

Ein phänomenologisches Modell zur kombinierten Stickoxid- und Rußberechnung bei direkteinspritzenden Dieselmotoren

Von der Fakultät Maschinenbau der Universität Stuttgart
zur Erlangung der Würde eines Doktor-Ingenieurs (Dr.-Ing.)
genehmigte Abhandlung

Vorgelegt von

Peter Kožuch

aus Bratislava

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

Mitberichter : Prof. Dr.-Ing. K. Boulouchos

Tag der mündlichen Prüfung : 5. November 2004

Institut für Verbrennungsmotoren und Kraftfahrwesen
der Universität Stuttgart

2004

Vorwort

Diese Arbeit entstand während meiner Tätigkeit am Lehrstuhl Verbrennungsmotoren des Instituts für Verbrennungsmotoren und Kraftfahrwesen der Universität Stuttgart unter der Leitung von Herrn Prof. Dr.-Ing. M. Bargende.

Herrn Professor Bargende gebührt mein Dank für seine großartige Unterstützung zu jeder Zeit und in allen Belangen.

Herrn Prof. Dr.-Ing. K. Boulouchos danke ich für seine wertvollen Anregungen und die Übernahme des Korreferates.

Die Untersuchungen zu der vorliegenden Arbeit entstanden überwiegend im Rahmen einer Forschungsaufgabe, die durch die Forschungsvereinigung Verbrennungskraftmaschinen e.V. (FVV, Frankfurt) gestellt wurde. Ich danke dem FVV in diesem Zusammenhang für die finanzielle Förderung.

Dem begleitenden Arbeitskreis danke ich für die gute Zusammenarbeit. Insbesondere möchte ich mich bei Herrn Dipl.-Ing. E. Jehle und dem Obmann des Arbeitskreises, Herrn Dr. sc. techn. Dipl.-Ing. Ch. Barba für ihr stetes Engagement und ihre große Unterstützung bedanken.

Mein besonderer Dank gilt meinem Kollegen Herrn Dipl.-Ing. M. Grill, der mir schon während seiner Studienarbeit und danach vor allem bei der Modellbildung mit großem Einsatz zur Seite stand.

Ich danke den Herren Dipl.-Ing. Ch. Benz, B. Lumpp, Dipl.-Ing. M. Walz, Dipl.-Ing. F. Wegenast, Dipl.-Ing. H. Wollenhaupt und Frau Dipl.-Ing. L. Jin, die durch ihre Studienarbeiten zum Gelingen der Forschungsarbeiten beigetragen haben.

Bei allen Mitarbeitern des Instituts für Verbrennungsmotoren und Kraftfahrwesen und des Forschungsinstituts für Fahrzeugmotoren und Kraftfahrwesen Stuttgart, die mich bei meiner Arbeit unterstützt haben, möchte ich mich ganz herzlich bedanken.

Januar 2004

Summary

In this work the combustion on two different types of direct injection diesel engines (DI) was examined with the Global Fiber Optics Measurement Technique (GMT). The aim was to develop a quantitative and a qualitative coherence between the optical values of the GMT (spectral analysis at four specified wavelengths, temperature and soot concentration with the two-color method) and the thermodynamic values of a one- and two-zone pressure trace analysis.

A quantitative correlation between the radiation signals and the one-zone thermodynamic values could not be obtained. The radiation signals give no reliable information about the temporal course and the intensity of the heat release rate in the combustion chamber. The intensity of the OH radical emission both in the premixed pre-combustion and directly after the beginning of the main combustion could be defined and was in accordance with the heat release rate. On the other hand as soon as the diffusion combustion had started, the OH-radiation could no longer be distinguished from the full spectrum light emission. Because of this, the OH-radiation could not be used for the calibration of the OH-concentration course in the dissociated gas of the burned zone in the two-zone combustion model.

The two-color soot concentration is only a qualitative leading value for the soot mass existing in the combustion chamber and the soot emission in exhaust gas respectively. Its course and the absolute value are greatly influenced by both the optic measurement system (position and detection angle of the optical fiber probe) and the hypothesis of the two-color method (constant soot density, constant soot diameter, formula which links the emissivity of soot...) and also by the unknown distribution of hot and greatly sooting areas in the combustion chamber.

Although a quantitative agreement could not be obtained, the GMT gives valuable qualitative information about the soot formation during combustion: thus the best results concerning the lowering of the soot emission by closer post-injection could be achieved when the soot formation was minimized by the soot radiation signal in the post-combustion.

Using the calculated quantities of the two-zone model, which have been compared with the optical values, a very good correlation between the two-color temperature and a rich flame temperature at $\lambda_{Ff}=0,6$ could be obtained. Thanks to this analogy it is possible to conclude that mainly the soot formation in the rich flame zone is recorded by the Global Fiber Optics Measurement Technique.

The influence of the residual exhaust gas in the combustion chamber on the rich flame temperature could be evaluated by means of the two-color temperature. Therefore it became possible to calculate plausible temperatures for the soot formation rate even at a great amount of residual exhaust gas.

The reciprocal proportionality between the formation of rich zones and the turbulence intensity in the combustion chamber could be shown by means of the soot concentration processes and was used for the modeling of the amount of fuel for the soot formation.

The GMT convinces because of its simple construction and easy applicability to production engines without special adaptation or research facilities. As shown in this work, the GMT can

be used to evaluate the soot concentration and soot temperature course in the combustion chamber e.g. by variation of some parameters (injection parameters, intake swirl variation etc.). Moreover, the GMT supplied valuable information for the development of the presented phenomenological emission model and enabled an 'optically supported' thermodynamic analysis. Therefore, the Global Fiber Optics Measurement Technique can be used to complete the pressure indication, which, however, it cannot replace on any account.

The knowledge obtained by the investigation of the combustion by the Global Fiber Optics Measurement Technique was considered in the development of a phenomenological two-zone model for a combined nitric oxide and soot emission calculation in DI diesel engines. Based on an in-cylinder gas composition of air and exhaust residual, the heat release can be calculated zero-dimensionally with the presented model by the indicated or calculated cylinder pressure. Basing on a detailed description of the amount of turbulent kinetic energy, the mixing rate between the unburned and burned zone outside the flame zone was described phenomenologically in the model approach. In contrast to the known statements for such a mass exchange and the air/fuel ratio in the burned zone in CI combustion respectively, the mixing function is under no empirical restriction (with the exception of the variation of the EGR in case of the commercial-vehicle engine, s. chapter 6.1). The emission calculation is based on the achieved caloric condition and a characteristic gas composition in the burned zone. By dividing the burned fuel, a lower-stoichiometric flame zone was described for the soot formation.

The calibration of the new emission model to both engines was achieved in two ways successively: first the parameters for the turbulence and the constants of the mixing function were calibrated by a balance of the evaluated NO-concentration to the NO_x-measured values in exhaust gas. Then, the constant of the injection turbulence, the parameter of function f including premixed correction and the parameter of both the soot formation and the oxidation were adjusted. This procedure was required in order to minimize the difference between the calculated and the measured soot mass. The results were compared with those of known models. This work gives a detailed description of the presented two-zone model, which can be integrated as a post-processor in well-known one-zone real-working-cycle-simulation programs.

The reproduction of the measured nitric oxide concentration by the model in the whole operating range of both engines is excellent. The same amount of parameters for both types of engines was achieved: thanks to this a pre-calculation without calibration at a measured point was possible. The correctness of the empirical correction of the mixing function in the commercial vehicle engine in case of EGR has to be validated by other engines with a similar low swirl level.

The limits of the mixing function become evident at operating conditions with very long ignition delay and low load, e.g. at idle-speed. Under these conditions the cooling of the burned zone caused by the mixing process is too low. This leads to higher NO-calculation than in the reality. Therefore, a further development of the model should aim to investigate closer the mixture formation before the combustion in dependence of the turbulence. First of all an ignition-delay-dependent air/fuel ratio in the premixed-combustion should be developed.

A non-stoichiometric and variable air/fuel ratio in the premixed combustion in opposition to the mixing dominated diffusion combustion is possible, and could partially or fully replace the mixing function. At the same time the coexistence between premixed combustion and diffusion combustion should be allowed and connected with the fuel injection and the fuel vaporization respectively.

With the simple treatment of the pre-combustion in the model in case of the passenger-car engine, good results could be achieved at standard load conditions. But effects which are to be attributed to an interaction between the injected fuel and a part of the combustion cannot be reproduced by this treatment. Anyway no soot formation during combustion with close post-injection can be calculated with this model. To achieve that it would be necessary to enlarge the two-zone model by additional zones, each representing a part of the combustion.

Compared with one-zone models the two-zone calculation of the soot emission showed a clear advantage. With the new model it was possible to satisfactorily calculate the soot mass at operating conditions with low and middle measured soot emission.

At operating conditions with very high soot emission the two-zone model does not work correctly. The exponential growth of the soot mass is calculated too low by the model. Evidently the formed soot at these conditions is mainly transported in zones without oxygen, where no oxidation of soot is possible. To solve this problem the development of a statistic function for the variation of the air/fuel ratio and the distribution of the oxygen in the burned zone respectively would be necessary. In this way the soot oxidation at low local air/fuel ratio could be reduced substantially.

The correctness of the conversion of the filter smoke number into soot mass per combustion cycle at operating conditions with high soot emission is very uncertain. Improved results can be expected from a model calibration with measured soot mass emissions. But the results of the applied simple empirical soot-mass-calculation cannot achieve the predictive quality of the nitric-oxide-calculation results.

Despite the discussed problems of the combined emission model, the goal to develop a better nitric-oxide-model for operating conditions with EGR and a new approach to estimate the soot emission could be achieved. In particular with the correct description of the exhaust residual and its effect on the pollutant production during the combustion, the conditions for the calculation of the soot-/NO_x-trade-off were created. But to improve the predictability of the model further efforts have to be undertaken.

With the combined emission calculation it becomes possible to pre-calculate automatically variations of combustion parameters by linking the model to well-known one-zone real-working-cycle-simulation programs.

Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurde die Verbrennung anhand von zwei Motoren mit Hilfe der Globalen Lichtleit-Messtechnik (GMT) untersucht. Dabei konnte zwischen den optischen Signalen und den thermodynamischen Größen keine quantitative Korrelation festgestellt werden; die optischen Signale zeigen keinen direkten Zusammenhang mit den thermodynamischen Größen. Die Schwerpunkte der gemittelten optischen Signale folgen nur tendenziell und qualitativ den thermodynamischen Schwerpunkten.

Die GMT konnte jedoch wertvolle qualitative Informationen über die während der Verbrennung ablaufende Rußbildung liefern: so wurde beispielsweise der größte Vorteil bei der Absenkung der Rußemission durch angelagerte Nacheinspritzung dann erzielt, wenn die Rußbildung anhand des Rußstrahlungssignals in der Nachverbrennung minimiert wurde.

Nach dem Vergleich mit Berechnungsgrößen der zweizonigen Druckverlaufsanalyse konnte eine Analogie zwischen der Zwei-Farben-Temperatur und einer fetten Flammentemperatur bei $\lambda_{Ff}=0,6$ gefunden werden. Weiterhin wurde mit Hilfe der optischen Größen auch der Einfluss des Restgases auf die fette Flammentemperatur evaluiert. Die umgekehrte Proportionalität zwischen der Bildung fetter Bereiche und der Turbulenzintensität im Brennraum konnte ebenfalls gezeigt und für die Modellierung der an der Rußbildung teilnehmenden Kraftstoffmasse verwendet werden.

Diese Erkenntnisse wurden bei der Entwicklung eines Zweizonen-Modells zur kombinierten NO- und Ruß-Berechnung bei DI-Dieselmotoren herangezogen. Basierend auf der kinetischen Turbulenzenergie im Brennraum wurde im Modell die Zumischung zwischen der unverbrannten und verbrannten Zone außerhalb der Flammenzone phänomenologisch beschrieben. Damit ist die Beschreibung des kalorischen Zustandes und einer charakteristischen Gaszusammensetzung im Verbrannten gelungen, worauf die Schadstoffberechnung basiert.

Die Wiedergabe der gemessenen Stickoxidkonzentrationen durch das Modell kann als sehr gut beurteilt werden. Hervorzuheben ist die Belegung mit identischen Parametersätzen für beide Versuchsträger unterschiedlicher Bauart: damit war eine Vorausberechnung ohne Abstimmung auf einen Messpunkt möglich.

Gegenüber einzonigen Ansätzen konnte ein klarer Vorteil der zweizonigen Berechnung der Rußemission gezeigt werden. Mit dem neuen Modell gelang es Tendenzen von Parametervariationen bei niedriger bis mittlerer Rußemission gut wiederzugeben. Probleme ergaben sich bei Messpunkten mit sehr hoher Rußmassenemission: diese Werte konnten mit dem Modell nicht zufriedenstellend nachvollzogen werden. Hier stößt offensichtlich auch das Zweizonen-Modell an seine Grenzen. Als ein Unsicherheitsfaktor wird auch die Umrechnung der Schwärzungszahl in Rußmasse pro Arbeitsspiel bei stark rußenden Punkten angesehen. Bei einer Abstimmung auf gravimetrisch ermittelte Rußmassenemissionen kann von einer Verbesserung der Modellergebnisse ausgegangen werden.

Das vorgestellte Zweizonen-Modell, das als Postprozessor in bewährte einzonige Arbeitsprozess-Berechnungsprogramme integrierbar ist, wird in der Arbeit detailliert dokumentiert.

Inhaltsverzeichnis

Vorwort.....	I
Summary.....	II
Zusammenfassung	V
Inhaltsverzeichnis	VI
Abbildungsverzeichnis	IX
Tabellenverzeichnis	XI
Symbolverzeichnis	XII
1 Einleitung.....	1
2 Theoretische Grundlagen.....	3
2.1 Emissionsspektroskopie	3
2.1.1 OH-Radikal	4
2.1.2 Zwei-Farben-Methode	6
2.1.3 Temperaturbestimmung mit der Absolutmethode	7
2.1.4 Rußkonzentrationsbestimmung.....	10
2.2 Schadstoffentstehung bei der dieselmotorischen Verbrennung	10
2.2.1 Stickoxidbildung	11
2.2.2 Rußbildung und -oxidation	11
2.3 Modellierung der Stickoxid- und Rußbildung	12
3 Messdatenerfassung und -auswertung	16
3.1 Versuchsträger.....	16
3.1.1 OM904-Einzylinderaggregat.....	16
3.1.2 OM611-Einzylinderaggregat.....	17
3.2 Messtechnik	18
3.2.1 Konventionelle Prüfstandsmesstechnik.....	18
3.2.1.1 Erfassung der Abgasemissionen.....	20
3.2.1.2 Motorindizierung	22
3.2.2 Globale Lichtleit-Messtechnik.....	23
3.2.2.1 Konfiguration der GMT für die Versuchsträger.....	25
3.2.2.2 Reduzierung der Sondendurchlässigkeit durch Rußbeschlag	27
3.2.2.3 Grenzen und Möglichkeiten der Globalen Lichtleit-Messtechnik.....	28
3.3 Datenaufbereitung und -analyse.....	30
3.3.1 Einzonige Druckverlaufsanalyse	31
3.3.2 Vergleich anhand von charakteristischen Werten	33
3.3.3 Einspritzverlaufsberechnung	34
3.3.3.1 Einspritzverlauf des OM904	34
3.3.3.2 Einspritzverlauf des OM611	38
3.3.4 Verdampfungsmodell	39
3.4 Messprogramm	41

4	Untersuchung der Verbrennung anhand von optischen und thermodynamischen Größen.....	42
4.1	Signalverhalten der optischen Größen	42
4.1.1	Allgemeine Charakteristik der Signalverläufe	43
4.1.2	Einfluss der Sondenposition auf das Messergebnis	47
4.1.3	Einfluss des Öffnungswinkels der Sonde auf das Messergebnis.....	49
4.1.4	Morphologie der optischen Signale.....	52
4.2	Korrelation zwischen den Strahlungssignalen und thermodynamischen Größen	58
4.2.1	Überprüfung der OH-Überdeckung	58
4.2.2	Korrelationen in der Vorverbrennung	62
4.2.3	Korrelationen in der Hauptverbrennung.....	66
4.3	Untersuchung der Verbrennung anhand von ausgewählten Parametervariationen ...	71
4.3.1	Variation der Ladelufttemperatur.....	71
4.3.2	Variation der Abgasrückföhrrate	73
4.3.3	Variation des globalen Luftverhältnisses über Ladedruck.....	75
4.3.4	Variation des globalen Luftverhältnisses über Einspritzdauer	77
4.3.5	Variation des Einspritzbeginns	82
4.3.6	Angelagerte Nacheinspritzung	84
4.3.7	Variation des Druckes im Kraftstoffspeicher	89
4.3.8	Lastvariation bei konstanter Drehzahl.....	91
4.4	Zusammenhang zwischen der Rußkonzentration und der Rußmasse im Abgas.....	93
4.4.1	Berechnung der Rußmasse durch Volumenkorrektur.....	93
5	Zweizonen-NO-/Rußmodell.....	97
5.1	Turbulente kinetische Energie	98
5.2	Kalorische Eigenschaften des Arbeitsgases.....	102
5.3	Zweizonenmodell.....	103
5.3.1	Unverbrannte Zone	103
5.3.1.1	Zylinderladung nach 'Einlassventil schließt'	103
5.3.1.2	Zustandsgleichungen	106
5.3.1.3	Zumischung aus dem Unverbrannten – Die Funktion g	109
5.3.2	Verbrannte Zone	112
5.3.3	Lösung des Gleichungssystems	114
5.3.4	Berechnung der Schadstoffbildung	116
5.3.4.1	Flammenzone	116
5.3.4.2	Fettanteil in der Flammenzone – Die Funktion f	119
5.3.4.3	Gleichgewichtsrechnung	120
5.3.4.4	Berechnung der NO-Bildung	121
5.3.4.5	Berechnung der Rußbildung und –oxidation	123
5.3.5	Behandlung der Vorverbrennung	124
5.3.6	Rußbildung und Zumischung in der Premixed-Verbrennung	127
5.4	Modellabstimmung.....	129
5.4.1	Abstimmung der Funktion g	130
5.4.2	Abstimmung der Turbulenzparameter.....	133

6	Diskussion der Modellergebnisse und deren Vergleich mit den Messgrößen	137
6.1	Vergleich der berechneten und gemessenen NO-Konzentration im Abgas.....	137
6.2	Vergleich der berechneten und gemessenen Rußmasse im Abgas	146
6.3	Diskussion der Möglichkeiten und Grenzen des Zweizonen-Modells	153
6.3.1	Vergleich der ein- und zweizonigen berechneten Wärmefreisetzung	153
6.3.2	Erforderliche Modellangaben und Adaption an weitere Dieselmotoren.....	154
6.3.3	Möglichkeiten und Grenzen des NO-/Rußmodells	155
6.4	Besonderheiten des Zweizonen-Modells und Diskussion von Alternativen	157
6.4.1	Vorzeitige Zumischung des Unverbrannten	157
6.4.2	Alternativen zur Gestaltung der Funktion g	158
6.4.3	Alternativen zur Beschreibung der Vor- und Nachverbrennung	159
6.5	Diskussion der optischen Messgrößen anhand der Modellergebnisse.....	160
6.5.1	Interpretation der Zwei-Farben-Temperatur	160
6.5.2	Flammentemperatur bei hohem Restgasanteil.....	161
6.5.3	Parallelen zwischen den optischen Signalen und der Turbulenz	162
6.5.4	Vergleich zwischen Rußmassenverlauf und Rußkonzentrationsverlauf.....	163
7	Schlussfolgerungen und Ausblick	166
A	Anhang	170
A.1	Technische Daten der Einzylinderaggregate OM904 und OM611	170
A.2	Indiziermesstechnik am OM904 und OM611	171
A.3	Übertragungsverhalten des Photomultipliers	173
A.4	Kalibrierung der Globalen Lichtleit-Messtechnik.....	174
A.5	Optisch erfasste Volumina bei OM904 und OM611	177
A.6	Exponentieller Ansatz für die Sondenverrußung	179
A.7	Einspritzverlaufsberechnung	181
A.8	Messdatenbasis	184
A.9	Einfluss der Turbulenzparameter auf die Turbulenzgeschwindigkeit	185
A.10	Einfluss der Konstanten der Funktionen g und f auf die Modellrechnung	187
A.11	Parameterbelegung nach der Modellabstimmung	189
	Literaturverzeichnis	190
	Lebenslauf.....	197

Abbildungsverzeichnis

2.1	Dimensionsloser Absorptionsquerschnitt nach Mie	8
2.2	Temperaturverläufe im Zweizonen-Modell nach Heider	13
3.1	Kolben von OM904 und OM611 im Schnitt durch die Zylinder-Längsachse	17
3.2	Schematische Darstellung des Motorenprüfstandes	19
3.3	Prinzipskizze der GMT-Messkette	23
3.4	Lage der optischen Sonde im OM904-Aggregat.....	25
3.5	Fotografien der optischen Sonden für OM904 und OM611	26
3.6	Normiertes Transmissionsverhalten der optischen Sonden	26
3.7	Volumenelemente mit derselben Strahlungsleistung.....	29
3.8	Auswertung der am Motorenprüfstand gemessenen Messdaten	30
3.9	Der effektive Durchflussquerschnitt als Funktion des Nadelhubes.....	35
3.10	Position der Druckmessstelle in der Kraftstoffleitung.....	36
3.11	Einspritzverlaufsglättung bei kleiner und großer Einspritzmenge	37
3.12	Schematische Darstellung des Einspritzverlaufmodells für OM611.....	38
3.13	OM611-Betriebspunkt mit sehr naher angelagerter Nacheinspritzung	39
3.14	Verdampfungsverlauf und Anfangstropfendurchmesser.....	40
4.1	Zyklenschwankungen bei 20 aufeinanderfolgenden Arbeitsspielen	44
4.2	Vergleich der berechneten optischen Größen	46
4.3	Variation der Sondenposition in Höhe	48
4.4	Einsatz der OM611-Sonde und der OM904-Sonde	50
4.5	Betrachtung der Zyklenschwankungen von 20 Arbeitsspielen	52
4.6	Variation des Ansaugdralls über Einlasskanalabschaltung bei 20% AGR.....	53
4.7	Berechnung der Drallzahl aus der Frequenz	54
4.8	Variation der Drehzahl von 1000 bis 4000 UPM am OM611	56
4.9	Variation der Einspritzdauer am OM904 bei $n = 1800$ 1/min	57
4.10	Erfassung der Grundstrahlung im Bereich des OH-Radikals.....	59
4.11	Ermittlung der OH-Strahlung anhand von gemittelten Signalen	60
4.12	Ermittlung der OH-Strahlung anhand ausgewählter Einzelzyklen	61
4.13	Auswirkung von Parametervariationen auf die Vorverbrennung am OM611	63
4.14	Betrachtung der charakteristischen Werte in der Vorverbrennung	65
4.15	Betrachtung der charakteristischen Werte in der Hauptverbrennung	66
4.16	Auswirkung der Zyklensreuung der Einspritzung auf die optischen Signale	67
4.17	Betrachtung der Phasenlagen der Schwerpunkte am OM904.....	68
4.18	Betrachtung der Phasenlagen der Schwerpunkte am OM611	69
4.19	Variation der Ladelufttemperatur am OM904.....	72
4.20	Variation der Abgasrückführrate am OM611 mit aktivierter EKAS	74
4.21	Variation der Abgasrückführrate am OM904	75
4.22	Variation des globalen Luftverhältnisses über Ladedruck	77
4.23	Variation der Ansteuerdauer der Haupteinspritzung am OM611	79
4.24	Variation des Förderwinkels der Einspritzung am OM904	80
4.25	Charakteristische Werte der Messpunkte der Einspritzdauervariationen	81

4.26	Variation des Förderbeginns der Einspritzung am OM904	83
4.27	Charakteristische Werte der Messpunkte der Einspritzbeginnviationen	84
4.28	Angelagerte Nacheinspritzung am OM611 bei $n = 3200$ 1/min.....	86
4.29	Angelagerte Nacheinspritzung am OM611 bei $n = 2000$ 1/min.....	88
4.30	Raildruckvariation am OM611 bei konstanter Einspritzmenge	90
4.31	Variation der Last am OM904 von 10 % bis 110 %	92
4.32	Berechnung des Rußmassenverlaufes	95
5.1	Schema des Zweizonen-NO-/Rußmodells	97
5.2	Spezifische innere Energie der Verbrennungsgase bei $p=10$ bar	103
5.3	Abhängigkeit der Gaskonstante R von Temperatur und Druck.....	105
5.4	Äquivalentes Luftverhältnis in der Flamme	110
5.5	Adiabat-isobare Flammentemperatur.....	118
5.6	Verläufe einiger Berechnungsgrößen des Zweizonen-Modells.....	126
5.7	Korrekturfunktion zur Drosselung der Rußbildungsrate	127
5.8	Schematische Darstellung der Systematik der Modellabstimmung	129
5.9	Nulllinie für die Funktion g in einem Messpunkt.....	131
5.10	Vorgehensweise bei der Abstimmung der Modellkonstanten c_g und c_{ga}	132
5.11	Nulllinien für eine Variation des Raildrucks.....	134
5.12	Abhängigkeit der Turbulenzkonstante ε_D von der Drallzahl	135
5.13	Gegenüberstellung der berechneten Turbulenzgeschwindigkeiten	136
6.1	Vergleich der Stickoxidkonzentrationen in Standardlastpunkten	138
6.2	Modell-Berechnungsgrößen im Leerlaufpunkt	139
6.3	Vergleich der Stickoxidkonzentrationen bei Variation des Einspritzbeginns.....	140
6.4	Vergleich der Stickoxidkonzentrationen bei Variation des Raildrucks	140
6.5	Vergleich der Stickoxidkonzentrationen bei Variation der Einspritzdauer.....	141
6.6	Vergleich der Stickoxidkonzentrationen bei Variation der Ladelufttemperatur....	141
6.7	Vergleich der Stickoxidkonzentrationen bei Variation des Ladedrucks.....	142
6.8	Vergleich der Stickoxidkonzentrationen bei Variation der Drehzahl	142
6.9	Vergleich der Stickoxidkonzentrationen bei Variation der EKAS	143
6.10	Vergleich der Stickoxidkonzentrationen bei Variation der AGR am OM611	143
6.11	Vergleich der Stickoxidkonzentrationen bei Variation der AGR am OM904	144
6.12	Abhängigkeit der Konstante für die Zumischfunktion von der AGR-Rate	144
6.13	NO-Bildung ohne und bei geringer brennverlaufsproportionaler Zumischung	146
6.14	Vergleich der mit einzonigen Ansätzen berechneten Rußmassen	147
6.15	Vergleich der Rußmassen in Standardlastpunkten am OM904	148
6.16	Vergleich der Rußmassen in Standardlastpunkten am OM611	148
6.17	Vergleich der Rußmassen bei Variation des Einspritzbeginns	148
6.18	Vergleich der Rußmassen bei Variation des Raildrucks	149
6.19	Vergleich der Rußmassen bei Variation der Drehzahl	149
6.20	Vergleich der Rußmassen bei Variation der EKAS.....	149
6.21	Vergleich der Rußmassen bei Variation der Einspritzdauer	150
6.22	Vergleich der Rußmassen bei Variation der Ladelufttemperatur	151
6.23	Vergleich der Rußmassen bei Variation des Ladedrucks	151
6.24	Vergleich der Rußmassen bei Variation der AGR am OM611	151

6.25	Vergleich der Rußmassen bei Variation der AGR am OM904.....	152
6.26	Vergleich zwischen einzoniger und zweizoniger Wärmefreisetzung	154
6.27	Variation der Einspritzdauer bei konstanter Aufladung am OM904	157
6.28	Vergleich der Zweifarben-Temperatur mit den Temperaturen aus dem Modell .	160
6.29	Einfluss des Restgasgehaltes auf die fette Flammentemperatur.....	162
6.30	Zwei-Farben-Rußkonzentration und Turbulenzgeschwindigkeit.....	163
6.31	Vergleich der Zwei-Farben-Rußkonzentrationen und der Rußmassenverläufe..	165
A.2.1	Position des Quarzdrucksensors im Zylinderkopf des OM904	171
A.2.2	Detailansicht des OM904 am Motorenprüfstand.....	172
A.2.3	Glättung des indizierten Zylinderdruckverlaufs.....	172
A.3.1	Empfindlichkeit des eingesetzten Photomultipliers.....	173
A.4.1	Aufbau zur Kalibrierung der GMT-Messkette.....	174
A.4.2	Emissionsgrad von Wolfram im sichtbaren Bereich.....	175
A.5	Optisch erfasste Volumina bei OM904 und OM611.....	177
A.7.1	Vergleich der ermittelten Kraftstoffmengen pro Arbeitsspiel.....	181
A.7.2	Vergleich der ermittelten Einspritzverläufe	182
A.7.3	Vergleich des am OM904 berechneten Einspritzverlaufes mit ISIS	182
A.8.1	Messdatenbasis am OM904 mit 105 Messpunkten	184
A.8.2	Messdatenbasis am OM611 mit 70 Messpunkten	184
A.9.1	Einfluss des Dralls auf die Turbulenzgeschwindigkeit	185
A.9.2	Einfluss der Quetschströmung auf die Turbulenzgeschwindigkeit.....	185
A.9.3	Einfluss der Einspritzung auf die Turbulenzgeschwindigkeit	186
A.9.4	Einfluss der Dissipation auf die Turbulenzgeschwindigkeit	186
A.10.1	Einfluss der Konstante c_g auf die Zumischfunktion g	187
A.10.2	Einfluss der Konstante c_{ga} auf die Zumischfunktion g	187
A.10.3	Einfluss der Konstante c_f auf die Zumischfunktion f	188

Tabellenverzeichnis

5.1	Qualitative Auswirkung der wichtigsten Einflussgrößen auf die Funktion g	111
5.2	Qualitative Auswirkung der Einflussgrößen auf die Funktion f	120
A.1	Technische Daten der Einzylinderaggregate OM904 und OM611	170
A.2.1	Verwendete Indiziersensorik mit den wichtigsten Eigenschaften	171
A.7.1	Ergänzende Daten der OM904-Einspritzdüse	181
A.7.2	Stoffgrößen als Funktionen der Temperatur und des Druckes	181
A.11.1	Belegung der Modellkonstanten nach der Modellabstimmung	189

Symbolverzeichnis

Lateinische Symbole

a	[1/m]	Absorptionskoeffizient
a	[m/s]	Schallgeschwindigkeit
A	[m ²]	Querschnitt, Fläche
A_a	[m ² /kg]	Massenabsorptionsquerschnitt
A_{av}	[-]	Verhältnis der Massenabsorptionsquerschnitte
A_e	[m ² /kg]	Massenextinktionsquerschnitt
A_{LL}	[m ²]	Fläche des Lichtwellenleiters
Anz_D	[-]	Anzahl der Düsenlöcher
A_s	[m ² /kg]	Massenstreuquerschnitt
b	[m]	Bildweite
c	[g/m ³]	Rußkonzentration
c	[-]	empirische Konstante, Primärtropfendurchmesser
c	[m/s]	Lichtgeschwindigkeit
c_1	[W/m ²]	erste Strahlungskonstante: $c_1 = 3,7415 \cdot 10^{-16} \text{ Wm}^2$
c_2	[Km]	zweite Strahlungskonstante: $c_2 = 1,438 \cdot 10^{-2} \text{ Km}$
C	[kg/m ²]	Rußauftrag auf die Sonde pro Arbeitsspiel
C^*	[1/s]	Konstante für die Sondentrübung
d	[m]	mittlerer Rußteilchendurchmesser
E	[J]	Energie
E	[N/m ²]	Elastizitätsmodul (bei Diesel: Kompressibilitätsmodul)
E_e	[W/m ²]	Bestrahlungsstärke
f	[Hz]	Frequenz, elektromagnetische Strahlung
F	[m]	Brennweite der Linse
F	[m ²]	Fläche
g	[m]	Gegenstandsweite
h	[Js]	Planck'sches Wirkungsquantum: $h=6,626E-34 \text{ Js}$
h	[m]	Hub, Nadelhub
K	[1/m]	Absorptionskoeffizient proportional zur Rußkonzentration
L	[m]	Schichtdicke der rußenden Flamme entlang der optischen Achse
$L_{e\lambda}$	[W/m ³ sr]	spektrale Strahldichte
m	[kg]	Masse
\dot{m}	[kg/s]	Massenstrom
n	[-]	empirische Konstante nach Hottel-Broughton: $n=1,39$
n	[-]	Polytropenexponent, für Nulllinienfindung: $n=1,37$
n	[1/min]	Drehzahl
N	[-]	Anzahl der gefeuerten Zyklen
p	[bar]	Druck
Q	[J]	Wärme
Q	[mm ³ /ASP]	Einspritzmenge
$dQ/d\varphi$	[mm ³ /°KW]	Einspritzrate (Einspritzverlauf)
Q_a	[-]	dimensionsloser Absorptionsquerschnitt
R	[J/(kgK)]	ideale Gaskonstante
Re	[-]	Reynoldszahl
s	[m]	Schichtdicke der rußenden Flamme
t	[s]	Zeit
t	[°C]	Temperatur
T	[K]	Absolute Temperatur
u	[m/s]	Geschwindigkeit
U	[V]	Spannung
V	[-]	Verstärkung, Verstärkereinstellung
V	[m ³]	Volumen

We	[-]	Weberzahl
X	[%]	Brennfunktion, auf 100% normierter Summenbrennverlauf
y	[m]	Glühbandbreite
y'	[m]	Breite der Abbildung des Glühbandes

Griechische Symbole

α	[-]	Absorptionsverhältnis
β	[°]	Halber Einstrahlwinkel auf die Sonde bei der Kalibrierung
β	[m ² /s]	Verdampfungskonstante
Δ	[°KW]	Zeitversatz
$\Delta\lambda$	[m]	Halbwertsbreite des Interferenzfilters
ε	[-]	Emissionsverhältnis
ε	[-]	Verdichtungsverhältnis
φ	[°KW]	Kurbelwinkel
Φ	[W/sr]	Strahlungsfluss
η	[Ns/m ²]	Dynamische Viskosität
κ	[-]	Isentropenexponent
λ	[m]	Wellenlänge
λ	[-]	Luftverhältnis
λ	[W/mK]	Wärmeleitfähigkeit
λ'	[m]	Schwerpunktwellenlänge der Wolframbandlampe
μ	[-]	Durchflussbeiwert
ν	[°]	halber Sichtwinkel der Sonde
ν_B	[m ² /s]	kinematische Viskosität des Brennstoffs, Diesel: $\nu_B = 1.8875e-6$
ρ	[kg/m ³]	Dichte
σ_B	[N/m]	Oberflächenspannung, Diesel: $\sigma_B = 20.5e-3$ [N/m]
τ	[-]	Durchlässigkeit
ϖ	[1/s]	Kreisfrequenz
Ω_0	[sr]	Raumwinkeleinheit

Indizes

0	Anfangszustand (Ruhezustand)
2	Zustand im Saugrohr ($p_2, T_2 \dots$)
a	Abgas
B	Beginn
B	Brennstoff
d	Düse
e	Einlass
eff	effektiv
FB	Feuerbeginn
g	grauer Strahler
ges	gesamt
i	beliebiger Schritt, Zustand
kal	kalibriert
Krst	Kraftstoff
L	Einspritzleitung (PLD-Einspritzsystem)
L	Ladeluft
MB	Messbeginn
M	Massenmittel(temperatur)
N	Düsennadel
r	realer Strahler

r	rücklaufend (Druckwelle)
R	Ringfläche, Düsennadel
s	schwarzer Strahler
s	sauber (Sondenoberfläche)
t	trüb (Sondenoberfläche)
th	thermodynamisch
Tr	Tropfen
Tr0	Anfangszustand des Tropfens bei Beginn der Verdampfung
umf	Umfang(sgeschwindigkeit)
Umg	Umgebung(szustand)
uv	unverbrannt
v	verbrannt
v	vorlaufend (Druckwelle)
W	Wasser, Kühlflüssigkeit
W	Wand(wärme)
ZF	Zwei-Farben(-Temperatur)
Zyl	Zylinder

Abkürzungen

abs	absolut
AB	Ansteuerbeginn der Einspritzung im Steuergerät (nur CR)
AD	Ansteuerdauer der Einspritzung im Steuergerät (nur CR)
AGR	Abgasrückführung
ASP	Arbeitsspiel
AV	Auslassventil
const.	konstant, Konstante
CR	Common-Rail-Einspritzsystem
diff.	Diffusionsverbrennung
DRZUT	Drallzahl im unteren Totpunkt
DV	Düsenorraum
DVA	Druckverlaufsanalyse
EKAS	Einlasskanalabschaltung
EV	Einlassventil
EV	Einspritzverlauf
EZ	Einzylinder(aggregat)
FB	Förderbeginn der Einspritzung im Steuergerät (nur PLD)
FSN	Filter-Schwärzungszahl (Filter Smoke Number)
FW	Förderwinkel(dauer) der Einspritzung im Steuergerät (nur PLD)
Gl.	Gleichung
GMT	Globale Lichtleit-Messtechnik
HCCI	Kompressionszündung homogener Gemische
HE	Haupteinspritzung
HV	Hauptverbrennung
HWB	Halbwertsbreite des optischen Filters bei 50% Transmission
ISIS	eindimensionales Strömungssimulationsprogramm, DaimlerChrysler
Kap.	Kapitel
KW	Kurbelwinkel
LWL	Lichtwellenleiter
LWOT	oberer Totpunkt des Ladungswechseltaktes
max	maximal, Maximum
NE	Nacheinspritzung
NV	Nachverbrennung
OT	oberer Totpunkt
PAK	polyzyklische aromatische Kohlenwasserstoffe

PD	Photodiode
PLD	Pumpe-Leitung-Düse-Einspritzsystem
PM	Photomultiplier
prem.	Premixedverbrennung
RC	Rußkonzentration berechnet mit der Zwei-Farben-Methode
s.	siehe
SMD	Sauter Mean Diameter (mittlerer Sauterdurchmesser)
SQP	Sequential Quadratic Programming
SWP	Schwerpunktlage der Brenn-/Heizfunktion
UPM	Umdrehungen pro Minute
UV	ultraviolett
Verbr.	Verbrennung
Verst.	Verstärkung
VE	Voreinspritzung
VV	Vorverbrennung
WB	Wolframband(lampe)
ZOT	oberer Totpunkt des Arbeitstaktes
ZWL	Zentralwellenlänge des optischen Filters

Die in Kap. 2.3, Kap. 3.2.1.1 und Kap. 5 verwendeten Symbole des Zweizonen-Modells werden im Text erläutert und sind hier nicht gesondert aufgeführt.

1 Einleitung

Bei der Entwicklung zukünftiger dieselmotorischer Antriebskonzepte wird sowohl der Einsatz von Berechnungsverfahren als auch modellbasierter Motorsteuerungen zunehmend an Bedeutung gewinnen. Für die Nutzung des damit verbundenen Potenzials bzgl. einer Verbrauchs- und Emissionsreduzierung ist die Berechenbarkeit der bei der Verbrennung entstehenden Schadstoffemissionen von großer Wichtigkeit. Kenntnisse über die zu erwartende Rußemission sind nicht nur zur Festlegung der Vollastlinie (Rauchgrenze) notwendig. Auch eine rechnerische Abstimmung der in der Teillast möglichen Abgasrückführrate kann nur erfolgen, wenn der Ruß-NO_x-Trade Off berechenbar ist.

Für die Berechnung der Stickoxidemissionen (NO) existiert mittlerweile ein im Rahmen der thermodynamischen Prozeßrechnung zuverlässig anwendbares Modell [1]. Ein derart anerkanntes und für die thermodynamische Prozessrechnung geeignetes Berechnungsverfahren für die Rußemission ist noch nicht etabliert, u.a. wegen der Schwierigkeit einer Zweizonen-Modellierung beim Dieselmotor, die neben dem Temperatur- auch den Sauerstoffkonzentrationsverlauf im Rauchgas allgemeingültig beschreibt. In dieser Arbeit wurde der Versuch unternommen, den nicht messbaren Massenaustausch zwischen der unverbrannten und verbrannten Zone beim DI-Dieselmotor phänomenologisch so zu modellieren, dass die Randbedingungen in der verbrannten Zone die Berechnung der Schadstoffe NO und Rußmasse ermöglichen.

Um Aussagen über die Rußkonzentration im Brennraum während der Verbrennung zu gewinnen, wurde die sogenannte 'Globale Lichtleitmesstechnik, GMT' (auch 'Integrale Lichtleitmesstechnik, ILM' genannt) eingesetzt. Das Verfahren wurde bereits in mehreren Arbeiten [2, 3, 4...] eingesetzt und erlaubt Messungen an Motoren unter Serienbedingungen bei gleichzeitig relativ geringem Adaptionaufwand. Diese Vorteile sollten genutzt werden, um weite Betriebsbereiche zweier aktuell auf dem Markt befindlicher Aggregate zu vermessen und damit eine Datenbasis für die Validierung des neuen Modells zur Schadstoffberechnung zu schaffen. Weiterhin sollten die mit der GMT ermittelten Temperatur- und Rußkonzentrationsverläufe zur Überprüfung der Modell-Berechnungsgrößen herangezogen werden.

Bemerkenswerterweise fand in den bisherigen Veröffentlichungen im Zusammenhang mit der ILM kein konsequenter Vergleich zwischen den aus dem gemessenen Brennraumdruckverlauf ableitbaren thermodynamischen Analysegrößen (Brennverlauf, Brennbeginn, Brennende, Massenumsatz etc.) und den optischen Messsignalen der ILM (OH-Radikalstrahlung, Rußtemperatur und -konzentration) statt, obwohl beide Verfahren brennraumintegrale Messgrößen liefern.

Die vorliegende Arbeit hatte einerseits zum Ziel diese Lücke zu schließen und andererseits ein Schadstoffmodell zu entwickeln, das neben der zuverlässigen Berechnung der NO-Emission auch eine Berechnung der Rußemission sowohl auf Basis der thermodynamischen Prozessrechnung als auch des gemessenen Brennraumdruckverlaufes ermöglicht. Dabei wurde großer Wert auf die lückenlose Dokumentation der Vorgehensweise bei der Durchführung von Messungen und des vorgestellten Zweizonen-Modells gelegt.

2 Theoretische Grundlagen

2.1 Emissionsspektroskopie

Optische Verfahren werden in der Entwicklung von Verbrennungsmotoren verbreitet angewandt. Diese Untersuchungen erfolgen meist an Versuchsmotoren, bei denen durch den Kolben oder durch die Zylinderwand bzw. den Zylinderkopf ein oder mehrere optische Zugänge zum Verbrennungsraum realisiert werden. Die wesentlichen Zielsetzungen dabei sind die Untersuchung der Flammenausbreitung, Messung der Strömungsgeschwindigkeitsverteilung und Turbulenz, Bestimmung der Temperatur- und des Teilchenkonzentrationsverlaufes im Brennraum während der Verbrennung.

Die Emissionsspektroskopie ermöglicht die Erfassung und Untersuchung der durch ablaufende Reaktionen oder durch thermische Anregung emittierten elektromagnetischen Strahlung in einem bestimmten Lichtwellenlängenbereich. Dabei wird auf eine Anregung durch eine externe Strahlungsquelle verzichtet und lediglich die emittierte Strahlung erfasst.

Emissionsspektren

Nach dem Bohr'schen Atommodell existieren Atome oder Moleküle nur in diskreten Energiezuständen. Die Gesamtenergie des Atoms oder Moleküls setzt sich dabei aus dem Energieniveau der Elektronen, der Rotations- und Translationsenergie und der Vibrationsenergie zusammen. Eine chemische Reaktion, wie sie bei der Verbrennung im Verbrennungsmotor auftritt, kann zur Bildung von Atomen oder Molekülen in einem angeregten Zustand führen. Fällt das Molekül wieder in seinen Gleichgewichtszustand zurück, so wird Energie frei. Nach Planck wird die Energie elektromagnetischer Strahlung in Form von Paketen oder Quanten frei und nicht kontinuierlich. Es gilt:

$$E_2 - E_1 = h \cdot f \quad (\text{Gl. 2.1})$$

Da sich elektromagnetische Wellen immer mit der konstanten Lichtgeschwindigkeit c ausbreiten, kann jeder Frequenz f_i der emittierten Strahlung genau eine Wellenlänge λ_i zugeordnet werden:

$$f_i = \frac{c}{\lambda_i} \quad (\text{Gl. 2.2})$$

Die Moleküle zweier Stoffe unterscheiden sich in ihrer Emission, womit sich aus dem Emissionsspektrum auf das Vorhandensein bestimmter Stoffe schließen lässt.

Die während der Verbrennung auftretenden Reaktionskomponenten emittieren Emissionsbanden bei diskreten Wellenlängen. Die Banden sind auf Übergänge zwischen den Niveaus von zwei verschiedenen Elektronenzuständen zurückzuführen. Die Spektren im sichtbaren und ultravioletten Bereich entstehen durch die gleichzeitige Änderung der Translations- und Rotationsenergie. Bei Spektren im infraroten Bereich ändert sich entweder die Translationsenergie oder die Rotationsenergie der Moleküle. Die Übergangsarten treten jedoch nie isoliert auf, sondern überlagern sich.

Aus der Intensität einer spektralen Emissionslinie, die als abgestrahlte Energie pro Zeiteinheit definiert ist, kann über den Einstein-Koeffizienten der Übergangswahrscheinlichkeit der spontanen Emission die Anzahl der Moleküle berechnet, bzw. über die Maxwell-Boltzmann-Verteilung unter Voraussetzung eines thermischen Gleichgewichts die Abhängigkeit dieser von der Temperatur beschrieben werden [5].

Die Anregung der strahlenden Moleküle bzw. Prozesse beruht jedoch auf verschiedenen Mechanismen, die auch gleichzeitig wirken können. Insbesondere, wenn kein thermisches und chemisches Gleichgewicht herrscht, wie etwa bei der motorischen Verbrennung, treten die Emissionen der Radikale oft stärker als im Gleichgewicht auf, und das Verteilungsgesetz ist unbekannt. Die Besetzungswahrscheinlichkeit kann somit nach derzeitigem Forschungsstand quantitativ nicht ausgewertet werden.

In Folge dessen lässt die erfasste Bestrahlungsstärke an diskreten Wellenlängen nur qualitative Aussagen zu:

- Die spektrale Lage der Peaks (Strahlungsspitzen) und Banden spiegelt die möglichen Energieniveau-Übergänge bestimmter Moleküle der Flammengase wider.
- Die Intensität der Peaks hängt von der Temperatur, der Konzentration und der Schichtdicke ab, was in bestimmten Fällen Rückschlüsse auf diese Größen erlaubt.

2.1.1 OH-Radikal

Der bedeutende Peak im UV-Bereich bei ca. 306-310 nm wird durch das OH-Radikal verursacht, dem die größte Bedeutung bei der Zündeinleitung zugeschrieben wird [6, 7, 8, 9, 10, 11]. Es besitzt eine deutlich höhere Reaktivität als Sauerstoff und wird als Indikator für die Energieumsetzung angesehen. Auf die Messung der Bandenstrahlung des OH-Radikals stützen sich u.a. Methoden zur Beurteilung der Verbrennungsgüte bei Dieselmotoren, aber auch die zur Klopferkennung eingesetzte Lichtleitsensorik bei Ottomotoren.

OH-Radikalstrahlung konnte in vielen Fällen bereits vor dem Klopfen beobachtet werden. Bei der Selbstzündung im Dieselmotor, die bei Temperaturen über 800 K und unter 900 K abläuft [7, 12] und dem Niedertemperatur-Bereich zuzuordnen ist, tritt das OH-Radikal bei vielen kettenverzweigenden und kettenfortpflanzenden Reaktionen auf und beeinflusst somit schon den Beginn der Verbrennung. Nach dem Zünden zeigt die Strahlung des OH-Radikals den Grad der Energieumsetzung in der Reaktionszone an und lässt Rückschlüsse auf die Reaktionsgeschwindigkeit und den Einspritzverlauf zu [9].

Aufgrund seiner starken Reaktivität spielt das OH-Radikal auch bei der Rußoxidation eine entscheidende Rolle [4], weswegen Ruß und OH-Radikale nur selten am selben Ort zur selben Zeit existieren können [13]. Als ideale Dieselerverbrennung wird das Auftreten eines gleichmäßigen Verhältnisses zwischen Ruß und OH im Brennraum angesehen [9].

Wegen des großen Einflusses des OH-Radikals bei der Zündeinleitung wird in manchen Arbeiten das erste erkennbare Auftreten des OH-Radikals noch vor der Wärmefreisetzung als Zündzeitpunkt angesehen [11]. Im Gegensatz dazu wird in [14] das spätere Auftreten der Licht-Emission nach dem thermodynamischen Brennbeginn aufgezeigt, ohne jedoch eine physikalische Begründung dafür zu geben.

Dem normierten Lichtintegral der OH-Intensität wird im Allgemeinen eine ähnliche Bedeutung wie dem Summenbrennverlauf zugeschrieben. In [8] kommt es beim Ottomotor zwischen dem Schwerpunkt des Lichtintegrals und dem des Summenbrennverlaufs zu einem Versatz von 6-11 °KW, während dieser Versatz beim Dieselmotor nicht existieren sollte. Qualitativ besteht auf jeden Fall eine große Ähnlichkeit zwischen normierten Lichtintegral und dem Summenbrennverlauf, wie auch in [14] gezeigt wird. Hier erscheint allerdings auch beim Dieselmotor der thermodynamische Schwerpunkt vor dem optischen Schwerpunkt.

Eine Erklärungsmöglichkeit für dieses Verhalten des OH-Verlaufs liefert [15]. Die Konzentration des OH-Radikals nimmt mit dem Luftverhältnis stark ab: durch eine Verringerung von $\lambda = 1,3$ auf 0,5 um etwa den Faktor 100. Bei anderen Studien wurden sogar noch größere Abnahmen der OH-Konzentration in einem fetten Gemisch nachgewiesen. Da die Zündung im Dieselmotor bei der zunächst stattfindenden Vormischverbrennung in der Regel unterstöchiometrisch abläuft [15, 16], liegt es nahe, dass die OH-Konzentration unter die Nachweisgrenze fällt und somit messtechnisch nicht erfasst werden kann. OH wird erst dann detektiert, wenn ein größerer Teil des Kraftstoffes zu brennen beginnt und dadurch die Anzahl der OH-Radikale ansteigt. Im Laufe der Verbrennung erhöht sich in der Reaktionszone die Luftzahl, was die Bildung von OH-Radikalen zusätzlich positiv beeinflusst.

Zusammenfassend zeigt sich die große Bedeutung des OH-Radikals bei der dieselmotorischen Verbrennung. Es ist somit von Interesse, parallel zur Rußtemperatur- und Rußkonzentrationsmessung auch das Teilspektrum um 307 nm zu untersuchen. Allerdings kann es mit zunehmender Diffusionsverbrennung durch die intensitätsstarke Temperaturstrahlung des Rußes zu einer Überdeckung der Bandenstrahlung im UV-Bereich kommen [17, 11, 18, 19, 20]. Diese Problematik muss bei der parallelen Ruß- und OH-Strahlungsmessung überprüft und ggf. berücksichtigt werden.

2.1.2 Zwei-Farben-Methode

Nach Einsetzen der motorischen Verbrennung ist vor allem bei Dieselmotoren ein deutlicher Anstieg der Rußkonzentration im Brennraum feststellbar, welche dann bis zum Ende der Verbrennung bis auf eine im Abgas messbare Restkonzentration abgebaut wird. Die Festkörperstrahlung des Rußes bewirkt eine starke kontinuierliche Strahlung über ein breites Wellenlängenspektrum, deren Intensität die Bandenstrahlung um mehrere Zehnerpotenzen übersteigt [17] und somit die evtl. vorhandene Bandenstrahlung überdecken kann. Die Festkörperstrahlung gehorcht den Grundgesetzen der Wärmestrahlung und kann zur Temperatur- und Rußkonzentrationsbestimmung im Brennraum während der Verbrennung mit der Zwei-Farben-Methode herangezogen werden. Dazu muss die Messung der Strahlungsintensität der Rußpartikel bei mindestens zwei diskreten Wellenlängen erfolgen. An dieser Stelle sollen einige Grundbegriffe definiert werden.

Für die spektrale Strahldichte des schwarzen Körpers gilt nach dem Planck'schen Strahlungsgesetz [21]:

$$L_{e\lambda,s}(\lambda, T) = \frac{c_1}{\Omega_0 \cdot \pi \cdot \lambda^5} \cdot \frac{1}{\exp\left(\frac{c_2}{\lambda \cdot T}\right) - 1} \quad (\text{Gl. 2.3})$$

Für kleine Wellenlängen ($\lambda < 1000 \text{ nm}$) und Temperaturen unter 3000 K, die im Verbrennungsmotor herrschen, erweist sich die Wien'sche Näherung als ausreichend genau:

$$L_{e\lambda,s}(\lambda, T) = \frac{c_1}{\Omega_0 \cdot \pi \cdot \lambda^5} \cdot \frac{1}{\exp\left(\frac{c_2}{\lambda \cdot T}\right)} \quad (\text{Gl. 2.4})$$

Den Zusammenhang zwischen der Strahlungsintensität eines schwarzen Strahlers und der eines realen Strahlers liefert das Emissionsverhältnis ε , wobei beim schwarzen Strahler $\varepsilon = 1$, beim realen Strahler immer $\varepsilon < 1$ ist.

$$L_{e\lambda,r} = \varepsilon(\lambda, T) \cdot L_{e\lambda,s} \quad (\text{Gl. 2.5})$$

Während das Emissionsverhältnis, d.h. der Quotient aus der Strahlungsintensität des betrachteten Strahlers und der eines schwarzen Strahlers – bei der selben Temperatur und Wellenlänge – beim grauen Strahler nur von der Temperatur abhängt, so ist das Emissionsverhältnis eines realen Strahlers eine Funktion der Temperatur und der betrachteten Wellenlänge.

Die Strahlungsintensität eines beliebigen, realen Strahlers bei der Temperatur T ist gleich der Strahlungsintensität eines schwarzen Strahlers bei der Temperatur T multipliziert mit dem Emissionsverhältnis ε oder gleich der Strahlungsintensität eines schwarzen Strahlers mit einer niedrigeren Temperatur T_s . T_s wird dabei als 'Strahlungstemperatur' oder 'Schwarztemperatur' bezeichnet.

$$\varepsilon(\lambda, T) = \frac{L_{e\lambda,r}(\lambda, T)}{L_{e\lambda,s}(\lambda, T)} = \frac{L_{e\lambda,s}(\lambda, T_s)}{L_{e\lambda,s}(\lambda, T)} \quad (\text{Gl. 2.6})$$

Stellt man die Strahldichten eines schwarzen Strahlers in Abhängigkeit von der Temperatur und der Wellenlänge dar, wird ersichtlich, dass es vorteilhaft ist Wellenlängen im Bereich des sichtbaren bis infraroten Lichts (600-900nm) zur Temperaturbestimmung zu verwenden, da dort das Verhältnis der spektralen Strahlungsdichte zweier unterschiedlicher Wellenlängen bei gleicher Temperatur einen großen Wert ergibt und die Emissionsbande der Verbrennungsprodukte H_2O und CO_2 nicht stören [22, 18]. Die Verhältnisse der Strahlungsdichten bei konstanter Temperatur werden bei größeren Wellenlängen kleiner, die Verläufe flacher, was zu größeren Fehlern führen würde.

Setzt man Gleichung (2.4) in (2.5) ein und wertet sie für zwei diskrete Wellenlängen λ_1 und λ_2 aus, erhält man eine einfache Beziehung für die Temperatur nach der **Zwei-Farben-Relativmethode**, in die nur das Verhältnis, nicht jedoch der Absolutwert der spektralen Strahldichten eingeht:

$$T = \frac{c_2 \cdot \left(\frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1} \right)}{\ln \left[\frac{L_{e,\lambda_1}}{L_{e,\lambda_2}} \cdot \left(\frac{\lambda_1}{\lambda_2} \right)^5 \cdot \frac{\varepsilon_{\lambda_2}}{\varepsilon_{\lambda_1}} \right]} \quad (\text{Gl. 2.7})$$

Das Problem der unbekanntem Emissionsverhältnisse ε umgeht man, indem man postuliert, dass die Rußpartikel sich wie ein grauer Strahler verhalten und somit bei beiden Wellenlängen bei der Temperatur T das selbe Emissionsverhältnis besitzen, wodurch ihr Verhältnis zu eins wird. Mit Hilfe dieser Gleichung kann man nun ohne Kenntnis der absoluten Strahlungsintensitäten bei zwei diskreten Wellenlängen die Temperatur des Rußes bestimmen. Nimmt man an, dass sich durch die Trübung der optischen Sonde (s. Kap. 3.2.2.2) die Intensitäten, die mit der Sonde detektiert werden, bei beiden Wellenlängen um den selben Faktor verringern (wellenlängenunabhängige Trübung), ist das Ergebnis der Temperaturberechnung unabhängig von der Verschmutzung der Sonde.

Die Relativmethode zeigt im qualitativen Verlauf der Temperatur gute Übereinstimmung mit der Absolutmethode, es kommt jedoch aufgrund der fehlenden Kalibrierung zu großen Schwankungen und Abweichungen des Absolutwertes im Vergleich zum kalibrierten Wert: die Abweichungen können $\pm 10\%$ und mehr betragen.

2.1.3 Temperaturbestimmung mit der Absolutmethode

Für die Betrachtung des Rußes als ein realer Strahler muss auf empirische Ansätze zurückgegriffen werden. Unter Einbeziehung des Kirchoff'schen Gesetzes, wonach das Absorptionsverhältnis $\alpha(\lambda, T)$ gleich dem Emissionsverhältnis $\varepsilon(\lambda, T)$ ist, kann das Emissionsverhältnis als Funktion der Wellenlänge und der absoluten Temperatur beschrieben werden. Die Güte dieses Ansatzes entscheidet über die Genauigkeit der Zwei-

Farben-Methode [23]. Die meisten Gleichungen basieren auf der Beziehung nach Hottel und Broughton [24]:

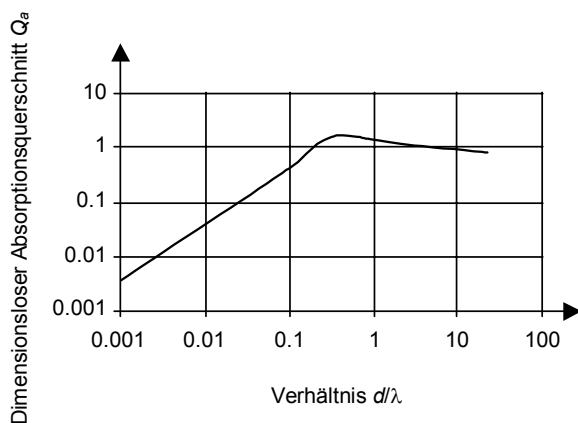
$$\varepsilon(\lambda) = 1 - \exp\left[-\frac{K \cdot L}{\lambda^n}\right] \quad (\text{Gl. 2.8})$$

So ist auch der in dieser Arbeit verwendete Ansatz von Beer-Lambert [25] ähnlich aufgebaut. Er gibt eine explizite Abhängigkeit des Emissionsverhältnisses von der Rußkonzentration an und ermöglicht damit ihre Auswertung. Für das Absorptionsverhältnis bzw. das Emissionsverhältnis einer Schicht mit der Schichtdicke s gilt:

$$\varepsilon(\lambda) = \alpha(\lambda) = 1 - \exp[-a(\lambda) \cdot s] \quad (\text{Gl. 2.9})$$

Die Bestimmung des unbekanntes Absorptionskoeffizienten a erfolgt über die Mie'sche Streutheorie trüber Medien (Annahmen und Einschränkungen s. Kap. 3.2.2.3):

$$a(\lambda) = A_e \cdot c \quad (\text{Gl. 2.10})$$



Der gesuchte Massenextinktionsquerschnitt A_e folgt aus der Summe des Massenabsorptionsquerschnittes A_a und dem hier zu vernachlässigenden Massenstreuquerschnittes A_s . Die Bestimmung des Massenabsorptionsquerschnittes A_a erfolgt über den dimensionslosen Absorptionsquerschnitt Q_a aus Abbildung 2.1 mit Hilfe von Gleichung 2.11.

Abbildung 2.1 Dimensionsloser Absorptionsquerschnitt nach Mie [21]

$$A_a = \frac{3}{2} \cdot \frac{Q_a}{\rho \cdot d} \quad (\text{Gl. 2.11})$$

Die Werte für die Rußdichte und den Rußteilchendurchmesser sind mittlere Werte für die $\rho = 2.0 \text{ g/cm}^3$ und $d = 20 \text{ nm}$ angenommen wurde [21, 3]. Das Emissionsverhältnis berechnet sich folglich als:

$$\varepsilon(\lambda) = 1 - \exp[-A_a \cdot c \cdot s] \quad (\text{Gl. 2.12})$$

Für das Verhältnis nach Gleichung 2.6 kann geschrieben werden:

$$\varepsilon_\lambda = \frac{\exp\left[\frac{c_2}{\lambda \cdot T}\right]}{\exp\left[\frac{c_2}{\lambda \cdot T_s}\right]} \quad (\text{Gl. 2.13})$$

Unter Einbeziehung der Gleichung 2.12 und nach Auswertung für zwei verschiedene Wellenlängen, unter Berücksichtigung der für jede Wellenlänge unterschiedlichen Absorptionsquerschnitte A_a , nach Eliminierung der unbekannt Rußkonzentration c und der unbekannt Schichtdicke s folgt:

$$\left[1 - \frac{\exp\left[\frac{c_2}{\lambda_1 \cdot T}\right]}{\exp\left[\frac{c_2}{\lambda_1 \cdot T_{s1}}\right]}\right]^{A_{a1}} = \left[1 - \frac{\exp\left[\frac{c_2}{\lambda_2 \cdot T}\right]}{\exp\left[\frac{c_2}{\lambda_2 \cdot T_{s2}}\right]}\right]^{A_{a2}} \quad (\text{Gl. 2.14})$$

Aufgelöst nach der gesuchten absoluten Temperatur T mit A_{av} , dem Verhältnis der Massenabsorptionsquerschnitte A_{a1} und A_{a2} , ergibt sich schließlich:

$$T = \frac{1}{\frac{1}{T_{s1}} + \frac{\lambda_1}{c_2} \cdot \ln \left[1 - \left[1 - \exp\left[\frac{c_2}{\lambda_2} \cdot \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_{s2}}\right)\right] \right]^{A_{av}} \right]} \quad (\text{Gl. 2.15})$$

Zur Bestimmung der absoluten Rußtemperatur ist die Ermittlung der Schwarztemperaturen $T_{s1,2}$ erforderlich.

Für den Strahlungsfluss Φ , der auf die Brennraumsonde trifft, gilt [21]:

$$\Phi = A_{LL} \cdot \sin^2 \nu \cdot \varepsilon \cdot \frac{c_1}{\Omega_0 \cdot \pi \cdot \lambda^5} \cdot \frac{1}{\exp\left(\frac{c_2}{\lambda \cdot T}\right) - 1} \cdot \Delta\lambda \quad (\text{Gl. 2.16})$$

Nimmt man an, dass die Strahlung von einem schwarzen Strahler mit der Temperatur T_s kommt, so wird das Emissionsverhältnis zu 1 und Gleichung 2.16 lässt sich nach der gesuchten Schwarztemperatur auflösen:

$$T_s = \frac{c_2}{\lambda} \cdot \frac{1}{\ln \left[1 + \frac{c_1 \cdot A_{LL} \cdot \sin^2 \nu \cdot \Delta\lambda}{\lambda^5 \cdot \Phi \cdot \Omega_0} \right]} \quad (\text{Gl. 2.17})$$

2.1.4 Rußkonzentrationsbestimmung

Die Rußkonzentration wird durch Eliminieren des unbekanntem Emissionsverhältnisses in Gleichung 2.13 mit Hilfe der Gleichung 2.12 durch Auflösen nach der gesuchten Rußkonzentration c errechnet:

$$c = \frac{1}{A_a \cdot s} \cdot \ln \left[1 - \exp \left[\frac{c_2}{\lambda} \cdot \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_s} \right) \right] \right] \quad (\text{Gl. 2.18})$$

Damit kann aus den mit der Zwei-Farben-Methode bestimmten Temperaturen T und T_s (für eine Wellenlänge) die absolute Rußkonzentration berechnet werden. Die Flammenschichtdicke s ist unbekannt. Als Näherung wird dafür der Abstand der Brennraumsonde zu der gegenüberliegenden Brennraumwand angenommen. Je nach Einbaulage (Ort, Höhe und Winkel) der Sonde und der Kolbenmuldenform ergibt sich ein unterschiedlicher Verlauf der Schichtdicke über der Kolbenposition (s. Kap. 3.2.2.1).

2.2 Schadstoffentstehung bei der dieselmotorischen Verbrennung

Da der Hochdruckprozess im direkteinspritzenden Dieselmotor global überstöchiometrisch abläuft, sind die Konzentrationen von unverbrannten Kohlenwasserstoffen und Kohlenstoff-Monoxid im Abgas auch bei den heute üblichen hohen Abgasrückführraten prinzipbedingt niedrig. Zudem lassen sich diese, trotz der niedrigen Abgastemperatur von Dieselmotoren, unter Sauerstoffüberschuss durch moderne Oxidationskatalysatoren nahezu vollständig nachoxidieren.

Problematisch demgegenüber ist die Abgasnachbehandlung der Stickoxid- und Rußemissionen im Abgas. Daher sind die Motorenentwickler bestrebt, diese für die menschliche Gesundheit gefährlichen Schadstoffkomponenten innermotorisch zu senken. Dazu können Schadstoffmodelle einen bedeutenden Beitrag leisten.

In den nächsten Kapiteln sollen die grundlegenden Mechanismen der Stickoxid- und Rußentstehung beschrieben werden.

Da in mehreren Literaturstellen eine detaillierte Klassifizierung von bekannten empirischen und phänomenologischen Verbrennungsmodellen für die dieselmotorische Verbrennung sowie eine Beurteilung hinsichtlich Genauigkeit und Allgemeingültigkeit derselben gegeben wird, sei zu dieser Thematik auf die einschlägige Literatur verwiesen [26, 27, 28]. Nach den theoretischen Betrachtungen in diesem Kapitel sollen in Kap. 2.3 nur die Berechnungsmodelle für die NO- und Rußentstehung beschrieben werden, die in dieser Arbeit angewendet wurden.

2.2.1 Stickoxidbildung

Stickstoff gilt aufgrund seiner stabilen Dreifachbindung als sehr reaktionsträge, doch unter bestimmten Umständen kann es mit Sauerstoffradikalen zu Stickoxid reagieren. Stickoxide (NO_x) im Abgas von Dieselmotoren bestehen hauptsächlich aus Stickstoffmonoxid (NO), das jedoch nach längerer Zeit unter atmosphärischen Bedingungen fast vollständig in Stickstoffdioxid (NO_2) umgewandelt wird [7].

Bei Verbrennungsprozessen lassen sich vier unterschiedliche Mechanismen der Stickoxidbildung unterscheiden [12]: thermisches NO (Zeldovic-NO), das bei hohen Temperaturen ($T > 1700\text{K}$) aus Luftstickstoff gebildet wird; Prompt-NO (Fenimore-NO), dessen Aktivierungsenergie der einleitenden Reaktion deutlich niedriger als beim thermischen NO ist und somit schon bei Temperaturen um $T \approx 1000\text{K}$ entstehen kann; NO-Bildung über Lachgas (N_2O) bei hohen Drücken und schließlich Konversion von Brennstoff-Stickstoff in NO.

Diese Bildungsmechanismen laufen unter Bedingungen in Verbrennungsmotoren praktisch nie bis zum Gleichgewicht ab, es handelt sich also um kinetisch kontrollierte Prozesse. Bei der dieselmotorischen Verbrennung spielt nur das thermische NO eine bedeutende Rolle, der Beitrag der anderen Mechanismen zur Stickoxidemission ist vernachlässigbar gering [29, 1]. Für die Stickoxidbildung in dieser Arbeit wurde daher nur die Reaktionskinetik des thermischen NO berücksichtigt (s. Kap. 5.3.4.4).

2.2.2 Rußbildung und -oxidation

Die Entstehung der 10 bis 500 nm großen Rußteilchen während der Verbrennung ist das Ergebnis der zueinander konkurrierend ablaufenden, komplexen physikalischen und chemischen Prozesse der Rußbildung und -oxidation, die bis heute noch nicht vollständig verstanden werden. Allgemein wird akzeptiert, dass die lokale Temperatur, sowie die lokale Kraftstoffdampf- und Sauerstoffkonzentration die bestimmenden Faktoren sind [30].

Günstige Bedingungen für eine Rußbildung können sich nach [31] in folgenden Phasen der stark heterogenen dieselmotorischen Verbrennung einstellen:

- in lokal fetten Bereichen der inhomogenen Vormisch-Verbrennung
- während der Kraftstoffeinspritzung in die brennende Flamme
- während der Kraftstoffeinspritzung ins verbrannte Rauchgas

Aus experimentellen Arbeiten an vorgemischten Kohlenwasserstoff-Luft-Flammen ist bekannt, dass die Rußbildung in fetten Bereichen etwa bis zu einem Luftverhältnis von $\lambda_{max} = 0,6-0,7$ vorkommt [32]. Die untere Temperatur wurde bei $T_{min} \approx 1500\text{K}$ ermittelt, ein Maximum der Rußbildung soll bei Temperaturen zwischen $T_{max} \approx 1600-1700\text{K}$ erreicht werden. Diese Rußbildungsgrenzen wurden auch für höhere Drücke nachgewiesen.

Im Kernbereich von verdampfenden Einspritzstrahlen können lokale Luftverhältnisse bis zu $\lambda_{min} = 0,3$ auftreten [33]. Da gleichzeitig das lokale Temperaturspektrum während der Verbrennung von $T_{min} \approx 700\text{K}$ (komprimierte Luft) bis $T_{max} \approx 2600\text{K}$ (Temperatur hinter einer

stöchiometrischen Flammenfront) reicht, zählt primär dieser Bereich zu den Zonen starker Rußbildung.

Die Rußbildung läuft dabei auf molekularer Ebene etwa nach folgenden Prozessen ab [34]:

1. Bildung erster polyzyklischer aromatischer Kohlenwasserstoffe (PAK)
2. Planares Wachstum der PAK
3. Rußkeimbildung durch Formung von dreidimensionalen Clustern aus PAK
4. Wachstum der Rußkeime zu Rußpartikeln durch Oberflächenwachstum (Koagulation)
5. Agglomeration

Ein großer Anteil des gebildeten Rußes wird bei Fortschreiten der lokalen Abmagerung durch die Mischung im Brennraum während der Verbrennung nachoxidiert [31, 32]. Die Rußoxidation ist entscheidend für die Rußmenge, die über das Abgas in die Umwelt gelangt. Sie ist in erster Linie vom Sauerstoffpartialdruck und der Temperatur abhängig. Die Rußoxidation setzt bei Temperaturen oberhalb von etwa 1200 K ein und erst ab Temperaturen von 1500 K werden über 60% Ruß umgesetzt. Der maximale Rußumsatz findet dann ab einer Temperatur von 1650 K statt [35].

Bei Untersuchungen in [35] wurden folgende prinzipiellen Zusammenhänge für die Rußoxidation gefunden:

- Nicht genügend Sauerstoff begrenzt die Rußoxidation
- Bei genügend Sauerstoff hat die Sauerstoffkonzentration keinen Einfluss mehr auf die Intensität der Rußoxidation
- Höhere Temperatur fördert die Rußoxidation
- Die untere Temperaturgrenze liegt bei ca. 1200 K

Neuere Untersuchungen deuten zudem auf die Relevanz von OH-Radikalen als Promotor der Rußoxidation in fetten Flammenzonen hin [4]. Es wurden Oxidationsraten in fetten Flammen beobachtet, die um mehrere Zehnerpotenzen über den bisher bekannten berechneten Werten liegen [36, 32].

2.3 Modellierung der Stickoxid- und Rußbildung

Modellierung der Stickoxidbildung nach Heider

Trotz der hinreichend bekannten Stickoxidbildungsmechanismen gestaltet sich ihre Modellierung beim Dieselmotor schwierig. Eine der zentralen Probleme ist die starke Empfindlichkeit der NO-Bildung gegenüber der lokalen Temperatur und dem lokalen Luftverhältnis. Betrachtet man etwa den isolierten Einfluss beider Parameter für ein konstantes Zellvolumen, so bewirkt eine fünfprozentige Erhöhung des Luftverhältnisses eine um 40% höhere Stickoxidkonzentration. Eine zweiprozentige Temperaturzunahme kann die NO-Konzentration gar um 50 % ansteigen lassen [37].

Diese Tatsache dürfte mit der Grund dafür sein, warum sich die Autoren der aus der Literatur bekannten nulldimensionalen Zwei- oder Mehrzonen-Stickoxidmodelle für Dieselmotoren vereinfachender, empirischer Annahmen bedienen, mit denen das Luftverhältnis oder auch der Temperaturverlauf im Verbrannten vorgegeben werden [38, 39, 1, 40].

Ein in der Praxis häufig angewendetes Modell für die Stickoxidberechnung ist das Modell nach Heider [1]. Darin wird eine unverbrannte und verbrannte Zone betrachtet, die Massen- und Energieströme zwischen den Zonen werden jedoch nicht explizit modelliert. Es wird eine Aufteilung der Massenmitteltemperatur für die Beschreibung einer fiktiven Temperatur im Verbrannten T_v und im Unverbrannten T_{uv} vorgenommen, wobei die Temperaturdifferenz am Anfang der Verbrennung durch einen für das jeweilige Verbrennungsverfahren spezifischen A-Faktor festgelegt wird; weiterhin wird ein Temperatenausgleich zwischen den 'Zonen' bis zum Öffnen des Auslassventils vorgegeben. Die maximale Temperaturdifferenz wird empirisch als Funktion von Motorbauart und globalem Luftverhältnis angegeben. In der verbrannten Zone wird von einem zeitlich konstanten Verbrennungsluftverhältnis λ_0 ausgegangen. Der Brennverlauf, bzw. der Druckverlauf wird dabei mit dem einfachst möglichen thermodynamischen Modell – dem Einzonenmodell – berechnet. Die nachfolgende Abbildung skizziert auszugsweise diesen Ansatz.

Heider-Modell

$$T_v(\varphi) - T_{uv}(\varphi) = B(\varphi) \cdot A^*$$

$$B(\varphi) = 1 - \frac{\int_{\varphi_{nb}}^{\varphi} (p(\varphi) - p_0(\varphi)) \cdot m_v(\varphi) d\varphi}{K}$$

$$K = \int_{\varphi_{nb}}^{\varphi_{A0}} (p(\varphi) - p_0(\varphi)) \cdot m_v(\varphi) d\varphi$$

$$A^* = A \cdot \frac{1.2 + (\lambda_{gl} - 1.2)^{st}}{2.2 \cdot \lambda_0}$$

$C_{gl} = 0.15$ für 4V und Düse zentral
 $C_{gl} = 0.07$ für 2V und Düse dezentral

Temperatur im Verbrannten T_v, T_{Zone1}
 Temperatur im Unverbrannten T_{uv}, T_{Zone2}

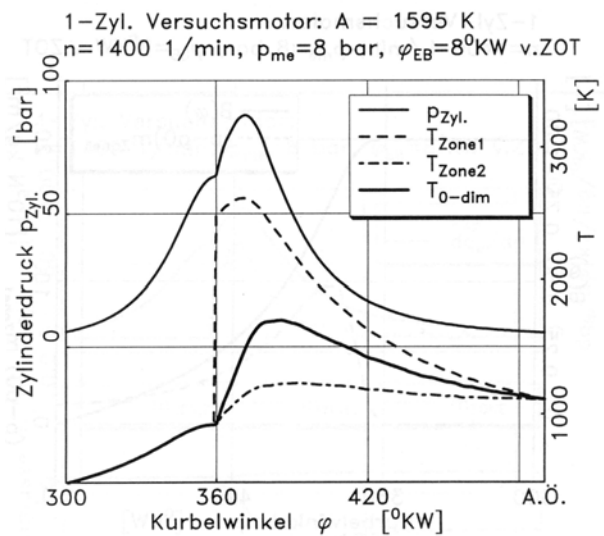


Abbildung 2.2 Temperaturverläufe im Zweizonen-Modell nach Heider [1].

Da im Heider-Modell auf eine phänomenologische Modellierung der physikalischen Vorgänge im Brennraum verzichtet wird, ist für jeden Motor eine genaue Angleichung der empirischen Konstanten an einen Betriebspunkt anhand experimentell ermittelter Messdaten erforderlich. Bemerkenswert ist, dass trotz der geschilderten empirischen Annahmen mit dem Heider-Modell an mehreren Motoren im Mittel sehr gute Ergebnisse erzielt werden konnten, so dass es sich als ein in der Praxis verbreiteter Standard-Postprozessor für die Prozessrechnung etablieren konnte. Aus diesem Grund sollen in dieser Arbeit die Modellergebnisse des vorgestellten Modells mit den Ergebnissen des Heider-Modells verglichen werden (s. Kap. 6.1).

Modellierung der Rußbildung und -oxidation nach Hiroyasu und Boulouchos

Die meisten phänomenologischen Rußmodelle basieren auf einer quasidimensionalen, mehrzonigen Aufteilung des Einspritzstrahls.

Das Modell nach Hiroyasu [41] diskretisiert den Kraftstoffstrahl in radialer und axialer Richtung in mehrere Pakete gleicher Masse. Die Beschreibung der zurückgelegten Wegstrecke der einzelnen Pakete erfolgt halbempirisch, die Luftbeimischung wiederum unter der Annahme der Impulserhaltung. Nach dem modellierten Zündverzug wird in jedem Paket die Umsetzung des Kraftstoffes durch die Verdampfung und die Luftbeimischung kontrolliert. Für den so beschriebenen Zustand innerhalb der Pakete werden mit Hilfe von zwei einfachen empirischen Gleichungen die komplizierten Mechanismen der Rußbildung und -oxidation modelliert:

$$\frac{dm_{sf}}{dt} = A_f \cdot m_{fg} \cdot p^{0.5} \cdot \exp\left(\frac{-E_{sf}}{R \cdot T}\right) \tag{Gl. 2.19}$$

$$\frac{dm_{so}}{dt} = A_o \cdot m_s \cdot \frac{p_{O_2}}{p} \cdot p^{1.8} \cdot \exp\left(\frac{-E_{so}}{R \cdot T}\right) \tag{Gl. 2.20}$$

$$\frac{dm_s}{dt} = \frac{dm_{sf}}{dt} - \frac{dm_{so}}{dt} \tag{Gl. 2.21}$$

Darin bedeuten:

- dm_{sf}/dt Rußbildungsrate [kg/s]
- A_f Konstante für Rußbildung [1/(Pa^{0.5}·kg)]
- m_{fg} verdampfte unverbrannte Kraftstoffmasse [kg]
- T_{sf} Aktivierungstemperatur für Rußbildung [K]
- E_{sf} Aktivierungsenergie für die Rußbildung (1,25 · 10⁴ kcal/kmol)
- dm_{so}/dt Rußoxiderationsrate [kg/s]
- A_o Konstante für Rußoxidation [1/(Pa^{1.8}·kg)]
- m_s Rußmasse [kg]
- p_{O_2} Sauerstoffpartialdruck [Pa]
- E_{so} Aktivierungsenergie für die Rußoxidation (1,4 · 10⁴ kcal/kmol)

Aufgrund der quasidimensionalen Formulierung des in dieser Arbeit vorgestellten Zweizonen-Modells ohne Einspritzstrahldiskretisierung konnte für die Berechnung der Rußmasse das Modell nach Hiroyasu in der ursprünglichen Form nicht herangezogen werden. Aus diesem Grund wurde das Modell in Anlehnung an [42] einzönig angewendet.

Boulouchos hat die Hiroyasu-Gleichungen für die Rußbildungs- und -oxidationsrate ergänzt und für eine nulldimensionale, einzönige Berechnung angepasst [43, 44]:

$$\frac{dm_{sf}}{d\varphi} = A_f \cdot \frac{dm_{Diff}}{d\varphi} \cdot \left(\frac{p_{Zyl}}{p_{ref}}\right)^{n_1} \cdot \exp\left(-\frac{T_{ABildung}}{T_m}\right) \tag{Gl. 2.22}$$

$$\frac{dm_{so}}{d\varphi} = A_o \cdot \frac{1}{\tau_{char}} (m_s)^{n_2} \cdot \left(\frac{p_{O_2}}{p_{O_2,ref}}\right)^{n_3} \cdot \exp\left(-\frac{T_{AOxidation}}{T_m}\right) \tag{Gl. 2.23}$$

Darin bedeuten:

$dm_{s\#}/d\varphi$	Rußbildungsrate [kg/°KW]
A_f	Konstante für Rußbildung [-]
$dm_{Diff}/d\varphi$	umgesetzte Kraftstoffmassenrate in der Diffusionsverbrennung [kg/°KW]
p_{ref}	Referenzdruck (Umgebungsdruck) [Pa]
n_1	Modellkonstante (=1 [-])
$T_{ABildung}$	Aktivierungstemperatur der Bildung (21300 K)
T_m	mittlere Zylindertemperatur [K]
$dm_{so}/d\varphi$	Rußoxidationsrate [kg/°KW]
A_o	Konstante für Rußoxidation [-]
τ_{char}	charakteristische Mischungszeit [°KW]
n_2	Modellkonstante (=1 [-])
p_{O2ref}	Sauerstoffreferenzdruck = $0.2 \cdot p_{ref}$ [Pa]
n_3	Modellkonstante (=1.3 [-])
$T_{AOxidation}$	Aktivierungstemperatur der Oxidation (15000 K)

Im Vergleich zum Modell nach Hiroyasu wird in der Rußbildungsgleichung statt der verdampften Kraftstoffmasse die gesamte, in der Diffusionsverbrennung umgesetzte Kraftstoffmasse berücksichtigt. Diese wird über die Anwendung zweier Vibe-Ansätze in den einzonigen Brennverlauf ermittelt.

Der Sauerstoffpartialdruck in der Rußoxidationsgleichung entspricht dem globalen Wert aus dem Verbrennungsfortschrittsgrad; über die charakteristische Mischungszeit wird die Fluidynamik berücksichtigt und die Konstante A_o dimensionslos gehalten. Die Potenzen n_1 , n_2 und n_3 wurden von Schubiger [44] an einem Industrie-Motor mit einem Hubvolumen von 2,15 l/Zyl. abgestimmt. Dabei ergab sich im Vergleich zum Hiroyasu-Modell eine deutlich niedrigere Druckabhängigkeit der Rußoxidation. Dies korrespondiert mit der ermittelten höheren Aktivierungstemperatur: da die Aktivierungsenergie im Hiroyasu-Modell deutlich niedriger angenommen wird, muss dort die Rußoxidation über den $p^{1,8}$ -Term gedrosselt werden.

3 Messdatenerfassung und -auswertung

3.1 Versuchsträger

3.1.1 OM904-Einzylinderaggregat

Das OM904-Einzylinderaggregat basiert auf der Dieselmotoren-Baureihe 900 von DaimlerChrysler, die in Form von 4- und 6-Zylindermotoren vorwiegend in leichten Nutzfahrzeugen und Omnibussen Anwendung findet [45, 46, 47, 48].

Der OM904 ist ein moderner, direkteinspritzender Viertakt-Dieselmotor mit zwei Einlass- und einem Auslassventil, mit Pumpe-Leitung-Düse-Einspritzsystem (PLD), mittiger Einspritzdüsenlage, flacher, breiter Kolbenmulde und drallarmem Brennverfahren. Die technischen Daten des Motors können Anhang A.1 entnommen werden. Die wesentlichen konstruktiven Änderungen des Einzylinderaggregates im Vergleich zum Vollmotor sind:

- Das Aggregat hat einen Einzelzylinderkopf. Die Stelle der Konstantdrossel ist zugewachsen, die Aussparung gewährleistet die Einhaltung des geometrischen Verdichtungsverhältnisses des Serienmotors
- Der Antrieb der Steckpumpe erfolgt durch eine separate Nockenwelle über Zahnriemen
- Aufgrund der fehlenden Schmieröl- und Wasserpumpe muss die Öl- und Kühlwasserversorgung sowie die Konditionierung derselben über externe Systeme sichergestellt werden
- Das Aggregat hat wegen der im Vergleich zum Vollmotor geringeren Abgasmassenströme keinen Abgasturbolader: der Abgasgegendruck, die Aufladung und Konditionierung der Ladeluft des Motors müssen daher ebenfalls extern erfolgen
- Kein Abgasrückführsystem – die Abgaskühlung und –rückführung muss am Prüfstand erfolgen
- Die Versorgung mit temperiertem Dieselmotorkraftstoff bei Anpassung des drehzahlabhängigen Vorförderdrucks in Analogie zum Vollmotor muss auch vom Prüfstand gewährleistet sein

Der OM904 bietet mit seiner Brennraumform (s. Abb. 3.1) und den großen Abmessungen des Zylinderkopfes ideale Möglichkeiten für die optischen Untersuchungen mit der Globalen-

Lichtleitmesstechnik (s. Kap. 3.2.2.1). Aufgrund der einfachen Verbrennung (keine Vorverbrennung) und drallarmen Brennverfahren eignet sich das Aggregat gut für die Abstimmung des NO-/Rußmodells.

3.1.2 OM611-Einzylinderaggregat

Der zweite untersuchte Versuchsträger OM611 basiert auf der Pkw-Dieselmotoren-Baureihe 611, 612, 613 von DaimlerChrysler, die als 4-, 5- und 6-Zylindermotoren in weiterentwickelter Form in verschiedenen Pkw von Mercedes-Benz und anderen Hausmarken von DaimlerChrysler eingesetzt werden [49, 50].

Die wichtigsten Merkmale des Motors sind der Aluminium-Zylinderkopf mit Vierventiltechnik und zwei obenliegenden Nockenwellen, zwei Einlasskanäle pro Zylinder: ein abschaltbarer Füllungskanal (EKAS) und ein Drallkanal, Common-Rail-Einspritzsystem (CR), mittige Injektorlage, enge, tiefe Kolbenmulde. Wie beim OM904, musste hier ebenfalls die Peripherie (Öl-, Wasser-, Luft- und Kraftstoffversorgung) extern am Prüfstand realisiert werden. Die nachfolgende Abbildung zeigt die Brennräume der beiden Versuchsträger.

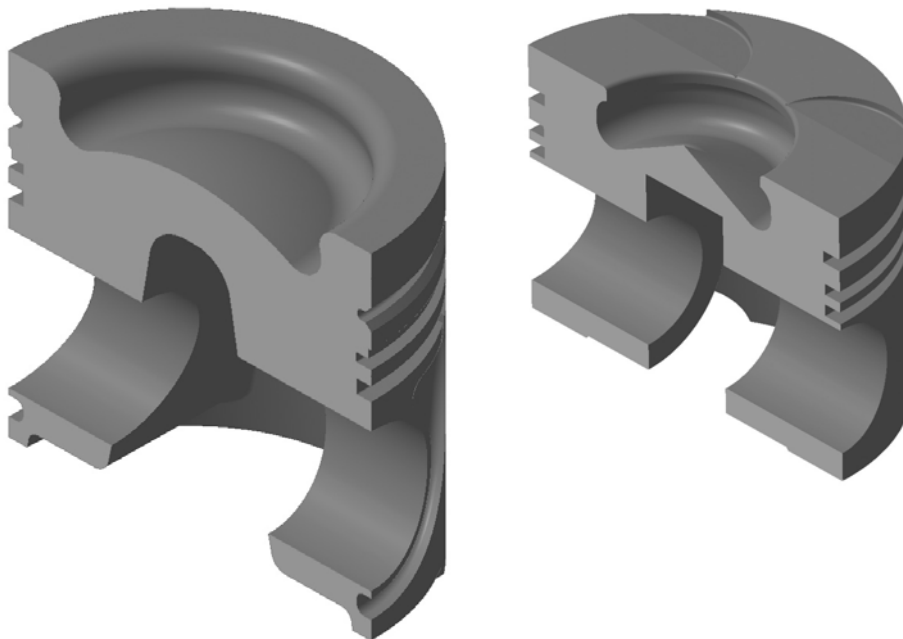


Abbildung 3.1 Vergleich der Kolben von OM904 (links) und OM611 im Schnitt durch die Zylinder-Längsachse (zueinander maßstabsgetreu, die Details außerhalb des Brennraumes sind nicht vollständig abgebildet).

Das Brennverfahren des OM611 unterscheidet sich deutlich von dem des OM904. Verantwortlich dafür ist, neben dem hohen Drall und der Auslegung für die fast doppelt so hohe Nenndrehzahl, in erster Linie das nadelhubgesteuerte CR-Einspritzsystem. Die Hauptunterschiede zur druckgesteuerten PLD-Einspritzung des OM904 sind:

- Langsamere Öffnungszeit der Einspritzdüsenadel um ca. den Faktor 3 [51], was eine starke Drosselung der Strömung am Nadelsitz zur Folge hat

- Einspritzdauer- und drehzahlunabhängiger, konstanter Einspritzdruck ($p_{\max} \sim 1350 \text{ bar}$) während beim PLD-System der Einspritzdruck drehzahlabhängig mit der Einspritzdauer zunimmt ($p_{\max,L} \sim 1700 \text{ bar}$, $p_{\max,DV} \sim 2000 \text{ bar}$)
- Konstante Einspritzrate über die gesamte Einspritzdauer
- Vorhandensein einer Voreinspritzung in der Teillast, Möglichkeit einer Nacheinspritzung

Aufgrund dieser grundlegenden Unterschiede zwischen den zwei Aggregaten sollen sie durch die optischen und thermodynamischen Untersuchungen nicht miteinander verglichen werden, vielmehr soll die Allgemeingültigkeit der gefundenen Zusammenhänge an zwei Versuchsträgern überprüft werden.

3.2 Messtechnik

3.2.1 Konventionelle Prüfstandsmesstechnik

Die Aggregate wurden an Motorenprüfständen für Einzylinderaggregate des IVK mit handelsüblichem Dieselmotorkraftstoff betrieben. Abbildung 3.2 stellt schematisch am Beispiel des OM611 den Prüfstandsaufbau mit den stationären T-, p-, \dot{m} -Messstellen und der eingesetzten Messgeräte dar.

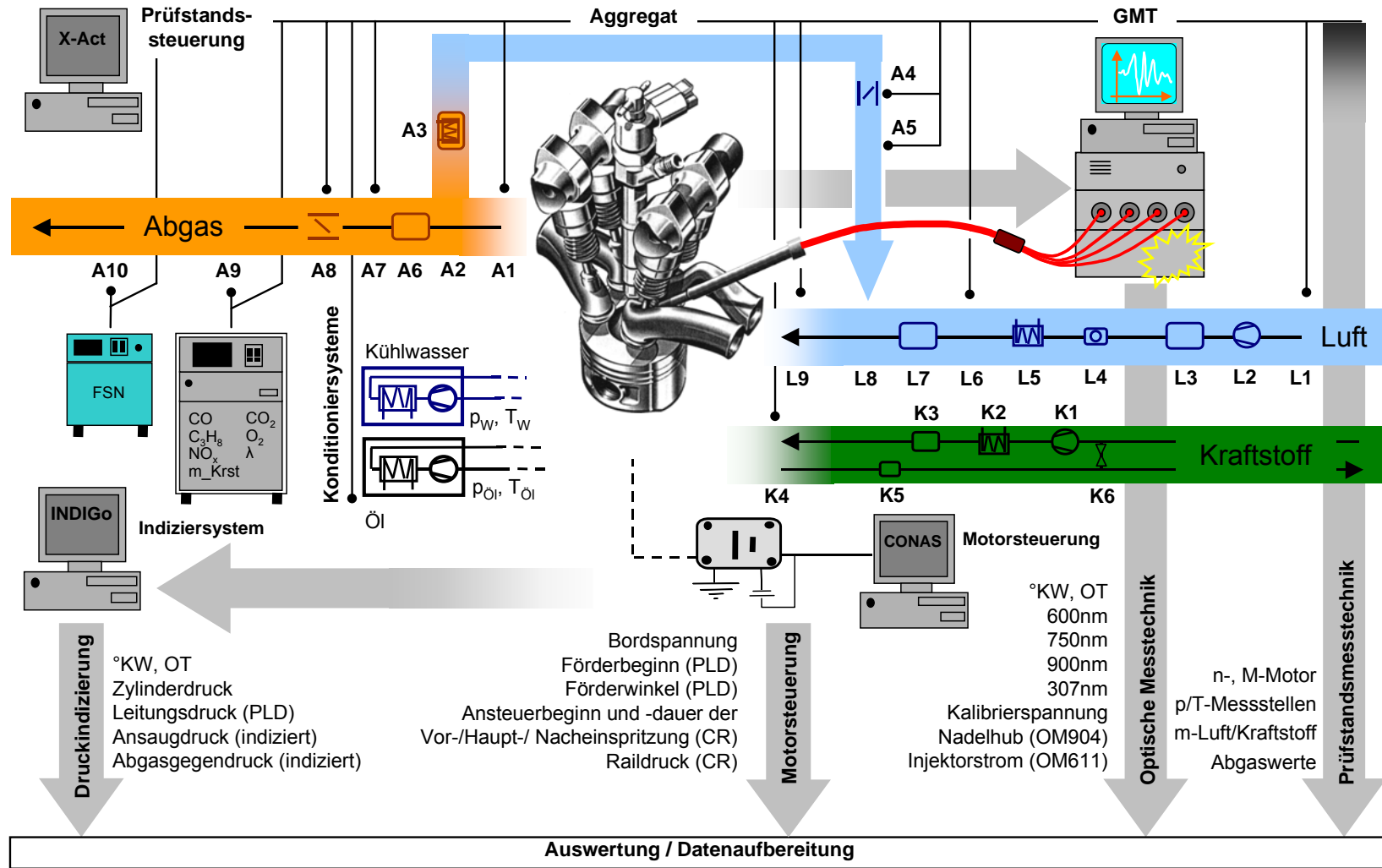
Die Leistungsaufnahme erfolgte durch Vier-Quadranten-Asynchronmaschinen. Von der Prüfstandssteuerung wurden die Blöcke 'Luft', 'Abgas', 'Kraftstoff' sowie die Konditioniersysteme für Kühlwasser und Öl gesteuert. Das Druckindiziersystem, die Globale Lichtleit-Messtechnik (s. Kap. 3.2.2) und die Motorsteuergerätesoftware wurden separat bedient.

Der Pfad **Kraftstoff** führt nach Durchlaufen der Kraftstoffwaage und der Konditionierung in den Niederdruckkreislauf, wo der erforderliche Kraftstoffvorförderdruck (beim OM904 drehzahlabhängig) stufenlos eingestellt wird.

Über den **Luftpfad** wird die Aufladung des Einzylinderaggregates sichergestellt. Der Massenstrom wurde mit einem Heißfilm-Luftmassenmesser gemessen. Vor dem Eintritt in den Motor wurde zwecks Minimierung der Pulsationen ein großer Beruhigungsbehälter mit Dämpfer installiert. Für den Eintritt des rückgeführten Abgases wurde eine Stelle genügend weit vor dem Zylinderkopf-Eintritt gewählt, um eine homogene Durchmischung mit der Frischluft zu gewährleisten.

Im **Abgasstrang** erfolgt die AGR-Entnahme direkt hinter dem Zylinderkopfaustritt und passiert eine Konditionierung aus Edelstahl, mit der die gewünschte AGR-Temperatur eingestellt werden kann. Ein Beruhigungsbehälter mit Dämpfer – ausgelegt für die hohen Abgasgedrücke und Abgastemperaturen – reduziert die Pulsationen im Abgasstrang. Hinter dem Beruhigungsbehälter wird mit Hilfe einer Abgasklappe der gewünschte Abgasgedruck – entsprechend der eingestellten Aufladung und in Analogie zum Vollmotor-Betriebspunkt – eingestellt. Im drucklosen Abgas befinden sich die Probenentnahmestellen für die Abgasmessanlage und den Smokemeter (s. Kap. 3.2.1.1).

Abbildung 3.2 Schematische Darstellung des Motorenprüfstandes und der Messdatenerfassung



Auswertung / Datenaufbereitung

Legende:

A1: T-Auslass	A6: Beruhigungsbehälter	L1: p ₀ , T ₀ - Umgebung	L6: p-Ladeluft	K1: Kraftstoffpumpe
A2: AGR-Entnahme	A7: p-Auslass	L2: Kompressor	L7: Beruhigungsbehälter	K2: Konditionierung
A3: Beruhigungsbehälter mit AGR-Kühlung	A8: Abgasklappe	L3: Beruhigungsbehälter	L8: Einleitung AGR	K3: Kraftstofffilter
A4: AGR-Ventil	A9: Entnahmestelle AMA	L4: Sensycon Luftmassenmesser	L9: T / CO ₂ -Saugrohr	K4: p-, T-Kraftstoff
A5: T-AGR	A10: Entnahmestelle Smokemeter	L5: Ladeluft-Konditionierung		K5: Druckregler
				K6: Bypassventil

3.2.1.1 Erfassung der Abgasemissionen

Im drucklosen **Abgasstrom** wurden mit einer konventionellen Abgasmessanlage die Konzentrationen folgender Gase gemessen:

- unverbrannte Kohlenwasserstoffe (HC)
- Kohlenmonoxid (CO) in zwei Messbereichen (CO_{high} , CO_{low})
- Stickoxide (NO_x)
- Kohlenstoffdioxid (CO_2)
- Sauerstoff (O_2)

Im **Saugrohr** wurde die Kohlenstoffdioxid-Konzentration gemessen. Die AGR-Rate wurde aus dem Verhältnis der Kohlenstoffdioxid-Konzentrationen im Saugrohr und Abgas ermittelt.

Wegen der wichtigen Rolle der Stickoxidkonzentration und der Rußmasse im Abgas bei der Abstimmung des vorgestellten NO-/Rußmodells (s. Kap. 5) sollen die verwendeten Messverfahren dieser Messgrößen näher erläutert werden.

Bestimmung der NO-Konzentration im Abgas

Die Messung des Stickstoffmonoxid-Ausstoßes geschieht kontinuierlich über einen Chemilumineszenz-Detektor (CLD). Bei diesem Verfahren wird die chemische Reaktion von Stickstoffmonoxid mit Ozon ausgenützt, bei der NO^* im angeregten Elektronenzustand entsteht. Bei der Rückkehr aus dem angeregten in den Grundzustand wird Lichtenergie frei (Lumineszenz), deren Stärke ein Maß für den NO-Gehalt des Prüfgases darstellt [52].

Bei Messungen in kaltem Abgas würden die Messwerte für NO_x ohne geeignete Maßnahmen zu niedrig ausfallen. Ursache hierfür ist die Reaktion dieser Gaskomponente mit Wasser, welches durch Kondensation der Abgasfeuchte bei Abkühlung entsteht. In diesem Kondensat sind nennenswerte und vor allem mengenmäßig undefinierte Anteile des NO_x enthalten, die somit im Gas nicht mehr gemessen werden können. Aus diesem Grund wurde eine auf $190^\circ C$ aufgeheizte Entnahme- und Messstrecke verwendet, wodurch die Kondensatbildung verhindert wird.

Die kontinuierliche NO_x -Messung erfolgte also „feucht“, d.h. ohne vorherige Trocknung der Abgasprobe.

Bestimmung der Rußmasse im Abgas

Der Rußgehalt im Abgas wurde mit einem AVL Smokemeter 415 bestimmt. Das Messprinzip besteht darin, dass ein sauberes Filterpapier von einer definierten Abgasmenge durchströmt wird und dabei die im Abgas enthaltenen Rußpartikel im Filter zurückbleiben. Die so verursachte Schwärzung des Filterpapiers wird anschließend automatisch ausgewertet und als Filter-Schwärzung-Zahl FSN (Filter Smoke Number), die ein Maß für die im Abgas enthaltene Partikelmasse darstellt, ausgegeben. In jedem stationär eingestellten Betriebspunkt wurde die Schwärzungszahl aus der Mittelung von drei hintereinander folgenden Messungen berechnet.

Rußmassenberechnung

Aufgrund der fehlenden gravimetrischen Messung der Partikelmasse im Abgasmassenstrom wurde die Rußmasse mit Hilfe einer Näherungsformel aus der Schwärzungszahl berechnet. Die Ergebnisse der aus der Literatur bekannten empirischen Umrechnungsformeln [18, 40, 19, 53, 54, 55] weisen große Unterschiede auf. Die am IVK häufig eingesetzte Umrechnungsformel (Gl. 3.1), die in Fachkreisen bekannt ist und verbreitet angewendet wird, liefert bei DI-Dieselmotoren eine gute Übereinstimmung mit der gravimetrisch bestimmten Rußmasse.

Die Umrechnung aus FSN [-] in Rußmassenstrom [g/h] erfolgt mit dem angesaugten Luftmassenstrom und einer auf den Umgebungszustand bezogenen Dichte ($R_{Umg} = 287,1$ J/kgK). Die Berechnung ist damit unabhängig von der Zylinderzahl des Versuchsträgers.

Die Umrechnungsformel bildet einen Bestandteil des vorgestellten NO-/Rußmodells (s. Kap. 5). Wie in Kap. 5 sollen deshalb alle Formelzeichen samt ihren Einheiten erläutert werden.

$$\dot{m}_{Ru\beta} = \frac{4,95 \cdot FSN \cdot e^{(0,38 \cdot FSN)}}{405} \cdot \dot{m}_{Luft} \cdot \frac{1}{\rho_{Luft}} \quad (\text{Gl. 3.1})$$

mit:

$\dot{m}_{Ru\beta}$	Rußmassenstrom im Abgas [g/h]
FSN	Filter Smoke Number [-]
\dot{m}_{Luft}	angesaugter Luftmassenstrom [kg/h]
ρ_{Luft}	Dichte der Umgebungsluft [kg/m ³]

Über die Drehzahl wird anschließend in eine Rußmasse pro Arbeitsspiel umgerechnet:

$$m_{Ru\beta} = \dot{m}_{Ru\beta} \cdot \frac{2}{n \cdot 60} \cdot 10^6 \quad (\text{Gl. 3.2})$$

n	Drehzahl [1/min]
m_s	Rußmassenemission pro Arbeitsspiel [$\mu\text{g}/\text{Asp}$]

Fehlerbetrachtung

Wie ersichtlich, stellt die vorgestellte Formel einen Zusammenhang zwischen den optischen Eigenschaften (Lichtschwächung) des verrußten Filterpapiers und der Masse des Rußes dar. Wegen dem fehlenden physikalischen Hintergrund der Umrechnungsformel können Fehler bei der Umrechnung in Rußmasse auftreten. Einige der möglichen Fehlerquellen sind:

- DE-Dieselmotoren der heutigen Generation emittieren aufgrund hoher Einspritzdrücke sehr kleine Rußpartikel mit einer höheren Anzahl. Die große aktive Oberfläche ermöglicht eine vermehrte Anlagerung langkettiger Kohlenwasserstoffe, was einen Anstieg des flüchtigen Anteiles der Gesamtpartikelemission zur Folge hat und die Umrechnung in Rußmasse beeinträchtigen kann.

- Moderne DE-Dieselmotoren dringen in kleine FSN-Bereiche vor, in denen eine Rußemissionsbestimmung im Abgas mittels der Filter-Schwärzungs-Zahl sehr problematisch ist [53].
- Wegen der exponentiellen Abhängigkeit der berechneten Rußmasse von FSN wirken sich zudem Messfehler bei höheren Schwärzungszahlen stärker auf das Ergebnis aus als bei kleineren.

3.2.1.2 Motorindizierung

OM904-Einzyylinderaggregat

Am Nfz-Aggregat wurde für die Zylinder-Hochdruckindizierung eine Bohrung appliziert, die mit dem Brennraum über einen Schusskanal verbunden wurde. Der Schusskanal wurde so ausgelegt, dass er ein möglichst kleines Schadvolumen hat und die Eigenfrequenz der darin enthaltenen Luftsäule bei den auftretenden Zylinderdrücken die periodische Anregung bei der höchsten gemessenen Drehzahl um ein Vielfaches übersteigt. Dadurch konnten Pfeifenschwingungen weitgehend vermieden werden. Anhang A.2 enthält die Liste der verwendeten Indiziersensorik sowie ergänzende Abbildungen zur eingesetzten Indiziertechnik [56].

Zwecks genauer Kenntnis des Einspritzverlaufes wurde der Nadelhub der Einspritzdüse und der Druck in der Einspritzleitung indiziert.

OM611-Einzyylinderaggregat

Die Indizierbohrung im Zylinderkopf des OM611 verläuft von oben parallel zur Zylinderlängsachse. Der wassergekühlte Quarzdrucksensor wird durch eine zweiteilige Hülse vom Öl und Kühlwasser geschützt und mündet bündig mit der Zylinderkopfunterkante im Brennraum.

Die Niederdruckindizierung im Ansaug- und Auslasskanal war in erster Linie für die Auslegung der Beruhigungsbehälter erforderlich, die einen ruhigen Lauf der beiden Einzylinder gewährleisten haben.

Da eine Nadelhubindizierung beim CR-Einspritzsystem sehr problematisch ist, wurde als Anhaltsgröße für den Einspritzverlauf der Ansteuerstrom des CR-Injektors indiziert. Die so gewonnenen Daten dienten zur Anpassung des verwendeten Einspritzverlaufsmodells (s. Kap. 3.3.3.2).

3.2.2 Globale Lichtleit-Messtechnik

Zur Erfassung der Strahlungsemission im Brennraum wurde die Globale Lichtleitmesstechnik (GMT) der Firma SMETec eingesetzt. Hierbei handelt es sich um ein optisches, nicht bildgebendes Messverfahren, das die Strahlung über ein Brennraumfenster berührungsfrei integral erfasst und diese mit Hilfe von schmalbandigen optischen Filtern in ihre Anteile bei diskreten Wellenlängen teilt. Durch den Einsatz mehrerer optischer Filter ist eine gleichzeitige hochaufgelöste und kontinuierliche Detektion mehrerer Spektren (Emissionsbanden von Radikalen oder Kontinuumstrahlung an diskreten Wellenlängen) während der Verbrennung möglich. Der Zugang zum Brennraum kann frei gestaltet werden, wodurch evtl. bereits vorhandene Indizierbohrungen genutzt werden können. Das Messsystem ist nach Anschluss an ein Kurbelwinkel- und Triggersignal gleichzeitig auch zur Indizierung anderer Ansignalsignale (Nadelhub, Ansteuersignale der Steuergeräte-Sekundärstufe, Hoch-/Niederdruck etc.) geeignet.

In Abbildung 3.3 sind die Systembestandteile der Globalen Lichtleit-Messtechnik dargestellt.

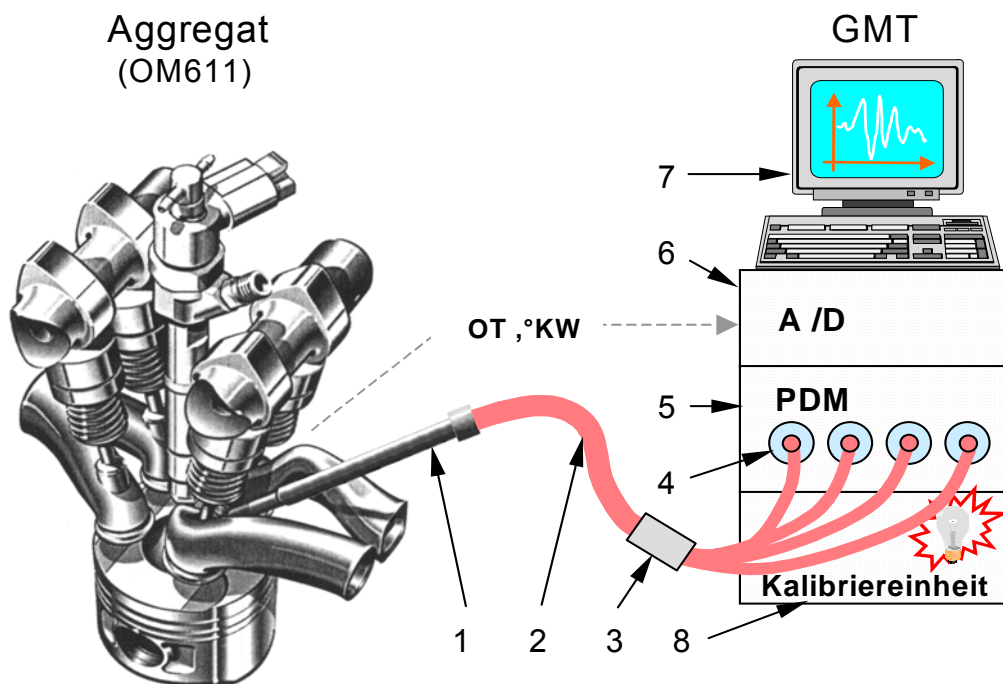


Abbildung 3.3 Prinzipskizze der GMT-Messkette

Über die **optische Sonde (1)** erfolgt die Erfassung der Brennraumstrahlung. Der Sondenkörper besteht aus einer Metallhülse und ist an der dem Brennraum zugewandten Seite mit einem Saphirglasfenster verschlossen, hinter dem sich eine Linsenoptik zur Bündelung und Parallelisierung der Strahlung befindet. Das optische Fenster übernimmt eine Schutzfunktion gegen hohe Drücke und Temperaturgradienten und hat gleichzeitig eine gute optische Durchlässigkeit im gesamten Spektrum. Die erfasste elektromagnetische Strahlung wird mittels eines **Lichtwellenleiters (LWL) (2)** weitergeleitet. Der LWL besteht aus 105 μm dicken Quarzglaseinzelfasern, in denen die Strahlung durch Totalreflexion nahezu verlustfrei geführt wird. Der LWL wird über einen statistisch gemischten **Lichtleiterteiler (3)** in vier

gleiche Arme aufgeteilt, indem alle die gleiche Anzahl von Einzelfasern aus jedem Flächenelement des LWL beinhalten, und somit die gleiche Strahlungsleistung pro Flächeneinheit zu den **optischen Filtern (4)** weiterleiten. Eine Vermessung der verwendeten Filter mit einem Spektrometer ergab eine vollkommene Sperrung für Strahlung außerhalb des Öffnungsbereiches. Die Filter für die Festkörperstrahlung mit den Zentralwellenlängen 600, 750 und 900 nm besitzen eine Halbwertsbreite (Öffnungsbereich bei 50% Transmission) von 3 nm während der für das OH-Radikal verwendete Filter bei 307 nm eine Halbwertsbreite von 10 nm aufweist. Die wellenlängengefilterte Strahlung gelangt in die **PDM-Einheit (5)** in der die optischen Signale in elektrische umgewandelt werden.

Als Sensoren dienen bei der Festkörperstrahlung **Photodioden (PD)** aus halbleitendem Material mit innerem Photoeffekt, die ein weitgehend lineares Verhalten aufweisen, d.h. die Ausgangsspannung ist linear von der eingestellten Verstärkung abhängig. Die wesentlich schwächere ultraviolette Bandenstrahlung – bei 307 nm für das OH-, bei 250 nm für das NO- und bei 340 nm für das CHO-Radikal (s. Kap. 4.2.1) – wird durch **Photomultiplier (PM)** umgewandelt. Diese sind aus einer Kombination von Vakuumphotozelle und Sekundärelektronenvervielfacher gebaut. Die durch das elektrische Feld beschleunigte Photoelektronen prallen auf Dynoden und lösen hier Sekundärelektronen aus. Durch kaskadenartige Hintereinanderschaltung von Dynoden lassen sich damit hohe Verstärkungen realisieren, wobei die Zahl der aufprallenden Photonen lawinenartig vermehrt wird. Somit haben kleine Änderungen in der Eingangsgröße große Änderungen in der Ausgangsgröße zur Folge. Die PM weisen dadurch eine exponentielle Abhängigkeit von der Verstärkerspannung auf (keine direkte Proportionalität wie bei der PD). Die Höhe der resultierenden Empfindlichkeit kann zusätzlich von der Strahlungsstärke selbst abhängen. Eine Abweichung von einer Konstanten in diesem Fall würde bedeuten, dass die mit den Photomultipliern gemessenen Spannungsverläufe während eines Messvorganges – d.h. bei konstanter Verstärkereinstellung – der Brennumstrahlung nicht proportional sind. Dies würde die Aussagekraft der Signalverläufe stark einschränken. Aus diesem Grund wurde mit Hilfe einer Quarzhalogenlampe das Verstärkungsverhalten der PM in Abhängigkeit der Verstärkereinstellung und der Bestrahlungsstärke untersucht (s. Anhang A.3). Das Ergebnis: lediglich in Randbereichen, die bei der üblichen Anwendung keine nennenswerte Rolle spielen (*sehr kleine Verstärkereinstellung → kaum Signal vorhanden* bzw. *sehr hohe Ausgangsspannung → Signal in 'overload'*) konnte eine Abweichung von der Linearität festgestellt werden. Mit einer Verstärkereinstellung kann also ein der Strahlungsintensität proportionales Signal gemessen werden. Beim Vergleich von Messungen mit unterschiedlichen Verstärkereinstellungen muss eine entsprechende exponentielle Korrektur durchgeführt werden.

Die analogen Signale aus der PDM-Einheit gelangen schließlich in eine **A/D-Wandlerkarte (6)**, und werden dann in einem konventionellen **PC (7)** verarbeitet. Die Steuerung der Messkarte erfolgt über das Programm COMBI von der Firma SMETec. Die Rohdaten werden in ASCII-Format zur weiteren Verarbeitung exportiert (s. Kap. 3.3). Die Anwendung der integrierten **Kalibriereinheit (8)** ist in Anhang A.4 beschrieben.

3.2.2.1 Konfiguration der GMT für die Versuchsträger

Im Zylinderkopf des Nfz-Aggregates **OM904** konnte für die optische Sonde eine vorhandene M14-Indizierbohrung genutzt werden. Diese Bohrung bietet aufgrund ihrer Lage über einem Einspritzstrahl und dem Winkel zur Zylinderachse eine sehr günstige Position für die Brennraumsonde, zudem erlaubt der große Durchmesser eine ideale Auslegung der Sondenoptik mit möglichst großem Öffnungswinkel. Die nachfolgenden Abbildungen zeigen schematisch die Sondenlage.

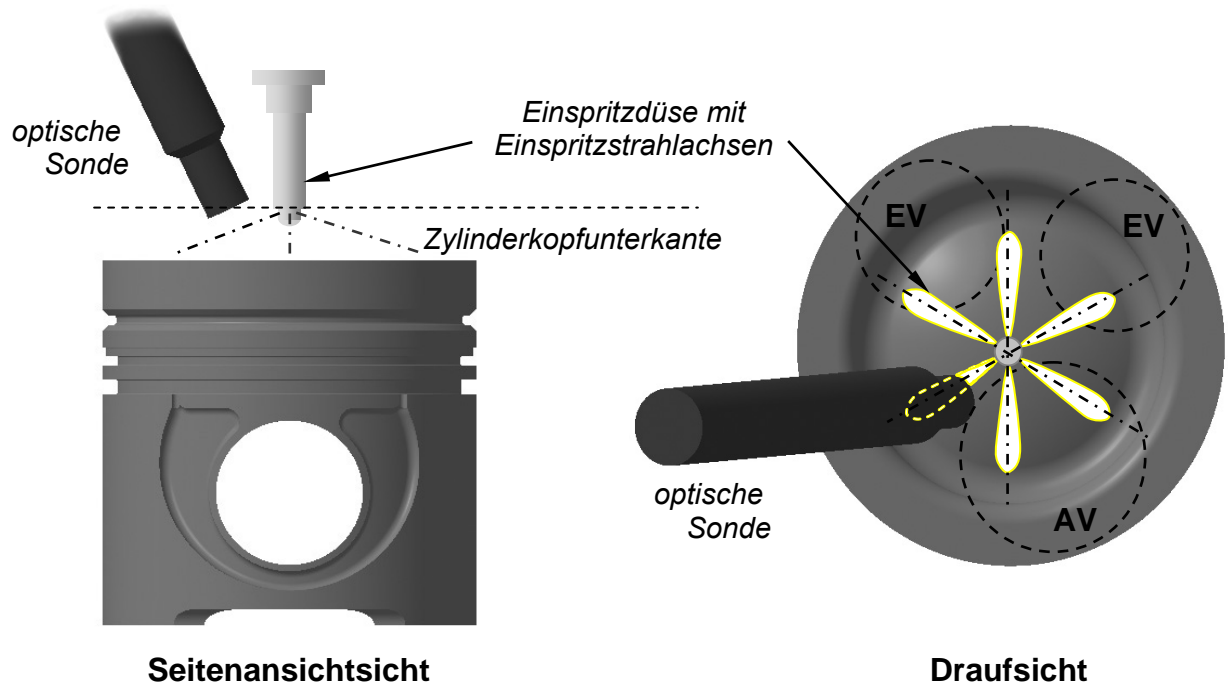


Abbildung 3.4 Lage der optischen Sonde im OM904-Aggregat

Die eingesetzte Sonde erfasst die Strahlung in einem Raumwinkel von etwa 100° . Wie aus Abbildung 3.6 ersichtlich, ist das Übertragungsverhalten sehr stark vom Winkel zur Sondenlängsachse abhängig, die Randbereiche werden nur zu einem Teil erfasst. Diese Gegebenheit musste auch bei der Bestimmung des für die Berechnungsalgorithmen erforderlichen optischen Weges berücksichtigt werden. Aufgrund der komplizierten Brennraumgeometrie war hierfür ein 3D-Modell erforderlich. Damit konnten für diskrete Winkel zur Sondenlängsachse und jede Kolbenposition die 'Sichtkegel' zwischen Sonde und Brennraum/Kolbenwand berechnet bzw. aus Interpolation zwischen den Berechnungsschritten gewonnen werden. Der resultierende optische Weg wurde schließlich durch Gewichtung der mittleren Kegelhöhen über das Transmissionsverhalten der Sonde errechnet. Gleichzeitig erhält man den Verlauf des von der Sonde erfassten optischen Volumens über Grad Kurbelwinkel (vgl. Abb. 4.32) der für die Interpretation der gemessenen Brennraumstrahlung eine wichtige Hilfsgröße darstellt.

Beim **OM611**-Aggregat wurde für die optische Sonde die vorhandene Glühkerzenbohrung genutzt, die Sondenkontur stimmt somit mit den Abmessungen der Standard-Glühkerze überein (s. Abb. 3.5). Aufgrund der kleinen Abmessungen der dem Brennraum zugewandten

Sondenspitze musste die Sondenoptik angepasst werden. Der Öffnungswinkel wurde damit auf ca. 60° reduziert (s. Abb. 3.6). Dieser Sachverhalt muss bei der Auswertung der Messergebnisse (Kap. 4) berücksichtigt werden. Aus der Glühkerzenlage resultiert beim OM611 eine Sondenposition zwischen zwei Einspritzstrahlen (s. Anhang A.5).

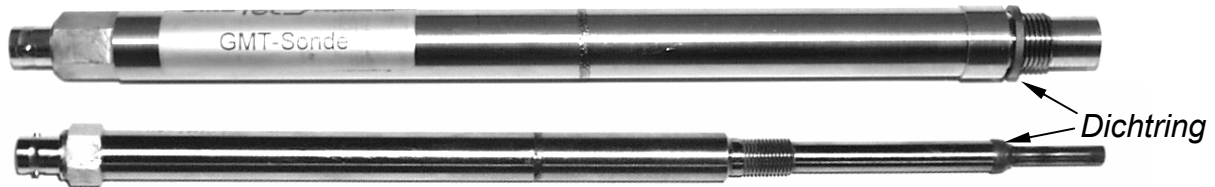


Abbildung 3.5 Fotografien der optischen Sonden für OM904 (oben) und OM611

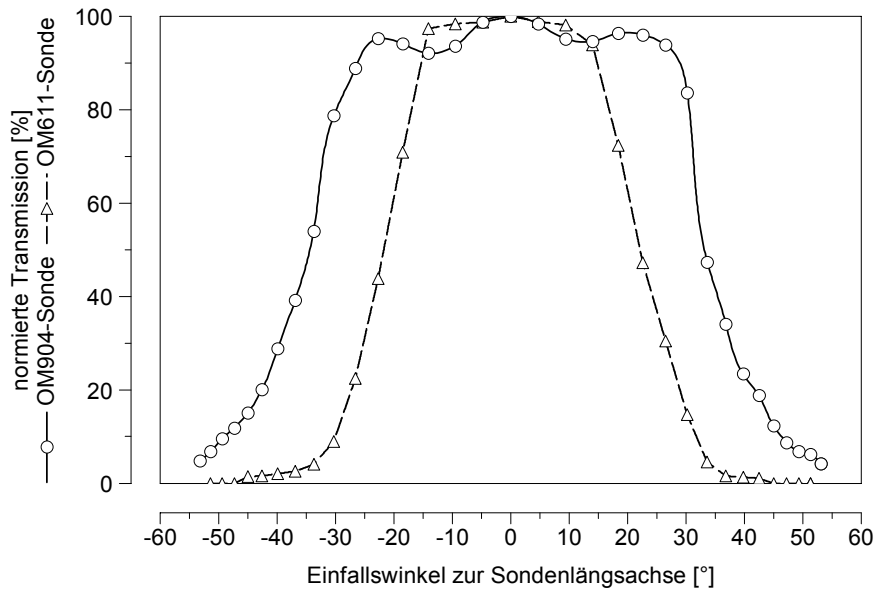


Abbildung 3.6 Normiertes Transmissionsverhalten der optischen Sonden für OM904 und OM611 als Funktion des Einfallswinkels zur Sondenlängsachse.

Fertigungsprobleme beim kleinen Brennraumfenster der OM611-Sonde hatten offensichtlich den Schaden am ersten Sondenprototypen zur Folge, aufgrund dessen der zulässige Spitzendruck im Brennraum auf $p_{Zyl,max}=100 \text{ bar}$ begrenzt werden musste. Wegen schneller Verbrennung des OM611 (intensive Wärmefreisetzung in OT-Nähe, relativ frühe Schwerpunktlage der Standardlastpunkte) musste der fahrbare Betriebsbereich deutlich eingegrenzt werden (s. Anhang A.8). Eine Lasterhöhung war danach nur über die Verschiebung der Verbrennung in Richtung 'spät' möglich, wobei diese Option wiederum mit einer höheren thermischen Belastung der Sonde einherging.

Bewusst wurde auf eine Aufweitung der Glühstiftbohrung verzichtet, wenn auch diese Maßnahme eine stabilere Sondenkonstruktion – dadurch einen höheren zulässigen Spitzendruck und damit Untersuchungen bei höheren Lasten – sowie einen größeren

Öffnungswinkel der Sonde ermöglicht hätte. Die Verwendung der unveränderten Glühstiftbohrung hatte zum Ziel, das Potenzial der optischen Messtechnik an Serienmotoren aufzuzeigen.

3.2.2.2 Reduzierung der Sondendurchlässigkeit durch Rußbeschlag

Bei Dieselmotoren eingesetzte unbeheizte Brennraumfenster verrußen. Die Bedeckung des Saphirglasfensters durch eine Rußschicht, die zu einer Reduktion der Durchlässigkeit führt, kann durch Erreichen der Freibrenntemperatur ($t \approx 500^\circ\text{C}$) an der Sondenoberfläche vermieden werden. Diese Temperatur kann durch eine dünne Edelmetallschicht katalytisch um ca. 100°C gesenkt werden, was sich aber wegen schlechter Haftung der Schicht (keine mechanische Reinigung des Fensters möglich) als nicht praktikabel erwies.

Ein Zustand des Freibrennens stellte sich beim OM904 ab etwa $n > 1400$ 1/min und $\text{Last} > 75\%$ ein, so dass danach beliebig lange ohne Sondentrübung gemessen werden konnte. In allen anderen untersuchten Betriebspunkten wie auch beim OM611 – offensichtlich wegen den relativ niedrigen gemessenen Lasten und der Sondenlage außerhalb der Einspritzstrahlachse – fand eine stark Betriebspunktabhängige Verrußung statt.

Eine nicht erkannte Trübung der Sonde während der Messung um 50% ($U_{\text{kal, trüb}}/U_{\text{kal, sauber}}|_{\text{Verst.}=\text{const.}} = 0.5$) bewirkt je nach wirksamem Emissionsverhältnis einen Fehler von ca. 8-20% beim Absolutwert der Temperatur, allerdings geht der Fehler bei der berechneten Rußkonzentration aufgrund der direkten Abhängigkeit vom Strahlungsfluss an einer Wellenlängenstützstelle zu 100% ein (s. Gl. 2.18) [57].

Um den Einfluss dieser Fehlerquelle zu verringern, wurde in Anlehnung an [58] ein exponentieller Ansatz entwickelt (s. Anhang A.6), der eine Berücksichtigung der Sondenverrußung zwischen zwei kalibrierten Zuständen (*Anfangszustand* \leftrightarrow *sauber*, *Endzustand* \leftrightarrow *trüb*) ermöglicht. Insbesondere beim **OM904**-Aggregat konnte Gleichung A.6.5 in jedem Betriebsbereich des Motors mit Erfolg eingesetzt werden. Bei Messpunkten mit schneller Verrußung war es sogar möglich, den Rußbeschlag zyklusselektiv nachzuweisen, indem die Temperaturen der späteren Zyklen von 100 einer Messung durch die entsprechende Korrektur mit den Temperaturen der ersten Zyklen – unter Berücksichtigung der Zyklenschwankungen – in Deckung gebracht werden konnten. Es liegt somit nahe, dass mit jedem Verbrennungszyklus etwa die gleiche Rußschicht auf die Oberfläche der über dem Einspritzstrahl positionierten Sonde aufgetragen wurde.

Die exponentielle Korrektur hat demgegenüber beim **OM611** nur vereinzelt richtige Ergebnisse geliefert. Der Grund dafür liegt offensichtlich in der Sondenlage zwischen zwei Einspritzstrahlen und dem hohen Grunddrall, aus denen ein rechnerisch nur schwer erfassbarer Rußbeschlag resultiert. Hier war es also wichtig, die Messung sehr zeitnah an einem der kalibrierten Zustände (*Messung gleich nach Feuerbeginn* \leftrightarrow *sauberer Zustand* oder *sofortiges Abstellen der Einspritzung nach der Messung* \leftrightarrow *trüber Zustand*) durchzuführen.

3.2.2.3 Grenzen und Möglichkeiten der Globalen Lichtleit-Messtechnik

Bei der Auswertung der optischen Ergebnisse müssen die Möglichkeiten und die Grenzen der GMT berücksichtigt werden. Die wichtigsten sollen an dieser Stelle in Stichworten zusammengefasst werden:

Vorteile der GMT-Messtechnik:

- Berührungsfrei arbeitendes optisches Messsystem – keine Beeinflussung der Verbrennung, keine Veränderung des Brennraumes (Verdichtungsverhältnis ist identisch mit der Serienkonfiguration, kein Eingriff in die Kolben/Zylinderwand-Konfiguration...)
- Als Informationsträger wird Licht verwendet, somit können sehr schnelle Vorgänge - wie etwa extrem kurzlebige Reaktionszwischenstufen von Radikalen - verfolgt werden, die mit konventionellen Verfahren nicht messbar wären
- Gleichzeitige und kontinuierliche Erfassung mehrerer Emissionsspektren
- Keine Einschränkung auf lokale Bereiche – ein großer Teil der Brennraumstrahlung wird erfasst (hier als Vorteil)
- Geringer Adaptionaufwand, einfache Bedienung

Einschränkungen der GMT-Messtechnik:

- Die Brennraumsonde erfasst nur einen Teil des Brennraumes (Einschränkung durch den Öffnungswinkel v.a. in OT, Abdeckung bei OM611 zusätzlich durch die Spitze der Omega-Kolbenmulde, s. Anhang A.6)
- Bei der Kontinuumstrahlung: der augenblicklich vom Ruß gefüllte Anteil des erfassten optischen Volumens ist unbekannt (stark heterogene Diffusionsverbrennung beim Dieselmotor)
- Die erfasste Strahlung ist eine integrale Größe und ermöglicht keine örtliche Auflösung (hier als Nachteil)
- Der erfasste integrale Wert ist kein Mittelwert. Bei der Temperaturstrahlung werden lokale heiße Bereiche, die stärker strahlen, aufgrund der exponentiellen Abhängigkeit von der Temperatur (Planck'sches Strahlungsgesetz) sehr stark überbewertet. So ist bei zwei Zonen gleicher Rußkonzentration mit einem Temperaturverhältnis von 2700K zu 1700K der Ruß der kälteren Zone mit nur etwa 2,5% an der detektierten Gesamtstrahlung beteiligt. (Weitere Beispiele: 2500K/1500K: 1,4%, 2300K/1700K: 7,9%). Dementsprechend werden kältere Bereiche in der erfassten Integralen Strahldichte stark unterbewertet. Da aber gerade der stark 'unterkühlte' und damit nicht mehr oxidierende Ruß im Abgasstrang landet, könnten die mit der GMT ermittelten Rußkonzentrationswerte deutlich unter den realen Konzentrationen liegen [25].
- Das System erlaubt wegen der fehlenden absoluten Kalibrierung der Photomultiplier nur ein der Bestrahlungsstärke proportionales Ausgangssignal zu gewinnen.

Getroffene Annahmen:

- Absorption und Reflexion der Strahlung im Brennraum werden vernachlässigt [59]

- Die Gültigkeit der Wien'schen Näherung ($<1000\text{nm}$ und $<3000\text{K}$) und des Kirchoff'schen Gesetzes wird angenommen
- Die Ansprechzeit der Photomultiplier ($T_{90,PM} < 1 \text{ ns}$) und Photodioden ($T_{90,PD} < 1 \mu\text{s}$) wird vernachlässigt ($T_{90,PD} \approx 1 \mu\text{s}$ entspricht bei $n=4000 \text{ 1/min}$ $\Delta\varphi \approx 0.02^\circ\text{KW}$ was lediglich ein Zehntel der verwendeten Auflösung von $0,2^\circ\text{KW}$ bedeutet)
- Für die Dicke der Rußschicht wird in jedem Zeitschritt als Näherung der Abstand zwischen der Sondenoberfläche und der Zylinder-/Kolbenwand angenommen
- Der Ansatz zur Berücksichtigung der Sondenverrußung zwischen zwei kalibrierten Zuständen stützt sich auf Annahmen (s. Anhang A.6)
- Verschiedene zusätzliche Annahmen für das Emissionsverhältnis nach Beer-Lambert (z.B. konstante Rußteilchengröße, konstante Rußdichte etc., s. Kap. 2.1.3) müssen getroffen werden
- Die Gültigkeit der Mie'schen Streutheorie wird vorausgesetzt. In dieser wird davon ausgegangen, dass der Energieverlust eines Lichtstrahls durch Beugung an den Rußteilchen, die man als kleine Kugeln betrachtet, sich aus zwei Anteilen zusammensetzt. Einerseits absorbiert eine Kugel Energie und wandelt sie in Wärme um, andererseits geht Energie durch diffuse Streuung verloren. Dieses Verhalten wird durch den Massenabsorptionsquerschnitt und den Massenstreuquerschnitt charakterisiert. Unter der Voraussetzung, dass die von einer Kugel ausgehende Strahlung nicht von den benachbarten Kugeln beeinflusst wird, lässt sich der gesamte Energieverlust bestimmen. Er errechnet sich durch Multiplikation des Energieverlustes, hervorgerufen durch eine einzelne Kugel, mit der beteiligten Teilchenzahl.

Bei zwei Flammen gleicher Temperatur weist demnach diejenige Flamme ein höheres Emissionsverhältnis auf, die mehr Rußteilchen enthält. Die Auswirkung einer höheren Konzentration auf die spektrale Strahlungsverteilung ist gering, diese wird hauptsächlich von der Temperatur dominiert. Bei einem betrachteten Volumenelement ist es nicht von Bedeutung, wie die Teilchen verteilt sind (s. Abb. 3.7): es kommt nur auf die aus der Oberfläche austretende Strahlung an, die umso stärker wird, je größer die Teilchendichte ist. Besitzt ein Volumenelement eine geringere Teilchenanzahl, so benötigt es, um die selbe Strahlungsleistung wie ein Volumenelement mit höherer Teilchenzahl zu erreichen, eine höhere Temperatur.



Abbildung 3.7 Volumenelemente mit der selben Strahlungsleistung

3.3 Datenaufbereitung und –analyse

Ausgehend vom Datenfluss am Prüfstand (s. Abb. 3.2) stellt Abb. 3.8 schematisch die in der Programmierumgebung *Matlab*[®] realisierten Blöcke der Datenauswertung dar.

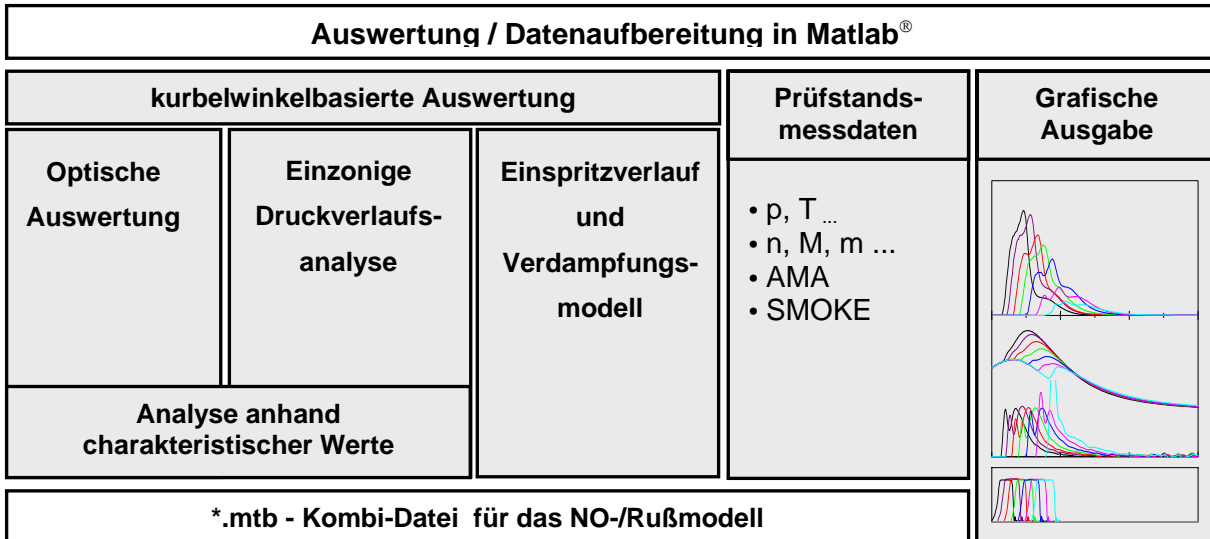


Abbildung 3.8 Auswertung der am Motorenprüfstand gemessenen Messdaten

Die **stationären Prüfstandmessdaten** wurden am Prüfstand aus der Mittelung von 30 Messwerten über 30 Sekunden in einem Betriebspunkt gewonnen. Die Daten wurden aus dem Prüfstandprotokoll unverändert in die Auswertung übernommen und dienen als Angaben bzw. Randbedingungen für die kurbelwinkelbasierte Auswertung.

Für die kurbelwinkel aufgelösten Indiziermessgrößen wurde in jedem Betriebspunkt mindestens eine Messung mit 100 Verbrennungszyklen mit der Auflösung von 0.2 °KW durchgeführt. Die **optische Analyse** beinhaltet die erforderlichen Kanaloperationen (Offset-/Verstärkungskorrektur, Auswertung der Kalibriermessungen, Ableitung, Integralbildung usw.) sowohl für die 100 Einzelzyklen einer jeden Messung als auch für den gemittelten Zyklus. Mit der integrierten Zwei-Farben-Methode wurden die Temperaturen und Rußkonzentrationsverläufe berechnet.

In den nachfolgenden Kapiteln soll auf die **thermodynamische Analyse**, die Auswertung mit Hilfe der **charakteristischen Werte**, die **Einspritzverlaufsrechnung** und das **Verdampfungsmodell** näher eingegangen werden.

Aus den Ergebnissen der Auswertungsblöcke wurde für den gemittelten Verbrennungszyklus jedes Betriebspunktes eine ´mtb-Kombi-Datei´ erstellt, die als Ausgangsbasis für die Berechnungen mit dem NO-/Rußmodell dient und die stationär ermittelten und kurbelwinkelbasierten Messgrößen und berechneten Größen enthält.

3.3.1 Einzonige Druckverlaufsanalyse

Das Einzonenmodell betrachtet den gesamten Zylinderinhalt zu jedem Zeitpunkt des Verbrennungsfortschrittes als ein vollständig vermishtes, homogenes Gemisch realer Gase, bestehend aus angesaugter Frischluft und Restgas (aus innerer, in LWOT ermittelter und äußerer AGR) sowie verbranntem Gas. Dabei entspricht der Druck und die Temperatur den über den gesamten Brennraum gemittelten Werten, so dass aufgrund der Vernachlässigung der Reibungskräfte innerhalb des Arbeitsgases der Impulssatz keine Aussage liefert. Des Weiteren werden bei der Berechnung des Brennverlaufes folgende vereinfachende Annahmen getroffen [60, 29]:

- Die eingespritzte Kraftstoffmasse m_b erscheint bereits "verbrannt" im Brennraum
- Die Brennstoffmassenänderung $dm_b/d\varphi$ ist proportional zum Brennverlauf $dQ_b/d\varphi$ und gleich der Zylindermassenänderung; die Leckage wird vernachlässigt
- Die Verdampfungswärme des Kraftstoffs wird im unteren Heizwert H_u berücksichtigt
- Ein örtlich mittlerer aber zeitlich veränderlicher Wandwärmeverlust wird modelliert

Diese vereinfachenden Annahmen verhindern eine Berechnung der entstehenden Stickoxide und des Rußes, da keine heißen oder lokal fette Zonen betrachtet werden können.

Die Wärmefreisetzung durch die Verbrennung wird mit Hilfe des Brennverlaufes $dQ_b/d\varphi$ beschrieben, der die aus dem Kraftstoff freigesetzte Wärmemenge pro Zeiteinheit ($^{\circ}\text{KW}$) darstellt. Der Heizverlauf $dQ_H/d\varphi$ ist die Summe aus Brennverlauf, Wandwärmestrom und Leckageenthalpiestrom. Er ist somit ein Maß aller pro Zeiteinheit dem Brennraum zugeführten Energien abzüglich der Volumenänderungsarbeit.

Die Berechnung des Heiz- und Brennverlaufes geht vom 1. Hauptsatz der Thermodynamik für das thermodynamische System "Brennraum", begrenzt durch die Zylinderwände, den Kolben, den Zylinderkopf und die Ventile, aus. Folgende Energien können in das System ein- oder austreten: Brennwärme Q_b , Wandwärme Q_w , Abgasenthalpie H_a , Ansaugenthalpie H_e , Volumenänderungsarbeit W und Leckage H_l . Der 1. Hauptsatz der Thermodynamik kann nun wie folgt in differentieller Form geschrieben werden:

$$\frac{dQ_b}{d\varphi} + \frac{dQ_w}{d\varphi} + \frac{dH_a}{d\varphi} + \frac{dH_e}{d\varphi} + \frac{dW}{d\varphi} + \frac{dH_l}{d\varphi} = \frac{dU}{d\varphi} \quad (\text{Gl. 3.3})$$

Während der Hochdruckphase, also bei der Berechnung des Brennverlaufes, sind die Ventile geschlossen. Die Abgas- und die Ansaugenergie dH_a und dH_e sind somit gleich Null zu setzen. Mit der Volumenänderungsarbeit dW und ohne Berücksichtigung von Leckage gilt für den Brennverlauf:

$$\frac{dQ_b}{d\varphi} = \frac{dU}{d\varphi} - \frac{dQ_w}{d\varphi} + p \frac{dV}{d\varphi} \quad (\text{Gl. 3.4})$$

Der Zylinderdruck p wird am Motor indiziert. Das aktuelle Zylindervolumen lässt sich mittels geometrischer Beziehungen aus den Motordaten berechnen, eine Desachsierung ist dabei u.U. zu berücksichtigen. Zur Berechnung der Änderung der inneren Energie $dU/d\varphi$ und des

Wandwärmestroms $dQ_w/d\varphi$ sind weitere Ansätze nötig.

Kalorische Eigenschaften des Arbeitsgases

Bei der Berechnung der Änderung der inneren Energie $dU/d\varphi$ und der Gaskonstante wurde im einzonigen Fall die Beschreibung nach Zacharias [61] verwendet.

Wandwärmeübergang

Zur Beschreibung der Wandwärmeverluste bzw. des Newtonschen Wärmeübergangskoeffizienten α wurde sowohl für die einzonige Druckverlaufsanalyse als auch für das Zweizonenmodell (s. Kap. 5) der Ansatz nach Bargende verwendet [62].

Nulllinienfindung

Aufgrund des physikalischen Prinzips der verwendeten piezoelektrischen Quarzdrucksensoren muss der gemessene Druckverlauf im Absolutwert korrigiert werden. Am Prüfstand wurde die Online-Offsetkorrektur des Zylinderdruckes über die Polytropenmethode [62] mit einem konstanten Polytropenexponenten von $n=1,37$ durchgeführt. In der Druckverlaufsanalyse wurde das Summenbrennverlaufskriterium angewendet, das besagt, dass im Bereich der Kompression (z.B. von 140 bis 60°KW v. OT) das Integral über den Brennverlauf, die Brennfunktion, zu Null werden muss, da keine Wärme aus Kraftstoff freigesetzt wird. Geht man nun vom Integral zu einer Summe über, so ergibt sich für die Nulllinienverschiebung des Zylinderdruckes Δp_n :

$$\Delta p_n = \frac{\sum_{\varphi=60}^{140} \left(\frac{dQ_w}{d\varphi} - p_s(\varphi) \cdot \frac{dV}{d\varphi} - \frac{dU}{d\varphi} \right)}{\sum_{\varphi=60}^{140} \frac{dV}{d\varphi}} \quad (\text{Gl. 3.5})$$

Hierbei ist noch zu beachten, dass $dU/d\varphi$ und $dQ_w/d\varphi$ von der Temperatur, dem Zylinderdruck und der Gaszusammensetzung abhängen. Die Temperatur wird über die thermische Zustandsgleichung berechnet und hängt so ebenfalls vom Zylinderdruck ab. Dies führt dazu, dass die Nulllinienbestimmung mit dem Summenbrennverlaufskriterium nur iterativ erfolgen kann. Zum Start der iterativen Rechnung ist ein Schätzwert von Δp_n notwendig. Dieser lässt sich über die Polytropenmethode erhalten.

Das thermodynamische Verdichtungsverhältnis

Das thermodynamisch wirksame Verdichtungsverhältnis ε_{th} ist meist kleiner als dasjenige, das statisch per Auslitern des Kompressionsvolumens errechnet wurde. Als Gründe hierfür sind Bauteilverformungen bei dynamischem Betrieb, Fertigungstoleranzen aber auch Ungenauigkeiten beim Auslitern des Kompressionsvolumens zu nennen.

Um richtige Ergebnisse bei der Druckverlaufsanalyse zu erhalten, muss deshalb mit dem thermodynamischen Verdichtungsverhältnis gerechnet werden. Dessen Bestimmung erfolgte mit Hilfe der Schubmethode nach Bargende [62] aus geschlepptem Druckverlauf.

3.3.2 Vergleich anhand von charakteristischen Werten

Mit dem Begriff 'charakteristische Werte' werden skalare Größen bezeichnet, mit deren Hilfe wichtige Eigenschaften des Verbrennungsablaufes beschrieben werden können. Beim Brennverlauf sind es beispielsweise der aus der Brennfunktion ermittelte Brennbeginn oder die Schwerpunktlage, aber auch der Integralwert (Wert der Brennfunktion bei Verbrennungsende) oder der Ort der maximalen Wärmefreisetzung. Übertragen auf die optischen Signale, kann mit Hilfe der charakteristischen Kenngrößen in sehr aussagekräftiger und einfacher Weise ein Vergleich zwischen den optischen und thermodynamischen Signalen und Berechnungsgrößen angestellt werden.

Die nachfolgende Liste enthält die charakteristischen Werte, die per Software mit Hilfe von universell arbeitenden Algorithmen automatisch für den einzonig berechneten Brennverlauf und analog für das OH-Signal, die Festkörperstrahlung bei 900 nm und für den Rußkonzentrationsverlauf ausgegeben wurden. Als 'Ort' wird die Kolbenposition in Grad Kurbelwinkel zum OT bezeichnet, der 'Wert' gibt den Funktionswert an der relevanten Stelle an, die Energien wurden absolut und normiert ausgegeben.

<u>Charakteristischer Wert</u>	<u>Informationsgehalt</u>
• Vorverbrennung (VV).....	<i>vorhanden Ja / Nein</i>
• VV - Beginn.....	<i>Ort</i>
• VV - Maximum	<i>Ort und Wert</i>
• VV - Ende	<i>Ort</i>
• VV - Energie	<i>absolut und normiert</i>
• VV - Maximaler Anstieg	<i>Ort und Wert</i>
• VV - Maximaler Abfall	<i>Ort und Wert</i>
• Brennverlauf-Maximum.....	<i>Ort und Wert</i>
• Hauptverbrennungsbeginn	<i>Ort</i>
• 50-Prozent-Umsatz.....	<i>Ort</i>
• Hauptverbrennungsende (HV).....	<i>Ort</i>
• HV - Energie	<i>absolut und normiert</i>
• HV - maximaler Anstieg.....	<i>Ort und Wert</i>
• HV - maximaler Abfall	<i>Ort und Wert</i>
• HV – Übergangspunkt zwischen Prem.- /Diff.-Verbrennung.	<i>Ort</i>
• Premixed-Anteil	<i>absolut und normiert</i>
• Premixedverbrennung - Maximum.....	<i>Ort und Wert</i>
• Premixedverbrennung - Energie.....	<i>absolut und normiert</i>
• Premixedverbrennung - maximaler Anstieg.....	<i>Ort und Wert</i>
• Premixedverbrennung - maximaler Abfall.....	<i>Ort und Wert</i>
• Diffusionsverbrennung - Maximum	<i>Ort und Wert</i>
• Diffusionsverbrennung - Energie	<i>absolut und normiert</i>
• Diffusionsverbrennung - maximaler Anstieg.....	<i>Ort und Wert</i>
• Diffusionsverbrennung - maximaler Abfall	<i>Ort und Wert</i>

3.3.3 Einspritzverlaufsrechnung

Der Einspritzverlauf ist für die turbulenzdominierte Dieselerbrennung von essentieller Bedeutung [63, 64, 65]. Die Kenntnis des Einspritzbeginns (aus Nadelhub, näherungsweise aus Injektorstrom) bzw. der Einspritzdauer (aus Nadelhub), ist für tiefere thermodynamische bzw. energetische Untersuchungen und vor allem für die Modellierung der Verbrennung nicht ausreichend.

Aus der Kenntnis des Nadelhubverlaufes und des momentanen Druckes in der Kraftstoffleitung bietet sich beim **OM904** eine explizite und sehr genaue Einspritzverlaufsrechnung an.

Beim **OM611** sind neben dem Injektorstrom, der nur näherungsweise den Bereich der Kraftstoffeinspritzung signalisiert, nur der vom Steuergerät geregelte Raildruck und die Vorgabegrößen Ansteuerbeginn (AB) und Ansteuerdauer (AD) für die einzelnen Teileinspritzungen bekannt. Hier muss auf ein empirisches Modell zurückgegriffen werden.

3.3.3.1 Einspritzverlauf des OM904

Der Einspritzverlauf lässt sich anhand der Berechnung des durch die Spritzlöcher der Einspritzdüse austretenden Kraftstoffvolumenstromes mit Hilfe der Druckdifferenz, der Dichte und des effektiven Durchflussquerschnittes aus der Durchflussgleichung ermitteln.

$$\frac{dQ}{dt} = A_{\text{eff}} \sqrt{\frac{2 \cdot (p_D - p_{\text{Zyl}})}{\rho}} \quad (\text{Gl. 3.6})$$

Der **effektive Durchflussquerschnitt** gibt als Produkt des geometrischen Querschnitts der Spritzlöcher A_d und des hydraulischen Durchflussbeiwertes μ_{ges} die Verringerung der geometrischen Fläche an, die aus der Drosselung in der Ringfläche am Nadelsitz mit dem Beiwert μ_R und der Einschnürung an den Düsenlöchern mit dem Beiwert μ_d resultiert. Der Stoßverlust beim Eintritt in das Sackloch kann im Beiwert μ_R berücksichtigt werden.

Die genaue Bestimmung der einzelnen Durchflussbeiwerte ist problematisch. Einfacher ist die Bestimmung des resultierenden hydraulischen Durchflussbeiwertes als Funktion des Nadelhubs durch Messungen am Pumpenprüfstand. Hierbei kann der Einfluss des Druckverhältnisses vernachlässigt werden [66].

Für die verwendete Einspritzdüse stand lediglich eine stationäre Vermessung bei maximalem Nadelhub im doppelten Bosch-Punkt (Einspritzung bei 400 bar gegen Umgebungsdruck über 30 Sekunden) zur Verfügung (im Anhang A.7 sind die aus der Kalibrierung ermittelten Daten der Einspritzdüse aufgelistet). Da Düsen gleicher Bauart einen sehr ähnlichen Verlauf des effektiven Durchflussquerschnittes über Nadelhub aufweisen [67, 66], bietet sich ein Ansatz durch grafische Anpassung an Verläufe bekannter Düsen in Form eines Polynoms für die Beschreibung des Verlaufes zwischen dem aus der Kalibrierung bekannten effektiven

Durchflussquerschnitt und dem Punkt bei geschlossener Nadel an. Die nachfolgende Abbildung zeigt den so ermittelten Verlauf des effektiven Durchflussquerschnittes. Je länger die Einspritzdauer, umso kleiner ist der Anteil der Nadel- Öffnungs- und Schließphase an der Gesamteinspritzdauer. Der Fehler, den eine einfache lineare Näherung mit sich bringen würde, wächst somit mit kleinerer Einspritzmenge.

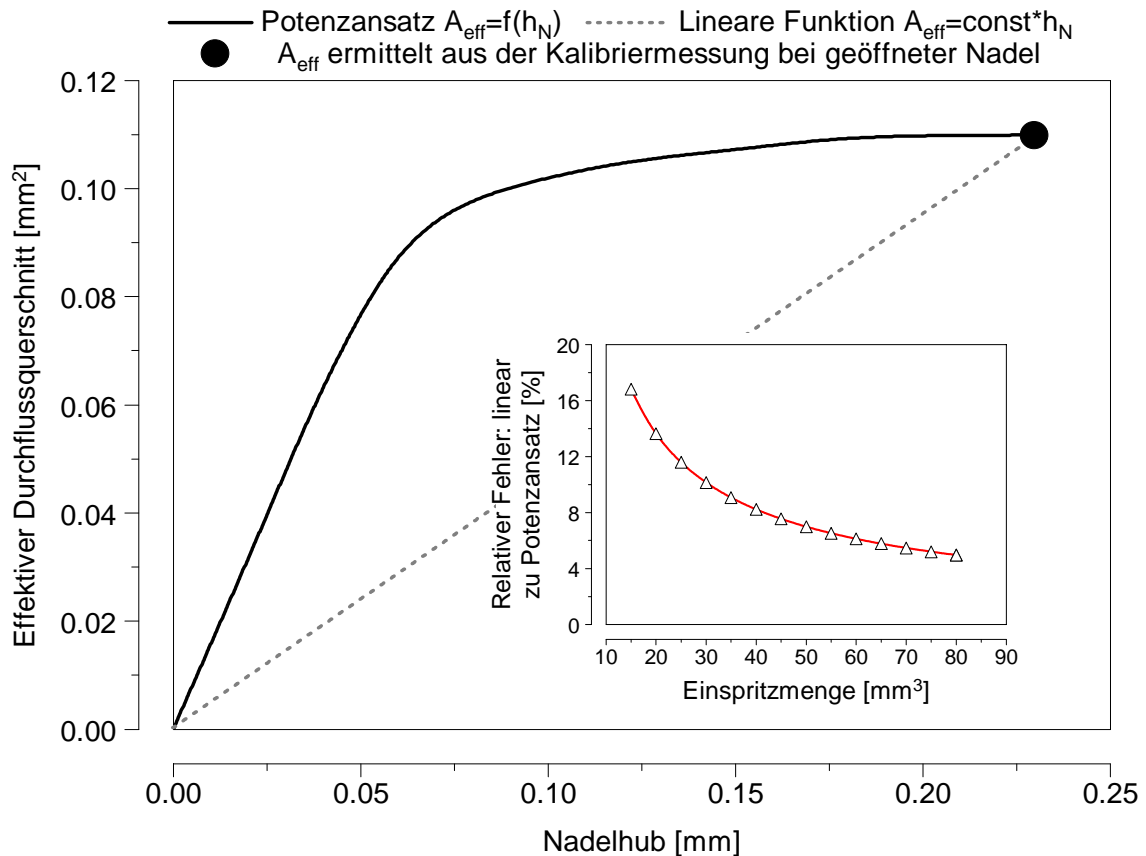
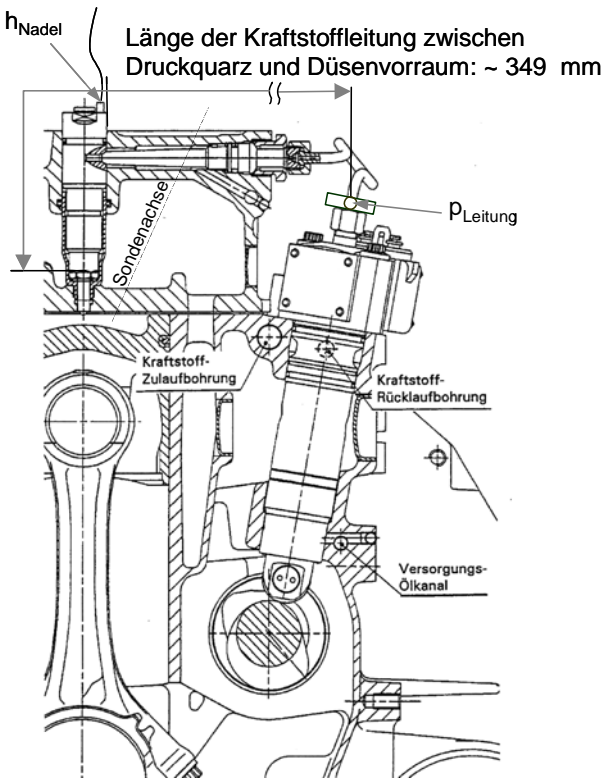


Abbildung 3.9 Der effektive Durchflussquerschnitt als Funktion des Nadelhubes. Kleines Bild: Fehlerbetrachtung für einen einfachen linearen Ansatz.

Anstatt des unbekanntes **Druckes im Düsenorraum** p_D bietet sich in erster Näherung der indizierte Druck in der Kraftstoffleitung an. Bei der Anwendung dieser Annahme wird jedoch sofort ersichtlich, dass sie zu nicht tolerierbaren Fehlern in der Berechnung des Einspritzverlaufes sowie der Einspritzmenge führt (vgl. Abb. A.7.2 im Anhang A.7). Die Ursache dafür liegt in der zeitlichen Verschiebung der Druckwelle (Wellenlaufzeit zwischen der Messstelle und der Düse, s. Abb. 3.10), sowie im nicht identischen zeitlichen Verlauf des Druckes an der Düse und an der Messstelle (Auftürmen der Druckwelle). Folglich wird der aus der Kalibriermessung bekannte Düsenöffnungsdruck nicht getroffen und der etwas kleinere Düsen-Schließbeginnndruck (kleiner wegen der Nadelfläche) bzw. Düsen-Schließenddruck (noch kleiner, nach der Federentspannung) wird ebenfalls verfehlt. Mit dem Ansatz nach Woschni und Anisitis [68] kann auf einfache Weise der Druck im Düsenorraum aus dem in einem Abstand x gemessenen Leitungsdruck berechnet werden.



Demnach setzt sich der Gesamtdruck bei instationären Vorgängen aus dem Ruhedruck p_o , der vorlaufenden Druckwelle p_v und der rücklaufenden Druckwelle p_r zusammen. Die Druckwellen im Einspritzsystem pflanzen sich mit der Schallgeschwindigkeit a fort, die Wellenlaufzeit errechnet sich als Quotient der Länge und der Schallgeschwindigkeit. Daraus folgt z.B. für die vorlaufende Druckwelle der Leitung p_{VL} , dass diese um die Laufzeit t phasenverschoben im Düsenvorraum eintritt, dort reflektiert wird und schließlich nach einer weiteren Laufzeit t als rücklaufende Welle wieder an der Messstelle eintrifft. Aus der Kontinuitätsgleichung kann der momentane Druck an einer beliebigen Stelle x berechnet werden. Die Kontinuitätsgleichung für den Düsenvorraum beschreibt Gleichung 3.7:

Abbildung 3.10 Position der Druckmessstelle in der Kraftstoffleitung zum Düsenvorraum

$$\frac{dp_D(\varphi)}{d\varphi} = \frac{E(p,T)}{6 \cdot n \cdot V_D} \left[\frac{F_L}{\rho(p,T) \cdot a(p,T)} \cdot (2p_{vD}(\varphi) - p_D(\varphi) + p_o) - \frac{dh_N(\varphi)}{d\varphi} \cdot 6n \cdot F_N - Q(p_D, p_{Zyl}, \rho(p,T), A_{eff}) \right] \quad (\text{Gl. 3.7})$$

Der ursprüngliche Ansatz verwendet für die Dichte, die Schallgeschwindigkeit und den Kompressibilitätsmodul für Diesel konstante Werte. In dieser Arbeit wurden ρ , a und E aus Diagrammen [69] über lineare Beziehungen als Funktionen der Temperatur und des momentanen Druckes angenähert (s. Tabelle A.7.2).

Die mittlere Temperatur in der Kraftstoffleitung ist unbekannt. Aufgrund der Verweilzeit des Kraftstoffes im Zylinderkopf vor dem Eintritt in den Brennraum ist davon auszugehen, dass er die Temperatur des Zylinderkopfes annimmt, wobei die örtliche Temperatur im Zylinderkopf geringfügig über der konditionierten Temperatur von Öl und Kühlwasser (85°C) liegen kann. Da die Temperaturzunahme des Dieseldieselkraftstoffs bei adiabater Kompression mit ca. 0,0146 °C/bar [69] sehr gering ist, kann die Dieseldieseltemperatur näherungsweise zwischen 85 und 100°C liegen. Eine Variation der Temperatur in der Auswertung von Einspritzverläufen ergab einen plausiblen Wert von 90°C (s. Anhang A.7). Mit dieser konstanten Temperatur kann die Differentialgleichung für den Düsenvorraumdruck stückweise analytisch gelöst werden. Durch Aufintegrieren des Einspritzverlaufes (Gl. 3.6) erhält man die Einspritzmenge bzw. deren Verlauf über der Einspritzrate.

Die berechneten Einspritzverläufe liefern überzeugende Ergebnisse. Die aus der Kalibrierung bekannten Werte für den Nadel-Öffnungsdruck und Nadel-Schließbeginndruck werden sehr gut getroffen. Ein Vergleich der Einspritzverlaufrechnung in einigen Messpunkten mit dem eindimensionalen Strömungssimulationsprogramm *ISIS*¹, wie auch die Gegenüberstellung mit den näherungsweise aus stationär gemessenem Kraftstoffverbrauch umgerechneten Werten bestätigen die Richtigkeit dieses Ansatzes. Lediglich bei höheren Drehzahlen und langen Einspritzdauern wird eine im Vergleich zur Messung etwas höhere Einspritzmenge berechnet, was mit großer Wahrscheinlichkeit auf den vernachlässigten Reibungseinfluss zurückzuführen ist.

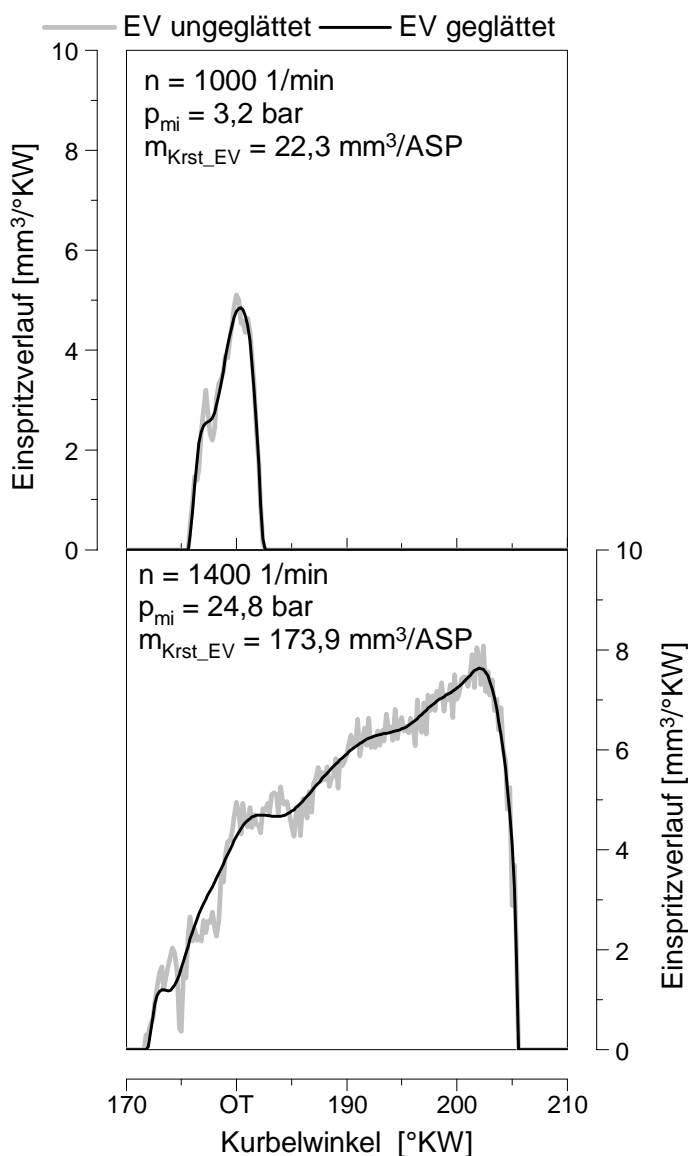


Abbildung 3.11 Einspritzverlaufsglättung bei kleiner (oben) und großer Einspritzmenge

Der errechnete Einspritzverlauf mit der Auflösung von 0,2 °KW wird durch Interpolation mittels kubischer Splines zwischen Stützstellen, deren Anzahl sich nach der Länge der Einspritzung richtet, geglättet. Die Splineparameter müssen dabei so angepasst werden, dass der errechnete Einspritzverlauf als Gesamtes möglichst gut wiedergegeben wird und die pro Arbeitsspiel eingespritzte Kraftstoffmenge bei der Glättung möglichst genau erhalten bleibt. Eine Feineinstellung der Kraftstoffmenge kann über die Wahl der Stützstellenzahl erfolgen.

Abbildung 3.11 zeigt beispielhaft zwei Einspritzverläufe, jeweils in ungeglätteter (berechnet) und in geglätteter Form. Sowohl im Falle niedriger Last mit geringer Einspritzmenge, als auch bei Vollast und großer Einspritzmenge zeigt sich, dass der Einspritzverlauf mit seinem steilen Anstieg zu Beginn der Einspritzung und dem steilen Abfall am Ende durch die geglätteten Kurven gut wiedergegeben wird.

¹ Simulationsprogramm der Fa. DaimlerChrysler zur Berechnung von Einspritzverläufen

3.3.3.2 Einspritzverlauf des OM611

Aufgrund des fehlenden Nadelhubverlaufes beim Common-Rail-Injektor des OM611 musste zur Einspritzverlaufsberechnung ein empirisches Modell herangezogen werden. Der Ansatz von Barba [28] approximiert den Einspritzverlauf unter Vorgabe des Ansteuerbeginns und der eingespritzten Menge durch einen Streckenzug, bestehend aus 5 Abschnitten, wie in Abbildung 3.12 schematisch dargestellt.

Zwecks genauer Modellanpassung wurde der Einspritzverlauf des Injektors am Injektorprüfstand in 50 Betriebspunkten (Raildruck und Ansteuerdauer der 2 bis 3 Teileinspritzungen analog zum Motor) bei konstantem Kammerdruck von 60 bar vermessen. Der weitgehend raildruck- und drehzahlunabhängige Einspritzverzug (Zeit zwischen Ansteuerbeginn und Einspritzbeginn) des Injektors ergab sich zu $\tau_{0-1} = 0,4 \text{ ms}$.

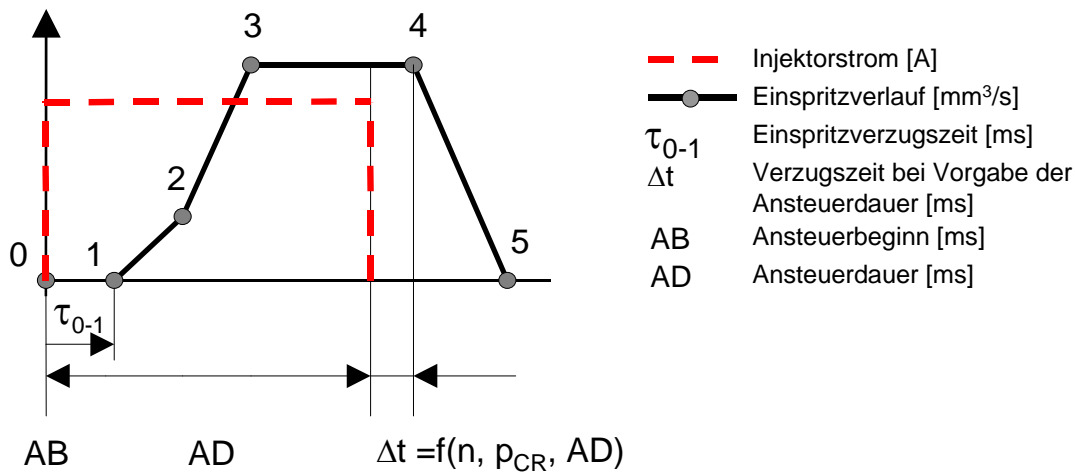


Abbildung 3.12 Schematische Darstellung des Einspritzverlaufmodells für OM611

Das Modell in der ursprünglichen Form benötigt die Angabe der Einspritzmenge. In Messpunkten, in denen keine Injektorvermessung vorlag, war dies ein Nachteil, da am Prüfstand nur die Ansteuerdauer der Einspritzung als Parameter vorgegeben wurde, die Einspritzmenge war unbekannt. Aus diesem Grund wurde das Modell anhand der 50 vermessenen Punkte von der Vorgabe der Einspritzmenge 'losgelöst', in dem der Verzug Δt – Zeit bis der Einspritzverlauf nach dem Ende der Ansteuerdauer wieder abfällt – in Abhängigkeit von der Drehzahl, dem Raildruck und der Ansteuerdauer selbst beschrieben wurde (s. Gl. A.7.1). Des weiteren wurde das Modell um eine angelagerte Nacheinspritzung erweitert.

Der Ansatz arbeitet sehr genau, insbesondere die richtige Aufteilung der Einspritzmenge auf die einzelnen Teileinspritzungen konnte anhand der vermessenen Messpunkte verifiziert werden. Bei der Auswertung der unterschiedlichen Einspritzzeitpunkte und –mengen muss jedoch auch der Hauptnachteil des Modells mit in Betracht gezogen werden: sobald eine sehr nah angelagerte Nacheinspritzung gerechnet wird, stellt die Annahme eines konstanten Raildrucks nur eine grobe Näherung dar, wie die nachfolgende Abbildung – ein Extremfall mit sehr kleinem Abstand zwischen HE und NE – eindrucksvoll zeigt. Wegen der rücklaufenden Welle der Raildruckschwingung wird die Menge der NE zu niedrig berechnet.

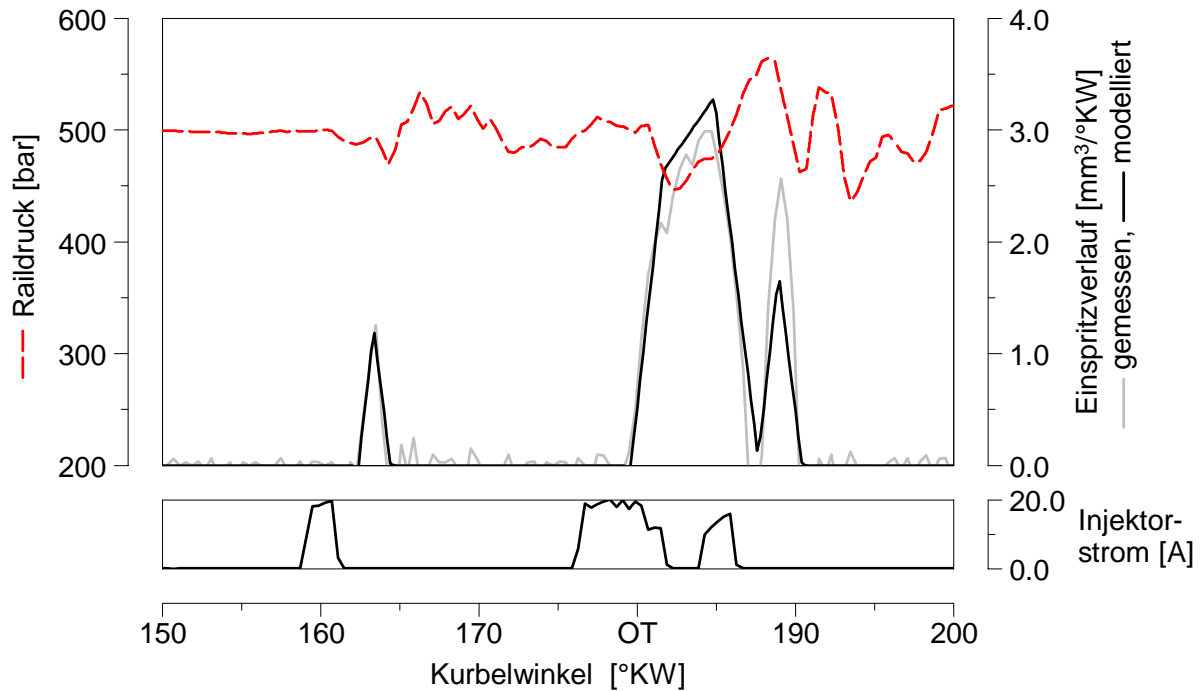


Abbildung 3.13 OM611-Betriebspunkt bei $n = 1600$ 1/min, $p_{mi} = 5,4$ bar mit sehr naher angelagerter Nacheinspritzung mit starken Raildruckschwingungen

3.3.4 Verdampfungsmodell

Unter der Vorgabe eines nulldimensionalen Ansatzes sollte keine Diskretisierung des Einspritzstrahles, sondern ein globales Modell für die Kraftstoffverdampfung angewendet werden. Das oft angewendete empirische d^2 -Gesetz [67, 28, 70, 71, 72] kann auch für eine globale Beschreibung herangezogen werden. Man stellt sich dabei zu jedem Zeitpunkt der Einspritzung den Kraftstoff als eine Gemischwolke aus vielen Tropfen vor, die einen bestimmten Tropfendurchmesser besitzen. Das Quadrat des Tropfendurchmessers der einzelnen Tropfen nimmt mit der Zeit linear ab.

$$d_{Tr}^2 = d_{Tr,0}^2 - \beta \cdot t \quad (\text{Gl. 3.8})$$

Für die Beschreibung des Primärtropfendurchmessers $d_{Tr,0}$ wird eine Beziehung für den Sauterdurchmesser (SMD, Sauter Mean Diameter) in Abhängigkeit von der Reynoldszahl Re_B des Kraftstoffs in den Spritzlöchern und der Weberzahl We_g , die das Verhältnis der angreifenden aerodynamischen Kräfte zu Oberflächenspannungskräften beschreibt, in Anlehnung an [72] verwendet:

$$d_{Tr,0} = SMD_0 = c \cdot d_{D,eff} \cdot (Re_B \cdot We_g)^{-0,28} \quad (\text{Gl. 3.9})$$

$$Re_B = \frac{u_{Tr,0} \cdot d_{D,eff}}{\nu_B} \quad (\text{Gl. 3.10})$$

$$We_g = \frac{u_{Tr,0}^2 \cdot d_{D,eff} \cdot \rho_{Zyl}}{\sigma_B} \quad (Gl. 3.11)$$

Die Ausgangstropfengeschwindigkeit errechnet sich aus dem Einspritzverlauf und dem effektiven Durchflussquerschnitt nach Bernoulli zu:

$$u_{Tr,0} = \frac{dQ}{A_{eff} dt} \quad (Gl. 3.12)$$

Die empirische Konstante c wurde nach dem Vergleich der berechneten und der aus der Literatur bekannten Tröpfchendurchmesserverteilungen [67, 73, 72] für die verwendeten Düsentypen einheitlich auf $c = 25$ festgesetzt.

Für die Verdampfungszeit von Kraftstofftröpfchen ist in der Literatur nur sehr wenig zu finden. Nach Schubiger und Boulouchos [43, 44] verdampft der Kraftstoff 0,2 ms nach seinem Eintritt in den Brennraum. Legt man dieser Verdampfungszeit einen mittleren Tropfendurchmesser von $10 \mu\text{m}$ zugrunde, muss die Verdampfungskonstante den Wert $\beta = 5 \cdot 10^{-7}$ haben. Mit dem Ansatz für die Geschwindigkeitsabnahme eines Tropfens im Brennraum nach Sitkei [70] hat die berechnete Eindringtiefe der flüssigen Phase mit den Kammeruntersuchungen von Schmalzing [67] vergleichbare Werte ergeben, was die Richtigkeit der Annahme von $\beta = 5 \cdot 10^{-7}$ bestätigt.

Im Berechnungsprogramm wurden aus Plausibilitäts- und Rechenzeitgründen Tröpfchen mit einem Durchmesser größer $30 \mu\text{m}$ nicht berechnet. Die nachfolgenden Abbildungen zeigen jeweils einen berechneten Verdampfungsverlauf am OM611- und am OM904-Aggregat.

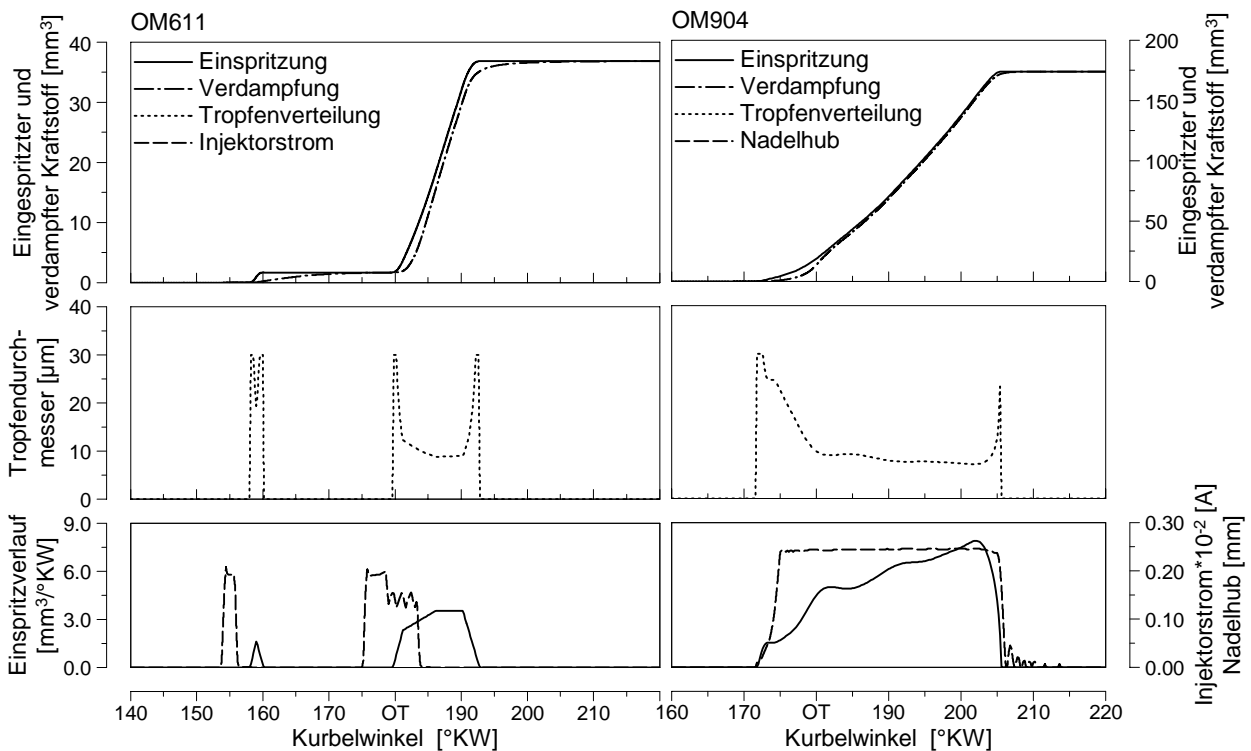


Abbildung 3.14 Verdampfungsverlauf und Anfangstropfendurchmesser am OM611 im Betriebspunkt $n = 2000 \text{ 1/min}$, $p_{mi} = 10,2 \text{ bar}$ (links) und am OM904 im Betriebspunkt $n = 1400 \text{ 1/min}$, $p_{mi} = 24,8 \text{ bar}$

3.4 Messprogramm

Im Anhang A.8 sind die in dieser Arbeit gemessenen Betriebspunkte in den Betriebsbereichen beider Aggregate dargestellt.

Es sollen an dieser Stelle stichwortartig die gemessenen Parametervariationen und deren Randbedingungen aufgelistet werden:

Drehzahlschnitte durch Standardlastpunkte:

Standardlastpunkte bei einer Drehzahl, Parameter der Betriebspunkte nach Herstellerangabe analog zum Serienmotor eingestellt, mit unterschiedlichen, voneinander unabhängigen Parametersätzen (Ladedruck, Ladelufttemperatur, Einspritzmenge, ...)

Aktivierung der Einlasskanalabschaltung (nur OM611):

Abschaltung des Füllungskanals ausgehend vom Standardlastpunkt bei sonst unveränderten Einstellparametern (zwecks konstanter Luftmasse: Anpassung über Ladedruck)

Variation der Ladelufttemperatur:

Schrittweise Verstellung der Ladelufttemperatur ausgehend vom Standardlastpunkt bei sonst unveränderten Einstellparametern (zwecks konstanter Luftmasse: Anpassung über Ladedruck)

Variation der Abgasrückführrate über externe Abgasrückführung:

Schrittweise Erhöhung der AGR-Rate ausgehend vom Standardlastpunkt bei sonst unveränderten Einstellparametern - dadurch Verstellung des globalen Luftverhältnisses über die Luftmasse

Variation des globalen Luftverhältnisses über Ladedruck:

Schrittweise Verstellung des Ladedrucks ausgehend vom Standardlastpunkt bei sonst unveränderten Einstellparametern (zwecks konstanter Einspritzmenge: Anpassung über die Einspritzdauer)

Variation der Einspritzdauer über die Steuergeräte-Verstellgrößen FW und AD:

Schrittweise Verlängerung der Einspritzdauer ausgehend vom Standardlastpunkt bei sonst unveränderten Einstellparametern – dadurch Verstellung des globalen Luftverhältnisses bzw. der Last über die Einspritzmenge

Variation des Einspritzbeginns über die Steuergeräte-Verstellgrößen FB und AB:

Schrittweise Verstellung des Einspritzbeginns in Richtung 'früh' bzw. 'spät' ausgehend vom Standardlastpunkt bei sonst unveränderten Einstellparametern (zwecks konstanter Einspritzmenge: Anpassung über die Einspritzdauer)

Variation des Raildrucks (nur OM611):

Schrittweise Verstellung des Druckes im Kraftstoffspeicher des CR-Einspritzsystems ausgehend vom Standardlastpunkt bei sonst unveränderten Einstellparametern (zwecks konstanter Einspritzmenge: Anpassung über die Einspritzdauer der Haupteinspritzung)

Variation der Nacheinspritzung (nur OM611):

Angelagerte Nacheinspritzung ausgehend vom Standardlastpunkt bei sonst unveränderten Einstellparametern (zwecks konstanter Einspritzmenge: Anpassung über die Einspritzdauer der Haupteinspritzung)

4 Untersuchung der Verbrennung anhand von optischen und thermodynamischen Größen

Trotz zahlreicher Veröffentlichungen über Messungen mit integraler Lichtleitmesstechnik an Dieselmotoren [2, 3, 8, 9, 11, 14, 18, 19, 22, 23, 25, 43, 44, 57, 58, 74, 75, 76, 77 ...] mit oft vielversprechenden Erkenntnissen sind einige grundlegende Fragen aus der Sicht des Autors immer noch nicht vollständig beantwortet:

- Welche Aussagen können mit Hilfe der optischen Größen über die Verbrennung gemacht werden?
- Welche Bedeutung hat die Zwei-Farben-Temperatur aus thermodynamischer Sicht und für die Entstehung der Schadstoffe?
- Was hat der mit der Zwei-Farben-Methode ermittelte Rußkonzentrationsverlauf mit der im Brennraum vorhandenen Rußmasse bzw. der Rußmasse im Abgas gemeinsam?
- Kann die OH-Strahlung im Dieselmotor neben der Festkörperstrahlung zusätzliche Informationen liefern?
- Können die integralen thermodynamischen Größen (Schwerpunktlage, Mitteldruck...), nach Feststellung eines klaren Zusammenhanges mit den optischen Größen, zumindest teilweise durch diese ersetzt werden?

In den nachfolgenden Untersuchungen der Verbrennung wird der Versuch unternommen, auf diese und andere Fragen Antworten zu finden. Kapitel 6.5 enthält weitere Erkenntnisse, die erst mit Hilfe der Zweizonen-Modellbildung gewonnen werden konnten.

4.1 Signalverhalten der optischen Größen

Beim indizierten Zylinderdruck handelt es sich um eine integrale Zustandsgröße, die für den gesamten Brennraum gültig ist und aufgrund der Kompressibilität des Arbeitsgases im Zylinder automatisch einer 'Glättung' unterzogen ist. Die einzonige Druckverlaufsanalyse arbeitet konsequenterweise auch mit nulldimensionalen integralen Größen wie die Volumenänderungsarbeit oder die Brennfunktion.

Wie aus vorhergehenden Betrachtungen ersichtlich, stellen die mit der GMT erfassten optischen Signale – obwohl 'global' bzw. 'integral' – keinesfalls einen mittleren Wert während eines Arbeitszyklus dar (s. Kap. 3.2.2.3). Trotz der genauen Kenntnis der Übertragungsfunktion der Messkette (Kalibrierung) sind für die Auswertung der optischen Messungen die brennraumseitigen Einflussgrößen von großer Bedeutung.

Zur Unterstützung eines tieferen Verständnisses sollen in diesem Kapitel einige wichtige Punkte diskutiert werden, was die Interpretation der optischen Ergebnisse unterstützen bzw. erst ermöglichen soll.

4.1.1 Allgemeine Charakteristik der Signalverläufe

Abbildung 4.1 enthält die grafische Darstellung eines stationären Betriebspunktes in einer Form, wie die Messpunkte im weiteren Verlauf der Arbeit dargestellt werden. Für einen Teillastpunkt sind 20 aufeinanderfolgende Arbeitsspiele und ihr Mittelwert aus der Messung (100 Arbeitsspiele) abgebildet.

Die **Rohsignale** der Festkörperstrahlung (Signal bei 900 nm) sind auf eine maximale Verstärkung von 1000 normiert, weswegen die Signalmaxima den 10 V-Wert (= max. Ausgangsspannung) übersteigen können. Aufgrund der Nichtlinearität des Photomultipliers wird für das Signal bei 307 nm – stellvertretend für das OH-Radikal – wegen der fehlenden absoluten Kalibrierung keine Verstärkungskorrektur durchgeführt. Lediglich bei direktem Vergleich von Messungen mit unterschiedlichen Verstärkereinstellungen werden die Signalverläufe mit einem Faktor nach Gleichung A.3.1, Anhang A.3 multipliziert.

Die Störungen im indizierten Zylinderdruck wurden durch eine entsprechende Konfiguration der Indiziermesskette auf ein Minimum reduziert. Für die thermodynamische Auswertung mussten die Signale, nicht zuletzt aufgrund der feinen Auflösung von $0,2^\circ$ KW, tiefpassgefiltert werden. Die Filterung wurde auf ein Mindestmaß begrenzt, um die ausgeprägten Spitzen der Premixed-Verbrennung im Heizverlauf möglichst gut wiedergeben zu können. Für die Druckverlaufsanalyse wurde der Zylinderdruck wegen der genauen energetischen Auswertung einer stärkeren Glättung unterzogen (Interpolation über Lagrange-Polynome, [62, 78], vgl. Abb. A.2.3). Da gerade in der Phasenlage des Brenn-/Heizverlaufs bzw. der Schwerpunktlage der Verbrennung aus der Brenn-/Heizfunktion nur sehr geringe Unterschiede bestehen, wird im weiteren Verlauf für die grafische Auswertung oft der Heizverlauf herangezogen. Die Einspritzverläufe sind ungeglättet abgebildet, um die korrekten Zyklenschwankungen im Einspritzverlauf und in der Einspritzmenge darstellen zu können.

Die Marker (a) und (b) grenzen den **auswertbaren Bereich** der optischen Signale ein, in dem eine Brennraumstrahlung detektierbar bzw. eine Zwei-Farben-Auswertung durchführbar ist. Nur in diesem Intervall können die Größen Temperatur und Rußkonzentration berechnet werden; außerhalb werden die Verläufe abgeschnitten bzw. gleich 0 gesetzt (c). Maßgeblich ist das Unterschreiten einer Spannungsschwelle von ca. 0,5% des Signalmaximums der kleineren Wellenlängen, die ein schwächeres Signal hat (z.B. des Signals 750 nm bei der Zwei-Farben-Auswertung aus 750 nm und 900 nm).

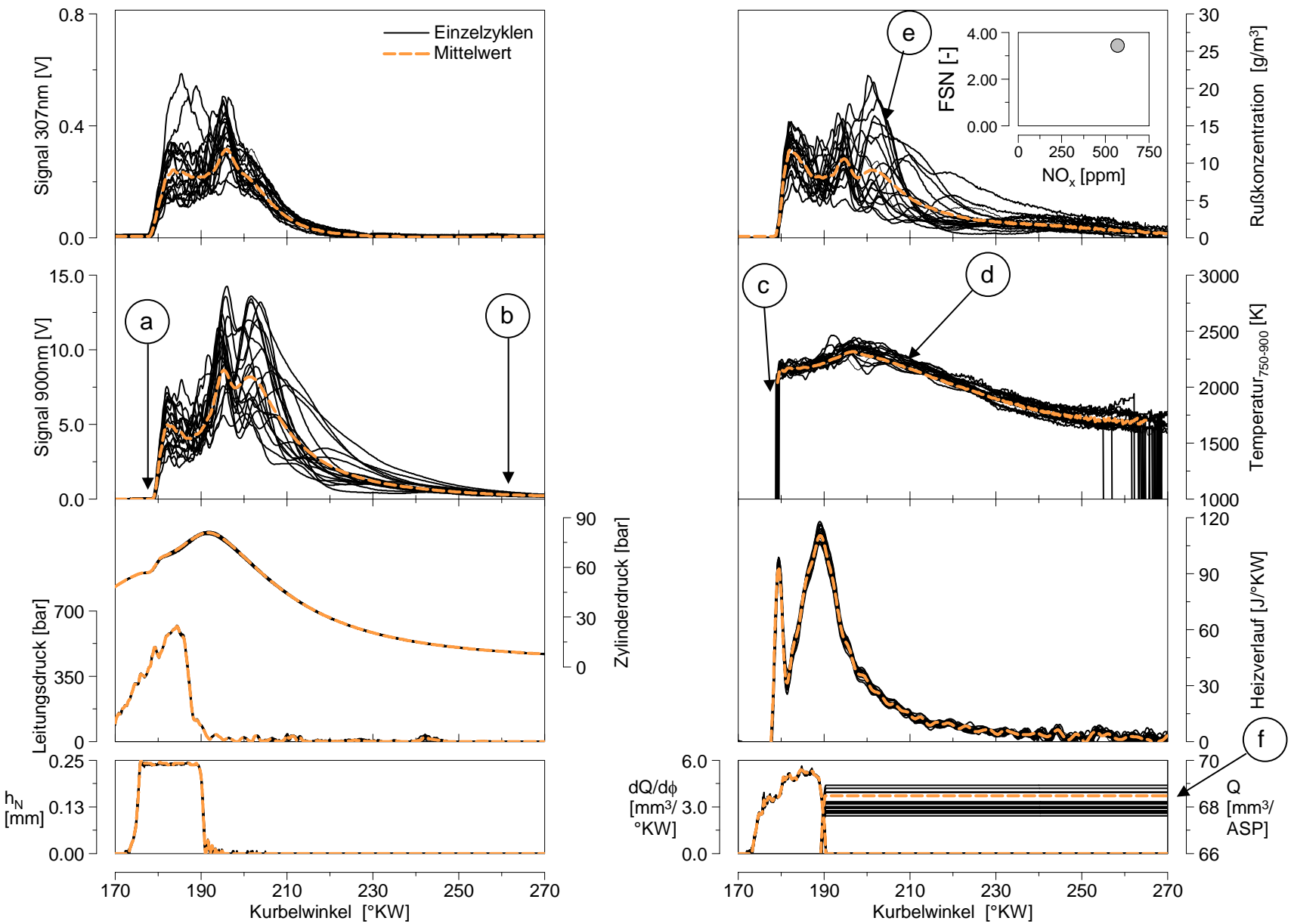


Abbildung 4.1

Zyklenschwankungen bei 20 aufeinanderfolgenden Arbeitsspielen, gemessene (links) und berechnete Größen, Mittelwert aus 100 Arbeitsspielen der Messung. OM904, verlängerte Einspritzdauer: $n = 1400$ 1/min, $p_{mi} = 9,5$ bar

Die **Zyklenschwankungen** der optischen Signale (bis zu $\pm 100\%$) sind im Vergleich zum Zylinderdruck und dem Heizverlauf, die dieseltypisch Zyklenschwankungen mit einer sehr kleinen Amplitude aufweisen, stark ausgeprägt. Die Zwei-Farben-Temperaturverläufe (d) werden aus zwei Wellenlängenstützstellen ermittelt und sind wesentlich stabiler. Aufgrund der exponentiellen Abhängigkeit der Strahlungssignale von der Temperatur verursachen umgekehrt kleine Temperaturänderungen große Signalschwankungen. Die Anzahl der Rußteilchen im erfassten optischen Volumen geht ebenfalls direkt in die Strahlungsintensität ein; der berechnete Rußkonzentrationsverlauf (e) enthält demnach die absolute Schwankungsbreite einer Wellenlängenstützstelle. Die Schwankung der optischen Signale kann aber auch durch die Zyklenschwankung der Verbrennung überlagert werden. In diesem Messpunkt beträgt die Streubreite der Einspritzmenge (f) von Zyklus zu Zyklus ca. $\pm 1.5\%$ vom Mittel. Sie nimmt mit steigender Einspritzlänge stetig ab. Diese Schwankungen spiegeln sich in den thermodynamischen Größen wider. Ob ein Zusammenhang zwischen den Einzelzyklen der thermodynamischen und optischen Größen besteht, soll in den nächsten Kapiteln näher untersucht werden.

Die Berechnung der **Mittelwerte** erfolgt nach der in der Literatur am häufigsten angewendeten sog. 'data-averaged'-Methode [22]. Demnach werden die Einzelzyklen einer Messung zuerst gemittelt, und die Größen Temperatur und Rußkonzentration dann aus dem Mittelwert berechnet. Wenn man die Berechnung aus Einzelzyklen durchführt und die Ergebnisse danach mittelt ('result-averaged'-Methode), weichen die Verläufe von denen der vorherigen Methode nur bei sehr schwachem Signal-Rauschniveau nennenswert ab. In diesen Bereichen der Signale wird aber ohnehin keine Auswertung durchgeführt.

Die Messung der Festkörperstrahlung an drei Wellenlängen ermöglicht die Berechnung von jeweils 3 Temperaturen und 3 Rußkonzentrationen nach der **Drei-Farben-Methode**, wodurch sich eine gegenseitige Kontrolle der Temperatur- und Rußkonzentrationsverläufe anbietet. Abbildung 4.2 stellt beispielhaft für beide Aggregate einen Betriebspunkt bei niedriger und einen bei mittlerer Teillast dar, wobei der dargestellte Lastpunkt für den OM611 aufgrund der Spitzendruckbegrenzung von 100 bar (s. Kap. 3.2.2.1) bereits die obere fahrbare Lastgrenze markiert.

Im OM904-Messpunkt verbrennt das Gemisch aufgrund der niedrigeren Last nach einem langen Zündverzug stark premixed-dominiert, was sich im deutlichen Anstieg und symmetrischen Verlauf der Brennrate widerspiegelt (a). Die nachfolgende Diffusionsverbrennung (b) ist aufgrund der geringen eingespritzten Kraftstoffmenge klein; infolgedessen ist hier die Rußstrahlung sehr schwach. Im betrachteten OM611-Betriebspunkt ist bei höherer Teillast die Vormischverbrennung aufgrund des kleinen Zündverzugs der Hauptverbrennung klein. Der weitere Ablauf der Verbrennung wird von der Diffusionsverbrennung dominiert, was in der langsamer abfallender Brennrate bzw. in der starken Rußstrahlung deutlich wird.

Aus der Intensitätsverteilung der Festkörperstrahlung nach dem Planck'schen Strahlungsgesetz resultiert, dass die Signalintensitäten mit der Wellenlänge zunehmen. Das Signal bei 600 nm ist demnach physikalisch bedingt das schwächste. Die Temperaturverläufe, die mit Hilfe des 600-nm-Signals berechnet wurden, weisen einen unplausiblen Verlauf auf (c): zunächst fallen diese stark ab, um dann gegen Brennende wieder anzusteigen.

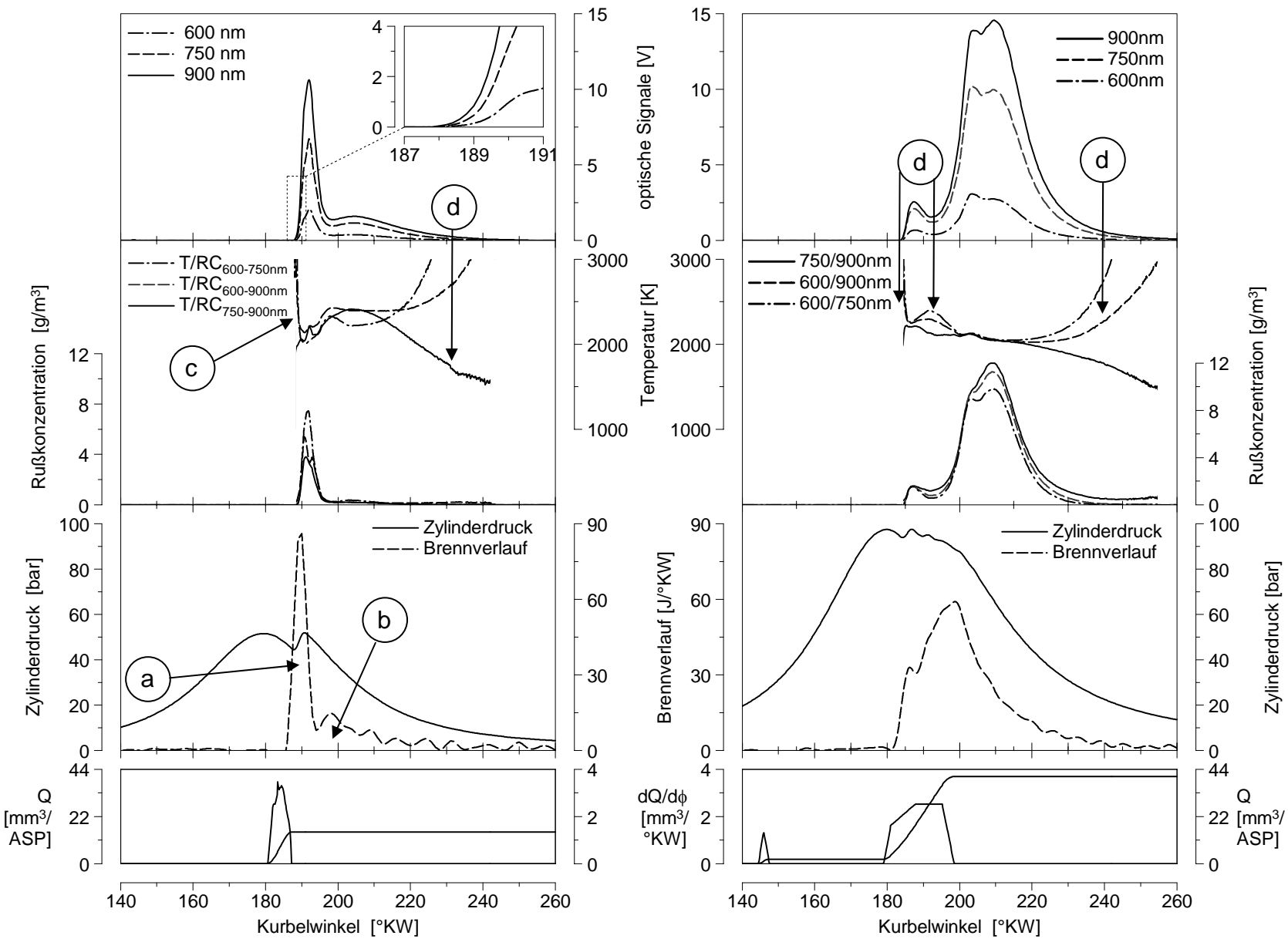


Abbildung 4.2

Vergleich der an den Wellenlängenstützstellen 600 nm, 750 nm und 900 nm berechneten optischen Größen, gemittelte Signale aus 100 Arbeitsspielen.
 OM904 (links): $n = 1400$ 1/min, $p_{mi} = 2,3$ bar
 OM611 (rechts): $n = 3200$ 1/min, $p_{mi} = 10,7$ bar

Dies spricht gegen die Erfahrung (Massenmitteltemperatur, adiabatisch-isobare Flammentemperatur, Temperatur des Verbrannten im Zweizonen-Modell), da man eine fallende Temperatur in der Entspannungsphase des Arbeitszyklus erwartet. Dieser Erwartung entspricht die aus den Signalen 750 nm und 900 nm berechnete Temperatur. Es wird deutlich, dass im mittleren Verlauf, wo die Signalintensität bei 600 nm am stärksten ist, eine gute Übereinstimmung erreicht werden kann. In allen ausgewerteten Betriebspunkten lagen hier die Abweichungen zwischen ± 0 bis 120 K. In Bereichen mit sehr kleinem Signal-Rausch-Verhältnis bei 600 nm wird die Temperaturberechnung verfälscht (d). Die Fehler werden in die Rußkonzentrationsberechnung übertragen bzw. über die falsche Schwarztemperatur noch verstärkt.

Aufgrund der Unplausibilität im Absolutwert bzw. Verlauf werden in weiteren Ausführungen nur die aus den Signalen 750 nm und 900 nm nach der Zwei-Farben-Methode berechneten Größen ausgewertet.

4.1.2 Einfluss der Sondenposition auf das Messergebnis

Eine zweite Bohrung für optische Untersuchungen ist nur bei großen Zylinderköpfen und kleinen optischen Fenstern möglich und liefert außer dem zeitlichen Versatz der Signale kaum zusätzliche Informationen [74].

Durch die Nachbildung der Glühstiftgeometrie gab es bei der Positionierung der optischen Sonde im OM611 keinen Spielraum. Bei der Montage der OM904-Sonde hingegen konnte zwischen der tiefsten und höchsten möglichen Position die Sondenhöhe variiert werden. Die höchste Position war durch die Gewährleistung eines freien 'Blicks' um 360° des optischen Sichtkegels bei 100 Grad um den Bohrungsrand hinaus und entsprach einer Dichtungsdicke von 4 mm. Bei der tiefsten Position mit 1-mm-Dichtring war die Sondenoberfläche nur knapp oberhalb der Einspritzstrahlachse, wodurch bereits von einer Benetzung der Sonde mit flüssigem Kraftstoff auszugehen war. In einem solchen Fall kann der Wärmeentzug des verdampfenden Kraftstoffs zu starken Temperaturgradienten an der Sondenoberfläche führen und diese beschädigen. Aus dem Grund wurden für die Sondenhöhenmessung zwei Betriebspunkte mit nur sehr kleiner Einspritzmenge vermessen.

Abbildung 4.3 zeigt einen Betriebspunkt, in dem mit unterschiedlichen Dichtungsdicken gemessen wurde. Trotz identischer Einstellung der Motor-Betriebsparameter kommt es zu einem unterschiedlichen Zündbeginn. Die Ursache hierfür kann am sog. 'Glühstifteffekt' liegen, bei dem die in den Brennraum hineinragende heiße Sondenoberfläche die Entzündung des Kraftstoffs begünstigt. Denkbar ist auch ein Einfluss des veränderten thermodynamischen Verdichtungsverhältnisses (s. Kap. 3.3.1), das für die Sondenposition mit 2-/1-mm-Dichtring um 0,1 höher lag und damit $\varepsilon_{th} = 17,1$ betrug. Die Phasenverschiebung der Signale wurde nachträglich bei der Auswertung korrigiert, die kleinen Bilder (a) zeigen den Zustand vor und nach der Phasenkorrektur. Die Heizverläufe sind weitgehend deckungsgleich; die kleine Zündbeginnverschiebung wirkt sich kaum auf die Verbrennung aus. Somit kann eine Beurteilung der Güte der optischen Signale sowohl in Intensität als auch in Phasenlage erfolgen.

Es wird deutlich, dass die Signalintensität der Festkörperstrahlung (repräsentativ dafür das Signal bei 900 nm) erwartungsgemäß bei dem 4-mm-Dichtring – aufgrund der höheren Position und dadurch größerem erfassten optischen Volumen – deutlich stärker ist (b) und der Signalanstieg früher erfolgt als bei kleineren Dichtringsdicken (c), und das obwohl sich die Sondenposition nur in Höhe verändert, also weiterhin über dem Einspritzstrahl die ‘selbe’ Verbrennung erfasst wird. Aus dem größeren Flächenintegral der Signale beim 4mm-Dichtring resultiert ein größerer Informationsgehalt; und obwohl kaum eine Verbesserung im Vergleich zum 3-mm-Ring zu beobachten ist, wird doch in der höchsten Position die

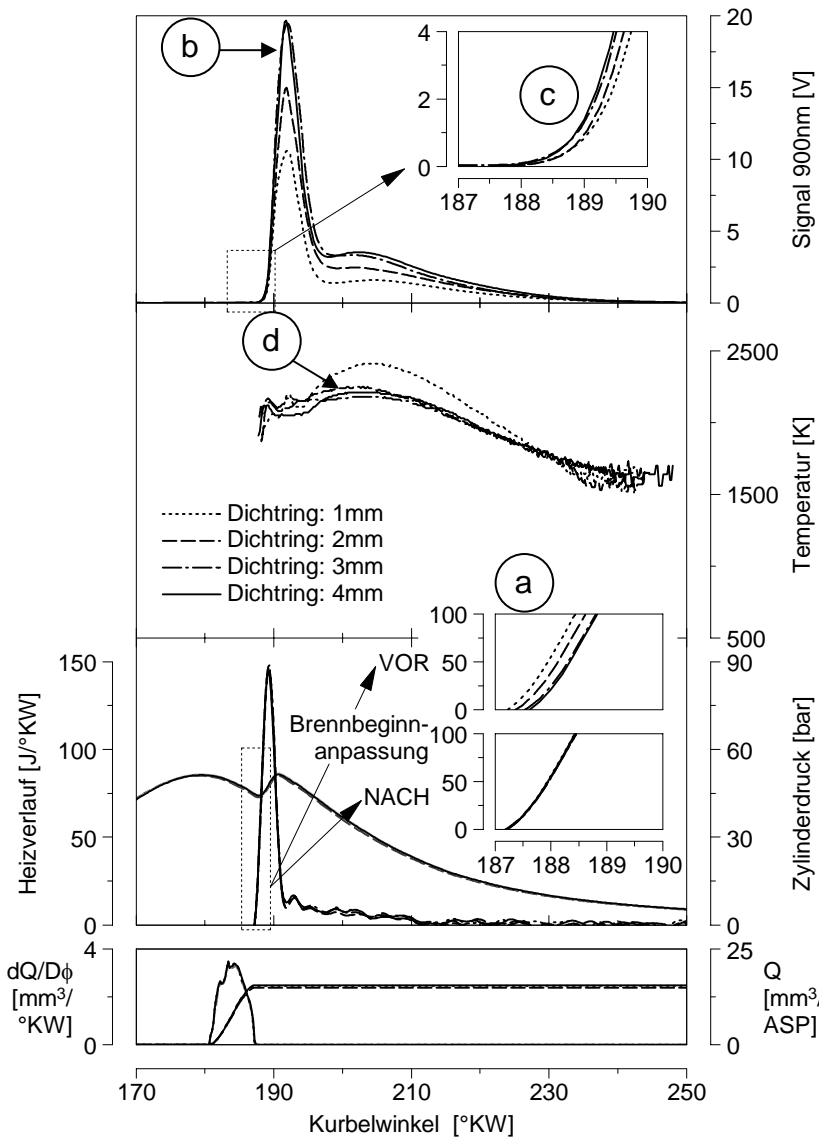


Abbildung 4.3 Variation der Sondenposition mit Hilfe von 4 unterschiedlichen Dichtringen in Höhe. OM904-Betriebspunkt: $n = 1400$ 1/min, $p_{mi} = 2,3$ bar

Verbrennung am wenigsten beeinflusst, was im Falle der tiefsten Position wegen der in den Brennraum hineinragenden Sonde nicht behauptet werden kann.

Die ermittelten Temperaturen in den Höhenlagen mit 2-/3-/4-mm-Dichtringen haben einen nahezu deckungsgleichen Verlauf (d). Der davon abweichende Temperaturverlauf beim 1-mm-Dichtring kann möglicherweise auf die bereits diskutierte Kraftstoffbenetzung bzw. -verdampfung zurückgeführt werden. Die stärkste Verrußung der Sonde aus allen Positionen in dieser Variation erhärtet diese Vermutung.

In allen weiteren Untersuchungen wurde daher die Einbauweise mit dem 4-mm-Dichtring verwendet.

4.1.3 Einfluss des Öffnungswinkels der Sonde auf das Messergebnis

Zur Überprüfung des Einflusses des Sondenöffnungswinkels wurde mit Hilfe eines Adapters die OM611-Sonde in das OM904-Aggregat eingebaut. Abbildung 4.4 zeigt einen Betriebspunkt, in dem am OM904-Aggregat mit beiden optischen Sonden gemessen wurde. Die gute Übereinstimmung der indizierten Nadelhub-, Leitungsdruck- und Druckverläufe (a) sowie der Einspritz-/Brennverläufe und der Massenmitteltemperaturen (b) zeigt, dass der Messpunkt mit beiden Sonden genau getroffen wurde. Somit ist die Verbrennung repräsentativ und es sind keine unterschiedlichen Einflüsse auf die Signale zu erwarten.

Das erste Maximum im Rußkonzentrationsverlauf (c) stimmt bei beiden Messungen gut überein. Im weiteren Verlauf der Verbrennung wird mit der OM611-Sonde jedoch weniger Ruß detektiert (schraffierter Bereich). Gegen Ende der Verbrennung liegen die Rußkonzentrationen wieder auf annähernd gleichem Niveau. Um diesen Effekt zu untersuchen, sollen die Rohsignale näher betrachtet werden.

Bei der Normierung der 900-nm-Signale an der Stelle ihres lokalen Maximums bei 185 °KW muss das mit der OM611-Sonde gemessene Signal mit einem Skalierungsfaktor multipliziert werden. Das kleinere gemessene Spannungssignal resultiert aus der kleineren Durchlässigkeit der OM611-Sonde als Folge des kleineren Brennraumfensters und Öffnungswinkels. Zur Bestimmung des 'tatsächlichen Signalverhältnisses' $V_{S/185^{\circ}KW}$ an dieser Stelle muss noch die unterschiedliche Verstärkereinstellung berücksichtigt werden. Das so ermittelte Signalverhältnis nimmt bis 200 °KW um 69 % zu (d).

Aus den Verläufen der optischen Volumina von OM904- und OM611-Sonde lässt sich ein 'theoretisches Signalverhältnis V_{th} ' an der entsprechenden Stelle bestimmen (e): dieses gibt das Verhältnis der erfassten optischen Volumina, multipliziert mit dem Verhältnis der aus der Kalibrierung genau bekannten Durchlässigkeit der Sonden, wider. Das so bestimmte theoretische Signalverhältnis verändert sich in dem betrachteten Intervall zwischen 185 und 200 °KW kaum (e).

Wenn man in beiden Fällen von einer annähernd identischen Strahlungsquelle ausgeht (gleiche Sondenlage, annähernd gleiche Verbrennung, damit annähernd gleiche Rußstrahlung) müsste die Änderung der Strahlungssignal-Proportionalität gleich der Änderung des theoretischen Signalverhältnisses sein. Die große Diskrepanz der Messung (1,690) im Vergleich zur theoretisch bestimmten Änderung des Signalverhältnisses (1,007) bedeutet, dass relativ betrachtet die mit der OM611-Sonde erfasste Signalintensität abfällt, während die OM904-Sonde bei hohen Signalwerten bleibt. Das Phänomen konnte in gleicher Form auch in drei weiteren Betriebspunkten beobachtet werden.

Daraus lassen sich folgende Schlüsse ziehen:

- In der ersten Phase der Verbrennung erfassen beide Sonden etwa die gleiche Rußstrahlung, resultierend aus der Position über dem zu brennen beginnenden Einspritzstrahl.
- Bei vermehrter Rußbildung erfasst die OM611-Sonde aufgrund ihres kleineren optischen Öffnungswinkels den strahlenden Ruß in den Randbereichen des Brennraumes (der Kolbenmulde) – im Gegensatz zur OM904-Sonde mit größerem Öffnungswinkel – nicht mehr. Gegen Ende der Verbrennung und bei vermehrtem Rußabbrand wird der Effekt

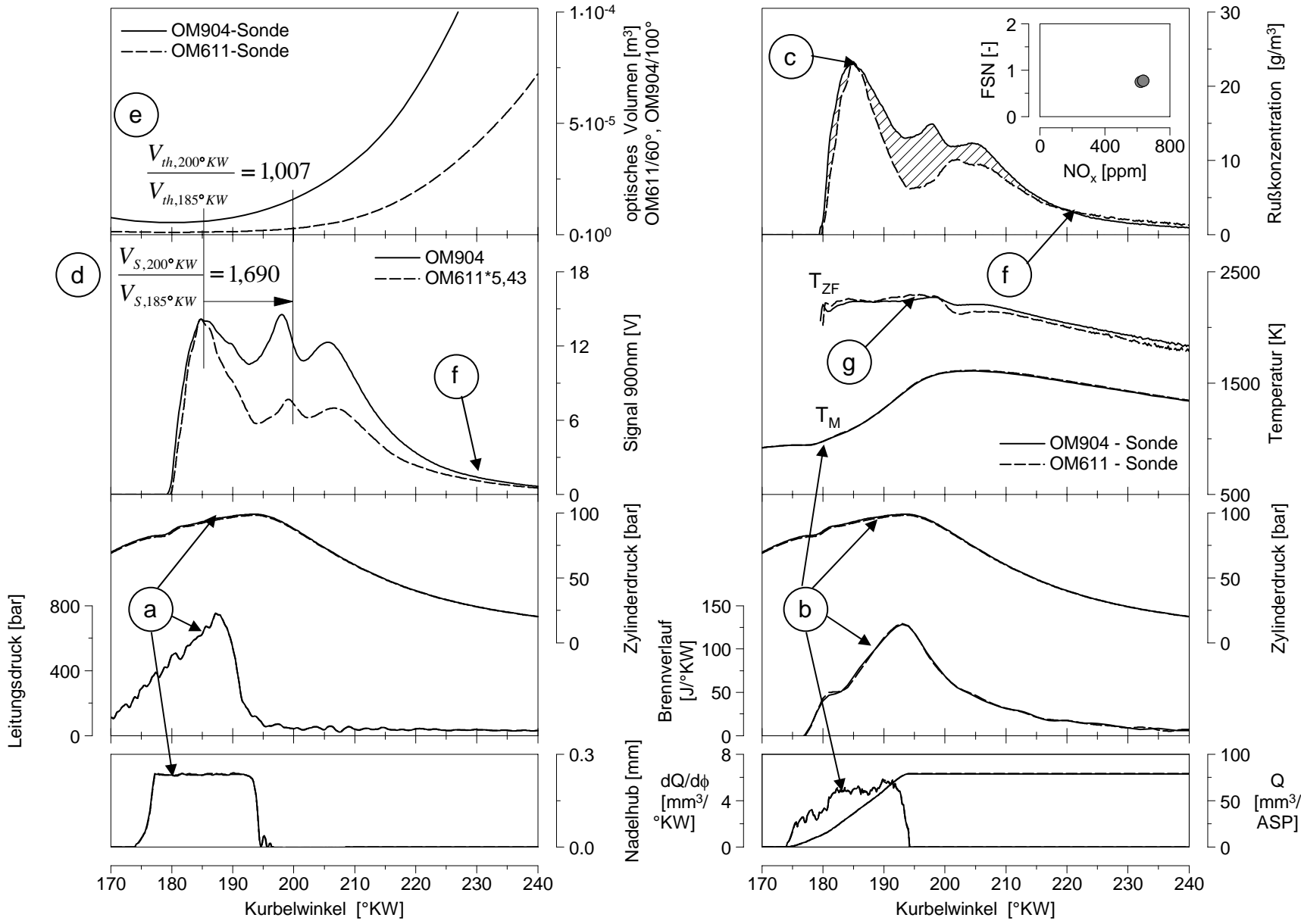


Abbildung 4.4 Einsatz der OM611-Sonde (60° Öffnungswinkel) und der OM904-Sonde (100° Öffnungswinkel) im OM904-Betriebspunkt $n = 1400$ 1/min, $p_{mi} = 11,8$ bar.

durch die Abwärtsbewegung des Kolbens gemindert (f), da dann die Randbereiche auch mit dem kleineren Sichtkegel der OM611-Sonde wieder erfasst werden können .

- Der gesamte Verlauf der Zwei-Farben-Temperatur bleibt in den Grenzen der üblichen Wiederholgenauigkeit der Messmethode (g) und wird somit von der erfassten Rußmenge kaum beeinflusst.

Ein weiterer, interessanter Aspekt für den Vergleich der gemessenen optischen Größen mit beiden Sonden sind die Zyklenschwankungen in demselben Messpunkt, dargestellt in Abbildung 4.5.

Deutlich wird die etwa doppelt so starke Schwankungsbreite der ermittelten Rußkonzentration bei der OM611-Sonde (a) gegenüber den Zyklenschwankungen gemessen mit der OM904-Sonde (b), trotz gleich stabiler Einspritzung bzw. Verbrennung. Die Erklärung dafür ist mit großer Wahrscheinlichkeit auch in den unterschiedlichen optischen Volumina zu suchen: eine geringfügige lokale Veränderung der Verbrennung bzw. der stark strahlenden, mit Ruß gefüllten Bereiche von einem Zyklus zum nächsten wirkt sich bei dem kleinen erfassten optischen Volumen der OM611-Sonde relativ stark aus, während bei dem großen optischen Volumen der OM904-Sonde eine derartige Veränderung aufgrund des integrierenden 'Glättungseffektes' weniger ins Gewicht fällt. Starke Zyklenschwankungen sind also nicht nur auf die Verbrennungsstochastik sondern auch auf das Erscheinen (Verschwinden) stochastisch rußender Bereiche im (aus dem) Beobachtungsvolumen zurückzuführen.

Trotz der starken Schwankung bei der OM611-Sonde wird zu Beginn die gleiche Rußkonzentration gemessen wie mit der OM904-Sonde. Die große Abweichung der beiden gemittelten Verläufe im Bereich von 190 bis 210 °KW ist damit nicht das Resultat von Zyklenschwankungen, sondern ist, wie bereits diskutiert, prinzipbedingt die Folge des kleineren optischen Volumens.

OM904-Sonde:

OM611-Sonde:

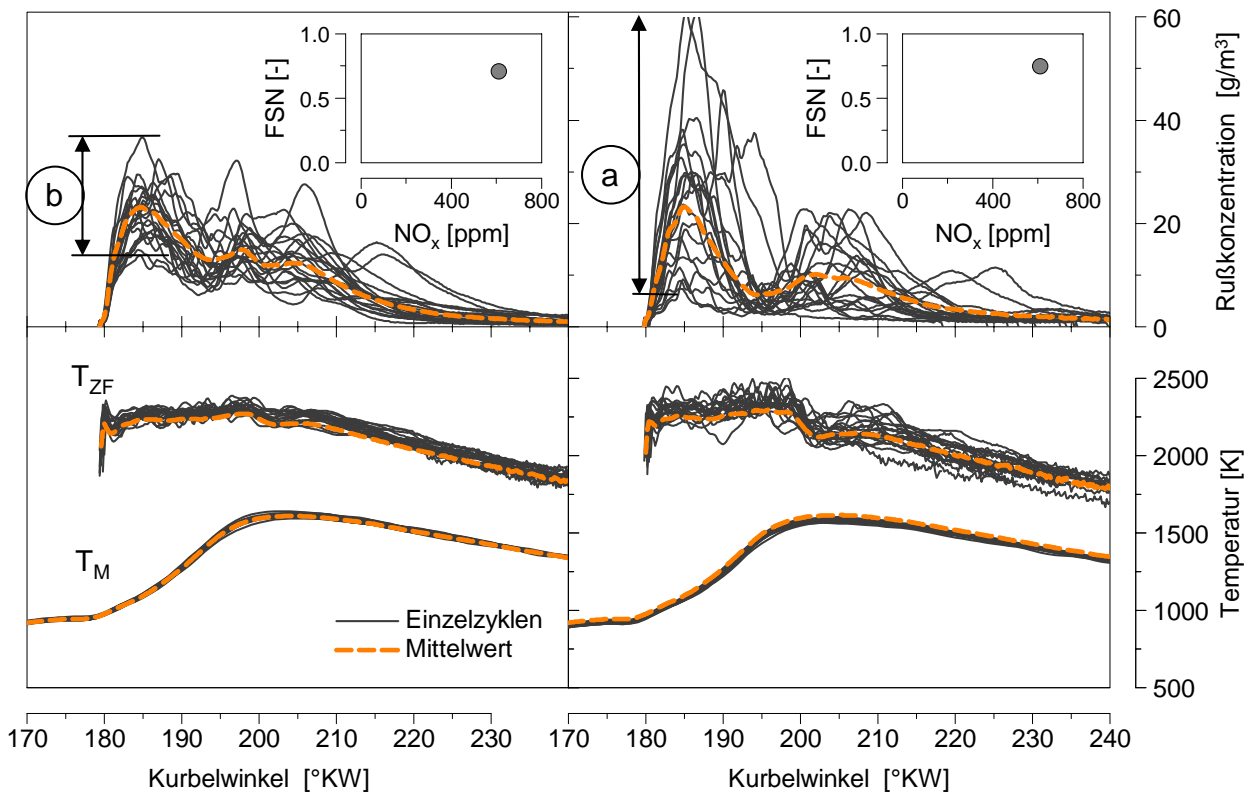


Abbildung 4.5 Betrachtung der Zyklenschwankungen von 20 aufeinanderfolgenden Arbeitsspielen, mit Mittelwerten aus 100 Zyklen der Messpunkte aus Abb. 4.4.

4.1.4 Morphologie der optischen Signale

Die gemessenen optischen Signalverläufe weisen eine oder mehrere Täler bzw. Höcker auf, die auch in anderen Veröffentlichungen über optische Messungen an ähnlichen Dieselmotoren fast ausnahmslos zu beobachten sind [18, 44, 76...]. Die Phasenlage und Höhe dieser Singalerhebungen bestimmen nicht nur Merkmale des Verlaufes über ein Arbeitsspiel, sondern beeinflussen auch die Höhe und Lage der aus dem Signalintegral bestimmten charakteristischen Größen, etwa der 'Schwerpunktlage'. Aus diesem Grund ist es wichtig, die Ursache für dieses Phänomen zu finden.

In Abbildung 4.6 ist eine Variation der Einlasskanalabschaltung am OM611 dargestellt. Bei offenem Füllungskanal beträgt laut Herstellerangabe die Drallzahl im unteren Totpunkt $DRZUT = 2,6$, bei abgeschaltetem Füllungskanal (EKAS aktiviert) wird das Drallniveau auf $DRZUT = 7,1$ angehoben. Gerade bei Abgasrückführung kann die EKAS ihr volles Potenzial bei der Absenkung der Rußemission ausschöpfen (a). Die Ursache dafür könnte die kleinere charakteristische Mischungszeit [28] und die damit verbundene bessere Rußoxidation sein.

Der Dralleinfluss auf den Brennverlauf ist sehr deutlich. Die annähernde Verdreifachung des Dralls bewirkt eine schnellere Verdampfung und Vermischung der eingebrachten Voreinspritzmenge, wodurch ihre Abmagerung beschleunigt wird und diese nur zu einem Teil in der Vorverbrennung umgesetzt werden kann (b).

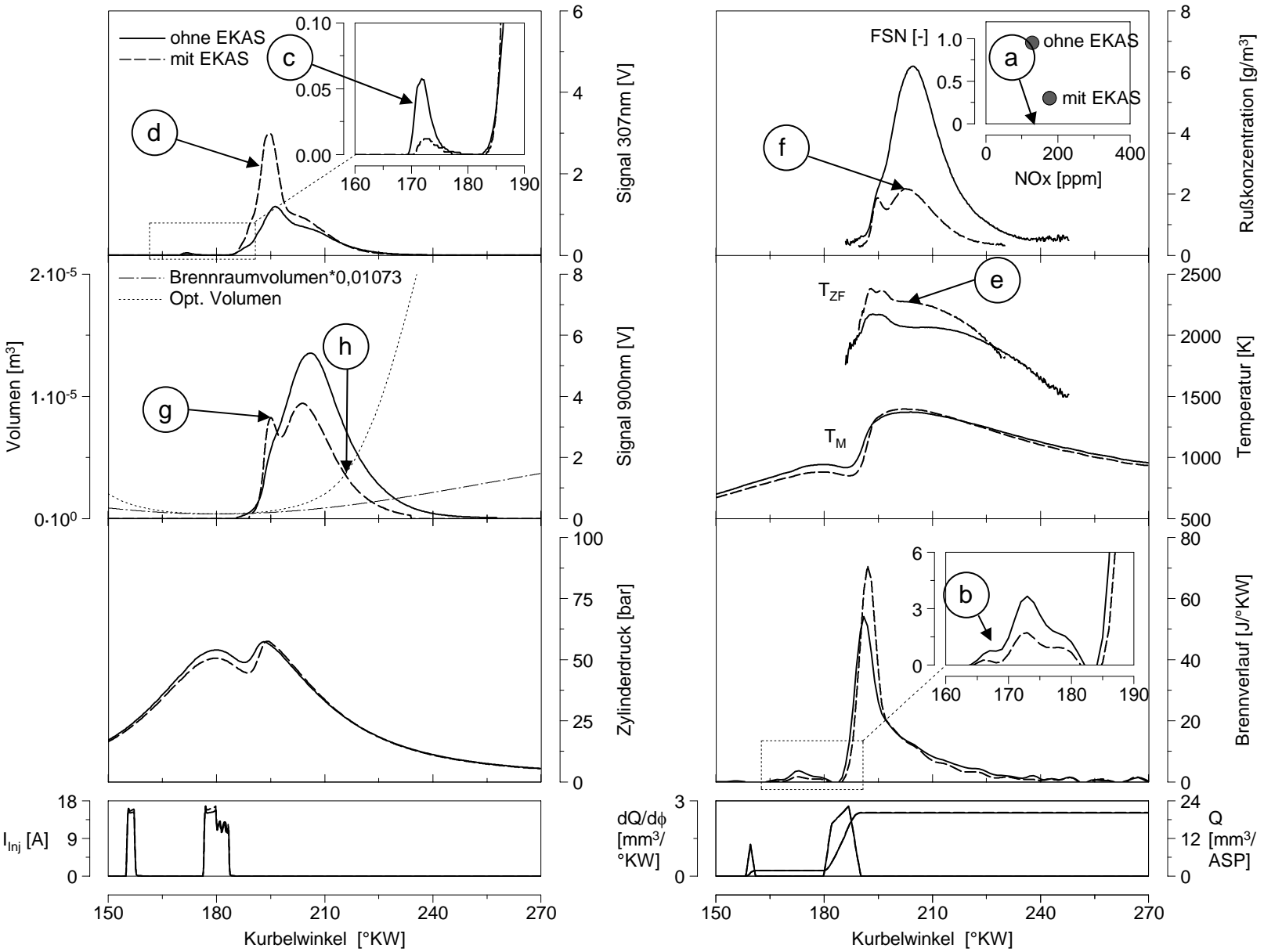


Abbildung 4.6 Variation des Ansaugdralls über Einlasskanalabschaltung bei 20% AGR. OM611-Betriebspunkt: $n = 2000$ 1/min, $p_{mi} = 5,5$ bar

Der daraus resultierende längere Zündverzögerung der Hauptverbrennung bewirkt einen höheren Premixed-Anteil bzw. eine schnellere Wärmefreisetzung.

Das UV-Teilspektrum bei 307 nm, im weiteren 'OH-Strahlung' genannt, zeigt einen sehr ähnlichen Verlauf in der Vorverbrennung (c) und einen ausgeprägten Peak in der Vormischphase der Hauptverbrennung (d). Die Zwei-Farben-Temperatur bei EKAS erhebt sich im mittleren Verlauf deutlich vom Messpunkt ohne EKAS (e), ihre Zunahme ist im Vergleich zur Massenmitteltemperatur viel ausgeprägter. Könnte die Zwei-Farben-Temperatur einer rußenden fetten Flammenschicht zugeordnet werden, so würde die Zunahme dieser Flammentemperatur eine Abmagerung des Luftverhältnisses bzw. dessen Verschiebung in Richtung des stöchiometrischen Luftverhältnisses bedeuten, was aufgrund des höheren Dralls plausibel erscheint. Die Zwei-Farben-Temperatur soll mit Hilfe der Modellergebnisse aus der Zwei-Zonen-Rechnung in Kap. 6.5 näher untersucht werden.

Die ermittelte maximale Rußkonzentration ist bei EKAS deutlich kleiner (f) und der abfallende Ast des Rußkonzentrationsverlaufes zeigt qualitativ die niedrigere Rußemission im Abgas.

Der Einbruch im Signalverlauf resultiert aus der Festkörperstrahlung (g), deren Morphologie näher untersucht werden soll. Als Ursache für den Abfall und dann einen starken Anstieg der Signalintensität wurde zunächst die Abdeckung des Brennraumes vor der Sonde, durch die Spitze der Kolbenmulde bei einer Kolbenlage um OT, vermutet (s. Anhang A.5). Der Signalanstieg wäre durch die starke Vergrößerung des optischen Volumens und der darauffolgenden Zunahme der Rußstrahlung bei Herabbewegung des Kolbens erklärbar. Wie in Abbildung 4.6 zu sehen ist, hat das aus dem 3D-Modell bestimmte optische Volumen in OT-Nähe einen sehr kleinen Wert und nimmt dann im Vergleich zum Brennraumvolumen überproportional stark zu (h). Die Volumenzunahme erfolgt jedoch erst ab ca. 210 °KW und ohne eine ausgeprägte Unstetigkeit.

Bei näherer Betrachtung des 900-nm-Signals kann der Signaleinbruch eindeutig dem Drall zugeordnet werden.

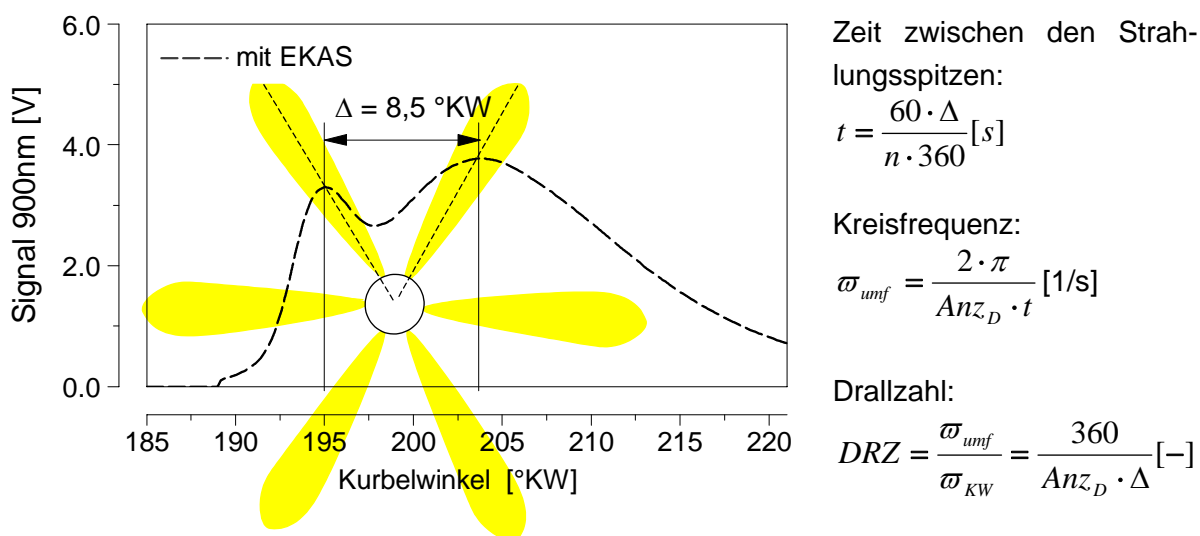


Abbildung 4.7 Berechnung der Drallzahl aus der Frequenz der vor der optischen Sonde vorbeigewehrten Einspritzstrahlen im Messpunkt aus Abb. 4.6

Berechnet man die verstrichene Zeit t zwischen den Spitzen der Signalerhebungen und nimmt an, dass diese durch zwei vorbeigewehte brennende Einspritzstrahlen entstehen, so ergibt sich nach der Multiplikation mit der Anzahl der Spritzlöcher Anz_D eine Kreisfrequenz, aus der eine Drallzahl von $DRZ = 7,06$ folgt (s. Abb. 4.7). Wie aus Strömungsmessungen bekannt, 'überlebt' der Drall in der Kolbenmulde in der Kompressionsphase weitgehend bis nach OT; daher erscheint dieser Wert im Vergleich zur Herstellerangabe ($DRZUT = 7,1$) plausibel.

In Abbildung 4.8 ist eine Drehzahlvariation dargestellt. Die Messpunkte wurden am Prüfstand bei konstanter Einspritzmenge bzw. Raildruck und Aufladung durch Anpassung des ersten Anstiegs des online angezeigten Heizverlaufes in der Hauptverbrennung (a) mit Hilfe des Einspritzbeginns eingestellt.

Der Vormischanteil der Hauptverbrennung steigt trotz abnehmender Vorverbrennung nicht; die Einspritzrate und die Brennrate gehen mit der Drehzahl stark zurück. Aus der verschleppten Verbrennung resultiert eine deutliche Zunahme der Rußemission, die sich qualitativ auch im langsamen Abfall und höherem Niveau der Rußkonzentrationsverläufe gegen Brennende zeigt (b).

Aus der Drehzahlvariation wird deutlich, dass sich die Einbuchtung im Signal mit der Drehzahl nach 'hinten' verschiebt (c), was die – an eine bestimmte Kolbenposition gebundene – Abdeckung durch die Muldenspitze als alleinige Ursache endgültig ausschließt. Wird aus den Signalerhebungen in diesen Messpunkten nach der vorgestellten Methode der Drall errechnet, erhält man näherungsweise folgende Werte:

- $n = 2000 \text{ 1/min} \rightarrow DRZ \sim 5,4$
- $n = 3000 \text{ 1/min} \rightarrow DRZ \sim 4,0$
- $n = 4000 \text{ 1/min} \rightarrow DRZ \sim 3,5$

Diese Werte sind höher als das angegebene Drallniveau ohne EKAS ($DRZUT=2,6$). Es müssen jedoch die Randbedingungen beachtet werden, nämlich dass eine Erhebung nur dann mit der Lage des Einspritzstrahls direkt gleichgesetzt werden kann, wenn alle Strahlen zu jedem Zeitpunkt gleich strahlen. Da sich aber die Einspritzstrahlen über °KW in unterschiedlichen Phasen der Verbrennung befinden, somit unterschiedlich stark emittieren können und ihre Verteilung im Raum sich mit der Zeit ändert, erscheint die Zurückführung der Erhebungen auf den Drall trotz abweichender Absolutwerte richtig. Zudem zeigen die ermittelten Drallwerte eine abnehmende Tendenz mit der Drehzahl, was ebenfalls plausibel ist, da die Dissipation bzw. Abbremsung der Umfangsgeschwindigkeit zunimmt.

Ein letzter, wichtiger Aspekt: das erste Erscheinen der Signale verschiebt sich trotz gleichem Brennbeginn mit der Drehzahl (d). Auch wenn aufgrund der Drehzahl von einer langsameren Rußbildungsrate auszugehen ist, so scheint es, dass zu Beginn der Verbrennung, wenn die Verbrennungsherde im Einspritzstrahl noch sehr klein sind, die Strahlung erst dann detektiert wird, wenn der Strahl vor die Sonde geweht wird.

Auch wenn dieser Effekt nicht in jedem Betriebspunkt und bei weitem nicht in vollem Umfang zum Tragen kommt, ist dies eine erhebliche Einschränkung.

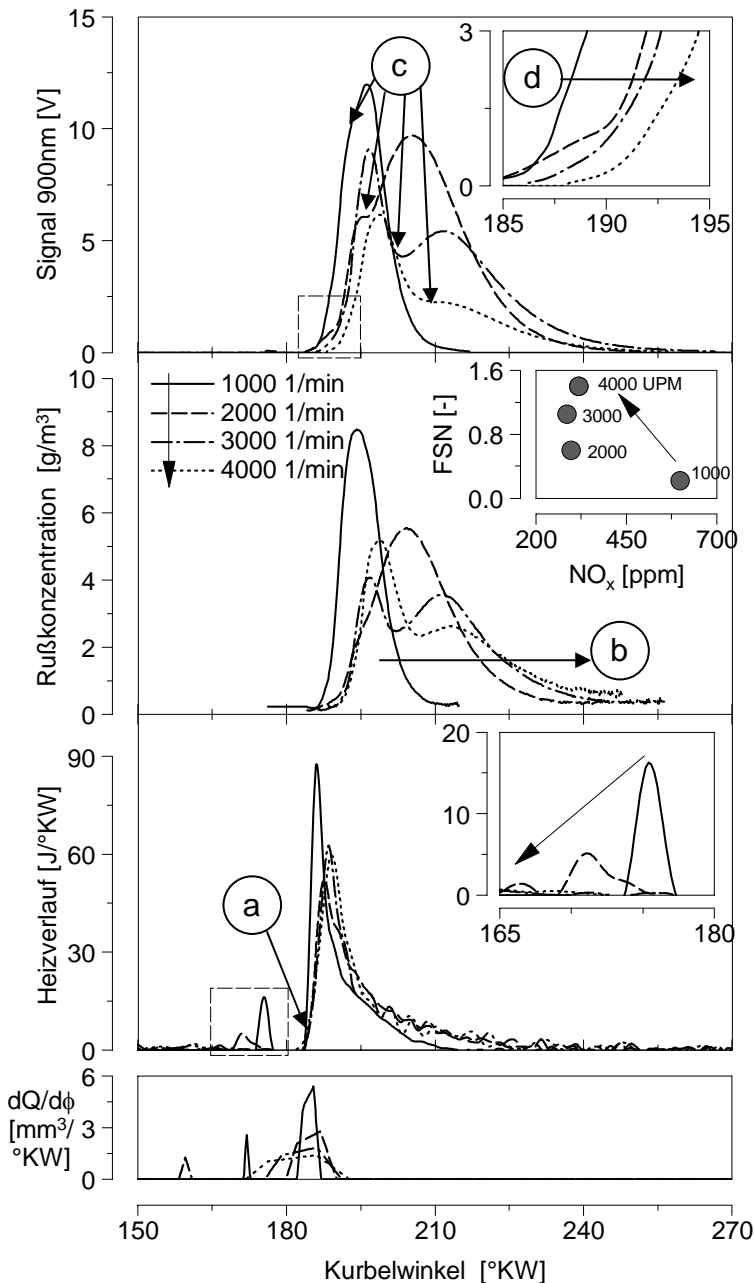


Abbildung 4.8
 Variation der Drehzahl von 1000 bis 4000 UPM am OM611 ohne EKAS und ohne AGR. Ausgangs-Betriebspunkt: $n = 2000$ 1/min, $p_{mi} = 5,5$ bar

Bei dem drallarmen OM904-Aggregat kann hingegen von einem Dralleinfluss auf die optischen Signale nicht ausgegangen werden, verschiebt sich doch die Signaleinbuchtung auch bei konstanter Drehzahl, wie in Abbildung 4.9 am Beispiel einer Einspritzdauervariation bei 1800 UPM beobachtet werden kann. Das nicht orts- (kolbenstellung-) bzw. drehzahlgebundene Phänomen ist auch bei anderen Parametervariationen gut reproduzierbar und lässt folgende Interpretationen für die Entstehungsursachen zu:

- Bei höherer Einspritzrate verschiebt sich die Delle im Signal in Richtung 'spät' und der darauffolgende Anstieg fällt mit dem Ende der Einspritzung zusammen (a). Die Zunahme der Festkörperstrahlung kann auf die, bei Einspritz-Ende in den Brennraum gelangende, schlecht aufbereitete und damit stark rußende Kraftstofftropfen zurückgeführt werden.

- Da mit längerer Einspritzung die Einspritzrate kontinuierlich zunimmt (a, b), werden die zuerst in den Brennraum eingebrachten Kraftstoffpakete von den späteren mit höherer Einspritzrate 'eingeholt'. Dieser Effekt wird durch den hinter den ersten Paketen entstehenden 'Windschatten' begünstigt. Durch diese PLD-typische 'Einspritzstrahlaufdünnung' können aufgrund der vermehrten Rußbildung, die aus der Einspritzung in brennende Strahlbereiche resultiert, stark rußende und dadurch intensiv strahlende Bereiche entstehen, die direkt mit der Einspritzrate zusammenhängen. Nimmt diese zu, wird die 'Aufdünnung' zeitlich und räumlich hinausgeschoben. Zudem kommt es bei fortschreitender Verbrennung und abnehmendem Luftverhältnis zu einer tendenziell fetteren Verbrennung und damit vermehrter Rußbildung.

Der Vergleich der optischen Signale mit der Turbulenz im Brennraum (s. Kap. 6.5.3) belegt den Zusammenhang zwischen der Signaleinbuchtung und der Einspritzrate.

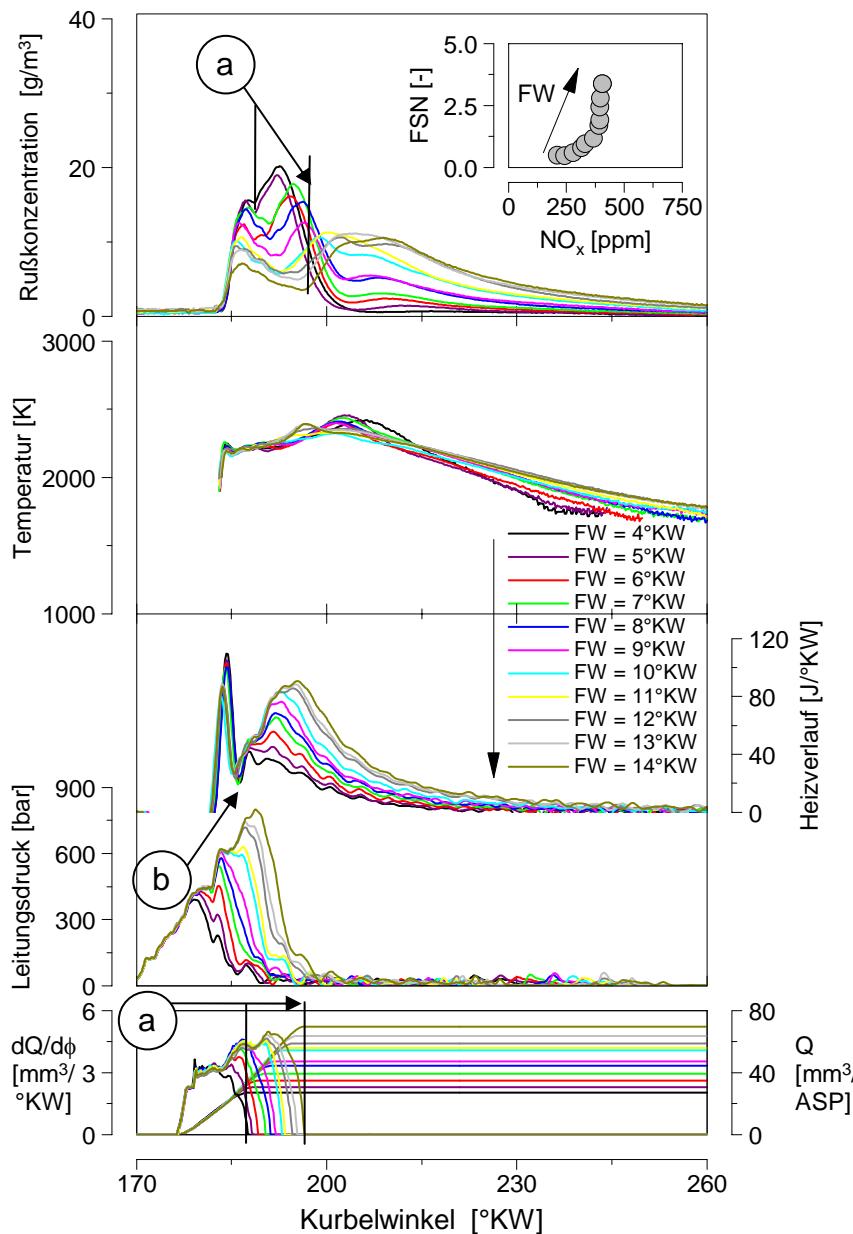


Abbildung 4.9

Variation der Einspritzdauer am OM904 bei $n = 1800$ 1/min, $p_{mi} = 3,6$ bar bis 9,0 bar

Fazit

Die in diesem Kapitel gewonnenen Erkenntnisse sind für die Interpretation der optischen Messungen von essentieller Bedeutung.

Das Beobachtungsvolumen ist demnach mitentscheidend für das erfasste optische Signal bzw. die daraus bestimmte integrale Rußkonzentration. Unterschiedliche optische Beobachtungsvolumina ergeben aufgrund der starken Inhomogenität der dieselmotorischen Verbrennung unterschiedliche Messergebnisse.

Die lokalen Inhomogenitäten beeinflussen – auch bei einem großen Öffnungswinkel der Sonde – erheblich die Form der optischen Signale. Die integrale Strahlungsintensität wird durch örtlich beschränkte Phänomene überlagert und kann dadurch nicht für die gesamte Verbrennung bzw. den ganzen Brennraum als repräsentativ gelten. Dies betrifft insbesondere die absolute Höhe der Rußkonzentration. Auch die Phasenlage der Signalschwerpunkte wird durch die Verteilung der Signaleinbrüche und –Erhebungen beeinflusst.

4.2 Korrelation zwischen den Strahlungssignalen und thermodynamischen Größen

4.2.1 Überprüfung der OH-Überdeckung

Aufgrund einer evtl. vorhandenen teilweisen oder vollständigen Überdeckung der OH-Strahlung durch die wesentlich intensitätsstärkere Festkörperstrahlung des Rußes bzw. die Kraftstofflumineszenz sollte vor einer Untersuchung der Korrelation mit den thermodynamischen Größen eine Überprüfung der OH-Überdeckung durchgeführt werden.

Mit dem vierarmigen Lichtwellenleiter der GMT bietet sich auf einfache Art die parallele Messung von Teilspektren 'links' und 'rechts' neben dem OH-Signal an. Durch die anschließende Differenzbildung der OH-Strahlung und des Grundrauschens im UV-Bereich kann der OH-Peak bei 307 nm isoliert werden. Abbildung 4.10 verdeutlicht diese Vorgehensweise und zeigt dabei zwei Extremfälle.

Die nachfolgende Liste enthält die Filterbelegung der vier Lichtwellenleiter-Arme während der Messung der OH-Überdeckung mit der Angabe der Zentralwellenlänge (ZWL) und Halbwertsbreite bei 50% Transmission (HWB) der verwendeten Filter:

Filter Nr.:	ZWL [nm]	HWB [nm]	Strahlungsquelle	Sensorart
1	249,7	7	(NO)	PM
2	306,8	7	OH	PM
3	340,0	10	(CHO)	PM
4	900,0	3	Ruß	PD

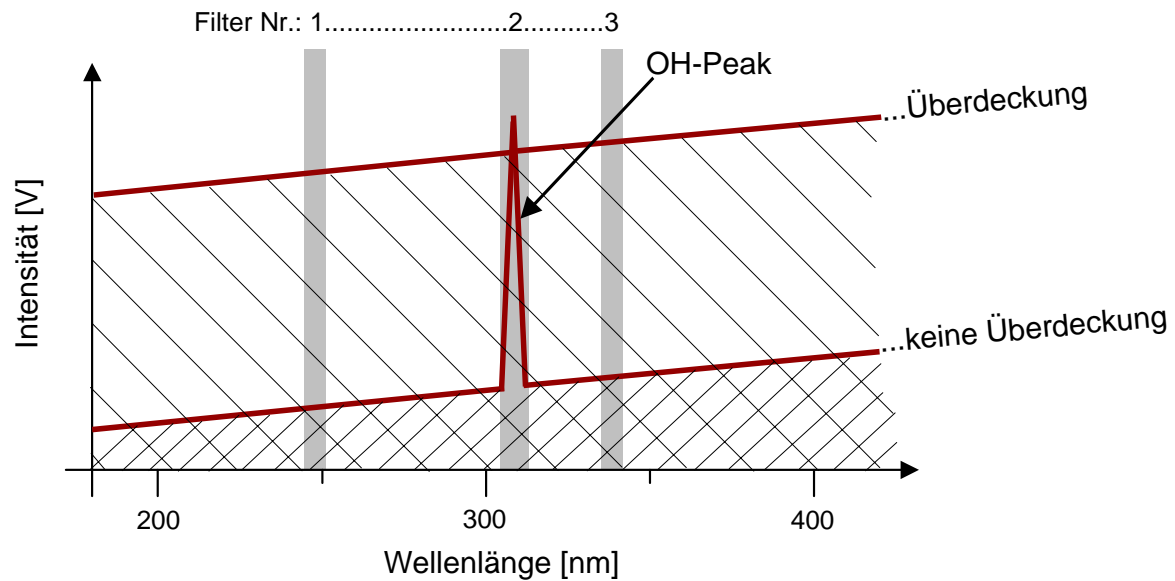


Abbildung 4.10 Erfassung der Grundstrahlung im Bereich des OH-Radikals. Beispielhaft dargestellt sind die Fälle bei Überdeckung (oben) und ohne Überdeckung.

Die Filter 1 und 3 können bei entspr. Anregung bei Untersuchungen nichtrußender Flammen – z.B. bei homogener Otto- oder HCCI-Verbrennung – zur Erfassung der Bandenstrahlung der Radikale NO und CHO eingesetzt werden. In dieser Arbeit wurden die Filter lediglich zur Erfassung von Teilspektren der UV-Strahlung an ihren Zentralwellenlängen verwendet. Über die (relative) Kalibrierung mit einer Quarzhalogenlampe (s. Anhang A.3) wurden nach der Messung die Rohsignale (Ausgangsspannungen U_1 , $U_{OH,roh}$, U_3) um die spektralen optischen Eigenschaften der gesamten Messkette bzw. die unterschiedliche Verstärkereinstellung korrigiert.

Der von dem Grundrauschen 'bereinigte' OH-Peak U_{OH} berechnet sich danach durch den Abzug der Verbindungsgeraden zwischen den zwei Stützstellen 1 und 3 vom gemessenen OH-Signal $U_{OH,roh}$:

$$U_{OH} = U_{OH,roh} - \left[U_1 + \left(\frac{ZWL_{OH} - ZWL_1}{ZWL_3 - ZWL_1} \right) \cdot (U_3 - U_1) \right] \quad (\text{Gl. 4.1})$$

Diese Vorgehensweise setzt voraus, dass keine Strahlungspeaks bei 249,7 bzw. 340 nm auftreten und die Grundstrahlung durch eine Gerade genau genug angenähert werden kann. Letzteres konnte nicht überprüft werden, da keine Messungen des Gesamtspektrums mit Gittermonochromator zur Verfügung standen. Über eine Lumineszenz der Radikale NO und CHO wird in keiner dem Autor bekannten Literaturstelle über spektroskopische Untersuchungen der Dieselerverbrennung berichtet, womit dies als sehr unwahrscheinlich gilt.

Abbildung 4.11 stellt am Beispiel von gemittelten Signalen eines OM611-Messpunktes die Ermittlung der vom Grundrauschen befreiten OH-Strahlung dar, in Abb.4.12 werden jeweils 6 ausgewählte Einzelzyklen mit stärkstem OH-Peak bei ausgeprägter Vormischverbrennung der Hauptverbrennung ($n = 3200$ 1/min) und bei verlängerter Voreinspritzdauer bzw. starker Vorverbrennung ($n = 2000$ 1/min) am OM611 gezeigt.

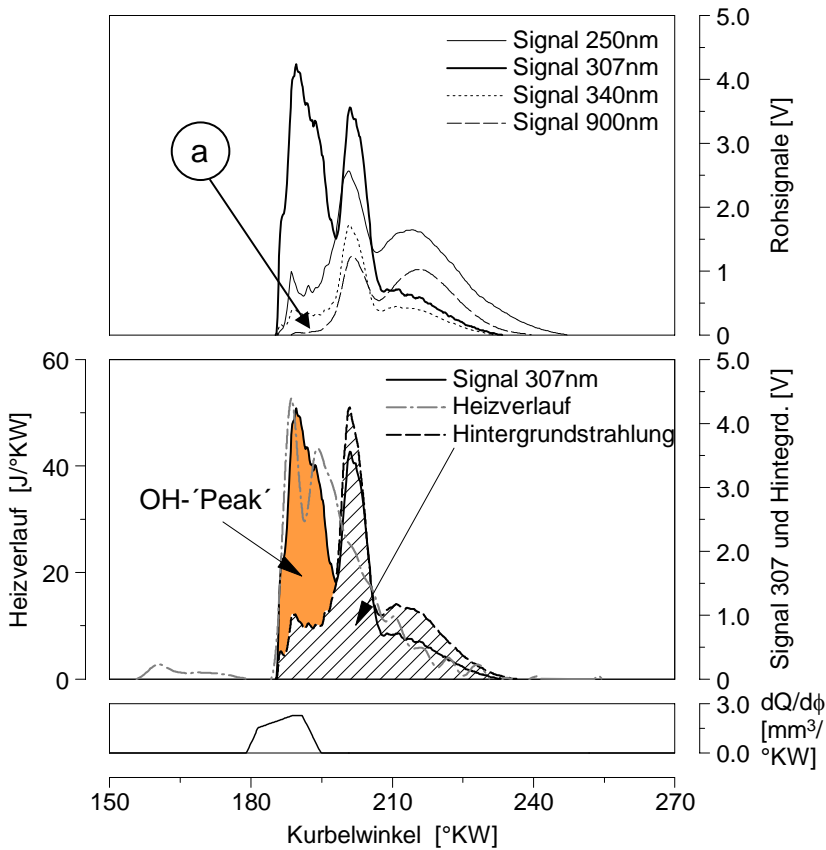


Abbildung 4.11
 Ermittlung der OH-Strahlung
 anhand von gemittelten
 Signalen. OM611-Standard-
 lastpunkt bei $n = 3200$
 $1/\text{min}$, $p_{mi} = 6,8$ bar.

Bei ausgeprägter Vormischverbrennung der Hauptverbrennung wird in der ersten Phase ein OH-Signal detektiert, im weiteren Verlauf steigt mit zunehmender Rußbildung die Hintergrundstrahlung an und es kommt zu einer Überdeckung des Signals bei 307 nm. In der Diffusionsverbrennung ist OH nicht messbar, mit dem 307-nm-Signal wird nur mehr ein Teilspektrum der Hintergrundstrahlung gemessen, ohne einen Informationsgehalt aus dem OH-Peak. Auch im günstigsten Fall einer niederen Teillast beim OM904 (keine Vorverbrennung, langer Zündverzug, hoher Vormischanteil der HV) konnte nach Beginn der HV nicht länger als bis zur maximalen Umsatzrate ein nicht überdecktes OH-Signal detektiert werden. Ein Indiz dafür, dass während des Verlaufs der Vormischverbrennung, zunehmend mehr Ruß produziert wird, also die Verbrennung sich in Richtung Diffusionsverbrennung verlagert, wie auch im OM611-Betriebspunkt in Abb. 4.11 am Verlauf des Signals 900 nm zu erkennen ist (a).

Während der Vorverbrennung konnte in keinem der gemessenen OM611-Betriebspunkte eine Rußstrahlung beobachtet werden. Hier besteht das Signal bei 307 nm bis zu 90% aus dem stark ausgeprägten OH-Peak. Trotz stabiler Vorverbrennung (kleine Schwankungen im Heizverlauf) wird nicht in jedem Zyklus ein OH-Strahlungssignal detektiert. Wenn jedoch eines gemessen wird, besteht es zum größten Teil aus dem OH-Peak.

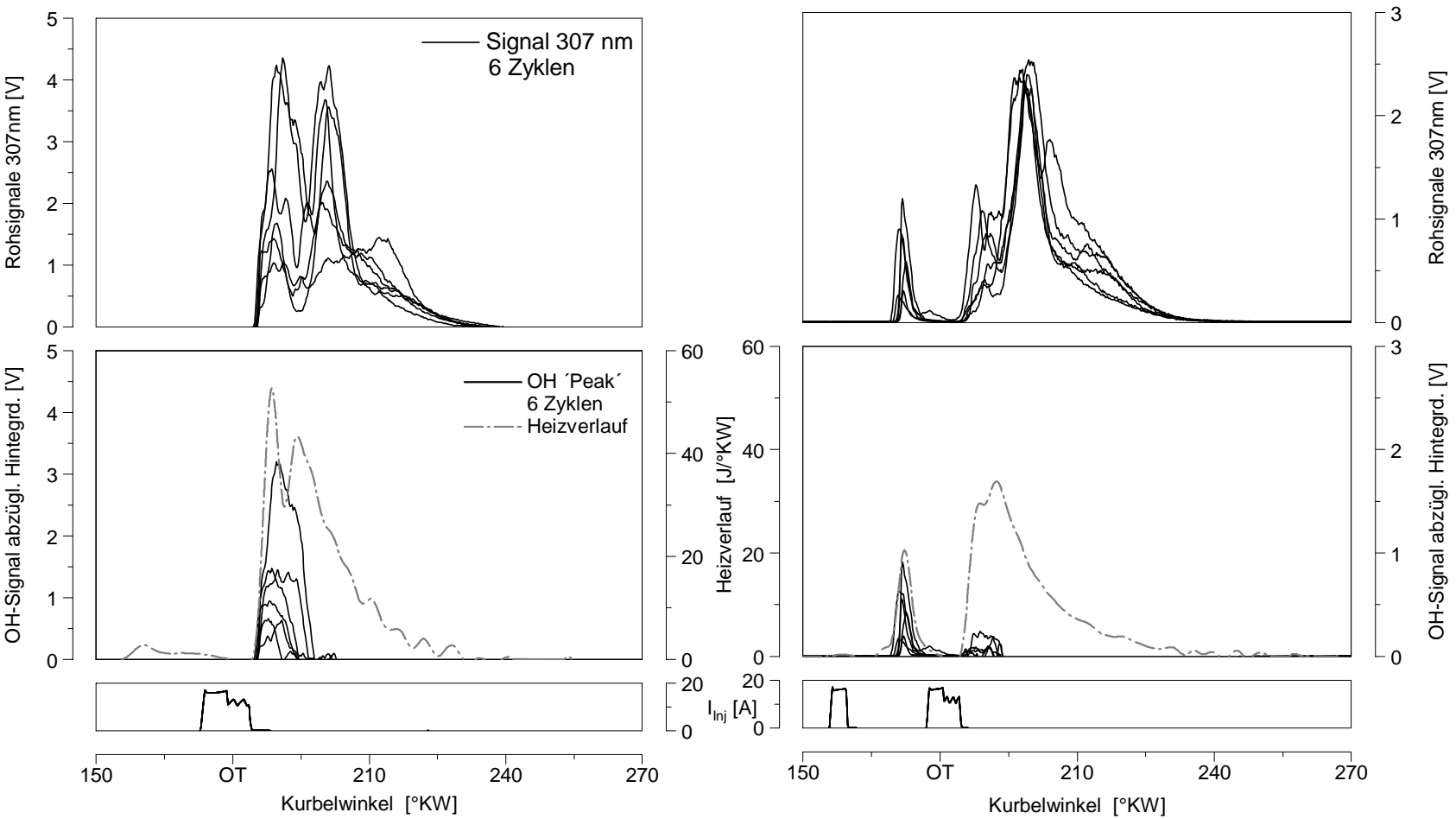


Abbildung 4.12

Ermittlung der OH-Strahlung anhand ausgewählter Einzelzyklen.
 links: OM611-Standardlastpunkt bei $n = 3200$ 1/min, $p_{mi} = 6,8$ bar
 rechts: OM611, Voreinspritzung verlängert, $n = 2000$ 1/min, $p_{mi} = 6,0$ bar

4.2.2 Korrelationen in der Vorverbrennung

Die fehlende Rußstrahlung bzw. das alleinige Auftreten des nicht überdeckten OH-Signals in der Vorverbrennung des OM611 gab Anlass für eine nähere Untersuchung des OH-Signalverhaltens in diesem Bereich.

Die Vorverbrennung wird u.a. zur Verbesserung der Laufruhe und aus akustischen Gründen angewendet. Zwecks Minimierung des 'Dieselnagelns' über die Reduzierung der Umsatzrate bzw. des Vormischanteils der Hauptverbrennung – und damit der auftretenden Druckgradienten – wird eine Voreinspritzung bis zur Vollast appliziert. Bei hoher Drehzahl und Last kann aus Zeitgründen keine geschlossene Vorverbrennung mehr realisiert werden bzw. sind die Zündverzüge bereits so klein, dass eine Vorverbrennung keinen akustischen Vorteil mehr bringt und daher die Voreinspritzung entfällt.

In Abbildung 4.13 können anhand von gemittelten Signalverläufen der OH-Strahlung und des Heizverlaufes die Auswirkungen von drei Parametervariationen auf die Vorverbrennung beobachtet werden. Die Vorverbrennung startet auch bei der längsten Voreinspritzdauer (ADVE = 0,374 ms) erst nach Abschluss der Voreinspritzung und läuft in jedem Punkt weitgehend vorgemischt ab, was sich im symmetrischen Verlauf der Heizraten widerspiegelt.

Aufgrund der zunehmenden Luftmasse mit steigendem **Ladedruck** nimmt die Kompressions-Endtemperatur im Brennraum ab, da mehr Wärme an die Brennraumwände abgeführt wird (vgl. Kap. 4.3.3). Bei höherer Dichte ist die Einspritzstrahlpenetration geringer [20], der Kraftstoff wird mit dem Zylinderinhalt nicht so schnell vermischt bzw. über die Zündgrenze hinaus verdünnt, wodurch sich schneller örtliche Herde bilden können, die den Zustand der Zündbedingung erfüllen: dadurch wird der Zündverzug der Vorverbrennung verkürzt (a). Gleichzeitig kann auch mehr Kraftstoff umgesetzt werden; die Umsatzrate nimmt deutlich zu (b), was wiederum den Vormischanteil der Hauptverbrennung senkt (nicht im Bild). Dadurch wird mehr Kraftstoff in der Diffusionsverbrennung umgesetzt – verbunden mit dem Anstieg der Rußemission (c). Die gemessenen Stickoxidkonzentrationen im Abgas zeigen mit sinkendem Vormischanteil der Hauptverbrennung eine abnehmende Tendenz. Weitgehend analog zum Heizverlauf verhält sich das OH-Signal. Mit zunehmender Umsatzrate steigt seine Intensität (d) und es erscheint in den meisten Fällen noch vor dem ersten Anstieg des Heizverlaufs (e). Dies deutet auf eine OH-Lumineszenz der ersten Zündherde direkt nach Zündbeginn, d.h. noch vor einer messbaren Anhebung des Zylinderdruckverlaufes.

Bei der Verschiebung des **Ansteuerbeginns der Voreinspritzung** wird die Vorverbrennung ebenfalls von dem Zeitpunkt des Brennbeginns vor OT und damit von der im Zylinder herrschenden Temperatur bestimmt. Bei sehr früher Voreinspritzung wird der Kraftstoff z.T. über die Zündgrenze hinaus verdünnt, daher wird bei ABVE=30,5 °KW v. OT nur ein geringer Teil umgesetzt. Im OH-Signal ist keine Umsetzung sichtbar. Die Maxima des gemittelten OH-Signals nehmen schneller ab, als die maximale Umsatzrate (f). Die Auswirkungen der Phasenlage und Intensität der Vorverbrennung auf die Hauptverbrennung sind sehr groß: die späte und intensive Vorverbrennung senkt den Zündverzug der Hauptverbrennung, wodurch

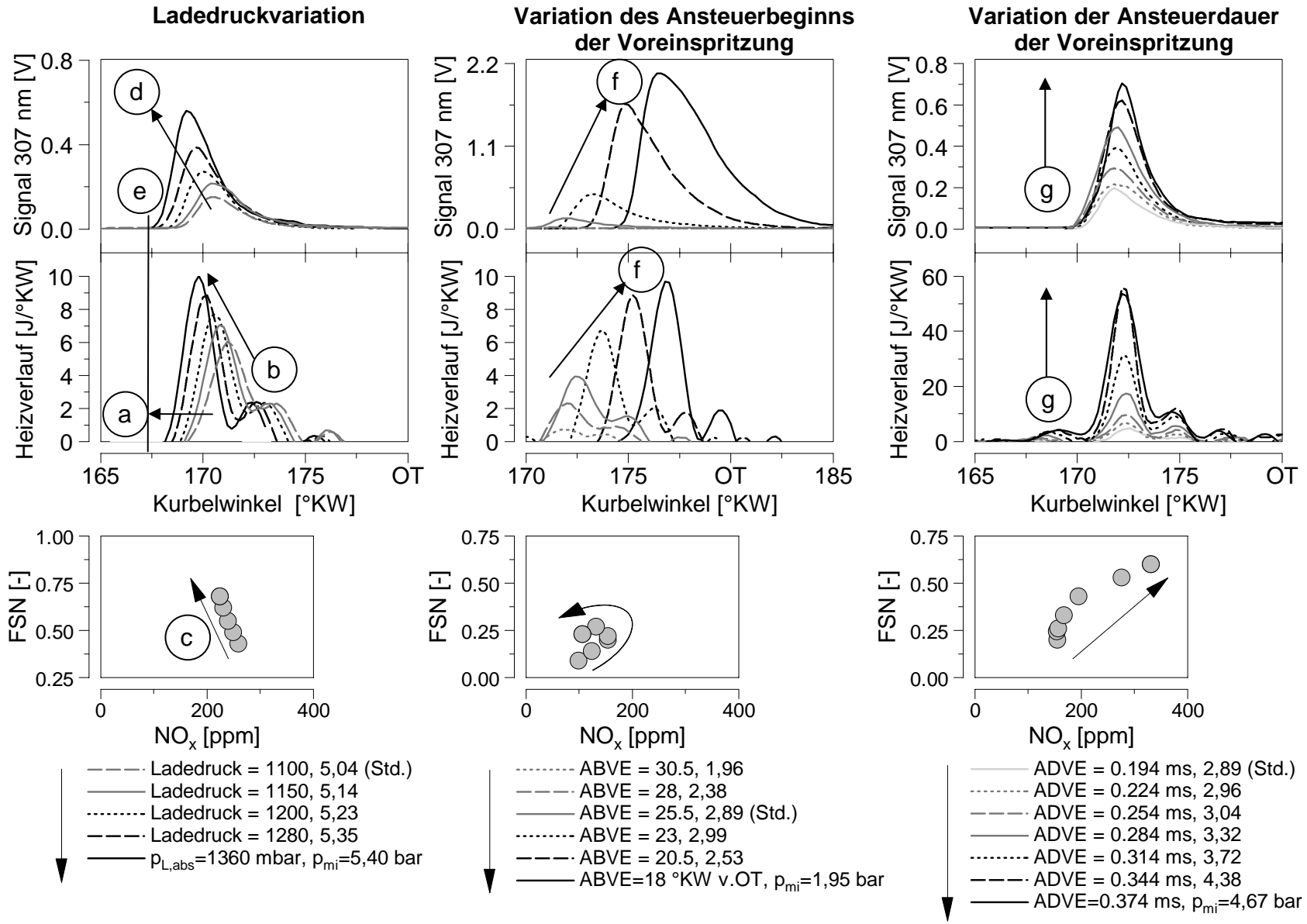


Abbildung 4.13 Auswirkung von Parametervariationen auf die Vorverbrennung am OM611 bei $n = 2000$ 1/min ('Std.' - Einstellung entsprechend dem Standardlastpunkt).

diese mit einem kleinem Premixed-Anteil bei niedriger NO-Emission umgesetzt werden kann. Je kleiner die Vorverbrennung wird, desto größer wird der Abstand zur Hauptverbrennung und es muss auch noch mehr Kraftstoff in der Hauptverbrennung umgesetzt werden. Mit steigendem Diffusionsanteil nimmt die Rußemission zunächst zu, dann ab, weil der Zündverzug der Hauptverbrennung so lang wird, dass ein großer Teil des Kraftstoffs vorgemischt umgesetzt werden kann.

Die Verlängerung der **Ansteuerdauer der Voreinspritzung** stellt eher eine Variation von theoretischem Interesse dar, denn durch so massive Eingriffe in die Verbrennung wird schnell jeglicher Vorteil der Vorverbrennung zunichte gemacht: der Zylinderdruckgradient erreicht schon bei 8 °KW v. OT sehr hohe Werte und ein großer Teil der Stickoxidemission entsteht bereits in der Vorverbrennung. Bemerkenswert ist aber, dass trotz der – aufgrund zunehmender Gesamteinspritzmenge – steigenden Rußemission im Abgas und der zunehmenden Rußkonzentration im Brennraum keine Festkörperstrahlung in der Vorverbrennung detektiert werden konnte. Die OH-Strahlung spiegelt hier wiederholt die steigende Umsatzrate wider (g).

Abbildung 4.14 stellt die charakteristischen Werte für 20 aufeinanderfolgende Einzelzyklen des OH-Signals und des Heizverlaufs für zwei Betriebspunkte mit ausgeprägter Vorverbrennung dar.

Es wird deutlich, dass die bei gemittelten Signalen beobachtete eindeutige Ähnlichkeit mit der Umsatzrate (Abb. 4.13) bei den Einzelzyklen nicht festgestellt werden kann. Die Lagen der Signalmaxima sind annähernd konstant, was auf den symmetrischen, dreieckförmigen Verlauf zurückzuführen ist. Die Absolutwerte des OH-Signals und des Heizverlaufs weichen voneinander jedoch stark ab.

Ein hoher Heizverlaufswert bedeutet noch nicht ein intensitätsstarkes OH-Signal (s. z.B. Zyklus 3, $n = 1600$ 1/min).

Das OH-Signal erscheint bei manchen Zyklen erst deutlich später als die erste Umsatzrate aus dem Heizverlauf (Zyklus 11 und 13, $n = 2000$ 1/min), die aus dem 2%-Wert der Heizfunktion der Vorverbrennung berechnet wurde. Wahrscheinlich werden mit der optischen Sonde nicht immer die ersten Zündherde erfasst.

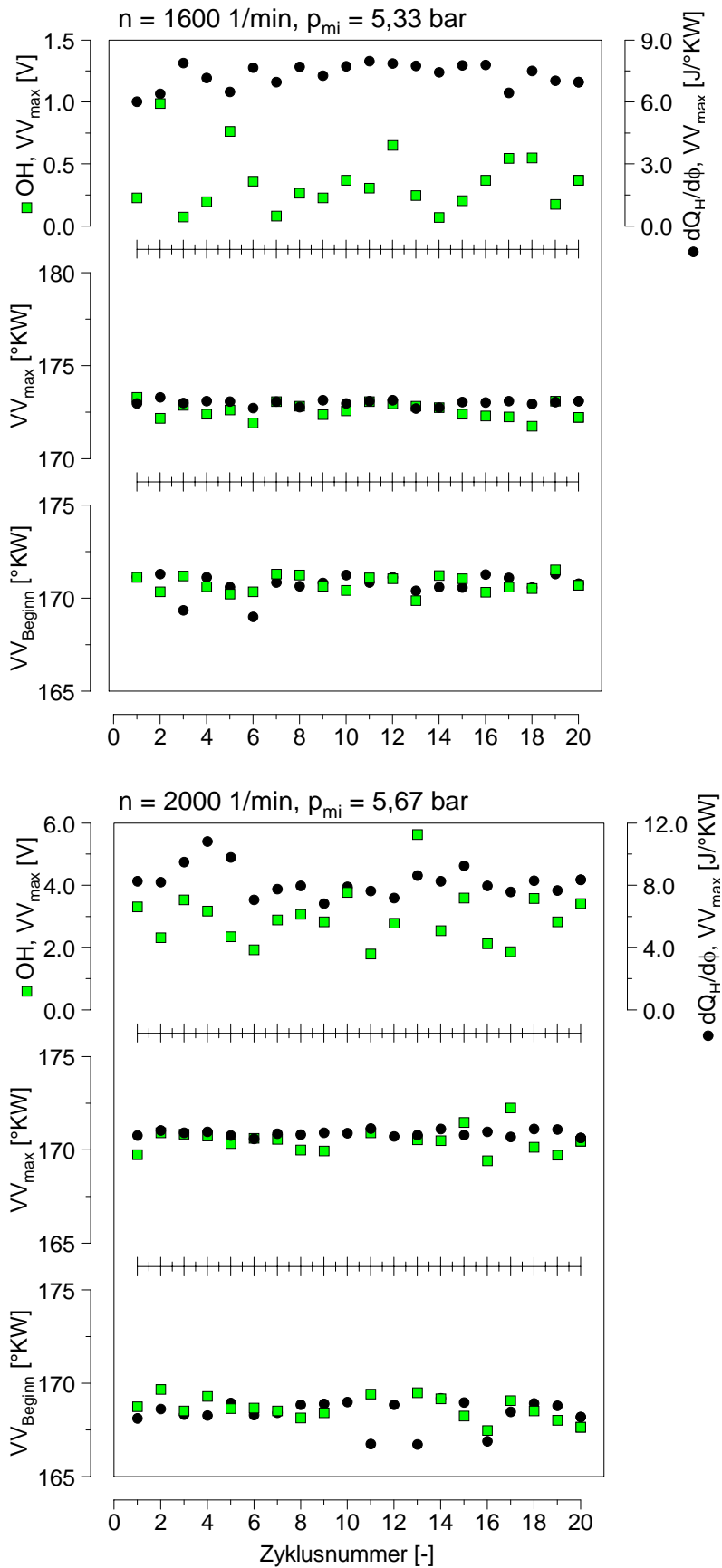


Abbildung 4.14
 Betrachtung der charakteristischen Werte in der Vorverbrennung für zwei Standardlastpunkte am OM611-Aggregat.

4.2.3 Korrelationen in der Hauptverbrennung

Am Beispiel des bereits betrachteten Standardlastpunktes bei 2000 UPM soll das Verhalten der Einzelzyklen getrennt in der Hauptverbrennung untersucht werden. In Abbildung 4.15 sind einige charakteristische Größen für die Hauptverbrennung dargestellt. Der Verlauf des gemessenen Signals bei 900 nm wird stellvertretend für die Festkörperstrahlung des Rußes diskutiert.

Die Schwankungsbreite der Absolutwerte der optischen Signalmaxima beträgt ein Vielfaches der Amplitude der Heizverlaufmaxima, wobei gegenläufige Tendenzen zu beobachten sind. So nimmt die maximale Umsatzrate bei den Zyklen 12, 13 und 14 kontinuierlich zu, während die Maxima des 900-nm-Signals eine stark fallende Tendenz zeigen und das OH-Signal sich uneinheitlich verhält. Die Phasenlage der Signalmaxima weichen voneinander ebenfalls stark ab. Am Beginn der Hauptverbrennung wird ersichtlich, dass nur bei einigen Zyklen (1, 3, 4, 8, 13, 19) das OH-Signal vor dem Heizverlauf erscheint: im Mittel fällt der Signalbeginn mit dem Brennbeginn der Hauptverbrennung zusammen.

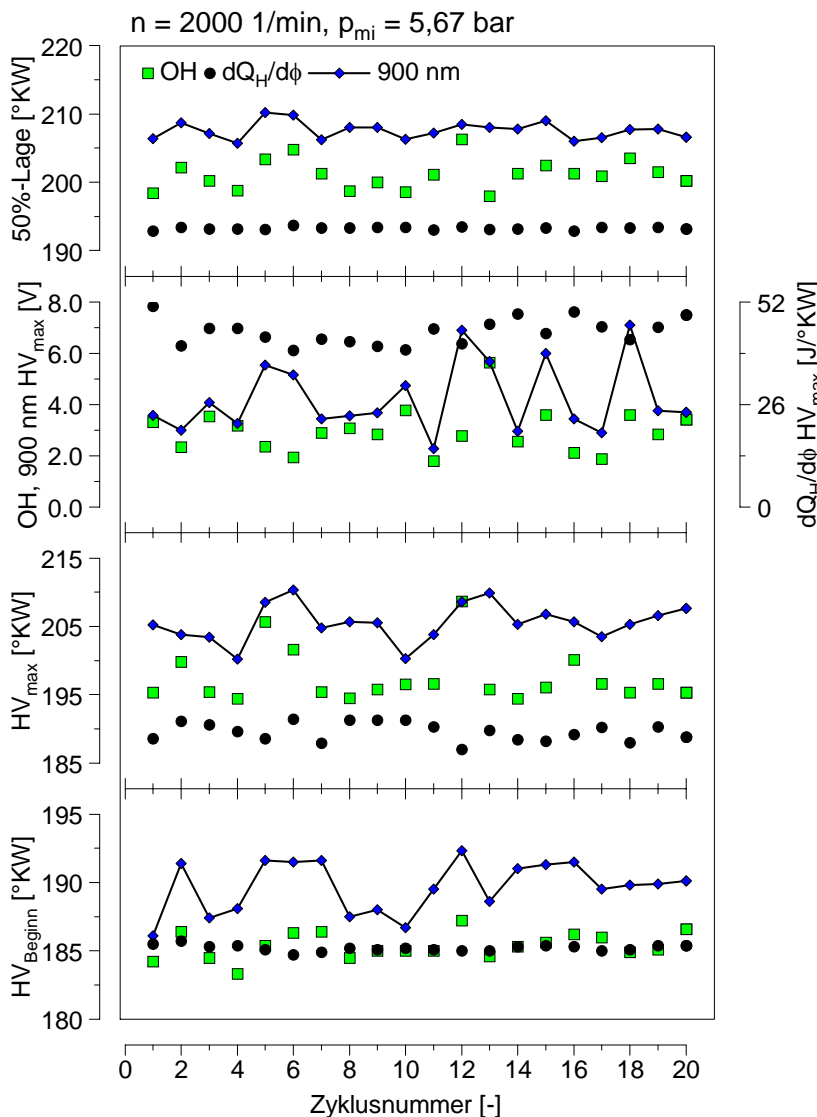


Abbildung 4.15 Betrachtung der charakteristischen Werte in der Hauptverbrennung am OM611-Aggregat.

Eindeutig später setzt die Festkörperstrahlung ein. In diesem Betriebspunkt im Mittel etwa 4° KW nach Brennbeginn.

Die stabile Lage des Schwerpunktes der Hauptverbrennung aus dem Heizverlauf ist dieseltypisch. Die optischen Signale weisen größere Schwankungen auf, wobei in diesem Fall – im Gegensatz zum Signalbeginn – die 900-nm-Signale ein stabileres Bild zeigen.

In Abbildung 4.16 ist ein Messpunkt mit der größten Zyklenschwankung der Einspritzmenge ($\pm 18\%$) – der Leerlaufpunkt am OM904 – dargestellt, bei dem aufgrund der extrem kurzen Nadelöffnungszeit nicht der volle Nadelhub ausgenutzt werden kann. Die Nadel wird im Flug ballistisch abgefangen und

wieder in ihren Sitz zurückgedrückt. Bei genauer Betrachtung der Einzelzyklen wird deutlich, dass kein direkter Zusammenhang zwischen der Signalintensität und der Einspritzmenge besteht, während der Brennverlauf adäquat auf die Einspritzmengenschwankung 'reagiert'.

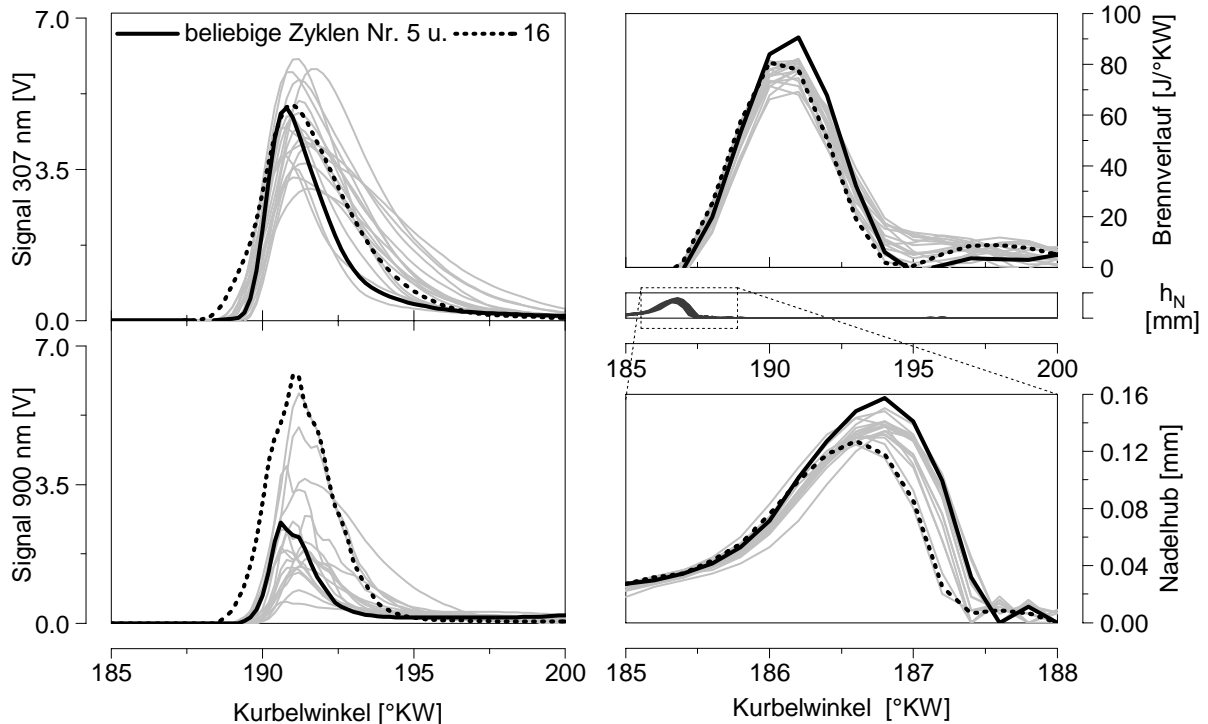
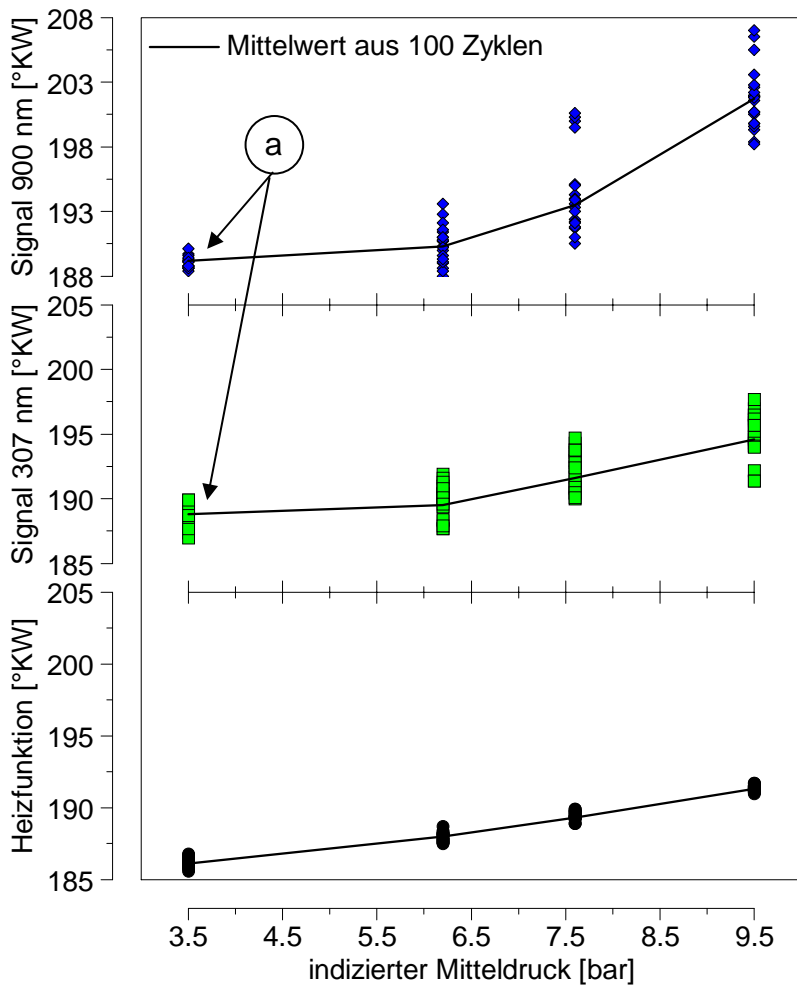


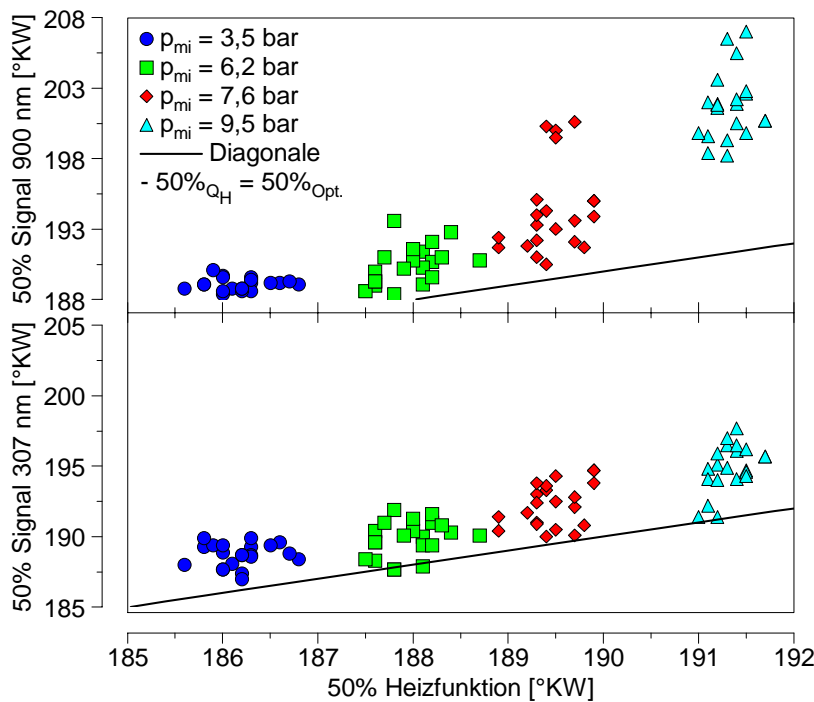
Abbildung 4.16 Auswirkung der Zyklenstreuung der Einspritzung auf die optischen Signale und den Brennverlauf. OM904-Leerlaufpunkt bei $n = 625$ 1/min, $p_{mi} = 1,19$ bar.

Anhand der diskutierten Beispiele und vieler anderer untersuchten Messpunkte wird deutlich, dass die Zyklenstreuung der optischen Signale in keinem Zusammenhang stehen mit der Schwankung der Umsatzrate der Verbrennung. Die Ursache ist prinzipbedingt: auch noch so kleine Bereiche mit einem im Vergleich zur Umgebung großen Temperaturgradienten, die aus der Einspritzstrahl- bzw. Verbrennungsstochastik resultieren, führen zu einem starken Signalanstieg, müssen aber keine Auswirkung auf den Druckverlauf haben.

Im Weiteren soll untersucht werden, ob die integrierten optischen Signalverläufe eine Analogie zum Heizverlauf aufweisen. Hierbei bietet sich die Betrachtung der Schwerpunktlagen der gesamten Verbrennung an. In Abbildung 4.17 sind jeweils die ersten 20 Verbrennungszyklen von 4 verschiedenen Lastpunkten einer Einspritzdauervariation am OM904-Aggregat dargestellt. Die Schwerpunktlage der Verbrennung aus der Heizfunktion verschiebt sich in Richtung 'spät': diese Tendenz wird auch von den Mittelwerten der optischen Signale wiedergegeben. Die Streubreite der optischen Schwerpunkte beträgt ein Vielfaches der Streubreite aus der Heizfunktion. Bemerkenswert ist dabei, dass bei den kleinen Lasten die optischen Schwerpunkte stabiler sind (a) als bei den höheren Lasten, obwohl die Stabilität der Einspritzung mit der Einspritzdauer kontinuierlich zunimmt. Beträgt die Zyklenstreuung der Einspritzmenge bei $p_{mi} = 3,5$ bar noch $\pm 5,5\%$ vom Mittelwert, so nimmt diese bis $p_{mi} = 9,5$ bar auf nur mehr $\pm 1\%$ ab. Die Ursache für die Schwankungen ist demnach nicht die Folge der Einspritzmengenschwankung, wie bereits in Abb. 4.16 gezeigt.



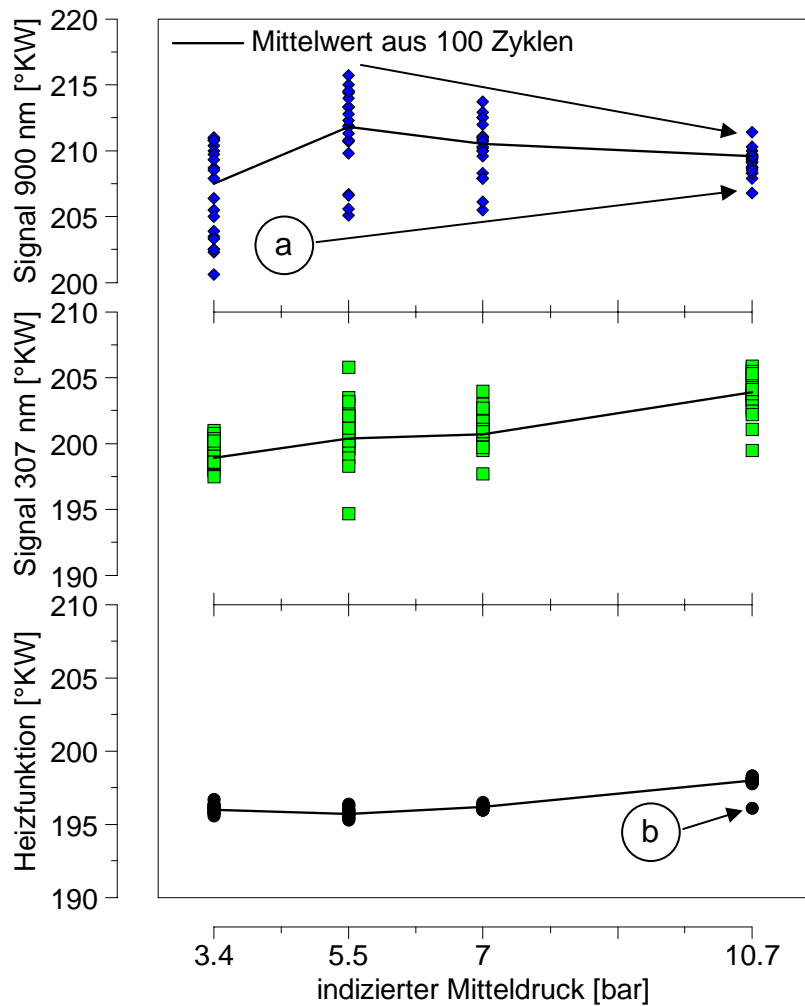
Die Zunahme der Zyklen-schwankungen mit der Last kann vielmehr dem zunehmenden Anteil der Diffusionsverbrennung zugeschrieben werden. Die Punkte bei niedriger Last werden von der Vormischverbrennung dominiert, die bei definiertem Zustand stabil abläuft, während bei höherer Last die Verbrennung hauptsächlich diffusionsgesteuert ist. Die Stochastik der Turbulenz im Brennraum wirkt sich zunehmend störend auf die Stabilität der optischen Strahlung aus, wohingegen die Umsatzraten sehr stabil sind und damit auch die thermodynamischen Schwerpunkte.



Wenn man die Punkte über die 50%-Lage der Heizfunktion aufträgt (Abb. 4.17, unten) wird deutlich, dass zu einem thermodynamischen Schwerpunkt mehrere optische zugeordnet werden können – es besteht kein funktionaler Zusammenhang. Die optischen Schwerpunkte treten dabei generell später auf.

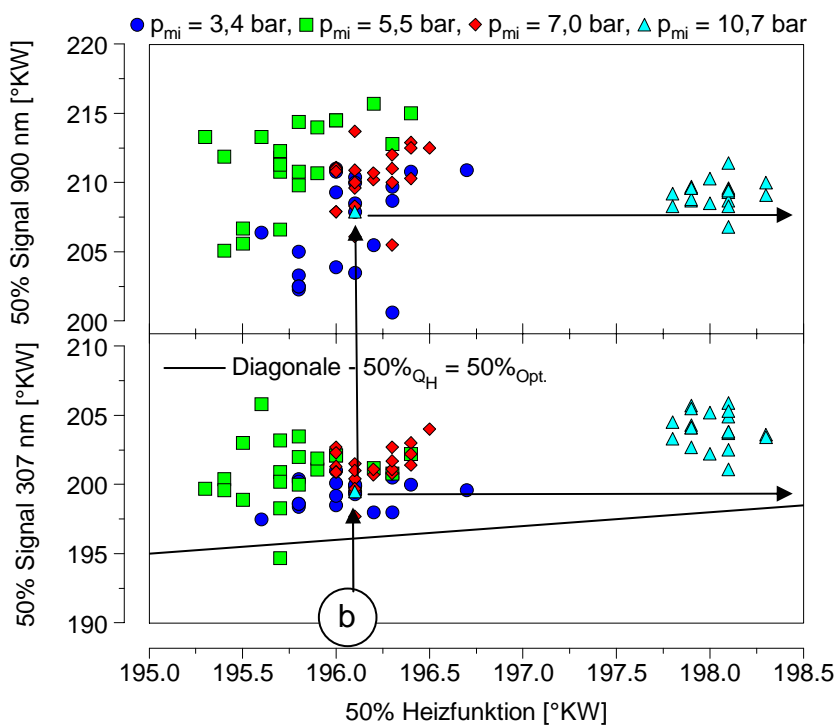
Abbildung 4.17 Betrachtung der Phasenlagen der thermodynamischen und optischen Schwerpunkte für je 20 Zyklen am OM904-Aggregat bei $n = 1400$ 1/min.

In Abbildung 4.18 sind vier Standardlastpunkte vom OM611-Aggregat dargestellt, deren thermodynamische Schwerpunktlagen in der Nähe des Optimums für DI-Dieselmotoren



bei ca. 15 °KW n. OT liegen.

Im Gegensatz zum Nfz-Motor nimmt die Schwankung der 900-nm-Strahlungssignale für die ersten 20 Zyklen mit der Last ab (a). Wahrscheinlich liegt die Ursache hierfür in der instabilen Nadelbewegung des CR-Einspritzsystems bzw. in den langsamen Nadelöffnungs- und -schließzeiten, deren Anteil bei kleinen Einspritzmengen höher ist. Aufgrund der fehlenden Nadelhubindizierung kann jedoch hierüber keine genauere Aussage getroffen werden. Denkbar ist auch ein Einfluss der Vorverbrennung und der wesentlich höheren Drehzahl.



Bei Betrachtung der Einzelzyklen kann beim OM611 ebenfalls kein funktionaler Zusammenhang beobachtet werden. Bei großen Abweichungen kann eine ähnliche Tendenz auftreten: ein sehr 'früher' thermodynamischer Schwerpunkt (b) ist auch beim OH-Signal der 'erste', bei der Festkörperstrahlung der 'zweitfrüheste'.

Abbildung 4.18 Betrachtung der Phasenlagen der thermodynamischen und optischen Schwerpunkte für je 20 Zyklen am OM611-Aggregat bei $n = 3200$ 1/min.

Fazit

Bei beiden Aggregaten konnte eine Überdeckung der OH-Strahlung während der Diffusionsverbrennung beobachtet werden: demnach ist die Auswertung des OH-Signals im größten Teil der Hauptverbrennung nicht sinnvoll, da der qualitative Verlauf keine Information über das OH-Peak enthält. Somit kann die OH-Strahlung auch nicht zum Abgleich des OH-Konzentrationsverlaufes im dissoziierten Gas der verbrannten Zone für das NO-/Rußmodell herangezogen werden.

Aufgrund der fehlenden Rußstrahlung in der Vorverbrennung wird das OH-Signal hier nicht überdeckt. Auch bei einem beschränkten optischen Sichtkegel und ungünstiger Sondenlage zwischen zwei Einspritzstrahlen beim OM611 signalisiert das gemittelte OH-Signal zuverlässig den Brennbeginn. Im qualitativen Verlauf folgt es der Umsatzrate.

Die optischen Rohsignale in der Hauptverbrennung bzw. die Schwerpunkte der integrierten Verläufe zeigen keinen direkten Zusammenhang mit den thermodynamischen Größen. Die Schwerpunkte der gemittelten optischen Signale folgen tendenziell und qualitativ den thermodynamischen Schwerpunkten.

4.3 Untersuchung der Verbrennung anhand von ausgewählten Parametervariationen

4.3.1 Variation der Ladelufttemperatur

Eine höhere Ladelufttemperatur geht beim Serienmotor mit einer niedrigeren Luftmasse einher. Der Leistungsverlust des Motors muss durch eine größere Einspritzmenge kompensiert werden. Teilweise geschieht dies 'automatisch', indem bei sinkendem Kompressionsenddruck im Zylinder bei unveränderter Einspritzdauer bzw. unverändertem Einspritzdruck – aufgrund der steigenden Druckdifferenz an der Düse – mehr Kraftstoff eingespritzt wird (s. Gl. 3.6). Die Folge ist eine starke Veränderung der Verbrennung.

Um den isolierten Einfluss einer höheren Ladelufttemperatur untersuchen zu können, wurde in gemessenen Betriebspunkten am Motorenprüfstand durch Anhebung des Ladedruckes die Luftmasse konstant gehalten. Bei konstanter Einspritzung bleibt damit das globale Luftverhältnis gleich. In Abbildung 4.19 ist eine Variation der Ladelufttemperatur am OM904 dargestellt.

Der deckungsgleiche Verlauf des Zylinderdrucks in der Kompressionsphase (a) spiegelt die gleiche Luftmasse wieder und die Massenmitteltemperatur zeigt die höhere Temperatur vom Beginn der Kompression an.

Für die Abnahme des indizierten Mitteldruckes mit höherer Ladelufttemperatur sind zwei Gründe zu nennen: einerseits steigt mit höherer Massenmitteltemperatur der Wandwärmeverlust. Dieser ist aber der Temperaturerhöhung nicht direkt proportional, was sich in einer geringfügig höheren Differenz zwischen der Abgastemperatur und der Ansaugtemperatur zeigt – der thermische Wirkungsgrad des Kreisprozesses nimmt damit ab. Die Auswirkungen der höheren Brennraumtemperatur zeigen sich im kürzeren Zündverzug. Der Brennbeginn verschiebt sich in Richtung 'früh', wodurch der Anteil der bis dahin aufbereiteten Kraftstoffmasse sinkt und damit auch der Premixed-Anteil der Verbrennung (b).

Erwartungsgemäß steigt die Stickoxidemission mit der höheren Ladelufttemperatur, weil diese eine höhere Spitztemperatur bedingt, was die Stickoxidbildung begünstigt (c). Gleichzeitig kann eine niedrigere Rußemission gemessen werden: dies ist angesichts des höheren Diffusionsanteiles der Verbrennung zunächst unverständlich, denn man erwartet eine gleiche bis höhere Rußemission.

Die optischen Messungen mit der GMT liefern in diesem Fall ergänzend zum Brennverlauf wertvolle Informationen: die Festkörperstrahlung setzt analog zur Verbrennung, bei höherer Ladelufttemperatur früher ein; der höhere Absolutwert des Rußkonzentrationsverlaufs (d) zu Beginn der Verbrennung kann als Ergebnis der höheren Rußbildungsrate in Analogie zur früher auftretenden Diffusionsverbrennung interpretiert werden. Im weiteren Verlauf kann möglicherweise eine bessere Oxidation des Rußes festgestellt werden: die Rußkonzentration erreicht den Wert beim Betriebspunkt mit der niedrigeren Ladelufttemperatur und unterschreitet ihn sogar (e). Im Endwert der Signale ist kein Unterschied zu erkennen. Die niedrigere Rußemission im Abgas kann damit wahrscheinlich – trotz höheren Absolutwertes – der besseren Rußoxidation zugeschrieben werden. Verantwortlich dafür könnte das

höhere Temperaturniveau sein: die Zwei-Farben-Temperatur zeigt in diesem Bereich einen geringfügig höheren Wert. Im Absolutwert ist die Zwei-Farben-Temperatur vom Brennbeginn an deutlich höher als die Massenmitteltemperatur (f). Mit Hilfe der Modellergebnisse soll in Kap. 6.5 geklärt werden, in wie weit ein Zusammenhang mit der Temperatur der verbrannten Zone bzw. der adiabat-isobaren Flammentemperatur besteht.

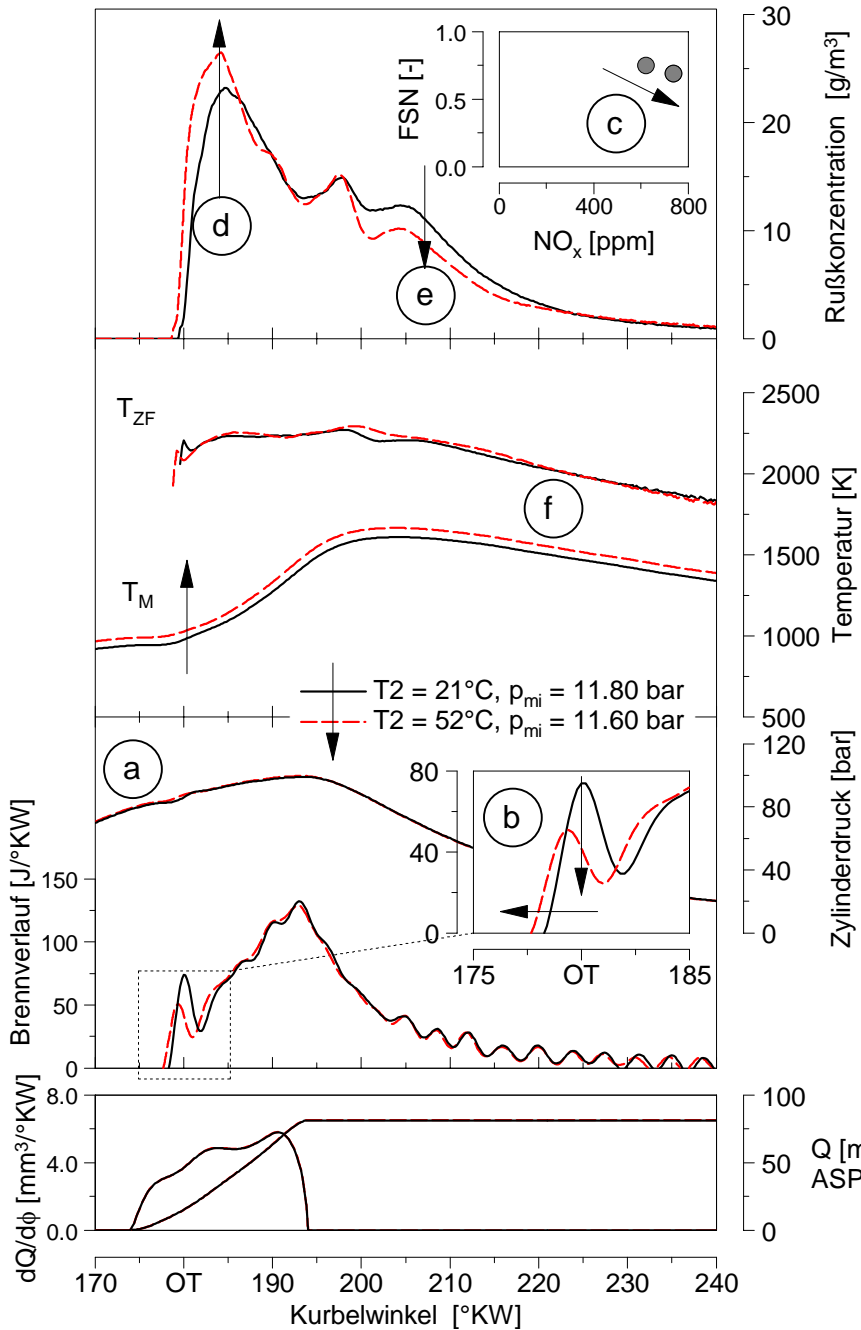


Abbildung 4.19
Variation der Ladelufttemperatur am OM904 im Standardlastpunkt n = 1400 1/min, 50 % - Last

4.3.2 Variation der Abgasrückführtrate

Die Abgasrückführung ist ein wirksames Mittel zur Reduktion der Stickoxidemissionen bei Dieselmotoren. Dabei wird ein Teil der angesaugten Frischluft durch die zurückgeführten inerten Verbrennungsprodukte, u.a. durch Kohlenstoffdioxid, ersetzt. Aufgrund seiner höheren molaren Wärmekapazität senkt er die Temperatur im Brennraum und hemmt somit die Stickoxidbildung.

Abbildung 4.20 zeigt eine Variation der Abgasrückführung am OM611. Der indizierte Mitteldruck wurde über eine geringfügige Anhebung der Einspritzdauer der Haupteinspritzung auf konstantem Niveau gehalten (a). Die aktivierte EKAS in diesem Teillastpunkt entspricht der Serienapplikation des Motors und sorgt für eine Reduzierung der Rußemission (s. Kap. 4.1.4, Abb. 4.6).

Die Auswirkungen des höheren Restgasgehaltes auf die Verbrennung sind am Brennverlauf ersichtlich. Aufgrund der abnehmenden Temperatur im Brennraum zum Zeitpunkt des Zündbeginns verlängert sich der Zündverzug der Vorverbrennung. Anstatt einer Zunahme der Umsatzrate nach der Zündverzug-Premixed-Analogie [44], nimmt diese ab (b) – verursacht durch die langsamere Reaktionskinetik [75, 79]. Der Einfluss ist deutlich auch anhand der Hauptverbrennung zu erkennen (c). Die Verbrennung verschiebt sich mit höherer AGR-Rate in Richtung 'spät' und läuft langsamer ab, da ein Teil der für die Verbrennung zur Verfügung stehenden Luft durch Restgas ersetzt wurde.

Die Effektivität der AGR als Stickoxidminderungsmaßnahme wird an den Abgasemissionen deutlich (d). Obwohl bei 19% AGR-Rate die Stickoxidemissionen halbiert werden, kommt es aufgrund des intensiven Dralls bei aktivierter EKAS kaum zu einer höheren Rußemission. Diese nimmt allerdings mit weiterer Erhöhung der AGR-Rate signifikant zu. Oberhalb 35 % AGR war keine stabile Verbrennung mehr darstellbar, es konnten Zündaussetzer beobachtet werden.

Die Rußstrahlungsintensitäten und die Maxima der Rußkonzentrationen nehmen mit steigender AGR-Rate trotz zunehmender Rußemissionen deutlich ab (e). Die Ursache könnte die verlangsamte Rußbildungsrate aufgrund der langsamer ablaufenden Reaktionskinetik sein [75, 79]. Ähnliche Verläufe konnten auch in [11, 19] beobachtet werden. Gegen Ende der Verbrennung bleiben die Signale auf einem höheren Niveau – die Rußoxidationsrate scheint wegen zunehmenden Sauerstoffmangels abzunehmen. Folglich ist trotz geringerer Rußbildung bei höherer AGR-Rate die im Abgas verbleibende Endkonzentration von Ruß höher [75]. Die Rußstrahlung erscheint später als die Umsatzrate der Hauptverbrennung – dies ist eindeutig die Folge des kleinen Sondenöffnungswinkels, da das Phänomen beim OM904 (s. Abb. 4.21) mit der optimalen Sondenlage über einem Einspritzstrahl nicht auftritt. Die Rußstrahlung wird erst dann detektiert, wenn die Verbrennungsherde vor die Sonde geweht werden.

Die Zwei-Farben-Temperaturen nehmen mit steigender AGR-Rate ab (f). Das kann die Wirkung des homogen verteilten inerten Restgases auf die Temperatur sein, indem es an der Verbrennung nicht teilnimmt und aufgrund seiner höheren Wärmekapazität mehr Wärme bindet und die Temperatur senkt. Die niedrigere Temperatur bremst auch die Rußbildung, was ein weiterer Grund für die niedrigere Rußbildungsrate sein könnte.

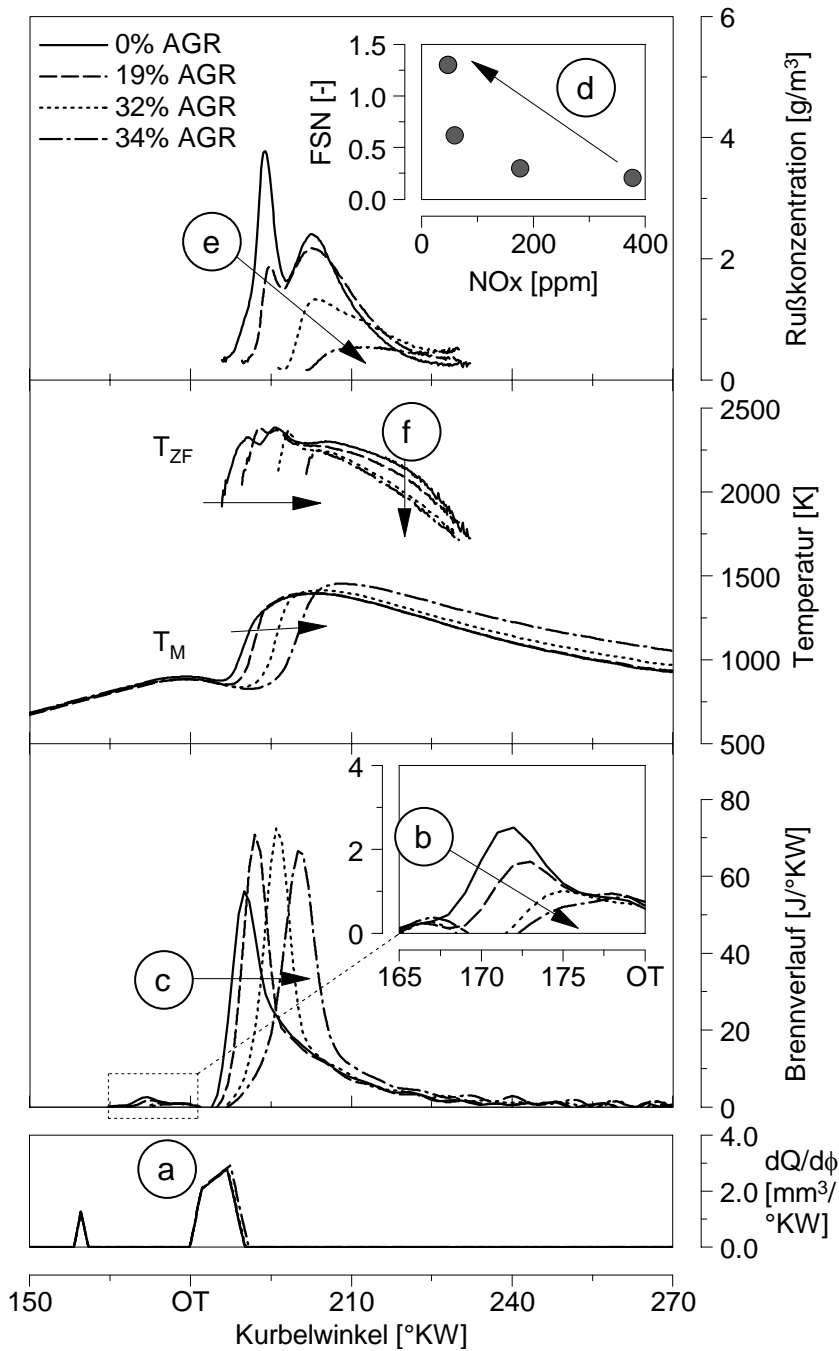


Abbildung 4.20
 Variation der Abgasrückführrate am OM611 mit aktivierter EKAS bei konstantem indiziertem Mitteldruck, $n = 2000 \text{ 1/min}$, $p_{mi} = 5,5 \text{ bar}$.

Auch die Variationen der AGR-Rate in anderen Betriebspunkten bestätigen dieses Verhalten. In Abbildung 4.21 sind zwei Betriebspunkte am OM904 dargestellt. Die AGR-Rate wurde ab einer Schwärzungszahl von $FSN > 4$ nicht mehr erhöht.

Die Rußtemperaturen zeigen hier auch eine eindeutig fallende Tendenz mit zunehmender AGR-Rate (a) analog zur Massenmitteltemperatur. Die Rußbildungsrate und die maximale Rußkonzentration nehmen ab (b); trotzdem wird mehr Ruß emittiert (c, d). Im Gegensatz zum OM611 mit EKAS ist bei dem Drallarmen OM904-Aggregat der sofortige Anstieg der Rußemission mit der AGR deutlich zu erkennen.

Der Einfluss des mit der AGR in den Brennraum zurückgeführten Rußes auf die optisch bestimmte Rußkonzentration konnte nicht untersucht werden. Aufschluss über diese Frage könnten Messungen mit bzw. ohne Rußfilter geben.

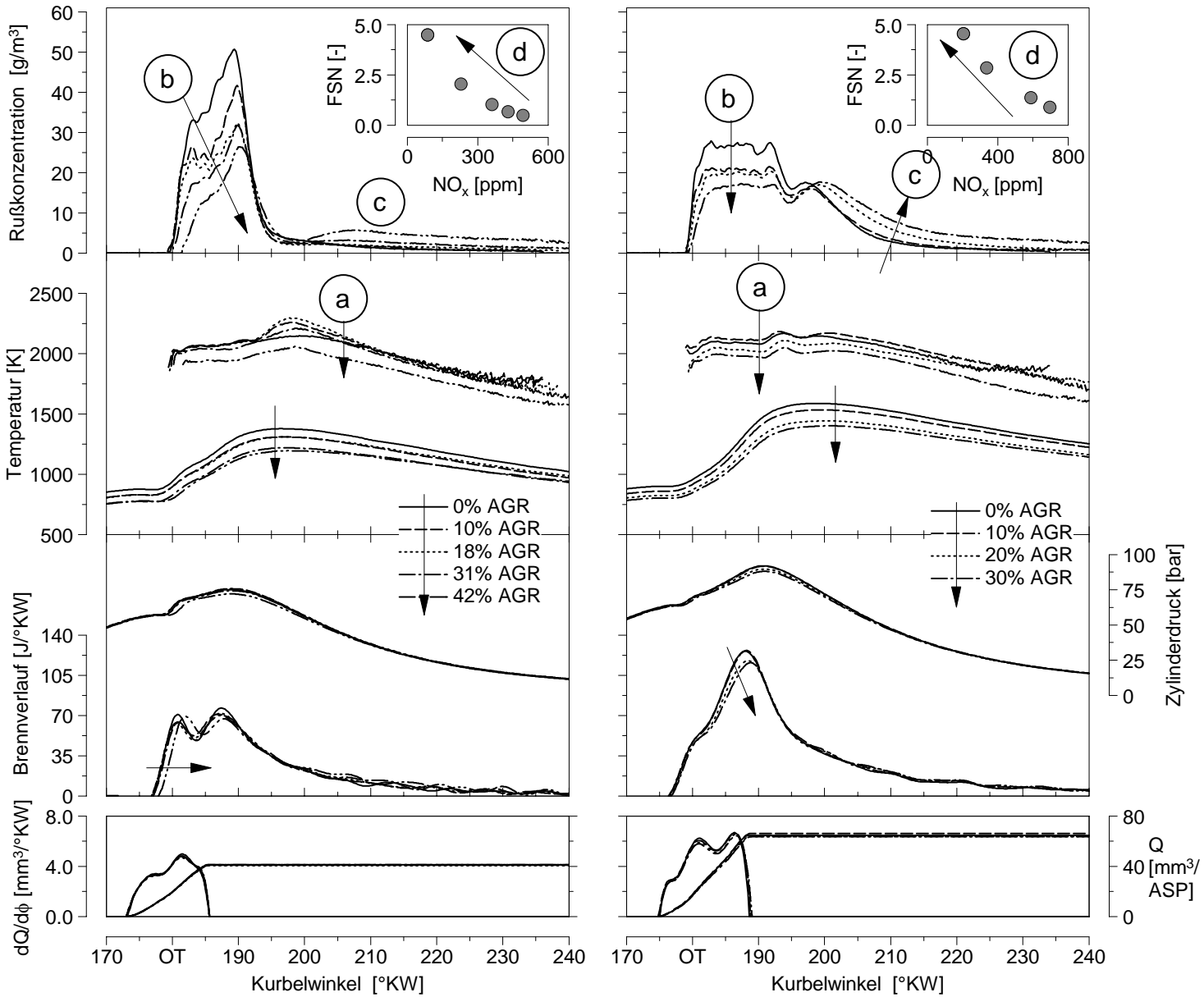


Abbildung 4.21 Variation der Abgasrückführate am OM904 bei konstantem indizierten Mitteldruck in zwei Betriebspunkten. Links: $n = 1400$ 1/min, $p_{mi} = 6,2$ bar, rechts: $n = 1000$ 1/min, $p_{mi} = 9,3$ bar.

4.3.3 Variation des globalen Luftverhältnisses über Ladedruck

In Abbildung 4.22 sind die berechneten optischen und thermodynamischen Größen einer Messreihe am OM904 bei Variation des Ladedrucks dargestellt.

Über die Erhöhung des Laderucks gelangt mehr Luftmasse in den Zylinder. Wegen des steigenden Kompressionsenddrucks muss zwecks konstanter Einspritzmenge die Einspritzdauer geringfügig verlängert werden. Damit resultiert die Zunahme des globalen Luftverhältnisses einzig aus der höheren Luftmasse (a).

Mit zunehmender Zylindermasse steigt der Zylinderspitzenruck aber die Massenmitteltemperatur nimmt ab, wodurch der Kreisprozess in Summe weniger Wärme an die Brennraumwände abgibt. Bei etwa gleicher Wärmefreisetzung nimmt die innere Energie des Arbeitsgases ab (vgl. Kap. 5.2), die Abgasenthalpie sinkt trotz zunehmender Zylindermasse. Dadurch nimmt der indizierte Mitteldruck zu, bei gleicher Kraftstoffmasse begleitet von einer Wirkungsgradverbesserung.

Der Brennverlauf zeigt eine moderate Verkürzung des Zündverzugs mit zunehmendem Ladedruck, verbunden mit einem sinkenden Premixed-Anteil und steigendem Diffusionsanteil der Verbrennung (b). Bei annähernd gleicher Temperatur zum Brennbeginn im Zylinder, ist die Ursache im höheren Zylinderdruck bzw. in der höheren Zylinderdichte zu suchen. Bei höherer Dichte ist die Einspritzstrahlpenetration geringer [20], der Kraftstoff wird mit dem Zylinderinhalt nicht so schnell vermischt bzw. über die Zündgrenze hinaus verdünnt, wodurch sich schneller örtliche Herde bilden können, die den Zustand der Zündbedingung erfüllen. Sinkt der Zylinderdruck, können sich erst die nachfolgend in den Zylinder eingespritzten Kraftstoffpakete entzünden.

Die Massenmitteltemperatur ist nur wegen der höheren Luftmasse niedriger. Da aber der Kraftstoff mit der gleichen Umsatzrate umgesetzt wird, beeinflusst dies die Flammentemperatur bzw. die Temperatur hinter der Flammenfront kaum: die Stickoxidemissionen bleiben trotz höherer Luftmasse auf annähernd gleichem Niveau (c).

Die Ladedruckerhöhung ist ein wirksames Mittel zur Senkung der Rußemissionen. Die Schwärzungszahl nimmt von $FSN = 2.9$ (bei $p_2 = 1385$ mbar) auf $FSN = 0.3$ (bei $p_2 = 1985$ mbar) ab. Wahrscheinlich begünstigt das höhere Sauerstoffangebot die Rußoxidation im Brennraum, was auch die Verläufe der Zwei-Farben-Rußkonzentration bestätigen:

zunächst nimmt die Rußkonzentration mit steigendem Ladedruck unregelmäßig zu, der Standardlastpunkt zeigt hier den höchsten Spitzenwert (d). Die höhere Rußbildung kann zum einen am abnehmenden Anteil der Premixed-Verbrennung, die aufgrund der guten Vormischung unter wenig Rußbildung abläuft bzw. dem zunehmenden Anteil der Diffusionsverbrennung liegen. Zum anderen wird, wie bereits diskutiert, mit steigendem Gegendruck die Einspritzstrahlauflösung schlechter, was verstärkt zu fetten und damit rußenden Bereichen führen kann.

Im weiteren Verlauf der Verbrennung bieten sich für den im Brennraum vorhandenen Ruß bei höherem Ladedruck aufgrund der erhöhten Luftmenge bessere Oxidationsbedingungen. So kann die hohe Rußbildung durch die Rußoxidation überkompensiert werden und die Rußkonzentration nimmt gegen Ende der Verbrennung regelmäßig ab. Die Reihenfolge der Signale folgt in der Endphase der Verbrennung der Abgasrußemission (e).

Die Rußoxidation wird wahrscheinlich auch durch die höhere Rußtemperatur begünstigt. Obwohl die Massenmitteltemperaturen fallen, steigen die Zwei-Farben-Temperaturen leicht an (f).

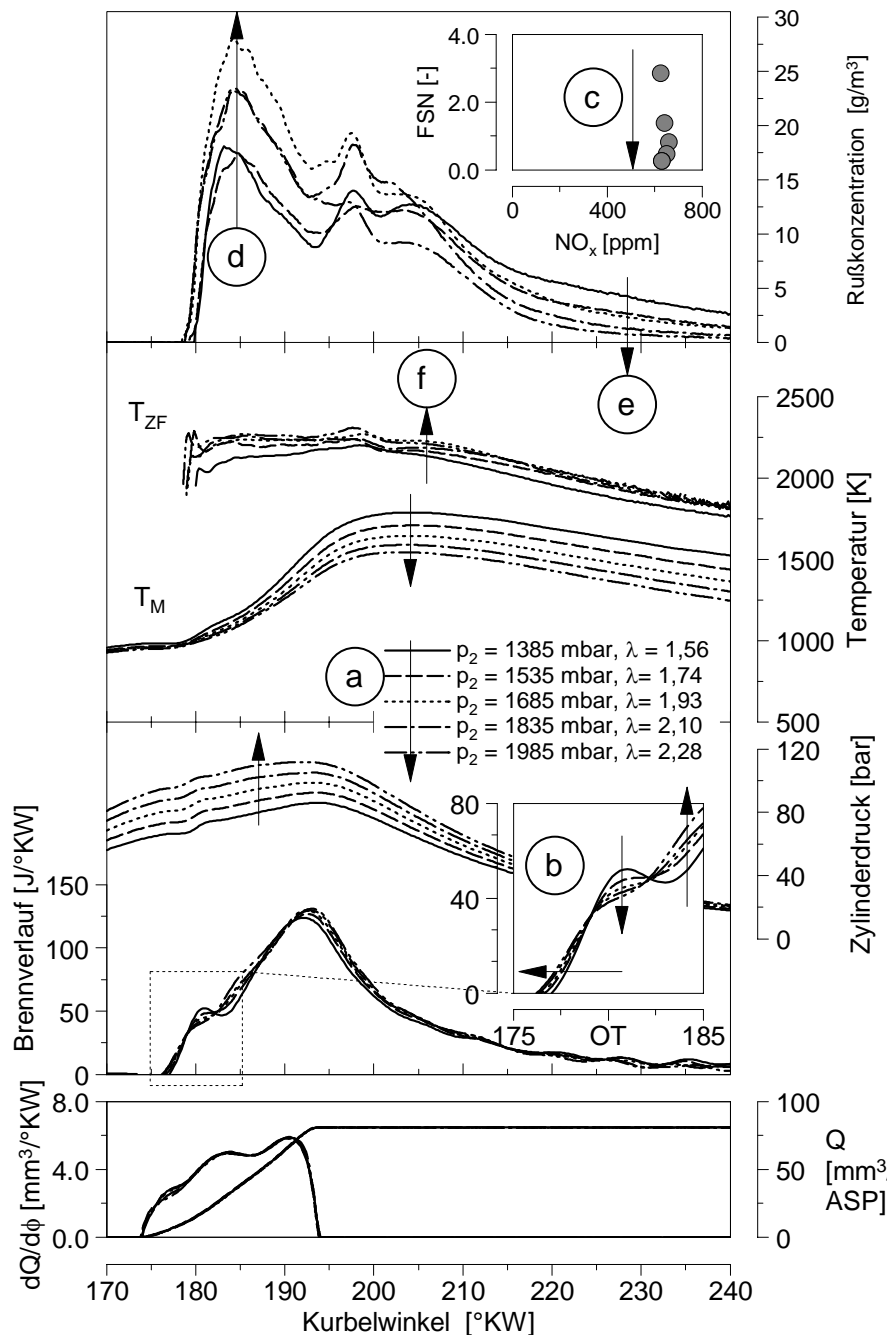


Abbildung 4.22

Variation des globalen Luftverhältnisses über Ladedruck (p_2) am OM904 im Standardlastpunkt ($n = 1400$ 1/min, 50% - Last ($p_{2,abs} = 1685$ mbar)). Der indizierte Mitteldruck nimmt mit steigendem Ladedruck kontinuierlich von $p_{mi} = 11,24$ bar bis 12,00 bar zu.

4.3.4 Variation des globalen Luftverhältnisses über Einspritzdauer

Bei der Variation des globalen Luftverhältnisses über die Einspritzdauer wird im Gegensatz zur Ladedruckvariation die Verbrennung deutlich verändert. Mit zunehmender Einspritzdauer wird mehr Kraftstoff in den Brennraum eingespritzt und dadurch mehr Wärme freigesetzt. Der Verlauf, die Dauer und damit die Schwerpunktlage der Umsatzrate verändern sich.

Abbildung 4.23 zeigt eine Parametervariation am **OM611** bei schrittweise verlängerter Ansteuerdauer der Haupteinspritzung bei unveränderter Voreinspritzung.

Bei dem Ausgangspunkt erreicht die Einspritzrate noch nicht den Wert, der für diesen Raildruck ($p_{\text{Rail}} = 800 \text{ bar} = \text{const.}$) repräsentativ ist: sie steigt zunächst an und bleibt dann unabhängig von einer weiteren Verlängerung der Einspritzung – entsprechend dem konstanten Raildruck – auf dem Niveau von ca. $dQ/d\varphi = 2.2 \text{ mm}^3/\text{°KW}$ (a).

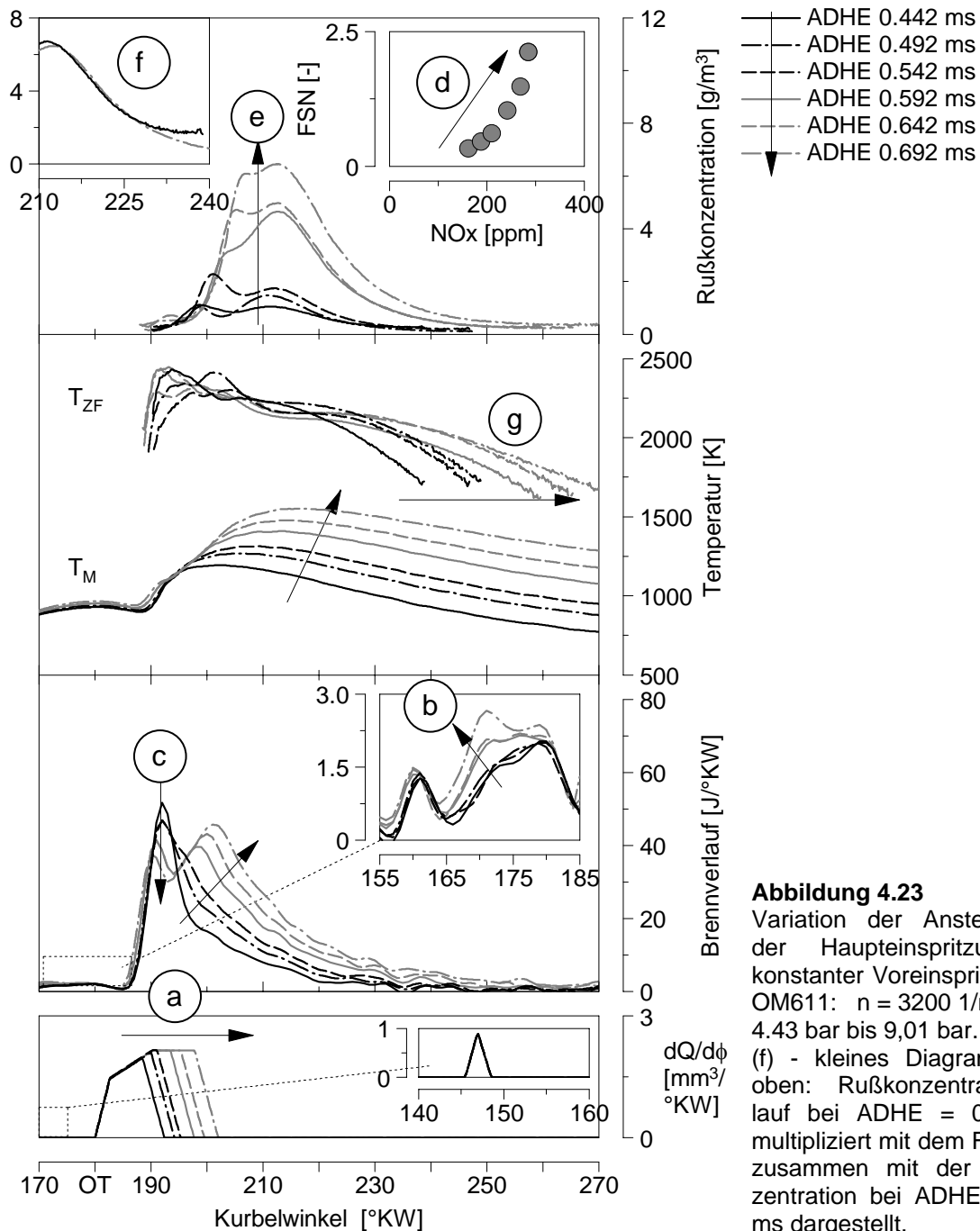
Obwohl die Menge und der Beginn der Voreinspritzung ($Q_{\text{VE}} = 1,4 \text{ mm}^3$, $\varphi_{\text{B,VE}} = 34,6 \text{ °KW v. OT}$) bei allen Punkten identisch sind, lassen sich bereits in der Vorverbrennung deutliche Veränderungen im Brennverlauf feststellen. Aufgrund der höheren Wärmefreisetzung bei den Punkten mit längerer Haupteinspritzung nimmt die Abgastemperatur deutlich zu. Damit erwärmt sich der Brennraum v.a. im Bereich der Auslassventile stark, was durch die hohe Drehzahl (hohe Frequenz der Verbrennungszyklen) begünstigt wird. Zusätzlich wird die im LWOT in der Kolbenmulde zurückgehaltene Abgasmenge (ca. 3% der Zylindermasse) heißer. Das daraus resultierende angehobene Temperaturniveau, ersichtlich auch aus der Massennitteltemperatur, fördert die Kraftstoffaufbereitung der Voreinspritzmenge und verkürzt den Zündverzug (b). So wird in der VV mehr Kraftstoff umgesetzt.

Der Einfluss der höheren VV ist deutlich am Zündbeginn der HV zu sehen: der Zündverzug nimmt mit zunehmender Ansteuerdauer der Hauptverbrennung ab. Daraus resultiert wiederum ein niedrigerer Premixed-Anteil, der auch wegen der abnehmenden Rest-Kraftstoffmasse aus der VV niedriger ausfällt (c). Dadurch steigt der Diffusionsanteil der HV noch schneller an als die eingespritzte Kraftstoffmasse durch die Verlängerung der Einspritzung zunimmt.

Die Stickoxidemissionen steigen wegen dem höheren Temperaturniveau kontinuierlich (d). Bei der Schwärzungszahl ist eine exponentielle Zunahme feststellbar, die Rußmasse zeigt entsprechend Gl. 3.1 einen Anstieg mit noch höherer Potenz. Die Ursache liegt in dem drastisch zurückgehenden Sauerstoffangebot mit zunehmender Einspritzmenge.

Die Rußkonzentrationsspitzen nehmen ebenfalls kontinuierlich zu (e); bei längerer Einspritzung und damit längerer Diffusionsverbrennung wird offensichtlich mehr Ruß gebildet. Normiert man den ersten Punkt (kürzeste Einspritzdauer) auf den Messpunkt mit der längsten Einspritzung durch Multiplikation mit einem beliebigen Faktor (f), so wird ersichtlich, dass die abfallenden Flanken der Rußkonzentrationen etwa deckungsgleich sind. Wenn die Rußkonzentrationen die gesamte Rußmasse im Brennraum widerspiegeln würden und die Flanken die Rußoxidationsraten repräsentieren, könnte dies bedeuten, dass die Rußoxidation in beiden Fällen proportional zu der absoluten (maximalen) Rußmasse ist und somit in beiden Punkten mit gleicher Geschwindigkeit (bezogen auf das Rußmaximum) abläuft. In diesem Fall müsste das abnehmende Sauerstoffangebot durch die zunehmende Einspritzerturbulenz kompensiert werden. Daraus könnte gefolgert werden, dass die höhere Rußemission im Abgas bei längerer Einspritzdauer das Resultat der höheren Rußbildung und nicht der schlechteren Rußoxidation ist.

Die Zwei-Farben-Temperaturen verhalten sich uneinheitlich, es kann keine Tendenz festgestellt werden. Die Punkte mit längerer Einspritzdauer haben eine längere Brenndauer, die sich in der Dauer der Rußstrahlung widerspiegelt. Das hohe Temperaturniveau bleibt länger erhalten, was auf die Nachkompression bzw. die daraus resultierende höhere Flammentemperatur bei längerer Einspritzdauer zurückzuführen ist.



In Abbildung 4.24 ist eine Variation der Einspritzdauer am **OM904** dargestellt. Typisch für das PLD-Einspritzsystem ist die kontinuierliche Zunahme der Einspritzrate mit der Einspritzdauer (a). Die Auswirkungen der längeren Einspritzdauer und damit höheren Kraftstoffmasse auf den Zündverzug und die Heizfunktion sind analog zum Verhalten der Brennrate am OM611 mit dem Unterschied, dass der OM904 keine Voreinspritzung hat (b). Die Verbrennung läuft mit längerer Einspritzdauer zunehmend diffusionsgesteuert ab, der Premixed-Anteil sinkt (c).

Im Gegensatz zum OM611 kommt es mit längerer Einspritzdauer nur zu einem moderaten Anstieg und danach sogar zu einem leichten Abfall der Stickoxidemissionen im Abgas (d), und das trotz zunehmender Massenmitteltemperatur im Brennraum. Die Stickoxidbildung

müsste in diesem Fall bereits in einer frühen Phase der Verbrennung abgeschlossen sein (bis ca. 7 °KW n. OT), da eine längere Einspritzdauer keine Steigerung der Stickoxidemission mehr bewirkt. Nicht auszuschließen ist in diesen Messpunkten mit starker Abgasrußemission auch eine vermehrte Anlagerung der Stickoxidmoleküle an den Abgasruß, die dadurch von der Abgasmessanlage nicht erfasst werden könnten. Angesichts der Tatsache, dass in anderen Einspritzdauervariationen diese Tendenz nicht beobachtet werden konnte (s. z.B. Abb. 4.9), wird ein Messfehler vermutet. Eine Überprüfung der Messergebnisse war nicht möglich.

Die Rußemission nimmt mit der Einspritzdauer deutlich zu.

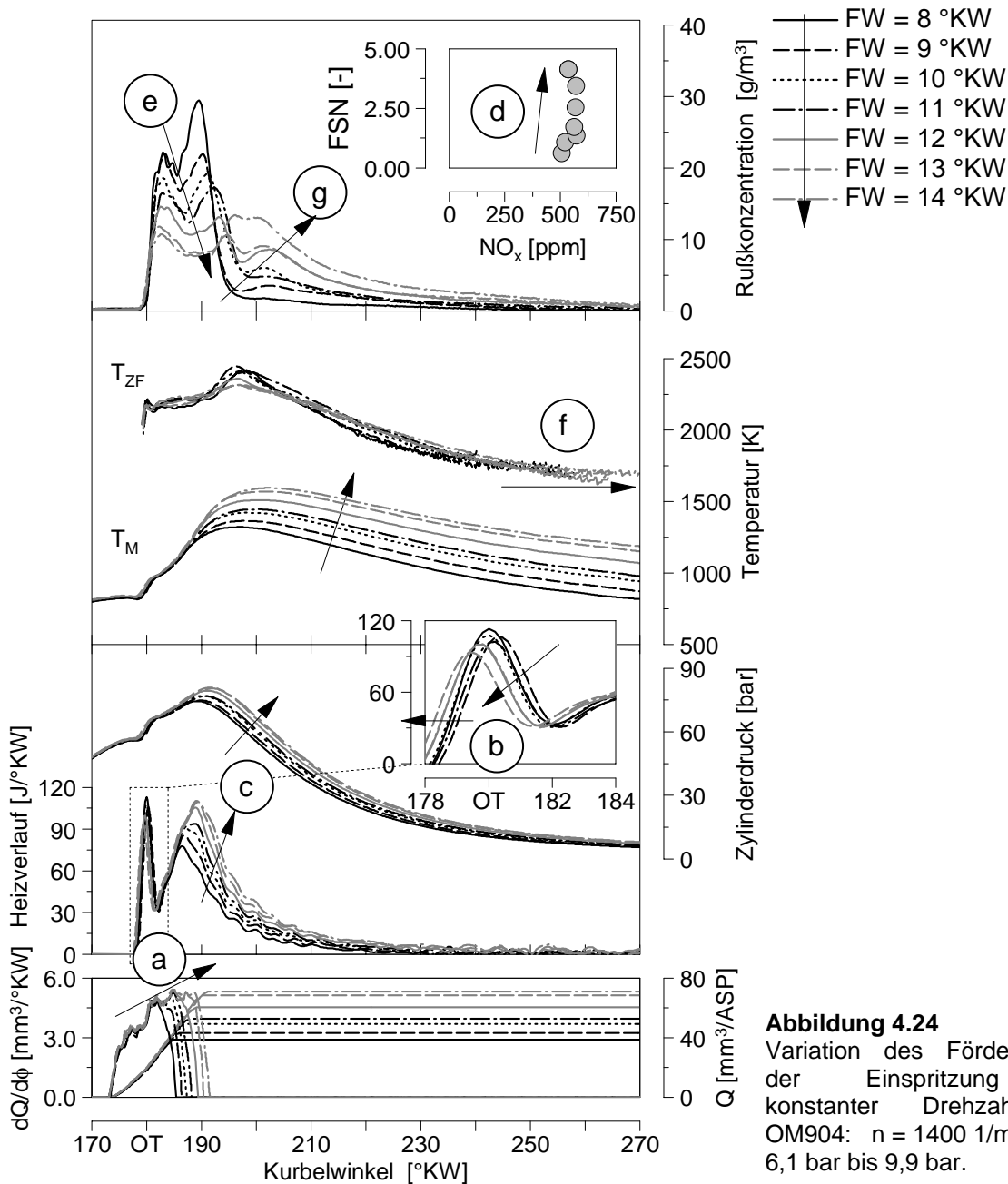


Abbildung 4.24
 Variation des Förderwinkels der Einspritzung bei konstanter Drehzahl am OM904: $n = 1400$ 1/min, $p_{mi} = 6,1$ bar bis 9,9 bar.

Anders als beim OM611 nehmen die Maxima der Rußkonzentrationen zunächst ab. Diesen Verlauf zeigten auch die Einspritzdauervariationen bei den Drehzahlen 1000 und 1800 UPM

(s. Abb. 4.9), weswegen ein Messfehler ausgeschlossen werden kann. Was ist die Ursache für dieses unterschiedliche Verhalten der Rußkonzentrationen bei den beiden Aggregaten? Während am OM904 von Brennbeginn an die Rußkonzentration steil ansteigt, ist am OM611 während der Premixed-Verbrennung (bis ca. 16 °KW n. OT, Abb. 4.23) nur ein sehr schwaches Signal und eine sehr niedrige Rußkonzentration zu beobachten. Da die Tendenzen der thermodynamischen Größen identisch sind, ist es unwahrscheinlich, dass beim OM611 in der Anfangsphase tatsächlich so viel weniger Ruß gebildet wird. Vielmehr wird der Ruß hier aufgrund des kleinen Öffnungswinkels und der ungünstigen Sondenlage (Sonde tief in den Brennraum hineinragend, zwischen zwei Einspritzstrahlen, Abdeckung durch die Spitze der Kolbenmulde...) von der GMT nicht erfasst wird. Der mit zunehmender Einspritzmenge ansteigende Rußkonzentrationsverlauf (s. Abb. 4.23, e) repräsentiert den Ruß in der Diffusionsverbrennung – analog zum Rußkonzentrationsanstieg bei OM904 mit fortschreitender Diffusionsverbrennung (s. Abb. 4.24, g). Die Rußtemperaturen verlaufen auf einem annähernd konstanten Niveau (f), stabiler als beim OM611-Aggregat (s. Abb. 4.23). Gut zu erkennen ist an den Temperaturverläufen die längere Rußstrahlung bei den Messpunkten mit längerer Einspritzdauer.

Die nachfolgende Abbildung zeigt auszugsweise das Verhalten der charakteristischen Werte – im einzelnen die Schwerpunktlagen der optischen Signale und die Integralwerte der Rußkonzentrationen – für die Messpunkte der Einspritzdauervariationen bei 1000, 1400 und 1800 UPM am OM904.

Die Schwerpunktlagen der optischen Signale entfernen sich mit steigender Diffusionsverbrennung zunehmend von der thermodynamischen Schwerpunktlage. Die Ursache kann in der größeren Rußmasse und der längeren Rußstrahlung im Brennraum liegen.

Die Integralwerte der Rußkonzentrationen nehmen mit dem FSN-Wert kontinuierlich zu.

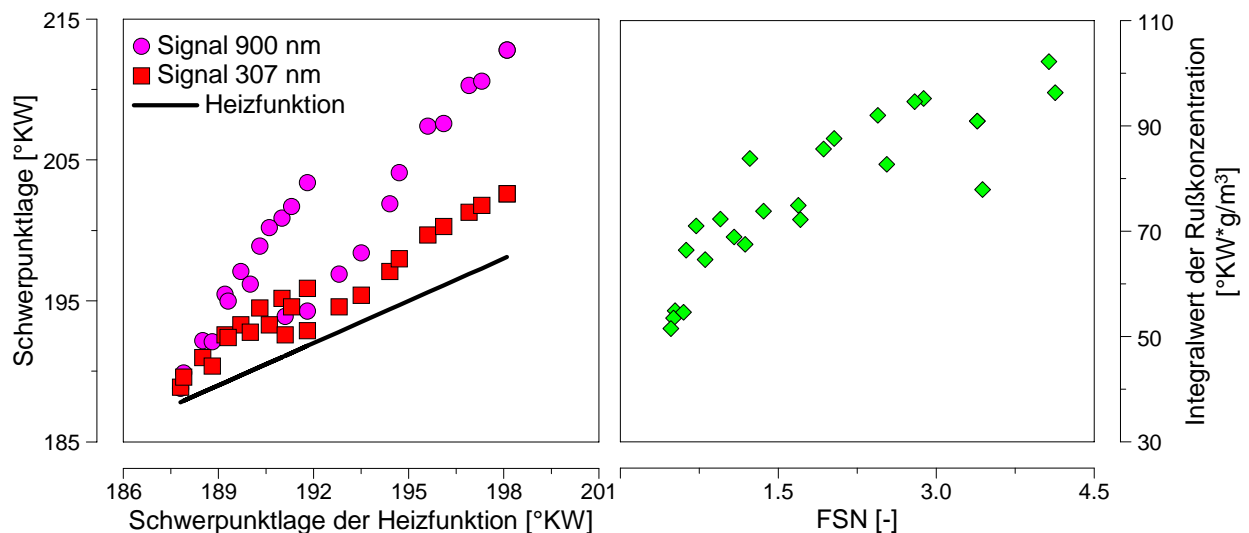


Abbildung 4.25 Charakteristische Werte der Messpunkte der Einspritzdauervariationen bei $n = 1000, 1400$ und 1800 1/min am OM904.

4.3.5 Variation des Einspritzbeginns

Am Beispiel einer Förderbeginn-Variation am OM904 in Abb. 4. 26 soll der Einfluss des Einspritzbeginns bei konstanter Drehzahl diskutiert werden. Zwecks konstanter Einspritzmenge musste die Einspritzdauer bei frühem Einspritzbeginn wegen höheren Zylinderdrucks in OT-Nähe geringfügig verlängert, bei spätem Einspritzbeginn wiederum etwas verkürzt werden (a). Somit kann die Verbrennung der gleichen Kraftstoffmenge in verschiedenen Phasenlagen zum OT untersucht werden.

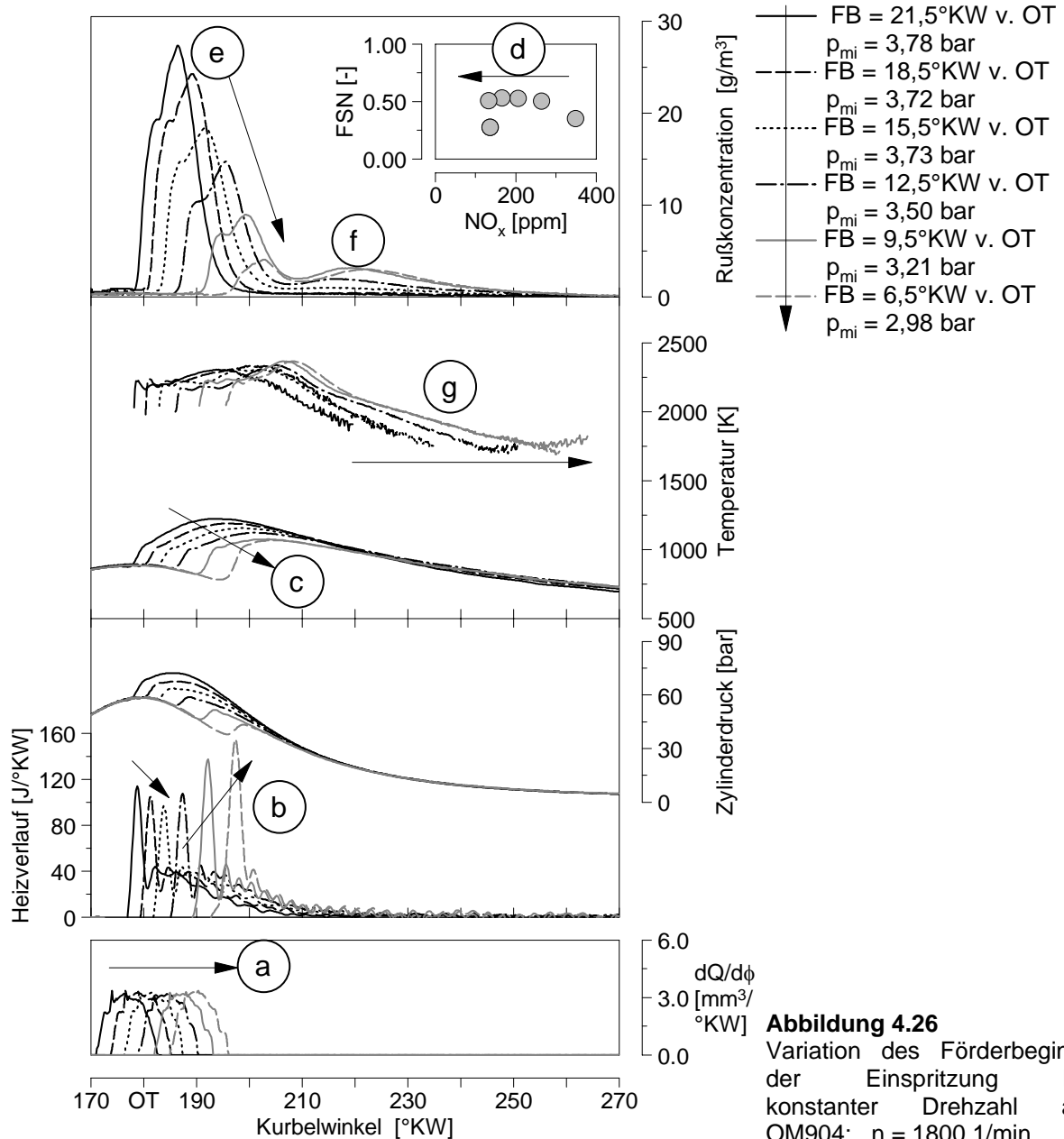
Für die Kraftstoffumsatzrate ist die Lage des Brennbeginns zum OT entscheidend. Der Zündverzug wird bis zum OT aufgrund höherer Kompressionsendtemperatur immer kürzer, danach steigt er wieder an. In Analogie dazu nimmt der Premixed-Anteil der Verbrennung zugunsten der Diffusionsverbrennung bis zum OT ab, dann nimmt die Premixed-Verbrennung wieder deutlich zu (b). Diese Tendenzen haben sich bei allen untersuchten Drehzahlen in der Teillast bestätigt (s. Abb. 4.27). Beim Förderbeginn 6,5°KW v. OT wird erst sehr spät nach OT eingespritzt, die Temperatur im Brennraum wird mit der Expansion zunehmend niedriger, der Zündverzug dadurch sehr lang. Die Verbrennung läuft nahezu vollständig premixed-dominiert ab. Der indizierte Mitteldruck sinkt signifikant erst bei 'später' Schwerpunktlage der Verbrennung $SWP \geq 15 \text{ °KW n. OT}$, ab ca. $FB \leq 12,5 \text{ °KW v. OT}$.

Die Verlagerung der Verbrennung in Richtung 'spät' bewirkt eine kontinuierliche Abnahme der Temperatur im Brennraum (c), die Stickoxidemissionen nehmen dadurch ab (d).

Beim Verhalten der Rußemissionen über dem Einspritzbeginn sind zwei Effekte zu beobachten: einerseits wird mit höherem Premixed-Anteil weniger Ruß gebildet und damit auch weniger emittiert (e). So nimmt die Rußemission mit sinkendem Zündverzug zunächst zu, dann mit deutlich ansteigendem Premixed-Anteil ab. Vergleicht man jedoch den ersten (Punkt 1: $FB = 21,5 \text{ °KW v. OT}$) und den letzten Punkt der Variation (Punkt 6: $FB = 6,5 \text{ °KW v. OT}$), so wird deutlich, dass etwa die gleiche Rußemission auch mit einem deutlich höheren Diffusionsanteil darstellbar ist. Die Rußkonzentrationsspitze ist in Punkt 1 entsprechend dem hohen Diffusionsanteil um etwa den Faktor 6 höher als in Punkt 6. Dass trotzdem in Punkt 1 etwa die gleiche Rußmasse im Abgas gemessen wird, liegt an der intensiveren Rußoxidation. Über ein ähnliches Verhalten der Rußoxidation wird auch in [44] berichtet.

Folgende Effekte könnten dazu ihren Beitrag leisten: in Punkt 1 begünstigen den Rußabbrand die höhere Temperatur, aber auch die Turbulenz der Einspritzung, deren Wirkung aufgrund des kleinen Volumens ($V_{\text{Brennraum}} \sim V_{\text{Mulde}}$) und des kurzen Zündverzugs – bzw. der Einspritzung noch während der Verbrennung – wesentlich stärker ist als in Punkt 6. Die Temperatur ist in Punkt 6 niedriger, weshalb die geringe gebildete Rußmasse nur zu einem Teil oxidiert werden kann. Es kommt in dem kleinen Diffusionsanteil sogar zu einem Anstieg der Rußkonzentration (f).

Das Ausbrennen der restlichen Kraftstoffmasse ist in den Punkten mit später Einspritzung aufgrund der abnehmenden Temperatur sehr schlecht, ersichtlich auch an den über einen langen Zeitintervall erstreckten Temperaturverläufen, die die Dauer der Rußstrahlung wiedergeben (g). Das Niveau der Rußtemperaturen ist in allen Punkten annähernd gleich.



Die nachfolgende Abbildung zeigt auszugsweise das Verhalten der charakteristischen Werte für die Messpunkte der Einspritzbeginnvariationen bei 1000, 1400 und 1800 UPM am OM904.

Die Zündverzüge nehmen bis zum OT ab und steigen dann an. Die Tendenzen sind bei allen drei Drehzahlen identisch, lediglich im Absolutwert gibt es Unterschiede: der Zündverzug ist bei 1800 am kleinsten wegen der höchsten Frequenz der Verbrennungszyklen und dadurch einer höheren Brennraumwandtemperatur.

Die Energie der Premixed-Verbrennung nimmt mit zunehmendem Zündverzug zu.

Analog zur Einspritzdauervariation entfernen sich die Schwerpunktlagen der optischen Signale mit steigender Diffusionsverbrennung zunehmend von der thermodynamischen Schwerpunktlage, obwohl es zu keiner vermehrten Rußbildung kommt.

Zwischen den Integralwerten der Rußkonzentrationen und den FSN-Werten ist bei der Einspritzbeginnvariation wie auch in allen anderen untersuchten Messungen an beiden Aggregaten – mit Ausnahme der Einspritzdauervariationen, s. Abb. 4.25 – kein Zusammenhang feststellbar.

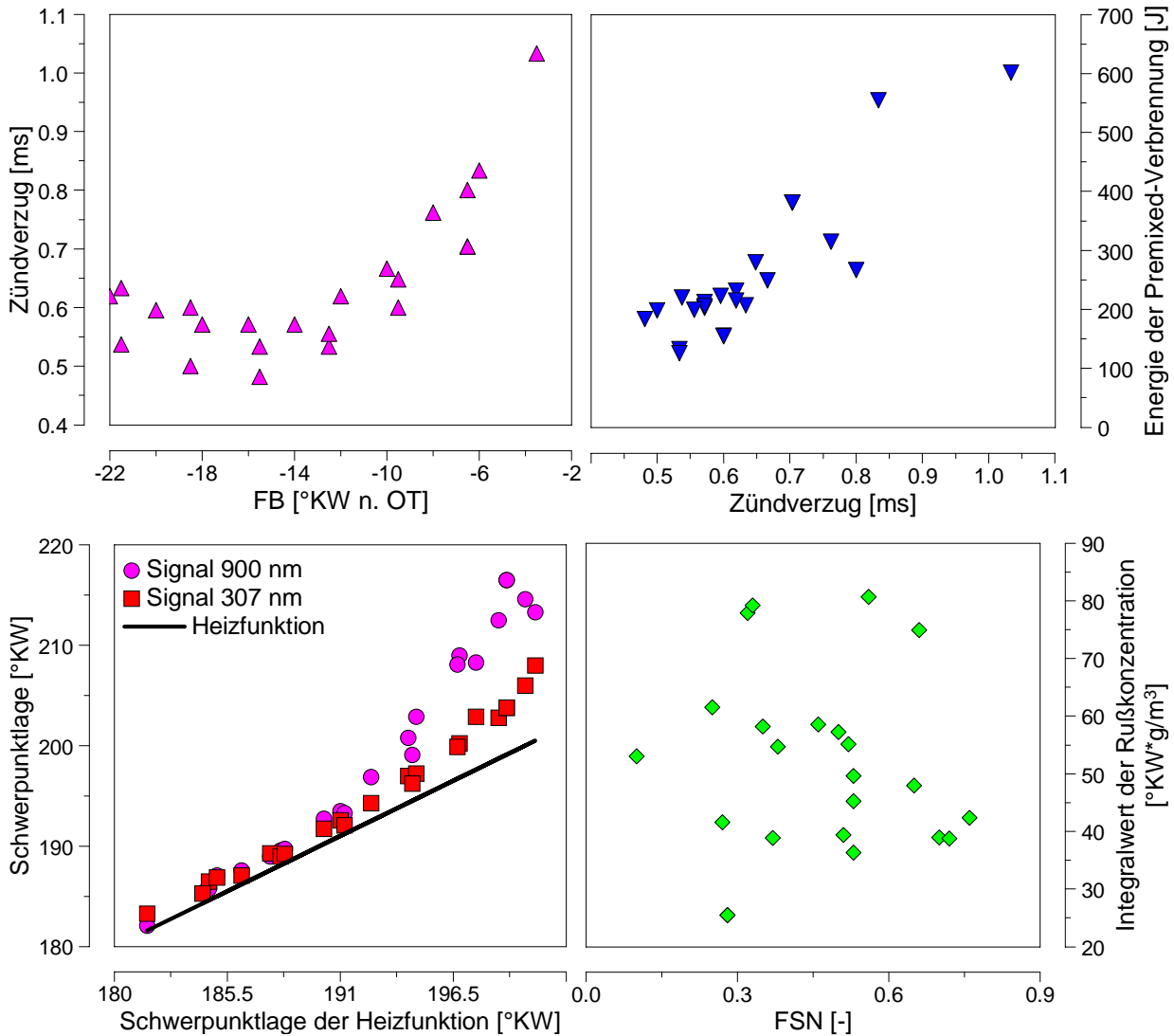


Abbildung 4.27 Charakteristische Werte der Messpunkte der Einspritzbeginnvariationen bei $n = 1000, 1400$ und 1800 1/min am OM904.

4.3.6 Angelagerte Nacheinspritzung

Mit den modernen CR-Einspritzsystemen können Mehrfacheinspritzungen durchgeführt werden. Die ein- oder mehrfache Voreinspritzung wird hauptsächlich aus akustischen Gründen [49] zur Reduzierung des Vormischanteiles der Hauptverbrennung appliziert.

Mit einer späten Nacheinspritzung (Einspritzbeginn der Nacheinspritzung nach abgeschlossener Hauptverbrennung) können unterschiedliche Ziele verfolgt werden, z.B.:

- ein schnelles Erreichen der Betriebstemperatur des Katalysators durch gezielte Produktion von unverbrannten Kohlenwasserstoffen
- Freibrennen des Rußfilters durch Anhebung der Abgastemperatur [80]
- Erhöhung der Motorabwärme in der Warmlaufphase.

Die angelagerte Nacheinspritzung hingegen (Abstand zur HE klein, NE während der Hauptverbrennung) erweist sich als ein wirksames Instrument zur Absenkung der Rußemissionen und wird zunehmend auch bei Serienmotoren appliziert.

Im Rahmen der Messungen am OM611 wurden in drei Betriebspunkten Abstands- bzw. Mengenvariationen für eine angelagerte Nacheinspritzung durchgeführt. Dabei wurden die Drehzahl und die Last konstant gehalten. Das Ziel der Untersuchungen war es, das Potenzial der angelagerten Nacheinspritzung in einem begrenzten Rahmen aufzuzeigen und zu versuchen, mit Hilfe der Zwei-Farben-Methode die Wirkmechanismen zu erklären. Dabei wurde die Problematik der Raildruckschwingungen und die eines höheren Injektorverschleißes bzw. der daraus resultierenden Dosierungenauigkeit nicht beachtet.

In Abbildung 4.28 ist der Betriebspunkt dargestellt, bei dem im Vergleich zum Ausgangspunkt die höchste Absenkung der Rußemission durch die angelagerte NE erreicht werden konnte: -45 %. Für die Dauer der Nacheinspritzung wurde die Ansteuerdauer der Voreinspritzung gewählt; die Ansteuerdauer der HE wurde zwecks konstantem indizierten Mitteldruck reduziert.

Die dargestellten Einspritzverläufe wurden am Injektorprüfstand ermittelt; aufgrund von Raildruckschwingungen liefert hier das verwendete empirische Modell für die Menge der Nacheinspritzung falsche Ergebnisse (vgl. Abb. 3.13). Zu erkennen ist im Vergleich zur Voreinspritzmenge ($\sim 1,2 \text{ mm}^3$) die deutlich höhere Nacheinspritzmenge ($\sim 2,5 \text{ mm}^3$) trotz identischer Ansteuerdauer ($ADVE = ADNE = 0,162 \text{ ms}$, (a)).

Die späte Umsetzung in der Nachverbrennung führt zu einer höheren Abgas- bzw. Brennraumtemperatur und bewirkt eine geringfügige Verringerung des Zündverzugs der Vorverbrennung (b), analog zu einer Verlängerung der Einspritzdauer (s. Kap. 4.3.4). Dadurch nimmt der Vormisch-Peak der Hauptverbrennung im Vergleich zum Standardpunkt etwas ab (c). Im weiteren Verlauf der Hauptverbrennung wird deutlich, dass hier weniger Kraftstoff umgesetzt wurde: die Umsatzrate sinkt früher. Die Nachverbrennung ist am Brennverlauf durch einen kleinen Berg sichtbar (d); die Umsatzrate nimmt hier zu und sinkt dann wieder beim Ausbrennen der restlichen Kraftstoffmasse ab. Die in beiden Diagrammen eingezeichnete punktierte vertikale Linie markiert den Brennbeginn der NV bei ca. 220 °KW (e).

Die niedrigere Umsatzrate in der Hauptverbrennung bei dem Punkt mit NE wirkt sich auf die Maxima der Rohsignale bei 900 nm und 307 nm aus, indem diese ebenfalls abnehmen (f). Am Verlauf der Festkörperstrahlung ist keine Nachverbrennung sichtbar während das Signal bei 307 nm analog zum Brennverlauf eine Erhebung bei der NV hat.

Das Maximum der Rußkonzentration ist bei dem Punkt mit NE kleiner (g). Hier ist der Diffusionsanteil der Verbrennung aufgrund der verkürzten HV kürzer, was die Ursache dafür sein kann, dass in der HV weniger Ruß gebildet wird. Am abfallenden Ast des Rußkonzentrationsverlaufes bei der NE ist die NV, analog zu der Festkörperstrahlung, kaum

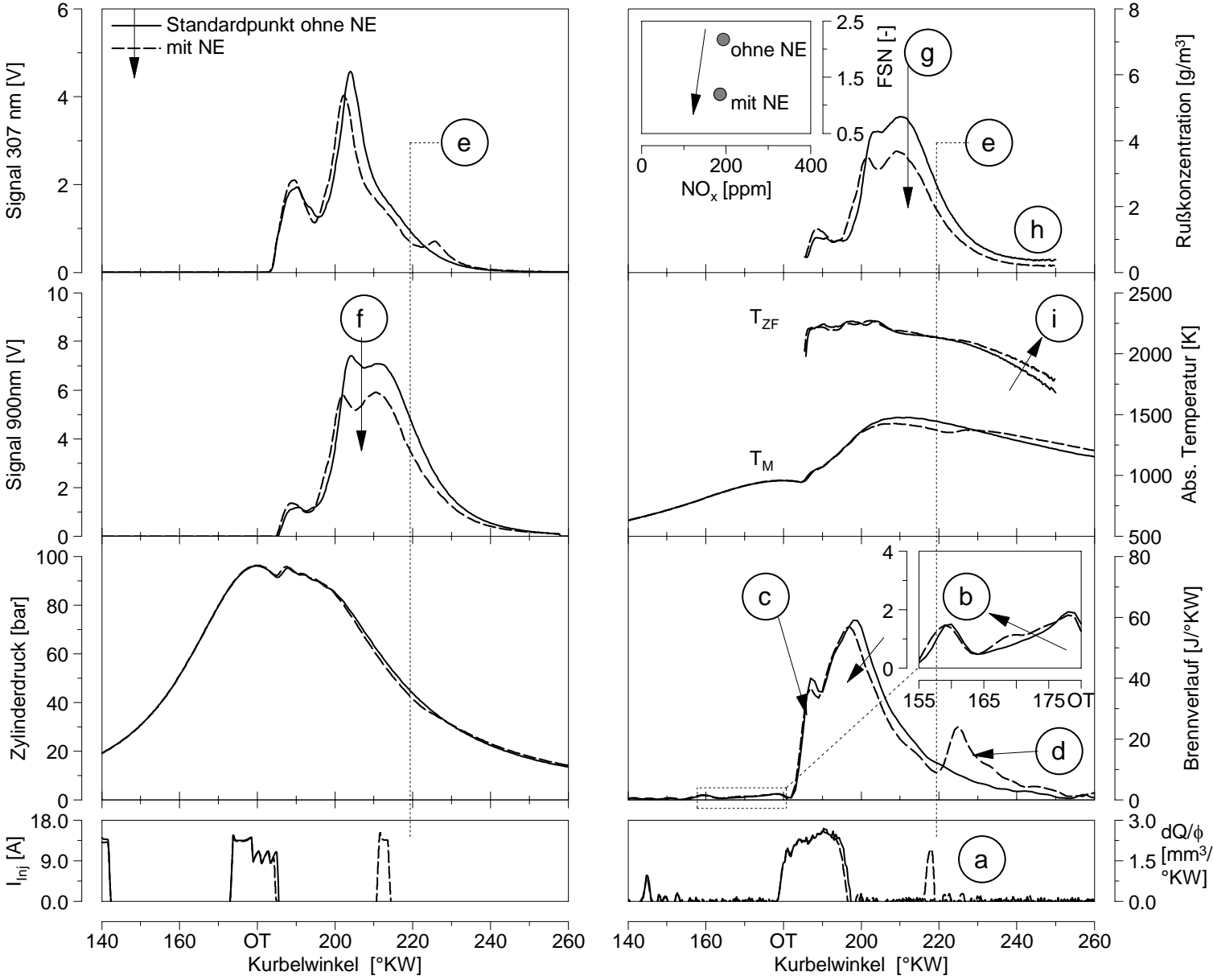


Abbildung 4.28 Angeleragte Nacheinspritzung ausgehend vom Standardlastpunkt am OM611 bei konstanter Drehzahl $n = 3200$ 1/min und konstantem indizierten Mitteldruck von $p_{mi} = 11$ bar. Die AGR-Rate betrug 15 %.

bis überhaupt nicht erkennbar. Wahrscheinlich wird also in der NV keine signifikante Menge an Ruß gebildet. Da in der HV weniger Ruß gebildet wurde, wird dadurch insgesamt weniger emittiert, ersichtlich auch am Niveau der Rußkonzentrationen bei Verbrennungsende (h). Die abfallende Flanke des Rußkonzentrationsverlaufs bei NV zeigt keinen veränderten Abfall, was möglicherweise die gleiche Rußoxidationsrate widerspiegelt wie in dem Punkt ohne NE.

In allen Punkten, in denen durch die angelagerte NE eine deutliche Absenkung der Rußemission dargestellt werden konnte, wurde keine signifikante Zunahme der Rußkonzentration während der NV beobachtet. Es liegt die Vermutung nahe, dass die kleine Kraftstoffmenge der NE in der NV keinen bzw. nur sehr wenig Ruß bildet. Da aber die Hauptverbrennung noch nicht abgeschlossen ist, ist dies nur vorstellbar, wenn kein unverdampfter Kraftstoff auf die brennenden Bereiche der HV trifft. Das wäre dann der Fall, wenn der Kraftstoff der NE in Düsenhöhe bzw. Brennraummitte, begünstigt durch die sehr hohe Temperatur im Zylinder, sofort verdampft und teilweise vorgemischt umgesetzt wird. Zudem kann bei einer abgesetzten NE Luft zwischen der HE und NE strömen. Zur Erhärtung dieser Vermutungen müssten weitere, tiefergehende Untersuchungen durchgeführt werden.

Die Rußtemperaturen verlaufen auf einem annähernd gleichen Niveau (i). Die Umsetzung in der Nachverbrennung bewirkt eine leichte Anhebung der Temperatur.

Abbildung 4.29 zeigt eine Variation, bei der eine wesentlich längere NE eingestellt wurde (a). Die Absenkung der Rußemission ist im Vergleich zum Ausgangspunkt ohne NE nur sehr gering (b).

Deutlich sichtbar ist am Heizverlauf eine intensive Nachverbrennung aufgrund der großen Einspritzmenge der NE (c). Es gelangt wahrscheinlich noch unverdampfter Kraftstoff in die brennenden Bereiche der HV, da es zu einem deutlichen Anstieg der Rußkonzentration kommt (d).

Mit Hilfe der GMT-Messungen war es möglich, die Menge und den Abstand der Nacheinspritzung so einzustellen, dass im Bereich der Nachverbrennung kein nennenswerter Anstieg der Rußstrahlung erfolgte. Ein solcher Parametersatz der angelagerten Nacheinspritzung erwies sich als optimal in Hinblick auf die Reduktion der Rußemissionen im Abgas.

Im Folgenden sollen die wichtigsten Erkenntnisse aus den Untersuchungen stichwortartig zusammengefasst werden:

- Die deutlichste Absenkung der Rußemission konnte mit einer kleinen Einspritzmenge der NE bei einem mittleren Abstand zwischen der HE und der NE bei AGR erzielt werden.
- Der Abstand zwischen der HE und der NE war durch die minimale Taktfolge des Einspritzsystems begrenzt: mit einer sehr nahen NE konnte allerdings auch kein Vorteil erzielt werden.
- Wird der Abstand zwischen der HE und der NE zu lang oder die Einspritzmenge der NE zu groß gewählt, wird der Vorteil zunichte gemacht: die Rußemission kann sich im Vergleich zum Ausgangspunkt verschlechtern.

4. Untersuchung der Verbrennung

- Ohne AGR können bei einer angelagerten NE neben der Rußemission gleichzeitig auch die unverbrannten Kohlenwasserstoff- und Kohlenmonoxid-Emissionen gesenkt werden; mit AGR und NE bleiben diese auf etwa gleichen Niveau.
- Die Einbußen im Wirkungsgrad bei einer optimal ausgelegten angelagerten NE sind minimal.
- Die Stickoxidemissionen bleiben unbeeinflusst bzw. nehmen leicht ab.

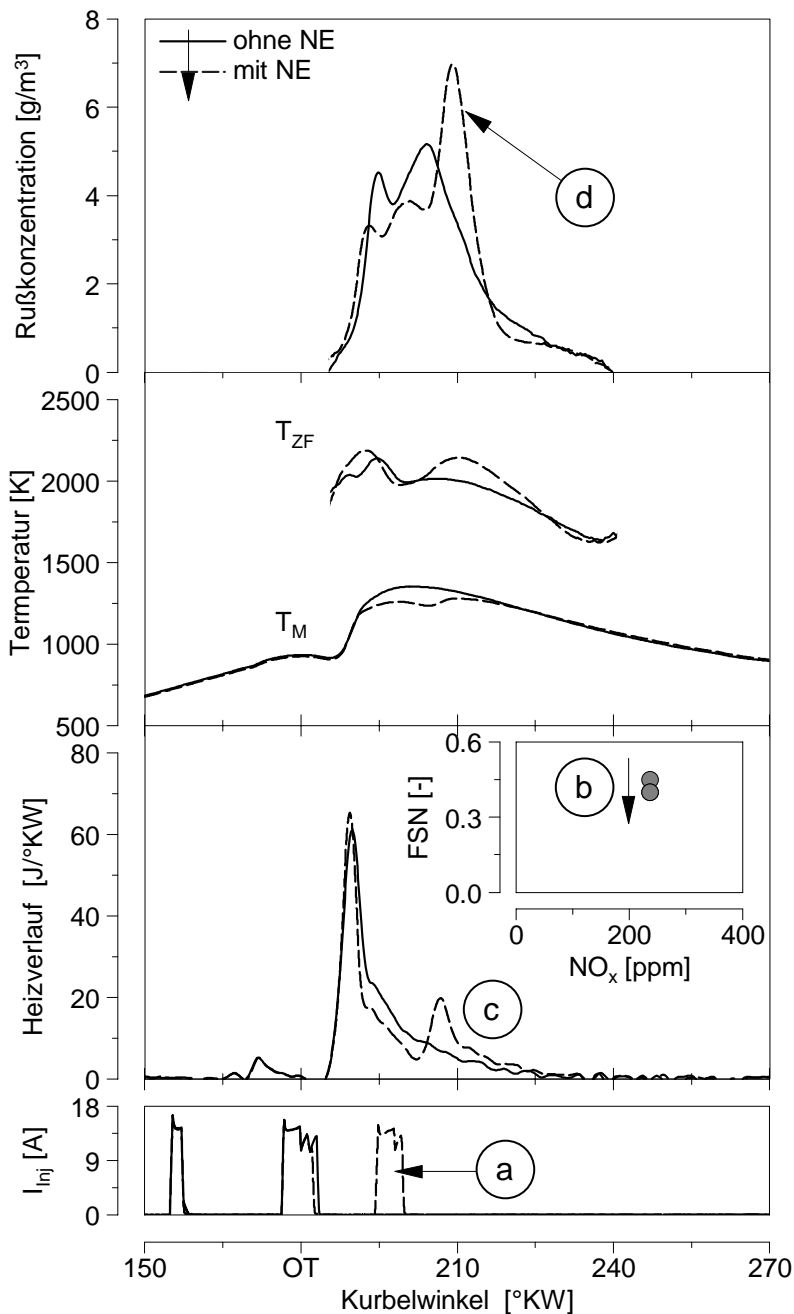


Abbildung 4.29

Angelagerte Nacheinspritzung am OM611 bei konstanter Drehzahl von $n = 2000$ 1/min und konstantem indiziertem Mitteldruck von $p_{mi} = 5$ bar.

4.3.7 Variation des Druckes im Kraftstoffspeicher

Das CR-Einspritzsystem des OM611 bietet gegenüber dem PLD-Einspritzsystem den Vorteil, dass der Druck im Kraftstoffspeicher unabhängig von der Drehzahl und der Phasenlage zum OT eingestellt werden kann. Um die Wirkmechanismen einer Raildruckerhöhung isoliert untersuchen zu können, wurden in mehreren Punkten Raildruck-Variationen ohne AGR durchgeführt. Hierbei wurde die Kraftstoffmasse über die Ansteuerdauer der Haupteinspritzung konstant gehalten. Die Ansteuerdauer der VE wurde nicht angepasst.

In Abbildung 4.30 ist eine Raildruck-Variation bei $n = 2000$ UPM dargestellt. Ausgehend vom Standardlastpunkt (Std.) wurde der Druck in einer Stufe gesenkt und anschließend in 6 Stufen schrittweise angehoben.

Die Einspritzrate nimmt mit höherem Druck zu (a), wodurch mehr Kraftstoff pro Zeiteinheit in den Brennraum eingespritzt wird. Dies zieht eine Zunahme der Ausgangstropfengeschwindigkeit nach sich, wodurch der Kraftstoff besser zerstäubt und die Verdampfungszeit verkürzt wird [28] (s. Kap. 3.3.4).

Dies führt zu einer leichten Verkürzung des Zündverzuges bereits in der Vorverbrennung (b). Obwohl hier mehr Kraftstoff eingespritzt wird, nimmt die umgesetzte Energie in der VV mit höherem Raildruck ab. Die Hauptverbrennung wird deutlich von der höheren Einspritzrate dominiert (c): die Umsatzrate nimmt aufgrund der höheren Turbulenzenergie der Einspritzung bzw. der damit verbundenen Verkleinerung der charakteristischen Mischungszeit stark zu [28]. Das Maximum fällt mit dem Ende der Haupteinspritzung zusammen, das bei höherem Raildruck früher erreicht wird. Die bessere Kraftstoffaufbereitung bewirkt trotz kürzerem Zündverzug einen hohen Vormischanteil der Hauptverbrennung.

Die Raildruckerhöhung leistet einen entscheidenden Beitrag zur Absenkung der Rußemissionen. Die FSN-Zahl konnte in dieser Variation bis auf die Nachweisgrenze reduziert werden (d). Die hohe Umsatzrate in OT-Nähe ist mit einem signifikanten Temperaturanstieg verbunden (e), was gleichzeitig eine deutliche Zunahme der Stickoxidemissionen bewirkt (d). Eine effektive Gegenmaßnahme wäre die Verschiebung des Umsatzes in der HV in Richtung 'spät' bzw. die gleichzeitige Anwendung einer gekühlten AGR. Die Kombinationen dieser Maßnahmen wurden in dieser Arbeit nicht untersucht.

Die Rußkonzentrationsverläufe verlagern sich analog zum Umsatzschwerpunkt der HV in Richtung 'früh', die Maxima nehmen mit höherem Raildruck zu (f), obwohl mit dem zunehmenden Premixed-Anteil aufgrund der bisherigen Erfahrung eine niedrigere Rußbildungsrate erwartet wird. Ähnliche Tendenzen konnten auch in [18, 44] beobachtet werden. Nach [18] verschiebt sich mit höherem Einspritzdruck die Partikelgrößenverteilung hin zu kleineren Rußteilchendurchmessern. Eine denkbare Ursache für die hohe Zwei-Farben-Rußkonzentration könnte sein, dass der in der Zwei-Farben-Auswertung verwendete konstante Rußteilchendurchmesser zu groß ist und dies zu den hohen Werten in der Rußkonzentration führt. Der Rußteilchendurchmesser ist direkt proportional zu der berechneten Rußkonzentration (s. Gl 2.18).

Der steilere Gradient der abfallenden Flanke der Rußkonzentrationsverläufe bei höherem Raildruck kann auf die bessere Rußoxidation hindeuten, die das Ergebnis der

einspritzbedingt besseren Mischung bzw. höheren Temperatur im Brennraum sein könnte [18]. Zusätzlich bietet die größere Oberfläche der kleinen Rußteilchen bessere Bedingungen für die Oxidation der Rußpartikel so dass mehr Ruß vollständig oxidiert werden kann. Die Höhe der Rußkonzentrationsverläufe bei Brennende (g) steht qualitativ in Analogie zur Rußemission: der Verlauf beim höchsten Raildruck erreicht den niedrigsten Wert. Die Zwei-Farben-Temperaturen nehmen mit steigendem Einspritzdruck bzw. zunehmender Umsatzrate zu, was die Folge der Nachkompression sein kann (h).

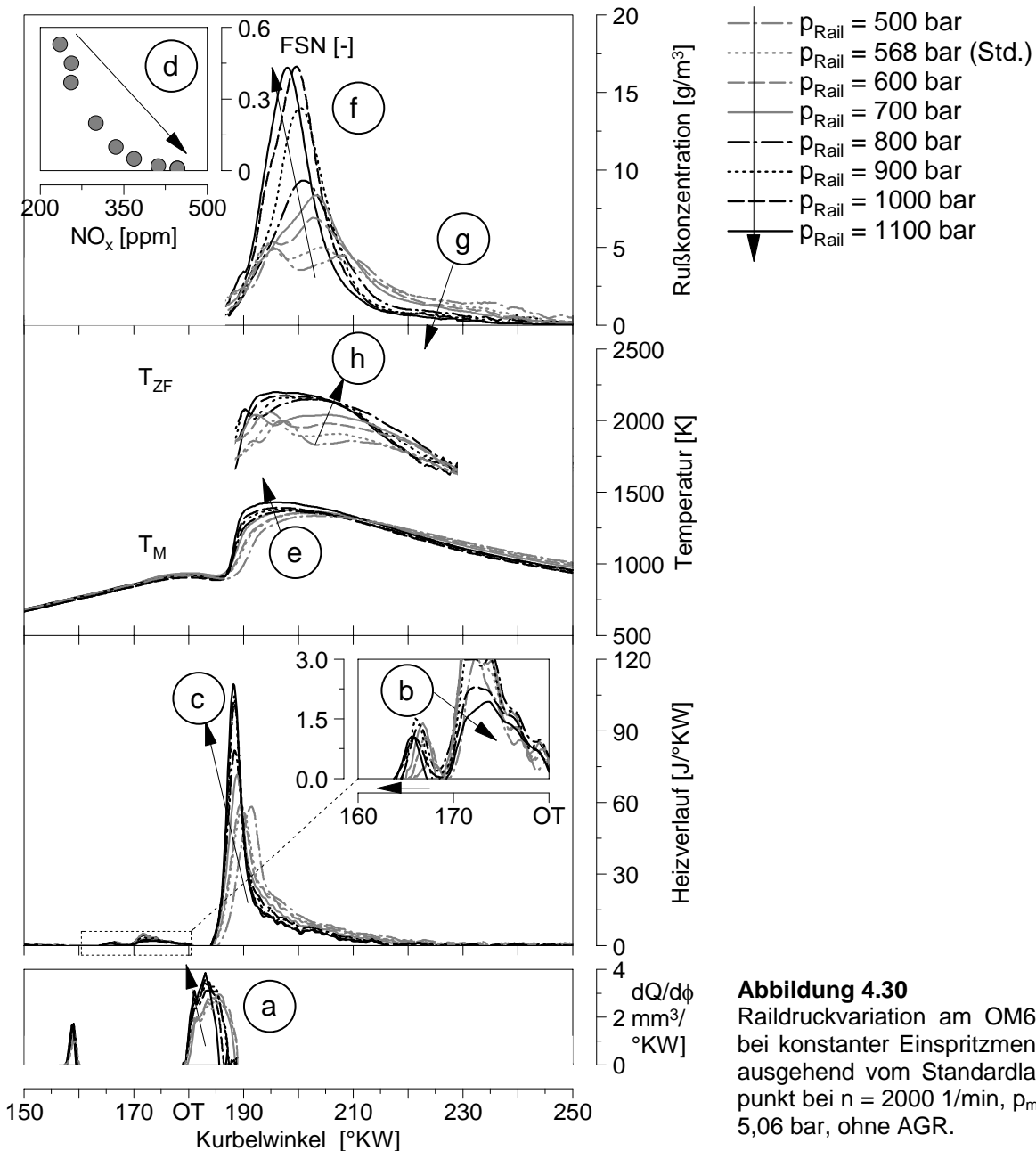


Abbildung 4.30
 Raildruckvariation am OM611 bei konstanter Einspritzmenge ausgehend vom Standardlastpunkt bei $n = 2000$ 1/min, $p_{mi} = 5,06$ bar, ohne AGR.

4.3.8 Lastvariation bei konstanter Drehzahl

An einem Beispiel soll diskutiert werden, wie sich die gemessenen und berechneten optischen und thermodynamischen Größen bei einer Lastvariation verhalten. Abbildung 4.31 enthält einen Drehzahlschnitt bei $n = 1800$ 1/min durch die Standardlastpunkte inkl. Betriebspunkte des 13-Stufen-Tests am OM904. Der Messpunkt bei 110 % stellt im Vergleich zur Vollast eine Lasterhöhung um 10 % dar. Er wird im Serienmotor aus Haltbarkeitsgründen nicht appliziert, bildet aber durchaus das Auflade- und Einspritz-Potenzial des Serienmotors ab.

Von einer Parametervariation kann bei der Lastvariation nicht gesprochen werden: die Lastpunkte sind voneinander unabhängig; die Motorparameter wurden in Anlehnung an die Serienapplikation des Motors eingestellt. Folglich sind Ladedruck, Ladelufttemperatur, Abgasgegendruck und alle Einspritzparameter individuell angepasst.

Aufgrund des unterschiedlichen Einspritzbeginns kann der Zündverzug nicht direkt am Brennverlauf abgelesen werden (b). Der Zündverzug nimmt kontinuierlich mit höherer Aufladung bzw. mit höherer Kompressionsendtemperatur im Zylinder ab. Das hat zur Folge, dass ab etwa 65 % Last keine Premixed-Verbrennung mehr beobachtet werden kann. Die gesamte Umsetzung des eingespritzten Kraftstoffs erfolgt diffusionsgesteuert, die Brennrate und die Brenndauer nehmen mit der Last zu.

Bei 100 und 110 % kann ein interessantes Phänomen beobachtet werden: das Maximum der Umsatzrate nimmt trotz steigender Einspritzrate nicht mehr zu (c). Diese 'allgemeingültige' Faustregel für DI-Dieselmotoren scheint in diesem Punkt an ihre Grenzen gelangt zu sein. Dass die Verbrennung durch die noch ansteigende Einspritzrate nicht mehr intensiviert wird, kann nicht an mangelndem Frischluftangebot liegen: die Aufladung nimmt noch deutlich zu, ersichtlich auch an den moderaten Rußemissionen. Vielmehr scheint diese Grenze geometrisch bedingt zu sein; das Potenzial der Einspritzerturbulenz als Mischungsgenerator ist für diesen Brennraum bereits voll ausgeschöpft, die Umsatzrate steigt nicht mehr an.

Die Rußkonzentration im Brennraum nimmt in Analogie zum steigenden Diffusionsanteil zu Beginn der Verbrennung zunächst zu (d). Der Einbruch im Signal scheint für die Hochlastpunkte trotz unterschiedlichen Einspritzraten 'ortsgebunden' zu sein (e), im Gegensatz zu einer Variation der Einspritzrate (s. Kap. 4.1.4). Eine entscheidende Rolle spielt dabei sicherlich das unterschiedliche Aufladeniveau: die Einspritzstrahlenpenetration nimmt mit höherer Zylinderdichte ab, die zunehmende Einspritzrate wirkt dagegen, die Signaleinbrüche werden zeitlich nicht 'hinausgeschoben'. Die vorhin diskutierte Stagnation der Umsatzrate kann ebenfalls eine Rolle spielen. Generell nehmen die Maxima und der Integralwert der Rußkonzentrationen mit steigender Last zu, obwohl die Rußemission nicht in direktem Zusammenhang zum globalen Luftverhältnis steht; aufgrund der unterschiedlichen Parametereinstellungen nimmt die Schwärzungszahl zunächst ab, dann steigt sie wieder an (a).

Im Mittel nehmen die Absolutwerte der Zwei-Farben-Temperaturen mit der Last im Vergleich zu den Massenmitteltemperaturen nur wenig zu (f), die Temperaturen bleiben bei längerer Verbrennung länger auf hohem Niveau.

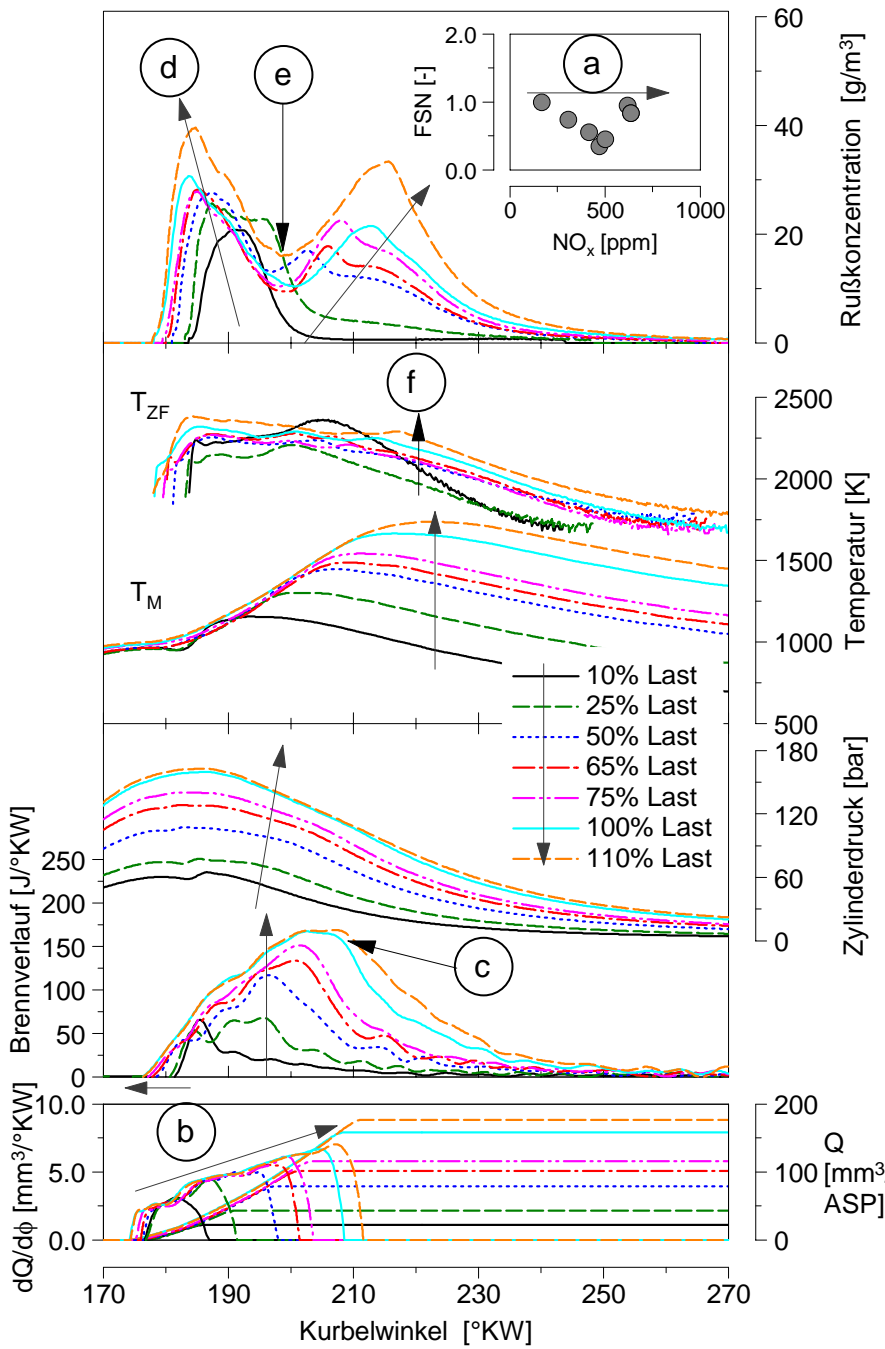


Abbildung 4.31
 Variation der Last am OM904 ohne AGR von 10 % bis 110 %, Standardlastpunkte bei $n = 1800$ 1/min. Der indizierte Mitteldruck nimmt mit steigender Last von $p_{mi} = 2,84$ bar bis 23,45 bar zu.

Fazit

Bei den Untersuchungen von Parametervariationen mit Hilfe der GMT konnten deutliche Hinweise gefunden werden, dass zwischen der Zwei-Farben-Rußkonzentration und der im Brennraum augenblicklich vorhandenen Rußmasse ein qualitativer Zusammenhang besteht. Anhand von Rußkonzentrationsverläufen konnten zusätzliche Informationen etwa über die Rußbildung bei angelagerter Nacheinspritzung oder der verlangsamten Rußbildungsrate bei AGR sowie z.T. über die Russoxidation gewonnen werden.

Die Verläufe der Zwei-Farben-Temperaturen korrelieren nicht mit der einzonig ermittelten Massenmitteltemperatur und zeigen auch keine Gemeinsamkeit mit der Rußkonzentration. Zur näheren Untersuchung der Zwei-Farben-Temperaturen sollen die Modellergebnisse der Zwei-Zonen-Rechnung herangezogen werden (s. Kap. 6.5).

4.4 Zusammenhang zwischen der Rußkonzentration und der Rußmasse im Abgas

Der im Abgas gemessene Rußgehalt enthält lediglich einen Bruchteil der im Brennraum auftretenden maximalen Rußkonzentration [31, 81], und liefert keine Aussage über die während der Verbrennung ablaufende Rußbildung und –oxidation. Für einen Abgleich des berechneten Rußmassenverlaufes aus dem Zwei-Zonen-Modell (s. Kap. 5.3.4) wären zusätzliche Informationen über die im Brennraum vorhandene Rußmasse von Vorteil.

In manchen Veröffentlichungen wird mit Hilfe der Globalen (Integralen) Lichtleit-Messtechnik der Rußmassenverlauf während der Verbrennung ermittelt [2, 8, 9, 76, 77, 82], ohne nähere Angabe zum Berechnungsablauf. Anhand der Untersuchungen in diesem Kapitel sollte geklärt werden, ob aus der Zwei-Farben-Rußkonzentration ein Rußmassenverlauf berechnet werden kann bzw. ob zwischen der Abgasrußemission und der mit der Zwei-Farben-Methode bestimmten Rußkonzentration ein quantitativer Zusammenhang besteht, der zur Validierung des NO-/Rußmodells herangezogen werden könnte.

4.4.1 Berechnung der Rußmasse durch Volumenkorrektur

Geht man davon aus, dass die Rußkonzentration RC für den gesamten Brennraum repräsentativ ist, bietet sich aufgrund ihrer physikalischen Einheit $[g/m^3]$ eine direkte Berechnung der Rußmasse an: als Produkt der Rußkonzentration und des Zylindervolumens $RC \cdot V_{Zyl}$. Dies setzt voraus, dass das gesamte Zylindervolumen zu jedem Zeitpunkt während der Verbrennung mit Ruß gefüllt ist, was v.a. in der ersten Phase der Verbrennung nicht der Wirklichkeit entsprechen kann. Die so berechneten Verläufe weisen dementsprechend viel zu hohe Maximalwerte auf; aber auch gegen Ende der Verbrennung wird die im Abgas vorhandene Rußmasse deutlich überschätzt. Lediglich bei sehr stark rußenden Betriebspunkten, wie in Abb. 4.32 für O904 dargestellt (a), kann die Größenordnung der Rußmasse im Abgas getroffen werden (s. Abb. 4.32 'X' bei 170 μg).

Als weitere Näherung kann die Rußmasse im erfassten optischen Volumen berechnet werden. Die Verläufe der optischen Volumina wurden mit Hilfe von 3D-Modellen für verschiedene Sondenöffnungswinkel für beide Aggregate berechnet. Aus der Übertragungsfunktion der optischen Sonde in Abb. 3.6 wird deutlich, dass das erfasste Volumen nicht abgegrenzt werden kann: vielmehr fällt die Transmission kontinuierlich mit dem Öffnungswinkel ab, einen definierten 'toten Winkel' gibt es nicht. Zu welchem Anteil die Randbereiche des Öffnungswinkels an der Gesamtstrahlung beteiligt sind, entscheidet zusätzlich zur Transmission die Verteilung der Strahlungsherde im Brennraum, die zeitlich und räumlich variiert und unbekannt ist. Somit ist die 'Entstehung' des integralen Rußkonzentrationsverlaufes ebenfalls nicht bekannt, weswegen die Diskretisierung in Volumenanteile nicht möglich ist, wie auch die Bestimmung eines 'effektiven' optischen Volumens.

Die optischen Sonden erfassen in der Nähe des OT nur einen sehr kleinen Teil des Brennraumvolumens (s. Anhang A.5). Es wird erwartet, dass mit zunehmender Entfernung von OT ein größerer und damit repräsentativer Bereich der Brennraumstrahlung bzw. des Rußes im Brennraum erfasst werden kann. Wie in Kap. 4.1.4 diskutiert, werden die Signalverläufe in der Nähe ihrer Maxima durch unterschiedliche Einflüsse gestört. Ob die mit der GMT gemessenen Rußkonzentrationen an der abfallenden Flanke repräsentative Aussagen über die im Brennraum vorhandene Rußmasse liefern, kann mit der nachfolgenden Überlegung geprüft werden:

Der Rußkonzentrationsverlauf im Brennraum nimmt ab Beginn der Verbrennung mit zunehmender Rußbildung zu. Nach Überschreiten eines Maximums wird der Ruß durch Oxidation bis auf die im Abgas messbare Konzentration abgebaut. Aus der Bedingung, dass die Rußmasse im optischen Volumen nach dem Verstreichen des Maximums der Rußkonzentration nicht zunimmt sondern höchstens konstant bleibt, folgt Gleichung 4.2.

$$\frac{dm_{\text{Ruß}}}{d\varphi} \leq 0 \quad (\text{Gl. 4.2})$$

Für den abfallenden Ast der Rußkonzentration kann daraus folgende Bedingung aufgestellt werden:

$$\frac{dRC}{d\varphi} \leq -RC \cdot \frac{1}{V_{\text{opt}}} \cdot \frac{dV_{\text{opt}}}{d\varphi} \quad (\text{Gl. 4.3})$$

In Abbildung 4.32 sind zwei Betriebspunkte am OM611 bzw. OM904 dargestellt. Die Rußmassenverläufe wurden durch Multiplikation der Rußkonzentrationen mit jeweils drei verschiedenen optischen Volumina berechnet.

Es wird deutlich, dass bei dem dargestellten OM611-Betriebspunkt die Bedingung aus Gleichung 4.3 ab etwa 240 °KW nicht mehr erfüllt wird (b). Folglich müsste ab diesem Zeitpunkt mehr Ruß gebildet als abgebaut werden. Dies ist am Ende der Verbrennung (Brennfunktion $X_{240^\circ\text{KW}} > 95\%$) äußerst unwahrscheinlich.

Noch weniger annehmbar werden die berechneten Rußmassenverläufe, wenn man Verbrennungen mit einer späteren Schwerpunktlage betrachtet, wie das bei dem dargestellten OM904-Betriebspunkt mit hoher Abgasrußemission der Fall ist. Hier erreicht die Volumenzunahme der optischen Volumina über °KW noch größere Werte. Die Bedingung wird in keinem Punkt der abfallenden Flanke des Rußkonzentrationsverlaufes erfüllt (c). Der Rußmassenverlauf suggeriert eine kontinuierliche Rußmassenzunahme während der Verbrennung, was der Wirklichkeit nicht entsprechen kann.

Die plausiblen Rußmassenverläufe in der Literatur [2, 8, 9, 76, 77, 82] sind damit nur so erklärbar, dass die Rußmassenverläufe über die Skalierung der Rußkonzentrationsverläufe mit einem konstanten (charakteristischen) Volumen gewonnen wurden. Diese Vorgehensweise setzt voraus, dass unabhängig von der Kolbenstellung bzw. vom Beobachtungsvolumen zu jedem Zeitpunkt eine gleich große Rußwolke mit charakteristischer Konzentration von der GMT erfasst wird. Angesichts der Tatsache, dass

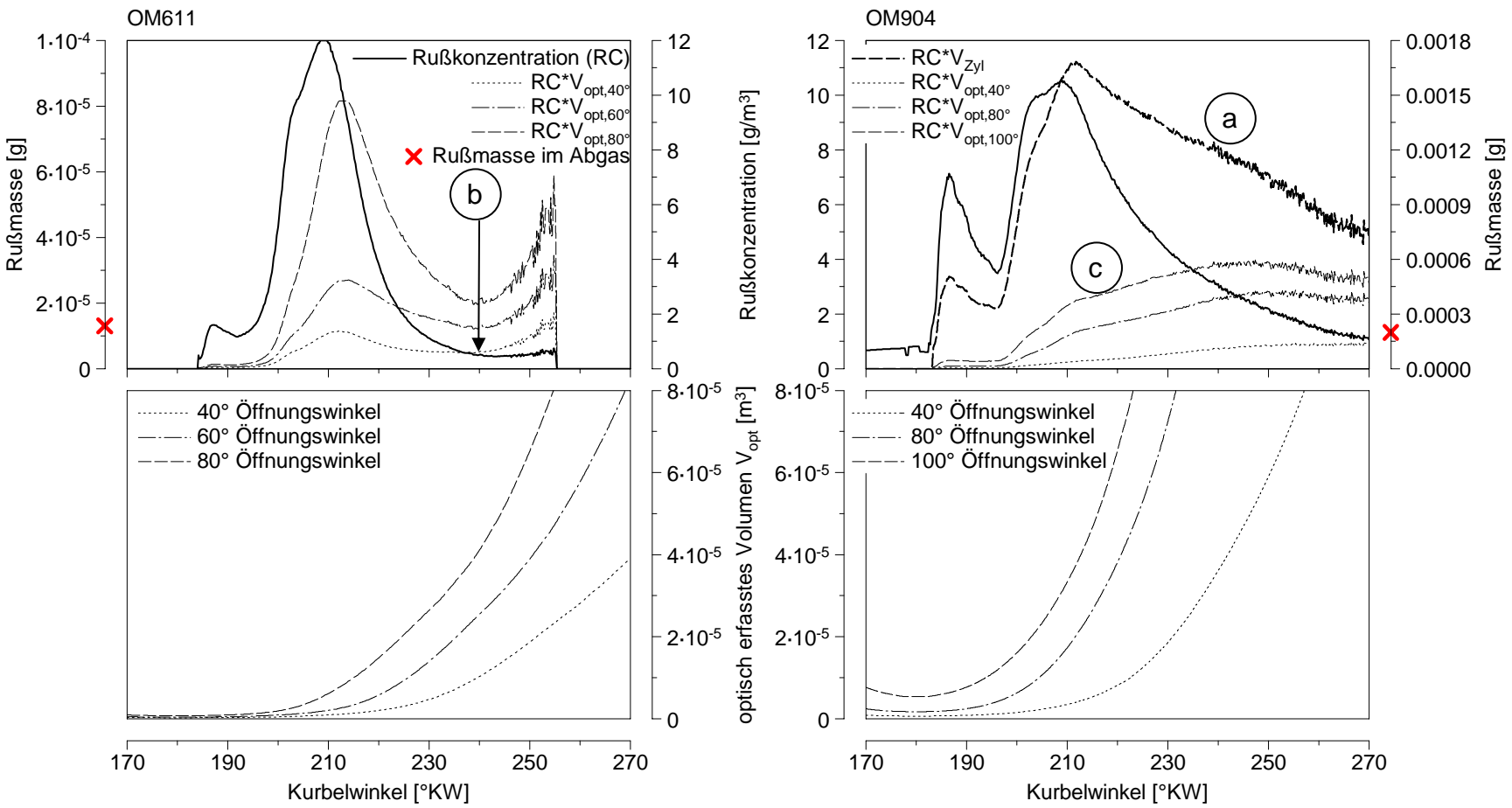


Abbildung 4.32 Berechnung des Rußmassenverlaufes durch Multiplikation der Rußkonzentration mit dem erfassten optischen Volumen bei verschiedenen Sondenöffnungswinkeln.
 OM611: $n = 3200 \text{ 1/min}$, $p_{mi} = 10,65 \text{ bar}$, OM904: $n = 1800 \text{ 1/min}$, $p_{mi} = 8,97 \text{ bar}$

die kleinen heißen Bereiche die kälteren überstrahlen (s. Kap. 3.2.2.3), könnte diese Näherung manchmal sinnvolle Ergebnisse liefern. Da aber nicht bekannt ist, wann die Voraussetzungen dafür erfüllt sind (\rightarrow bestimmt den Verlauf der Rußmasse über $^{\circ}\text{KW}$) und wie groß das charakteristische Volumen ist (\rightarrow bestimmt die absolute Höhe der Rußmasse), kann diese Näherung nicht generell angewendet werden.

Bemerkenswert ist, dass obwohl bei fast allen gemessenen Betriebspunkten die mit dem optischen Volumen berechneten Rußmassenverläufe unplausibel sind, die Größenordnung der Rußmasse im Abgas gut wiedergegeben wird (s. auch Abb. 4.32 'X' bei 13,2 bzw. 170 μg). Diese Tatsache kann als eine Bestätigung für die richtige Größenordnung der Zwei-Farben-Rußkonzentration angesehen werden.

Fazit

Die Untersuchung der Rußkonzentrationsverläufe lässt folgende Schlüsse zu:

- Obwohl gegen Brennende von den optischen Sonden bereits ein großer Teil des Brennraumes erfasst wird, ist die Zwei-Farben-Rußkonzentration nicht repräsentativ für die gesamte Rußmasse im Brennraum und im Abgas. Mögliche Ursache könnte das gegen Ende der Verbrennung vermehrte Auftreten kälterer Rußschichten sein, deren Oxidation abgebrochen ist und die von heißeren Bereichen überstrahlt werden. Damit gelangt der 'kalte' Ruß 'unbemerkt' von der optischen Messtechnik in den Abgastrakt. Zudem kann er die Strahlung im Brennraum vermehrt absorbieren [25]. Untersuchungen mit Laser induzierter Inkandescenz haben gegen Ende der Verbrennung hohe Rußkonzentrationen bei gleichzeitig schwachem Rußeigenleuchten nachgewiesen [83, 84].
- Aufgrund der starken Inhomogenität der Strahlungsherde kann mit der Zwei-Farben-Methode keine Rußmasse ermittelt werden.
- Aus Untersuchungen der charakteristischen Werte in allen Messpunkten geht hervor, dass die Rußkonzentrationsverläufe keinen funktionalen Zusammenhang mit der Rußmasse im Abgas zeigen, wenngleich ihre Größenordnung mit der Rußmasse korreliert.

5 Zweizonen-NO-/Rußmodell

Die einzonige Modellvorstellung (s. Kap. 3.3.1) nimmt zu jedem Zeitpunkt eine vollständige Durchmischung der Zylinderladung an. Dieser Extremfall ist für die Dieselerverbrennung sehr unwahrscheinlich, da dadurch keine heißen Zonen, die für die Schadstoffbildung verantwortlich sind, auftreten könnten. Im Zweizonen-Modell wird der Brennraum ebenfalls nulldimensional betrachtet, wobei er jedoch aus thermodynamischer Sicht in eine verbrannte und unverbrannte Zone aufgeteilt wird. Eine strikte Trennung in eine verbrannte Zone, die nur die Verbrennungsprodukte beinhaltet und in eine unverbrannte Zone mit Frisch- und Restgas würde wiederum nur einen Extremfall darstellen – etwa den bei der Flammenausbreitung eines homogen betriebenen Ottomotors –, bei dem kein zusätzlicher Massenaustausch zwischen den Zonen stattfindet.

Bei der mischungsdominierten dieselmotorischen Verbrennung liegt die Realität zwischen diesen zwei Fällen, d.h. der Massentransport ist nicht auf die Reaktion in der Flamme beschränkt. Abbildung 5.1 skizziert diese Modellvorstellung.

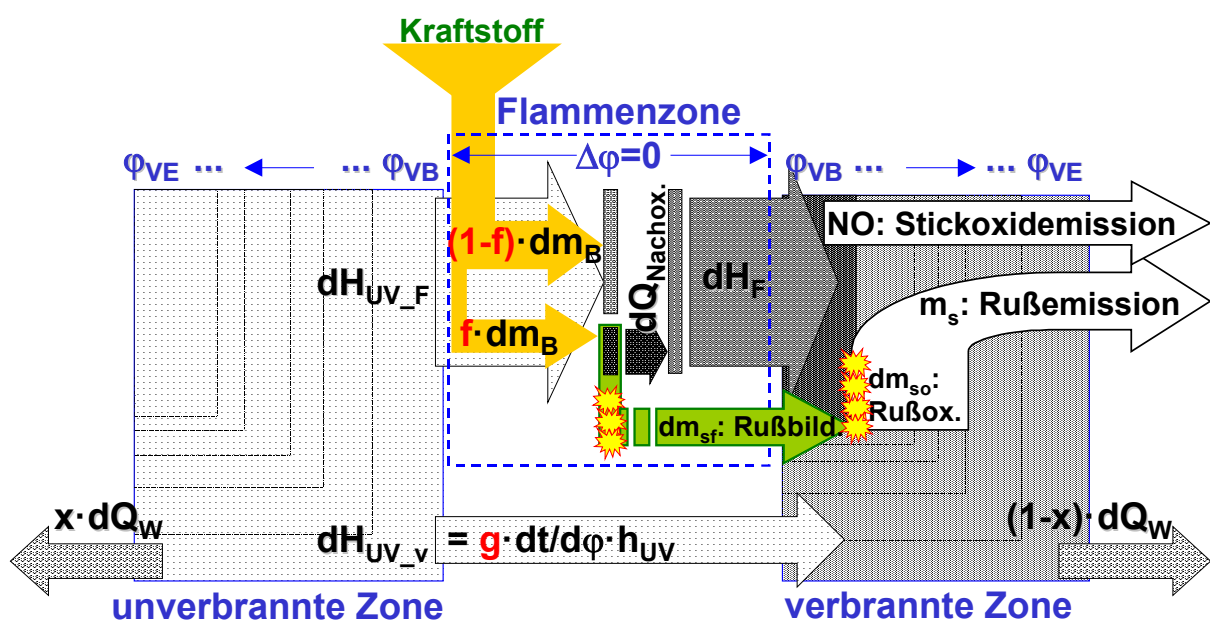


Abbildung 5.1 Schema des Zweizonen-NO-/Rußmodells

Bis zum Brennbeginn wird einzonig gerechnet, die **unverbrannte Zone** enthält die angesaugte Frischluft sowie das Restgas aus innerer und äußerer AGR. Die gesamte Wärmeabfuhr wird der unverbrannten Zone zugeschlagen, das Arbeitsgas hat Massenmitteltemperatur.

Die **Flammenfront** wird als unendlich dünn angenommen, der Kraftstoff 'erscheint' erst während der Wärmefreisetzung und wird ihr proportional der Zylindermasse zugeschlagen. Virtuell wird innerhalb der Flammenzone zwischen einer 'fetten' (Funktion f) und einer stöchiometrischen Verbrennung unterschieden, wodurch die an der Rußbildung teilnehmende Kraftstoffmasse sowie die Temperatur während dieser modelliert werden. Es wird angenommen, dass der 'fett' verbrennende Kraftstoff noch innerhalb der Flammenzone nachoxidiert wird, so dass die Wärmefreisetzung immer mit einem konstanten Luftverhältnis $\lambda_F = 1$ abläuft. Der Kraftstoffmassenstrom gelangt zusammen mit dem der Wärmefreisetzung in der Flammenfront entsprechendem Enthalpiestrom aus dem Unverbrannten in die **verbrannte Zone**. Diese enthält die Verbrennungsprodukte aus der Flammenzone und tauscht gleichzeitig Masse mit der unverbrannten Zone aus.

Der Zumischmassenstrom (Funktion g) – definiert als ein Differenzmassenstrom und gerichtet aus dem Unverbrannten in die verbrannte Zone – wird phänomenologisch modelliert. Die Aufteilung des global berechneten Wandwärmestromes auf die einzelnen Zonen erfolgt nach einer einfachen Annahme proportional dem Oberflächenverhältnis der jeweiligen Zone zum aktuellen Zylinder-Gesamtvolumen (Funktion x). Durch die Zumischfunktion kann die Temperatur und gleichzeitig der Sauerstoffpartialdruck im Verbrannten unabhängig von der Umsetzung in der Flammenzone gesteuert werden. Das für die verbrannte Zone aufgestellte chemische Gleichgewicht für 9 Stoffe unter Berücksichtigung der Dissoziation und der erweiterte Zeldovich-Mechanismus [85] dienen zur Berechnung der NO-Emission. Gleichzeitig kann die Rußoxidation in Abhängigkeit der Sauerstoffkonzentration berechnet werden. Basierend auf dem Ansatz von Hiroyasu [41] wird zur Berechnung der Rußbildung und -oxidation eine neue Formulierung verwendet. Die Schadstoffberechnung in der verbrannten Zone erfolgt iterativ und berücksichtigt die innere und äußere AGR.

In den nächsten Kapiteln wird das NO-/Rußmodell genau beschrieben. Alle Größen sind Momentanwerte und beziehen sich auf ein Arbeitsspiel. Es wird ein geschlossenes thermodynamisches System ohne Leckage betrachtet. Alle Massen- bzw. Energieströme, die in die einzelnen Teilsysteme hineingehen werden als positiv, alle ausgehenden Ströme als negativ definiert. Innerhalb eines Systems wird zu jedem Zeitpunkt eine vollkommene Durchmischung (homogener Zustand) angenommen.

5.1 Turbulente kinetische Energie

Die Modellbildung stützt sich auf eine globale Formulierung des Strömungsfeldes im Brennraum auf Basis eines k - ε -Modells [62, 28]. Angestrebt wurde eine detaillierte Beschreibung der spezifischen kinetischen Turbulenzenergie k bei homogener (statische Gleichverteilung im Strömungsfeld – örtlich konstant, zeitlich nicht), isotroper Turbulenz (in alle Koordinatenrichtungen gleiche mittlere turbulente Schwankungsgeschwindigkeit).

Hierbei wird die Änderung der kinetischen Energie dk/dt als Summe verschiedener Komponenten betrachtet.

Der Einfluss der **Dichteänderung** des Arbeitsgases auf die Turbulenz im Zylinder kann unter Berücksichtigung von

$$\frac{d\rho_{\text{zyl}}}{\rho_{\text{zyl}}} = -\frac{dV_{\text{zyl}}}{V_{\text{zyl}}} \quad (\text{Gl. 5.1})$$

wie folgt geschrieben werden:

$$\frac{dk}{dt} = -\frac{2}{3} \cdot \frac{k}{V_{\text{zyl}}} \cdot \frac{dV_{\text{zyl}}}{dt} \quad (\text{Gl. 5.2})$$

Dabei wird die Turbulenzenergie während der Kompression erhöht; während der Expansion nimmt sie proportional der Volumenzunahme ab.

Die irreversible 'Vernichtung' der Turbulenzenergie, etwa durch innere Reibung, kann mit Hilfe des **Dissipationsterms** beschrieben werden. Demnach nimmt der Abbau der kinetischen turbulenten Energie mit steigender Höhe derselben überproportional stark zu:

$$\frac{dk}{dt} = \varepsilon_{\text{Diss}} \cdot \frac{k^{1,5}}{l} \quad (\text{Gl. 5.3})$$

Die Dissipation benötigt als Hilfsgröße zur Übertragung ähnlicher Phänomene eine Formulierung des **charakteristischen Wirbeldurchmessers** l . Dieser wird über den Durchmesser einer Kugel mit Zylindervolumen definiert.

$$l = \left(\frac{6 \cdot V_{\text{zyl}}}{\pi} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (\text{Gl. 5.4})$$

Der Brennraum der untersuchten DI-Dieselmotoren wird von einer tiefen Kolbenmulde bestimmt. Das Quetschvolumen im oberen Totpunkt zwischen Kolben und Zylinderkopf wird auf ein konstruktiv erforderliches Mindestmaß reduziert, wodurch das Arbeitsmedium während der Kompressions- und Expansionsphase in die Mulde hinein bzw. aus der Mulde heraus strömt. Diese sogenannte **Quetschströmung** trägt zur Erhöhung der Turbulenz bei, indem das Energieniveau bei der Strömungsablösung am Muldenrand entstehender Wirbel erhöht wird.

Untersuchungen von Bargende [62] über turbulenzinduzierte Wärmeströme in Motoren ergaben, dass dieser Effekt weitgehend nur nach dem oberen Totpunkt und somit erst während der Verbrennung zu beobachten ist. So wurde eine merkliche Überlagerung der dralldominierten Turbulenz durch Quetschströmung erst nach OT gemessen, nicht davor.

Der Anteil der Quetschströmung wird durch die folgende Beziehung definiert:

$$\frac{dk}{dt} = \left(\varepsilon_q \cdot \frac{k_q^{1,5}}{l} \right) \quad (\text{Gl. 5.5})$$

Hierin tritt die spezifische kinetische Energie der Quetschströmung auf,

$$k_q = \frac{1}{2} w_q^2 \quad (\text{Gl. 5.6})$$

der wiederum die Geschwindigkeit w_q zugrunde liegt:

$$w_q = \frac{1}{3} \cdot \left(w_r \cdot \left(1 + \frac{d_m}{d_{\text{zyl}}} \right) + w_a \cdot \left(\frac{d_m}{d_{\text{zyl}}} \right)^2 \right) \quad (\text{Gl. 5.7})$$

Diese entsteht aus der Mittelung der radialen und axialen Komponenten w_r und w_a der Quetschströmungsgeschwindigkeit, für die gilt:

$$w_r = \frac{dV_{\text{zyl}}}{dt} \cdot \frac{V_m}{V_{\text{zyl}}(V_{\text{zyl}} - V_m)} \cdot \frac{d_{\text{zyl}}^2 - d_m^2}{4 \cdot d_m} \quad (\text{Gl. 5.8})$$

$$w_a = \frac{dV_{\text{zyl}}}{dt} \cdot \frac{s_m}{V_{\text{zyl}}} \quad (\text{Gl. 5.9})$$

Die Gleichungen gelten für eine 'Topfmulde' (Zylinderscheibe), deren mittlerer Durchmesser aus dem Ausliterwert (Volumen) und der maximalen Muldentiefe der Omega-Mulden der untersuchten Motoren berechnet wurde.

Bei schnelllaufenden Pkw-DI-Dieselmotoren, wie dem OM611, wird die Gemischbildung durch einen hohen **Einlassdrall** unterstützt. Aus diesem Grund wird ein Drallterm definiert:

$$\frac{dk}{dt} = \varepsilon_D \cdot \frac{c_m^3}{l} \quad (\text{Gl. 5.10})$$

Zu einem hohen Grunddrall des OM611-Aggregates (DRZUT = 2,6) kommt eine zusätzliche Drallerhöhung durch die Aktivierung der Einlasskanalabschaltung (EKAS) hinzu (DRZUT_{EKAS} = 7,1). Das veränderte Drallniveau wird durch einen höheren Wert der Konstante ε_D abgebildet, deren Abstimmung in Kapitel 5.4.2 diskutiert wird.

Eine wichtige Einflussgröße auf die turbulente kinetische Energie bei DI-Dieselmotoren ist die **Einspritzung**. Deren Beitrag zur Turbulenz wird nach Barba [28] auf Basis der

Ausgangstropfengeschwindigkeit u_{Tr0} modelliert, die nach Bernoulli aus dem Einspritzverlauf und dem effektiven Düsenquerschnitt errechnet werden kann (vgl. Gl. 3.12).

$$\frac{dk_E}{dt} = \frac{1}{2} \cdot \frac{dm_E}{dt} \cdot u_{Tr0}^2 \cdot \frac{1}{m_{Zyl}} \quad (\text{Gl. 5.11})$$

Die einzelnen Komponenten ergeben schließlich die resultierende Änderung der spezifischen kinetischen Turbulenzenergie. Umgerechnet in $[m^2/s^2/^\circ KW]$ folgt:

$$\frac{dk}{d\varphi} = \left(-\frac{2}{3} \cdot \frac{k}{V_{Zyl}} \cdot \frac{dV_{Zyl}}{dt} - \varepsilon_{Diss} \cdot \frac{k^{1,5}}{l} + \left(\varepsilon_q \cdot \frac{k_q^{1,5}}{l} \right)_{\varphi > ZOT} + \varepsilon_E \cdot \frac{dk_E}{dt} + \varepsilon_D \cdot \frac{c_m^3}{l} \right) \cdot \frac{1}{6 \cdot n} \quad (\text{Gl. 5.12})$$

Gelöst wird diese Differentialgleichung mit einem Lösungsverfahren niedriger Ordnung, da ein solches Verfahren dem steilen Anstieg der Einspritzturbulenz Rechnung trägt. Als Startwert für die Berechnung wird die spezifische turbulente Energie bei „Einlassventil schließt“, bezogen auf die 0mm-Steuerzeit, verwendet. Diese ergibt sich nach [62] zu:

$$k_{ES} = \frac{1}{8} \cdot \left(\frac{c_m \cdot d_{Zyl}^2 \cdot \lambda_L}{d_{EV} \cdot h_{EV}} \right)^2 \quad (\text{Gl. 5.13})$$

Aus der spezifischen Turbulenzenergie kann schließlich die Turbulenzgeschwindigkeit u_{Turb} berechnet werden, die zur Modellierung phänomenologischer Prozesse im Zweizonen-Modell herangezogen wird.

$$u_{Turb} = \sqrt{\frac{2}{3} \cdot k} \quad (\text{Gl. 5.14})$$

Die Abbildungen in Anhang A.9 stellen bei Variation der Konstanten am Beispiel eines Teillastpunktes am OM611 isoliert den Einfluss der einzelnen Komponenten auf die resultierende Turbulenzgeschwindigkeit dar.

Formelzeichen aus Gl. 5.1 bis 5.14:

k	spezifische kinetische Gesamt-Turbulenz $[m^2/s^2]$
ρ_{Zyl}	Zylinderdichte $[kg/m^3]$
V_{Zyl}	Brennraumvolumen $[m^3]$
t	Zeit $[s]$
ε_{Diss}	Konstante für die Dissipation $[-]$
l	charakteristische Länge (Wirbeldurchmesser) $[m]$
ε_q	Konstante für die Quetschströmung $[-]$
k_q	spezifische kinetische Turbulenz der Quetschströmung $[m^2/s^2]$
w_q	Muldeneinströmgeschwindigkeit $[m/s]$
w_r	radiale Muldeneinströmgeschwindigkeit $[m/s]$
d_m	mittlerer Muldendurchmesser („Topfmulde“) $[m]$
d_{Zyl}	Zylinderdurchmesser $[m]$
w_a	axiale Muldeneinströmgeschwindigkeit $[m/s]$
V_m	Muldenvolumen $[m^3]$

s_m	maximale Muldentiefe [m]
ε_D	Konstante für den Drall [-]
c_m	mittlere Kolbengeschwindigkeit [m/s]
k_E	spezifische kinetische Turbulenz der Einspritzung [m^2/s^2]
λ_L	Liefergrad [-]
dm_E/dt	Einspritzrate [kg/s]
m_{zyl}	Zylindermasse [kg]
n	Drehzahl [1/min]
k_{ES}	spezifische kinetische Turbulenz bei 'Einlassventil schließt' [m^2/s^2]
d_{EV}	Einlassventildurchmesser [m]
h_{EV}	max. Einlassventilhub [m]
u_{Turb}	Gesamt-Turbulenzgeschwindigkeit [m/s]

5.2 Kalorische Eigenschaften des Arbeitsgases

Zur Beschreibung des thermodynamischen Zustandes im System Brennraum sowie in den einzelnen Zonen des Modells wird angenommen, dass sich das Arbeitsgas zu jedem Zeitpunkt im chemischen Gleichgewicht befindet und seine innere Energie und Gaskonstante bekannt sind. Da die freie Enthalpie im stabilen chemischen Gleichgewicht ein Minimum annimmt, spielt es keine Rolle, auf welchem Wege dieses erreicht wurde; der tatsächliche Ablauf der Reaktionen ist für diesen Fall also irrelevant [86].

Aufgrund eines fetten Zustandes in der Flammenzone des vorgestellten Modells (s. Kap. 5.3.4.1) wurde der Ansatz nach De Jaeger gewählt [86], der eine vollständige Beschreibung der spezifischen inneren Energie und der Gaskonstante in Abhängigkeit der (Zonen)Temperatur von $T=298\text{ K}$ bis 4000 K , des Druckes zwischen $p=1\text{ bar}$ und 200 bar und des in der Zone herrschenden Luftverhältnisses von $\lambda=0,6$ (fett) bis 10^6 (reine Luft) liefert.

$$R = f(T, \lambda, p) \quad (\text{Gl. 5.15})$$

$$u = f(T, \lambda, p) \quad (\text{Gl. 5.16})$$

Als Basis für die Berechnung der Stoffwerte wurden die von De Jaeger aus der Verbrennung von Kraftstoff mit trockener Luft ermittelten Werte in tabellarischer Form verwendet. Die gesuchten Werte für u und R für den aktuellen Rechenschritt wurden durch doppellogarithmische Interpolation in diesem dreidimensionalen Feld ermittelt, die partiellen Ableitungen nach den Parametern T , λ und p numerisch bestimmt.

In der nachfolgenden Abbildung ist auszugsweise der Verlauf der inneren Energie über Temperatur und Luftverhältnis für einen konstanten Druck dargestellt. Deutlich zu erkennen ist der überproportional starke Anstieg ab einer Temperatur von ca. 2000 K aufgrund der endothermen Dissoziation der Verbrennungsprodukte H_2O und CO_2 , die in größter Konzentration bei $\lambda=1$ vorhanden sind. Bei sehr mageren Gemischen und reiner Luft (hier $\lambda=100$) tritt bei hohen Temperaturen lediglich die Dissoziation des Luftsauerstoffs in Erscheinung. Die bei $\lambda=0,6$ im unvollständig umgesetzten Kraftstoffanteil enthaltene Energie

(CO, H₂) wird der inneren Energie zugeschlagen, womit sich der Sprung des Energieniveaus zwischen (über)stöchiometrischem und fettem Zustand erklären lässt.

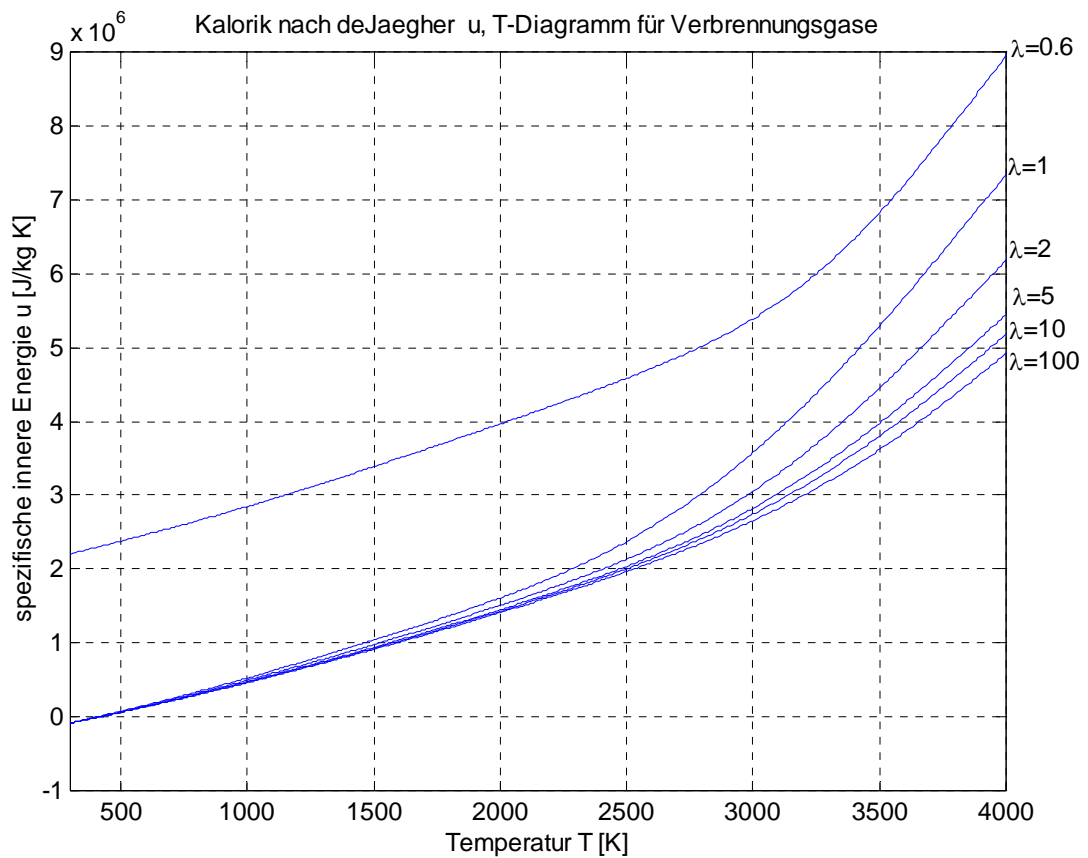


Abbildung 5.2 Spezifische innere Energie der Verbrennungsgase bei $p=10$ bar nach [86].

Neue Formelzeichen aus Gl. 5.15 und 5.16:

R	Gaskonstante des Verbrennungsgases [J/(kg·K)]
T	absolute Temperatur [K]
λ	Luftverhältnis [-]
p	Druck [Pa]
u	spezifische innere Energie [J/kg]

5.3 Zweizonenmodell

5.3.1 Unverbrannte Zone

5.3.1.1 Zylinderladung nach 'Einlassventil schließt'

Nach dem Ansaugtakt befindet sich in der unverbrannten Zone die angesaugte Frischluft sowie Restgas entsprechend dem globalen Luftverhältnis λ_R des vorangegangenen Arbeitsspieles aus innerer (mit Rauchgas gefülltes Kompressionsvolumen im Ladungswechsel-OT) und äußerer AGR. Die Masse im Unverbrannten entspricht ab

Berechnungsbeginn nach „Einlassventil schließt“ bis Brennbeginn der gesamten Zylindermasse, das unverbrannte Volumen dem Zylindervolumen:

$$m_{uv} = m_{zyl} = m_L + m_R \quad (\text{Gl. 5.17})$$

$$V_{uv} = V_{zyl} \quad (\text{Gl. 5.18})$$

Zur Vereinfachung wird der Restgasanteil x_R eingeführt. Dieser wird als Verhältnis der Gesamt-Restgasmasse zur Frischluftmasse berechnet.

$$x_R = \frac{m_R}{m_L} \quad (\text{Gl. 5.19})$$

Die nachfolgenden Gleichungen stellen den Zusammenhang zwischen dem Restgasgehalt und der Abgasrückführrate dar:

$$x_{AGR} = \frac{m_R}{m_R + m_L} = \frac{x_R}{x_R + 1} \quad (\text{Gl. 5.20})$$

$$x_R = \frac{m_R}{m_L} = \frac{x_{AGR}}{1 - x_{AGR}} \quad (\text{Gl. 5.21})$$

Da die Verbrennung im Dieselmotor global mit einem überstöchiometrischen Luftverhältnis λ_R abläuft, enthält das rückgeführte Restgas aus dem vorangegangenen Arbeitsspiel noch unverbrannte Luft. Für den Brennstoffanteil im Restgas kann nach [60] geschrieben werden:

$$m_{BR} = m_L \cdot x_R \cdot \frac{1}{1 + \lambda_R \cdot L_{st}} \quad (\text{Gl. 5.22})$$

Für den Luftanteil bleibt folglich noch:

$$m_{LR} = m_L \cdot x_R \cdot \frac{\lambda_R \cdot L_{st}}{1 + \lambda_R \cdot L_{st}} \quad (\text{Gl.5.23})$$

Damit entspricht x_R beim Dieselmotor nicht dem tatsächlich wirksamen Restgasanteil, da die zurückgeführte unverbrannte Luft die Frischluftmasse im Brennraum erhöht. Zur Berücksichtigung dieser Tatsache kann der stöchiometrische Restgasanteil $x_{R,st}$ eingeführt werden. Er gibt das Verhältnis der stöchiometrischen Restgasmasse zur Gesamtluftmasse (Summe aus Frischluft und rückgeführter unverbrannter Luft) an:

$$x_{R,st} = \frac{m_{R,st}}{m_{L,ges}} \quad (\text{Gl. 5.24})$$

Dabei gilt:

$$m_{R,st} = (1 + L_{st}) \cdot m_{BR} \quad (\text{Gl. 5.25})$$

$$m_{L,ges} = m_L + (m_{LR} - L_{st} \cdot m_{BR}) \quad (\text{Gl. 5.26})$$

Der Zusammenhang zwischen $x_{R,st}$ und x_R unter Einbeziehung der Gl. 5.22 und 5.23 lautet:

$$x_{R,st} = \frac{m_{R,st}}{m_{L,ges}} = \frac{x_R \cdot (1 + L_{st})}{1 + \lambda_R \cdot L_{st} + x_R \cdot L_{st} \cdot (\lambda_R - 1)} \quad (\text{Gl. 5.27})$$

Es ist ersichtlich, dass beim Dieselmotor mit $\lambda_R > 1$ immer gilt:

$$x_{R,st} < x_R \quad (\text{Gl. 5.28})$$

Das für das gesamte Arbeitspiel konstante Luftverhältnis in der unverbrannten Zone kann mit Hilfe des Restgasanteiles x_R wie folgt ausgedrückt werden:

$$\lambda_{uv} = \lambda_R + \frac{1}{x_R} \cdot \left(\frac{1}{L_{st}} + \lambda_R \right) = const. \quad (\text{Gl. 5.29})$$

Bis zu Beginn der Verbrennung herrscht in der unverbrannten Zone die Massenmitteltemperatur, welche sich aus der thermischen Zustandsgleichung iterativ bestimmen lässt:

$$T_M = \frac{p \cdot V_{zyl}}{m_{zyl} \cdot R(T_M, p, \lambda_{uv})} \quad (\text{Gl. 5.30})$$

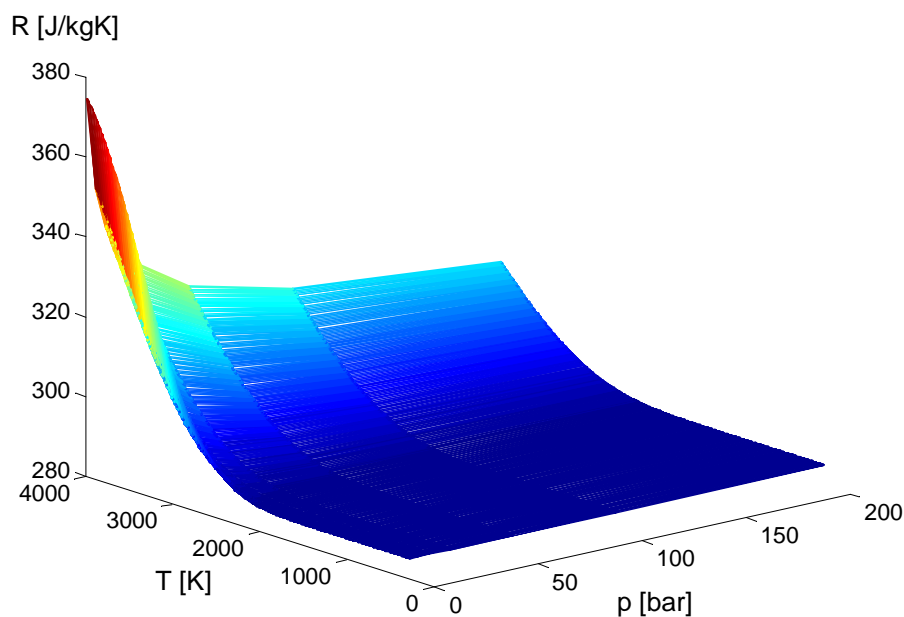


Abbildung 5.3
Abhängigkeit der Gaskonstante R von Temperatur und Druck für stöchiometrisches Luftverhältnis

Die Gaskonstante R für die unverbrannte Zone wird der Kalorikbeschreibung (s. Kap. 5.2) entnommen. Bei der programmtechnischen Umsetzung kann an dieser Stelle allerdings auf eine Iteration verzichtet werden: R weist in dem hier vorliegenden Temperaturbereich $T_{uv} \sim 300 \div 800$ K eine äußerst geringe Abhängigkeit von der Temperatur und dem Druck auf (s. Abb. 5.3). Somit kann der Wert für die Gaskonstante vom letzten Rechenschritt verwendet werden.

Neue Formelzeichen aus Gl. 5.17 bis 5.30:

m_{uv}	Masse der unverbrannten Zone [kg]
m_L	angesaugte Frischluftmasse [kg]
λ_R	Restgas-Luftverhältnis (globales Luftverhältnis) [-]
m_R	Restgasmasse mit λ_R [kg]
V_{uv}	Volumen des Unverbrannten [m ³]
x_R	Restgasanteil [-]
x_{AGR}	Abgasrückführrate [-]
m_{BR}	Brennstoffanteil im Restgas [kg]
L_{st}	stöchiometrischer Luftbedarf [-]
m_{LR}	Luftanteil im Restgas [kg]
$x_{R,st}$	stöchiometrischer Restgasanteil [-]
$m_{R,st}$	stöchiometrische Restgasmasse [kg]
$m_{L,ges}$	Gesamtluftmasse [kg]
λ_{uv}	Gesamtluftverhältnis im Unverbrannten [-]
T_M	Massenmitteltemperatur [K]
p	Zylinderdruck [Pa]

5.3.1.2 Zustandsgleichungen

Die erste Gleichung für die unverbrannte Zone liefert der erste Hauptsatz der Thermodynamik für den Fall $dm_{uv}/d\varphi \leq 0$:

$$x \cdot \frac{dQ_w}{d\varphi} - p \frac{dV_{uv}}{d\varphi} + \frac{dm_{uv}}{d\varphi} \cdot h_{uv} = \frac{dU_{uv}}{d\varphi} \quad (\text{Gl. 5.31})$$

Der unverbrannten Zone wird der Anteil x des gesamten Wandwärmeverlustes zugeschlagen, der sich aus dem Verhältnis der Zonenoberfläche des Unverbrannten zur Oberfläche des Gesamtvolumens ergibt, wenn man die Zonen als Kugeln, d.h. Volumina mit minimalem Oberflächen-/Volumenverhältnis, betrachtet.

$$x = \left(\frac{V_{uv}}{V_{zyl}} \right)^{2/3} \quad (\text{Gl. 5.32})$$

Dieser einfache Ansatz berücksichtigt, dass die Zone des Unverbrannten wegen seiner niedrigeren Temperatur weniger zum Gesamtwärmeverlust beiträgt, und dass von Beginn der Verbrennung an der Wandwärmeverlust des Unverbrannten anteilig dem zunehmenden Volumen des Verbrannten abnimmt.

Die spezifische Enthalpie h_{uv} im Unverbrannten lässt sich mit Hilfe der spezifischen inneren Energie u_{uv} wie folgt beschreiben:

$$h_{uv} = u_{uv} + R_{uv} \cdot T_{uv} \quad (\text{Gl. 5.33})$$

$$u_{uv} = \frac{U_{uv}}{m_{uv}} \quad (\text{Gl. 5.34})$$

Für das totale Differential der inneren Energie im Unverbrannten gilt:

$$\frac{dU_{uv}}{d\varphi} = \frac{d(m_{uv} \cdot u_{uv})}{d\varphi} = m_{uv} \frac{du_{uv}}{d\varphi} + u_{uv} \frac{dm_{uv}}{d\varphi} \quad (\text{Gl. 5.35})$$

Mit den partiellen Ableitungen der spezifischen inneren Energie folgt weiter:

$$\frac{du_{uv}}{d\varphi} = \frac{\partial u_{uv}}{\partial T} \cdot \frac{dT_{uv}}{d\varphi} + \frac{\partial u_{uv}}{\partial p} \cdot \frac{dp}{d\varphi} + \frac{\partial u_{uv}}{\partial \lambda_{uv}} \cdot \frac{d\lambda_{uv}}{d\varphi} \quad (\text{Gl. 5.36})$$

Dabei ist aufgrund der Konstanz von λ_{uv} die Änderung des Luftverhältnisses im Unverbrannten gleich Null.

$$\frac{d\lambda_{uv}}{d\varphi} \cdot \frac{\partial u_{uv}}{\partial \lambda} = 0 \quad (\text{Gl. 5.37})$$

Die Absolutwerte sowie die partiellen Ableitungen der spezifischen inneren Energie nach Temperatur und Druck liefert die Kalorikbeschreibung. Damit lautet der erste Hauptsatz:

$$\left(\frac{V_{uv}}{V_{zyl}} \right)^{\frac{2}{3}} \cdot \frac{dQ_w}{d\varphi} - p \frac{dV_{uv}}{d\varphi} + \frac{dm_{uv}}{d\varphi} \cdot (u_{uv} + R_{uv} \cdot T_{uv}) = m_{uv} \cdot \left[\frac{\partial u_{uv}}{\partial T} \cdot \frac{dT_{uv}}{d\varphi} + \frac{\partial u_{uv}}{\partial p} \cdot \frac{dp}{d\varphi} \right] + u_{uv} \cdot \frac{dm_{uv}}{d\varphi} \quad (\text{Gl. 5.38})$$

Als zweite Gleichung wird die thermische Zustandsgleichung für die unverbrannte Zone aufgestellt. Sie lautet:

$$p \cdot V_{uv} = m_{uv} \cdot R_{uv} \cdot T_{uv} \quad (\text{Gl. 5.39})$$

In differentieller Form:

$$p \cdot \frac{dV_{uv}}{d\varphi} + V_{uv} \frac{dp}{d\varphi} = R_{uv} \cdot m_{uv} \cdot \frac{dT_{uv}}{d\varphi} + R_{uv} \cdot \frac{dm_{uv}}{d\varphi} \cdot T_{uv} \quad (\text{Gl. 5.40})$$

Vernachlässigt man die Leckage, so setzt sich der Massenstrom aus dem Unverbrannten aus zwei Teilströmen zusammen:

$$\frac{dm_{uv}}{d\varphi} = \frac{dm_{uv,F}}{d\varphi} + \frac{dm_{uv,g}}{d\varphi} \tag{Gl. 5.41}$$

Der erste Teilstrom ist der Massenstrom aus dem Unverbrannten durch die Flammenzone. Errechnet wird er aus der erforderlichen Luftmasse für die Verbrennung mit einem Gesamtluftverhältnis von λ_F in der Flammenzone. Da dieser Massenstrom die unverbrannte Zone verlässt, erhält er ein negatives Vorzeichen.

$$\frac{dm_{uv,F}}{d\varphi} = -\left(1 + x_{R,st}\right) \cdot \lambda_F \cdot L_{st} \cdot \frac{1}{H_u} \cdot \frac{dQ_B}{d\varphi} \tag{Gl. 5.42}$$

Unabhängig davon strömt Masse in die verbrannte Zone. Dieser Teilmassenstrom wird über die Funktion g (s. Kapitel 5.3.1.3) definiert. Da es sich hierbei definitionsgemäß um einen Massenstrom pro Zeiteinheit handelt, muss g noch in [kg/°KW] umgerechnet werden:

$$\frac{dm_{uv,g}}{d\varphi} = -g \cdot \frac{dt}{d\varphi} \tag{Gl. 5.43}$$

$$\frac{dt}{d\varphi} = \frac{1}{6 \cdot n} \tag{Gl. 5.44}$$

Somit kann für den Gesamtmassenstrom aus dem Unverbrannten ins Verbrannte geschrieben werden:

$$\frac{dm_{uv}}{d\varphi} = -\left[g \cdot \frac{dt}{d\varphi} + \left(1 + x_{R,st}\right) \cdot \lambda_F \cdot L_{st} \cdot \frac{1}{H_u} \cdot \frac{dQ_B}{d\varphi} \right] \tag{Gl. 5.45}$$

In den beiden Gleichungen (Gl. 5.38 und Gl. 5.40) für die unverbrannte Zone bleiben somit als Unbekannte:

- Volumenänderung der unverbrannten Zone $\frac{dV_{uv}}{d\varphi}$
- Temperaturänderung im Unverbrannten $\frac{dT_{uv}}{d\varphi}$
- Brennverlauf $\frac{dQ_B}{d\varphi}$

Neue Formelzeichen aus Gl. 5.31 bis 5.45:

- x Wandwärmeanteil [-]
- $dQ_W/d\varphi$ Wandwärmestrom [J/°KW]
- h_{uv} spezifische Enthalpie des Unverbrannten [J/kg]
- U_{uv} innere Energie des Unverbrannten [J]
- u_{uv} spezifische innere Energie des Unverbrannten [J/kg]
- R_{uv} ideale Gaskonstante im Unverbrannten [J/kg/K]
- T_{uv} Temperatur im Unverbrannten [K]
- φ Kurbelwinkel [°KW]

$dm_{uv,F}/d\varphi$	Massenstrom aus dem Unverbrannten durch die Flammenzone [kg/°KW]
$dm_{uv,g}/d\varphi$	Massenstrom aus dem Unverbrannten ins Verbrannte außerhalb der Flammenzone [kg/°KW]
λ_F	Luftverhältnis in der Flammenzone [-]
H_u	unterer Heizwert des Kraftstoffs [J/kg]
$dQ_B/d\varphi$	Brennverlauf (Umsatzrate) [J/°KW]
g	Zumischmassenstrom aus dem Unverbrannten [kg/s]

5.3.1.3 Zumischung aus dem Unverbrannten – Die Funktion g

Die Funktion g beschreibt den Zumischmassenstrom aus dem Unverbrannten ins Verbrannte außerhalb der Flammenzone. Nach der Modellvorstellung findet im Mischungsgesteuerten Dieselmotor eine starke Vermischung der Frischladung mit dem Verbrannten statt; die Vermischung ist nicht nur auf die Flamme beschränkt. Dies folgt direkt aus der Annahme einer homogen verteilten Turbulenzgeschwindigkeit im Brennraum, die die treibende Größe dieser Zumischung ist. Die phänomenologische Modellbeschreibung stützt sich auf die allgemeine Kontinuitätsgleichung:

$$\frac{dm}{dt} = \rho \cdot w \cdot A \quad (\text{Gl. 5.46})$$

Die Dichte ρ wird mit Hilfe der Masse und des Volumens der unverbrannten Zone beschrieben. Die Turbulenzgeschwindigkeit erhöht die Zumischung und bildet zusammen mit der Dichte des Unverbrannten eine Zumischrate pro Oberfläche. Für die Oberfläche selbst ist die aktive Kontaktfläche zwischen den zwei Zonen maßgebend, zu der die durchströmende Masse proportional ist. Die Oberfläche wird aus dem verbrannten Volumen in Form einer Kugeloberfläche berechnet und wird mit der Düsenzahl Anz_D multipliziert, die diese direkt vergrößert. Eine multiplikative, einheitslose Konstante c_g dient zur Modellabstimmung. Damit folgt:

$$g = \frac{dm_{uv,zu}}{dt} = c_g \cdot \rho_{uv} \cdot u_{Turb,g} \cdot V_v^{2/3} \cdot Anz_D \quad (\text{Gl. 5.47})$$

Eine erste Abstimmung der Konstante c_g (s. Kap. 5.4.1) ergab keine zufriedenstellenden Ergebnisse. Im nächsten Schritt wurde die Funktion g um einen brennverlaufsproportionalen Term ergänzt, der den Beitrag der 'Verbrennungsturbulenz' zur Zumischung ausdrücken soll. Ein solcher additiver Term kommt in bestimmten Fällen einer Luftverhältniserhöhung in der Flammenzone gleich, da proportional dem zur Verbrennung erforderlichen Massenstrom zugemischt wird. Somit kann für die Funktion g geschrieben werden:

$$g = c_g \cdot \rho_{uv} \cdot u_{Turb,g} \cdot V_v^{2/3} \cdot Anz_D + c_{ga} \cdot \frac{dm_B}{d\varphi} \cdot 6 \cdot n \quad (\text{Gl. 5.48})$$

Für die Ermittlung des Zusammenhanges zwischen dem mit c_{ga} multiplizierten brennverlaufsproportionalen Term in der Funktion g und einem äquivalenten Luftverhältnis in der Flammenzone $\lambda_{F,\ddot{a}q}$ kann der Massenstrom aus dem Unverbrannten durch die Flammenzone nach Gl. 5.42 herangezogen werden. Gleichgesetzt mit dem Gesamtmassenstrom aus dem Unverbrannten für den Fall $c_g=0$, kann das äquivalente Luftverhältnis bei einer brennverlaufsproportionalen Zumischung über c_{ga} wie folgt ausgedrückt werden:

$$\lambda_{F,\ddot{a}q} = \frac{\lambda_F \cdot L_{st} \cdot (1 + x_{R,st}) + c_{ga}}{L_{st} \cdot (1 + x_{R,st})} \quad (\text{Gl. 5.49})$$

Unter Einbeziehung der Gleichungen für x_R (Gl. 5.19) und $x_{R,st}$ (Gl. 5.24) kann die Abhängigkeit des äquivalenten Luftverhältnisses von der AGR-Rate und vom c_{ga} beschrieben werden. Das nachfolgende Bild stellt beispielhaft $\lambda_{\ddot{a}q}$ für ein Restgasluftverhältnis von $\lambda_R=1,5$ dar.

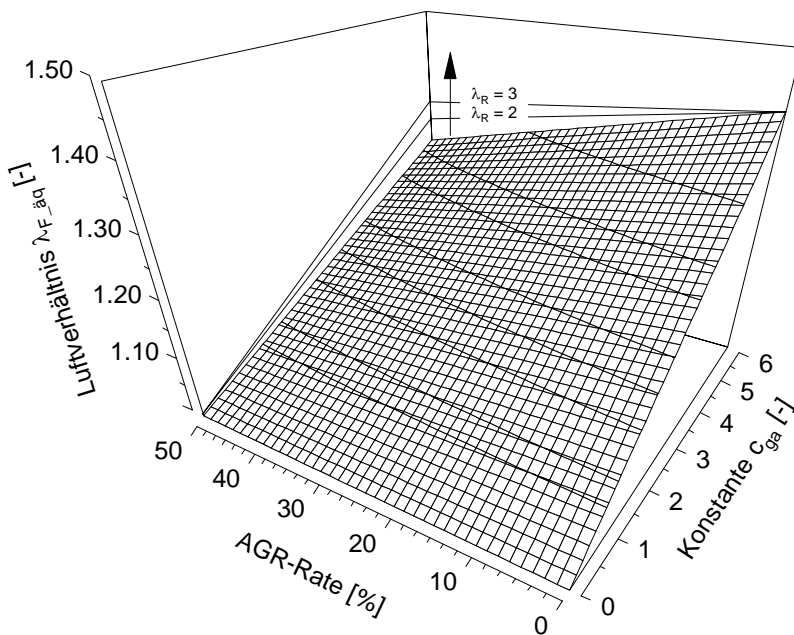


Abbildung 5.4
 Abhängigkeit des äquivalenten Luftverhältnisses in der Flamme von der AGR-Rate und vom c_{ga} beispielhaft für ein Restgasluftverhältnis von $\lambda_R=1,5$ – Isolinien für konstantes Luftverhältnis. Pfeil: Flächenprojektion bei $\lambda_R=2$ und 3.

Unterstützt durch Abbildung 5.4 können anhand Gl. 5.49 folgende Zusammenhänge zwischen einer Zumischung mit der Konstante c_{ga} und einem äquivalenten Luftverhältnis in der Flammenzone festgestellt werden:

- Die brennverlaufsproportionale Zumischung über c_{ga} kann im Falle ohne AGR mit einem entsprechenden äquivalenten Luftverhältnis in der Flammenzone gleichgesetzt werden ($c_{ga}=1$ entspricht bei $x_{R,st}=0$ einem Luftverhältnis $\lambda_{\ddot{a}q}=1.0689$). Das bedeutet, dass die Modellrechnung für das Konstantenpaar $[c_{ga}, \lambda_{\ddot{a}q}] = [1, 1]$ das selbe Ergebnis liefert wie für $[0, 1.0689]$.

- Steigt der Restgasanteil, so nimmt das äquivalente Luftverhältnis in der Flammezone trotz konstanter Zumischung ab ($c_{ga}=1$ entspricht bei $x_{AGR}=10.00\%$, $x_R=11.11\%$ bzw. bei $\lambda_R=2$, $x_{R,st}=5.45\%$ einem Luftverhältnis von $\lambda_{\ddot{a}q}=1.0654$).
- Bleibt der Restgasgehalt im Zylinder konstant, kann sich das äquivalente Luftverhältnis noch mit dem Restgas-Luftverhältnis ändern: etwa bei konstanter AGR-Rate und Luftmasse mit der Motorlast bzw. Einspritzmenge ($c_{ga}=1$ entspricht bei $x_{AGR}=10.00\%$, $x_R=11.11\%$ bzw. bei $\lambda_R=1.5$, $x_{R,st}=7.31\%$ einem Luftverhältnis von $\lambda_{\ddot{a}q}=1.0643$).

Die Zumischung ins Verbrannte wird von verschiedenen Größen beeinflusst; der qualitative Einfluss der wichtigsten ist in der nachfolgenden Tabelle zusammengefasst.

Bei Zunahme der Größe.....	Auswirkung auf \dot{g}
Temperatur im Unverbrannten (spez. Volumen des Unverbrannten).....	↓
Grundturbulenz: Ansaug / Drall / Kolbenbewegung / Dissipation.....	↑
Einspritzturbulenz.....	↑↑
Anzahl der Düsen.....	↑
Oberfläche der verbrannten Zone.....	↑
Brennrate.....	↑

Tabelle 5.1 Qualitative Auswirkung der wichtigsten Einflussgrößen auf die Funktion g .

In Anhang A.10 ist der isolierte Einfluss der Parameter c_g und c_{ga} auf die Temperatur im Verbrannten bzw. auf die Stickoxidberechnung dargestellt. Während die Zumischung mit dem Parameter c_g in Richtung 'spät' verlagert wird (Abb. A.10.1), wird mit dem c_{ga} -Term entsprechend dem starken Premixed-Peak im betrachteten Fall vom Brennbeginn an intensiv zugemischt (Abb. A.10.2), was schnell zu einer schnellen Abkühlung des Verbrannten und einem Einfrieren der NO-Bildung führt. Bei der Übergewichtung des Parameters c_{ga} ähnelt die Zumischfunktion stark dem Brennverlauf.

Neue Formelzeichen aus Gl. 5.46 bis 5.49:

ρ	Dichte [kg/m ³]
w	Geschwindigkeit [m/s]
A	Querschnitt, Fläche [m ²]
$dm_{uv,zu}/dt$	Zumischmassenstrom ins Verbrannte [kg/s]
c_g	konstanter Parameter der Funktion g [-]
ρ_{uv}	Dichte des Unverbrannten [kg/m ³]
$u_{turb,g}$	Turbulenzgeschwindigkeit für die Funktion g [m/s]
V_v	Volumen der verbrannten Zone [m ³]
Anz_D	Einspritzdüsen-Lochanzahl [-]
c_{ga}	konstanter Parameter der Funktion g (a wie 'additiv') [-]
$dm_B/d\varphi$	umgesetzter Brennstoffmassenstrom [kg/°KW]
$\lambda_{F,\ddot{a}q}$	theoretisches, äquivalentes Luftverhältnis in der Flammezone [-]

5.3.2 Verbrannte Zone

Die verbrannte Zone beinhaltet das Rauchgas aus der Flammenzone, das aus verbranntem Brennstoff, verbrannter Luft sowie transportiertem Restgas besteht. Weiterhin beinhaltet sie noch Frischluft und Restgas, die direkt aus dem Unverbrannten über die Funktion g zugemischt wurden.

Die dritte Gleichung des Gleichungssystems für das System 'Brennraum' ergibt der erste Hauptsatz der Thermodynamik für die verbrannte Zone, der analog zur Energiebilanz für die unverbrannte Zone aufgestellt wird:

$$(1-x) \cdot \frac{dQ_W}{d\varphi} + \frac{dQ_B}{d\varphi} - p \cdot \frac{dV_v}{d\varphi} - \frac{dm_{uv}}{d\varphi} \cdot h_{uv} = m_v \cdot \left[\frac{\partial u}{\partial T} \cdot \frac{dT_v}{d\varphi} + \frac{\partial u}{\partial p} \cdot \frac{dp}{d\varphi} + \frac{\partial u}{\partial \lambda} \cdot \frac{d\lambda_v}{d\varphi} \right] + u_v \cdot \frac{dm_v}{d\varphi} \quad (\text{Gl. 5.50})$$

Da sich das Luftverhältnis in der verbrannten Zone ändern kann, muss dessen Ableitung im ersten Hauptsatz explizit berechnet werden.

Das Gasgemisch in der verbrannten Zone kann in einen Luft- bzw. einen Brennstoffmassenanteil aufgeteilt werden. Das Luftverhältnis ist definiert als:

$$\lambda_v = \frac{m_{L_v}}{m_{B_v} \cdot L_{st}} \quad (\text{Gl. 5.51})$$

Aus der Quotientenregel der Differentiation und unter Einbeziehung des Zusammenhanges für das Luftverhältnis ergibt sich die Änderung des Luftverhältnisses im Verbrannten zu:

$$\frac{d\lambda_v}{d\varphi} = \lambda_v \cdot \left(\frac{dm_{L_v}}{d\varphi} \cdot \frac{1}{m_{L_v}} - \frac{dm_{B_v}}{d\varphi} \cdot \frac{1}{m_{B_v}} \right) \quad (\text{Gl. 5.52})$$

Die Luftmasse in der verbrannten Zone besteht aus der in der Flammenzone verbrannten Luftmasse, sowie aus Frischluft, die aus der unverbrannten Zone zugemischt wurde.

Die verbrannte Brennstoffmasse setzt sich aus der in der Flamme verbrannten Brennstoffmasse und dem Brennstoffmassenanteil aus dem zugemischtem Restgas zusammen.

Somit können die Zusammenhänge für beide Massen aufgestellt werden.

$$m_{B_v} = m_B + \left[(m_{BR} \cdot (1 + \lambda_R \cdot L_{st})) - \frac{x_{R,st}}{x_{R,st} + 1} \cdot m_{uv} \right] \cdot \frac{1}{1 + L_{st}} \quad (\text{Gl. 5.53})$$

$$m_{L_v} = m_v - m_{B_v} \quad (\text{Gl. 5.54})$$

Die Änderung der Brennstoffmasse im Verbrannten setzt sich aus der in der Flamme umgesetzten Brennstoffmasse, dem Brennstoffgehalt des Restgases aus der Flammenzone

sowie dem Brennstoffanteil des ins Verbrannte zugemischten Massenstroms $dm_{uv,zu}/d\varphi$ zusammen.

Daraus ergibt sich die folgende Beziehung:

$$\frac{dm_{Bv}}{d\varphi} = \frac{dQ_B}{d\varphi} \cdot \frac{1}{H_u} \cdot \left(1 + x_{R,st} \cdot \frac{\lambda_F \cdot L_{st}}{1 + L_{st}} \right) + \frac{dm_{uv,zu}}{d\varphi} \cdot \frac{1}{1 + L_{st}} \cdot \frac{x_{R,st}}{x_{R,st} + 1} \quad (\text{Gl. 5.55})$$

und wie aus Kapitel 5.3.1.3 bekannt ist:

$$\frac{dm_{uv,zu}}{d\varphi} = g \cdot \frac{dt}{d\varphi} \quad (\text{Gl. 5.56})$$

Da keine Masse verloren geht (Verluste durch Blow-by etc. werden vernachlässigt) und Brennstoff nur direkt in der Flammenzone erscheint, entspricht die Massenänderung in der verbrannten Zone derer der Unverbrannten (s. Gl. 5.41), zuzüglich des umgesetzten Brennstoffmassenstroms.

$$\frac{dm_v}{d\varphi} = -\frac{dm_{uv}}{d\varphi} + \frac{dQ_B}{d\varphi} \cdot \frac{1}{H_u} \quad (\text{Gl. 5.57})$$

Die Änderung der Luftmasse im Verbrannten $dm_{Lv}/d\varphi$ lässt sich somit einfach als Differenz der gesamten Massenänderung und der Brennstoffmassenänderung in der verbrannten Zone beschreiben.

$$\frac{dm_{Lv}}{d\varphi} = \frac{dm_v}{d\varphi} - \frac{dm_{Bv}}{d\varphi} \quad (\text{Gl. 5.58})$$

Als vierte und letzte Gleichung wird die thermische Zustandsgleichung für die verbrannte Zone aufgestellt.

$$p \cdot V_v = m_v \cdot R_v \cdot T_v \quad (\text{Gl. 5.59})$$

Abgeleitet ergibt sich daraus:

$$p \cdot \frac{dV_v}{d\varphi} + V_v \cdot \frac{dp}{d\varphi} = R_v \cdot m_v \cdot \frac{dT_v}{d\varphi} + R_v \cdot \frac{dm_v}{d\varphi} \cdot T_v \quad (\text{Gl. 5.60})$$

Die Volumenänderung im Verbrannten wird mit Hilfe der Änderung des Gesamtvolumens und der Volumenänderung der unverbrannten Zone ausgedrückt. Dadurch wird eine weitere Unbekannte eliminiert:

$$\frac{dV_v}{d\varphi} = \frac{dV_{zyl}}{d\varphi} - \frac{dV_{uv}}{d\varphi} \quad (\text{Gl. 5.61})$$

Damit ist $dT_v / d\varphi$ die einzige neue Unbekannte, die zur Beschreibung des Zustandes in der verbrannten Zone erforderlich ist.

Neue Formelzeichen aus Gl. 5.50 bis 5.61:

- V_v Volumen der verbrannten Zone [m³]
- m_v Masse des Verbrannten [kg]
- u_v spezifische innere Energie des Verbrannten [J/kg]
- λ_v Luftverhältnis in der verbrannten Zone [-]
- m_{Lv} Luftmasse in der verbrannten Zone [kg]
- m_{Bv} Brennstoffmasse in der verbrannten Zone [kg]
- m_B Brennstoffmasse [kg]
- R_v Gaskonstante im Verbrannten [J/kg/K]
- T_v Temperatur im Verbrannten [K]

5.3.3 Lösung des Gleichungssystems

Aus den vier Gleichungen – dem ersten Hauptsatz der Thermodynamik für die unverbrannte Gl. 5.38 und die verbrannte Zone Gl. 5.50, sowie der thermischen Zustandsgleichung für die beiden Zonen Gl. 5.40 und Gl. 5.60 – kann unter Zuhilfenahme der geschilderten Herleitungen das folgende System von partiellen Differentialgleichungen für das Gesamtsystem ‘Brennraum’ aufgestellt werden:

$$\begin{pmatrix} -p & -m_{uv} \cdot \left. \frac{\partial u_{uv}}{\partial T} \right|_p & 0 & -R_{uv} \cdot T_{uv} \cdot \gamma \\ p & -R_{uv} \cdot m_{uv} & 0 & R_{uv} \cdot T_{uv} \cdot \gamma \\ p & 0 & -m_v \cdot \left. \frac{\partial u_{uv}}{\partial T} \right|_p & 1 + (h_{uv} - u_v) \cdot \gamma - \frac{u_v}{H_u} \\ -p & 0 & -R_v \cdot m_v & -R_v \cdot T_v \cdot \gamma - \frac{R_v \cdot T_v}{H_u} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \frac{dV_{uv}}{d\varphi} \\ \frac{dT_{uv}}{d\varphi} \\ \frac{dT_v}{d\varphi} \\ \frac{dQ_B}{d\varphi} \end{pmatrix} =$$

$$= \begin{pmatrix} -x \cdot \frac{dQ_w}{d\varphi} + g \cdot \frac{dt}{d\varphi} \cdot R_{uv} \cdot T_{uv} + m_{uv} \cdot \left(\frac{\partial u_{uv}}{\partial p} \right) \cdot \frac{dp}{d\varphi} \\ -V_{uv} \cdot dp - R_{uv} \cdot T_{uv} \cdot g \cdot dt \\ -(1-x) \cdot \frac{dQ_w}{d\varphi} + p \cdot \frac{dV_{zyl}}{d\varphi} - h_{uv} \cdot g \cdot \frac{dt}{d\varphi} + m_v \cdot \left(\frac{\partial u_v}{\partial p} \right) \cdot \frac{dp}{d\varphi} + m_v \cdot \left(\frac{\partial u_v}{\partial \lambda} \right) \cdot \frac{d\lambda_v}{d\varphi} + u_v \cdot g \cdot \frac{dt}{d\varphi} \\ -p \cdot \frac{dV_{zyl}}{d\varphi} - V_v \cdot \frac{dp}{d\varphi} + R_v \cdot T_v \cdot g \cdot \frac{dt}{d\varphi} \end{pmatrix} \quad (Gl. 5.62)$$

mit

$$\gamma = (1 + x_{R,st}) \cdot \lambda_F \cdot L_{st} \cdot \frac{1}{H_u} \quad (Gl. 5.63)$$

Die vier Unbekannten sind $\frac{dV_{uv}}{d\varphi}$, $\frac{dT_{uv}}{d\varphi}$, $\frac{dT_v}{d\varphi}$, $\frac{dQ_B}{d\varphi}$.

Das Gleichungssystem wurde mit einem Vierschritt-Iterationsverfahren nach Runge-Kutta gelöst [60, 78]. Für die Schrittweite wurde mit $\Delta\varphi=0,2$ °KW die Abtastung der Motorindizierung (s. Kap. 3.2.1.2) beibehalten.

Startbedingungen

Zu Beginn der Berechnung existiert noch keine verbrannte Zone, da noch kein Kraftstoff verbrannt wurde. Hat bereits eine Vorverbrennung stattgefunden, so wird die verbrannte Ladung am Ende der Vorverbrennung mit der noch unverbrannten Zylinderladung vermischt (vgl. Kap. 5.3.5). Es existiert also nur eine unverbrannte Zone.

Damit im ersten Rechenschritt nichtsinguläre Werte für die Unbekannten berechnet werden können, müssen zur Lösung des Differentialgleichungssystems (Gl. 5.62) Startwerte für m_v und T_v angenommen werden. Es wurde von der Umsetzung einer sehr kleinen Kraftstoffmasse ausgegangen:

$$Q_{B,start} = 1 \quad (\text{Gl. 5.64})$$

Eine bereits stattgefundenene Vorverbrennung erhöht den Summenbrennverlauf:

$$Q_{B,start} = (m_{B,start} + m_{B,VV}) \cdot H_u \quad (\text{Gl. 5.65})$$

Mit der Annahme, dass das Luftverhältnis im Verbrannten zu Brennbeginn gleich dem Luftverhältnis in der Flammenzone ist, kann die Masse im Verbrannten berechnet werden:

$$m_{v,start} = \frac{Q_{B,start}}{H_u} \cdot (1 + (1 + x_{R,st}) \cdot \lambda_F \cdot L_{st}) \quad (\text{Gl. 5.66})$$

Mit der Annahme der adiabat-isobare Flammentemperatur für die Temperatur im Verbrannten wird über die thermische Zustandsgleichung das Volumen $V_{v,start}$ berechnet:

$$V_{v,start} = \frac{m_{v,start} \cdot R_v \cdot T_{AIFT}}{p} \quad (\text{Gl. 5.67})$$

Die Masse der unverbrannten Zone errechnet sich zu:

$$m_{uv,start} = m_{zyl} - m_{v,start} + m_{B,start} \quad (\text{Gl. 5.68})$$

Das Volumen der unverbrannten Zone ergibt sich aus dem gesamten Zylinderinhalt, abzüglich des kleinen verbrannten Volumens zu:

$$V_{uv,start} = V_{Zyl} - V_{v,start} \quad (\text{Gl. 5.69})$$

Die Temperatur im Unverbrannten zu Berechnungsbeginn wird schließlich über die thermische Zustandsgleichung berechnet:

$$T_{uv,start} = \frac{p \cdot V_{uv,start}}{m_{uv,start} \cdot R_{uv}} \quad (\text{Gl. 5.70})$$

Das Gleichungssystem (Gl. 5.62) ist weitgehend unempfindlich gegenüber der Wahl der Startwerte, genauso gut kann die Rechnung mit einer Frischluftfüllung der unverbrannten Zone gestartet werden. Wichtig ist jedoch die Erfüllung der Massen- und Volumenbilanz vom ersten Rechenschritt an.

5.3.4 Berechnung der Schadstoffbildung

5.3.4.1 Flammenzone

Die Flammenzone ist definiert als Ort der Wärmefreisetzung und wird von den Enthalpieströmen in jedem Zeitschritt unendlich schnell durchlaufen. Sie ist im thermodynamischen Sinn keine Zone, da sie weder eine Masse noch ein Volumen besitzt.

Nach 'Einlassventil schließt' trägt einzig die hier 'zugeführte' Kraftstoffmasse zur Erhöhung der Zylindermasse bei.

$$\frac{dm_{zyl}}{d\varphi} = \frac{1}{H_u} \cdot \frac{dQ_B}{d\varphi} = \frac{dm_B}{d\varphi} \quad (\text{Gl. 5.71})$$

Der gesamte Massenstrom durch die Flammenzone setzt sich aus den Teilströmen Brennstoff-, Luft- und Restgasmassenstrom zusammen:

$$\frac{dm_F}{d\varphi} = \frac{dm_B}{d\varphi} + \frac{dm_{LF}}{d\varphi} + \frac{dm_{RF}}{d\varphi} \quad (\text{Gl. 5.72})$$

In einem Zeitschritt errechnet sich die Luftmasse, die durch die Flammenzone strömt, mit der Beziehung

$$m_{LF} = m_B \cdot \lambda_F \cdot L_{st} \quad (\text{Gl. 5.73})$$

Der Restgasanteil in der Flamme entspricht dem stöchiometrischen Restgasanteil nach Gl. 5.24, womit die Restgasmasse berechnet werden kann:

$$m_{RF} = x_{R,st} \cdot m_{LF} \quad (\text{Gl. 5.74})$$

Daraus folgt für die erforderliche Masse aus dem Unverbrannten:

$$m_{LF} + m_{RF} = (1 + x_{R,st}) \cdot m_B \cdot \lambda_F \cdot L_{st} \quad (\text{Gl. 5.75})$$

Das Gesamtluftverhältnis in der Flammenzone wird konstant und stöchiometrisch angenommen.

$$\lambda_F = \frac{m_{LF}}{m_B \cdot L_{st}} = 1 \quad (\text{Gl. 5.76})$$

Für den Massenstrom durch die Flammenzone gilt damit:

$$\frac{dm_F}{d\varphi} = \frac{dm_B}{d\varphi} \cdot \left(1 + (1 + x_{R,st}) \cdot \lambda_F \cdot L_{st}\right) \quad (\text{Gl. 5.77})$$

Temperatur in der Flammenzone

Die Temperatur in der Flammenzone wird unter der Annahme einer adiabaten, isobaren Zustandsänderung aus dem ersten Hauptsatz der Thermodynamik hergeleitet. Damit bleiben lediglich die Enthalpieströme und die Wärmefreisetzung übrig, aus denen sich der resultierende Enthalpiestrom durch die Flammenzone berechnen lässt:

$$\frac{dH_F}{d\varphi} = \frac{dQ_B}{d\varphi} + \frac{dH_{UV}}{d\varphi} \quad (\text{Gl. 5.78})$$

Mit dem Umsetzungswirkungsgrad im Fette η_{um} nach [38] (auch 'Umsetzungsgrad' [29]) gilt für die Wärmefreisetzung:

$$\frac{dQ_B}{d\varphi} = \eta_{um} \cdot H_u \cdot \frac{dm_B}{d\varphi} \quad (\text{Gl. 5.79})$$

Wird die Gleichung 5.78 massebezogen über die spezifischen Zustandsgrößen ausgedrückt, so ergibt sich:

$$\frac{dm_F}{d\varphi} \cdot h_F = \eta_{um} \cdot H_u \cdot \frac{dm_B}{d\varphi} + \left(\frac{dm_F}{d\varphi} - \frac{dm_B}{d\varphi}\right) \cdot h_{uv} \quad (\text{Gl. 5.80})$$

Eingesetzt aus Gleichung 5.75 folgt nach Kürzung mit dem Brennstoffmassenstrom:

$$\left(1 + (1 + x_{R,st}) \cdot \lambda_F \cdot L_{st}\right) \cdot h_F = \eta_{um} \cdot H_u + (1 + x_{R,st}) \cdot \lambda_F \cdot L_{st} \cdot h_{uv} \quad (\text{Gl. 5.81})$$

Aufgelöst nach h_F und mit der spezifischen Enthalpie des Unverbrannten aus Gl. 5.33 gilt dann:

$$h_F = u_F(T_F, p, \lambda_F) + R_F(T_F, p, \lambda_F) \cdot T_F = \frac{H_u \cdot \eta_{um} + (1 + x_{R,st}) \cdot \lambda_F \cdot L_{st} \cdot h_{uv}(T_{uv}, p, \lambda_{uv})}{1 + (1 + x_{R,st}) \cdot \lambda_F \cdot L_{st}} \quad (\text{Gl. 5.82})$$

Aus dieser Gleichung kann T_F iterativ berechnet werden. Die so gewonnene Temperatur im Fettes T_{FF} bei $\lambda_F=0,6$ wird in die Rußbildungsgleichung (s. Kap. 5.3.4.5) eingesetzt.

Da die spezifischen inneren Energien nach De Jaegher im Fettes die in dem unvollständig verbrannten Kraftstoff gespeicherte Energie enthalten, muss mit $\eta_{um}=1$ gerechnet werden. Abbildung 5.5 zeigt den Verlauf der so berechneten adiabat-isobaren Flammentemperaturen für verschiedene Luftverhältnisse in der Flammenzone und verschiedene Restgasanteile bei konstantem Druck und konstanter Temperatur im Unverbrannten. Daraus wird deutlich, dass die adiabat-isobare Flammentemperatur im Fettes ausgehend vom stöchiometrischen Zustand abnimmt. Weiterhin fällt die Temperatur bei konstantem Luftverhältnis mit steigendem Restgasgehalt. Prozentual wirkt sich dies im Fettes – etwa bei $\lambda_{FF}=0,6$ – am stärksten aus: im Falle von $x_{R,st}=30\%$, was bei $\lambda_R=1,5$ einer Abgasrückführrate von $x_{AGR}=33,87\%$ entspricht, nimmt die Temperatur im Vergleich zum Fall ohne Restgas um 650K ab.

Dabei wird von einem konstanten Zustand in der unverbrannten Zone ausgegangen. In der Realität aber nimmt die Temperatur im Unverbrannten mit der AGR-Rate deutlich ab: dieser Effekt wird noch der bereits starken Temperaturabnahme in Abb. 5.5 überlagert. Dadurch würde die fette Flammentemperatur im diskutierten Fall unter $T_{FF}<1400K$ und damit deutlich unter die Rußbildungs-Temperaturgrenze von $\approx 1400 K$ [31] bis $\approx 1500 K$ [32] fallen.

Die richtige Abbildung des Restgasgehaltes in der Flammentemperatur gelang erst nach dem Vergleich mit den Zwei-Farben-Temperaturen bei AGR-Variationen (s. Kap. 6.5.2).

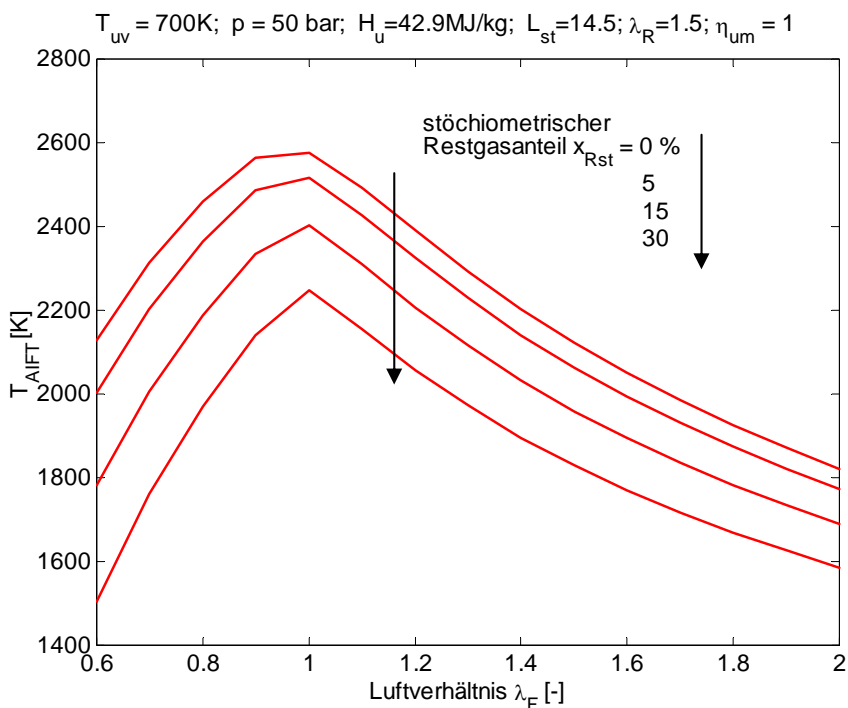


Abbildung 5.5
 Adiabatisch-isobare Flammentemperatur als Funktion des Luftverhältnisses und des stöchiometrischen Restgasgehaltes bei konstantem Zustand im Unverbrannten.

Neue Formelzeichen aus Gl. 5.71 bis 5.82:

- $dm_F/d\phi$ Massenstrom durch die Flammenzone [kg/°KW]
- $dm_{LF}/d\phi$ Luftmassenstrom durch die Flammenzone [kg/°KW]
- $dm_{RF}/d\phi$ Restgasmassenstrom durch die Flammenzone [kg/°KW]
- $dH_F/d\phi$ Enthalpiestrom durch die Flammenzone [J/°KW]

$dH_{UV}/d\varphi$	Enthalpiestrom aus dem Unverbrannten durch die Flammenzone [J/°KW]
η_{um}	Umsetzungswirkungsgrad im Fette [-]
h_F	spezifische Enthalpie durch die Flammenzone [J/kg]
T_F	Temperatur in der Flammenzone [K]
u_F	spezifische innere Energie in der Flammenzone [J/kg]

5.3.4.2 Fettanteil in der Flammenzone – Die Funktion f

Da die Rußbildung in Zonen unter lokalem Sauerstoffmangel stattfindet [29, 31], wäre es physikalisch nicht richtig, für die Rußbildung die gesamte, in der stöchiometrischen Flammenzone umgesetzte Kraftstoffmasse mit deren Temperatur anzusetzen. Es kann vielmehr davon ausgegangen werden, dass aufgrund der starken Durchmischung beim DI-Dieselmotor der größte Teil des Kraftstoffs unter ausreichendem Sauerstoffangebot bei $\lambda_F=1$ verbrennt und nur ein geringer Teil in Bereichen unter Sauerstoffmangel an der Rußbildung teilnimmt.

Daher wird innerhalb der Flammenzone virtuell zwischen einer unterstöchiometrischen (Funktion f) und einer stöchiometrischen Verbrennung unterschieden, wodurch der an der Rußbildung teilnehmende 'fette' Kraftstoffmassenstrom dm_{Bf} mit $\lambda_{Ff}=0.6$ modelliert wird.

$$\frac{dm_{Bf}}{d\varphi} = f \cdot \frac{dm_B}{d\varphi} \quad (\text{Gl. 5.83})$$

Die zugehörige Flammentemperatur (T_{Ff}) wird für die Rußbildung herangezogen. Der stöchiometrische Brennstoffmassenstrom ergibt sich folglich zu :

$$\frac{dm_{Bs}}{d\varphi} = (1 - f) \cdot \frac{dm_B}{d\varphi} \quad (\text{Gl. 5.84})$$

Die Nachoxidation des fetten Anteils erfolgt laut Modellvorstellung noch in der Flammenzone. Obwohl diese fette Flammenzone somit nach 'außen' nicht in Erscheinung tritt ($\lambda_F=1$), wird diese Aufteilung zur Definition des an der Rußbildung teilnehmenden Kraftstoffstromes vorgenommen.

Für die Beschreibung der Funktion 'f' werden die fette Verbrennung beeinflussenden wichtigsten Größen wie folgt zusammengefasst:

$$f = c_f \cdot \frac{m_{BV,uv}}{u_{Turb,f} \cdot Anz_D} \quad \text{mit } 0 \leq f \leq 1 \quad (\text{Gl. 5.85})$$

Die Bildung unterstöchiometrischer Bereiche für die Rußbildung ist damit umgekehrt proportional zur Turbulenzgeschwindigkeit und wird durch das Vorhandensein von verdampften, unverbrannten Kraftstoff begünstigt. Anz_D vergrößert die Kontaktfläche zwischen Luft und Kraftstoff, und wirkt daher der Rußbildung entgegen.

In der Vorverbrennung konnte mit der GMT in keinem Messpunkt eine Rußstrahlung gemessen werden. Daraus kann gefolgert werden, dass hier der Kraftstoff während des Zündverzugs gut homogenisiert wird, danach vorgemischt verbrennt und keine lokal unterstöchiometrische Zonen entstehen können. Die Funktion f wird damit nur in der Hauptverbrennung zwischen 0 und 1 definiert (vgl. Kap. 5.3.6).

Der Fettanteil in der Flammenzone wird von folgenden Größen qualitativ beeinflusst:

Bei Zunahme der Größe.....	Auswirkung auf 'f'
Grundturbulenz: Ansaugung / Drall / Kolbenbewegung / Dissipation.....	↓
Einspritzturbulenz.....	↓↓
Anzahl der Düsen.....	↓
Verdampfte, unverbrannte Kraftstoffmasse.....	↑

Tabelle 5.2 Qualitative Auswirkung der Einflussgrößen auf die Funktion f .

In Anhang A.10 ist der Einfluss des Parameter c_f auf den fetten Kraftstoffmassenstrom und die Rußbildungsrate dargestellt.

Neue Formelzeichen aus Gl. 5.83 bis 5.85:

$dm_{Bf}/d\varphi$	fett verbrennender Kraftstoffmassenstrom [kg/°KW]
λ_{Ff}	Luftverhältnis in der fetten Flammenzone [-]
f	Fettanteil der Flammenzone [-]
c_f	konstanter Parameter [m/kg·s]
$m_{BV,uv}$	verdampfte, unverbrannte Kraftstoffmasse [kg]
$u_{Turb,f}$	Turbulenzgeschwindigkeit für die Funktion f [m/s]

5.3.4.3 Gleichgewichtsrechnung

In der Gleichgewichtsbetrachtung für die verbrannte Zone werden die chemischen Reaktionen betrachtet, welche u.a. die Ausgangsstoffe \dot{O} , O_2 , \dot{H} , N_2 und \dot{OH} für die NO-Bildung und die Rußoxidation liefern. Das ist zulässig, da diese im Vergleich zur NO-Bildung sehr viel schneller ablaufen und sich deshalb während der Verbrennung mit guter Näherung jederzeit im Gleichgewicht befinden. Die Konzentrationsänderungen der an diesen Reaktionen beteiligten Stoffe lassen sich daher mit dem Massenwirkungsgesetz bzw. den Gleichgewichtskonstanten bestimmen.

Die Gleichgewichtsrechnung und die Berechnung der NO-Bildung in dieser Arbeit hält sich weitgehend an die in der Stickoxidberechnung von Verbrennungsmotoren etablierten Arbeiten von Pattas und Häfner [85] sowie die Anwendung bei Dieselmotoren nach Woschni und Heider [87, 1]. Zur ergänzenden Information sei auf diese Literaturstellen verwiesen.

Für die Gleichgewichtsberechnung werden die Konzentrationen der Komponenten H_2O , O_2 , H_2 , CO_2 , CO , N_2 , \dot{O} , \dot{H} und \dot{OH} des OHC-Systems berücksichtigt.

Die Rechnung basiert

1. auf der Auswertung der chemischen Reaktionsgleichungen



unter Berücksichtigung der Dissoziation,

2. der Berücksichtigung der Atomdruckverhältnisse

$$\frac{p_O}{p_N}; \quad \frac{p_H}{p_C}; \quad \frac{p_O}{p_C}$$

3. und der Gesamtdruckbilanz (Dalton'sches Gesetz):

$$p = \sum_i p_i \quad (\text{Gl. 5.91})$$

Für die Beschreibung des Gleichgewichts der Reaktionen in Punkt 1 nach dem Massenwirkungsgesetz wurden die Konstanten nach Pattas [85] verwendet.

Die Lösung des nichtlinearen Gleichungssystems von neun voneinander unabhängigen Gleichungen kann durch ein geeignetes Lösungsverfahren, wie z.B. Newton-Kanorowitsch [78], das eine Linearisierung von Gleichungssystemen über Jacobi-Matrix anwendet, erfolgen. Zwecks Zeitersparnis um etwa den Faktor 10 gegenüber dem geschilderten Lösungsweg wurde in dieser Arbeit ein schnelles iteratives Lösungsverfahren nach Bargende [56] eingesetzt.

5.3.4.4 Berechnung der NO-Bildung

Bei der Berechnung der NO-Bildungsrate wird, ausgehend von den aus der Gleichgewichtsrechnung ermittelten Konzentrationen der Ausgangsstoffe \dot{O} , O_2 , \dot{H} , N_2 , \dot{OH} , die augenblickliche Konzentration von NO und \dot{N} über die

Reaktionskinetik berechnet [85, 1]. Grundlage dieser Rechnung ist der erweiterte Zeldovich-Mechanismus, der die chemischen Reaktionen der thermischen Stickoxidbildung und des Stickoxidabbaus beschreibt:



Die erste Reaktion ist dabei wegen der hohen Aktivierungsenergie von 316 kJ/mol die geschwindigkeitsbestimmende, d.h. sie läuft nur bei hohen Temperaturen ausreichend schnell ab. Die hohe Aktivierungsenergie ist notwendig, um die sehr stabile Dreifachbindung des N_2 -Moleküls aufzubrechen. Bei den für die motorische Verbrennung zur Verfügung stehenden Verweilzeiten von 10^{-4} bis 10^{-2} Sekunden kann sich das chemische Gleichgewicht wegen der relativ langsamen ersten Reaktion nicht einstellen [88].

Eine quantitative Beschreibung der einzelnen Hin- und Rückreaktionen des Zeldovich-Mechanismus ist über die zugehörigen Gleichgewichtskonstanten möglich. Auch hierfür wird eine Arrhenius-Beziehung mit den Konstanten nach Patta [85] verwendet.

Das Produkt der Konzentrationen der Ausgangsstoffe in den jeweiligen Reaktionsrichtungen (v für vorwärts, r für rückwärts) mit der Geschwindigkeitskonstanten ergibt die Reaktionsrate K , die ein Maß für die Konzentrationsänderungen der beteiligten Stoffe ist. Damit lässt sich der NO-Bildungsgradient wie folgt darstellen :

$$\frac{d[NO]}{dt} = K_{1v} - K_{1r} + K_{2v} - K_{2r} + K_{3v} - K_{3r} \quad (\text{Gl. 5.95})$$

Weiter unbekannt ist noch die Komponente N , über deren Änderung mit guter Näherung angenommen werden kann, dass sie sich aufgrund der sehr schnellen Hinreaktionen (Gl. 5.93 und 5.94) innerhalb eines Rechenschritts nicht ändert [7, 29, 85, 88].

$$\frac{d[N]}{dt} = 0 \quad (\text{Gl. 5.96})$$

Durch diese Quasistationaritätsbedingung wird eine weitere Differentialgleichung vermieden. Daraus folgt:

$$[N] = \frac{k_{1v} \cdot [N_2] \cdot [O] + k_{2r} \cdot [NO] \cdot [O] + k_{3r} \cdot [NO] \cdot [H]}{k_{1r} \cdot [NO] + k_{2v} \cdot [O_2] + k_{3v} \cdot [OH]} \quad (\text{Gl. 5.97})$$

Mit den aus der Gleichgewichtsrechnung bekannten Konzentrationen der beteiligten Stoffe kann nun die NO-Bildungsrate bestimmt werden. Ausgehend vom Druck-, Volumen-, und Temperaturverlauf in der Reaktionszone kann durch Integration des NO-Konzentrationsgradienten der zugehörige NO-Verlauf berechnet werden.

Vor Brennbeginn befindet sich bereits Stickstoffmonoxid im Zylinder, der zusammen mit dem Restgas zurückgeführt (zurückgehalten) wurde. Dieses gelangt durch die Zumischung und durch die Flammenzone von der unverbrannten in die verbrannte Zone. Bei der Stickoxidberechnung in der verbrannten Zone muss daher dieses 'zugemischte' NO mit in die Differentialgleichung aufgenommen werden (s. Gl. 5.98). Die Stickoxidmenge im gesamten Brennraum ergibt sich dann als Summe aus Restgas-Stickoxid in der unverbrannten Zone und der über Gl. 5.98 berechneten Stoffmenge in der verbrannten Zone. Da zu Beginn der Rechnung die NO-Konzentration des Restgases unbekannt ist, muss die Berechnung iterativ erfolgen.

$$\frac{d[NO]}{d\varphi} = (k_{1v} \cdot [N_2] \cdot [O] - k_{1r} \cdot [NO] \cdot [N] + k_{2v} \cdot [O_2] \cdot [N] - k_{2r} \cdot [NO] \cdot [O] + k_{3v} \cdot [OH] \cdot [N] - k_{3r} \cdot [NO] \cdot [H]) \cdot \frac{dt}{d\varphi} \cdot \frac{1}{V_v} + (g \cdot \frac{dt}{d\varphi} + (1 + x_{R,st}) \cdot \lambda_F \cdot L_{st} \cdot \frac{dm_B}{d\varphi}) \cdot [NO_R] \cdot \frac{1}{m_{zyl}} \quad (\text{Gl. 5.98})$$

Neue Formelzeichen aus Gl. 5.92 bis 5.98:

[NO], [O], [...] Stoffkonzentrationen [mol/m³]
 NO_R NO-Konzentration im Restgas [mol/m³]
 k_j Geschwindigkeitskonstante [m³/mol/s]
 K_j Reaktionsrate [mol/m³/s]

5.3.4.5 Berechnung der Rußbildung und –oxidation

Nach Berechnungsversuchen mit den einzonigen Rußmodellen von Hiroyasu und Boulouchos (s. Kap. 2.3), deren Ergebnisse in Kap. 6.1 diskutiert werden, wurde im nächsten Schritt eine neue Formulierung der Rußbildungs- und Rußoxidationsgleichungen für das Zweizonen-Modell aufgestellt.

Ausgehend von der allgemeinen Formulierung der Arrhenius-Gleichung [12]

$$k = A \cdot e^{-\frac{E_a}{R \cdot T}} \quad (\text{Gl. 5.99})$$

wurden die Rußgleichungen wie folgt neu formuliert:

$$\frac{dm_{sf}}{d\varphi} = A_f \cdot \frac{dm_B}{d\varphi} \cdot f \cdot e^{-\frac{T_{SF}}{T_{Ff}}} \quad (\text{Gl. 5.100})$$

$$\frac{dm_{so}}{d\varphi} = A_o \cdot m_s^{n_{ms}} \cdot (m_v \cdot x_{O2,v})^{n_{O2}} \cdot e^{-\frac{T_{SO}}{T_v}} \cdot \frac{1}{6n} \quad (\text{Gl. 5.101})$$

Der an der Rußbildung teilnehmende Kraftstoffmassenstrom wurde mit Hilfe der Funktion f modelliert (Gl. 5.85); für die Rußbildungsrate wurde die adiabat-isobare Flammentemperatur T_{Ff} bei λ_{Ff}=0.6 eingesetzt; eine Druckabhängigkeit der Rußbildung wurde nicht berücksichtigt.

Die Rußoxidationsrate in der verbrannten Zone mit der Temperatur T_V wurde abhängig von der absoluten Rußmasse und der Sauerstoffmasse im Verbrannten beschrieben, beide mit einer Potenz versehen.

Die Konstante A_0 ist hier einheitenbehaftet. Dies steht in Analogie zu der allgemeinen Arrhenius-Beziehung (Gl. 5.99), in der A die Einheit $[cm^x/(mol^y \cdot s)]$ hat, wobei x und y von der Reaktionsordnung abhängig sind. Durch die Division mit der molaren Masse und den Übergang von Konzentrationen zu Molen erhält die Konstante A in Gl. 5.99 die Einheit $[1/(kg^x \cdot s)]$, übertragen auf die Gleichung Gl. 5.101 also $[1/(s \cdot kg^{(n_{ms}+n_{O_2}-1)})]$; n_{ms} und n_{O_2} sind dann u.a. von der Reaktionsordnung der Oxidationsprozesse abhängig.

Neue Formelzeichen aus Gl. 5.99 bis 5.101:

k	Geschwindigkeitskoeffizient $[cm^x/(mol^y \cdot s)]$
A	präexponentieller Faktor, Stoßzahl $[cm^x/(mol^y \cdot s)]$
E_a	Aktivierungsenergie [kcal/kmol]
A_f	Konstante für Rußbildung [-]
T_{sf}	Aktivierungstemperatur für die Rußbildung [K]
A_0	Konstante für Rußoxidation $[1/(s \cdot kg^{(n_{ms}+n_{O_2}-1)})]$
n_{ms}	Potenz für Rußmasse [-]
$\chi_{O_2,v}$	Sauerstoffkonzentration im Verbrannten [-]
n_{O_2}	Potenz für Sauerstoffmasse im Verbrannten [-]
T_{so}	Aktivierungstemperatur für Rußoxidation [K]

5.3.5 Behandlung der Vorverbrennung

Bei dem vorgestellten Zweizonen-Modell sind drei Arten der Behandlung einer Vorverbrennung (VV), die am OM611 in jedem hier untersuchten Betriebspunkt appliziert wird, denkbar:

1. die Zweizonenrechnung wird bei Beginn der VV (oder 'Einlassventil schließt') gestartet und läuft durch bis zum Ende der Hauptverbrennung (HV) oder 'Auslassventil öffnet'
2. die Zweizonenrechnung wird bei Beginn der VV gestartet und läuft durch, während zwischen dem Ende der VV und dem Beginn der HV die Zumischung (Funktion g) gedrosselt oder gänzlich abgeschaltet wird
3. die Zweizonenrechnung wird bei Beginn der VV gestartet und läuft bis zum Beginn der HV mit ungedrosselter Zumischung; bei Beginn der HV wird eine neue Zweizonen-Rechnung gestartet.

Alle drei Varianten wurden untersucht, dabei konnten folgende Schlüsse gezogen werden:

Zu Punkt (1): in diesem Fall ist bei Beginn der HV bereits so viel Masse im Verbrannten, dass seine Temperatur von Beginn an viel zu niedrig ist und keine Stickoxidbildung mehr berechnet werden kann. Außerdem ist diese Modellvorstellung sehr realitätsfern: es kann davon ausgegangen werden, dass das Verbrannte der VV nicht 'kompakt' in sich bzw. 'ortsfest' bleibt, sondern von der hohen Turbulenz, die um den OT herrscht, stark verdünnt bzw. in mehrere kleine Zonen zerrissen wird. Dass die HV in diesen Zonen beginnt oder gar zur Gänze abläuft, ist unwahrscheinlich.

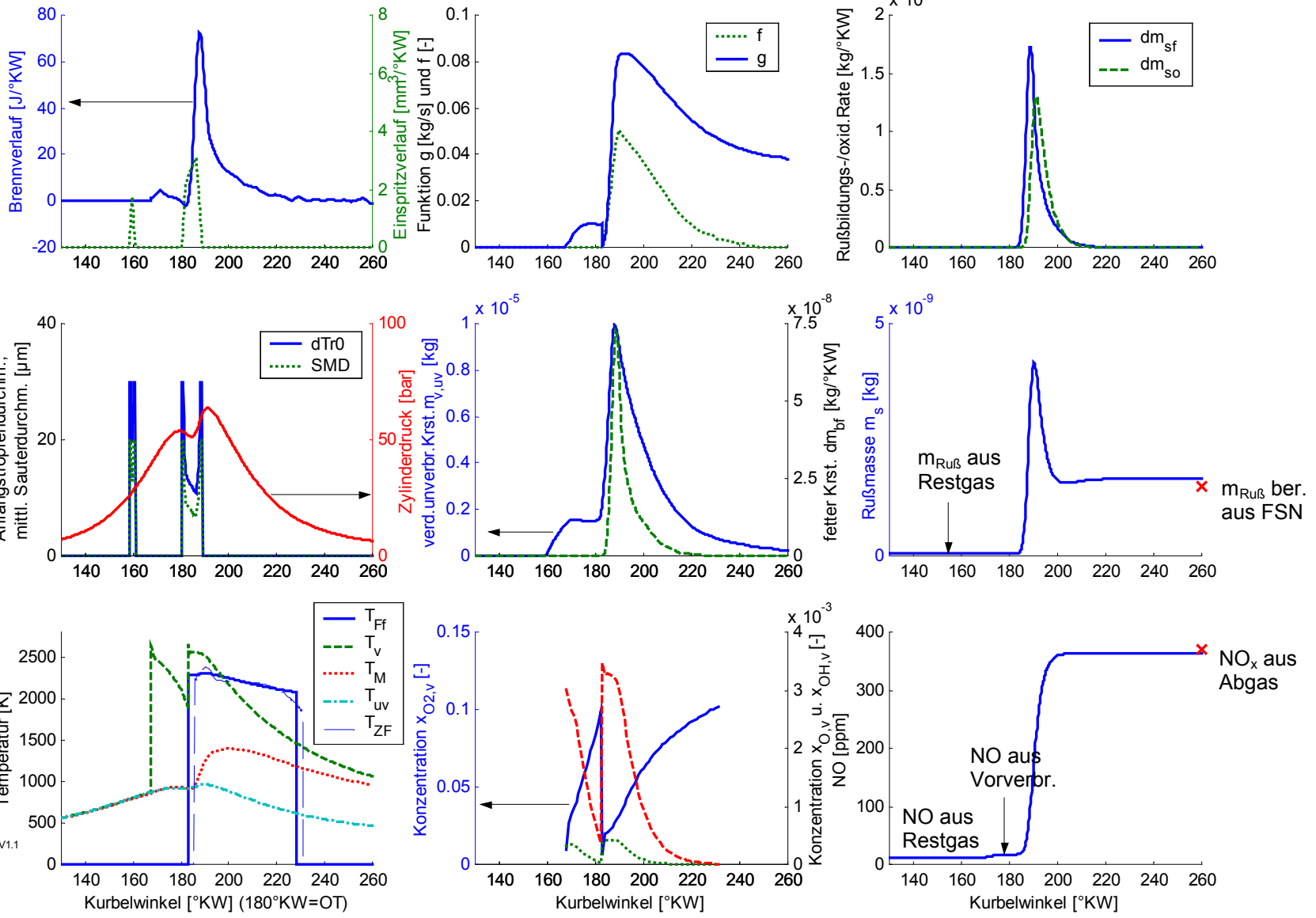
Zu Punkt (2): eine Abschaltung der Zumischung nach dem Ende der VV ist eine äußerst willkürliche Festlegung. Zudem ist ihr Nutzen sehr gering: auch wenn in der VV wenig oder nichts zugemischt wird, kommt Masse in die verbrannte Zone aus der stöchiometrischen Verbrennung. Diese Masse sorgt bei Beginn der HV für eine sofortige, sehr starke Zumischung, und damit für eine starke Abkühlung des Verbrannten. Wenn eine Modellabstimmung in diesem Fall überhaupt gelingt, wird vom Modell fälschlicherweise nahezu die gesamte Stickoxidbildung der VV bzw. dem Rauchgas zwischen der VV und HV zugeschlagen.

Zu Punkt (3): die getrennte Behandlung der Vor- und Hauptverbrennung ist sicherlich die sinnvollste und physikalisch richtige Variante, weswegen diese auch ausgewählt wurde.

Demnach wird bei Beginn der HV eine neue verbrannte Zone gestartet, in die parallel zur unverbrannten Zone auch aus der verbrannten Zone der Vorverbrennung, anteilig zu deren kleineren Dichte, zugemischt wird. Vernachlässigt man den Einfluss der Kalorik, kann diese Behandlung mit dem Fall gleichgesetzt werden, dass bei Beginn der HV die komplette Füllung der verbrannten Zone der unverbrannten Zone zugeschlagen, und eine neue Zweizonenrechnung gestartet wird – dadurch erspart man sich eine dritte Zone.

Die so erzielten Ergebnisse sind zufriedenstellend. In Abbildung 5.6 sind einige typische Berechnungsgrößen des Zweizonen-Modells dargestellt, woraus auch die geschilderte Behandlung der Vorverbrennung ersichtlich wird.

OM611EZ 29-14m.mtb / n = 2000 min⁻¹ / p_{mi} = 5.56 bar / p_{rail} = 750 bar / Q = 19.92 mm³/ASP / x_R = 0.0335 / FSN₉ = 0.19 / NO_x = 370 ppm / λ = 2.756



02-Sep-2003 14:55:12

c_k_ES_f = 0.125
eps_Diss_f = 2.184
eps_Q_f = 2.184
eps_D_f = 2.5
eps_E_f = 0.8

c_k_ES_g = 0.125
eps_Diss_g = 2.184
eps_Q_g = 2.184
eps_D_g = 2.5
eps_E_g = 0.2

KalorikStep = 3
Lambda_F = 1
Lambda_StartTv = 1
c_g = 0.068
c_ga = 1
c_pre = 0.14
c_pre1 = 1.5

GG_minT_v = 1400

c_f = 770000
c_fn = 0.1
Lambda_fett = 0.6

Af = 8365344.2462
Ao = 1.058559e+017
ESF = 45214.4
ESO = 46517
n2 = 0.7
n3 = 1.5

Turbulenz V1.4
AnalyseBV V2.1
2-Zonen-Modell V 4.3
Kalorik nach deJaegher
func_g V 2.5
Flammenzone V4.0
func_f V 3.0
Gleichgewichtsrechnung V1.1
Zeldovich NO V3.0
RussIVK V 1.2

Abbildung 5.6: Verläufe einiger Berechnungsgrößen des Zweizonen-Modells beispielhaft für einen Betriebspunkt des OM611.

5.3.6 Rußbildung und Zumischung in der Premixed-Verbrennung

Wie in Kap. 4.2.2 diskutiert, konnte mit der GMT während der VV keine Rußbildung detektiert werden – offensichtlich wird hier der Kraftstoff gut homogenisiert und nahestöchiometrisch umgesetzt; für die nicht vollständige Umsetzung des Kraftstoffs aus der Voreinspritzung ist eine zu starke Abmagerung verantwortlich. Aus diesem Grund wurde die Funktion f für die Berechnung der Rußbildungsrate bis zum Beginn der HV abgeschaltet.

$$f(\varphi < \varphi_{BB,HV}) = 0 \quad (\text{Gl. 5.102})$$

Obwohl zu Beginn der HV in den meisten Messpunkten ebenfalls eine ausgeprägte Premixed-Verbrennung auftrat, konnte eine Rußstrahlung ca. von Beginn der HV an detektiert werden, also nicht nur in der 'reinen' Diffusionsverbrennung.

Der Hauptunterschied zwischen der Premixed-Verbrennung der HV und der VV besteht darin, dass während der HV Kraftstoff eingespritzt wird. Somit ist es unvermeidbar, dass es zu einer Interaktion des unverdampften oder zumindest unverbrannten und noch schlecht aufbereiteten Kraftstoffs mit dem brennenden Gemisch der Premixed-Verbrennung bzw. den Produkten der Premixed-Verbrennung kommt. Dabei entstehen heiße und sauerstoffarme Bereiche in denen Ruß gebildet werden kann. Folglich kann die Rußbildung im Modell in der Vormischphase der Hauptverbrennung nicht vollständig abgeschaltet werden. Bei einer getrennten Parametrierung der Rußbildungsraten für die Premixed- und Diffusionsverbrennung bei der automatischen Parameteroptimierung (s. Kap. 5.4) ergab sich eine deutliche Abschwächung der Funktion f in der Premixed-Verbrennung. Schließlich wurde der unterschiedlichen Rußbildung in der Premixed- bzw. Diffusionsverbrennung durch eine Korrekturfunktion Rechnung getragen.

Es wurde eine lineare Übergangsfunktion zwischen dem Brennbeginn der HV und dem Trennpunkt zwischen der Premixed- und Diffusionsverbrennung gewählt (s. Abb. 5.7), und der Parameter c_{fp} der Korrekturfunktion y_f (s. Gl. 5.103) zur Abstimmung freigegeben. Die Rußbildung wird in diesem Bereich dadurch gedrosselt, dass y_f multiplikativ vor die Funktion f gesetzt wird.

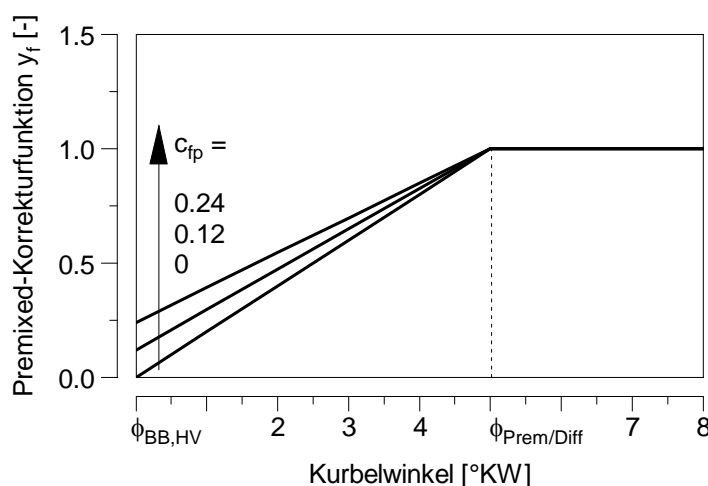


Abbildung 5.7
Korrekturfunktion y_f zur Drosselung der Rußbildungsrate in der Premixed-Verbrennung beispielhaft für drei beliebige Werte des Abstimmungsparameters c_{fp} .

$$y_f = c_{fp} + \frac{(1 - c_{fp}) \cdot (\varphi - \varphi_{BB,HV})}{(\varphi_{Prem/Diff} - \varphi_{BB,HV})} \quad (\text{Gl. 5.103})$$

Eine strikte Trennung zwischen Premixed- und Diffusionsverbrennung durch Setzen eines Trennpunktes in die Delle des einzonigen Brennverlaufs [39] oder durch eine Näherung mit Vibe-Brennverläufen [44] erscheint nach den geschilderten Überlegungen als willkürlich und ist außerdem programmtechnisch schwer zu realisieren.

In dem hier verfolgten Ansatz ergab sich die Bestimmung des Premixed-/Diffusions-Übergangspunktes aus der Energie für die Premixed-Verbrennung, die als Summe der verdampften Energie bis zum Brennbeginn der HV und der während der eigentlichen Premixed-Verbrennung verdampften Energie berechnet wird. Diese Formulierung mit zwei Abstimmungskonstanten stellt Gl. 5.104 dar.

Die Freigabe der Parameter c_{p1} und c_{p2} bei der automatischen Optimierung für beide Aggregate (Kap. 5.4) löst die Bestimmung des Trennpunktes $\varphi_{Prem/Diff}$ vom verwendeten einfachen Ansatz zur Kraftstoffverdampfung (s. Kap. 3.3.4), da durch die beiden Konstanten jede Energie – und damit jeder Ort ab Brennbeginn bis Brennende – unabhängig vom Verdampfungsverlauf dargestellt werden kann. Aus der so erhaltenen Energie wird der Trennpunkt zwischen Premixed- und Diffusionsverbrennung anhand der Brennfunktion gesetzt.

$$\varphi_{Prem/Diff} = \varphi \left(\min \left(\frac{Q_B}{H_u} > (c_{p1} \cdot m_{BV}(\varphi_{BB,HV}) + c_{p2} \cdot (m_{BV}(\varphi_{Prem/Diff}) - m_{BV}(\varphi_{BB,HV}))) \right) \right) \quad (\text{Gl. 5.104})$$

Für die Zumischung ins Verbrannte (Funktion g) wird zwischen einer Premixed- und Diffusionsverbrennung nicht unterschieden. Die Ergebnisse der Untersuchungen mit getrennter Zumischung werden in Kap. 6.4.2 diskutiert.

Neue Formelzeichen aus Gl. 5.102 bis 5.104:

$\varphi_{BB,HV}$	Brennbeginn der Hauptverbrennung [°KW]
y_f	Korrekturfunktion zur Drosselung der Rußbildung [-]
$\varphi_{Prem/Diff}$	Übergangspunkt zwischen Premixed- und Diffusionsverbrennung [°KW]
$\varphi(\min)$	Minimum [°KW]
c_{p1}	erste Abstimmungskonstante [-]
c_{p2}	zweite Abstimmungskonstante [-]
m_{BV}	verdampfte Kraftstoffmasse [kg]

5.4 Modellabstimmung

Die Modellabstimmung erfolgte sukzessiv entlang zweier Hauptpfade (s. Abb. 5.8):

1. Über den Abgleich der berechneten NO-Konzentrationen auf die NO_x-Messwerte im Abgas wurden die Turbulenzparameter und die Konstanten der Funktion g abgestimmt (NO-Abstimmung). Damit war der Zustand in der verbrannten Zone, u.a. der Temperatur- und Sauerstoffkonzentrationsverlauf für die Rußoxidation, definiert.
2. Im zweiten Schritt wurden die Einspritzturbulenzkonstante, die Parameter der Funktion f samt Premixed-Abschwächung und die Parameter der Rußbildungs- und -oxidationsrate so abgestimmt, dass der Fehler zwischen der berechneten und der aus dem FSN-Wert ermittelten Rußmasse im Abgas minimal wird.

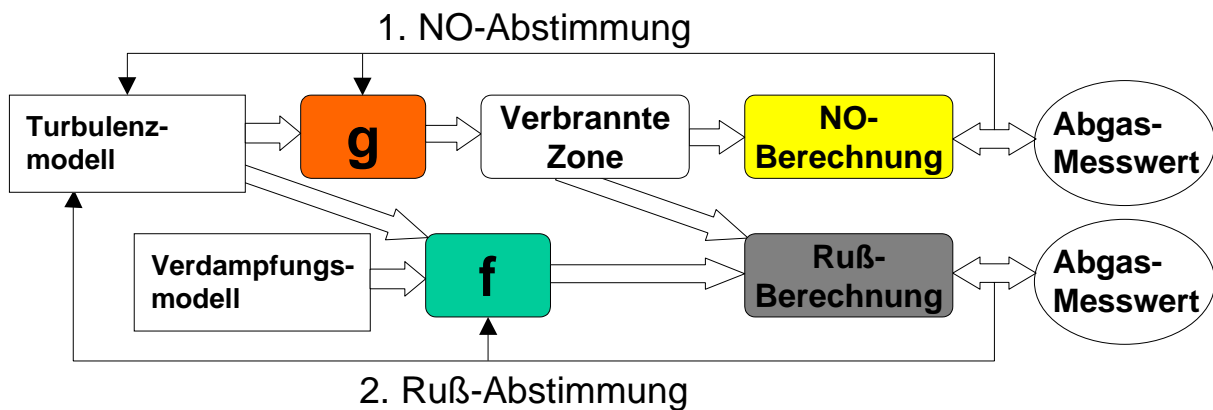


Abbildung 5.8 Schematische Darstellung der Systematik der Modellabstimmung

Bewusst wurde auf die Abstimmung des Modells an ausgewählten Messpunkten oder Parametervariationen verzichtet: bei der Parameteroptimierung wurde ein minimaler Fehler an allen 175 Messpunkten der beiden Aggregate angestrebt, womit die Allgemeingültigkeit des Modells überprüft werden sollte. Anhang A.11 enthält die Belegung der Parameter nach der Modellabstimmung an beiden Motoren.

Da die Modellabstimmung wichtige Zusammenhänge für den praktischen Einsatz des vorgestellten Zweizonen-Modells beleuchtet, wird in den nachfolgenden Kapiteln detailliert auf die Abstimmung der Parameter der Funktion g und der Turbulenz eingegangen.

Neben manueller Variation der Modellkonstanten an ausgewählten Messpunkten zur Evaluierung elementarer Zusammenhänge wurden auch eine automatisierte Parametervariation und eine automatische Parameteroptimierung eingesetzt. Im Folgenden soll diese Vorgehensweise kurz geschildert werden.

Automatisierte Parametervariation

Bei der Modellabstimmung handelte es sich um eine Minimumsuche für die Abweichungen zwischen den mit dem Zweizonen-Modell mit Hilfe der Parameter $a_1, a_2 \dots a_i$ berechneten und den gemessenen Abgaswerten für x Messpunkte.

Für die Lösung des Problems wurde folgender Weg eingeschlagen:

- Zunächst wurden durch manuelle Variation der Modellkonstanten sinnvolle Grenzen und Auflösungen für $a_1, a_2 \dots a_i$ gewählt.
- Danach wurde eine $i+1$ -dimensionale Matrix erstellt (+1: Dimension der Messpunkte), die mit der Differenz zwischen dem berechneten und dem gemessenen Abgaswert bei vorgegebenen Werten für die Parameter belegt wurde.
- Anschließend wurde automatisiert nach Nulldurchgängen für die einzelnen Messpunkte gesucht.
- Im nächsten Schritt wurde nach Schnittstellen bzw. Anhäufungen der Nulldurchgänge für alle x untersuchten Messpunkte gesucht.
- Durch eine Fehlerbetrachtung (Absolutwert der gemittelten Abweichung und Gradient) in der Nähe der Schnittstellen erfolgte die Bestimmung des Minimums.

Automatische Parameteroptimierung

Aufgrund der Vielzahl der Parameter bei der Berechnung der Rußmassenemission wurde parallel zur geschilderten Vorgehensweise eine automatische Parameteroptimierung eingesetzt. Das verwendete Verfahren aus der *Matlab*[®] *Optimization Toolbox* [89] arbeitet nach einer Art Gradientenverfahren (SQP) und erlaubt nach Vorgabe eines Startwertvektors die gleichzeitige Optimierung von mehreren Unbekannten eines nichtlinearen Gleichungssystems innerhalb eines definierten Gültigkeitsbereichs.

Die Leistungsfähigkeit der Funktion *fmincon* wurde durch entsprechende Programme unterstützt. Die gleichzeitige Optimierung der Parameter der Rußbildungs- und -oxidationsgleichung, der Funktion f mit Premixed-Abschwächung und Bestimmung des Premixed-/Diffusions-Übergangspunktes erfolgte nach abgeschlossener und für alle Messpunkte gespeicherter Zweizonen-Rechnung. Auf einem handelsüblichen PC (500MHz-Prozessor) konnten so mit iterativer Berechnung der Rußmassenemission ca. 15 Messpunkte pro Sekunde berechnet werden. Ein Minimalvektor konnte von *fmincon* bei Vorgabe entsprechender Startwerte nach 50 bis 2000 Berechnungen pro Messpunkt, und damit nach 10 bis 390 Minuten ermittelt werden.

5.4.1 Abstimmung der Funktion g

Am Beispiel des OM904 soll die Vorgehensweise bei der automatischen Parametervariation der zwei Parameter der Funktion g dargestellt werden (s. Abb. 5.9 und 5.10).

Ausgehend von der Lösungsfläche für jeden Messpunkt wurden die Nulllinien berechnet. Die Nulllinie stellt den Ort der möglichen Parameterkombinationen dar, an dem der berechnete Wert aus dem NO-/Rußmodell und der gemessene Wert aus der Abgasmessung übereinstimmen.

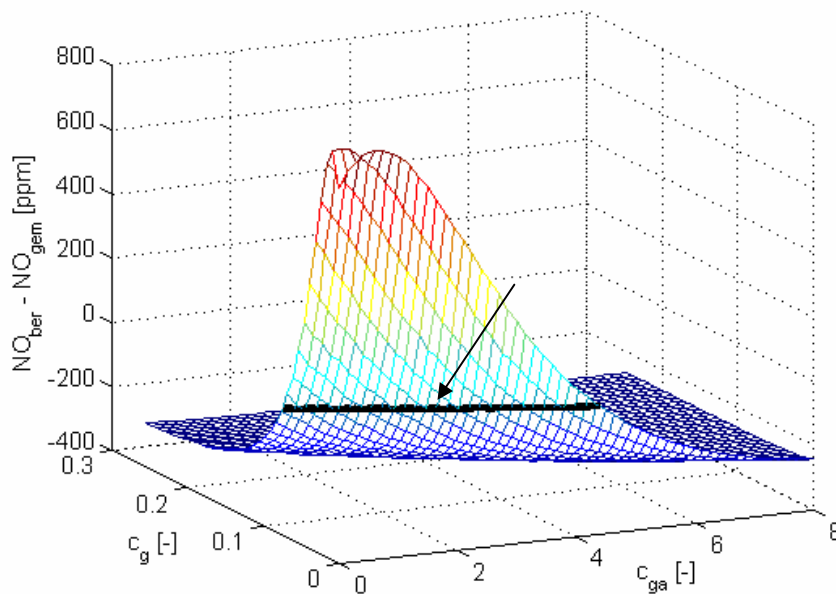


Abbildung 5.9
Nulllinie (Pfeil) für die Funktion g in einem Messpunkt.

Anhand der dargestellten Fläche kann das Verhalten der Funktion g hinsichtlich der NO-Berechnung im Verbrannten studiert werden. Mit abnehmender Zumischung steigt die Temperatur im Verbrannten, wodurch die NO-Bildung exponentiell zunimmt. Die abrupte Abnahme der NO-Bildung bei $g=0$ hängt mit dem abnehmenden Sauerstoffpartialdruck zusammen: mit einer leichten Zumischung ausgehend von $g=0$ wird der Sauerstoffpartialdruck im Verbrannten, der bis dahin nur aus der Dissoziation gespeist wurde, schlagartig vergrößert. Dadurch nimmt die NO-Bildung zu – trotz Abkühlung der unverbrannten Zone wegen geringer Zumischung (vgl. auch Abb. 6.13.).

Nach der Berechnung der Nulllinien wurde die geometrisch gemittelte Abweichung für alle Messpunkte betrachtet. Dabei konnte ein ausgeprägtes Tal der minimalen Fehler beobachtet werden, wie auch im Muscheldiagramm in Abb. 5.10 zu erkennen.

Anhand der Fehlerminima wird deutlich, dass mit marginalen Unterschieden beliebige c_g - / c_{ga} -Kombinationen entlang einer Geraden (Gl. 5.105) im Tal der minimalen Fehler gewählt werden können.

$$c_g = -0.015 \cdot c_{ga} + 0.083 \quad (\text{Gl. 5.105})$$

Eine lineare Abhängigkeit zwischen c_g und c_{ga} war auch zu erwarten, denn die beiden Konstanten stehen multiplikativ vor ihren Termen, die wiederum additiv in die Funktion g eingehen (s. Gl. 5.48).

Mit dem Zusammenhang zwischen c_{ga} und dem Luftverhältnis in der Flammenzone (s. Kap. 5.3.1.3) folgt: je mehr brennverlaufsproportional über ein etwaiges überstöchiometrisches Flammenluftverhältnis zugemischt wird, umso weniger müsste außerhalb der Flamme ins Verbrannte über den Term c_g zugemischt werden.

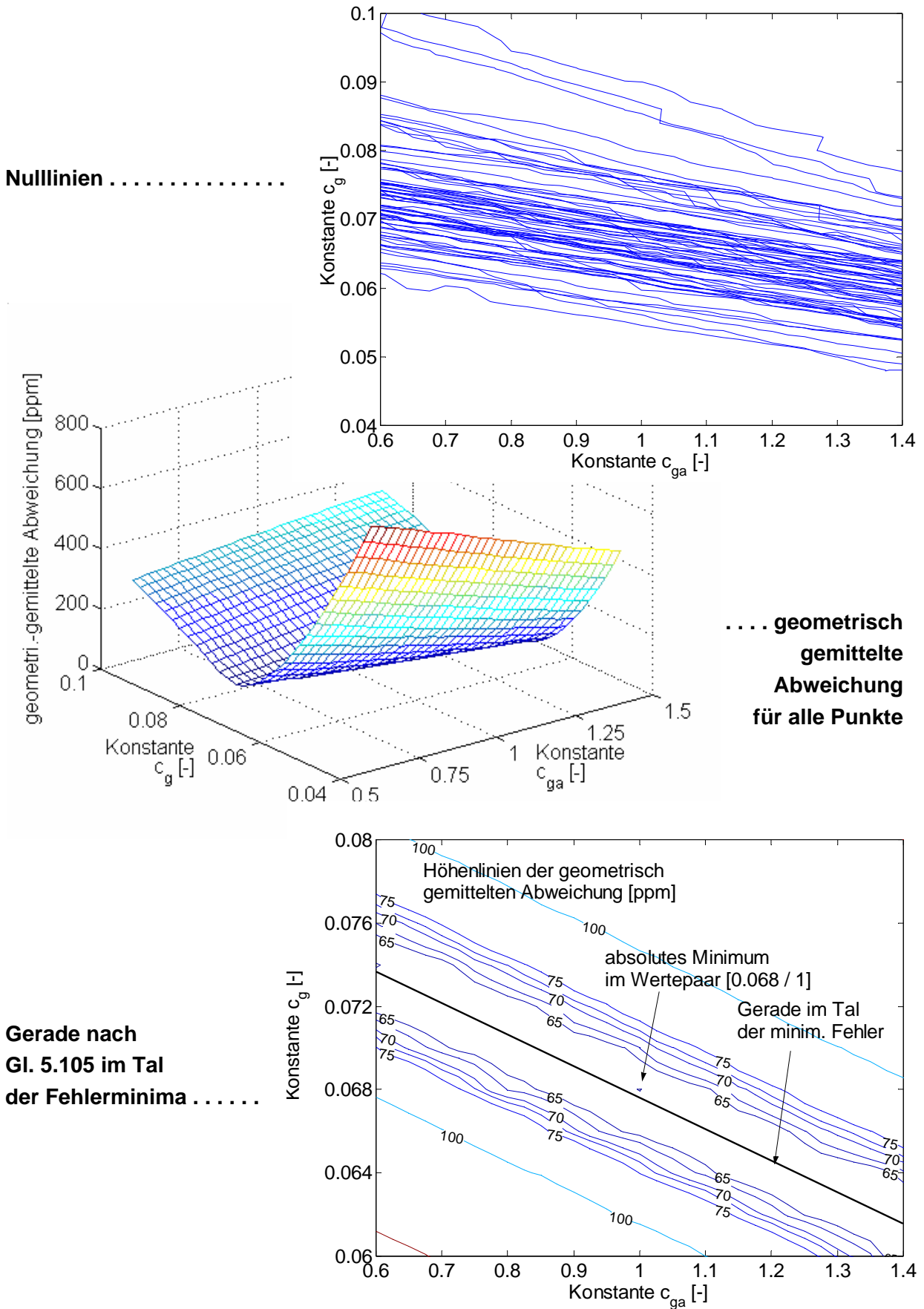


Abbildung 5.10

Vorgehensweise bei der Abstimmung der Modellkonstanten $[c_g / c_{ga}]$ am OM904 mit absolutem Fehlerminimum im Punkt $[0.068 / 1]$.

Dieser 'Rollentausch' ist aber nicht beliebig weit möglich: ab $c_{ga} > 1.5$ – entspricht nach Gl. 5.49 (bei $x_{AGR} = 3.00\%$, $x_R = 3.093\%$ bzw. bei $\lambda_R = 2$ $X_{RSI} = 1.574\%$) einem Luftverhältnis von $\lambda_{äq} = 1.1018$ – nimmt der Fehler kontinuierlich zu. Bei $[c_g, c_{ga}] = [0, 5.53]$, was den Extremwert nach Gl. 5.105 darstellt, ist der geometrisch gemittelte Fehler an allen 105 Messpunkten des OM904 im Vergleich zum Punkt mit dem minimalen Fehler bei $[c_g, c_{ga}] = [0.068, 1]$ um 135% höher.

Daraus folgt, dass die Berechnung der NO-Emission nicht alleine über das Flammen-Luftverhältnis – und damit ohne Zumischterm – erfolgen kann; ansonsten wird ein größerer Fehler in Kauf genommen (vgl. NO-Ergebnisse mit dem Modell nach Heider im Kap. 6.1). Damit wird die Erfordernis eines Zumischterms für die NO-Berechnung bestätigt.

Dieses Ergebnis ist überraschend, wurde doch die Zumischung hauptsächlich für die schwerpunktmäßig in der Diffusionsverbrennung ablaufende Rußoxidation vorgenommen.

Durch die Gerade nach Gl. 5.105 im Tal der Fehlerminima kann die Modellabstimmung um eine Dimension reduziert, und nach der diskutierten Vorgehensweise ein weiterer Parameter untersucht werden. Zu beachten ist, dass die Gerade wie auch das ausgeprägte Fehlertal motorspezifisch sind. Die Gerade besitzt für den OM611 eine andere Steigung (-0.0164), der Fehlergradient außerhalb der Geraden unterscheidet sich ebenfalls von dem am OM904.

5.4.2 Abstimmung der Turbulenzparameter

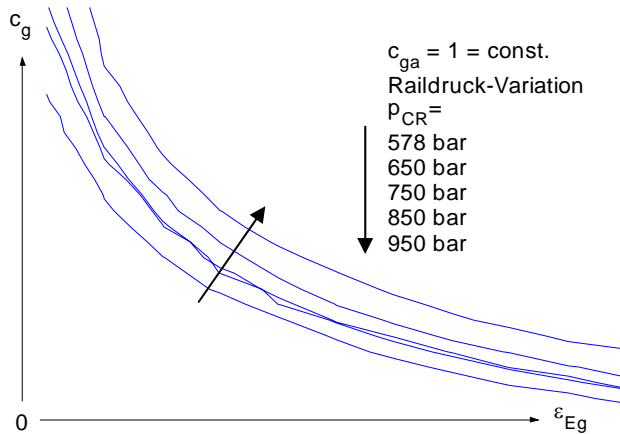
Das absolute Niveau der kinetischen Turbulenzenergie bei DE-Dieselmotoren ist nicht bekannt. Aus dem in diesem Abschnitt dargestellten Modellaufbau geht hervor, dass dies keinen Nachteil darstellt, da es die multiplikativen Abstimmungskonstanten in den Funktionen g und f ermöglichen, die Höhe der Turbulenzgeschwindigkeit anzupassen. Zwingend erforderlich ist aber der 'richtige' zeitliche Verlauf der Turbulenzgeschwindigkeit: dieser wird durch die Gewichtung der additiven Terme mit Hilfe der Konstanten bestimmt (s. Gl. 5.12).

Die Konstanten ε_Q und ε_{Diss} wurden nach [62] gewählt, die Konstanten für die Einspritzung ε_E und Drall ε_D wurden an beiden Motoren abgestimmt.

Turbulenzkonstanten für die Einspritzung

Durch den phänomenologisch richtigen Aufbau des Einspritzturbulenzterms (Gl. 5.11) wird sichergestellt, dass die wichtigsten Einspritzdüsen- bzw. Einspritzsystem-Eigenschaften abgebildet werden (Einspritzdruck, effektiver Düsenquerschnitt, Einspritzrate). Daher wurde für die Konstante ε_E der gleiche Wert für beide Motoren erwartet.

Die Messreihe mit Variation des Raildrucks bei konstanter Einspritzmenge am OM611 bietet sich als einzige an, ε_E abzustimmen, da sich dabei ausgehend von einem Grundzustand nur der Beitrag der Einspritzturbulenz ändert. Abb. 5.11 stellt die Nulllinien dieser Parametervariation dar.

**Abbildung 5.11**

Nulllinien für eine Variation des Raildrucks bei konstanter Einspritzmenge am OM611, $n = 2000 \text{ 1/min}$, $p_{mi} = 5,5 \text{ bar}$.

Wie ersichtlich, gelingt es nicht, über diese Raildruckvariation ε_E abzustimmen, da die Nulllinien keinen Schnittpunkt haben. Die Ursache liegt wahrscheinlich in der zu geringen Einspritzmenge bzw. sehr kurzen Einspritzdauern bei hohen Raildrücken. Möglicherweise wird deswegen die Einspritzturbulenz durch das hohe Drallniveau überdeckt. ε_E wurde schließlich über eine Minimalfehleroptimierung abgestimmt: es ergab sich ein optimaler Wert von 0.2 für beide Aggregate.

Für die Rußbildung (Funktion f) stellte sich dieser Wert als zu klein heraus – es ergab sich ein Wert von 0.8 für beide Aggregate. Dadurch unterscheiden sich die Turbulenzgeschwindigkeiten $u_{Turb,g}$ und $u_{Turb,f}$ der beiden Funktionen (vgl. Gl. 5.48 und 5.85). Eine Höherbewertung der Einspritzturbulenz für die Rußbildung erscheint plausibel: während die Stickoxidbildung im Verbrannten hinter der Flammenfront und in weiten Bereichen des Brennraumes bzw. auch in der Premixed-Verbrennung abläuft, und damit von der Gesamtturbulenz beeinflusst wird, beschränkt sich die Rußbildung doch auf den Kernbereich der Einspritzstrahlen.

Turbulenzkonstanten für Drall

Analog erfolgte auch die Abstimmung der Drallkonstante. Zunächst wurde ε_D an allen Messpunkten des OM611 ohne EKAS abgestimmt. Dann wurde ausgehend vom Optimum ($\varepsilon_D=2.5$) die Abweichung der NO-Gradienten der Punkte der EKAS-Variationen minimiert (s. Abb. 6.9). Daraus resultierte der zweite Wert bei EKAS mit $\varepsilon_D=16$. Durch diese zwei Punkte, mit der Forderung des Nulldurchganges im Punkt $[DRZ, \varepsilon_D]=[0,0]$, wurde eine exponentielle Fitfunktion gelegt (s. Gl. 5.106), mit deren Hilfe die Drallkonstante für das OM904-Aggregat bei $DRZ=0.6$ berechnet werden konnte.

$$\varepsilon_D = 0.428 \cdot DRZ^{1.848} \quad (\text{Gl. 5.106})$$

Die unproportional stärkere Zunahme der Drallkonstante mit der Drallzahl kann wie folgt interpretiert werden: bei der Betrachtung einer EKAS-Variation wird ausgehend vom Drallniveau im Grundzustand des OM611 ($DRZ_{UT}=2.6$, ohne EKAS) der Füllungskanal abgeschaltet und damit das Drallniveau bzw. die Umfang-Kreisgeschwindigkeit im

Brennraum nahezu verdreifacht ($DRZUT=7.1$, EKAS). Bei konstanter Dissipation (Gl. 5.3) könnte man erwarten, dass sich proportional zur Drallerhöhung auch die Turbulenzgeschwindigkeit ändern sollte. Da aber der Dissipationsterm mit $k^{1.5}$ zunimmt, wird die Erhöhung der Turbulenzgeschwindigkeit kleiner als direkt proportional zur Umfangsgeschwindigkeit erfolgen.

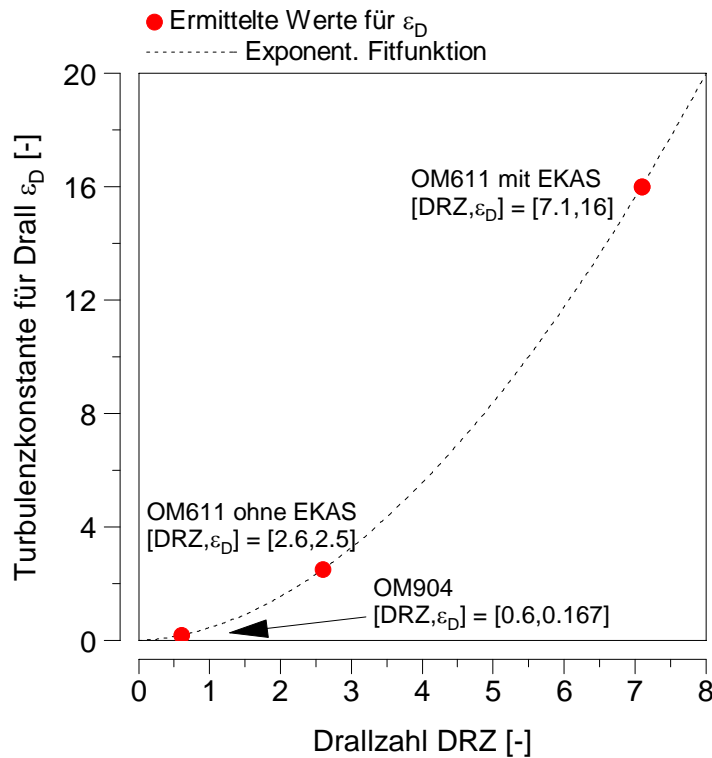


Abbildung 5.12

Abhängigkeit der Turbulenzkonstante ε_D von der Drallzahl mit markierten Zuständen für beide Aggregate. Punktierter Linie: exponentielle Fitfunktion nach Gl. 106.

Betrachtet man einen stationären Fall, bei dem die Änderung der kinetischen Turbulenzenergie zu Null wird, kann bei direkter Proportionalität diese obere Grenze der Auswirkung der Drallzahlerhöhung auf die Konstante ε_D abgeschätzt werden. In einem solchen Fall – die Turbulenz aus Dichteänderung mit der Potenz 1 vernachlässigt – halten sich der Turbulenzterm aus Drall und die Dissipation die Waage. Daraus folgt:

$$DRZ \sim u_{turb} \sim \sqrt{k} \sim \sqrt[3]{\varepsilon_D} \quad (\text{Gl. 5.107})$$

Folglich dürfte ε_D im Extremfall höchstens mit der dritten Potenz zur Drallzahl zunehmen. Die untere Grenze stellt eine Zunahme mit der Potenz 1 dar, da die Konstante multiplikativ vor dem Drallterm steht. Nach dieser Abschätzung erscheint die ermittelte Potenz von 1.848 plausibel.

Der Vergleich zu den Ergebnissen nach Barba [28] bringt eine weitere Bestätigung (s. Abb. 5.13): der Sprung vor der Einspritzung ist bei beiden Modellen sehr gut vergleichbar. Diese Tatsache ist umso bemerkenswerter, als Barba seinen Turbulenzsprung zwischen den Zuständen ohne und mit EKAS auf die mit seinem Modell berechneten einzonigen

Brennverläufe abgestimmt hat. Die Abstimmung in dieser Arbeit erfolgte wiederum ausschließlich auf die NO-Konzentration im Abgas.

Ergänzende Bemerkungen zu Abb. 5.13: zu beachten ist das konstante Grundturbulenzniveau und die schwächere Gewichtung der Einspritzturbulenz bei Barba im Unterschied zu dieser Arbeit. Deutlich zu erkennen ist, dass trotz gleicher Einspritzung die Einspritzturbulenz bei EKAS eine geringere Erhöhung der Turbulenzgeschwindigkeit bewirkt: dieser Effekt ist dem diskutierten Einfluss des $k^{1.5}$ -proportionalen Dissipationsterms zuzuschreiben.

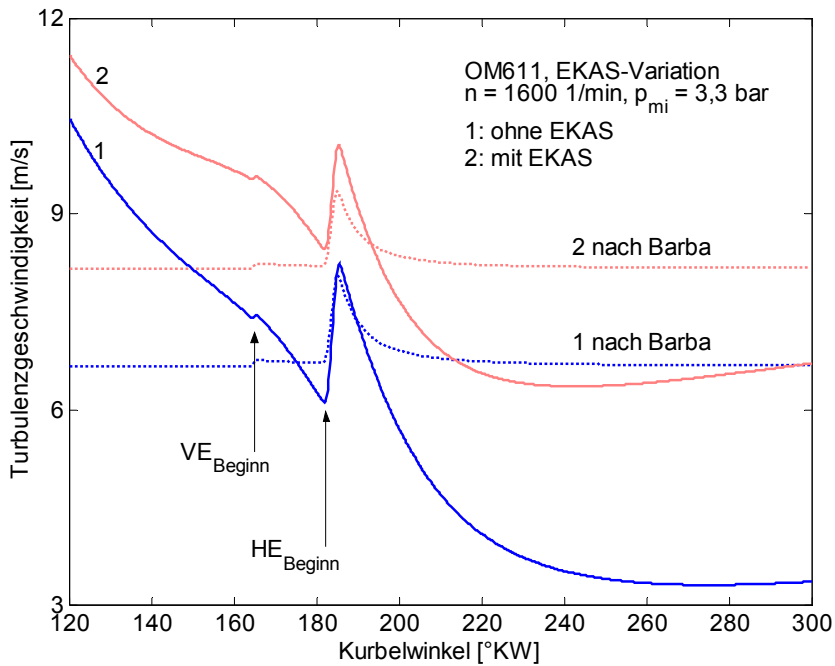


Abbildung 5.13
Gegenüberstellung der berechneten Turbulenzgeschwindigkeiten mit der Berechnung nach Barba [28] für eine EKAS-Variation am OM611.

6 Diskussion der Modellergebnisse und deren Vergleich mit den Messgrößen

6.1 Vergleich der berechneten und gemessenen NO-Konzentration im Abgas

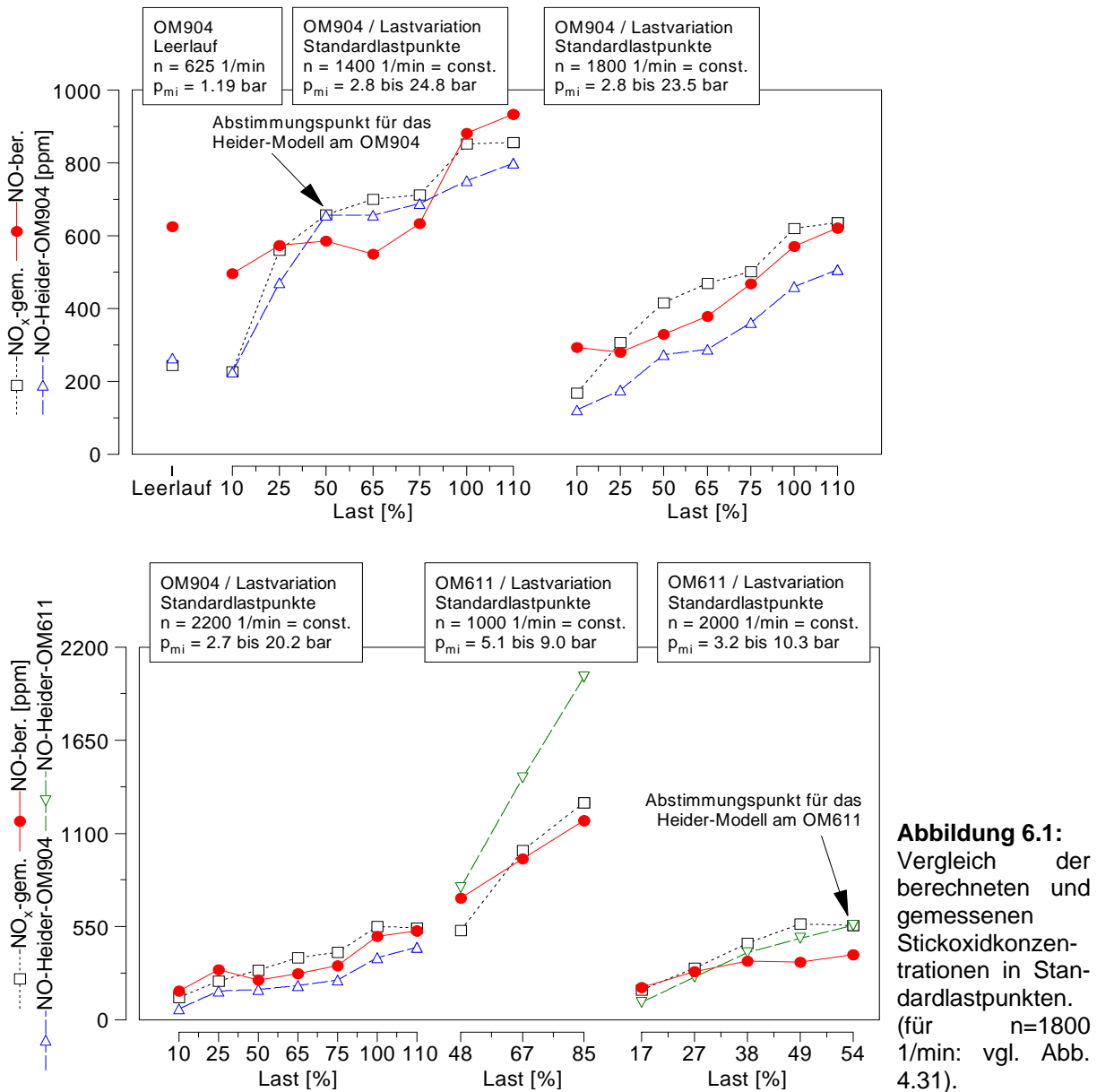
In diesem Kapitel sollen die Ergebnisse der Stickoxidberechnung mit dem jeweiligen Messwert aus der Abgasmessung bei fester Parameterbelegung des Zweizonen-Modells (s. Anhang A.11) diskutiert werden.

In den nachfolgenden Abbildungen sind die Werte über Parametervariationen aufgetragen. Zwecks Übersichtlichkeit werden diese äquidistant dargestellt, auch wenn die Schritte zwischen den einzelnen Punkten nicht konstant sind. So können Tendenzen leichter verfolgt werden.

Zum Vergleich werden auch die mit dem Heider-Modell (s. Kap. 2.3) berechneten Stickoxidkonzentrationen abgebildet. Das Heider-Modell wurde an beiden Aggregaten jeweils an drei Punkten abgestimmt und die Abstimmung mit dem kleinsten Fehler ausgewählt. So ergab sich am OM904 in Punkt $n=1400$ 1/min und 50% Last ein A-Faktor von $A=1688$ K, und am OM611 in Punkt $n=2000$ 1/min und $p_{me} \sim 10$ bar $A=1720$ K.

Wie aus Abb. 6.1 ersichtlich, können die Standardlastpunkte im Allgemeinen gut wiedergegeben werden; größere Abweichungen sind am OM904 bei $n=1400$ 1/min festzustellen. Vom Heider-Modell werden beim OM611, $n=1000$ 1/min viel zu hohe Stickoxidwerte berechnet; die Tendenzen stimmen überwiegend, die Absolutwerte werden drehzahlabhängig teilweise nicht getroffen.

Die NO-Emission im Leerlaufpunkt des 13-Stufen-Tests wird vom Modell viel zu hoch berechnet; der Punkt verschlechtert auch die Gesamtbilanz der Minimalfehlerabstimmung. Im Gegensatz dazu trifft das Heider-Modell den Abgaswert gut. Anhand der Abbildung 6.2 sollen in diesem Punkt einige Berechnungsgrößen der beiden Modelle analysiert werden, die Betrachtungen sollen auch das Verständnis für das Zweizonen-Modell unterstützen.



Die Abgaswerte im Leerlaufpunkt ($\text{NO}_x = 244 \text{ ppm}$, $\text{FSN} = 0,05$) deuten bereits auf eine überwiegend vorgemischte Verbrennung hin; die hohe Brennrate und der vibeehnliche Brennverlauf bzw. der Zündbeginn etwa zeitgleich mit Einspritz-Ende belegen, dass die Verbrennung stark premixed-dominiert abläuft.

An den Temperaturverläufen wird ersichtlich, dass zum Zeitpunkt der NO-Bildung (ca. von 189 °KW bis 196 °KW) die Temperatur im Verbrannten im Modell einen niedrigeren Wert aufweist, als beim Heider-Modell und trotzdem viel mehr NO gebildet wird. Die NO-Bildung läuft sogar bis ca. 203 °KW , obwohl die Verbrennung bereits bei ca. 197 °KW abgeschlossen ist. Der schnellere Abfall der Temperatur im Heider-Modell ab ca. 197 °KW , aufgrund des empirisch vorgegebenen Temperatursprungs zwischen den 'Zonen' bis 'Auslassventil öffnet', spielt für die NO-Bildung keine Rolle mehr. Der kleine Unterschied im Temperaturverlauf nach Brennbeginn resultiert aus der höheren Auflösung der Modellrechnung ($0,2 \text{ °KW}$) im Vergleich zum Heider-Modell (1 °KW), bei dem die Temperatur den vorgegebenen Temperatursprung über den A-Faktor ($A=1688 \text{ K}$) erst nach 1 °KW macht.

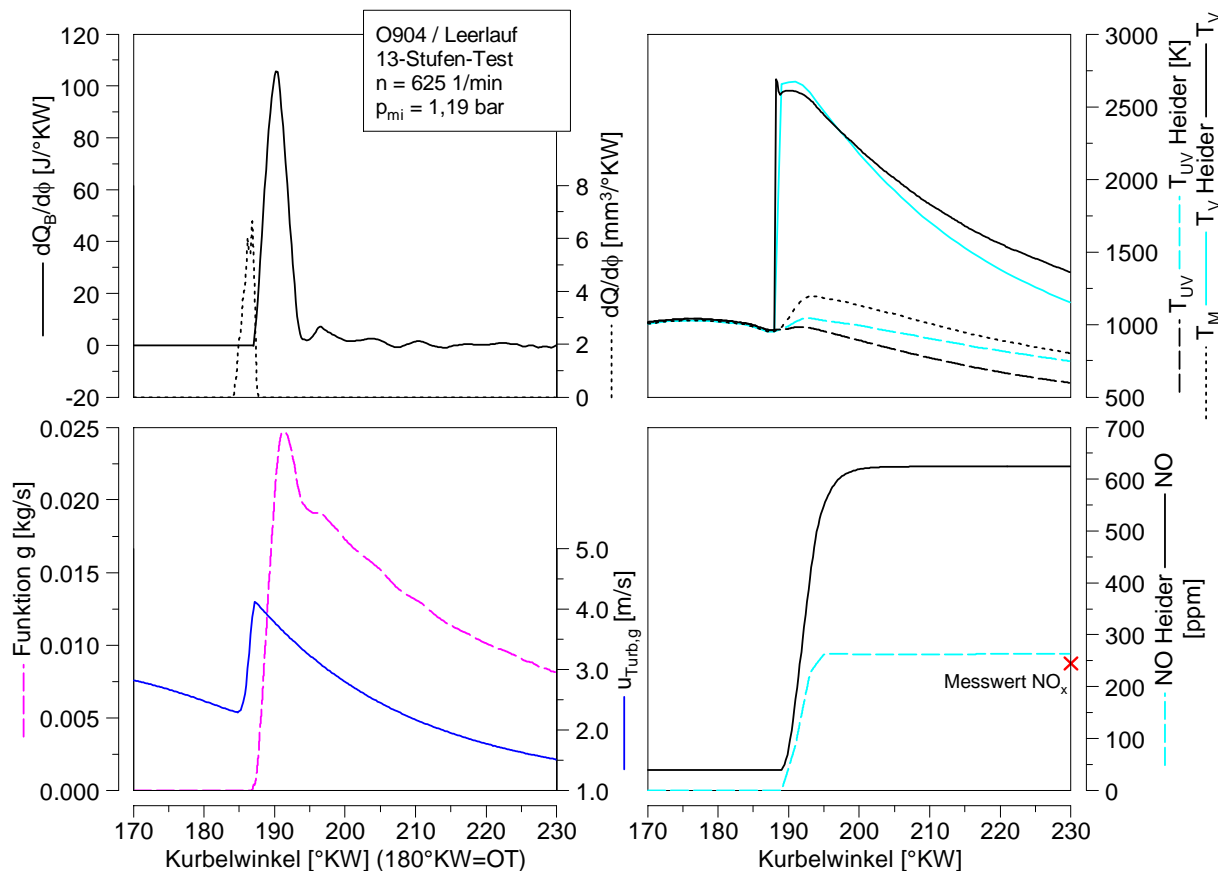


Abbildung 6.2: Vergleich einiger Berechnungsgrößen des vorgestellten Modells und des Heider-Modells am Beispiel des Leerlaufpunktes am OM904.

Der Grund für die höhere Stickoxidbildung trotz niedrigerer Temperatur im Modell ist im höheren Luftverhältnis im Verbrannten zu suchen: die Sauerstoffkonzentration wird durch die geringe Zumischung sehr stark erhöht und die NO -Bildungsrate nimmt bis etwa $\lambda_v \sim 1,1$ deutlich zu. Dieser Effekt in diesem engen Luftverhältnis-Bereich prägt die NO -Bildungsrate stärker als die niedrigere Temperatur in der verbrannten Zone durch die Zumischung. Wenn das Luftverhältnis im Verbrannten den konstanten Wert nach dem Heider-Modell hätte (λ_0), müsste die Temperatur einen viel höheren Wert haben als die empirische Vorgabe nach Heider. Eine so niedrige NO -Bildung, wie beim Heider-Modell, ist bei dem Zweizonen-Modell nur über eine sehr starke Abmagerung im Verbrannten durch starke Zumischung (*Variante 1*) oder über ein höheres Flammen-Luftverhältnis (*Variante 2*) darstellbar.

Für die zu geringe Zumischung über die Funktion g sind folgende Gründe zu nennen: wegen der niederen Drehzahl und sehr kurzer Einspritzung herrscht im Brennraum mit $u_{turb,g,max} \sim 4$ m/s ein zu niedriges Turbulenzniveau (vgl. Turbulenz bei Vollast: $u_{turb,g,max} \sim 20$ m/s bei $n=2200$ 1/min, 110% Last). Zusätzlich wird nur wenig Energie umgesetzt, wodurch der c_{ga} -Term der Funktion g ebenfalls zu klein wird (s. Kap. 5.3.1.3). Das Modell könnte nur über eine starke Erhöhung der Konstanten c_g oder c_{ga} auf die NO_x -Emission abgestimmt werden (z.B. wird der NO -Wert im Abgas bei $[c_g, c_{ga}] = [0.068, 3.2]$ oder $[0.155, 1]$ erreicht – *Variante 1*). Bei einem so niedrigen Turbulenzniveau im Brennraum ist jedoch fraglich, dass es in der Realität tatsächlich zu einer so starken Zumischung kommt.

Wenn man – ausgehend von der Erkenntnis, dass in anderen Messpunkten (s. auch Abb. 6.3 bis 6.11) der beiden Aggregate das Modell gute Ergebnisse liefert – von der ‘Richtigkeit’ der Parameterbelegung der Funktion g mit $[c_g, c_{ga}] = [0,068, 1]$ ausgeht, ist die *Variante 2* wahrscheinlicher. Die mögliche Antwort könnte daher eine Zumischung vor der Verbrennung sein, die im vorgestellten Modell nicht definiert ist. Demnach könnte das Gemisch nach der sehr langen Zündverzugsphase bereits bei Brennbeginn stark abgemagert sein. Entsprechend kann mit der Modellrechnung bei Verstellung des Flammenluftverhältnisses auf $\lambda_F = 1,15$ der Abgas-NO-Wert getroffen werden.

Ähnlich überschätzt wird auch der 10%-Last-Punkt bei $n = 1400$ 1/min (s. Abb. 6.1), der ebenfalls einen langen Zündverzug und starke Premixed-Verbrennung hat. Der Fehler bei $n = 1800$ 1/min und 10% Last ist nur mehr klein und bei $n = 2200$ 1/min / 10 % rechnet das Modell richtig.

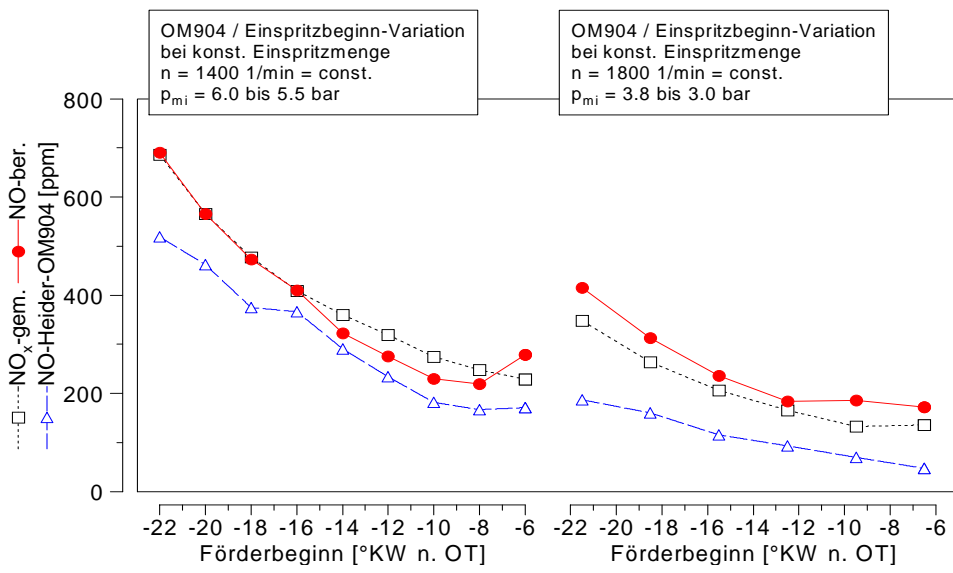


Abbildung 6.3: Vergleich der berechneten und gemessenen Stickoxidkonzentrationen bei Variation des Einspritzbeginns am OM904.

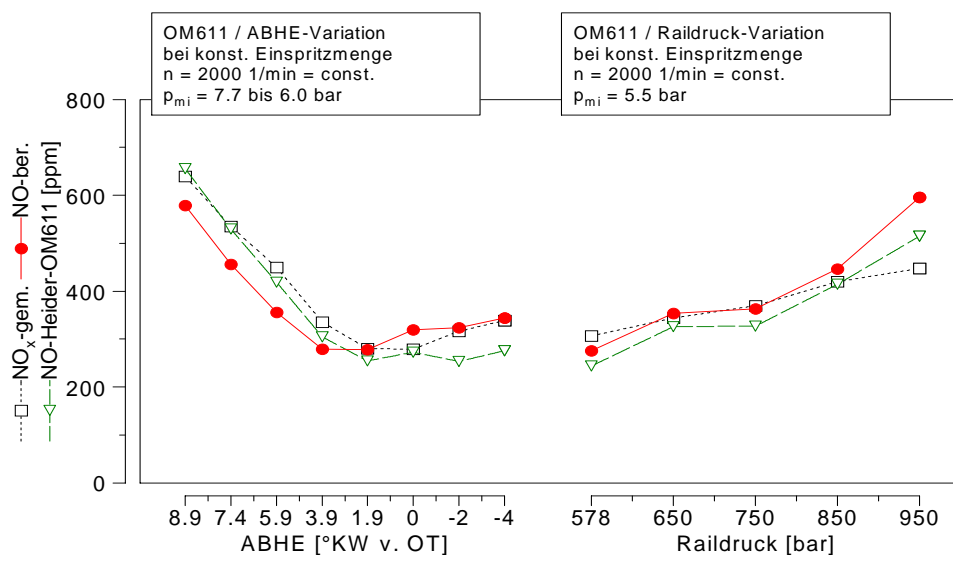


Abbildung 6.4: Vergleich der berechneten und gemessenen Stickoxidkonzentrationen bei Variation des Ansteuerbeginns der Haupteinspritzung und des Raildrucks.

Die Modellergebnisse bei der Variation des Einspritzbeginns sind sehr gut. Die sinkende Stickoxidemission mit kürzer werdendem Zündverzug wie auch die Stagnation bzw. der leichte Anstieg bei zunehmender Umsatzrate bei den Punkten mit sehr später Einspritzung werden richtig modelliert. Die Tendenzen werden vom Heider-Modell ebenfalls richtig wiedergegeben.

Am OM611 werden mit dem Heider-Modell generell bessere Ergebnisse als beim OM904 erzielt. Wahrscheinlich liegt die Ursache in der niederen Last bzw. dem kleineren Diffusionsanteil der hier aufgrund der Spitzendruckbegrenzung gemessenen OM611-Punkte (vgl. Kap. 3.2.2.1). Bei überwiegend vorgemischter Verbrennung scheint die empirische Temperaturvorgabe im Heider-Modell besser zu funktionieren als bei der Mischungsgesteuerten Diffusionsverbrennung.

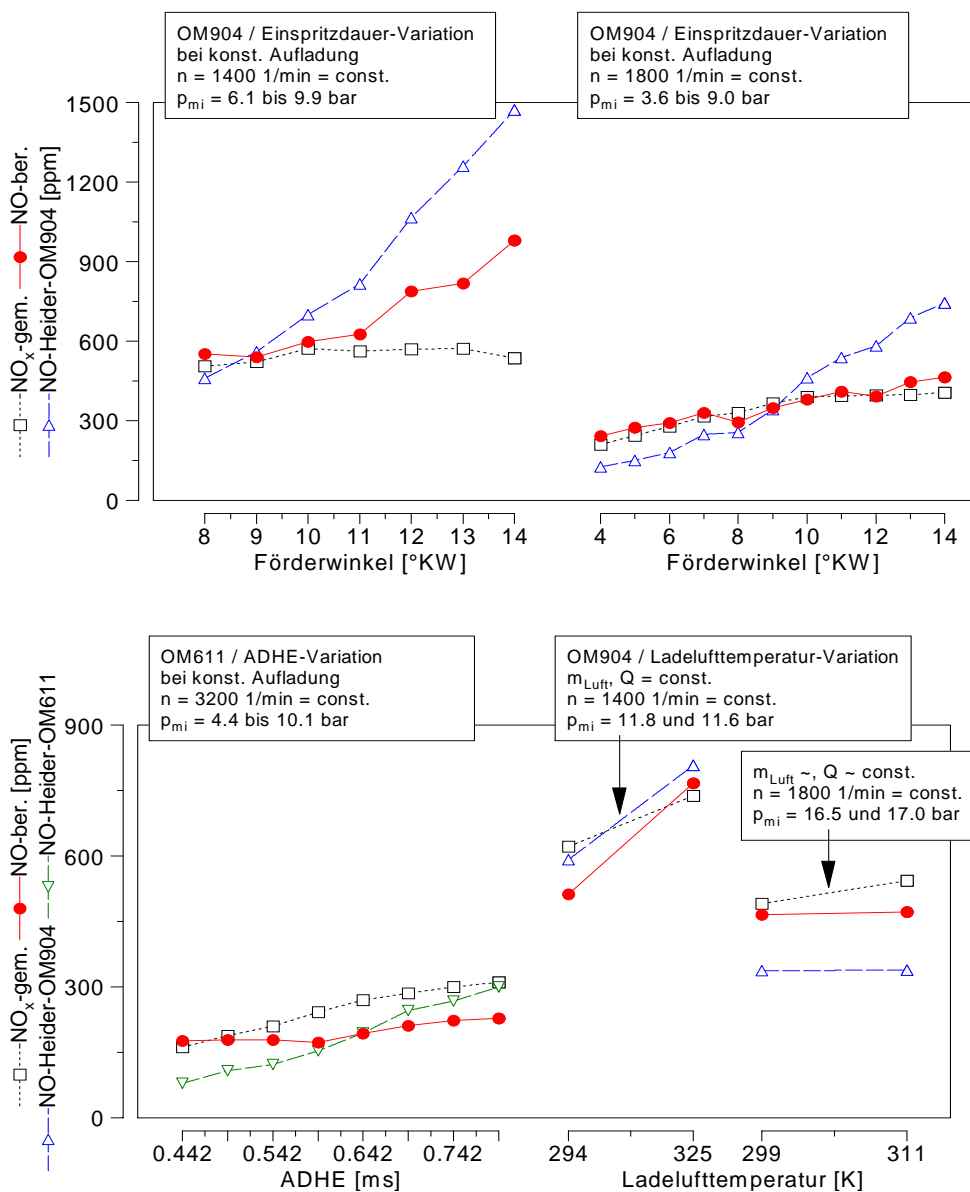
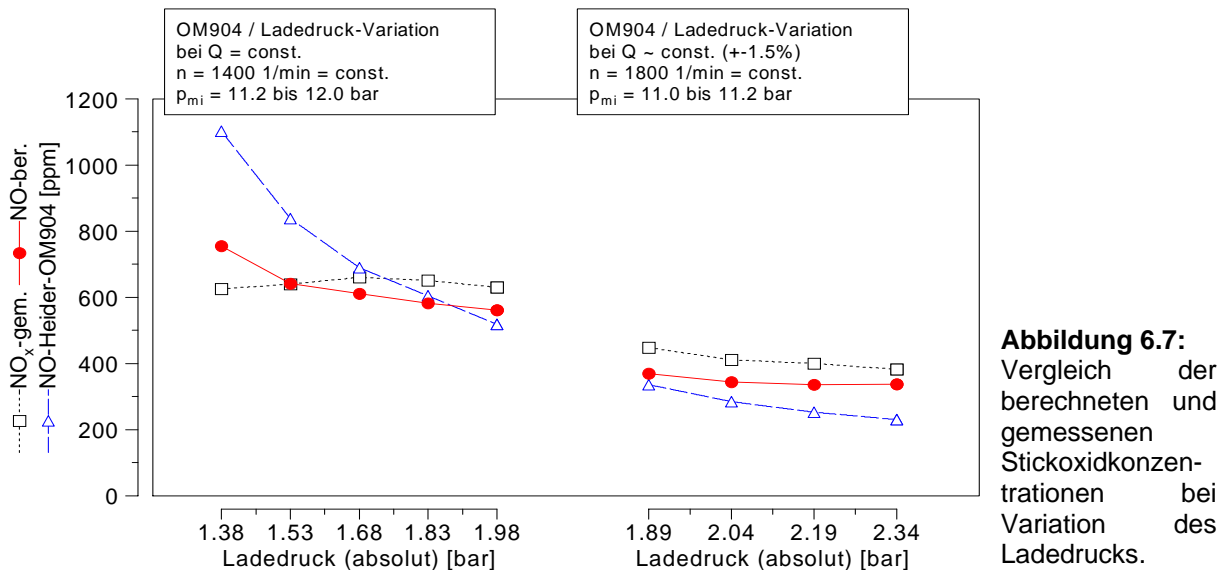


Abbildung 6.5: Vergleich der berechneten und gemessenen Stickoxidkonzentrationen bei Variation der Einspritzdauer.

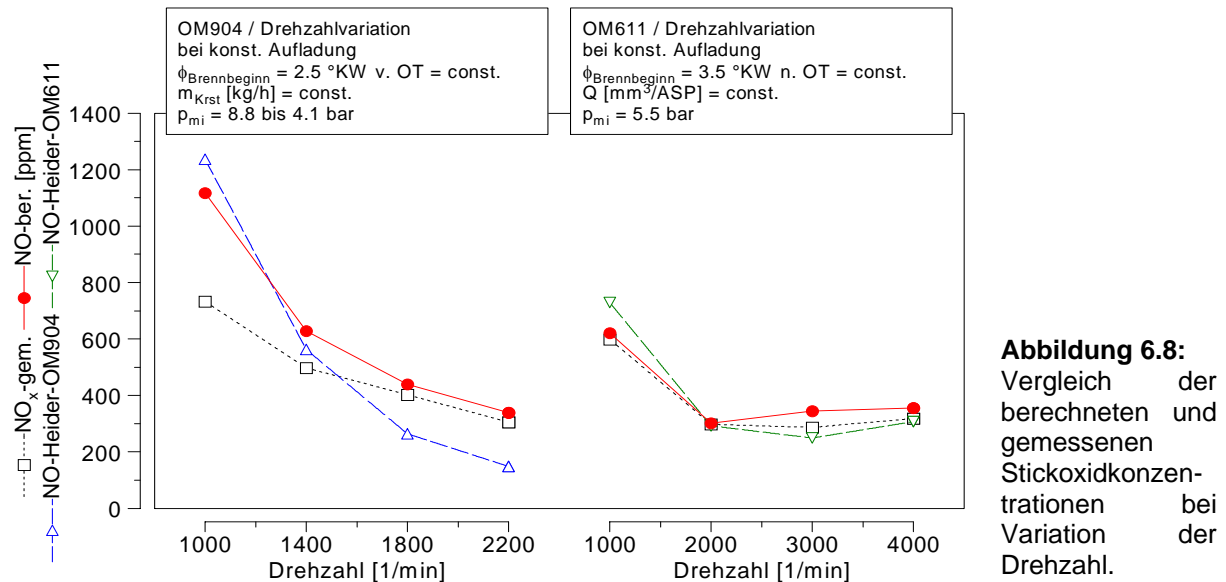
Abbildung 6.6: Vergleich der berechneten und gemessenen Stickoxidkonzentrationen bei Variation der Ansteuerdauer der Haupteinspritzung (ADHE) und der Ladeflufttemperatur.

Die kontinuierliche Zunahme der Stickoxidemissionen mit der Einspritzmenge wird vom Modell qualitativ richtig berechnet. Der Vollständigkeit wegen wurde hier auch die Variation bei $n=1400$ 1/min abgebildet (s. Abb. 6.5), obwohl bei dieser Messreihe aufgrund der

annähernd konstanten Stickoxidemission bei Verlängerung der Einspritzdauer ein Verdacht auf Messfehler besteht (vgl. Kap. 4.3.4).



Die Ergebnisse bei Variationen des Ladedrucks in Abb. 6.7 sind als sehr gut zu bewerten. Das Heider-Modell liefert eine falsche Trendaussage bei $n = 1400$ 1/min und 50% Last und das obwohl die Parameter des Abstimmungspunktes mit dem bei 1680 mbar Ladedruck übereinstimmen (s. Abb. 6.1).



Trotz schwieriger Randbedingungen der eher als 'akademisch' geltenden Variationen der Drehzahl in Abb. 6.8 (s. auch Abb. 4.8) sind die Modellergebnisse als gut zu bewerten. Die niedrigste Drehzahl beim OM904 wird von beiden Modellen überschätzt, während die Gesamtrendenz am OM904 beim Heider-Modell schlechter ausfällt.

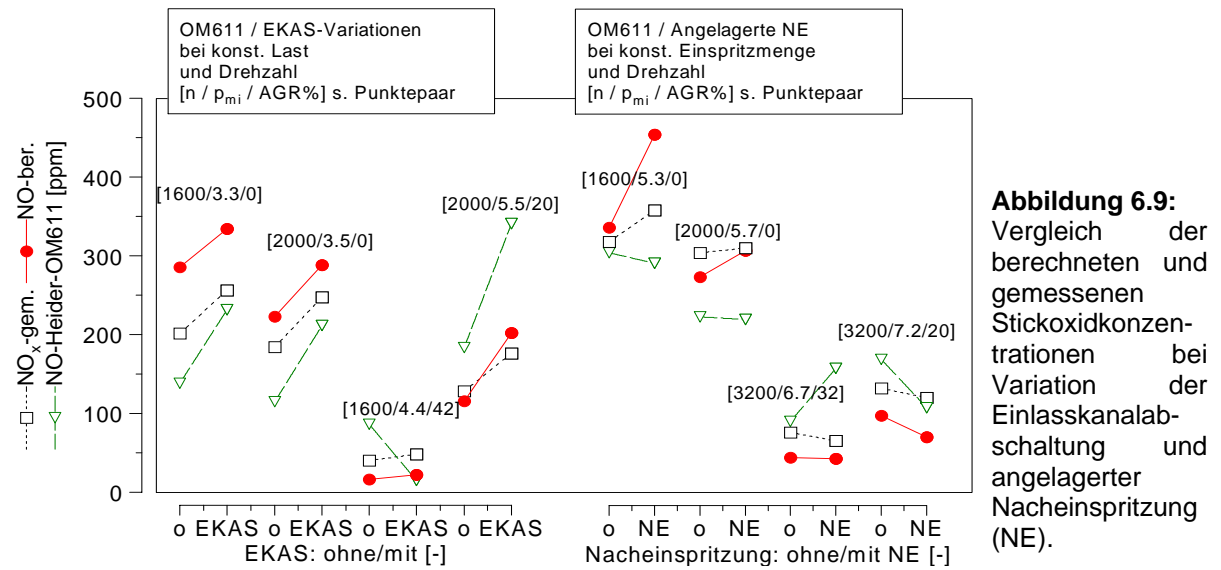


Abbildung 6.9: Vergleich der berechneten und gemessenen Stickoxidkonzentrationen bei Variation der Einlasskanalabschaltung und angelagerter Nacheinspritzung (NE).

Zwecks Minimierung des Gradienten der Einlasskanalabschaltung wurde die Turbulenzkonstante ε_D abgestimmt. Dadurch kann die Tendenz bei Variation der EKAS vom Modell unabhängig von der AGR-Rate wiedergegeben werden (s. Abb. 6.9, links). Die abweichenden Absolutwerte sind auf die Minimalfehlerabstimmung für alle Punkte zurückzuführen. Das Heider-Modell versagt gerade bei hoher AGR-Rate (42%). Damit bestätigt sich, dass zur richtigen Abbildung der Phänomene im Brennraum bei Veränderung des Drallniveaus die Modellierung des Dralls erforderlich ist.

Bei den Punkten mit angelagerter Nacheinspritzung (s. Abb. 6.9, rechts) reduziert sich die Stickoxidemission in den meisten Fällen leicht, da die Menge der NE von der HE abgezogen wird. Obwohl für die Stickoxidbildung im Verbrannten des Zweizonen-Modells zum Zeitpunkt der Nachverbrennung bereits zu niedrige Temperaturen herrschen, und damit die gesamte NO-Bildung in der Hauptverbrennung berechnet wird, kann das Modell die richtigen Tendenzen wiedergeben. Offensichtlich ist die Stickoxidbildung in der Realität in der 'dritten' Zone der Nachverbrennung nur verschwindend gering.

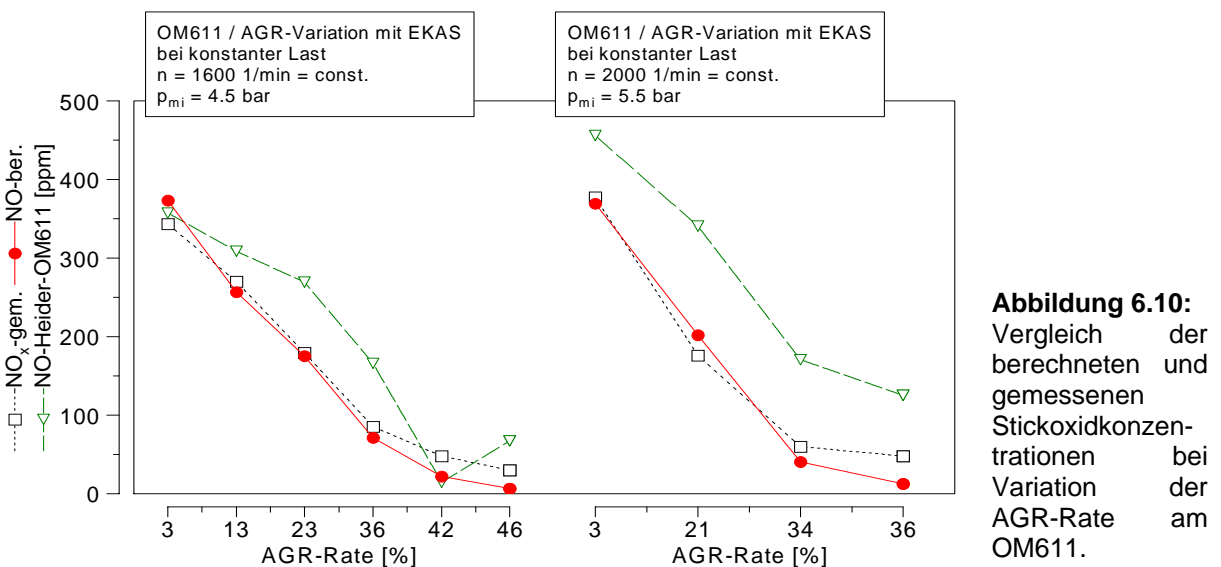


Abbildung 6.10: Vergleich der berechneten und gemessenen Stickoxidkonzentrationen bei Variation der AGR-Rate am OM611.

Die Variation der AGR-Rate stellt einen Sonderfall dar. Die Ergebnisse am OM611-Aggregat (s. Abb. 6.10) sind gut und bestätigen, dass im Modell die Auswirkung der Restgasmasse im Zylinder richtig abgebildet ist. Im Gegensatz zum Heider-Modell werden ohne empirischen Eingriff gute Ergebnisse erzielt.

Demgegenüber werden am OM904 ausnahmslos bei allen Variationen zu niedrige Stickoxidwerte berechnet (s. Abb. 6.11, 'NO-ber.'). Offensichtlich ist die verbrannte Zone für die NO-Bildung bei den Punkten mit AGR zu 'kalt'. Um dem entgegenzuwirken war eine empirische Korrektur zur Drosselung der Zumischfunktion g erforderlich. Dazu wurde eine Optimierung des Parameters c_g durchgeführt, der andere Parameter der Funktion g wurde konstant belassen ($c_{ga}=1$). Die Ergebnisse für eine optimale Zumischung für alle OM904-Messpunkte mit AGR sind in Abbildung 6.12 dargestellt.

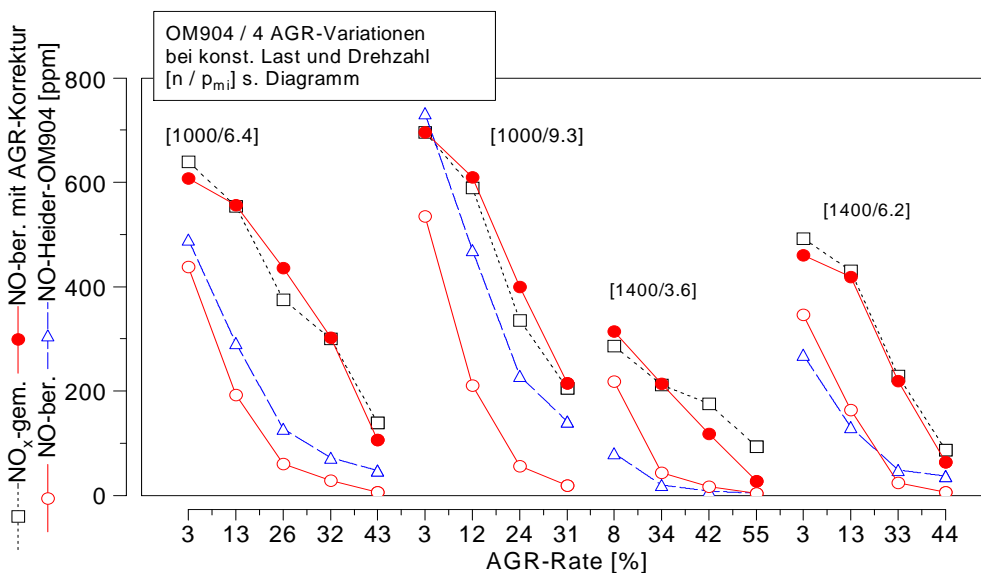


Abbildung 6.11: Vergleich der berechneten und gemessenen Stickoxidkonzentrationen bei Variation der AGR-Rate am OM904. Modellergebnisse mit / ohne AGR-Korrektur.

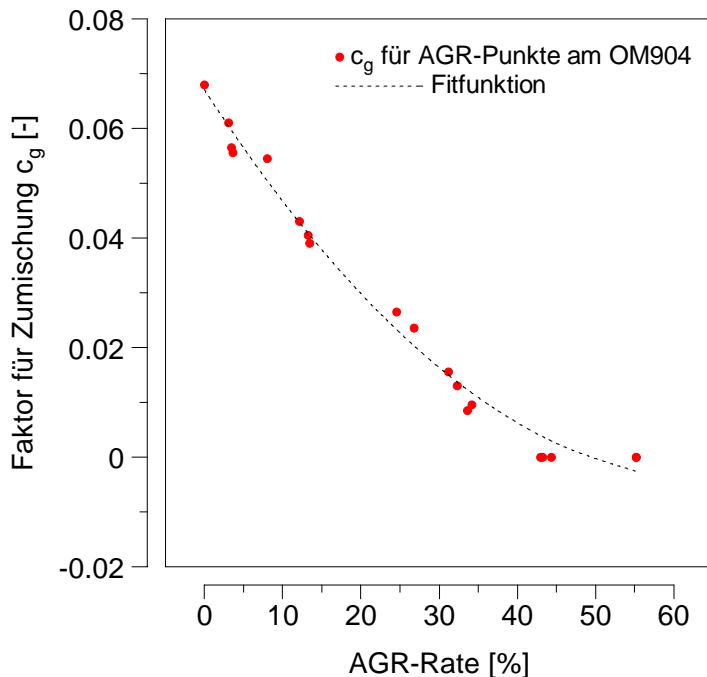


Abbildung 6.12: Abhängigkeit der 'Konstante' für die Zumischfunktion c_g von der AGR-Rate für 4 AGR-Kurven (17 Messpunkte) am OM904.

Wie aus dem Diagramm ersichtlich, ergibt sich eine eindeutige AGR-Abhängigkeit der Konstante c_g . Demnach muss mit zunehmender AGR-Rate weniger zugemischt werden. Anhand Gl. 6.1 kann c_g für Punkte mit AGR näherungsweise wie folgt berechnet werden:

$$c_g = 0.068 \cdot e^{(-0.06 \cdot x_{AGR} \cdot 100)} \cdot (x_{AGR} \cdot 100)^{0.1} \quad (\text{Gl. 6.1})$$

Dieses Ergebnis steht in Analogie zu der empirischen Korrektur im Heider-Modell, bei der eine Abnahme des Flammen-Luftverhältnisses von leicht mager in Richtung stöchiometrisch in Abhängigkeit von der AGR-Rate beschrieben wird. Übertragen auf das vorgestellte Modell kann dies als Drosselung der Zumischung interpretiert werden.

In Abb. 6.11 sind ebenfalls die Ergebnisse der Modellrechnung mit der nach Gl. 6.1 berechneten Konstante c_g dargestellt (*'NO-ber. mit AGR-Korrektur'*). Trotz geringer Abweichung der Fitfunktion von den Stützstellen mit der Abweichung 0 ppm vom Messwert (Abb. 6.12) ist die Auswirkung auf die NO-Berechnung aufgrund der exponentiellen Abhängigkeit der Stickoxidbildung von der Temperatur im Verbrannten relativ groß.

In den Punkten mit $x_{AGR} > 42\%$ werden mit $c_g = 0$ noch immer zu niedrige NO-Werte berechnet (bei 1400/3.6 und 42% ergibt sich der Fehler lediglich aus der Näherung durch die Fitfunktion). Hier bietet sich noch an, die Konstante $c_{ga} = 0$ zu setzen, um die Zumischung gänzlich 'auszuschalten'. Die Auswirkung auf die NO-Berechnung in diesem Fall ist aber gegenläufig, wie die Ergebnisse im nächsten Bild (Abb. 6.13) mit $c_{ga} = 0$ und $c_{ga} = 0.5$ verdeutlichen.

Wenn ausgehend vom Punkt mit $c_{ga} = 0$ zugemischt wird, steigt die NO-Bildung aufgrund der zunehmenden Sauerstoffkonzentration (vgl. auch Leerlaufpunkt, Abb. 6.1 und 6.2). Ergänzende Bemerkungen zur Abbildung 6.13: im Zustand mit $c_{ga} = 0$ geht die Sauerstoffkonzentration, die aus der Dissoziation stammt, mit fallender Temperatur gegen Null. Wird nun aus dem Unverbrannten zugemischt, steigt die Sauerstoffkonzentration zunächst stark an. Bei Abkühlung und damit Einfrieren der Dissoziation fällt sie dann nunmehr geringfügig ab, da sich das Luftverhältnis im Verbrannten aufgrund der Zumischung stetig erhöht.

Fazit

Die Modellergebnisse belegen, dass in den meisten Betriebsbereichen eine gute bis sehr gute Wiedergabe der gemessenen Stickoxidemissionen gelingt. Wie aus Tabelle A.11.1 zu entnehmen, konnte dieses Ergebnis mit identischen Parametersätzen für beide Motoren unterschiedlicher Bauart dargestellt werden.

Bei dem drallarmen OM904-Aggregat war eine empirische Drosselung der Zumischfunktion g bei AGR erforderlich. Dies deutet auf die vermehrte Entstehung heißer Zonen hin, deren Abbildung mit dem statistischen Mittelwert der verbrannten Zone des Modells ohne empirische Korrektur nicht gelingt.

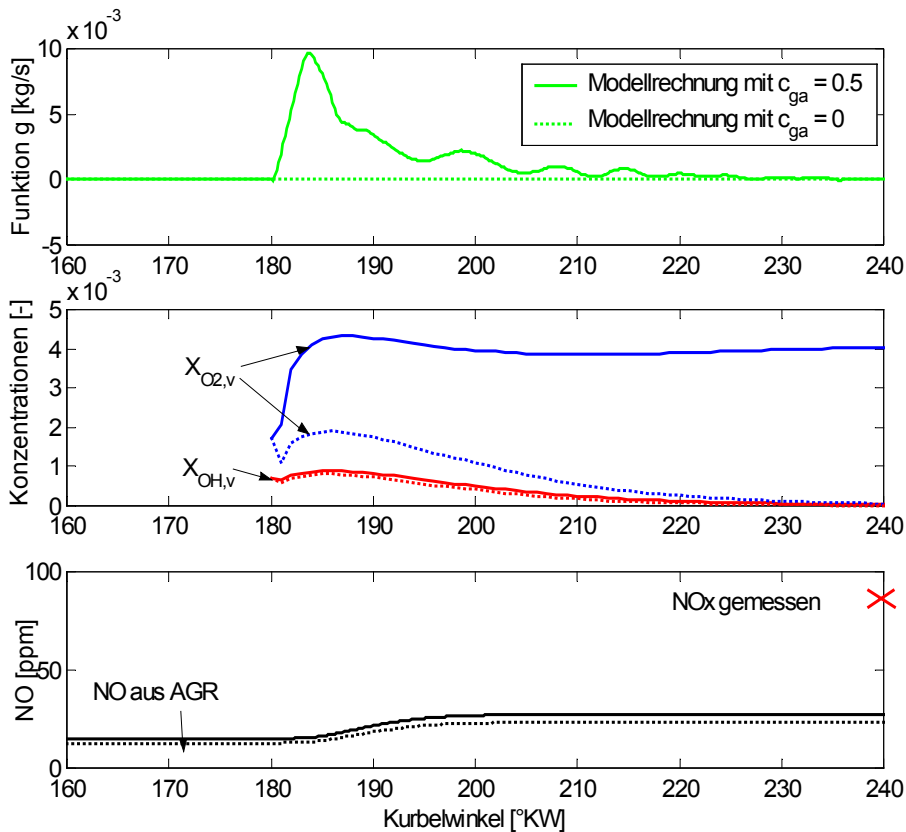


Abbildung 6.13: NO-Bildung ohne ($c_g=0$, $c_{ga}=0$) und mit einer geringen brennverlaufsproportionalen Zuzmischung ($c_g=0$, $c_{ga}=0.5$) im Punkt mit der höchsten AGR-Rate am OM904: $n = 1400$ 1/min, $p_{mi} = 3.6$ bar, $x_{AGR} = 55$ %.

6.2 Vergleich der berechneten und gemessenen Rußmasse im Abgas

Zunächst sollen die Ergebnisse des Dreigleichungsmodells nach Hiroyasu (RM-H1Z) und der Formulierung nach Boulouchos (RM-B1Z) aus Kap. 2.3 mit den nach Gl. 3.1 aus der Schwärzungszahl berechneten Rußmassen (RM-FSN) verglichen werden. Abbildung 6.14 stellt nach Abstimmung der Konstanten beider Modelle auf den Punkt $n=1800$ 1/min und 75% Last die so berechneten Rußmassen für Standardlastpunkte am OM904 dar. Die Konvention bei der Darstellung der Ergebnisse aus Kap. 6.1 wurde beibehalten.

Wie aus Abb. 6.14 ersichtlich, werden von beiden Modellen teils gegenläufige Tendenzen im Vergleich zur Messung wiedergegeben. Nach tiefergehender Untersuchung der Modelle auch an Parametervariationen bei 'lokaler' Abstimmung (Modellabstimmung jeweils auf den ersten Messpunkt einer Parametervariation) stellten sich grundlegende Probleme heraus. Es war in den meisten Punkten nicht möglich, richtige quantitative Ergebnisse zu berechnen; teilweise wurden von den Ansätzen auch falsche Trendaussagen geliefert.

So scheiterte das Modell nach Hiroyasu auch bei Variationen des Einspritzbeginns. Die Rußoxidationsgleichung besitzt eine um die Potenz 1,3 stärkere Druckabhängigkeit als die Rußbildung; somit wird die Rußoxidation gegen Ende der Verbrennung wegen der niedrigen

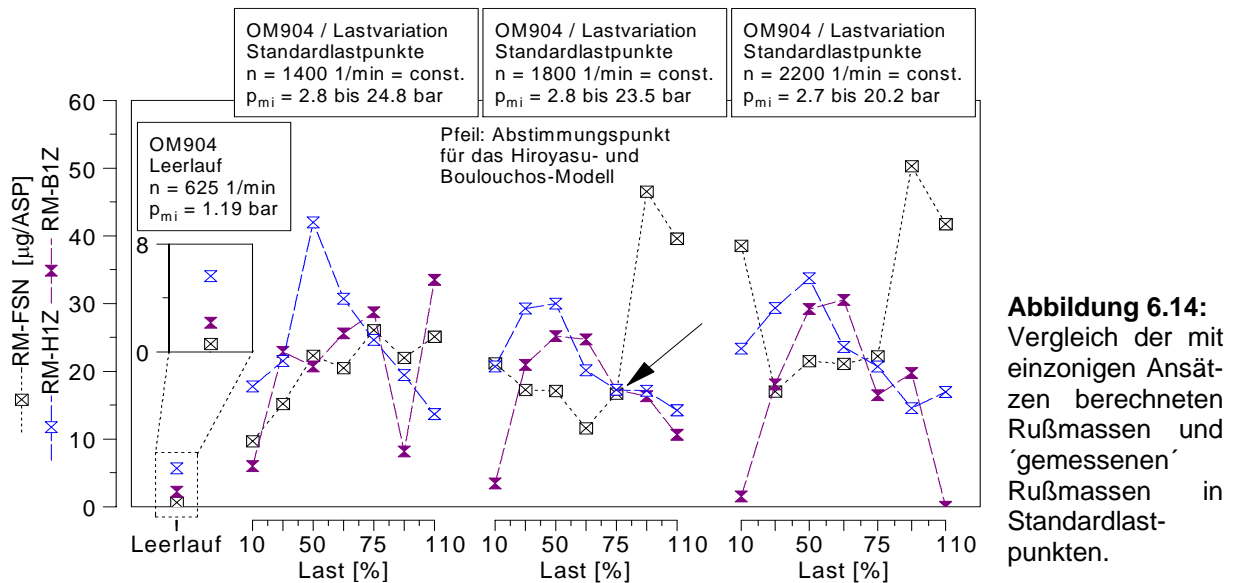


Abbildung 6.14: Vergleich der mit einseitigen Ansätzen berechneten Rußmassen und 'gemessenen' Rußmassen in Standardlastpunkten.

Aktivierungsenergie über den Druck gebremst. Wird nun bei der Einspritzbeginn-Variation in der Teillast die Verbrennung in Richtung 'spät' verschoben, so bricht mit fallendem Zylinderdruck die Oxidation zusammen und die Rußmasse steigt kontinuierlich an (s. Abb. 6.17). In der Realität aber (vgl. auch Abb. 4.26) verlängert sich der Zündverzug nach dem oberen Totpunkt und in Analogie dazu nimmt der Premixed-Anteil der Verbrennung zugunsten der Diffusionsverbrennung zu – es wird weniger Ruß emittiert.

Mit den nulldimensionalen Gleichungen nach Boulouchos konnten trotz geringerer Druckabhängigkeit der Rußoxidation (s. Gl. 2.23) und auch nach Freigabe und Abstimmung der Potenzen n_1 , n_2 , und n_3 ebenfalls keine zufriedenstellenden Ergebnisse erzielt werden. Als prinzipielle Probleme erwiesen sich die globale Formulierung des Sauerstoffpartialdrucks in der Rußoxidationsgleichung, die Verwendung der Massenmitteltemperaturen für die Rußbildung und -oxidation und die gänzliche Abschaltung der Rußbildung während der Premixed-Verbrennung.

Aus diesem Grund wurde eine eigene Formulierung für die Rußoxidations- und Rußbildungsgleichung aufgestellt (s. GL. 5.100 und 5.101) und an allen Messpunkten der beiden Aggregate für einen minimalen Fehler abgestimmt. Die Ergebnisse sind in den nachfolgenden Abbildungen dargestellt.

Nach der automatischen Optimierung der Parameter ergaben sich für die Potenzen n_{ms} und n_{O_2} für beide Motoren die gleichen Werte (s. Tabelle A.11.1). Dabei kann $n_{ms} < 1$ als eine Sättigung der Rußoxidation mit zunehmender Rußmasse interpretiert werden, wie auch in [90] beobachtet wurde; n_{O_2} beschreibt die 'mittlere Reaktionsordnung' der Rußoxidation. Die Konstanten A_f und A_0 sowie die Aktivierungstemperaturen mussten motorspezifisch abgestimmt werden. Die ermittelten Werte für die Aktivierungstemperaturen bzw. Aktivierungsenergien für die Rußbildung und -oxidation sind höher als beim Hiroyasu- und Boulouchos-Modell. Der Wert für die Rußbildung korreliert mit Ergebnissen aus der Grundlagenforschung [40].

6. Diskussion der Modellergebnisse

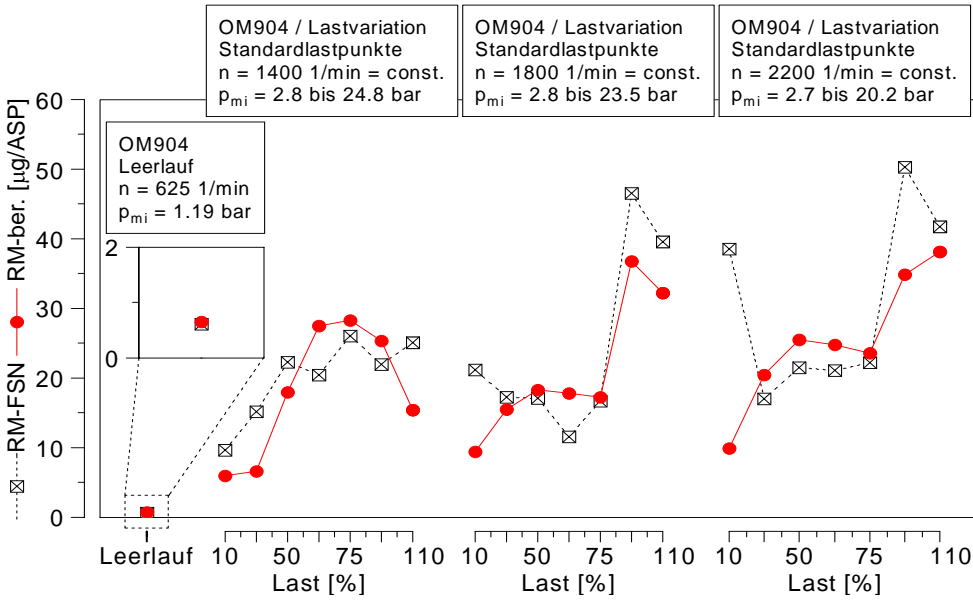


Abbildung 6.15: Vergleich der berechneten und gemessenen Rußmassen in Standardlastpunkten am OM904.

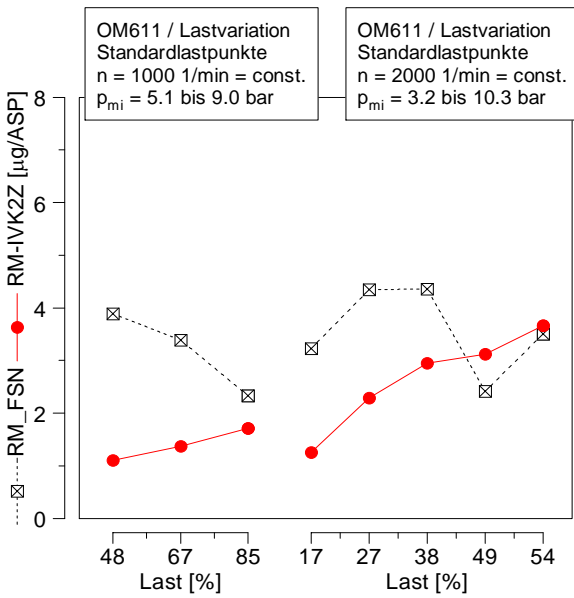


Abbildung 6.16: Vergleich der berechneten und gemessenen Rußmassen in Standardlastpunkten am OM611.

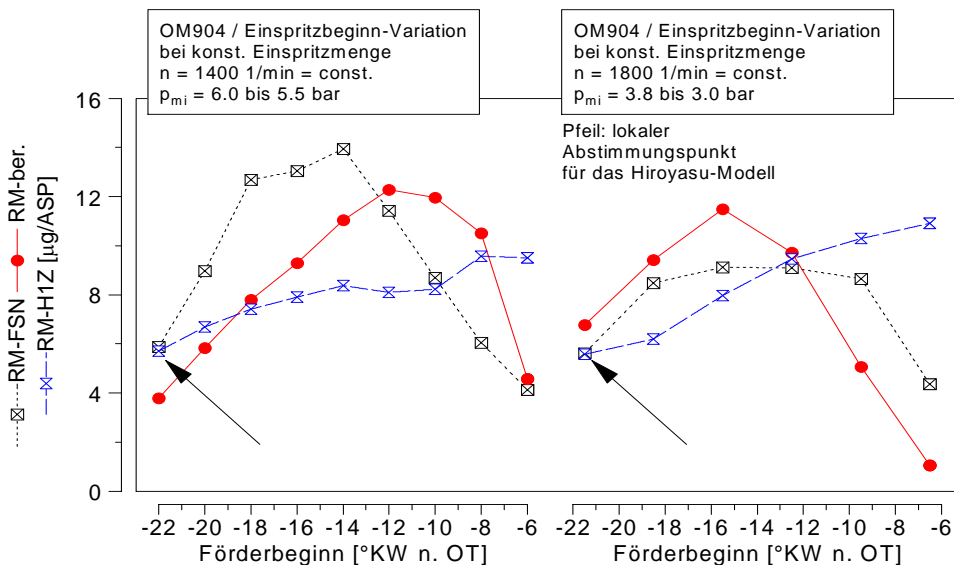


Abbildung 6.17: Vergleich der berechneten und gemessenen Rußmassen bei Variation des Einspritzbeginns, Vergleich mit dem 'lokal' abgestimmten Modell nach Hiroyasu.

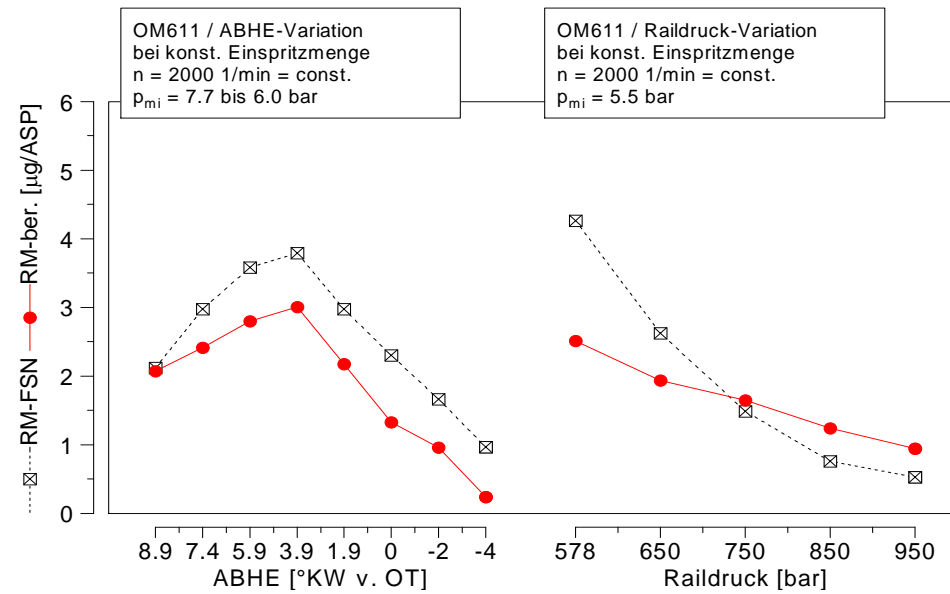


Abbildung 6.18: Vergleich der berechneten und gemessenen Rußmassen bei Variation des Ansteuerbeginns der Haupteinspritzung und des Raildrucks.

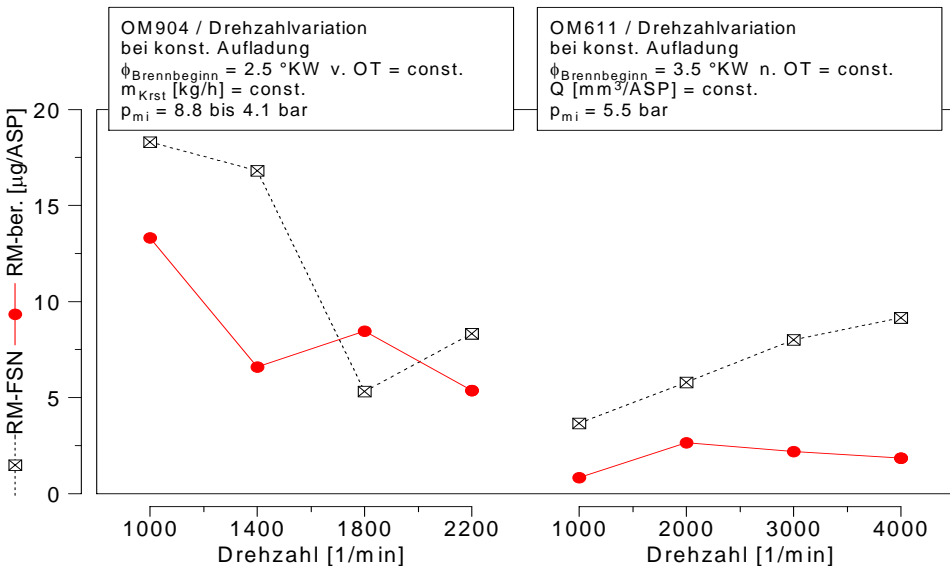


Abbildung 6.19: Vergleich der berechneten und gemessenen Rußmassen bei Variation der Drehzahl.

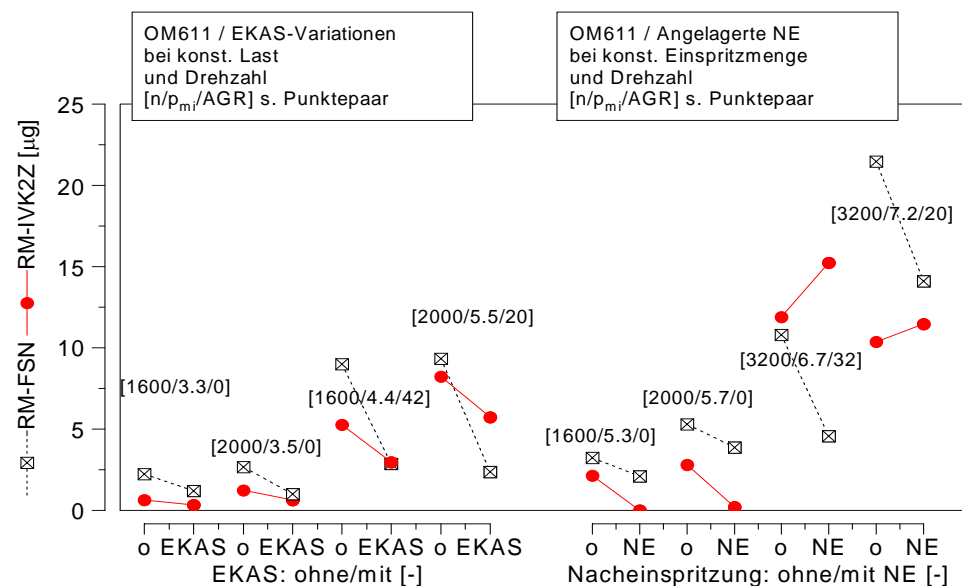
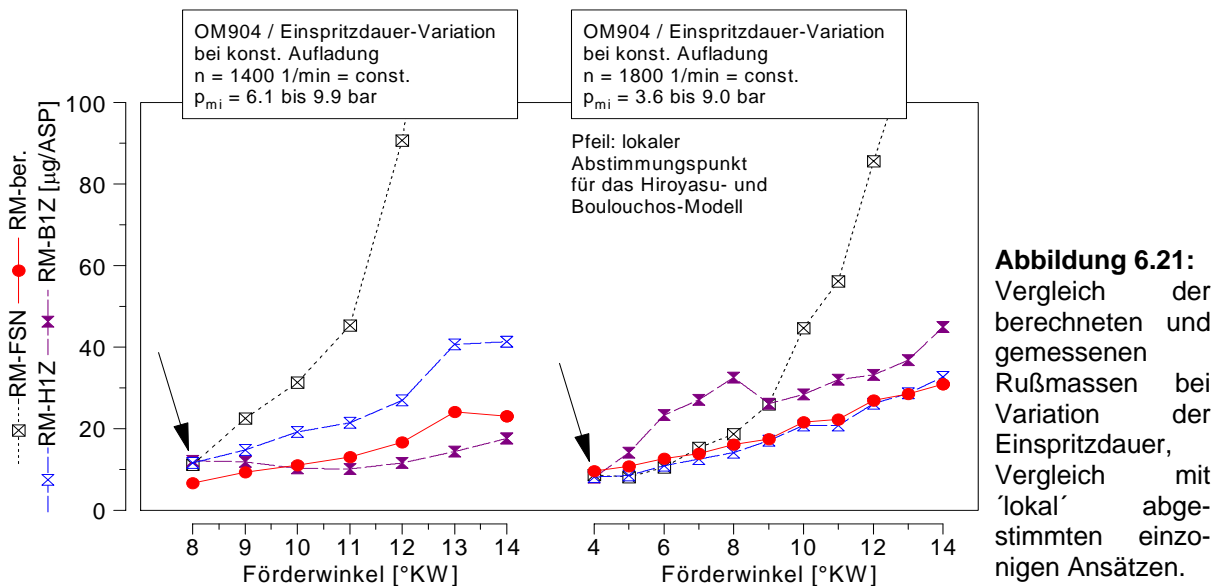


Abbildung 6.20: Vergleich der berechneten und gemessenen Rußmassen bei Variation der EKAS und der angelagerten Nacheinspritzung am OM611.

Bei den Standardlastpunkten am OM904 konnte ein deutlicher Fortschritt erreicht werden, u.a. wird der Leerlaufpunkt genau 'getroffen'. Die erzielten Ergebnisse in Standardlastpunkten am OM611 sind nicht zufriedenstellend.

Die Modellergebnisse sind bei den dargestellten Parametervariationen insgesamt positiv zu bewerten, wenn auch das Modell bei Drehzahl-Variationen (Abb. 6.19) nur annähernd qualitativ richtige Ergebnisse liefert. Erfreulich ist die gute Wiedergabe der EKAS-Variationen. Die Rußmassen bei der angelagerten Nacheinspritzung können vom Modell nicht richtig berechnet werden, da die Interaktion der Nachverbrennung mit der verbrannten Zone der Hauptverbrennung im Modell nicht abgebildet ist und gerade in diesem Bereich deutliche Einflüsse auf die Rußbildung und -oxidation zu erwarten sind (vgl. dazu Kap. 4.3.6). Abhilfe könnte ein vierzoniger Modellaufbau bringen (s. Kap. 6.4.3).

Anhand der nächsten Abbildungen sollen Parametervariationen diskutiert werden, bei denen durch Verlängerung der Einspritzdauer (s. Abb. 6.21, 6.22), Absenkung des Ladedrucks (s. Abb. 6.23) und Erhöhung der Abgasrückführrate (s. Abb. 6.24, 6.25) sehr hohe Rußmassenemissionen gemessen wurden. Zum Vergleich wurden in den Abbildungen auch die Ergebnisse der jeweils lokal abgestimmten einzonigen Rußmodelle nach Hiroyasu und Boulouchos mit aufgenommen.



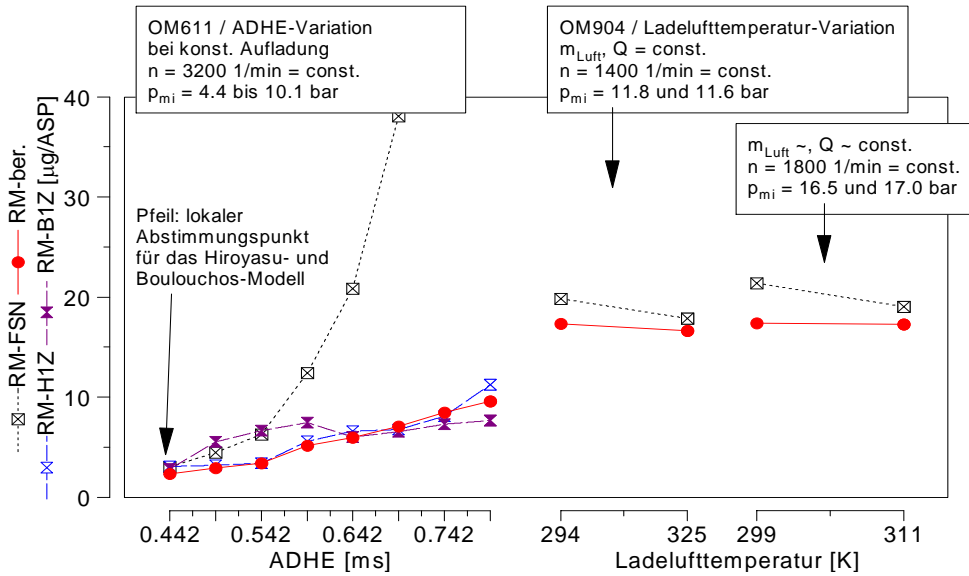


Abbildung 6.22: Vergleich der berechneten und gemessenen Rußmassen bei Variation des Ansteuerbeginns der Haupteinspritzung - Vergleich mit 'lokal' abgestimmten einzelnen Ansätzen.

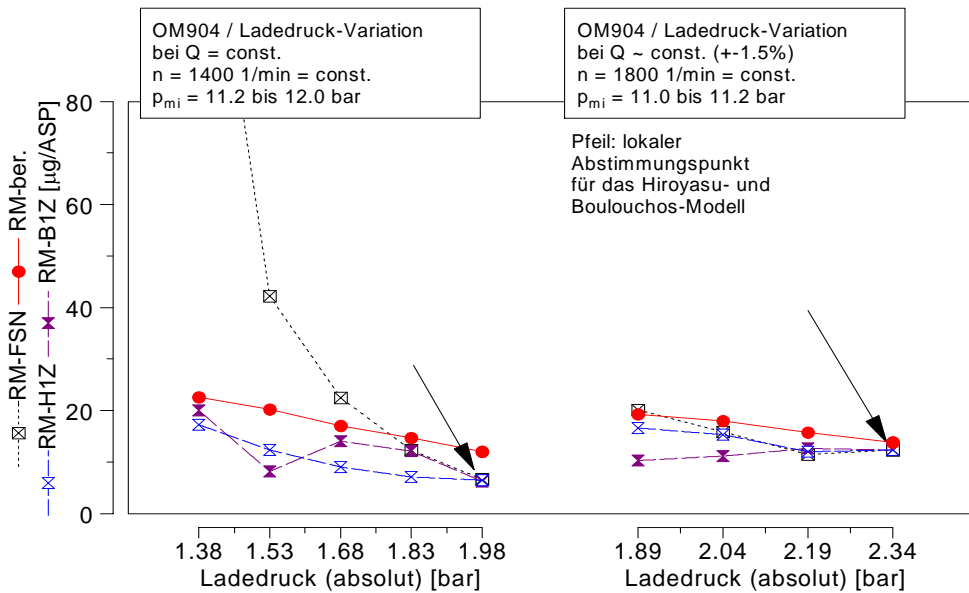


Abbildung 6.23: Vergleich der berechneten und gemessenen Rußmassen bei Variation des Ladedrucks, Vergleich mit 'lokal' abgestimmten einzelnen Ansätzen.

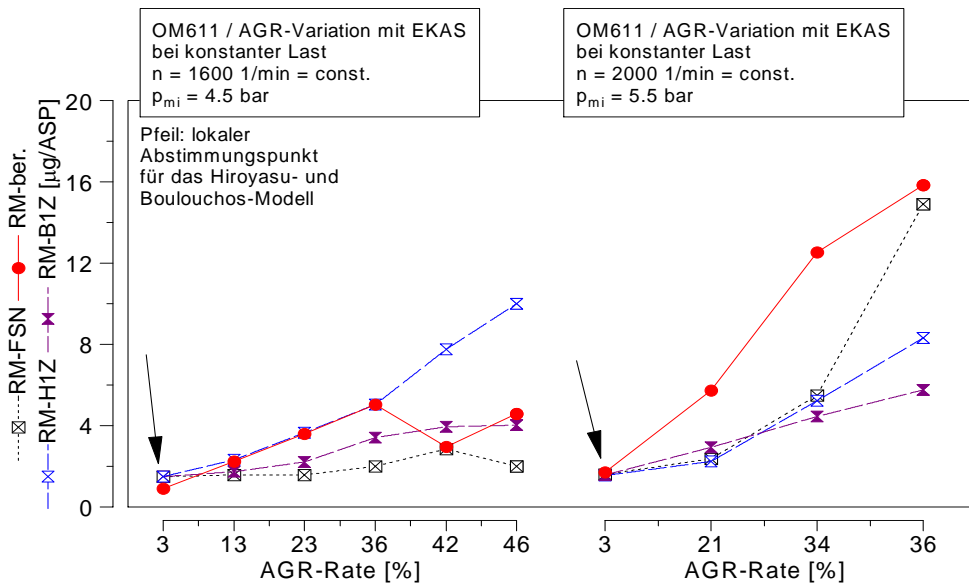
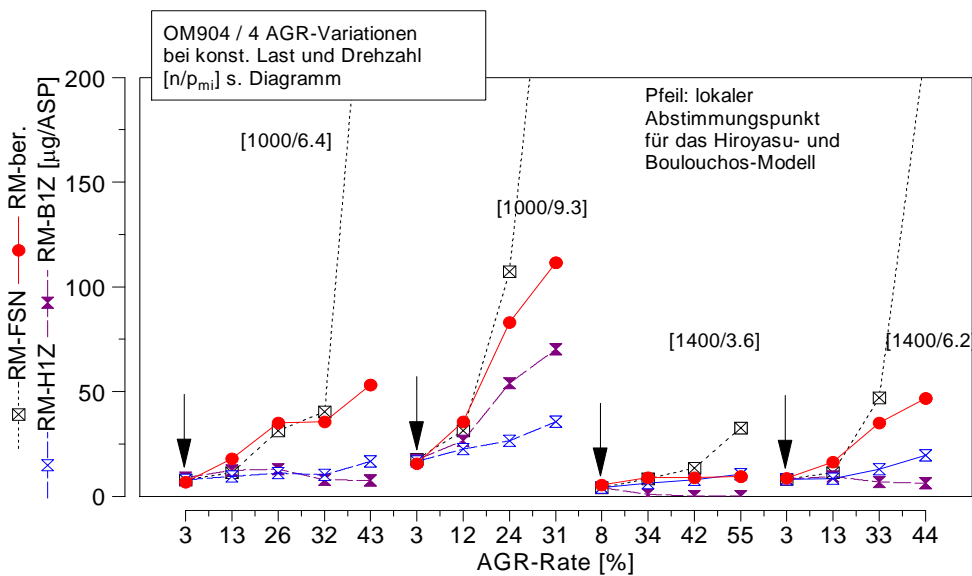


Abbildung 6.24: Vergleich der berechneten und gemessenen Rußmassen bei Variation der AGR-Rate am OM611, Vergleich mit 'lokal' abgestimmten einzelnen Ansätzen.

Es wird deutlich, dass Rußemissionen größer ca. $20\mu\text{g}/\text{ASP}$ bei Einspritzdauer- und Ladedruck-Variationen von allen Modellen zu niedrig berechnet werden.

Bei der Variation der AGR-Rate gibt es zwischen den Aggregaten grundsätzliche Unterschiede. Aufgrund des hohen Drallniveaus des OM611 mit EKAS erhöht sich die Rußemission mit der AGR-Rate (s. Abb. 6.24) im Vergleich zum OM904 nur sehr moderat (zu beachten ist bei direktem Vergleich der Rußmassen das kleinere Hubvolumen des OM611). Der begrenzende Faktor bei der AGR-Rate ist hier nicht die Schwärzungszahl sondern die Sauerstoffkonzentration und die Temperatur: der Messpunkt bei $n=1600$ 1/min und 46% AGR-Rate hat eine Schwärzungszahl von $\text{FSN}=0,26$; eine weitere Erhöhung der AGR-Rate bewirkt bereits ottomotorische 'Aussetzer'. Auf diesem niedrigen Rußniveau kann das Modell die Rußemissionen in der Größenordnung richtig berechnen.

Demgegenüber wird die Zunahme der Rußmassen beim OM904 (s. Abb. 6.25, AGR-Variation jeweils bis $\text{FSN}\sim 4,5$ bzw. $\text{FSN}=2$ bei $n=1400$ 1/min, $p_{\text{mi}} = 3,6$ bar) vom Modell nur bis ca. 20 bis 30% AGR richtig wiedergegeben. Der anschließende exponentielle Anstieg der Rußmassenemission wird deutlich zu niedrig berechnet.



Offensichtlich gelangt der gebildete Ruß mit abnehmendem Sauerstoffangebot – hier bei verlängerter Einspritzdauer oder hoher AGR – zunehmend in Bereiche mit sehr niedriger oder keiner Sauerstoffkonzentration: etwa wenn das Luftverhältnis örtlich unter stöchiometrisch und/oder die Temperatur bereits so weit abgefallen ist, dass kein dissoziierter Sauerstoff mehr vorhanden ist. Danach wird der Ruß nicht mehr oxidiert.

Dieser Sachverhalt kann mit dem hier verwendeten einfachen Rußmodell nicht nachgebildet werden; die Rußoxidation ist nach Gl. 5.101 immer der gesamten vorhandenen Rußmasse proportional und das Luftverhältnis im Verbrannten ist immer $\lambda_{\text{V}} > 1$. Offensichtlich liefert also die verbrannte Zone, die einen statistischen Mittelwert der vielen Einzelzonen der realen Verbrennung nachbildet, in Extremfällen mit niedrigem globalem Luftverhältnis – und damit lokaler Lambda-Schwankung in der Realität bis ins Fette –, keine zufriedenstellenden Ergebnisse. Einzonige Ansätze versagen in diesen Punkten ebenfalls.

Fazit

Bei der Berechnung der Rußmassen konnten in Betriebspunkten mit einer Rußemission bis etwa $20\mu\text{g}/\text{ASP}$ gute Ergebnisse erzielt werden.

Messpunkte mit hoher Rußmassenemission konnten vom Modell nicht zufriedenstellend wiedergegeben werden, hier können lediglich Trendaussagen über die Rußmase im Abgas gemacht werden. Eine wahrscheinliche Ursache hierfür kann das zunehmende Einfrieren der Rußoxidation in Bereichen ohne Sauerstoff sein. Abhilfe könnte ein neues, der verbrannten Zone überlagertes Verteilungsmodell für die Rußberechnung schaffen, mit dem lokal fette Bereiche ohne Rußoxidation abgebildet werden könnten.

6.3 Diskussion der Möglichkeiten und Grenzen des Zweizonen-Modells

6.3.1 Vergleich der ein- und zweizonigen berechneten Wärmefreisetzung

Wie aus der Modellbeschreibung ersichtlich (Kap. 5), ist das vorgestellte NO-/Rußmodell eine zweizonige Druckverlaufsanalyse. Versuche, das Zweizonen-Modell als reinen Postprozessor auf der Basis der bewährten einzonigen Druckverlaufsanalyse aufzubauen, scheiterten: bei Vorgabe des Brennverlaufes aus der 1-zonigen Rechnung (und bekanntem Zylinderdruckverlauf) werden für die verbrannte Zone im Falle ohne Zumischung ($g=0$) unrealistisch hohe Temperaturen berechnet. Der erste Hauptsatz (oder die thermische Zustandsgleichung) im Verbrannten wird nicht erfüllt.

Die Ursache ist in der Nichtlinearität der Kalorik zu suchen, deutlich zu erkennen an der überproportionalen Zunahme der spezifischen inneren Energie ab ca. 2000 K wegen der Dissoziation (s. dazu auch Abb. 5.2). Betrachtet man z.B. einen Zeitpunkt kurz nach Verbrennungsbeginn, wird im einzonigen Fall – ausgehend von der stark vereinfachenden Annahme einer homogenen Durchmischung der gesamten Zylinderladung – die innere Energie mit einem hohen (globalen) Luftverhältnis und sehr niedriger (Massenmittel-) Temperatur bestimmt. Demgegenüber wird im zweizonigen Fall im Verbrannten die Kalorik bei nahe stöchiometrischem Luftverhältnis und sehr hoher Temperatur berechnet, was eher der Realität entspricht. Die innere Energie, als Summe aus der verbrannten und unverbrannten Zone, ist dabei weitaus höher als im einzonigen Fall. Folglich muss zu Beginn in der Zweizonen-Rechnung zur Kompensation mehr Wärme freigesetzt werden, wie aus der nachfolgenden Abbildung ersichtlich wird.

Während beim Dieselmotor dieser Unterschied sehr ausgeprägt ist, tritt er beim Ottomotor aufgrund der hohen Massenmitteltemperatur kaum in Erscheinung [29].

Um nun ausgehend von Brennverlaufsmodellen (z.B. nach Constien [71], Eilts [91], Chmela [63, 64] oder Barba [16, 28]) das hier vorgestellte Modell anwenden zu können, muss zuerst eine einzonige Arbeitsprozessrechnung zur Bestimmung des Druckverlaufes und des

Wandwärmestromes durchgeführt werden. Im Zweizonen-Modell muss der Brennverlauf dann 'freigegeben' bzw. berechnet werden.

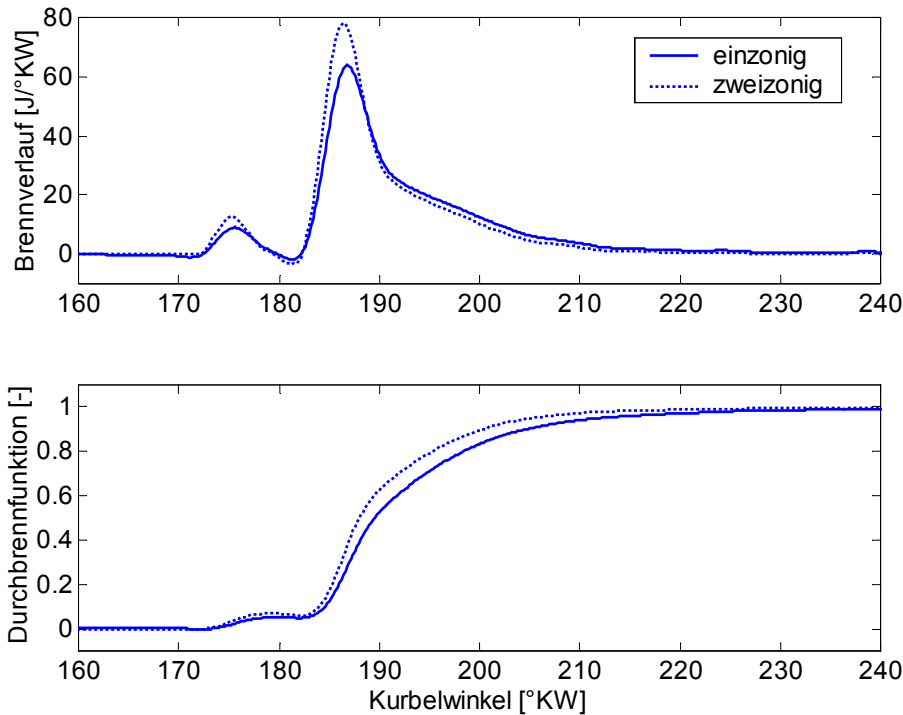


Abbildung 6.26: Vergleich zwischen einzoniger und zweizoniger Wärme-freisetzung, OM611, $n=1000$ 1/min, $p_{mi}=5,3$ bar.

Im Heider-Modell [1] wird diese Problematik auf elegante Weise durch die empirische Vorgabe der Temperaturdifferenz bei Verbrennungsbeginn und des Temperaturverlaufes bis 'Auslassventil öffnet' umgangen. Nur ein solches 'Quasi-Zweizonen-Modell' kann als 'reiner' Postprozessor eingesetzt werden; nur so können Unplausibilitäten vermieden werden, z.B. beim Temperaturverlauf des Unverbrannten, wenn die Temperatur des Verbrannten vorgegeben wird. Diese Vereinfachung nach dem Heider-Modell wird jedoch durch Nachteile bei der Stickoxidberechnung erkauft (s. Abb. 6.1 bis 6.11) bzw. ist für eine Rußmassenberechnung ungeeignet.

6.3.2 Erforderliche Modellangaben und Adaption an weitere Dieselmotoren

Zur praktischen Anwendung des Modells sollen an dieser Stelle die erforderlichen Eingangsgrößen zusammengefasst werden:

- *Motor-Geometriedaten und weitere Angaben:*
Bohrung, Hubvolumen, Pleuellänge, Verdichtungsverhältnis, Kolbenmuldentiefe/-volumen, Anzahl der Düsenlöcher, Anzahl der Einlassventile, Einlassventil-Durchmesser, max. Einlassventil-Hub, Liefergrad, Drallzahl im unteren Totpunkt
- *Energetische Angaben:*
Drehzahl, Luftmasse, Restgasmasse, Restgasluftverhältnis (oder Kraftstoffmasse), Kraftstoffdaten: stöch. Luftverhältnis, unterer Heizwert, Oberflächenspannung, kinematische Viskosität

(Zur genauen Bestimmung der inneren AGR bzw. der gesamten Restgasmasse im Zylinder empfiehlt sich eine Ladungswechselanalyse, zu der zusätzliche Angaben zum Zustand im Saugrohr und Auslasstrakt sowie zu den Ventilquerschnitten/-steuerzeiten/-hubverläufen erforderlich sind).

- *Indizierte bzw. berechnete Verläufe und Angaben:*
Zylinderdruckverlauf, Einspritzverlauf, Wandwärmestromverlauf, Phasenlage (Verbrennungsbeginn) der Teilverbrennungen

Zur Adaption des Modells und Abstimmung an weitere DI-Dieselmotoren empfiehlt sich die folgende Vorgehensweise:

- Berechnung der Drallkonstante für die Turbulenz aus der Drallzahl nach Gl. 5.106. Die übrigen Turbulenzparameter können gleich belassen werden.
- Im ersten Schritt kann mit den Parametern c_g und c_{ga} aus Tab. A.11.1 gerechnet werden, mit denen in dieser Arbeit motorunabhängig gute Ergebnisse erzielt werden konnten.
- Wenn die Ergebnisse nicht zufriedenstellend sind, empfiehlt sich die Abstimmung von c_g an einem Messpunkt. Sinnvoll kann auch eine Anpassung von c_{ga} in einem Bereich von 0 bis 1.5 näherungsweise nach Gl. 5.105 sein.
- Nach Bedarf kann eine Minimalfehlerabstimmung von c_g und c_{ga} an einigen Standardlastpunkten durchgeführt werden.
- Wenn eine andere Motorkonfiguration vorliegt (Brennraumform, Einspritzdüse etc.), sollte die Abstimmung auf die Turbulenzparameter ausgedehnt werden.
- Der Anpassungsaufwand bei der Abstimmung des Rußmodells an einen neuen Motor kann von minimal (Abstimmung von A_f und A_o an einem Messpunkt, alle anderen Werte aus dieser Arbeit) bis umfangreich (automatische Minimalfehleroptimierung an mehreren Punkten für die Konstanten der Premixed-/Diffusionstrennung, Premixed-Abschwächung, Funktion f , Aktivierungstemperaturen, Konstanten und Potenzen für die Rußbildung und -oxidation) gewählt werden.

6.3.3 Möglichkeiten und Grenzen des NO-/Rußmodells

Das vorgestellte Modell wurde an stationären Messpunkten von betriebswarmen Motoren validiert. Berechnungen mit dem Modell in anderen, davon abweichenden Betriebsbereichen müssen kritisch betrachtet werden.

Vorberechnung von Parametervariationen

Mit der Zumischfunktion g , der kinetischen Turbulenzenergie und der 'vollständigen' zweizonigen Formulierung ist es gelungen, im vorgestellten Modell die wichtigsten physikalischen Phänomene der dieselmotorischen Verbrennung abzubilden. Die guten Ergebnisse bei der Stickoxidberechnung bestätigen, dass das Modell in der Lage ist, die Auswirkungen etwa von Variationen der Einspritzung (Phasen und Mengen von bis zu drei Teileinspritzungen), Aufladung (Temperatur und Druck) oder Restgasgehalt auf die NO-Emission richtig wiederzugeben. Probleme zeigten sich in Punkten mit langem Zündverzöger

und starker Premixed-Verbrennung bei niedriger Last (etwa im Leerlaufpunkt): in solchen Extremfällen scheint der Ansatz für die Zumischung bzw. das konstante Luftverhältnis in der Flammenzone an seine Grenzen zu kommen.

Die Ergebnisse der Rußmassenberechnung haben den Vorteil der zweizonigen Formulierung gezeigt. Bei mittlerer bis niedriger Rußemission konnten die Rußmassen annähernd richtig berechnet werden, bei Punkten mit niedrigem globalem Luftverhältnis oder hoher AGR-Rate zeigten die Modellergebnisse die Tendenzen richtig an. Eine qualitative Berechnung des Ruß-/NO_x-Trade-Off wird dadurch möglich.

Wenngleich das Modell an zwei Dieselmotoren unterschiedlicher Bauart mit Erfolg validiert werden konnte, muss seine Übertragbarkeit auf andere Motoren noch in weiterführenden Arbeiten untersucht werden.

Veränderungen an der Motorkonfiguration

Im Zweizonen-Modell sind die wichtigsten hardware-spezifischen Größen der Versuchsträger – etwa das Hubvolumen und das Verdichtungsverhältnis, die Einspritzdüsen-Lochanzahl, der effektive Durchflussquerschnitt der Einspritzdüse, der Kolbenmulden-Durchmesser usw. – abgebildet. Da sich 'grobe' Eingriffe in die Motorhardware (Verdichtungsverhältnis, Einlassdrall) auch in der Umsatzrate entsprechend widerspiegeln, kann davon ausgegangen werden, dass diese auch vom Modell richtig wiedergegeben werden.

Aufgrund des nicht modellierten Einspritzstrahls oder auch der Einspritzstrahl-Brennraumwand-Interaktion gelangt das Modell jedoch dann an seine Grenzen, wenn 'feine' Veränderungen etwa am Einspritzsystem (z.B. Einspritzstrahlkegel-Form, -Winkel, Zerstäubungsgüte, Strahlaufbruch, Penetration usw.) oder der Brennraumform (Kolbenmuldenform) vorgenommen werden. Diese Eingriffe können die Emissionen massiv, dabei aber die Umsetzung selbst nur marginal beeinflussen.

Fazit

Das Zweizonen-NO-Rußmodell kann als Postprozessor für die bewährte einzonige Arbeitsprozessrechnung eingesetzt werden; in einem Zwischenschritt muss jedoch zuerst eine einzonige Arbeitsprozessrechnung zur Bestimmung des Druckverlaufes und des Wandwärmestromes durchgeführt werden.

Das Modell kann für die Vorausberechnung von Parametervariationen herangezogen werden. Variationen der Motorhardware wie auch Messungen bei nicht betriebswarmen oder instationären Zuständen wurden in dieser Arbeit nicht untersucht und sind daher kritisch zu betrachten. Die Übertragbarkeit des Zweizonen-Modells auf andere Motoren muss noch in weiterführenden Arbeiten untersucht werden.

6.4 Besonderheiten des Zweizonen-Modells und Diskussion von Alternativen

6.4.1 Vorzeitige Zumischung des Unverbrannten

Nach der Belegung der Modellkonstanten aus der Minimalfehlerabstimmung tritt bei Hochlastpunkten des OM904 und Messpunkten mit langer Einspritzdauer und niedrigem globalem Luftverhältnis der Fall einer frühen, vollständigen Zumischung des Unverbrannten ins Verbrannte auf. In Extremfällen findet eine vollständige Durchmischung der Zylinderladung bereits vor Ende der Verbrennung statt, und dies trotz der abnehmenden Turbulenzgeschwindigkeit. Die Folge ist ein Abbruch der Zweizonen-Rechnung und der Übergang auf eine einzonige Berechnung. Für die Verbrennung wird dann der Sauerstoff aus der verbrannten Zone verwendet: das Luftverhältnis fällt auf das Niveau des globalen Luftverhältnisses bei Verbrennungsende.

Der Fall einer 'Verbrennung aus dem Verbrannten' ist für den DI-Dieselmotor aufgrund der Mischungsvorgänge durchaus realistisch. Vielmehr wäre eine Verhinderung dessen willkürlich und physikalisch falsch. Zur Erläuterung soll in Abbildung 6.27 eine Einspritzdauer-Variation bzw. Lastvariation bei konstanter Luftmasse betrachtet werden (vgl. auch Abb. 4.24).

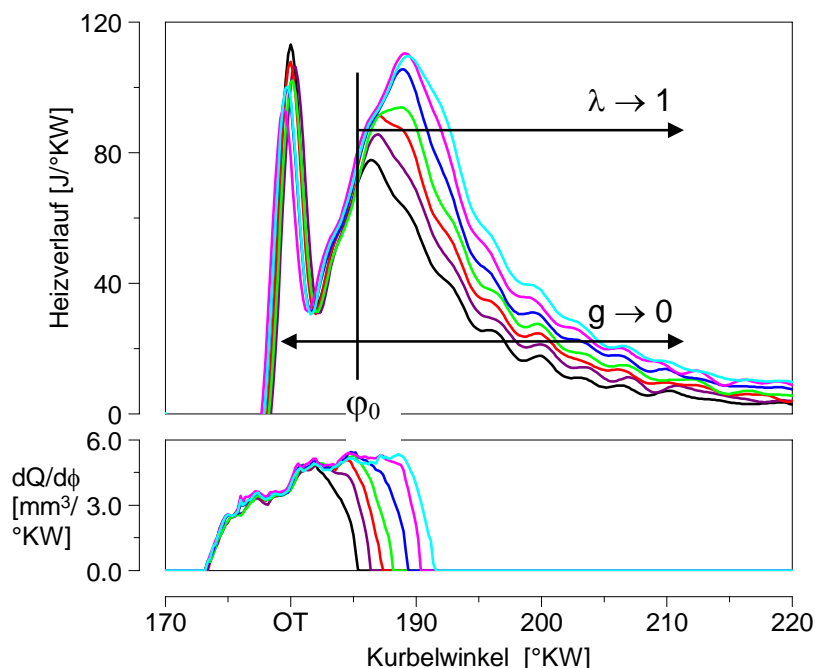


Abbildung 6.27:
Variation der Einspritzdauer bei konstanter Aufladung am OM904, $n = 1400$ 1/min, $p_{mi} = 6,1$ bis $9,9$ bar.

Bei dieser Variation wurde ausgehend von einem Standardlastpunkt unter Beibehaltung der Aufladung die Einspritzdauer schrittweise verlängert, die Messreihe wurde bei $FSN > 4$ und einem globalen Luftverhältnis von $\lambda = 1,3$ abgebrochen.

Vernachlässigt man die geringe Verkürzung des Zündverzugs bei langer Einspritzdauer aufgrund heißer innerer AGR bzw. heißer Zylinderkopfbereiche um die Auslassventile, so

unterscheidet sich die Verbrennung bis etwa zum Zeitpunkt φ_0 im Standardlastpunkt nicht von der bei der längsten Einspritzdauer.

Für die Berechnung der dem Messwert entsprechenden Stickoxidkonzentration im Standardlastpunkt ist eine Zumischung von $g > 0$ erforderlich. Wird nun die Einspritzdauer im Extremfall bis $\lambda = 1,0$ verlängert, muss die Funktion g von Beginn an singulär werden, da die gesamte Masse des Unverbrannten für die Verbrennung 'reserviert' werden müsste. Das ergäbe eine Diskrepanz zum Standardlastpunkt und würde ausgehend vom Punkt φ_0 die Kenntnis der Brenndauer 'im Voraus' bedingen.

Folglich kann es keine Zumischfunktion geben, die gleichzeitig 'richtig' arbeitet und eine vorzeitige Zumischung verhindert.

6.4.2 Alternativen zur Gestaltung der Funktion g

Im Rahmen der Modellabstimmung wurden verschiedene Ansätze für die Zumischung zwischen den zwei Zonen untersucht. Obwohl diese Versuche scheiterten, konnten dennoch – neben der Gewissheit, dass die Funktion g (s. Kap. 5.3.1.3) die richtige Formulierung für das hier vorgestellte Modellkonzept darstellt – grundlegende Erkenntnisse gewonnen werden. Die wichtigsten sollen hier stichwortartig hervorgehoben werden:

- Eine rein turbulenzproportionale Zumischung führt nicht zum Ziel: zu Beginn der Verbrennung, wenn die Turbulenzgeschwindigkeit aufgrund der Einspritzung sehr hoch und die verbrannte Zone noch sehr klein ist, wird zu viel zugemischt. Durch die schnelle Abkühlung im Verbrannten wird die NO-Bildung eingefroren.
- Eine stärkere Gewichtung der Einspritzerturbulenz bei der Zumischung ist nicht sinnvoll: ε_E wurde bis in den extremen Bereich von $\varepsilon_E = 10$ variiert, wobei für diesen Zweck auch die Dissipationskonstante freigegeben werden musste. Die Zumischung ist zu Beginn der Einspritzung zu schwach, am Ende der Einspritzung zu intensiv, bei Teillastpunkten generell zu niedrig – das Gesamtergebnis verschlechtert sich.
- Eine quasidimensionale Abschwächung der Turbulenzgeschwindigkeit für die Zumischung in der 'Grenzschicht' zur Brennraumwand in Abhängigkeit des Volumenverhältnisses der verbrannten Zone zum Gesamtvolumen bringt keinen Vorteil.
- Empirische Korrekturen der Funktion g betr. der
 - Vorgabe des Verlaufes der Zumischfunktion,
 - Vorgabe des Zeitpunktes der vollständigen Zumischung und
 - 'Reservierung' der zur Verbrennung erforderlichen unverbrannten Masse, aus der nicht zugemischt werden darf,wurden verworfen.
- Es wurden Versuche getrennt für Premixed- und Diffusionsverbrennung unternommen, bei denen die Zumischfunktion g jeweils mit 2 getrennten Parametersätzen versehen wurde. Bei der automatischen Parameteroptimierung zeigte sich, dass die besten

Ergebnisse immer mit fast identischen Parametern für Premixed- und Diffusionsteil erreicht werden.

- Versuche, die Zumischung mit Frequenzansätzen im Premixed- und / oder Diffusionsteil zu steuern, scheiterten ebenfalls.
- Die Zumischfunktion g ohne c_{ga} -Term liefert für das OM904-Aggregat nur marginal schlechtere Ergebnisse. Probleme ergeben sich v.a. beim OM611 bei niederen Drehzahlen und langen Einspritzdauern (Dralleinfluss?).
- Eine Zumischung proportional zur Dichtedifferenz ($\rho_{uv}-\rho_v$) statt der Dichte ρ_{uv} liefert etwas schlechtere Ergebnisse; eine zu frühe Zumischung wird dadurch geringfügig hinausgezögert.

6.4.3 Alternativen zur Beschreibung der Vor- und Nachverbrennung

Als Weiterentwicklung des Modells wäre eine 4-zonige Betrachtung denkbar, bei der jeder Teilverbrennung (VV, HV, NV) eine eigene verbrannte Zone zugeordnet wäre. Damit könnten Effekte, die auf die Interaktion zwischen den Teilverbrennungen zurückgehen, abgebildet werden. Die Abstimmung der Parameter der Zumischung zwischen den Zonen wäre für jede Teilverbrennung einzeln erforderlich. Dazu müssten VV-HV-Abstands- und –mengen-Variationen getrennt für Vor- und Nacheinspritzung in ca. folgendem Umfang gemessen werden:

- Abstandsvariation der Vor(Nach)einspritzung zur Haupteinspritzung bei gleichem Hauptverbrennungsbeginn und gleicher Kraftstoffmenge in den Teileinspritzungen (ca. bei 3 Drehzahlen á 3 Variationen mit 6 Punkten).
- Abstandsvariation der Vor(Nach)einspritzung zur Haupteinspritzung bei gleichem Hauptverbrennungsbeginn und gleicher Kraftstoffmenge in der Haupteinspritzung, jedoch Vor(Nach)einspritzmenge für gleiche Umsetzung in der Vor(Nach)verbrennung bei jedem Abstand angepasst (ca. bei 3 Drehzahlen á 3 Variationen mit 6 Punkten).
- Variation der Vor(Nach)einspritzmenge bei gleichem Hauptverbrennungsbeginn und gleicher Kraftstoffmenge in der Haupteinspritzung (ca. bei 3 Drehzahlen á 3 Variationen mit 6 Punkten).

Damit wären für eine überschlägige Abstimmung von weiteren 2 Zonen im Modell ohne AGR ca. 324 Messpunkte erforderlich.

Fazit

Da die Funktion g keinerlei empirischer Einschränkung unterliegt, kann es zu einer vorzeitigen Durchmischung der Ladung im Brennraum kommen. Danach muss einzonig weitergerechnet werden.

Für eine alternative Beschreibung der Vor- und Nachverbrennung könnte das Modell um weitere zwei Zonen erweitert werden. Zur Beschreibung der Zustände in den einzelnen Zonen müsste die Zumischung zonenspezifisch abgestimmt werden.

6.5 Diskussion der optischen Messgrößen anhand der Modellergebnisse

6.5.1 Interpretation der Zwei-Farben-Temperatur

Wie in Kap. 3.2.2.3 bereits diskutiert, überstrahlen bei der integral erfassten Brennraumstrahlung heiße, stark rußende Bereiche prinzipbedingt die 'kälteren' Strahlungsherde. Folglich stellt die Zwei-Farben-Temperatur während des gesamten Verlaufs der Verbrennung hauptsächlich die maximale auftretende Rußtemperatur im Brennraum dar. Nach dem Vergleich der Zwei-Farben-Temperaturen mit den aus der Modellrechnung ermittelten Temperaturen stellte sich in allen Messpunkten eine eindeutige Ähnlichkeit mit der fetten Flammentemperatur bei $\lambda_{FF}=0.6$ heraus. Abbildung 6.28 stellt beispielhaft die Temperaturen für einen Standardlastpunkt des 13-Stufen-Tests am OM904 dar (vgl. auch Abb. 5.6).

Deutlich zu erkennen ist die lange Rußstrahlung etwa bis 273°KW , während die Berechnung der Flammenzone im Modell nur bis Verbrennungsende (95% der Durchbrennfunktion, im Bild bei ca. 243°KW) erfolgt.

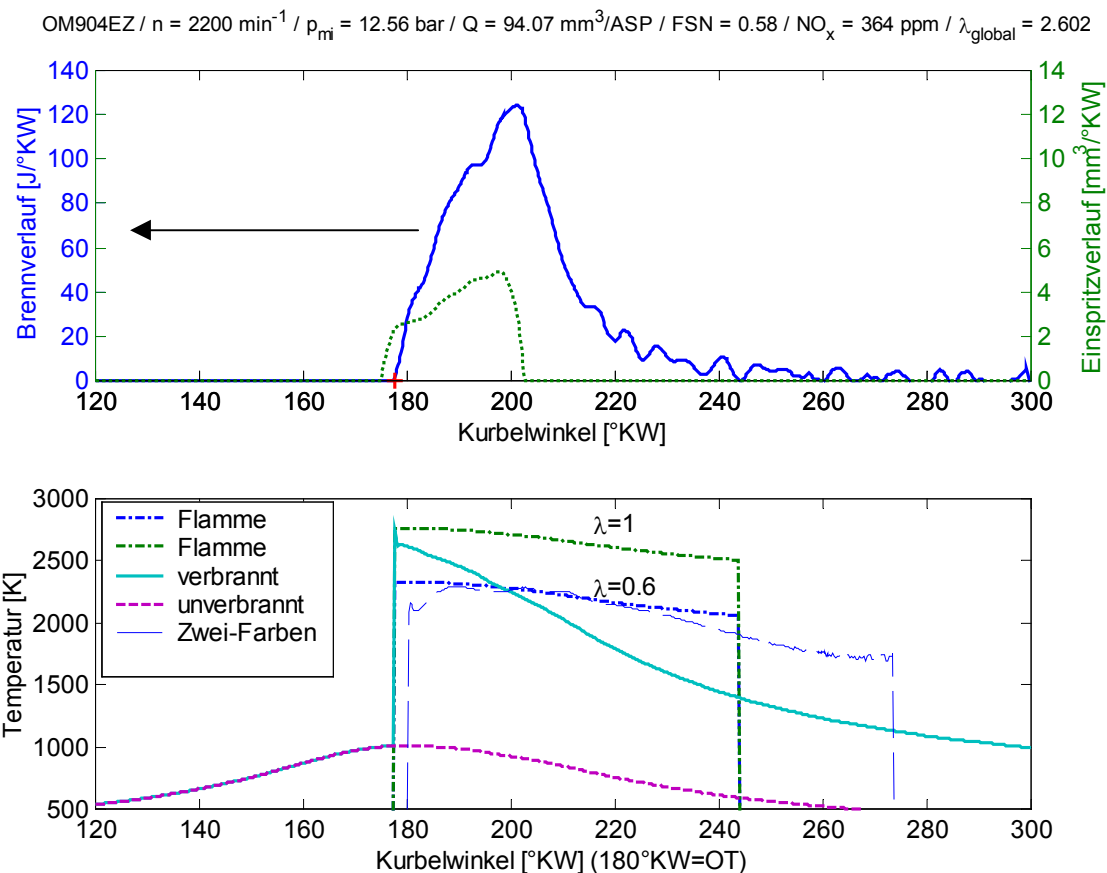


Abbildung 6.28: Vergleich der Zweifarben-Temperatur mit den Temperaturen aus der Modellrechnung.

Die Temperatur der verbrannten Zone nimmt nach Brennbeginn ausgehend von der adiabat-isobaren Flammentemperatur bei $\lambda_F=1$ mit zunehmender Zumischung und Verbrennung stark ab. Sie unterschreitet bereits nach kurzer Zeit (im Messpunkt in Abb. 6.28 bei ca. 200 °KW) die fette Flammentemperatur, während diese etwa auf dem gleich hohen Niveau mit der Zwei-Farben-Temperatur bleibt. Folglich wird ab diesem Zeitpunkt der in die verbrannte Zone transportierte Ruß von der optischen Messtechnik nicht mehr erfasst, da das mit der GMT gemessene integrale Signal von den heißeren Bereichen der Flammenzone überstrahlt wird.

Aufgrund der starken Ähnlichkeit der Zwei-Farben-Temperatur mit der fetten Flammentemperatur kann davon ausgegangen werden, dass die GMT hauptsächlich den in der fetten Flammenzone gebildeten Ruß erfasst. Dieser entsteht in stark unterstöchiometrischen Bereichen des brennenden Strahlkernes, wo er die Temperatur der fetten Flamme annimmt. Die Rußoxidation findet hauptsächlich nach dem Transport des Rußes in die verbrannte Zone statt.

Vor allem in der Anfangsphase der Verbrennung kann auch der exotherm oxidierende Ruß einen großen Beitrag zu der Zwei-Farben-Temperatur leisten (in Abb. 6.28 ab ca. 180 °KW bis 200 °KW), da die sauerstoffreiche verbrannte Zone noch annähernd auf dem Niveau der Flammentemperatur liegt. Im weiteren Verlauf der Verbrennung kühlt diese jedoch stark ab und bewirkt gegen Ende der Verbrennung das Einfrieren der Rußoxidation. Über diese Ähnlichkeit der fetten Flammentemperatur mit der Zwei-Farben-Temperatur wird auch in [92, 44] berichtet.

Einerseits wird dadurch bestätigt, dass die Annahme einer fetten Flammenzone bei $\lambda_{FF}=0.6$ für die Modellierung der Rußbildungsrate richtig ist.

Andererseits zeigt sich – wie bereits in Kap. 4.4 festgestellt –, dass mit der Zwei-Farben-Methode nicht der gesamte Ruß im Brennraum erfasst wird: da der 'kältere' Ruß von den rußenden Bereichen der Flammenzone überstrahlt wird, entspricht die mit der Zwei-Farben-Methode bestimmte integrale Rußkonzentration vor allem gegen Ende der Verbrennung nicht der gesamten Rußkonzentration im Brennraum.

6.5.2 Flammentemperatur bei hohem Restgasanteil

Nach der festgestellten Ähnlichkeit der Zwei-Farben-Temperatur mit der Flammentemperatur im Fetten sollen diese auch bei der Variation der AGR-Rate miteinander verglichen werden. In Abbildung 6.29 sind die Zwei-Farben-Temperaturen sowie die adiabat-isobare Flammentemperaturen – einmal mit und einmal ohne den Einfluss des stöchiometrischen Restgasanteiles $x_{R,st}$ berechnet – für eine AGR-Variation dargestellt.

Aus diesem Vergleich geht hervor, dass der Restgasgehalt für die Berechnung der fetten Flammentemperatur gleich 0 gesetzt werden muss: ansonsten würden unrealistisch niedrige Flammentemperaturen berechnet, wie bereits in Kap. 5.3.4.1 festgestellt. Demnach nimmt bei AGR die fette Flammentemperatur lediglich aufgrund des veränderten Zustandes im Unverbrannten ab und wird nicht direkt vom Restgasgehalt beeinflusst.

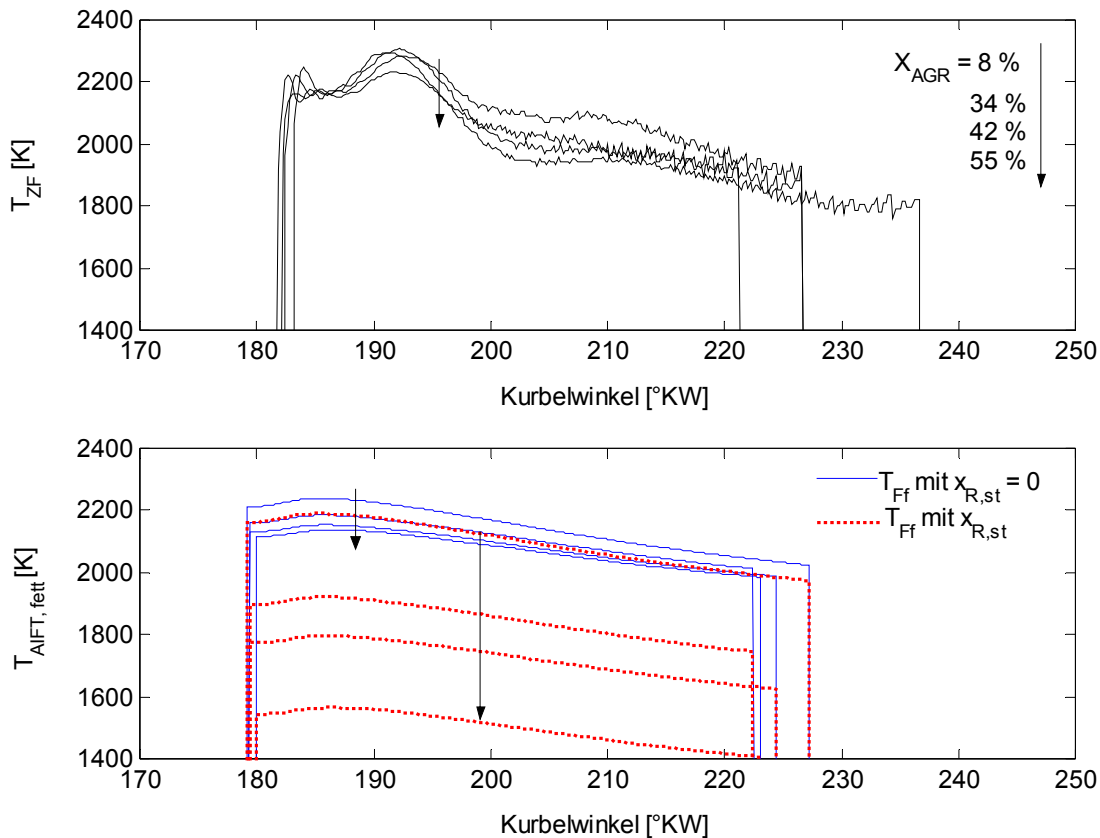


Abbildung 6.29: Einfluss des Restgasgehaltes auf die Flammentemperaturen in der fetten Flamme bei Variation der AGR-Rate; Vergleich mit den gemessenen Zwei-Farben-Temperaturen (T_{ZF}); OM904-Aggregat, $n = 1400$ 1/min, $p_{mi} = 3,6$ bar.

6.5.3 Parallelen zwischen den optischen Signalen und der Turbulenz

Bei der Untersuchung der Morphologie der optischen Strahlungsverläufe bzw. Rußkonzentrationsverläufe am OM904-Aggregat wurde ein Rußstrahlungs- bzw. Rußkonzentrationsabfall und anschließender Anstieg beobachtet ('Delle' im Signal) und dieser Effekt der Auswirkung der Einspritzung zugeordnet (s. Kap. 4.1.4).

Nach der Beschreibung der Turbulenz im Zweizonen-Modell konnte unterstützend zu dieser Feststellung ein Zusammenhang zwischen dem Turbulenzniveau und der Zweifarben-Rußkonzentration beobachtet werden. In Abbildung 6.30 sind diese Größen für einige Messpunkte gegenübergestellt. Wie ersichtlich, fällt die Delle im Signal etwa mit dem Maximum der Turbulenzgeschwindigkeit zusammen. Kann nun nach den Betrachtungen in Kap. 6.5.1 der Rußkonzentrationsverlauf in dieser späten Phase der Verbrennung dem Ruß in der fetten Flamme zugeordnet werden, bedeutet dies eine umgekehrte, direkte Proportionalität zwischen der Rußbildung und der Turbulenzgeschwindigkeit.

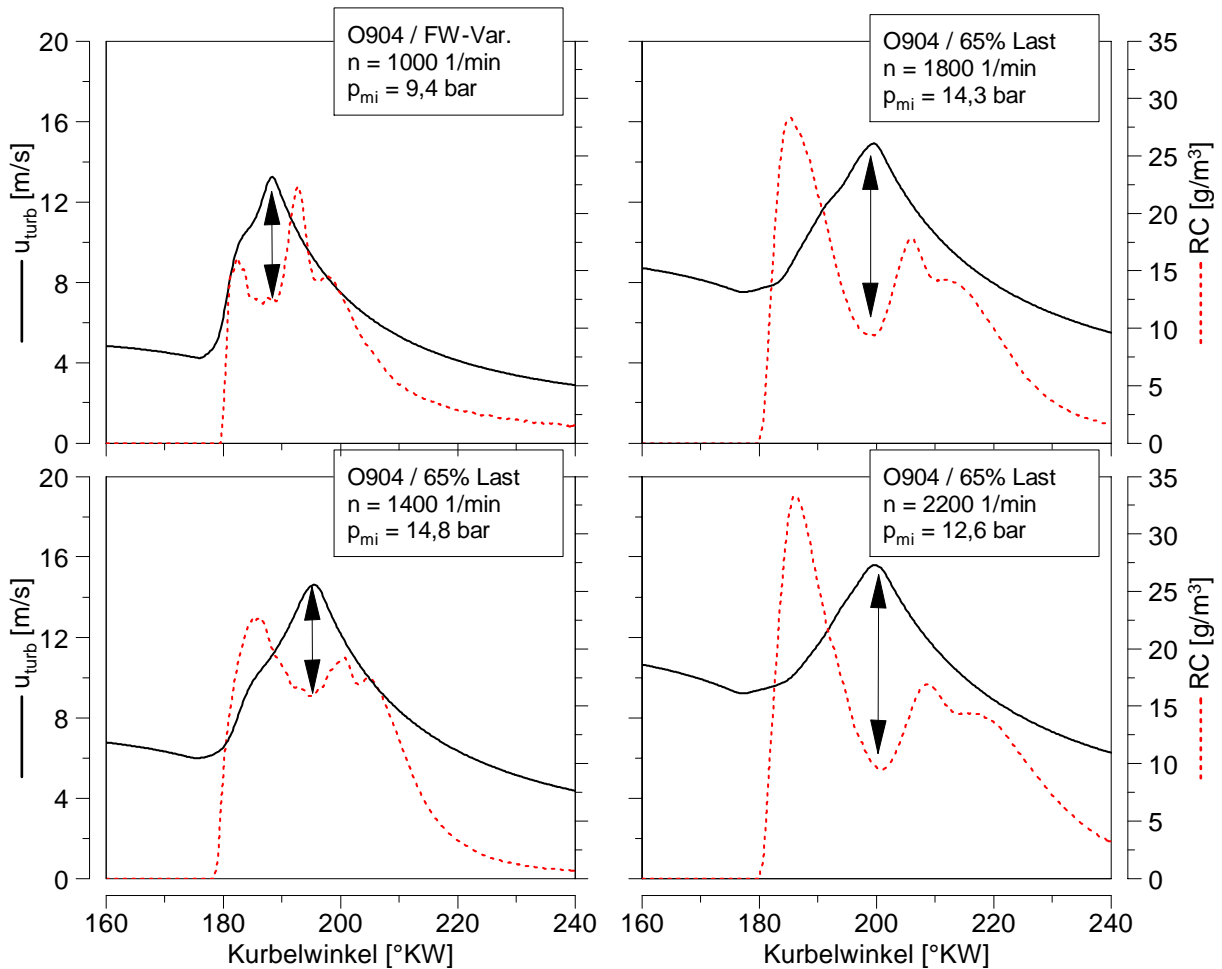


Abbildung 6.30: Gegenüberstellung der Zwei-Farben-Rußkonzentration (RC) und der Turbulenzgeschwindigkeit (u_{turb}) im gesamten Drehzahlbereich des OM904.

Somit liefert dieser Vergleich einerseits eine wichtige Bestätigung für die Annahme über die 'Herkunft' der Rußstrahlungssignale bei der GMT (s. Kap. 6.5.1) und erhärtet gleichzeitig die Richtigkeit der Formulierung der Funktion f mit der Gleichung 5.85 (s. Kap. 5.3.4.2).

6.5.4 Vergleich zwischen Rußmassenverlauf und Rußkonzentrationsverlauf

Wie bei der Untersuchung der mit Hilfe der GMT gemessenen Rußkonzentrationsverläufe festgestellt (s. Kap. 4.3 und 4.4), können diese nicht zur Validierung der mit dem vorgestellten Modell berechneten Rußmassenverläufe herangezogen werden, da sie keine für den gesamten Brennraum charakteristische Rußkonzentration darstellen. Trotz qualitativer Ähnlichkeit der Zwei-Farben-Temperatur mit der fetten Flammentemperatur (s. Kap. 6.5.1) kann auch der gebildete fette Ruß nicht im gesamten Verlauf als einzige Quelle der Rußstrahlung interpretiert werden. Vor allem in der Anfangsphase der Verbrennung kann der oxidierende Ruß einen großen Teil der Rußstrahlung emittieren. Zusätzlich ist der quantitative Einfluss der optischen Messtechnik auf das Messergebnis nicht isolierbar.

Trotz dieses undefinierten Zusammenhanges zwischen der Zwei-Farben-Rußkonzentration und der im Brennraum tatsächlich vorhandenen Rußmasse kann anhand der GMT-Messungen der Bereich einer Rußstrahlung im Brennraum klar eingegrenzt werden. Anhand einiger Messpunkte sollen in Abb. 6.31 die Zwei-Farben-Rußkonzentrationen mit dem berechneten Rußmassenverlauf bzw. der berechneten Rußbildungs- und -oxidationsrate verglichen werden.

Aus diesem Vergleich können folgende Schlüsse gezogen werden:

- Der ansteigende Ast des Rußmassenverlaufs ist beim OM904 (mit Ausnahme der Messpunkte bei niedriger Last, s. Leerlauf in Abb. 6.31) später, beim OM611 wiederum generell früher als die Zwei-Farben-Rußkonzentration. Letzteres ist auf das späte Erscheinen der Rußstrahlung beim OM611 aufgrund des kleinen optischen Volumen (s. Kap. 4.1.3 u. 4.1.4) zurückzuführen.
- Die Differenz zwischen dem Maximum und Minimum der Zwei-Farben-Rußkonzentrationen ist meistens größer als bei den Rußmassenverläufen; mit dem Rußmodell werden 'flachere' Verläufe berechnet.
- In den meisten Fällen kann eine längere Rußstrahlung im Brennraum detektiert werden, als das aus der Rußbildungs- bzw. -oxidationsrate im Modell hervorgeht. Angesichts dieser Tatsache muss die Richtigkeit der Rußmodellabstimmung betr. der sehr hohen Aktivierungstemperaturen kritisch beurteilt werden (s. Tab. A.11.1). Aufgrund des hohen Absolutwerts der Aktivierungstemperaturen wird die Bildungs- und auch die Oxidationsrate in einem engen Temperaturbereich bzw. engem Grad-Kurbelwinkel-Fenster berechnet.
- Der typische zweite 'Höcker' der Rußkonzentrationsverläufe am OM904 wird auch vom Modell in den Messpunkten bei hoher Last wiedergegeben (s. Abb. 6.31, $n = 1400$ 1/min, $p_{mi} = 24,8$ bar). Zurückzuführen ist diese vermehrte Rußproduktion nach dem Ende der Einspritzung (zweite Erhebung im Signalverlauf) auf den ansteigenden Verlauf der Funktion f (s. Gl. 5.85): während des starken Turbulenzabfalls im Brennraum nach dem Ende der Einspritzung (s. Abb. 6.30) wird aufgrund moderater bzw. stagnierender Umsatzrate (vgl. Kap. 4.3.8) nur verhältnismäßig wenig des verdampften und unverbrannten Kraftstoffs abgebaut.

Fazit

Zwischen der Zwei-Farben-Temperatur und der fetten Flammentemperatur bei $\lambda_{FF}=0.6$ konnte eine Korrelation festgestellt werden. Aufgrund dieser starken Ähnlichkeit kann davon ausgegangen werden, dass die Globale Lichtleit-Messtechnik hauptsächlich den in der fetten Flammenzone gebildeten Ruß erfasst.

Plausible Temperaturen für die fette Flammenzone konnten nur berechnet werden, wenn der Restgaseinfluss in der adiabat-isobaren Flammentemperatur gänzlich ausgeschaltet wurde. Die Morphologie der Strahlungs- bzw. Rußkonzentrationsverläufe am OM904 wird von der Turbulenz der Einspritzung im Brennraum geprägt. Abnehmende Turbulenz begünstigt die Rußbildungsrate, was sich im vorgestellten Modell im zunehmenden Fettanteil der Flammenzone widerspiegelt.

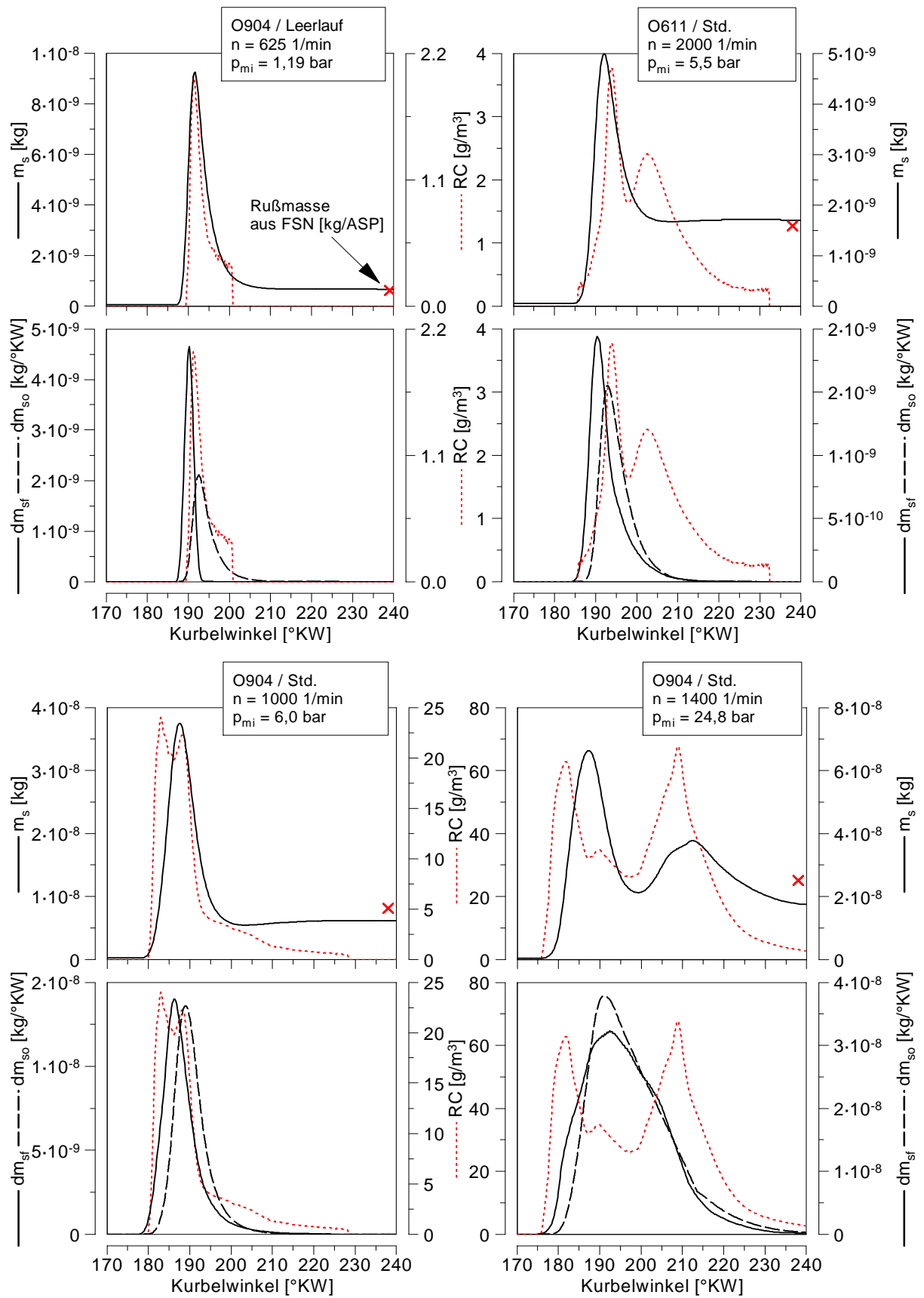


Abbildung 6.31: Gegenüberstellung der Zwei-Farben-Rußkonzentrationen (RC) und der mit dem Zweizonen-Modell berechneten Rußmassenverläufe (m_s) bzw. Rußbildungs- (dm_{sf}) und -oxidationsraten (dm_{so}) an 4 Messpunkten.

7 Schlussfolgerungen und Ausblick

In dieser Arbeit wurde die Verbrennung anhand von zwei DI-Dieselmotoren unterschiedlicher Klasse und Bauart mit Hilfe der Globalen Lichtleit-Messtechnik untersucht. Dabei wurde nach qualitativen und quantitativen Zusammenhängen zwischen den optischen Größen der GMT (Strahlungssignale an vier Wellenlängenstützstellen, Zwei-Farben-Temperatur und – Rußkonzentration) und den thermodynamischen Größen aus ein- und zweizoniger Druckverlaufsanalyse gesucht.

Die gestellten Fragen aus Kap. 4 konnten beantwortet werden. So wurde zwischen den optischen Signalen und den einzonigen thermodynamischen Größen keine quantitative Korrelation festgestellt. Die optischen Signale geben keine verlässliche Auskunft über den zeitlichen Verlauf oder die Intensität der Energiefreisetzung im Brennraum. Folglich kann die GMT die auf dem Zylinderdruck basierende thermodynamische Auswertung in keiner Weise ersetzen, diese jedoch sinnvoll erweitern.

Die Bandenstrahlung des OH-Radikals konnte in der vorgemischten Vorverbrennung und unmittelbar nach Brennbeginn der Hauptverbrennung detektiert werden; sie zeigte in diesem Bereich einen analogen Verlauf zu der Umsatzrate. Nach Einsetzen der Diffusionsverbrennung konnte die OH-Strahlung von der Kontinuumstrahlung jedoch nicht mehr unterschieden werden, wodurch die OH-Strahlung auch nicht zum Abgleich des OH-Konzentrationsverlaufes im dissoziierten Gas der verbrannten Zone des Zweizonen-Modells herangezogen werden konnte.

Die Zwei-Farben-Rußkonzentration ist ein qualitativer Anhaltswert für die im Brennraum vorhandene Rußmasse bzw. die Rußemission im Abgas. Ihr zeitlicher Verlauf und Absolutwert werden massiv von der optischen Messtechnik (Sondenposition, Sondenöffnungswinkel), den Annahmen bei der Zwei-Farben-Auswertung (konstante Rußdichte, konstanter Rußteilchendurchmesser...) und der unbekanntem Verteilung stark rußender, heißer Zonen im Brennraum beeinflusst.

Trotz des fehlenden quantitativen Zusammenhanges konnte die GMT wertvolle qualitative Informationen über die während der Verbrennung ablaufende Rußbildung liefern: so konnte beispielsweise der größte Vorteil bei der Absenkung der Rußemission durch angelagerte Nacheinspritzung dann erzielt werden, wenn die Rußbildung anhand des Rußstrahlungssignals in der Nachverbrennung minimiert wurde.

Nach dem Vergleich mit den Berechnungsgrößen des Zweizonen-Modells konnte eine Korrelation zwischen der Zwei-Farben-Temperatur und einer fetten Flammentemperatur bei $\lambda_{FF}=0,6$ gefunden werden. Aufgrund dieser Analogie kann davon ausgegangen werden, dass die Globale Lichtleit-Messtechnik hauptsächlich den in der fetten Flammenzone gebildeten Ruß erfasst.

Mit Hilfe der Zwei-Farben-Temperatur konnte der Einfluss des Restgases auf die fette Flammentemperatur evaluiert werden. Dadurch konnten auch bei hohem Restgasgehalt plausible Temperaturen für die Rußbildungsrate berechnet werden.

Anhand der Rußkonzentrationsverläufe wurde die umgekehrte Proportionalität zwischen der Bildung fetter Bereiche und der Turbulenzintensität im Brennraum gezeigt und für die Modellierung der an der Rußbildung teilnehmenden Kraftstoffmasse eingesetzt.

Die GMT besticht durch ihren einfachen Aufbau und die unkomplizierte Anwendbarkeit an Serienmotoren ohne jegliche Anpassung und ohne spezielle Forschungsumgebung. Wie in dieser Arbeit gezeigt, eignet sie sich u.a. gut für die qualitative Beurteilung der Rußkonzentrations- und Rußtemperaturverläufe im Brennraum z.B. bei Parametervariationen (Einspritzparameter, Einlassdrallvariation usw.). Zudem hat die GMT wertvolle Informationen für die Erstellung des vorgestellten phänomenologischen Schadstoffmodells geliefert, und damit eine 'optisch unterstützte' thermodynamische Analyse ermöglicht. Die Globale Lichtleit-Messtechnik kann damit als eine sinnvolle Ergänzung zur Indizierung betrachtet werden; sie kann diese aber auf gar keinen Fall ersetzen.

Das vorgestellte Zweizonen-Modell eignet sich zur kombinierten Berechnung der Stickoxid- und Rußemissionen bei DI-Dieselmotoren. Ausgehend von der Gaszusammensetzung im Zylinder aus Frischluft und Rauchgas kann mit dem Modell die Wärmefreisetzung anhand des indizierten oder berechneten Zylinderdruckverlaufs nulldimensional berechnet werden. Basierend auf einer detaillierten Beschreibung der kinetischen Turbulenzenergie wurde im Modellansatz die Zumischung zwischen der unverbrannten und verbrannten Zone außerhalb der Flammenzone phänomenologisch beschrieben. Im Gegensatz zu bekannten Ansätzen für einen solchen Massenaustausch bzw. das Luftverhältnis im Verbrannten bei Dieselmotoren [38, 39, 40, 93] unterliegt die Zumischfunktion keiner empirischen Einschränkung (eine Ausnahme bildet die Variation der Abgasrückführung am OM904, vgl. Kap. 6.1). Damit ist die Beschreibung des kalorischen Zustandes und einer charakteristischen Gaszusammensetzung im Verbrannten gelungen, worauf die Schadstoffberechnung basiert. Durch eine Aufteilung der verbrennenden Kraftstoffmasse wurde für die Rußbildung eine unterstöchiometrische Flammenzone beschrieben.

Die Abstimmung des neuen Schadstoffmodells auf die Versuchsträger erfolgte sukzessiv entlang zweier Hauptpfade: über den Abgleich der berechneten NO-Konzentrationen auf die NO_x-Messwerte im Abgas wurden die Turbulenzparameter und die Konstanten der Zumischfunktion abgestimmt. Im zweiten Schritt wurden die Einspritzturbulenzkonstante, die Parameter der Funktion f samt Premixed-Abschwächung und die Parameter der Rußbildungs- und -oxidationsrate so abgestimmt, dass der Fehler zwischen der berechneten und der im Abgas ermittelten Rußmasse minimal ist. Die Ergebnisse wurden mit bekannten Modellen verglichen.

Die Wiedergabe der gemessenen Stickoxidkonzentrationen durch das Modell im gesamten Betriebsbereich der Motoren kann als sehr gut beurteilt werden. Hervorzuheben ist die Belegung mit identischen Parametersätzen für beide Versuchsträger unterschiedlicher Bauart: damit war – im Unterschied zum Heider-Modell [1] – eine Vorausberechnung ohne Abstimmung an einen Messpunkt möglich. Die Richtigkeit der durchgeführten Korrektur der Zumischfunktion beim OM904-Aggregat bei AGR (s. Kap. 6.1) muss noch an weiteren Versuchsträgern mit ähnlich niedrigem Drallniveau validiert werden.

An seine Grenzen stößt die Zumischfunktion in Betriebspunkten mit sehr langem Zündverzug und niedriger Last, etwa im Leerlaufpunkt, bei dem die Abkühlung des Verbrannten durch die Zumischung zu gering ausfällt und dadurch zu hohe NO-Konzentrationen berechnet werden. Im Rahmen einer Weiterentwicklung des Modells sollte daher die Gemischaufbereitung vor der Verbrennung in Abhängigkeit der Turbulenz näher untersucht werden. Als Erstes könnte ein zündverzugabhängiges Flammenluftverhältnis in der Premixed-Verbrennung modelliert werden. Ein von $\lambda_F=1$ abweichendes und variables Luftverhältnis in der Vormischverbrennung wäre im Gegensatz zur Mischungsdominierten Diffusionsverbrennung durchaus denkbar, und könnte eine Zumischfunktion teilweise oder ganz ersetzen. Dabei sollte gleichzeitig die Koexistenz einer Diffusionsverbrennung von Beginn der Verbrennung an 'zugelassen' und an die Einspritzung bzw. Kraftstoffverdampfung gekoppelt werden.

Mit der einfachen Behandlung einer Vorverbrennung beim OM611 konnten an Standardlastpunkten gute Ergebnisse erzielt werden. Allerdings gelingt damit nicht die Wiedergabe von Effekten, die auf eine Interaktion zwischen dem eingespritzten Kraftstoff und einer Teilverbrennung zurückzuführen sind. Insbesondere kann mit dem Modell keine Rußbildung bei angelagerter Nacheinspritzung berechnet werden. Hierzu müsste das Zweizonen-Modell um weitere Zonen erweitert werden, die jeweils eine Teilverbrennung definieren.

Gegenüber einzonigen Ansätzen konnte ein klarer Vorteil der zweizonigen Berechnung der Rußemission gezeigt werden. Mit dem neuen Modell gelang es die Rußmassen bei Parametervariationen mit niedriger bis mittlerer Rußemission gut wiederzugeben. Probleme ergaben sich bei Messpunkten mit sehr hoher Rußmassenemission: diese Werte konnten mit dem Modell nicht zufriedenstellend nachvollzogen werden.

Als ein großer Unsicherheitsfaktor wird die Umrechnung der Schwärzungszahl in Rußmasse pro Arbeitsspiel bei stark rußenden Punkten angesehen. Bei einer Abstimmung auf gravimetrisch ermittelte Rußmassenemissionen kann von einer Verbesserung der Modellergebnisse ausgegangen werden; jedoch Ergebnisse wie bei der Stickoxidberechnung können von dem hier verwendeten einfachen empirischen Ansatz für die Rußmassenberechnung nicht erwartet werden.

Bei Betriebspunkten mit sehr hoher Rußemission stößt auch das Zweizonen-Modell an seine Grenzen. Der exponentielle Anstieg der Rußmasse wird deutlich zu niedrig berechnet. Offensichtlich gelangt der gebildete Ruß bei diesen Messpunkten zunehmend in Bereiche ohne Sauerstoff, wo er nicht mehr oxidieren kann. Abhilfe könnte hier die Entwicklung einer 'statistischen Verteilungsfunktion' der Sauerstoffmasse in der verbrannten Zone leisten, indem eine Luftverhältnisschwankung innerhalb des Verbrannten zugelassen wäre. So könnte bei niedrigem lokalem Luftverhältnis die Rußoxidation überproportional reduziert werden.

Zusätzlich sollte in diesen Zonen eine 'sekundäre Rußbildung' beschrieben werden. Unumgänglich hierzu wäre die verbesserte Modellierung der Kraftstoffverdampfung und die Beschreibung einer Einspritzstrahl-Brennraumwand-Interaktion, in der der Auftrag (bzw. das Abdampfen) des eingespritzten Kraftstoffs auf die (bzw. von der) Brennraumwand modelliert werden müsste. Gerade die in diesen Bereichen ablaufenden physikalischen und chemischen Vorgänge beeinflussen die Rußemission im DI-Dieselmotor entscheidend. Die zentrale Schwierigkeit stellt dabei die phänomenologisch korrekte Abbildung und anschließende Validierung solcher neuen Modellbausteine dar.

Mit dem vorgestellten Rußmodell konnte trotz der diskutierten Probleme die Forderung nach besseren Stickoxidbildungsmodellen für Betriebsbereiche mit AGR und neuen Ansätze zur einer Abschätzung der Rußemission [28] genüge getan werden. Insbesondere mit der richtigen Abbildung der Restgasmasse und ihrer Auswirkung auf die Schadstoffbildung im Zylinder wurden die Voraussetzungen für die Berechnung des Ruß-/NO_x-Trade-Off geschaffen, wenn auch zur Steigerung der Voraussagefähigkeit des Modells noch weitere Anstrengungen unternommen werden müssen.

Mit der kombinierten Schadstoffberechnung eröffnet sich die Möglichkeit, durch Anbindung des Modells an eine bewährte einzonige Arbeitsprozessrechnung verschiedene Parametervariationen automatisiert im Voraus zu rechnen. Diese zeit- und kostensparende Vorgehensweise ist gerade in einer Zeit rasant wachsender Parameteranzahl bei modernen DI-Dieselmotoren von Nutzen. Eine alternative Anwendungsmöglichkeit der einzelnen Modellbausteine könnte auch die Einbindung derer in 3D-Verbrennungsmodelle sein [94].

Anhang

A.1 Technische Daten der Einzylinderaggregate OM904 und OM611

Motortyp	EZ OM904 LA	EZ OM611 BS 3
Hubraum (1 Zylinder)	1062,2 cm ³	537,7 cm ³
Hub	130 mm	88,4 mm
Bohrung	102 mm	88,0 mm
Pleuellänge	215 mm	149 mm
Desachsierung	0 mm	0 mm
Verdichtungsverhältnis (geom.)	18 : 1	18 : 1
Verdichtungsverhältnis (thermodyn.)	17,0 : 1	16,6 : 1
Ventile pro Zylinder / Anzahl der EV	3 / 2	4 / 2
Ventiltrieb	Zahnrad/OHV/Stößel	Zahnriemen/OHV/DOHC
EV- / AV-Durchmesser	34 / 38 mm	30,2 / 28,4 mm
max. Einlassventilhub	10,3 mm	8 mm
Auslassventil öffnet (0 mm)	59 v. UT	45 v. UT
Einlassventil öffnet (0 mm)	18 v. OT	25 v. OT
Auslassventil schließt (0 mm)	14 n. OT	30 n. OT
Einlassventil schließt (0 mm)	18 n. UT	57 n. UT
Drallniveau DRZUT ohne / mit EKAS	0,6 / -	2,6 / 7,1
Einspritzsystem	PLD	CR
max. Einspritzdruck	2000 bar (Einspritzdüse)	1350 bar
Einspritzdüsenlage	mittig / senkrecht	mittig / senkrecht
Einspritzdüse	DLLA 147 PV 3	DSL A 156 P 736
Spritzlochanzahl	6 (Minisackloch)	6 (Sitzloch)
Spritzlochdurchmesser	172 µm	164 µm
Spritzlochkonizität <i>K</i> [-]	0	0,5
Hydraulischer Durchfluss	511 cm ³ / 30 s / 100 bar	440 cm ³ / 30 s / 100 bar
Injektor-Überstand, Zylinderkopfebene	2,5 mm	2,7 mm
Kolbenmuldenart	Omega-Mulde	Omega-Mulde
Muldendurchmesser	73,3 mm	43,7 mm
Muldentiefe	13,1 mm	13,9 mm
Ausliterwert	46,9 cm ³	21,9 cm ³
Nennleistung (Vollmotor)	90 / 100 / 125 kW	92 kW
bei Drehzahl (Vollmotor)	2300 1/min	4200 1/min
max. Drehmoment (Vollmotor)	470 / 520 / 630 Nm	300 Nm
Abregeldrehzahl (Vollmotor)	2500 1/min	4700 1/min
max. eff. Mitteldruck (Vollmotor)	13,9 / 15,4 / 18,6 bar	17,5 bar
max. Zünddruck	160 bar	145 bar

A.2 Indiziermesstechnik am OM904 und OM611

Aggregat	OM904	OM611
Kurbelwinkelgeber - Auflösung	Kistler 2613 B 0,1 °KW	Kistler 2613 B 0,1 °KW
Zylinderdrucksensor - Sensorart - Messbereich - Kühlung - Einbauart	Kistler 6043 Asp piezoelektrisch 0 ... 250 bar Kühlflüssigkeit mit Schusskanal	Kistler 6061 B piezoelektrisch 0 ... 250 bar Kühlflüssigkeit bündig mit Zylinderkopf
Aufnehmer im Einlasskanal - Sensorart - Messbereich	Kistler 4045A5V39 piezoresistiv 0 ... 5 bar	Kistler 4045A5V39 piezoresistiv 0 ... 5 bar
Aufnehmer im Auslasskanal - Sensorart - Messbereich - Umschaltadapter	Kistler 4075A10V39 piezoresistiv 0 ... 10 bar Kistler Z 16994	Kistler 4075A10V39 piezoresistiv 0 ... 10 bar Kistler Z 16994
Nadelhubsensor - Einbauart	Hall-Aufnehmer im Düsenhalter integriert	-
Injektorstrom-Messzange - Empfindlichkeit	-	FLUKE 80i-110s 10 - 100 mV/A
Sensor in der Kraftstoffleitung - Sensorart - Messbereich - Einbauart	Kistler 4067 A 2000 piezoresistiv 0 ... 2000 bar im Bridenadapter	-

Tabelle A.2.1 Verwendete Indiziersensorik mit den wichtigsten Eigenschaften

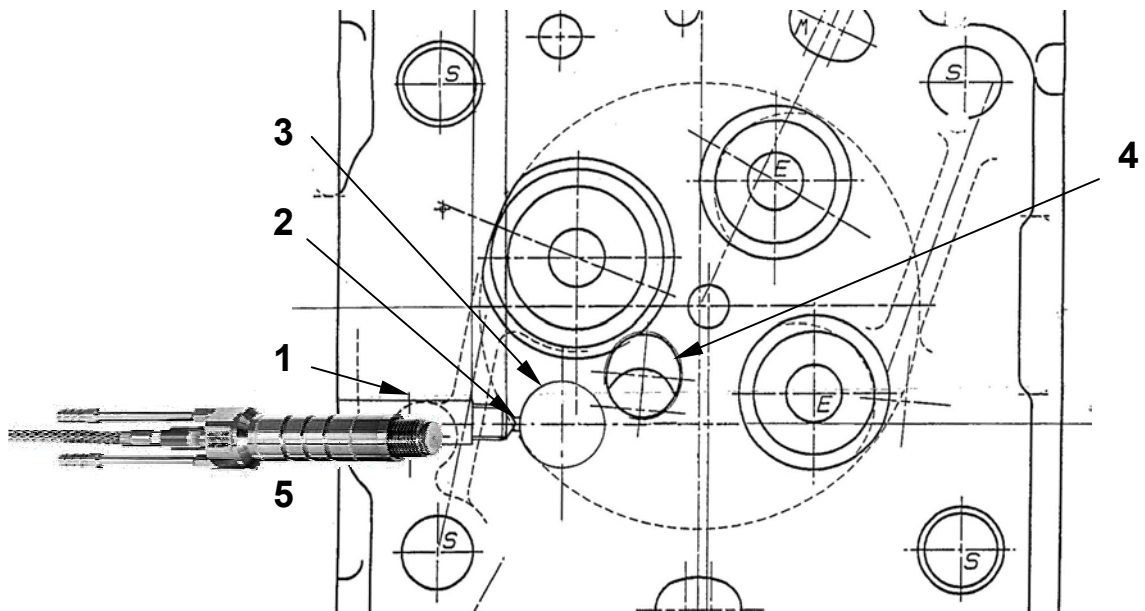


Abbildung A.2.1 Position des Quarzdrucksensors Kistler 6043Asp (5) im Zylinderkopf des OM904

- 1 – Bohrung für den Quarzdrucksensor
- 2 – Schusskanal
- 3 – Aussparung an der Stelle der Konstantdrossel
- 4 – Bohrung für die optische Sonde

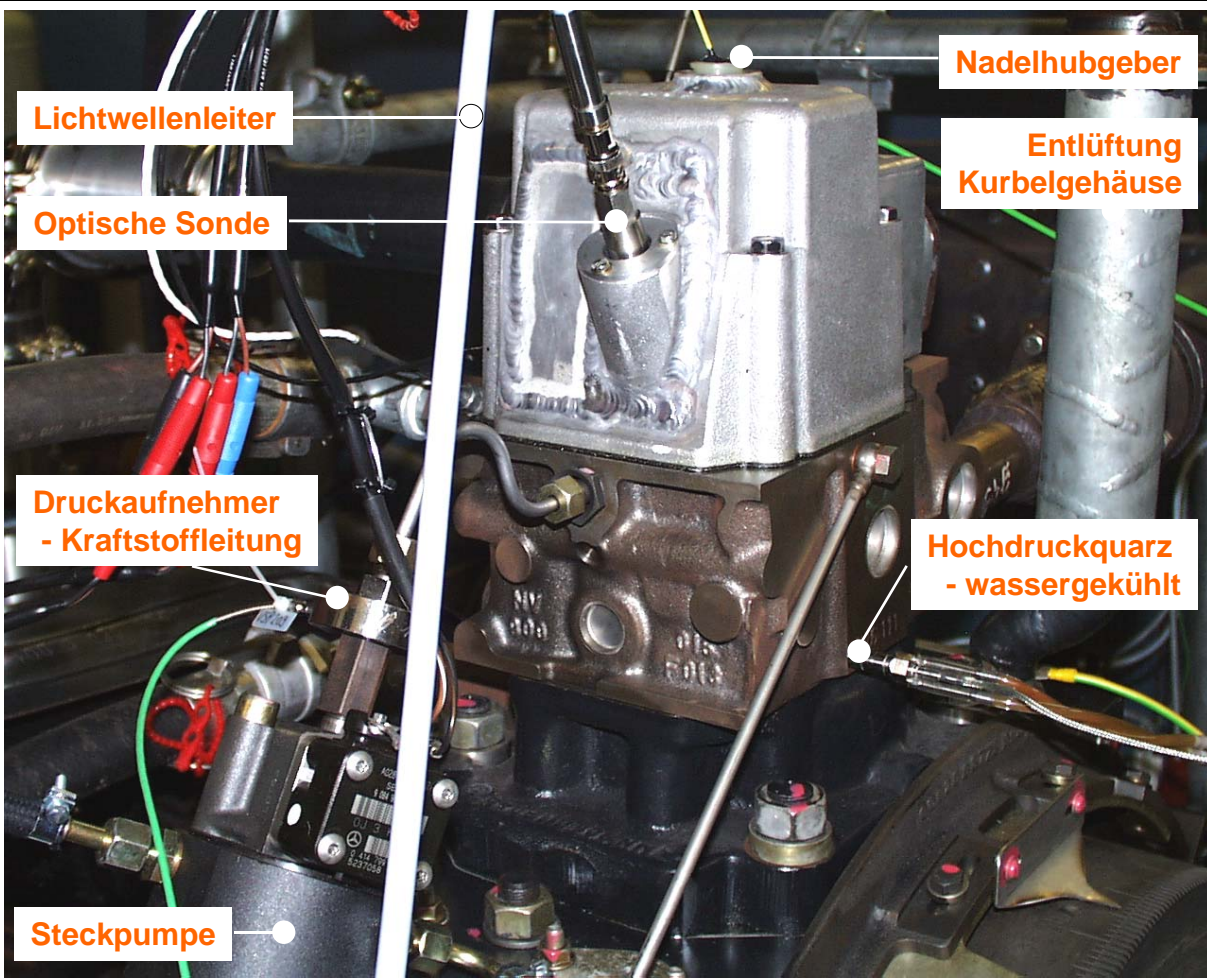


Abbildung A.2.2 Detailansicht des OM904 am Motorenprüfstand

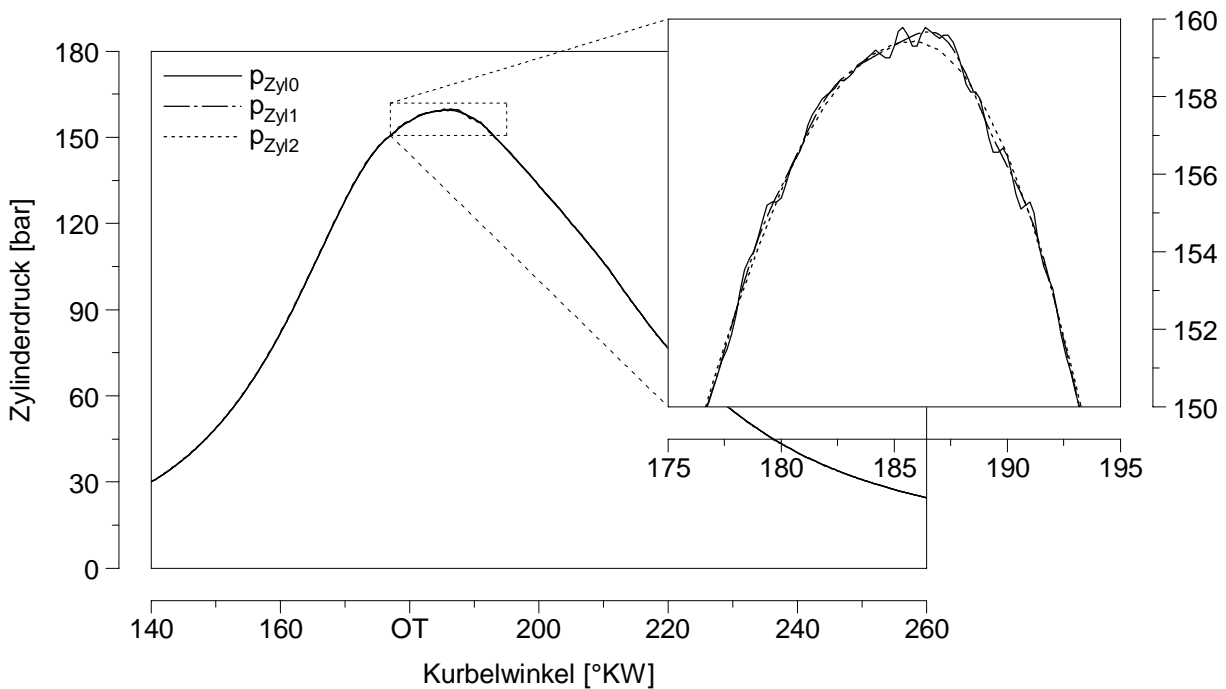


Abbildung A.2.3 Glättung des indizierten Zylinderdruckverlaufs am Beispiel des Vollastpunktes bei $n = 1800$ 1/min am OM904. p_{Zyl0} : indiziert mit der Auflösung 0.2 °KW, Nulllinienkorrektur mit Polytropenmethode. p_{Zyl1} : tiefpassgefiltert für die Berechnung des Heizverlaufs. p_{Zyl2} : geglättet über Langrange-Polynome für die einzonige Druckverlaufsanalyse, Nulllinienkorrektur über Brennverlauf.

A.3 Übertragungsverhalten des Photomultipliers

Die Überprüfung der Empfindlichkeit des Photomultipliers erfolgte mit Hilfe einer geeichten Quarzhalogenlampe, die auch im ultravioletten Spektrum bis 250nm emittiert. Es wurde mit Hilfe der Variation des Abstandes r zwischen Strahlungsquelle und optischer Sonde die auf die Sondenoberfläche einfallende Bestrahlungsstärke E_e variiert, und dabei angenommen, dass diese umgekehrt proportional zur Kugeloberfläche ist ($E_e \sim 1/r^2$). Gleichzeitig wurde bei konstantem Abstand die Verstärkereinstellung in feinen Stufen verändert. So erhält man eine Oberfläche der Photomultiplier-Ausgangsspannung, aufgespannt über Verstärkereinstellung und Bestrahlungsstärke:

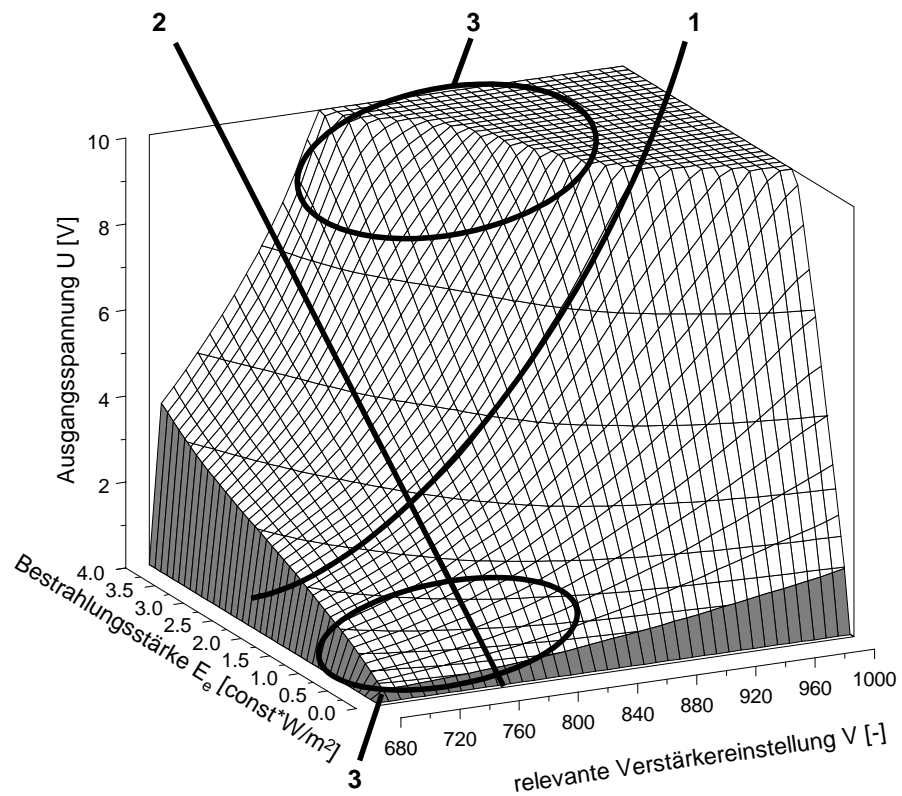


Abbildung A.3.1 Empfindlichkeit des eingesetzten Photomultipliers R7400U-03 mit der exponentiellen Abhängigkeit von der Verstärkereinstellung V (1), dem linearen Verhalten über der eintretenden Bestrahlungsstärke (2) und den Bereichen mit Abweichungen von der Linearität (3)

Aus dem konstruktiven Aufbau (7 nachgeschaltete Dynoden) resultiert der durch den Hersteller angegebene Zusammenhang für die Empfindlichkeit mit $\sim \text{const} \cdot V^7$. Bei Vernachlässigung der nichtlinearen Bereiche konnte aus der Kalibriermessung eine mittlere Proportionalität mit folgender Beziehung festgestellt werden:

$$\frac{U}{E_e} = \text{const} \cdot V^{6,46} \quad (\text{Gl. A.3.1})$$

A.4 Kalibrierung der Globalen Lichtleit-Messtechnik

Zur Kalibrierung der gesamten optischen Messkette wurde eine Wolframbandlampe mit einem Quarzfenster aus Ultrasil verwendet, die auf eine schwarze Temperatur von 2394 K bei einer Schwerpunktwellenlänge von 650 nm geeicht wurde. Die Stromversorgung erfolgte durch ein Präzisionsnetzgerät, ausgerüstet mit einer Konstantstrom- und Konstantspannungsregelung. Die Steuerung des Ein- und Ausschaltvorganges erfolgte vollautomatisch per Software.

Der Aufbau der Kalibriervorrichtung ist in der nachfolgenden Abbildung dargestellt.

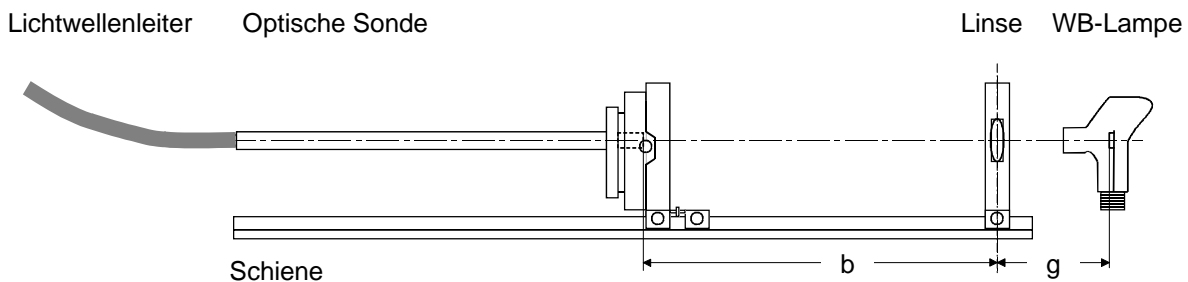


Abbildung A.4.1 Aufbau zur Kalibrierung der GMT-Messkette

Über eine symmetrisch abbildende Bikonvexlinse mit einer Brennweite von 50 mm wird das glühende Wolframband der Normallampe so auf das Fenster der Sonde abgebildet, dass es vollständig mit dem Bild des Wolframbandes bedeckt wird. Über die Gesetze der geometrischen Optik lassen sich die erforderlichen Abstände ermitteln, um die geforderten Bedingungen erfüllen zu können [21]:

$$g = F \cdot \left(1 + \frac{y}{y'} \right) \quad (\text{Gl. A.4.1})$$

$$b = \frac{F \cdot g}{g - F} \quad (\text{Gl. A.4.2})$$

mit:

Brennweite der Linse	F [m]
Gegenstandsweite	g [m]
Bildweite	b [m]
Breite des Glühbandes	y [m]
Breite der Abbildung des Glühbandes.....	y' [m]

Nach dem Hochfahren der Kalibrierlampe wird für jeden Filter (Wellenlänge) die Ausgangsspannung der Photodioden für die gesamte Verstärkungsskala mit feiner Auflösung automatisch aufgezeichnet.

Für die Auswertung der Kalibriermessungen wird zunächst die spektrale Strahldichte bei den diskreten Wellenlängen bestimmt. Dazu wird die wahre Temperatur des Wolframbandes bestimmt, indem man die Strahldichte eines Schwarzen Körpers bei der

Schwerpunktwellenlänge von 650 nm der Strahldichte des Wolframbandes gleich setzt. Es gilt:

$$L_{e\lambda} = \tau(\lambda') \cdot \varepsilon_n(\lambda', T) \cdot \frac{c_1}{\Omega_0 \cdot \pi \cdot \lambda'^5} \cdot \exp\left[-\frac{c_2}{\lambda' \cdot T}\right] = \frac{c_1}{\Omega_0 \cdot \pi \cdot \lambda'^5} \cdot \exp\left[-\frac{c_2}{\lambda' \cdot T_S(\lambda')}\right] \quad (\text{Gl. A.4.3})$$

mit:

- Schwerpunktwellenlänge..... $\lambda' = 650 \text{ nm}$
- Schwarze Temperatur bei der Schwerpunktwellenlänge..... $T_S = 2394 \text{ K}$
- Durchlässigkeit des Quarzglas „Ultrasil“ $\tau = 0,92$ -
- Normaler spektraler Emissionsgrad von Wolfram bei 650 nm..... $\varepsilon_n = 0,429$ -

Löst man die Gl. A.4.3 nach der wahren Temperatur T auf, so ergibt sich:

$$T = \frac{1}{\frac{\lambda}{c_2} \cdot [\ln \tau(\lambda') + \ln \varepsilon_n(\lambda', \tau)] + \frac{1}{T_S(\lambda')}} \quad (\text{Gl. A.4.4})$$

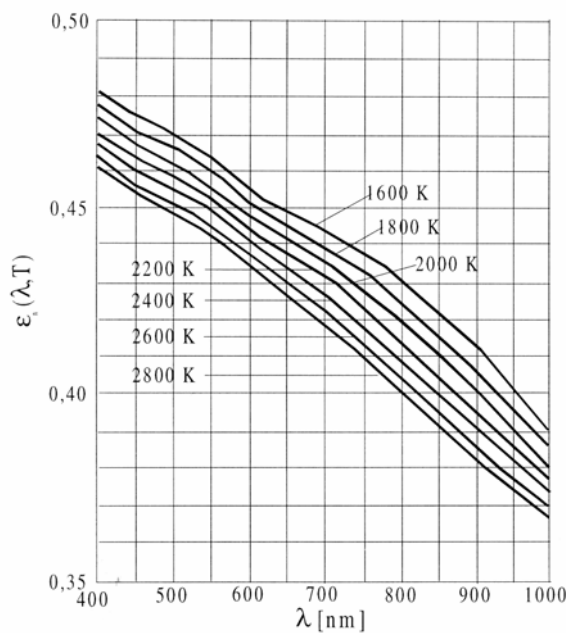


Abbildung A.4.2 Emissionsgrad von Wolfram im sichtbaren Bereich [21]

Da der Emissionsgrad von Wolfram selbst von der Temperatur abhängt, ist für die Bestimmung der wahren Temperatur eine Iteration notwendig. Dazu wird als Startwert von ε_n der Wert $\varepsilon_n(T_S)$ aus Abbildung A.4.2 eingesetzt.

Über die so ermittelte wahre Temperatur können unter Annahme einer wellenlängenunabhängigen Durchlässigkeit des Quarzglas die wahren Kalibrierstrahldichten der Wolframbandlampe bei den untersuchten diskreten Wellenlängen bestimmt werden.

$$L_{e\lambda, WB} = \tau(\lambda') \cdot \varepsilon_n(\lambda', T) \cdot \frac{c_1}{\Omega_0 \cdot \pi \cdot \lambda'^5} \cdot \exp\left[-\frac{c_2}{\lambda' \cdot T}\right] \quad (\text{Gl. A.4.5})$$

mit:

- Strahldichte des Wolframbandes $L_{e\lambda, WB} [\text{W/m}^3\text{sr}]$

Unter Berücksichtigung der Gesetze der geometrischen Optik lassen sich nun aus den ermittelten Kalibrierstrahldichten die Kalibrierstrahlungsflüsse bestimmen, die auf die Brennräume-sonde einwirken. Es gilt:

$$\Phi_{kal} = \pi \cdot L_{e\lambda, WB} \cdot \sin^2 \beta \cdot \left(\frac{y}{y'}\right)^2 \cdot A_{LL} \cdot \Delta\lambda \quad (\text{Gl. A.4.6})$$

mit:

Kalibrierstrahlungsfluss.....	Φ_{kal} [W/sr]
Halber Einstrahlwinkel auf die Brennraumsonde	β [°]
Breite des Wolframbandes	y [m]
Breite der Abbildung auf die Sonde.....	y' [m]
Fläche eines Lichtwellenleiters.....	A_{LL} [m ²]
Halbwertsbereich des optischen Filters.....	$\Delta\lambda$ [m]

Ausgehend von den so ermittelten Kalibrierstrahlungsflüssen für jede Wellenlänge, wird nun über Gleichung A.4.7 ein Zusammenhang zwischen den im Motor gemessenen Ausgangsspannungen und den Kalibrierspannungen bei gleicher Verstärkereinstellung hergestellt.

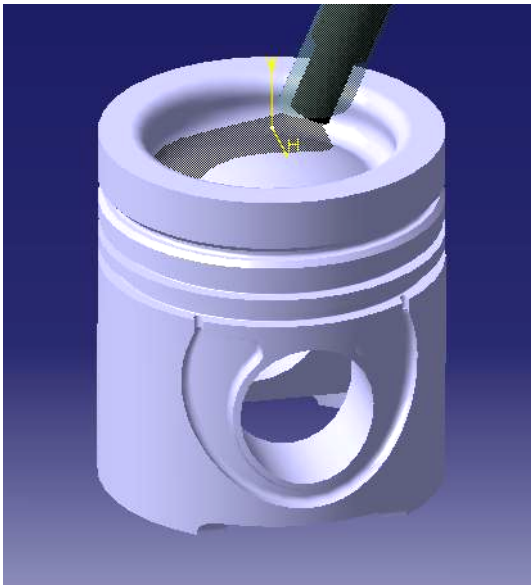
$$\Phi = \Phi_{kal} \cdot \frac{U}{U_{kal}} \quad (\text{Gl. A.4.7})$$

mit:

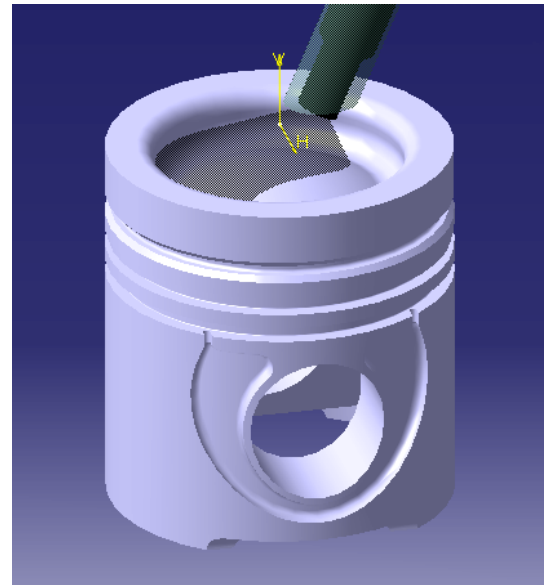
Berechneter gemessener Strahlungsfluss.....	Φ [W/sr]
Gemessene Ausgangsspannung	U_i [V]
Gemessene Kalibrierspannung	$U_{kal,i}$ [V]

Da anzunehmen ist, dass durch Fertigungstoleranzen die Teilung des Lichtes in die Arme des LWL nicht exakt gleich erfolgt, wurde jeder Arm nur für eine bestimmte Wellenlänge kalibriert und auch nur für die Messung bei dieser Wellenlänge eingesetzt.

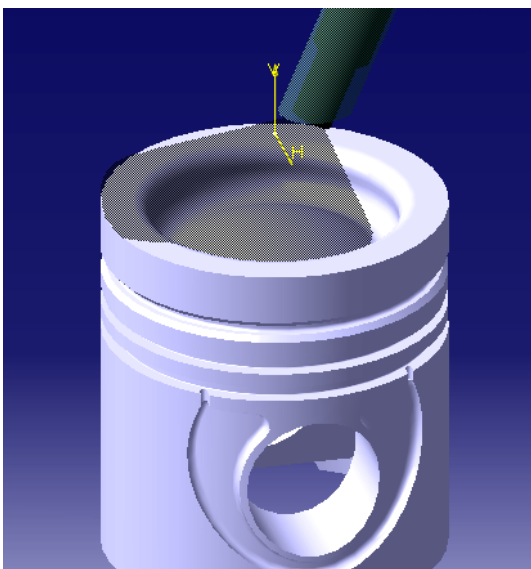
A.5 Optisch erfasste Volumina bei OM904 und OM611



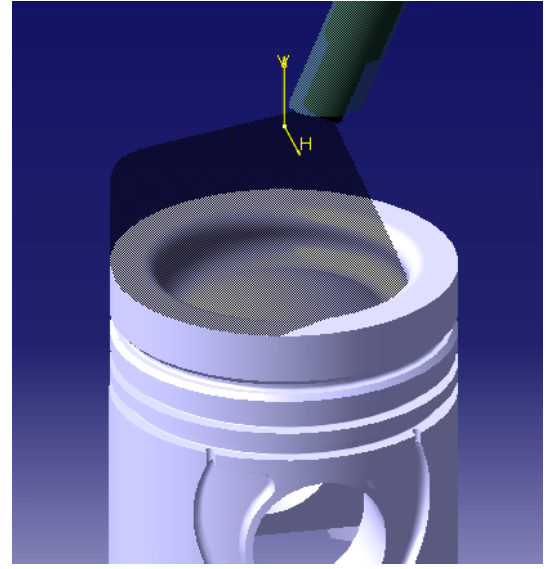
OM904: Kolbenposition in OT



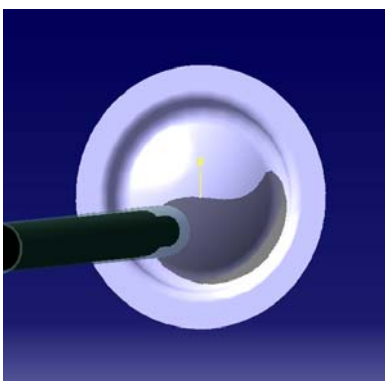
Kolbenposition 20°KW n. OT



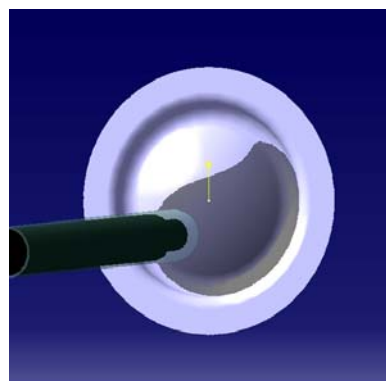
Kolbenposition 40°KW n. OT



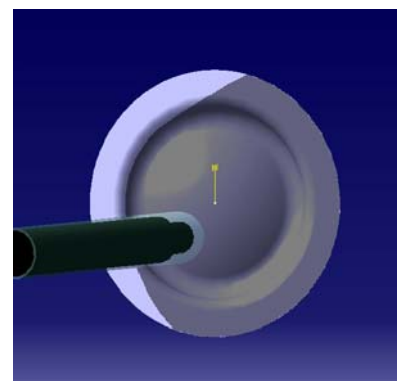
Kolbenposition 60°KW n. OT



Draufsicht in OT



20°KW n. OT



60°KW n. OT



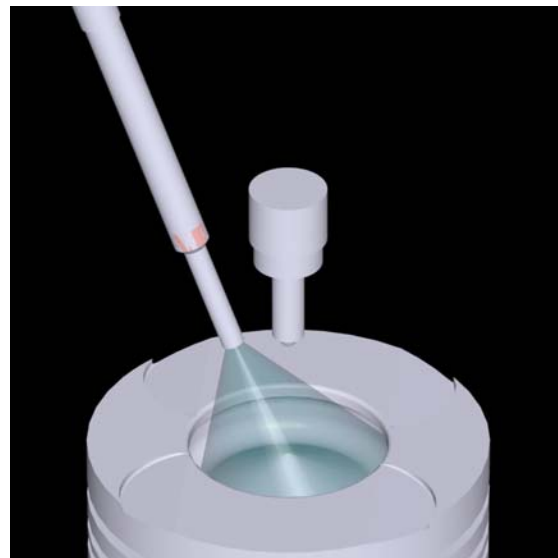
OM611: Kolbenposition in OT



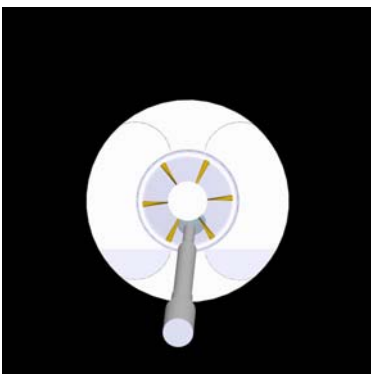
Kolbenposition 20°KW n. OT



Kolbenposition 40°KW n. OT



Kolbenposition 60°KW n. OT



Draufsicht in OT



Kolbenposition 20°KW n. OT



Kolbenposition 60°KW n. OT

A.6 Exponentieller Ansatz für die Sondenverrußung

In Anlehnung an [58] kann die Durchlässigkeit für die Strahlung nach dem Beer-Lambertschen Ansatz im Falle eines kontinuierlichen Rußbeschlags C auf das optische Fenster wie folgt formuliert werden:

$$L_{e\lambda,m} = L_{e\lambda} \cdot \exp[-A_a \cdot C \cdot N] \quad (\text{Gl. A.6.1})$$

mit:

gemessene Strahldichte.....	$L_{e\lambda,m}$ [W/m ³ sr]
auf tretende Strahldichte.....	$L_{e\lambda}$ [W/m ³ sr]
Massenabsorptionsquerschnitt.....	A_a [m ² /kg]
Rußauftrag pro Zyklus.....	C [kg/m ²]
Anzahl der gefeuerten Zyklen.....	N [-]

Die gesuchte Größe C kann im logarithmischen Diagramm aus der Steigung der im Diagramm dargestellten Geraden – die über die in einem Zeitraum aufgenommenen Messpunkte gelegt wird – bestimmt werden. Für diese exponentielle Abnahme der gemessenen Strahldichte kann auch geschrieben werden:

$$L_{e\lambda,m} = L_{e\lambda} \cdot \exp[-C^* \cdot t] \quad (\text{Gl. A.6.2})$$

mit:

Konstante für die Sondentrübung.....	C^* [1/s]
Zeit seit Feuerbeginn.....	t [s]

Anstatt der Strahldichten kann mit Hilfe der aufgezeichneten Spannungen aus den Lichtsignalen Gl. A.6.2 wie folgt umgeschrieben werden:

$$U_s = U_m \cdot \exp[C^* \cdot t] \quad (\text{Gl. A.6.3})$$

mit:

zum Zeitpunkt t gemessene Spannung.....	U_m [V]
Spannung, die man mit sauberer Sonde messen würde.....	U_s [V]

Da die Exponentialfunktion durch zwei Punkte eindeutig bestimmt ist, benötigt man zur Berechnung der Konstanten C^* die Kalibrierspannung die vor der Messung mit sauberer Sonde gemessen wurde sowie die nach der bekannten Zeit gemessene Kalibrierspannung mit trüber Sonde. Die Bestimmungsgleichung für C^* lautet dann:

$$C^* = \frac{1}{t_{ges}} \cdot \ln \left[\frac{U_s}{U_t} \right] \quad (\text{Gl. A.6.4})$$

mit:

Kalibrierspannung bei saubererer Sonde.....	U_s [V]
Kalibrierspannung bei trüber Sonde.....	U_t [V]
Zeit während der Befuerung des Motors.....	t_{ges} [s]

Für einen beliebigen Verbrennungszyklus innerhalb einer Messung kann damit die 'effektive Kalibrierspannung' berechnet werden:

$$U_{kal,eff} = U_s \cdot \exp\left[-\frac{1}{t_{ges}} \cdot \ln\left[\frac{U_s}{U_t}\right] \cdot \left(t_{FB_MB} + ASP \cdot \frac{60 \cdot 2}{n}\right)\right] \quad (\text{Gl. A.6.5})$$

mit:

effektive Kalibrierspannung für das betrachtete Arbeitsspiel $U_{kal,eff}$ [V]
 Zeit zwischen Feuerbeginn und Messbeginn t_{FB_MB} [s]
 Nummer des Arbeitsspieles ASP [s]
 Drehzahl n [1/min]

Es ist zu beachten, dass Gleichung A.6.5 für die Annahme gilt, dass eine exponentielle Abnahme der Durchlässigkeit der Sonde mit einem konstanten C^* vorliegt. Dies setzt voraus, dass die Rußschicht pro Arbeitsspiel um eine konstante Schichtdicke wächst, was näherungsweise nur bei einem stationären Betriebspunkt der Fall ist. Für jeden Messpunkt, z.B. innerhalb einer Parametervariation, muss also ein neues C^* bestimmt werden.

A.7 Einspritzverlaufsrechnung

Bezeichnung Einspritzdüse	DLLA 147 PV 3
Spritzlochdurchmesser	0,172 mm
Hydraulischer Durchfluss	1022,7 cm ³ / 30s / 400 bar
Effektiver Durchflussquerschnitt	0,11077 mm ²
maximaler Nadelhub	0,23 mm
Masse der Düsennadel	6,8 g
Federsteifigkeit	204000 N/m
Federvorspannkraft	219 N
Nadelöffnungsdruck	251 bar
Nadel-Schließbeginndruck	211,6 bar
Nadel-Schließenddruck	174,3 bar
Volumen des Düsenvorraumes	53,3·10 ⁻⁹ m ³
Querschnittsfläche der Düsennadel	12,57·10 ⁻⁶ m ²
Mittlere Querschnittsfläche der Kraftstoffleitung	2,55·10 ⁻⁶ m ²
Abstand zwischen Drucksensor und Düsenvorraum	349·10 ⁻³ m

Tabelle A.7.1 Ergänzende Daten der OM904-Einspritzdüse

Stoffgröße für Diesel

Berechnungsgleichung

Schallgeschwindigkeit [m/s]

$$a = 5 \cdot 10^{-6} \cdot p - 2,963 \cdot t + 1403,7$$

Dichte des Dieselkraftstoffs [kg/m³]

$$\rho = 6 \cdot 10^{-7} \cdot p - 0,75 \cdot t + 865$$

Kompressibilitätsmodul [N/m²]

$$E = 10,83 \cdot p - 7436709,58 \cdot t + 1663861617$$

Tabelle A.7.2 Stoffgrößen als Funktionen der Temperatur t [°C] und des Druckes p [Pa], ermittelt aus Diagrammen nach [69].

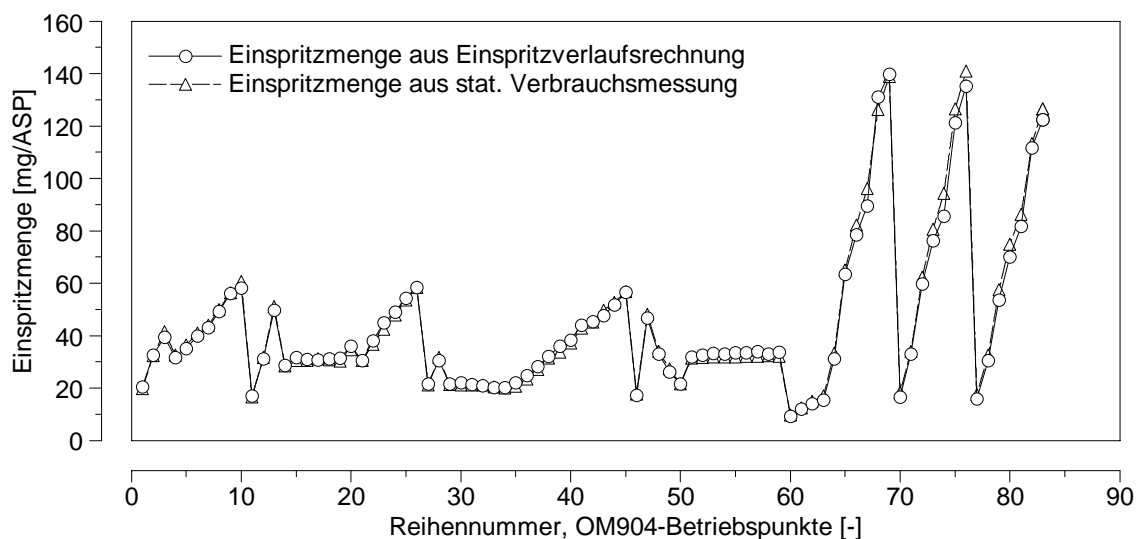


Abbildung A.7.1 Vergleich der aus stationärer Verbrauchsmessung und Einspritzverlaufsrechnung ermittelten Kraftstoffmengen pro Arbeitsspiel in einigen Messpunkten am OM904 im gesamten Last- und Drehzahlbereich des Motors

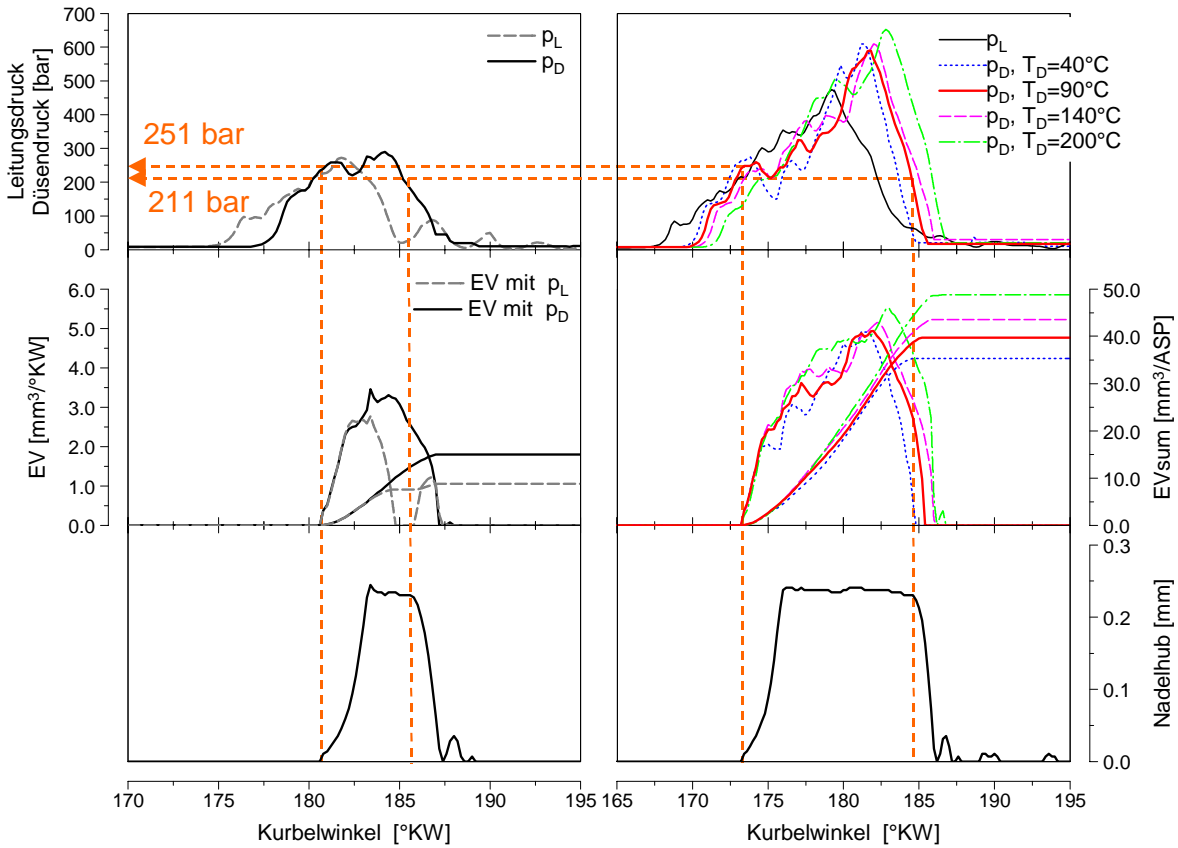


Abbildung A.7.2 Links: $n = 1400$ 1/min, $p_{mi} = 2,1$ bar – Vergleich der aus dem Leitungsdruck und dem Düsendruck ermittelten Einspritzverläufe (EV) und Einspritzmengen (EV_{sum}). Mit dem berechneten Düsendruck wird der Nadel-Öffnungsdruck (251 bar) und der Nadel-Schließbeginndruck (211 bar) gut getroffen. Bei der Berechnung mit dem Leitungsdruck ist der Einspritzverlauf unplausibel. Extremfall: er wird bei geöffneter Nadel 'unterbrochen'. Rechts: $n = 1400$ 1/min, $p_{mi} = 6,2$ bar – die Variation der mittleren Temperatur in der Kraftstoffleitung ergibt einen plausiblen Bestwert bei $t_{Diesel} = 90^\circ\text{C}$.

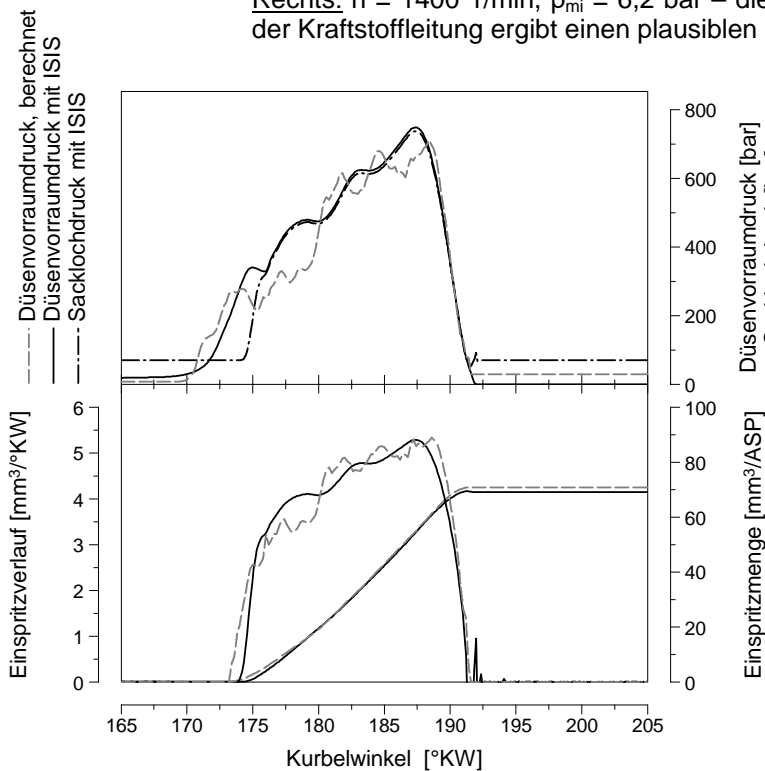


Abbildung A.7.3 Vergleich des am OM904 berechneten Einspritzverlaufes mit dem Ergebnis der eindimensionalen Einspritzverlaufsrechnung mit ISIS, $n = 1400$ 1/min. Unterschied: ISIS simuliert den gesamten Einspritzpfad ab der Einspritzpumpennocke bis zum Sackloch der Einspritzdüse, wobei mit konstanten Stoffwerten und konstantem Gegenruck (Zylinderdruck) gerechnet wird. Der errechnete Druck in der Kraftstoffleitung bzw. im Düsenvorraum ergibt einen berechneten Nadelhub und den Einspritzverlauf. Die Einspritzverlaufsrechnung in dieser Arbeit basiert hingegen auf dem 'tatsächlichen' Leitungs- und Zylinderdruck sowie Nadelhub.

$$\Delta t = \frac{(1,5267 \cdot 10^{-3} \cdot p_{rail} + 0,8824) \cdot \tau_{0-1} \cdot (6,667 \cdot AD - 3,14) \cdot 2000}{n} - AD \quad (\text{Gl. A.7.1})$$

mit:

Verzugszeit.....	Δt [ms]
Raildruck.....	p_{rail} [bar]
Einspritzverzugszeit	τ_{0-1} [ms]
Ansteuerdauer	AD [ms]
Drehzahl	n [1/min]

Gleichung A.7.1 gibt für eine Einspritzverlaufsrechnung ohne Vorgabe der Einspritzmenge den Zeitverzug zwischen dem Ende der Ansteuerdauer und dem Beginn des Einspritzverlaufsabfalls des OM611-Injektors an (vgl. Abb. 3.12).

A.8 Messdatenbasis

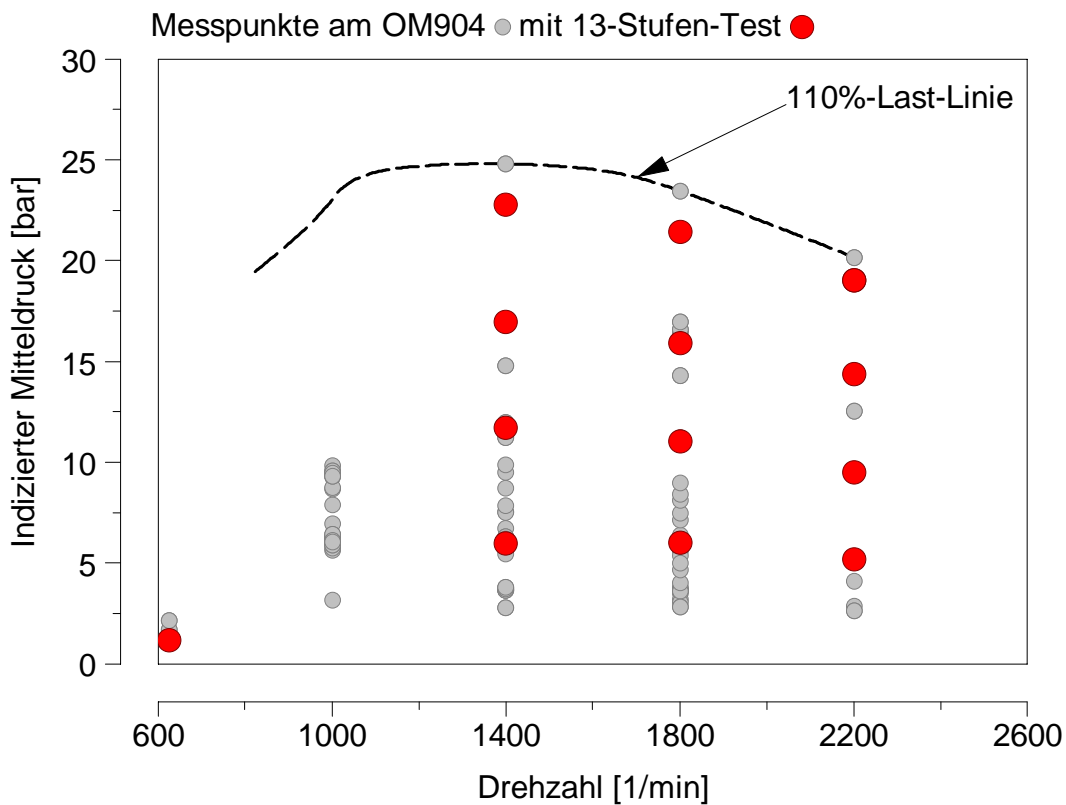


Abbildung A.8.1 Messdatenbasis am OM904 mit 105 Messpunkten (inkl. Messreihen bei konstantem indiziertem Mitteldruck - senkrecht zur Diagrammebene)

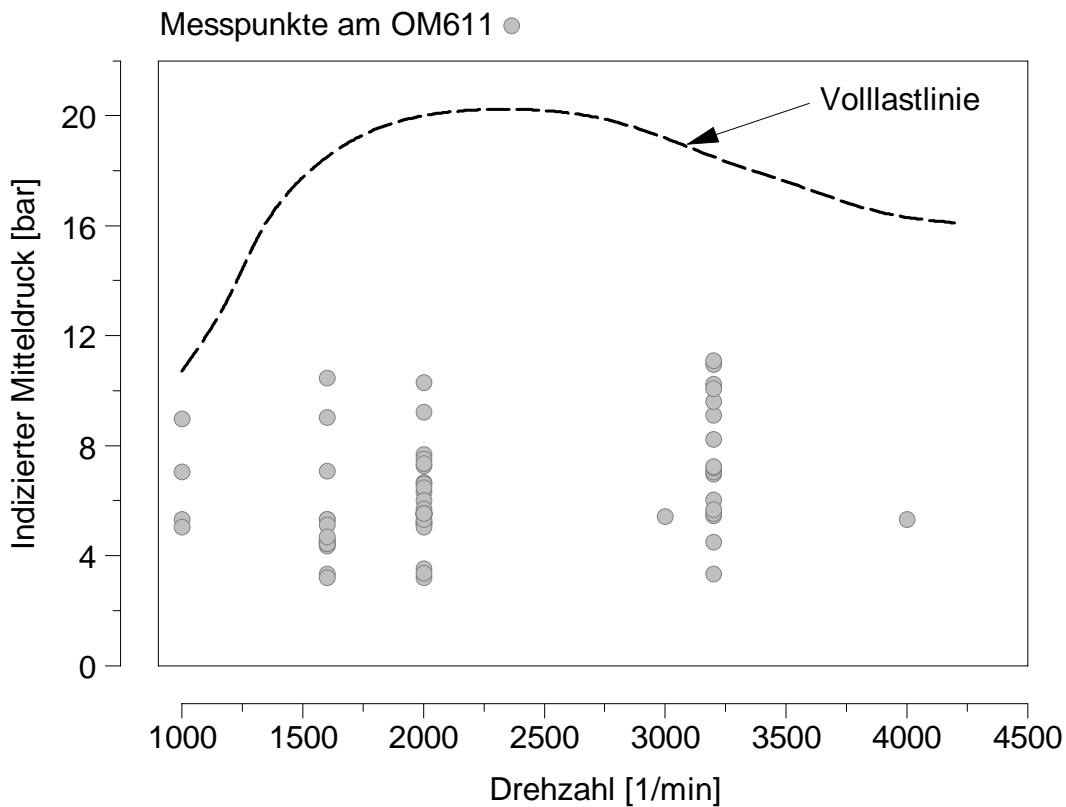


Abbildung A.8.2 Messdatenbasis am OM611 mit 70 Messpunkten

A.9 Einfluss der Turbulenzparameter auf die Turbulenzgeschwindigkeit

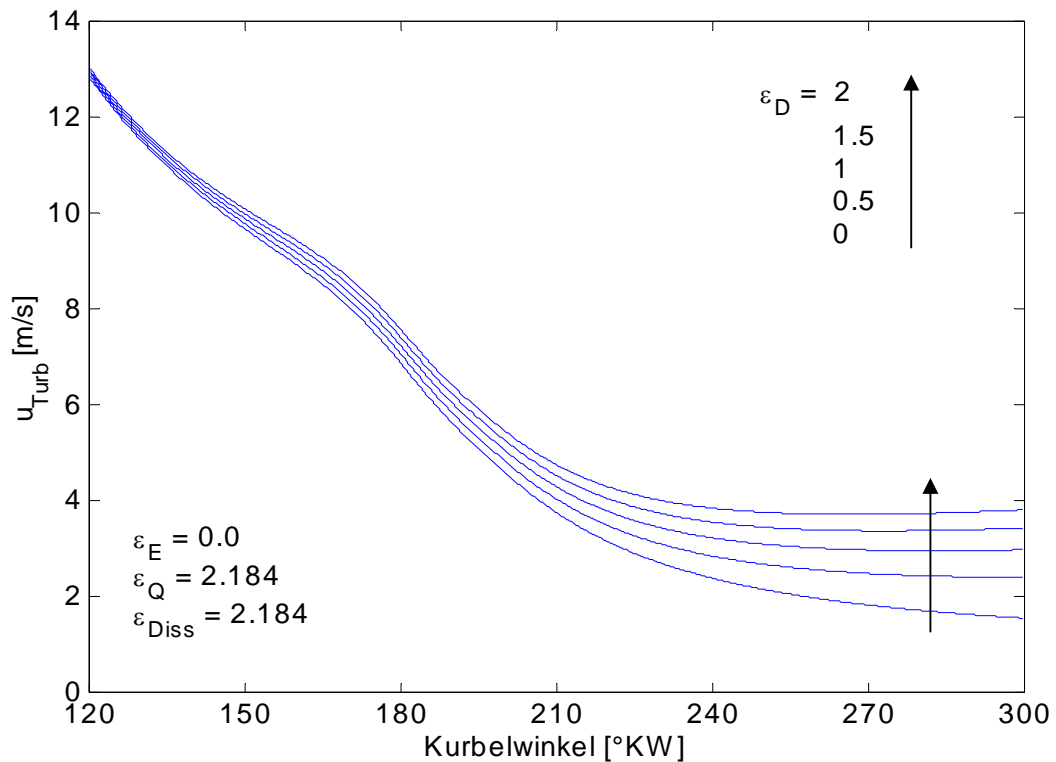


Abbildung A.9.1 Einfluss des Dralls auf die Turbulenzgeschwindigkeit (OM611-Betriebspunkt bei $n = 2000$ 1/min, $p_{\text{mi}} = 10,3$ bar in Abb. A.9.1 bis A.9.4)

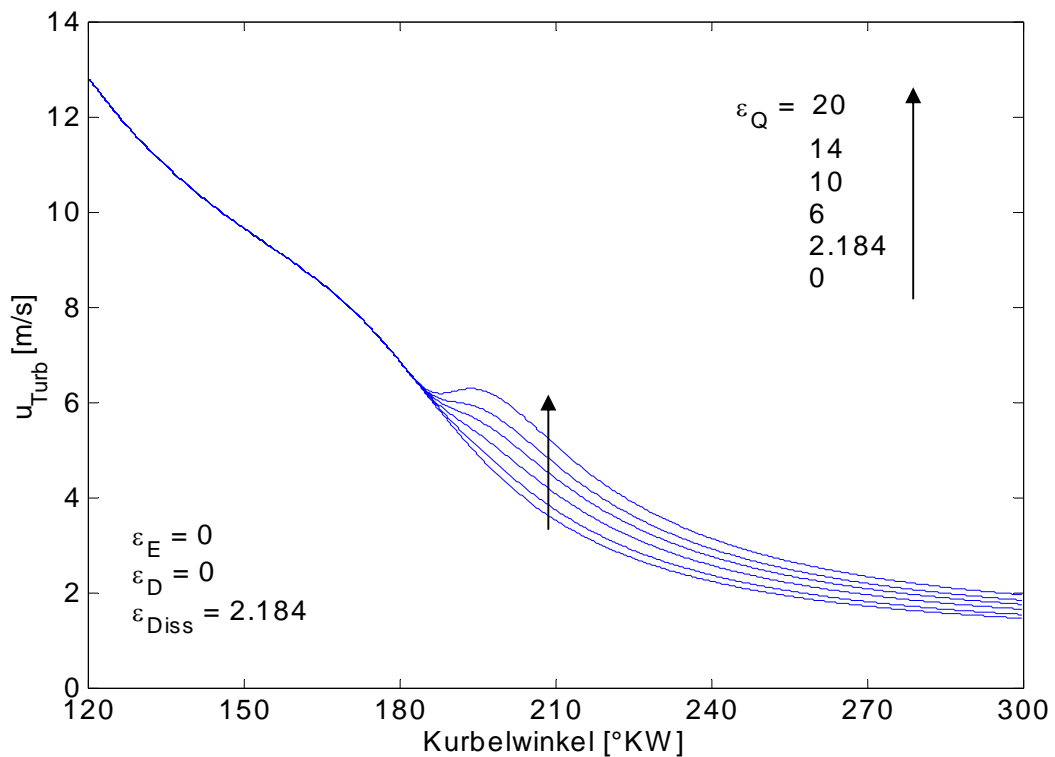


Abbildung A.9.2 Einfluss der Quetschströmung auf die Turbulenzgeschwindigkeit

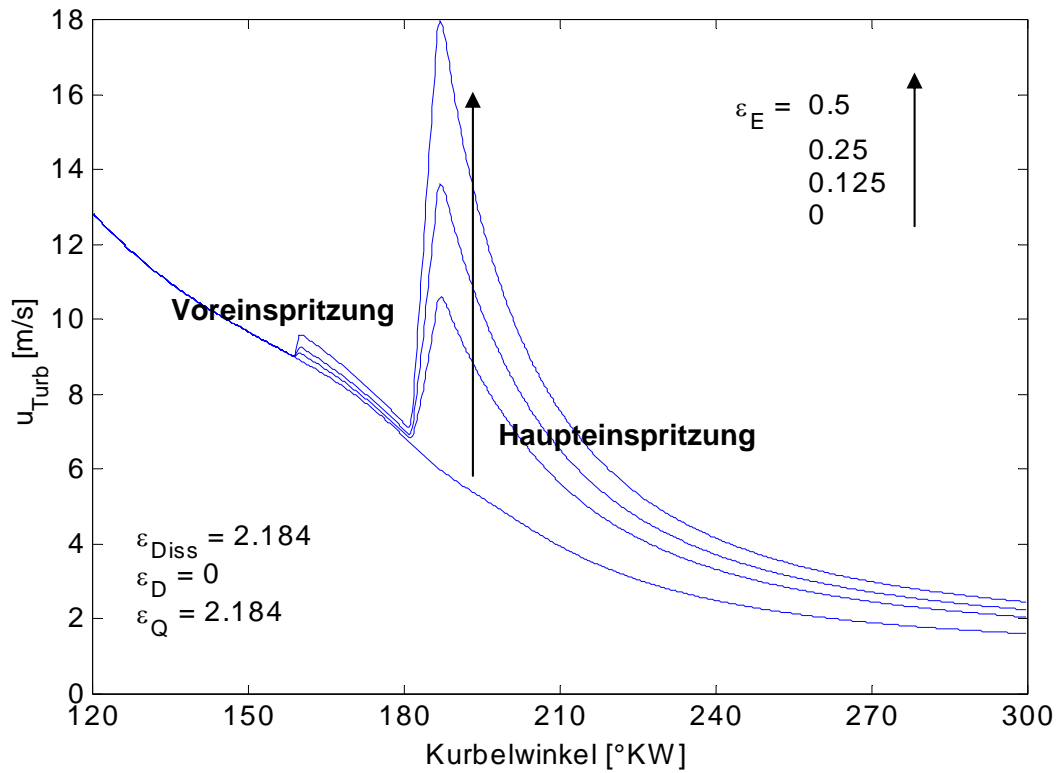


Abbildung A.9.3 Einfluss der Einspritzung auf die Turbulenzgeschwindigkeit

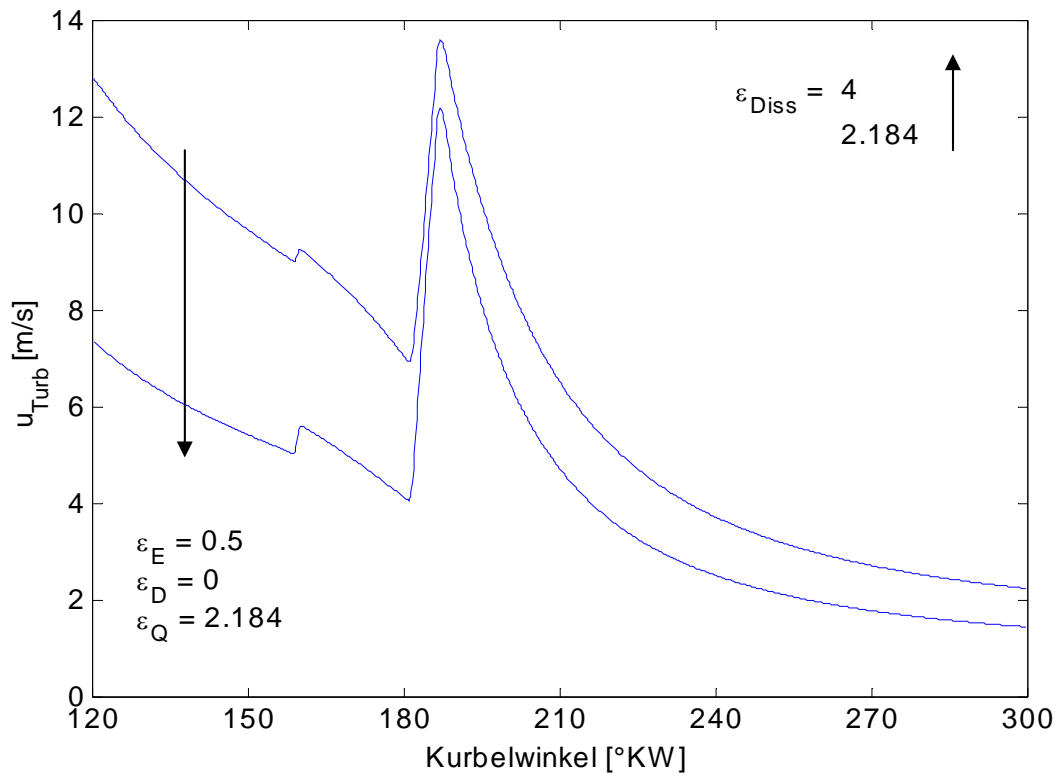


Abbildung A.9.4 Einfluss der Dissipation auf die Turbulenzgeschwindigkeit

A.10 Einfluss der Konstanten der Funktionen g und f auf die Modellrechnung

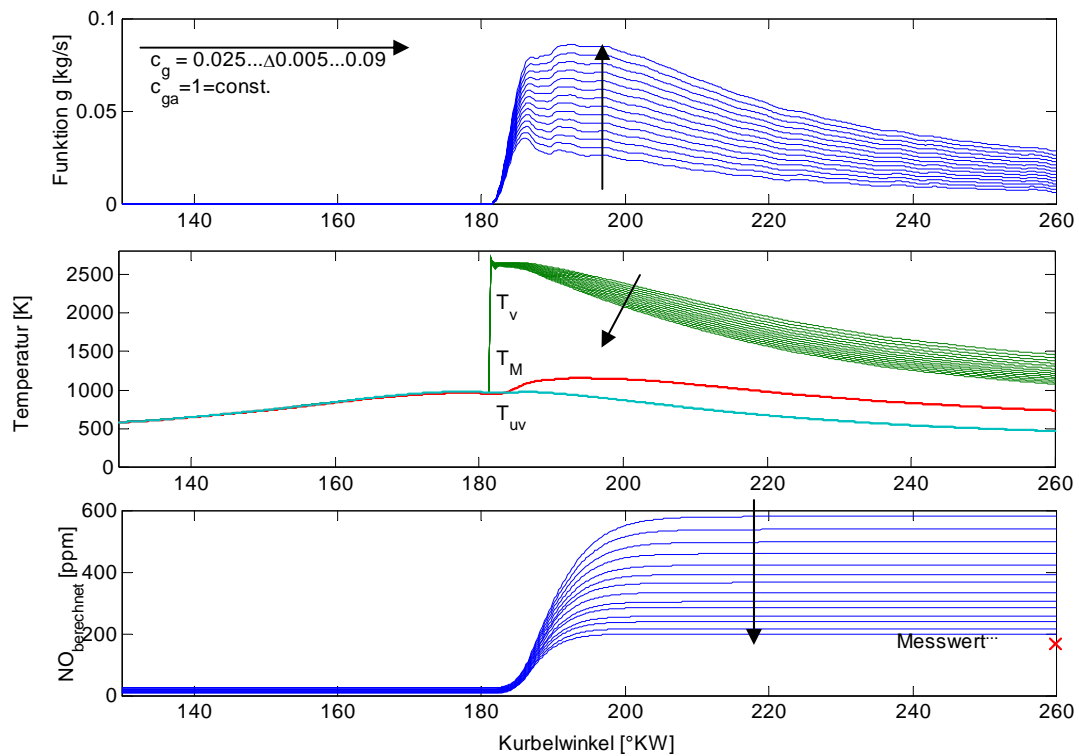


Abbildung A.10.1 Einfluss der Konstante c_g auf die Zumischfunktion g sowie die Temperatur im Verbrannten und die Stickoxidbildung. OM904, $n=1800$ 1/min, $p_{mi}=2,84$ bar.

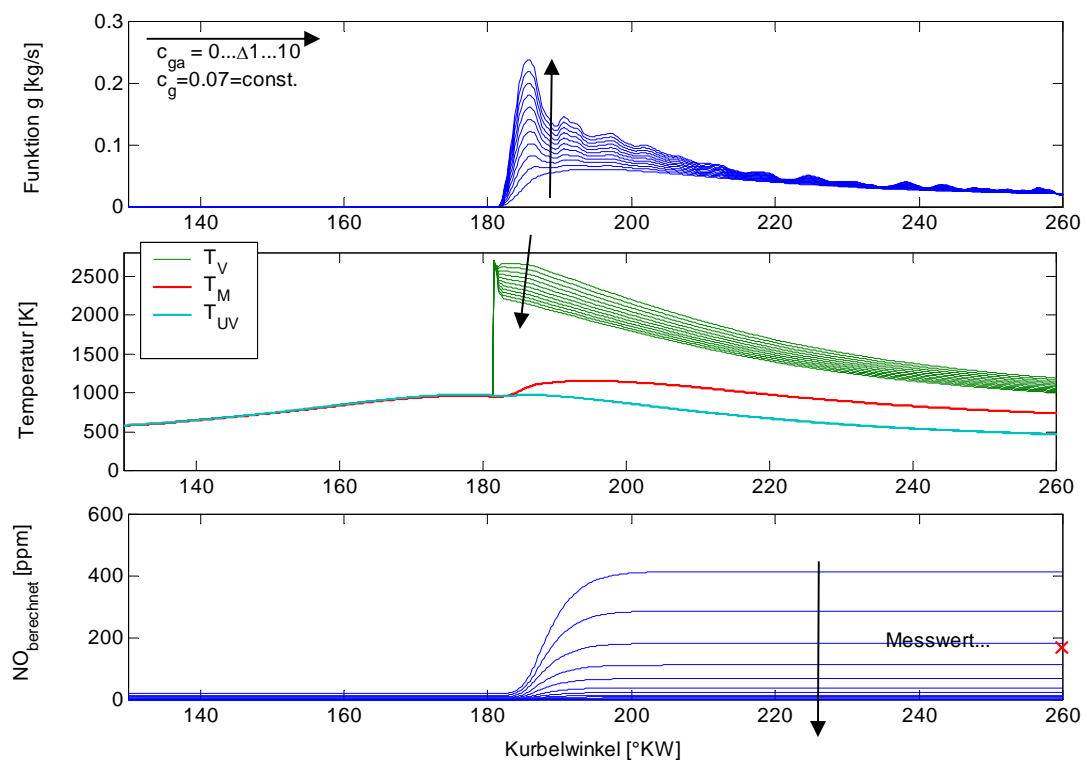


Abbildung A.10.2 Einfluss der Konstante c_{ga} auf die Zumischfunktion g sowie die Temperatur im Verbrannten und die Stickoxidbildung. OM904, $n=1800$ 1/min, $p_{mi}=2,84$ bar.

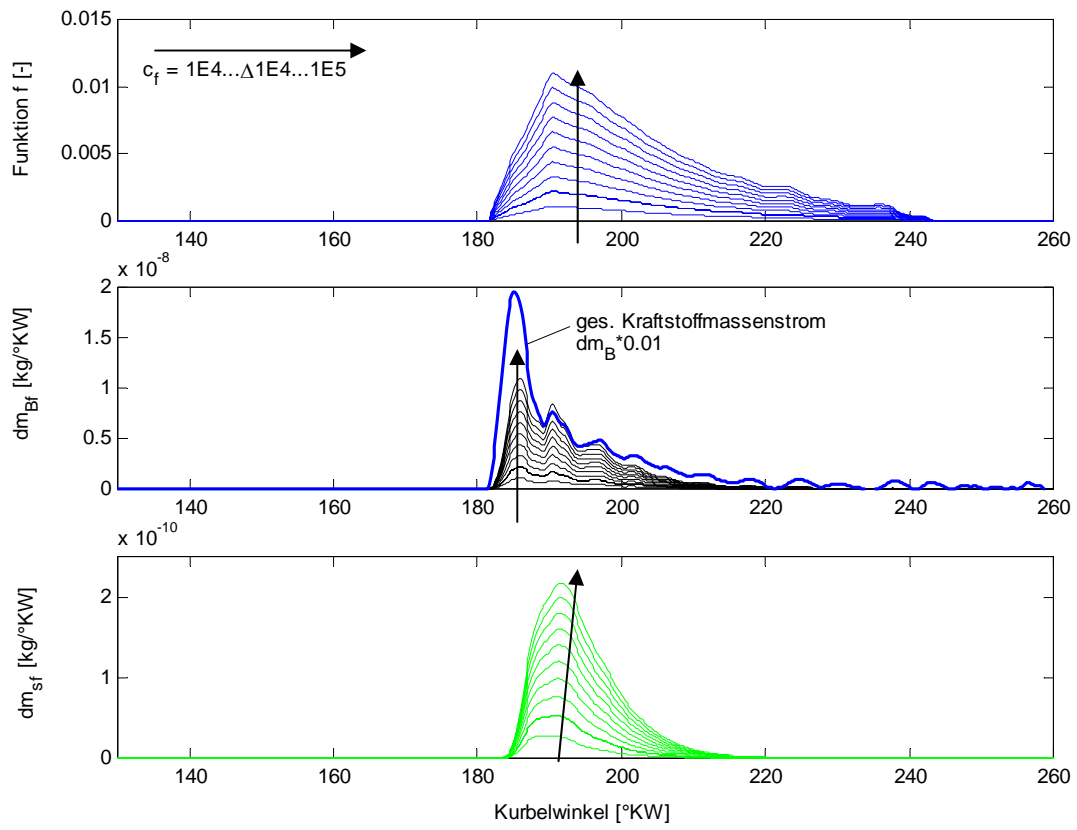


Abbildung A.10.3 Einfluss der Konstante c_f auf die Funktion f , den 'fetten' Kraftstoffmassenstrom und die Rußbildungsrate. OM904, $n=1800$ 1/min, $p_{mi}=2,84$ bar.

A.11 Parameterbelegung nach der Modellabstimmung

Modellbaustein	Term.....Parameter	Motorabhängig	OM904 EZ	OM611 EZ
Benennung	Benennung.....Zeichen	Ja / Nein	Wert	Wert
Turbulenz	Einlassdrall / mit EKAS ¹⁾ ε_D	Ja	0.167 / -	2.5 / 16
	Quetschströmung..... ε_Q	Nein	2.184	2.184
	Einspritzung – für 'g'..... ε_{Eg}	Nein	0.2	0.2
	Einspritzung – für 'f'..... ε_{Ef}	Nein	0.8	0.8
	Dissipation..... ε_{Diss}	Nein	2.184	2.184
Funktion g	Konstante Kontinuitätsterm..... c_g	Nein	0.068 ²⁾	0.068
	Konstante additiver Term..... c_{ga}	Nein	1	1
Flammenzone	Luftverhältnis, gesamt..... λ_F	Nein	1.0	1.0
	Luftverhältnis, fett..... λ_{Ff}	Nein	0.6	0.6
Verdampfung	Konstante für Tropfendurchm. c	Nein	25	25
	Konstante für Verdampfung..... β	Nein	5E-7	5E-7
Funktion f	Konstante..... c_f	Nein	7.7E5	7.7E5
	Premixed-Abschwächung ³⁾ c_{fp}	Nein	0.1	0.1
	Verdampft bis Brennbeginn ⁴⁾ c_{p1}	Nein	1.5	1.5
	Verdampft während Premixed ⁴⁾ c_{p2}	Nein	0.14	0.14
Rußbildung	Konstante..... A_f	Ja	6.27E7	8.36E6
	Aktivierungstemperatur..... T_{sf}	Ja	49336	45214
Rußoxidation	Konstante..... A_o	Ja	8.74E14	1.06E17
	Potenz für Rußmasse..... n_{ms}	Nein	0.7	0.7
	Potenz für Sauerstoffmasse..... n_{O2}	Nein	1.5	1.5
	Aktivierungstemperatur..... T_{so}	Ja	37527	46517

¹⁾ für ε_D wird eine Abhängigkeit von der Drallzahl DRZUT angegeben (s. Gl. 5.106)

²⁾ c_g wird beim OM904 für Punkte mit AGR durch eine Funktion korrigiert (s. Gl. 6.1)

³⁾ c_{fp} gibt den Anfangswert der linearen Premixed-Abschwächungsfunktion für die Funktion f an (s. Gl. 5.103)

⁴⁾ Konstanten zur Bestimmung des Premixed-/Diffusionsübergangspunktes aus der Energie für die Premixed-Verbrennung (s. Gl. 5.104)

Tabelle A.11.1: Belegung der Modellkonstanten nach der Modellabstimmung für einen minimalen Fehler an allen Messpunkten der beiden Motoren.

Literaturverzeichnis

- [1] Heider, G.:
„*Rechenmodell zur Vorausberechnung der NO-Emission von Dieselmotoren*“
Dissertation, TU München, 1996
- [2] Hötger, M., Winzer, R., Antoni, Ch.:
„*Integrale Lichtleit-Meßtechnik zur experimentellen Untersuchung des Verbrennungsablaufs im Dieselmotor*“
FVV-Vorhaben Nr. 565, Abschlußbericht, Heft R 484, 1995, Heft 607, 1996
- [3] Heinrich, G.:
„*Untersuchung der Rußbildung bei der dieselmotorischen Verbrennung mit spektroskopischen Methoden*“
FVV-Vorhaben Nr. 204 Abschlußbericht, Heft 272, 1980
- [4] Bockhorn, H., Peters, N., Mayr, B., Häntsche, J. u.a.:
„*Kinetik der Rußentstehung und -oxidation in DI-Dieselmotoren bei Abgasrückführung*“
FVV-Vorhaben Nr. 644, Zwischenbericht, Heft R495, 1997
- [5] Möser, P.:
„*Zeitlich hochaufgelöste emissionsspektroskopische Untersuchung des Verbrennungsvorgangs im Otto-Motor*“
Dissertation, RWTH Aachen, 1. Auflage, Verlag der Augustinus Buchhandlung, 1995
- [6] Iida, N.:
„*Combustion Analysis of Methanol-Fueled Active Thermo-Atmosphere Combustion (ATAC) Using a Spectroscopic Observation*“,
SAE Paper, 940684, 1994
- [7] Merker, G. P., Stiesch, G.:
„*Technische Verbrennung Motorische Verbrennung*“
B.G. Teubner, Stuttgart - Leipzig, 1999
- [8] Hötger, M., Winzer, R., Prilop, H., Bargende, M.:
„*Einsatz der Integralen Lichtleit-Messtechnik (ILM) zur Verbrennungsanalyse*“
2. Indiziersymposium, Offenbach, 7.-8. Mai 1996
- [9] Winzer, R., Hötger, M., Halfmann, J., Seiffert, A.:
„*Die Auswirkungen der Einspritzhydraulik auf die dieselmotorische Verbrennung dargestellt mit der Integralen Lichtleit-Messtechnik (ILM)*“
Optisches Indizieren, Haus der Technik e.V., Essen, 19.-20. Oktober 1998
- [10] Shoji, H., Amino, Y.:
„*Clarification of OH Radical Emission Intensity During Autoignition in a 2-Stroke Spark Ignition Engine*“
SAE Paper, 982481
- [11] Bertsch, D.:
„*Experimentelle Untersuchungen zum Einfluß gemischbildungsseitiger Maßnahmen auf den Zündprozeß, Verbrennung und Schadstoffbildung an einem optisch zugänglichen DE-Dieselmotor*“
Dissertation, Universität Karlsruhe, 1999
- [12] Warnatz, J., Maas, U., Dibble, R.W.:
„*Verbrennung*“
2. Auflage, Springer Verlag, Berlin, 1997
- [13] Kosaka, H., Nishigaki, T., Kamimoto, T., Sano, T., Matsutani, A., Harada, S.:

- „Simultaneous 2-D Imaging of OH Radicals and Soot in a Diesel Flame by Laser Sheet Techniques“*
SAE Paper, 960834, 1996
- [14] Mayr, B., Hötger, M., Puschmann, H.:
„Integrale Lichtleit-Meßtechnik: Ein neuer Weg zur Untersuchung des Verbrennungsprozesses in Dieselmotoren“
MTZ 53/1, 1992
- [15] Dec, J.E., Coy, E.B.:
„OH Radical Imaging in a DI Diesel Engine and the Structure of the Early Diffusion Flame“
SAE Paper, 960831, 1996
- [16] Barba, Ch., Burkhardt, Ch., Boulouchos, K., Bargende, M.:
„Empirisches Model zur Vorausberechnung des Brennverlaufes bei Common-Rail-Dieselmotoren“
MTZ 60/4, 1999
- [17] Pittermann, R., Hinz, M., Enke, W., Budack, R., Sandig, R.:
„Ottomotorische Vorverbrennung im Dieselmotor?“
MTZ 58 1 S. 38-40, 1997
- [18] Mayer, K.:
„Pyrometrische Untersuchung der Verbrennung in Motoren mit Common-Rail-Direkteinspritzung mittels einer erweiterten Zwei-Farben-Methode“
Dissertation Universität Karlsruhe, 2000, Logos Verlag Berlin ISBN 3-89722-391-0
- [19] Antoni, Ch.:
„Untersuchung der Verbrennung im direkteinspritzenden Dieselmotor mit zyklus aufgelöster Emissionsspektroskopie“
Dissertation, RWTH Aachen, VDI Fortschritt-Berichte, Reihe 12, Nr. 409, 1999
- [20] Pauer, T.:
„Laseroptische Kammeruntersuchungen zur dieselmotorischen Hochdruckeinspritzung – Wirkkettenanalyse der Gemischbildung und Entflammung“
Dissertation, Universität Stuttgart, 2001
- [21] SMETec GmbH:
„Ruß- und Temperaturbestimmung in Dieselmotoren“
Broschüre der Firma SMETec zur Globalen Lichtleit-Messtechnik
- [22] Ladommatos, N., Zhao, H.:
„A Guide to Measurement of Flame Temperature and Soot Concentration in Diesel Engines Using the Two-Colour Method Part 2: Implementation“
SAE Paper 941957, 1994
- [23] Block, B.:
„Untersuchung von Möglichkeiten und Grenzen optischer Messtechniken zur Temperaturbestimmung in Verbrennungsmotoren“
Dissertation, Universität Hannover, 1997
- [24] Hottel, H. C. and Broughton, F. P.:
„Determination of true temperature and total radiation from luminous gas flames“
Industrial and Engineering Chemistry, Analytically Edition, 4(2), 1932
- [25] Pittermann, R.:
„Untersuchung der dieselmotorischen Verbrennung mittels multispektraler Meßverfahren“
Dissertation, Universität Magdeburg, 1996
- [26] Stiesch, G., Eiglmeier, Ch., Merker, G., Wirbeleit, F.:

- „Möglichkeiten und Anwendung der phänomenologischen Modellbildung im Dieselmotor“
MTZ 60/4, S274-284, 1999
- [27] Boulouchos, K.:
„Methoden der dieselmotorischen Verbrennungssimulation: Physikalische Grundlagen, Leistungsgrenzen und Zukunftspotential“
Dieselmotorentchnik 2000, Kontakt & Studium, Band 580, S52-73, Expert-Verlag
- [28] Barba, Ch.:
„Erarbeitung von Verbrennungskennwerten aus Indizierdaten zur verbesserten Prognose und rechnerischen Simulation des Verbrennungsablaufes bei Pkw-DE-Dieselmotoren mit Common-Rail-Einspritzung“
Dissertation, ETH Zürich, 2001
- [29] Pischinger, R., Klell, M., Sams, T.:
„Thermodynamik der Verbrennungskraftmaschine“
Springer Wien NewYork, Zweite Auflage, 2002
- [30] Heywood, J. B.:
„Internal Combustion Engine Fundamentals“
McGraw-Hill Series in Mechanical Engineering, 1988
- [31] Pischinger, F., Lepperhoff, G., Houben, M.:
„Soot Formation and Oxidation in Diesel Engines“
Band 59, Springer Series in Chemical Physics, Springer Verlag, 1994
- [32] Hansen, J.:
„Untersuchung der Verbrennung und Rußbildung in einem Wirbelkammer-Dieselmotor mit Hilfe eines schnellen Gasentnahmeventils“
Dissertation, RWTH Aachen, 1989
- [33] Egermann J., Leipertz A.:
„Lokales Luft-Kraftstoff-Verhältnis während des Verdampfungsprozesses eines Einspritzstrahls unter dieselmotorischen Bedingungen“
MTZ 62 10/2001
- [34] Bockhorn, H.:
„Soot Formation in Combustion: Mechanisms and Models“
Band 59, Springer Series in Chemical Physikal, 1994
- [35] Pungs, A.:
„Untersuchungen zur Rußoxidation im Dieselmotor“
FVV-Vorhaben Nr. 526 + 607, Abschlußbericht, Heft 637, 1997
- [36] Nagle, J., Strickland-Constable, F.:
„Oxidation of carbon between 1000-2000°C“
Proceeding of the fifth conference on carbon, pp. 154-164, Perg. Press, London 1962
- [37] Hohenberg, G.:
„Ein halbempirisches Modell zur Berechnung der NO_x-Emissionen von Nfz-Dieselmotoren“
8. Tagung 'Arbeitsprozess des Verbrennungsmotors, September 2001
- [38] Vogt, R.:
„Beitrag zur rechnerischen Erfassung der Stickoxidbildung im Dieselmotor“
Dissertation, TH Stuttgart, 1975
- [39] Hohlbaum, B.:
„Beitrag zur rechnerischen Untersuchung der Stickstoffoxid-Bildung schnelllaufender Hochleistungsdieselmotoren“
Dissertation TH Karlsruhe, 1992

- [40] Zillmer, M.:
„Stickoxid- und Rußbildung bei dieselmotorischer Verbrennung“
Dissertation TU Braunschweig, Shaker Verlag Aachen, 1999
- [41] Hiroyasu, H., Kadota, T.:
„Development and Use of a Spray Combustion Modeling to Predict Diesel Engine Efficiency and Pollutant Emissions“
JSME Vol. 26, No. 214, 1983
- [42] Vlášek, K., Macek, J., Boulouchos, K.:
„Phenomenological Model of Soot Formation on Platform of KIVA 3“
8th European Automotive Congress, Paper Nr.01099, Bratislava, 2001
- [43] Schubiger, R. A., Boulouchos, K., Eberle, M.K.:
„Rußbildung und Oxidation bei der dieselmotorischen Verbrennung“
MTZ 63/5, 2002
- [44] Schubiger, R.A.:
„Untersuchungen zur Russbildung und -oxidation in der dieselmotorischen Verbrennung: Thermodynamische Kenngrößen, Verbrennungsanalyse und Mehrfarbenendoskopie“
Dissertation ETH Zürich, 2001
- [45] Bergmann, H., Mack, E.:
„Die Konstruktionsmerkmale des neuen Nutzfahrzeug-Dieselmotors OM904LA von Mercedes-Benz“
MTZ 57/2, S. 74-84, 1996
- [46] Bergmann, H., Schulze, R.:
„Die Mechanik des neuen Nutzfahrzeug-Dieselmotors OM904LA von Mercedes-Benz“
MTZ 57/3, S. 154-160, 1996
- [47] Bergmann, H., Scherer, F., Osterwald, H.:
„Die Thermodynamik des neuen Nutzfahrzeug-Dieselmotors OM904LA von Mercedes-Benz“
MTZ 57/4, S. 216-224, 1996
- [48] Harr, T., Mack, E., Schulze, R., Schmid, W.:
„Der neue Sechszylinder-Dieselmotor OM906LA von Daimler-Benz“
MTZ 59/9, S. 526-537, 1996
- [49] Klingmann, R., Brüggemann, H., Peters, A., Pütz, W.:
„Der neue Vierzylinder-Dieselmotor OM 611 mit Common-Rail-Einspritzung. Teil 1+2“
MTZ 58/11+12, 1997
- [50] Klingmann, R., Fick, W., Brüggemann, H.:
„Die neuen Common-Rail-Dieselmotoren mit Direkteinspritzung in der modellgepflegten E-Klasse Teil 1+2“
MTZ 60/7/8+9, 1999
- [51] König, G., Blessing, M., Krüger, Ch., Michels, U., Schwarz, V.:
„Analyse von Strömungs- und Kavitationsvorgängen in Dieseleinspritzdüsen und deren Wirkung auf die Strahlausbreitung und Gemischbildung“
5. Internationales Symposium für Verbrennungsdiagnostik, Baden-Baden, 2002
- [52] Greiner, R.:
„Abgase von Verbrennungsmotoren“
Vorlesungsmanuskript, IVK Universität Stuttgart, 2003
- [53] Stiesch, G.:
„Phänomenologisches Multizonen-Modell der Verbrennung und Schadstoffbildung im Dieselmotor“
Dissertation, VDI Fortschrittsberichte Reihe 12, Nr. 399, VDI-Verlag, 1999

- [54] Schraml, S., Heimgärtner, C., Will, S., Leipertz, A.:
„Rußpartikelsensor auf Basis der laserinduzierten Glühtechnik für künftige Motorengenerationen mit Minimalemission“
Motorische Verbrennung, Haus der Technik, Essen, 2001
- [55] Christian, R., Knopf, F., Jaschek, A., Schindler W.:
„Eine neue Meßmethodik der Bosch-Zahl mit erhöhter Empfindlichkeit“
MTZ 54/1, 1993
- [56] Bargende, M.:
„Ein umfassendes Indizierdatenerfaß- und Auswertesystem“
VDI-Berichtsband Nr. 974, 1992
- [57] Samy, M. I., Borman, G. L.:
„Measurement of Soot and Flame Temperature Along Three Directions in the Cylinder of a Direct Injection Diesel“
SAE Paper 910728, 1991
- [58] Peterson, R. C., Wu, K.-J.:
„The Effect of Operating Conditions on Flame Temperature in a Diesel Engine“
SAE Paper 861565, 1986
- [59] Ladommatos, N., Zhao, H.:
„A Guide to Measurement of Flame Temperature and Soot Concentration in Diesel Engines Using the Two-Colour Method Part 2: Implementation“
SAE Paper 941957, 1994
- [60] Bargende, M.:
„Berechnung und Analyse innermotorischer Vorgänge“
Vorlesungsmanuskript, IVK, Universität Stuttgart, 2003
- [61] Zacharias, F. :
„Analytische Darstellung der thermischen Eigenschaften von Verbrennungsgasen“
Dissertation, TU Berlin, 1966
- [62] Bargende, M.:
„Ein Gleichungsansatz zur Berechnung der instationären Wandwärmeverluste im Hochdruckteil von Ottomotoren“
Dissertation TH Darmstadt, 1991
- [63] Chmela, F., Orthaber, G., Schuster, W.:
„Die Vorausberechnung des Brennverlaufes von Dieselmotoren mit direkter Einspritzung auf Basis des Einspritzverlaufes“
MTZ 59, Nr. 7/8, 1998
- [64] Chmela, F., Orthaber, G., Schuster, W.:
„Ein neuer Ansatz für die Vorausberechnung des Brennverlaufs von direkteinspritzenden Dieselmotoren“
19. Internationales Wiener Motorensymposium, Band 1, 1998
- [65] Herzog, P., Chmela, F., Jager, P., Orthaber, G.:
„Emissionsverbesserung von direkteinspritzenden Dieselmotoren durch Formung des Einspritzverlaufes“
FVV-Vorhaben Nr. 066630, AiF-Nr. 10779, Abschlußbericht, Heft 499, 1998
- [66] Notz, H. W.:
„Beitrag zur experimentellen Ermittlung des Einspritzverlaufs am schnelllaufenden Dieselmotor“
Technische Universität München, Dissertation, 1986
- [67] Schmalzing, C.-O.:
„Theoretische und experimentelle Untersuchung zum Strahlausbreitungs- und Verdampfungsverhalten aktueller Diesel-Einspritzsysteme“

- Universität Stuttgart, Dissertation, 2001
- [68] Woschni, G., Anisitis, F.:
„Elektronische Berechnung des Einspritzverlaufes im Dieselmotor aus dem gemessenen Druckverlauf in der Einspritzleitung“
Motortechnische Zeitschrift 30/7, S. 238-242, 1969
- [69] Huber, E. W., Schaffitz, W.:
„Experimentelle und theoretische Arbeiten zur Berechnung von Einspritzanlagen von Dieselmotoren (Teil I)“
Motortechnische Zeitschrift 27/2, S. 35-42, 1966
- [70] Sitkei, Gy.:
„Kraftstoffaufbereitung und Verbrennung bei Dieselmotoren“
Ingenieurwissenschaftliche Bibliothek, Springer Verlag, 1964
- [71] Constien, M., Woschni, G.:
„Vorausberechnung des Brennverlaufes aus dem Einspritzverlauf für einen direkteinspritzenden Dieselmotor“
MTZ 53, S. 340-346, 1992
- [72] Varde, K. S., Popa, D. M., Varde, L. K.:
„Spray Angle and Atomization in Diesel Sprays“
SAE Paper 841055, 1984
- [73] Fettes, C., Schulze, T.:
„Wandeffekte auf Gemischbildung und Verbrennung bei kleinvolumigen DI-Dieselmotoren (Wandeffekte II)“
Abschlussbericht, FVV-Vorhaben Nr.728, Heft R513, Dresden, Herbst 2001
- [74] Quoc, H. X., Vignon, J.-M., Brun, M.:
„A New Approach of the Two-Color Method for Determining Local Instantaneous Soot Concentration and Temperature in a D.I. Diesel Combustion Chamber“
SAE Paper 910736, 1991
- [75] Maly, R. R., Stapf, P., König, G.:
„Neue Ansätze zur Modellierung der Rußbildung“
Dieselmotorentechnik 98, Kontakt & Studium, Band 553, Expert Verlag, 1998
- [76] Hötger, M.:
„Einsatzgebiete der integralen Lichtleit-Meßtechnik“
MTZ 53/1, S. 278-280, 1995
- [77] Seiffert, A., Diezemann, M., Sommer, A., Kahrstedt, J.:
„Integrale Lichtleit-Messtechnik (ILM) und Abbildende Lichtleit-Messtechnik (ALM) – moderne optische Werkzeuge für die Brennverfahrenentwicklung“
Tagung Optisches Indizieren, Haus d. Technik e.V. Essen, 2002
- [78] Bronstein, I. N., Semendjajew, K. A. et al.:
„Taschenbuch der Mathematik“
Verlag Harri Deutsch, 5. Auflage, 2001
- [79] Renner, G., Maly, R. R.:
„Moderne Verbrennungsdiagnostik für die dieselmotorische Verbrennung“
Dieselmotorentechnik 98, Kontakt & Studium, Band 553, Expert Verlag, 1998
- [80] Terres, F., Michelin, J., Weltens, H.:
„Partikelfilter für Diesel-Pkw – Beladungs- und Regenerationsverhalten“
MTZ 63/7-8, 2002
- [81] Pischinger, S., Bäcker, H., Lepperhoff, G., Pungs, A.:

- „Analysis of the Particle Size Distribution in the Cylinder of a Common Rail DI Diesel Engine During Combustion and Expansion“*
SAE Paper 2000-01-1999
- [82] Kahrstedt, J.:
„Vorteile eines hybriden Brennverfahrens auf der Basis eines aufgeladenen DI-Dieselmotors“
8. Tagung 'Arbeitsprozess des Verbrennungsmotors', TU Graz, September 2001
- [83] Becker, M., Greis, A., Hopp, M.:
„Quasidimensionales Rußemissionsmodell für das FVV GPA-Rechenprogramm“
FVV-Vorhaben Nr. 736, Zwischenbericht, Heft R510, 2001
- [84] Adomeit, P. et al.:
„Laserdiagnostik und Simulation bei modernen DI-Motoren“
5. Internationales Symposium für Verbrennungsdiagnostik, Baden-Baden, 2002
- [85] Pattas, U., Häfner, G.:
„Stickoxidbildung bei der ottomotorischen Verbrennung“
MTZ 34/12, S. 397-404, 1973
- [86] De Jaegher, P.:
„Einfluss der Stoffeigenschaften der Verbrennungsgase auf die Motorprozessrechnung“
Habilitation Graz, 1984
- [87] Heider, G., Zeilinger, K., Woschni, G.:
„Berechnung der Schadstoffemissionen von Dieselmotoren II“
FVV-Vorhaben Nr. 602, AiF-Nr.9845, Heft R489, 1996
- [88] Merker, G.P., Schwarz, Ch.:
„Technische Verbrennung – Simulation verbrennungsmotorischer Prozesse“
Teubner Verlag, Stuttgart/Leipzig/Wiesbaden, 2001
- [89] Coleman, Th., Branch, M. A., Grace, A.:
„Optimization Toolbox – For Use with Matlab®“
The MathWorks Inc., 1999
- [90] Hopp, M., Pungs, A.:
„Entwicklung eines Rechenprogramms zur Simulation der dieselmotorischen Rußoxidation“
FVV-Vorhaben Nr. 659, Zwischenbericht/Abschlussbericht, Heft 497/671, 1998/1999
- [91] Eilts, P.:
„Modell zur Vorausberechnung des Brenngesetzes mittelschnellaufender Dieselmotoren“
MTZ 54, Nr. 3, 1993
- [92] Koch, T., Schänzlin, K., Boulouchos, K.:
„Charakterisierung von Gemischbildung und Verbrennung im direkteingespritzten, strahlgeführten Ottomotor“
5. Internationales Stuttgarter Symposium 'Kraftfahrwesen und Verbrennungsmotoren', 18.-20. Februar 2003
- [93] Kraßnig G.:
„Die Berechnung der Stickoxidbildung im Dieselmotor“
Habilitationsschrift TU Graz, 1976
- [94] Chiodi, M., Berner, H.-J., Bargende, M.:
„Investigation on Mixture Formation and Combustion Process in a CNG-Engine by Using a Fast Response 3D-CFD-Simulation“
5. Internationales Stuttgarter Symposium, 18.-20. Februar 2003

Lebenslauf

Name : Peter Kožuch
Geburtsdatum : 02. Januar 1974
Geburtsort : Bratislava
Eltern : Doc. Pavel Kožuch
PhDr. Mária Zábojníková, geb. Siposs
Staatsangehörigkeit : Slowakische Republik
Familienstand : verheiratet, zwei Kinder

Schulbildung :

1980 – 1988 Grundschole mit ungarischer Unterrichtssprache, Šamorín
1988 – 1992 Gymnasium mit ungarischer Unterrichtssprache, Šamorín
Abschluss : Abitur

Studium :

1992 – 1999 Studium des Maschinenbaus an der Technischen
Universität Wien
Fachrichtung : Kraftfahrzeugtechnik
Diplomarbeit bei der DaimlerChrysler AG, Stuttgart
Abschluss : Diplom-Ingenieur

Beruflicher Werdegang :

2000 – 2004 Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Lehrstuhl
Verbrennungsmotoren des Instituts für
Verbrennungsmotoren und Kraftfahrwesen,
Universität Stuttgart
seit April 2004 Versuchsingenieur in der Nfz-Motorenentwicklung,
DaimlerChrysler AG, Stuttgart