

Optische und thermodynamische Methoden zur Untersuchung der teihomogenen Dieselerbrennung

Dissertation

zur Erlangung des akademischen Grades

Doktoringenieur

(Dr.- Ing.)

der Fakultät für Maschinenbau

der Otto-von-Guericke-Universität Magdeburg

vorgelegt

von Dipl.-Ing. Robin Vanhaelst

Wolfsburg, 2003

Optische und thermodynamische Methoden zur Untersuchung der teihomogenen Dieselerbrennung

Dissertation

zur Erlangung des akademischen Grades

Doktoringenieur

(Dr.- Ing.)

genehmigt durch die Fakultät für Maschinenbau
der Otto-von-Guericke-Universität Magdeburg

von Dipl.-Ing. Robin Vanhaelst
geb. am 20.10.1976 in Schoten

Gutachter:

Prof. Dr.-Ing. Helmut Tschöke

Prof. Dr. sc. techn. Konstantinos Boulouchos

Eingereicht am 02.12.2002

Promotionskolloquium am 17.06.2003

Kurzfassung

Die zukünftige Verschärfung der Abgasschadstoffgrenzwerte steht bei der Entwicklung neuer Dieselmotoren im Vordergrund. Eine zumindest teilweise homogenisierte Verbrennung im kompressionsgezündeten Motor durch späte Einspritzung bietet ein Potential zur gleichzeitigen Reduktion der NO_x - und Rußemissionen. Damit eröffnet sich die Möglichkeit, die strengen Abgasgrenzwerte mit innermotorischen Maßnahmen zu erfüllen. Allerdings erhöhen sich der Verbrauch sowie die HC- und CO-Emissionen.

Es konnte dank der neu entwickelten optischen- und thermodynamischen Methoden eine physikalische Erklärung der Teilhomogenisierungseffekte an einem DI-Dieselmotor gegeben werden:

- Ein späterer Einspritzbeginn und eine Erhöhung der Abgasrückführung führen durch die fast isobare Verbrennung nach dem oberen Totpunkt zu einem Verbrauchsanstieg.
- Durch eine Spätverstellung der Einspritzung können die NO -Emissionen erheblich abgesenkt werden. Wegen des längeren Zündverzugs ist mehr Zeit für die Gemischaufbereitung vorhanden. Die verbrannte Zone enthält durch diese Teilhomogenisierung mehr Gemischbildungsmasse. In der erzwungenen mageren Verbrennung zählt auch der O_2 -Überschuss zu den Inertgasen. Weil der Brennbeginn deutlich nach OT liegt, werden Spitzentemperaturen vermieden. Eine weitere wirkungsvolle Maßnahme zur Absenkung der Stickoxidemissionen ist die gekühlte externe Abgasrückführung. In diesem Fall wird der molekulare Sauerstoff zum Teil durch Inertgas ersetzt. Dies hat den gleichen Einfluss auf die Flammentemperatur wie eine Teilhomogenisierung oder Abmagerung des Gemisches, weil dann eine fast gleiche Kraftstoffmenge eine größere Inertgasmasse aufheizen muss.
- Bei einer Spätverstellung der Einspritzung ist zuerst ein Anstieg der Rußbildung zu verzeichnen. Dieser Bereich beschreibt die klassische Ruß- NO_x -Schere. Nach dem Maximum der Rußmassenkonzentration gibt es eine parallele Absenkung der NO_x - und Rußemissionen, die letzten erreichen ihr Minimum kurz nach OT. Aufgrund des langen Zündverzugs ergibt sich eine verbesserte lokale Durchmischung von Sauerstoff und Kraftstoff. Die Temperaturen des Verbrannten bleiben sehr lange über 2000 K bzw. 1600 K, wodurch bei Spätverstellung zunehmend mehr Ruß oxidiert wird. Es ist diese verbesserte Oxidation, die für eine Absenkung der gemessenen Rußmassenkonzentration im Abgas verantwortlich ist.
- Die Oxidation des Kohlenmonoxids (CO) scheint sich bei einer Temperatur des Verbrannten von ca. 2000 K erheblich zu verlangsamen, möglicherweise friert sie ganz ein. Dieses Verhalten verursacht eine CO/ NO -Schere. Die beiden bekannten Maßnahmen zur Stickoxidreduktion, die Spätverstellung der Einspritzung und die Abgasrückführung, erhöhen die CO-Emissionen.

Aus den gewonnenen Erkenntnissen können Maßnahmen zur Verstärkung und Ausdehnung der Teilhomogenisierungseffekte auf einen größeren Kennfeldbereich abgeleitet werden. Damit ist das Konzept der Teilhomogenisierung zukünftig eine echte Alternative zum klassischen Dieselmotorenverfahren.

Summary

Future rigorous emission standards are one of the main topics in the development of new diesel engines. A partial homogenisation of the combustion mixture by a late fuel injection offers the potential of reducing the soot and NO_x simultaneously. This combustion system offers the possibility of fulfilling the future emission standards without after gas treatment.

A disadvantage is the rise of the fuel consumption and the HC- and CO-Emissions. Thanks to newly developed optical- and thermodynamic methods it is possible to understand the physical effects of the partial homogenisation:

- A late fuel injection and an increase of the recirculated exhaust gases (EGR) cause an almost isobaric combustion after the TDC and therefore an increase in fuel consumption.
- The NO_x -Emission decreases significantly. Because of the longer ignition delay, there is more time for fuel and air to mix in the combustion chamber. The burned zone contains more combustible mixture. In the lean combustion the oxygen excess in the burned zone is also inert. The point of ignition is after the TDC; in this way high combustion temperatures can be avoided.
- Another means of decreasing the NO_x -Emissions is by using cooled egr. In this case a part of the oxygen in the suction gas is replaced by inert gas.
- An increase in fuel injection timing causes at first an increase of the soot emissions. This range describes the classical „soot- NO_x -trade-off“. An even later fuel injection simultaneously causes a reduction in the soot and NO_x - emissions. The long ignition delay causes an intensive mixing of the oxygen and fuel. The temperature of the burned zone remains relatively long higher than 2000 K and 1600 K; during this phase, a large amount of the remaining soot is oxidised. This improved oxidation in the expansion stroke causes the soot reduction
- The oxidation of the carbonmonoxide (CO) seems to be slowed down or even frozen at temperatures under 2000 K, this behaviour causes a CO-NO-trade-off. The two known measures to reduce the NO_x -Emissions, a late fuel injection and egr, increase the CO-Emissions.

These new acknowledgements of the partial homogenisation can be used to further improve the combustion process of direct injection diesel engines. The concept of partial homogenisation of the combustion mixture is therefore a real alternative to the classical diesel combustion process.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Stand der Technik	2
2.1	Innermotorische Prozesse im Dieselmotor	2
2.2	Schadstoffbildung	5
2.2.1	Rußbildung und Rußoxidation	6
2.2.2	Stickoxid	7
2.2.3	Unverbrannte Kohlenwasserstoffe	8
2.2.4	Kohlenmonoxid	8
2.3	Analysemethoden zur Untersuchung der Verbrennungsvorgänge	8
2.3.1	Möglichkeiten und Anwendungen der phänomenologischen Modellbildung	8
2.3.2	Emissionsspektroskopische Untersuchungen im Dieselmotor	12
2.4	Schadstoffarme Brennverfahren	16
2.4.1	HCCI	17
2.4.2	Teilhomonisierung	17
3	Aufgabenstellung	19
4	Optische und thermodynamische Methoden	20
4.1	Ermittlung der Brennrate	22
4.2	Gaseigenschaften	21
4.3	Energieerhaltung im 2-Zonen-Modell	21
4.4	Chemische Reaktionen in der Flamme	26
4.5	Rußmodell	31
4.6	Flammenstrahlung im Dieselmotor	35
5	Versuchsaufbau	36
5.1	Versuchsträger	36
5.2	Messtechnik	36
5.2.1	Zylinderdruckindizierung	36
5.2.2	Einspritzmesstechnik	37
5.2.3	Emissionsspektroskopie	37
5.2.4	Gitterspektrographen und CCD-Kamera	42

6	Validierung der optischen und thermodynamischen Methoden	43
6.1	Vergleich der Messergebnisse der Globalen Lichtwellenmesstechnik mit dem des Gitterspektrographens mit CCD-Kamera	43
6.2	Vergleich der gemessenen OH-Strahlung mit der aus dem 2-Zonen-Modell berechneten OH-Konzentration	48
6.3	„Optischer“ Brennverlauf	51
6.4	Validierung des NO-Modells	52
6.5	Vergleich der Flammentemperatur mit der Temperatur des Verbrannten	56
6.6	Validierung des Rußmodells	58
7	Untersuchung der teilhomogenen Dieselerbrennung	63
7.1	Variation motorischer Parameter	63
7.2	Effektiver spezifischer Verbrauch	64
7.3	Stickoxid-Emissionen	66
7.4	Rußemissionen	74
7.5	HC- und CO-Emissionen	91
8	Zusammenfassung	95
9	Literaturverzeichnis	98
10	Formelzeichen und Abkürzungen	117
11	Anhang	121

1. Einleitung

Der Dieselmotor mit direkter Kraftstoffeinspritzung ist die wirtschaftlichste Wärmekraftmaschine. Er dominiert als Antrieb bei den Nutzfahrzeugen und gewinnt zunehmend Anteile im Pkw-Sektor. So sind heute z.B. in Deutschland bis zu 35% der neuzugelassenen Fahrzeuge mit DI-Dieselmotoren ausgerüstet. Die Entwicklung von Kraftfahrzeugen und ihren Antrieben wird weiterhin durch die stetig niedrigeren Abgasgrenzwerte bestimmt. Darüber hinaus gewinnen aber auch die Maßnahmen zur Reduktion von Verbrauch bzw. CO₂-Emission einen ständig wachsenden Einfluss.

Beim klassischen Dieselmotorenverfahren gibt es die sogenannte „NO_x-Ruß-Schere“. Beinahe jede innermotorische Maßnahme zur Absenkung der Stickoxiden führt zu einem Anstieg der Rußemissionen und umgekehrt.

Die außerordentlichen technischen Fortschritte der letzten Jahre bei schnelllaufenden Dieselmotoren, im besonderen auf dem Gebiet der Einspritztechnik, ermöglichen neue Freiheitsgrade in der Brennverfahrensoptimierung. Eine Spätverstellung des Einspritzbeginns ist eine Standardmaßnahme zur Absenkung der NO_x-Emissionen im modernen Diesel-PKW. Bei sehr spätem Spritzbeginn, d.h. in der Nähe des oberen Totpunktes, konnte eine parallele NO_x und Rußabsenkung festgestellt werden. Die gleichzeitige Absenkung der NO_x- und Rußemissionen durch späte Kraftstoffeinspritzung wird in dieser Arbeit als teilhomogene Dieselerverbrennung bezeichnet.

Bei einer zumindest teilweise homogenisierten Verbrennung im kompressionsgezündeten Motor eröffnet sich damit grundsätzlich die Möglichkeit, auch strenge Abgasgrenzwerte durch innermotorische Maßnahmen zu erfüllen. Allerdings treten erhöhte HC- und CO-Emissionen sowie ein erhöhter Verbrauch auf. Die bei diesem Brennverfahren ablaufenden Vorgänge sind zwar in groben Zügen bekannt, jedoch sind viele Details noch nicht hinreichend genau verstanden.

Um dieses Verständnis zu vertiefen, sind moderne „Analyse-Werkzeuge“ zu entwickeln und anzuwenden.

Die Synergien zwischen optischen und thermodynamischen Methoden, angewandt an einem DI-Dieselmotor, können einen Beitrag zur Aufklärung der im Brennraum stattfindenden Vorgänge leisten und zu einem ökonomisch und ökologisch optimalen Prozessablauf führen.

2 Stand der Technik

2.1 Innermotorische Prozesse im Dieselmotor

Im schnelllaufenden Dieselmotor mit direkter Kraftstoffeinspritzung wird der Brennstoff unter hohem Einspritzdruck (zwischen 400 bar und 2050 bar) in kurzer Zeit in ein instationäres, turbulentes, dreidimensionales Strömungsfeld der Luft bei einer Temperatur von 800 bis 1000 K und einem Druck zwischen 40 bar und 120 bar eingebracht [1], [2], [3]. Das Einspritzsystem hat einen entscheidenden Einfluss auf die Gemischbildung im Motor, weil die Gemischbildungsenergie im Brennraum überwiegend über die turbulente kinetische Energie der Einspritzstrahlen aufgebracht wird [4], [5]. Die hohe Strahlaustrittsgeschwindigkeit und der Druckgradient am Düsenaustritt bewirken eine schnelle Zerstäubung und Verdampfung des Brennstoffs [6], [7]. Die Eindringtiefe und das Zerstäubungsverhalten des eingespritzten Brennstoffs werden wesentlich durch die Strömungsprozesse in der Einspritzdüse bestimmt [8], [9].

Die im Brennraum befindliche Luft wird durch die hohe Kompression so erhitzt, dass ihre Verdichtungsendtemperatur höher als die Selbstzündungstemperatur des Dieselmotorkraftstoffes (zwischen 450°C und 700°C [10],[11]) liegt. Der in die komprimierte Luft eingespritzte Kraftstoff entzündet sich allerdings nicht sofort. Die Zeitspanne zwischen Einspritz- und Brennbeginn wird als dieselmotorischer Zündverzug bezeichnet.

Der Einspritzbeginn ist durch das Abheben der Düsennadel von ihrem Sitz gekennzeichnet. Für die Definition des Brennbeginnes können verschiedene Kriterien herangezogen werden [12]. So kann z.B. ein vordefinierter Anstieg der Temperatur, des Druckes oder der Konzentration des OH-Radikals als Brennbeginn angesehen werden. Auch das erste Erscheinen von sichtbarem Licht in der Flamme kann als Merkmal gelten [13]. Je nach Kriterium ergeben sich für den selben Verbrennungszyklus unterschiedliche Zündverzugszeiten [14].

Die während des Zündverzugs im Brennraum ablaufenden Vorgänge sind bis heute nur in groben Zügen bekannt. Die Dauer ergibt sich aus der Addition des physikalischen und chemischen Anteiles des Verzuges [14].

Der physikalische Zündverzug wird als Zeitspanne vom Einspritzbeginn bis zur Bereitstellung eines brennfähigen Gemisches, welches noch nicht zündet, definiert. Die während dieser Phase ablaufenden physikalischen Prozesse sind: Zerfall des Brennstoffes in Tröpfchen, Temperatursteigerung der Tröpfchen und Diffusion bzw. Vermischung zwischen dem verdampften Brennstoff und seiner Umgebung [15], [16], [17].

Während der Phase des chemischen Zündverzugs laufen die chemischen Vorreaktionen ab. Diese führen schließlich zur Selbstzündung des Brennstoff-Luft-Gemisches [14], [18]. Der chemischen Zündverzug kann in mehrere chemische Reaktionsschritte aufgeteilt werden:

Ketteneinleitungsschritte: Aus stabilen Molekülen werden reaktive Elemente (Radikale) gebildet. Diese Reaktionen sind im Allgemeinen endotherm,

z.B. $\text{H}_2 + \text{O}_2 \rightarrow 2\text{OH}\bullet$.

Kettenfortpflanzungsschritte: Ein Radikal reagiert mit einem stabilen Molekül unter Bildung eines stabilen Moleküls und einem Radikal. Diese Reaktionen können sowohl endo- als auch exotherm ablaufen,

z.B. $\text{OH}\bullet + \text{H}_2 \rightarrow \text{H}_2\text{O} + \text{H}\bullet$.

Kettenverzweigungsschritte: Ein Radikal reagiert mit einem stabilen Molekül unter Bildung zweier Radikale. Diese Reaktionen können sowohl endo- als auch exotherm ablaufen,

z.B. $2\text{H}_2 + \text{O}\bullet \rightarrow \text{H}_2\text{O} + 2\text{H}\bullet$.

Kettenabbruchschritte: Die Radikale reagieren zu stabilen Molekülen. Die Reaktionen sind im Allgemeinen exotherm,

z.B. $\text{H}\bullet + \text{O}_2 + \text{M} \rightarrow \text{HO}_2 + \text{M}$.

Das M steht hier für ein Molekül, das durch Stöße mit den Reaktanten Energie aufnimmt bzw. abgibt.

Radikale können mit den Kohlenwasserstoff-Molekülen reagieren. Bei diesem Vorgang wird Energie frei. Solange diese Energie hauptsächlich die Aktivierung weiterer Moleküle oder Atome durch Kettenverzweigung bewirkt, kann es nicht zur Zündung kommen. Die Kettenabbruchreaktionen verringern die Anzahl der Radikale, die eine exotherme Reaktion mit den Kohlenwasserstoffen eingehen können. Aufgrund des mit diesem Vorgang verbundenen geringen Temperaturanstiegs erfolgt keine Zündung. Die Kettenverzweigungsschritte führen zu einer Erhöhung der Radikalenanzahl und exothermen Reaktionen. Wenn die Anzahl der Radikale ausreicht, um durch chemische Reaktionen die Temperatur im Brennraum zu steigern, kommt es nach Erreichen der Explosionsgrenze schließlich zur Zündung des Brennstoff-Luft-Gemisches [19].

Die Selbstzündung findet in Bereichen mit einem lokalen Luftverhältnis $0,5 < \lambda < 0,9$ statt [20], [21], [22], [23]. Der Reaktionsweg ist stark von der Temperatur abhängig und kann in die drei nachfolgend beschriebenen Temperaturbereiche eingeteilt werden [24]:

Hochtemperatur-Bereich: $T > 1100 \text{ K}$

Die Entflammung in diesem Temperaturbereich fängt endotherm an. Ungesättigte Kohlenwasserstoffe werden durch Pyrolyse von den Brennstoffmolekülen abgespalten. Diese zerfallen und bilden dabei unter anderem Radikale. In diesem Temperaturbereich dominiert der Kettenverzweigungsschritt zur Bildung der Radikale [25]. Aufgrund der hohen lokalen Temperaturen, verursacht durch eine Fremdzündung, läuft die ottomotorische Verbrennung nach diesem Reaktionsmechanismus ab.

Mittlerer Temperaturbereich: $900 \text{ K} < T < 1100 \text{ K}$

Unterhalb von 1100 K läuft der oben angegebene Mechanismus zu langsam ab, um Selbstzündungsprozesse auszulösen [25]. Die Zündung in diesem Übergangsbereich wird stark vom Druck und der Brennstoffkonzentration im Gemisch beeinflusst. Der Zündverzug sinkt mit steigendem Druck und höherem Kraftstoffanteil im Gemisch [26].

Niedertemperaturbereich: $T < 900 \text{ K}$

Die Wahrscheinlichkeit des Zerfalls von H_2O_2 in OH-Radikale ist unter 900 K gering. Der Zündprozess erfolgt in diesem Bereich über mehrere Phasen. Der Selbstzündungsprozess im Dieselmotor fällt aufgrund der durch die Kompression erzeugten Drücke und Temperaturen in den Bereich der mehrphasigen Niedertemperaturentflammung [15], [25]. In [15] werden die chemischen Reaktionen während des Zündverzugs in drei Bereiche unterteilt:

- In der ersten Phase werden durch die endothermen chemischen Vorreaktionen Peroxide (ROOH) gebildet, ohne dass eine Flamme zu sehen ist. Das R steht hier für den restlichen Teil einer Kohlenwasserstoffverbindung. Die dabei ablaufenden Reaktionen werden in [27], [15] beschrieben.
- Nach dem Erreichen einer kritischen Konzentration von Peroxiden in der zweiten Phase zerfallen diese schlagartig. Der monomolekulare Zerfall der Peroxide verläuft über endotherme Reaktionen und entzieht dem Gasgemisch Energie. Des Weiteren bilden sich in dieser Phase Aldehyde aus den Kohlenwasserstoff-Radikalen, die aus den vorherigen Reaktionen entstanden und bisher keine weiteren Reaktionen eingegangen sind. Diese Aldehyde sind in einem angeregten Zustand und emittieren die für die kalte Flamme charakteristische Strahlung. Die Wellenlänge liegt zwischen 360 nm und 450 nm. Am Ende dieser Phase sind erst 5-10% der chemischen Energie des Brennstoffs freigesetzt worden.
- Die in die vorhergehende Phase entstandenen Aldehyde gehen bis zur Bildung von CO exotherme Reaktionen ein. Die blaue Flamme wird bei der Oxidation der ursprünglichen Kohlenwasserstoffe zu CO in der dritten Phase sichtbar. Die Phasen der kalten und der blauen Flamme sind nicht scharf voneinander zu trennen, denn die Strahlungskurven gehen weich ineinander über [15].

Schließlich kommt es zu weiterem Stoffumsatz, bei dem das Kohlenmonoxid mit dem Sauerstoff zu CO_2 reagiert. Dieser Phase gehört nicht mehr zu dem Zündverzug. Es dominiert die kontinuierliche Strahlung im sichtbaren Bereich.

Durch den zeitlichen Verzug zwischen Einspritzung und Verbrennung hat sich aufgrund der Durchmischung eines Teils des eingespritzten Brennstoffes und der umgebenden Luft ein nahezu homogenes und reaktionsfähiges Gemisch gebildet. Dieses wird nach der Zündung sehr schnell umgesetzt. Die vorgemischte Verbrennungsphase [25], [28] ähnelt damit der ottomotorischen Verbrennung. Der Anteil der vorgemischten Verbrennung kann durch Veränderung des Einspritzzeitpunktes und der zurückgeführten Abgasmenge beeinflusst werden und ist abhängig von der während des Zündverzuges eingespritzten Brennstoffmasse sowie den Verdampfungs- und Mischungsraten.

In der Hauptverbrennungsphase bleibt die Brennstoffumsetzung weiterhin vom Vermischen des Brennstoffes mit dem Oxidator abhängig. Die chemische Umsetzung in dieser Phase verläuft schnell. Wegen des starken Einflusses der turbulenten kinetischen Energie auf die Umsatzrate wird dieser Teil der Verbrennung häufig als mischungskontrollierte Diffusionsverbrennung bezeichnet [29], [4]. Das Ende der Hauptverbrennung ist durch das Erreichen der maximalen Temperatur im Brennraum gekennzeichnet [30], [31].

In der Nachverbrennungsphase sind der Druck im Zylinder und die Temperatur in der Flammenfront so weit abgesunken, dass die chemischen Reaktionen langsam sind im Vergleich zu der simultan ablaufenden Vermischung des Brennstoffs mit dem Oxidator. Der Einfluss der Relativgeschwindigkeit zwischen dem flüssigen Brennstoffstrahl und der Gasphase auf die Gemischbildung entfällt. Die lokale Durchmischung wird nur noch durch die dreidimensionale Ladungsbewegung, hauptsächlich verursacht durch den inversen Drall und die verbrennungsbedingte Expansion, bewirkt. Die Verbrennung während der Nachverbrennungsphase wird deshalb zunehmend reaktionskinetisch kontrolliert [1]. Neben der zum Ende hin stark

abnehmenden Brennstoffumsetzung werden in dieser Phase auch Zwischenprodukte, die während der Hauptverbrennung aufgrund von lokalem Sauerstoffmangel entstanden sind, wie z.B. Ruß, weiteroxidiert.

2.2 Schadstoffbildung

Bei der motorischen Verbrennung wird die Energie des Brennstoffes durch chemische Reaktionen in Wärmeenergie umgewandelt. Dadurch entstehen höhere Drücke und höhere Temperaturen. Über Kolben, Pleuel und Kurbeltrieb erfolgt die Übertragung der Energie als Arbeit an die Kurbelwelle. Bei der Energiebilanz sind die dabei entstehenden Verluste zu berücksichtigen.

Könnten der Kohlenstoff und Wasserstoff chemisch gebunden im Brennstoff vollständig mit dem Sauerstoff der Verbrennungsluft reagieren, so würde das Produkt der Verbrennung nur aus Wärme, Wasser und Kohlendioxid bestehen. In diesem Fall wird dann von einer vollständigen oder idealen Verbrennung gesprochen. Die Prozesse in einem realen Dieselmotor werden aber durch eine inhomogene Gemischverteilung im Brennraum und eine unvollständige Verbrennung gekennzeichnet, so dass im Abgas unerwünschte Produkte, sogenannte Schadstoffe, entstehen. Die wesentlichen Schadstoffe im Abgas eines Dieselmotor ohne Abgasnachbehandlung sind NO_x , SO_2 , HC, CO und Ruß [31].

Es ist anzumerken, dass weniger als 1% des gesamten Abgases als Schadstoffe klassifiziert und vom Gesetz begrenzt sind. Die H_2O - und CO_2 -Emissionen sind ungiftige Bestandteile, wobei jedoch der CO_2 -Ausstoß den Treibhauseffekt verstärkt und somit zur Klimaveränderung beitragen kann [32], [33], [34], [35]. Die CO_2 -Emissionen sind bisher in Europa nicht gesetzlich limitiert. Ein geringer CO_2 -Ausstoß wird in Deutschland jedoch steuerlich gefördert. Die übrigen Komponenten CO, HC, NO_x und Ruß können sowohl die menschliche Gesundheit als auch die Umwelt schädigen.

Die Abgasgesetzgebung der Länder der Europäischen Union (EU) basiert auf der Regelung ECE R15 bzw. der Richtlinie 70/220/EWG und deren Fortschreibungen. Für Pkw (≤ 6 Sitzplätze, $< 2,5$ t zulässiges Gesamtgewicht) gelten die verschärften Grenzwerte entsprechend der EG-Richtlinie 98/69/EG, die seit 2000 für Serienfahrzeuge wirksam ist. Die Begrenzung der Abgastrübung nach ECE R24 bzw. 72/306/EWG bleibt weiterhin bestehen [36], [37]. Die Grenzwerte für Diesel-Pkw (≤ 6 Sitzplätze, $< 2,5$ t) sind in **Tabelle 2.1** dargestellt.

Tabelle 2.1: Entwicklung der Abgasgrenzwerte in Europa (Diesel PKW $< 2,5\text{t}$; ≤ 6 Pers.) [36]

	CO	HC+NO _x	NO _x	PM
EU I (01.07.1992) 91/441/EWG	2,72 g/km	0,97 g/km	-	0,14 g/km
EU II (01.01.1996) 94/12/EWG	1,0 g/km	0,7 g/km	-	0,08 g/km
EU III (01.01.2000) 98/69/EG	0,64 g/km	0,56 g/km	0,50 g/km	0,05 g/km
EU IV (01.01.2005) 98/69/EG	0,50 g/km	0,30 g/km	0,25 g/km	0,025 g/km

2.2.1 Rußbildung und Rußoxidation

Als Partikel werden alle Abgasbestandteile mit Ausnahme von Wasser bezeichnet, die sich bei einer maximalen Temperatur von 51,7°C aus dem mit Luft verdünnten Abgas auf einem definierten Filter abscheiden [36], [37].

Die Dieselpartikel setzen sich aus ca. 71% Kohlenstoff (reiner Ruß), 24% organischen Verbindungen (Kohlenwasserstoffe), 3% Sulfaten und zu 2% aus sonstigen Bestandteilen wie Asche von Öladditiven, Rostpartikeln, Metallspänen, Nitraten, angelagerten Hydraten usw. zusammen [31].

Die bei der Partikelentstehung ablaufenden chemischen und physikalischen Prozesse sind in groben Zügen bekannt. Jedoch sind viele Details noch nicht hinreichend genau verstanden.

Eine Grundvoraussetzung für die Berechnung der unterschiedlichen Bildungs- und Oxidationsvorgänge ist die genaue Kenntnis der Schlüsselsubstanzen, wie z.B. Acetylen. Detaillierte Reaktionsmechanismen zur Berechnung der Schlüsselsubstanzen stehen heute nur bis Heptan als Brennstoff in Modellflammen zur Verfügung [38], [39].

Die Partikelentstehung läuft nach heutigem Kenntnisstand folgendermaßen ab:

Die hohen Temperaturen im Brennraum verursachen durch sogenanntes thermisches Cracken einen Zerfall des Brennstoffes sowohl in Radikale als auch in Acetylen (C_2H_2). Über deren Abbau werden Produkte wie Benzol gebildet [24], [31], [40].

Danach entstehen durch eine wechselseitige Wasserstoffabstraktion und Acetylenanbindung polyzyklische Kohlenwasserstoffe (PAK). Eine weitere Polymerisation sorgt für das Anwachsen der polyzyklischen Aromate. Die Bildung der Rußpartikel ist durch das Zusammentreffen zweier planarer PAK und der daraus entstehenden dreidimensionalen Struktur gekennzeichnet [41], [42]. Durch Wechselwirkungen der Rußpartikel untereinander und mit der umgebenden Gasphase verändert sich ihre Größe [43]. Die Feststoffpartikel wachsen durch Kondensation von PAK an bereits bestehende Partikel, durch Oberflächenreaktionen mit Wasserstoffradikalen bzw. Acetylenmolekülen, durch Nukleation von Rußkernen und durch Agglomeration von Rußprimärteilchen zu langen kettenförmigen Strukturen [21].

Die Rußpartikel und die Zwischenspezies werden durch O_2 -Moleküle und OH-Radikale abgebaut. Bei diesem Vorgang haben nach [44] die OH-Radikale wegen ihrer niedrigeren Aktivierungsenergie eine entscheidende Bedeutung.

Die Messungen und Modellrechnungen an einer koaxialen, laminaren Acetylen/Luft-Diffusionsflamme haben gezeigt, dass neben der Rußoxidation über OH-Radikale auch die Rußoxidation über atomaren Sauerstoff zu berücksichtigen ist [45].

Ruß bildet sich bei einem örtlichen Luftverhältnis kleiner 0,6 und bei lokalen Temperaturen über 1500 K [22], [23]. Der genaue Verlauf der Zusammensetzung und Masse des Rußes im Brennraum ist vom Brennstoff, der Temperatur, dem Druck und dem Luftverhältnis abhängig [40].

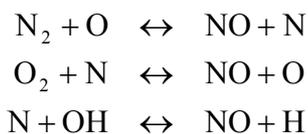
Ein großer Anteil des Kohlenstoffs aus dem Brennstoff geht zuerst in Ruß über. Im weiteren Verlauf der Verbrennung wird der größte Teil des Rußes wieder, bis auf wenige Prozente, oxidiert [46], [47]. Dies ist der Grund für das erschwerte Verständnis und die schwierige Erfassung der dominierenden chemischen und physikalischen Prozesse bei der Rußbildung [30].

2.2.2 Stickoxid

Stickoxide (NO_x) begünstigen in der Troposphäre die Bildung von bodennahem Ozon und photochemischem Smog. Die bei der motorischen Verbrennung entstehenden NO_x -Emissionen bestehen hauptsächlich (bis zu 95%) aus NO [48], [49]. Das Stickstoffmonoxid wird nach längerem Verweilen unter atmosphärischen Bedingungen fast vollständig in NO_2 umgewandelt. Bei der Verbrennung kann NO auf drei verschiedenen Wegen gebildet werden. Man unterscheidet zwischen dem thermischen, dem Prompt- und Brennstoff- Stickstoffmonoxid [30].

Thermisches NO

Die thermische NO-Bildung hat bei der motorischen Verbrennung den bedeutendsten Anteil [1]. Sie läuft „hinter“ der Flammenfront im sogenannten Verbrannten ab und wurde erstmals von Zeldovich (1946) beschrieben [50]. Der angegebene einfache Reaktionsmechanismus wurde später von Baulch et al. (1991) erweitert [51]. Dieser erweiterte Zeldovich-Mechanismus besteht aus den drei Elementarreaktionen:



Die experimentell ermittelten Reaktionskonstanten in [52], [53], [54] und [55] sind sehr stark temperaturabhängig und wesentlich kleiner als die der Brennstoffverbrennung. Die erste Reaktion besitzt wegen der starken N_2 -Dreifachbindung eine hohe Aktivierungsenergie und läuft deshalb erst bei hohen Temperaturen ausreichend schnell ab. Sie ist aus diesem Grund der geschwindigkeitsbestimmende Schritt. Vollkommen falsche Ergebnisse erhält man unter Annahme der Einstellung eines chemischen Gleichgewichts [56]. Liegt die momentane NO-Konzentration unterhalb der Gleichgewichtskonzentration der entsprechenden Temperatur, wie dies in weiten Abschnitten der motorischen Verbrennung der Fall ist, hat die Hinreaktion entscheidenden Einfluss auf den Gesamtumsatz. Erst wenn die momentane NO-Konzentration oberhalb der Gleichgewichtskonzentration liegt, wird der Gesamtumsatz maßgeblich durch die Rückreaktion bestimmt. Diese Situation tritt während der Expansionsphase auf. Bei Temperaturen unter 2000 K kommt die Reaktion zum Stillstand [57]. NO_2 wird nicht in der Verbrennungsphase gebildet. Erst bei niedrigen Temperaturen reagiert NO mit O_2 oder mit HO_2 zu NO_2 weiter [14], [49].

Prompt-NO

Unter brennstoffreichen Bedingungen in der Flammenfront wird Acetylen (C_2H_2) gebildet. Dabei werden auch CH-Radikale freigesetzt. Das intermediäre CH reagiert mit N_2 zu Blausäure (HCN) und anschließend durch weitere Oxidation zu NO. Im Gegensatz zum thermischen NO ist das Prompt-NO durch die kleineren Aktivierungstemperaturen nicht so stark temperaturabhängig. Es gibt über CH und HCN eine starke Abhängigkeit von der lokalen Brennstoffkonzentration [24]. Da die Reaktionszone im Motor jedoch dünn (Größenordnung: 0,1mm [1]) ist,

resultiert nur ein geringer Anteil, ca. 5-10%, der Gesamtstickoxidemissionen des Dieselmotors aus dem Prompt-NO-Mechanismus [31].

Brennstoffstickstoff

Bei der motorischen Verbrennung spielt die Umwandlung von im Brennstoff gebundenem Stickstoff in Stickoxid fast keine Rolle, weil in den handelsüblichen Dieselmotoren weniger als ein Promille Stickstoff enthalten ist [14].

2.2.3 Unverbrannte Kohlenwasserstoffe (HC)

Die gasförmigen Emissionen von Kohlenwasserstoffen werden auch als unverbrannte Kohlenwasserstoffe oder HC (hydrocarbons) bezeichnet. Diese können sein:

- unverbrannte Brennstoffreste (Paraffine, Olefine, Aromate)
- teilweise verbrannte Stoffe (Aldehyde, Ketone)
- Crackprodukte (Acetylen, PAK)

Die HC-Emissionen bei einer motorischen Verbrennung entstehen in brennstoffreichen sowie in mageren Mischungsbereichen bei niedriger Temperatur [57]. Ihre Bildung kann durch das Erlöschen der Flamme an der Wand, durch eine schlechte Zerstäubung und Durchmischung von Luft und Brennstoff, durch einen Brennstoffwandauftrag oder durch eine Verlagerung der Verbrennung in die Expansionsphase hervorgerufen werden [58].

2.2.4 Kohlenmonoxid (CO)

Bei lokalem Luftmangel ($\lambda < 1,0$) wird grundsätzlich CO als ein Produkt der unvollständigen Verbrennung und der inhomogenen Kraftstoffverteilung gebildet. Im mageren Gemisch ($\lambda > 4,0$) entsteht wieder vermehrt CO wegen der niedrigeren Temperaturen und der unvollständigen Verbrennung im wandnahen Bereich des Brennraums. Generell ist die CO-Oxidation stark von der Temperatur abhängig [59].

2.3 Analysemethoden zur Untersuchung der Verbrennungsvorgänge

In diesem Abschnitt wird auf den veröffentlichten Stand der Erkenntnisse zur phänomenologischen Modellbildung der Verbrennung und multispektralpyrometrischen sowie emissionsspektroskopischen Untersuchungen in einem DI-Dieselmotor eingegangen.

2.3.1 Möglichkeiten und Anwendungen der phänomenologischen Modellbildung

In der Literatur sind in den letzten Jahren eine Reihe von phänomenologischen Verbrennungs- und Schadstoffmodellen, die zum Teil auf sehr unterschiedlichen Vorstellungen und Vereinfachungen beruhen, veröffentlicht worden. Die Simulationsmodelle liefern einen wichtigen Beitrag zur Vorausberechnung und zu einem besseren Verständnis der Energiefreisetzung und Schadstoffentstehung bei der dieselmotorischen Verbrennung [45], [60]. Grundsätzlich lassen sich zwei Kategorien von Verbrennungsmodellen unterscheiden.

- Nulldimensionale 1-Zonen-Modelle beschreiben den Brennraum mit dem thermodynamischen Modell des ideal durchmischten Behälters. Eine räumliche Auflösung der Größen Druck, Temperatur und Zusammensetzung erfolgt demnach nicht [61]. Weil der Energieanteil der Schadstoffe im Abgas (ca. 1%) gegenüber der Energie des Brennstoffes vernachlässigbar klein ist, erlauben die integralen energetischen Betrachtungen keine Aussagen über die Schadstoffemissionen [62]. Diese Modelle sind jedoch sehr gut geeignet, mittels einer thermodynamischen Analyse die Energieumwandlung im Verbrennungsmotor zu bewerten [63].
- Die räumlich heterogene Gemischbildung im Verbrennungsmotor erfordert die Unterteilung des Brennraums in mindestens zwei Zonen. Damit können die zeitlichen Verläufe von Temperatur und Zusammensetzung jeder Zone separat bestimmt werden. Unter Anwendung des erweiterten Zeldovich-Mechanismus kann zum Beispiel die im Postflame-Bereich stattfindende NO-Bildung berechnet werden [64]. Es ergibt sich auch die Möglichkeit, die Partikelemissionen in den einzelnen Zonen zu modellieren.

1-Zonen-Modelle zur Berechnung des Brennverlaufs

Aus dem ersten Hauptsatz der Thermodynamik [65] und dem idealen Gasgesetz kann der Heizverlauf berechnet werden. Das ideale Gasgesetz ist dabei nur für niedrige Drücke, z.B. bei Teillastpunkten, anwendbar. Sonst ist die Einführung eines Realgasfaktors notwendig [18], [63].

Die Zylinderladungsmassen spielen eine entscheidende Rolle bei der Berechnung der mittleren Gastemperatur und des Heizverlaufes. Die Untersuchungen von [66] haben gezeigt, dass auch in Motoren mit geringer Ventilüberschneidung, wie beim Dieselmotor, die Restgasmasse berücksichtigt werden muß. Aus thermodynamischer Sicht bestimmen drei Vorgänge die Temperatur der Frischladung im Zylinder [67]:

- die Wärmeübertragung in den Einlasskanälen sowie im Zylinderraum
- die Mischung mit dem im Zylinder verbliebenen Restgas
- die Umwandlung kinetischer Energie der einströmenden Luft durch Verwirbelung in Wärme

Das Problem der Bestimmung der Ladungsmasse bei Anwendung der Abgasrückführung konnte mit einer neuen Methode [62], welche die Temperaturabhängigkeit des Liefergrades berücksichtigt, überwunden werden. Für detaillierte Ausführungen zu diesem und anderen Verfahren sei auf [62], [66] verwiesen.

Der Brennverlauf beschreibt die zeitliche Umsetzung der Brennstoffenergie und hat die Einheit Joule [J]. Die Ableitung des Brennverlaufs wird als Brennrate bezeichnet und hat die Dimensionen Joule pro Grad Kurbelwinkel [$J/^\circ\text{KW}$]. Der Brennverlauf kann auf verschiedene Weise berechnet werden [63].

- Der zur Berechnung des Brennverlaufs nötige Heizverlauf wird nach dem ersten Hauptsatz der Thermodynamik iterativ berechnet, weil die Stoffzusammensetzung wiederum aus dem Brennverlauf ermittelt werden muß [46]. Ein ähnliches Verfahren zur Bestimmung des Brennverlaufs findet in [61] Anwendung. Die Gaszusammensetzung wird in jedem Rechenschritt nach einem Verbrennungsfortschritt X_B bestimmt. Der Brennverlauf steigt analog

zum Heizverlauf vom Minimum bis zum Maximum an. Es wird die Annahme getroffen, dass der relative Verlauf der Verbrennung mit dem relativen Verlauf der Wärme, die das Gas effektiv übernommen hat, übereinstimmt:

$$X_B = \frac{Q_B}{Q_{B_Max}} = \frac{Q_H - Q_{H_Min}}{Q_{H_Max} - Q_{H_Min}} \quad (2.1)$$

Demzufolge ergibt sich für den Brennverlauf :

- Von Einlassventil schließen bis Brennbeginn : $Q_B=0$
- Von Brennbeginn bis Brennende : $Q_B=X_B \cdot m_B \cdot H_u \cdot \eta_u$
- Von Brennende bis Auslassventil öffnen : $Q_B= m_B \cdot H_u \cdot \eta_u$

Die eingesetzte Brennstoffenergie wird dabei für jeden Zylinder individuell berechnet. Für genaue Rechnungen ist die Berücksichtigung des Umsetzungsgrades (η_u) notwendig. Die Wandwärme errechnet sich dann als Differenz der Brennwärme und der Heizwärme.

- Der Brennverlauf kann auch aus der Summe der Wandwärmeverluste (Q_w) und des Heizverlaufes (Q_H) berechnet werden [67], [68]:

$$Q_w = Q_B + Q_H \quad (2.2)$$

Eine Gegenüberstellung von vier auf Woschni basierenden Ansätzen [69], [70], [71] und [72] zur Berechnung des Wärmeübergangskoeffizienten in einem TDI-Motor in der Arbeit von [73] hat zu der Schlussfolgerung geführt, dass der erweiterte Ansatz nach Vogel [71] in Verbindung mit der Implementierung der Temperaturabhängigkeit, der Prandtl-Zahl und des umgekehrten Hub-Bohrungsverhältnisses durch Bulaty [72] die geeignetste Variante darstellt. Der Hauptgrund dafür ist die Berücksichtigung der Turbulenz und der Ablagerung von Rußpartikeln auf den Brennraumwänden. In [63], [73] und [74] sind neben der historischen Evolution des Wärmeübergangs und einer Aufführung der vorhandenen Modelle auch Empfindlichkeitsanalysen unter verschiedenen Motorbetriebsbedingungen dargestellt.

- Bei einigen Modellen wird versucht, unter Verwendung bestimmter Ansätze für die chemischen Reaktionen des Brennstoffes mit der Luft die Energieumsetzung bzw. die Umsatzgeschwindigkeit zu bestimmen. Das Ziel dieser Verfahren ist die Vorausberechnung des Brennverlaufes, auch Ersatzbrennverlauf (EBV) genannt.
- Vibe [75] hat aus der bekannten Vorstellung, dass die Verbrennung der Kohlenwasserstoffe in Form einer Kettenreaktion erfolgt, die Brennrate bzw. den zeitlichen Verlauf der umgesetzten Brennstoffenergie mit den wesentlichen Merkmalen einer ottomotorischen Verbrennung wiedergegeben. Weil die mit dem einfachen Vibe-Ansatz berechneten Ersatzbrennverläufe erheblich von den realen Brennverläufen im Dieselmotor abweichen, werden Doppel- oder Dreifach-Vibe-Funktionen eingesetzt [72], [76], [77]. Andere empirische Modelle zur Vorausberechnung des Brennverlaufes sind in [78], [79] aufgeführt.

- Bei [4] erfolgt die Vorausberechnung des Brennverlaufs auf der Basis des Einspritzverlaufs unter der Annahme einer ausschließlich mischungs-gesteuerten Verbrennung. Es wird angenommen, dass die Geschwindigkeit der Brennstoffumsetzung von der Durchmischung des Brennstoffdampfes und des Frischgases und somit von der lokalen Dichte der turbulenten kinetischen Energie bestimmt wird.

2-Zonen-Modelle

Das 2-Zonen-Modell unterteilt den Brennraum in eine „verbrannte“ und „unverbrannte“ Zone. Es werden keine geometrischen Eigenschaften des Brennraums berücksichtigt. Die Trennung der beiden Zonen erfolgt durch eine unendlich dünne Flammenschicht. Damit können Flammentemperatur, thermische Dissoziation sowie die Bildung einiger Schadstoffe, darunter NO, vorausberechnet werden. Diese Modelle sind nur eine Näherung der wirklichen Verbrennungsvorgänge, vermitteln aber auf einfache Weise Erkenntnisse über die Wirkung einer dieselmotorischen Verbrennung. Die 2-Zonen-Modelle haben nach einem Abgleich mit Messungen ihre Tauglichkeit zur Berechnung der NO-Bildung abhängig von motorischen Parametern bewiesen [64], [80], [81], [82], [83].

- Hohlbaum [84] hat ein 2-Zonen-Modell aufgestellt, bei dem ein Stofftransport aus der unverbrannten in die verbrannte Zone über die Flammenfront, welche durch ein konstantes Luftverhältnis gekennzeichnet ist, stattfindet. Dieser Anteil wird aus der unabhängig berechneten Wärmefreisetzung bestimmt. Zusätzlich tritt ein Frischluft-Massenstrom auf, der aus der unverbrannten Zone direkt, an der Flamme vorbei in die Abgaszone gerichtet ist und die Vermischung der beiden Zonen beschreibt. Die Berechnung der Größe dieses Massenstroms beruht auf der Annahme, dass das Luftverhältnis in der verbrannten Zone während der Diffusionsverbrennung linear ansteigt und bis beim Öffnen des Auslassventils eine völlige Durchmischung des Zylinderinhalts stattgefunden hat. Eine physikalisch basierte Kopplung dieser Vermischung an charakteristische Motorkenngrößen wird nicht berücksichtigt.
- Bei [64] läuft die Veränderung des Luftverhältnisses der verbrannten Zone während der vorgemischten Phase nach einer von vier vorgegebenen Funktionen ab. Während der Diffusionsphase wird angenommen, dass sich das lokale Luftverhältnis nicht ändert.
- Sehr viel einfacher ist der Ansatz, den Heider et al. [80] für ihr Zwei-Zonen-Modell gewählt haben. In diesem Modell werden keine Differentialgleichungen zur Beschreibung der Temperaturänderung in den beiden Zonen benötigt. Die turbulente Vermischung der beiden Zonen ist temperaturabhängig und wird über einen empirischen Ansatz beschrieben. Ein motorspezifischer Faktor A legt das Anfangstemperaturniveau in der Reaktionszone fest und dient zur Anpassung des Rechenmodells an die Gemischbildung. Er wird mit Hilfe der Flammentemperatur und der Massenmitteltemperatur aus der Kreisprozessrechnung abgeschätzt.

Modellierung der Partikelemissionen

Die lokale Temperatur sowie die lokalen Brennstoffdampf- und Sauerstoffkonzentrationen sind die kontrollierenden Faktoren für die Reaktionsgeschwindigkeiten bei der Modellierung der Rußentstehung und -oxidation [45]. Es wird häufig ein 2-Gleichungsmodell angewendet, in dem Bildung und Oxidation mit jeweils einer empirischen Gleichung beschrieben werden. Die Nettoänderung der Rußmasse ergibt sich aus der Differenz dieser beiden Größen [29], [30], [85]. Mit diesem einfachen Modell sind qualitative Aussagen über die Rußbildung möglich.

Um quantitativ zuverlässige Ergebnisse zu erzielen, sind auch Zwischenspezies, wie z.B. Acetylen (C_2H_2), bilanziert worden [86]. Neben der lokalen Temperatur und der für die chemischen Reaktionen zur Verfügung stehenden Zeit ist eine ausreichende Konzentration an Oxidanten (O , O_2 , OH) für den Ablauf der Rußoxidation entscheidend [87]. Die Vermischung zwischen den Partikeln und Oxidanten wird durch ein turbulentes Strömungsfeld beschrieben. Zur Partikeloxidation ist die Vermischung mit den Oxidanten auf der kleinsten zu beobachtenden dissipativen Größe von Turbulenzelementen im Strömungsfeld erforderlich. Dadurch werden die chemischen Reaktionen im molekularen Bereich möglich. Es werden laminare und turbulente Zeit-, Längen- und Geschwindigkeitsmaße definiert. Diese erlauben eine Abschätzung schneller oder langsamer chemischer Umsetzungen im Vergleich zur turbulenten Mischung. Basierend auf dem von Kolmogorov postulierten Universalbereich der Turbulenz wird zwischen dem Makrolängenmaß und dem Mikrolängenmaß die Energie von großen zu kleinen Wirbeln transferiert [88]. Die Kolmogorov-Zeit ist dabei die charakteristische Drehzeit der kleinsten im Strömungsfeld auftretenden Wirbel. Der Ablauf der Rußoxidation wird durch die Inverse der Kolmogorov-Zeit, die turbulente Mischungsfrequenz, wesentlich beeinflusst [29], [86], [87]. Zahlreiche Experimente bestätigen diese Überlegungen [89].

Sowohl die Zwischenspezies als auch die Rußpartikel können im Laufe der Verbrennung durch Oxidation wieder abgebaut werden, so dass insgesamt ein Rußmodell mit z.B. 8 Differentialgleichungen entsteht [30].

2.3.2 Emissionsspektroskopische Untersuchungen im Dieselmotor

Nach dem Mechanismus der Energieumwandlung lassen sich Strahlungsquellen in zwei Arten unterteilen. Die sogenannten Lumineszenzstrahler emittieren Emissionsbanden bei diskreten Wellenlängen. Beispiele dafür sind die in der Verbrennungsflamme auftretenden Gaskomponenten [90], [91].

Temperaturstrahler hingegen besitzen eine thermisch angeregte Strahlung und ein kontinuierliches Spektrum, d.h. sie strahlen in einem Wellenlängenbereich. Der heiße Ruß ist ein solcher Temperaturstrahler. Diese Art von Strahlung wird auch Festkörperstrahlung genannt [90].

Grundsätzliches zur Beobachtung der Festkörperstrahlung im Dieselmotor

Die Beobachtung von Flammen stößt auf einige grundsätzliche Probleme. Die dieselmotorische Flamme ist ein inhomogener Volumenstrahler. Die angewandten Messverfahren basieren aber auf den Gesetzmäßigkeiten einer homogen strahlenden, vorgemischten, optisch dünnen Flamme. Die optischen Eigenschaften der Flamme werden nur mit Hilfe eines Emissionsgradansatzes beschrieben, wobei die Messergebnisse von Modellflammen auf die dieselmotorische Flamme übertragen werden. Im Beobachtungsbereich können sich Bereiche unterschiedlicher

Temperaturen befinden. Die Strahlung von heißen Zonen kann in anderen Gebieten wieder absorbiert werden. Da diese Probleme prinzipiell sind, muss die mit einem solchen Verfahren ermittelte Temperatur folglich als die Temperatur aufgefasst werden, die ein realer Strahler mit gleichem Emissionsvermögen haben muss, wie das Messobjekt. Das Ergebnis wird tendenziell von Bereichen höherer Temperatur bestimmt. Bei der sogenannten Zweifarbenmethode ist die Temperatur eines Temperaturstrahlers mit bekannter spektraler Strahlungsverteilung aus den spektralen Strahlungsdichten von zwei Wellenlängen ermittelbar. Bei den Mehrfarbenmethoden sind zur Temperaturbestimmung die spektralen Strahlungsdichten von mindestens drei Wellenlängen erforderlich. Die Kennzeichnung der Dieselflamme durch eine einheitliche Temperatur ist aufgrund der vorhandenen Temperaturgradienten problematisch [92], [93], [94], [95], [96], [97].

Pyrometrische Auswerteverfahren

Der sogenannte schwarze Strahler dient im Allgemeinen als Referenz für Angaben zur Temperaturstrahlung. Dargestellt wird er durch eine kleine Öffnung in einem Hohlraum. Diese Öffnung verhält sich dann wie ein schwarzer Strahler mit der Temperatur der Hohlraumwände. Seine Eigenschaften sind nur von der Temperatur und nicht vom Material abhängig [98], [99]. Ein schwarzer Strahler strahlt über einen breiten Wellenlängenbereich. Die Strahlungsintensität bei einer beliebigen Wellenlänge hängt nur von der Temperatur des schwarzen Strahlers ab. Der Zusammenhang zwischen der spektralen Strahldichte L_S und der Temperatur T in Abhängigkeit von der Wellenlänge λ kann mathematisch durch das Plancksche Strahlungsgesetz beschrieben werden [99], [100]:

$$L_S(\lambda, T) = \frac{c_1}{\Omega_0 \pi \lambda^5 \left(e^{\frac{c_2}{\lambda T}} - 1 \right)} \quad (2.3)$$

Die Wiensche Näherung hat in den hier betrachteten Wellenlängen- und Temperaturbereichen ($600 \text{ nm} < \lambda < 900 \text{ nm}$; $T < 2500 \text{ K}$) eine relative Abweichung von der Planckschen Formel von weniger als 0,17% [94]:

$$L_S(\lambda, T) = C_1 \lambda^{-5} e^{-\frac{c_2}{\lambda T}} \quad (2.4)$$

wobei $C_1 = \frac{c_1}{\Omega_0 \pi}$ (2.5)

Das Strahlungsvermögen von realen Strahlern wird außer von der Temperatur auch von deren optischen Eigenschaften beeinflusst. Die effektive Strahldichte wird durch das Kirchhoffsche Strahlungsgesetz beschrieben [91]:

$$L_e(\lambda, T) = \varepsilon(\lambda, T) L_S(\lambda, T) \quad (2.6)$$

In dieser Gleichung ist der wellenlängen- und temperaturabhängige Emissionsgrad $\varepsilon(\lambda, T)$ ein Maß für die Abweichung der optischen Eigenschaften eines realen Strahlers von denen eines schwarzen Körpers und ist stets kleiner als eins. Bei den weiteren Berechnungen wird die Temperaturabhängigkeit des Emissionsgrades vernachlässigt. Ausgangspunkt der Temperaturbestimmungsverfahren, beschrieben in [96], [97], [100], ist das Einsetzen der Wienschen Näherung in das Kirchhoffsche Strahlungsgesetz:

$$L_e(\lambda, T) = \varepsilon(\lambda) C_1 \lambda^{-5} e^{-\frac{c_2}{\lambda T}} \quad (2.7)$$

Da der Emissionsgrad der heißen Rußpartikel nur näherungsweise bekannt ist, müssen zur Temperaturberechnung Annahmen über das Emissionsvermögen von Ruß getroffen werden. Hat ein realer Temperaturstrahler einen wellenlängenunabhängigen Emissionsgrad, wird dieser auch als grauer Strahler bezeichnet. In grober Näherung kann Ruß als grauer Strahler angenommen werden [98]. Bei genauerer Untersuchung stellt sich jedoch eine Wellenlängenabhängigkeit des Emissionsgrades heraus [92], [93]:

- Für die dieselmotorische Verbrennung wird die Strahlung leuchtender Rußpartikel meist nach dem Ansatz von [97] als Strahlung eines Festkörpers mit spektral veränderlichem Emissionsgrad modelliert:

$$\varepsilon(\lambda) = 1 - \frac{1}{\exp\left[\frac{K(\lambda)s}{\lambda^n}\right]} \quad (2.8)$$

wobei s die Rußschichtdicke darstellt.

Ein Wert für die empirische Konstante n wurde erstmals durch Hottel und Broughton im Jahre 1932 veröffentlicht. Sie hängt wesentlich von den physikalischen und optischen Eigenschaften der Flammenrußpartikel ab. Zum gegenwärtigen Zeitpunkt wird ein Wert von $n=1,38$ als hinreichend exakt angenommen [97], [100].

- Neben dem oben genannten Ansatz existieren noch weitere Ansätze zur Modellierung des Emissionsgrades von Ruß. Das Beer-Lambertsche-Gesetz beschreibt den Emissionsgrad $\varepsilon(\lambda)$ einer Schicht mit der Schichtdicke s unter der Voraussetzung, dass eine Streuung vernachlässigt werden kann. Auch hier wird die Temperaturabhängigkeit des Emissionsgrades vernachlässigt [100]:

$$\varepsilon(\lambda) = 1 - \frac{1}{\exp[K(\lambda)s]} \quad (2.9)$$

Der wellenlängenabhängige Absorptionskoeffizient $K(\lambda)$ wird mit der Mie-Streutheorie trüber Medien, die den Energieverlust elektromagnetischer Wellen beim Durchgang durch kugelförmige, elektrisch leitfähige Partikel beschreibt, ermittelt:

$$K(\lambda) = A_a c \quad (2.10)$$

- Bei der Mehrfarbenmethode wird zur Bestimmung des Emissionsgrades die folgende Annahme getroffen :

$$\varepsilon(\lambda) = A e^{B\lambda} \quad (2.11)$$

Dabei werden A und B aus den Strahldichtemessungen berechnet. Der gewählte Exponentialansatz fügt sich von der Struktur her gut in das Wiensche Gesetz ein und ist geeignet, sowohl monoton fallende als auch monoton steigende Funktionsverläufe anzunähern [96]. Bei der Fünf-Farben-Methode werden üblicherweise fünf Wellenlängenstützstellen ausgewählt und daraus zehn Paare gebildet [92].

Bei dem Verfahren, beschrieben in [92], wird das aus dem Motorbrennraum aufgenommene Licht durch einen Gitterspektrographen spektral zerlegt und von einer CCD-Kamera zeitaufgelöst aufgenommen. Die Bewertung der numerischen Ableitungen der aufgenommenen Spektren ermöglicht eine Temperatúrauswertung ohne zusätzliche Annahmen über das Emissionsvermögen.

Grundsätzliches zur Beobachtung der Emissionsspektren im Dieselmotor

Die Emissionsspektroskopie ermöglicht eine kurbelwinkelaufgelöste Beobachtung der entstehenden Reaktionszwischenprodukte. Die Strahlungsintensität der Zwischenprodukte auf einer bestimmten Wellenlänge stellt einen Indikator für das Auftreten einer Spezies dar [101]. Eine Korrelation der Messergebnisse mit den reaktionskinetischen Modellen ermöglicht einen tieferen Einblick in die physikalisch-chemischen Abläufe der innermotorischen Verbrennung und deren Auswirkung auf die Schadstoffbildung.

Die Identifikation der Moleküle und Prozesse anhand der Spektren ist bei der dieselmotorischen Verbrennung nur beschränkt möglich, weil eine kontinuierliche Strahlung die Molekülstrahlung überlagert [101], [102]. Dem Hydroxyl- oder OH-Radikal kommt für technische Verbrennungsprozesse eine bedeutende Rolle zu, da es wesentlich an den Energieumsatzreaktionen beteiligt ist [103]. Aufgrund der elektronischen Strahlungsübergänge im UV-Bereich werden diese durch die Festkörperstrahlung disperser Rußpartikel weniger überlagert. Ihre Erfassung wird zusätzlich durch die Selbstabsorption im Verbrennungsgas erschwert. Diese Problematik wird in **Kapitel 6** ausführlich besprochen.

Molekülspektren

Durch die thermische Anregung während der Verbrennung oder durch ablaufende Reaktionen liegen die Moleküle in einem energetisch angeregten Zustand vor [99]. Der Energietransfer zwischen diesen Atomen oder Molekülen kann grundsätzlich durch Elementarreaktionen, Stoßprozesse und den Strahlungswärmeaustausch beschrieben werden. Nach quantenmechanischen Überlegungen [104] können Atome und Moleküle nur dann von einem höheren Energiezustand in einen niedrigeren übergehen, wenn sie dabei ein Photon mit der Energie $h\nu$ emittieren. Wenn E_1 die Anfangsenergie des Moleküls vor dem Übergang und E_2 die Energie nach dem Übergang ist, so wird die Energie des Photons beschrieben durch:

$$h\nu = E_1 - E_2 \quad (2.12)$$

Die Frequenz des emittierten Photons steht in direktem Zusammenhang mit der Wellenlänge:

$$\nu = \frac{c}{\lambda} \quad (2.13)$$

Bei der Verbrennung von Kohlenwasserstoffen mit Luft werden im Spektralbereich zwischen 250 nm und 400 nm Spektren der Abgaskomponenten wie OH und CH ausgestrahlt [105]. Zweiatomige Gase haben wegen ihres Aufbaus mehr mögliche Quantenzustände als einatomige Gase. Neben der bei Atomen auftretenden Elektronenanregung (E_{el}) sind bei zweiatomigen Gasen noch zwei weitere Freiheitsgrade möglich: Schwingung der Kerne um ihre Ruhelage in Richtung ihrer Verbindungslinie (E_{vib}) und Rotation der Kerne um ihren gemeinsamen Schwerpunkt (E_{rot}) [106]. Die Gesamtenergie (E_{ges}) des Strahlungsübergangs eines Moleküls kann deshalb dargestellt werden als:

$$E_{ges} = E_{el} + E_{vib} + E_{rot} \quad (2.14)$$

Im Spektrum ist jedem Elektronenübergang ein Bandensystem mit mehreren Banden zugeordnet. Jede Bande entspricht einer bestimmten Änderung des Vibrationszustandes. Die Linien einer Bande entsprechen einer Änderung der Rotationsenergie [107].

Im **Bild 11.1** in **Anhang 11.1** werden mögliche Übergänge bei einer Anregung eines Elektrons vom $^2\Pi$ auf das $^2\Sigma$ Niveau für das OH-Radikal gezeigt.

Die relativen Intensitäten des Spektrums eines Moleküls im thermischen Gleichgewicht hängen von den Besetzungswahrscheinlichkeiten N_i/N und den Übergangswahrscheinlichkeiten ab. Die Maxwell-Boltzmann-Verteilung beschreibt die Besetzungswahrscheinlichkeit als Funktion der Temperatur [108], [109]:

$$\frac{N_i}{N} = \frac{g_i e^{-\frac{E_i}{kT}}}{\sum_i g_i e^{-\frac{E_i}{kT}}} \quad (2.15)$$

In dieser Gleichung stellt N die Gesamtanzahl der Moleküle der betrachteten Gaskomponente, N_i die Anzahl und g_i das statistische Gewicht der Moleküle im angeregten Zustand mit der Energie E_i dar. Die Konstante k ist die Boltzmann-Konstante. Die motorische Verbrennung wird jedoch von Ungleichgewichtszuständen dominiert. Die Maxwell-Boltzmann-Verteilung für N_i ist demzufolge meistens unbekannt. Die gemessene Intensität enthält über das Verteilungsgesetz Informationen über die Besetzungsverteilung. Diese können nach dem derzeitigen Forschungsstand nicht quantitativ ausgewertet werden [107]. Die elektronische Anregung der strahlenden Moleküle bzw. Prozesse beruht auf verschiedenen Mechanismen, die auch gleichzeitig wirken können. Insbesondere wenn kein thermisches und chemisches Gleichgewicht herrscht, treten die Emissionen der Radikale oft stärker als im Gleichgewicht auf [110]. Ein Grund für stark erhöhte Emissionen ist die Chemolumineszenz. Bei diesem Vorgang gehen Radikale durch eine chemische Reaktion in einem elektronisch angeregten Zustand über [91].

2.4 Schadstoffarme Brennverfahren

In diesem Abschnitt wird auf den veröffentlichten Kenntnisstand zu schadstoffarmen Brennverfahren in einem DI-Dieselmotor eingegangen.

Aufbauend auf den Erkenntnissen früherer Untersuchungen zur Selbstzündung homogener Brennstoff-Luft-Mischungen gibt es zahlreiche Untersuchungen zum als HCCI (Homogeneous Charge Compression Ignition) bekannten Brennverfahren [111]. Dieses Brennverfahren hat einen hohen thermodynamischen Wirkungsgrad als Ziel. Gleichzeitig sollen nahezu keine Stickoxide und Rußemissionen erzeugt

werden. Um die NO_x -Produktion zu verhindern, darf während der Verbrennung örtlich die NO_x -Bildungstemperatur nicht überschritten werden. Diese lokalen Spitzentemperaturen lassen sich durch eine homogene bzw. teilhomogene Verbrennung vermeiden. Zu diesem Zweck wird die gesamte bzw. ein großer Anteil der eingespritzten Kraftstoffmenge verdampft und mit dem Oxidator gleichmäßig vermischt, bevor eine Entflammung einsetzt [112], [113]. Eine Homogenisierung der Brennraumladung lässt sich auf unterschiedliche Weise realisieren.

2.4.1 HCCI

Eine Kompressionszündung eines homogenen Gemisches kann durch eine sehr frühe Einspritzung des Brennstoffes in den Brennraum erreicht werden. Die Verbrennung ist primär reaktionskinetisch kontrolliert. Dies bedeutet, dass die chemische Energieumsetzung im Vergleich zu den simultan ablaufenden Mischungsvorgängen langsam verläuft [23]. In Abhängigkeit von den lokalen Gegebenheiten im Zylinder kommt es im „homogenen Dieselmotor“ meist an mehreren Stellen kurz hintereinander zur Selbstzündung. Die ersten Zündherde begünstigen über lokale und globale Temperaturerhöhungen sowie durch die Erhöhung des Zylinderdrucks den Selbstzündungsprozess an anderen Stellen im Brennraum, ohne dass eine zusammenhängende Flammenfront entsteht [1]. Dies führt zu einer mehrphasigen Niedertemperaturentflammung mit einem ausgeprägten kalten Flammenanteil. Die homogene Dieselerbrennung ist prinzipbedingt durch eine hohe Umsatzrate gekennzeichnet, die durch einen hohen Gleichraumgrad ein erhebliches Potenzial zur Wirkungsgradsteigerung besitzt [23]. Die Umsetzung dieses Brennverfahren stößt jedoch auf einige grundsätzliche Probleme:

- Die Steuerung des Brennbeginns und des Brennverlaufs bei stationärem und instationärem Betrieb.
- Die Erzeugung einer Verbrennung mit Spitzentemperaturen $< 2200 \text{ K}$ und lokalen Luftverhältnissen $> 0,7$.
- Die Erzielung hoher Mitteldrücke.
- Die Vermeidung hoher HC- und CO-Emissionen.
- Die Auftragung des Brennstoffes auf die Zylinderwand.

Lösungen für diese Probleme gibt es noch nicht. Das neue Brennverfahren wird zur Zeit, aufgrund seines großen Potentials, eine quasi NO - und Ruß-freie Verbrennung zu verwirklichen, intensiv erforscht. In [112], [113], [114], [115], [116], [117], [118], [119], [120], [121], [122], [123], [124], [125], [126], [127] wird über den Wissensstand zu diesem Brennverfahren berichtet.

2.4.2 Teilhomogenisierung

Im Gegensatz zum HCCI-Verfahren gibt es nur sehr wenige Veröffentlichungen zum Thema Teilhomogenisierung. In der verfügbaren Literatur wird dieses Brennverfahren auch als „Modulated Kinetics (MK)“ nach [128] bezeichnet.

Eine zumindest teilweise homogenisierte Verbrennung im kompressionsgezündeten Motor bietet ein Potential zur parallelen Absenkung der NO_x - und Rußemissionen. Damit eröffnet sich die Möglichkeit, bei Mittelklassefahrzeugen [129], [130], [208] auch scharfe Abgasgrenzwerte durch innermotorische Maßnahmen zu erfüllen. Allerdings treten erhöhte HC- und CO-Emissionen und ein erhöhter Verbrauch auf.

In [128] wird das MK-Konzept an einem schnelllaufenden, turboaufgeladenen DI-Dieselmotor angewendet. Das Ziel der Untersuchungen war, durch die Absenkung des Verdichtungsverhältnisses, die Erhöhung des Einspritzdrucks sowie durch AGR-Kühlung den Zündverzug zu verlängern. Durch diese Maßnahme steht mehr Zeit für die Homogenisierung des Gemisches zur Verfügung. Durch eine Kolbenmuldenoptimierung und eine Erhöhung des Dralls konnte der Nachteil der hohen HC-Emission beim Kaltstart beseitigt werden [208].

In [131] wird eine Hypothese über die Mechanismen der Niedertemperaturoxidation an einem DI-Dieselmotor formuliert. Diese besagt, dass die Gemischbildung und die Heterogenität des Gemisches bei einer Niedertemperaturoxidation sich nicht grundsätzlich von der eines konventionellen Dieselmotors unterscheidet. Die erste Entflammung findet unter unterstöchiometrischen Bedingungen statt, wobei CO, Methan und Zwischenspezies (z.B. C_2H_2) für die Rußbildung entstehen [132]. Danach gibt es eine rasche turbulente Vermischung zwischen dem Kraftstoff, den Oxidanten und den Zwischenprodukten bei niedrigen Temperaturen. Der Hauptanteil der Energiefreisetzung findet während dieser Phase statt. In [131] wird behauptet, dass „die Zwischenprodukte, die zur Rußbildung führen, in einer Hochtemperaturzone oxidiert werden und so eine rußfreie fette Verbrennung ermöglichen. Die lokalen Vermischungsphänomene haben auf die makroskopische Verbrennung keinen Einfluss“.

Die teilweise vorgemischte Verbrennung bei niedrigeren Temperaturen führt einerseits zu einem parallelen Abfall des NO- und Rußausstoßes, aber andererseits auch zu einer Verbrauchserhöhung und einem Anstieg der HC- und CO-Emissionen. In **Kapitel 4** werden die chemischen und physikalischen Vorgänge dieses Brennverfahrens anhand der in dieser Arbeit weiterentwickelten Werkzeuge im Detail analysiert. Ziel ist es, die Teilhomogenisierungseffekte durch innermotorische Massnahmen zu verstärken und auf einen größeren Kennfeldbereich auszudehnen.

3. Aufgabenstellung

Aus dem heutigen Kenntnisstand über die dieselmotorische Verbrennung ergeben sich einige Fragen zur parallelen Absenkung der NO_x - und Rußemissionen bei spätem Einspritzbeginn. Diese Prozessführung wird in dieser Arbeit teilhomogene Dieselmotorische Verbrennung genannt. Um die innermotorischen Vorgänge dieses neuen Brennverfahrens erklären zu können, werden sowohl optische als auch thermodynamische „Werkzeuge“ verwendet.

Für die mathematische Modellierung der innermotorischen Verbrennung wird ein 2-Zonen-Modell eingesetzt, welches um einige Schadstoffmodelle (z.B. zur Berechnung der Ruß- und CO-Emission) erweitert wird. Das mathematische Modell gibt nur eine Näherung der wirklichen Verbrennungsvorgänge. Es erlaubt aber auf einfache Weise Erkenntnisse über die Wirkung einer „dieselmotorischen“ Verbrennung und die Entstehung der Ruß- und NO -Konzentrationen zu gewinnen. Einige am Motorprüfstand gemessenen Daten, wie z.B. Zylinderdruck, werden als Eingabedaten zur Einstellung des Modells genutzt.

Ebenso muß eine Vorgehensweise zum Abgleich der mit dem 2-Zonen-Modell berechneten Emissionen mit den am Motor gemessenen Abgaswerte entwickelt werden. Vor allem soll im Rechenmodell eine Kenngröße, die ein Maß für die Homogenisierung darstellt, eingeführt werden.

Zeitgleich mit der Zylinderdruckindizierung erfolgen zyklusaufgelöste multi-spektrale Messungen der Verbrennung. Dabei sollen die optischen Messverfahren sowohl in der Hardware als auch in der anschließenden Auswertung der Flammentemperatur und der OH-Strahlungintensität weiterentwickelt werden. Die emissionspektroskopischen Messungen ermöglichen dabei eine Validierung der reaktionskinetischen Modelle.

Die neu entwickelten „Werkzeuge“ werden dann an einem schnelllaufenden DI-Dieselmotor zur Aufklärung der teilhomogenen Verbrennung eingesetzt. Dabei soll eine Erklärung für die parallele Absenkung der NO_x - und Rußemissionen, der Anstieg der HC- und CO-Emissionen sowie der mit diesem Brennverfahren verbundene Verbrauchsanstieg gegeben werden.

Die Erkenntnisse aus dieser Prozessanalyse sollen zu einer neuen Strategie für eine verbesserte innermotorische Verbrennung hinsichtlich Emissionen und Verbrauch führen.

4. Optische und thermodynamische Methoden

In diesem Kapitel werden die Simulation der Energiefreisetzung und Schadstoffentstehung mittels eines 2-Zonen-Modells sowie die eingesetzten optischen Methoden erläutert.

4.1 Ermittlung der Brennrate

Die Brennrate ist eine der wichtigsten Eingangsgrößen des 2-Zonen-Modells. Obwohl es empirische Modelle zur Vorausberechnung der Brennrate gibt [4], [76], [78], [79] wird die Berechnung der Brennrate aus dem gemessenen Druckverlauf bevorzugt. Dies liegt darin begründet, dass dadurch alle realen Randbedingungen des Motors, wie z.B. Einspritzrate und Drall, mit einer höheren Genauigkeit durch den gemessenen Druckverlauf berücksichtigt werden. Aus dem ersten Hauptsatz der Thermodynamik und dem idealen Gasgesetz ist die Heizrate zu berechnen. Das ideale Gasgesetz kann nur für niedrige Drücke eingesetzt werden, sonst ist die Berücksichtigung eines Realgasfaktors notwendig. Für die in dieser Arbeit untersuchten Teillastbetriebspunkte ergibt sich eine maximale Temperaturabweichung von ca. 4% gegenüber die Rechnung mit einem Realgasfaktor [133]. Die Brennrate wird nach **Gleichung 2.1** berechnet. Die Differenz der Brennwärme und der Heizwärme ergibt die Wandwärmeverluste. In **Bild 4.1** ist die nach [46] berechnete Brennrate dargestellt. Die Druckverläufe, die diese berechneten Brennraten zu Grunde liegen, sind im **Anhang 11.2** dargestellt.

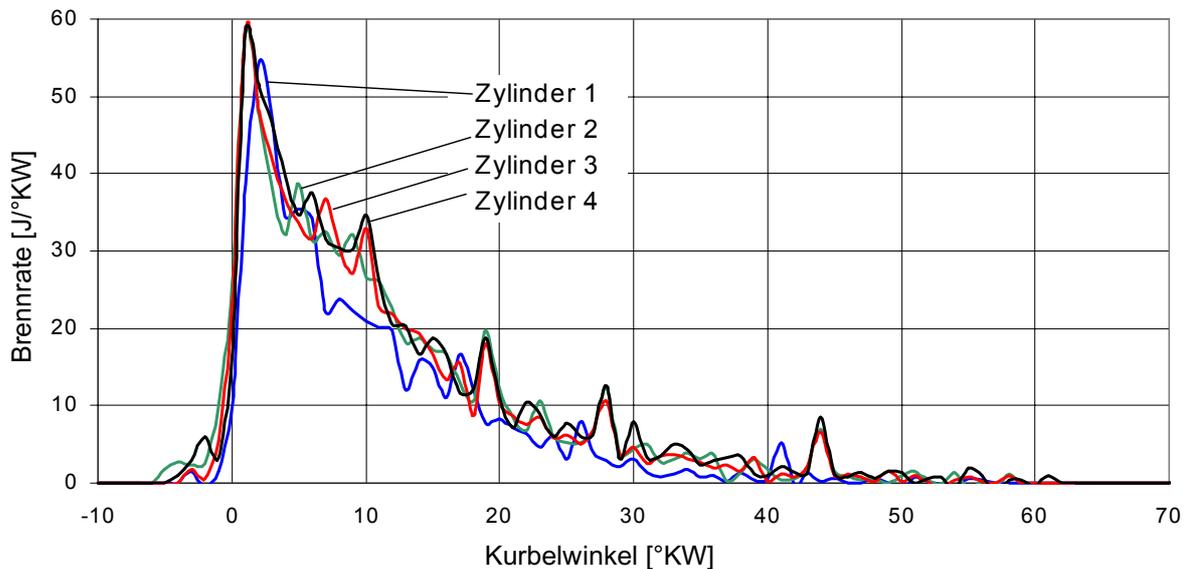


Bild 4.1: Berechnete Brennraten für den Teillastbetriebspunkt, $n=2620$ 1/min, $p_{me}=4,6$ bar, ohne AGR mit SB der VE* -12°KW für die vier Zylinder
* Spritzbeginn der Voreinspritzung

Für weitere Ausführungen zu diesem Thema sei auf [134] verwiesen.

4.2 Gaseigenschaften

Zur Berechnung der Massen- und Energieerhaltungsgleichungen werden die Wärmekapazität und die innere Energie der Gase benötigt. Die molare Wärme $c_{p,m}$ eines Stoffes wird als Polynom der Temperatur dargestellt. Die molare Enthalpie ergibt sich aus dem Integral über der Temperatur und einer Integrationskonstanten h_0 :

$$c_{p,m}(T) = a + bT + cT^{-2} + dT^2 \quad (4.1)$$

$$h(T) = \int c_{p,m}(T) dT = h_0 + aT + \frac{b}{2}T^2 - \frac{c}{T} + \frac{d}{3}T^3 \quad (4.2)$$

wobei $T > T_{ref} = 298 \text{ K}$

Mit Hilfe der fünf Koeffizienten a, b, c, d und h_0 können alle Stoffeigenschaften bestimmt werden [109], [135], z.B.:

$$c_{v,m}(T) = c_{p,m}(T) - R \quad (4.3)$$

$$u(T) = h(T) - RT \quad (4.4)$$

Die eingesetzten Zahlenwerte für die fünf Koeffizienten können der Literatur entnommen werden [135], [136].

4.3 Energieerhaltung im 2-Zonen-Modell

Das Gasvolumen V wird durch die Kolbenbewegung bestimmt. Die Stoffmengen der unverbrannten $n_1(t)$ und verbrannten $n_2(t)$ Zone ergeben sich aus dem Brennverlauf. Wenn die Temperaturen der beiden Zonen bekannt sind, können die Volumina der Zonen aus dem idealen Gasgesetz berechnet werden.

Die Kühlung durch die Kraftstoffverdampfung und das Volumen des Dampfes ebenso wie die Geometrie der verbrannten Zone werden nicht berücksichtigt. Das vom Kurbelwinkel abhängige Zylindervolumen ergibt sich aus der Summe der beiden Zonenvolumina:

$$V = V_1 + V_2 \quad (4.5)$$

Dieses Modell ist nur gültig für einen Motor mit innerer Gemischbildung. Das Verbrennungsluftverhältnis wird definiert als:

$$\lambda \equiv \frac{\frac{m_L}{m_B}}{L_{\text{Stöchiometrisch}}} \quad (4.6)$$

Vor der Verbrennung werden die Luft- und Kraftstoffmasse aus dem gemessenen Massenstrom ermittelt und das Luftverhältnis bestimmt. Ob der Kraftstoff vollständig verbrennt oder nicht wird nach DIN 1940 nicht berücksichtigt [137]. Bei der Modellierung erfolgt eine Unterscheidung zwischen drei Luftverhältnissen:

λ_1 : Das Luftverhältnis in der unverbrannten Zone.

λ_2 : Das Luftverhältnis in der verbrannten Zone (wird in dieser Arbeit auch als mittleres örtliches Luftverhältnis bezeichnet).

λ : Das globale Verbrennungsluftverhältnis (wie in **Gleichung 4.6** definiert)

Vor dem Brennbeginn gibt es nur die unverbrannte Zone. Nach Brennbeginn werden zwei Differentialgleichungen für die zu bestimmenden Temperaturen benötigt. Eine Gleichung bestimmt die Energieerhaltung der unverbrannten Zone, die andere die Energieerhaltung des Gesamtsystems, d.h. der beiden Zonen. Im **Bild 4.2** sind die Energie- und Stoffströme im Modell gezeigt.

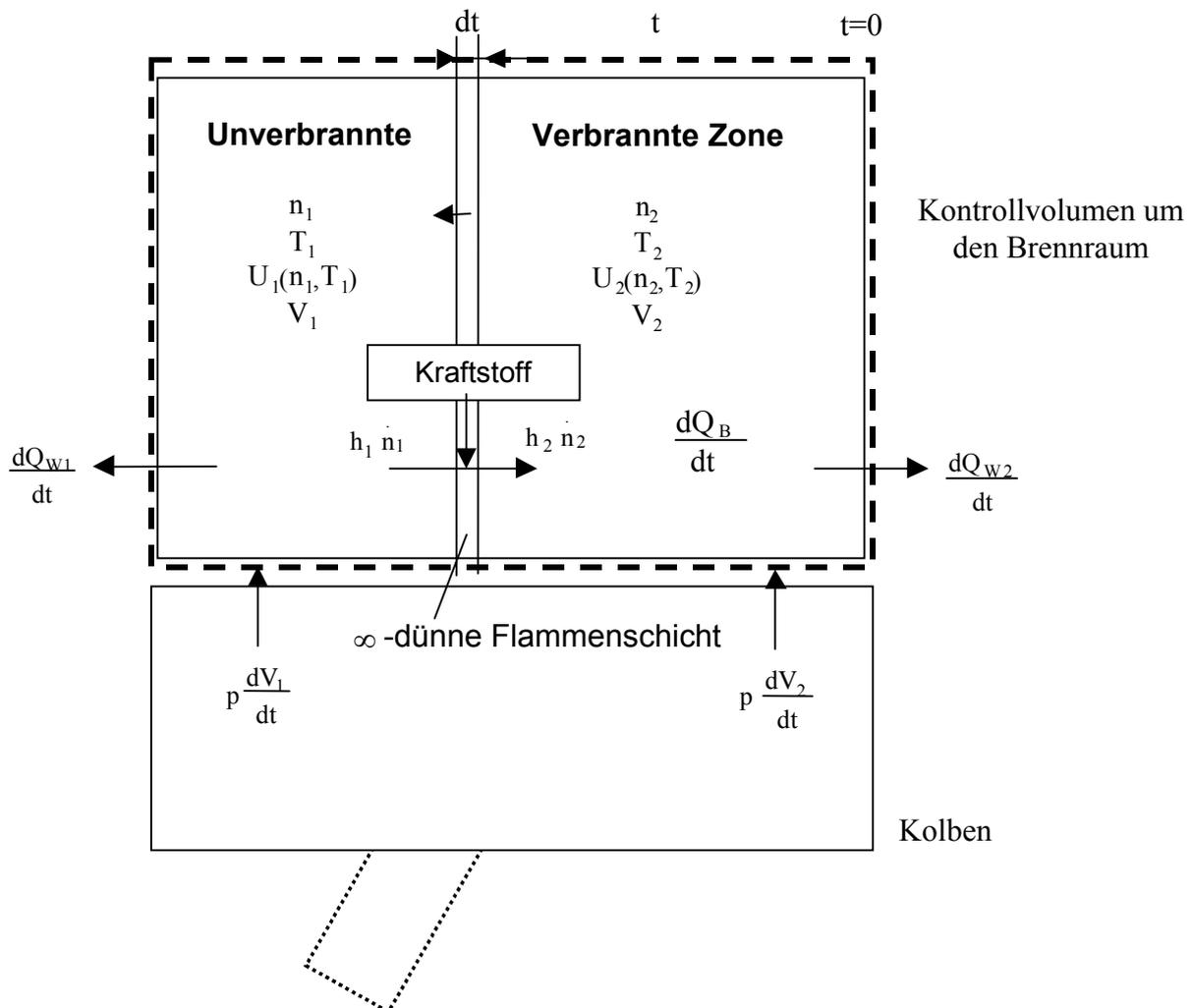


Bild 4.2: Schema der Energie- und Stoffströme im 2-Zonen-Modell nach [138]

Im 2-Zonen-Modell werden die beiden Zonen durch eine unendlich dünne Flammenschicht getrennt.

Energiebilanz der unverbrannten Zone

Die unverbrannte Zone besteht aus dem Frischgas, welches sich aus der angesaugten Frischluftmenge und dem externen zurückgeführten Abgas zusammensetzt. Das im Zylinder verbliebene Restgas wird nicht berücksichtigt. Die Zusammensetzung des Frischgases ist eine der notwendigen Eingabegrößen. Folgende Stoffe im Frischgas sind im Modell berücksichtigt: CO_2 , CO , H_2O , H_2 , O_2 , N_2 , Ar , H , N , NO , O und OH . Die Temperatur dieser Zone ergibt sich aus der Kompression durch die Kolbenbewegung, der Ausdehnung der verbrannten Zone und den Wandwärmeverlusten, die proportional

zur Oberfläche der jeweiligen Zone sind. Es erfolgt kein Wärmeaustausch zwischen den beiden Zonen.

Die nachfolgende Gleichung zeigt den Zusammenhang zwischen der inneren Gasenergie und der molaren inneren Energie der unverbrannten Zone:

$$\frac{dU(n_1, T_1)}{dt} = \frac{d[n_1 u(T_1)]}{dt} = \frac{\partial[n_1 u(T_1)]}{\partial T_1} \frac{dT_1}{dt} + \frac{\partial[n_1 u(T_1)]}{\partial n_1} \frac{dn_1}{dt} = C_{v1} \frac{dT_1}{dt} + u(T_1) \frac{dn_1}{dt} \quad (4.7)$$

Aus der Energiebilanz der unverbrannten Zone folgt:

$$\frac{dU(n_1, T_1)}{dt} = -p \dot{V}_1 - \alpha_1 A_1 (T_1 - T_w) + \dot{n}_1 u_1(T_1) \quad (4.8)$$

Für den Wandwärmübergangskoeffizienten ist der Ansatz nach [68], [70] gewählt worden. Untersuchungen in [71] haben gezeigt, daß insbesondere bei aufgeladenen Dieselmotoren die Isolierwirkung von Rußwandablagerungen bei der Berechnung des Wändwärmübergangskoeffizienten berücksichtigt werden muss. Für das lastabhängige Dämpfungsglied steht hier der indizierte Mitteldruck (p_{mi}) und ist ein Maß für die Dicke des Rußbelags. Der genaue Einfluss bestimmter Parametervariationen (z.B. AGR- und Spritzbeginn-Variation, etc.) auf den Rußbelag ist aber noch nicht endgültig erforscht [73].

$$\alpha(p, p_0, V, T, p_{mi}) = \frac{0,013}{d^{0,2} T^{0,53}} (C_1 v p)^{0,8}$$

$$v = c_m \left\{ 1 + \max \left[\frac{C_2}{C_1} \frac{V_h T_{in}}{V_{in} p_{in}} (p - p_0), 2 \left(\frac{V_c}{V} \right)^2 p_{mi}^{-0,2} \right] \right\} \quad (4.9-4.12)$$

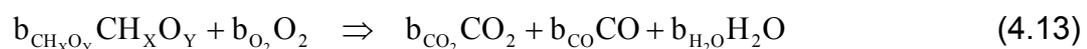
$$C_1 = 2,28 c_m + 0,308 c_u$$

$$C_2 = 0,00324$$

Dabei ist p_0 der Zylinderdruck im Schleppbetrieb und p_{in} , T_{in} der Zylinderdruck, bzw. die Zylindertemperatur, beim Schließen des Einlassventils.

Energiebilanz der verbrannten Zone

In der verbrannten Zone befinden sich die Abgaskomponenten. Der Kraftstoff wird als Mischung aus reinen Kohlenwasserstoffen und Alkoholen angenommen. Die chemische Bruttoformel des Kraftstoffes lautet $CH_x O_y$. Dabei stellt x das atomare H/C-Verhältnis und y das O/C-Verhältnis dar. Der Sauerstoffgehalt in handelsüblichen Dieselmotorkraftstoffen ist aber vernachlässigbar klein. Das Molzahlverhältnis C/H/O des eingesetzten Kraftstoffes beträgt 14,5/28,5/0. Die chemische Bruttogleichung der Verbrennung des Kraftstoffes lautet:



Verbrennung hat die Komponenten [138]:

$$\begin{aligned}
 b_{\text{CH}_x\text{O}_y} &= -1 \\
 b_{\text{O}_2} &= -(1 + \frac{x}{4} - \frac{y}{2}) \text{MIN}[1; \lambda_2] \\
 b_{\text{CO}_2} &= 1 - b_{\text{CO}} \\
 b_{\text{CO}} &= 2(1 + \frac{x}{4} - \frac{y}{2}) \text{MAX}[0; 1 - \lambda_2] \\
 b_{\text{H}_2\text{O}} &= \frac{x}{2}
 \end{aligned}
 \tag{4.14-4.18}$$

Der Koeffizient b_{CO} tritt nur auf, wenn das Luftverhältnis (λ_2) in der Flamme kleiner als 1, d.h. wenn $1 - \lambda_2 > 0$ ist.

Die Referenzenthalpie $h_{\text{ref}} = h(T_{\text{ref}})$ für den vorgegebenen Kraftstoff ergibt sich aus dem Heizwert. Sie kann aus der chemischen Bruttogleichung der Verbrennung berechnet werden:

$$h_{\text{ref}}(T_{\text{ref}}) = H_u M_{\text{CH}_x\text{O}_y} + h_{\text{ref},\text{CO}_2}(T_{\text{ref}}) + \frac{x}{2} h_{\text{ref},\text{H}_2\text{O}}(T_{\text{ref}}) \quad \text{wobei } T_{\text{ref}} = 298 \text{ K} \tag{4.19}$$

In dieser Gleichung stehen H_u für den unteren spezifischen Heizwert und M für die Molmasse des realen Kraftstoffs. Die Referenzenthalpie von Sauerstoff ist Null [139].

Die freigesetzte Energie im Brennraum wird durch die in **Abschnitt 4.1** berechnete Brennrate und **Gleichung 2.1** vorgegeben und nur in der verbrannten Zone zugeführt. Die Energieerhaltung der beiden Zonen nach **Bild 4.2** ergibt sich aus dem ersten Hauptsatz der Thermodynamik:

$$\frac{d}{dt} \{U(n_1, T_1) + U(n_2, T_2)\} = \frac{dQ}{dt} - p \dot{V} - [\alpha_1 A_1 (T_1 - T_w) + \alpha_2 A_2 (T_2 - T_w)] \tag{4.20}$$

Der Wandwärmeübergangskoeffizient wird für die beide Zonen nach den **Gleichungen 4.9 bis 4.12** bestimmt.

Aus der **Gleichung 4.5** und der thermischen Zustandsgleichung für ideale Gase ergibt sich:

$$nT = n_1 T_1 + n_2 T_2 \tag{4.21}$$

Aus **Gleichung 4.5** und **4.21** folgt:

$$V_1 = \frac{n_1 T_1}{n_1 T_1 + n_2 T_2} V \tag{4.22}$$

Nach Differenzierung dieser Gleichung nach der Zeit errechnet sich:

$$\dot{V}_1 = \frac{\partial V_1}{\partial n_1} \frac{dn_1}{dt} + \frac{\partial V_1}{\partial T_1} \frac{dT_1}{dt} + \frac{\partial V_1}{\partial n_2} \frac{dn_2}{dt} + \frac{\partial V_1}{\partial T_2} \frac{dT_2}{dt} + \frac{\partial V_1}{\partial V} \frac{dV}{dt} \quad (4.23)$$

Unter Verwendung der nächsten Gleichungen, lässt sich **Gleichung 4.23** lösen.

$$\begin{aligned} \frac{\partial V_1}{\partial n_1} \frac{dn_1}{dt} &= \frac{T_1 V n T - n_1 T_1^2 V}{(nT)^2} \dot{n}_1 \\ \frac{\partial V_1}{\partial T_1} \frac{dT_1}{dt} &= \frac{n_1 V n T - n_1^2 T_1 V}{(nT)^2} \dot{T}_1 \\ \frac{\partial V_1}{\partial n_2} \frac{dn_2}{dt} &= \frac{-n_1 T_2 T_1 V}{(nT)^2} \dot{n}_2 \\ \frac{\partial V_1}{\partial T_2} \frac{dT_2}{dt} &= \frac{-n_1 n_2 T_1 V}{(nT)^2} \dot{T}_2 \\ \frac{\partial V_1}{\partial V} \frac{dV}{dt} &= \frac{n_1 T_1}{(nT)} \dot{V} \end{aligned} \quad (4.24-4.28)$$

Die Stoffänderungsrate wird definiert als [135]:

$$\mu(\dot{n}_1, T_1) = u(T_1) \frac{dn_1}{dt} = \sum_j u_j(T_1) \frac{dn_{1,j}}{dt} \quad (4.29)$$

Nach einigen Umformungen ergibt sich das 2x2 Gleichungssystem in \dot{T}_1 und \dot{T}_2 (4.30-4.31):

$$\begin{aligned} \left(C_{v1} + \frac{n_1 n_2 R}{nT} T_2 \right) \dot{T}_1 - \left(\frac{n_1 n_2 R}{nT} T_1 \right) \dot{T}_2 &= \left(\frac{T_1 T_2 R}{nT} \right) \left(n_1 \dot{n}_2 - \dot{n}_1 n_2 \right) - \frac{n_1 T_1}{nT} p \dot{V} - \alpha_1 A_1 (T_1 - T_w) \\ C_{v1} \dot{T}_1 + C_{v2} \dot{T}_2 &= \dot{Q} - \left\{ \mu(\dot{n}_1, T_1) + \mu(\dot{n}_2, T_2) + p \dot{V} + \alpha_1 A_1 (T_1 - T_w) + \alpha_2 A_2 (T_2 - T_w) \right\} \end{aligned}$$

Der Anfangswert von T_1 ist die Temperatur der unverbrannten Zone zum Brennbeginn. Die verbrannte Zone existiert vor Brennbeginn noch nicht. Deshalb muss der Anfangswert von T_2 mit einer Zusatzinformation bestimmt werden. Da die Masse des ersten Zündkerns infinitesimal ist, müssen $\dot{T}_2 = 0$ und $n_2 = 0$ sein. Aus **Gleichungen 4.30** und **4.31** folgt dann [138]:

$$\mu(\dot{n}_1, T_1) + \mu(\dot{n}_2, T_2) + \dot{n}_2 R T_2 = \dot{Q} \quad (4.32)$$

Diese Gleichung in \dot{T}_2 lässt sich numerisch lösen.

Mit diesen Anfangsbedingungen für T_1 und T_2 wird das System der Differentialgleichungen sehr stabil. Es kann in 1°KW-Schritten mit dem Runge-Kutta-Solver [140], [141] numerisch integriert werden.

Die Temperaturen der einzelnen Zonen im ersten Zylinder für den in **Abschnitt 4.1** vorgestellten Betriebspunkt werden in **Bild 4.3** dargestellt.

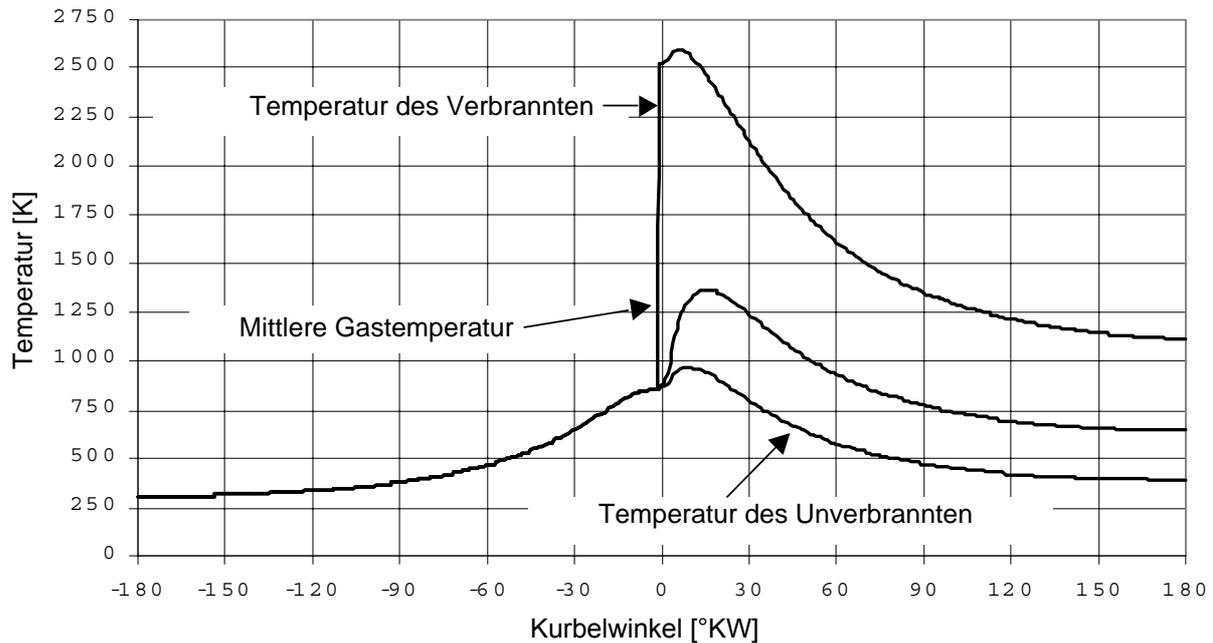


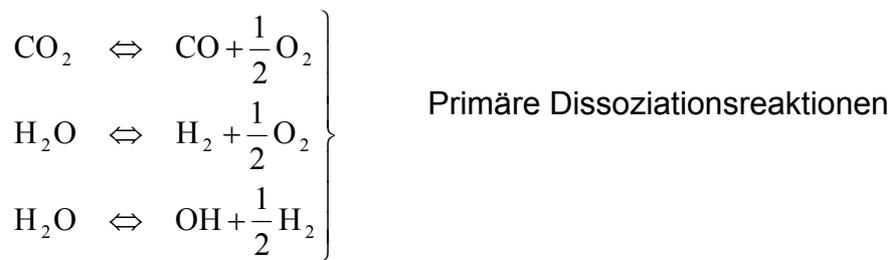
Bild 4.3: Temperaturen im Brennräum bei $n=2620$ 1/min, $p_{me}=4,6$ bar, ohne AGR mit Spritzbeginn der VE bei -12°KW , simuliert mit dem 2-Zonen-Modell für Zylinder 1 (siehe **Bild 4.1**)

4.4 Chemische Reaktionen in der verbrannten Zone

In der Flamme laufen mehrere Reaktionen gleichzeitig ab. Dabei muss für jedes Element die Massenerhaltung berücksichtigt werden. Es wird angenommen, dass die Kohlenwasserstoffreaktionen in der Flamme das chemische Gleichgewicht mit der Energiefreisetzung nach **Gleichung 2.1** erreichen. Die für die NO-Bildung maßgebenden Reaktionen laufen bei einer motorischen Verbrennung so langsam ab, dass eine kinetische Betrachtung der chemischen Reaktionen notwendig ist [53], [54], [142]. Die Vernachlässigung des Prompt-NO und des Brennstoff-Stickstoffes in der Modellierung beeinflusst die entstehende NO-Menge nur unwesentlich [24].

Schnelle Reaktionen im thermischen Gleichgewicht

Aus der Vielzahl der in einer Kohlenwasserstoff-Flamme enthaltenen Komponenten sind elf verschiedene Stoffe, die in nennenswerten Mengen auch in der Nachflammen-Reaktionen auftreten, ausgewählt worden [138], [143]. Die schnellen Folgereaktionen oder Reaktionen, die im thermischen Gleichgewicht in der verbrannten Zone stattfinden, sind:



Wenn die Verbrennung mit einem λ_2 (das Luftverhältnis der verbrannten Zone bzw. das mittlere örtliche Luftverhältnis)=1 abläuft, kommt O_2 nur als primäres Dissoziationsprodukt in der Flamme vor.

Im thermischen Gleichgewicht stellen sich die Partialdrücke p_j der Stoffe nach dem Massenwirkungsgesetz ein [108]:

$$K_r(T) = \prod_j \left(\frac{p_j}{p_{\text{ref}}} \right)^{\nu_{r,j}} \quad (4.33)$$

dabei ist $\nu_{r,j}$ der stöchiometrische Koeffizient der Reaktion r für Stoff j und der Referenzdruck p_{ref} beträgt 1 bar.

Die Gleichgewichtskonstante $K_r(T)$ für die Reaktion r hängt nur von der Temperatur ab. Eine Phase wird nach Gibbs [135] definiert als eine chemische und physische Substanz, unabhängig von der Menge oder Form. Diese Phase wird nicht atomar sondern phänomenologisch beschrieben. Die Gibbssche Energie eines geschlossenen Systems, d.h. bei konstanter Masse, gleicher Zusammensetzung und ohne Wärmeaustausch mit der Umgebung wird definiert als:

$$G(T,p) = H - TS \quad (4.34)$$

wobei H die Enthalpie, S die Entropie und T die Temperatur des Systems darstellen.

Die Gibbssche Energie besitzt im thermischen Gleichgewicht bei konstanter Temperatur T und konstantem Druck p ein Minimum:

$$\delta G = 0 \quad (4.35)$$

Infinitesimale Mengen eines Stoffes dn_j können dem offenen System, ohne sie makroskopisch zu ändern, zugeführt werden [135].

Gleichung 4.34 kann dann als totales Differential eines offenen Systems umgeschrieben werden:

$$dG = d(H - TS) + \sum_j \mu_j dn_j \quad (4.36)$$

Das chemische- oder Gibbssche Potential wird dann definiert als:

$$\mu_j \equiv \left(\frac{\partial G}{\partial n_j} \right)_{T,p,n_j} \quad (4.37)$$

Die dimensionslose Planck-Funktion $\beta_j(T)$ ist mit dem chemischen Potential verknüpft:

$$RT \beta_j(T) = -\mu_j(T) = h_j(T) - Ts_j(T) \quad (4.38)$$

wobei die dimensionslose Planck-Funktion nach einem Polynomansatz berechnet wird:

$$\beta_j(T) = \frac{1}{R} \left\{ s_{0,j} - \frac{h_{0,j}}{T} + a_j [\ln(T) - 1] + \frac{b_j}{2} T + \frac{c_j}{2T^2} + \frac{d_j}{6} T^2 \right\} \quad (4.39)$$

In [135] sind die Polynom-Koeffizienten h_0 , a , b , c und d und die molare Entropie s_0 für verschiedene anorganische Stoffe aufgelistet. Es handelt sich hier um die gleichen Koeffizienten wie in **Abschnitt 4.2**. Die Gleichgewichtskonstante $K_r(T)$ für die Reaktion r im thermischen Gleichgewicht hängt nur von der Temperatur ab. Ihre Berechnung erfolgt mittels der dimensionslosen Planck-Funktion $\beta_j(T)$:

$$K_r(T) = e^{\sum_j \nu_{r,j} \beta_j(T)} \quad (4.40)$$

Durch die Einführung einer Umsatzrate x_j wird die Massenerhaltungsgleichung für jedes Element in jeder Reaktion berücksichtigt [144]. Die Molzahlen ändern sich dabei von den Anfangswerten n_j wie folgt:

$$n_j(\vec{x}) = n_j + \sum_r x_r \nu_{r,j} \quad (4.41)$$

Die Komponenten des Umsatzvektors \vec{x} werden durch die einzelnen Reaktionen bestimmt. Um den Umsatzvektor berechnen zu können, muss zuerst die ideale Gasgleichung in die **Gleichung 4.33** für die Gleichgewichtskonstante $K_r(T)$ eingesetzt werden:

$$K_r(T) = \left(\frac{RT}{V p_{\text{ref}}} \right)^{\sum_j \nu_{r,j}} \prod_j m_j(\vec{x})^{\nu_{r,j}} \quad (4.42)$$

Aus **Gleichung 4.40** und **4.42** ergibt sich für jede Reaktion im thermischen Gleichgewicht:

$$K_r(T) = \left(\frac{RT}{V p_{\text{ref}}} \right)^{\sum_j \nu_{r,j}} \prod_j m_j(\vec{x})^{\nu_{r,j}} = e^{\sum_j \nu_{r,j} \beta_j(T)} \quad (4.43)$$

Durch Logarithmieren der beiden Seiten errechnet sich:

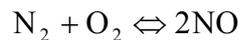
$$\sum_j \nu_{r,j} \ln(m_j(\vec{x})) = \sum_j \nu_{r,j} \beta_j(T) - \ln\left(\frac{RT}{V p_{\text{ref}}}\right) \sum_j \nu_{r,j} \quad (4.44)$$

Mit diesen r nicht-linearen Gleichungen werden die j -Komponenten des Umsatzvektors \vec{x} , die zu den schnellen Reaktionen gehören, berechnet. Dazu wird ein Solver für nicht-lineare-Gleichungen eingesetzt [138].

Im **Bild 11.3** in **Anhang 11.3** wird das Berechnungsergebnis für einen Teillastbetriebspunkt $n=2620$ 1/min, $p_{\text{me}}=4,6$ bar, Spritzbeginn der VE -12°KW ohne AGR gezeigt.

Langsame Vor- und Rückreaktionen

Im Brennraum eines Dieselmotors erreicht die Temperatur im Verbrannten nur wenige Millisekunden Werte über 2000 K. Deshalb erfolgt die NO-Bildung nicht bis zum thermischen Gleichgewicht. Vollkommen falsche Ergebnisse erhält man unter der Annahme der Einstellung eines chemischen Gleichgewichtes [24]. Bei der Berechnung der NO-Konzentration müssen deshalb Bildung und Zerfall berücksichtigt werden. Die Brutto-Reaktionsgleichung aus der Gleichgewichtschemie lautet:



Der erweiterte Zeldovich-Mechanismus besteht aus den drei Elementarreaktionen:



Diese Reaktionen werden auch als thermische NO-Bildung bezeichnet. Die erste Reaktion besitzt wegen der starken N_2 -Dreifachbindung eine hohe Aktivierungsenergie und läuft erst bei hohen Temperaturen ausreichend schnell ab. Deshalb bestimmt dieser Schritt die Reaktionsgeschwindigkeit des ganzen Zeldovich-Mechanismus [24], [145].

Die Geschwindigkeitskonstanten der Vor- und Rückreaktionen werden mit einem Arrhenius-Ansatz empirisch beschrieben:

$$k_r^\pm = A_r^\pm T^{B_r^\pm} e^{-\frac{E_r^\pm}{RT}} \quad (4.45)$$

Die Zahlenwerte für die in **Gleichung 4.45** verwendeten Konstanten sind in **Tabelle 4.1** aufgelistet.

Tabelle 4.1 Die empirischen Geschwindigkeitskonstanten der Vor- und Rückreaktionen des Zeldovich-Mechanismus

	Reaktion	A	B	E	Referenz
		m ³ /(kmol s)	[-]	J/kmol	
k ₁ ⁺	N ₂ +O → NO+ N	49,3·10 ⁹	0,0472	316,7·10 ⁶	[53],[52],[147],[51],[150]
k ₁ ⁻	N ₂ +O ← NO+ N	16,0·10 ⁹	0	0	[53],[147],[52],[51],[150]
k ₂ ⁺	O ₂ +N → NO+ O	148,0·10 ³	1,5	23,8·10 ⁶	[53],[52],[148],[149],[150]
k ₂ ⁻	O ₂ +N ← NO+ O	12,5·10 ³	1,612	157,9·10 ⁶	[53],[52],[148],[149],[150]
k ₃ ⁺	N+OH → NO+H	42,2·10 ⁹	0	0	[54],[147],[150]
k ₃ ⁻	N+OH ← NO+H	676,0·10 ⁹	-0,212	206,7·10 ⁶	[54],[147],[150]

Für die NO-Bildungsgeschwindigkeit ergibt sich gemäß den Reaktionen:

$$\begin{aligned} \left. \frac{d[\text{NO}]}{dt} \right|_1 &= \frac{1}{V^2} (k_1^+ m_{\text{N}_2} m_{\text{O}} - k_1^- m_{\text{NO}} m_{\text{N}}) \\ \left. \frac{d[\text{NO}]}{dt} \right|_2 &= \frac{1}{V^2} (k_2^+ m_{\text{O}_2} m_{\text{N}} - k_2^- m_{\text{NO}} m_{\text{O}}) \\ \left. \frac{d[\text{NO}]}{dt} \right|_3 &= \frac{1}{V^2} (k_3^+ m_{\text{N}} m_{\text{OH}} - k_3^- m_{\text{NO}} m_{\text{H}}) \end{aligned} \quad (4.46-4.48)$$

Aus der Summe der einzelnen Umsätze folgt:

$$\frac{d[\text{NO}]}{dt} = \frac{1}{2} \left(\left. \frac{d[\text{NO}]}{dt} \right|_1 + \left. \frac{d[\text{NO}]}{dt} \right|_2 + \left. \frac{d[\text{NO}]}{dt} \right|_3 \right) \quad (4.49)$$

Für die Kinetik zusätzlicher NO-bildender Reaktionen wird auf [24], [57], [143], [151], und [152] verwiesen. **Bild 4.5** zeigt das Simulationsergebnis für den Teillastbetriebspunkt n=2620 1/min, p_{me}=4,6 bar, Spritzbeginn der VE -12°KW ohne AGR.

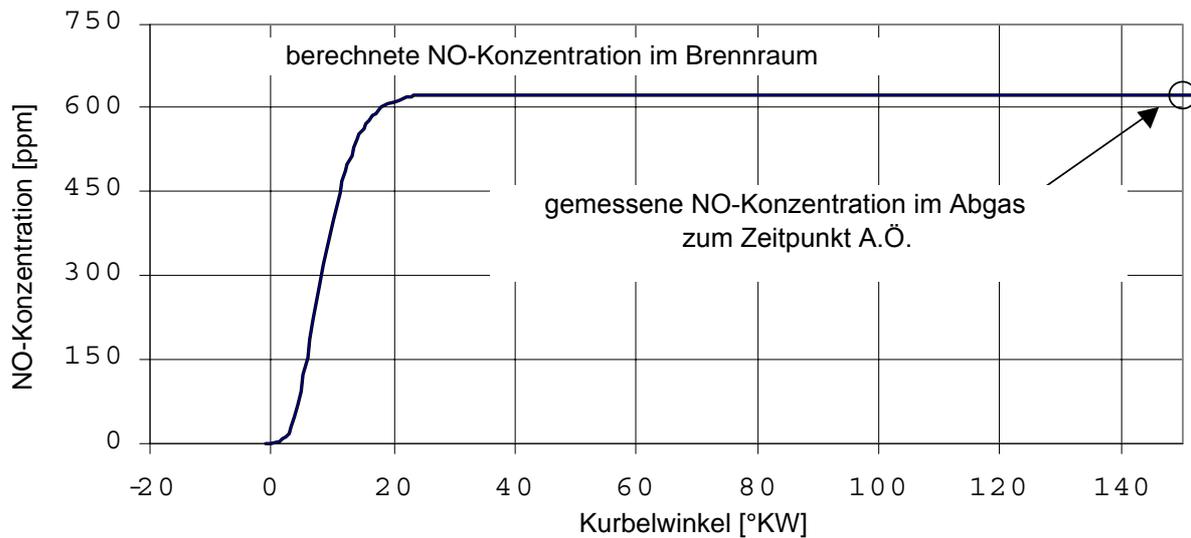


Bild 4.5: Berechnete NO-Konzentration im Brennraum und gemessene NO-Konzentration im Abgas bei $n=2620$ 1/min, $p_{me}=4,6$ bar, Spritzbeginn der VE -12° KW ohne AGR

Die berechnete NO-Konzentration im Brennraum wird mit der im Abgas gemessenen NO-Konzentration abgeglichen. Die Vorgehensweise wird ausführlich im **Abschnitt 6.4** beschrieben.

4.5 Rußmodell

Die Modellierung der Partikelemission steckt noch in den Anfängen. Es wird allgemein akzeptiert, dass die lokale Temperatur sowie die lokalen Brennstoffdampf- und Sauerstoffkonzentrationen die kontrollierenden Faktoren für die jeweiligen Reaktionsgeschwindigkeiten sind [31], [86], [154]. Die Bildung und Oxidation der Rußpartikel wird häufig mit einem einfachen empirischen Gleichungsmodell beschrieben. Die Rußmasse im Brennraum setzt sich aus einem Bildungs- und Oxidationsglied zusammen [155]:

$$\frac{dm_{\text{Ruß}}}{dt} = \frac{dm_{\text{Ruß,Bildung}}}{dt} - \frac{dm_{\text{Ruß,Oxidation}}}{dt}$$

$$\frac{dm_{\text{Ruß,Bildung}}}{dt} = A_{\text{Bildung}} \frac{dm_{\text{B}}}{dt} p^{1,8} \exp\left[-\frac{6313}{T}\right] \quad (4.50-4.52)$$

$$\frac{dm_{\text{Ruß,Oxidation}}}{dt} = A_{\text{Oxidation}} m_{\text{Ruß}} x_{\text{O}_2} p^{0,4} \exp\left[-\frac{4,6}{T}\right]$$

In der **Rußoxidationsgleichung 4.52** wird die bis zu dem Zeitpunkt t im Brennraum gebildete integrale Rußmasse ($m_{\text{Ruß}}$) benötigt. Die Rußbildung nach **Gleichung 4.51** dagegen ist abhängig von der in einem Zeitintervall dt verbrannte Kraftstoffmasse dm_{B} . Mit diesem einfachen Modell sind Trendaussagen über die Rußbildung, jedoch keine quantitativ zuverlässigen Berechnungsergebnisse möglich [156], [157].

Hiroyasu [155] hat in seinen Betrachtungen ein „spray combustion“-Modell entwickelt, um die Emissionen und Wirkungsgrade in einem DI-Dieselmotor zu berechnen. Die Strahlausbreitung und Verbrennung werden über eine statistisch repräsentative Verteilung von Tropfenpaketen modelliert. Die Tropfen innerhalb eines Tropfenpaketes

haben die gleiche Dichte, Temperatur, Geschwindigkeit sowie das gleiche Volumen und unterliegen den gleichen Umgebungsbedingungen wie z.B. dem lokalen Sauerstoffgehalt. Die gebildete Rußmasse wird in jedem dieser Tropfenpakete mit dem empirischen **Gleichungsmodell 4.50, 4.51 und 4.52** bestimmt.

Im vorhandenen 2-Zonen-Modell sind diese örtlich aufgelösten Informationen nicht verfügbar. Deshalb ist das Rußmodell nach [155] innerhalb dieser Arbeit modifiziert worden.

Einige Grundsatzuntersuchungen in Stoßwellenröhren mit 2,2-Dimethylbutan haben gezeigt, dass in einer vorgemischten Verbrennung bei niedrigen und sehr hohen Temperaturen, unabhängig vom Luftverhältnis, weniger Festpartikel gebildet werden [131], [158], [159], [160]. Im **Bild 4.6** ist der Einfluss der Temperatur auf die Rußbildung dargestellt. Aus dem Bild ist zu entnehmen, dass die **Rußbildungsgleichung 4.51** nach Hiroyasu bei konstantem Luftverhältnis und Druck bei Temperaturen über 2300 K deutlich von den Messungen abweicht.

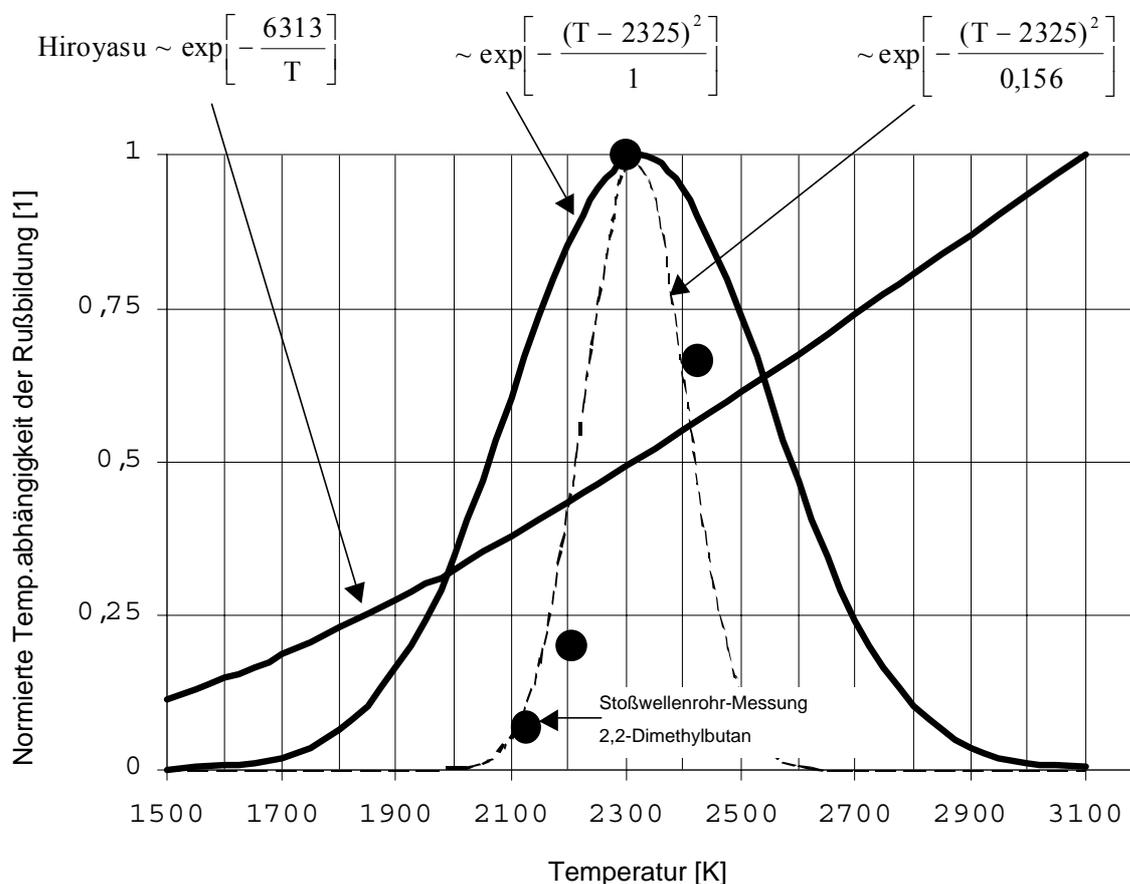


Bild 4.6: Der Einfluss der Temperatur auf die Rußmassenkonzentration in vorgemischten Flammen bei konstantem Luftverhältnis und Umgebungsdruck [160].

Um die reduzierte Rußbildung bei höheren Temperaturen beschreiben zu können, ist im Rußmodell zuerst eine Gauß-Verteilung mit einer mittleren Temperatur von 2325 K und einer Standardabweichung von $\sigma = \sqrt{0,156/2}$ eingesetzt worden.

Damit können die Rußbildungsphänomene in vorgemischter Luft/2,2-Dimethylbutan Flammen ausreichend genau beschrieben werden [13], [160].

Zur Beschreibung der Rußbildung im Dieselmotor hat sich nach einer Parameteroptimierung an mehreren Betriebspunkten eine Standardabweichung von 1 als optimal erwiesen. Die modifizierte Rußbildungsgleichung lautet dann:

$$\frac{dm_{\text{Ruß,Bildung}}}{dt} = A_{\text{Bildung}} \frac{dm_{\text{B}}}{dt} p^{1,8} \exp\left[-\frac{(T_2 - 2325)^2}{1}\right] \quad (4.53)$$

In **Bild 4.7** ist die Brennrates, Energiefreisetzungsrates in [J/°KW] und Rußmassenkonzentration für zwei Spritzbeginne bei $n=2620$ 1/min, $p_{\text{me}}=4,6$ bar effektivem Mitteldruck ohne Abgasrückführung dargestellt.

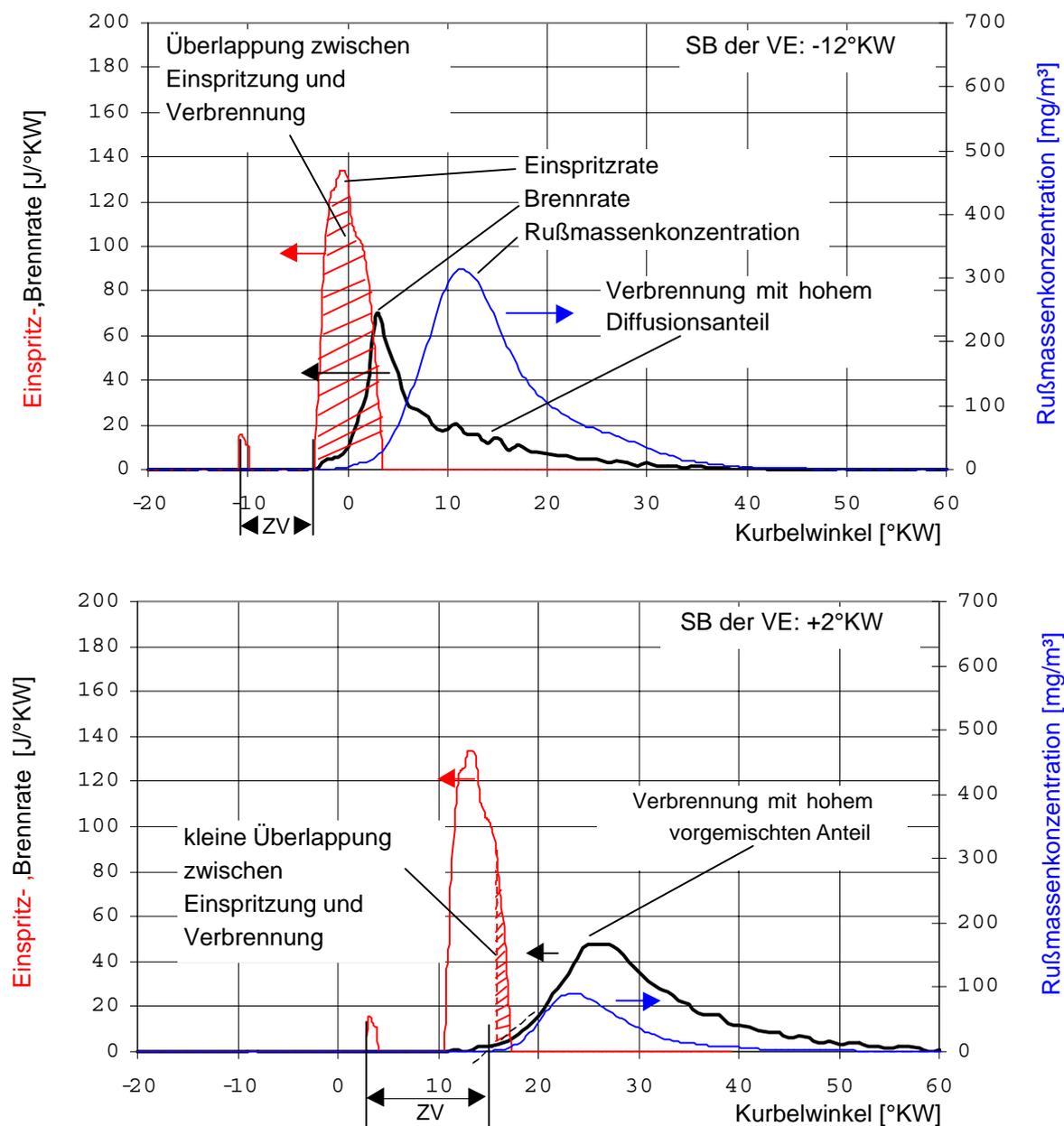


Bild 4.7 Einspritz-, Brennrates und Rußmassenkonzentration für zwei Teillastpunkte ($n=2620$ 1/min, $p_{\text{me}}=4,6$ bar effektiver Mitteldruck ohne Abgasrückführung, bei SB der VE -12°KW (oben) und $+2^\circ\text{KW}$ (unten) dargestellt. (ZV=Zündverzögerung, nach dem Fußpunktverfahren bestimmt)

Beim frühem Spritzbeginn, d.h. Spritzbeginn der Voreinspritzung bei 12°KW vor OT, werden ca. 95% des Kraftstoffes in die Flamme eingespritzt. Das brennende Gemisch hat keine Zeit sich aufzubereiten. Es entstehen lokal sehr fette Zonen. Dieser Teil der Verbrennung wird häufig mischungskontrollierte Diffusionsverbrennung genannt. Im **Bild 4.7** ist zu erkennen, dass in diesem Fall eine verstärkte Rußbildung stattfindet [131], [160], [161]. Die Wärmefreisetzung durch die Voreinspritzung ist aufgrund der kleinen VE-Menge sehr gering.

Bei späterem Spritzbeginn, 2°KW nach OT, wird nur ca. 5% des Kraftstoffes in die Flamme eingespritzt. Durch die kleinere Überlappung von Einspritzung und Verbrennung findet eine Verbrennung mit hohem vorgemischtem Anteil statt. Dadurch entsteht deutlich weniger Ruß. In diesem Fall ist aufgrund des langen Zündverzugs keine Trennung der Wärmefreisetzung der Vor- und Haupteinspritzmenge mehr festzustellen.

Die Einspritzrate wird deshalb in einen diffusiven und einen vorgemischten Anteil geteilt. Die Energieumsatzrate wird in **Gleichung 4.54** in zwei Phasen aufgeteilt. Die Mengen $\frac{dm_{B,Diff}}{dt}$ und $\frac{dm_{B,Vor}}{dt}$ sind proportional zu den ermittelten diffusiven und vorgemischten Einspritzraten, wobei jeder dieser Anteile eine eigene empirische Konstante besitzt. Es ergibt sich eine weitere Gleichung für die Rußbildung:

$$\frac{dm_{Ru\beta,Bildung}}{dt} = (A_{B,Diff} \frac{dm_{B,Diff}}{dt} + A_{B,Vor} \frac{dm_{B,Vor}}{dt}) p^{1,8} \exp\left[-\frac{(T_2 - 2325)^2}{1}\right] \quad (4.54)$$

Die Rußoxidationsreaktionen werden sowohl durch eine direkte Temperaturabhängigkeit als auch durch die Konzentrationen der Reaktionspartner wie O₂ und OH in der unmittelbaren Umgebung der Rußpartikel bestimmt [45], [59], [87].

Die Messungen und Modellrechnungen an einer koaxialen, laminaren Acetylen/Luft-Diffusionsflamme haben gezeigt, dass neben der Rußoxidation über OH-Radikale auch die Oxidation über molekularen Sauerstoff zu berücksichtigen ist [162].

Aufgrund der Erkenntnis, dass OH-Radikale wesentlich zur Rußoxidation beitragen, ist in [162] an einem Versuchsmotor Wasserstoffperoxid (H₂O₂) während der Verbrennung eingespritzt worden. Wasserstoffperoxid dissoziiert im Verbrennungsraum nahezu vollständig in OH-Radikale [163]. Durch die H₂O₂-Einspritzung sind die Rußemissionen auf bis zu 20% gegenüber dem Ausgangswert reduziert worden [162].

Die Emissionsspektroskopie gestattet die kurbelwinkelaufgelöste Erfassung der OH-Strahlung, welche eine Verifizierung der berechneten OH-Konzentration mit dem 2-Zonen Modell erlaubt. Deshalb ist das reaktionsfreudige OH-Radikal statt des atomaren oder molekularen Sauerstoffs in die Rußoxidationsgleichung aufgenommen worden:

$$\frac{dm_{Ru\beta,Oxidation}}{dt} = A_{Oxidation} m_{Ru\beta} x_{OH} p^{0,4} \exp\left[-\frac{4,6}{T_2}\right] \quad (4.55)$$

Die empirischen Parameter des Rechenmodells (A_{B,Diff}, A_{B,Vor} und A_{Oxidation}) werden in der ersten Phase auf die Rußmassenkonzentration, die mit der Multispektralpyrometrie ermittelt worden ist, abgeglichen.

Weil in der späten Expansionsphase kein Rußleuchten mehr auftritt, kann die optische Messung nicht mehr zum Vergleich herangezogen werden. Die empirischen Parameter des Modells (A_{B,Diff}, A_{B,Vor} und A_{Oxidation}) werden so eingestellt, dass das Rechenergebnis bei der Öffnung des Auslassventils (150°KW nach OT) der gemessenen Rußmassenkonzentration im Abgas entspricht. Wenn die Parameter des Modells für einen Betriebspunkt eingestellt worden sind, können Variationen in der Nähe des

eingestellten Punktes durchgeführt werden. Die Ergebnisse des neuen Rußmodells sind in **Bild 4.8** abgebildet.

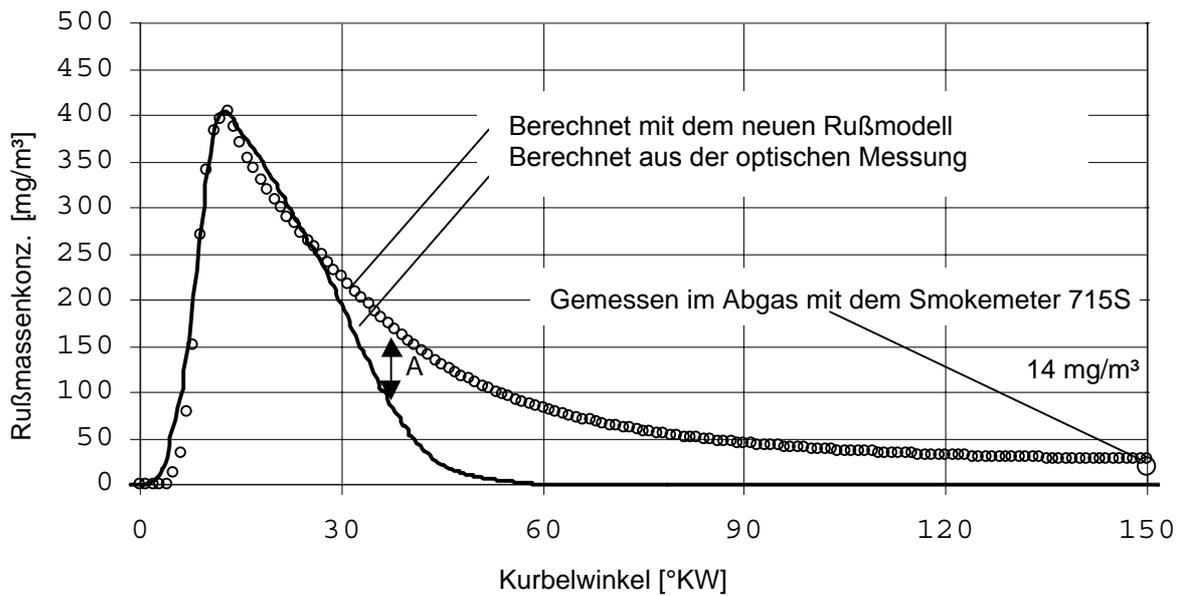


Bild 4.8 Gegenüberstellung von optischer Messung, Abgasmessung und Rechnung nach dem phänomenologischen Rußmodell bei $n=2620$ 1/min, $p_{me}=4,6$ bar, Spritzbeginn der VE -12° KW, ohne AGR

In der späten Verbrennungsphase, ab ca. 30° KW für das im **Bild 4.8** dargestellte Beispiel, ist eine große Abweichung (A) zwischen Rechnung und Messung festzustellen. Die Signalintensität der spektralen Strahlungsdichte ist in diesem Bereich nach den in [94] definierten Kriterien zu gering, um noch einen plausiblen Rechenwert zu liefern. Ab diesem Zeitpunkt gibt es keine kurbelwinkelaufgelösten Informationen mehr, um die Rechnung abzugleichen. Nur das Messergebnis im Abgas steht für einen Abgleich zur Verfügung. Die Vorgehensweise wird im **Abschnitt 6.6** ausführlich beschrieben.

4.6 Flammenstrahlung im Dieselmotor

Im **Anhang 11.4** wird die modifizierte Mehrfarbenmethode nach [92] zur Flammentemperaturbestimmung im Brennraum beschrieben. Auch bei diesem Verfahren wird die Temperaturabhängigkeit des Emissionsgrads vernachlässigt. Es wird somit die gleiche Annahme für den Emissionsgrad getroffen wie bei der Mehrfarbenmethode nach [96]. Der modifizierte Ansatz nach [92] und die Fünf-Farben-Methode ergeben gleiche Flammentemperaturen. Alle numerischen Fitverfahren zur Temperaturbestimmung sind auf eine Annahme des Emissionsvermögens des Wärmestrahlens angewiesen. Die Genauigkeit dieser Annahme bestimmt die Unsicherheit der Methode. Die Rußkonzentrationsberechnung kann auf unterschiedlichen Wegen durchgeführt werden [102]. Zum einen kann der Ansatz nach Hottel-Broughton [97] eingesetzt werden. Zum anderen kann, wie in dieser Arbeit, die Beer-Lambertsche Gleichung [98] als Ansatz Verwendung finden. Da die genaue Flammenschichtdicke nicht bekannt ist, wird für die Schichtdicke s der Abstand zwischen der Sonde und der gegenüberliegenden Brennraumwand angenommen. Die Schichtdicke s ist somit eine Funktion des Kolbenweges. Für detaillierte Ausführungen sei auf [95], [100] verwiesen.

5. Versuchsaufbau

5.1 Versuchsträger

Bei dem in den Versuchen eingesetzten 2,0l-Viertakt-Dieselmotor handelt es sich um einen Vierzylinder-Reihenmotor mit direkter Kraftstoffeinspritzung mit Ventiltechnik und Turboaufladung der Volkswagen AG. Die Einspritzung erfolgt mittels Pumpe-Düse-Elementen (PDE). Die Funktionsweise dieser Bauteile wird ausführlich in [164], [165] erklärt.

Bei diesem Motor ist es erstmalig gelungen, eine senkrechte Ventilanordnung bei einem Motor mit Pumpe-Düse-Einspritztechnik und vier Ventile pro Zylinder in Pkw-Größe zu realisieren. Aufgrund des höheren Platzbedarfs einer PDE gegenüber einer konventionellen Düsenhalterkonstruktion stellt dieses grundsätzlich ein Problem dar, zumal der Platzbedarf der vier Ventile pro Zylinder mit dem dazugehörigen Antrieb relativ hoch ist. Ermöglicht wird dieser Aufbau durch die an den Zylinderkopfrand verlagerten Nockenwellen. Über Schleppebel wird der nötige Hub für die Ventile erreicht. Die Nocken für die Pumpe-Düse-Elemente sind in der Auslassnockenwelle integriert, was eine zusätzliche Nockenwelle erspart.

Die Aufladung erfolgt mittels eines Abgasturboladers mit verstellbaren Turbinenleitschaufeln, die last- und drehzahlabhängig angesteuert werden. Dadurch erreicht der Ladedruck schon bei geringen Drehzahlen ein hohes Niveau und der Abgasgegendruck wird bei hohen Drehzahlen niedrig gehalten. Um eine niedrige Ansaugtemperatur einzustellen, ist ein Ladeluftkühler zwischen Verdichter und Einlasskanal eingebaut [166].

Die technische Daten des untersuchten TDI-Motors sowie ein Schnittbild des Zylinderkopfes sind im **Anhang 11.5** aufgeführt.

5.2 Messtechnik

Die eingesetzte Brennraumsensorik, dargestellt in **Bild 11.5** im **Anhang 11.6**, soll möglichst rückwirkungsfrei auf den Verbrennungsablauf sein. Somit können die physikalischen Größen unter realistischen Betriebsbedingungen gemessen werden. Um detaillierte Aussagen über die innermotorischen Vorgänge zu ermöglichen, sind auch optische Messverfahren eingesetzt worden. Der gesamte Messstellenplan des Motorprüfstands ist in **Anhang 11.7** aufgenommen worden.

5.2.1 Zylinderdruckindizierung

Der Zylinderdruck ist eine der wichtigsten Größen bei der Untersuchung des Brennverfahrens eines Verbrennungsmotors. Bei dem untersuchten Forschungsmotor findet die Druckindizierung mittels Druckaufnehmern statt, deren Funktion auf dem piezo-elektrischen Effekt beruht.

Um die Streuung zwischen den Zylindern bewerten zu können, werden grundsätzlich alle Zylinder indiziert. Die Glühstiftbohrung in jedem Zylinder werden entsprechend aufgebohrt. Damit können wahlweise mittels Adapter ein ungekühlter Quarz (vom Typ 6052A [167], GM12D [168]), ein gekühlter Quarz (vom Typ 6043A [167]) oder eine optische Sonde (siehe **Abschnitt 5.2.3**) in jeden Zylinder eingesetzt werden. Durch eine zusätzlich eingebrachte Bohrung im ersten Zylinder ist der Einbau eines weiteren ungekühlten Sensors möglich. Dieser Aufbau bietet die Möglichkeit des

gleichzeitigen Einsatzes von optischer Messtechnik und der Zylinderdruckindizierung im ersten Zylinder [169], [207].

Die gesamte Messkette wird mit den eingesetzten Quarzen alle 50 Stunden mit Hilfe einer Druckwaage kalibriert. Die zeitliche Änderung der Messempfindlichkeit der Quarze sowie ein Vergleich verschiedener Druckaufnehmer sind ausführlich in [169], [170] beschrieben.

Im **Anhang 11.6** wird die Indizierung des Druckes im ersten Zylinder schematisch dargestellt.

5.2.2 Einspritzmesstechnik

Jede der vier Pumpe-Düse-Elemente ist mit einem „Nadelhubgeber“ ausgestattet. Das ist ein induktiver Wegaufnehmer, der die Bewegung der Düsennadel erfasst. Zur Bestimmung der Kraft auf den Plunger wird ein Kugelbolzen mit Dehnungsmessstreifen eingesetzt. Die Ansteuerströme der einzelnen Pumpe-Düse-Elemente sind zur Bestimmung des BIP-Signals (Beginning of Injection Period) mittels eines induktiven Stromaufnehmers (Stromzange) zusätzlich erfasst [165], [171].

Zur Berechnung des Einspritzverlaufs aus den Messdaten wird ein auf dem Bernoulli-Ansatz basierendes Modell eingesetzt [165].

Im **Anhang 11.6** sind einige Ergebnisse der Einspritzmesstechnik schematisch dargestellt.

5.2.3 Emissionsspektroskopie

Für die emissionsspektroskopischen Untersuchungen wird unter anderem eine weiterentwickelte Version der Globalen-Lichtwellenleiter-Messtechnik (GMT) eingesetzt. Diese Messtechnik erlaubt die zeitaufgelöste, integrale Erfassung des Eigenleuchtens der Verbrennung. Der Vorteil solcher berührungsloser Messmethoden ist ihre weitestgehende Rückwirkungsfreiheit auf den Verbrennungsablauf. Somit können die physikalischen Größen unter tatsächlichen Betriebsbedingungen gemessen werden. Die Erfahrungen anderer Forschungsstellen sind sowohl in den messtechnischen Aufbau als auch in die Auswertung eingeflossen [47], [92], [96], [97], [101], [102], [103], [162], [172], [173], [174].

Das GMT-System besteht aus der optischen Brennraumsonde, dem Lichtleiter, dem optischen Filter, der Datenerfassungseinheit mit Photodioden und Photomultipliern und einer Auswerteeinheit (PC). Im **Anhang 11.6** wird ein typisches Messergebnis des Systems schematisch gezeigt.

Die optische Brennraumsonde

Das Eigenleuchten der Verbrennung wird durch eine optische Sonde, die in eine erweiterte Glühstiftbohrung eingebaut ist, erfasst. Die Intensität der aufgenommenen Signale hängt wesentlich von der Qualität der Messsonde ab. Die optische Sonde ist unter einem Winkel von 8° zur Zylinderlängsachse in die modifizierte Glühstiftbohrung eingeschraubt. Für den Einbau sind nur geringfügige Änderungen des Zylinderkopfes notwendig. Die äußere Ummantelung der Messsonde besteht aus einer Metallhülse. Der untere Teil der Hülse ist mit einem zur modifizierten Glühstiftbohrung des Zylinderkopfes passenden Gewinde versehen. Bei der 40° -Sonde ragt ein mit Metall ummantelter Quarzglasstab mit ca. 5 mm Durchmesser,

der in die Metallhülse eingeklebt ist, in den Brennraum. Bei der 120°-Sonde ist ein Linsensystem aus Saphir mit geschliffener Spitze eingebaut.

Der Saphir- bzw. Quarzglasstab bildet das Fenster zum Brennraum und erfüllt die optischen Anforderungen nach geringer Dispersion im Spektralbereich zwischen Ultraviolett-Strahlung¹ und naher Infrarot-Strahlung². Des Weiteren sind die verwendeten Materialien nahezu chemisch resistent und verfügen über eine gute Form- und Temperaturwechselbeständigkeit [91]. Da die Sonde brennraumbündig eingebaut wird, ist sie sehr hohen Temperaturen und Drücken ausgesetzt. Ihre Spitze aus Quarz oder Saphir unterliegt sehr hohen thermischen und mechanischen Beanspruchungen. Dies kann bei hohen Lasten zur Zerstörung der Sonde führen.

Der Transmissionsgrad des Brennraumfensters wird durch die Ablagerung von Ruß auf der zum Brennraum gewandten Oberfläche verringert. Diese Rußablagerungen ändern außerdem die spektrale Strahlungsverteilung und führen somit zu verfälschten Ergebnissen. Bei den Messungen ist deshalb darauf geachtet worden, dass sich möglichst wenig Ruß auf der Sondenspitze befindet. Aus diesem Grund sind die optischen Sonden vor jeder Messung gereinigt worden [12], [134].

Der große Vorteil einer Messsonde mit einem Linsensystem gegenüber einer Sonde mit hemisphärischer Spitze [102], [175] und gleichem Öffnungswinkel liegt im Transmissionsverhalten. **Bild 5.1** zeigt die an einer optischen Bank gemessenen spektralen Transmissionen in Abhängigkeit vom Anstellwinkel der Sonde bei einer Wellenlänge von 500 nm [175].

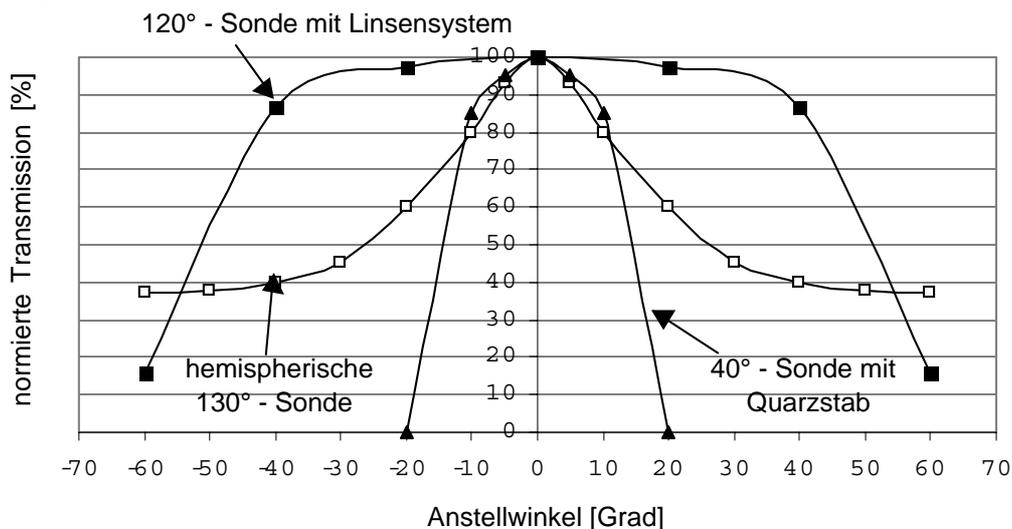


Bild 5.1: Vergleich der normierten Transmission verschiedener Sonden

Eine 120°-Sonde mit Linsensystem führt zu einer deutlichen Verstärkung des übertragenen Messsignals gegenüber einer 130°-Sonde mit hemisphärischer Spitze. Ein grundsätzliches Problem aller optischen Sonden ist der unbekannte Einfluss der Dispersion im Grenzwinkelbereich. In diesem Bereich findet abhängig von der eingestrahelten Wellenlänge, dem Einstrahlwinkel und dem Brechungsindex des Linsensystems eine Wellenlängenverschiebung oder Dispersion statt. Dieser Effekt sorgt für eine Verfälschung der integral erfassten spektralen Strahlungsverteilung [99], [176].

¹ Der ultraviolette Wellenlängenbereich liegt zwischen 50 nm und 400 nm

² Der infrarote Wellenlängenbereich liegt zwischen ca. 700 nm und 1 µm [99]

Vergleich der Sondenöffnungswinkel

Die 40°-Sonde erfasst das Eigenleuchten der Verbrennung eines kleinen Anteils des Brennraumvolumens. Auf diese Weise wird versucht, lokale Informationen eines einzelnen Einspritzstrahls zu erhalten [174]. Aus den **Bildern 11.7** und **11.8** aus dem **Anhang 11.8** ist ersichtlich, dass die durch die 40°-Sonde erfasste Strahlung nicht eindeutig einem Einspritzstrahl zugeordnet werden kann. Das Signal stammt aus mehreren überlagerten Einspritzstrahlen. Die Messung erlaubt keine Aussagen über die integrale Rußmassenkonzentration im Brennraum, sie liefert nur lokale Informationen im Beobachtungsbereich der Sonde. Für die Validierung des Rußmodells werden aber integrale Aussagen über OH-Strahlung und Rußmassenkonzentration benötigt.

In [94] ist die 40°-Sonde mit der 120°-Sonde in einigen Teillastbetriebspunkten verglichen worden. **Bild 5.2** zeigt die aus der Festkörperstrahlung berechnete Rußmassenkonzentration für die 40°- und 120°-Sonde bei $n=2620$ 1/min, $p_{me}=4,6$ bar.

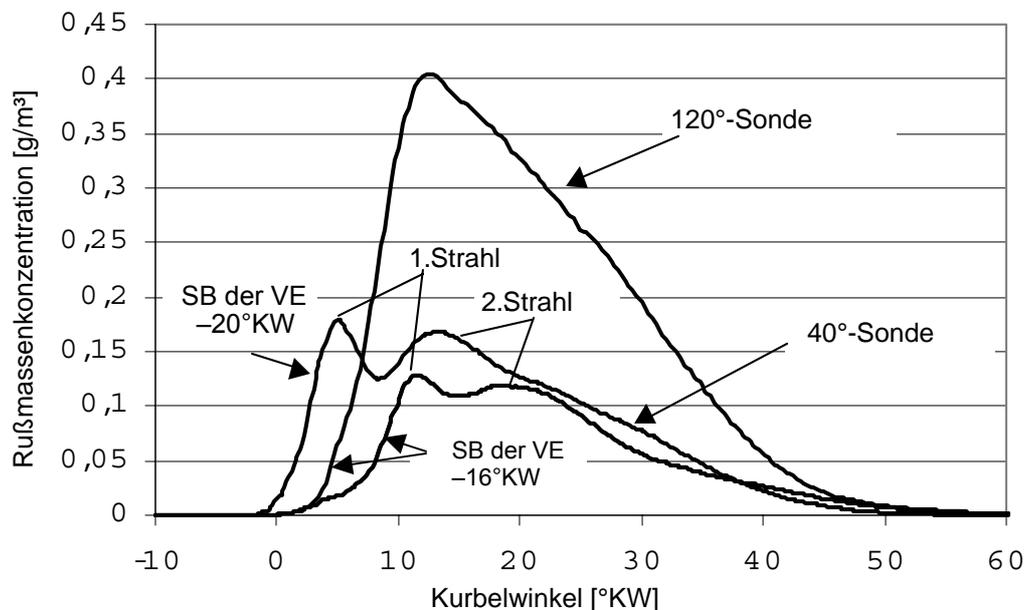


Bild 5.2 Vergleich der Rußmassenkonzentration für die 40°- und 120°-Sonde bei $n=2620$ 1/min, $p_{me}=4,6$ bar, ohne AGR.

Im **Bild 5.2** ist ersichtlich, dass einzelne „brennende“ Einspritzstrahlen durch den Drall das Beobachtungsvolumen der Sonde durchlaufen. Es wird in diesem Fall nur ein bestimmter Teil des Strahles gemessen. Dieser ist nicht repräsentativ für die Rußmassenkonzentration im gesamten Brennraum.

Für das Ergebnis der 120°-Sonde können unter Annahme einer homogenen Rußverteilung im Brennraum integrale Aussagen getroffen werden. Diese Vorgehensweise liefert eine Vergleichsbasis für die Validierung des in **Kapitel 4** vorgestellten Rußmodells.

Die mit der 40°-Sonde gemessenen Einzelzyklen streuen in einem großen Kurbelwinkelbereich. Speziell die Wellenlängen 900 nm und 750 nm der Einzelzyklen zeigen einen sehr unregelmäßigen Verlauf (**Abbildung 11.9 im Anhang 11.9**).

Im Vergleich dazu verlaufen die mit der 120°-Sonde aufgenommenen Einzelzyklen für die drei detektierten Wellenlängen jeweils wesentlich gleichmäßiger zueinander (**Abbildung 11.10** im **Anhang 11.9**). Zur Quantifizierung der Streuung der Einzelzyklen sind die Messwerte statistisch ausgewertet worden. Die Ergebnisse sind ebenso im **Anhang 11.8** aufgeführt.

Die große Streuung der Strahlungsintensitäten bei der 40°-Sonde kann auf die zyklischen Schwankungen zurückgeführt werden. Die Ursache dafür liegt in einem sich von Zyklus zu Zyklus ändernden turbulenten, dreidimensionalen Strömungsfeld [1]. Durch die zeitliche Inhomogenitäten der Gemischbildung gibt es keinen konstanten Zündort. Die durch die Zündung entstehende Flamme entwickelt sich bei jedem Zyklus aufgrund der geänderten lokalen Strömungs- und Gemischzustände anders. Aussagen über die mittlere Rußmassen- und OH-Konzentration im Brennraum können nur über eine Statistik (einer Mittelung über mehrere Zyklen) gewonnen werden. Der Erfassungsbereich der 40°-Sonde ist aber nicht groß genug für eine repräsentative integrale Aussage (siehe **Anhang 11.8**).

Lichtwellenleiter

Das Eigenleuchten der Verbrennung wird von einer Brennraumsonde aufgenommen und über ein Lichtwellenleiterbündel, das sich in sechs Einzelstränge verzweigt, zu einem optoelektronischen Wandler weitergeleitet. Das Lichtwellenleiterbündel besteht aus einzelnen Quarzglasfasern mit einem Durchmesser von 105 Mikrometer, die an den Enden in dichter Packung in einer Hülse verklebt sind. Die Stirnflächen der Quarzglasfasern sind dabei poliert. Die Faserbündel haben einen konstanten Transmissionsverlauf im ultravioletten- und sichtbaren Wellenlängenbereich¹. Für die Verzweigung in sechs einzelne Stränge sind die Glasfasern statistisch verteilt worden, so dass aus jedem Flächensegment des brennraumseitigen Endes eine gleiche Anzahl Einzelfasern zu den sechs erfassungsseitigen Enden führen [100].

Optische Filter

Mit einer geeigneten Filter- sowie Fotodioden- bzw. Fotomultiplierwahl wird jeweils eine charakteristische Wellenlänge aufgenommen und die Strahlungsenergie in ein Spannungssignal umgewandelt. Aus dem kontinuierlichen Spektrum der Rußstrahlung sind die repräsentativen Intensitäten bei den Wellenlängen 600 nm, 750 nm und 900 nm aufgenommen.

Neben der Rußstrahlung ist auch die Bandenstrahlung des OH-Radikals detektiert worden. Dafür sind Filter mit den folgenden Wellenlängen zum Einsatz gekommen: 297,7 nm, 306,6 nm, 317,4 nm.

¹ Der sichtbare Wellenlängenbereich liegt zwischen 400 nm und 700 nm

Das Transmissionsverhalten der Filter für die OH-Messung ist in **Bild 5.4** abgebildet.

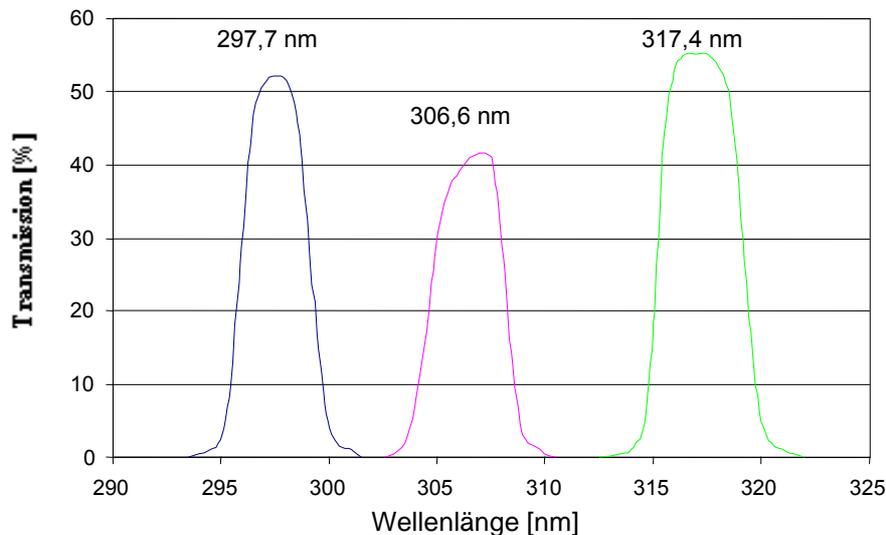


Bild 5.3 Transmission der Filter im UV-Bereich zur Detektion des OH-Radikals

Das emissionsstärkste Band der OH-Strahlung der vorhandenen Filter tritt bei 306,6 nm auf. Im UV-Wellenlängenbereich herrscht jedoch ein Hintergrundrauschen. Von diesem monoton steigenden Grundrauschen wird die OH-Strahlung, wie in **Bild 5.4** gezeigt, überlagert.

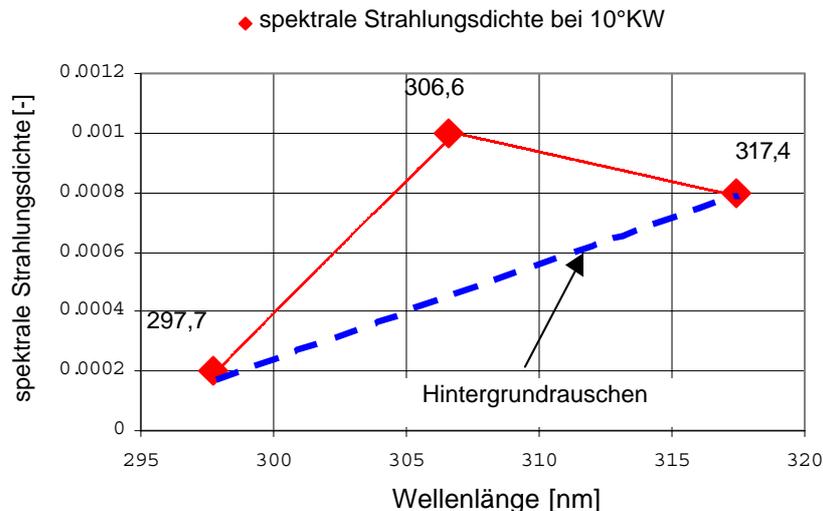


Bild 5.4: Hintergrundstrahlung bei 10° KW nach OT, n=2000 1/min, $p_{me}=2\text{bar}$, SB der VE -6° KW, 0%AGR

Ursache dieses Hintergrundrauschens sind die Festkörperstrahlung und die Kraftstofffluoreszenz [12]. Um ein richtiges OH-Signal zu erhalten, wird über eine lineare Interpolation mit der zusätzlich gemessenen Strahlungsdichte bei 297,7 nm und 317,4 nm das Hintergrundrauschen bei 306,6 nm ermittelt und von der spektralen Strahlungsdichte bei dieser Wellenlänge abgezogen. Aus diesem Grund müssen die zentrale Wellenlänge und die Halbwertsbreite der Filter so gewählt werden, dass es zu keiner Überlappung der Transmissionskurven (siehe auch dazu **Bild 5.3**) kommt. Dies würde das Verhältnis von OH-Strahlung zum Hintergrundrauschen verfälschen. Eine ausführliche Behandlung dieses Thema ist in **Kapitel 7** zu finden.

Photodioden und Photomultiplier

Die Verstärkung der Photodioden und Photomultiplier kann durch die Software nahezu stufenlos eingestellt werden. Der optische Zugang besteht aus einem M30x1 Innengewinde mit zentrisch angeordneter Photodiode (bzw. Photomultiplier).

Die Empfängerfläche des Photomultipliers R7400U-03 ist kreisförmig mit einem Außendurchmesser von 8 mm. Die Empfindlichkeit des Photomultiplier ist abhängig von der Eingangsstrahlung. Das Transmissionsverhalten wird in [100] dargestellt. Die Ansprechzeit beträgt 0,65 ns.

Die Empfängerfläche der Photodiode S1336-8BQ ist ein Quadrat mit einer Kantenlänge von 5,8 mm. Die Empfindlichkeit der Photodioden wird ebenso in [100] gezeigt. Die Ansprechzeit von 10% auf 90% beträgt 0,65 ns.

Kalibrierung des optischen Messsystems

Zur Berechnung der Flammentemperatur werden Kalibrierdaten benötigt. Die Kalibrierung des optischen Messsystems erfolgt mit Hilfe einer zum GMT-System gehörenden Vorrichtung, in der eine Wolframbandlampe, eine Abbildungslinse und eine Aufnahme für die optische Sonde integriert sind. Bei der Kalibrierung wird ein zahlenmäßiger Zusammenhang zwischen den Größen Spannung und spektrale Strahlungsdichte hergestellt. Mit der symmetrisch abbildenden Linse wird das glühende Wolframband der Lampe so auf der Sondenöffnung abgebildet, dass diese vollständig bedeckt ist. Die hier verwendete Kalibrierlampe vom Typ Osram Wi 17 G hat eine schwarze Temperatur von $T_s = 2395\text{K}$ bei einer Schwerpunktwellenlänge von $\lambda = 650\text{ nm}$. Beim Kalibriervorgang des Messsystems wird das Signal der Fotodioden bei den drei diskreten Wellenlängen 600 nm, 750 nm und 900 nm bei verschiedenen Rußbelägen (saubere Sonde, leicht verrußt, stark verrußt) und verschiedenen Verstärkungsniveaus (high/low) gemessen und gespeichert [95], [100].

5.2.4 Gitterspektrograph und CCD-Kamera

Um die Ergebnisse der Globalen-Lichtwellenleiter-Messtechnik (GMT) zu validieren, werden die optischen Signale parallel mit einem Gitterspektrographen und einer CCD-Kamera gemessen. Die Einkopplung der Strahlung vom sechsarmigen Lichtwellenleiter in den Faserbündel mit Kerndurchmesser $200\text{ }\mu\text{m}$ des Gitterspektrographens, erfolgt über eine optische Kopplungseinheit. Die Übertragungsverluste werden auf ca. 40% geschätzt. Es ist der gleiche Messaufbau wie in [92] eingesetzt. Das aufgenommene Licht wird über den Lichtwellenleiter zur Detektionseinheit, bestehend aus Gitterspektrograph und CCD-Kamera, geführt. Die auf dem CCD-Chip gesammelten elektrischen Ladungen werden ausgelesen und digitalisiert. Die digitalen Bildinformationen werden in einem Computer gespeichert und weiterverarbeitet. Gleichzeitig steuert der Computer die Kamera über ihre Steuereinheit an und synchronisiert sie auf Triggerpulse, die er gegebenenfalls vom Messobjekt empfängt. Im Falle von Motormessungen wird so der gewünschte Aufnahmezeitpunkt erreicht. Die erforderliche Zeitauflösung wird bei diesen Experimenten durch den Streak-Modus der CCD-Kamera realisiert. Für detaillierte Ausführungen über das Messsystem sei auf [92], [177] verwiesen.

6. Validierung der optischen und thermodynamischen Methoden

In diesem Kapitel werden die Grenzen und Möglichkeiten von Synergien zwischen optischer Messtechnik und thermodynamischen Modellen aufgezeigt. Es wird ebenso ein Verfahren definiert, um die Rechenergebnisse auf die Messergebnisse abzugleichen.

6.1 Vergleich der Messergebnisse der Globalen-Lichtwellenleiter-Messtechnik mit denen des Gitterspektrographen mit CCD-Kamera

Das OH-Radikal hat einen entscheidenden Einfluss bei der Energieumsetzung in einer technischen Verbrennung. Obwohl das Hydroxyl-Radikal hochenergetische elektronische Strahlungsübergänge im UV-Bereich besitzt, wird die Erfassung durch eine Überlagerung von Festkörperstrahlung, Kraftstofffluoreszenzen und Selbstabsorption im Verbrennungsgas erschwert [175]. Die reale OH-Strahlung zeichnet sich durch mehrere charakteristische Emissionsbanden aus, die mit dem Gitterspektrographen und der CCD-Kamera gemessen werden können [90], [91]. Es ist zu überprüfen, ob die Ergebnisse der Globalen-Lichtwellenleiter-Messtechnik, wobei mit optischen Filtern die Strahlungsdichten bei 297,7 nm, 306,6 nm und 317,4 nm erfasst werden, repräsentativ für das gesamte Emissionsspektrum des OH-Radikals sind. In **Bild 6.1** ist das Emissionsspektrum für zwei Teillastbetriebspunkte, $n=2000$ 1/min, $p_{me}=2$ bar und zwei Spritzbeginne dargestellt.

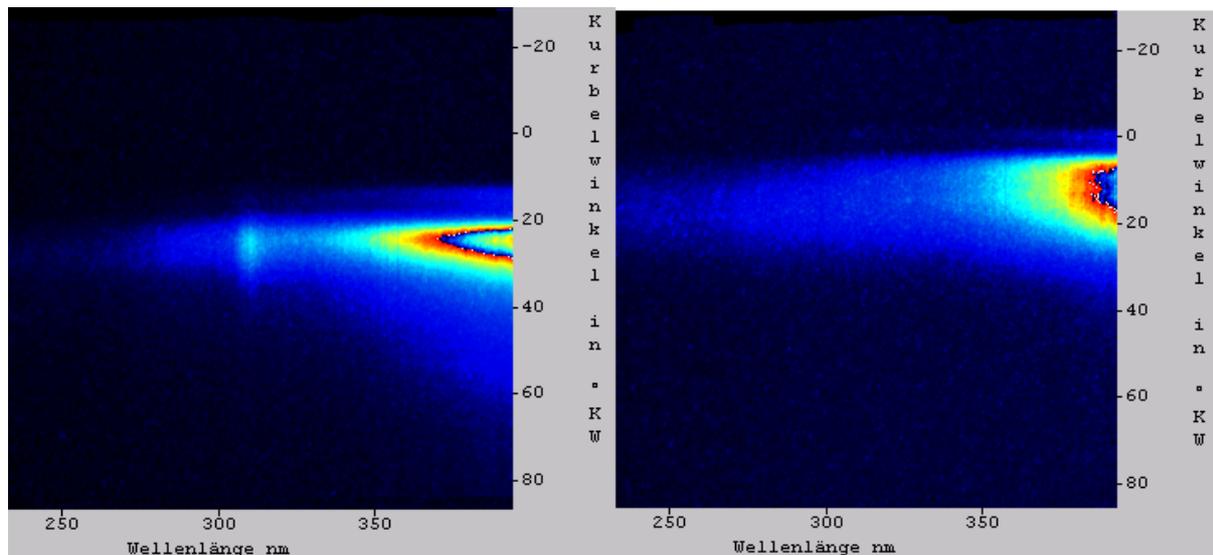


Bild 6.1: Eigenleuchten der Verbrennung im ultravioletten Bereich bei Spritzbeginn der Voreinspritzung 0°KW (links) und -14°KW (rechts)

Die Aufnahme im **Bild 6.1** erfolgte im ultravioletten Bereich bei einer Anfangswellenlänge von 232,7 nm und einem Inkrement von 0,5279 nm/CCD-Pixel. Die überlagerten Emissionsbanden des OH-Radikals sind bei dieser Auflösung des Gitterspektrographen nur bei dem späten Spritzbeginn 0°KW (linke Abbildung) deutlich erkennbar. Aufgrund der zunehmenden Strahlungsintensität der Festkörperstrahlung erschwert sich die Erfassung der überlagerten Emissionsbanden im UV-Bereich [92]. In der Aufnahme rechts ist keine OH-Strahlung mehr detektierbar, d.h. es gibt kein Messsignal im Wellenlängenbereich um 306,6 nm.

Das Strahlungsmaximum tritt im linken Bild bei ca. 26°KW nach dem OT auf. In **Bild 6.2** ist das Spektrum für diesen Zeitpunkt dargestellt.

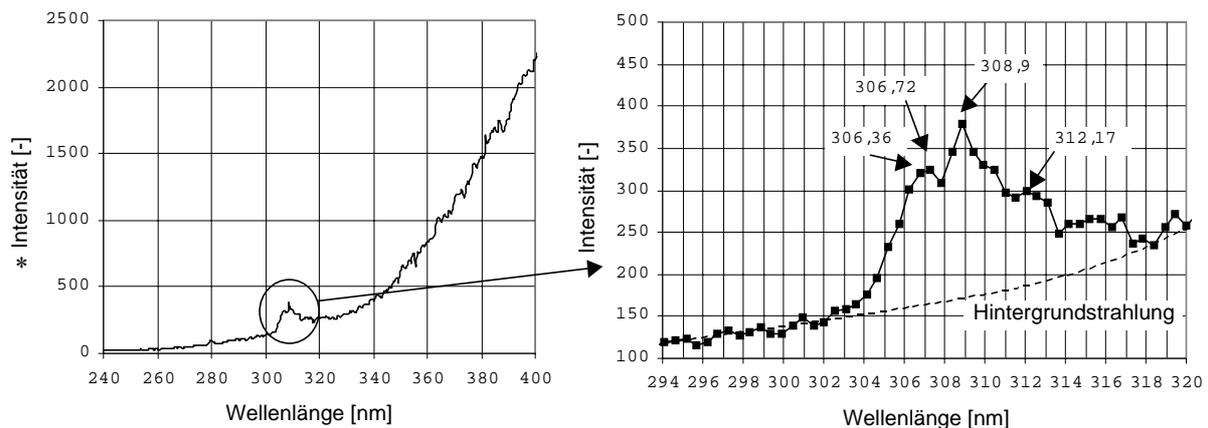


Bild 6.2: Emissionsspektrum für den Zeitpunkt maximaler Strahlungsintensität im Betriebspunkt $n=2000$ 1/min, $p_{me}=2$ bar, SB der VE 0°KW
*Intensität = spektrale Strahlungsdichte in willkürlichen Einheiten

In **Bild 6.2** ist auch die interpolierte Hintergrundstrahlung eingezeichnet. Die OH-Emissionsbanden können mit Hilfe von Spektralatlanten eindeutig identifiziert werden [90]. In **Tabelle 6.1** sind die konkreten Wellenlängen der Bandenstrahlung des OH-Radikals aufgeführt.

Tabelle 6.1: OH-Strahlungsbanden (siehe **Anhang 11.1**)

Übergang [90]	(0,0)	(1,1)
R1	306,36 nm	312,17 nm
R2	306,72 nm	312,64 nm
Q1	307,8 nm	
Q2	308,9 nm	

Die Messungen weisen, ähnlich wie in [175], das emissionsstärkste Band bei 308,9 nm aus, gefolgt von der Strahlung bei 306,36 nm, 306,72 nm und 312,17 nm. Die anderen Übergänge konnten aufgrund ihrer geringeren Intensität und der spektralen Auflösung des Gitterspektrographen nicht eindeutig identifiziert werden [103].

In **Bild 6.3** sind die Transmissionskurven der optischen Filter der Globalen-Lichtwellenleiter-Messtechnik im Emissionsspektrum des obengenannten Teillastbetriebspunktes eingezeichnet.

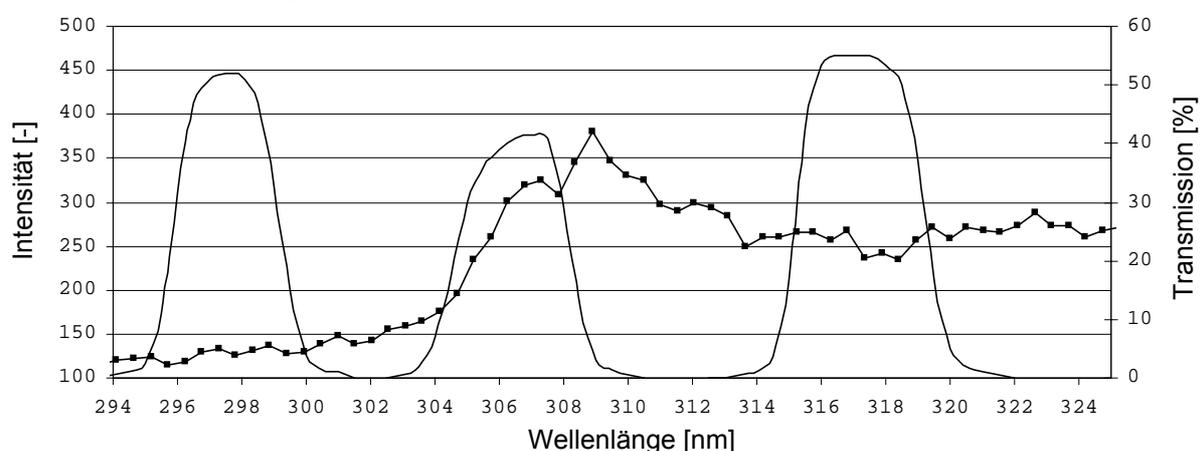


Bild 6.3: Darstellung der optischen Filter der GMT im Emissionsspektrum eines Teillastbetriebspunktes bei 26°KW nach OT ($n=2000$ 1/min, $p_{me}=2$ bar, SB der VE 0°KW)

Aus dem **Bild 6.3** ist deutlich zu entnehmen, dass der links und rechts eingezeichnete Filter ein repräsentatives Bild der Hintergrundstrahlung abgeben. Es ist auch zu sehen, dass die Emissionsbanden bei 308,9 nm und 312,17 nm durch den in der Mitte eingezeichneten optischen Filter nur gering bzw. nicht erfasst werden. Zu empfehlen ist ein optischer Filter mit folgender Charakteristik:

Zentrale Wellenlänge (ZWL): $308,5\text{nm} \pm 0,5\text{nm}$
 Halbwertsbreite: $5\text{nm} \pm 1\text{nm}$
 Blocking $\leq 10^{-4} T$; 200nm-1200nm
 Transmission $> 40\%$ T-Peak

Die zentrale Wellenlänge des rechts eingezeichneten Filters muss dabei von 317,4 nm auf 320 nm verschoben werden, um eine Überlappung der Erfassungsbereiche zu vermeiden.

Die spektralen Strahlungsintensitäten des Emissionsspektrums sind im Transmissionsbereich der entsprechenden Filter numerisch gewichtet und gemittelt worden. Der eingesetzte Wellenlängenbereich für den Filter bei 297,7 nm, 306,6 nm und 317,4 nm sind (295 nm-300 nm) bzw. (304 nm-309 nm) und (315 nm-320nm). Die Ergebnisse dieser Rechnung werden im **Bild 6.4** mit Gitter bezeichnet. Die Ergebnisse der kurbelwinkelaufgelösten Messdaten der GMT sind mit im **Bild 6.4** aufgenommen und sind gekennzeichnet mit Filter I (297,7 nm), Filter II (306,6 nm) und Filter III (317,4 nm).

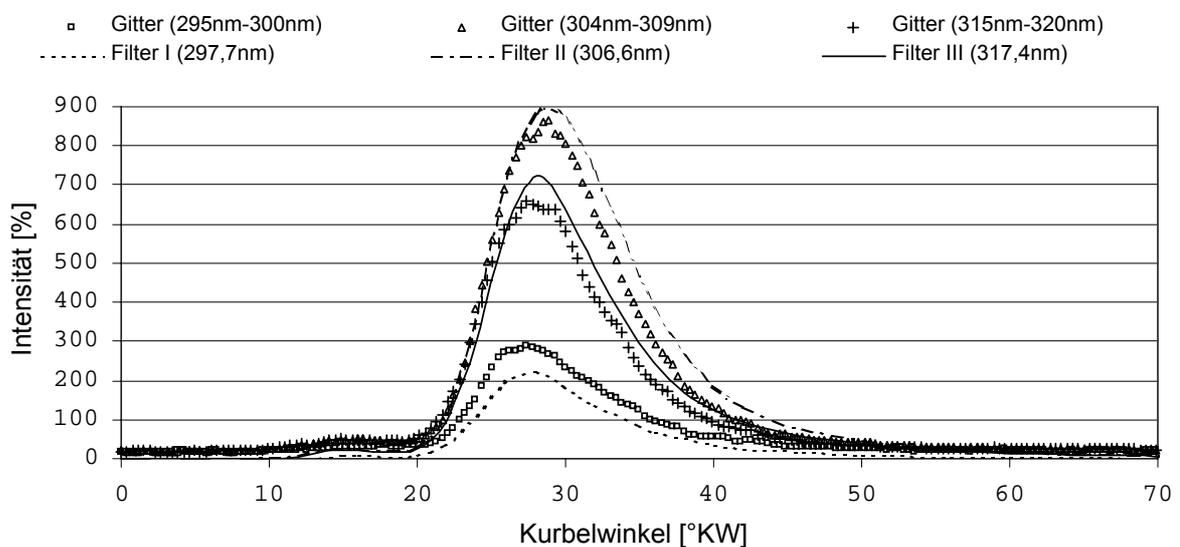


Bild 6.4: Vergleich der Strahlungsintensitäten im UV-Bereich der GMT mit den numerisch hergeleiteten Strahlungsintensitäten aus dem Emissionsspektrum.

Bild 6.4 zeigt eine gute Übereinstimmung zwischen den beiden Methoden für die Filter II (ZWL 306,6 nm) und Filter III (ZWL 317,4 nm) mit den entsprechenden rechnerisch ermittelten Intensitäten. Bei Filter I (ZWL 297,7 nm) gibt es die größte Abweichung vom Rechenwert. Dies kann durch die nicht genaue Abbildung der Transmissionskurven im Emissionsspektrum erklärt werden. Die optischen Filter liefern trotzdem eine nahezu richtige integrale Wiedergabe des Emissionsspektrums.

In den nächsten Bildern wird die integrale OH-Strahlung mit Hintergrundkorrektur für verschiedene Betriebspunkte gezeigt. Das Emissionsspektrum zwischen 304 nm und

312 nm ist vom theoretischen Hintergrundstrahlungsanteil (siehe dazu **Bild 6.2**) bereinigt und gemittelt worden. Das Hintergrundrauschen ist bei der GMT durch eine lineare Interpolation der Strahlungsanteile bei 297,7 nm und 317,4 nm von der Strahlung bei 306,6 nm abgezogen worden.

Die **Bilder 6.5 bis 6.8** beinhalten die Ergebnisse dieses Vergleichs.

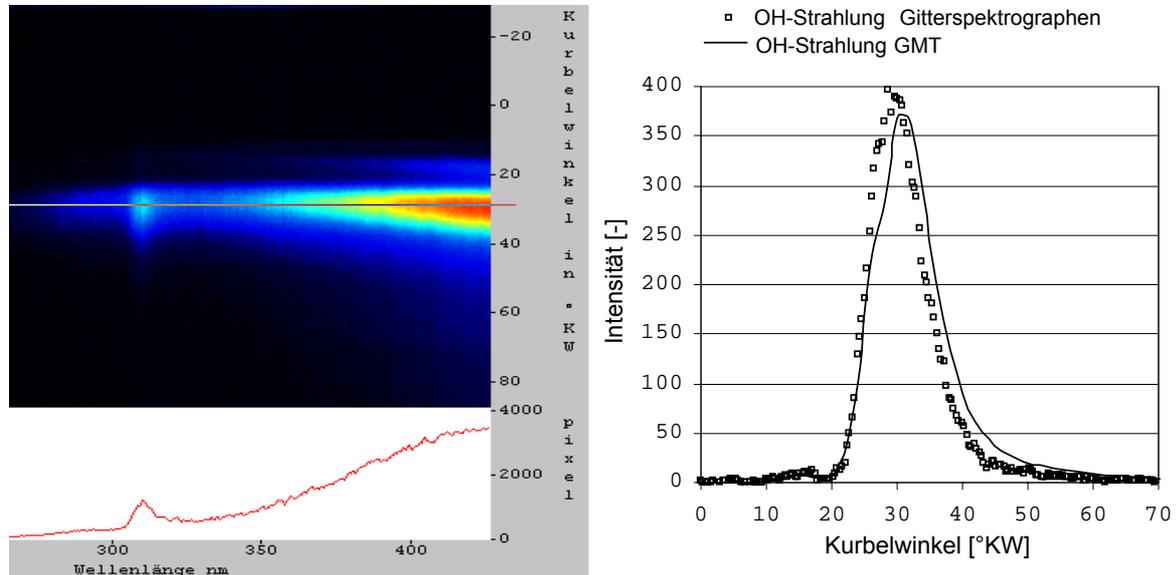


Bild 6.5: Emissionsspektrum (links) und Vergleich der OH-Strahlungsintensität aus der GMT und dem Emissionsspektrum (rechts) für einen Arbeitspunkt $n=2000$ 1/min, $p_{me}=2$ bar, ohne AGR mit SB der VE +2 °KW

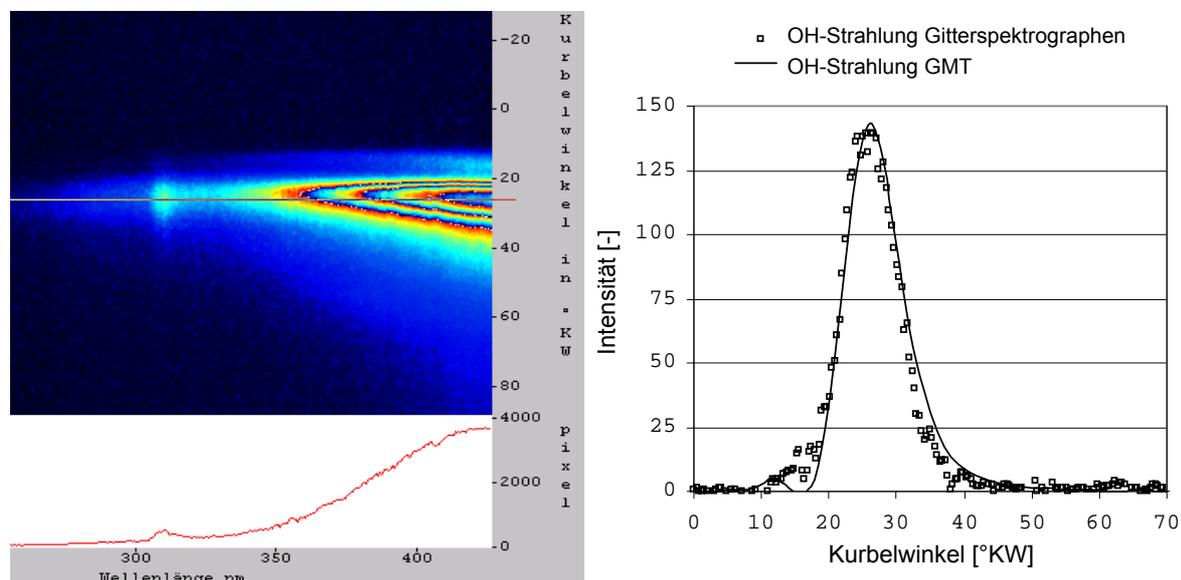


Bild 6.6: Emissionsspektrum (links) und Vergleich der OH-Strahlungsintensität aus der GMT und dem Emissionsspektrum (rechts) für einen Arbeitspunkt $n=2000$ 1/min, $p_{me}=2$ bar, ohne AGR mit SB der VE +0 °KW

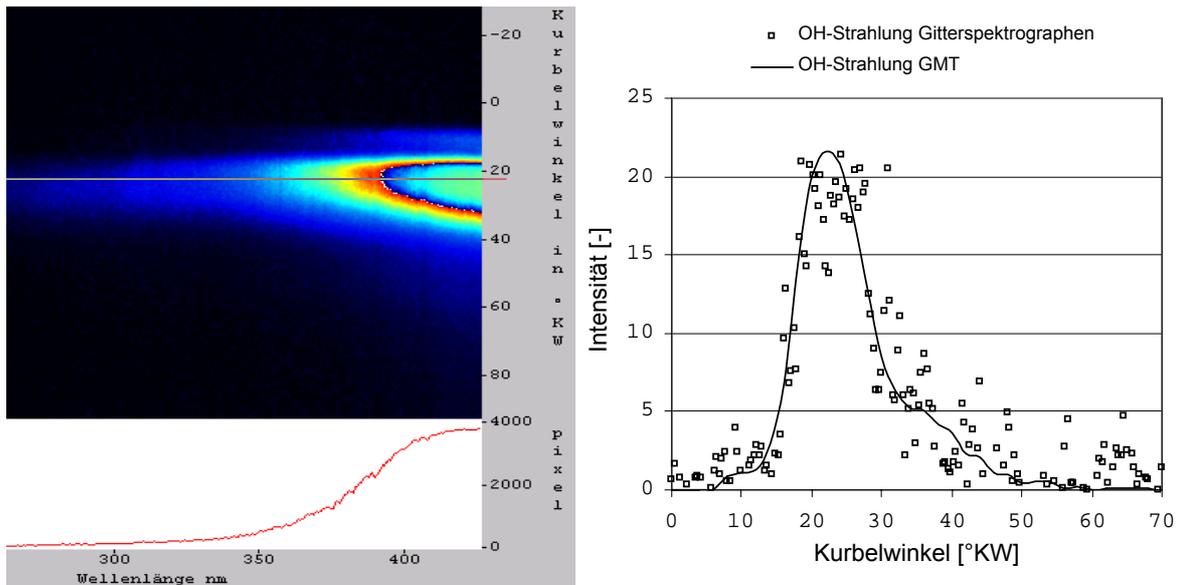


Bild 6.7: Emissionsspektrum (links) und Vergleich der OH-Strahlungsintensität aus der GMT und dem Emissionsspektrum (rechts) für einen Arbeitspunkt 2000 1/min, $p_{me}=2$ bar, ohne AGR mit SB der VE -2 °KW

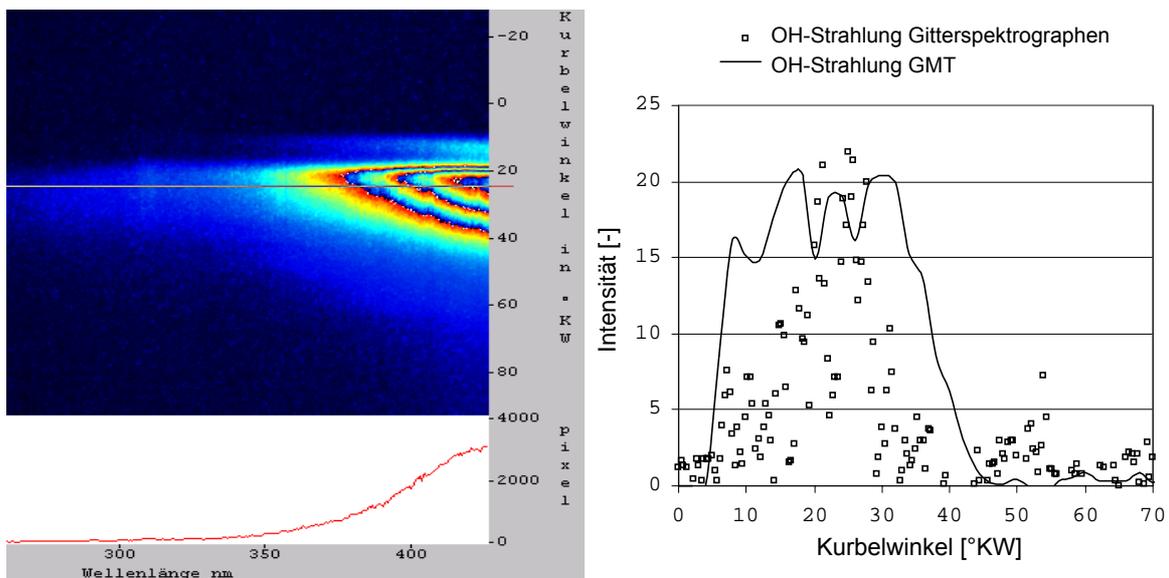


Bild 6.8: Emissionsspektrum (links) und Vergleich der OH-Strahlungsintensität aus der GMT und dem Emissionsspektrum (rechts) für einen Arbeitspunkt 2000 1/min, $p_{me}=2$ bar, ohne AGR mit SB der VE -4 °KW

In den **Bildern 6.5** und **6.6** ist zu sehen, dass beide Messtechniken ein vergleichbares Ergebnis für die kurbelwinkel aufgelöste integrale OH-Strahlung liefern. Die Signalintensität des ermittelten OH-Radikals nimmt bei früherem Spritzbeginn ständig ab.

Aus den **Bildern 6.7** und **6.8** ist zu entnehmen, dass die OH-Strahlung bei früherem Spritzbeginn zunehmend durch das Hintergrundrauschen überlagert wird, so dass die Emissionsbanden nicht mehr erkennbar sind.

Obwohl **Bild 6.7** für die GMT-Messung einen plausiblen OH-Verlauf zeigt, ist das Signal aufgrund des sehr geringen Signal to Noise Ratio (SNR) nicht mehr verwertbar. Das SNR ist dabei definiert als Verhältnis der OH-Strahlung zur Hintergrundstrahlung bei 306,6 nm bei der Kurbelwinkelstellung des Intensitätsmaximums (I_{max}).

Es haben sich für das „Signal to Noise Ratio“ folgende Werte ergeben:

Bild 6.5: SB der VE: 2°KW $\varphi(I_{\max})= 30^{\circ}\text{KW}$	SNR: 0,54
Bild 6.6: SB der VE: 0°KW $\varphi(I_{\max})= 26^{\circ}\text{KW}$	SNR: 0,47
Bild 6.7: SB der VE: -2°KW $\varphi(I_{\max})= 22^{\circ}\text{KW}$	SNR: 0,24
Bild 6.8: SB der VE: -4°KW $\varphi(I_{\max})= 18^{\circ}\text{KW}$	SNR: 0,09

Daraus resultiert als Kriterium für ein auswertbares Signal der GMT eine SNR, die bei $\varphi(I_{\max})$ größer als ca. 0,4 ist.

6.2 Vergleich der gemessenen OH-Strahlung und der aus dem 2-Zonen-Modell berechneten OH-Konzentration

In diesem Abschnitt wird die mit der GMT erfasste OH-Strahlungsintensität mit der aus dem 2-Zonen-Modell berechneten OH-Konzentration verglichen. Es sind aus den obengenannten Gründen nur Betriebspunkte mit einem SNR bei $\varphi(I_{\max}) > 0,4$ zum Vergleich herangezogen worden.

Das Ziel ist, die Plausibilität der elementar-reaktionskinetischen Modelle mit Hilfe der zeitlich hoch aufgelösten gemessenen Reaktionszwischenprodukten zu überprüfen. Nach [24] darf die reaktionskinetische Beschreibung der laminaren Flammen auf eine turbulente Flamme und somit auf die technische Verbrennung übertragen werden.

In den **Bildern 6.9 bis 6.11** sind die Ergebnisse der gemessenen OH-Strahlungsintensität und die mit dem 2-Zonen-Modell berechneten OH-Konzentrationen in Abhängigkeit von der AGR-Rate gegenübergestellt.

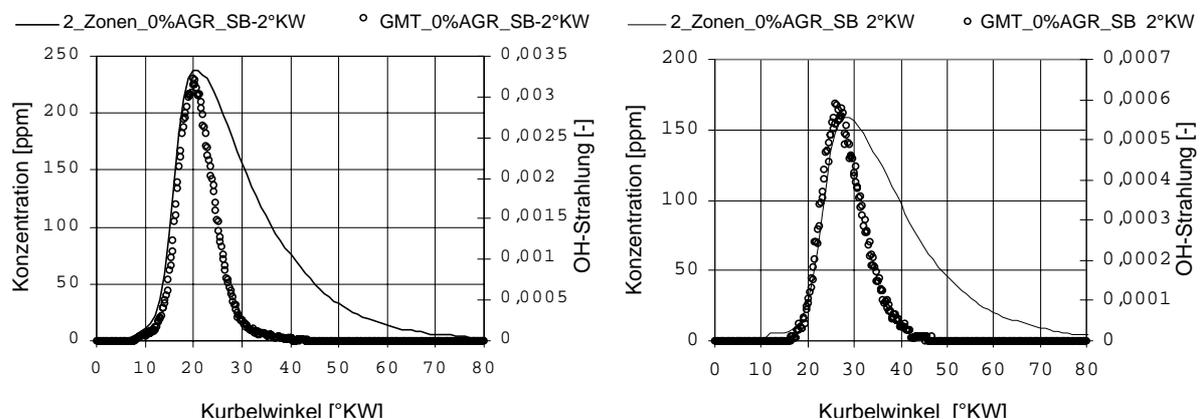


Bild 6.9: Vergleich der gemessenen OH-Strahlungsintensität (GMT) mit der berechneten OH-Konzentrationen für zwei Teillastbetriebspunkte ($n=2000$ 1/min, $p_{me}=2$ bar, 0% AGR, SB der VE: -2°KW , $+2^{\circ}\text{KW}$)

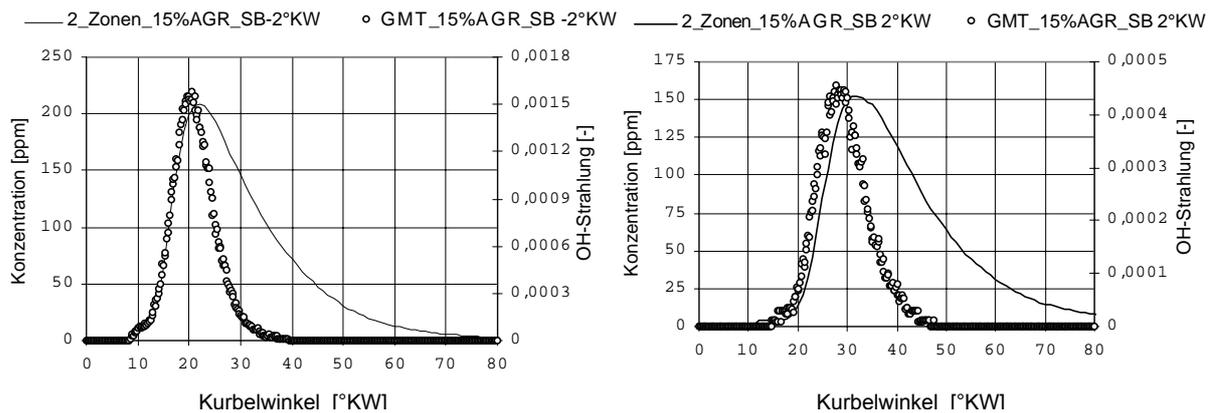


Bild 6.10: Vergleich der gemessenen OH-Strahlungsintensität mit der berechneten OH-Konzentrationen für zwei Teillastbetriebspunkte ($n=2000$ 1/min, $p_{me}=2$ bar, 15% AGR, SB der VE: -2° KW, $+2^{\circ}$ KW)

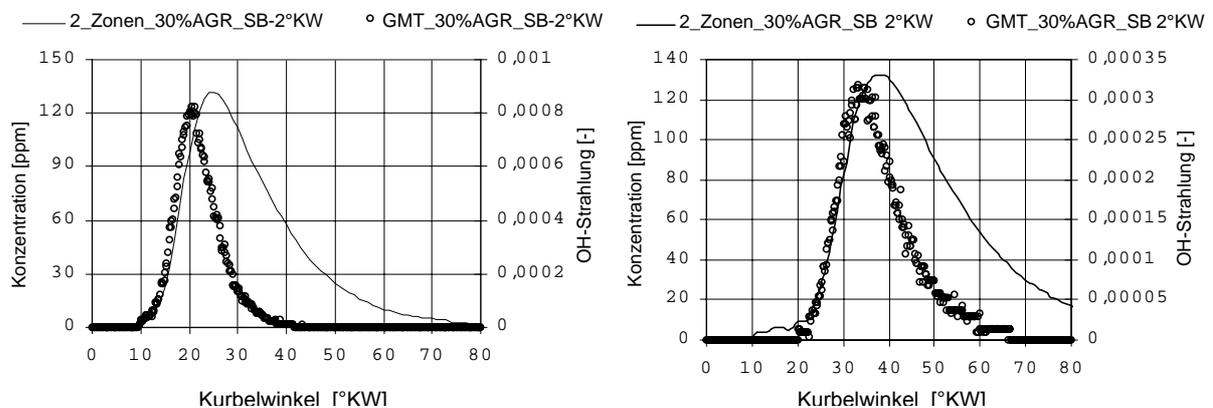


Bild 6.11: Vergleich der gemessenen OH-Strahlungsintensität mit der berechneten OH-Konzentrationen für zwei Teillastbetriebspunkte ($n=2000$ 1/min, $p_{me}=2$ bar, 30% AGR, SB der VE: -2° KW, $+2^{\circ}$ KW)

Aus den Bildern ist zu entnehmen, dass die berechneten und gemessenen Werte in der ersten Phase, d.h. bis zum Strahlungs- bzw. Konzentrationsmaximum, gut korrelieren. Dies ist bei allen Teillastbetriebspunkten festgestellt worden. Es gibt aber keine Korrelation zwischen die Absolutwerten der Strahlungsintensität und die aus dem 2-Zonen-Modell berechneten OH-Konzentration. Ähnliches ist in [107], [178] beobachtet worden.

Nach dem Strahlungs- und Konzentrationsmaximum ist in den **Bildern 6.9 bis 6.11** eine Abweichung zwischen Rechnung und Messung erkennbar. Die Berechnung mit dem 2-Zonen-Modell zeigt noch aktive OH-Radikale bei 70° KW bis 80° KW nach dem oberen Totpunkt, während die gemessene OH-Strahlung rapide absinkt.

Die Erklärung der Abweichung liegt darin begründet, dass die OH-Strahlung fast proportional zur Festkörperstrahlung verläuft. Dieses Verhalten ist aus dem **Bild 6.12** zu entnehmen:

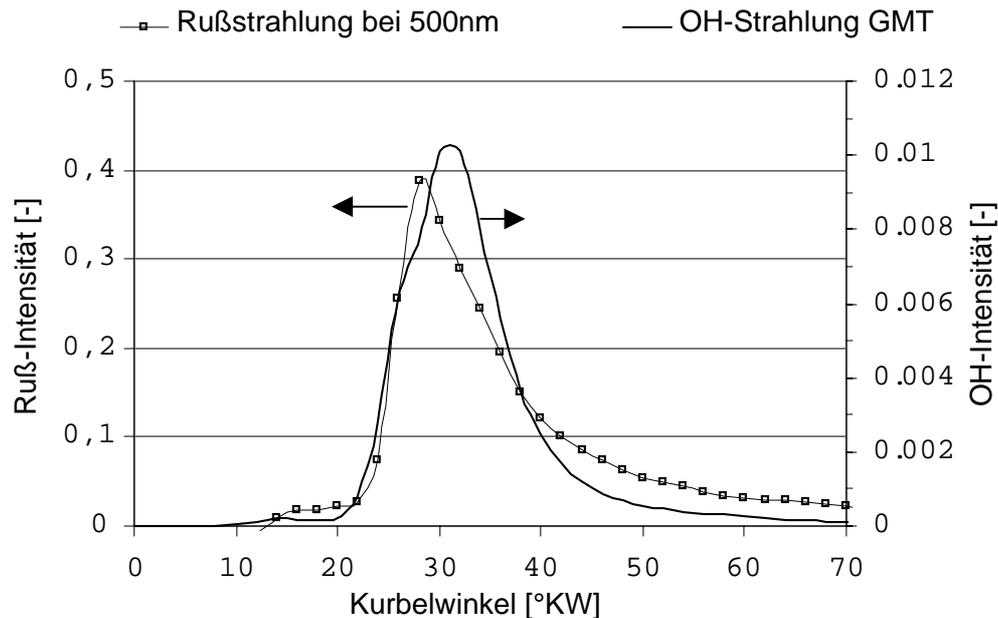


Bild 6.12: Rußstrahlung bei 500 nm und OH-Strahlung für einen Teillastbetriebspunkt (2000 1/min, pme=2bar, 0% AGR, SB der VE +2°KW)

Die parallele Kurvenverläufe im **Bild 6.12** bedeuten, dass die erfasste OH-Strahlungsemission auf Chemolumineszenz, der Freisetzung elektronisch angeregter Radikale durch chemische Reaktionen, beruht. Chemolumineszenz liegt dann vor, wenn chemische Prozesse direkt zur Bildung von abnormal hohen Besetzungszahlen im Anregungszustand des Moleküls führen. Weil in diesem Fall die Maxwell-Boltzmann-Verteilung nicht mehr gültig ist, kann der OH-Strahlungsintensität keine Konzentration zugeordnet werden [99], [101].

Es ist auch bekannt, dass die Konzentration der Radikale in der Flammenschicht (der Reaktionszone) bis zu zwei Größenordnungen höher als die OH-Konzentration aus dem „Post-Flame“-Bereich ist [99], [110]. Außerhalb der Reaktionszone sinkt die erfasste OH-Konzentration rapide ab. Auch die OH-Konzentrationen in der kraftstoffreichen vorgemischten Zone sind in [110] nicht detektierbar gewesen.

Daraus lässt sich schlussfolgern, dass die gemessene OH-Strahlung aus der Flamme stammt. Sie beruht hauptsächlich auf Chemolumineszenz.

Durch die Volumenvergrößerung sinkt die Flammentemperatur rapide ab. Es ist auch davon auszugehen, dass mehr Strahlung durch die größeren, kälteren Rußschichten zwischen der Strahlungsquelle und der optischen Sondenspitze absorbiert wird.

In der Phase nach dem Intensitätsmaximum nimmt die elektronische Anregung der strahlenden Moleküle erheblich ab, was sich in einer rapiden Abschwächung des OH-Emissionssignals äußert. Da die maximale Brennraumtemperatur bei 60°KW nach dem OT noch ca. 1700 K beträgt, ist anzunehmen, dass es noch, wie im 2-Zonen-Modell vorhergesagt, reaktive OH-Radikale gibt. Die ausgestrahlten OH-Emissionen sind zu schwach, um mit der vorhandenen Messtechnik erfasst werden zu können.

Im 2-Zonen-Modell wird die Konzentration des „Post-Flame“-Bereichs im thermischen und chemischen Gleichgewicht beschrieben, während die OH-Emissionen hauptsächlich aus elektronisch angeregten Radikalen durch chemische Reaktionen in der rußenden Flamme verursacht werden. Dies erklärt die Abweichungen in den **Bildern 6.9 bis 6.11**.

In Analogie zur Betrachtung des thermodynamischen Brennverlaufs und dessen Schwerpunktlage kann aus zeitaufgelösten OH-Strahlungsverläufen, die den „optischen Brennverlauf“ repräsentieren, eine „optische Schwerpunktlage“ der Verbrennung berechnet werden. Diese entspricht dem Zeitpunkt, zu dem 50% der gesamten über den Zyklus emittierten Strahlung umgesetzt sind. Die Berechnung erfolgt durch Integration und Normierung des Strahlungsverlaufs und führt zum Summenstrahlungsverlauf [175]. Im **Bild 6.13** sind der integrierte OH-Strahlungsverlauf, der OH-Konzentrationsverlauf und der Brennverlauf für einen Teillastbetriebspunkt (2000 1/min, $p_{me}=2$ bar, SB der VE 0°KW , 0% AGR) gegenübergestellt.

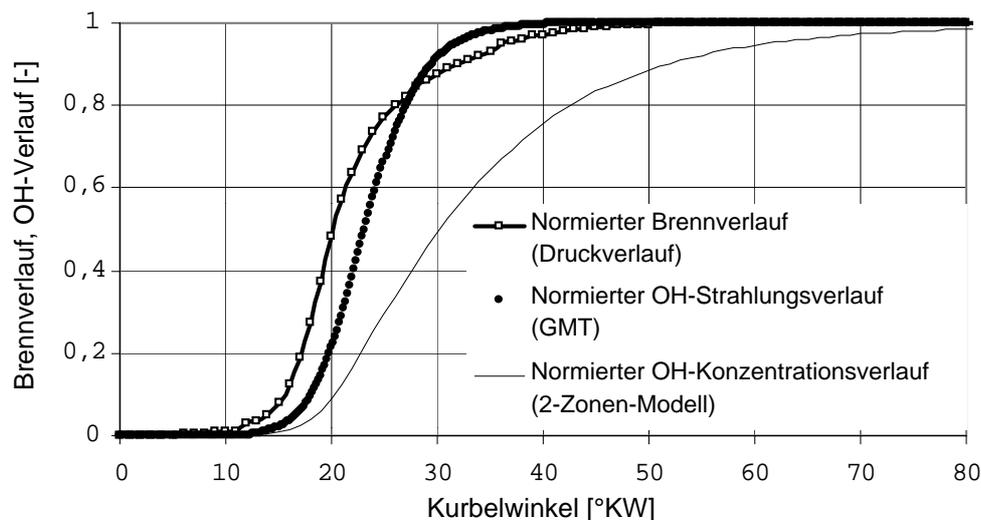


Bild 6.13: Integrierte OH-Strahlungsverlauf, OH-Konzentrationsverlauf und Brennverlauf für einen Teillastbetriebspunkt ($n=2000$ 1/min, $p_{me}=2$ bar, 0% AGR, SB der VE 0°KW)

Die 50%-Umsatzpunkte für den normierten Brennverlauf, den normierten OH-Strahlungsverlauf und den normierten OH-Konzentrationsverlauf liegen bei 20°KW , 23°KW bzw. 30°KW .

Der Offset zwischen der Schwerpunktlage des Brennverlaufs (20°KW) und des OH-Strahlungsverlaufs (23°KW) ist 3°KW ($0,25$ ms). Der zeitliche Versatz liegt darin begründet, dass die Reaktionsgeschwindigkeit der chemischen Reaktionen nicht von der Wärmefreisetzung, sondern maßgebend von der Verbrennungstemperatur bestimmt wird. Die Temperatur der verbrannten Zone ist nach dem ersten Hauptsatz der Thermodynamik auch noch von der Volumenänderungsarbeit und den Wandwärmeverlusten abhängig.

Deshalb tritt die von der Temperatur abhängige OH-Konzentration später auf als die aus dem Druckverlauf berechnete Brennrate.

Die Kurven zeigen keine Übereinstimmung zwischen normiertem Brennverlauf und OH-Strahlungsverlauf. Dies ist noch deutlicher in **Bild 6.14** zu sehen, wo die normierten Ableitungen (normierte Ableitung der OH-Strahlung, normierte Ableitung der OH-Konzentration, normierte Brennrate) der drei Kurven gezeigt werden.

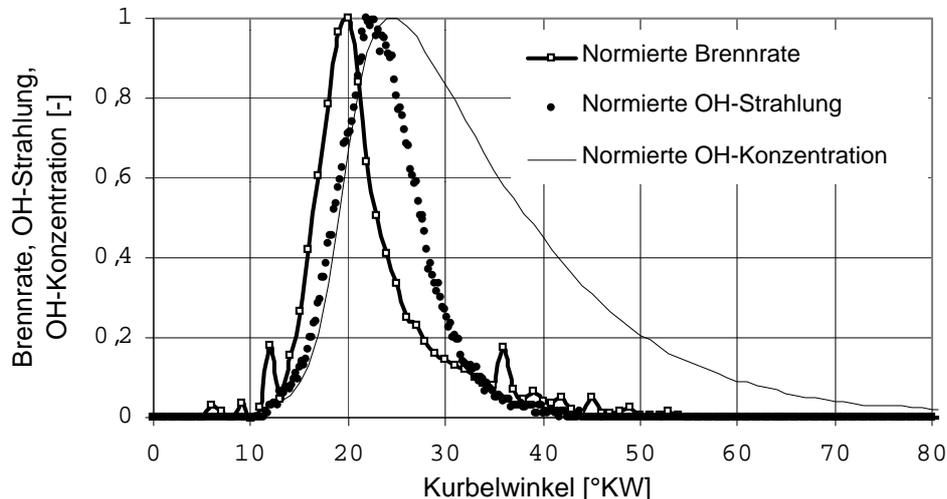


Bild 6.14: Normierte Ableitung der OH-Strahlung, normierte Ableitung der OH-Konzentration, normierte Brennrate für einen Teillastbetriebspunkt ($n=2000$ 1/min, $p_{me}=2$ bar, 0% AGR, SB der VE 0° KW)

Die Strahlung des OH-Radikals setzt fast gleichzeitig mit dem Energieumsatz ein und nimmt ihr Maximum erst 23° KW nach OT ein [12]. Die Brennrate erreicht ihr Maximum bei 20° KW nach OT und sinkt dann, genau wie die OH-Strahlung, rapide ab. Während die Brennrate schon gleich Null ist, gibt es aufgrund der hohen Temperaturen (>1600 K) noch aktive OH-Radikale, die nicht mehr erfassbar sind.

Weder der OH-Strahlungsverlauf noch der OH-Konzentrationsverlauf kann aus obengenannten Gründen als Brennverlauf gedeutet werden.

6.4 Validierung des NO-Modells

Die Berechnungen mit dem 2-Zonen-Modell verlangen als Eingangsgröße für den Energieumsatz den Brennverlauf. Nach dem in **Kapitel 4** beschriebenen Verfahren ermöglicht das Modell dann eine Berechnung der Abgasemissionen, wie z.B. NO. Die berechneten NO-Konzentrationen werden in diesem Abschnitt mit Hilfe einer physikalisch basierten Kopplung mit den Messergebnissen vom Motorprüfstand abgeglichen.

Im realen Motor verstärkt die Flamme eine turbulente Strömung, mit der beide Zonen teilweise gemischt werden [1], [78]. Im 2-Zonen-Modell können weder Turbulenz, Durchmischung noch die Geometrie der beiden Zonen berücksichtigt werden. Trotzdem haben die 2-Zonen-Modelle nach einem Abgleich mit Messungen ihre Tauglichkeit zur Berechnung der NO-Bildung unabhängig von motorischen Parametern bewiesen [64], [80], [81]. Die Zusammensetzung des angesaugten Luftgemisches hat einen großen Einfluss auf die chemischen Reaktionen und die daraus resultierenden Konzentrationen der Abgaskomponenten [138].

Die natürliche Luft enthält immer einen nicht vernachlässigbaren Anteil an Wasserdampf. Er wird als Luftfeuchte bezeichnet und in % des Sättigungsdruckes des Wasserdampfes gemessen.

Im 2-Zonen-Modell wird die Volumenkonzentration oder der absolute Dampfdruck benötigt. Der absolute Dampfdruck ergibt sich aus dem Produkt von relativer Luftfeuchtigkeit und Sättigungsdampfdruck [18]. Der Sättigungsdruck kann als Funktion der Temperatur einfach berechnet werden [138] :

$$p_{\text{H}_2\text{O}} [\text{mbar}] = e^{\frac{21,39971 - 5346,6}{T}} \quad \text{für } 263,15 \text{ K} < T < 303,15 \text{ K}$$

In **Bild 6.15** wird der Einfluss der Luftfeuchte auf die (mit dem Modell berechneten) NO-Konzentrationen im Abgas gezeigt. Die Ergebnisse decken sich auch mit den Untersuchungen von [60].

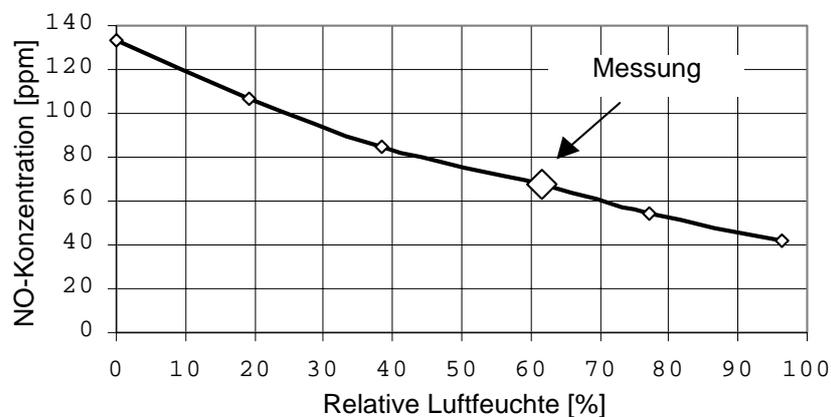


Bild 6.15: Berechneter Einfluss der Luftfeuchte auf die NO-Emissionen im Abgas für einen Teillastbetriebspunkt ($n=2620$ 1/min, $p_{\text{me}}=4,6$ bar, SB der VE 0°KW, 0% AGR)

Die Luftfeuchte verringert die O_2 -Konzentration in der Frischluft. Sie erhöht den Inertgasanteil im Frischgas und mindert dadurch die NO-Bildung in der Teillast [179].

Die am Prüfstand gemessene Luftfeuchte (siehe **Bild 6.15**) dient als Eingangsgröße des Modells. In den **Bildern 6.16 bis 6.18** sind die Simulationsergebnisse und die gemessenen NO-Konzentrationen im Abgas bei einer Spritzbeginnvariation für einen Teillastbetriebspunkt ($n=2000$ 1/min, $p_{\text{me}}=2$ bar, ohne AGR) dargestellt.

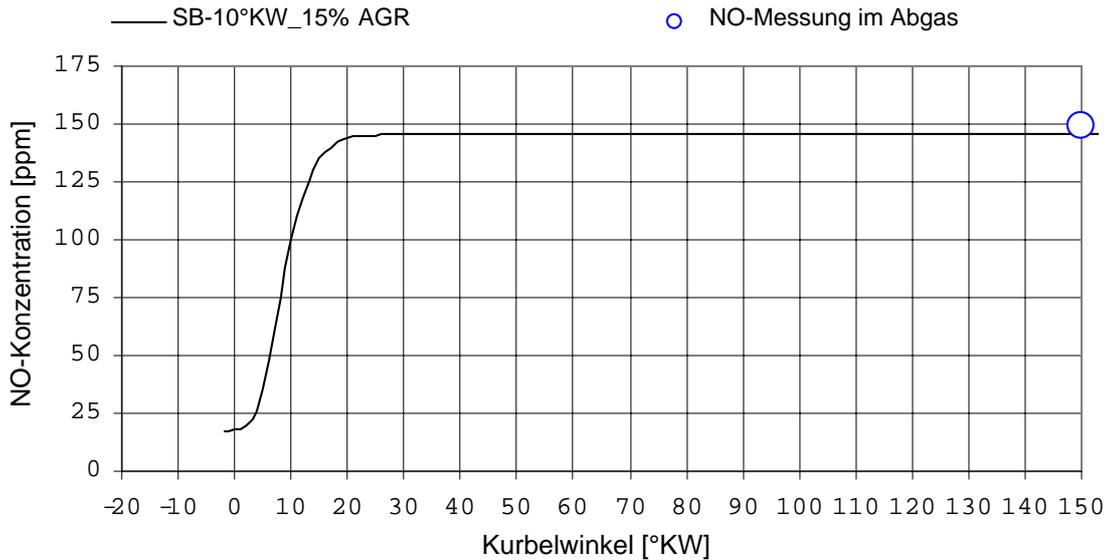


Bild 6.16: Berechneter kurbelwinkelaufgelöster NO-Verlauf und NO-Messung im Abgas für einen Teillastbetriebspunkt ($n=2000$ 1/min, $p_{me}=2$ bar, SB der VE -10° KW mit 15% AGR)

Dem **Bild 6.16** ist nach Abgleich eine gute Übereinstimmung zwischen der Rechnung für den Zeitpunkt des Öffnens des Auslassventils (150° KW nach OT) und der Messung im Abgas zu entnehmen. Das mittlere örtliche Luftverhältnis des Verbrannten in der Berechnung für diesen Betriebspunkt ist :

$$\lambda_2 = \frac{\nu_{O_2,IST}}{\nu_{O_2,Stöch}} = 1$$

wobei $\nu_{O_2,IST}$ den stöchiometrischen Koeffizienten von O_2 in der verbrannten Zone und $\nu_{O_2,Stöch}$ den stöchiometrischen Koeffizienten von O_2 bei Stöchiometrie ($=1$) darstellt

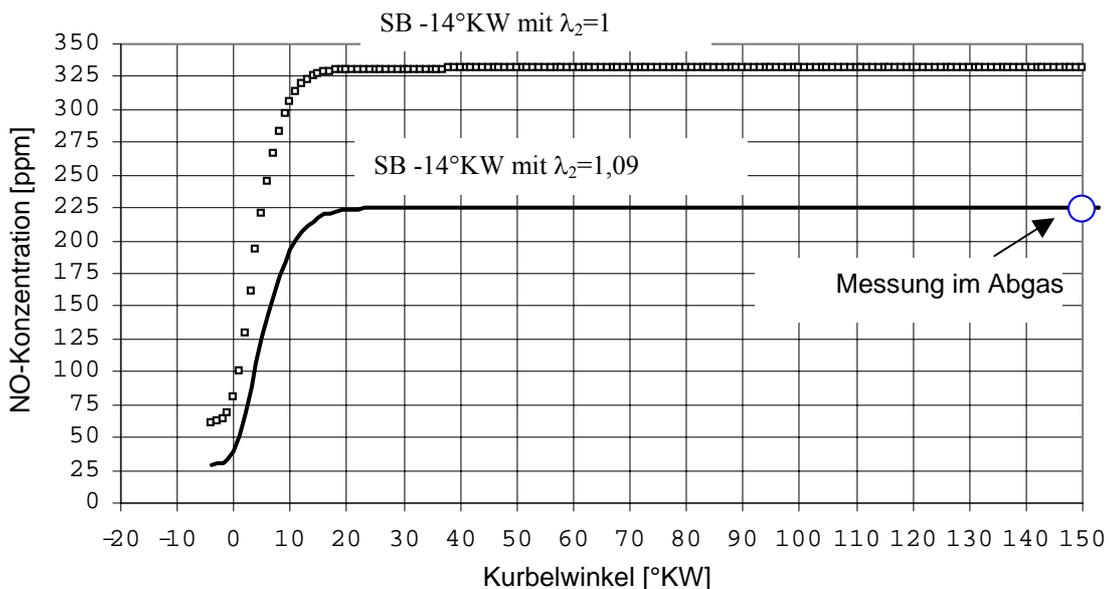


Bild 6.17: Berechnete kurbelwinkelaufgelöste NO-Verläufe bei $\lambda_2=1$ und $\lambda_2=1,09$ und NO-Messung im Abgas für einen Teillastbetriebspunkt ($n=2000$ 1/min, $p_{me}=2$ bar, mit 15% AGR) mit einem SB der VE bei -14° KW

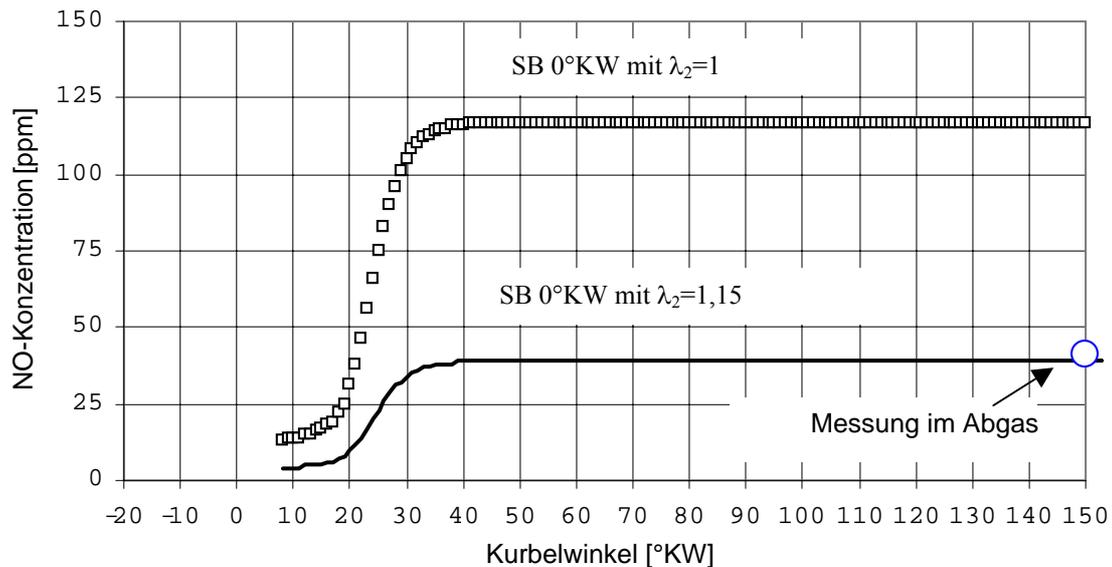


Bild 6.18: Berechnete kurbelwinkelaufgelöste NO-Verläufe bei $\lambda_2=1$ und $\lambda_2=1,15$ und NO-Messung im Abgas für einen Teillastbetriebspunkt ($n=2000$ 1/min, $p_{me}=2$ bar, mit 15% AGR) mit einem SB der VE bei 0°KW

In den **Bildern 6.17** und **6.18** ist zu sehen, dass die berechneten NO-Konzentrationen beim Öffnen des Auslassventils (150° nach OT) bei einem mittleren örtlichen Luftverhältnis gleich eins erheblich von der im Abgas gemessenen Konzentration abweichen. Wenn λ_2 von 1 auf 1,09 (in **Bild 6.17**) bzw. auf 1,15 (in **Bild 6.18**) erhöht wird, ergeben sich die im Abgas gemessenen Ergebnisse.

Die Erhöhung des mittleren örtlichen Luftverhältnisses des Verbrannten in der Berechnung ist nicht willkürlich vorgenommen worden, sie kann physikalisch gerechtfertigt werden:

Stickoxide bilden sich nur in der verbrannten Zone, weil nur dort hinreichend hohe Temperaturen herrschen [145]. Die hohe Temperatur des Verbrannten entsteht durch die Freisetzung der chemischen Energie einer Kraftstoffmasse δm_{VK} , die in der Gasmasse δm_G verteilt ist. In einer homogenen Mischung ist das Luft-Kraftstoffverhältnis physikalisch vorgegeben, beim dieselmotorischen Arbeitsprozess jedoch nicht. Hier hängt das örtliche Luft-Kraftstoffverhältnis maßgebend vom Zündverzug ab [14], [138]. Die Kraftstofftropfen verdampfen in der heißen Umgebung. Die Temperatur des Dampfes steigt vom Siedepunkt (ca. 700 K bei 50 bar) ausgehend weiter an. Gleichzeitig diffundiert der Dampf in die Umgebung [5] und es beginnen die chemischen Vorreaktionen. Bei den Betriebspunkten mit zunehmendem Zündverzug steht mehr Zeit für die Gemischaufbereitung zur Verfügung. Dadurch entsteht eine physikalisch erzwungene magere Verbrennung mit einem mittleren örtlichen Luftverhältnis größer eins.

Im **Bild 6.19** ist der semi-empirische Zusammenhang zwischen dem gemessenen Zündverzug und dem aus dem Abgleich von Rechnung und Messung stammenden mittleren örtlichen Luftverhältnis dargestellt.

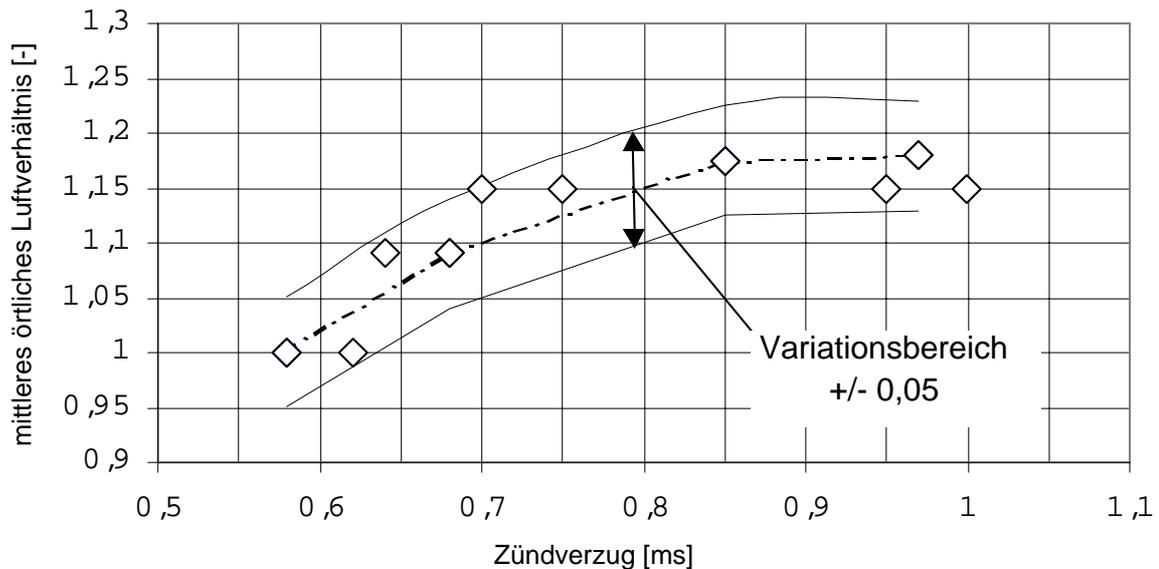


Bild 6.19: Zusammenhang zwischen dem gemessenen Zündverzug und dem mittleren örtlichen Luftverhältnis aus der Verbrennungsrechnung für $n=2000$ 1/min, $p_{me}=2$ bar.

Beim kürzesten Zündverzug von ca. 0,58 ms wird die Luftzusammensetzung so eingestellt, dass sich bei einem $\lambda_2=1$ die gemessene NO-Konzentration im Abgas ergibt. Es werden dabei nur geringe Abweichungen ($\pm 5\%$) von den ermittelten Werten aus der Analyse der Frischluft erlaubt.

Die Vorgabewerte für λ_2 für die anderen Betriebspunkte ergeben sich dann aus **Bild 6.19**. Aus Erfahrungswerten wird eine maximale Abweichung von $\pm 5\%$ ($\pm 0,05$) vom Mittelwert erlaubt.

Die Abweichung zwischen Messung und Rechnung ist unter Berücksichtigung dieser physikalisch plausiblen Korrelation in allen untersuchten Betriebspunkten kleiner als $\pm 5\%$.

6.5 Vergleich der Flammentemperatur mit der Temperatur des Verbrannten

Der Vergleich wird an einem Teillastbetriebspunkt ($n=2620$ 1/min; $p_{me}=4,6$ bar) durchgeführt.

Die Flammentemperaturen aus den optischen Messungen sind mit der in **Kapitel 4** beschriebenen Mehrfarbenmethode bestimmt worden. Ein Vergleich anderer Auswerteverfahren ist in [94] aufgeführt.

Die Temperatur des Verbrannten ist mit dem 2-Zonen-Modell aus dem gemessenen Zylinderdruck berechnet worden. In den **Bildern 6.20 bis 6.21** sind beide Temperaturen gegenübergestellt.

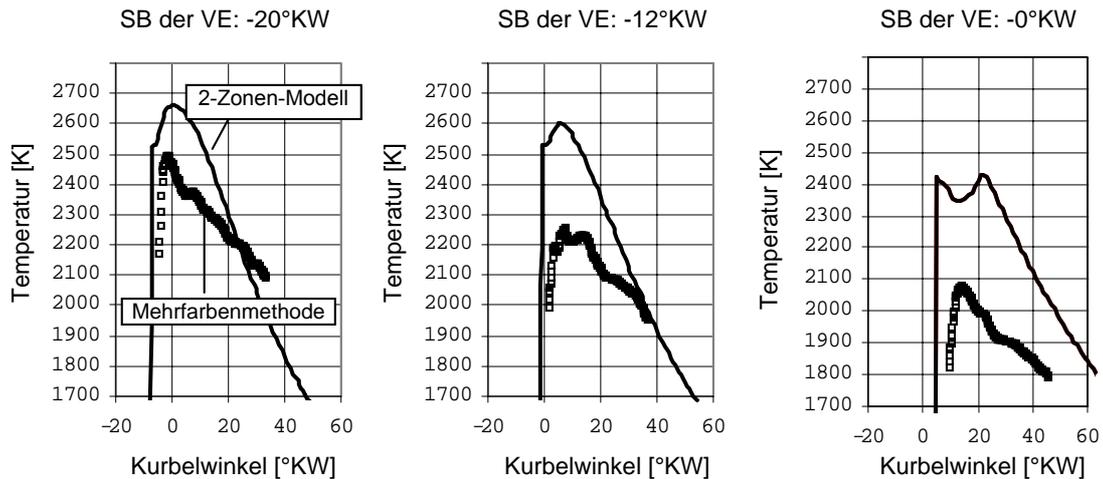


Bild 6.20: Vergleich der Flammentemperatur aus der Mehrfarbenmethode (□) mit der Temperatur des Verbrannten aus dem 2-Zonen-Modell (—) für verschiedene Spritzbeginne bei $n=2620$ 1/min; $p_{me}=4,6$ bar ; ohne AGR

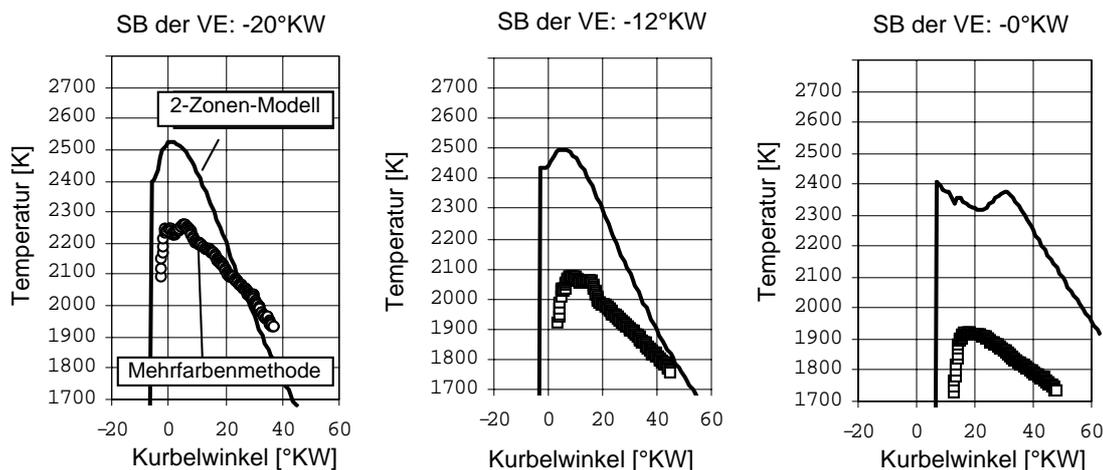


Bild 6.21: Vergleich der Flammentemperatur aus der Mehrfarbenmethode (□) mit der Temperatur des Verbrannten aus dem 2-Zonen-Modell (—) für verschiedene Spritzbeginne bei $n=2620$ 1/min; $p_{me}=4,6$ bar ; 30% AGR

In den **Bildern 6.20** und **6.21** sind Abweichungen zwischen 100 K und 400 K zwischen Flammentemperatur aus der Mehrfarbenmethode und der Temperatur des Verbrannten aus dem 2-Zonen-Modell zu erkennen.

Mit dem 2-Zonen-Modell wird die Temperatur "hinter der Flamme" berechnet, während mit der optischen Messtechnik die leuchtenden Rußpartikel erfasst werden. Es ist bekannt, dass Ruß sich bei einem örtlichen Luftverhältnis zwischen 0,5 und 0,9 bildet [21], [23], [159]. Die mittleren örtlichen Luftverhältnisse bei der Modellierung mit dem 2-Zonen-Modell liegen zwischen 1,0 und 1,2, was zu deutlich höheren Verbrennungstemperaturen führt.

Ein Abgleich der Temperatur des Verbrannten aus dem 2-Zonen-Modell mit der Flammentemperatur wurde aus folgenden Gründen nicht vorgenommen:

1. Es gibt keine Übereinstimmung zwischen den einzelnen Abgaskomponenten (CO , NO , O_2) aus der Rechnung und Messung im Abgas. Ebenso stimmt der OH -Anstieg nicht mehr mit dem aus der GMT-ermittelten überein.
2. Vor dem Brennbeginn gibt es im 2-Zonen-Modell nur eine Zone. Nach dem Brennbeginn wird eine verbrannte Zone, die zuerst durch eine infinitesimale Masse gekennzeichnet ist, gebildet. Die Temperatur steigt nach dem Brennbeginn (ermittelt aus dem Druckverlauf [12]) sprunghaft von der mittleren Gastemperatur auf die Temperatur des Verbrannten an. Bei der Rußbildung gibt es einen Verzug zwischen dem ersten Druckanstieg und dem ersten Rußleuchten, der sogenannten Rußinduktionszeit. Dies ist in den **Bildern 6.20** und **6.21** sehr deutlich zu erkennen und betriebspunktabhängig. Während dieser Verzugszeit laufen die Rußvorläuferreaktionen nach dem in **Kapitel 2** beschriebenen Mechanismus ab. In dieser Phase gibt es keine Festkörperstrahlung. Deshalb kann auch keine Flammentemperatur ermittelt werden. Aus diesem Grund ist es nicht möglich, die aus der Multispektralpyrometrie ermittelten Flammentemperaturen als Zündtemperatur des ersten Zündkerns im 2-Zonen-Modell einzusetzen.
3. Die Konzentration des gebildeten NO ist im Wesentlichen von der Temperatur und der Konzentration des atomaren Sauerstoffs $[\text{O}]$ abhängig. Da sowohl die Reaktionen im thermischen Gleichgewicht als auch die Reaktionen im Zeldovich-Mechanismus in starkem Maße temperaturabhängig sind, zeichnet sich die Temperatur in der Reaktionszone als die wichtigste Größe für die Stickoxidberechnung im Dieselmotor ab [180]. Aus dem Zeldovich-Mechanismus ergibt sich ein exponentieller Zusammenhang zwischen der Temperatur und der NO -Konzentration. Die absoluten Abweichungen bei der Bestimmung der Flammentemperatur führen deshalb bei der Berechnung der NO -Emissionen zu sehr großen Fehlern [180]. Die Beobachtung von Flammen stößt auf einige grundsätzliche Probleme (siehe dazu auch **Kapitel 2**). Selbst bei der auf diesem Gebiet genauesten Methode CARS ist mit Messunsicherheiten von einigen Prozenten bei Messungen an Modellflammen unter Laborbedingungen zu rechnen [91]. Im betrachteten Temperaturbereich (2500 K) ist mit CARS deshalb nur mit einer Genauigkeit von ca. ± 50 K zu rechnen [92]. Dabei lässt sich mit CARS nur die Temperatur in einem kleinen Messvolumen bestimmen. Weiterhin ist der experimentelle Aufwand durch den Einsatz zweier Laser recht groß. Die Anwendung von CARS am Verbrennungsmotor und an Modellflammen wird in der Fachliteratur eingehend dokumentiert [181], [182], [183]. Bei der Mehrfarbenmethode sind mit noch größeren absoluten Abweichungen als ± 50 K durch Messunsicherheiten und Modellannahmen zu rechnen [92], [47].

Die berechneten Flammentemperaturen nach der Mehrfarbenmethode sind für absolute Aussagen und den Einsatz in einem Simulationsmodell nicht geeignet, zeigen aber bei Parametervariationen gleiche Tendenzen wie die Temperatur des Verbrannten und können deshalb für relative Aussagen herangezogen werden.

6.6 Validierung des Rußmodells

In diesem Abschnitt werden die aus der optischen Messtechnik nach dem Beer-Lambertschen Gesetz berechneten kurbelwinkelaufgelösten Rußmassenkonzentrationen mit den berechneten Werten des neuen Rußmodells verglichen [98]. Mit Hilfe der empirischen Parameter des Modells erfolgt ein Abgleich der Rechenergebnisse mit den Messungen im Abgas. Für jede neue Konstellation müssen die Parameter angepasst werden. Vorausberechnungen sind aus diesem Grund nur beschränkt möglich.

Aufgrund der im **Abschnitt 6.5** beschriebenen Rußinduktionsphase [45], [183] sind die aus dem Modell berechneten Rußmassenkonzentrationen zeitlich gegenüber den gemessenen Konzentrationen verschoben. In [45] ist die Induktionszeit als die Zeit definiert, welche zwischen der minimalen Rußoxidationstemperatur von 1300 K und dem Beginn der Rußoxidation verstreicht. Diese Zeitspanne ist als eine Zeit, in der Vorreaktionen stattfinden, interpretierbar. Diese stellen eine Voraussetzung für die dann sehr rasch ablaufende Oxidation dar [45].

Unter motorischen Bedingungen entspricht dies der Differenz zwischen dem Zeitpunkt des Brennbeginns und des ersten Auftretens von sichtbarem Rußleuchten. Im **Bild 6.22** sind der Zündverzug und die Rußinduktionsphase für verschiedene Lasten bei $n=2000$ 1/min gegenübergestellt:

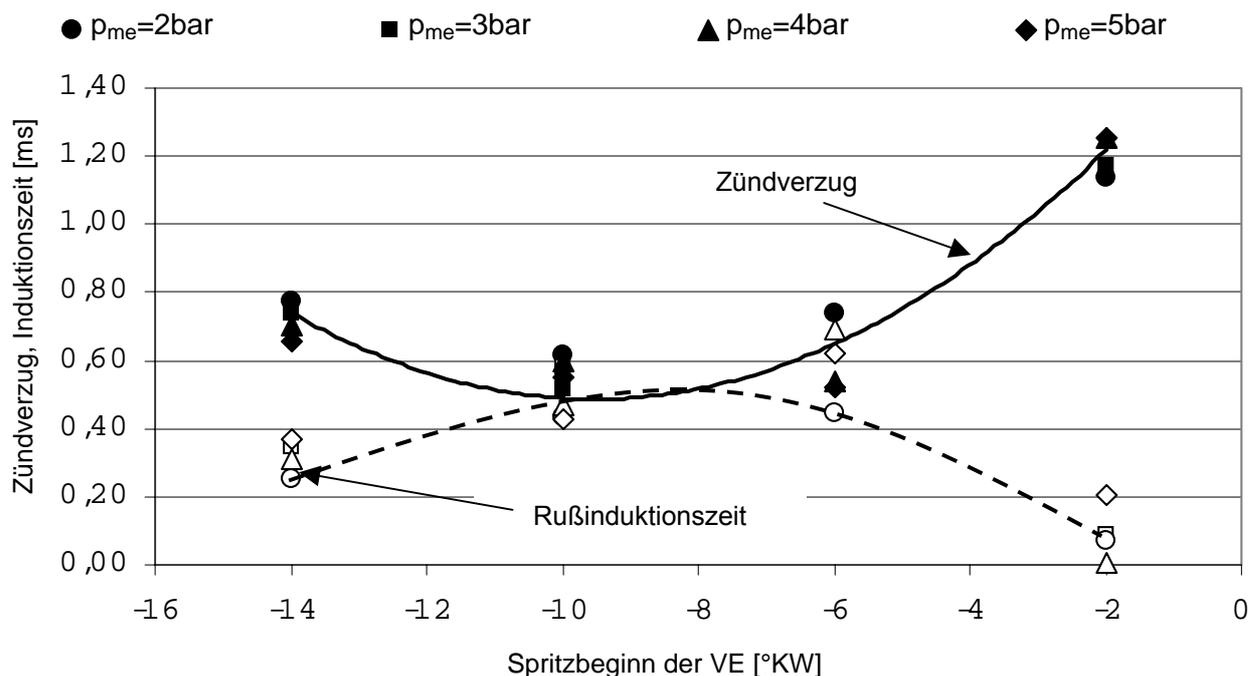


Bild 6.22: Gegenüberstellung des Zündverzugs und der Rußinduktionsphase für verschiedene Lasten ($p_{me}= 2$ bar, 3 bar, 4 bar, 5 bar) bei $n=2000$ 1/min ohne AGR

Aus **Bild 6.22** ist keine Abhängigkeit der Rußinduktionszeit und des Zündverzugs von der Last zu erkennen. Bei diesen Betriebspunkten sind Saugrohrdruck (1080 mbar) und -temperatur (299 K) konstant gehalten worden.

Beim sehr langen Zündverzug bei SB der VE -2°KW (ca. 1,2 ms) ergibt sich die kürzeste Rußinduktionszeit (ca. 0,1 ms). Die Arbeitspunkte, wo am meisten Ruß gebildet wird (SB der VE -10°KW und -6°KW), haben die längste Ruß-induktionszeit.

Aus **Bild 6.22** ist auch zu entnehmen, dass die Summe des Zündverzuges und der Rußinduktionszeit bei dieser Lastvariation fast konstant (1,25 ms) ist. Diese Konstante entspricht einer Zeitspanne zwischen dem Spritzbeginn der Voreinspritzung und dem ersten sichtbaren Rußleuchten.

Die in dem Rußmodell vorzunehmende Verschiebung des Brennbeginns aus dem Zylinderdruck auf den Beginn der Rußbildung kann für jeden Betriebspunkt (bei $n=2000$ 1/min ohne Abgasrückführung) aus der Rußinduktionszeit **Bild 6.22** abgelesen werden.

Im **Bild 6.23** und **Anhang 11.10** sind die Rußemissionen für vier Teillastbetriebspunkte berechnet worden. Das Ergebnis wird mit der kurbelwinkelaufgelösten Messung im Brennraum und der globalen Rußmassenkonzentration im Abgas verglichen.

Ferner ist zu beachten, dass beide Messmethoden eine eingeschränkte Genauigkeit haben.

- Die optische Messung und das Emissionsvermögen von Ruß nach dem Lambert-Beerschen Gesetz sind unter realen dieselmotorischen Bedingungen mit großen Unsicherheiten, wie in **Kapitel 2** und **Abschnitt 6.5** ausführlich beschrieben, behaftet. Deshalb muss jedes Ergebnis auf seine Plausibilität überprüft werden. Trotzdem wird davon ausgegangen, dass die ermittelten Verläufe qualitative Aussagen für die Verbrennungsphase erlauben. Nach einem Abgleich mit den Messwerten im Abgas sind, unter Einbeziehung von Erfahrungswerten aus der Literatur, absolute Aussagen begrenzt möglich. Weiterhin wird angenommen, dass die Rußkonzentration, die im Messbereich der optischen Brennraumsonde (120°) ermittelt worden ist, homogen über den ganzen Brennraum verteilt vorliegt [96]. Dabei ist zu beachten, dass der Konzentrationsrückgang außer durch den Rußabbrand auch durch das mit zunehmendem Kurbelwinkel größer werdende Brennraumvolumen verursacht wird. Dieser letzte Effekt ist aber bei allen Betriebszuständen identisch [96].
- Die Umrechnung der aus der Abgastrübung ermittelten „Filter Smoke Number“ (siehe **Anhang 11.10**) auf eine Massenkonzentration [mg/m^3] stellt ebenfalls eine mögliche Fehlerquelle dar [183].

In **Bild 6.23** und **Anhang 11.10** ist eine gute Übereinstimmung zwischen der Rechnung und der Messung bei einer richtigen Vorgabe der empirischen Parameter zu sehen. Bei diesem Betriebspunkt gibt es keine Überlappung zwischen Einspritzung und Verbrennung. Deshalb kann auf den Parameter $A_{B,\text{Diff}}$, der die Mischungskontrollierte Diffusionsphase im Modell beschreibt, verzichtet werden.

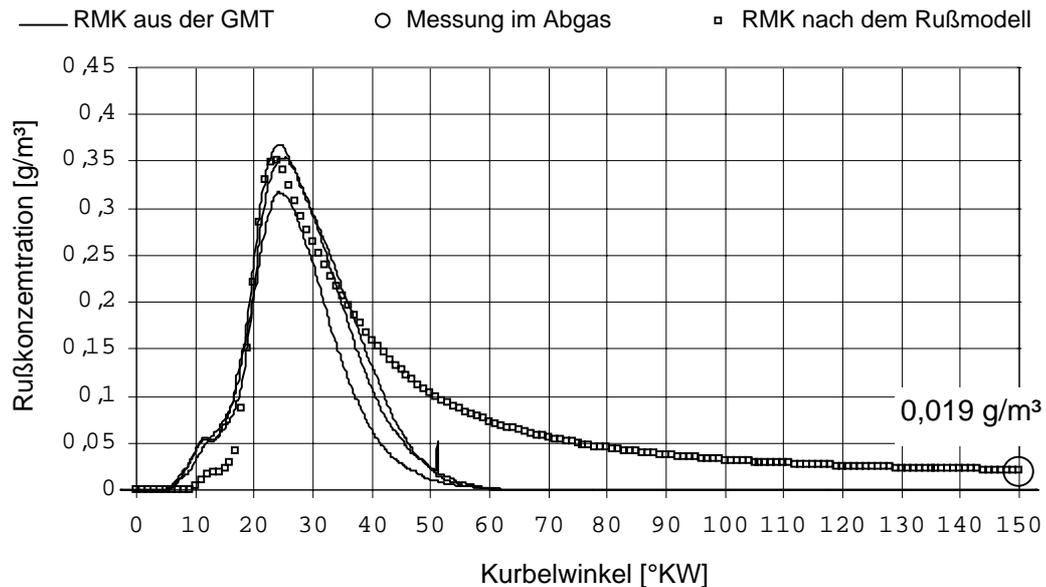


Bild 6.23: Nach dem neuen Rußmodell berechnete, aus der optischen Messung ermittelte und im Abgas gemessene Rußmassenkonzentration für einen Teillastbetriebspunkt ($n=2000$ 1/min, $p_{me} = 2$ bar, 0% AGR, SB -6°KW)

Die Abweichung zwischen Rechnung und Messung ab 35°KW nach dem OT kann durch die geringe spektrale Strahlungsintensität des Rußes erklärt werden (siehe **Kapitel 4**). Die berechnete Rußmassenkonzentration entspricht nicht mehr der Realität. Die Rußkonzentrationsabnahme ab 80°KW nach OT wird nur durch den Verdünnungseffekt, d.h. die Brennraumvolumenvergrößerung, verursacht. Unter der Annahme einer homogenen Rußverteilung über den gesamten Brennraum kann durch die Multiplikation mit dem jeweiligen Brennraumvolumen die Rußmasse ermittelt werden [96].

Der klassische Zwei-Schritt-Mechanismus sagt eine zu geringe Maximalkonzentration voraus [155], [157]. Das Problem liegt direkt im Untermodell für die Rußoxidation. Mathematisch entsteht dieser Fehler dadurch, dass bei niedrigen Temperaturen (< 2000 K) und Drücken (< 40 bar) gegen Ende der Verbrennung (30°KW nach OT) der Partialdruck des Sauerstoffs sich nur noch geringfügig ändert. Weil O_2 als einziges Oxidationsmittel angenommen wird, liefert das Modell eine zu geringe Oxidationsrate.

Nachdem die Brennrate auf Null gesunken ist (38° KW nach OT – nicht grafisch dargestellt), wird kein neuer Ruß mehr gebildet. Die modifizierte Rußbildungsgleichung (**Gleichung 4.54**) sorgt für einen steilen Rußbildungsgradienten bei Temperaturen zwischen 2000 K und 2600 K und steilen Abfall der Rußbildungsrate bei Temperaturen höher als 2600 K und niedriger als 2000 K. Dadurch ergibt sich in **Bild 6.24** ein ausgeprägtes Maximum (bei 10°KW) mit einer schnellen Abnahme der Rußbildung (50% vom Maximum bei 15°KW).

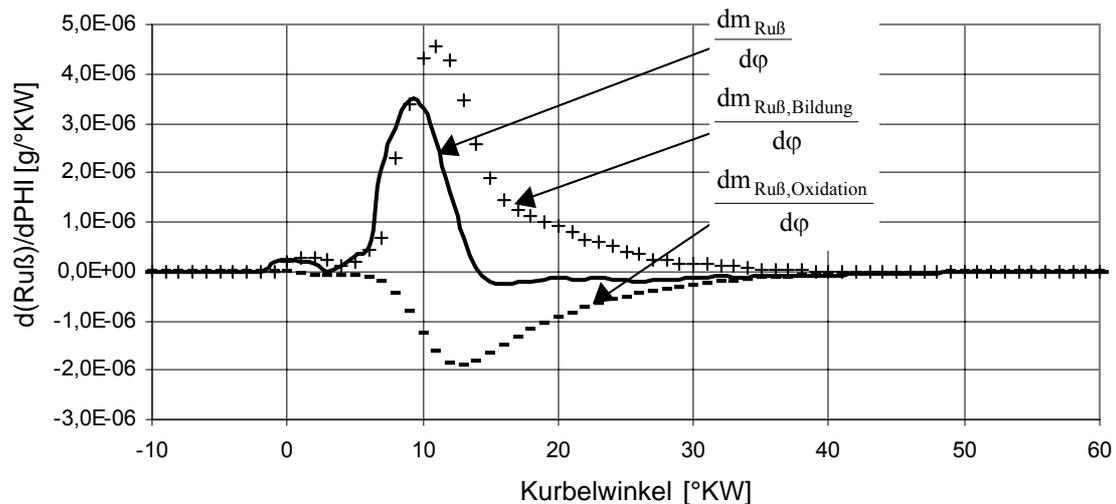


Bild 6.24 Ableitung der gebildeten, oxidierten und gesamten Rußmasse nach dem Rußmodell für einen Teillastbetriebspunkt (2000 1/min, $p_{me}= 2$ bar, ohne AGR, SB der VE -6° KW)

Die Rußoxidation wird nach **Gleichung 4.55** beschrieben und ist maßgebend von der OH-Konzentration abhängig [154]. Sobald es keine aktiven OH-Radikale mehr gibt, friert die Rußoxidation ein. Dies geschieht durch die sehr niedrige Aktivierungsenergie des OH-Radikals erst bei einer Temperatur des Verbrannten kleiner als ca. 1600 K (ca. 80° KW nach OT) [44]. Die sehr lange Rußoxidationsphase beim neuen Rußmodell führt zu einer um ca. eine Größenordnung höheren Maximalkonzentration als beim Modell nach Hiroyasu.

In der zweiten Phase der Verbrennung (ab 80° KW nach OT) findet keine (oder nur sehr geringe) Rußoxidation mehr statt. Dies wurde auch in [13], [59] festgestellt. Diese Aussage bedeutet aber keinesfalls, dass die Rußpartikel keine morphologischen Strukturänderungen mehr eingehen [41], [42].

Nachdem die Teilchenzahldichte der Rußteilchen ein Maximum erreicht hat, wird die Entwicklung der Teilchengrößen im wesentlichen durch Koagulation der Rußteilchen beeinflusst [24].

Mit Hilfe eines schnellen Gasentnahmeventils und einem „electrical aerosol analyser (EAA)“ ist in [154] festgestellt worden, dass fast alle Rußpartikel am Anfang der Rußbildung einen aerodynamischen Durchmesser kleiner als 10 nm haben (80% lagen im Bereich zwischen 3 und 5 nm, 20% zwischen 6 nm und 9 nm). Während der Verbrennung und Expansion wachsen die Partikel an. Kurz vor dem Öffnen des Auslassventils (1 bar und 1000 K) befinden sich nur noch 30% im Bereich zwischen 3 nm und 5 nm und 65% im Bereich zwischen 6 nm und 9 nm. Würde man die Koagulation verhindern und die gesamte gebildete Rußmenge auf die Teilchen verteilen, die im Maximum der Teilchenzahldichte vorliegen, ergebe sich mit den Daten aus [21], [59] ein zu kleiner mittlerer Teilchendurchmesser beim Öffnen des Auslaßventils. Es wird davon ausgegangen, dass sich die gesamte Partikelmasse während dieser Vorgänge nicht oder nur geringfügig ändert.

7. Untersuchung der teilhomogenen Dieselerbrennung

Bei einer Spätverstellung des Einspritzbeginns findet eine teilweise homogenisierte Verbrennung statt. Messungen an einem DI-Dieselmotor haben zu folgenden Ergebnissen geführt:

- Anstieg des Verbrauchs
- Abfall der Stickoxiden
- Abfall der Rußemissionen
- Anstieg der HC- und CO-Emissionen

Die bei der teilhomogenen Dieselerbrennung ablaufenden Vorgänge sind zwar in groben Zügen bekannt, jedoch sind viele Details noch nicht hinreichend genau verstanden.

Mit den in **Kapitel 4** vorgestellten Methoden zur Verbrennungsanalyse wird versucht, eine physikalische Erklärung der auftretenden Phänomene zu geben.

7.1 Variation motorischer Parameter

Die neuen optischen und thermodynamischen Methoden zur Brennverfahrensanalyse werden auf vier relevanten Betriebspunkten des Fahrzyklusses für die Prüfung der Schadstoffemissionen [36], [37] angewandt. Bei konstanter Drehzahl, Last und konstantem Ladedruck wird der Einfluss einer Spritzbeginn- und Abgasrückführatenvariation untersucht.

Die ausgewählten Betriebspunkte sind in **Tabelle 7.1** aufgeführt:

Tabelle 7.1: Untersuchte Betriebspunkte, am häufigsten auftretend im Fahrzyklus für Pkw-Dieselmotoren nach dem MVEG A Testverfahren [36].

Drehzahl [1/min]	p_{me} [bar]	AGR [%]	Ladedruck [bar]	Spritzbeginn [°KW]*
1400	2,55	0%-15%-30%	1,05	[-14 ; 2]
1620	1,02	0%-15%-30%	1,025	[-14 ; 2]
2000	2	0%-15%-30%	1,08	[-14 ; 2]
2620	4,6	0%-15%-30%	1,235	[-20 ; 4]

* Spritzbeginn der Voreinspritzung (SB der VE), Variationsschritte von 2°KW

Für repräsentative Aussagen, mussten folgenden Randbedingungen berücksichtigt werden:

- Um den Einfluss der Reibung auf die Messungen zu bestimmen, ist der Motor vor jeder Messreihe durch die Belastungsmaschine bei $n=1000$ 1/min geschleppt worden. Bei vier vorgegebenen Öl- und Wassertemperaturen (26°C/27°C, 31°C/ 30°C, 35°C/32°C, 37°C/36°C) ist dann das Schleppmoment gemessen worden. Bei den vier Messpunkten mit den Mittelwerten des Schleppmomentes von -32,6 Nm, -31,5 Nm, -30,5 Nm und -29,3 Nm hat sich eine maximale Abweichung von den Mittelwerten von $\pm 0,5$ Nm ergeben.
- Der durch die Abgasanlage im Pkw verursachte Abgasgedruck ist durch eine verstellbare Klappe im Abgasstrang simuliert worden. Diese ist bei dem Vollastbetriebspunkt ($n=4200$ 1/min, Ladedruck 2,2 bar, FSN=2,78, SB der VE -28°KW) auf 1,3 bar eingestellt.

- Um die Reproduzierbarkeit der Messungen zu gewährleisten, muss der Einfluss von Streuungen (durch Messungenauigkeiten und Einstellungsunterschiede) berücksichtigt werden. Dazu ist jeder Arbeitspunkt in zwei gesonderten Messreihen je dreimal gemessen worden. Dadurch ist die Möglichkeit einer statistischen Auswertung gegeben. Die Mittelwerte der Messungen werden durch Polynome im Diagramm (**Bildern 7.1, 7.3, 7.16 und 7.35**) dargestellt.
- Die rückgeführten Abgase sind mit einem AGR-Kühler gekühlt worden. Dieser war aber nicht in der Lage, die Abgase bis zur Saugrohrtemperatur ohne AGR (26°C) herunterzukühlen. Bei 15% bzw. 30% AGR hat sich eine Saugrohrtemperatur von ca. 30 °C bzw. 50 °C eingestellt [184].

7.2 Effektiver spezifischer Verbrauch

Die **Bilder 7.1 a, b, c, d** zeigen ein Minimum des spezifischen Verbrauches bei einem Spritzbeginn der Voreinspritzung von -10°KW , -12°KW , -9°KW und -12°KW . Bei früherem oder späterem Spritzbeginn der Voreinspritzung erhöht sich der (spezifische) Verbrauch.

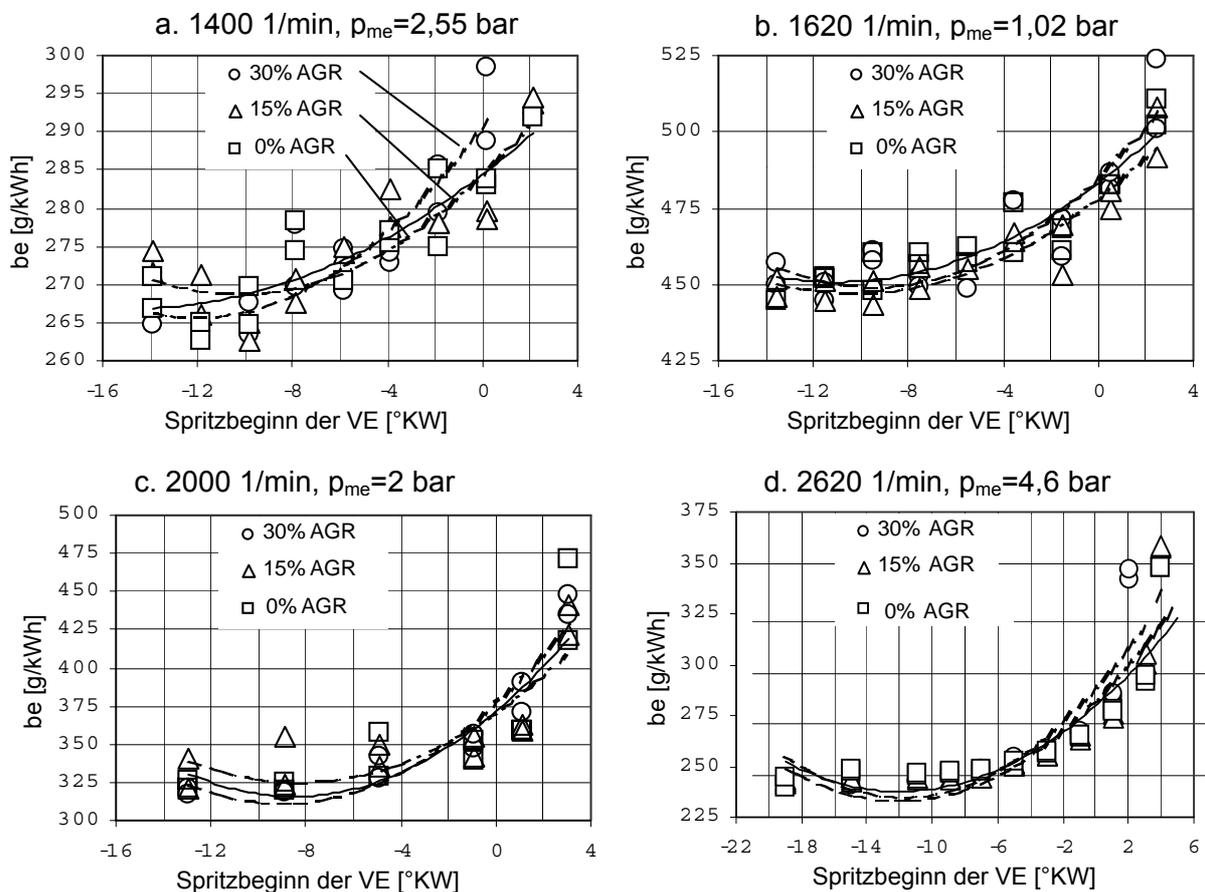


Bild 7.1: Spezifischer Verbrauch für die 4 Teillastbetriebspunkte bei einer AGR- und Spritzbeginnvariation

Der Hersteller der Drehmomentmesswelle [185] gibt eine Genauigkeit von 0,1% des Nenn Drehmomentes (1000 Nm) an. Der Kraftstoffverbrauch kann laut [186] mit einer maximalen Abweichung des gemessenen Wertes $<1\%$ erfasst werden. Die Ungenauigkeit der Drehzahlmessung liegt bei ca. 0,1%. Deshalb muss mit einer maximalen Unsicherheit von 1-2 % für den spezifischen Verbrauch gerechnet werden.

Bei der Untersuchung des Einflusses der Abgasrückföhrung auf den spezifischen Verbrauch liegen die Unterschiede innerhalb der Messungenauigkeit. Es können deshalb nur Aussagen mit Hilfe einer statistischen Auswertung gewonnen werden. Diese zeigen, dass sich der spezifische Verbrauch bei 15% AGR um ca. +1% (3 g/kWh) und bei 30% AGR um ca. +3,5% (11 g/kWh) erhöht. Diese Ergebnisse stimmen mit [187] und [188] überein.

Der Grund für den Anstieg des Verbrauches bei frühem und spätem Spritzbeginn und Abgasrückföhrung lässt sich durch den thermischen und mechanischen Wirkungsgrad erklären.

In **Bild 7.2** sind die mechanischen, indizierten und effektiven Wirkungsgrade für vier Spritzbeginne bei $n = 2000$ 1/min, $p_{me} = 2$ bar mit 15% AGR und die zugehörigen Druckverläufe dargestellt.

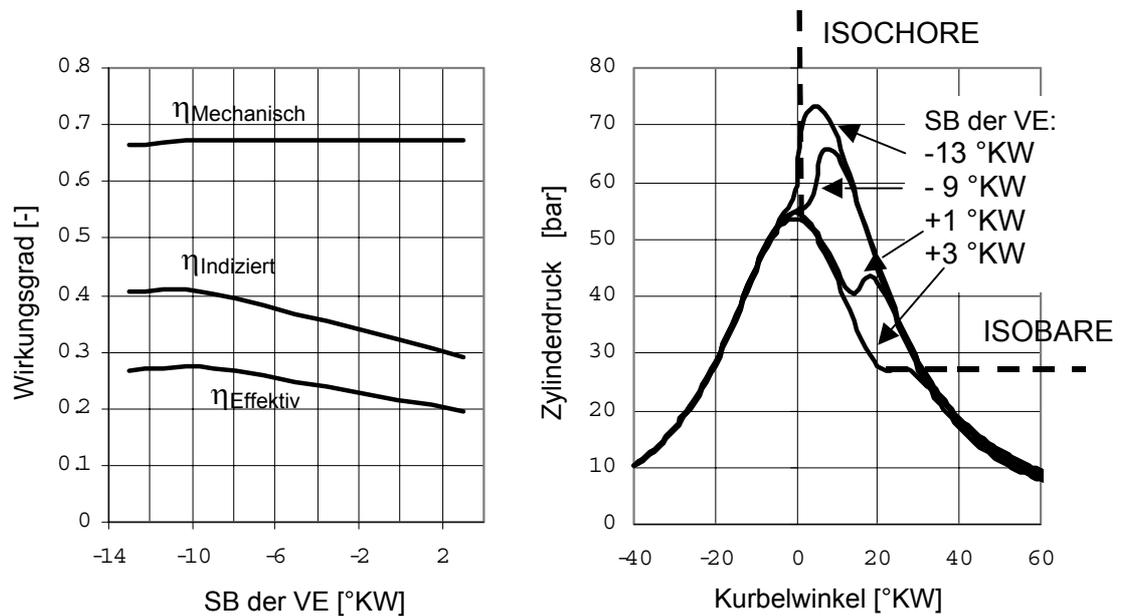


Bild 7.2: Effektive, indizierte und mechanische Wirkungsgrade bei $n=2000$ 1/min mit zugehörigen Druckverläufen

Der thermische Wirkungsgrad des Seiliger-Prozesses berechnet sich nach z.B. [189]:

$$\eta_{\text{th}} = 1 - \frac{\psi \phi^{\kappa} - 1}{\varepsilon^{\kappa-1} [\psi - 1 + \kappa \psi (\phi - 1)]} \quad (7.1)$$

wobei $\psi = \frac{p_3}{p_2}$, $\phi = \frac{V_4}{V_3}$, ε (Verdichtungsverhältnis)=18,5 und $\kappa = 1,37$ für DI-Dieselmotoren [190] ist.

Aus **Gleichung 7.1** folgt, dass der Gleichraumprozess ($\phi = 1$) mit Energiezuföhr im OT als Grenzfall des Seiliger-Prozesses den höchsten thermischen Wirkungsgrad liefert. Bei den Betriebspunkten mit frühem Spritzbeginn (-13°KW und -9°KW) ergibt sich eine fast isochore Energieumsetzung und deshalb ein hoher thermischer, effektiver und indizierter Wirkungsgrad mit einem geringen Verbrauch als Folge.

Bei einer isobaren Verbrennung mit Brennbeginn im OT ($\psi = 1$) ergibt sich im Vergleich zum Gleichraumprozess mit Brennbeginn im OT ($\phi = 1$) ein niedrigerer thermischer Wirkungsgrad. Bei späterem Einspritzungsbeginn ($+1^\circ\text{KW}$, $+3^\circ\text{KW}$) ergibt sich eine

fast isobare Verbrennung deutlich nach dem OT (siehe **Bild 7.2**). Die Energieumsetzung findet bei niedrigeren Temperaturen und Drücken bei einem ungünstigeren Expansionsverhältnis als im OT statt. Die späte Energieumsetzung hat einen niedrigeren indizierten und effektiven Wirkungsgrad und eine dementsprechende Verbrauchserhöhung zur Folge.

Eine Abgasrückführung bewirkt durch das Zurückführen von Inertgas in den Zylinder einen kleineren Isentropenkoeffizient und eine etwas langsamere Energieumsetzung. Es ergibt sich nach **Gleichung 7.1** ein kleinerer Gleichraumanteil und ein grösserer isobarer Anteil an der Verbrennung. Dies bewirkt einen geringeren thermischen Wirkungsgrad und deshalb auch eine Zunahme des Verbrauches [191].

7.3 Stickoxid-Emissionen

Es ist bekannt, dass die Stickoxid-Emissionen durch eine Spätverstellung der Einspritzung erheblich abgesenkt werden können. Eine weitere wirkungsvolle Maßnahme ist die gekühlte externe Abgasrückführung (AGR) [30], [188], [192]. In den **Bildern 7.3a** bis **7.3d** ist der Einfluss einer AGR- und Spritzbeginnvariation dargestellt.

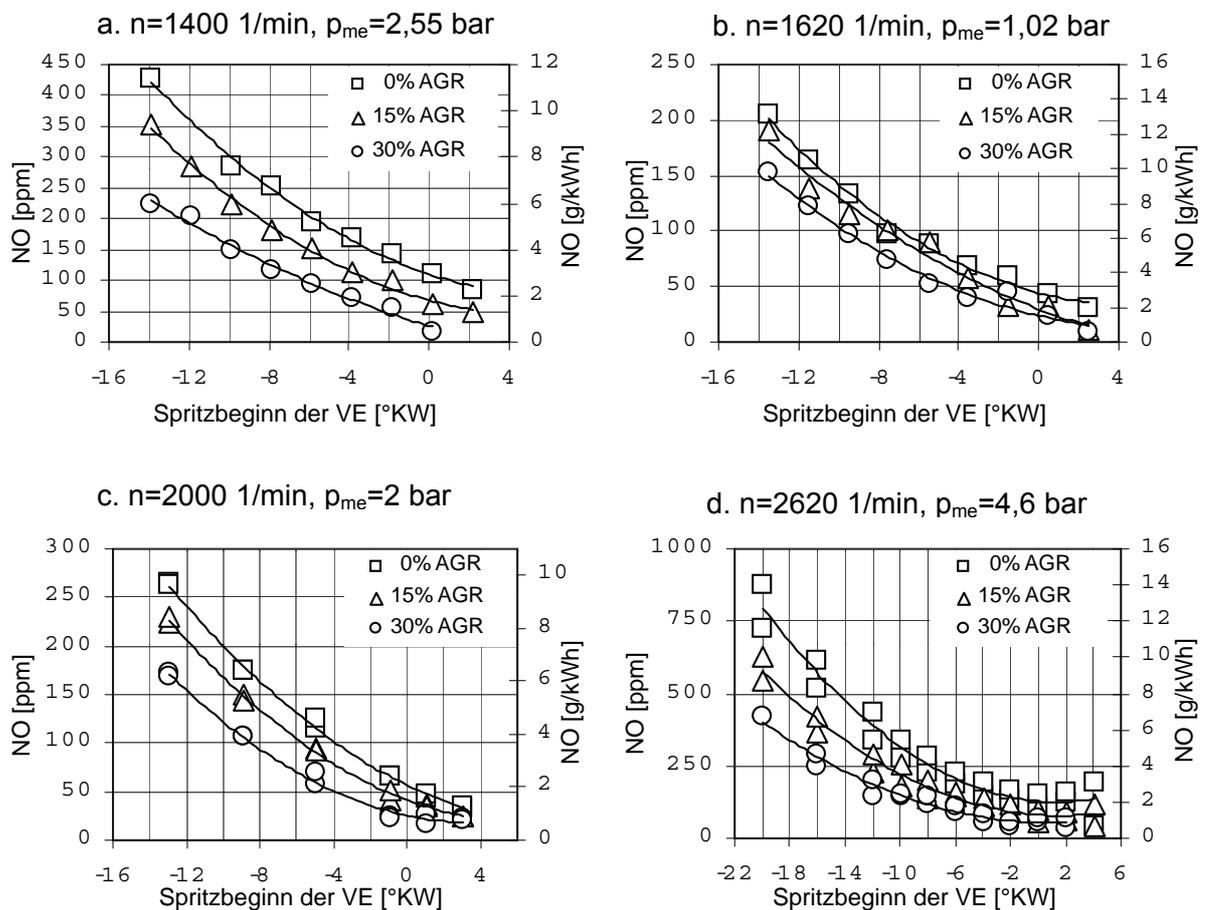


Bild 7.3: Stickoxidemissionen für die 4 Teillastbetriebspunkte bei einer AGR- und Spritzbeginnvariation

Die niedrigsten Stickoxidemissionen wurden bei späten Spritzbeginn und einer Abgasrückführrate von 30% gemessen. Bei einer Abgasrückführrate von 30% können die Stickoxidemissionen im gesamten Bereich um ca. 50% gesenkt werden [193].

Im **Bild 7.4** ist der Einfluss einer Spritzbeginnvariation bei $n=2000$ 1/min ohne AGR auf die kurbelwinkelaufgelöste NO-Bildung dargestellt. Die Berechnungen wurden nach der in **Kapitel 4** beschriebenen Vorgehensweise mit dem 2-Zonen-Modell durchgeführt. Der Abgleich zwischen Rechnung und Messung erfolgt für den Arbeitspunkt mit SB der VE bei -8°KW .

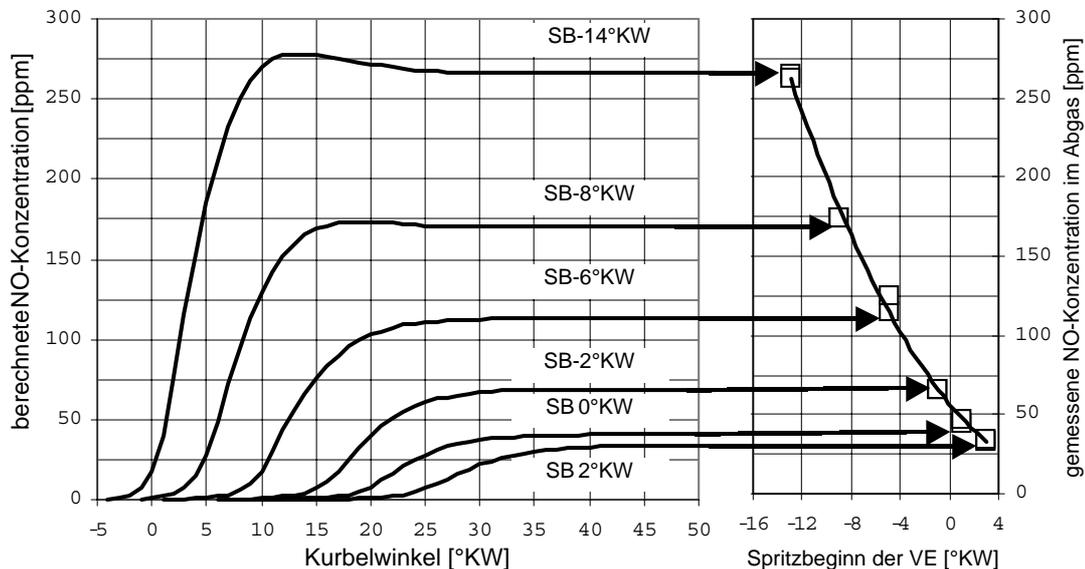


Bild 7.4 Berechnete und gemessene NO-Konzentrationen bei einer Spritzbeginnvariation bei $n=2000$ 1/min, $p_{me} = 2$ bar, ohne AGR

Zum Zeitpunkt des Öffnens des Auslassventils entspricht die gemessene NO-Konzentration sehr gut der berechneten (**Bild 7.4**). Die Abweichung zwischen Messung und Rechnung ist in allen Betriebspunkten kleiner als 5%. Aus den Ergebnissen der Rechnung können die Einflussfaktoren der NO-Bildung bestimmt werden.

Eine der wichtigsten Größen, die durch eine Spritzbeginnvariation beeinflusst wird, ist die Zündkerntemperatur [1], [60], [94]. Die Zündkerntemperatur wird als die Temperatur des Verbrannten beim Brennbeginn definiert. In dieser Phase der Verbrennung ist das Volumen des Verbrannten (des Zündkerns) infinitesimal.

Bei sehr späten Spritzbeginnen steht wegen des längeren Zündverzugs mehr Zeit für die Gemischaufbereitung zur Verfügung. Im Modell wird dieser längere Zündverzug mathematisch durch ein größeres mittleres örtliches Luftverhältnis in der verbrannten Zone modelliert. Das Volumen der verbrannten Zone wird durch die Teilhomogenisierung des Gemisches größer und enthält mehr Masse. In der erzwungenen mageren Verbrennung zählt der O_2 -Überschuß auch zu den Inertgasen [138]. Weil die Verbrennung deutlich nach OT stattfindet, werden Spitzentemperaturen vermieden. In **Bild 7.5** sind die Temperaturen des Verbrannten gezeigt.

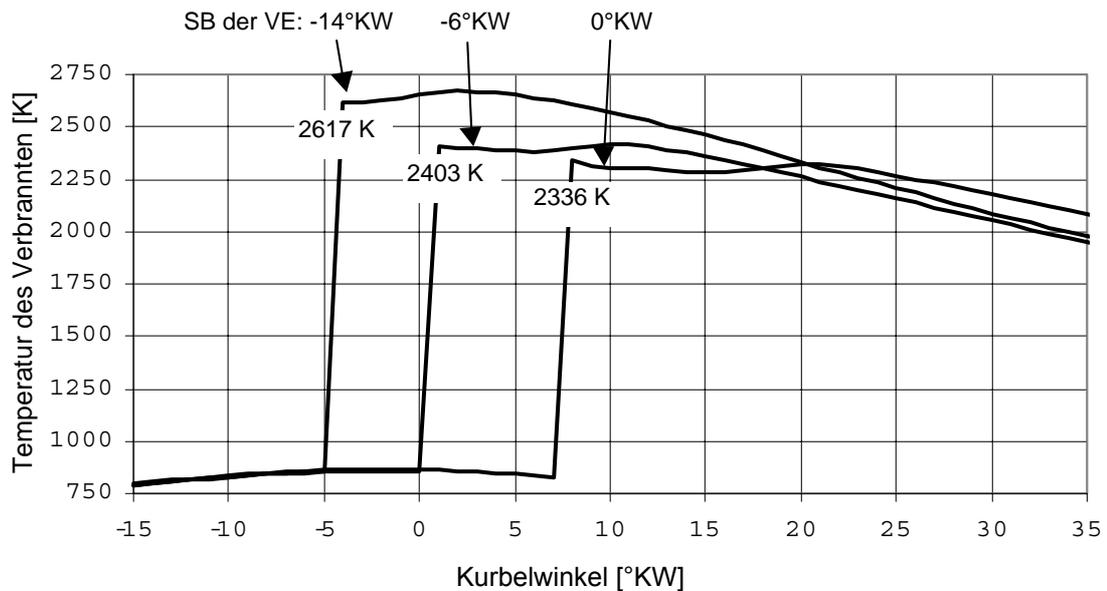


Bild 7.5 Aus dem Zylinderdruck ermittelte Temperatur der verbrannten Zone für verschiedene Spritzbeginne bei $n=2000$ 1/min, $p_{me} = 2$ bar, ohne AGR

Aus **Bild 7.5** ist der Einfluss der Spätverstellung auf die Temperatur deutlich zu erkennen. Die Zündkerntemperatur sinkt von 2617 K bei SB der VE -14°KW auf 2336 K bei SB der VE 0°KW. Das Volumen der verbrannten Zone vergrößert sich um 29,7% (siehe dazu auch **Bild 7.20**).

Der Inertgasanteil kann weiterhin durch Abgasrückführung erhöht werden. Dies hat den gleichen Einfluss auf die Flammentemperatur wie eine Teilhomogenisierung oder Abmagerung des Gemisches, weil dann eine fast gleiche Kraftstoffmenge (+ 1% bis 3,5%) eine größere Masse des Verbrannten aufheizen muss [138]. Das Rechenergebnis ist in **Bild 7.6** dargestellt.

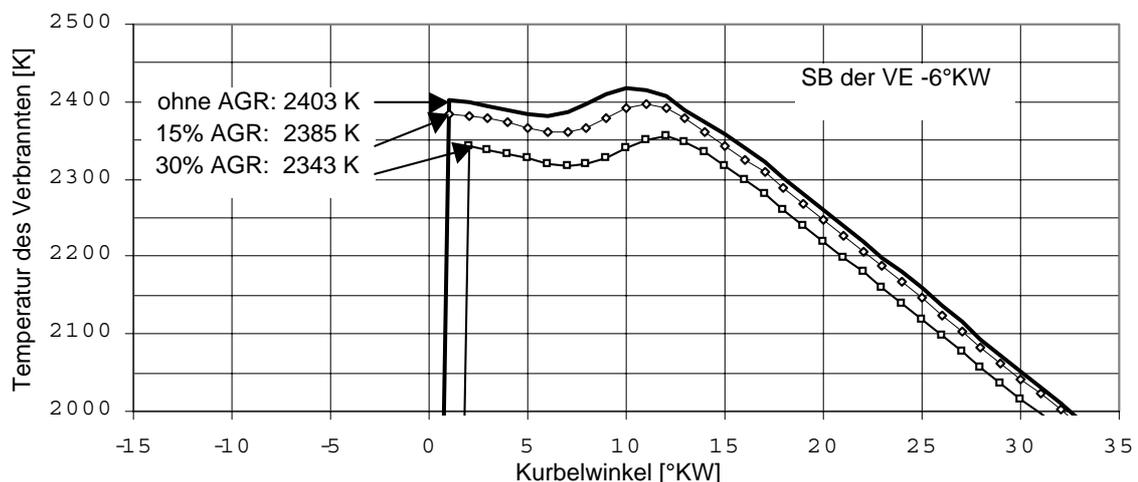


Bild 7.6: Einfluss der Abgasrückführung auf die Temperatur des Verbrannten

Die Zündkerntemperatur sinkt bei den in **Bild 7.6** dargestellten Betriebspunkten von 2403 K auf 2385 K bzw. 2343 K, wenn 15% bzw. 30% der Abgase zurückgeführt werden. Es stellt sich während der gesamten Energiefreisetzung eine niedrige Temperatur in der verbrannten Zone ein, was sich in einer Absenkung der NO-Emissionen äussert [57].

Aufgrund der höheren Saugrohrtemperatur bei gleichem Saugrohrdruck ergibt sich eine niedrigere Ladungsmasse und eine andere mittlere Gastemperatur. Die Änderung des Zündverzugs ($+1^\circ\text{KW}$ aus **Bild 7.6**) ist hierauf zurückzuführen. Das geänderte C/O-Verhältnis oder die geringer werdende Sauerstoffverfügbarkeit haben bei diesen AGR-Raten nur einen geringen Einfluss auf den Zündverzug [13].

Stickoxide bilden sich bei der motorischen Verbrennung hauptsächlich über die Reaktionen des Zeldovich-Mechanismus (thermisches NO) [145]. Die Quell-Substanzen für die NO-Entstehung sind atomarer Sauerstoff, Stickstoff und Hydroxyl [24].

Zuerst entsteht molekularer Sauerstoff aus der thermischen Dissoziation der Verbrennungsprodukte CO_2 und H_2O (primäre Dissoziation). Der atomare Sauerstoff entsteht durch die sekundäre Dissoziation des molekularen Sauerstoffs. Bei einem mittleren örtlichen Luftverhältnis $\lambda_2 > 1$ kommt ein O_2 -Überschuss dazu. Die Reaktionen des Zeldovich-Mechanismus und die Dissoziationsprodukte hängen stark von der Temperatur des Verbrannten ab.

Aus **Bild 7.7** ist ersichtlich, dass sowohl eine Spätverstellung der Einspritzung als auch eine Abgasrückführung die atomare Sauerstoffkonzentration absenken.

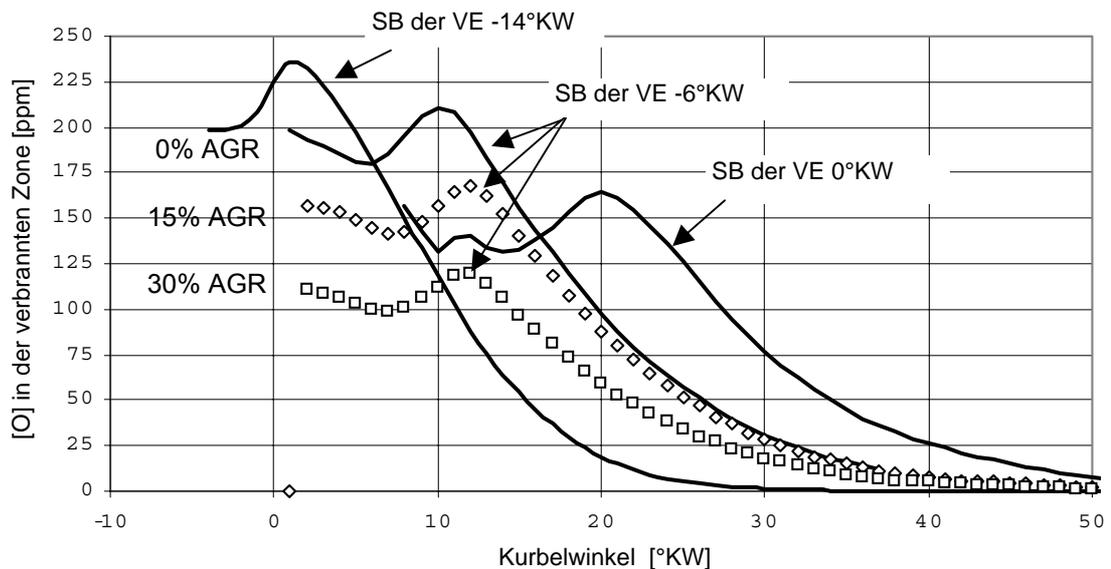


Bild 7.7 Konzentration des atomaren Sauerstoffs bei einer Spritzbeginn - und AGR - Variation bei $n=2000$ 1/min, $p_{me}=2$ bar

Die thermische Spaltung von O_2 wird erst bei Temperaturen wesentlich über 2000 K wirksam. Deshalb ist die genaue Kenntnis der Temperatur der verbrannten Zone entscheidend [138], [180].

Untersuchungen in [78] haben gezeigt, dass die Stickoxidbildung in der unverbrannten Zone wegen der dort herrschenden niedrigen Temperaturen (<1000 K) gegenüber der NO-Bildung im verbrannten Gas zu vernachlässigen ist.

Die Differentialgleichung für die NO-Bildung aus der Summe der einzelnen Umsätze des Zeldovich-Mechanismus lautet:

$$\frac{d[\text{NO}]}{d\varphi} = \frac{dZ_1}{d\varphi} + \frac{dZ_2}{d\varphi} + \frac{dZ_3}{d\varphi} \quad (7.2)$$

wobei

$$\frac{dZ_1}{d\phi} = \frac{1}{2V^2} (k_1^+ [N_2][O] - k_1^- [NO][N])$$

$$\frac{dZ_2}{d\phi} = \frac{1}{2V^2} (k_2^+ [O_2][N] - k_2^- [NO][O])$$

$$\frac{dZ_3}{d\phi} = \frac{1}{2V^2} (k_3^+ [N][OH] - k_3^- [NO][H])$$

In den **Bildern 7.8 bis 7.10** sind die einzelnen Reaktionen, die zu einer NO-Bildung führen, mit dem Symbol (Δ) versehen. Die Rückreaktionen, die NO-Emissionen wieder abbauen, sind mit (\square) gekennzeichnet. Die Summe der Vor- und Rückreaktionen ($\frac{dZ_1}{d\phi}$, $\frac{dZ_2}{d\phi}$, $\frac{dZ_3}{d\phi}$) wird durch eine volle Linie (—) dargestellt. Die aus dem 2-Zonen-Modell berechnete NO-Konzentrationen werden für 0%, 15% und 30% AGR gegenübergestellt:

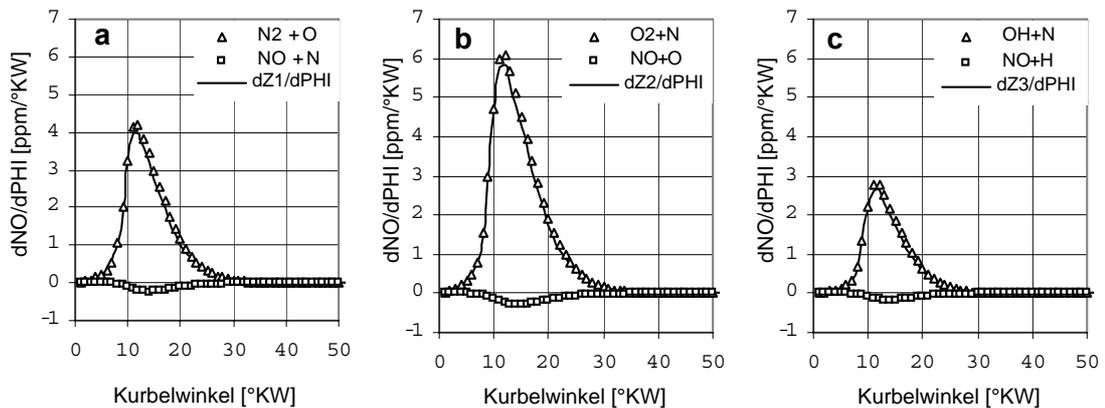


Bild 7.8: Vor- und Rückreaktionen des Zeldovich-Mechanismus für $n=2000$ 1/min, $p_{me} = 2$ bar, ohne AGR für SB der VE -6° KW

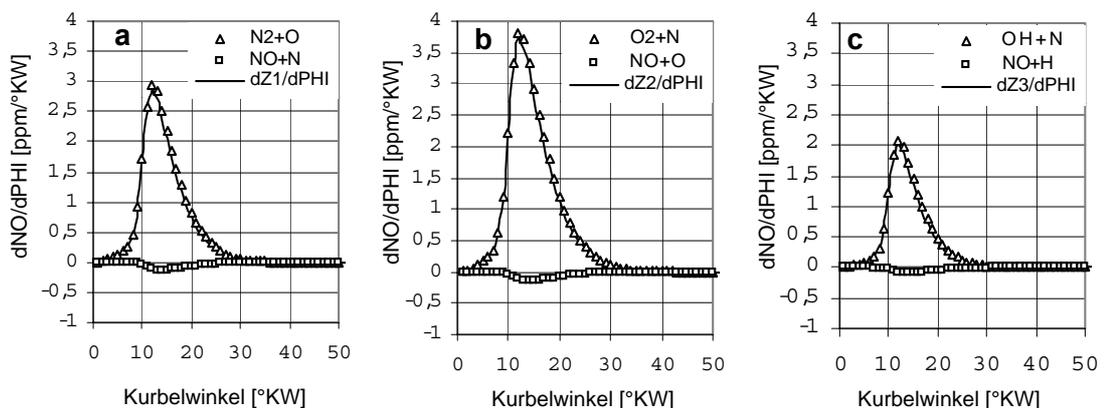


Bild 7.9: Vor- und Rückreaktionen des Zeldovich-Mechanismus für $n=2000$ 1/min, $p_{me} = 2$ bar, 15% AGR für SB der VE -6° KW

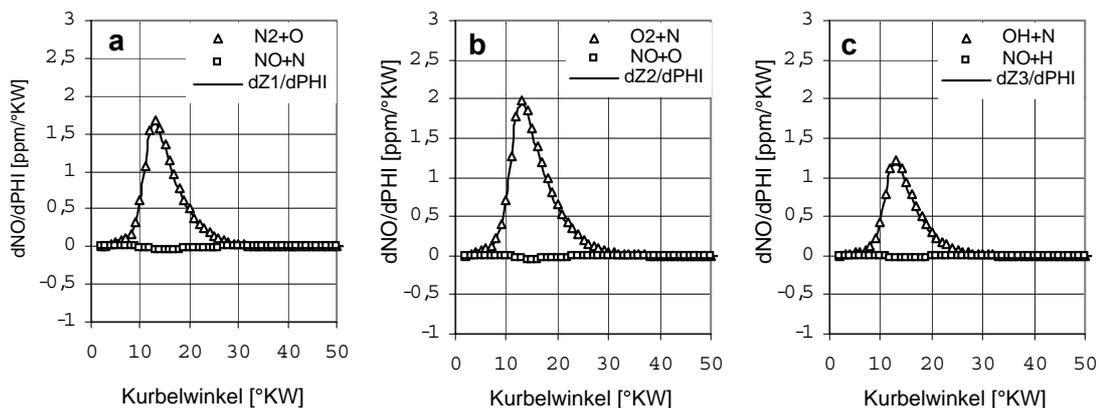


Bild 7.10: Vor- und Rückreaktionen des Zeldovich-Mechanismus für $n=2000$ 1/min, $p_{me} = 2$ bar, 30% AGR für SB der VE -6° KW

Durch die zurückgeführten Abgase wird der molekulare Sauerstoff in der verbrannten Zone zum Teil durch Inertgas (CO_2 , H_2O) ersetzt. Dadurch erfolgt eine Absenkung der Verbrennungstemperatur. Aufgrund der niedrigeren Temperaturen und O_2 -Konzentrationen in der verbrannten Zone entsteht weniger atomarer Sauerstoff [138]. Die aus der ersten Reaktion des Zeldovich-Mechanismus resultierende NO-Konzentration wird dadurch von 37,9 ppm (0% AGR - **Bild 7.8a**) auf 25,5 ppm (15% AGR - **Bild 7.9a**) bzw. 14 ppm (30% AGR - **Bild 7.10a**) verkleinert. Aufgrund der niedrigen Verbrennungstemperatur wird kaum NO (ca. 5%) abgebaut.

Im **Bild 7.11** sind die integrierten Beiträge der langsamen Vor- und Rückreaktionen dargestellt.

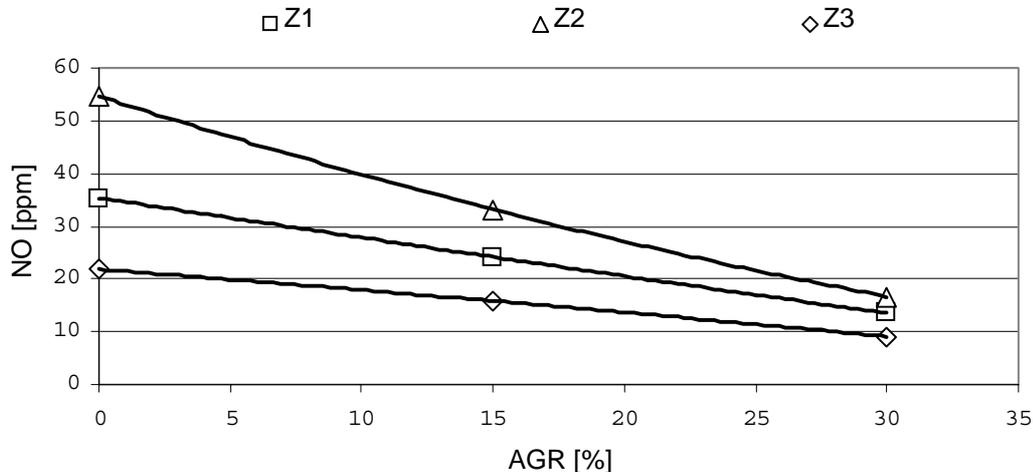


Bild 7.11 Beiträge der einzelnen Reaktionen des Zeldovich-Mechanismus auf die NO-Gesamtemissionen für den Betriebspunkt $n=2000$ 1/min, $p_{me}=2$ bar mit SB der VE -6° KW mit 0%, 15% und 30% Abgasrückführung

Aus **Bild 7.11** ist zu entnehmen, dass beim Betriebspunkt ohne AGR 31% (35 ppm) der Stickoxide aus der ersten, 49% (54 ppm) aus der zweiten und 20% (22 ppm) aus der dritten Reaktion resultieren, insgesamt entstehen 111 ppm NO. Bei 30% AGR sinkt der Anteil der zweiten Reaktion auf 42% (16 ppm) zugunsten der ersten (34% - 13 ppm) und dritten Reaktion (24% - 9 ppm), insgesamt ergeben sich 38 ppm Stickoxide.

Das Stickstoffmolekül N_2 hat eine starke, dreifach Bindung und kann deshalb bei Verbrennungstemperaturen unter 3000 K kaum thermisch gespalten werden [135], [143]. Daraus folgt, dass der Hauptanteil des atomaren Stickstoffs aus der ersten Reaktion des Zeldovich Mechanismus stammt. Er wird dann von den Folge-Reaktionen, insbesondere von " $N+O_2 \rightleftharpoons NO+O$ ", verbraucht.

Durch Abgasrückführung wird gleichzeitig die atomare Stickstoffkonzentration, entstanden aus der ersten Reaktion, und die molekulare Sauerstoffkonzentration abgesenkt. Aus diesem Grund sinkt der Beitrag der NO-Entstehung aus der zweiten Reaktion im obengenannten Beispiel um 7,5%. Die Geschwindigkeitskonstante der dritten Folgereaktion " $OH+N \rightleftharpoons NO+H$ " zeigt keine Temperaturabhängigkeit (siehe **Tabelle 4.1**) [143]. Der atomare Stickstoff wird deshalb bei höheren AGR-Raten vermehrt durch diese Reaktion verbraucht (+4%). Rückreaktionen finden bei diesem Betriebspunkt kaum statt.

In den **Bildern 7.12 und 7.13** ist zu erkennen, dass die Einzelreaktionen des Zeldovich-Mechanismus bei einer Spritzbeginnvariation ein anderes Verhalten als bei einer AGR-Variation zeigen.

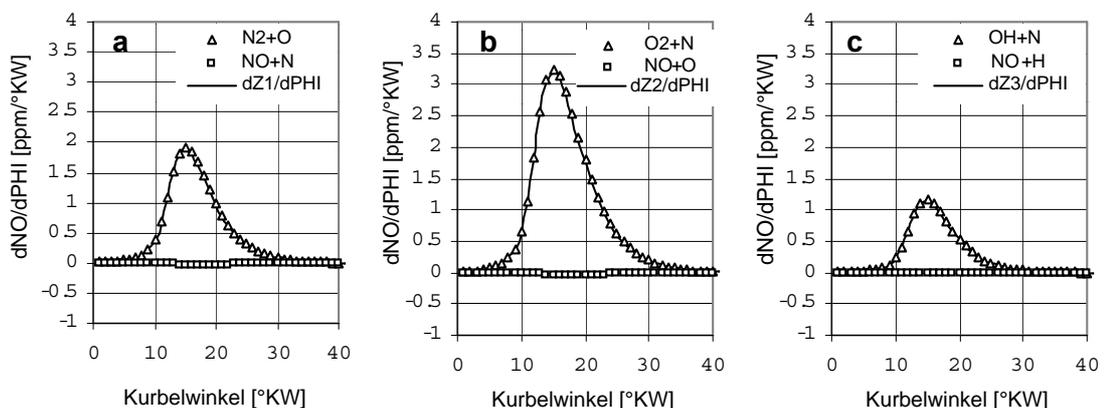


Bild 7.12: Vor- und Rückreaktionen des Zeldovich-Mechanismus für $n=2000$ 1/min, $p_{me} = 2$ bar, 0% AGR für SB der VE 0° KW

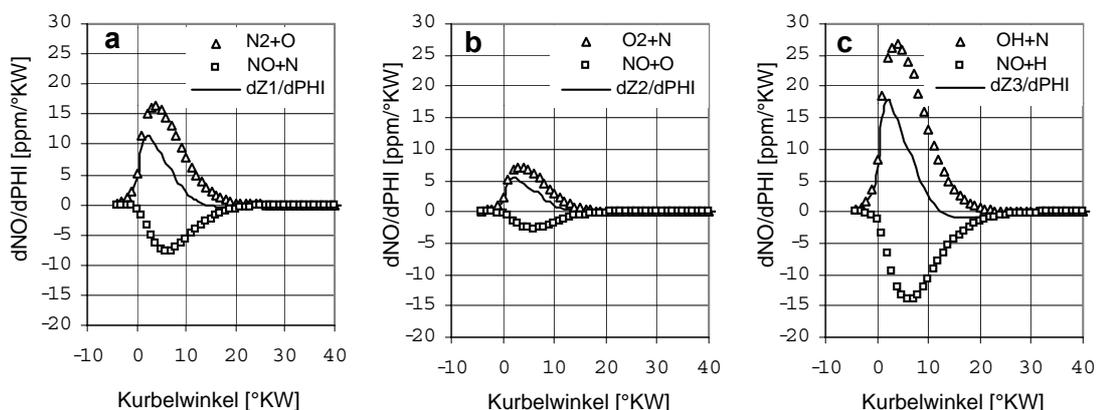


Bild 7.13: Vor- und Rückreaktionen des Zeldovich-Mechanismus für $n=2000$ 1/min, $p_{me} = 2$ bar, 0% AGR für SB der VE -14° KW

Für sehr hohe Temperaturen des Verbrannten, wie sie beim Betriebspunkt mit SB der VE- 14° KW (siehe **Bild 7.5**) auftreten, ist in **Bild 7.13** zu erkennen, dass die zweite

Reaktion an Bedeutung verliert. Ungefähr 48% der NO-Emissionen bei diesem Betriebspunkt stammen aus der dritten Reaktion. Aufgrund der niedrigen Aktivierungsenergie des OH-Radikals und der zunehmenden thermischen Spaltung des Luftstickstoffs reagiert der atomare Stickstoff über diesen Pfad.

Die NO-Bildung ist ein reaktionskinetisch kontrollierter Vorgang, d.h. neben den initiierenden Radikalen und der Reaktionstemperatur muss auch die verfügbare Reaktionszeit Berücksichtigung finden. Bei einer Temperatur von 2600 K wird ein Gleichgewichtszustand nach ca. 4 ms (48 °KW) erreicht [60]. Bei dem in **Bild 7.13** dargestellten Betriebspunkt ist die Temperatur des Verbrannten nur während einer Phase von 13°KW (1,08 ms) höher als 2600 K, d.h. auch hier wird das thermische Gleichgewicht nicht erreicht. Bei einer Temperatur von 2400 K, dies entspricht der Zündkerntemperatur bei einem SB der VE -6°KW ohne AGR, vergehen mehr als 20 ms bis zum Erreichen des thermischen Gleichgewichts [30].

Die zeitliche Abhängigkeit besteht auch in umgekehrter Richtung. Ausgehend von einer großen NO-Konzentration führt eine langsame Abkühlung zum Zerfall von Stickoxiden. Es gibt eine starke NO-Rückbildung (55%) bei sehr hohen Temperaturen (>2600 K) wie es beim Betriebspunkt mit SB der VE -14°KW der Fall ist. Für die anderen Punkte ist kein nennenswerter NO-Zerfall zu verzeichnen (<5%).

Bei dem Betriebspunkt mit SB der VE 0°KW (**Bild 7.12**) ergibt sich die gleiche Tendenz wie in **Bild 7.8**. Die NO-Konzentration wird hauptsächlich (53%) durch die zweite Reaktion verursacht.

Das Verhalten der langsamen Folgereaktionen bei einer Spritzbeginnvariation ist in **Bild 7.14** dargestellt.

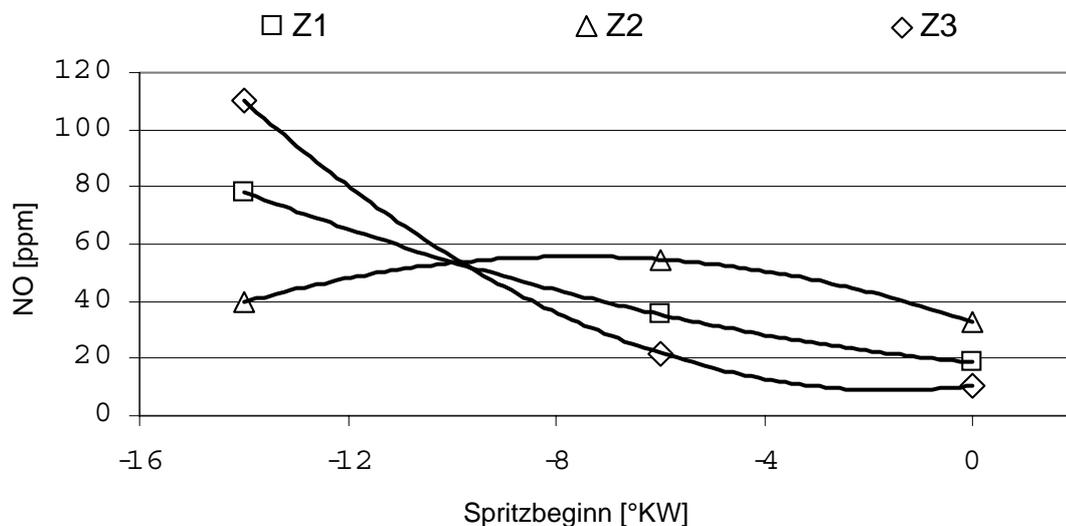


Bild 7.14 Beiträge der einzelnen Reaktionen des Zeldovich-Mechanismus auf die NO-Gesamtemissionen für ein $n=2000$ 1/min, $p_{me}=2$ bar, ohne AGR mit SB der VE 0°KW, -6 °KW und -14 °KW

In **Bild 7.15** ist der Einfluss der Temperatur des Verbrannten auf die NO-Konzentration im Brennraum beschrieben. Die Darstellungsweise vom **Bild 7.15** ermöglicht die Temperaturabhängigkeit der NO-Bildung in einem einzelnen Diagramm zu erfassen.

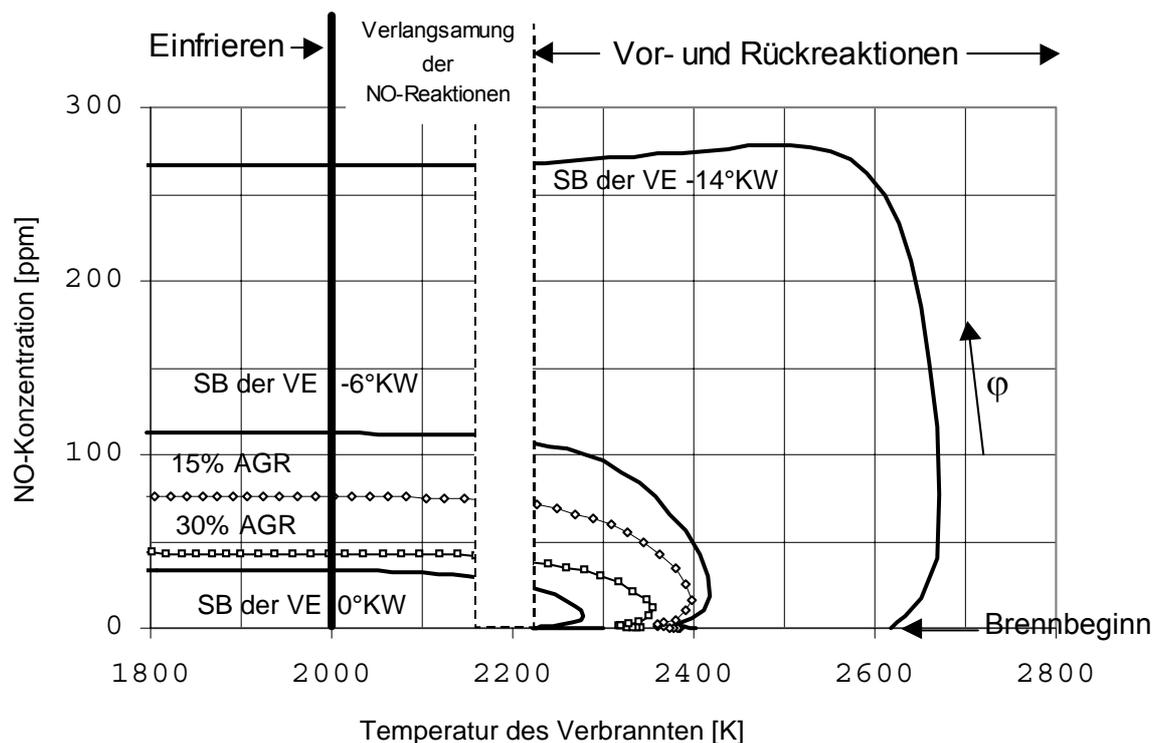
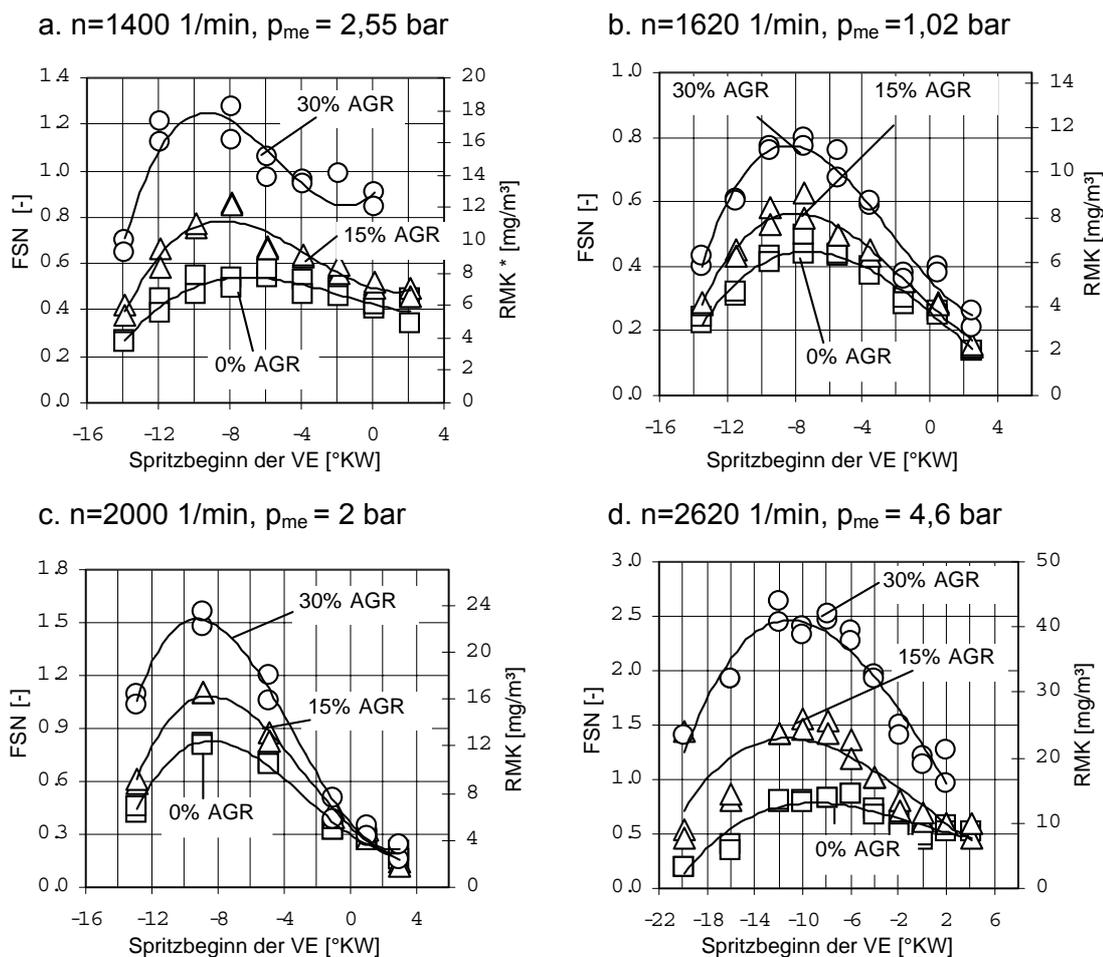


Bild 7.15 Einfluss der Temperatur des Verbrannten auf die NO - Emissionen

Aus **Bild 7.15** und den oben aufgeführten Analysen kann gefolgert werden, dass es Vor- und Rückreaktionen mit einer starken Zunahme der NO-Konzentration als Folge von Temperaturen höher ca. 2200 K gibt. Unter 2200 K verlangsamen sich die Reaktionen und es wird nur noch wenig NO abgebaut oder gebildet. Die langsamen Vor- und Rückreaktionen frieren bei Temperaturen unter 2000 K ein. Eine längere Brenndauer hat dann keinen Einfluss auf die NO-Bildung mehr [60].

7.4 Rußemissionen

Wie aus den **Bildern 7.16a bis 7.16d** erkennbar, ist bei einer Spätverstellung der Einspritzung zuerst ein Rußanstieg zu verzeichnen. Dieser Bereich beschreibt die klassische Ruß-NO_x-Schere. Jede Maßnahme zur Absenkung der Stickoxide erhöht die Rußemissionen und umgekehrt [193]. Nach dem Überschreiten des Maximums der Rußmassenkonzentration sinken die Werte ab und erreichen ihr Minimum kurz nach OT. Je später eingespritzt wird, desto kleiner wird die Zunahme der Rußmassenkonzentration durch AGR.



(*) Rußmassenkonzentration

Bild 7.16: Rußemissionen für die 4 Teillastbetriebspunkte bei einer AGR- und Spritzbeginnvariation

Die im **Bild 7.16** dargestellten Messungen stammen aus einer Reflexionsmessung mit dem Smokemeter 415S [194]. Hierbei wird die Masse der angelagerten flüchtigen Kohlenwasserstoffe (SOF) nicht berücksichtigt [183].

In den folgenden Überlegungen werden nur die mit dem Smokemeter erfassten Festpartikel behandelt.

Physikalische Erklärung des Teilhomogenisierungseffektes anhand der entwickelten Modelle und Messungen

In **Bild 7.17** sind die aus den multispektralpyrometrischen Messungen berechneten Rußmassenkonzentrationen (RMK) und im Abgas gemessenen Rußkonzentrationen für eine Spritzbeginnvariation (bei $n=2620$ 1/min, $p_{me}=4,6$ bar, ohne AGR) dargestellt. Diese Ergebnisse sind die Basis für eine physikalische Erklärung der Teilhomogenisierungseffekte.

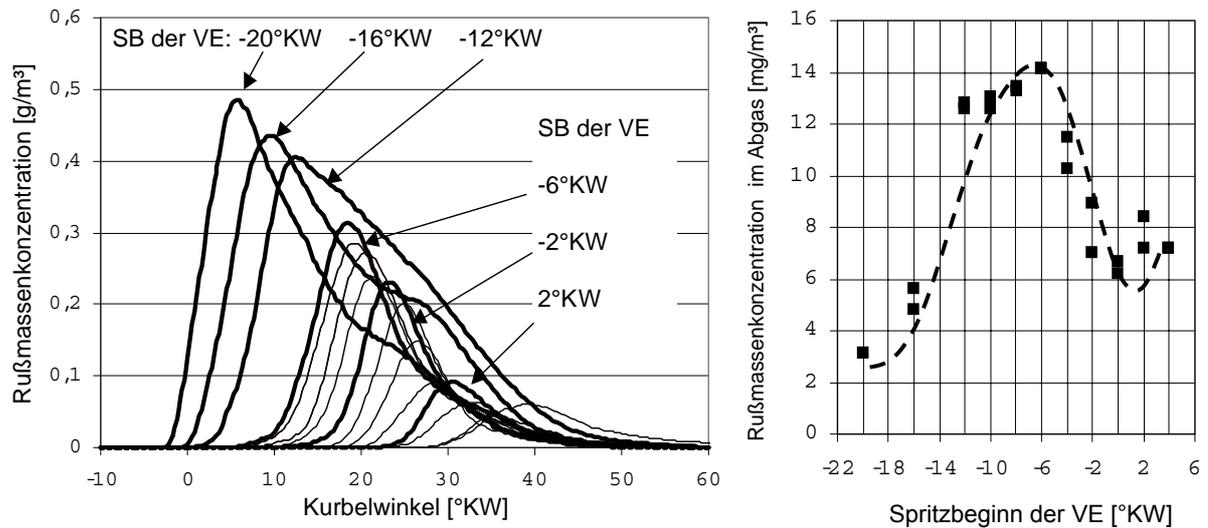


Bild 7.17: Aus der optische Messungen berechnete Rußmassenkonzentration (links) und im Abgas gemessene Rußmassenkonzentration (rechts), $n=2620$ 1/min, $p_{me}=4,6$ bar, ohne AGR

Die Größenordnung der maximalen Rußmassenkonzentration im Brennraum deckt sich sehr gut mit den Untersuchungen in [45], [96], [102], [195].

Das Maximum der Rußmassenkonzentrationen im Brennraum nimmt bei späteren Spritzbeginnen ständig ab. Bei noch späteren Spritzbeginnen ($+4^{\circ}$ KW) wird das Motorverhalten instabil.

Es findet dann aufgrund der größeren eingespritzten Brennstoffmasse wieder ein leichter Anstieg der Rußmassenkonzentration statt.

Die dick dargestellten Linien im **Bild 7.17** sind mit dem Rußmodell nachgerechnet worden und werden in diesem Abschnitt weiter analysiert. Die dünne, ebenso aus den optischen Messungen ermittelte Linie dient der Validierung der Messergebnisse.

Die Rußbildungs- und Oxidationsprozesse während einer Verbrennung durchlaufen vier verschiedene Phasen [154]:

- Ruß entsteht in den fetten Zonen der inhomogenen vorgemischten Verbrennung.
- Ruß entsteht durch die Einspritzung des Kraftstoffs in die Flamme.
- Ruß entsteht durch die Einspritzung des Kraftstoffs in das verbrannte Gemisch.
- Der gebildete Ruß wird durch die vorhandenen Radikale oxidiert.

Die Prozesse dieser vier Phasen finden gleichzeitig statt und beeinflussen sich gegenseitig.

Die Rußentstehung aus Schmierölverbrennung und Pyrolyse an der Zylinderwand während der Expansionsphase findet im Modell keine Berücksichtigung [196]. Ihr Beitrag wird aber bei weiterer Verschärfung der Emissionsnormen zunehmend an Bedeutung gewinnen [36].

In **Bild 7.18** sind die Einspritz- und Energieumsatzraten für die ausgewählten Arbeitspunkte dargestellt:

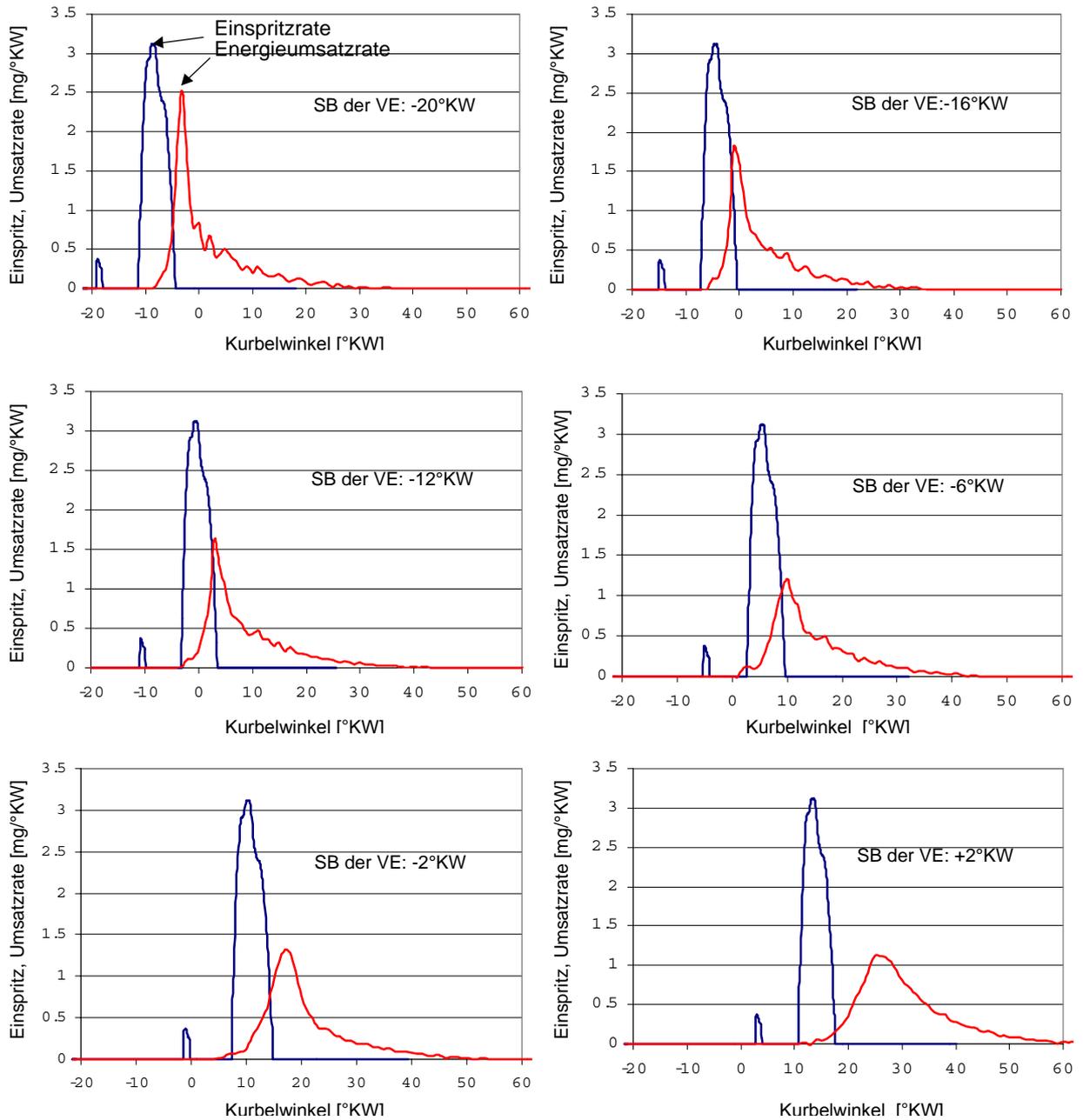


Bild 7.18: Einspritz- und Energieumsatzrate für eine Spritzbeginnvariation bei 2620 1/min, $p_{me}=4,6$ bar, ohne AGR.

In **Tabelle 7.2** sind die eingespritzten Brennstoffmengen für die oben beschriebene Arbeitspunkte aufgeführt:

Tabelle 7.2: Eingespritzte Brennstoffmenge pro Arbeitsspiel

SB der VE	E- Menge	SB der VE	E-Menge
-20°KW	15,3 mg	-16°KW	15,1 mg
-12°KW	14,9 mg	- 6°KW	15,4 mg
- 2°KW	16,3 mg	+ 2°KW	20,9 mg

Die eingespritzte Brennstoffmenge ist aufgrund des höchsten effektiven Wirkungsgrads bei -12° KW minimal. Bei früherem oder späterem Spritzbeginn wird

mehr Brennstoff eingespritzt. Dadurch verlängert sich die gesamte Einspritzdauer. Die Zeitspanne zwischen der Vor- und Haupteinspritzung bleibt konstant und beträgt ca. 6°KW (0,44 ms).

Die chemische Reaktionsrate, i.e. der Anstieg der Brennrates, ist für den frühesten Spritzbeginn am höchsten und sinkt, wie in **Bild 7.18** erkennbar ist, bei Spätverstellung ab. Der Vormischanteil nimmt für die Betriebspunkte mit den späteren Spritzbeginnen zu, da mehr Brennstoff während des Zündverzugs eingespritzt werden kann. Dies bedeutet natürlich auch, dass der Diffusionsanteil bei diesen Punkten abnimmt [28], [174].

Die maximale Umsatzrate bei SB der VE -20°KW beträgt $107,5 \text{ J}^\circ\text{KW}$, während es bei $+2^\circ\text{KW}$ nur noch $47,3 \text{ J}^\circ\text{KW}$ sind. Der 50%-Energieumsatzschwerpunkt verschiebt sich mit späterem Einspritzzeitpunkt auch zunehmend nach spät.

In **Bild 7.19** sind die Zahlenwerte für den Zündverzug dargestellt, die Brennbeginne sind aus der zweiten Ableitung des Druckverlaufs ermittelt :

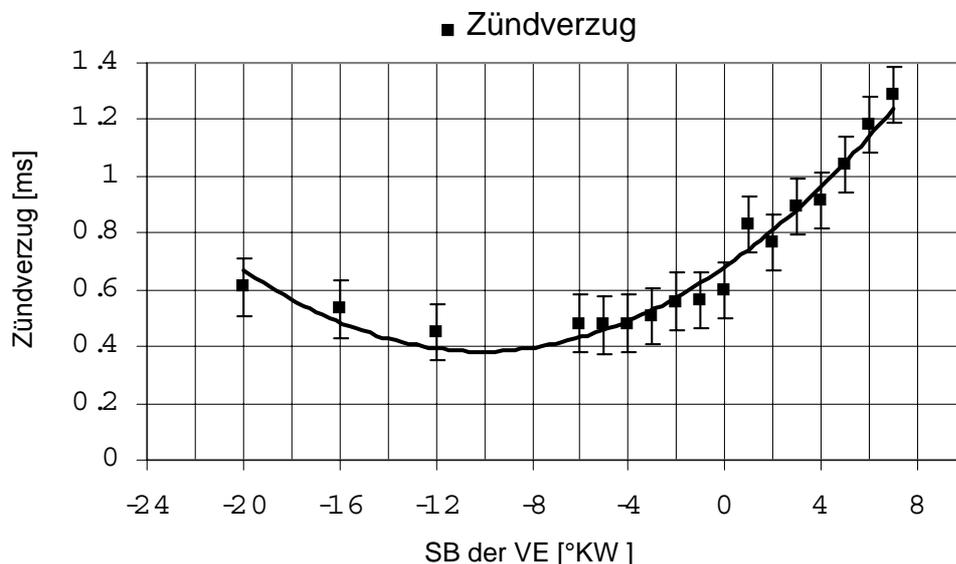


Bild 7.19 Zündverzug bei einer Spritzbeginnvariation bei $n=2620 \text{ 1/min}$, $p_{me}=4,6 \text{ bar}$, ohne AGR

Aus **Bild 7.19** kann abgelesen werden, dass der Zündverzug am kürzesten bei einem SB der VE bei -10°KW ist. Bei früherem oder späterem Spritzbeginn nimmt der Zündverzug zu. Aus dem Zündverzugsmodell nach [197] ergibt sich ein minimaler Zündverzug, wenn der Brennbeginn kurz vor OT liegt. Dieses Verhalten wird durch die Messungen in [12], [197] bestätigt.

Durch den sehr kurzen Zündverzug bei SB der VE -12°KW ergibt sich bei den betrachteten Punkten die größte Überlappung zwischen die Einspritzung und Verbrennung. Die große Überlappung führt zu einem starken Diffusionsanteil, der unbedingt im Rußmodell berücksichtigt werden muss (siehe dazu auch **Kapitel 4**).

Bei sehr spätem Spritzbeginn (SB der VE -2°KW) findet eine Teilhomogenisierung statt. Das Gemisch zündet erst, wenn sich fast die gesamte Kraftstoffmenge im Brennraum befindet. Dies bedeutet, dass mehr Zeit für die Gemischaufbereitung vorhanden ist. Die lokalen fetten Zonen, die ebenso durch eine Einspritzung in die Flamme entstehen, können dadurch weitgehend vermieden werden. Das mittlere örtliche Luftverhältnis wird, wie in **Kapitel 6** besprochen, größer. In [83], [154] ist dies

durch ein kleineres örtliches C/O-Verhältnis erklärt. Das Volumen der verbrannten Zone vergrößert sich und mehr Gemischmasse im Zylinder wird an der Verbrennung beteiligt. In **Bild 7.20** ist das Volumen der verbrannten Zone in Prozent des Zylindervolumens für verschiedene Spritzbeginne dargestellt.

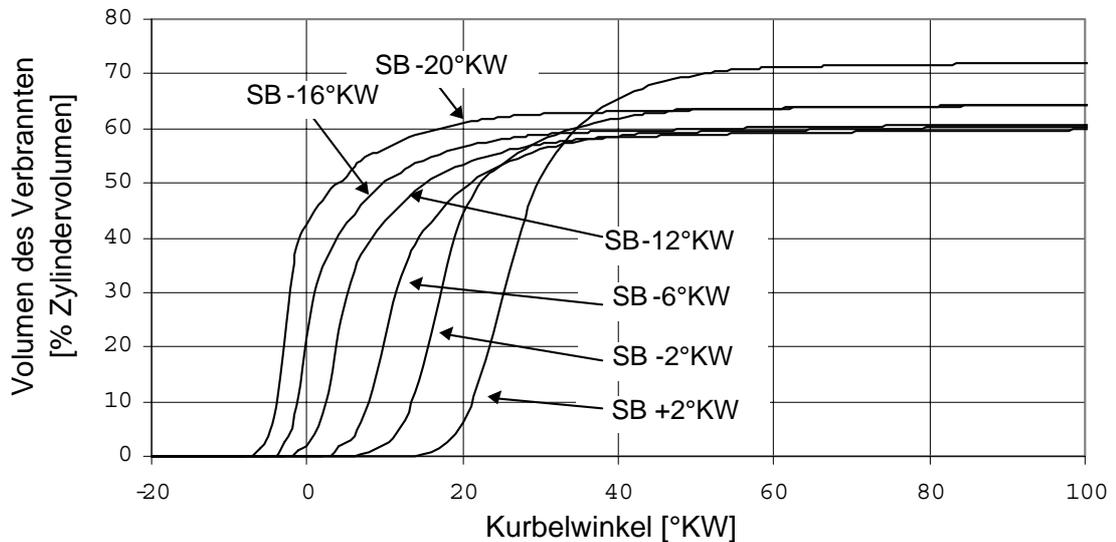


Bild 7.20: Berechnetes Volumen der verbrannten Zone aus dem 2-Zonen-Modell bei einer Spritzbeginnvariation

Im **Bild 7.20** ist zu sehen, dass bei zunehmendem Zündverzug und höherem mittleren örtlichen Luftverhältnis (siehe **Abschnitt 6.4**) das Volumen des Verbrannten zunimmt. Bei einem höheren Volumen des Verbrannten muss mehr Inertmasse aufgeheizt werden, dadurch findet die Verbrennung bei niedrigerer Temperatur des Verbrannten statt. Weil die Verbrennung bei den späten Spritzbeginnen deutlich nach OT stattfindet, werden auch Spitzentemperaturen vermieden [180]. In **Bild 7.21** werden die mittlere Gastemperatur und die Temperatur des Verbrannten für die oben genannten Arbeitspunkte dargestellt:

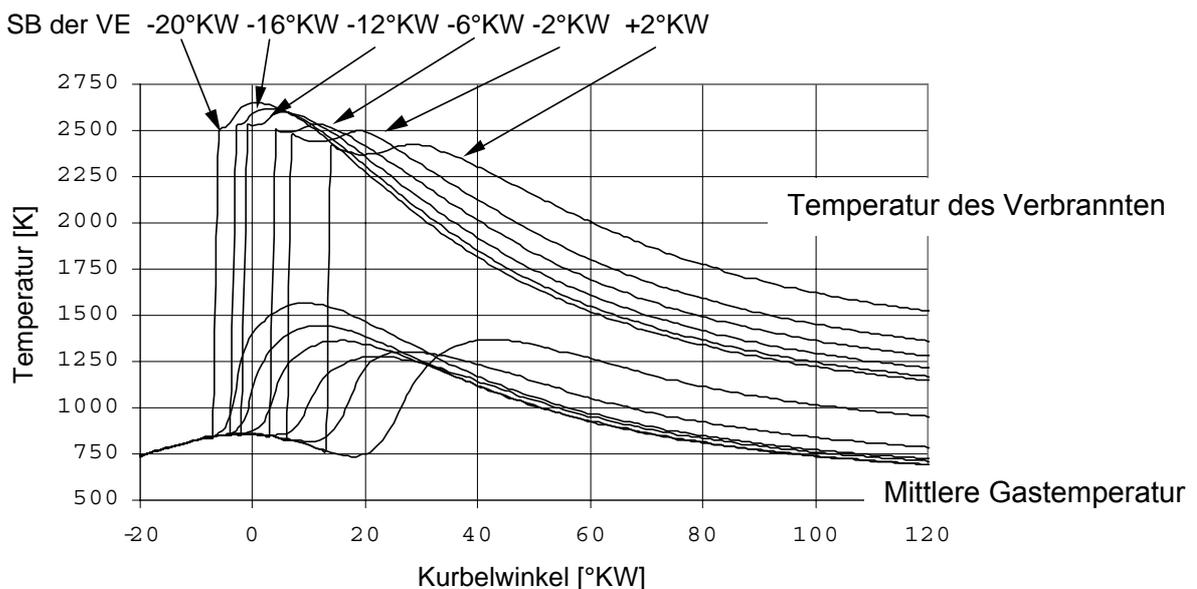


Bild 7.21: Mittlere Gastemperatur sowie Temperatur des Verbrannten für eine Spritzbeginnvariation bei $n=2620$ 1/min, $p_{me} = 4,6$ bar, ohne AGR

Die mittlere Gastemperatur ist für den frühesten Spritzbeginn -20°KW (1576 K) am höchsten und sinkt dann auf einen Minimalwert (1276 K) bei SB der VE -6°KW ab. Der Anstieg der mittleren Gastemperatur ab dem Betriebspunkt mit SB der VE -8°KW ist auf die sehr stark ausgeprägte vorgemischte Verbrennung und die größere eingespritzte Kraftstoffmasse zurückzuführen.

Der Vorteil des neuen Rußmodells ist die Möglichkeit, den Einfluss der obengenannten Faktoren auf die Rußbildung und Rußoxidation zu quantifizieren.

Rußbildung

Die Rußbildung im 2-Zonen-Modell wird durch die folgende Gleichung beschrieben (siehe **Gleichung 4.54** im **Abschnitt 4.5**):

$$\frac{dm_{\text{Ruß,Bildung}}}{dt} = \left(A_{\text{B,Diff}} \frac{dm_{\text{B,Diff}}}{dt} + A_{\text{B,Vor}} \frac{dm_{\text{B,Vor}}}{dt} \right) p^{1,8} \exp \left[-\frac{(T_2 - 2325)^2}{1} \right] \quad (7.3)$$

Für die nachfolgenden Betrachtungen wurden die empirischen Parameter des Modells für den Betriebspunkt mit SB der VE -12°KW optimiert und für die anderen Betriebspunkte konstant gehalten. Diese Vorgehensweise erlaubt eine genaue Parameteranalyse.

In **Bild 7.22** ist die berechnete Rußbildungsrate unter Annahme einer homogenen Rußkonzentrationsverteilung über den ganzen Brennraum dargestellt.

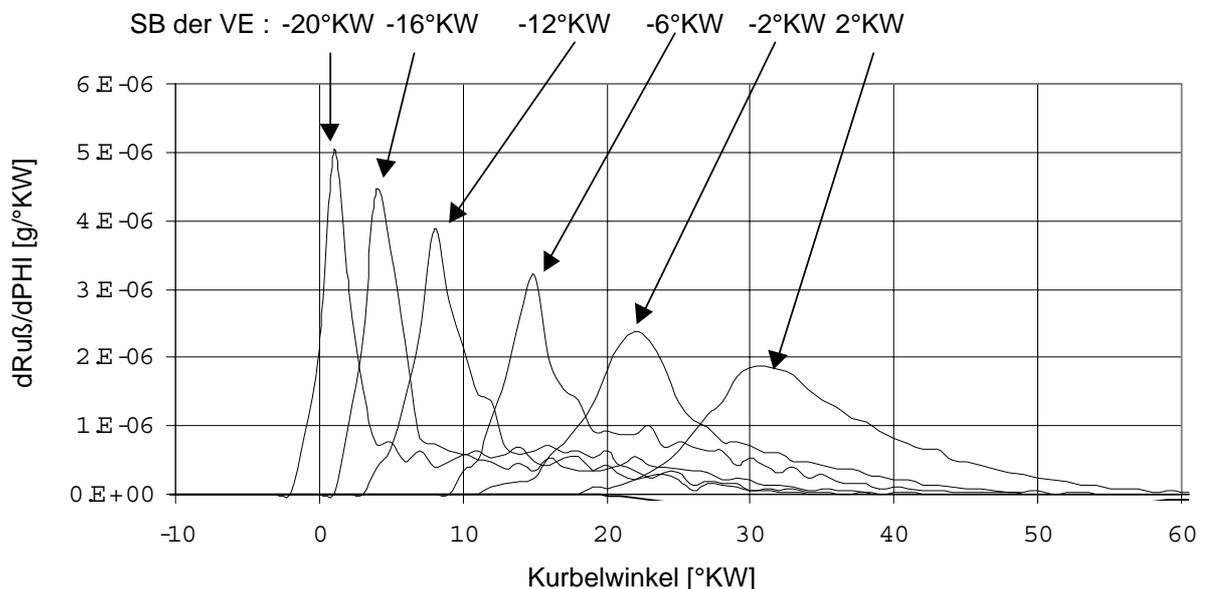


Bild 7.22: Mit dem Rußmodell berechnete Rußbildungsrate für eine Spritzbeginnvariation bei $n=2620\text{ 1/min}$, $p_{\text{me}} = 4,6\text{ bar}$, ohne AGR

Es muss darauf hingewiesen werden, dass die in **Bild 7.22** dargestellten Rechenwerte nicht physikalisch vorhanden sind, weil die im Brennraum beobachtete Rußmassenkonzentration immer das Ergebnis der gleichzeitig stattfindenden Rußbildung und -oxidation ist.

Nach **Bild 7.18** ist der größte Diffusionsanteil bzw. die größte Überlappung zwischen Einspritzung und Verbrennung bei einem SB der VE -20°KW , -16°KW und -12°KW . In diesem Fall wird durch ein niederes örtliches Luftverhältnis oder ein hohes C/O-Verhältnis nach der Rußinduktionszeit sehr viel Ruß gebildet. Dies äußert sich in einem hohen Rußbildungsgradienten, der bei einer Verschiebung des Spritzbeginns in Richtung des OT und darüber hinaus (Spätverschiebung) abnimmt.

Die Energiefreisetzungsrates hat nach **Gleichung 7.3** einen großen Einfluss. Die Gradienten der Rußbildung aus **Bild 7.22** zeigen für die frühen Spritzbeginne eine rasche Rußbildung und einen steilen Abfall. Bei den späten Spritzbeginnen mit ihrer langsameren Energieumsetzung dauert der Rußbildungsprozess deutlich länger.

Die Temperaturabhängigkeit der Rußbildung wird in **Gleichung 7.3** durch eine Gauß-Verteilung beschrieben. In **Bild 4.6** ist diese Abhängigkeit auf einer normierten Skala dargestellt.

Die Temperaturen des Verbrannten bei den frühen Spritzbeginnen (-20°KW bis -6°KW) verweilen nur kurz um das Rußbildungsmaximum bei 2325 K in dem in **Bild 4.6** dargestellten Temperaturfenster. Die Zündtemperatur des Verbrannten ist höher als 2325 K. Bei der fortschreitenden Verbrennung sinkt die Verbrennungstemperatur und es muss das Maximum der Gauß-Verteilung aus **Bild 4.6** durchlaufen werden. Dadurch ergibt sich, wie in **Bild 7.22** zu sehen ist, ein ausgeprägtes Maximum der Rußbildung. Bei Temperaturen unter 2000 K sinkt die Rußbildungsrate erheblich (auf 40% vom Maximum) ab. Unter 1600 K friert die Rußbildung ein.

Die Verteilung in **Bild 4.6** erklärt die niedrige Rußbildungsgeschwindigkeit bei spätem Spritzbeginn, trotz höherer eingespritzter Brennstoffmasse. Die Temperaturen des Verbrannten bleiben aber in diesem Fall sehr lange über 2000K (und 1600K), was die Dauer des Rußbildungsprozesses verlängert.

In **Bild 7.23** ist das Integral der Rußbildungsrate dargestellt. Es wird noch einmal darauf hingewiesen, dass die absoluten Werte in diesem Bild physikalisch nicht vorhanden sind, da in der Praxis Bildung und Oxidation parallel ablaufen.

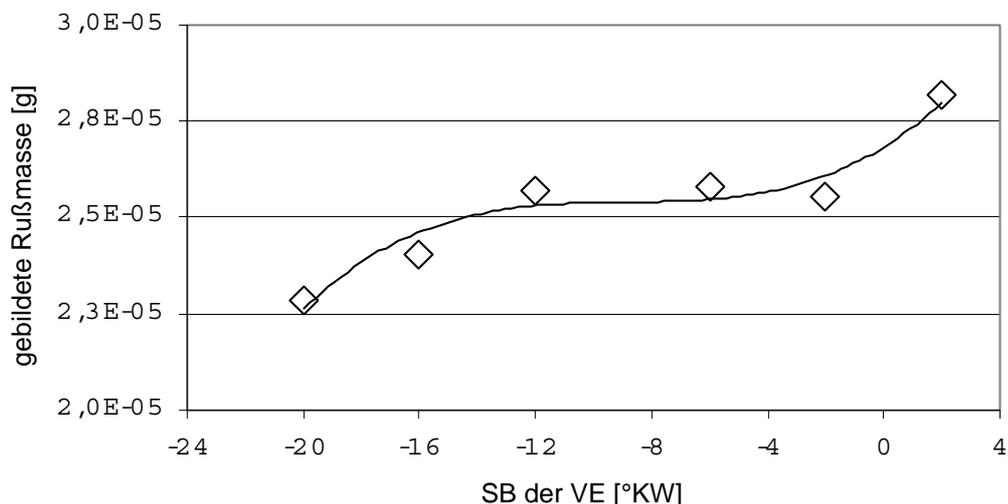


Bild 7.23: Integral der Rußbildungsrate für eine Spritzbeginnvariation bei $n=2620$ 1/min, $p_{me}=4,6$ bar, ohne AGR

Der Anstieg der gebildeten Rußmasse bei der Spätverstellung der Voreinspritzung von -16°KW auf -12°KW lässt sich durch den kürzeren Zündverzug erklären. Es wird mehr Brennstoff in die Flamme eingespritzt und es ergibt sich eine höhere Rußbildungsrate durch das lokal angestiegene C/O-Verhältnis.

Bei noch späterem Spritzbeginn ergibt sich aufgrund der langsameren Energieumsetzung, des langsameren Absinkens der Temperaturen des Verbrannten unter 1600 K und der größeren eingespritzten Brennstoffmengen, eine höhere integrale Rußmasse.

Der integrale Wert der Rußbildung erreicht sein Maximum bei SB der VE $+2^\circ\text{KW}$, weil in diesem Fall die Temperatur des Verbrannten am längsten um das Rußbildungsmaximum bei 2325 K des Temperaturfensters variiert und am meisten Brennstoff eingespritzt wird.

Rußoxidation

Die Rußoxidation im 2-Zonen-Modell wird durch die folgende Gleichung beschrieben (siehe **Gleichung 4.55** im **Abschnitt 4.5**):

$$\frac{dm_{\text{Ruß,Oxidation}}}{dt} = A_{\text{Oxidation}} m_{\text{Ruß}} x_{\text{OH}} p^{0,4} \exp\left[-\frac{4,6}{T_2}\right] \quad (7.4)$$

Der Oxidationsparameter $A_{\text{Oxidation}}$ wurde für die einzelnen Arbeitspunkte optimiert, d.h. so eingestellt, dass die Messung und Berechnung der Rußmassenkonzentration im Brennraum und Abgas übereinstimmen. In **Bild 7.24** sind die Rußoxidationsraten dargestellt:

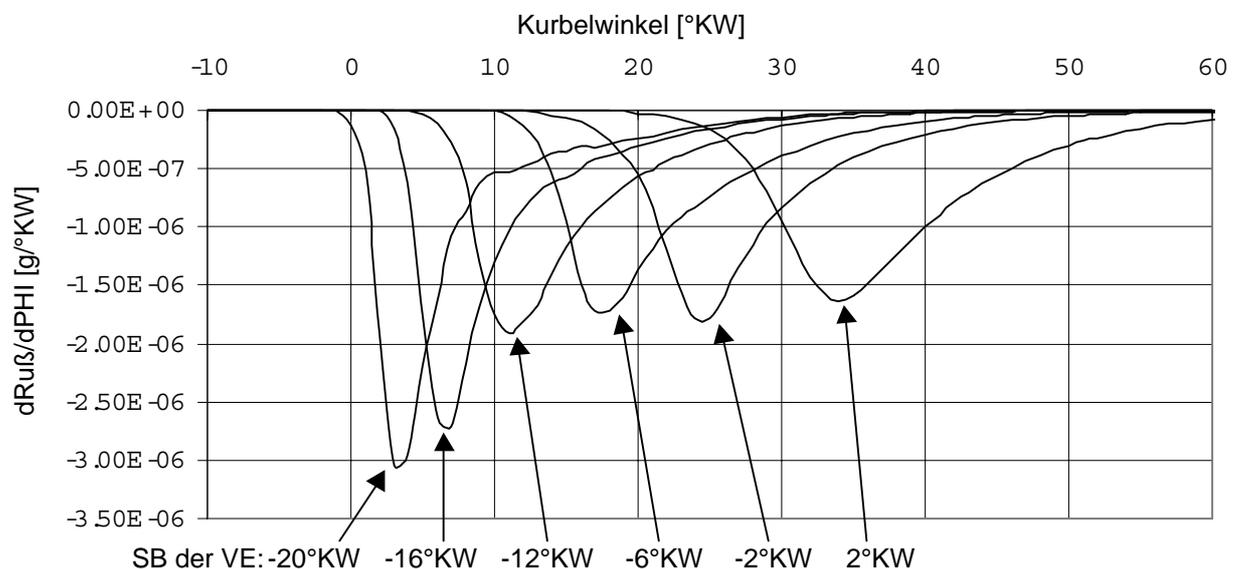


Bild 7.24: Mit dem Rußmodell berechnete Verläufe der Rußoxidation

Aus **Gleichung 7.4** folgt, dass die Rußoxidationsrate von der gebildeten Rußmasse ($m_{\text{Ruß}}$), der Temperatur des Verbrannten, dem Zylinderdruck und der OH-Konzentration abhängig ist.

Die Rußoxidationsrate ist, wie in **Bild 7.24** gezeigt wird, für den SB der VE -20°KW am höchsten. Bei späteren Spritzbeginnen nehmen die maximalen Oxidationsraten ab.

Es ist auch eine Verschiebung (ca. 2°KW) zwischen den Maxima der Rußbildungs- und Rußoxidationsrate festzustellen. Diese Verschiebung erklärt auch die niedrigeren Gradienten bei der Rußoxidation und der -bildung. Eine ähnliche Verschiebung ist auch in [157] beobachtet worden.

Durch die hohen Temperaturen der verbrannten Zone ergibt sich für den Betriebspunkt mit SB der VE -20°KW die höchste OH-Konzentration. In **Bild 7.25** wird die Hydroxyl-Konzentration in der verbrannten Zone gezeigt.

Für die gesamte Rußoxidation ist nicht nur die maximale Oxidationsrate entscheidend, auch die Dauer der Rußoxidation spielt eine wichtige Rolle. Diese wird durch die Temperatur des Verbrannten und die dadurch aktivierten OH-Radikale bestimmt.

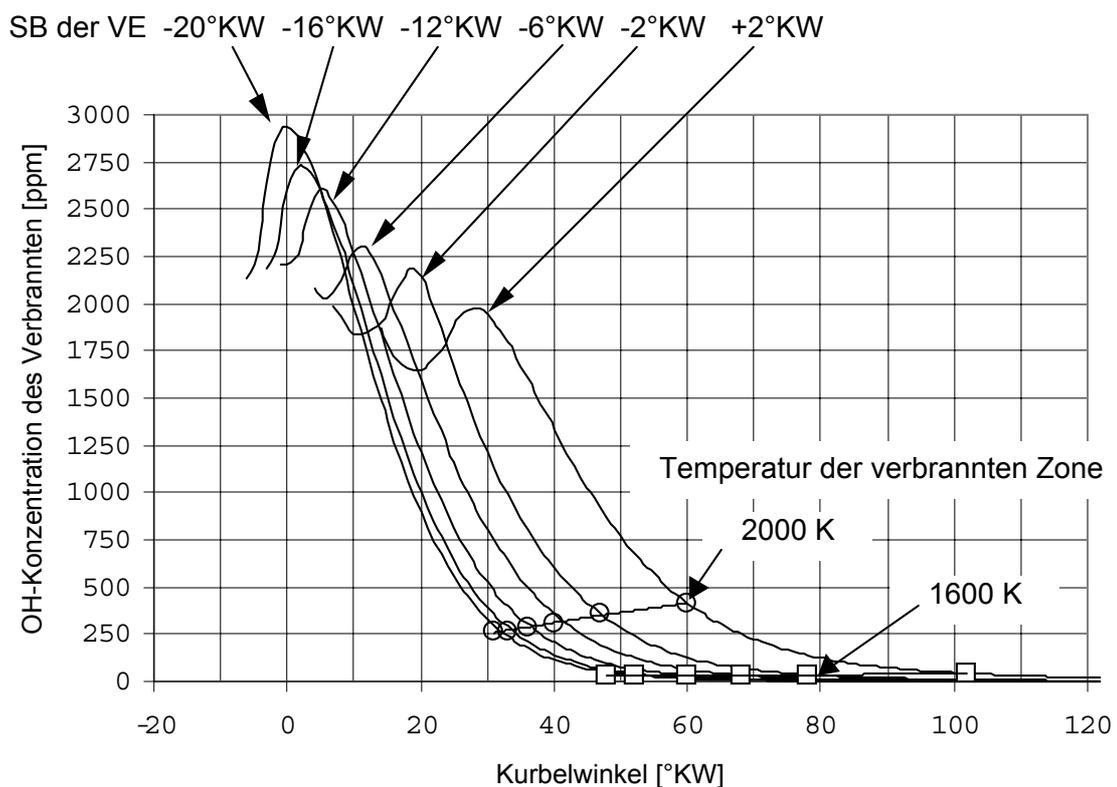


Bild 7.25: OH-Konzentration des Verbrannten und Temperatur des Verbrannten (1600 K , 2000 K) für eine Spritzbeginnvariation bei $n=2620\text{ 1/min}$, $p_{me}=4,6\text{ bar}$, ohne AGR

Eine deutliche Abnahme der Rußoxidation ist bei Temperaturen unter 2000 K festzustellen (siehe **Bild 7.21** und **Bild 7.24**).

Beim Betriebspunkt mit SB der VE -0°KW sinkt die Temperatur $2,29\text{ ms}$ nach dem Brennbeginn unter 2000 K , bei -16°KW nach $2,35\text{ ms}$ und bei $+2^{\circ}\text{KW}$ nach $2,86\text{ ms}$.

Der Rußoxidationsprozess ist nach dem neuen Rußmodell bei Temperaturen unter 1600 K vollständig beendet. Beim Betriebspunkt mit SB der VE -20°KW tritt dies schon $3,75\text{ ms}$ nach dem Brennbeginn ein, bei -16°KW nach $3,94\text{ ms}$ und bei $+2^{\circ}\text{KW}$ erst nach $5,53\text{ ms}$.

Dieses Verhalten ist aus **Bild 7.25** abzulesen. Es wird bei späten Spritzbeginnen mehr Zeit gebraucht, um die 2000 K - und 1600 K -Grenze zu erreichen. Dies führt bei einer

Spätverstellung zu einer längeren und vollständigeren Oxidation der gebildeten Rußmasse.

Die Ursachen für die obengenannten Temperaturgrenzen liegen in der Aktivierungsenergie des OH-Radikals. Bei 2000 K liegen nur noch ca. 15% der maximalen OH-Konzentration vor. Unter ca. 1600 K verlangsamt sich die Reaktion so sehr, dass sie reaktionskinetisch beschrieben werden muss [135], [198].

In **Bild 7.26** ist die integrierte Oxidationsrate dargestellt.

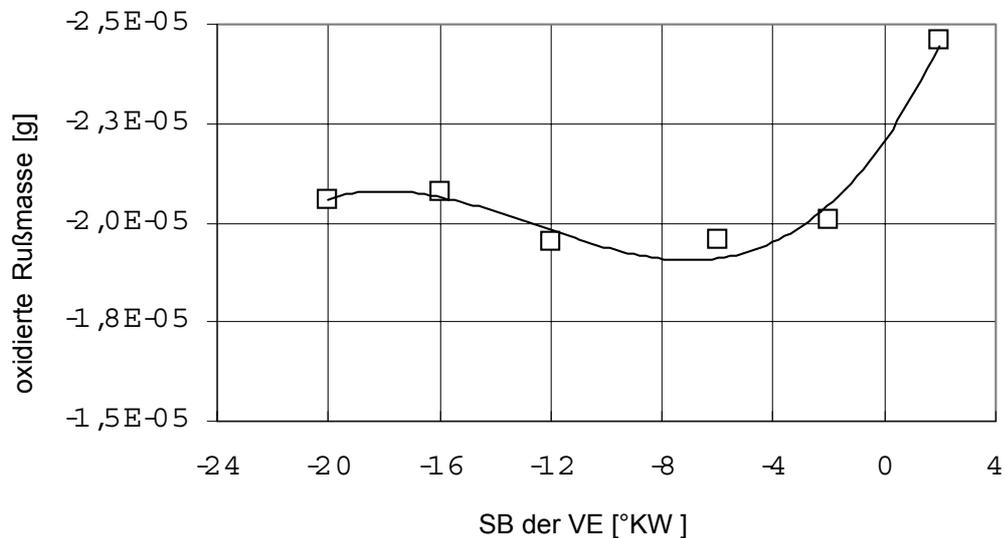


Bild 7.26 Integral der Rußoxidationsrate für eine Spritzbeginnvariation bei 2620 1/min, $p_{me} = 4,6$ bar, ohne AGR

Das Rechenergebnis für die längere Oxidation bei späteren Spritzbeginnen wird in **Bild 7.26** gezeigt.

Diese Ergebnisse zeigen, dass das OH-Radikal besser als das O-Radikal zur Beschreibung der Rußoxidation im 2-Zonen-Modell geeignet ist. Aufgrund der sehr starken Doppelbindung des Sauerstoffmoleküls friert die thermische Spaltung bei Temperaturen unter 2000 K fast vollständig ein. Ein Rußoxidationsmodell mit nur atomarem Sauerstoff statt Hydroxyl als Oxidationsmittel würde deshalb die Rußoxidation in der Expansionsphase unzureichend beschreiben.

Gesamte Rußmasse

Die gesamte Rußmasse eines Verbrennungszykluses ergibt sich dann aus der Differenz der gebildeten und oxidierten Rußmasse.

Die berechnete kurbelwinkelaufgelöste Rußbildungsrate im Brennraum ist in **Bild 7.27** dargestellt.

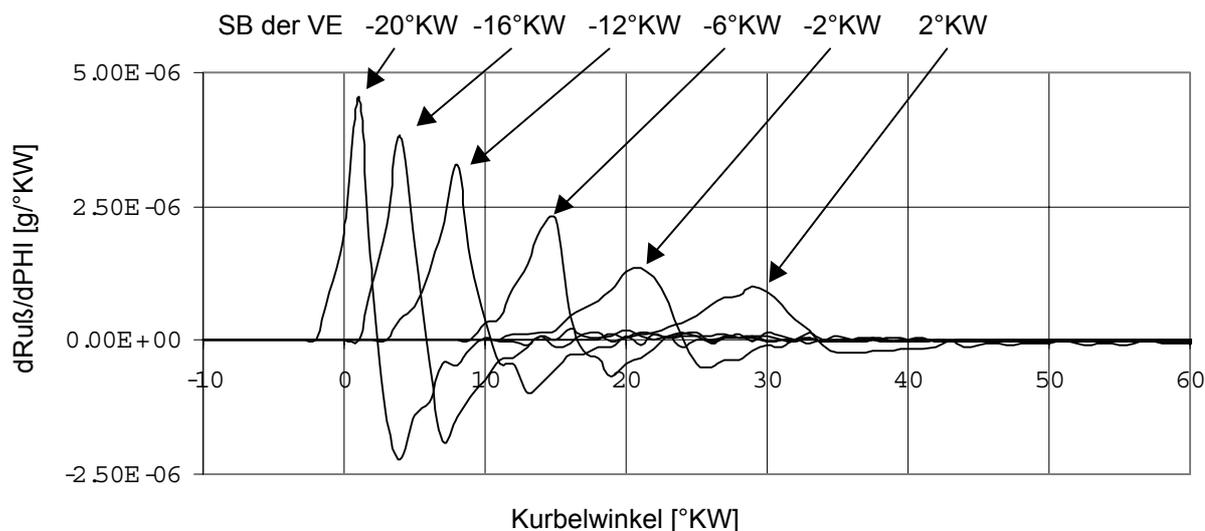


Bild 7.27: Berechnete Rußbildungsrate im Abhängigkeit vom Kurbelwinkel bei $n=2620$ 1/min, $p_{me} = 4,6$ bar, ohne AGR

In **Bild 7.28** werden die integralen Werte der Rußmasse gezeigt.

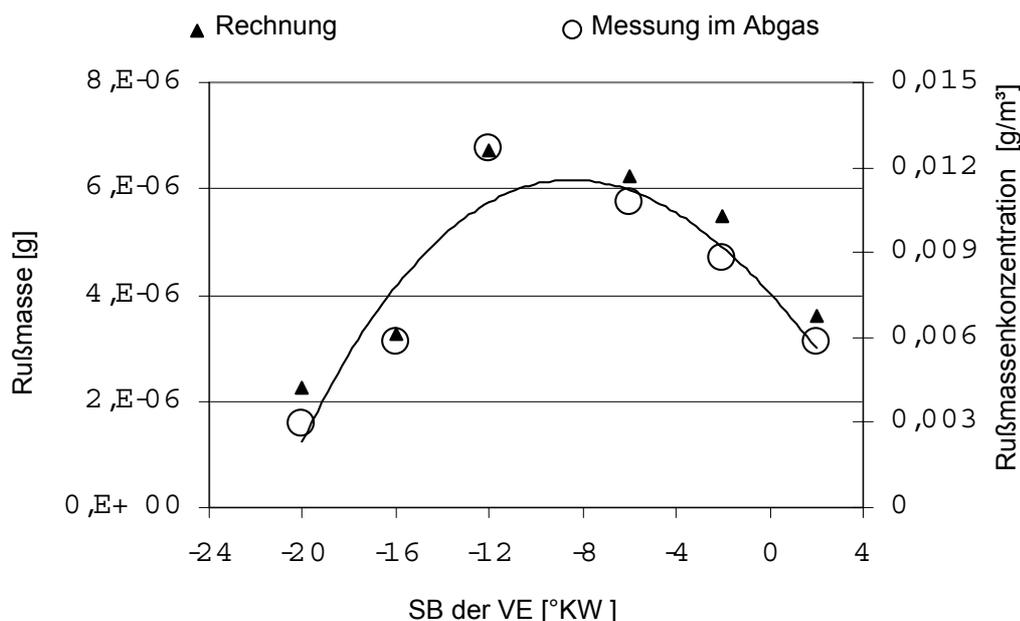


Bild 7.28: Berechnete integrale Rußmasse bei $n=2620$ 1/min, $p_{me} = 4,6$ bar, ohne AGR

Bei den sehr frühen Spritzbeginnen -20°KW und -16°KW ergibt sich die geringste Rußmasse im Abgas (3 mg/m^3 und 6 mg/m^3). Die große Überlappung zwischen Einspritzung und Verbrennung und der große Diffusionsanteil in der chemischen Umsatzrate (Brennrate) verursachen in diesen Betriebspunkten die höchste Rußbildungsrate. Durch die rasche Temperaturabsenkung des Verbrannten unter 1600 K wird der Rußbildungsprozess schnell abgebrochen und insgesamt nur wenig Ruß erzeugt. Aufgrund der hohen Temperaturen und OH-Konzentrationen findet in der Anfangsphase der Verbrennung zunächst eine starke Rußoxidation statt, die dann aber relativ schnell einfriert.

Bei dem Betriebspunkt mit dem kürzesten Zündverzug und dem höchsten effektiven Wirkungsgrad ist die Überlappung von Einspritzung und Verbrennung am größten. Dadurch entstehen lokal fette Zonen, was nach der Induktionszeit für einen starken Rußbildungsgradienten sorgt. Die Temperatur des Verbrannten sinkt langsamer als bei den früheren Spritzbeginnen unter 1600 K. Weil auch die Verweilzeit in dem Temperaturfenster der Rußbildung länger ist, wird insgesamt mehr Ruß aufgebaut. Die maximalen Verbrennungstemperaturen liegen tiefer als bei den früheren Spritzbeginnen und die Reaktionsdauer ist nur geringfügig länger. Dadurch kann weniger Ruß oxidiert werden. Die resultierende Rußmassenkonzentration ist dadurch die größte im Vergleich zu den anderen betrachteten Punkten (13 mg/m^3).

Im Betriebspunkt mit SB der VE -6°KW wird relativ viel Ruß gebildet. Dies liegt nicht nur an dem hohen C/O-Verhältnis in der Anfangsphase, sondern auch an der längeren Reaktionsdauer bei Temperaturen über 2000 K. Die oxidierte Rußmasse ist höher als bei den früheren Spritzbeginnen. Es bleibt im Abgas eine niedrigere Rußmassenkonzentration übrig (11 mg/m^3).

Bei den Spritzbeginnen der VE -2°KW und $+2^\circ\text{KW}$ findet aufgrund des langen Zündverzugs eine verbesserte lokale Mischung von Sauerstoff und Kraftstoff statt. Der vorgemischte Anteil der Verbrennung nimmt zu. Die Teilhomogenisierung des Gemisches sorgt für ein Anwachsen der verbrannten Zone, wodurch die Temperatur des Verbrannten absinkt. Aufgrund der langsameren fast isobaren Energieumsetzung, den niedrigeren Zylinderdrücken und Temperaturen des Verbrannten ergeben sich kleinere zeitliche Rußbildungsgradienten. Durch die sehr lange Reaktionsdauer und Verweilzeit in dem Temperaturfenster der Rußbildung wird aber sehr viel Ruß gebildet. Die Temperaturen des Verbrannten bleiben sehr lange über 2000 K bzw. 1600 K, wodurch bei Spätverstellung zunehmend mehr Ruß oxidiert wird. Diese verbesserte Oxidation sorgt für eine Absenkung der gemessenen Rußmassenkonzentration im Abgas. Bei einem SB der VE -2°KW hat die Messung 9 mg/m^3 und bei $+2^\circ\text{KW}$ nur noch 6 mg/m^3 ergeben.

Einfluss der AGR-Rate auf die Rußemissionen

In **Bild 7.29** sind die Brennraten für einen Betriebspunkt mit SB der VE bei -16°KW ohne und mit 30% Abgasrückführung dargestellt.

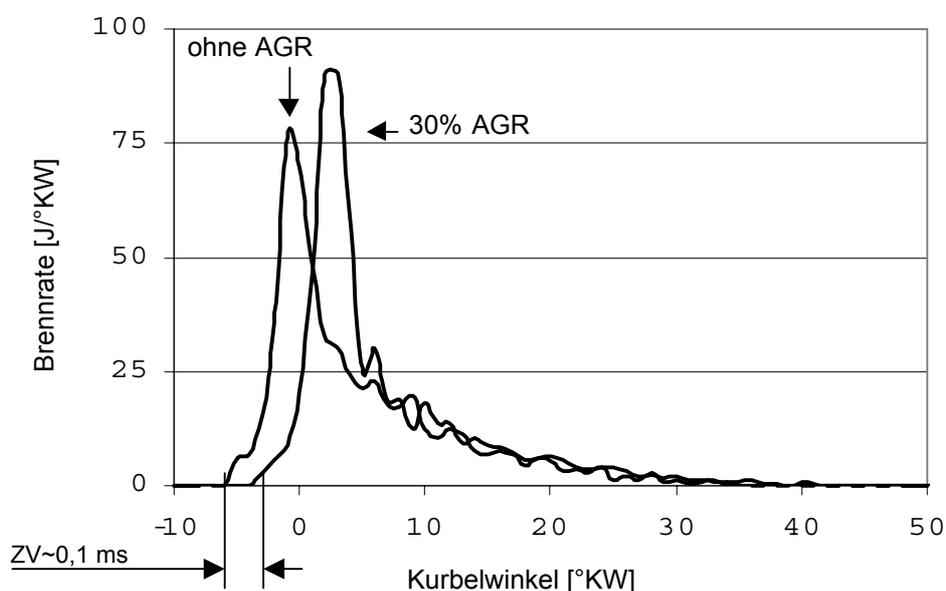


Bild 7.29 Brennrate für 0%, 30% AGR bei $n=2620 \text{ 1/min}$, $p_{me} = 4,6 \text{ bar}$ mit SB der VE -16°KW

Die eingespritzte Kraftstoffmenge hat sich durch den schlechteren Wirkungsgrad aufgrund der Abgasrückföhrung von 14,9 mg/Hub auf 15,1 mg/Hub erhöht. Auf die Einspritzdauer hat dies kaum Auswirkungen. Der Zündverzög wird aus dem Druckverlauf ermittelt und hat sich um 0,1 ms auf 0,63 ms erhöht.

In **Bild 7.30** ist der Einfluss der rückgeföhrten Abgase auf die mittlere Gastemperatur, die Temperatur des Verbrannten und Unverbrannten dargestellt.

Während sich die mittlere Gastemperatur und die Temperatur des Unverbrannten kaum ändert, sinkt die Temperatur des Verbrannten, wie auch in **Abschnitt 7.3** bzw. [1] und [94] beschrieben, um mehr als 240 K ab.

Anhand dieser Ergebnisse kann nach **Gleichung 7.3** die Rußbildungsrate aus dem Rußmodell berechnet werden. Die empirischen Parameter des Modells für die Rußbildung sind nicht variiert worden, d.h. die oben angewandten Werte sind übernommen worden.

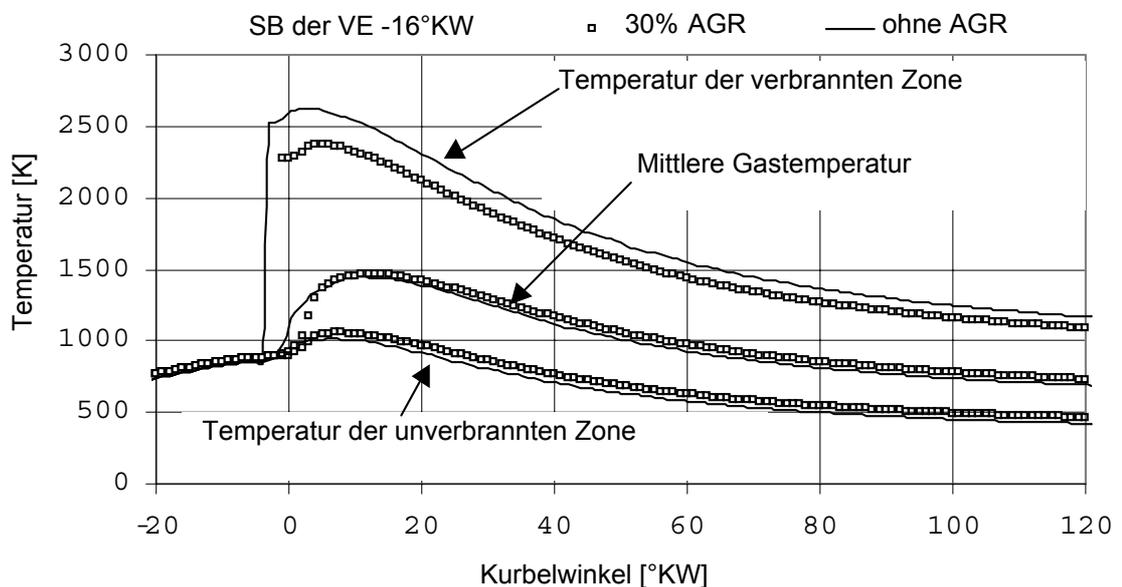


Bild 7.30 Mittlere Temperatur, Temperatur des Verbrannten und Unverbrannten mit 30% und ohne AGR bei $n=2620$ 1/min, $p_{me} = 4,6$ bar, mit SB der VE-16°KW

Im **Bild 7.31** sind die berechneten Rußbildungsraten bei einer AGR-Variation dargestellt.

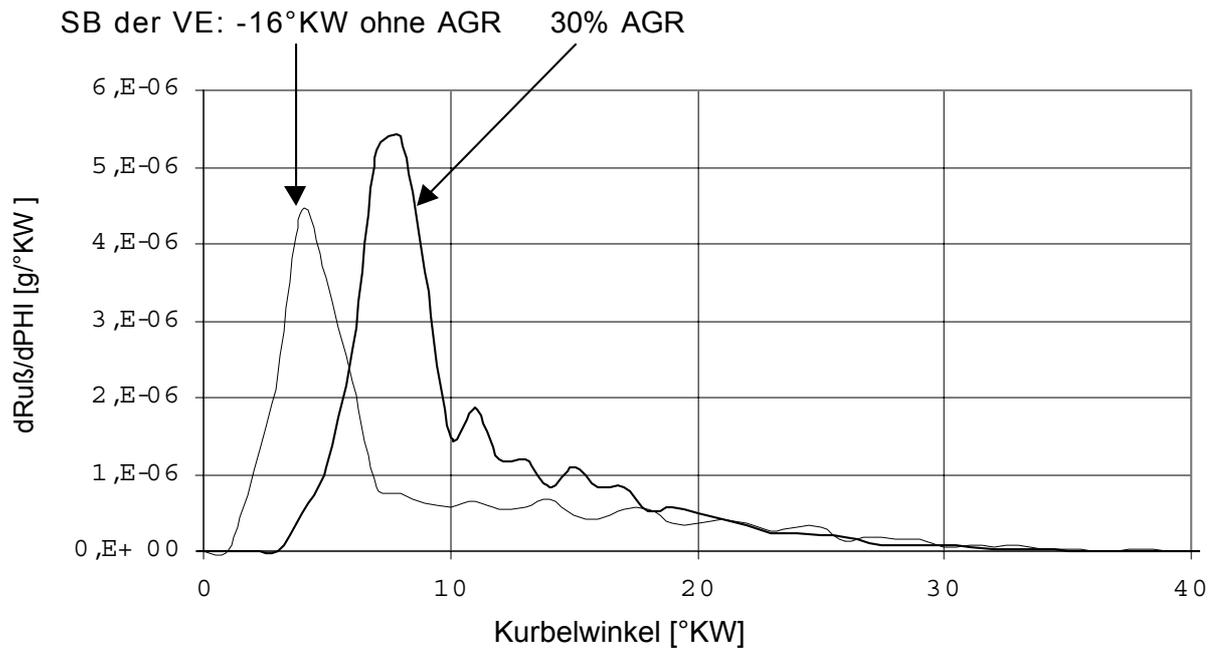


Bild 7.31 Berechnete Verläufe der Rußbildung bei einer AGR-Variation

In **Bild 7.31** ist zu sehen, dass beim Betriebspunkt mit Abgasrückführung mehr Ruß gebildet wird. Die Masse bezieht sich dabei immer auf ein Arbeitsspiel. Die integrale gebildete Rußmasse beträgt ohne AGR $2,4 \cdot 10^{-5}$ g und mit 30% AGR $3,18 \cdot 10^{-5}$ g. Trotz größeren Anteils vorgemischter Verbrennung, d.h. geringerer Überlappung zwischen Einspritzung und Verbrennung, ist die Rußbildungsrate bei dem Betriebspunkt mit AGR höher. Die höheren differentialen und integralen Rußwerte werden nach dem Rußmodell eindeutig durch die Temperatur des Verbrannten verursacht. Beim Brennbeginn liegen die Temperaturen etwa bei 2325 K, wo sich nach **Gleichung 7.4** das Maximum der Rußbildung befindet. Während der ersten 10°KW wird dadurch viel Ruß erzeugt.

Die niedrigen Temperaturen der verbrannten Zone verursachen eine Abnahme der thermischen Dissoziation von H_2O . Dies hat Auswirkungen auf die OH-Konzentration in der verbrannten Zone (**Bild 7.32**).

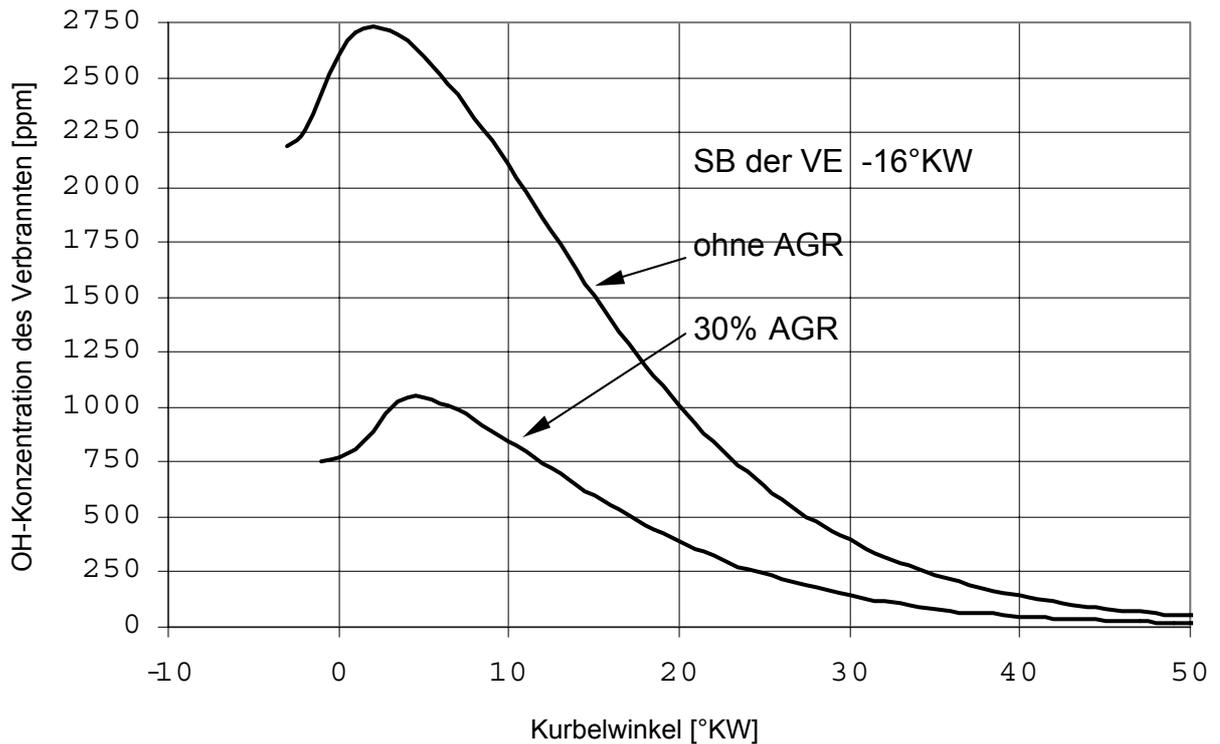


Bild 7.32: OH-Konzentration der Verbrannten Zone bei 0%- und 30%-AGR

Die OH-Konzentration wird durch Abgasrückführung mehr als halbiert. Dies führt nach **Gleichung 7.4** zu einer erheblichen Absenkung der Rußoxidation.

Im **Bild 7.33** sind verschiedene Szenarios für die Rußoxidation mit 30% AGR und ohne Abgasrückführung dargestellt. Im **Bild 7.34** wird die gesamte Rußmassenkonzentration im Brennraum mit 30% und ohne Abgasrückführung gezeigt. Die in den Bildern aufgeführten Szenarios sind:

- Zuerst ist der Oxidationsparameter ($A_{\text{Oxidation}}$) aus dem Betriebspunkt mit SB der VE -16°KW ohne AGR übernommen worden. In **Bild 7.33** ist diese Kurve mit + gekennzeichnet. Es ist eine deutliche Abnahme der Rußoxidationsrate gegenüber dem Betriebspunkt ohne AGR festzustellen. Das berechnete Ergebnis (20 mg/m^3) stimmt aber nicht mit der im Abgas gemessenen Rußmassenkonzentration (45 mg/m^3) und den aus der optischen Messung erhaltenen Werten überein (**Bild 7.34**). Die oxidierte Rußmasse ($22 \cdot 10^{-5} \text{ g}$) wird in diesem Fall deutlich überschätzt. In diesem Szenario werden 67,9% der gebildeten Rußmasse wieder oxidiert. Bei dem Betriebspunkt ohne Abgasrückführung erfolgt ein Abbau von 86,5% der entstandenen Rußpartikel. Dies ist in Übereinstimmung mit Untersuchungen in [13], [199].
- Der Oxidationsparameter ist dann ohne Berücksichtigung der zurückgeführten Rußpartikel erhöht worden und es hat sich die mit den Kreisen gekennzeichnete Kurve (o) in **Bild 7.33** und **Bild 7.34** ergeben. Das Ergebnis dieser Rechnung liefert die geringste oxidierte Rußmasse aller Szenarios ($8,2 \cdot 10^{-6} \text{ g}$). Nur 26% der Partikel werden oxidiert. Es ergibt sich zwar die richtige Rußmassenkonzentration im Abgas (45 mg/m^3), aber die

Konzentration während des Verbrennungsvorgangs stimmt nicht mit der optischen Messung überein (siehe **Bild 7.34**).

- In den beiden anderen Szenarios werden die zurückgeführten Partikel durch AGR berücksichtigt. Bei einer Abgasrückführrate von 30% werden nach Verdünnung im Saugrohr mit Frischluft ungefähr $7 \cdot 10^{-6}$ g ($13,5 \text{ mg/m}^3$) der entstandene Rußpartikelmasse zurückgeführt. Wenn diese Rußpartikel während des Verbrennungszyklus inert bleiben, ergibt sich die mit Minus gekennzeichnete Kurve (-) in **Bild 7.34**. Bei dieser Rechnung werden $1,61 \cdot 10^{-5}$ g (49,5%) der entstanden Rußpartikel oxidiert. Die Rußmassenkonzentration im Abgas setzt sich dann aus den neu gebildeten Rußpartikeln ($31,5 \text{ mg/m}^3$) und den zurückgeführten Partikeln ($13,5 \text{ mg/m}^3$) zusammen. Aus **Bild 7.34** ist zu entnehmen, dass auch für dieses Szenario keine gute Übereinstimmung zwischen Messung und Rechnung erreicht wird.

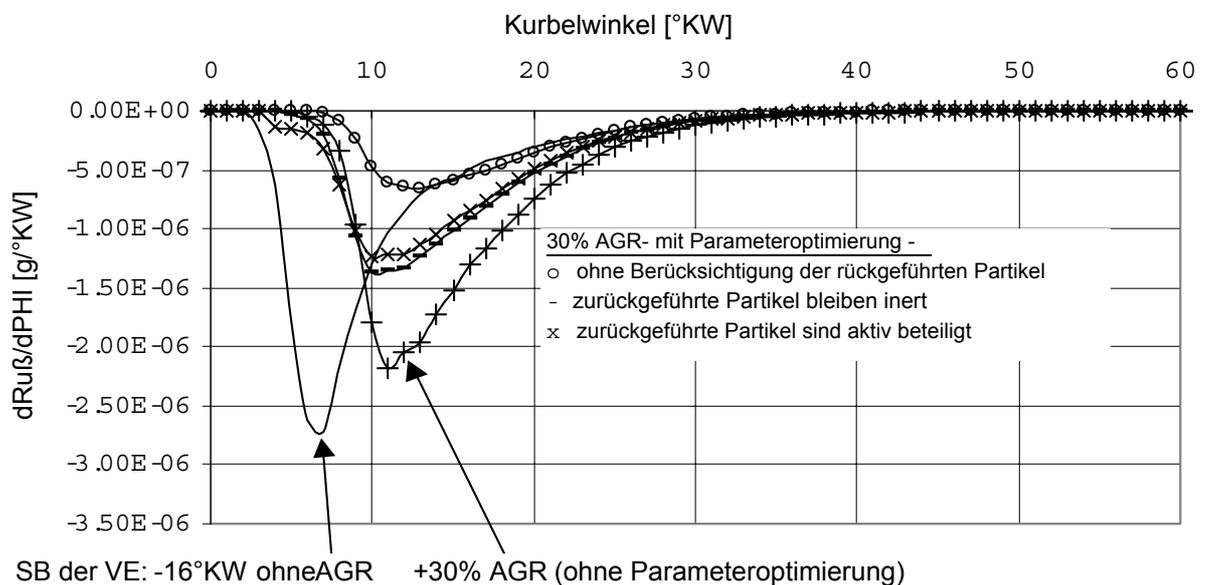


Bild 7.33 Mit dem Rußmodell berechnete Verläufe der Rußoxidation

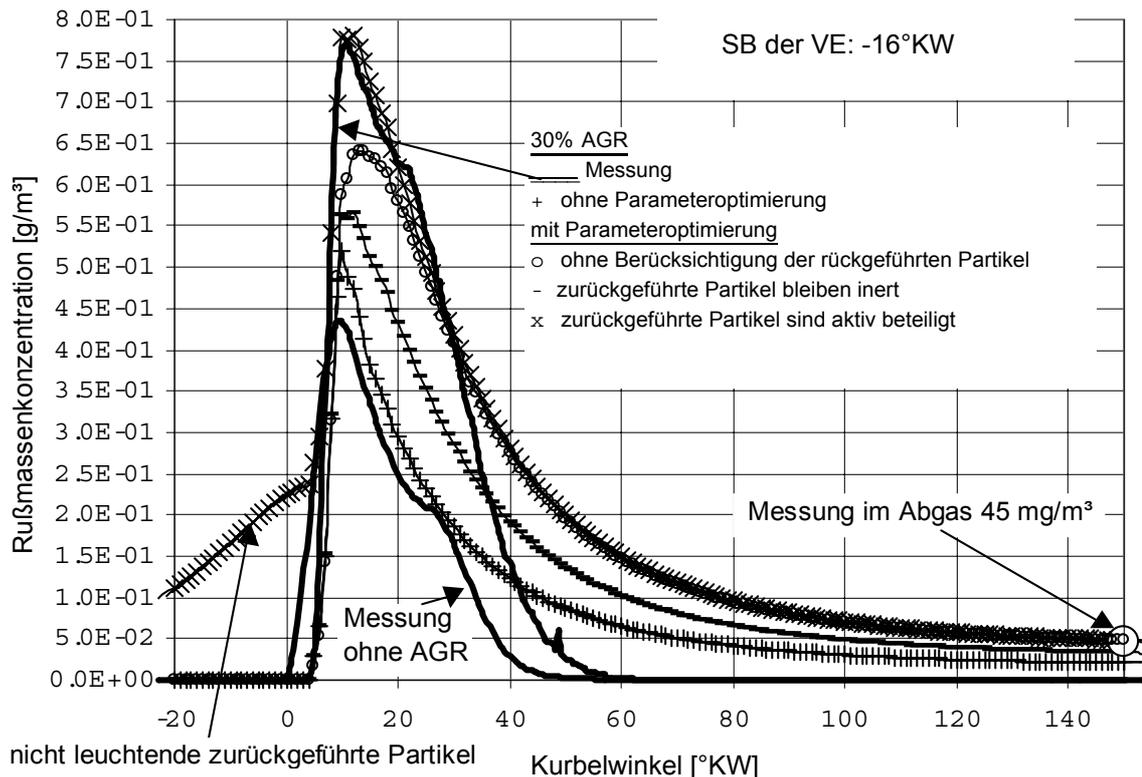


Bild 7.34 Aus den optischen Messungen berechnete und im Abgas gemessene Rußmassenkonzentrationen (150°KW) und die mit dem Rußmodell nach verschiedenen Szenarios berechneten Rußmassenkonzentrationen für einen Arbeitspunkt ($n=2620$ 1/min, $p_{me}=4,6$ bar, ohne AGR bzw. 30% AGR)

Es wird vermutet, dass sich die zurückgeführten Partikel (oder zumindest ein Teil davon) aktiv an den Rußbildungs- und Oxidationsprozessen beteiligen. Die zurückgeführten festen Partikel dienen als Rußbildungskerne. Die Radikale und polyaromatischen Kohlenwasserstoffe reagieren mit den aktivierten Oberflächen der Partikel. Die Massenzunahme der Partikel wird dann durch die Oberflächenreaktionen verursacht. Das Modell kann diese komplexen chemischen Vorgänge nicht beschreiben.

Trotzdem ist als Überschlagsrechnung die zurückgeführte Partikelmasse als Anfangswert für $m_{Ru\beta}$ in der Rußbildungsgleichung eingetragen. Im Differential der Rußbildung [$g/°KW$] (die Rußbildungsrate) ergibt sich aufgrund des konstanten Offsets von $7 \cdot 10^{-6}$ g keine Änderung. Die neu berechnete Rußoxidationsrate und Rußmassenkonzentration sind in **Bild 7.33** bzw. **Bild 7.34** dargestellt. Es ist eine gute Übereinstimmung zwischen Rechnung und Messung festzustellen. In diesem Szenario entstehen $3,18 \cdot 10^{-5}$ g neue Teilchen aus der gasförmigen Phase. Dazu kommen noch $7 \cdot 10^{-6}$ g zurückgeführte Partikel und es werden $1,5 \cdot 10^{-5}$ g der Gesamtpartikelmasse ($3,88 \cdot 10^{-5}$ g) wieder oxidiert. Dies entspricht einem Prozentsatz von 47,6%.

7.5 CO- und HC-Emissionen

In **Bild 7.35** ist zu sehen, dass die CO- und HC-Emissionen bei einer Spätverstellung der Einspritzung exponentiell ansteigen. Die Emissionen erhöhen sich ebenso bei zunehmender Abgasrückführung.

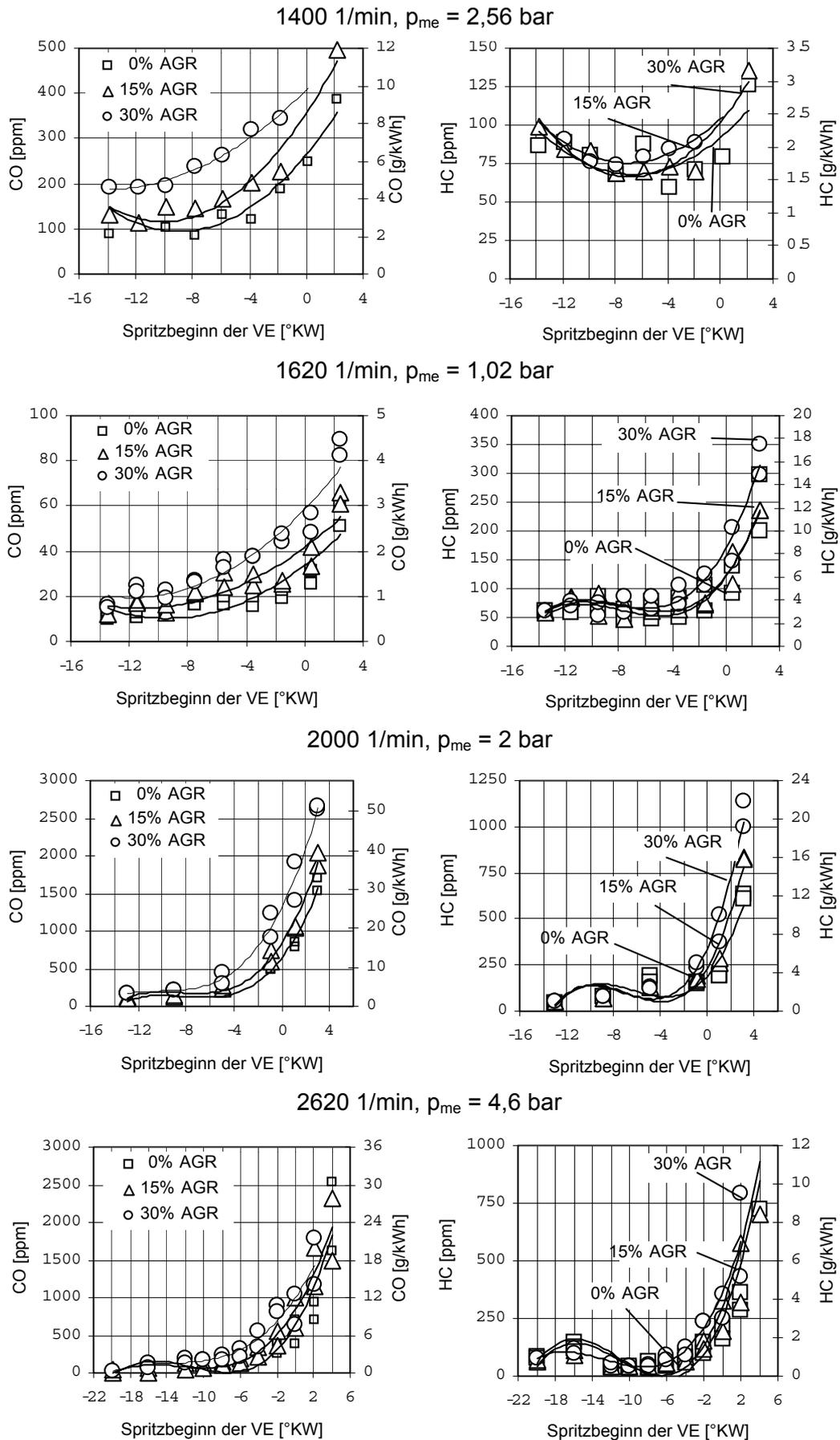


Bild 7.35 HC- und CO-Emissionen bei einer AGR- und Spritzbeginnvariation

CO-Emissionen

Die Reaktionen des 2-Zonen-Modells im chemischen Gleichgewicht beschreiben auch die Oxidation von CO durch atomaren Sauerstoff.

Weil das mittlere örtliche Luftverhältnis der verbrannten Zone größer eins ist, wird im Modell eine vollständige Verbrennung erreicht. Alle Kohlenwasserstoffe und Kohlenmonoxide werden dabei (**Bild 7.35**) oxidiert.

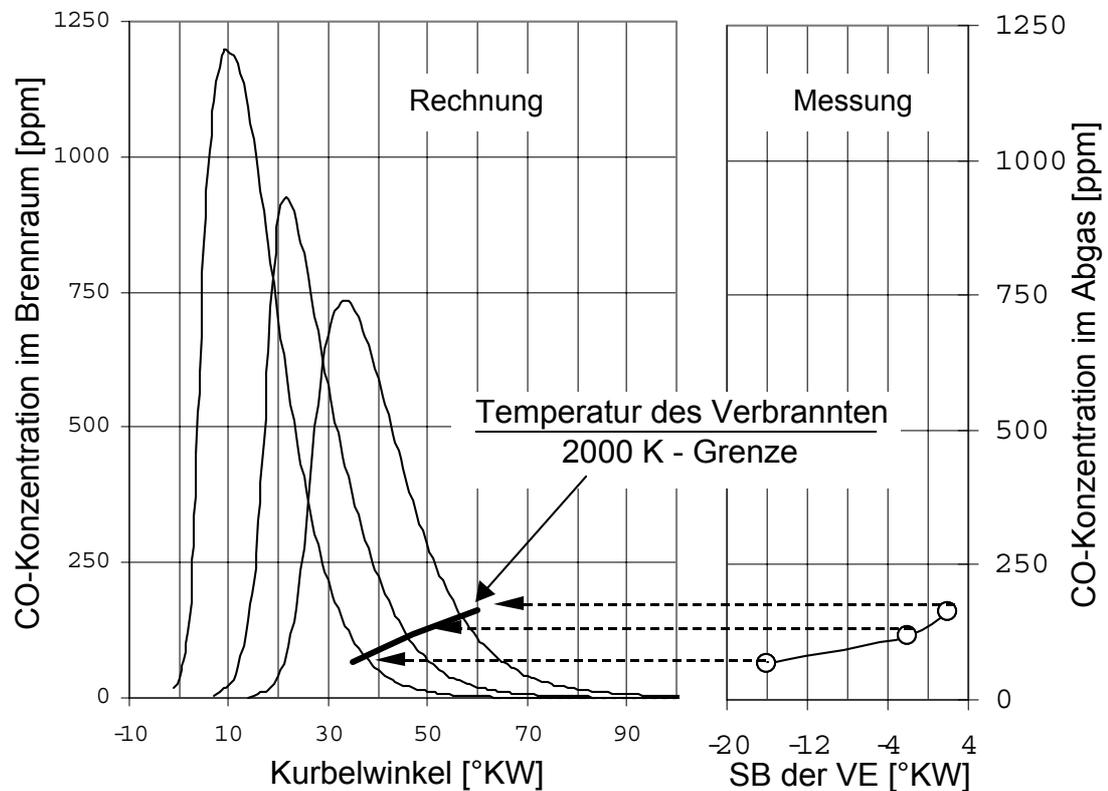


Bild 7.36: Berechnete und im Abgas gemessene CO-Konzentrationen. Die 2000 K Temperaturgrenze ist mit eingezeichnet für einen Teillastbetriebspunkt ($n=2000$ 1/min, $p_{me}=2$ bar, ohne AGR)

Der in **Bild 7.36** mit dem 2-Zonen-Modell berechnete Endwert der CO-Konzentration beim Öffnen des Auslassventils (150° KW nach dem OT) ist gleich Null. Dies entspricht nicht der Realität. Die Ursache für diese Diskrepanz liegt in der Annahme des chemischen Gleichgewichts. Im realen Verbrennungsprozess muss die Oxidation von CO genau wie bei NO reaktionskinetisch beschrieben werden [200].

In **Bild 7.36** (rechts) sind die im Abgas gemessenen CO-Emissionen bei einer Spritzbeginnvariation dargestellt. Diese stimmen sehr gut überein mit der berechneten CO-Konzentration im Brennraum bei 2000 K. Die 2000 K Temperaturgrenze der verbrannten Zone ist als dicke Linie in **Bild 7.36** (links) mit eingezeichnet worden.

Die Oxidation des Kohlenmonoxids scheint sich ebenso wie die NO-Reaktion, bei ca. 2000 K erheblich zu verlangsamen oder sogar ganz einzufrieren. Das gleiche Phänomen tritt bei allen untersuchten Betriebspunkten auf.

Der Vergleich von Rechnungen mit detailliertem Mechanismus und partieller Gleichgewichtsrechnung aus [198] zeigt, dass sich ein partielles Gleichgewicht bei den

üblichen Aufenthaltszeiten in freien Flammen (1 ms) nur oberhalb von etwa 1800 K einstellt. Unterhalb dieser Temperatur führt diese Vereinfachung wegen der zu langsamen Einstellung des Gleichgewichts zu drastischen Fehlern [198]. Diese Modelluntersuchungen liefern eine plausible Erklärung für das vorgestellte Einfrierkriterium der CO-Oxidation im 2-Zonenmodell bei 2000 K. Das Erlöschen der Flamme an der Zylinderwand kann mit dem 2-Zonen-Modell nicht modelliert werden.

Das Einfrieren der CO-Oxidation verursacht eine CO-NO Schere. Die beiden untersuchten Maßnahmen, um die Stickoxide zu reduzieren, sind eine Spätverstellung der Einspritzung und Abgasrückführung. In beiden Fällen wird versucht, die Temperatur des Verbrannten abzusenken, um weniger molekularen Sauerstoff zu bilden. Es ist genau dieser molekulare Sauerstoff, der für die CO-Oxidation zuständig ist. Sobald die Temperatur des Verbrannten unter 2000 K sinkt, friert die NO-Bildung ein und wird die CO-Oxidation erheblich verlangsamt.

HC-Emissionen

Der Anstieg der Konzentration der unverbrannten Kohlenwasserstoffe liegt einerseits in der langsameren Energieumsetzung bei niedrigeren Temperaturen, wie es bei CO der Fall ist.

Andererseits wird dieser Anstieg durch das Erlöschen der Flamme an der Zylinderwand verursacht. Bei späterem Spritzbeginn verlängert sich der Zündverzug. Es ist mehr Zeit für die Strahlausbreitung vorhanden. Die ersten Zündquellen sind bei längerem Zündverzug weiter von der Einspritzdüse entfernt [183]. Eine sogenannte „spray-wall interaction“ mit Sekundärzerstäubung und eine wandnahe Verbrennung mit möglichem Erlöschen der Flamme sind in diesem Fall nicht auszuschließen [201], [202].

Auch das Auftragen von Kraftstoff auf Kolben und Zylinderwand bei sehr späten Spritzbeginnen trägt zum exponentiellen Anstieg der HC-Emissionen bei [46], [203].

8. Zusammenfassung

Die zukünftige Verschärfung der Abgasschadstoffgrenzwerte steht bei der Entwicklung neuer Dieselmotoren im Vordergrund. Eine Verbesserung der Abgasqualität bei gleichbleibend niedrigerem Kraftstoffverbrauch ist daher erforderlich. Das Abgas von Dieselmotoren ist vor allem hinsichtlich der Stickoxid- und Rußemission problematisch. Eine zumindest teilweise homogenisierte Verbrennung im kompressionsgezündeten Motor durch späte Einspritzung bietet ein Potential zur parallelen Absenkung der NO_x - und Rußemissionen im Teillastbereich. Damit eröffnet sich die Möglichkeit, auch strenge Abgasgrenzwerte mit innermotorischen Maßnahmen zu erfüllen, wie dies bei einigen DI-Motoren mit Pumpe-Düse-Einspritztechnik realisiert worden ist. Allerdings treten erhöhte HC- und CO-Emissionen und ein erhöhter Verbrauch auf. Die physikalischen Vorgänge der teilhomogenisierten Verbrennung sind nur in groben Zügen bekannt. Um den Kenntnisstand zu erweitern, sind im Rahmen dieser Arbeit neue Werkzeuge zur Brennverfahrensanalyse entwickelt worden.

Aus dem am Motorprüfstand gemessenen Druckverlauf wurde die Brennrate berechnet. Sie ist die Haupteingabegröße des 2-Zonen-Modells. Auf der Grundlage eines 2-Zonen-Ansatzes sind Rechenmodelle für die Prozessanalyse erstellt worden, die es ermöglichen, die Entstehung von Stickoxiden und Ruß während der Verbrennung nachzurechnen. Die kurbelwinkelaufgelösten NO-Emissionen werden dabei mit dem erweiterten Zeldovich-Mechanismus berechnet. Um die Rußemissionen modellieren zu können, wurde der empirische 2-Gleichungsansatz nach Hiroyasu erweitert.

Ebenso sind die Grenzen und Möglichkeiten zur Temperaturbestimmung mit der Multispektralpyrometrie untersucht worden. Eine neue modifizierte Mehrfarbenmethode wurde dabei entwickelt. Diese fußt, ebenso wie alle numerischen Fitverfahren zur Temperaturbestimmung, auf einer Annahme für das Emissionsvermögen des Wärmestrahlens.

Die Messungen wurden an einem 4-Ventil-TDI-Motor mit Pumpe-Düse-Einspritztechnik durchgeführt. Dabei ist es gelungen, an einem Zylinder gleichzeitig optische Messtechnik und Zylinderdruckindizierung einzusetzen. Das Rußleuchten der Verbrennung ist mittels Photodioden auf drei Wellenlängen erfasst worden: 600 nm, 750 nm und 900 nm. Die Bandenstrahlung des OH-Radikals ist mittels Photomultipliern bei 297,7 nm, 306,6 nm und 317,4 nm ermittelt worden. Um diese Ergebnisse zu validieren, sind die optischen Signale parallel mit einem Gitterspektrographen und einer CCD-Kamera gemessen worden. Zwei optische Brennraumsonden mit einem Erfassungsbereich von 40° und 120° sind dabei zum Einsatz gekommen. Die mit der 40° -Sonde gemessenen Einzelzyklen streuen aufgrund zyklischer Schwankungen in einem großen Bereich.

Bei einem Vergleich der Messergebnisse der GMT mit denen des Gitterspektrographen mit CCD-Kamera in Bezug auf das OH-Radikal hat sich herausgestellt, dass bei einem zu geringen Signal to Noise Ratio (SNR) des GMT-Signals der OH-Verlauf nicht mehr verwertbar ist. Das Kriterium für ein auswertbares Signal der GMT ist eine SNR, die bei $\varphi(I_{\max})$ größer als ca. 0,4 ist.

Beim Vergleich der gemessenen OH-Strahlung mit der berechneten OH-Konzentration aus dem 2-Zonen-Modell hat sich eine gute Übereinstimmung bis zum Strahlungs- bzw. Konzentrationsmaximum ergeben. Dies ist bei allen Betriebspunkten festgestellt worden. Die Absolutwerten der Strahlungsintensität

konnten aber keiner Konzentration zugeordnet werden. Nach dem Erreichen des Maximums war eine deutliche Abweichung zwischen Rechnung und Messung festzustellen. Aus diesen Tatsachen lässt sich folgern, dass die gemessene OH-Strahlung direkt aus der Reaktionszone stammt. Sie beruht hauptsächlich auf Chemolumineszenz.

Nach der Validierung des NO-Modells konnte unter Berücksichtigung einer physikalisch basierten Kopplung eine Abweichung kleiner als 5% erreicht werden. Diese beinhaltet einen semi-empirischen Zusammenhang zwischen dem gemessenen Zündverzug und dem mittleren örtlichen Luftverhältnis.

Bei den Betriebspunkten mit zunehmendem Zündverzug steht mehr Zeit für die Gemischaufbereitung zur Verfügung. Dadurch entsteht eine physikalisch erzwungene magere Verbrennung mit einem mittleren örtlichen Luftverhältnis größer als 1.

Die Flammentemperaturen aus der optischen Messtechnik sind mit den Temperaturen des Verbrannten verglichen, zwischen Rechnung und Messung ergaben sich Abweichungen zwischen 100 K und 400 K. Mit dem 2-Zonen-Modell wird die Temperatur „hinter der Flamme“ berechnet, während mit der optischen Messtechnik die leuchtenden Rußpartikel erfaßt werden.

Nach einer geeigneten Vorgabe der empirischen Parameter des Rußmodells konnte eine gute Übereinstimmung zwischen den aus der optischen Messtechnik ermittelten und den aus dem Modell berechneten Rußmassenkonzentrationen erreicht werden. Das klassische Problem einer zu geringen Maximalkonzentration bei einem Zweischritt-Mechanismus konnte umgegangen werden, weil Hydroxyl statt Sauerstoff als Oxidationsmittel angenommen worden ist. Die sehr niedrigere Aktivierungsenergie des OH-Radikals führt beim neuen Rußmodell zu einer sehr langen Oxidationsphase.

Die oben genannten Methoden zur Brennverfahrensanalyse sind auf vier relevante Betriebspunkte des Fahrzyklus für die Prüfung der Schadstoffemissionen angewendet worden. Die physikalische Erklärung der auftretenden Phänomene hat zu folgenden Aussagen geführt:

- Ein späterer Einspritzbeginn und eine Erhöhung der Abgasrückführrate führen durch die fast isobare Energieumsetzung nach dem OT zu einem Verbrauchsanstieg. Eine isochore Verbrennung in OT-Nähe ist verbrauchsoptimal.
- Durch eine Spätverstellung der Einspritzung können die NO-Emissionen erheblich abgesenkt werden.
Wegen des längeren Zündverzugs ist mehr Zeit für die Gemischaufbereitung vorhanden. Die verbrannte Zone enthält durch diese Teilhomogenisierung mehr Gemischbildungsmasse. In der erzwungenen mageren Verbrennung zählt auch der O₂-Überschuss zu den Inertgasen. Weil der Brennbeginn deutlich nach OT liegt, werden Spitzentemperaturen vermieden.
- Eine weitere wirkungsvolle Maßnahme zur Absenkung der Stickoxidemissionen ist die gekühlte externe Abgasrückführung.
In diesem Fall wird der molekulare Sauerstoff zum Teil durch Inertgas ersetzt. Dies hat den gleichen Einfluss auf die Flammentemperatur wie eine Teilhomogenisierung oder Abmagerung des Gemisches, weil dann eine fast gleiche Kraftstoffmenge eine größere Inertgasmasse aufheizen muss.
- Eine Absenkung der Temperatur unter 2200 K verursacht eine erhebliche Verlangsamung der NO-Reaktionen. Unter 2000 K frieren die Reaktionen vollständig ein.

- Bei einer Spätverstellung der Einspritzung ist zuerst ein Anstieg der Rußbildung zu verzeichnen. Dieser Bereich beschreibt die klassische Ruß-NO_x-Schiere. Nach dem Maximum der Rußmassenkonzentration sinken die Werte ab und erreichen ihr Minimum kurz nach OT.
- Bei den späten Spritzbeginnen findet eine fast isobare Energieumsetzung statt. Aufgrund des langen Zündverzugs ergibt sich eine verbesserte lokale Durchmischung von Sauerstoff und Kraftstoff. Die niedrigeren Zylinderdrücke und die tieferen Temperaturen des Verbrannten ergeben kleinere Rußbildungsgradienten. Durch die sehr lange Verweilzeit in dem Temperaturfenster der Rußbildung erfolgt der Aufbau von relativ viel Ruß. Die Temperaturen des Verbrannten bleiben sehr lange über 2000 K bzw. 1600 K, wodurch bei Spätverstellung zunehmend mehr Ruß oxidiert wird. Es ist diese verbesserte Oxidation, die für eine Absenkung der gemessenen Rußmassenkonzentration im Abgas zuständig ist.
- Bei der Abgasrückführung ergibt sich bei den frühen Spritzbeginnen eine starke Erhöhung der Rußmassenkonzentrationen. Je später eingespritzt wird, desto kleiner wird die Zunahme der Rußmassenkonzentration durch AGR.
- Es wird vermutet, dass die zurückgeführten Partikel (oder zumindest ein Teil davon) aktiv an den Rußbildungs- und Oxidationsprozessen beteiligt sind. Die zurückgeführten festen Partikel dienen als Rußbildungskerne. Die Radikale und polyaromatischen Kohlenwasserstoffe (PAK) reagieren mit den aktivierten Oberflächen der zurückgeführten Partikel.
- Die Oxidation des Kohlenmonoxids (CO) scheint sich bei einer Temperatur des Verbrannten von ca. 2000 K erheblich zu verlangsamen, möglicherweise friert sie ganz ein. Dieses Verhalten verursacht eine CO/NO-Schiere. Die beiden bekannten Maßnahmen zur Stickoxidreduktion, die Spätverstellung der Einspritzung und die Abgasrückführung, erhöhen die CO-Emissionen.
- Der Anstieg der Konzentration der unverbrannten Kohlenwasserstoffe bei den späten Spritzbeginnen liegt einerseits in der langsameren Energieumsetzung bei niedrigeren Temperaturen, andererseits wird dieser Anstieg durch das Erlöschen der Flamme an der Zylinderwand verursacht. Eine vertiefte Untersuchung der HC-Entstehung konnte in Rahmen dieser Arbeit nicht vorgenommen werden.

Aus den gewonnenen Erkenntnissen können Maßnahmen zur Verstärkung und Ausdehnung der Teilhomogenisierungseffekte auf einen größeren Kennfeldbereich abgeleitet werden.

Durch das Abschalten der Voreinspritzung und gekühlten Abgasrückführung kann der Zündverzug auch bei frühem Spritzbeginn gezielt verlängert werden. Es wird nicht mehr in die Flamme eingespritzt. Das Gemisch hat in diesem Fall mehr Zeit für eine Homogenisierung, d.h. lokale fette Zonen (mit einem hohen C/O-Verhältnis) werden vermieden. Durch die langsamere Energieumsetzung bei niedrigeren Verbrennungstemperaturen ergeben sich deutlich niedrigere Abgasemissionen. Der Energieumsatzschwerpunkt soll dabei Richtung „früh“ verschoben werden, so dass zusätzlich auch eine Verbrauchsabsenkung realisiert werden kann. Akustisch sind bei diesem Brennverfahren aufgrund der hohen AGR-Raten und geringen Druckanstiege in der Expansionsphase keine Nachteile zu erwarten.

Damit ist das Konzept der teilhomogenen Dieseldieselverbrennung zukünftig eine echte Alternative zum klassischen Dieseldieselbrennverfahren.

9. Literaturverzeichnis

- [1] Strauss, T.
Simulation der Verbrennung und NO_x-Bildung in einen direkteinspritzenden Dieselmotor mit externer Abgasrückführung
Dissertation, RWTH-Aachen, 1999
- [2] Sonderforschungsbericht 224
„Motorische Verbrennung“
RWTH-Aachen, 1995
- [3] Ohmstede, G.
Untersuchung des Strömungsfeldes und der Kraftstoffverteilung im Brennraum eines DI-Dieselmotor mit Hilfe optischer Meßtechnik
Diplomarbeit, TU-Braunschweig, Volkswagen AG, 1990
- [4] Chmela, F., Orthaber, G., Schuster, W.
Die Vorausberechnung des Brennverlaufs von Dieselmotoren mit direkter Einspritzung auf der Basis des Einspritzverlaufs
MTZ 59, 1998
- [5] Tanner, F.X., Boulouchos, K.
A Computational Investigation of the Spray-Induced Flow and its Influence on the Fuel Distribution for Continuous and Intermittant DI-Diesel Sprays
SAE 960631, 1996
- [6] Prescher, K.,
Dieselmotorische Gemischbildung und Verbrennung
Vorlesungsskriptum, Universität Rostock, 1993
- [7] Arcoumanis, C., Hu, Z., Whitelaw J.H.
Droplet Velocity Measurements in a Four-Cylinder Optical DI Diesel Engine
International Symposium COMODIA, 1994
- [8] Su, T.F., Farrell, P.V.
Nozzle Effects on High Pressure Diesel Injection
SAE 950083, 1995
- [9] Potz, D., Christ, W., Teschner, W.
Dieseldüse – die entscheidende Schnittstelle zwischen Einspritzsystem und Motor
Kontakt & Studium, Dieselmotorentchnik, Expertverlag, 2002
- [10] Reuter, U.
Kammerversuche zur Strahlausbreitung und Zündung bei dieselmotorische Einspritzung
Dissertation, RWTH-Aachen, 1989

-
- [11] Müller, U. C., Peters, N.
Development of reduced reaction schemes for the ignition of Diesel fuels in a non-premixed turbulent flow field
IDEA Subprogramm B2, 1997
- [12] Kilinc, M.
Untersuchungen zum dieselmotorischen Zündverzug mit Hilfe der optischen Meßtechnik
Diplomarbeit, Volkswagen AG, 2001
- [13] Müller, A., Wittig, S.
Experimental Study on the Influence of Pressure on Soot Formation in a Shock Tube
Institut für Thermische Strömungsmaschinen, Universität Karlsruhe, 1998
- [14] Heywood, J.B.
Internal Combustion Engine Fundamentals
McGraw-Hill, 1988
- [15] Sitkei, G.
Über den dieselmotorischen Zündverzug
MTZ 24, 1963
- [16] Vortmeyer, K.
Spektroskopische Untersuchungen der Verbrennung von kleinen Kerosintropfen
Dissertation, Ruhr-Universität Bochum, 2000
- [17] Vanhaelst, R.
Droplet Evaporation and Ignition Models
Thesis, Ruhr-Universität-Bochum, 1999
- [18] De Ruyck, J.
Thermodynamica
Cursusnota's, Vrije Universiteit Brussel, 1993
- [19] Yongwook, Y., Seong-Ku, K.,
Numerical Modeling for Auto-Ignition and Combustion Processes of Fuel Sprays in High-Pressure Environment
SAE 2001-01-0253
- [20] Stiesch, G., Merker, P
A Phenomenological Model for Accurate and Time Efficient Prediction of Heat Release and Exhaust Emissions in DI-Diesel Engines
SAE, 1999
- [21] Schindler, K.P.
Rußbildung bei der Dieselmotorischen Verbrennung
Forschung und Entwicklung, Volkswagen AG, 1997

- [22] Böhm, H., Jander, H., Lüers, B., Pietscher, J., Wagner, H., Weiss, M.
The Influence of Pressure and Temperature on Soot Formation in Premixed
Flames
Twenty-Second Symposium (International) on Combustion, The Combustion
Institute, pp.403-411, 1998
- [23] Müller, E., Groenendijk, A., Raatz, T.
Homogene Dieselerbrennung – Merkmale und Entwicklungsmöglichkeiten
Dieselmotorenteknik 2002, Kontakt und Studium, Band 630, 2001
- [24] Warnatz, J., Maas, U., Dibbe, R.W.
Verbrennung
2.Auflage, Springer-Verlag, 1997
- [25] Shoji, H., Amino, Y., Hashimoto, S., Yoshida, K, Saima, A.
Clarification of OH Radikal Emission Intensity During Autoignition in a 2-Stroke
Spark Ignition Engine
SAE 982481, 1998
- [26] Müller, U.C.
Reduzierte Reaktionsmechanismen für die Zündung von n-Heptan und iso-
Oktan unter motorrelevanten Bedingungen
Dissertation, RWTH-Aachen, 1993
- [27] Westbrook, C.K., Pitz, W.J.
Detailed Kinetik Modeling of Autoignition Chemistry
SAE 872107, 1987
- [28] Pittermann, R.
Ottomotorische Vorverbrennung im Dieselmotor
MTZ 38, 1997
- [29] Magnussen, B.F., Hjertager, B.H.
On mathematical modeling of turbulent combustion with special emphasis on
soot formation and combustion
Proceedings of the 16th Symposium (International) on Combustion
The Combustion Institute, pp. 719-729, 1976
- [30] Merker, G.P., Stiesch, G.
Technische Verbrennung, Motorische Verbrennung
Teubner, 1999
- [31] Merker, P.M., Schwarz, C.
Technische Verbrennung
Teubner, erste Auflage 2001
- [32] von Weizsäcker, E.-U., Lovins, A.-B., Lovins, H.L.
Faktor Vier, Doppelter Wohlstand – halbiertes Naturverbrauch
Draumer Knauer, München, 1995

-
- [33] Heitand, H.
Alternativen im Verkehr
Akademia-Verlag, Poznan, 1994
- [34] Groupe de Lisbonne
Limites de la compétitivité
La Découverte, Paris, 1995
- [35] Bundesverband der Deutschen Industrie e.V.
Vorsorge zum Schutz der Erdatmosphäre
BDI-Drucksache Nr. 237, 1990
- [36] Abgasgesetzgebung der Europäischen Union
PKW und leichte Nutzfahrzeuge (70/220/EWG)
- [37] Amtsblatt der Europäischen Gemeinschaften
Richtlinie 98/69/EG des Europäischen Parlaments und des Rates vom
13. Oktober 1998
- [38] Maly, R., Stapf, P., König, G.
Neue Ansätze zur Modellierung der Rußbildung
1997
- [39] Chevalier, C., Pitz, W.J., Warnatz, J.
A Detailed Chemical Reaction Mechanism for the Oxidation of Iso-Octane and
n-Heptane over an Extended Temperature Range and its Application to
Analysis of Engine Knock
22nd Symposium (international) on Combustion, 1988
- [40] Auphan De Tesson, M.
Influence de la formulation du gazole sur les rejets solides des moteurs diesel:
étude des schémas de formation des particules
Thèse, université d'Orléans, 1999
- [41] Krestinin, A.V., Moravskii, A.P., Tesner, P.A.
A Kinetic Model of Formation of Fullerenes C₆₀ und C₇₀ in Condensation of
Carbon Vapor
Chem. Phys. Reports, Vol. 17(9), 1998
- [42] Krestinin, A.V.
Detailed Modeling of Soot Formation in Hydrocarbon Pyrolysis
Combustion and Flame 121:513-524, 2000
- [43] Choi, D., Iwamuro, M., Shima, Y., Senda, J.
The Effect of Fuel-Vapor Concentration on the Process of Initial Combustion
and Soot Formation in a DI Diesel Engine Using LII and LEF
SAE 2001-011255

- [44] Villasenor, R. ; Kennedy, L.
Soot Formation and Oxidation in Laminar Diffusion Flames
24th Symposium on Combustion
The Combustion Institute, 1992
- [45] FVV-Vorhaben
Rußkinetik, Kinetik der Rußentstehung und -oxidation in DI-Dieselmotoren bei
Abgasrückführung
Vorhaben Nr. 644, 1999
- [46] Opalinski, A
Thermodynamische Analyse als Beurteilungsinstrument für einen 2,0l-TDI-
Motor mit Vierventiltechnik und Hochdruckeinspritzung
Diplomarbeit, Volkswagen AG, 1998
- [47] Hentschel, W., Richter, J.-U.
Time-Resolved Analysis of Soot Formation and Oxidation in a Direct-Injection
Diesel Engine for Different EGR-Rates by an Extinction Method
SAE 952517, 1995
- [48] Merryman, E.L., Levy, A.
Nitrogen oxide formation in flames: the role of NO₂ and fuel Nitrogen
Proceedings of the 15th International Conference Symposium on Combustion,
The Combustion Institute, p.1073, 1975
- [49] Kolar, J.
Stickstoffoxide und Luftreinhaltung
Springer-Verlag, 1990
- [50] Zeldovich, J.
The Oxidation of Nitrogen in Combustion and Explosions
Acta physicochim URSS 21, Heft 4, s 577-628, 1946
- [51] Baulch et al.
Critical Evaluation of Rate Data for Homogeneous Gas Phase Reactions of
Interest in High-Temperature Systems
Dept. Of Physical Chemistry, Leeds University, 1969
- [52] Wray, K.L., Teare, J.D.
Shock Tube Study of Kinetics of Nitric Oxide at High Temperatures.
J. chem. Physics 36, 1962
- [53] Muzio, H.
The Effect of Temperature Variations in the Engine Combustion Chamber on
Formation and Emission of Nitrogen Oxides
SAE 710 158, 1971

-
- [54] Lavoie et. Al
Experimental and Theoretical Study of Nitric Oxide Formation in Internal
Combustion Engines
Combustion Science and Technology, Vol. 1, S. 313-326, 1970
- [55] Eyzat, Guibet
A New Look at Nitrogen Oxide Formation in Internal Combustion Engines
SAE 680 124, 1968
- [56] Warnatz, J.
Survey of Rate Coefficients in the C/H/O System
Chemistry of Combustion Reactions, Springer, New York, 1983
- [57] Bach, M.
Spektroskopische Temperaturmessung und NO-Bestimmung im Ottomotor
VDI-Fortschrittberichte, Nr. 320, 1997
- [58] FVV-Vorhaben
Wandefflüsse II
Vorhaben Nr. 728, 2001
- [59] FVV-Vorhaben
Rußoxidationsmodell
Vorhaben Nr. 659, 1999
- [60] Röpke, S., Schweimer, G., Strauss, T.,
NO_x Formation in Diesel Engines for Various Fuels and Intake Gases
SAE 950213, 1995
- [61] Oppenheim, A.K., Kuhl, A.L., Packard A.K., Hedrick, J.K.
Model and Control of Heat Release in Engine
SAE 960601, 1996
- [62] Opalinski, A.
A Practical Approach in the Thermodynamical Analysis of the TDI-Process
Kones, 2001
- [63] Pischinger, R.
Thermodynamik der Verbrennungskraftmaschine
Springer Verlag, Wien, 1989
- [64] Ishida, M., Chen, Z., Ueki, H., Sakaguchi, D.
Combustion Analysis by Two-Zone Model in a DI Diesel Engine
COMODIA, 1994
- [65] Baehr, H.D.
Thermodynamik
5 Ausgabe, Springer Verlag, 2000

-
- [66] Kaesmann, G.
Ermittlung des Luftmassenstroms und der Einfluss auf die thermodynamische Analyse an einem TDI-Motor
Diplomarbeit, Volkswagen AG, 2000
- [67] Zapf, H.
Beitrag zur Untersuchung des Wärmeübergangs während des Ladungswechsels im Viertakt-Dieselmotor
MTZ 30, 1969
- [68] Huber, K., Woschni, G., Zeilinger, K.
Investigations on Heat Transfer in Internal Combustion Engines under Low Load and Motoring Conditions
SAE 905018, 1990
- [69] Woschni, Gerhard
Experimentelle Bestimmung des Wärmeflusses in Kolben und Zylinderbüchse eines schnellaufenden Dieselmotors
MTZ 39, 1978
- [70] Huber, K., Woschni, G.
The influence of Soot Deposits on Combustion Chamber Walls on Heat Losses in Diesel Engines
SAE 910297, 1991
- [71] Vogel, C.
Einfluß von Wandablagerungen auf den Wärmeübergang im Verbrennungsmotor
Dissertation TU-München, 1995
- [72] Bulaty, T.
Beitrag zur Berechnung des Wärmeübergangs, insbesondere in längsgespülten langhubigen Dieselmotoren
MTZ 46, 1985
- [73] Twardowski, T.
Bestimmung von Wandwärmeverlusten anhand gemessener Zylinderdruckverläufe in einem DI-Dieselmotor
Studienarbeit, Volkswagen AG, 2001
- [74] Mollenhauer, K., Pflaum, W.
Wärmeübergang in der Verbrennungskraftmaschine
Springer Verlag Berlin, 1977
- [75] Vibe, I.I.
Brennverlauf und Kreisprozess von Verbrennungsmotoren
VEB-Verlag Technik, Berlin, 1970

- [76] Oberg, H.-J.
Die Darstellung des Brennverlaufes eines mittelschnelllaufenden Dieselmotors durch zwei überlagerte Vibe-Funktionen
Dissertation TU-Braunschweig, 1976
- [77] Stas, M., Wajand, A.
Bestimmung der Vibe-Parameter für den zweiphasigen Brennverlauf in Direkteinspritz-Dieselmotoren
MTZ 49, 1988
- [78] Barba C., Burkhardt C., Boulouchous, K., Bargende, M.
Ein empirisches Modell zur Vorausberechnung des Brennverlaufes beim Pkw-Common-Rail-Dieselmotor
- [79] Anisitis, F., Woschni, G.,
Eine Methode zur Vorausberechnung der Änderung des Brennverlaufes mittelschnelllaufender Dieselmotoren bei geänderten Betriebsbedingungen
MTZ 34, 1973
- [80] Heider, G.
Schadstoffbildung II
Abschlussbericht Vorhaben Nr.602, FVV, 1996
- [81] Kamimoto, T., Minagawa, T.
A Two-Zone Model Analysis of Heat Release Rate in Diesel Engines
Thiesel 2000, Thermofluidynamic Processes in Diesel Engines
- [82] Torkzadeh, D, Längst,W., Kinecke, U.
Combustion and Exhaust Gas Modeling of a Common Rail Diesel Engine – an Approach
SAE 2001-01-1243
- [83] Zillmer, M.
Stickoxid- und Rußbildung bei dieselmotorischer Verbrennung
Dissertation, Technischen Universität Carola-Wilhelimina zu Braunschweig, 1998
- [84] Hohlbaum, B.
Beitrag zur rechnerischen Untersuchung der Stickoxid-Bildung bei schnelllaufender Hocheistungsdieselmotoren
Dissertation, Universität Karlsruhe, 1992
- [85] Fusco, A., Knox-Kelecy, A.L., Foster, D.E.
Application of a Phenomenological Soot Model to Diesel Engine Combustion
International Symposium COMODIA 94 (1994)
- [86] Peters, N.
A spectral closure for premixed turbulent combustion in the flamelet regime
J.Fluid Mech, 242 pp.611-629, 1992

-
- [87] Fujimoto, H., Kurata, K., Asai, G., Senda, J.
OH Radical Generation and Soot Formation/Oxidation in DI Diesel Engine
SAE 982630, 1998
- [88] Peters, N.
Laminar Diffusion Flamelet Models in Non-Premixed Turbulent Combustion
Progress in Energy and Combustion Science, 1984
- [89] Patterson, M.A, Kong, S.C., Hampson, G.J.
Modeling the effects of fuel injection characteristics on Diesel engine soot and
NOx emissions
SAE 940523, 1994
- [90] Gaydon, A.G., Wolfhard, H.G.
Flames, Their structure, radiation and Temperature
Chapman and Hall Ltd., Third Edition, 1970
- [91] Eckbreth, A.C., Gupta, A.K.
Laser Diagnostics for Combustion Temperature and Species
Abacus Press, Volume 7, Energy and Engineering Science Series, 1988
- [92] B. Block
Untersuchung von Möglichkeiten und Grenzen optischer Messtechniken zur
Temperaturbestimmung in Verbrennungsmotoren
Dissertation, Universität Hannover, 1997
- [93] Block, B., Hentschel, W., Ertmer, W.
Temperatur- und Rußkonzentrationsmessungen im
direkteinspritzenden Dieselmotor
Vortrag HdT, Essen, 1997
- [94] Willmann, S.
Untersuchungen von Möglichkeiten und Grenzen der Globalen-
Lichtwellenleiter-Messtechnik zur Temperaturbestimmung in einem
schnelllaufenden DI-Dieselmotor
Diplomarbeit, Volkswagen AG, 2001
- [95] Görck, W.
Untersuchung der Verbrennungsabläufe eines DI-Turbodieselmotors mit Hilfe
der optischen Messtechnik
Diplomarbeit, Volkswagen AG, 2000
- [96] Pittermann, R.
Untersuchung der dieselmotorischen Verbrennung mittels multispektraler
Verfahren
Dissertation, Otto-von-Guericke-Universität Magdeburg, 1996

-
- [97] Hottel, H., Broughton, F.P.
Determination of True Temperature and Total Radiation from Luminous Gas
Flames
Industrial and Engineering Chemistry, 1932
- [98] Lindner, H., Kokschn, G., Simon, G.
Physik für Ingenieure
Fachbuchverlag Leipzig, 14. Auflage, 1993
- [99] Young, H.D.
University Physics
Eighth edition, Addison-Wesley, 1992
- [100] SMETEC
PDM, Anleitung, 2000
- [101] Möser, P., Hentschel, W.
Development of a Time Resolved Spectroscopic Detection System and Its
Application to Automobile Engines
SAE 961199, 1996
- [102] FVV-Vorhaben
Integrale Lichtleit-Messtechnik, Integrale Lichtleit-Messtechnik zur
experimentellen Untersuchung des Verbrennungsablaufs im Dieselmotor
Vorhaben Nr.565, 1996
- [103] Antoni, C., Peters, N.
Cycle Resolved Emission Spectroscopy for IC Engines
SAE 972917, 1997
- [104] Veretenikov, I.
Kwantummechanik
Vrije Universiteit Brussel, 1994
- [105] Gaydon, A.G., Pearse, R.W.B.
The Identification of Molecular Spectra
Chapman & Hall LTD, 1965
- [106] Atkins, P.W.
Kurzlehrbuch, Physikalische Chemie
Spektrum, Akademischer Verlag, Berlin, 2000
- [107] Fissan, H.
Bestimmung der Temperatur- und Konzentrationsverteilung in einer offenen
Methan-Sauerstoff-Flamme aus Strahldichtemessungen
Dissertation, RWTH-Aachen, 1970
- [108] Atkins, P.W.
Physikalische Chemie
Oxford University Press, 1988

- [109] Huybrechts, G.
Fysische Scheikunde
VUB Press, 386, 1995
- [110] Dec, J.E., Coy, E.B.
OH radical imaging in a di diesel engine and the structure of the early diffusion flame
SAE 960831, 1996
- [111] Thring, R.H.
Homogeneous-Charge Compression Ignition
SAE 892068, 1989
- [112] Ando, H., Kuwahara, K.
A Keynote on Future Combustion Engines
SAE 2001-01-0248
- [113] Steiger, W., König, A., Schumacher, V., Heinrich, H.
Die Vokswagen Strategie zum hocheffizienten Antrieb
Wiener Motorsymposium, 2001
- [114] Christensen, M., Johansson, B.
Homogeneous Charge Compression Ignition with Water Injection
SAE 1999-01-0182
- [115] Christensen, M., Johansson, B., Hultqvist, A.
The Effect of Piston Topland Geometry on Emissions of Unburned Hydrocarbons from a Homogeneous Charge Compression Ignition (HCCI) Engine
SAE 2001-01-1893
- [116] Flowers, D., Aceves, S.M., Au, M., Girard, J., Dibbles, R.
Operation of a Four-Cylinder 1.9L Propane Fueled Homogeneous Charge Compression Ignition Engine: Basic Operating Characteristics and Cylinder-to-Cylinder Effects
SAE 2001-01-1895
- [117] Gold, M., Stokes, J., Morgan, R.
Air-Fuel Mixing in a Homogeneous Charge DI Gasoline Engine
SAE 2001-01-0968
- [118] Hultqvist, A., Christensen, M., Johansson, B., Franke, A., Richter, M.
A Study of the Homogeneous Charge Compression Ignition Combustion Process by Chemiluminescence Imaging
SAE 1999-01-3680
- [119] Au, M.Y., Girard, J.W., Dibble, R., Flowers, D., Aceves, S.M., Seibel, C.,
1.9-Liter Four-Cylinder HCCI Engine Operation with Exhaust Gas Recirculation
SAE 2001-01-1894

- [120] Law, D., Kemp, D., Allen, J., Kirkpatrick, Copland, T.
Controlled Combustion in an IC-Engine with a Fully Variable Valve Train
SAE 2000-01-0251
- [121] Nishijima, Y., Asaumi, Y., Aoyagi, Y.
Premixed Lean Diesel Combustion (PREDIC) using Impinging Spray System
SAE 2001-00-1892
- [122] Olsson, J.O., Tunestal, P., Haraldson, G., Johansson, B.
A Turbo Charged Dual Fuel HCCI Engine
SAE 2001-01-1896
- [123] Shirawaka, T., Miura, M., Itoyama, H.
Study of Model-based Cooperative Control of EGR and VGT for a Low-
temperature, Premixed Combustion Diesel Engine
SAE 2001-01-2006
- [124] Stanglmaier, R.H., Roberts, E.
Homogeneous Charge Compression Ignition (HCCI): Benefits, Compromises,
and Future Engine Applications
SAE 1999-01-3682
- [125] Stanglmaier, R.H., Ryan, T.W., Souder, J.S.
HCCI Operation of a Dual-Fuel Natural Gas Engine for Improved Fuel
Efficiency and Ultra-Low NO_x Emissions at Low to Moderate Engine Loads
SAE 2001-01-1897
- [126] Suzuki, H., Koike, N., Odaka, M.
Combustion Control Method of Homogeneous Charge Diesel Engines
SAE 980509, 1998
- [127] Tsurushima, T., Harada, A., Iwashiro, Y., Enomoto, Y.
Thermodynamic Characteristics of Premixed Compression Ignition
Combustion
SAE 2001-01-1891
- [128] Kimura, S., Aoki, O., Ogawa, H.
New Combustion Concept for Ultra-Clean and High-Efficiency Small DI Diesel
Engines
SAE 1999-01-3681
- [129] Ermisch, N., Scheliga, W.
Der Rekord Lupo
MTZ-Sonderheft, 25 Jahre TDI-Motoren bei Volkswagen, 2001
- [130] Dorenkamp, R., Döriges, U., Hunkert, S.
Beiträge zur Erfüllung der Euro 4-Grenzwerte bei PKW-Dieselmotoren
10.Aachener Kolloquium Fahrzeug- und Motorentechnik 2001

-
- [131] Sasaki, S., Ito, T., Iguchi, S.
Rußarme fette Verbrennung mit Niedertemperatur Oxidation in Dieselmotoren
9. Aachener Kolloquium Fahrzeug- und Motorentechnik, 2000
- [132] Patrick, F., Russel, P., Hunter, G.
Diesel Combustion: An Integration View Combining Laser Diagnostics,
Chemical Kinetics and Empirical Validation
SAE 1999-01-0509
- [133] Rizzo, G.
Thermodynamische Analyse am TDI-Motor bei verschiedenen Parameter-
Konstellationen
Diplomarbeit, Volkswagen AG, 2001
- [134] Willmann, M.
Grundüberlegungen zur Verbesserung der thermodynamischen Analyse der
Kreisprozesse von Verbrennungsmotoren
Gemeinschaftsveranstaltung der TU-Posnan und der FH BS/WF, 2000
- [135] Knacke, O., Kubaschewski, O., Hesselmann, K.
Thermochemical Properties of Inorganic substances I, II
Springer Verlag, Second Edition, 1991
- [136] Danner, R.P., Daubert, T.E.
Data Compilation Tables of Properties of Pure Compounds
Design Institute for Physikal Property Data, 1988
- [137] DIN 1940
Dezember 1976
- [138] Schweimer, G., Röpke, S., Strauss, T.
NO_x Bildung im Dieselmotor, Simulation mit einem 2-Zonen Modell
Forschungsbericht, Volkswagen AG, 1994
- [139] NIST-JANAF Thermochemical Tables
J. Phys. Chem. Ref. Data, Monograph 9, 1998
- [140] Rade, L., Westergren, B.
Beta – Mathematics Handbook
Second Edition, Studentlitteratur, Chartwell-Bratt Ltd., 1990
- [141] Ralston, A., Wulf, H.S.
Mathematische Methoden für Digitalrechner
R. Oldenbourg Verlag München-Wien, 1967
- [142] Eyzat, Guibet
A New Look at Nitrogen Oxide Formation in Internal Combustion Engines
SAE 680124, 1968

-
- [143] SMETEC
Schnelles Gasentnahmeventil, Anleitung, 2001
- [144] Wedler, G.
Lehrbuch der Physikalischen Chemie
Dritte, durchgesehene Auflage, VCH-Verlag, 1996
- [145] Bernhardt, W.
Untersuchungen der Nichtgleichgewichtsvorgänge der im Brennraum von
Verbrennungsmotoren ablaufenden Stickoxidreaktionen
Staub.-Reinhalt. Luft 31 , Nr.7, 1971
- [146] Marteney, S.
Analytical Study of the Kinetics of Formation of Nitrogen Oxide in
Hydrocarbon-Air Combustion
Combustion Science and Technology , Vol. 1, 1970
- [147] Heywood et. al.: Predictions of Nitric Oxide Concentrations in a Spark-Ignition
Engine Compared with Exhaust Measurements
SAE 710 011, 1971
- [148] Schofield, M.
An Evaluation of Kinetic Rate Data for Neutrals of Atmospheric Interest
Planet Space Science, Vol. 15, 1967
- [149] Newhall, S.
Kinetics of Nitric Oxide Formation in High-Pressure Flames
13th International Symposium on Combustion
Salt Lake City, 1970
- [150] Pattas, K., Häfner G.
Stickoxidbildung bei der ottomotorischen Verbrennung
MTZ 34, 1973
- [151] Fennimore, H.
Formation and Measurement of Nitrogen Oxides in Gas Turbines
Gas Turbine International, 1971
- [152] Janaf
Thermodynamical Tables, 1998
- [153] Speed-Star Manual
Star-CD Version 3.05
Computational Dynamics Limited, 1998
- [154] Bockhorn, H.
Soot Formation in Combustion
Springer Verlag, Berlin, 1999

- [155] 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
- [156] Stiesch, G., Eiglmeier, C., Merker, G.P., Wirbeleit, F.
Möglichkeiten und Anwendung der phänomenologischen Modellbildung im Dieselmotor
MTZ 60, 1994
- [157] Stiesch, G.
Phänomenologisches Multi-Zonen-Modell der Verbrennung und Schadstoffbildung im Dieselmotor
Fortschr.-Ber. VDI Reihe 12 Nr. 399, 2000
- [158] Wittig, S., Müller, A., Lester, T.W.
Time-Resolved Soot Particle Growth in Shock Induced High Pressure Methane Combustion
Seventeenth Symposium (International) on Shock Tubes and Shock Waves, p486, 1989
- [159] Warnatz, J., Bockhorn, H., Möser, A., Went, H.W.
Experimental Investigations and Computational Simulation of Acetylene-Oxygene Flames from Near Stoichiometric to Sooting Conditions
19th Symposium (International) on Combustion, S. 197, The Combustion Institute, Pittsburgh, 1983
- [160] Takatori, Y., Mandokoro, Y., Akihama, K., Nakakita, K.
Effect of Hydrocarbon Molekular Structure on Diesel Exhaust Emissions
SAE 982495, 1998
- [161] Eisen, S., Ofner, B., Mavinger, F.
Schnelle Kompressionsmaschine – Eine Alternative zum Transparentmotor
MTZ 20, 2001
- [162] FVV-Vorhaben
Multispektralpyromtrie II, Untersuchung von Bedingungen der Schadstoffentstehung im Brennraum von Dieselmotoren
Vorhaben Nr.580, 1996
- [163] Murase, E., Hanada, K.
Enhancement of Combustion by Injection of Radicals
SAE 2001-01-0194
- [164] 1,9l TDI Motor mit Pumpe-Düse-Einspritzsystem, Konstruktion und Funktion
Selbststudienprogramm 209, 1998
- [165] Grigoriadis, P.
Berechnung des Einspritzverlaufs eines direkteinspritzenden TDI-Dieselmotors
Diplomarbeit, Volkswagen AG, 2000

- [166] Dorenkamp, R.; Hadler, J.; Simon, B.; Neyer, D.
Der Vierzylinder Pumpe-Düse-Motor von Volkswagen
MTZ-Sonderheft 10 Jahre TDI bei Audi, 1999
- [167] Kistler
Präsentation der Firma Kistler, Motorenmesstechnik, November 2000
- [168] AVL List GmbH
Gerätehandbuch für Meßeinrichtungen, 1994
- [169] Höft, Thomas
Aufbau eines optischen Zylinderdruckmeßsystems (Optrand) und
Vergleichsmessungen mit bestehendem Piezo-Quarz-Druckaufnehmer
Diplomarbeit, Volkswagen AG, 2000
- [170] Ahrens, D.
Erhöhung der Präzision der Thermodynamischen Analyse eines Dieselmotors
durch Optimierung der Zylinderdruckindizierung einschließlich Auswertung
Diplomarbeit, Volkswagen AG, 2000
- [171] Ünsal, N.
Untersuchung der Streuung der Zylinderdrücke und deren Auswirkung auf
thermodynamische Größen
Diplomarbeit, Volkswagen AG, 2000
- [172] Hötger, M., Winzer, R., Prilop, H., Bargende, M.
Die integralen Lichtleit-Messtechnik (ILM) als modernes instrument zur Diesel-
und Ottomotorenentwicklung
Motorische Verbrennung, Haus der Technik e.V., 1997
- [173] Hötger, M.
Einsatzgebiete der Integralen-Lichtleit-Messtechnik
MTZ 56, 1995
- [174] Boulouchos, K., Schubiger, R., Bertola, A., Kunte, S.
Rußpartikelentstehung und -oxidation bei der dieselmotorischen Verbrennung
Dieselmotorentechnik 2002, Kontakt und Studium, Band 630, 2001
- [175] Antoni, C.
Untersuchungen der Verbrennung im direkteinspritzenden Dieselmotor mit
zyklusaufgelöster Emissionsspektroskopie
Dissertation Aachen, D82, 1999
- [176] Optik Katalog 1998
Newport
- [177] Möser, P.
Zeitlich hochaufgelöste emissionsspektroskopische Untersuchung des
Verbrennungsvorgangs im Otto-Motor
Dissertation, Volkswagen AG, 1996

- [178] Matschuck, G.G., Fissan, H.J.
Bestimmung der OH-Konzentrationsverteilung in einer offenen Methan/Sauerstoff-Flamme aus Strahldichtemessungen
VDI-Berichte Nr.179, 1972
- [179] Müller, E., Zillmer, M.
Modeling of Nitric Oxide and Soot Formation in Diesel Engine Combustion
SAE 982457, 1998
- [180] Hohenberg, G., Gärtner U., Daudel, H., Oelschlegel, H.
Ein halbempirisches Modell zur Berechnung der NOx-Emissionen von Nfz-Dieselmotoren
8. Tagung, Der Arbeitsprozess des Verbrennungsmotors, Heft 79, TU-Graz, 2001
- [181] Seeger, T., Leipertz A.
Experimental comparison of single-shot broadband vibrational and dual-broadband pure rotational coherent anti-Stokes Raman scattering in hot air
Appl. Opt. 35(15), 2665, 1996
- [182] Thumann, A., Schenk, M., Jonuscheit, J., Seeger, T., Leipertz A.
Simultaneous temperature and relative nitrogen-oxygen concentration measurements in air with pure rotational coherent anti-Stokes Raman scattering for temperatures to as high as 2050 K;
Appl. Opt. 36(15), 3500, 1997
- [183] L. A. Rahn, S. C. Johnston, R. L. Farrow, P. L. Mattern: CARS thermometry in an internal combustion engine
Am. Inst. of Phys., New York, 1982
- [184] Lutz, R., Kern, J.
Ein Wärmeübertrager für gekühlte Abgasrückführung
6. Aachener Kolloquium Fahrzeug- und Motorentechnik , 1997
- [185] Hottinger Baldwin Messtechnik GmbH
Montageanleitung, Drehmoment-Messflansch T10F
- [186] AVL List GmbH
Präsentation der Firma AVL, Indiziermesstechnik, 1999
- [187] Eifler, G.
Schadstoffminderung durch Abgasrückführung am kleinen, schnelllaufenden Dieselmotor mit direkter Kraftstoffeinspritzung
Dissertation, RWTH-Aachen, 1990
- [188] Stöckli, M., Boulouchos, K., Lutz, T., Eberle, M.
Zum Einfluß der gekühlten AGR auf das Emissions- und Verbrauchsverhalten von Pkw-DI-Dieselmotoren mit Common-Rail Einspritzung
MTZ 58, 1997

- [189] Mohr, M., Laurentius, W., Boulouchos, K.
Einfluss von Motorparametern auf die Partikelemissionen
MTZ 62, 2001
- [190] Hohenberg, G.
Indiziertechnik, historischer Überblick und Entwicklung bis Heute
Beiträge 1. Darmstädter Indiziersymposium, 1994
- [191] Schmitt, F., Pfeifer, A.
Das Potential verschiedener Systeme zur Abgasrückführung am Deutz
Nutzfahrzeug-Dieselmotor BF6M 2013C
9. Aachener Kolloquium Fahrzeug- und Motorentechnik, 2000
- [192] Chmela, F., Hrauda, G., Cartellieri, W., Gill, D.
Motorinterne Massnahme zur Erfüllung zukünftiger Nfz-Emissionsziele
Dieselmotorentechnik 2002, Kontakt und Studium, Band 630, 2001
- [193] FVV-Vorhaben
Dieselgemischbildung I
Untersuchung des Potentials der Brennverfahrensparameter Drall und
Einspritzung zur Erfüllung zukünftiger Anforderungen an hochaufgeladene
Dieselmotoren mit direkter Kraftstoffeinspritzung
Abschlußbericht Vorhaben Nr.489, 1992
- [194] Singer, W., Unger, E., Schiefer, E.
Reproduzierbare messtechnische Erfassung niedriger Rußkonzentration mit
der Filterpapiermethode
Forum Partikelemissionen, AVL Deutschland GmbH, 2000
- [195] Peters, N.
Workshop Dieseltechnologie, Vortrag: „Was sind dieselpartikel und wie
entstehen sie?“
Institut für Technische Mechanik, RWTH-Aachen, 2000
- [196] Maurer, M., Lepperhof, G., Pischinger F.
The influence of the Engine Lubricant on Particulate Emissions of
Diesel Engines
Le Moteur Diesel D'Application: Automobile, vehicles industriels, vehicles
speciaux
S.I.A. Congress, Lyon, 1984
- [197] Aligrot, C., Champoussin, J.C., Guerassi, N., Claus., G.
Predict of Self-Ignition Delay of Different Liquid Diesel Fuels
Internation Symposium COMODIA 94, 1994
- [198] Warnatz, J.
Elementarreaktionen in Verbrennungsprozessen
BWK Bd. 37, Nr. 1-2, 1985

- [199] Ciajolo, A., D'Anna, A.
Experimental Study on the Formation and Oxidation of Soot and Hydrocarbons in Diesel-Like Conditions
IDEA Subprogramme D-9, 1997
- [200] Knoche, K.F.
Zur Reaktionskinetik der Methan-Oxidation
VDI-Berichte, Nr.179, 1972
- [201] Hentschel, W., Schindler, K.P., Haahtela, O.
European Diesel Research IDEA-Experimental Results from DI Diesel Engine Investigations
SAE 941954, 1994
- [202] Schünemann, E., Peter, F., Leipertz, A., Blumenröder, K.
Wandefflüsse auf Gemischbildung und Verbrennung bei kleinvolumigen DI-Dieselmotoren
Abschlussbericht zum FVV-Forschungsvorhaben Nr. 649
FVV-Heft 666, 1998
- [203] Warnatz, J.
The structure of Laminar Alkane-, Alkene- and Acetylene Flames
18th Symposium (International) on Combustion, S.369
The Combustion Institute, Pittsburgh, 1981
- [204] Kondraytev, V.
The Structure of Atoms and Molecules
Foreign Languages Publishing House, Moscow
- [205] Fiessler, L., Groll, M., Neuer, G.
Approximation der spektralen Emissionsgrade bei der Mehrwellenlängenpyrometrie
Techn. Messen 59, 14, 1992
- [206] Röttger, G.
3-D-Modellierung von Gemischbildungsvorgängen in einem direkteinspritzenden Turbodieselmotor mit Hochdruckeinspritzung
Diplomarbeit, Volkswagen AG, 1999
- [207] Gomola, M., Blodig, G.
Schematischer Aufbau der Messanlage
Interner Bericht
Institut für Maschinenmesstechnik und Kolbenmaschinen (IMKO), 1999
- [208] Blodig, G., Tschöke, H., Ullrich, K., Dorenkamp, R., Röper, F., Willmann, M.
Methodische Vorgehensweise bei der Weiterentwicklung des TDI-Brennverfahrens
Wiener Motorensymposium, 2002

10. Formelzeichen und Abkürzungen

Formelzeichen	Einheit	Benennung
a	[mm]	Zylinderabstand
a_0, a_1, a_2		Koeffizienten eines Polynomes zweiten Grades
A,B	[-]	Empirische Konstanten
$A_r^\pm, B_r^\pm, E_r^\pm$		Reaktionskinetische Konstanten für den Zeldovich-Mechan.
A	[m ²]	Fläche
A_a	[m ² /kg]	Massenextinktionsquerschnitt
$A_{a,v}$	[-]	Verhältnis der Massenextinktionsquerschnitte
\vec{b}	[-]	Vektor der stöchiometrischen Koeffizienten
c	[g/m ³]	Rußkonzentration im Beer-Lambertschen Absorptionsgesetz
c_1, c_2		Abkürzung aller optischer Konstanten
$c_p(T), c_v(T)$	[J/kMolK]	Molare Wärmekapazität bei der abs. Temperatur T
$C_V(\bar{n}, T)$	[J/K]	Wärmekapazität der Gasmischung bei der Temperatur T
d	[mm]	Zylinderdurchmesser (Bohrung)
$d(\lambda)$	[m]	Hilfsgröße
E_e	[W/m ²]	Bestrahlungsstärke
E	[J]	Energie eines Moleküls
g	[-]	statistisches Gewicht
G(T,p)	[J]	Gibbsche Energie
h	[Js]	Planksche Wirkungsquantum ($6,6260755 \cdot 10^{-34}$ Js)
$h(T)$	[J/kMol]	Molare Enthalpie
H(T)	[J]	Enthalpie einer Gasmischung
H_u	[J/kg]	Unterer Heizwert
I	[-]	Intensität
I_e	[W]	Strahlstärke
k	[J/K]	Boltzmann Konstante ($1,38066 \cdot 10^{-23}$ J/K)
k_r^\pm	[m ³ /kMols]	Reaktionsgeschwindigkeit für den Zeldovich-Mechanismus
$K(\lambda)$	[-]	Absorptionskoeffizient proportional zur Rußkonzentration
K		Konstante
$K_r(T)$	[-]	Gleichgewichtskonstante für die Reaktion r
L	[-]	Luftbedarf
L	[m]	Schichtdicke der rußenden Flamme
$L_e(\lambda, T)$	[W/m ²]	spektrale Strahlungsdichte

$m_j(\bar{x})$	[kMol]	Menge von Stoff j in der Flamme
M	[Nm]	Drehmoment
n		Empirische Konstante nach Hottel-Broughton
n	[1/min]	Drehzahl
$n_{1,2}(t)$	[kmol]	Stoffmenge zur Zeit t
N	[Molek.]	Gesamtzahl der Moleküle
N_i	[Molek.]	Anzahl der Moleküle in angeregten Zustand
m	[kg]	Masse
P	[W]	Leistung
p	[bar]	Druck
p_{me}	[bar]	Effektiver Mitteldruck
p_{mi}	[bar]	Indizierter Mitteldruck
p_{mr}	[bar]	Reibmitteldruck
Q	[J]	Wärmezufuhr durch die Verbrennung
Q	[m ²]	Absorptionsquerschnitte
Q_e	[J]	Strahlungsenergie
r	[m]	Radius
R	[J/(kMolK)]	Allgemeine Gaskonstante, (8314,51 J/(kMolK))
s	[mm]	Hub
s(T)	[J/molK]	Molare Entropie
S(T)	[J/mol]	Absolute Entropie
s	[m]	Schichtdicke
t	[s]	Zeit
T	[K]	Temperatur
u(T)	[J/K]	Molare innere Energie
U(T)	[J]	Absolute innere Energie
U	[V]	Spannung
V	[m ³]	Volumen
V_H	[cm ³]	Hubvolumen des gesamten Motors (Hubraum)
V_h	[m ³]	Hubvolumen eines Zylinders
V_c	[m ³]	Verdichtungsvolumen
x_{OH}, x_{O_2}	[kMol]	Umsatz des O ₂ -Atoms, bzw. des Hydroxyl-Radikals
X_B	[1]	Verbrennungsfortschritt
\bar{x}	[kMol]	Umsatz-Vektor
x	[-]	Atomarer H/C-Verhältnis
y	[-]	Atomarer O/C-Verhältnis

z	[-]	Zylinderzahl
Formelzeichen	Einheit	Benennung
α	[W/m ² K]	Wandwarmewubergangskoeffizient
$\beta_j(T)$	[-]	Dimensionslose Planck-Funktion
ε	[-]	Verdichtungsverhältnis
$\varepsilon(\lambda, T)$	[-]	Emissionsgrad
σ	[-]	Standardabweichung
ϕ	[-]	Volumenverhältnis
κ	[-]	Polytropenkoeffizient
η	[-]	Wirkungsgrad
λ, λ_2	[-]	Relative Luft/Kraftstoff-Verhältnisse, Gesamt und in Zone 2
λ	[m]	Wellenlänge
ρ	[kg/m ³]	Dichte
ν	[1/s]	Frequenz
ν	[°]	Halber Sondenöffnungswinkel
$\nu_{r,j}$	[-]	Stöchiometrischer Koeffizient der Reaktion r für Stoff j
$\mu(n, T)$	W	Skalarprodukt der Stoffanderungsraten mal molare innere Energien
μ_j	[J/kMol]	chemischer Potential eines Stoffes j
φ	[°KW]	Kurbelwinkel
Ω_0	[sr]	Raumwinkelkonstante
ω	[s ⁻¹]	Winkelgeschwindigkeit
ψ	[-]	Druckverhältnis

Indizes	
B	Brenn, Brennstoff
Bildung, B	Bildung
Diff	Diffusion
H	Heiz
H,MAX	Maximum des Heizverlaufs
In	Thermodynamische Zustand im Zylinder beim Schließen des Einlassventils
L	Luft
m	Molar
Nenn	Nennleistung
th	Thermisch
Vor	Vorgemischt
ZU	Zugeführte Energie durch die Einspritzung

Abkürzung	Benennung
4V	Vier Ventil
AGR	Abgasrückführung
CCD	Charged Coupled Device
CO	Kohlenstoffmonoxid
DI	Direkteinspritzung
FSN	Filter Smoke Number
GMT	Globale-Lichtwellenleiter-Messtechnik
HC	Hydrocarbons
°KW	Kurbelwinkel
MIN, MAX	Minimum, Maximum
OT	Oberer Totpunkt
OHC-System	chemische Reaktionen in der Flamme
PDE	Pumpe-Düse-Element
RMK	Rußmassenkonzentration
s	Schwarzer Körper
SB der VE	Spritzbeginn der Voreinspritzung
SNR	Signal to Noise Ratio
UV	Ultraviolett
VIS	Sichtbaren Bereich
ZWL	Zentrale Wellenlänge
ZV	Zündverzug

Inhaltsverzeichnis

11. ANHANG

11.1	$^2\Sigma$ - $^2\Pi$ -Vibrations-Übergänge des OH-Radikals	121
11.2	Druckverläufe der 4 Zylinder	122
11.3	Produkte in der Flamme	123
11.4	Die modifizierte Mehrfarbenmethode	124
11.5	Technische Daten des untersuchten TDI-Motors	127
11.6	Schematischer Aufbau des Messsystems	128
11.7	Messstellenplan	129
11.8	Vergleich der Sondenöffnungswinkel	131
11.9	Streuung der Einzelzyklen bei der 40°- und 120°-Sonde	132
11.10	Validierung des Rußmodells	134

11. ANHANG

11.1 ${}^2\Sigma\text{-}{}^2\Pi$ -Vibrations-Übergänge des OH-Radikals

Diese Übergänge sind für drei Vibrationszustände $v=0$ bis $v=2$ dargestellt. Für den Übergang des k -ten Rotationszustand gelten folgende Schreibweisen [204]:

$$\begin{aligned} \text{P: } & k - 1 \rightarrow k \\ \text{Q: } & k \rightarrow k \\ \text{R: } & k + 1 \rightarrow k \end{aligned}$$

Das Spektrum dieser Molekülstrahlung besteht aus einem Bandensystem.

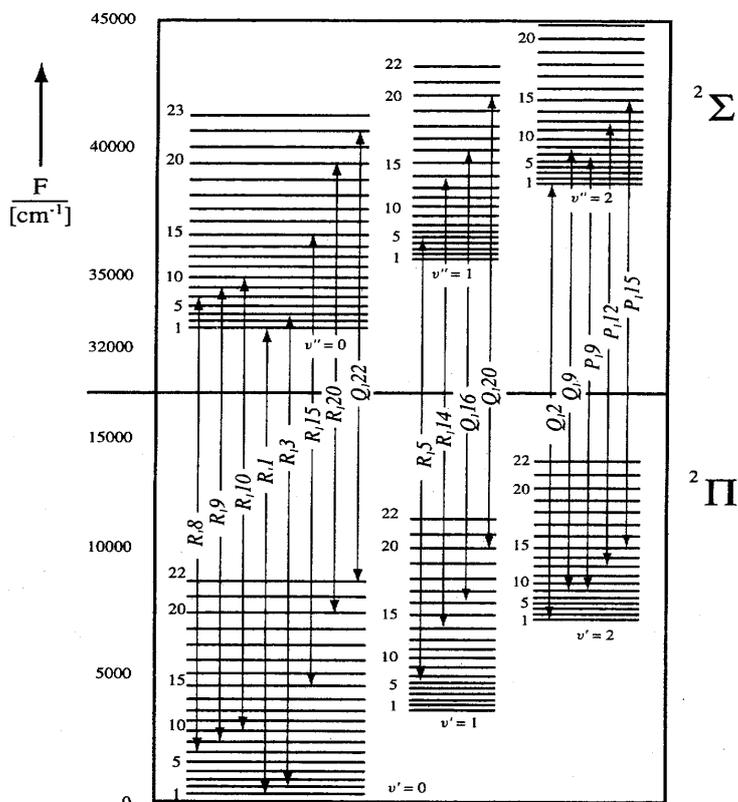


Bild 11.1: ${}^2\Sigma\text{-}{}^2\Pi$ -Vibrations-Übergänge des OH-Radikals [175]

11.2 Druckverläufe der 4 Zylinder

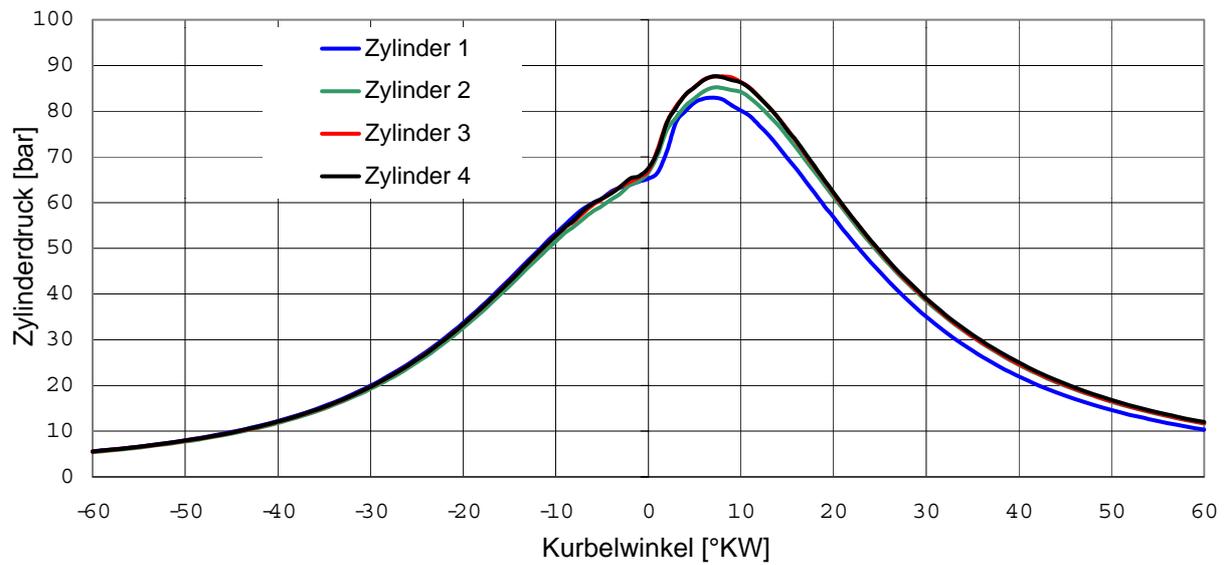


Bild 11.2: Druckverläufe der 4 Zylinder bei $n=2620$ 1/min, $p_{me}=4,6$ bar, Spritzbeginn der VE -12° KW, ohne AGR

11.3 Produkte in der Flamme

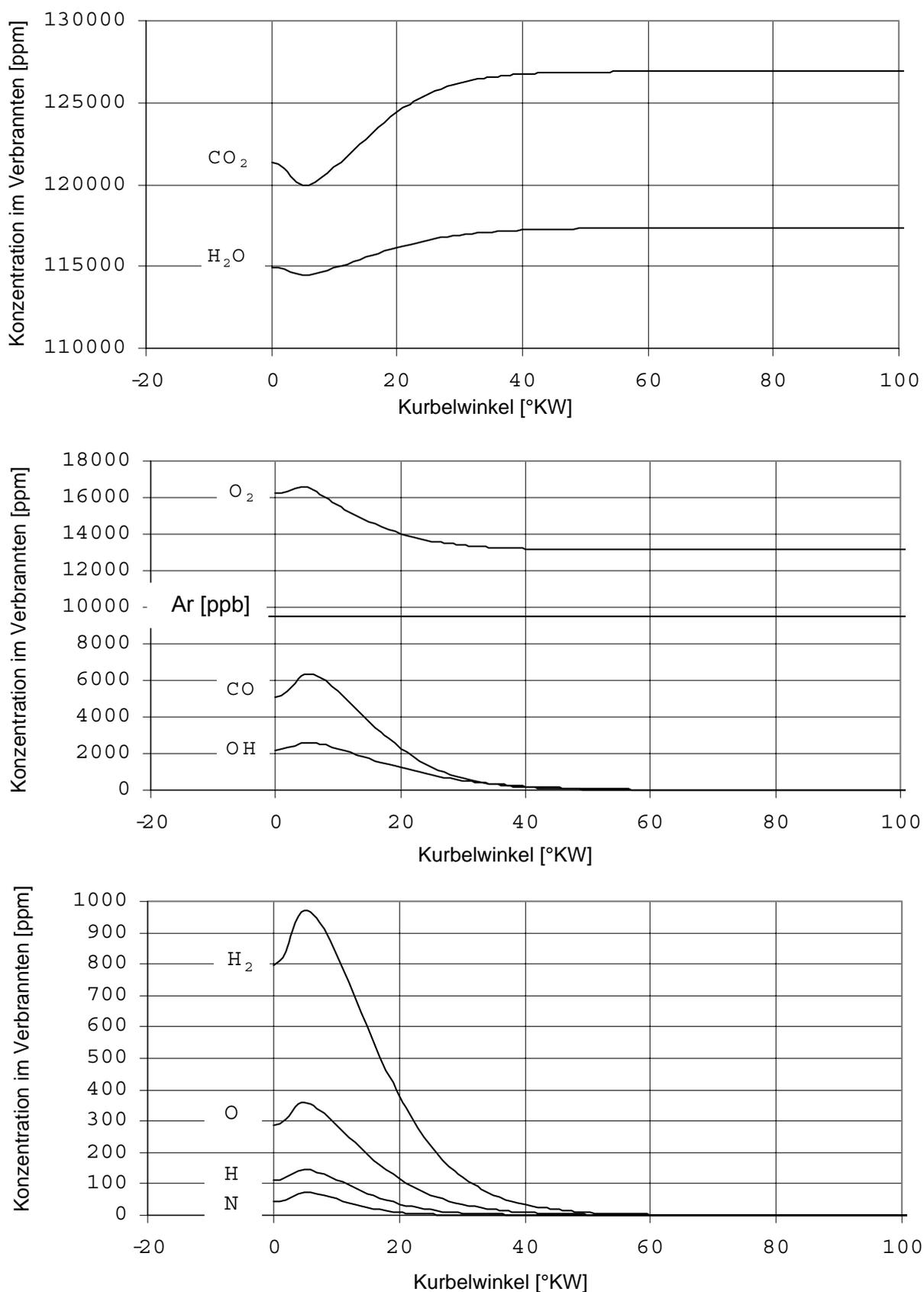


Bild 11.3: Mit dem 2-Zonen-Modell berechnete Produkte in der Flamme bei $n=2620$ 1/min, $p_{me}=4,6$ bar, Spritzbeginn der VE -12°KW , ohne AGR, Brennbeginn im OT

11.4 Die modifizierte Mehrfarbenmethode

Bei dem Verfahren nach [92] wird zur Temperaturbestimmung ein quasi-kontinuierliches Spektrum benötigt. Das Verfahren überwindet damit die Schwierigkeit der Annahme für das Emissionsvermögen von Ruß. Hierzu wird eine Hilfsgröße $d(\lambda)$ definiert:

$$d(\lambda) \equiv \lambda \cdot \ln(L_e(\lambda, T) \cdot \lambda^5) \quad (11.1)$$

Es ergibt sich ein fast gerader Verlauf, bei dem eine gute Anpassung durch ein Polynom höchstens zweiter Ordnung erwartet werden kann. Damit wird $d(\lambda)$ ganz durch Messgrößen bestimmt. Durch Einsetzen der **Gleichung 2.6** in **Gleichung 11.1** ergibt sich:

$$d(\lambda) = \lambda \cdot \ln \varepsilon(\lambda) - \frac{c_2}{T} \quad (11.2)$$

$$\text{wobei } \varepsilon(\lambda) = \frac{C_1}{\Omega_0 \pi} \hat{\varepsilon}(\lambda) \quad (11.3)$$

Für die Hilfsgröße $d(\lambda)$ gilt der Zusammenhang:

$$d(0) = -\frac{c_2}{T} \quad (11.4)$$

Um nun $d(0)$ aus **Gleichung 11.2** bilden zu können, wird die Funktion in eine Taylorreihe entwickelt [92]:

$$-\frac{c_2}{T} = d(0) \approx \sum_{i=0}^n \frac{d^{(i)}(\lambda)}{i!} (-\lambda)^i \quad (11.5)$$

In [92] ist nachgewiesen worden, dass es in allen Fällen genügt, die Taylorreihe für die Temperatur bis zur zweiten Ordnung zu entwickeln:

$$\frac{-c_2}{T} = d(\lambda) - \lambda d'(\lambda) + \frac{1}{2} \lambda^2 d''(\lambda) \Rightarrow T = \frac{-c_2}{d(\lambda) - \lambda d'(\lambda) + \frac{1}{2} \lambda^2 d''(\lambda)} \quad (11.6)$$

Hierfür müssen die ersten zwei Ableitungen der Hilfsgröße d nach λ gebildet werden. Zwar ist der Verlauf von d quasi-linear, jedoch erschwert das dennoch vorhandene Rauschen die Bildung höherer numerischer Ableitungen [92].

Bei den durchgeführten Messungen mit der Multispektralpyrometrie ist die spektrale Strahlungsdichte lediglich bei drei Wellenlängen gemessen worden. Die Bildung der numerischen Ableitungen führt hier zu keinen brauchbaren Temperaturwerten.

Das Verfahren von [92] wird hier deshalb so modifiziert, dass eine Temperaturberechnung aus den Messwerten möglich ist. Da die Hilfsgröße $d(\lambda)$ mindestens zweimal differenzierbar sein muss, wird zur Lösung ein Polynom zweiten Grades angesetzt:

$$d(\lambda) = a_0 + a_1 \lambda + a_2 \lambda^2 \quad (11.7)$$

Untersuchungen an einem fett betriebenen Butangasbrenner haben gezeigt, dass diese Funktionen in der Regel durch ein Polynom höchstens zweiter Ordnung beschrieben werden kann, das bedeutet, dass zur Geraden ein kleiner quadratischer Korrekturterm hinzugefügt wird [205].

Für die Ableitungen $d'(\lambda)$ und $d''(\lambda)$ ergeben sich die **Gleichungen 11.8** und **11.9**.

$$d'(\lambda) = a_1 + 2a_2\lambda \quad (11.8)$$

$$d''(\lambda) = 2a_2 \quad (11.9)$$

Durch Einsetzen der **Gleichungen 11.7, 11.8** und **11.9** in **Gleichung 11.6** ergibt sich:

$$\Rightarrow T = \frac{-c_2}{a_0} \quad (11.10)$$

Zur Berechnung der Flammentemperatur ist neben der Strahlungskonstanten c_2 nur noch der Koeffizient a_0 notwendig. Zur Berechnung von a_0 wird das folgende Gleichungssystem für drei verschiedene Wellenlängen aufgestellt:

$$\begin{aligned} d(\lambda_1) &= a_0 + a_1\lambda_1 + a_2\lambda_1^2 \\ d(\lambda_2) &= a_0 + a_1\lambda_2 + a_2\lambda_2^2 \\ d(\lambda_3) &= a_0 + a_1\lambda_3 + a_2\lambda_3^2 \end{aligned} \quad (11.11-11.13)$$

Zur Lösung dieses Gleichungssystems wird die Cramersche Regel [140] angewandt. Für den Koeffizienten a_0 ergibt sich:

$$a_0 = \frac{\begin{vmatrix} d(\lambda_1) & \lambda_1 & \lambda_1^2 \\ d(\lambda_2) & \lambda_2 & \lambda_2^2 \\ d(\lambda_3) & \lambda_3 & \lambda_3^2 \end{vmatrix}}{D} \quad (11.14)$$

dabei ist der Wert der Determinante D:

$$D = \begin{vmatrix} 1 & \lambda_1 & \lambda_1^2 \\ 1 & \lambda_2 & \lambda_2^2 \\ 1 & \lambda_3 & \lambda_3^2 \end{vmatrix} \quad (11.15)$$

Nach der Berechnung des Koeffizienten a_0 kann schließlich die Flammentemperatur mit der **Gleichung 11.10** berechnet werden.

Bei der Aufstellung des Polynoms (**Gleichung 11.7**) ist, wie im folgenden gezeigt wird, indirekt eine Annahme für das Emissionsvermögen von Ruß getroffen worden. Durch Gleichsetzen der **Gleichungen 2.6** und **11.1** ergibt sich:

$$d(\lambda) = a_0 + a_1\lambda + a_2\lambda^2 = \lambda \cdot \ln(L_e(\lambda, T) \cdot \lambda^5) \quad (11.16)$$

Durch Umformung nach der spektralen Strahlungsdichte entsteht:

$$L_e(\lambda, T) = \exp\left(\frac{a_0}{\lambda} + a_1 + a_2 \cdot \lambda\right) \cdot \lambda^{-5} = \frac{K}{\lambda^5} \cdot \exp(a_2 \cdot \lambda) \cdot \exp\left(\frac{a_0}{\lambda}\right) \quad (11.17)$$

Der Faktor K beinhaltet alle Konstanten. Durch einen Vergleich der **Gleichungen 2.6** und **11.17** ergibt sich als Annahme für den Emissionsgrad:

$$\varepsilon(\lambda) = \exp(a_2 \cdot \lambda) \quad (11.18)$$

Auch hier wird die Temperaturabhängigkeit des Emissionsgrads vernachlässigt. Es wird somit die gleiche Annahme für den Emissionsgrad getroffen wie bei der Mehrfarbenmethode nach [96]. Der modifizierte Ansatz nach [92] und die Fünf-Farben-Methode ergeben gleiche Flammentemperaturen. Alle numerischen Fitverfahren zur Temperaturbestimmung sind auf eine Annahme des Emissionsvermögens des Wärmestrahlers angewiesen. Diese bestimmt die Unsicherheit des Verfahrens.

11.5 Technische Daten des untersuchten TDI-Motors

Tabelle 11.1 Technische Daten des untersuchten TDI-Motors

Bauart		Vierzylinder-Reihenmotor
Arbeitsverfahren		4-Takt-Diesel mit Direkteinspritzung
Hubraum	V_H	cm ³ 1968,44
Hub	s	mm 95,5
Bohrung	d	mm 81,0
Verdichtungsverhältnis	ε	18,5
Zylinderabstand	a	mm 88,0
Nennleistung	P_{Nenn}	kW 110
Nenn Drehzahl	n_{Nenn}	min ⁻¹ 4200
maximales Drehmoment	M_{max}	Nm 320 (bei 1900 1/min)
Literleistung	P_l	kW/l 55
max. eff. Mitteldruck	$p_{\text{eff,max}}$	bar 20

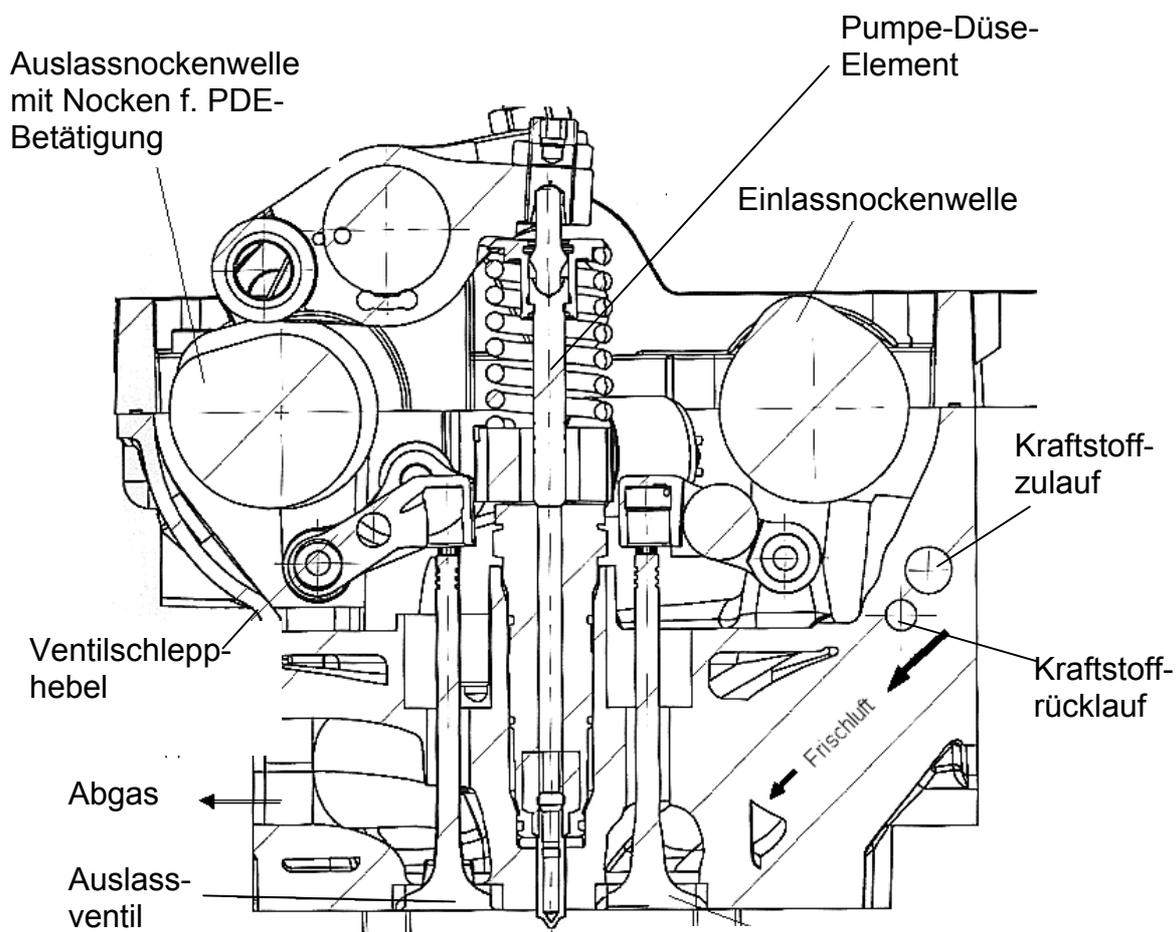


Bild 11.4: Schnittbild Zylinderkopf

11.6 Schematischer Aufbau des Messsystems

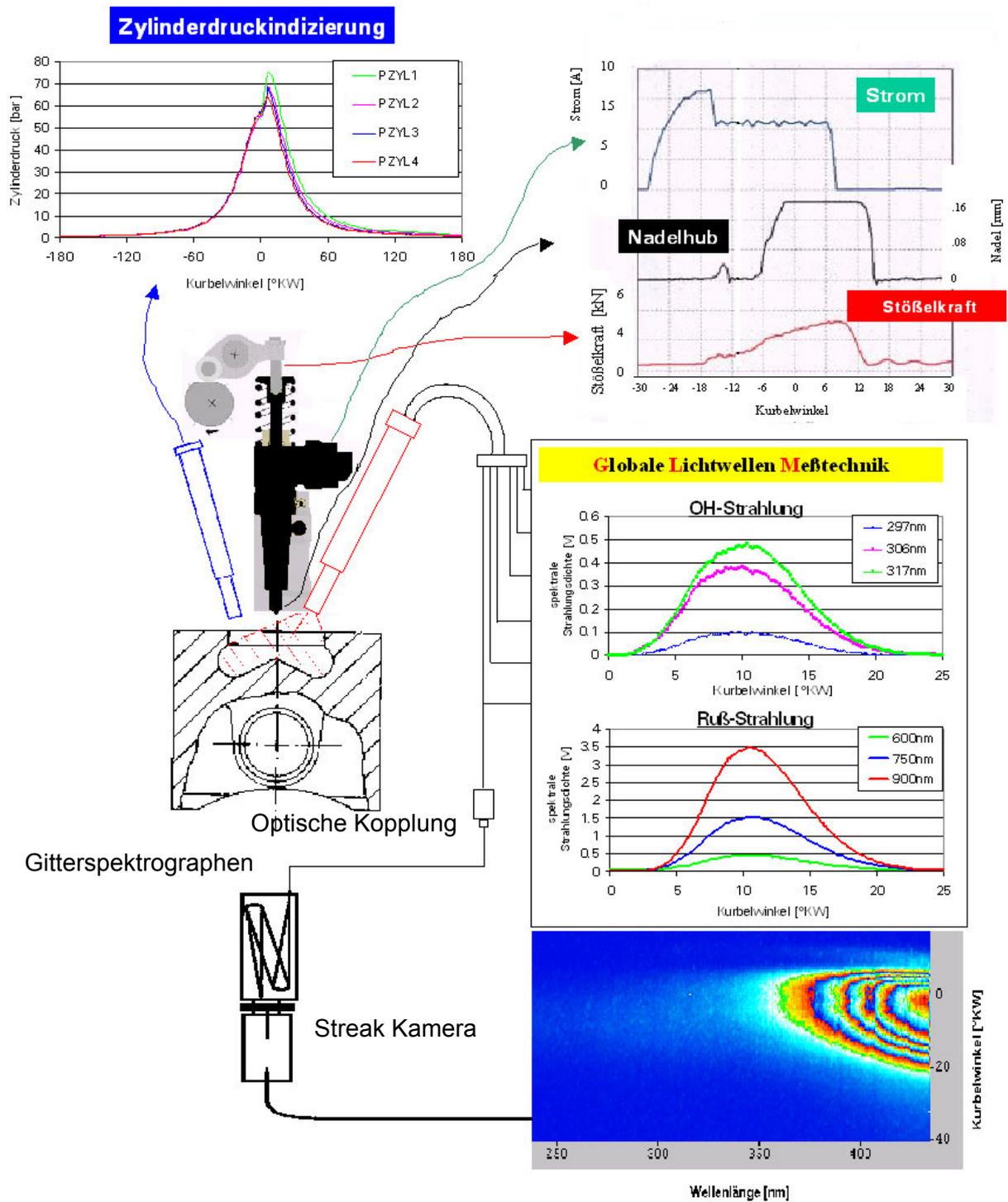


Bild 11.5 Schematischer Aufbau des Messsystems

11.7 Messstellenplan

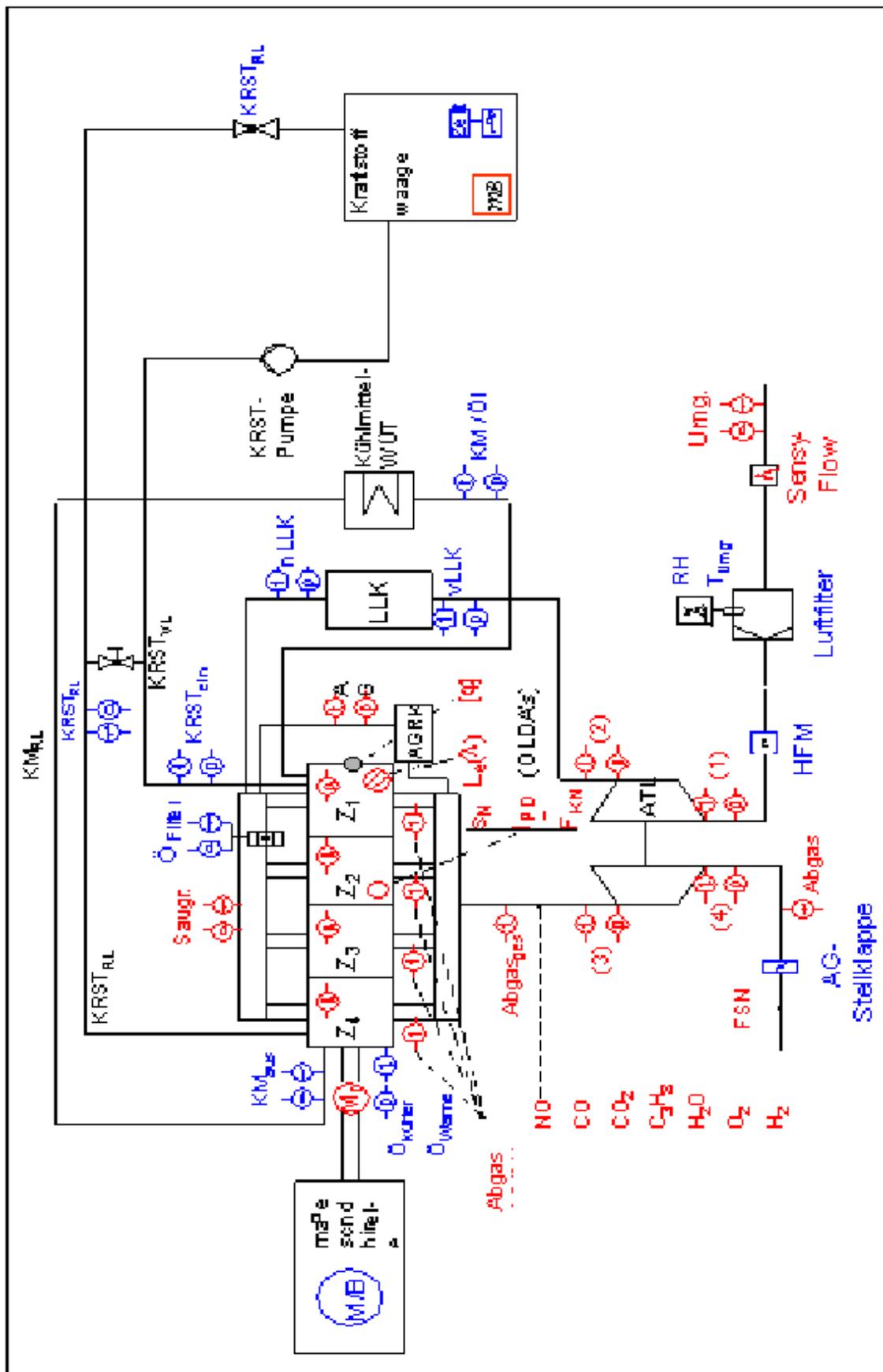


Bild 11.6: Messstellenplan

Verwendete Abkürzungen beim Messstellenplan:

Abgas 1/2/3/4	Abgasentnahmestelle nach den Zylindern 1, 2, 3, 4
Abgas _{ges}	Abgasentnahmestelle nach Abgassammler
AGRK	AGR-Kühler
AG-Stellklappe	Klappe zur Einstellung des Abgasgegendruckes
B	Bremse
HFM	Heißfilmluftmassenmesser
I _{PDE}	Stromsignal am Magnetventil
KM	Kühlmittel
KM _{aus}	Kühlmittel, Motoraustritt
KRST _{ein}	Kraftstoff, Motoreintritt
LLK	Ladeluftkühler
\dot{m}	Massenstrom
M	Motor
M _d	Drehmoment des Motors
nLLK	nach Ladeluftkühler
Ö	Öl
RL	Rücklauf
Umg.	Umgebung
VL	Vorlauf
WÜT	Wärmeüberträger

11.8 Vergleich der Sondenöffnungswinkel

In **Bild 11.7** sind die Erfassungsbereiche der 40°- und 120°-Sonde in ein Brennraumbild einer Verbrennungssimulation eingezeichnet.

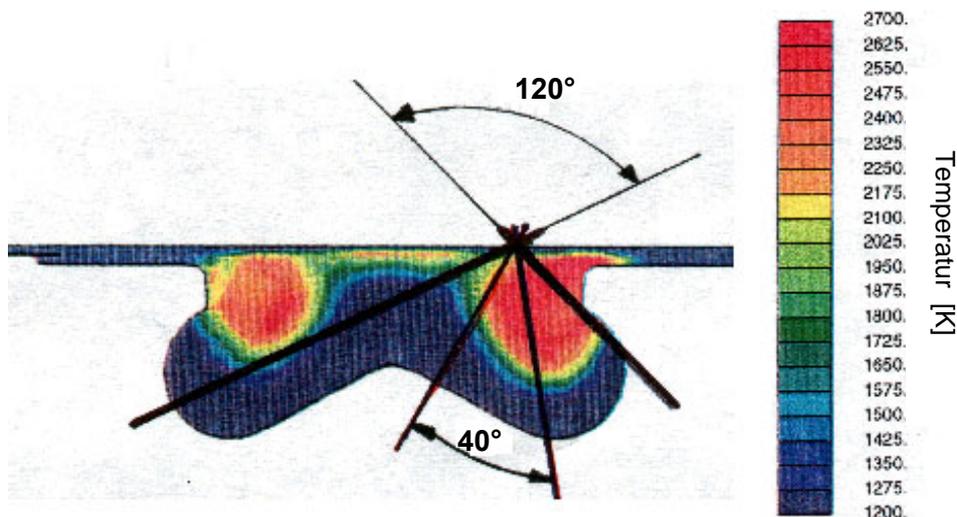


Bild 11.7: Vergleich der Sondenerfassungsbereiche [206]

In **Bild 11.8** sind die Sondenerfassungsbereiche der 40°- und 120° Sonde in einer Hochgeschwindigkeitsfilmaufnahme an einem 2V-TDI Transparentmotor eingezeichnet.

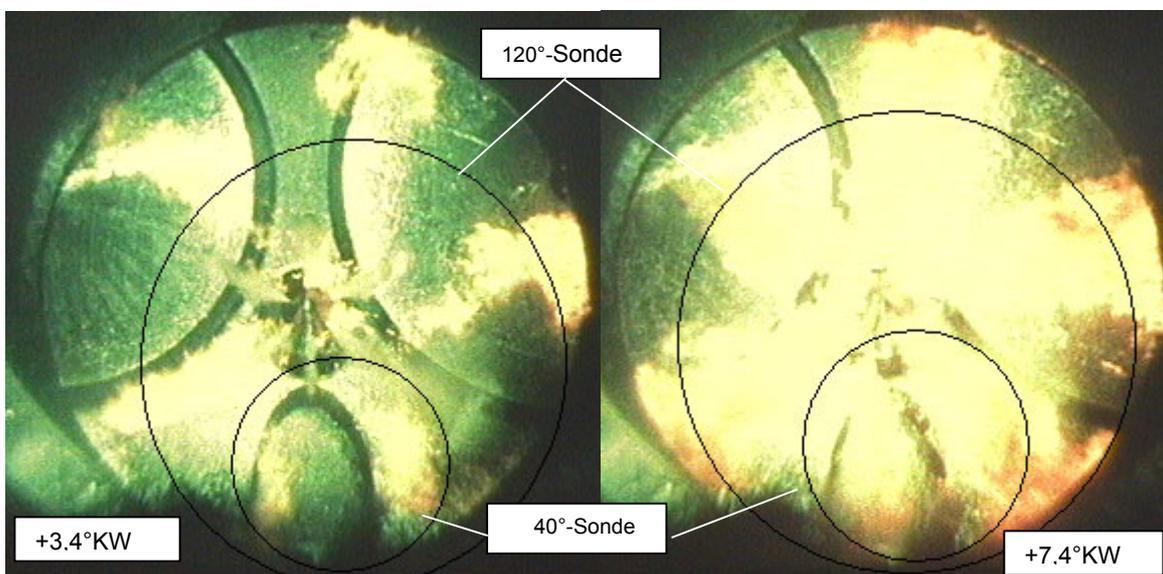


Bild 11.8: Vergleich der Sondenerfassungsbereiche [3]

11.9 Streuung der Einzelzyklen bei der 40°- und 120°-Sonde

In diesem Abschnitt werden die ermittelten Strahlungsintensitäten (in Volt), die direkt proportional zur spektralen Strahlungsdichte $L_e(\lambda, T)$ sind, betrachtet. In den **Bildern 11.9** und **11.10** sind für die 40°-Sonde bzw. 120°-Sonde jeweils 18 Einzelzyklen (dünne Linien) der Rohsignale und die aus 50 Zyklen gemittelten Werte (dicke Linien) für die drei betrachteten Wellenlängen dargestellt. Aus Gründen der Übersichtlichkeit beinhalten die Diagramme nur die ersten 18 von 50 Einzelzyklen. Dabei stellen die ersten 18 Einzelzyklen eine repräsentative Auswahl aus den 50 gemessenen dar.

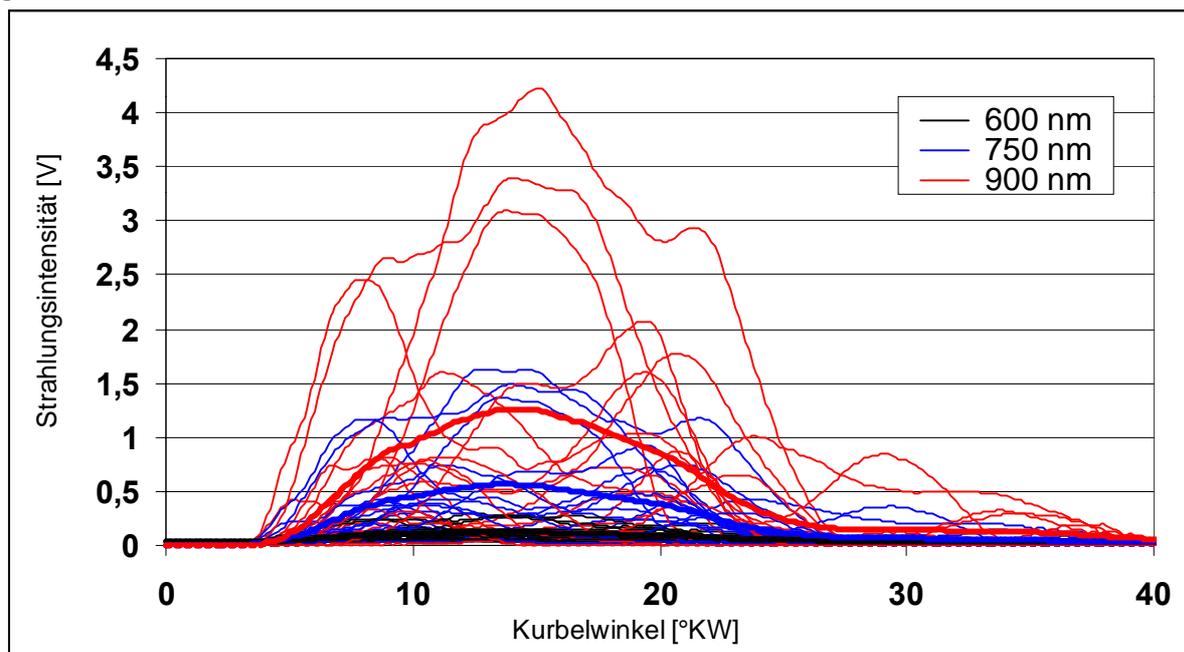


Bild 11.9: Einzelzyklen (dünne Linien) und gemittelte Kurven (dicke Linien), $n=2000$ 1/min, $p_{me} = 2$ bar, SB -10° KW, ohne AGR, 40°Sonde

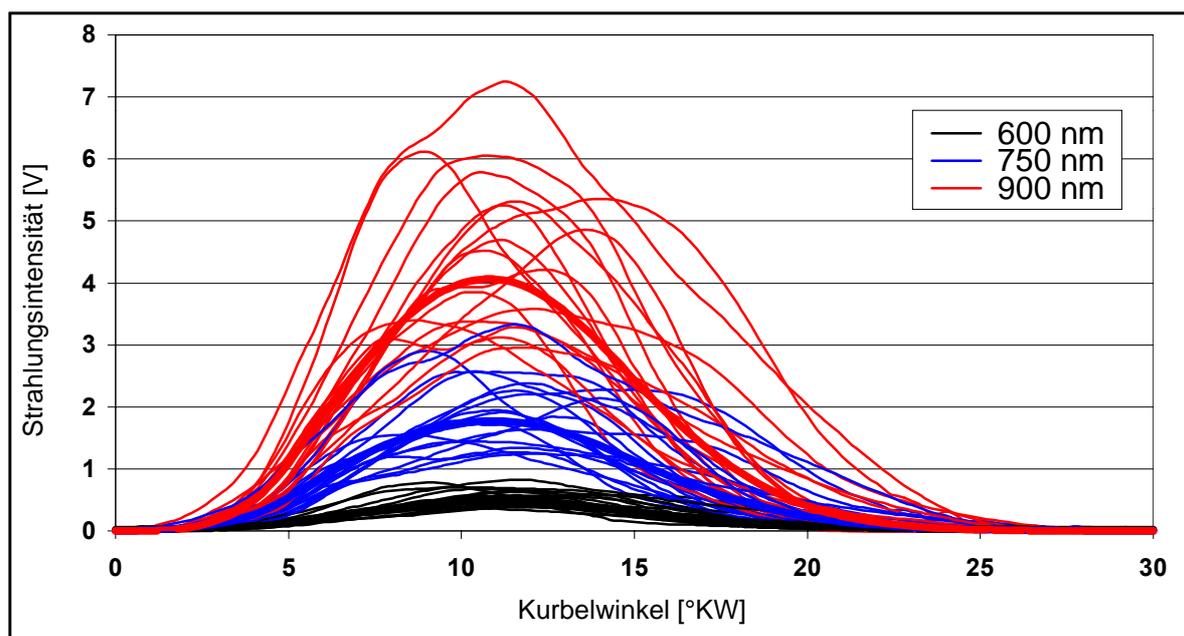


Bild 11.10: Einzelzyklen (dünne Linien) und gemittelte Kurven (dicke Linien), $n=2000$ 1/min, $p_{me} = 2$ bar, SB -10° KW, ohne AGR, 120°Sonde

Tabelle 11.2: Mittelwerte und Standardabweichungen für 40° und 120°Sonde, n=2000
1/min, $p_{me} = 2$ bar, SB -12°KW, ohne AGR

	600 nm	750 nm	900 nm
Mittelwert der Maximalwerte, 40°Sonde [V]	0,161	0,766	1,731
Standardabweichung Maximalwerte, 40°Sonde [V]	0,096	0,632	1,548
Mittelwert der Maximalwerte, 120°Sonde [V]	0,512	1,885	4,266
Standardabweichung Maximalwerte, 120°Sonde [V]	0,163	0,691	1,422
Mittelwert der Kurbelwinkel bei dem Maximalwert auftritt, 40°Sonde [V]	375,236	375,404	375,972
Standardabweichung Kurbelwinkel bei dem Maximalwert auftritt, 40°Sonde [V]	5,217	5,066	5,018
Mittelwert der Kurbelwinkel bei dem Maximalwert auftritt, 120°Sonde [V]	371,084	370,844	370,876
Standardabweichung Kurbelwinkel bei dem Maximalwert auftritt, 120°Sonde [V]	1,286	1,573	1,281

Die Standardabweichungen für die Maximalwerte weichen nur geringfügig voneinander ab (Zeilen 2 und 4). Die Mittelwerte der Maximalwerte (Zeilen 1 und 3) sind bei den Messwerten der 120°-Sonde jedoch wesentlich größer. Bei der Betrachtung der Standardabweichungen für den Kurbelwinkel, bei dem die Maximalwerte auftreten, ergeben sich bei den mit der 120°-Sonde gemessenen Zyklen geringere Werte für etwa gleiche Mittelwerte. Die geringere Streuung der mit der 120°-Sonde gemessenen Rohsignale gegenüber denen mit der 40°-Sonde ermittelten, ist bei der statistischen Auswertung bestätigt worden. Vor dem Hintergrund, dass die einzelnen Zyklen der dieselmotorischen Verbrennung bei niedriger Teillast zum Teil erheblich voneinander abweichen [207], erscheinen die mit der 120°Sonde gewonnenen Ergebnisse realistisch.

Die bei der 40°-Sonde ermittelten großen Streuungen der Kurbelwinkel für die maximale Strahlungsintensität, sind hingegen nicht plausibel. Der Erfassungsbereich der 40°-Sonde erscheint somit bei diesem Betriebspunkt nicht repräsentativ für den gesamten Brennraum zu sein.

11.10 Validierung des Rußmodells

Die nächsten Bilder zeigen das Mess- und Rechenergebnis einer Spritzbeginnvariation bei $n=2000$ 1/min, $p_{me}=2$ bar, ohne AGR. Bei der Berechnung sind die **Kapitel 7** angewandte empirische Parameter eingesetzt worden.

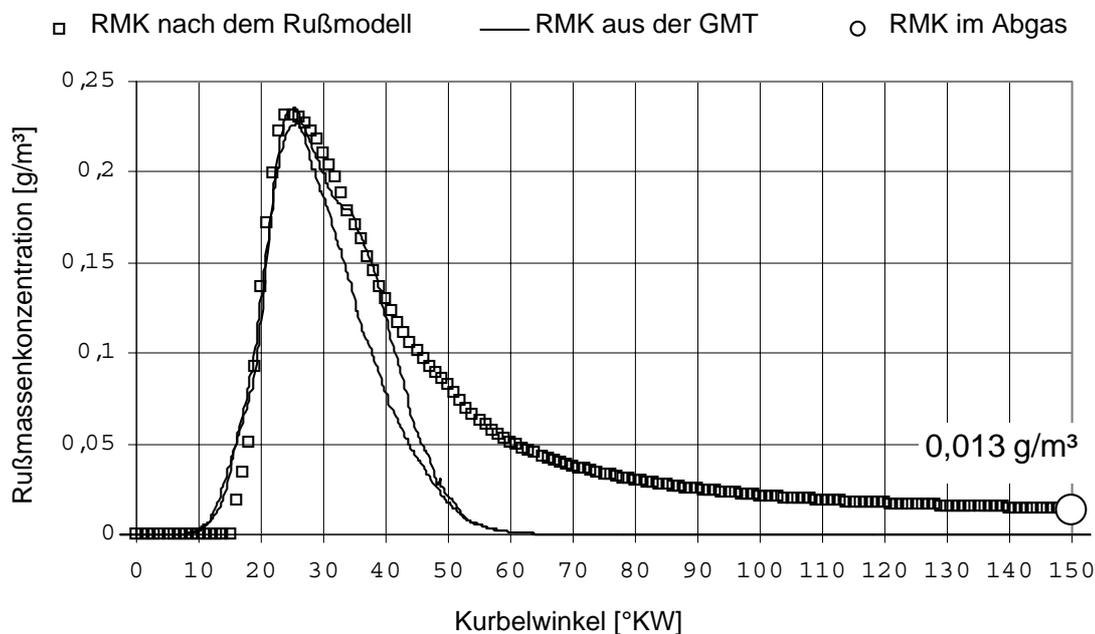


Bild 11.11: Nach dem neuen Rußmodell berechnete, aus den optischen Messungen ermittelte und im Abgas gemessene Rußmassenkonzentration für einen Teillastbetriebspunkt ($n=2000$ 1/min, $p_{me}=2$ bar, 0% AGR, SB -4° KW)

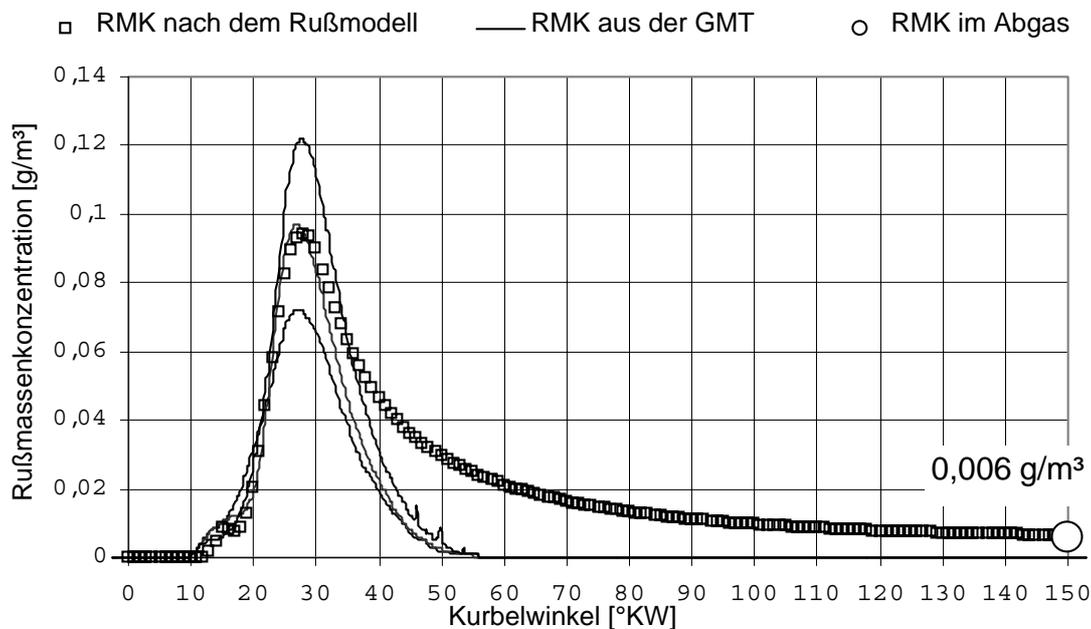


Bild 11.12: Nach dem neuen Rußmodell berechnete, aus den optischen Messungen ermittelte und im Abgas gemessene Rußmassenkonzentration für einen Teillastbetriebspunkt ($n=2000$ 1/min, $p_{me} = 2$ bar, 0% AGR, SB -2° KW)

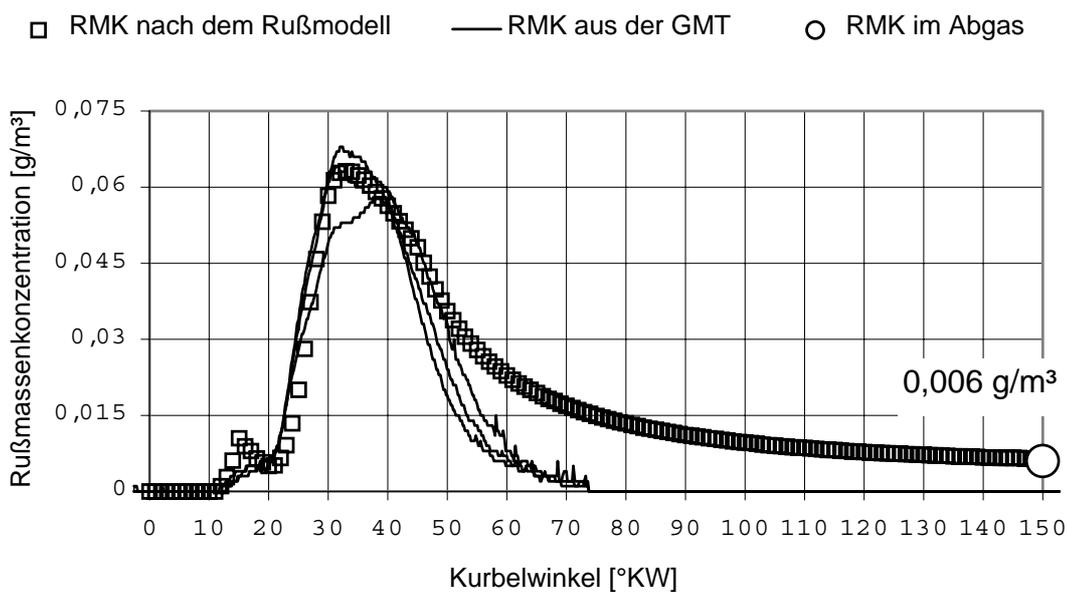


Bild 11.13: Nach dem neuen Rußmodell berechnete, aus den optischen Messungen ermittelte und im Abgas gemessene Rußmassenkonzentration für einen Teillastbetriebspunkt ($n=2000$ 1/min, $p_{me} = 2$ bar, 0% AGR, SB 0°KW)

Die **Bildern 11.11 bis 11.13** zeigen nach einer geeigneten Vorgabe der empirischen Parameter eine gute Übereinstimmung zwischen Rechnung und Messung. Auch bei einer Mischungsgesteuerten Diffusionsverbrennung mit kleinem vorgemischtem Anteil, d.h. ein großer Teil des Kraftstoffes wird in die Flamme eingespritzt, liefert das Modell plausible Ergebnisse (siehe dazu auch **Kapitel 7**).

Danksagung

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als Doktorand in der Aggregate-Forschung der Volkswagen AG.

Viele haben das Gelingen dieser Arbeit unterstützt.

Zuerst möchte ich mich bei Herrn Willmann bedanken, diese interessante Arbeit in der Abteilung TDI-Brennverfahren durchführen zu können. Weiterhin möchte ich auch danken für die hervorragende Betreuung und die Begleitung der Arbeit bei Volkswagen.

Für die wissenschaftliche Betreuung und Förderung der Arbeit sowie für die Übernahme des Hauptreferates danke ich besonders dem Leiter des Institutes für Maschinenmesstechnik und Kolbenmaschinen der Otto-von-Guericke-Universität Magdeburg, Herrn Prof. Tschöke.

Mein Dank gilt auch Herrn Prof. Boulouchos, Leiter des Laboratoriums für Verbrennungsmotoren und Verbrennungstechnik der ETH Zürich, für sein Interesse an dieser Dissertation und der Übernahme des Koreferates.

Bei Herrn Dr. Schweimer, Herrn Dr. Block, Herrn Dr. Hentschel und Herrn Dr. Strauß möchte ich mich bedanken für die zahlreichen fachlichen Diskussionen und Anregungen.

Für die breite Unterstützung bedanke ich mich bei allen Kollegen der Abteilung TDI-Brennverfahren, insbesondere bei Herrn Dipl.-Ing. Schmerbeck und Herrn Dipl.-Ing. Opalinski. Für die vielen hilfreichen Tipps aus der wöchentlichen thermodynamik-Runde gilt mein besonderer Dank Prof. Heitland und Prof. Vogel.

Bei Herrn Scholz bedanke ich mich für die hervorragende und sehr angenehme Zusammenarbeit am Motorenprüfstand.

Besonders erwähnt werden muß die großzügige Unterstützung meiner Eltern, Familie und Freunde.

Lebenslauf

Name : Robin Vanhaelst

Geburtsdatum : 20.10.1976

Geburtsort : Schoten (Belgien)

Familienstand : Ledig

Schulbildung :

1982-1988 Grundschule – Corneel Frankstraat in Deurne

1988-1994 Königliches Atheneum Deurne (Antwerpen)
Abschluß: Zulassung zum Ingenieursstudium

Studium:

1994-1998 Freie Universität Brüssel
Studium Allgemeiner Maschinenbau

1998-1999 Erasmus-Student an der Ruhr-Universität-Bochum
Studium Allgemeiner Maschinenbau
Abschluß: „elektrotechnisch werktuigkundig ingenieur“, ebenbürtig mit dem deutschen Titel eines Diplom-Ingenieurs in Maschinenbau

Berufliche Tätigkeit:

1999-2002 Doktorand in der Aggregate-Forschung der Volkswagen AG in Wolfsburg

Seit Juni 2002 Versuchsingenieur in der Aggregate-Entwicklung bei der Audi AG in Neckarsulm