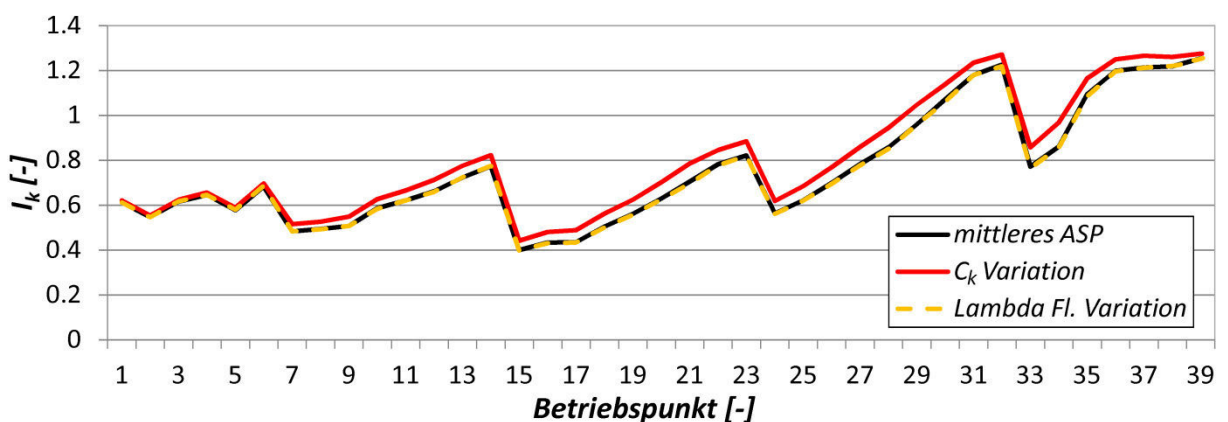


Abbildung 7.20: Vergleich der I_k -Werte (FKFS) für das mittlere Arbeitsspiel, für das ZS-Modell auf Basis der C_k -Variation und auf Basis der Variation des Luftverhältnisses der adiabat isobaren Flamme

8

Ausblick

Die Erstellung eines Modellansatzes zur Vorhersage der ottomotorischen Zyklenschwankungen erhöht das Potential der realen Arbeitsprozessrechnung und dürfte daher von großem Wert für die aktuell immer präsentere, simulative Motorenentwicklung sein. Infolge der Kenntnis der Zyklenschwankungen ergibt sich ein völlig neues Bewertungskriterium für den Motorbetrieb – die Verbrennungsstabilität. Diese spielt gerade in den Grenzbereichen des Motorbetriebs eine große Rolle, da das Maß der Schwankungen bestimmt, in wie weit besagte Grenzbereiche ausgereizt werden können. Insbesondere ist hier neben dem hohe Teillast- bzw. Volllastbereich der verbrauchsrelevante Niedriglastbereich zu nennen.

Explizit lässt sich dies beispielsweise anhand einer Entdrosselung über eine interne Abgasrückführung verdeutlichen. Mit zunehmendem Restgasgehalt steigen Grad der Entdrosselung, Ladungswechselwirkungsgrad aber auch das Niveau der Zyklenschwankungen an. Im Zuge dessen sinkt gleichzeitig der Hochdruckwirkungsgrad, so dass spätestens mit dem Auftreten von Verbrennungsaussetzern, ein kritisches Maß der Ladungsverdünnung erreicht ist (Laufgrenze). Die Simulation der Zyklenschwankungen kann hierbei helfen diese Laufgrenze vorherzusagen und somit a priori das Potential der Entdrosselung abzuschätzen, womit wiederum eine entsprechende Zeit- und Kostenersparnis verbunden sein dürfte.

In diesem Zusammenhang stellt sich außerdem die Frage, ob und in wie weit eine genauere Abbildung der Turbulenz (siehe FVV Projekt Turbulenzmodellierung) die Vorhersagefähigkeit der Zyklenschwankungssimulation erhöhen kann. Das Zyklenschwankungsmodell beruht auf einem phänomenologischen Verbrennungsmodellansatz, welcher zur Berechnung des Turbulenzverlaufs ein k - ϵ -Modell verwendet – d.h. die Folgen einer Erweiterung des Turbulenzmodells auf das Verbrennungsmodell wirken sich auch auf das Zyklenschwankungsmodell aus. So würde zum Beispiel ganz allgemein eine Anhebung der Turbulenzintensität mit einer schnelleren turbulenten Schwankungsgeschwindigkeit einhergehen, welche im Zusammenspiel mit der in Kap.5.4.2 vorgestellten SF-Variation zu geringeren Schwankungen führen könnte. Eine Kombination von erweitertem Turbulenzmodell und Zyklenschwankungsmodell scheint daher im Hinblick auf eine Verbesserung der Vorhersagegenauigkeit äußerst interessant.

Basierend auf dem validierten Zyklenschwankungsmodell wurden im zweiten Teil dieser Arbeit die Auswirkungen einer zyklischen Verbrennungsschwankung auf die Klopfsimulation untersucht. Eine Verbesserung der Vorhersagegenauigkeit durch Berücksichtigung der Zyklenschwankungen trat – unter Verwendung aktueller Klopfmodelle /SCHM1, FRAN1/ – nicht ein. Eine Ursache hierfür lag u.a. in der Anwendbarkeit dieser Ansätze auf Einzelarbeitsspiele. Die Untersuchung der einzelarbeitsspiel aufgelösten Messdaten zeigte, dass es bezüglich des Klopfintegralwerts einen sehr großen Überschneidungsbereich von klopfenden und nicht klopfenden Zyklen gab – m.a.W. dass die Übertragbarkeit derzeitiger Klopfmodellansätze auf Einzelzyklen nicht gewährleistet ist. Die Zyklenschwankungen als Einflussfaktor auf die Klopfmodellierung auszuschließen, scheint jedoch übereilt. Vielmehr könnte eine Erweiterung des Arrheniusansatzes um bisher noch unberücksichtigte Effekte zielführend sein, um darauf aufbauend in Verbindung mit dem Zyklenschwankungsmodell den gewünschten Genauigkeitsanforderungen zu entsprechen.

Die Motivation dieser Untersuchung lag in dem potentiellen Informationsgewinn, den die Zyklenschwankungssimulation und die daraus resultierenden Temperaturverläufe der Einzelzyklen mit sich bringen. Basierend auf dieser Annahme könnte zum Beispiel im Falle einer mageren fremdgezündeten Verbrennung auch die Vorhersage der Stickoxidemissionen, deren Entstehung ebenfalls eine starke Temperaturabhängigkeit aufweist, grundlegend verbessert werden. Eine nachträgliche Anbindung eines Emissionsmodells ist aufgrund des modularen Aufbaus des FVV Zylindermoduls, in welches das Zyklenschwankungsmodell eingebunden wurde, möglich und würde den Anwendungsbereich des Zyklenschwankungsmodells deutlich erweitern.

9

Anhang

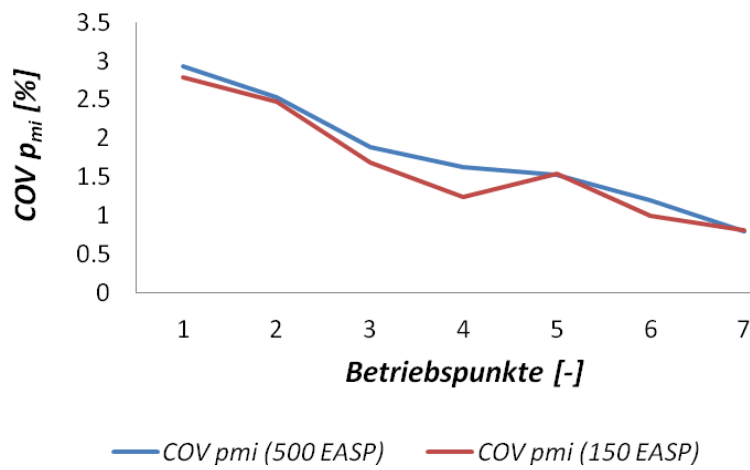


Abbildung 9.1: Auswirkungen der Anzahl an ausgewerteten Einzelarbeitsspielen auf die COV p_{mi} Berechnung, Opel Z22YH (5000 U/min, Volllast)

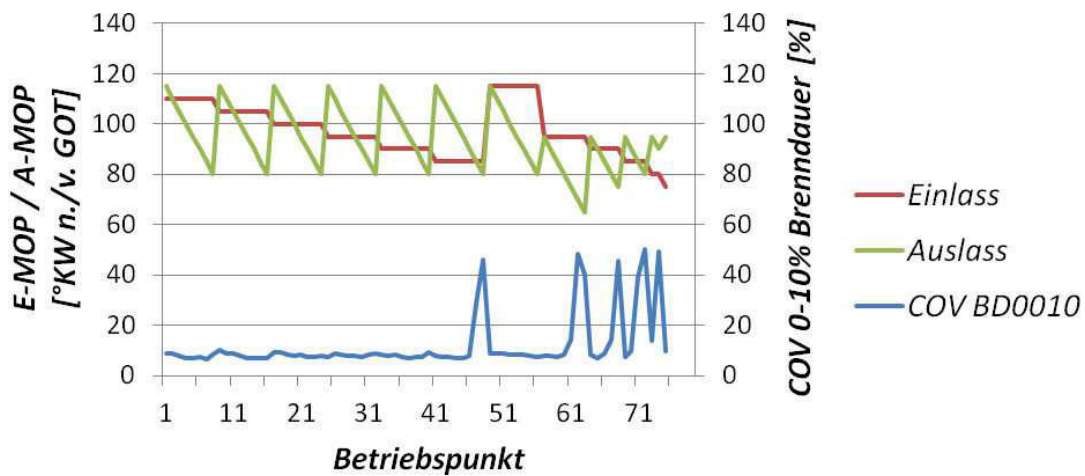


Abbildung 9.2: E-MOP, A-MOP und COV 0-10% Brenndauer über alle Betriebspunkte des Summenbremsblatts Daimler M271 (180° NW, 1600 U/min, 3 bar)

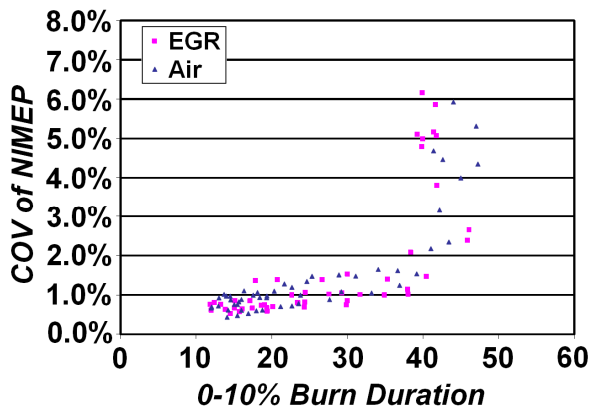


Abbildung 9.3: Abhängigkeit der COV p_{mi} von 0-10% Brenndauer (1500 U/min, 3.5 bar) /AYALI/

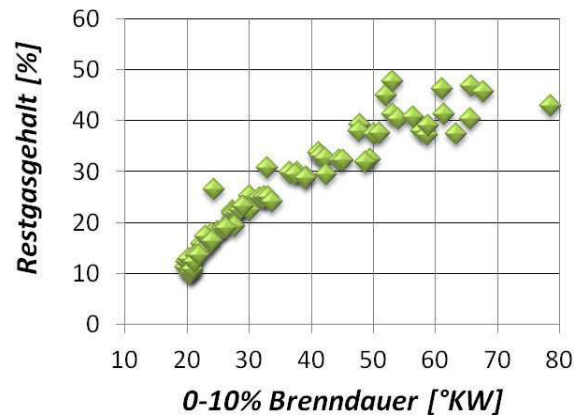


Abbildung 9.4: Zusammenhang von Restgasgehalt und 0-10% Brenndauer, Daimler M271 (180° NW, 1600 U/min, 3 bar)

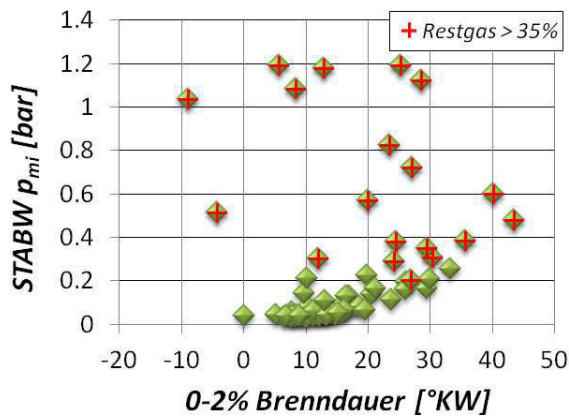


Abbildung 9.5: STABW p_{mi} über 0-2% Brenndauer, Daimler (180° NW, 1600 U/min, 3 bar)

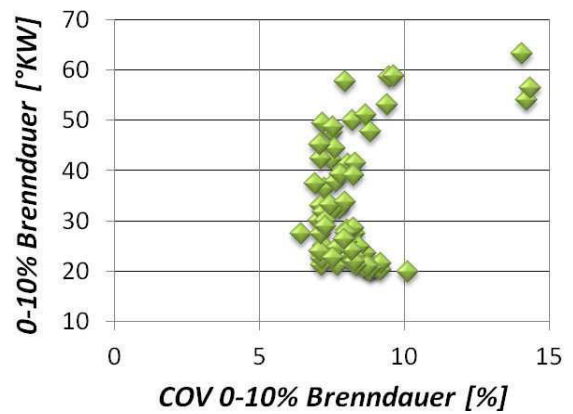


Abbildung 9.6: Zusammenhang von 0-10% Brenndauer und Schwankung der 0-10% Brenndauer, Daimler M271 (180° NW, 1600 U/min, 3 bar)

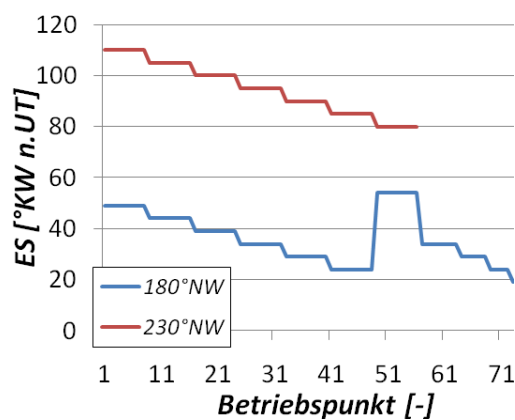


Abbildung 9.7: Vergleich der ES Zeiten, Daimler M271 (180°NW/230°NW, 1600 U/min, 3 bar)

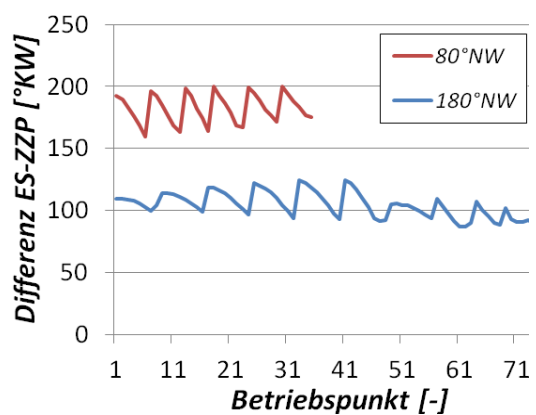


Abbildung 9.8: Vergleich der Differenz von ZZZP und ES, Daimler M271 (80°NW/180°NW, 1600 U/min, 3 bar)

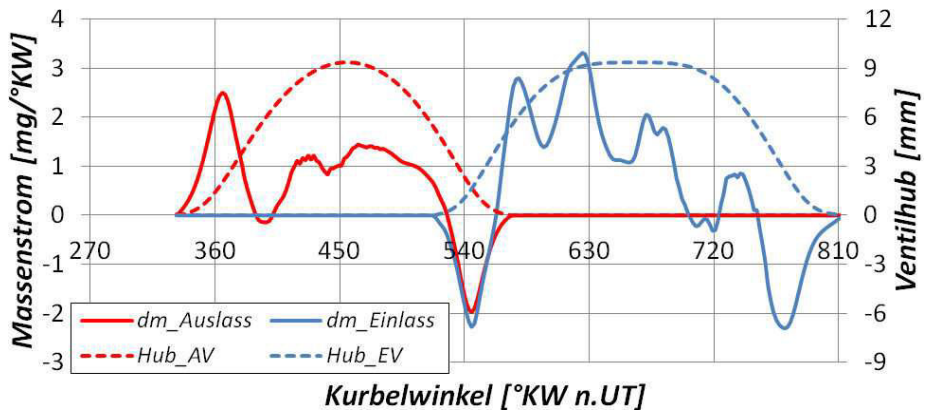


Abbildung 9.9: Massenströme und Ventilhübe, Daimler M271 (230°NW, 1600 U/min, 3 bar, A-/E-MOP 85/125, ~30% AGR)

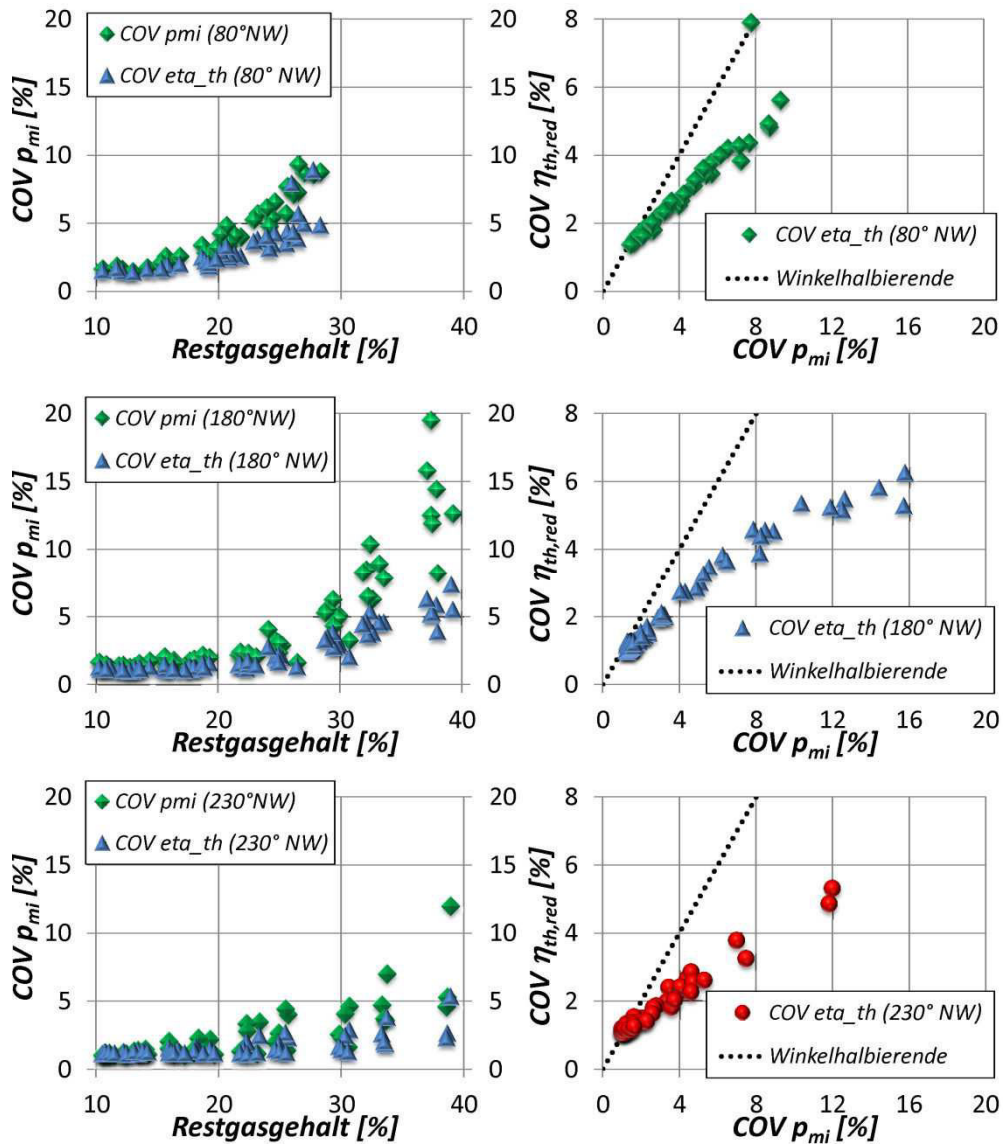


Abbildung 9.10: $COV p_{mi}$ über Restgasgehalt / $COV \eta_{th,red}$ über $COV p_{mi}$, Daimler M271 (80°/180°/230° NW, 1600 U/min, 3 bar)

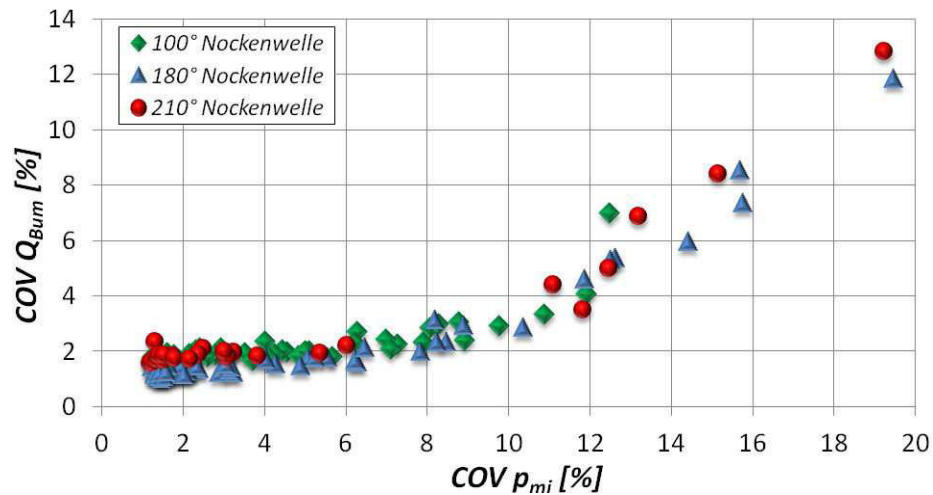


Abbildung 9.11: $COV Q_{Bum}$ über $COV p_{mi}$, Daimler M271 (100°/180°/210° NW, 1600 U/min, 3 bar, Zylinder 4)

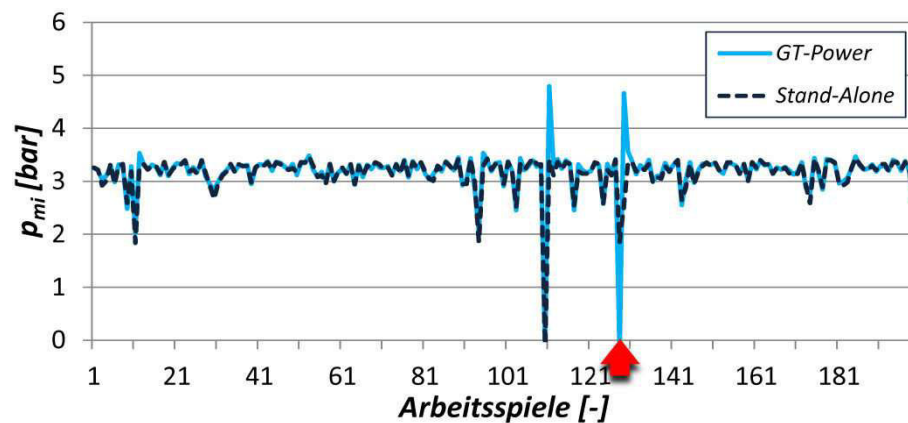


Abbildung 9.12: p_{mi} über Einzelarbeitspiele aufgetragen für Stand-Alone und GT-Power Simulation, Daimler M271 (180°NW, 1200 U/min, 3 bar, stöchiometrischer Restgasgehalt 34.7%)

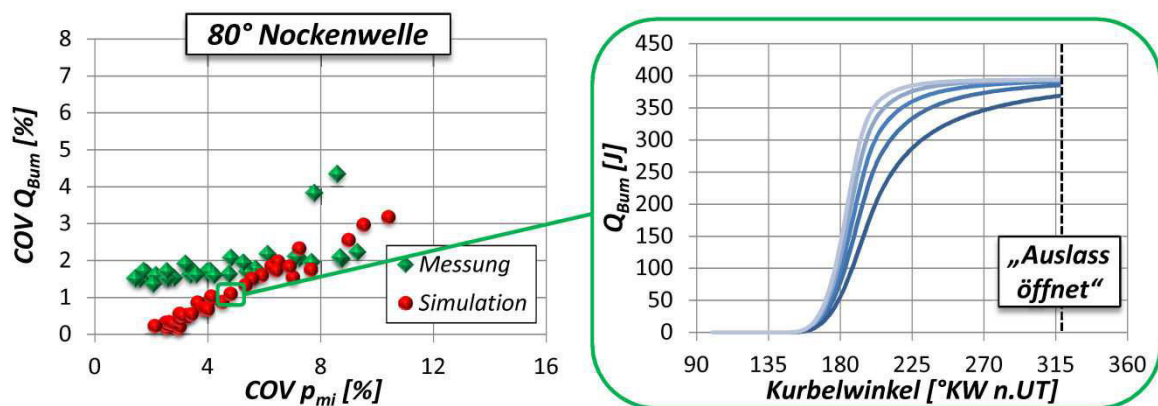


Abbildung 9.13: Summenbrennverläufe der SF-Variation für einen ausgewählten Betriebspunkt der 80° Nockenwelle des Daimler M271

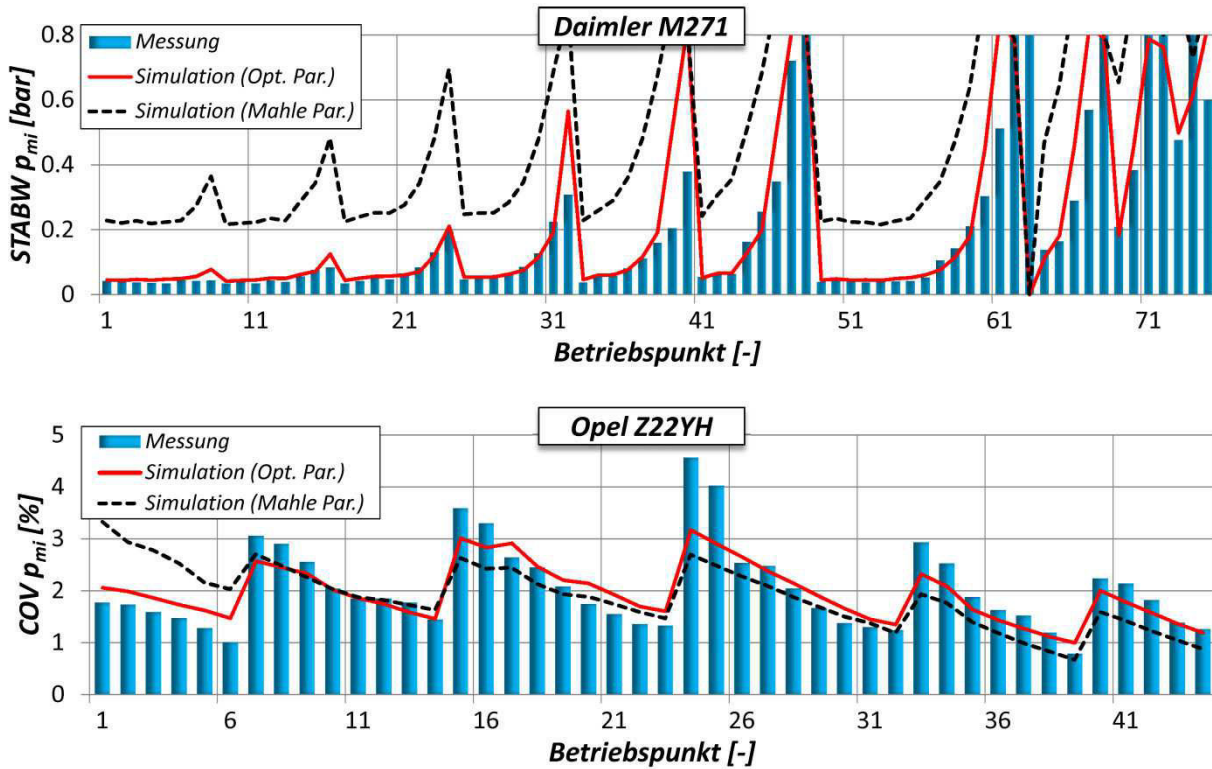


Abbildung 9.14: Anwendung der Zyklenschwankungsmodellparametrierung des Mahle Downsizingmotors auf die Simulation von Daimler M271 und Opel Z22YH

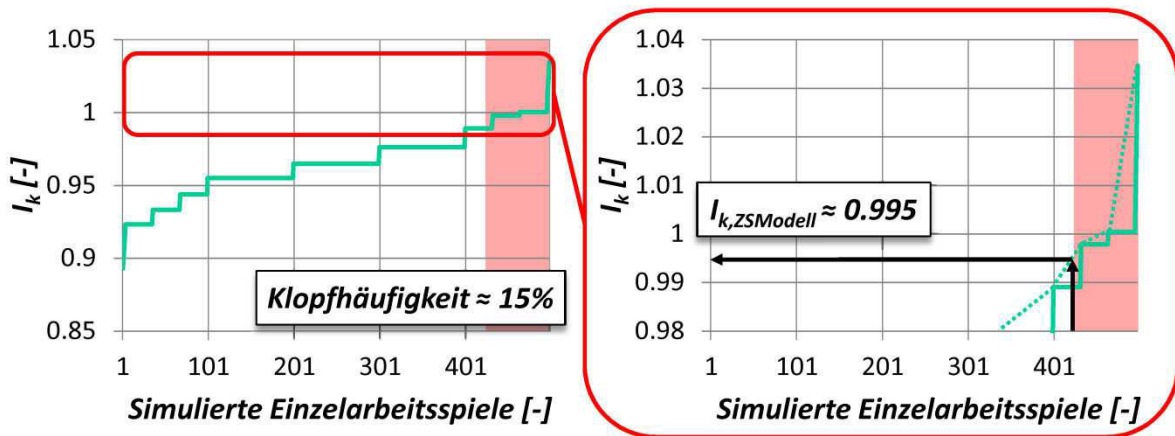


Abbildung 9.15: Interpolation des I_k -Werts an der Klopfgrenze

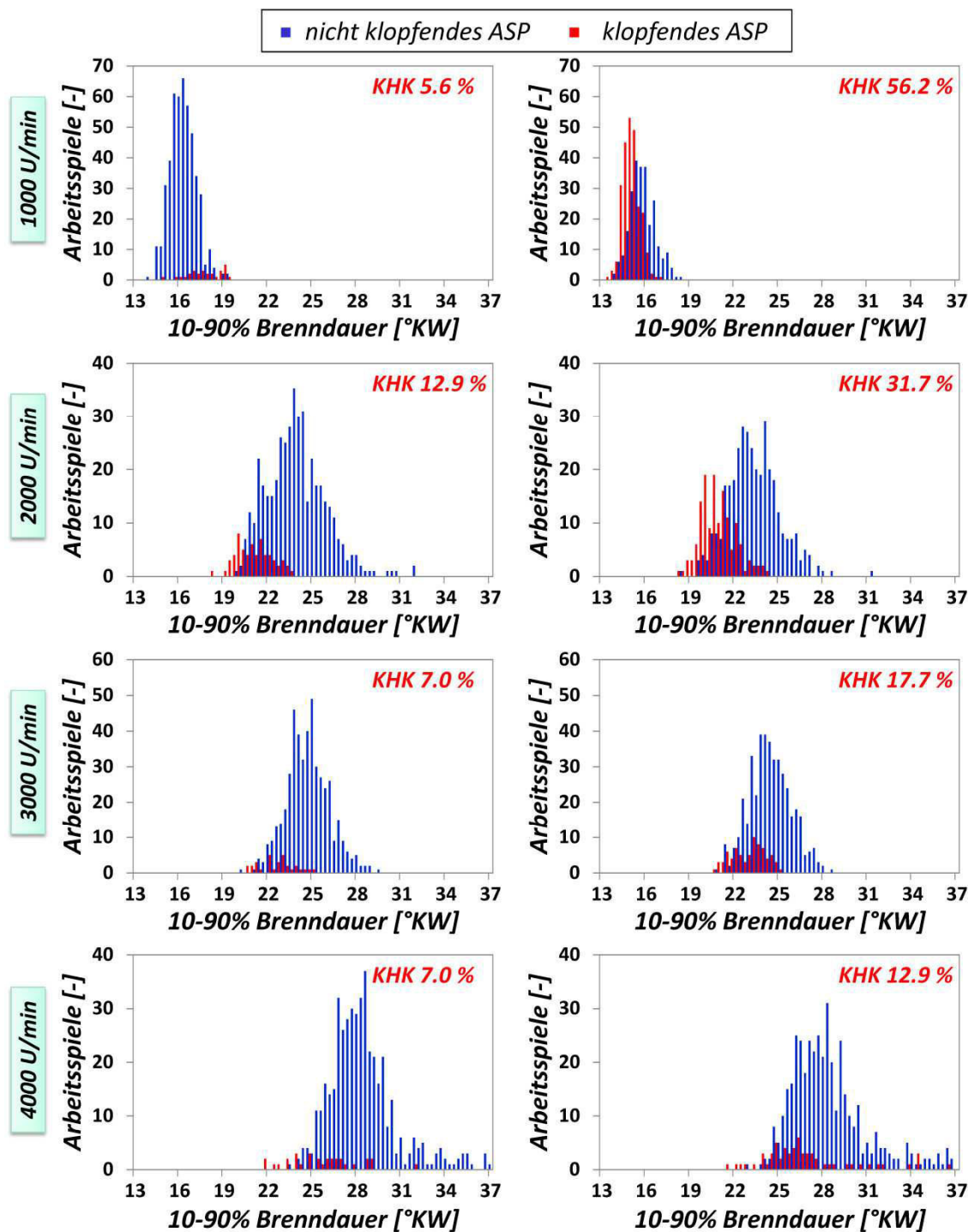


Abbildung 9.16: Häufigkeitsverteilungen klopfender und nicht-klopfender Arbeitsspiele aufgetragen über der 10-90% Brenndauer, Opel Z22YH (1000-4000 U/min)

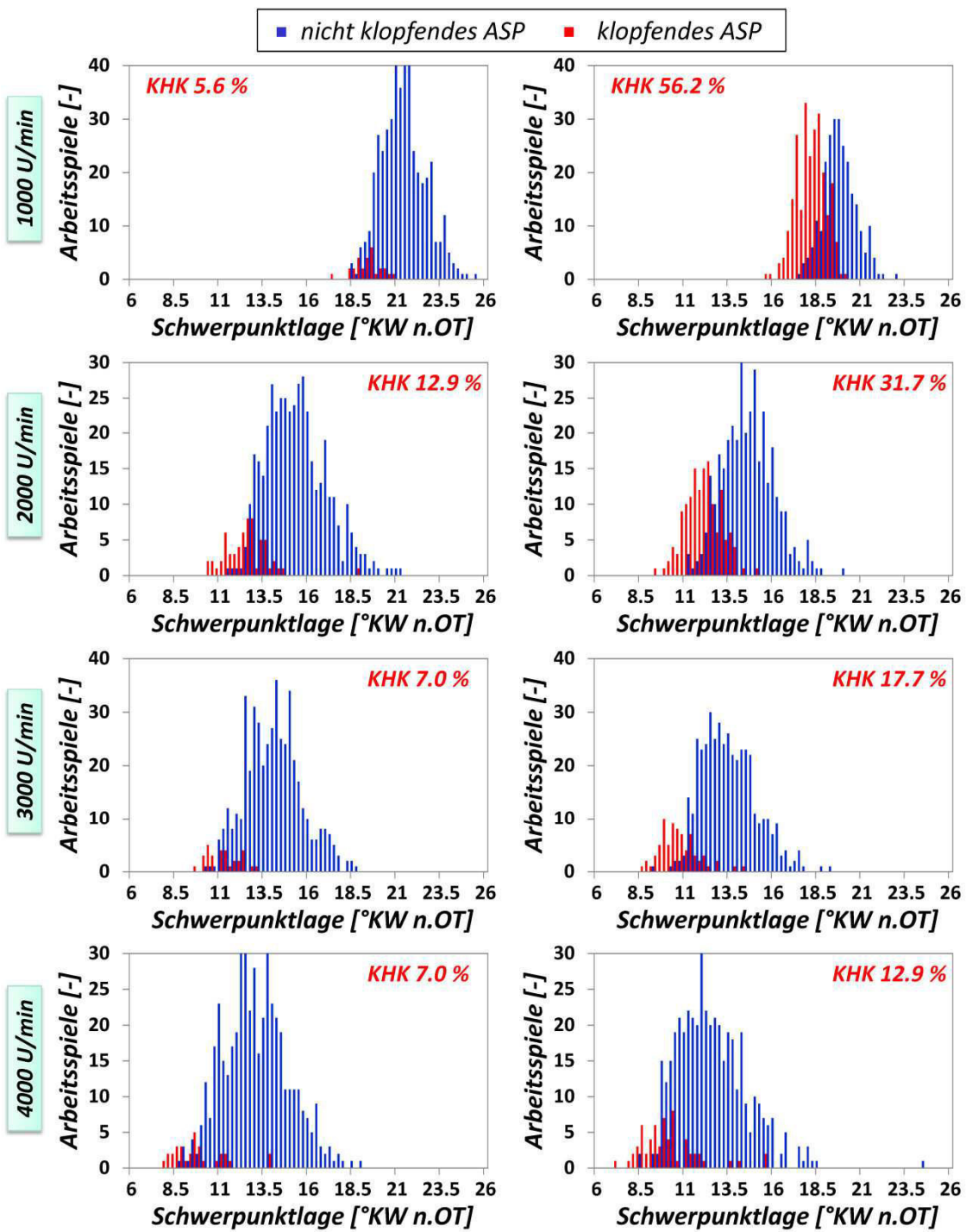


Abbildung 9.17: Häufigkeitsverteilungen klopfender und nicht-klopfender Arbeitsspiele aufgetragen über der Schwerpunktlage, Opel Z22YH (1000-4000 U/min)

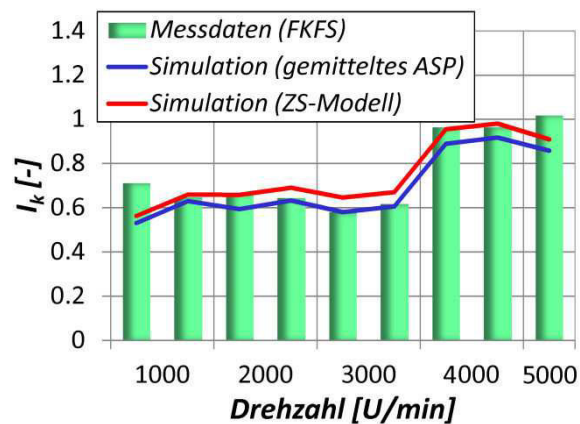


Abbildung 9.18: Vergleich der I_k -Werte von Messung und Simulation an der Klopfgrenze, Opel Z22YH (1000-5000 U/min, Vollast)

9.1 Ergänzungen zu Kapitel 8

In *Abbildung 7.12* war auffällig, dass bei einer Drehzahl von 5000 U/min die simulierten I_k -Werte ab Betriebspunkt 36 nicht – wie aufgrund der Frühverstellung der Zündzeitpunkte erwartet – weiter ansteigen, sondern einen horizontalen bis leicht abfallenden Verlauf aufzeigen. Dieses Verhalten soll bei näherer Betrachtung der Betriebspunkte 33 bis 39 anhand der Luftmassen und Starttemperaturen bei ES erläutert werden (siehe *Abbildung 9.19*).

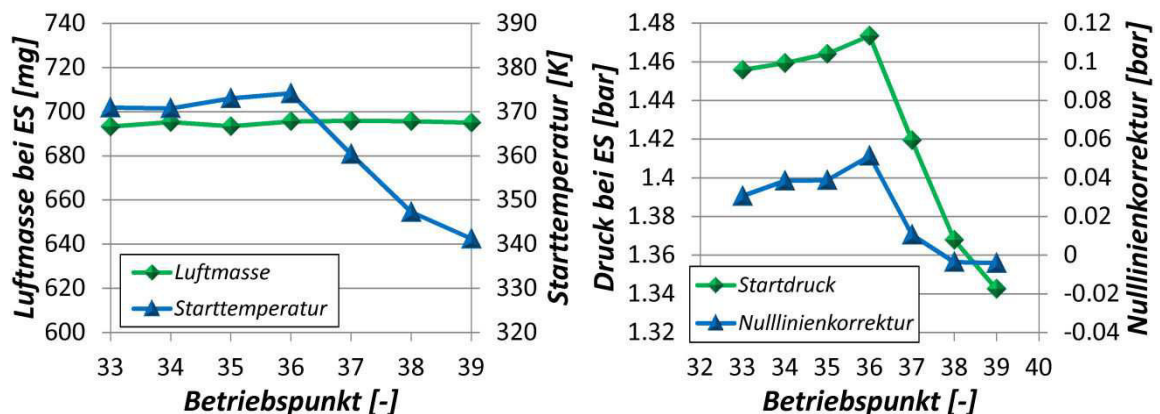


Abbildung 9.19: Luftmasse, Starttemperatur, Nulllinienkorrektur und Startdruck bei konstanter „Einlass schließt“ Steuerzeit, Opel Z22YH (Vollast, 5000 U/min)

Es liegt die Vermutung nahe, dass die relativ geringen I_k -Werte ab Betriebspunkt 36 auf den starken Abfall der Starttemperatur zurückzuführen sind. Bei annähernd gleichen Luftmassen, konstanter ES-Steuerzeit und dementsprechend konstantem Zylindervolumen lässt sich dieses Verhalten unter Verwendung der thermischen Zustandsgleichung idealer Gase hauptsächlich durch ein ebenfalls abfallendes Startdruck- bzw. Nulllinienniveau begründen. Offensichtlich zeigt die Vorreaktionsintegralberechnung auf Basis des gemessenen Druckverlaufs jedoch keinen abfallenden I_k -Verlauf. Mit Hilfe der gegebenen Rand- bzw. Startbedingungen ist es folglich im Rahmen der Arbeitsprozessrechnung nicht möglich die indizierten Druckverläufe in der Art zu approximieren, als dass das tendenzielle Verhalten der gemessenen I_k -Werte mit

zunehmender Frühverstellung des Zündwinkels richtig wiedergegeben werden würde. Da für die übrigen Betriebspunkte die Tendenz der ansteigenden Vorreaktionsintegrale mit früherer Zündwinkellage simulativ gut abgebildet wird, scheint die Ursache hierfür weniger auf Seite der Prozessrechnung, sondern eher auf Seite der Messdatenerfassung oder Messdatenauswertung (z.B. 100%-Iteration, Art der Nulllinienfindung) zu liegen.

Anhand dieses Beispiels wird deutlich, wie wichtig eine exakte Bestimmung der Randbedingungen für eine belastbare Vorhersage des Klopfens ist, da bereits eine abdriftende Nulllinie vergleichsweise starke Starttemperaturunterschiede (hier: 30-40 K) hervorrufen kann, welche die Vorreaktionsintegralberechnung in hohem Maße beeinflussen.

Literaturverzeichnis

- ABDE1 ABDEL-GAYED, R.G.; BRADLEY, D.; LAWES, M.; LUNG, F.K.-K.: Premixed Turbulent Burning During Explosions, Twenty-First Symposium (International) on Combustion, Combustion Institute, 1986, S.497 ff
- AGHD1 AGHDAM, E.A.; BURLUKA, A.A.; HATTREL, T.; LIU, K.; SHEPPARD, C.G.W.; NEUMEISTER, J.; CRUNDWELL, N.: Study of Cyclic Variation in an SI Engine Using Quasi-Dimensional Combustion Model, SAE paper 2007-01-0939, 2007.
- ALBI1 ALBI, E.; D'ANGELO, Y.: A Simple Strategy for the analysis of the Cycle-to-Cycle Variation of Premixed Combustion Process in ICEs, SAE paper 2007-24-0039.
- AUER1 AUER, M.; WACHTMEISTER, G.: Erstellung eines phänomenologischen Modells zur Vorausberechnung des Brennverlaufes von Gasmotoren. Abschlussbericht zum FVV-Vorhaben Nr. 874. Frankfurt am Main: Forschungsvereinigung Verbrennungskraftmaschinen, 2008.
- AYAL1 AYALA, F.A.; GERTY, M.D.; HEYWOOD, J.B.: Lean SI Engines: the Role of Combustion Variability in Defining Lean Limits, SAE Paper 2007-24-0030, 2007.
- BABI1 BABIC, G.; BARGENDE, M.: Betriebsstrategien Benzinselbstzündung. Abschlussbericht zum FVV-Vorhaben Nr. 883. Frankfurt am Main: Forschungsvereinigung Verbrennungskraftmaschinen, 2009.
- BARB1 BARBA, Ch.: Erarbeitung von Verbrennungskennwerten aus Indizierdaten zur verbesserten Prognose und rechnerischen Simulation der Verbrennungsablaufes bei PKW-DE-Dieselmotoren mit Common-Rail-Einspritzung. Zürich, Eidgenössische Technische Hochschule, Diss., 2001.
- BARG1 BARGENDE, M.: Schwerpunkt-Kriterium und automatische Klingelerkennung. In: MTZ Motorentechnische Zeitschrift 56, 1995, S. 632-638.

-
- BARG2 BARGENDE, M.: Ein Gleichungsansatz zur Berechnung der instationären Wandwärmeverluste im Hochdruckteil von Ottomotoren. Darmstadt, Technische Hochschule, Diss., 1991.
- BARG3 BARGENDE, M.; BURKHARDT, C.; FROMMELT, A.: Besonderheiten der thermodynamischen Analyse von DE Ottomotoren. In: MTZ Motorentechnische Zeitschrift 62, 2001, S. 56-68.
- BART1 BARTON, R.K.; KENEMUTH, D.K.; LESTZ, S.S; MEYER, W.E.: Cycle-by-Cycle Variations of a Spark Ignition Engine – A Statistical Analysis, SAE paper 700488, 1970.
- BENG1 JOHANSSON, B.: Cycle to Cycle Variations in S.I. Engines - The Effects of Fluid Flow and Gas Composition in the Vicinity of the Spark Plug on Early Combustion, SAE paper 962084, 1996.
- BUAN1 BIANCO, Y.; CHENG, W.; HEYWOOD, J.: The Effects of Initial Flame Kernel Conditions on Flame Development in SI Engine, SAE paper 912402, 1991.
- BLIZ1 BLIZARD, N.; KECK, C.: Experimental and Theoretical Investigation of Turbulent Burning Model for Internal Combustion Engines, SAE paper 740191.
- BOBI1 BOBICIC, N.; HOFMANN, P.; GERINGER, B.; KÖNIGSTEIN, A.; HOCK, C.; GREWE, U.-D.; SCHMUCK-SOLDAN, S.: Einfluss von Ethanolkraftstoff auf die Vorentflammungsneigung von hochaufgeladenen Ottomotoren. In: 3. Tagung: Ottomotorisches Klopfen, Berlin, 2010, S. 344-361
- BOZZ1 BOZZA, F.; SIANO, D.; TORELLA, E.: Cycle-by-Cycle Analysis, Knock Modeling and Spark-Advance Setting of a “Downsized” Spark-Ignition Turbocharged Engine, SAE paper 2009-24-0020, 2009.
- BREH1 BREHOB, D.; NEWMAN, C.: Monte Carlo Simulation of Cycle by Cycle Variability, SAE paper 922165, 1992.
- BURG1 BURGDORF, K.; DENBRATT, I.: Comparison of Cylinder Pressure Based Knock Detection Methods, SAE paper 972932, 1997.
- CHAK1 CHAKRAVARTHY, K.; WAGNER, R.; DAW, S.: On the Use of Thermodynamic Modeling for Predicting Cycle-to-Cycle Variations in a SI Engine under Lean Conditions, SAE paper 2005-01-3802, 2005.
- CURR1 CURRY, S.: A Three-Dimensional Study of Flame Propagation in a Spark Ignition Engine, SAE Transactions, 1963.
- DAI1 DAI, W.; TRIGUI, N.; LU, Y.: Modeling of Cyclic Variations in Spark-Ignition Engines, SAE paper 2000-01-2036, 2000.
- DESO1 DE SOETE, G.C.: Propagation behaviour of spark ignited flames in early stages, IMechE-Combustion in Engineering, vol. 1, C59/83, S. 93-100, 1983.
- DOUN1 DOUNAUD, A.; EYZAT, P.: For-Octane-Number Method for Predicting the Anti-Knock Behaviour of Fuels and Engines, SAE paper 780080, 1978.

-
- EDWA1 EDWARDS, K.; WAGNER, R.; CHAKRAVARTHY, V.; DAW, C.; GREEN, J.B.: A Hybrid 2-Zone/WAVE Engine Combustion Model for Simulating Combustion Instabilities During Dilute Operation, SAE paper 2005-01-3801, 2005.
- ETHE1 ETHERIDGE, J.; MOSBACH, S.; KRAFT, M.; WU, H.; COLLINGS, N.: Modeling cycle to cycle variations in an SI engine with detailed chemical kinetics, Combustion and Flame 158, 2011, S.179-188
- FISC1 FISCHER, J.: Einfluss variabler Einlassströmung auf zyklische Schwankungen bei Benzin-Direkteinspritzung. Karlsruhe, Universität Karlsruhe, Diss., 2004.
- FISC2 FISCHER, R.: Der Verbrennungsmotor als Treiber der Elektrifizierung. In: 6. Tagung: Der Antrieb von morgen, Wolfsburg, 2011.
- FRAN1 FRANZKE, D.: Beitrag zur Ermittlung eines Klopfkriteriums der ottomotorischen Verbrennung und zur Vorausberechnung der Klopfgrenze. München, Technische Universität, Diss., 1991.
- GOLL1 GOLLOCH, R.: Downsizing von Verbrennungsmotoren. 1. Auflg. Berlin: Springer-Verlag, 2005.
- GORE1 GORENFLO, E.: Einfluss der Luftverhältnisstreuung auf die zyklischen Schwankungen beim Ottomotor. Düsseldorf: VDI, 1997.
- GRIL1 GRILL, M.; BILLINGER, T.; BARGENDE, M.: Quasi-Dimensional Modeling of Spark Ignition Engine Combustion with Variable Valve Train, SAE paper 2006-01-1107, 2006.
- GRIL2 GRILL, M.; BARGENDE, M.: The Development of an Highly Modular Designed Zero-Dimensional Engine Process Calculation Code, SAE paper 2010-01-0149, 2010.
- GRIL3 GRILL, M.: Objektorientierte Prozessrechnung von Verbrennungsmotoren. Stuttgart, Universität, Diss., 2006.
- GRIL4 GRILL, M.; BARGENDE, M.: Entwicklung eines allgemeingültigen, thermodynamischen Zylindermoduls für alle bekannten Brennverfahren. Abschlussbericht zum FVV-Vorhaben Nr. 869. Frankfurt am Main: Forschungsvereinigung Verbrennungskraftmaschinen, 2008.
- GROS1 GROSS, V.; KUBACH, H.; SPICHER, U.; SCHIESSL, R.; MAAS, U.: Laserzündung und Verbrennung im Ottomotor mit Direkteinspritzung. In: MTZ Motoren-technische Zeitschrift 71, 2010, S. 532-539.
- GRÜN1 GRÜNEFELD, G.; BEUSHAUSEN, V.; ANDRESEN, P.; HENTSCHEL, W.: A Major Origin of Cyclic Energy Conversion Variations in SI Engines: Cycle-by-Cycle Variations of the Equivalence Ratio and Residual Gas of the Initial Charge, SAE paper 941880, 1994.

-
- HANC1 HANCOCK, D.; FRASER, N.; JEREMY, M.; SYKES, R.; BLAXILL, H.: A New 3 Cylinder 1.2l Advanced Downsizing Technology Demonstrator Engine, SAE paper 2008-01-0611, 2008.
- HERD1 HERDEN, W.: Zündung und Entflammung bei Benzindirekteinspritzung. In: Diesel- und Benzindirekteinspritzung, Renningen: expert, 2001, S 223-237.
- HETT1 HETTINGER, A.; KULZER, A.: A New Method to Detect Knocking Zones, SAE paper 2009-01-0698, 2009.
- HEYW1 HEYWOOD, J.B.: Internal Combustion Engine Fundamentals. 1. Aufl. New York: McGraw-Hill, 1988.
- HILL1 HILL, P.G.; KAPIL, A.: The Relationship Between Cyclic Variations in Spark-Ignition Engines and the Small Structure of Turbulence, Combustion and Flame 78, S. 237-247, 1989.
- HO1 HO, C.; SANTAVICCA, D.: Turbulence Effects on Early Flame Kernel Growth, SAE paper 872100, 1987.
- HOHE1 HOHENBERG, G.: Experimentelle Erfassung der Wandwärme in Kolbenmotoren. Diss., Habilitationsschrift. Technische Universität Graz, 1980.
- KARL1 KARL, G.; FREISINGER, N.; STELTER, M.; HUNGER, M.; BAUR, B.; SCHÜLE, H.; BEYER, T.; STUTIKA, M.: Raumzündung – ein alternativer, motorischer Ansatz zur Verbrauchsreduzierung am Ottomotor. In: 12. Tagung „Der Arbeitsprozess des Verbrennungsmotors“, Graz, 2009, S. 1-22.
- KECK1 KECK, J.; HEYWOOD, J.; NOSKE, G.: Early Flame Development and Burning Rates in Spark Ignition Engines and Their Cyclic Variability, SAE Paper 870164, 1987.
- KERS1 KERSTEIN, A.; WITZE, P.: Flame-Kernel Model for Analysis of Fiber-Optic Instrumented Spark Plug Data SAE paper 900022, 1990.
- KIM1 KIM, K.; GHANDI, J.: A Simple Model of Cyclic Variation, SAE paper 2012-32-0003, 2012.
- KIST1 BURKHARDT, C.; GNIELKA, M.; GOSSWEILER, C.; KARST, D.; SCHNEPF, M.; VON BERG, J.; WOLFER, P.: Ladungswechseloptimierung durch die geeignete Kombination von Indiziermesstechnik, Analyse und Simulation. In: 9. Tagung „Der Arbeitsprozess des Verbrennungsmotors“, Graz, 2003, S. 231-246.
- KLEI1 KLEINSCHMIDT, W.: Selbstzündung im Klopfgrenzbereich von Serienmotoren. In: Tagung Klopfregelung für Ottomotoren II, Berlin, 2006, S. 1-22
- KO1 KO, Y.; ANDERSON, R.: Electrode Heat Transfer During Spark Ignition, SAE paper 892083, 1989.
- KORT1 KORTE, V.; BLAXILL, H.; LUMSDEN, G.; HANCOCK, D.: Downsizing am Beispiel eines 1,2 l 3-Zylindermotors. In: 17. Aachener Kolloquium Fahrzeug- und Motorentechnik, 2008, Aachen, S. 975-1000.

-
- KOZU1 KOŽUCH, P.; GRILL, M.; BARGENDE, M.: Ein neuer Ansatz zur kombinierten Stickoxid- und Rußberechnung bei DI-Dieselmotoren. In: Dieselmotorentechnik 2004. Kontakt & Studium Band 656. Esslingen: Expert-Verlag, 2004.
- KURO1 KURODA, H.; NAKAJIMA, Y.; SUGIHARA, K.; TAKAGI, Y.; MURANAKA, S.: The Fast Burn with Heavy EGR, New Approach for Low NO_x and Improved Fuel Economy, SAE Transactions, Vol. 87, 1978.
- LAEM1 LAEMMLE, C.: Numerical and experimental study of flame propagation and knock in a compressed natural gas engine. Zürich, Eidgenössische Technische Hochschule Zürich, Diss., 2005.
- LAUE1 LAUER, T.: Einfluss der Ladungsbewegung auf Gemischbildung und Entzündung bei Otto-Motoren mit homogenen Brennverfahren. VDI Fortschrittsberichte Reihe 12, Nr.647, Düsseldorf, 2007.
- LAUE2 LAUER, T.; GERINGER, B.: Bewertung der Restgastoleranz bei homogenen Brennverfahren für hohe Abgasrückführaten. In: MTZ Motortechnische Zeitschrift 69 (2008). S. 154-161.
- LECO1 LE COZ, J.: Cycle-to-Cycle Correlations Between Flow Field and Combustion Initiation in an S.I. Engine, SAE paper 920517, 1992.
- LESC1 LESCHUS, L.; STILLER, S.; VÖPEL, H. et al.: Strategie 2030 – Vermögen und Leben in der nächsten Generation, HWWI Hamburgisches WeltWirtschaftsinstitut, 2009.
- LÜCK1 LÜCKERT, P.; DOLL, G.; MERDES, N.; WALTNER, A.; EDER, T.: Die Schwerpunkte der Otto-Motoren-Entwicklung von Mercedes-Benz. In: 19. Aachener Kolloquium Fahrzeug- und Motorentechnik, 2010, Aachen, S. 1-27.
- MALY1 MALY, R.; ZIEGLER, G.: Thermal Combustion Modeling – Theoretical and Experimental Investigation of the Knocking Process, SAE paper 820759, 1982.
- MART1 MARTIN, J.; PLEE, S.; REMBOSKI, D.: Burn Modes and Prior-Cycle Effects on Cyclic Variations in Lean-Burn Spark-Ignition Engine Combustion, SAE paper 880201, 1988.
- MATE1 MATEKUNAS, F.A.: Modes and Measures of Cyclic Combustion Variability, SAE paper 830337
- MATS1 MATSUI, K.; TANAKA, T.; OHIGASHI, S.: Measurement of Local Mixture Strength at Spark Gap of S. I. Engines, SAE paper 790483, 1979.
- MATT1 MATTHEWS, R.; SARWAR, M.; HALL, M.; FILIPE, D.; MILLER, D.; CERNANSKY, N.: Predictions of Cyclic Variability in an SI Engine and Comparisons with Experimental Data, SAE paper 912345, 1991.
- MEHR1 MEHRANI, P.; WATSON, H.: Modeling the Effects of Mixture Composition on Cyclic Variability, SAE paper 2007-01-0672, 2007.

-
- MENE1 MENEVEAU, C.; POINSOT, T.: Stretching and Quenching of Flamelets in Premixed Turbulent Combustion, *Combustion Flame*, 86, 1991. S.311 ff
- MERK1 MERKER, G.; SCHWARZ, Ch.; STIESCH, G.; OTTO, F.: *Verbrennungsmotoren. Simulation der Verbrennung und Schadstoffbildung*. 2. Aufl. Stuttgart: Teubner, 2004.
- METG1 METGHALCHI, M.; KECK, J.C.: Burning Velocities of Mixtures of Air with Methanol, Iso-octane, and Indolene at High Pressure and Temperature, *Combustion Flame*, vol. 48, 1982. S.191-210
- MIKU1 MIKULIC, L.; HEIL, B.; MÜRWARD, M.; BRUCHNER, K.; PIETSCH, A.; KLEIN, R.: Neue Vierzylinder-Ottomotoren von Mercedes-Benz mit Kompressoraufladung. In: *MTZ Motortechnische Zeitschrift* 63 (2002). S. 436-447.
- MORE1 MOREL, T.; RACKMIL, C. I.; KERIBAR, R.; JENNINGS, M. J.: Model for Heat Transfer and Combustion in Spark Ignited Engines and Its Comparison with Experiments, SAE paper 880198, 1988.
- MÜLL1 MÜLLER, H.; BERTLING, H.: Programmierte Auswertung von Druckverläufen in Ottomotoren. VDI Fortschrittsberichte Reihe 6, Nr. 30, Düsseldorf, 1971.
- NOSK1 NOSKE, G.: Ein quasidimensionales Modell zur Beschreibung des ottomotorischen Verbrennungsablaufes. VDI Fortschrittsberichte Reihe 6, Nr. 211, Düsseldorf, 1988
- OZDO1 OZDOR, N.; DULGER, M.; SHER, E.: Cyclic Variability in Spark Ignition Engines A Literature Survey, SAE paper 940987.
- PALA1 PALAVEEV, S.; KUBACH, H.; MAGAR, M.; SCHIESSL, R.: Untersuchung des Auftretens und der Ursache von Selbstzündungen vor Zündungseinleitung bei aufgeladenen Motoren mit hohem Verdichtungsverhältnis. In: *FVV Informationstagung Motoren*, Dortmund, 2012.
- PERA1 PERA, C.; RICHARD, S.; ANGELBERGER, C.: Exploitation of Multi-Cycle Engine LES to Introduce Physical Perturbations in 1D Engine Models for Reproducing CCV, SAE paper 2012-01-0127, 2012.
- PETE1 PETERS, N.: Flamelet Concepts in Turbulent Combustion, Twenty-First Symposium (International) on Combustion, Combustion Institute, 1986. S.1231 ff
- PEYT1 PEYTON JONES, J.; LANDBOROUGH, K.; ROBERTS, J.: Identification of Stochastic Models for Cyclic Variations from Measured Pressure Data, SAE paper 970060, 1997.
- PISC1 ADOMEIT, P.; LANG, O.; PISCHINGER, S.; AYMANN, R. et al.: Analysis of Cyclic Fluctuations of Charge Motion and Mixture Formation in a DISI Engine in Stratified Operation, SAE paper 2007-01-1412, 2007.
- PISC2 PISCHINGER, R.; KLELL, M.; SAMS, T.: *Thermodynamik der Verbrennungskraftmaschine*. 2. Auflage. Wien: Springer, 2002.

-
- PISC3 PISCHINGER, S.; HEYWOOD, J.B.: How Heat Losses to the Spark Plug Affect Flame Kernel Development in an SI-Engine, SAE paper 900021, 1990.
- PISC4 PISCHINGER, S.: Einfluß der Zündkerze auf Funkenentladung und Flammenkernbildung im Ottomotor. In: 3. Tagung „Der Arbeitsprozess des Verbrennungsmotors“, Graz, 1991, S. 49-75.
- PISC5 PISCHINGER, F. (Hrsg.): *Sonderforschungsbereich 224 “Motorische Verbrennung”*. Abschlussbericht, Aachen, 2001.
- PRAG1 PRAGER, M.; AUER, M.; BAUER, M.; BIRNER, M.; WACHTMEISTER, G.: Gasmotoren in Stationäranwendungen – Herausforderung für die Entwicklung. In: 4. Tagung: Gasfahrzeuge, Stuttgart, 2009.
- PUCH1 PUCHER, H.: Vergleich der programmierten Ladungswechselrechnung für Viertakt Dieselmotoren nach der Charakteristiktheorie und der Füll- und Entleermethode. Braunschweig, Technische Universität, Diss., 1975.
- PUND1 PUNDIR, B.; ZVONOW, V.; GUPTA, C.: Effect of Charge Non-Homogeneity on Cycle-by-Cycle Variations in Combustion in SI Engines, SAE paper 810774, 1981.
- RICA1 RICARDO, H.: *The Internal-Combustion Engine*, Band 2, Blackie and Son Limited, Glasgow and Bombay, 1923.
- SCHN1 SCHNITTGER, W.; KÖNIGSTEIN, A.; PRITZE, S.; PÖPPERL, M.; ROTHENBERGER, P.; SAMSTAG, M.: 2.2 Direct Ecotec Neuer Ottomotor mit Direkteinspritzung von Opel. In: *MTZ Motortechnische Zeitschrift* 64 (2003). S. 1010-1019.
- SCHM1 SCHMID, A.; GRILL, M.; BERNER, H.-J.; BARGENDE, M.: Ein neuer Ansatz zur Vorhersage des ottomotorischen Klopfens. In: 3. Tagung: Ottomotorisches Klopfen, Berlin, 2010, S 256-277.
- SCHM2 SCHMID, A.; BARGENDE, M.: Wirkungsgradoptimaler Ottomotor II. Abschlussbericht zum FVV-Vorhaben Nr. 994. Frankfurt am Main: Forschungsvereinigung Verbrennungskraftmaschinen, 2010.
- SCHO1 SCHOCK, H.; SHEN, Y.; TIMM, E.; STUECKEN, T. et al.: The Measurement and Control of Cyclic Variations of Flow in a Piston Cylinder Assembly, SAE paper 2003-01-1357, 2003.
- SEUN1 CHOI, S.; LIM, J.; KI, M.; MIN, K. et al.: Analysis of Cyclic Variation and the Effect of Fuel Stratification on Combustion Stability in a Port Fuel Injection (PFI) CAI Engine, SAE paper 2009-01-0670, 2009.
- SHEN1 SHEN, H.; HINZE, P.; HEYWOOD, J.: A Study of Cycle-to-Cycle Variations in SI Engines Using a Modified Quasi-Dimensional Model, SAE paper 961187, 1996.
- SHEN2 SHEN, H.; HINZE, P.; HEYWOOD, J.: A Model for Flame Initiation and Early Development in SI Engine and its Application to Cycle-to-Cycle Variations, SAE paper 942049, 1994.

-
- SHIG1 SHIGARKANTHI, V.; PORPATHAM, E.; RAMESH, A.: Experimental Investigation and Modeling of Cycle by Cycle Variations in a Gas Fuelled S.I. Engine, SAE paper 2005-01-3480, 2005.
- SPIC1 SPICHER, U.: Klopfen – das (un)bekannte Phänomen. In: 3. Tagung: Ottomotorisches Klopfen, Berlin, 2010, S. 7-27
- STEP1 STEPHAN, P.; SCHABER, K.; STEPHAN, K.; MAYINGER, F.: Thermodynamik. 17. Auflage. Berlin: Springer, 2006.
- STON1 STONE, R.: Introduction to Internal Combustion Engines. 2. Auflage. Hong Kong: Palgrave Macmillan, 1993.
- STON2 STONE, C.; BROWN, A.; BECKWITH, P.: Cycle-by-Cycle Variations in Spark Ignition Engine Combustion - Part II: Modelling of Flame Kernel Displacements as a Cause of Cycle-by-Cycle Variations, SAE Paper 960613, 1996.
- SZTE1 SZTENDEROWICZ, M.; HEYWOOD, J.: Mixture Nonuniformity Effects on S.I. Engine Combustion Variability, SAE paper 902142, 1990.
- TABA1 TABACZYNSKI, R.J.; FERGUSON, C. R.; RADHAKRISHNAN, K.: A Turbulent Entrainment Model for Spark-Ignition Engine Combustion. SAE paper 770647, 1977.
- TABA2 TABACZYNSKI, R.J.; TRINKER, F.H.; SHANNON, B.A.S.: Further Refinement and Validation of a Turbulent Flame Propagation Model for Spark-Ignition Engines, Combustion and Flame 39, 1980. S.111-121.
- TINA1 TINAUT, F.; GIMÉNEZ, B.; HORRILLO, A.; CABACO, G.: Use of Multizone Combustion Models to Analyze and Predict the Effect of Cyclic Variations on SI Engines, SAE paper 2000-01-0961, 2000.
- VERM1 VERMOREL, O.; RICHARD, S.; COLIN, O.; ANGELBERGER C.; BENKENIDA, A.; VEYNANTE, D.: Towards the understanding of cyclic variability in a spark ignited engine using multi-cycle LES, Combustion and Flame 156, 2009, S.1525-1541
- VIET1 VON VIETINGHOFF, A.; KLUTH, C.; HAMEDOVIC, H.; BODO, O.; HÄMMING, W.; FISCHER, W.: Erkennung von Vorentflammungen aus dem Drehzahl-signal. In: 3. Tagung: Ottomotorisches Klopfen, Berlin, 2010, S. 294-308
- VOGT1 VOGT, R.: Beitrag zur rechnerischen Erfassung der Stickoxid-Bildung im Dieselmotor. Dissertation Uni Stuttgart, 1975.
- WARN1 WARNATZ, J.; MAAS, U.; DIBBLE, R.W.: Verbrennung. 3. Auflage. Berlin: Springer, 2001.
- WAYN1 WAYNE, W.; CLARK, N.; ATKINSON, C.: Numerical Prediction of Knock in a Bi-Fuel Engine, SAE paper 982533, 1998.

- WEAV1 WEAVER, C.; SANTAVICCA, D.: Correlation of Cycle-Resolved Flame Kernel Growth and Cylinder Pressure in an Optically-Accessible Engine, SAE paper 922171, 1992.
- WENI1 WENIG, M.; GRILL, M.; BARGENDE, M.: Fundamentals of Pressure Trace Analysis for Gasoline Engines with Homogeneous Charge Compression Ignition, SAE Paper 2010-01-2182, 2010.
- WIED1 WIEDEMANN, B.: Die Perspektiven des Verbrennungsmotors. In: 3. Tagung: Ottomotorisches Klopfen, Berlin, 2010, S. 1-6
- WITZ1 WITZE, P., HALL, M., WALLACE, J.: Fiber-Optic Instrumented Spark Plug for Measuring Early Flame Development in Spark Ignition Engines, SAE paper 881638, 1988.
- WORR1 WORRET, R.; SPICHER, U.: Entwicklung eines Kriteriums zur Vorausberechnung der Klopfgrenze. Abschlussbericht zum FVV-Vorhaben Nr. 700. Frankfurt am Main: Forschungsvereinigung Verbrennungskraftmaschinen, 2002.
- WORR2 WORRET, R., BERNHARDT, S., SCHWARZ, F., SPICHER, U.: Application of Different Cylinder Pressure Based Knock Detection Methods in Spark Ignition Engines, SAE paper 2002-01-1668, 2002.
- YOUN1 YOUNG, M.B.: Cyclic Dispersion in the Homogeneous-Charge Spark-Ignition – A Literature Survey, SAE paper 810020, 1981.
- ZAHD1 ZAHDEH, A.; ROTHENBERGER, P.; NGUYEN, W.; ANBARASU, M.; SCHMUCK-SOLDAN, S.; SCHAEFER, J.; GOEBEL, T.: Fundamental Approach to Investigate Pre-Ignition in Boosted SI Engines, SAE paper 2011-01-0340, 2011.
- ZELD1 ZELDOVICH, Y. B.; LIBROVICH, V. B.; MAKHVILADZE, G. M.; SHIVASHINSKY, G. I.: On the Development in a Non-Uniformity Preheated Gas, Acta Astronautica, 15, Pergamon Press, 1970. S. 313-321
- ZELD2 ZELDOVICH, Y. B.: Regime Classification of an Exothermic Reaction with Non-uniform Initial Conditions, Combustion and Flame 39, 1980. S. 211-214