

Technische Universität München  
Institut für Energietechnik

Lehrstuhl für Thermodynamik

# **Verbrennungsablauf und Schadstoffbildung in Erdgas-Großmotoren mit Vorkammerzündung**

**Stefan Kammerstätter**

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

DOKTOR – INGENIEURS

genehmigten Dissertation.

Vorsitzender:

Univ.-Prof. Dr.-Ing. Willibald A. Günthner

Prüfer der Dissertation:

1. Univ.-Prof. Dr.-Ing. Thomas Sattelmayer

2. Univ.-Prof. Dr.-Ing. habil. Günter P. Merker, Universität Hannover

Die Dissertation wurde am 02.08.2012 bei der Technischen Universität München eingereicht  
und durch die Fakultät für Maschinenwesen am 05.11.2012 angenommen.



## Vorwort

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Assistent am Lehrstuhl für Thermodynamik der Technischen Universität München.

Besonders möchte ich mich bei meinem Doktorvater Herrn Univ.-Prof. Dr.-Ing. Thomas Sattelmayer für die Betreuung und die Übernahme des Hauptreferats bedanken. Er hat mir zum einen die Freiheiten gegeben, um in meinem Forschungsprojekt die Dinge umzusetzen, die meinen Stärken und Interessen entsprechen. Zum anderen hat er es immer wieder verstanden, durch kritische Anmerkungen und intensive Diskussionen den Fokus auf das Wesentliche zu lenken. Außerdem bedanke ich mich für die sehr spannende und lehrreiche Zusammenarbeit im Rahmen der Betreuung der Vorlesung „Thermodynamik I“. Bei Univ.-Prof. Dr.-Ing. habil. Günter P. Merker bedanke ich mich herzlich für die Übernahme des Koreferats und bei Univ.-Prof. Dr.-Ing. Willibald A. Günthner für die Übernahme des Vorsitzes bei der mündlichen Prüfung.

Ein besonderer Dank gilt allen aktuellen und ehemaligen Mitarbeitern des Lehrstuhls für Thermodynamik für die interessanten Diskussionen sowohl in fachlichen als auch in gesellschaftlichen Angelegenheiten. Speziell seien hier Herr Dr.-Ing. Christoph Heinz sowie Herr Dr.-Ing. Florian Mittermayer erwähnt, mit denen mich neben der fachlichen Zusammenarbeit auch eine tiefe Freundschaft verbindet. Außerdem möchte ich mich bei den Mitarbeitern in den Werkstätten für die produktive und stets freundschaftliche Zusammenarbeit bedanken. Dem Sekretariat, vor allem Frau Helga Bassett, danke ich für die Unterstützung in sämtlichen organisatorischen Angelegenheiten. Vielen Dank auch an allen Studierenden, die mich sowohl im experimentellen als auch im numerischen Bereich massiv unterstützt haben.

Der größte Dank gilt meiner Familie für die unglaubliche Unterstützung während meiner gesamten Ausbildung. Durch den ständigen Rückhalt hat sie entscheidend für das Gelingen dieser Arbeit beigetragen.

Garching, im Juli 2012

Stefan Kammerstätter





---

## **Kurzfassung**

Hauptaufgabe der aktuellen Forschung im Bereich der fossilen Energiewandlung ist die Erhöhung der Effizienz sowie die Reduktion der Schadstoffemissionen. Diese Arbeit verfolgt daher das Ziel, ein detailliertes Verständnis des Verbrennungsablaufs und der Schadstoffbildung in Erdgas-Großmotoren zu generieren. Dabei wird der Prozess eines Erdgas-Großmotors mit Zündung mittels einer Zündkerze in einer mit reinem Erdgas gespülten Vorkammer anhand experimenteller und numerischer Methoden untersucht. Durch Variation charakteristischer Parameter der Vorkammerzündung wird gezeigt, dass Effizienz, zyklische Schwankungen sowie Schadstoffemissionen des beschriebenen Prozesses durch geeignete Parameterkombination entscheidend optimiert werden können. Zusätzlich erfolgt eine detaillierte Analyse der Bildung von Schadstoffen in Erdgas-Großmotoren mit Vorkammerzündung und Optimierungsmaßnahmen zur Emissionsreduktion werden aufgezeigt.

## **Abstract**

One of the most important tasks in current research topics in the field of fossil energy conversion is the increase of efficiency and the reduction of pollutant emissions. The objective of this study is to create a profound understanding of the combustion process and the pollutant formation in large-bore natural gas engines. The ignition of the investigated process is initiated by a spark plug within a gas-scavenged prechamber and is analyzed by experimental and numerical methods. By varying characteristic prechamber parameters it is shown that efficiency, cycle-to-cycle variations and pollutant emissions can be optimized significantly by suitable combination of these parameters. Additionally pollutant formation in large-bore natural gas engines is analyzed in detail and possible optimization potentials are identified.



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
1.1	Motivation . . . . .	1
1.2	Zielsetzung . . . . .	4
<b>2</b>	<b>Theoretische Grundlagen</b>	<b>7</b>
2.1	Grundlagen zur Verbrennung . . . . .	7
2.1.1	Zündung . . . . .	7
2.1.2	Verbrennung . . . . .	8
2.1.3	Flammenausbreitung . . . . .	10
2.2	Abgasemissionen . . . . .	11
2.2.1	Kohlenmonoxid CO . . . . .	12
2.2.2	Unverbrannte Kohlenwasserstoffe UHC . . . . .	13
2.2.3	Stickoxide NO <sub>x</sub> . . . . .	13
2.3	Brennverfahren in Erdgas-Großmotoren . . . . .	16
2.3.1	Gemischzusammensetzung . . . . .	17
2.3.2	Brennraumtopologie . . . . .	19
2.3.3	Zündverfahren . . . . .	21
2.4	Literaturrecherche Vorkammerkonzepte . . . . .	23
<b>3</b>	<b>Spezifikation Prozess und Parameter</b>	<b>31</b>
3.1	Untersuchter Prozess . . . . .	31
3.2	Parametervariation . . . . .	33
<b>4</b>	<b>Experimentelle Untersuchungen</b>	<b>39</b>
4.1	Versuchsaufbau . . . . .	39
4.1.1	Optimierung des optischen Zugangs . . . . .	43
4.1.2	Optimierung des Ventiltriebs . . . . .	49
4.1.3	Optimierung der Luftzahl im Mischrohr . . . . .	51
4.2	Messtechnik . . . . .	56

4.2.1	Luftzahlmessung . . . . .	56
4.2.2	Druck- und Temperaturmessung . . . . .	57
4.2.3	OH <sup>*</sup> -Chemilumineszenz . . . . .	58
4.2.4	Abgasemissionen . . . . .	63
4.3	Versuchsauswertung . . . . .	70
4.3.1	Luftzahl in der Verbrennungszelle . . . . .	70
4.3.2	Druckmessung . . . . .	72
4.3.3	OH <sup>*</sup> -Chemilumineszenz . . . . .	73
4.3.4	Zyklenschwankungen . . . . .	74
4.3.5	Abgasemissionen . . . . .	75
<b>5</b>	<b>Numerische Untersuchungen</b>	<b>79</b>
5.1	Gittergenerierung . . . . .	79
5.2	CFD-Simulationsmodell . . . . .	82
5.3	CFD-Verbrennungsmodell . . . . .	83
5.4	Auswertung . . . . .	85
<b>6</b>	<b>Ergebnisse</b>	<b>87</b>
6.1	Gemischbildung in der Vorkammer . . . . .	87
6.1.1	Einströmvorgang . . . . .	87
6.1.2	Globale Bedingungen zum Zündzeitpunkt . . . . .	90
6.1.3	Ladungsschichtung in der Vorkammer . . . . .	94
6.2	Ergebnisse der Druckmessungen . . . . .	99
6.2.1	Einfluss des Überströmquerschnitts . . . . .	102
6.2.2	Einfluss der Spülgasmasse . . . . .	109
6.2.3	Einfluss des Vorkammervolumens . . . . .	114
6.2.4	Einfluss der Luftzahl in der Hauptkammer . . . . .	118
6.2.5	Zwischenfazit . . . . .	123
6.3	Ergebnisse der OH <sup>*</sup> -Chemilumineszenzmessung . . . . .	124
6.3.1	Einfluss des Überströmquerschnitts . . . . .	124
6.3.2	Einfluss der Spülgasmasse . . . . .	133
6.3.3	Einfluss des Vorkammervolumens . . . . .	139
6.3.4	Einfluss der Luftzahl in der Hauptkammer . . . . .	146
6.3.5	Zwischenfazit . . . . .	152
6.4	Ergebnisse der Abgasemissionsmessung . . . . .	154
6.4.1	Einfluss des Überströmquerschnitts . . . . .	154
6.4.2	Einfluss der Spülgasmasse . . . . .	157

6.4.3 Einfluss des Vorkammervolumens . . . . .	158
6.4.4 Einfluss der Luftzahl in der Hauptkammer . . . . .	160
6.5 Detaillierte Analyse der Schadstoffbildung . . . . .	163
<b>7 Zusammenfassung</b>	<b>171</b>
<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>174</b>



# Abbildungsverzeichnis

2.1	Adiabate Flammentemperatur als Funktion der Luftzahl nach [87]	9
2.2	Abgasemissionen in Abhängigkeit der Luftzahl nach [115]	12
2.3	NO-Konzentration nach [65]	15
3.1	Ansteuerung Vorkammerinjektor	32
3.2	Schema Zündkonzept	34
3.3	Schema Vorkammer	35
4.1	Prinzipieller Versuchsaufbau	40
4.2	Triggersignale Nockenwellen	41
4.3	In die Vorkammer injizierte Erdgasmasse	42
4.4	Überblick Steuersignale	43
4.5	Schnitt durch die Verbrennungszelle	44
4.6	Modularer Aufbau der Vorkammer	48
4.7	Skizze Ventilsitzhalterung	50
4.8	Verlauf der Luftzahl im Mischrohr nach [34]	51
4.9	Auslegung Druckbehältervolumen	54
4.10	Verlauf der Luftzahl im Mischrohr	55
4.11	Vereinfachtes Reaktionsschema	59
4.12	Chemilumineszenzspektrum	60
4.13	Normierte spezifische OH <sup>*</sup> -Intensität	61
4.14	Einbaulage Abgassonde	66
4.15	Versuchsaufbau Befüllung Abgasbehälter	67
4.16	Triggersignale Abgasmessung	68
4.17	Mittelwert Luftzahl	70
4.18	Parameter Druckmessung	72
4.19	Repräsentative Aufnahme der OH <sup>*</sup> -Emission	73
5.1	Gitter der gesamten Geometrie nach [100]	80
5.2	Vernetzung Hauptkammer nach [100]	81

5.3	Übergang zwischen Vor- und Hauptkammer nach [100] . . . . .	81
5.4	Borghgi-Diagramm nach [12, 75, 77] . . . . .	84
6.1	Vergleich Einströmvorgang für Variante $\sigma_{VK,2}$ und $\omega_{VK,1}$ . . . . .	88
6.2	Luftzahlverteilung für Variante $\sigma_{VK,2}$ , $\omega_{VK,1}$ und $m_{SG,3}$ . . . . .	89
6.3	Globale Vorkammerluftzahl $\bar{\lambda}_{VK}$ . . . . .	91
6.4	Detaillierte Darstellung des Einströmvorgangs für $\sigma_{VK,2}$ . . . . .	92
6.5	Globale Vorkammertemperatur $\bar{T}_{VK}$ . . . . .	93
6.6	Luftzahlverteilung zum Zündzeitpunkt für Variante $\sigma_{VK,2}$ . . . . .	94
6.7	Lokale Geschwindigkeitsverteilung in der Vorkammer . . . . .	96
6.8	Luftzahlverteilung zum Zündzeitpunkt für Variante $\sigma_{VK,1}$ . . . . .	97
6.9	Luftzahlverteilung zum Zündzeitpunkt für Variante $\sigma_{VK,3}$ . . . . .	98
6.10	Überlagerte Druckverläufe in Vor- und Hauptkammer für $\sigma_{VK,3}$ , $\omega_{VK,2}$ , $m_{SG,4}$ und $\lambda_{2,05}$ . . . . .	100
6.11	Aufnahme der Vorkammerspitze im Frühzündregime . . . . .	101
6.12	Zündverzug in der Vorkammer als Funktion von $\omega_{VK}$ . . . . .	103
6.13	Maximaler Druckanstieg während der reinen Vorkammerver- brennung als Funktion von $\omega_{VK}$ . . . . .	104
6.14	Gemittelte Druckverläufe als Funktion von $\omega_{VK}$ . . . . .	105
6.15	Druckanstiegsrate in der Hauptkammer als Funktion von $\omega_{VK}$ .	106
6.16	Schwankung der Druckanstiegsrate in der Hauptkammer im re- gulären Zündregime als Funktion von $\omega_{VK}$ . . . . .	107
6.17	Zündverzug in der Vorkammer als Funktion von $m_{SG}$ . . . . .	109
6.18	Maximaler Druckanstieg während der reinen Vorkammerver- brennung als Funktion von $m_{SG}$ . . . . .	110
6.19	Gemittelte Druckverläufe als Funktion von $m_{SG}$ . . . . .	111
6.20	Druckanstiegsrate in der Hauptkammer als Funktion von $m_{SG}$ .	112
6.21	Schwankung der Druckanstiegsrate in der Hauptkammer im re- gulären Zündregime als Funktion von $m_{SG}$ . . . . .	113
6.22	Zündverzug in der Vorkammer als Funktion von $\sigma_{VK}$ . . . . .	114
6.23	Maximaler Druckanstieg während der reinen Vorkammerver- brennung als Funktion von $\sigma_{VK}$ . . . . .	115
6.24	Gemittelte Druckverläufe als Funktion von $\sigma_{VK}$ . . . . .	116
6.25	Druckanstiegsrate in der Hauptkammer als Funktion von $\sigma_{VK}$ .	116
6.26	Schwankung der Druckanstiegsrate in der Hauptkammer im re- gulären Zündregime als Funktion von $\sigma_{VK}$ . . . . .	117
6.27	Zündverzug in der Vorkammer als Funktion von $\lambda$ . . . . .	119



6.28	Maximaler Druckanstieg während der reinen Vorkammervverbrennung als Funktion von $\lambda$ . . . . .	120
6.29	Gemittelte Druckverläufe als Funktion von $\lambda$ . . . . .	121
6.30	Druckanstiegsrate in der Hauptkammer als Funktion von $\lambda$ . . .	121
6.31	Schwankung der Druckanstiegsrate in der Hauptkammer im regulären Zündregime als Funktion von $\lambda$ . . . . .	122
6.32	Gemitteltes OH*-Chemilumineszenzsignal in der Hauptkammer als Funktion von $\omega_{VK}$ . . . . .	125
6.33	Gemittelte relative Reaktionsfläche $RA$ als Funktion von $\omega_{VK}$ . .	127
6.34	Gemittelte relative Emission $E$ als Funktion von $\omega_{VK}$ . . . . .	128
6.35	Gemittelte Strahleindringtiefe $PL$ als Funktion von $\omega_{VK}$ . . . . .	129
6.36	Variationskoeffizient $COV$ für die Parameter $RA$ , $E$ und $PL$ in Abhängigkeit von $\omega_{VK}$ . . . . .	131
6.37	Gemitteltes OH*-Chemilumineszenzsignal in der Hauptkammer als Funktion von $m_{SG}$ . . . . .	134
6.38	Gemittelte relative Reaktionsfläche $RA$ als Funktion von $m_{SG}$ . .	135
6.39	Gemittelte relative Emission $E$ als Funktion von $m_{SG}$ . . . . .	135
6.40	Gemittelte Strahleindringtiefe $PL$ als Funktion von $m_{SG}$ . . . . .	137
6.41	Variationskoeffizient $COV$ für die Parameter $RA$ , $E$ und $PL$ in Abhängigkeit von $m_{SG}$ . . . . .	138
6.42	Gemitteltes OH*-Chemilumineszenzsignal in der Hauptkammer als Funktion von $\sigma_{VK}$ . . . . .	140
6.43	Gemittelte relative Reaktionsfläche $RA$ als Funktion von $\sigma_{VK}$ . .	142
6.44	Gemittelte relative Emission $E$ als Funktion von $\sigma_{VK}$ . . . . .	142
6.45	Gemittelte Strahleindringtiefe $PL$ als Funktion von $\sigma_{VK}$ . . . . .	144
6.46	Variationskoeffizient $COV$ für die Parameter $RA$ , $E$ und $PL$ in Abhängigkeit von $\sigma_{VK}$ . . . . .	145
6.47	Gemitteltes OH*-Chemilumineszenzsignal in der Hauptkammer als Funktion von $\lambda$ . . . . .	147
6.48	Gemittelte relative Reaktionsfläche $RA$ als Funktion von $\lambda$ . . . .	148
6.49	Gemittelte relative Emission $E$ als Funktion von $\lambda$ . . . . .	149
6.50	Gemittelte Strahleindringtiefe $PL$ als Funktion von $\lambda$ . . . . .	150
6.51	Variationskoeffizient $COV$ für die Parameter $RA$ , $E$ und $PL$ in Abhängigkeit von $\lambda$ . . . . .	151
6.52	Ergebnisse der Abgasmessungen als Funktion von $\omega_{VK}$ . . . . .	155
6.53	Ergebnisse der Abgasmessungen als Funktion von $m_{SG}$ . . . . .	157
6.54	Ergebnisse der Abgasmessungen als Funktion von $\sigma_{VK}$ . . . . .	159

6.55 Ergebnisse der Abgasmessungen als Funktion von  $\lambda$  . . . . . 161

6.56 NO<sub>x</sub>-Emission als Funktion von  $\lambda$  und  $\omega_{VK}$  . . . . . 163

6.57 Validierung der numerisch berechneten Druckverläufe mit experimentellen Daten in Abhängigkeit von  $\omega_{VK}$  . . . . . 165

6.58 Fortschrittsvariable  $\tilde{c}$  in der Symmetrieebene der Vorkammer . 166

6.59 Luftzahl  $\lambda$  in der Symmetrieebene der Hauptkammer . . . . . 167

6.60 Turbulente Intensität  $I$  in der Symmetrieebene der Hauptkammer als Funktion von  $\omega_{VK}$  . . . . . 168

6.61 Verhältnis der relativen Emission  $E$  und der relativen Reaktionsfläche  $RA$  als Funktion von  $\omega_{VK}$  . . . . . 169

# Tabellenverzeichnis

3.1	Variation spezifisches Vorkammervolumen $\sigma_{VK}$ . . . . .	34
3.2	Variation spezifischer Überströmquerschnitt $\omega_{VK}$ . . . . .	36
3.3	Variation Spülgasmasse $m_{SG}$ . . . . .	36
3.4	Variation Luftzahl $\lambda$ . . . . .	37
4.1	Vergleich Brennraumgeometrie . . . . .	45
4.2	Solldruck Verbrennungszelle . . . . .	47
4.3	Übersicht Steuerungsparameter . . . . .	48
4.4	Übersicht Geometrieparameter und Zustandsgrößen . . . . .	49
4.5	Sättigungstemperatur im Abgasbehälter . . . . .	69
4.6	Luftzahlbereiche Verbrennungszelle . . . . .	71



# Nomenklatur

## Lateinische Symbole

$a$	Messwert	[-]
$A$	Flammenoberfläche	[m <sup>2</sup> ]
$c$	Ausbreitungsgeschwindigkeit der Flammenfront	[m/s]
$\bar{c}$	Gemittelter Verbrennungsfortschritt	[-]
$C$	Konstante für Geschwindigkeitskoeffizient	[-]
$C_{\text{HYB}}$	Proportionalitätsfaktor	[-]
$C_{k,i}$	Konstanten zur Bestimmung des Quenchfaktors	[-]
$d$	Durchmesser	[mm]
$E_A$	Aktivierungsenergie	[J/mol]
$f$	Brennweite	[mm]
$G$	Quenchfaktor	[-]
$h$	Höhe	[mm]
$h$	Plancksches Wirkungsquantum	[J s]
$\dot{H}$	Enthalpiestrom	[J/s]
$HWB$	Halbwertsbreite	[nm]
$I$	Chemilumineszenzintensität	[counts]
$I$	Strahlungsintensität	[W/mm <sup>2</sup> ]
$k$	Geschwindigkeitskoeffizient	[cm <sup>3</sup> /(mol s)]
$k$	Hub-Bohrungs-Verhältnis	[-]
$k$	Turbulente kinetische Energie	[m <sup>2</sup> /s <sup>2</sup> ]
$l$	Länge, Längenmaß	[m]
$L_m$	Tatsächlich vorhandene molare Luftmenge	[mol <sub>L</sub> /mol <sub>B</sub> ]
$L_{\text{min},m}$	Stöchiometrische molare Luftmenge	[mol <sub>L</sub> /mol <sub>B</sub> ]
$m$	Anzahl Kohlenstoffatome	[-]
$m$	Masse	[kg]

$\dot{m}$	Massenstrom	[kg/s]
$M$	Molmasse	[kg/kmol]
$Ma$	Machzahl	[-]
$MWL$	Mittelwellenlänge	[nm]
$n$	Anzahl	[-]
$n$	Drehzahl	[min <sup>-1</sup> ]
$n$	Polytrophenexponent	[-]
$n$	Verh. Druckanstiegsrate zu max. Druckanstiegsrate	[-]
$\dot{n}$	Molenstrom	[mol/s]
$N$	Stoffmenge	[mol]
$p$	Druck	[bar]
$PL$	Strahleindringtiefe	[mm]
$RA$	Reaktionsfläche	[-]
$R$	Spezifische Gaskonstante	[J/(kg K)]
$R_m$	Allgemeine Gaskonstante	[J/(mol K)]
$s$	Flammengeschwindigkeit	[m/s]
$s$	Kolbenhub	[mm]
$s$	Standardabweichung	[-]
$t$	Zeit	[s]
$T$	Temperatur	[K]
$Trig$	Triggersignal	[-]
$u, U$	Geschwindigkeit	[m/s]
$V$	Volumen	[m <sup>3</sup> ]
$x$	Arithmetischer Mittelwert	[-]

### Griechische Symbole

$\alpha$	Winkel Nadelventil	[°]
$\beta$	Winkel Nadelventil	[°]
$\beta_i$	Bezogener Molanteil	[mol <sub>i</sub> /mol <sub>ges</sub> ]
$\delta$	Flammendicke	[μm]
$\Delta$	Differenz	[-]
$\epsilon$	Dissipationsrate	[m <sup>2</sup> /s <sup>3</sup> ]
$\epsilon$	Molarer Absorptionskoeffizient	[cm <sup>2</sup> /mol]
$\epsilon$	Verdichtungsverhältnis	[-]
$\eta_f$	Brennstoffumsetzungsrate	[%]

$\kappa$	Isentropenexponent	[-]
$\lambda$	Luftzahl	[-]
$\nu$	Frequenz eines Lichtquants	[Hz]
$\omega$	Spezifischer Überströmquerschnitt	[%]
$\dot{\omega}_c$	Quellterm der Verbrennungsfortschrittsvariable	[kg/(m <sup>3</sup> s)]
$\phi$	Kurbelwinkel	[°]
$\varphi$	Nockenwellenwinkel	[°]
$\varphi$	Äquivalenzverhältnis	[-]
$\Pi$	Druckverhältnis	[-]
$\psi$	Ausflussfunktion	[-]
$\psi$	Molare Konzentration	[mol/cm <sup>3</sup> ]
$\sigma$	Spezifisches Vorkammervolumen	[%]
$\rho$	Dichte	[kg/m <sup>3</sup> ]
$\tau$	Transmissionsgrad	[%]

### Hochgestellte Indizes

–	Gemittelt
*	Angeregter elektronischer Zustand
*	Kritische Durchströmung
'	Fluktuation
◦	Referenzzustand

### Tiefgestellte Indizes

0	Zustand 0
1	Zustand 1, Variante 1, Modul 1
2	Zustand 2, Variante 2, Modul 2
3	Variante 3
1,90	Luftzahlbereich 1,90
1,95	Luftzahlbereich 1,95
2,00	Luftzahlbereich 2,00
2,05	Luftzahlbereich 2,05
2,10	Luftzahlbereich 2,10
2,15	Luftzahlbereich 2,15
2,20	Luftzahlbereich 2,20
ad	Adiabat

AG	Abgas
AS	Analysator
B	Behälter
B	Brennstoff
Bezug	Bezugsniveau
c	Chemisch
d	Zeitverzug
e	Lufterhitzer
eff	Effektiv
ein	Einströmend
exp	Experimentell
E	Edukte
f	Feucht
ges	Gesamt
G	Gas
Glas	Quarzglas
h	Hub
HK	Hauptkammer
i	Einzelzyklus
i	Teilreaktion
i	Variante
ID	Zündverzug
Ign	Zündung
Inj	Vorkammerinjektor
j	Parameter
krit	Kritisch
$\eta$	Kolmogorov
l	Laminar
L,c	Druckluftspeicher
L	Luft
max	Maximal
min	Minimal
M	Motor
Mix	Mischinjektor
MR	Mischrohr



---

num	Numerisch
OT	Oberer Totpunkt
P, Prod	Produkte
Pilot	Pilotinjektor
P	Pixel
ref	Referenzzustand
rms	Root Mean Square
R	Reaktion
Reak	Reaktanden
S	Sättigung
S	Schwellwert
SG	Spülgasmasse
t	Turbulent
tr	Trocken
V	Ventil
V	Verbrennung
V	Versuchsdauer
V	Vorwärts
VK	Vorkammer
$x, y, z$	Raumrichtung
Z	Zyklus
Zelle	Verbrennungszelle
ZP	Zwischenprodukt
Zyklen	Verbrennungszyklen

### **Dimensionslose Kennzahlen**

Da	Damköhlerzahl
Ka	Karlovitzzahl
Ma	Machzahl

### **Akronyme**

APIR	Autoinflammation Pilotée par Injection de Radicaux
AÖ	Auslass Öffnet
AS	Auslass Schließt
BHKW	Blockheizkraftwerk

CFD	Computational Fluid Dynamics
DNS	Direkte Numerische Simulation
DUV-RAS	Ultraviolett Resonanz Absorptions Spektroskopie
DV	Drosselventil
EÖ	Einlass Öffnet
ES	Einlass Schließt
HCCI	Homogeneous Charge Compression Ignition
IÖ	Injektor Öffnet
IR	Infrarot
IS	Injektor Schließt
JPIC	Jet Plume Injection and Combustion
KWK	Kraft Wärme Kopplung
LAG	Lavinia Activatsia Gorenia
LES	Grobstruktursimulation
LIF	Laserinduzierte Fluoreszenz
LKW	Lastkraftwagen
LNG	Liquified Natural Gas
MV	Magnetventil
NDIR	Nicht-Dispersive Infrarotabsorption
NDUV	Nicht-Dispersive UV/VIS-Spektroskopie
PFJ	Pulsed Flame Jet
OT	Oberer Totpunkt
PGI	Performance Gas Injection
PJC	Pulsed Jet Combustion
PKW	Personenkraftwagen
URANS	Unsteady Reynolds Averaged Navier Stokes
UHC	Unverbrannte Kohlenwasserstoffe
UT	Unterer Totpunkt
UV	Ultraviolett
VIS	Visuell
ZZP	Zündzeitpunkt

# 1 Einleitung

## 1.1 Motivation

Die grundsätzliche Idee zur Nutzung der bei einem Verbrennungsprozess an einem beweglichen Kolben geleisteten Arbeit geht auf eine Erfindung von Christiaan Huygens (1629-1695) aus dem Jahre 1666 zurück. In seiner sogenannten Explosionsmaschine wurde in einem mit einem beweglichen Kolben abgedichteten Zylinder eine Ladung Schießpulver gezündet und anschließend durch Expansion Nutzarbeit am Kolben verrichtet. Später beschrieb Nicolas Léonard Sadi Carnot (1796-1832) auf Basis der Arbeit von Huygens die grundlegenden thermodynamischen Teilprozesse einer Verbrennungskraftmaschine, nämlich Kompression, Expansion, Arbeits- und Wärmeaufnahme sowie Arbeits- und Wärmeabgabe, welche bis heute ihre Gültigkeit besitzen.

Mitte des 19. Jahrhunderts wurden schließlich erste vollständige Motorkonzepte vorgestellt. Dabei gelten in Europa vor allem Nicolaus August Otto (1832-1891), Eugen Langen (1833-1895), Carl Benz (1844-1929) sowie Rudolf Diesel (1858-1913) als die frühen Pioniere der Motorenentwicklung. Von entscheidender Bedeutung war dabei der von Otto 1870 patentierte Prozess eines Gemisch ansaugenden Motors mit Fremdzündung. Durch die definierte Abfolge der vier Teilprozesse, nämlich Ansaugen, Kompression, Verbrennung und Expansion sowie Ausschleiben, wurde somit ein 4-Takt-Motor entwickelt, der nach wie vor als Otto-Prozess bekannt ist.

Bereits 1860 patentierte Jean Joseph Étienne Lenoir (1822-1900) den ersten Gasmotor. Dieser 2-Takt Motor erreichte einen Wirkungsgrad von ca. 5% [38] und gilt als erster Gasmotor, der in Serie produziert wurde. Es wurden über 5000 Stück davon verkauft.

Durch diese frühen Patente war der Grundstein für einen rasanten Fortschritt der Technologie gelegt und die ersten Verbrennungsmotoren wurden in mobilen Anwendungen eingesetzt. Wegen einer erheblich einfacheren Verteilung

und Speicherung von flüssigen Brennstoffen wurde die Entwicklung aber immer stärker von Motoren mit Benzin- beziehungsweise Dieselmotor dominiert. So fristete der Gasmotor, sowohl in mobilen als auch in stationären Anwendungen, bis weit in das 20. Jahrhundert hinein ein Nischendasein.

In den letzten Jahrzehnten erfolgte allerdings aufgrund diverser Aspekte ein grundsätzliches Umdenken der bis in die 1970er Jahre praktizierten Energieversorgung in mobilen und stationären Anwendungen. Stetig wiederkehrende Unruhen in politisch instabilen Ländern in der Region um den Persischen Golf gingen und gehen nach wie vor zu Lasten der Versorgungssicherheit von Rohöl und sämtlichen flüssigen Brennstoffen. Dies führte zu starken Preisschwankungen und einem generell starken Anstieg der Rohölpreise in den letzten Jahren. Außerdem sind die Vorkommen an Rohöl begrenzt und die Förderung neu zu erschließender Ölfelder wird immer aufwendiger und ökonomisch erst produktiv, wenn die Rohölpreise weiter steigen. Als problematisch zeigt sich auch die immer stärker steigende Nachfrage an Primärenergieträgern. So ist beispielsweise der Primärenergiebedarf seit 1980 um das Doppelte gestiegen [101]. Durch den enormen Wirtschaftsaufschwung in Schwellenländern wie China und Indien, wird eine weitere Verdopplung bis zum Jahr 2035 [101] prognostiziert.

Bei der Verbrennung von fossilen Brennstoffen entstehen verschiedene Schadstoffe, die auf Mensch und Natur negative Einflüsse haben. So absorbiert beispielsweise Kohlendioxid ( $\text{CO}_2$ ) einen Teil des von der Erde reflektierten Sonnenlichts, wodurch  $\text{CO}_2$  neben Wasserdampf den größten Anteil am Treibhauseffekt und einer damit einhergehenden Erderwärmung hat. Auswirkungen dieses anthropogenen Treibhauseffekts sind auf lange Sicht nicht abzusehen, weshalb einer weiteren Erderwärmung durch Reduktion der  $\text{CO}_2$ -Emissionen entgegenzuwirken ist. Aufgrund des steigenden Primärenergiebedarfs und der Anforderung an Emissionsreduktion sollten daher Energiewandlungssysteme mit fossilen Primärenergieträgern möglichst durch regenerative Energiewandlungssysteme substituiert werden. Da allerdings diese Technologien erst in der Entwicklungsphase stecken, ist die Hauptaufgabe der aktuellen Forschung, die Effizienz vorhandener Systeme möglichst auszureizen.

Durch diese Anforderungen an emissionsarme Energiewandlungssysteme, die bei hoher Leistungsausbeute gleichzeitig einen geringen Brennstoff-

verbrauch aufweisen, gewinnt der Gasmotor in den letzten Jahren immer mehr an Bedeutung. Allein durch die Nutzung von Erdgas anstatt Dieselöl als Brennstoff lässt sich beispielsweise aufgrund des geringeren C/H-Verhältnisses die CO<sub>2</sub>-Emission um 25 % reduzieren [119]. Aber auch andere Gasarten, wie zum Beispiel Biogase, Klärgase, Deponiegase oder Synthesegase, lassen sich bei guten Wirkungsgraden und Emissionswerten in einem Gasmotor verfeuern. Außerdem ergibt sich durch den Einsatz magerer Verbrennungskonzepte eine Reduktion des Kraftstoffverbrauchs, eine Steigerung des Wirkungsgrades durch Erhöhung des Verdichtungsverhältnisses sowie eine massive Reduktion von Stickoxid-Emissionen (NO<sub>x</sub>). Zusätzlich enthält das Abgas, verglichen zum Dieselmotor, bei der vorgemischten Verbrennung in Gasmotoren kaum Ruß und andere Partikel.

Hauptsächliches Einsatzgebiet des Gasmotors sind sogenannte stationäre Anlagen. Dazu zählen Blockheizkraftwerke (BHKW), in denen ein Stationärmotor die chemisch gebundene Energie des Brennstoffs in elektrische und thermische Energie wandelt und somit sehr hohe Brennstoffausnutzungsgrade von bis zu 90 % erreicht werden. Des Weiteren bietet sich auf Grund der sehr sicheren Erdgas-Versorgungslage in Mitteleuropa auch der Einsatz in Anlagen zur Notstromversorgung in öffentlichen Einrichtungen an, wie beispielsweise in Krankenhäusern. Es werden auch immer größere Mengen an Erdgas im verflüssigten Zustand in sogenannten Flüssiggastankern (LNG - Liquefied Natural Gas) über die Weltmeere transportiert. Durch Wärmeeintrag in die auf Temperaturen um -198 °C abgekühlten Flüssigkeitstanks verdampft ständig ein Teil des transportierten Erdgases. Zur Reduktion der Emission von unverbrannten Kohlenwasserstoffen wird dieses abgedampfte Erdgas zumindest teilweise als Brennstoff zum Antrieb des LNG-Tankers genutzt. Dabei kommen verstärkt auch Erdgas-Großmotoren zum Einsatz [62]. Aber auch in mobilen Anwendungen findet der Gasmotor durch verbesserte Konzepte der Brennstofflagerung eine stete Verbreiterung.

Die Hauptaufgabe der Gasmotorenentwicklung besteht darin, Verfahren zu entwickeln, die die beschriebenen Anforderungen an Effizienz und niedrige Emissionen erfüllen. Ansätze sind dabei optimierte Aufladestrategien, eine vollvariable Ventilsteuerung, eine optimierte Motorsteuerung und vor allem eine Optimierung der Zündungs- und Verbrennungsverfahren. So konnte durch unterschiedlichste Maßnahmen beispielsweise der Wirkungsgrad von Großgasmotoren in den letzten 20 Jahren von 38 auf nahezu 49 %, bei gleich-

zeitiger Steigerung des effektiven Mitteldrucks von 12 auf 22 bar, vergrößert werden [111].

Durch die im Vergleich zu Rohöl sichere Versorgungslage, bezogen auf den Heizwert geringere Kosten, ausreichende Ressourcen sowie ein in Europa weit verbreitetes Versorgungsnetz durch Erdgasleitungen, wird in den nächsten Jahrzehnten die Nachfrage an effizienten Gasmotoren weiter steigen. Um die Konkurrenzfähigkeit und die Umweltverträglichkeit weiter zu erhöhen, sind allerdings weitere Verbesserungsmaßnahmen nötig, wodurch ein großer Forschungsbedarf gegeben ist.

## 1.2 Zielsetzung

Eine in der Entwicklung von Brennverfahren für Verbrennungsmotoren übliche Methodik ist die Variation diverser Parameter und eine anschließende globale Analyse des Zündungs- und Verbrennungsablaufs. Da diese Methodik mittlerweile an ihre Grenzen stößt, ist die Zielsetzung der vorliegenden Arbeit, ein besseres Verständnis der Zündungs- und Verbrennungsvorgänge in einem Verbrennungsmotor zu generieren und diese detailliert zu analysieren.

Bei dem untersuchten Prozess handelt es sich um einen mager betriebenen Erdgas-Großmotor mit Funkenzündung in einer mit reinem Erdgas gespülten Vorkammer. Eine detaillierte Analyse des Zündungs- und Verbrennungsprozesses erfolgt experimentell an einer am Lehrstuhl für Thermodynamik entwickelten Versuchsanlage sowie numerisch durch Analyse der Ergebnisse von CFD-Simulationen. Dazu soll der Einfluss von unterschiedlichen geometrischen Parametern der Vorkammer sowie operativen Prozessparametern untersucht werden. Ziel ist aber nicht nur, durch geeignete Kombination der untersuchten Parameter, die Anforderungen an möglichst hohe Effizienz und Stabilität sowie möglichst geringe Abgasemissionen zu erfüllen, sondern auch ein grundlegendes Verständnis der innermotorischen Abläufe zu generieren.

Dazu werden zuerst in Kapitel 2 die wichtigsten theoretischen Grundlagen zu Zündung und Verbrennung erarbeitet, sowie verschiedene Zündverfahren in Erdgas-Großmotoren beschrieben. Außerdem wird anhand einer Literaturrecherche zu Vorkammerkonzepten gezeigt, wo die Anknüpfungspunkte für eine Prozessoptimierung liegen. Der untersuchte Prozess sowie die variier-

ten Parameter werden in Kapitel 3 vorgestellt. Anschließend werden in Kapitel 4 der Versuchsaufbau, die eingesetzten Messtechniken sowie die Versuchsauswertung erläutert. Kapitel 5 beschreibt das eingesetzte numerische Modell und die Gittergenerierung für unterschiedliche geometrische Varianten. Die Messergebnisse werden in Kapitel 6 diskutiert. Dabei wird für den untersuchten Prozess zuerst die Gemischbildung in der Vorkammer betrachtet. Anschließend werden die Einflüsse der unterschiedlichen Parameter auf die Druckverläufe in Vor- und Hauptkammer, die Flammenausbreitung in der Hauptkammer sowie die Abgasemissionen gezeigt und diskutiert. Außerdem erfolgt eine Analyse zur Schadstoffbildung in Erdgas-Großmotoren mit Vorkammerzündung. Eine abschließende Zusammenfassung der Arbeit folgt in Kapitel 7.





## 2 Theoretische Grundlagen

Im folgenden Abschnitt werden die grundlegenden theoretischen Zusammenhänge zu Zündungs- und Verbrennungsmechanismen, der Schadstoffbildung sowie Brennverfahren in Erdgas-Großmotoren erläutert.

### 2.1 Grundlagen zur Verbrennung

Die Grundlagen zur Zündung und Verbrennung von Gemischen aus Kohlenwasserstoffen und Luft werden in der Literatur hinreichend dargestellt [41, 74, 87, 105]. Diese Arbeit beschränkt sich daher auf eine Zusammenfassung der wichtigsten Aspekte.

#### 2.1.1 Zündung

Zur Einleitung eines Verbrennungsvorgangs ist es nötig, die chemische Reaktion der Reaktanden zu starten, also zu zünden. Die Startreaktion kann dabei durch unterschiedliche Methoden erfolgen. Nach [87] lässt sich mit einem vereinfachten Arrhenius-Ansatz [2] die Abhängigkeit der Bildung von Reaktionszwischenprodukten  $N_{ZP}$  mit der universellen Gaskonstante  $R_m$  darstellen als

$$\frac{dN_{ZP}}{dt} \propto e^{-\frac{E_a}{R_m \cdot T}}. \quad (2.1)$$

Die Einleitung einer Startreaktion erfolgt dabei entweder mit einer Absenkung der Aktivierungsenergie  $E_a$  durch den Einsatz von Katalysatoren, oder die Reaktionsrate wird durch einen Temperaturhub erhöht, was der technisch viel relevantere Fall ist. Dies wird zum Beispiel anhand lokaler Aufheizung der Reaktanden über die Selbstzündtemperatur an einer heißen Oberfläche oder mittels eines Zündfunken erreicht. Eine weitere Möglichkeit ist die Einmischung von heißen Reaktanden beziehungsweise von heißen, reaktiven Zwischenpro-

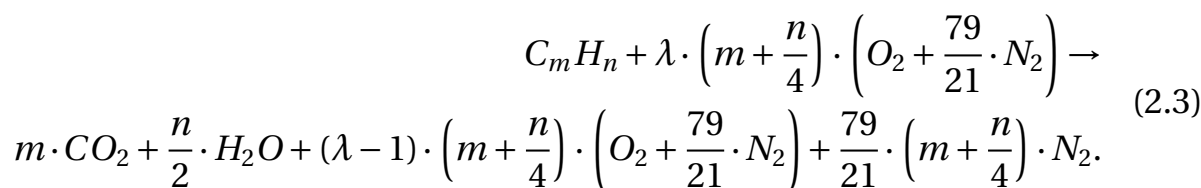
dukten der Verbrennung. Wie in den Kapiteln 2.3.3 und 3 gezeigt wird, sind bei dem betrachteten Zündverfahren beide Zündmechanismen für die Auslösung der Startreaktion von entscheidender Bedeutung, sowohl die lokale Temperaturerhöhung als auch die Einmischung von heißen Produkten.

## 2.1.2 Verbrennung

Unter einer Verbrennung versteht man grundsätzlich eine exotherme Oxidation eines Brennstoffs, wobei als Oxidator Sauerstoff beziehungsweise Luft eingesetzt wird. Als entscheidendes Maß dafür wird die Luftzahl  $\lambda$  nach [87] als Verhältnis der tatsächlich vorhandenen Luftmenge  $L_m$  zur minimal benötigten, stöchiometrischen Luftmenge  $L_{min,m}$  gebildet zu

$$\lambda = \frac{L_m}{L_{min,m}}. \quad (2.2)$$

Findet diese Oxidation unter Luftmangel statt, so spricht man von einer fetten Verbrennung ( $\lambda < 1$ ), wohingegen bei Luftüberschuss von einer mageren Verbrennung ( $\lambda > 1$ ) gesprochen wird. Nimmt die Luftzahl den Wert  $\lambda = 1$  an, so handelt es sich um eine stöchiometrische Verbrennung. Für die Verbrennung von Kohlenwasserstoffen  $C_m H_n$  mit Luft unter mageren Bedingungen ergibt sich nach [41] folgende Bruttoreaktionsgleichung:



Bei Verbrennung von Methan sind dabei die Faktoren  $m = 1$  und  $n = 4$ . Speziell bei Betrachtung der Entstehung von Abgasemissionen (siehe Kapitel 2.2) ist die Temperatur, bei der die Oxidation abläuft von entscheidender Bedeutung. Die maximal mögliche Temperatur, die dabei bei der Verbrennung erreicht werden kann, entspricht der ohne jegliche Wärmeabfuhr, also unter adiabaten Bedingungen. Das bedeutet, dass die adiabate Flammentemperatur  $T_{ad}$  nach [87] die Temperatur der Produkte darstellt, wenn kein Wärmeaustausch zwischen Flamme und Umgebung stattfindet. Für ein offenes, stationäres System kann somit nach [87] die Leistungsbilanz an der Flamme ge-

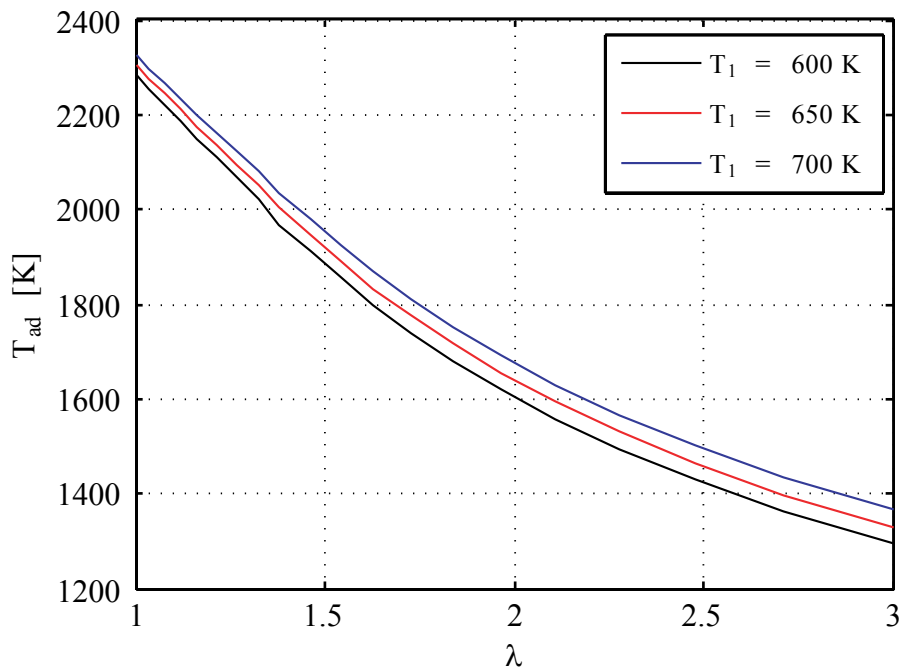
bildet werden zu

$$(\dot{H}_2 - \dot{H}^0)_{Prod} = -\Delta\dot{H}_R^0 - (\dot{H}_1 - \dot{H}^0)_{Reak}. \quad (2.4)$$

Die Referenzenthalpien  $\dot{H}^0$  beziehen sich dabei auf einen definierten Referenzzustand ( $p = 1,013 \text{ bar}$ ,  $T = 273,15 \text{ K}$ ). Die Reaktionsenthalpie bestimmt sich mit dem molaren unteren Heizwert  $H_{u,m}$  und dem Molenstrom des eingesetzten Brennstoffs  $\dot{n}_B$  zu

$$\Delta\dot{H}_R^0 = -\dot{n}_B \cdot H_{u,m}. \quad (2.5)$$

Bei bekannter Zusammensetzung des Brennstoffs kann somit die Enthalpie der Produkte  $\dot{H}_2$  berechnet werden. Da diese eine Funktion der Temperatur  $T_2$  ist, lässt sich somit die adiabate Flammentemperatur  $T_2 = T_{ad}$  berechnen. Die adiabate Flammentemperatur ist eine Funktion der Luftzahl  $\lambda$  sowie der Temperatur der Reaktanden  $T_1$ . Abbildung 2.1 zeigt exemplarisch den Verlauf der adiabaten Flammentemperatur  $T_{ad}$  für die Oxidation von Methan mit Luft als Funktion der Luftzahl  $\lambda$  für ausgewählte Temperaturen der Reaktanden  $T_1$ .



**Abbildung 2.1:** Abhängigkeit der adiabaten Flammentemperatur  $T_{ad}$  als Funktion der Luftzahl  $\lambda$  für unterschiedliche Temperaturen der Reaktanden  $T_1$  bei der Oxidation von Methan mit Luft nach [87].

### 2.1.3 Flammenausbreitung

Hinsichtlich Ausbreitung der Flamme muss grundsätzlich zwischen der laminaren sowie der turbulenten Flammenausbreitung unterschieden werden. Daraus leiten sich auch laminare  $s_l$  sowie turbulente Flammengeschwindigkeit  $s_t$  ab.

- **Laminare Flammengeschwindigkeit  $s_l$ :**

Zur Bestimmung der laminaren Flammengeschwindigkeit gibt es verschiedene Ansätze. Ein einfacher thermischer Ansatz folgt nach [61], in dem eine Flammendicke  $\delta_L$  angegeben wird, welche sich in eine Vorwärm- sowie in eine Reaktionszone aufteilt [41]. Daraus ergibt sich das chemische Zeitmaß  $t_c$  als jene Größe, die die Flamme benötigt, um sich um ihre eigene Dicke  $\delta_l$  auszubreiten:

$$t_c = \frac{\delta_l}{s_l}. \quad (2.6)$$

Da aber eine Berechnung der laminaren Flammengeschwindigkeit aus diesem Ansatz alleine nicht möglich ist [87], muss diese entweder durch Betrachtung eines detaillierten chemischen Ansatzes oder durch Korrelationen berechnet werden. Für die Verbrennung von Gemischen aus Methan und Luft gibt es dazu verschiedenste Ansätze [1, 22, 30, 66, 112]. Es stellt sich aber in jedem Fall eine Abhängigkeit der laminaren Flammengeschwindigkeit  $s_l$  von Druck  $p$ , Temperatur  $T$  sowie Luftzahl  $\lambda$  dar:

$$s_l = s_l(p, T, \lambda). \quad (2.7)$$

Eine detaillierte Übersicht über Korrelationen zur Bestimmung der laminaren Flammengeschwindigkeit speziell für hohe Drücke  $> 40$  bar findet sich in [66].

- **Turbulente Flammengeschwindigkeit  $s_t$ :**

Im technisch relevanten Fall ist der Geschwindigkeit der Flammenfront allerdings stets ein Strömungsfeld mit schwankender Geschwindigkeit überlagert. Dies führt dazu, dass die Fläche der eigentlich laminaren Flammenfront aufgrund von Wirbeleinmischung vergrößert wird. Aus

der Kontinuitätsgleichung an der Flammenfront folgt eine turbulente Flammengeschwindigkeit  $s_t$  als Funktion der laminaren Flammengeschwindigkeit  $s_l$  und dem Flächenverhältnis der laminaren  $A_l$  beziehungsweise turbulenten Flammenoberfläche  $A_t$  zu

$$s_t = s_l \cdot \frac{A_l}{A_t}. \quad (2.8)$$

Aus einer Reihe von Ansätzen zeigt beispielsweise Damköhler [16], dass sich mit der turbulenten Geschwindigkeitsfluktuation  $u'$  und dem Zusammenhang

$$\frac{A_l}{A_t} = 1 + \frac{u'}{s_l} \quad (2.9)$$

die turbulente Flammengeschwindigkeit ergibt zu

$$s_t = s_l + u'. \quad (2.10)$$

Die Größe, der die Flammenfront beeinflussenden Wirbel, wird als turbulentes Längenmaß  $l_t$  bezeichnet, woraus das charakteristische turbulente Zeitmaß  $t_t$  zu

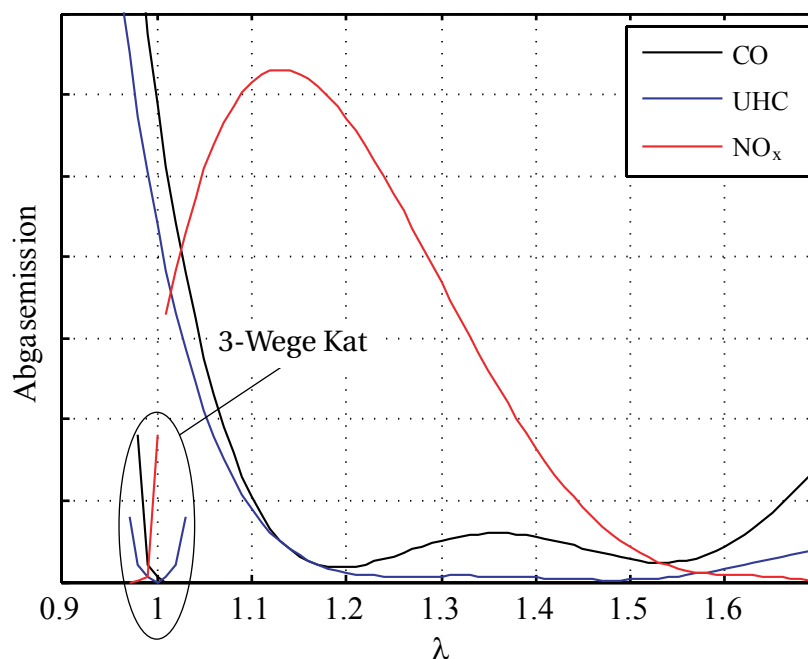
$$t_t = \frac{l_t}{u'} \quad (2.11)$$

berechnet werden kann. Zur rechnerischen Bestimmung der turbulenten Flammengeschwindigkeit  $s_t$  gibt es in der Literatur eine Vielzahl an Korrelationen [51, 88, 89, 118].

## 2.2 Abgasemissionen

Wie in Gleichung 2.3 dargestellt, entstehen bei einer vollständigen Verbrennung eines mageren Brennstoff-Luft-Gemischs ausschließlich die Komponenten Sauerstoff ( $O_2$ ), Stickstoff ( $N_2$ ), Kohlendioxid ( $CO_2$ ) sowie Wasserdampf ( $H_2O$ ). Eine reale technische Verbrennung folgt aber einer Vielzahl an Teilreaktionen und speziell in motorischen Anwendungen wird nur eine unvollständige Verbrennung erreicht. Dabei treten im Produktgas zusätzlich unter anderem die Schadstoffe Kohlenmonoxid  $CO$ , unverbrannte Kohlenwasserstoffe UHC sowie Stickoxide  $NO_x$  auf. Vor allem bei der Verbrennung von flüssigen und festen Brennstoffen kommt es zusätzlich zur Bildung von Partikeln und Ruß.

Die Komponente  $\text{CO}_2$  im Produktgas wird in der Literatur nicht als Schadstoff angegeben, da es für Menschen an sich nicht schädlich ist. Die Auswirkungen auf den Treibhauseffekt sind allerdings nachgewiesen (siehe Kapitel 1), eine Reduktion der  $\text{CO}_2$ -Emission kann allerdings nur durch Reduktion des Brennstoffverbrauchs oder durch den Einsatz von Brennstoffen mit einem, auf seinen Heizwert bezogenen, geringeren Kohlenstoffanteil erzielt werden [65].



**Abbildung 2.2:** Abgasemissionen in Abhängigkeit der Luftzahl  $\lambda$  nach [115].

Ein Überblick über die im Verbrennungsmotor entstehenden Abgasemissionen in Abhängigkeit der Luftzahl  $\lambda$  ist in Abbildung 2.2 [115] dargestellt. Bei zusätzlicher Betrachtung von Abbildung 2.1 zeigt sich eine deutliche Abhängigkeit der Emissionen von der adiabaten Flammentemperatur  $T_{ad}$ .

### 2.2.1 Kohlenmonoxid CO

Aus Abbildung 2.2 zeigt sich eine klare Abhängigkeit der Emission von CO von der Luftzahl  $\lambda$ . Bei einer fetten Verbrennung ( $\lambda < 1$ ) steigt durch die unvollständige Verbrennung die CO-Emission massiv an. Im stöchiometrischen sowie im leicht mageren Bereich wird nahezu das gesamte CO in  $\text{CO}_2$  umgewandelt, da der Anteil an den Zwischenprodukten H sowie OH in diesem Bereich sehr hoch ist [65]. Für extrem magere Gemische ( $\lambda > 1,4$ ) zeigt sich

ein erneuter Anstieg der CO-Emission. Dies ist damit zu begründen, dass aufgrund der Reduktion der Verbrennungstemperatur (siehe Abbildung 2.1) die Verbrennung unvollständiger wird und generell die CO-Oxidation



stark von der Temperatur abhängig ist [65]. Somit wird durch die Reduktion der Verbrennungstemperatur die Aufoxidation zu  $CO_2$  gehemmt.

### 2.2.2 Unverbrannte Kohlenwasserstoffe UHC

Ähnlich wie bei CO sind auch die Emissionen von UHC stark von der Luftzahl  $\lambda$  abhängig (siehe Abbildung 2.1). Der Anstieg für fette Gemische ( $\lambda < 1$ ) ist vor allem durch die unvollständige Verbrennung zu begründen. Bei der Betrachtung magerer Gemische kann aufgrund der vollständigen Verbrennung direkt hinter der Flammenfront nahezu keine UHC-Emission festgestellt werden. Die Emission an unverbrannten Kohlenwasserstoffen entsteht daher vorwiegend in Zonen, die von der Flamme nicht erreicht werden [65]. Hierbei wird die Flamme durch Wärmeabfuhr aus der Reaktionszone gelöscht. Dieses Phänomen tritt vorwiegend an kalten Wänden oder in Spalten auf und wird als Quenching [41] bezeichnet. Speziell in Verbrennungskraftmaschinen besteht durch die Expansion des Zylinderinhalts und einer damit verbundenen Reduktion der Temperatur außerdem die Gefahr, dass das Brennstoff-Luft-Gemisch erst gar nicht komplett ausbrennt, wodurch der UHC-Anteil im Abgas ebenso erhöht wird. Bei extrem mageren Gemischen kann außerdem durch Zündaussetzer teilweise ein kompletter Zylinderinhalt in den Abgaskanal entweichen, was zu enorm hohen UHC-Emissionen führt.

### 2.2.3 Stickoxide $NO_x$

Als Stickoxid  $NO_x$  wird im Bereich der technischen Verbrennung die Summe der Emission an Stickstoffmonoxid NO sowie Stickstoffdioxid  $NO_2$  bezeichnet. Bei motorischen Verbrennungssystemen entsteht allerdings hauptsächlich NO, was jedoch unter atmosphärischen Bedingungen nach einer längeren Zeit zu  $NO_2$  aufoxidiert [65]. Aus den Abbildungen 2.2 und 2.1 wird deutlich der Einfluss der Luftzahl  $\lambda$  sowie der adiabaten Flammentemperatur  $T_{ad}$

ersichtlich. Während das Maximum von  $T_{ad}$  bei leicht fetten Gemischen auftritt, zeigt sich hinsichtlich  $\text{NO}_x$ -Emission ein Maximalwert bei leicht mageren Gemischen. Der Grund dafür ist, dass am Punkt der größten adiabaten Flammentemperatur zu wenig Oxidator zur Umsetzung zur Verfügung steht und dieses Verhältnis erst bei leicht mageren Gemischen, trotz bereits wieder rückläufiger adiabater Flammentemperatur, zur Bildung von  $\text{NO}_x$  optimal wird [108]. Grundsätzlich werden drei verschiedene Mechanismen zur Bildung von  $\text{NO}_x$  (hier im Speziellen  $\text{NO}$ ) in der Literatur unterschieden.

- **Thermisches  $\text{NO}$ :**

Die Bildung von  $\text{NO}$  durch thermische Einflüsse wurde erstmals von Zeldovich [116] beschrieben und später durch die Arbeit von Lavoie et al. [58] erweitert. Dieser erweiterte Zeldovich-Mechanismus besteht aus folgenden Elementarreaktionen:

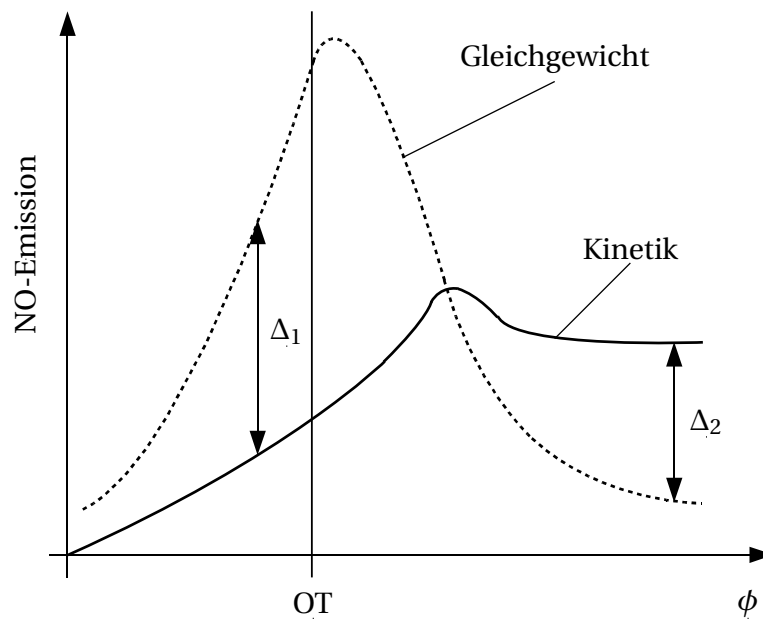


Durch Berechnung der Geschwindigkeitskoeffizienten  $k_{i,V}$  für die Vorwärtsreaktion der einzelnen Teilreaktionen (siehe [65]) zeigt sich die erste Elementarreaktion (Gleichung 2.13) als der geschwindigkeitsbestimmende Schritt, da  $k_{1,V}$  um mehrere Größenordnungen unter den Werten für die beiden anderen Elementarreaktionen (Gleichungen 2.14 und 2.15) liegt. Da der Geschwindigkeitskoeffizient der Vorwärtsreaktion  $k_{1,V}$  unter Berücksichtigung der Konstanten  $C$  nach dem Ansatz

$$k_{1,V} \propto \exp\left(-\frac{C}{T_{ad}}\right) \quad (2.16)$$

eine Exponentialfunktion des Kehrwerts der adiabaten Flammentemperatur ist, ergibt sich somit eine massive Temperaturabhängigkeit. So kann gezeigt werden, dass eine Anhebung der adiabaten Flammentemperatur von 2000 auf 2500 K zu einer Erhöhung des thermisch gebildeten  $\text{NO}$  um das 50-fache führt [65]. Aufgrund dieser merklichen Temperaturabhängigkeit spricht man von einer kinetisch kontrollierten  $\text{NO}$ -Bildung, da das chemische Zeitmaß  $t_c$  im Vergleich zum turbulenten Zeitmaß  $t_t$  groß ist.





**Abbildung 2.3:** NO-Konzentration bei Gleichgewichtszustand bzw. kinetisch kontrollierter NO-Bildung nach [65].

Dies zeigt sich auch bei Betrachtung von Abbildung 2.3 nach [65], in der die NO-Konzentration in Abhängigkeit des Kurbelwinkels  $\phi$  für eine Reaktion mit Bildung eines chemischen Gleichgewichts sowie eine kinetisch kontrollierte Reaktion nach Zeldovich aufgetragen ist. Daraus wird ersichtlich, dass durch die Zeldovich-Kinetik zuerst wesentlich weniger NO produziert wird, was sich in der Differenz  $\Delta_1$  verdeutlicht. Da aber nach Erreichung des Oberen Totpunkts OT die Temperatur massiv zurückgeht, folgt das NO aufgrund der extrem langsam ablaufenden Prozesse nicht der Rückreaktion, sondern wird quasi eingefroren [65]. Dadurch ergibt sich die gegenüber dem Gleichgewichtszustand erhöhte NO-Bildung, siehe  $\Delta_2$ .

Bei Betrachtung der motorischen Verbrennung stellt thermisch gebildetes NO den Hauptbestandteil der  $\text{NO}_x$ -Emissionen dar.

- **Prompt-NO:**

Die Bildung von Prompt-NO geht einher mit der Bildung des  $\text{CH}^*$ -Radikals und wurde erstmals von Fenimore [23] postuliert. Der Reaktionsmechanismus dazu benötigt relativ geringe Aktivierungsenergien und beginnt bereits bei Temperaturen im Bereich von 1000 K. Da die Bildung von Prompt-NO sich vorwiegend auf brennstoffreiche, also fette und stöchiometrische Gemische konzentriert, sei an dieser Stelle an die

einschlägige Literatur zu detaillierten Bildungsmechanismen verwiesen. Nach [65] entstehen bei der motorischen Verbrennung 95 % der Emissionen durch den thermischen Zeldovich-Mechanismus und der Rest über den Fenimore-Mechanismus (Prompt-NO). Unter mageren Bedingungen ist dieser Anteil noch größer.

- **Brennstoff-NO:**

Die Entstehung von NO-Emissionen aus im Brennstoff enthaltenen Stickstoff ist für motorische Anwendungen vernachlässigbar, da die verwendeten flüssigen sowie gasförmigen Brennstoffe kaum Stickstoff enthalten. Dieser Mechanismus ist speziell für die Kohle-Feuerung von Bedeutung.

## 2.3 Brennverfahren in Erdgas-Großmotoren

Je nach Anwendungsfall und Hersteller sind unterschiedlichste Konzepte zur Zündung und Verbrennung in Erdgas-Großmotoren auf dem Markt erhältlich. Dabei unterscheiden sich die einzelnen Brennverfahren vor allem hinsichtlich Gemischzusammensetzung, Brennraumtopologie sowie Zündverfahren. Die hier betrachteten Großmotoren arbeiten nach dem Otto-Verfahren mit externer Vormischung und Homogenisierung von Erdgas und Luft. Meistens werden derartige Motoren ein- oder zweistufig [26] aufgeladen betrieben. Als Zündmechanismen kommen größtenteils Fremdzündung mittels Zündkerzen sowie Selbstzündung mittels geringen Mengen Dieselöl zum Einsatz.

Der Leistungsbereich von Erdgas-Großmotoren richtet sich dabei nach dem Kundenwunsch und kann durch unterschiedliche Anzahl der meist in Reihe oder in V-Anordnung geschalteten Zylinder [117] variiert werden. Bei Kolbendurchmessern zwischen 190 und 350 mm werden je nach Hersteller und Brennverfahren Zylinderleistungen von 150 bis 450 kW erreicht [79]. Bei bis zu 20 Zylindern ergeben sich so Spitzenleistungen im Bereich von bis zu 10 MW elektrisch [26]. Durch Optimierung werden dabei elektrische Wirkungsgrade von bis zu 48,7 % sowie bei Nutzung der Abwärme in Form einer Kraft-Wärme-Kopplung (KWK) Gesamtwirkungsgrade von bis zu 90 % erreicht [26].

### 2.3.1 Gemischzusammensetzung

Hinsichtlich Gemischzusammensetzung kann grundsätzlich zwischen stöchiometrisch und mager betriebenen Erdgas-Großmotoren unterschieden werden.

- **Stöchiometrische Brennverfahren:**

Stöchiometrische Brennverfahren mit Luftzahlen um  $\lambda \approx 1$  finden in Erdgasmotoren vor allem bei kleineren Baugrößen mit Kolbendurchmessern bis zu 200 mm Anwendung. Diese bieten im Wesentlichen den Vorteil hoher Brenngeschwindigkeiten, womit sie vor allem für den Einsatz in Anwendungen mit schnellen Lastwechseln von erhöhtem Interesse sind. So werden beispielsweise in mobilen Anwendungen (PKW, LKW, Bus) Motoren im bivalenten Modus betrieben. Das bedeutet, dass der nach dem Otto-Verfahren arbeitende Motor wahlweise mit Benzin oder mit Erdgas betrieben werden kann, wobei beide Brennstoffe nach dem stöchiometrischen Brennverfahren arbeiten. Der Vorteil derartiger Systeme besteht in der Flexibilität bezüglich des eingesetzten Brennstoffs sowie einer teilweisen Lösung der Speicherproblematik gasförmiger Brennstoffe in mobilen Anwendungen. Der Brennstoff Erdgas weist allerdings eine höhere Oktanzahl und somit eine geringere Klopfneigung als der Brennstoff Benzin auf. Um einen sogenannten BiFuel-Betrieb zu realisieren, ist ein klopfreier Betrieb für beide Brennstoffe zu gewährleisten, da dies ansonsten zu irreversiblen Schädigungen der mechanischen Komponenten führen kann. Deswegen ist das Verdichtungsverhältnis auf den Brennstoff mit der geringeren Klopfestigkeit auszulegen, also dem Brennstoff Benzin. Da der Wirkungsgrad eines Verbrennungsmotors nach dem Otto-Verfahren unter anderem vom Verdichtungsverhältnis  $\epsilon$  abhängig ist [34, 86], reduziert sich dieser beim Betrieb des Motors mit dem Brennstoff Erdgas dementsprechend und das Potential wird nicht vollständig ausgeschöpft [24].

Grundsätzlich bieten stöchiometrische Brennverfahren den Vorteil, dass durch eine Abgasnachbehandlung in einem 3-Wege-Katalysator sehr niedrige Schadstoffemissionen erzielt werden können. Die Arbeitsweise eines 3-Wege-Katalysator bedingt allerdings einer sehr exakten Regelung der Luftzahl im Bereich  $\lambda = 0,988 \pm 0,002$ . Nur in diesem Bereich werden

die generell hohen Rohemissionen an  $\text{NO}_x$ , CO sowie UHC im Katalysator bestmöglich reduziert [115, 119]. Siehe dazu auch Abbildung 2.2.

Im Bereich der stationären Erdgas-Großmotoren mit Kolbendurchmessern größer als 200 mm weist die stöchiometrische Verbrennung allerdings massive Nachteile auf. Durch die generell hohen Verbrennungstemperaturen treten an Ventilen und Ventilsitzen Verschleißerscheinungen auf [3], wodurch in diesem Bereich vorwiegend magere Brennverfahren mit niedrigeren Verbrennungstemperaturen eingesetzt werden.

- **Magere Brennverfahren:**

Durch die Verbrennung von Brennstoff-Luft-Gemischen in Erdgas-Großmotoren mit Luftzahlen  $\lambda \geq 1,6$  wird zum einen eine signifikante Reduktion des Kraftstoffverbrauchs erreicht, zum anderen werden aufgrund der reduzierten Verbrennungstemperatur (siehe Kapitel 2.2) die  $\text{NO}_x$ -Emissionen massiv reduziert [115]. Das bedeutet, dass bereits durch innermotorische Maßnahmen die bei Großmotoren geltenden Emissionsgrenzwerte (nach „Technischen Anleitung zur Reinhaltung der Luft - TA-Luft“ [11]) erreicht werden und somit auf eine aufwendige Abgasnachbehandlung verzichtet werden kann. Erst bei weiterer Abmagerung steigen die Emissionen von UHC sowie CO wieder an (siehe Abbildung 2.2), wodurch hier meistens Oxidationskatalysatoren zur Einhaltung der Abgasgrenzwerte eingesetzt werden.

Da im Gegensatz zu stöchiometrischen Brennverfahren bei mageren Brennverfahren die Klopfestigkeit vergrößert wird, erfolgt zum Ausgleich der geringeren Leistungsdichte der Magerverbrennung eine Erhöhung des Verdichtungsverhältnisses  $\epsilon$ , was wiederum zu höheren Kompressionsendtemperaturen führt. Da dadurch wiederum die Klopfgefahr steigt, erfolgt eine Reduktion der Temperatur durch die Anwendung der Verfahren von Miller oder Atkinson [91]. Bei diesen Verfahren wird durch frühes oder spätes Schließen der Einlassventile durch Expansion oder Ausschleiben die Kompressionsendtemperatur reduziert. Einher mit der Abmagerung eines Gemischs aus Erdgas und Luft geht auch eine Reduktion der Brenngeschwindigkeit. Deswegen gilt es hinsichtlich Brennraumtopologie und Zündverfahren Optimierungmaßnahmen zu treffen, um so einen regulären Motorbetrieb innerhalb des vom Klopfen und von Zündaussetzern begrenzten Betriebsbereichs zu gewährleisten.

Aufgrund der diskutierten Vorteile sowie der vielfältigen Einsatzmöglichkeiten von mageren Brennverfahren, beschränken sich die in dieser Arbeit präsentierten theoretischen Grundlagen zu Verbrennungskonzepten in Gasmotoren in weiterer Folge auf dieses Brennverfahren.

### 2.3.2 Brennraumtopologie

Hinsichtlich Brennraumtopologie können für magere Brennverfahren in Erdgas-Großmotoren folgende Konzepte unterschieden werden:

- **Ungeteilter Brennraum:**

Ein wichtiger Faktor bei der Herstellung von Großmotoren ist die Senkung der Produktions- und Fertigungskosten durch die Applikation möglichst einfacher Geometrien der einzelnen Bauteile. Speziell der Zylinderkopf ist dabei hinsichtlich Komplexität eine wichtige Komponente, weshalb ungeteilte Brennräume dahingehend große Vorteile aufweisen. Allerdings zeigt sich bei der Zündung von immer magereren Gemischen in größeren Brennräumen aufgrund der Reduktion der Brenngeschwindigkeit eine Grenze bezüglich Ausbrandrate die zu hohen UHC-Emissionen führt. Es wird versucht, diesem Verhalten mit gezielt eingebrachter Turbulenz (Drall, Tumble [76]) entgegenzuwirken. Dabei besteht allerdings wiederum die Gefahr, dass durch die hohen Geschwindigkeiten im Brennraum die Flamme vor allem im Zündkern ausgeblasen wird, was zu massiven Zyklenschwankungen bis hin zu Zündaussetzern führen kann. Ungeteilte Brennräume werden für Erdgas-Großmotoren mit Zylinderdurchmessern bis zu  $d \leq 250$  mm bei Luftzahlen von  $\lambda \leq 1,6$  eingesetzt.

- **Geteilter Brennraum:**

Für große Zylinderdurchmesser und sehr magere Gemische ( $\lambda > 1,6$ ) ist die Entflammung des Gemischs an einem einzelnen Zündkern nicht mehr ausreichend. Bei diesen Konzepten werden mit der Hilfe von Vorkammern mehrere Zündkerne generiert, um so die Stabilität der Zündung zu verbessern und Zyklenschwankungen beziehungsweise Zündaussetzer auf ein Minimum zu reduzieren. Grundsätzlich gilt es dabei

zwischen Vorkammerzündkerzen und gespülten/ungespülten Vorkammern zu unterscheiden. Bei beiden Systemen erfolgt die Zündungsauslösung in einer mit der Hauptkammer durch Überströmbohrungen verbundenen Vorkammer mit kleinem Volumen. Dadurch wird eine gewisse Entkoppelung des Strömungszustands in der Vorkammer von der Hauptkammer erzielt, wodurch gezielt Turbulenz in der Vorkammer generiert und somit die Gefahr eines ausgeblasenen Zündkerns reduziert werden kann.

Vorkammerzündkerzen sind dabei derart ausgeführt, dass über die Zündelektrode eine Kappe platziert wird, welche über mehrere Überströmbohrungen mit dem Hauptbrennraum verbunden ist [64]. Der Zylinderkopf benötigt hierbei keine Adaption, da die Vorkammerzündkerze direkt in der Zündkerzenaufnahme montiert werden kann. Allerdings ist das Volumen der Vorkammer bei diesen Systemen beschränkt, weswegen der Einsatz von Vorkammerzündkerzen hinsichtlich Zylinderdurchmesser begrenzt ist.

Bei gespülten/ungespülten Vorkammern wird ein kleines Volumen in der Größenordnung von 0,5 bis 4 % des Zylindervolumens im Oberen Totpunkt [3] zentrisch im Zylinderkopf positioniert und mit Überströmbohrungen mit der Hauptkammer verbunden. Durch Zündung innerhalb der Vorkammer entsteht aufgrund der chemischen Reaktion eine Druckdifferenz zwischen Vor- und Hauptkammer, was dazu führt, dass reagierendes oder teilverbranntes Gemisch beziehungsweise verbranntes Abgas über die Überströmbohrungen in die Hauptkammer eindringt. Die dadurch entstehenden Flammenkerne sorgen für eine Zündung der mageren Hauptkammerladung im jeweiligen Sektor, wodurch insgesamt, im Vergleich zu ungeteilten Brennräumen, die Brenndauer erheblich reduziert wird. Um auch sehr magere Gemische im Bereich von  $\lambda \approx 2,0$  sicher entflammen zu können, erfolgt bei diesen Verfahren eine Anreicherung der Vorkammer mit reinem Erdgas, weshalb man von einer gespülten Vorkammer spricht. Die Spülung wird dabei üblicherweise durch Rückschlagventile während des Ladungswechsels gewährleistet. Ziel der Vorkammerspülung ist die Erzeugung eines nahezu stöchiometrischen Gemischs innerhalb der Vorkammer in der Region des Zündkerns. Gespülte Vorkammern ermöglichen somit eine extreme Abmagerung der Hauptkammerladung und eine Ausdehnung des Betriebsbereichs.

### 2.3.3 Zündverfahren

Die Art und Weise der Zündungsauslösung ist einer der entscheidenden Parameter in mageren Erdgas-Großmotoren, vor allem hinsichtlich Effektivität des gesamten Verbrennungsprozesses. Neben der konventionellen Funkenzündung sind dabei diverse Systeme bei verschiedenen Herstellern im Einsatz. Im Folgenden soll ein kurzer Überblick über die verschiedenen Zündverfahren gegeben werden:

- **Funkenzündung:**

Zündkerzen werden in Motoren, die nach dem Otto-Verfahren arbeiten, am häufigsten zur Zündung des Brennstoff-Luft-Gemischs eingesetzt. Dabei wird durch einen Hochspannungsimpuls ein Überschlag in Form eines Zündfunken zwischen Mittel- und Masse-Elektrode generiert. Durch die lokale Temperaturerhöhung im Bereich des Zündfunken wird somit die Kettenreaktion zur Oxidation des Brennstoffs ausgelöst. Mit Zündkerzen lässt sich der Zündzeitpunkt exakt einstellen, womit die Effektivität des Verbrennungsprozesses optimiert werden kann. Nachteilig bei der Verwendung von Zündkerzen ist speziell bei stationären Anlagen die geringe Standzeit der Elektrode aufgrund hoher Abbrandraten.

- **Laserzündung:**

Beim Verfahren der Laserzündung wird über optische Zugänge ein Laserstrahl in den Zylinder eingeleitet und am gewünschten Zündort fokussiert [29]. Durch Ionisation wird im Brennpunkt Plasma mit einer sehr hohen Kerntemperatur gebildet, wodurch die Zündung des Brennstoff-Luft-Gemischs eingeleitet wird [64]. Der Hauptvorteil ist dabei, dass der Zündort nahezu beliebig gewählt und somit auf den Bereich optimaler Gemischzusammensetzung optimiert werden kann. Problematisch zeigt sich allerdings, dass der optische Zugang in den Brennraum während des Motorbetriebs und somit die Laserleistung aufgrund von Verunreinigungen beeinträchtigt werden kann.

- **Homogene Selbstzündung (HCCI):**

Das HCCI-Verfahren (Homogeneous Charge Compression Ignition) besteht dadurch, dass durch Überschreiten der Selbstzündtemperatur eine Selbstzündung des Brennstoff-Luft-Gemischs nahezu gleichzeitig im

gesamten Brennraum eintritt. Bei der Betrachtung von Erdgas als Brennstoff zeigt sich aber die hohe Selbstzündungstemperatur im Bereich von 800 °C [64] als problematisch. Da diese nur bei sehr hohen Verdichtungsverhältnissen erreicht wird, ergibt sich bei zusätzlicher Betrachtung der sehr starken Druckerhöhungsrate aufgrund der homogenen Selbstzündung eine enorm hohe mechanische Beanspruchung der gesamten Bauteile, weswegen das Verfahren für Gasmotoren auf geringe Lasten beschränkt ist [54].

- **Selbstzündung an heißen Oberflächen:**

Ziel dieses Verfahrens ist eine kontrollierte Zündungsauslösung durch lokal hohen Wärmeeintrag an einer beheizten Oberfläche. Dadurch soll der Nachteil der vergleichsweise kurzen Wartungsintervalle von Zündkerzen ausgeglichen werden. Ein auf dem Markt befindliches System ist dabei beispielsweise das PGI-Verfahren (Performance Gas Injection) der Fa. MAN Diesel SE [33], wozu umfangreiche Untersuchungen durchgeführt wurden [34, 66]. Aber auch in aktuellen Forschungsvorhaben liegt der Fokus auf diesem Zündverfahren [90].

- **Selbstzündung mit Dieselöl:**

Das neben der Funkenzündung am weitesten verbreitete Zündverfahren ist die Zündungsauslösung mittels geringen Mengen an Dieselöl. Hierbei wird gezielt Dieselöl in das heiße, verdichtete Brennstoff-Luft-Gemisch injiziert, welches sich anschließend selbstständig entzündet. Dieses Zündverfahren zeigt sich als sehr stabil, sodass damit auch sehr magere Gemische noch gezündet werden können. Außerdem besteht damit auch die Möglichkeit, Gemische mit schwer entflammaren Brennstoffen, wie Biogase, Klärgase oder Deponiegase, zu zünden [3]. Die Verdichtung des homogenen Brennstoff-Luft-Gemischs im Brennraum muss dabei derart kontrolliert werden, dass die Verdichtungstemperatur über die Selbstzündtemperatur des Dieselöls und unter der Selbstzündtemperatur des Brennstoff-Luft-Gemischs im Brennraum liegt. Die während der Injektion des Dieselöls eingebrachte Dieselmasse entspricht dabei in etwa 1 % der gesamt in den Brennraum eingebrachten Energiemenge. Nachteil dieses Zündverfahrens ist, dass die Peripherie auf zwei verschiedene Brennstoffe ausgelegt werden muss. Außerdem entstehen durch die Dieselerverbrennung zusätzlich Partikel und Ruß.



## 2.4 Literaturrecherche Vorkammerkonzepte

Wie in Kapitel 1.2 beschrieben, soll in dieser Arbeit eine Parameterstudie zu Zündung und Verbrennung in Erdgas-Großmotoren mit Vorkammer durchgeführt werden. Im Folgenden soll daher ein chronologischer Überblick über besonders relevante Studien zu Vorkammerkonzepten gegeben werden:

**Gussak et al.** [31] entwickelten 1975 das sogenannte LAG-Verfahren (Lavinia Activatsia Gorenia oder Avalanche Activated Combustion), ein Verfahren mit Funkenzündung eines fetten Brennstoff-Luft-Gemischs in einer Vorkammer. Die Vorkammer hat dabei ein Volumen von 2...3 % des Zylindervolumens in OT und die Größe der Überströmfläche in die Hauptkammer wird mit  $0,03 \dots 0,04 \text{ cm}^2$  pro  $1 \text{ cm}^3$  Vorkammervolumen angegeben. Die untersuchten Überströmbohrungen weisen ein Längen- zu Durchmesser Verhältnis von 0,5 auf. Durch die bei der unvollständigen Verbrennung in der Vorkammer produzierten Zwischenprodukte dringen Strahlen an teilverbranntem Gemisch beziehungsweise hoch aktiven Radikalen in die magere Hauptkammer ein. Durch dieses chemisch hoch reaktive Potential wird das Gemisch in der Hauptkammer gezündet, wobei durch gezielte Ladungsbewegung die aktiven Radikale möglichst homogen in der Hauptkammer verteilt werden sollen. In dieser Arbeit wurde zum ersten Mal die signifikante Optimierung des Verbrennungsprozesses bei zusätzlicher Ausnutzung noch aktiver Zwischenprodukte während der Verbrennung nachgewiesen. Es wurde anhand Druckmessungen sowie optischer Untersuchungen festgestellt, dass zwischen der Turbulenz der aus der Vorkammer austretenden Strahlen an Zwischenprodukten und der Effektivität des Zündungsprozesses in der Hauptkammer ein eindeutiger Zusammenhang besteht und somit die geometrische Auslegung der Vorkammer von entscheidender Bedeutung ist.

**Oppenheim et al.** [72] beschrieben 1989 das sogenannte PJC-Verfahren (Pulsed Jet Combustion). Bei diesem Verfahren erfolgt die Zündung in einer ungespülten Vorkammer mit einem Volumen von  $1 \text{ cm}^3$  und einem Durchmesser der einzigen Überströmbohrung in die Hauptkammer von 2,5 mm. Die Luftzahl in der statischen Verbrennungszelle beträgt bei den dargestellten Experimenten  $\lambda = 1,67$  und die Zündung erfolgt mit einer Zündkerze. Optische Untersuchungen zeigen einen klaren Einfluss auf das Verhalten des in die Hauptkammer eindringenden Strahls in Abhängigkeit des vorherrschenden Drucks

in Vor- und Hauptkammer. Eine Druckerhöhung führt dabei beispielsweise zu einer reduzierten Strahlaufweitung. Im Vergleich zur konventionellen Funkenzündung wird nachgewiesen, dass die Druckanstiegsrate sowie der Maximaldruck bei Anwendung des PJC-Verfahrens massiv steigen.

**Hensinger et al.** [37] entwickelten 1992 das von Oppenheim et al. beschriebene PJC-Verfahren [72] weiter zum JPIC-Verfahren (Jet Plume Injection and Combustion). Ähnlich wie beim LAG-Verfahren [31] wird auch hier zusätzlich Brennstoff in die bereits beschriebene Vorkammer des PJC-Verfahrens [72] eingebracht, sodass ein fettes Gemisch in der Vorkammer gezündet wird. Als Variationsparameter wurde unter anderem der Einfluss der Größe der Überströmbohrungen untersucht. So wurde bei konstanter Überströmfläche die Anzahl der Überströmbohrungen von eins ( $d = 2,5$  mm) auf drei ( $d = 1,44$  mm) erhöht. Die Untersuchungen zeigen, dass bei einer größeren Anzahl an Überströmbohrungen sowohl die Druckanstiegsrate als auch der Maximaldruck in der Hauptkammer vergrößert werden können, was grundsätzlich zu einer höheren Effizienz des Verbrennungsprozesses führt. Verglichen mit dem PJC-Verfahren werden hinsichtlich dieser Parameter ebenso massive Verbesserungen nachgewiesen.

**Crane et al.** [15] untersuchten 1992 an einem Versuchsmotor (Zylinderdurchmesser 137,5 mm) mittels Druckindizierung den Einfluss unterschiedlicher Geometrien von gespülten Vorkammern auf UHC- und  $\text{NO}_x$ -Emissionen sowie den Wirkungsgrad. Das Vorkammervolumen wurde dabei zwischen 6,8 und 9,0 % des Zylindervolumens in OT variiert. Der Durchmesser der einzigen Überströmbohrung wurde zwischen 4,75 und 9,53 mm verändert. Eine Vergrößerung des Vorkammervolumens resultiert in einer Reduktion der UHC-Emissionen um 30 % und einer Erhöhung der  $\text{NO}_x$ -Emissionen um 50 %. Der Wirkungsgrad verschlechtert sich leicht um 2 %. Bei konstantem Vorkammervolumen führt eine Verringerung der Überströmfläche zu einer signifikanten Reduktion der UHC-Emissionen sowie zu einer massiven Erhöhung der  $\text{NO}_x$ -Emissionen bei gleichzeitiger Verbesserung des Wirkungsgrades um 9 %. In dieser Arbeit wird zusätzlich der Einfluss der Zündkerzenposition innerhalb der Vorkammer sowie eine Variante mit zweigeteiltem Brennraum in der Vorkammer untersucht. Hinsichtlich Zündkerzenposition zeigt sich bei Zündung nahe der Überströmbohrungen eine Reduktion von UHC- sowie eine Erhöhung von  $\text{NO}_x$ -Emissionen. Grund dafür ist eine optimierte Gemischzusammensetzung im Vorkammerhals bei dieser Zündungsposition.

**Nakazono et al.** [70] zeigten 1994 in ihrer Studie den Einfluss von Vorkammervolumen, Bohrungsdurchmesser, Zündzeitpunkt sowie globaler Luftzahl auf Druckverlauf sowie  $\text{NO}_x$ -Emissionen. Es wird dabei an einem Versuchsmotor (Zylinderdurchmesser 280 mm) als Zündverfahren ein gespültes Vorkammerkonzept mit Funkenzündung eingesetzt, wobei ebenso eine Variation des Vordrucks der Spülgasleitung erfolgt (90, 100 und 110 kPa). Die untersuchten Vorkammervolumina betragen 2 und 3 % des Zylindervolumens in OT. Der Durchmesser der Überströmbohrungen wird zwischen 5 und 6 mm variiert. Zusätzlich erfolgt eine Variation der Überströmfläche durch eine unterschiedliche Anzahl an Überströmbohrungen (3 und 4). Durch Rechnung wird die globale Luftzahl in der Vorkammer bestimmt. Generell ergeben sich fette Brennstoff-Luft-Gemische ( $\lambda < 1$ ) in der Vorkammer, wobei für den größten Vordruck der Spülgasleitung die kleinsten Luftzahlen ermittelt werden. Auf die  $\text{NO}_x$ -Emission hat der Vordruck keinen Einfluss, allerdings zeigt sich hinsichtlich Luftzahl in der Hauptkammer eine Verschiebung der Zündgrenze in Richtung mager für kleinere globale Luftzahlen in der Vorkammer. Bei Betrachtung des Volumens der Vorkammer ergibt sich ein größerer Maximaldruck, eine höhere Druckanstiegsrate sowie höhere  $\text{NO}_x$ -Emissionen für große Vorkammervolumina. Große Bohrungsdurchmesser resultieren bei konstantem Vorkammervolumen in einem geringeren spezifischen Kraftstoffverbrauch, wobei hinsichtlich Maximaldruck sowie  $\text{NO}_x$ -Emissionen ein geringer Einfluss zu beobachten ist.

**Uyehara** [107] zeigte in einer 1995 veröffentlichten Studie an einem Versuchsmotor den Einfluss des Vorkammervolumens und des Durchmessers der Überströmbohrungen auf die  $\text{NO}_x$ -Emissionen sowie die Leistungsabgabe des Motors. Wie bereits in [34] beschrieben zeigt sich durch Vergrößerung des Volumens der Vorkammer von 0,5 auf 16 % eine massive Erhöhung der  $\text{NO}_x$ -Emissionen. Eine Vergrößerung der Überströmbohrungen von 3,2 auf 4,5 mm resultiert in einer erhöhten Leistungsabgabe des Motors um 8...10 %.

**Robinet et al.** [82] entwickelten 1999 mit dem APIR-Verfahren (Autoinflammation Pilotée par Injection de Radicaux) eine Erweiterung des bereits vorgestellten PJC-Verfahrens [72]. Der Unterschied besteht in einer massiven Reduktion des Durchmessers der Überströmbohrungen auf 1 mm, sodass die in die Hauptkammer eintretenden Strahlen komplett gequencht und die aktiven Radikale durch gezielte Ladungsbewegung in der Hauptkammer möglichst homogen verteilt werden. Gegenüber dem PJC-Verfahren resultiert

das APIR-Verfahren in einer höheren Druckanstiegsrate sowie einem größeren Maximaldruck. Des Weiteren zeigt sich eine leichte Reduktion der Zyklenschwankungen. Die Abgasemissionen wurden ausschließlich mit einer konventionellen Funkenzündung ohne Vorkammer verglichen, weshalb in dieser Hinsicht keine Vergleiche mit dem PJC-Verfahren getroffen werden können.

**Murase et al.** [68] stellten 2000 das sogenannte PFJ-Verfahren (Pulsed Flame Jet) vor. Dabei wurde eine Vorkammer mit fettem Brennstoff-Luft-Gemisch gespült, welches durch einen Zündfunken entflammt wurde. In einer statischen Versuchszelle mit optischem Zugang wurde mittels Laserinduzierter Fluoreszenz des OH\*-Radikals der Einfluss von Vorkammervolumen sowie Durchmesser der einzigen Überströmbohrungen auf das Strahleneindringverhalten sowie die anschließende Zündung der mageren Hauptkammer beobachtet. Eine Vergrößerung des Vorkammervolumens von 170 auf 340 mm<sup>3</sup> resultiert bei konstantem Durchmesser in einer größeren Reaktionsfläche sowie einer damit verbundenen höheren Druckanstiegsrate. Wird das Volumen der Vorkammer konstant gehalten, ergibt eine Reduktion des Durchmessers der Überströmbohrung von 4 auf 2,5 mm ein tieferes Eindringen des Strahls und daraus resultierend eine Verbesserung hinsichtlich Druckanstiegsrate.

**Röthlisberger** [83] sowie **Favrat** [84] veröffentlichten 2001 und 2003 Studien zu Untersuchungen von unterschiedlichen Vorkammervarianten an einem 6-Zylinder Motor (Zylinderdurchmesser 122 mm) ohne optischen Zugang. Dabei erfolgt die Zündung in einer ungespülten Vorkammer mittels Funkenzündung. In diesen Studien wurde eine große Anzahl an charakteristischen Parametern, wie zum Beispiel Vorkammervolumen, Anzahl der Überströmbohrungen, Überströmfläche, Geometrie der Vorkammer sowie Orientierung der Überströmbohrungen variiert. Hinsichtlich Vorkammervolumen zeigt sich bei einer Vergrößerung von 1,9 auf 2,9 % des Zylindervolumens in OT eine leichte Reduktion der Zündverzugszeit in der Hauptkammer sowie eine deutliche Reduktion der Verbrennungsdauer. Für identische NO<sub>x</sub>-Emissionen ergibt sich eine erhebliche Reduktion an CO- sowie UHC-Emissionen, was mit den tiefer in den Brennraum eindringenden Strahlen begründet wird. Die Reduktion des Bohrungsdurchmessers der Überströmbohrungen von 2,00 auf 1,41 mm führt zu einer deutlichen Intensivierung des Verbrennungsprozesses, was anhand einer Analyse der Druckverläufe deutlich wird. Die CO- sowie UHC-Emissionen bleiben nahezu identisch, wenn der Motor mit konstan-

ten  $\text{NO}_x$ -Emissionen betrieben wird. Allerdings zeigt sich eine leichte Verbesserung hinsichtlich Wirkungsgrad des betrachteten Prozesses. Bei konstanter Überströmfläche bewirkt die Erhöhung der Anzahl der Überströmbohrungen von 4 auf 6 eine leichte Erhöhung der Verbrennungsdauer. Für konstante  $\text{NO}_x$ -Emissionen zeigt sich eine Erhöhung der CO- sowie UHC-Emissionen sowie eine Vergrößerung der Zyklenschwankungen. Hinsichtlich Form der Vorkammer ergibt sich, dass eine trichterförmige Variante mit engem Vorkammerhals stets vorteilhaft ist.

**Kawabata et al.** [52] zeigten 2004 in Versuchen an einem Großmotor mit optischem Zugang (Zylinderdurchmesser 150 mm) den Einfluss der Anzahl der Überströmbohrungen bei konstanter Überströmfläche auf Strahleindringverhalten, Druckverlauf sowie Abgasemissionen. Dabei wird ein gespültes Vorkammerkonzept mit Funkenzündung und konstantem Vorkammervolumen untersucht. Als Messtechnik kommt neben der Druck- und Abgasmessung die Chemilumineszenzmesstechnik ohne Separierung des  $\text{OH}^*$ -Radikals zum Einsatz. Dabei kann durch Erhöhung der Bohrungszahl die Reaktionsfläche und damit einhergehend auch die Druckanstiegsrate, der Maximaldruck sowie die Wärmefreisetzung erhöht werden. Ebenso steigt dadurch der Wirkungsgrad des Prozesses, allerdings auch die  $\text{NO}_x$ -Emissionen. Aufgrund der beschränkten optischen Zugänglichkeit der Brennkammer von lediglich der Hälfte der gesamten Hauptkammer sind Aussagen hinsichtlich Form der in die Hauptkammer eindringenden Strahlen, beziehungsweise anschließenden Zündungsvorgängen der Hauptkammer schwierig zu treffen.

**Heinz** [34] und **Mittermayer** [66] untersuchten 2011 ein bereits in Kapitel 2.3.3 beschriebenes Verfahren zur Selbstzündung an heißen Oberflächen in einer gespülten Vorkammer, das PGI-Verfahren. Dabei wird ein Vorkammervolumen von 2,8 % des Zylindervolumens in OT sowie ein Durchmesser der acht Überströmbohrungen von 2,9 mm untersucht. Während in der Arbeit von Mittermayer [66] ein numerisches Verbrennungsmodell zur Simulation des Verbrennungsprozesses entwickelt wurde, sind in der Arbeit von Heinz [34] experimentelle Untersuchungen an einer periodisch beladbaren Hochdruck-Verbrennungszelle durchgeführt worden. Ergebnisse der Druckindizierung sowie der  $\text{OH}^*$ -Chemilumineszenzmesstechnik zeigen verschiedene Zündregimes in Abhängigkeit der globalen Luftzahl in der Hauptkammer. So wird nur im Luftzahlbereich  $\lambda = 2,3 \dots 2,4$  eine reguläre Zündung beobachtet. Für Gemische mit höheren Luftzahlen zeigt sich ein hoher Anteil an Verbren-

nungszyklen mit Zündaussetzern. Bei Gemischen mit kleineren Luftzahlen  $\lambda < 2,3$  ergibt sich ein Übergang zur unkontrollierbaren Frühzündung. Dies führt zu enormen Schwankungen in Druck- und Brennverlauf und zu einem insgesamt nicht gewünschten Verbrennungsprozess. Einen großen Einfluss zeigen die unterschiedlichen Zündregimes auch auf die Temperatur des Glühstifts in der Vorkammer. Da die Glühstifttemperatur und somit der Wärmeeintrag für die Zündung in der Vorkammer von entscheidender Bedeutung sind, stellt auch dies eine Ursache für die enormen Zyklenschwankungen in Abhängigkeit der globalen Luftzahl in der Hauptkammer dar. Trotz der geringen optischen Zugänglichkeit wird ansatzweise auch eine Analyse des Strahleintrittsverhaltens als Funktion der einzelnen Zündregimes durchgeführt. Hier zeigt sich, dass für den Bereich der Frühzündung sowie im regulären Verbrennungsregime klar definierte Strahlen mit hoher kinetischer Energie in die Hauptkammer eindringen. Im Regime der Frühzündung zeigen sich Strahlen mit geringer kinetischer Energie, die bereits kurz nach dem Eindringen in die Hauptkammer aufplatzen und die magere Hauptkammerladung entzünden. Die geringe Eindringtiefe ist mit der geringen kinetischen Energie der Strahlen zu begründen, die aufgrund der geringen Druckdifferenz zwischen Vor- und Hauptkammer während der reinen Vorkammervverbrennung auftritt. Als Ursache dafür wird die sehr starke Ladungsschichtung in der Vorkammer während des Zündzeitpunkts des Frühzündregimes angegeben.

Wie dieser Abschnitt zeigt, gibt es einige Untersuchungen zu Zündung und Verbrennung in Erdgas-Großmotoren. Vor allem im Bereich der gespülten Vorkammer-Konzepte sind eine große Anzahl unterschiedlicher Systeme und Konzepte publiziert worden. Die Literaturrecherche hat dennoch gezeigt, dass trotz intensiver Forschung speziell hinsichtlich Schadstoffbildung keine eindeutigen Aussagen der Wirkungsweisen unterschiedlicher Geometrieparameter getroffen werden können. Teilweise sind die Ergebnisse und Analysen der verschiedenen Autoren auch widersprüchlich, was vorwiegend durch die unterschiedlichen Versuchsanlagen, Messtechniken sowie Auswerteverfahren begründet ist. Durch Verknüpfung verschiedener Methoden soll daher in dieser Arbeit eine detaillierte Untersuchung zu den komplexen Vorgängen in Erdgas-Großmotoren durchgeführt werden. Im Folgenden wird abschließend ein kurzer Überblick über verwendete Versuchsanlagen, Messtechniken sowie entscheidende Faktoren bei den bisher untersuchten Konzepten gegeben.

Bisherige Untersuchungen wurden an folgenden Versuchsträgern durchgeführt:

- Versuchsmotoren ohne optischen Zugang
- Versuchsmotoren mit optischem Zugang
- Statische Verbrennungszellen mit optischem Zugang
- Periodisch beladbare Hochdruck-Verbrennungszellen mit optischem Zugang

Dabei kamen folgende Messtechniken zum Einsatz:

- Druckindizierung
- Optische Messtechnik
  - Chemilumineszenz
  - OH<sup>\*</sup>-Chemilumineszenz
  - Laserinduzierte Fluoreszenz des OH<sup>\*</sup>-Radikals
- Abgasmessung
- Leistungsmessung

Wie festgestellt wurde, sind die entscheidenden Parameter bei Funkenzündung in gespülten Vorkammern die geometrischen Abmessungen der Vorkammer sowie die Luftzahl in der Vorkammer zum Zündzeitpunkt. Zusammengefasst sind dies:

- Volumen der Vorkammer
- Durchmesser der Überströmbohrungen
- Überströmfläche
- Spülgasmasse





## 3 Spezifikation Prozess und Parameter

Nachdem in Kapitel 2 grundlegende Konzepte zur Entflammung in mager betriebenen Erdgas-Großmotoren beschrieben wurden, soll im Folgenden der in dieser Arbeit untersuchte Prozess sowie die durchgeführten Parametervariationen erläutert werden.

### 3.1 Untersucher Prozess

Anhand der in den Kapiteln 2.3.2 und 2.3.3 beschriebenen Unterschiede zu Zündverfahren in mager betriebenen Erdgas-Großmotoren soll zuerst das untersuchte Verbrennungskonzept charakterisiert werden. Die Initiierung der Zündung erfolgt in einer Vorkammer, welche zuerst mit reinem Erdgas gespült wird. Das so generierte zündfähige Brennstoff-Luft-Gemisch wird mittels Fremdzündung entflammt, wobei als Zündquelle in der Vorkammer eine Zündkerze zum Einsatz kommt.

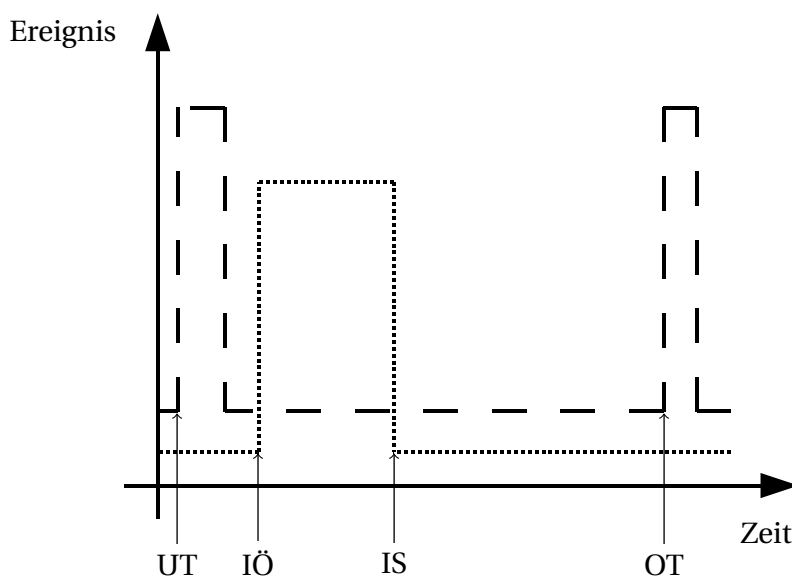
Wie beschrieben wird die Spülung der Vorkammer üblicherweise durch ein Rückschlagventil gewährleistet, welches an eine Erdgaszufuhrleitung mit geringem Überdruck (2...3 bar) angeschlossen ist. Während der Ladungswechselphase herrscht im Zylinder kurzfristig ein Druckniveau welches unterhalb des Druckniveaus in der Zufuhrleitung des Rückschlagventils liegt, womit eine selbstständige Spülung der Vorkammer eintritt.

Der Vorteil derartiger Systeme ist dabei, dass die lokale Anfettung in der Vorkammer nur mit mechanischen Komponenten erfolgt und somit die Implementierung elektronischer Komponenten komplett entfällt. Außerdem ist durch den niedrigen Vordruck in der Erdgaszufuhrleitung der Vorkammer der Aufwand zur zusätzlichen Verdichtung von Erdgas dementsprechend gering.

Nachteilig erweist sich daran allerdings, dass die Steuerung der Öffnungszeiten des Rückschlagventils ausschließlich durch die vorherrschenden Druck-

differenzen zwischen Brennraum und Erdgaszufuhrleitung erfolgt. Da die Menge an Spülgas direkt mit den Öffnungszeiten des Rückschlagventils korreliert, ergibt sich somit eine sehr starke Abhängigkeit der Gemischzusammensetzung in der Vorkammer vom Ladungswechsel im Zylinder. Da dieser aufgrund von Zyklenschwankungen im Brennverlauf unter Umständen starken Schwankungen unterliegt [13, 36, 96], ergeben sich somit ebenfalls Schwankungen im Hinblick auf die Menge an Spülgas in der Vorkammer. Somit unterliegt die globale Luftzahl sowie die Gemischverteilung in der Vorkammer zum Zündzeitpunkt ebenfalls starken Schwankungen. Dies wiederum kann als eine der Hauptquellen von auftretenden Zyklenschwankungen im Brennverlauf von Vor- und Hauptkammer betrachtet werden.

Da im Rahmen dieser Arbeit auch Zyklenschwankungen in vorkammergezündeten Erdgas-Großmotoren untersucht werden, soll der Einfluss unterschiedlicher Spülgasmassen aufgrund von Schwankungen in den Öffnungszeiten des Rückschlagventils möglichst reduziert werden. Deshalb wird zur lokalen Anfertigung des Brennstoff-Luft-Gemischs in der Vorkammer während des Verdichtungsstaktes mittels eines elektronisch angesteuerten Gasinjektors gezielt reines Erdgas in die Vorkammer eingebracht. Durch den hohen Vordruck in der Zufuhrleitung des Erdgases im Bereich von 100 bar liegt während der Injektion in die Vorkammer ständig ein überkritisches Druckverhältnis vor, wo-



**Abbildung 3.1:** Ansteuerung des Vorkammerinjektors in Abhängigkeit der Kurbelwellensignale UT (Unterer Totpunkt) sowie OT (Oberer Totpunkt).

durch sich vom Druck in der Brennkammer unabhängige Spülgasmassen ergeben. Durch die gezielte Ansteuerung des Hochdruck-Erdgasinjektors während der Kompression kann neben der globalen Vorkammerluftzahl durch den hohen Impuls des einströmenden Erdgases auch die Gemischverteilung und somit die Ladungsschichtung in der Vorkammer gesteuert und optimiert werden. Allerdings ergibt sich bei dieser Methode der Nachteil, dass Erdgas bei vergleichsweise hohem Druck dem Vorkammerinjektor zugeführt werden muss. Dadurch stellt sich bei Betrachtung von Prozessen in realen Motoren wegen der aufzuwendenden Verdichtungsarbeit ein nachteiliger Effekt hinsichtlich Gesamtwirkungsgrad der Anlage ein.

In Abbildung 3.1 sind schematisch die Kurbelwellensignale während des Verdichtungstaktes UT (Unterer Totpunkt) sowie OT (Oberer Totpunkt) dargestellt. Wie beschrieben erfolgt die Ansteuerung des Vorkammerinjektors während der Verdichtungsphase. Der Injektor ist zwischen den Signalen IÖ (Injektor Öffnet) sowie IS (Injektor Schließt) geöffnet. Einen detaillierten Überblick über den in dieser Arbeit angewandten zeitlichen Ablauf der Injektion von reinem Erdgas in die Vorkammer während der Verdichtungsphase findet sich in Kapitel 4.1 sowie in Tabelle 4.3.

## 3.2 Parametervariation

Zielsetzung der Arbeit ist eine detaillierte Untersuchung der Einflüsse unterschiedlicher Parameter auf den Verbrennungsablauf sowie die Schadstoffbildung. Für den zu analysierenden Prozess (siehe Kapitel 3.1) sind dabei vor allem die geometrischen Parameter der Vorkammer für eine effektive Steuerung des Zündungs- und Verbrennungsprozesses von entscheidender Bedeutung. Außerdem bildet die Variation der während des Verdichtungstaktes zusätzlich in die Vorkammer injizierten Masse an reinem Erdgas eine weitere Möglichkeit zur Optimierung des beschriebenen Prozesses. Als grundlegender Parameter ist weiterhin die Analyse des Einflusses der globalen Luftzahl in der Hauptkammer von entscheidender Bedeutung.

Abbildung 3.2 zeigt schematisch eine Skizze des betrachteten Zündkonzeptes. Deutlich zu erkennen ist die zentrische Position der Zündkerze, sowie die exzentrische zusätzliche Gaszufuhr mit dem Vorkammerinjektor in die Vorkam-

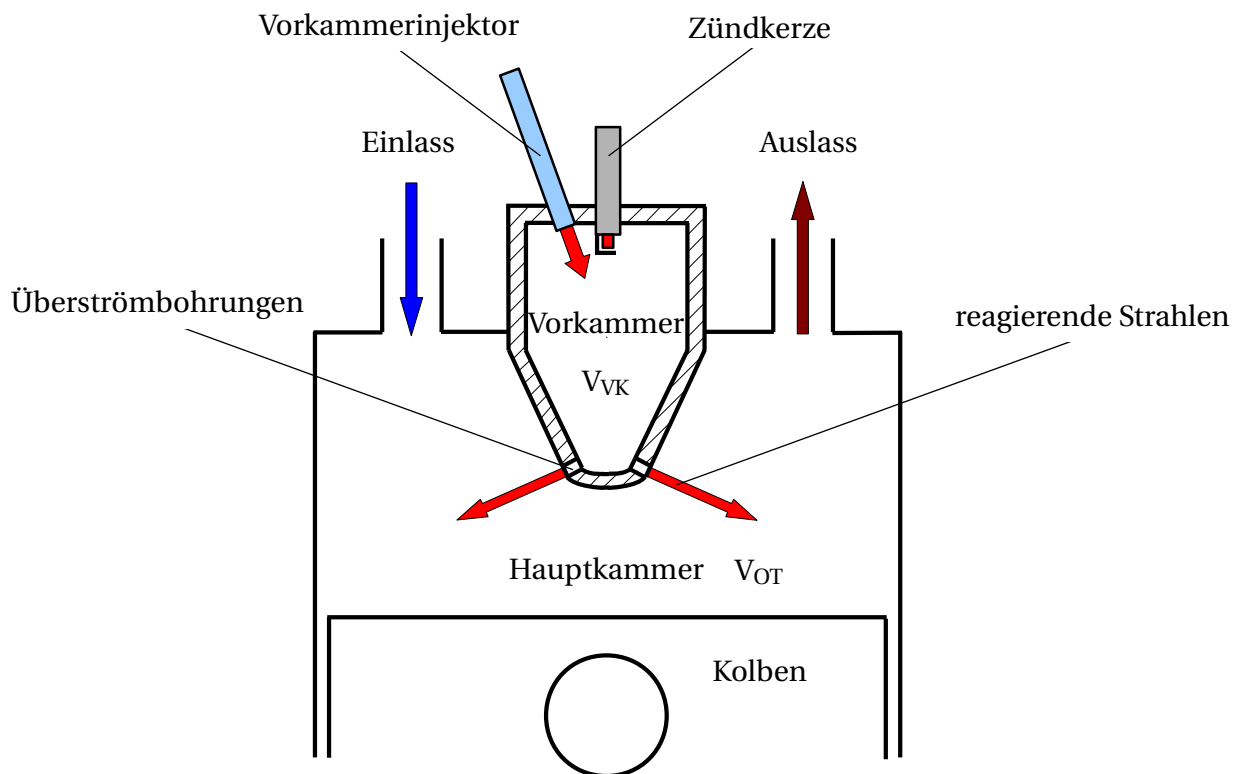


Abbildung 3.2: Schematische Skizze des betrachteten Zündkonzeptes.

mer. Wie bereits in Kapitel 2.4 beschrieben ist das Volumen der Vorkammer einer der wichtigsten Parameter in der Entwicklung von Konzepten mit Vorkammerzündung. In der Literatur (siehe Kapitel 2.4) wird dabei als entscheidender Parameter das Volumenverhältnis von Vorkammervolumen  $V_{VK}$  zum Volumen der Hauptkammer am Oberen Totpunkt  $V_{OT}$  zu

$$\sigma_{VK} = \frac{V_{VK}}{V_{OT}} \cdot 100 \% \quad (3.1)$$

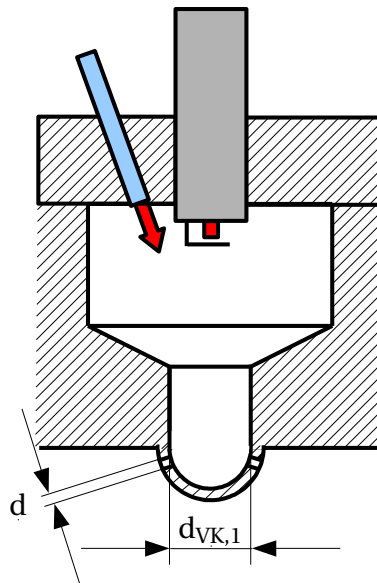
angegeben. Daraus ergibt sich das spezifische Vorkammervolumen  $\sigma_{VK}$ . Im Rahmen dieser Arbeit wurden drei verschiedene spezifische Vorkammervolumina variiert (siehe Tabelle 3.1). In Kapitel 4.1.1 ist detailliert beschrieben, wie

Parameter	Einheit	Wert
$\sigma_{VK,1}$	[%]	2,00
$\sigma_{VK,2}$	[%]	2,25
$\sigma_{VK,3}$	[%]	2,50

Tabelle 3.1: Variationen des spezifischen Vorkammervolumens  $\sigma_{VK}$ .

anhand des modularen Aufbaus der Vorkammer die unterschiedlichen spezifischen Vorkammervolumina generiert werden.

Ein weiterer entscheidender Geometrieparameter der Vorkammer ist die Größe der Überströmbohrungen, die Vor- und Hauptkammer verbinden. Wie in Kapitel 2.4 beschrieben, kann damit vor allem die Form und Intensität der in die Hauptkammer eintretenden reagierenden Strahlen massiv beeinflusst werden. Diese wiederum haben entscheidende Auswirkung auf den Zündungs- und Verbrennungsablauf sowie die Schadstoffbildung. In Abbildung 3.3 ist eine schematische Skizze der in dieser Arbeit verwendeten Vorkammer dargestellt.



**Abbildung 3.3:** Schematische Skizze der in dieser Arbeit verwendeten Vorkammer.

Ebenso wie beim Volumen der Vorkammer wird auch bei diesem Parameter eine spezifische Darstellung angestrebt. Dabei wird angenommen, dass der Querschnitt des Vorkammerhalses (Durchmesser  $d_{VK,1}$ ) durch eine sogenannte Vorkammernase versperrt wird. Diese Vorkammernase lenkt den aus der Vorkammer austretenden Strahl um. Eine Versperrung des Vorkammerhalses erfolgt dabei nach dem Verhältnis

$$\omega_{VK} = \frac{n \cdot d^2}{d_{VK,1}^2} \cdot 100 \%, \quad (3.2)$$

wobei  $n$  der Anzahl der Überströmbohrungen entspricht. Daraus ergibt sich der spezifische Überströmquerschnitt zu  $\omega_{VK}$ . Im Rahmen dieser Arbeit wur-

den drei verschiedene spezifische Überströmquerschnitte mit jeweils  $n = 8$  Überströmbohrungen untersucht. Diese sind in Tabelle 3.2 aufgeführt. Die nicht ganzzahligen Werte für  $\omega_{VK}$  ergeben sich aus der fertigungsbedingten Abstufung der Bohrungsdurchmesser  $d$ , wie später in Kapitel 4.1.1 gezeigt.

Parameter	Einheit	Wert
$\omega_{VK,1}$	[%]	15,34
$\omega_{VK,2}$	[%]	32,00
$\omega_{VK,3}$	[%]	54,72

**Tabelle 3.2:** Variationen des spezifischen Überströmquerschnitts  $\omega_{VK}$ .

Wie in Kapitel 2.4 beschrieben, sind neben den geometrischen Parametern der Vorkammer auch die globale Luftzahl in Vor- und Hauptkammer sowie die Gemischverteilung in der Vorkammer zum Zündzeitpunkt für effektive Zündungs- und Verbrennungsprozesse von entscheidender Bedeutung. Im Rahmen dieser Arbeit wird die Luftzahl und die Gemischverteilung in der Vorkammer durch unterschiedliche Spülgasmassen  $m_{SG}$  der Vorkammer variiert. Die dabei variierten vier unterschiedlichen Werte sind in Tabelle 3.3 aufgeführt. Da die unterschiedlichen Spülgasmassen durch unterschiedliche Vordrücke in der Gaszuleitung realisiert werden, ergeben sich auch hier keine ganzzahligen Werte. Eine detaillierte Beschreibung dazu findet sich in Kapitel 4.1.1 sowie in Abbildung 4.3.

Parameter	Einheit	Wert
$m_{SG,1}$	[mg]	41,29
$m_{SG,2}$	[mg]	44,97
$m_{SG,3}$	[mg]	47,92
$m_{SG,4}$	[mg]	51,61

**Tabelle 3.3:** Variationen der in die Vorkammer injizierten Masse an reinem Erdgas  $m_{SG}$ .

Um den Einfluss der bisher beschriebenen geometrischen und operativen Parameter auf den Zündungs- und Verbrennungsablauf bei unterschiedlicher globaler Luftzahl in der Hauptkammer  $\lambda$  zu untersuchen, wurde die Luftzahl in der Hauptkammer in Schritten von 0,05 variiert. Als Ausgangspunkt dient dabei der Luftzahlbereich um  $\lambda = 2,0$ , was in Kapitel 6.4.4 detailliert beschrieben wird. Eine Übersicht über die in dieser Arbeit variierten Luftzahlen zeigt Tabelle 3.4.

---

Parameter	Einheit	Wert
$\lambda_{1,90}$	[-]	1,90
$\lambda_{1,95}$	[-]	1,95
$\lambda_{2,00}$	[-]	2,00
$\lambda_{2,05}$	[-]	2,05
$\lambda_{2,10}$	[-]	2,10
$\lambda_{2,15}$	[-]	2,15
$\lambda_{2,20}$	[-]	2,20

---

**Tabelle 3.4:** Variationen der Luftzahl in der Hauptkammer  $\lambda$ .

In den im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen wird dabei jeweils nur einer der vorgestellten geometrischen und operativen Parameter variiert. So werden Quereinflüsse unterschiedlicher Parameter auf den Zündungs- und Verbrennungsablauf in Vor- und Hauptkammer vermieden und es können die direkten Einflüsse einzelner Parameter beobachtet und analysiert werden.





## 4 Experimentelle Untersuchungen

Am Lehrstuhl für Thermodynamik der TU München stehen unterschiedliche Versuchseinrichtungen zur Untersuchung der Zündungs- und Verbrennungsvorgänge in motorischen Anwendungen zur Verfügung. Neben statischen Verbrennungszellen bieten Einhubtriebwerke mit optischem Zugang die Möglichkeit zur Untersuchung realmotorischer Prozesse mit identischem Strömungszustand während der Kompression im Brennraum. Dazu wurden am Lehrstuhl für Thermodynamik zahlreiche Untersuchungen durchgeführt [20, 21, 49, 80, 81, 98]. Zusätzlich wurde mit der periodisch beladbaren Hochdruck-Verbrennungszelle eine einmalige Versuchseinrichtung zur optischen Untersuchung motorischer Zündungs- und Verbrennungsvorgänge aufgebaut. Eine detaillierte Beschreibung des Versuchsaufbaus mit ersten Versuchsergebnissen gibt Heinz et al. [34, 35]. Dieser Aufbau ermöglicht auch die Untersuchung von Zyklenschwankungen bei der motorischen Verbrennung [50].

### 4.1 Versuchsaufbau

Zur Untersuchung der Zündungs- und Verbrennungsmechanismen in mager betriebenen Erdgas-Großmotoren, wurde die periodisch beladbare Hochdruck-Verbrennungszelle ausgehend von dem in Heinz [34] beschriebenen Versuchsaufbau adaptiert. Eine prinzipielle Skizze des aktuellen Versuchsaufbaus ist in Abbildung 4.1 dargestellt, wobei die hauptsächliche Veränderung in der deutlich verbesserten optischen Zugänglichkeit besteht.

Kernelement des dargestellten Versuchsaufbaus ist die Verbrennungszelle, welche in Vor- (m) und Hauptkammer (l) unterteilt werden kann. Das Volumen der Verbrennungszelle ist konstant und entspricht in etwa dem Volumen eines Realmotors am Oberen Totpunkt (siehe Kapitel 4.1.1). Da aber dadurch der komplette Kompressionstakt des Kolbens entfällt, muss das Gemisch extern auf hohen Druck und hohe Temperatur vorkonditioniert werden, um so

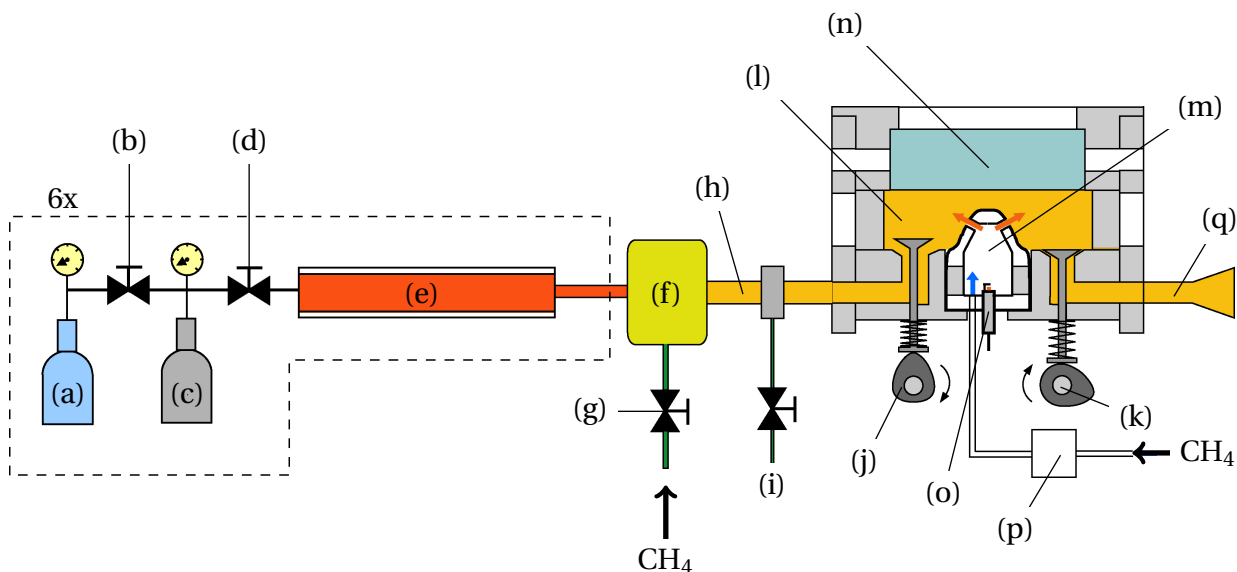
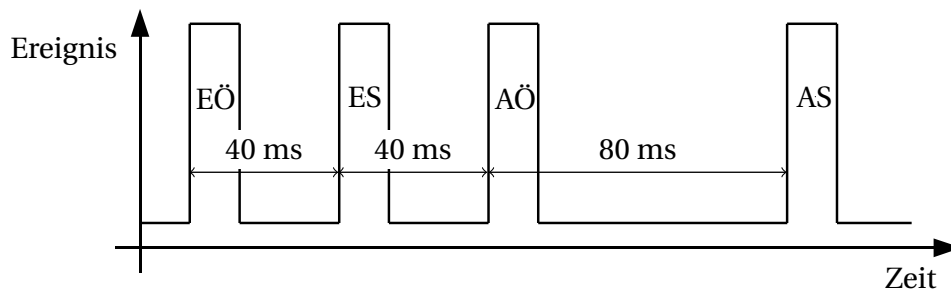


Abbildung 4.1: Prinzipieller Versuchsaufbau.

mit einem Realmotor vergleichbare Zündbedingungen in der Verbrennungszelle zu generieren. Dazu stehen sechs identische Einheiten, bestehend aus zwei Druckluftspeichern (a) und (c) (Volumen jeweils  $V = 50$  l), zwei pneumatisch betätigten Kugelhähnen (b) und (d), sowie einem Lufterhitzer (e) zur Verfügung. Der Druckluftspeicher (a) dient dabei lediglich als Reservoir zur schnelleren Befüllung des Druckluftspeichers (c) zwischen zwei Versuchen. Die Speisung der Verbrennungszelle mit Druckluft erfolgt aus dem Druckluftspeicher (c) (Vordruck  $p_{L,c} = 85$  bar) bei geöffnetem Kugelhahn (d) und geschlossenem Kugelhahn (b). Um neben einem hohen Vordruck auch die zweite Anforderung an die Vorkonditionierung (hohe Temperatur) zu erfüllen, strömt die Druckluft anschließend durch einen Lufterhitzer (e). In diesem werden Stahlkugeln mittels Heizpatronen beheizt, wodurch sich ein optimierter, sehr effektiver Wärmeübergang zwischen Stahlkugeln und strömender Luft einstellt. Die Auslegung des Lufterhitzers erfolgte dabei dahingehend, dass über eine Versuchsdauer von  $\Delta t_V = 10$  s eine konstante Austrittstemperatur von  $T_{max,e} = 550$  °C bei einem Maximaldruck von  $p_{max,e} = 200$  bar gehalten werden kann. Für diese Arbeit wurde die Leistung des Lufterhitzers so angepasst, dass das Frischgas mit einer Temperatur von  $T_{ein} = 300$  °C in die Verbrennungszelle eintritt. Dadurch wird die in Tabelle 4.2 dargestellte gewünschte Kompressionsendtemperatur in der Vorkammer der Verbrennungszelle<sup>1</sup> erreicht (siehe Abbildung 6.5).

<sup>1</sup> Die Berechnung der Temperatur in der Verbrennungszelle nach dem Einströmvorgang erfolgt nach [34] sowie [86] mit dem Ersten Hauptsatz der Thermodynamik und dem Ansatz „Einströmen in einen Behälter“. Da

Im Mischer (f) werden die sechs identischen Massenströme an heißer Druckluft zusammengeführt und über ein hydraulisch ansteuerbares Nadelventil (g) Erdgas aus dem Leitungsnetz der Stadtwerke München [97] (vereinfachend Methan,  $\text{CH}_4$ ) zugemischt. Eine detaillierte Beschreibung der Hydraulikeinheit findet sich in der Arbeit von Prechtl [80]. Über Drosselventile in den Ansteuerleitungen der Hydraulikeinheit kann dabei die Öffnungscharakteristik sowie die Öffnungsdauer derart eingestellt werden, dass eine für den jeweiligen Versuch optimierte Gaseinbringung in den Mischer (f) gewährleistet wird. Zur optimierten Durchmischung im Mischrohr (h) ist der Mischer (f) als sogenannter „Delta-Mischer“ ausgelegt. Dabei werden durch den Einbau von Dreieckblechen in die Strömungsführung zwei gegenläufige Wirbelpaare generiert, welche den Gasstrom erfassen und diesen optimal mit dem Luftstrom vermischen [34]. Im Mischrohr (h) liegt nun ein homogen vorgemischtes Brennstoff-Luft-Gemisch bei hoher Temperatur und hohem Druck vor. Zur Bestimmung der Luftzahl  $\lambda_{MR}$  im Mischrohr, wird ein kleiner Teil des Massenstroms abgeführt und der  $\lambda$ -Messung (siehe Kapitel 4.2.1) zugeführt.



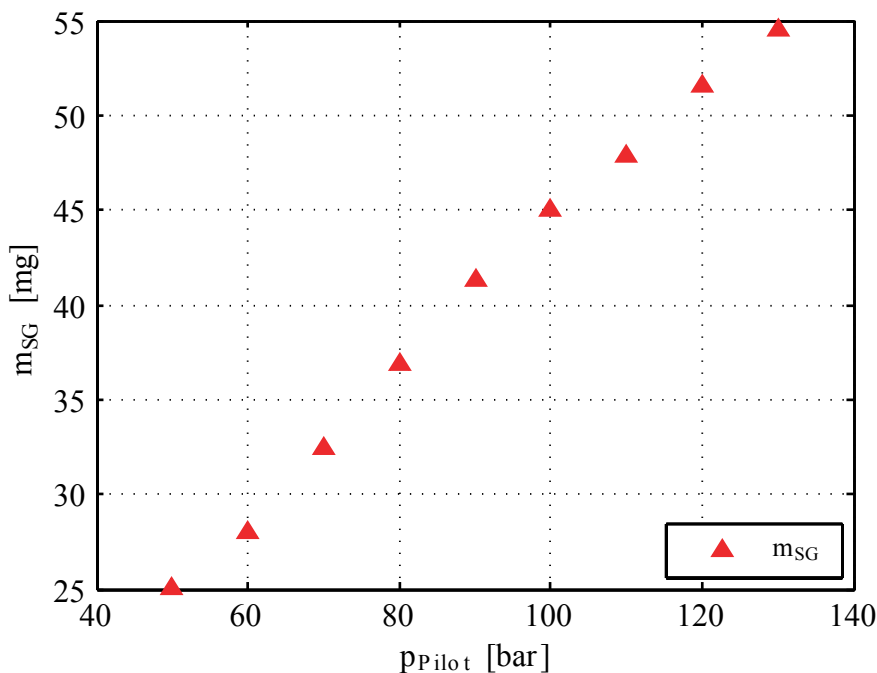
**Abbildung 4.2:** Triggersignale Nockenwellen.

Die Ein- (j) und Auslassventile (k) werden über jeweils eine Nockenwelle angetrieben. Die Nockenformen der beiden Wellen sind dabei so abgestimmt, dass sich spezifische Zeiträume zur Befüllung und Entleerung der Verbrennungszelle ergeben. Werden die Ventile spielfrei eingestellt, sind während einer Umdrehung die Einlassventile  $\Delta\varphi = 90^\circ \text{KW}$  sowie die Auslassventile  $\Delta\varphi = 180^\circ \text{KW}$  geöffnet. Der Antrieb der beiden Nockenwellen erfolgt über einen Kettentrieb mit einem Elektromotor bei einer Drehzahl von  $n_M = 375 \text{ min}^{-1}$ . Dadurch ergibt sich der in Abbildung 4.2 dargestellte Verlauf der für die Versuchssteuerung entscheidenden Ereignisse Einlass Öffnet (EÖ), Einlass Schließt (ES), Auslass Öffnet (AÖ) und Auslass Schließt (AS) für

diese Gleichungen auch im verwendeten CFD-Simulationsmodell hinterlegt sind, werden in diesem Fall Validierungsdaten aus numerischen Untersuchungen herangezogen.

einen Zyklus. Die Gesamtdauer eines Zyklus beträgt somit  $t_{Zyklus} = 160 \text{ ms}$ , was einer realen Motordrehzahl von  $n_M = 750 \text{ min}^{-1}$  entspricht. Bei einer Gesamtversuchszeit von  $\Delta t_V = 10 \text{ s}$  ergibt sich somit eine gesamte Zyklenzahl von  $n_{Zyklen} = 62$  die pro Versuch untersucht werden können, wobei jeweils die ersten neun Zyklen zum Einlauf der Anlage genutzt werden.

Während der Befüllung der Verbrennungszelle wird über den elektrisch angesteuerten Vorkammerinjektor (p) mit Öffnungs- und Schließzeiten  $\ll 1 \text{ ms}$  in die Vorkammer reines Erdgas ( $\text{CH}_4$ ) eingebracht. Die Intensität der Gasinjektion in die Vorkammer sowie die eingebrachte Gasmenge wird dabei über den Gasvordruck am Vorkammerinjektor eingestellt. In Abbildung 4.3 ist die injizierte Menge an reinem Erdgas  $m_{SG}$  in Abhängigkeit des Vordrucks  $p_{Pilot}$  dargestellt (siehe dazu auch Seite 32 sowie Seite 89).



**Abbildung 4.3:** Mit dem Gasinjektor in die Vorkammer injizierte Erdgasmasse  $m_{SG}$  in Abhängigkeit des Vordrucks  $p_{Pilot}$ .

Das in der Vorkammer lokal angefettete Gemisch wird mit einer Zündkerze (o) des Typs GE 3-5 der Fa. Denso entflammt. Die Hochspannungsversorgung der Zündkerze erfolgt über eine Zündanlage der Fa. Motortech. Einen Überblick über den zeitlichen Ablauf der Ansteuersignale von Misch- und Vorkammerinjektor ( $\text{Trig}_{\text{Mix}}$  und  $\text{Trig}_{\text{Inj}}$ ) sowie Zündkerze ( $\text{Trig}_{\text{Ign}}$ ) gibt Abbildung 4.4. Eine detaillierte Übersicht folgt zusätzlich in Tabelle 4.3.

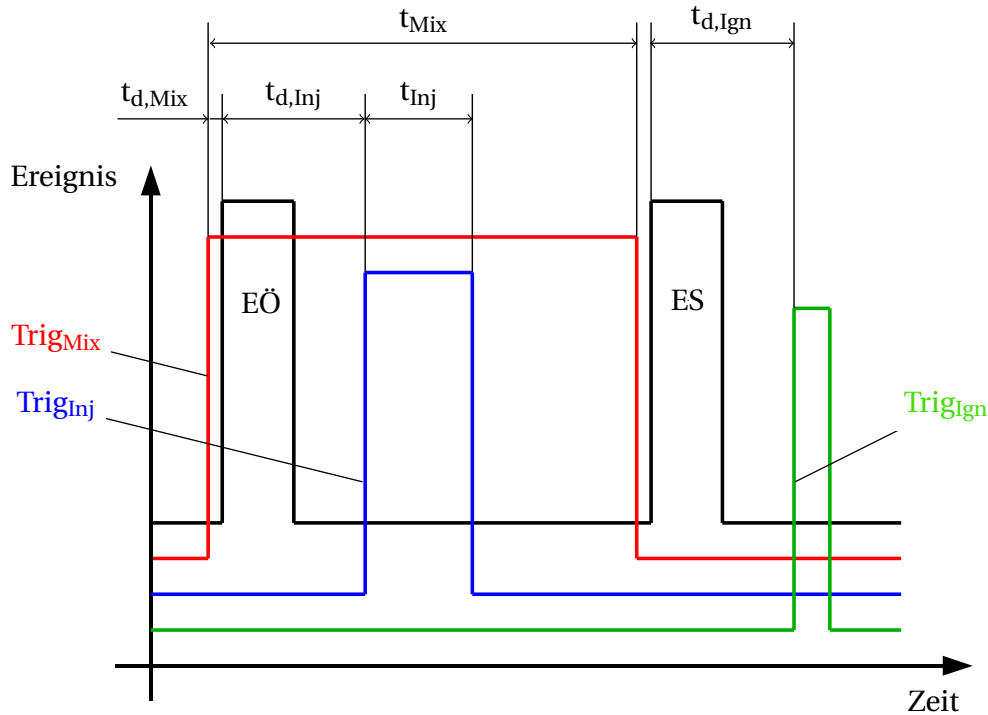


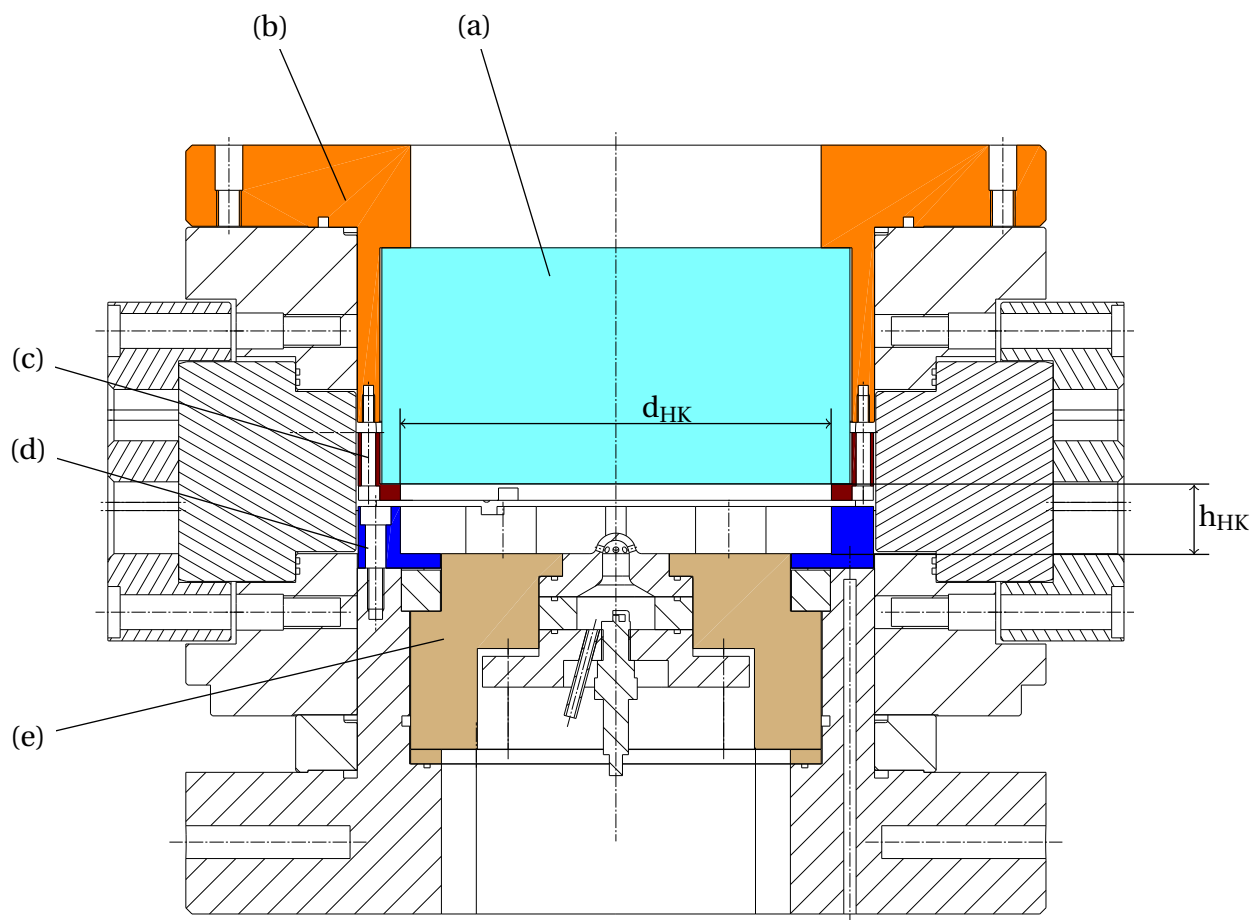
Abbildung 4.4: Überblick Steuersignale.

Die Zündung und Verbrennung in der Hauptkammer kann über den optischen Zugang (n) mittels Hochgeschwindigkeitskameras detektiert werden (siehe Kapitel 4.2.3). Nach dem Verbrennungszyklus zwischen den Ereignissen ES und AÖ öffnen die Auslassventile und das verbrannte Brennstoff-Luft-Gemisch verlässt die Verbrennungszelle und strömt in den Abgaskanal (q).

Zur Verbesserung der optischen Zugänglichkeit der Verbrennungszelle sowie zur Optimierung des Betriebsverhaltens der gesamten Versuchsanlage wurden gegenüber dem Anlagenaufbau von Heinz [34] einige konstruktive Änderungen durchgeführt, die nachfolgend beschrieben werden.

#### 4.1.1 Optimierung des optischen Zugangs

Eine vollständige optische Zugänglichkeit der Hauptkammer war eine der Hauptanforderungen bei der Optimierung der periodisch beladbaren Hochdruck-Verbrennungszelle. Dabei wurde gegenüber dem Aufbau von Heinz [34] die Position von optischem Zugang und Vorkammereinsatz innerhalb der Verbrennungszelle umgedreht. Dadurch geht zwar die Möglichkeit eines optischen Zugangs zur Vorkammer verloren, es ergibt sich aber gleich-



**Abbildung 4.5:** Schnitt durch die Verbrennungszelle mit optimiertem optischem Zugang.

zeitig eine vollständige optische Zugänglichkeit der Hauptkammer. Der Versuchsaufbau dazu ist in Abbildung 4.5 dargestellt.

- **Quarzglas:**

Das zylindrische Quarzglas (a, cyan, Abmessungen:  $d_{\text{Glas}} = 228 \text{ mm}$ ,  $h_{\text{Glas}} = 115 \text{ mm}$ ) wird dabei vor dem Einbau in die Verbrennungszelle zwischen dem Brennkammerdeckel (b, orange) und einem Haltering (c, dunkelrot) vorgespannt. Durch diese Anordnung können eventuell auftretende Ungleichförmigkeiten in der Fertigung des Quarzglas sowie der mechanischen Bauteile durch Graphitdichtungen ausgeglichen werden. Aufgrund der leichten Vorspannung des Quarzglas ist ein problemloser Einbau in die Verbrennungszelle gewährleistet. Das Quarzglas wurde auf einen Maximaldruck in der Verbrennungszelle von  $p_{\text{max,Zelle}} = 200 \text{ bar}$  ausgelegt. Der optische Zugang soll die Messung der  $\text{OH}^*$ -Chemilumineszenz (siehe Kapitel 4.2.3) ermöglichen, womit

ein Material mit möglichst hoher Transmission im Wellenlängenbereich der Emission des  $\text{OH}^*$ -Radikals um  $\lambda = 306 \text{ nm}$  optimal ist. Wird nur die Chemilumineszenz-Technik angewandt, sind die Anforderungen an absolute Reinheit (keine Einschlüsse) des Quarzglases geringer als bei der Anwendung von optischen Messtechniken mit konzentrierter hoher Leistungsdichte, wie der Laserinduzierten Fluoreszenz (LIF). Dabei besteht die Gefahr einer Verfälschung des Messsignals wegen Fluoreszenzerscheinungen, welche durch Einschlüsse im Glas verursacht werden. In Anbetracht dieser Anforderungen wird als Material natürliches Quarzglas (Typ Silux, Fa. Sico) eingesetzt. Dieses Quarzglas zeichnet sich speziell im UV-Bereich durch hohe Transmissionen ( $\tau > 90 \%$  [93]) aus.

Durch den beschriebenen Einbau des Quarzglases (a) im leicht vorgespannten Zustand geht die vollständige optische Zugänglichkeit der Hauptkammer verloren, wodurch zusätzlich ein Zwischenring (d, blau) zur Durchmesserreduktion auf den sichtbaren Bereich integriert wurde. In den Boden der Verbrennungszelle wird schließlich noch ein Einsatz (e, braun) zur Aufnahme der jeweiligen Vorkammergeometrie eingebaut.

- **Geometrie der Hauptkammer:**

Durch den beschriebenen Versuchsaufbau zur Optimierung der optischen Zugänglichkeit ergibt sich eine Veränderung der geometrischen Abmessungen der Hauptkammer. Tabelle 4.1 zeigt vergleichend die Brennraumabmessungen in dieser Arbeit und der Arbeit von Heinz [34].

Parameter	Einheit	Heinz [34]	diese Arbeit
Durchmesser Hauptkammer $d_{HK}$	[mm]	252	210
Höhe Hauptkammer $h_{HK}$	[mm]	34	34

**Tabelle 4.1:** Vergleich Brennraumgeometrie. Die linke Spalte zeigt die in der Arbeit von Heinz [34] verwendete Geometrie. Die rechte Spalte zeigt die in dieser Arbeit verwendete Geometrie.

Da das Volumen der Hauptkammer der Verbrennungszelle dem Volumen eines realen Motors in OT entspricht, sollen auch identische Zündbedingungen in der Verbrennungszelle herrschen. Durch einfache thermodynamische Zusammenhänge soll der Zünddruck in der Verbrennungszelle und somit der Druck nach dem Befüllvorgang abgeschätzt werden (siehe [34]):

Heywood [38] gibt als einen charakteristischen Parameter der geometrischen Auslegung von Verbrennungsmotoren das Verhältnis von Kolbenhub  $s$  und Zylinderdurchmesser  $d$  zu

$$k = \frac{s}{d} \quad (4.1)$$

an. Typische Werte liegen nach Heywood [38] im Bereich von  $0,8 < k < 1,2$ . Im Großmotorenbereich können Werte von  $k \approx 1,1$  angenommen werden. Wie beschrieben soll die Höhe der Hauptkammer  $h_{HK}$  den Oberen Totpunkt eines Realmotors darstellen. Damit kann mit dem eingeführten Verhältnis  $k$  ein theoretischer Kolbenhub der Versuchszelle  $s_{Zelle}$  berechnet werden zu

$$s_{Zelle} = k \cdot d_{HK}. \quad (4.2)$$

Daraus lässt sich mit dem theoretischen Hubvolumen  $V_{h,Zelle}$  und dem Volumen der Hauptkammer  $V_{HK}$

$$\epsilon_{Zelle} = \frac{V_{h,Zelle} + V_{HK}}{V_{HK}} = \frac{s_{Zelle} + h_{HK}}{h_{HK}} \quad (4.3)$$

das theoretische Verdichtungsverhältnis  $\epsilon_{Zelle}$  berechnen. Mager betriebene Erdgas-Großmotoren werden üblicherweise aufgeladen betrieben [115], wodurch sich ein Ladedruck im Zylinder zu Kompressionsbeginn am Unteren Totpunkt (UT) von  $p_{UT}$  einstellt. Durch Anwendung der Gleichungen für die polytrope Zustandsänderung idealer Gase [86] ergibt sich somit für den Druck am Oberen Totpunkt  $p_{OT}$  folgender Zusammenhang:

$$p_{OT} = p_{UT} \cdot \left( \frac{1}{\epsilon_{Zelle}} \right)^{-n} = p_{UT} \cdot \epsilon_{Zelle}^n. \quad (4.4)$$

Der Kompressionsenddruck  $p_{OT}$  stellt dabei die Anforderung an den Fülldruck der Verbrennungszelle nach dem Ereignis Einlass Schließt (ES)  $p_{ES} = p_{OT}$  dar. Die Berechnung von  $p_{OT}$  erfolgt mit Hilfe des Polytropenexponenten  $n$ , welcher unter Annahme von Wärmeabfuhr während der Kompression stets kleiner als der Isentropenexponent  $\kappa$  und abhängig von der Temperatur und der Zusammensetzung des Gases ist [86]. In den Arbeiten von Auer [3] und Klimstra [53] wird gezeigt, dass für magere Erdgas-Luft-Gemische um  $\lambda \approx 2,0$  ein gemittelter Wert von  $\kappa = 1,38$  angenommen werden kann. Zur Abschätzung der grundsätzlichen Zusammenhänge wird für die Auslegung von einer reversibel adiabaten Kompression ausgegangen, wodurch sich  $n = \kappa = 1,38$  ergibt. Zusätzlich



lässt sich nach [86] mit der Temperatur zu Kompressionsbeginn  $T_{UT}$  eine theoretische Verdichtungsendtemperatur  $T_{OT}$  berechnen zu:

$$T_{OT} = T_{UT} \cdot \epsilon_{Zelle}^{n-1} \quad (4.5)$$

Damit ergeben sich die in Tabelle 4.2 gezeigten Ergebnisse für den Fülldruck sowie die gewünschte Kompressionsendtemperatur der Verbrennungszelle.

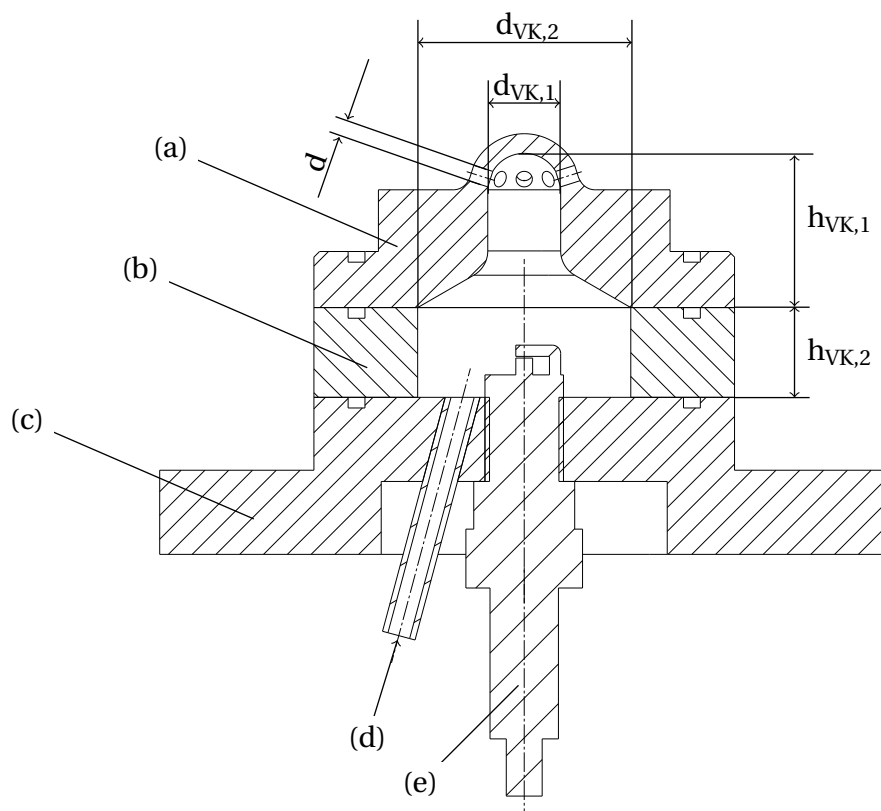
Parameter	Einheit	Wert
Hub/Bohrungsverhältnis $k$	[-]	1,1
theoretischer Kolbenhub $s_{Zelle}$	[mm]	231
theoretisches Verdichtungsverhältnis $\epsilon_{Zelle}$	[-]	7,8
Ladedruck $p_{UT}$	[bar]	2,9
Temperatur zu Kompressionsbeginn $T_{UT}$	[K]	313
Polytropenexponent $n$	[-]	1,38
Fülldruck Verbrennungszelle $p_{ES}$	[bar]	49,32
Kompressionsendtemperatur $T_{OT}$	[K]	683

**Tabelle 4.2:** Solldruck Verbrennungszelle.

- **Modularer Aufbau der Vorkammer:**

Der zwischen den Ein- und Auslassventilen in der Verbrennungszelle platzierte Vorkammereinsatz wurde zur Variation der Vorkammergeometrie aus drei verschiedenen Modulen aufgebaut (siehe Abbildung 4.6).

Das Modul (a) beinhaltet dabei den Hals der Vorkammer inklusive Überströmbohrungen (Durchmesser  $d$ ). Zur Variation des Vorkammervolumens  $V_{VK}$  wird die Höhe  $h_{VK,2}$  des Moduls (b) variiert. Die Abdichtung der Vorkammereinheit nach außen erfolgt durch das Modul (c), welche auch die zentrisch eingebaute Zündkerze (e) sowie die exzentrisch angeordnete Gaszufuhr in die Vorkammer (d) aufnimmt.



**Abbildung 4.6:** Modularer Aufbau der Vorkammer.

Die Tabellen 4.3 sowie 4.4 geben einen Überblick über die in Kapitel 4.1 eingeführten, für die Durchführung der Experimente relevanten Steuerungs- und Geometrieparameter sowie die Zustandsgrößen:

Parameter	Einheit	Wert
Verzögerung Vorkammerinjektor $t_{d,Inj}$	[ms]	5,7
Ansteuerzeit Vorkammerinjektor $t_{Inj}$	[ms]	5,0
Vorlauf Mischinjektor $t_{d,Mix}$	[ms]	2,1
Ansteuerzeit Mischinjektor $t_{d,Mix}$	[ms]	20
Verzögerung Zündungsauslösung $t_{d,Ign}$	[ms]	15

**Tabelle 4.3:** Übersicht Steuerungsparameter.

Parameter	Einheit	Wert
Durchmesser Hauptkammer $d_{HK}$	[mm]	210
Höhe Hauptkammer $h_{HK}$	[mm]	34
Durchmesser Vorkammerhals $d_{VK,1}$	[mm]	13
Höhe Modul (a) $h_{VK,1}$	[mm]	27,5
Durchmesser Vorkammer $d_{VK,2}$	[mm]	38
Höhe Modul (b) $h_{VK,2}$ für jeweiliges $\sigma_{VK}$		
$h_{VK,2}$ für $\sigma_{VK,1}$	[mm]	15,4
$h_{VK,2}$ für $\sigma_{VK,1}$	[mm]	17,8
$h_{VK,2}$ für $\sigma_{VK,1}$	[mm]	20,6
Bohrungsdurchmesser $d$ für jeweiliges $\omega_{VK}$		
$d$ für $\omega_{VK,1}$	[mm]	1,8
$d$ für $\omega_{VK,1}$	[mm]	2,6
$d$ für $\omega_{VK,1}$	[mm]	3,4
Vordruck Druckluftspeicher $p_{L,c}$	[bar]	85
Fülldruck Verbrennungszelle $p_{ES}$	[bar]	49,32
Eintrittstemperatur Verbrennungszelle $T_{ein}$	[°C]	300
Vordruck $p_{Pilot}$ für jeweiliges $m_{SG}$		
$p_{Pilot}$ für $m_{SG,1}$	[bar]	90
$p_{Pilot}$ für $m_{SG,2}$	[bar]	100
$p_{Pilot}$ für $m_{SG,3}$	[bar]	110
$p_{Pilot}$ für $m_{SG,4}$	[bar]	120

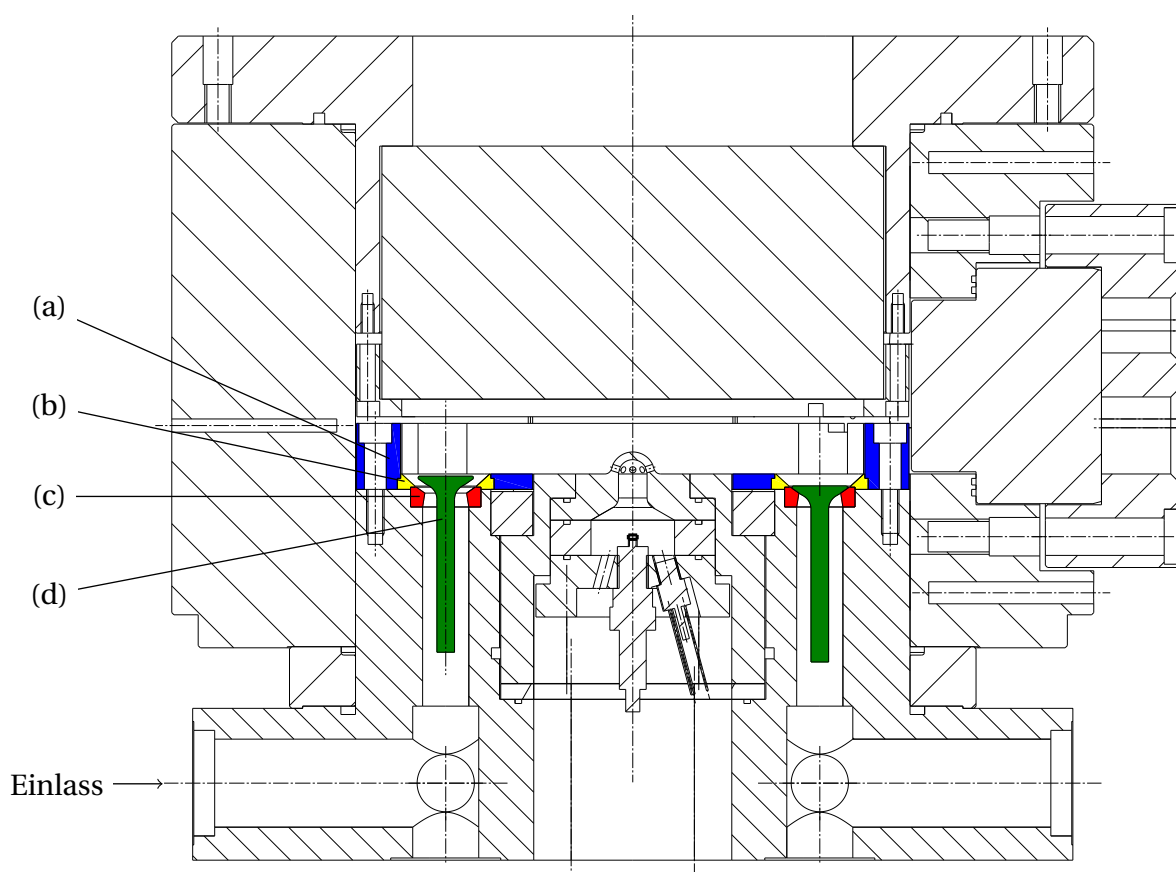
**Tabelle 4.4:** Übersicht Geometrieparameter und Zustandsgrößen.

#### 4.1.2 Optimierung des Ventiltriebs

Die Arbeit von Heinz [34] zeigt das Phänomen unterschiedlicher Zündregimes in Abhängigkeit des Brennstoff-Luft-Verhältnisses im Mischrohr  $\lambda_{MR}$  auf. Dabei deckt der Bereich die komplette Skala von Zündaussetzern, regulärer Verbrennung sowie Frühzündungen ab. Während Zündaussetzer sowie das Regime der regulären Verbrennung keinerlei Probleme für die Lebensdauer des Ventiltriebs darstellen, besteht im Regime der Frühzündung die Gefahr, dass die Flamme durch die noch offenen Einlassventile ins Mischrohr zurückbrennt. Das Gemisch im Mischrohr verpufft und es entsteht eine Druckwelle, deren Kraft entgegen der Summe der Ventildrückenkräfte der schließenden Einlassventile wirkt. Dadurch entsteht eine potentielle Gefährdung hinsichtlich

abheben der Ventile sowie im Speziellen der Ventilsitzringe. Da dieser Abhebevorgang einen massiven Schaden an den Ventilen verursacht, wurde der Versuchsaufbau dahingehend optimiert, dass eine Halterung der Ventilsitzringe im Boden der Verbrennungszelle implementiert wurde. Der optimierte Versuchsaufbau ist in Abbildung 4.7 dargestellt.

In dieser Schnittdarstellung befinden sich die Einlassventile auf der linken (offene Position) und die Auslassventile auf der rechten (geschlossene Position) Seite (d, grün). Der Ventilsitzring (c, rot) ist mit dem Boden der Verbrennungszelle verpresst. Um der Gefahr eines Abhebens der Ventilsitzringe entgegenzuwirken, wurde der eingebaute Zwischenring (a, blau) teilweise als Platte ausgeführt, in welche Halteringe (b, gelb) eingelassen werden können. Durch Ver-spannen des Zwischenrings im Boden der Verbrennungszelle wird somit ein Abheben der Ventilsitzringe über die Halteringe selbst bei starken Druckwellen im Mischrohr verhindert. Während des Anlagenbetriebs zeigte sich dieser

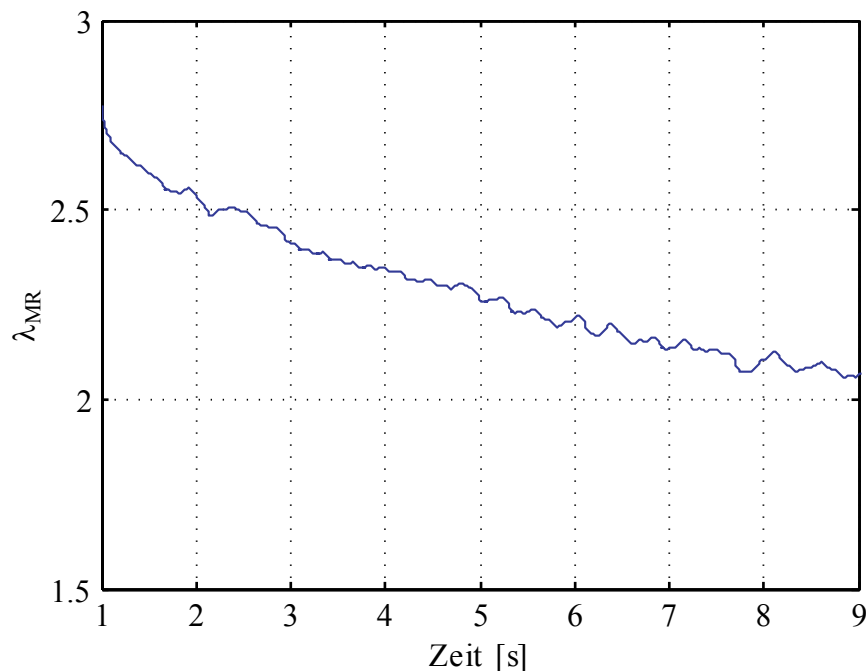


**Abbildung 4.7:** Schnittansicht Verbrennungszelle mit detaillierter Darstellung der optimierten Halterung der Ventilsitzringe.

Aufbau als sehr praktikable Lösung zur Stabilisierung des Betriebsverhaltens der Versuchsanlage.

### 4.1.3 Optimierung der Luftzahl im Mischrohr

Wie bereits beschrieben, war die Luftzahl im Mischrohr  $\lambda_{MR}$  im Versuchsaufbau von Heinz [34] variabel über der Versuchszeit. Im Rahmen dieser Arbeit wurde der Versuchsaufbau dahingehend optimiert, dass während der Versuchsdauer von  $\Delta t_V = 10$  s die Luftzahl  $\lambda_{MR}$  möglichst konstant ist. Ausgangspunkt für diese Optimierungsmaßnahme ist dabei das Volumen des Druckbehälters des hydraulisch angesteuerten Nadelventils (siehe Abbildung 4.1), in dem Erdgas unter hohem Druck gelagert wird. In der Konfiguration von Heinz [34] wurde Erdgas in einem Druckbehälter mit einem Volumen von  $V = 50$  l gelagert. Das sehr große Volumen führt zu dem Effekt, dass aufgrund der im Vergleich zur gespeicherten Erdgasmenge geringen Veränderung der Gesamtmasse an Erdgas im Druckbehälter der Druck und somit die während eines Versuches in den Mischer injizierte Erdgasmasse nahezu konstant bleibt. Da aber gleichzeitig der Luftdruck in den Druckluftspeichern (siehe Abbildung



**Abbildung 4.8:** Verlauf der gemessenen Luftzahl im Mischrohr  $\lambda_{MR}$  der Arbeit Heinz [34].

4.1) während eines Versuches ständig abfällt, nimmt auch die im Mischrohr mit dem injizierten Erdgas homogenisierte Luftmasse konstant ab. Dies führt dazu, dass die Luftzahl  $\lambda_{MR}$  während eines Versuches ständig kleiner wird. Bei Betrachtung von Abbildung 4.8 wird dies deutlich.

Dieser Effekt kann allerdings vermieden werden, wenn der Druckbehälter des hydraulisch angesteuerten Nadelventils derart ausgeführt ist, dass die injizierte Erdgasmasse während eines Versuches möglichst so abfällt, dass die Luftzahl im Mischrohr  $\lambda_{MR}$  konstant bleibt. Da die injizierte Erdgasmasse über gasdynamische Prozesse vorwiegend vom Vordruck im Druckbehälter abhängt, bedeutet dies, dass dieser während eines Versuches kontinuierlich reduziert werden muss. Mit einem kleineren Volumen des Druckbehälters kann das beispielsweise realisiert werden. Im Folgenden soll nun schematisch die Auslegung des optimalen Volumens des Druckbehälters aufgezeigt werden.

Aus dem von den Versuchen von Heinz [34] bekannten Verlauf der Luftzahl im Mischrohr  $\lambda_{MR}$  und dem aus [48] bekannten Nadelhubverlauf des hydraulisch angesteuerten Nadelventils, kann die pro Zyklus in den Mischer eineströmte Luft- beziehungsweise Gasmasse berechnet werden. Abhängig vom Nadelhubverlauf  $h_V$  wird dazu zuerst der Ventilquerschnitt  $A_V$  berechnet zu

$$A_V = \pi \cdot h_V \cdot \sin(\alpha_V) \cdot (d_V - h_V \cdot \sin(\alpha_V) \cdot \sin(\beta_V)). \quad (4.6)$$

Wie in [48] erläutert, sind dabei die Geometrieparameter des Nadelventils festgelegt zu  $d_V = 5 \text{ mm}$ ,  $\alpha_V = 30^\circ$  und  $\beta_V = 60^\circ$ . Somit kann für jeden Zeitschritt der Ventilöffnungsquerschnitt berechnet werden. Zur Berechnung der pro Zeitschritt injizierten Erdgasmasse  $\dot{m}_G$  werden die in [87] präsentierten Zusammenhänge der gasdynamischen Vorgänge benötigt. Daraus ergibt sich für  $\dot{m}_G$  der Zusammenhang

$$\dot{m}_G = A_V \cdot \sqrt{2 \cdot p_B \cdot \rho_B} \cdot \psi. \quad (4.7)$$

Die Dichte  $\rho_B$  im Behälter wird dabei mit Hilfe der thermischen Zustandsgleichung idealer Gase [86] mit dem Behälterdruck  $p_B$ , der Behältertemperatur  $T_B$  sowie der spezifischen Gaskonstante für Erdgas  $R_G$  berechnet:

$$\rho_B = \frac{p_B}{R_G \cdot T_B}. \quad (4.8)$$

Das verwendete Erdgas aus dem Leitungsnetz der Stadtwerke München

(SWM) weist dabei eine spezifische Gaskonstante von  $R_G = 506,34 \frac{\text{J}}{\text{kg} \cdot \text{K}}$  sowie einen Isentropenexponenten von  $\kappa_G = 1,32$  auf [97].

Aufgrund des bereits erläuterten großen Behältervolumens in den Referenzmessungen von Heinz [34] bleiben sowohl Druck als auch Temperatur im Behälter während eines Versuches nahezu konstant. Zur Berechnung der Ausflussfunktion  $\psi$  muss zuerst das Druckverhältnis für kritische Durchströmung  $\pi_{krit}$  berechnet werden. Dies berechnet sich als Verhältnis des Drucks  $p^*$  bei Durchströmung mit einer Machzahl  $Ma = 1$  zu dem Druck im Ruhezustand  $p_0$  nach dem Zusammenhang

$$\pi_{krit} = \frac{p^*}{p_0} = \left( \frac{2}{\kappa_G + 1} \right)^{\frac{\kappa_G}{\kappa_G - 1}}. \quad (4.9)$$

Das reale Druckverhältnis  $\pi$  wird mit dem tatsächlich auftretenden Mischrohrdruck  $p_{MR}$  sowie dem Behälterdruck  $p_B$  berechnet zu

$$\pi = \frac{p_{MR}}{p_B}. \quad (4.10)$$

Durch Vergleich des realen mit dem kritischen Druckverhältnisses kann somit für unterkritische Durchströmung die Ausflussfunktion  $\psi$  berechnet werden:

$$\pi \geq \pi_{krit} \rightarrow \psi = \sqrt{\frac{\kappa_G}{\kappa_G - 1}} \cdot \sqrt{\left( \frac{p_{MR}}{p_B} \right)^{\frac{2}{\kappa_G}} - \left( \frac{p_{MR}}{p_B} \right)^{\frac{\kappa_G + 1}{\kappa_G}}}. \quad (4.11)$$

Für überkritische Durchströmung ergibt sich:

$$\pi < \pi_{krit} \rightarrow \psi = \psi_{max} = \left( \frac{2}{\kappa_G + 1} \right)^{\frac{1}{\kappa_G - 1}} \cdot \sqrt{\frac{\kappa_G}{\kappa_G + 1}}. \quad (4.12)$$

Damit kann durch Summierung der Teilmassenströme der einzelnen Zeitschritte  $i$ , die pro Zyklus injizierte Erdgasmasse  $\Delta m_Z$  berechnet werden zu

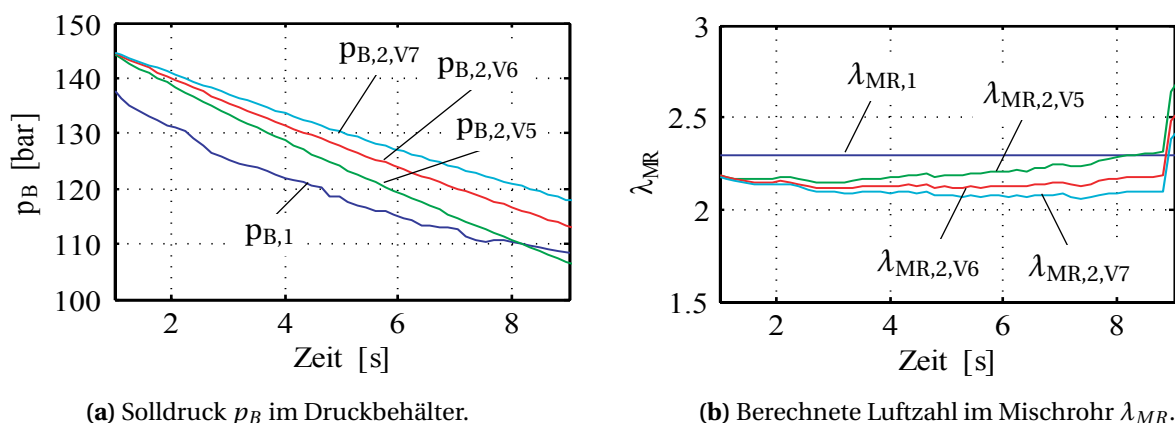
$$\Delta m_Z = \sum_{i=1}^{n_{\text{Zyklen}}} \dot{m}_G \cdot (t_{i+1} - t_i) \quad (4.13)$$

und daraus die pro Zyklus in die Verbrennungszelle theoretisch eingeströmte Luftmasse  $\Delta m_{L,th}$ :

$$\Delta m_{L,th} = \lambda_{MR} \cdot \Delta m_Z \cdot L_{min,m} \cdot \frac{M_L}{M_G}. \quad (4.14)$$

Dabei wird die Luftzahl  $\lambda_{MR}$  für den jeweiligen Zyklus als zeitlicher Mittelwert berechnet. Der Mindestluftbedarf  $L_{min,m} = 9,52 \frac{\text{kmol}_L}{\text{kmol}_G}$  ist eine Stoffkonstante für das in den Experimenten verwendete Erdgas der Stadtwerke München. Die Molmassen betragen für Luft  $M_L = 28,96 \frac{\text{kg}}{\text{kmol}}$  sowie für Erdgas  $M_G = 16,42 \frac{\text{kg}}{\text{kmol}}$ .

Die so berechnete theoretische Luftmasse pro Zyklus  $\Delta m_{L,th}$  dient als Ausgangsbasis zur iterativen Optimierung des Verlaufes der Luftzahl im Mischrohr  $\lambda_{MR}$ . Als erster Schritt wird dazu eine konstante gewünschte Luftzahl im Mischrohr  $\lambda_{MR,1}$  gewählt und genau in umgekehrter Reihenfolge die dafür benötigte injizierte Erdgasmasse pro Zyklus  $\Delta m_{Z,1}$  berechnet. Mit den Zusammenhängen der Gasdynamik [87] kann so für die gewünschte Luftzahl  $\lambda_{MR,1}$  (siehe Abbildung 4.9b, blau) zu jedem einzelnen Zyklus ein optimaler Verlauf des Druckbehältervordrucks  $p_{B,1}$  (siehe Abbildung 4.9a, blau) des hydraulisch angesteuerten Nadelventils berechnet werden. Dabei wird davon ausgegangen, dass die Ansteuerzeiten des Nadelventils konstant bleiben.



**Abbildung 4.9:** Auslegung des Solldrucks  $p_B$  im Druckbehälter (a) sowie der Luftzahl im Mischrohr  $\lambda_{MR}$  (b) für konstante Luftzahl (Index 1) und konstantes Behältervolumen (Index 2).

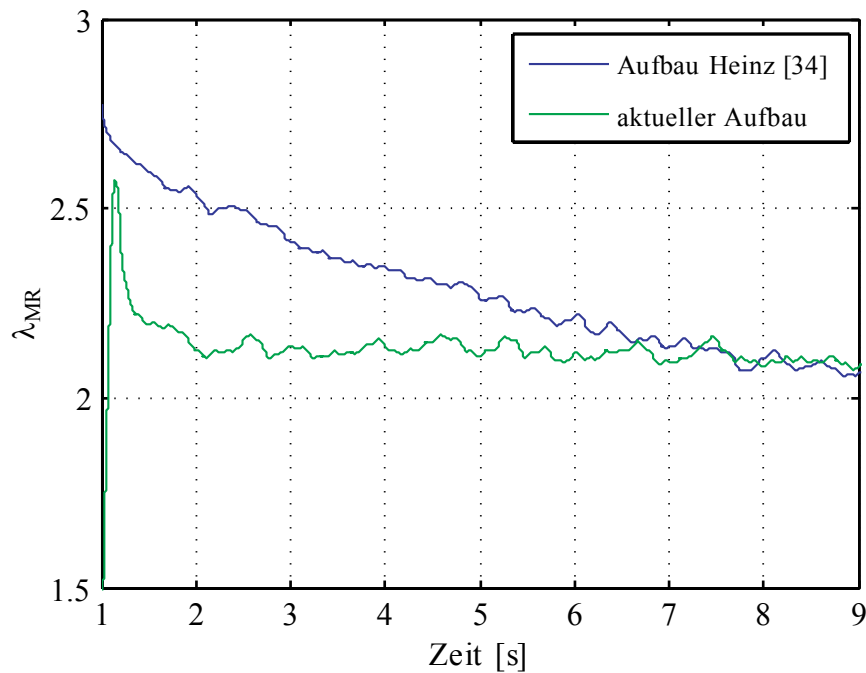
Allerdings kann der so berechnete optimale Verlauf des Vordrucks im Druckbehälter  $p_{B,1}$  mit keinem konstanten Volumen des Druckbehälters erreicht werden. Deswegen wurde in einem weiteren Iterationsschritt von drei verschiedenen, realisierbaren, konstanten Volumina der Druckbehälter ( $V5 = 5 \text{ l}$ ,  $V6 = 6 \text{ l}$ ,  $V7 = 7 \text{ l}$ ) ausgegangen. Da die gespeicherte Erdgasmasse bei diesen Varianten viel geringer als bei der Variante von Heinz [34] ist, ist der



Druck im Druckbehälter während der Versuchszeit aber nicht mehr konstant. Dieser kann allerdings unter Annahme isothermer Bedingungen nach jedem Zeitschritt durch Anwendung der thermischen Zustandsgleichung idealer Gase [86] berechnet werden zu

$$p_{B,i} = \frac{m_{B,i} \cdot R_G \cdot T_G}{V_B}. \quad (4.15)$$

Die so berechneten Druckverläufe  $p_{B,2,i}$  für die verschiedenen Volumina sind in Abbildung 4.9a dargestellt, die durch die Iteration berechneten Luftzahlen im Mischrohr  $\lambda_{MR,2,i}$  sind in Abbildung 4.9b ersichtlich. Daraus zeigt sich, dass mit einem Volumen des Druckbehälters von  $V_B = 6$  l eine nahezu konstante Luftzahl im Mischrohr  $\lambda_{MR}$  erreicht werden kann.



**Abbildung 4.10:** Vergleich des Verlaufes der gemessenen Luftzahl im Mischrohr  $\lambda_{MR}$  im aktuellen Aufbau mit den Aufbau von Heinz [34].

Durch Verifikation der iterativ berechneten Lösung für das optimale Volumen des Druckbehälters von  $V_B = 6$  l mit experimentellen Daten am optimierten Versuchsaufbau kann gezeigt werden, dass nahezu während der kompletten Versuchsdauer eine konstante Luftzahl im Mischrohr  $\lambda_{MR}$  erreicht werden kann. Abbildung 4.10 zeigt vergleichend die Luftzahl für den optimierten Versuchsaufbau in dieser Arbeit und dem Versuchsaufbau von Heinz [34].

## 4.2 Messtechnik

Im Folgenden werden die in dieser Arbeit angewandten Messtechniken beschrieben. Neben der Luftzahlmessung werden dabei die Druckmessung, die OH<sup>\*</sup>-Chemilumineszenzmessung sowie die Messung der Abgasemissionen gezeigt.

### 4.2.1 Luftzahlmessung

Einer der wichtigsten Faktoren bei der Untersuchung und Optimierung von Zündungs- und Verbrennungsvorgängen in Verbrennungsmotoren mit externer Gemischaufbereitung ist die Kenntnis der Luftzahl der Frischladung. Nur dann können Parameter wie der Wirkungsgrad und die Umsetzungsrate berechnet, sowie eine spezifische Brennverlaufsanalyse durchgeführt werden. Eine übliche Methode zur Bestimmung der Luftzahl in Verbrennungsmotoren ist die Messung des Restsauerstoffgehalts im Abgas mittels Lambdasonden. Daraus kann unter der Annahme einer vollständigen Verbrennung auf die Luftzahl der Frischladung rückgerechnet werden. Lambdasonden arbeiten dabei aber in einem sehr engen Betriebsfenster um  $\lambda = 1$ , wodurch ein Betrieb für magere Anwendungen nur mit speziellen Ausführungen wie der Breitbandlambdasonde [4] möglich ist. Außerdem sind für eine exakte Messung der Luftzahl mittels Lambdasonden möglichst stationäre Bedingungen vor allem hinsichtlich Temperatureinflüssen zu gewährleisten. Da für den in Kapitel 4.1 beschriebenen Versuchsaufbau weder dies noch ein vollständiger Ausbrand in der Verbrennungszelle gewährleistet werden kann, ist die Bestimmung der Luftzahl mittels Lambdasonden nicht möglich.

Zur Bestimmung der Luftzahl kommt daher eine optische Messtechnik zum Einsatz, und zwar die Infrarot(IR)-Absorptionsspektroskopie. Bei dieser Messtechnik wird ausgenutzt, dass bestimmte Moleküle durch Absorption elektromagnetischer Strahlungsenergie auf ein höheres Energieniveau gebracht werden können. Die physikalischen Grundlagen dazu werden in den Arbeiten von Günzler et al. [28], Berg et al. [7] und Thiele [102] detailliert behandelt. Damit Moleküle überhaupt IR-Strahlung absorbieren können, müssen diese eine Änderung ihres Dipolmomentes erfahren. Da Moleküle mit gleichartigen Atomkernen (homonuklear) kein Dipolmoment aufweisen, absorbieren Mo-

leküle wie  $N_2$  oder  $O_2$  keine IR-Strahlung. Sind die Moleküle aus verschiedenen Atomkernen aufgebaut ( $CH_4$ ), können diese grundsätzlich IR-Strahlung absorbieren [28]. Zur effizienten Anregung von Kohlenwasserstoffen, muss nun die stärkste Absorptionsbande bestimmt werden, welche für Methan ( $CH_4$ ) bei einer Wellenlänge von  $\lambda = 3,4 \mu m$  liegt [34]. Um dieser Absorptionsbande möglichst nahe zu kommen, erfolgt im Versuchsaufbau die Anregung der Moleküle mit einem HeNe-Laser bei einer Wellenlänge von  $\lambda = 3,392 \mu m$ . Die Bestimmung der molaren Konzentration  $\psi$  der angeregten Spezies ( $CH_4$ ) erfolgt mit dem Lambert-Beer-Gesetz:

$$\log\left(\frac{I}{I_0}\right) = -\epsilon \cdot \psi \cdot l. \quad (4.16)$$

Dabei wird das Intensitätsverhältnis der nach der Wegstrecke  $l$  gemessenen Intensität bei IR-Absorption durch Moleküle  $I$  mit der Nullintensität ohne IR-Absorption durch Moleküle  $I_0$  gebildet. Der molare Absorptionskoeffizient  $\epsilon$  ist dabei von den innerhalb der Messstrecke vorherrschenden Zustandsgrößen Druck  $p_{IR}$  und Temperatur  $T_{IR}$  abhängig. Durch Berechnung der molaren Konzentration  $\psi$  kann anschließend mit folgender Gleichung [34] die Luftzahl im Mischrohr  $\lambda_{MR}$  bestimmt werden:

$$\lambda_{MR} = -\frac{1}{L_{min}} \cdot \left( \frac{p_{IR} \cdot \epsilon \cdot l}{R_m \cdot T_{IR} \cdot \log\left(\frac{I}{I_0}\right)} + 1 \right). \quad (4.17)$$

Heinz [34] gibt in seiner Arbeit eine detaillierte Beschreibung zur quantitativen Bestimmung der Luftzahl  $\lambda_{MR}$  aus den gemessenen Daten. Ebenfalls ist dort eine detaillierte Beschreibung des Versuchsaufbaus an der periodisch beladbaren Hochdruck-Verbrennungszelle dargestellt.

#### 4.2.2 Druck- und Temperaturmessung

Zur Messung der Druckverläufe in Vor- und Hauptkammer werden piezoelektrische Drucksensoren der Fa. Kistler verwendet. Dabei wird für die Vorkammer ein Sensor des Typs 6061B und für die Hauptkammer ein Sensor des Typs 7061B eingesetzt. Zur Verringerung der Empfindlichkeit der Sensoren gegen Thermoschock werden die Sensoren ständig mit einem Gemisch aus Frostschutzmittel und destilliertem Wasser durchströmt, um eine entsprechende

Wärmeabfuhr zu gewährleisten. Zur Verstärkung des Messsignals der Drucksensoren werden Ladungsverstärker des Typs 5011 verwendet. Der Druck im Mischrohr wird mit der Kombination piezoresistiver Druckaufnehmer vom Typ 4045A100 sowie Messverstärker des Typs 4601 der Fa. Kistler gemessen.

Die Temperatur der Frischladung im Mischrohr wird mit einem Thermoelement Typ K (Durchmesser  $d = 0,5$  mm) sowie einem Messverstärker Typ dTrans T02 LCD der Fa. Jumo ermittelt.

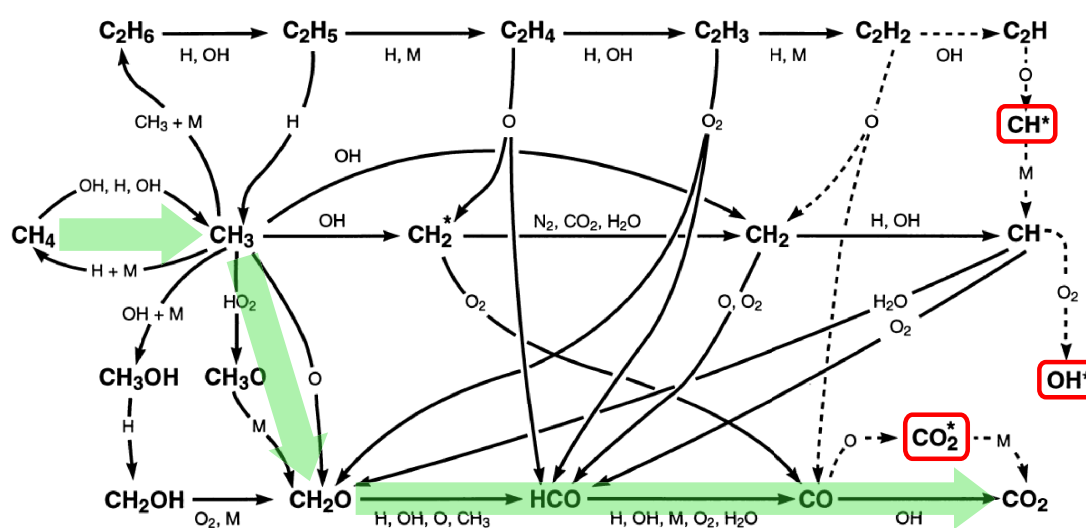
### 4.2.3 OH<sup>\*</sup>-Chemilumineszenz

Der vollständige optische Zugang in die Hauptkammer der Verbrennungszelle bietet die Möglichkeit der Anwendung optischer Messtechniken zur detaillierten Untersuchung der Zündungs- und Verbrennungsvorgänge in Abhängigkeit verschiedener Parameter. Die dazu gewählte optische Messtechnik ist die Messung der Emission des bei der Oxidation von Methan entstehenden OH<sup>\*</sup>-Radikals. Die Intensität der Emission von OH<sup>\*</sup> soll dabei einen qualitativen Anhaltspunkt von auftretenden Reaktionszonen liefern, was im Bereich der motorischen Verbrennungsuntersuchung eine übliche Vorgehensweise ist [67,94,99]. Allerdings ist eine quantitative Analyse der Wärmefreisetzung durch alleinige Betrachtung der auftretenden OH<sup>\*</sup>-Emission nicht zulässig, da dabei noch eine Vielzahl anderer Effekte auftreten.

- **Grundlagen zur Chemilumineszenz:**

Die bei Oxidationsprozessen in großer Anzahl entstehenden verschiedenen Spezies und Radikale werden kurzfristig in unterschiedlichste, instabile Energiezustände versetzt. Der instabile Energiezustand dieser angeregten Teilchen ist allerdings nur von kurzer Dauer, da jedes angeregte Teilchen dazu tendiert, möglichst schnell wieder einen stabilen Energiezustand zu erreichen. Der größte Anteil dieses Energietransfers geschieht dabei über nicht sichtbare Stoßprozesse, was in der Literatur als Quenching bezeichnet wird [25]. Der restliche Teil des Energieaustauschs wird jedoch als Emission von Licht an die Umgebung abgegeben. Die Anregungsenergie für diese Abgabe von Lichtemission stammt aus der vorherigen chemischen Reaktion und wird als Chemilumineszenz bezeichnet.

Bei Betrachtung der Verbrennung eines Gemischs aus Methan und Luft



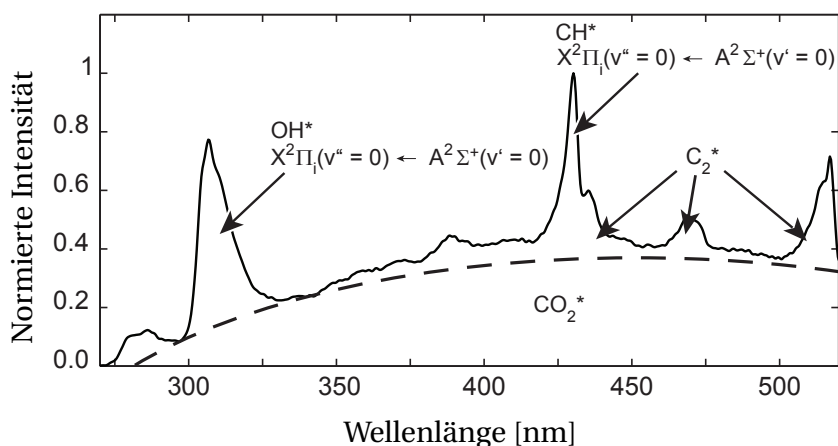
**Abbildung 4.11:** Vereinfachtes Reaktionsschema bei der Oxidation von Methan nach [56, 69]. Der Großteil der Umsetzung erfolgt dabei über den grün gekennzeichneten Hauptpfad. Die Bildung der rot gekennzeichneten Radikale  $\text{CH}^*$ ,  $\text{OH}^*$  sowie  $\text{CO}_2^*$  liegen auf Nebenpfaden.

sind für die Chemilumineszenz hauptsächlich die vier Spezies  $\text{CH}^*$ ,  $\text{OH}^*$ ,  $\text{C}_2^*$  sowie  $\text{CO}_2^*$  verantwortlich [85]. Einen Überblick über die Bildungsmechanismen bei der Oxidation liefert dabei Abbildung 4.11. Grundsätzlich bezeichnet dabei \*, dass sich die jeweilige Spezies in einem angeregten, instabilen Energiezustand befindet. Bei der Bildung eines stabilen Energiezustands entspricht die durch Lichtemission abgegebene Energie exakt der Energiedifferenz zwischen instabilen und stabilen Energieniveaus. Für dreiatomige Moleküle sind dabei eine große Anzahl unterschiedlicher stabiler Energieniveaus zu erreichen, während für zweiatomige Moleküle die Anzahl möglicher stabiler Energieniveaus vergleichsweise gering ist. Deswegen emittiert  $\text{CO}_2^*$  beim Übergang in die stabilen Zustände in einem breiten Spektrum Licht, währenddessen  $\text{CH}^*$ ,  $\text{OH}^*$  und  $\text{C}_2^*$  in einem diskreten Wellenlängenbereich Licht emittieren. Als Beispiel emittiert dabei das  $\text{OH}^*$ -Radikal beim Übergang in den stabilen Zustand Licht der Energie  $h \cdot \nu$  nach folgender Gleichung:



Das führt bei der Spektralanalyse zu schmalbandigen Spitzen von  $\text{CH}^*$ ,  $\text{OH}^*$  und  $\text{C}_2^*$  gegenüber einer breitbandigen Untergrundstrahlung von

$\text{CO}_2^*$ . In Abbildung 4.12 ist das Chemilumineszenzspektrum einer leicht mageren Methan-Luft-Flamme dargestellt. Der Übergang der Energieniveaus des  $\text{OH}^*$ -Radikals ist dabei der  $X^2\Pi_i(v'' = 0) \leftarrow A^2\Sigma^+(v' = 0)$ -Übergang. Aufgrund der hohen Intensitäten eignen sich vor allem die Spezies  $\text{CH}^*$  und  $\text{OH}^*$  zur Detektion von Chemilumineszenz. Wegen der sehr geringen Zeitspanne in der Größenordnung von 700 ns [6, 10, 42], in der das  $\text{OH}^*$ -Radikal im angeregten Zustand verweilt, ist diese Spezies besonders geeignet, zeitlich und örtlich hochaufgelöste Aussagen über die Reaktionszone zu treffen.



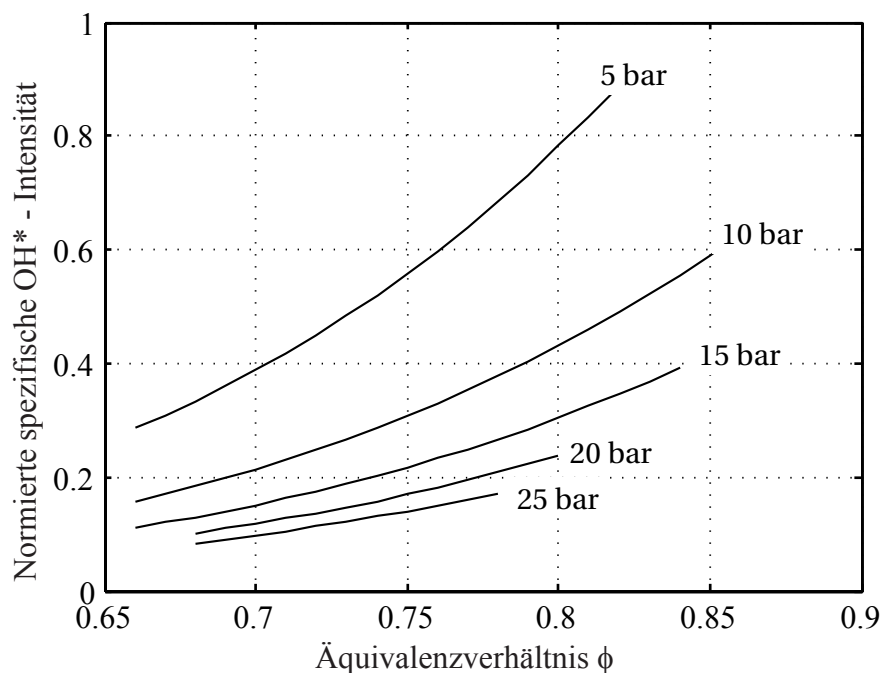
**Abbildung 4.12:** Chemilumineszenzspektrum einer leicht mageren Methan-Luft-Flamme nach [55] und [56].

- **Einfluss der Umgebungsbedingungen:**

Die Intensität der Chemilumineszenz ist sehr stark von den Umgebungsbedingungen abhängig. Vor allem der bei der Oxidation vorherrschende Druck sowie die Luftzahl des Methan-Luft-Gemischs sind sehr entscheidende Parameter bei der Analyse der Chemilumineszenz-Signale.

In der Arbeit von Higgins et al. [40] wurde der Einfluss dieser Parameter auf die Intensität der  $\text{OH}^*$ -Emission experimentell untersucht (siehe Abbildung 4.13). Daraus wird ersichtlich, dass mit steigendem Druck die Intensität der Chemilumineszenz deutlich abnimmt, was auf stärker dominierende Quenching-Effekte zurückzuführen ist. Die Reduktion des Äquivalenzverhältnisses entspricht einer Erhöhung der Luftzahl ( $\phi = \frac{1}{\lambda}$ ) und führt ebenso zu einer Reduktion der Intensität der Chemilumineszenz. Dies ist dadurch zu begründen, dass bei einer Reduktion des Anteils an Brennstoff grundsätzlich auch weniger  $\text{OH}^*$ -Radikale ge-

bildet werden. Außerdem findet bei immer magereren Gemischen die in Abbildung 4.11 vereinfachend dargestellte Bildung von Zwischenprodukten schwerpunktmäßig auf anderen Reaktionspfaden statt als zur Bildung von  $\text{OH}^*$  bevorzugt [69]. Detailliertere Untersuchungen zu den Einflüssen von Umgebungsbedingungen auf die Chemilumineszenz finden sich in Docquier et al. [19], Haber [32] sowie Ikeda et al. [45].



**Abbildung 4.13:** Abhängigkeit der auf den Frischgasmassenstrom bezogenen normierten spezifischen Intensität der  $\text{OH}^*$ -Emission von Druck und Äquivalenzverhältnis  $\phi = \frac{1}{\lambda}$  nach [40].

- **Chemilumineszenz und Wärmefreisetzung:**

Wie bereits beschrieben, ist eine quantitative Analyse der  $\text{OH}^*$ -Emission hinsichtlich Wärmefreisetzung nicht ohne weiteres zulässig. Es muss dabei vor allem dahingehend unterschieden werden, ob es sich um lamina-re oder turbulente Flammenformen handelt, siehe Kapitel 2.1.3. Zahlreiche Untersuchungen [14, 17, 44, 46, 56, 69] beschäftigen sich dabei mit der Kopplung von Chemilumineszenz und Wärmefreisetzung für laminare sowie schwach turbulente Flammen unter atmosphärischen Bedingungen. Es konnte nachgewiesen werden, dass für die adiabate Verbrennung im perfekt vorgemischtem Fall ein linearer Zusammenhang zwischen der Intensität der Chemilumineszenz und der Wärmefreisetzung besteht.

Bei hoch turbulenten Flammen, wie sie zum Beispiel im Verbrennungsmotor vorliegen, ist eine quantitative Korrelation von Chemilumineszenz und Wärmefreisetzung nicht zulässig. Globale Zusammenhänge können mit empirischen Methoden zwar ermittelt werden [69,85], vor allem aber lokal und zeitlich hochaufgelöste Korrelationen zu generieren ist sehr schwierig. Hier zeigen Effekte wie lokale Ungemischtheiten sowie Flammenstreckung einen großen Einfluss auf Chemilumineszenz sowie Wärmefreisetzung [56].

Für die Anwendung der Chemilumineszenzmesstechnik in dieser Arbeit bedeutet dies zusammenfassend, dass eine quantitative Analyse der Intensität der  $\text{OH}^*$ -Emission hinsichtlich Wärmefreisetzung nicht zulässig ist. Allerdings kann mit Hilfe dieser Messtechnik sehr wohl ein Anhaltspunkt zur qualitativen Bestimmung von reaktiven Zonen gefunden werden.

- **Praktische Umsetzung der Chemilumineszenzmessung:**

Im Gegensatz zum Versuchsaufbau von Heinz [34] verfügt die periodisch beladbare Hochdruck-Verbrennungszelle einen optischen Zugang von oben, wodurch das Signal der  $\text{OH}^*$ -Emission direkt und ohne zusätzlichen Spiegel über der Verbrennungszelle erfasst werden kann. Zur Erfassung des Chemilumineszenzsignals kam eine bildverstärkte CMOS-Hochgeschwindigkeitskamera (Typ APX-Intensified, Fa. Photron), ausgestattet mit einem UV-Objektiv (Typ UV-Nikkor, Fa. Nikon) mit einer Brennweite von  $f = 45 \text{ mm}$  und einer maximalen Lichtstärke von  $1 : 1,8$ , zum Einsatz. Um das Chemilumineszenzsignal der  $\text{OH}^*$ -Bande bei  $306 \text{ nm}$  von der restlichen Emission zu separieren, wurde ein Bandpassfilter (Typ 307FS10-25, Fa. Andover) mit  $MWL = 307,1 \text{ nm}$ ,  $HWB = 10 \text{ nm}$  und einer maximalen Transmission von  $17 \%$  verwendet.

Zur Analyse des Zündungs- und Verbrennungsverhaltens in der Hauptkammer wurden Versuche mit einer Aufnahme rate von  $6000 \text{ Bildern pro Sekunde}$  und einer Auflösung von  $512 \times 512 \text{ Pixel}$  durchgeführt. Das Chemilumineszenzsignal wurde von der gesamten Hauptkammer erfasst, wobei pro Zyklus  $150 \text{ Bilder}$  aufgenommen wurden. Die Aufnahme der Kamera wurde jeweils zeitgleich mit der Zündung gestartet ( $\text{Trig}_{\text{Ign.}}$ ).



#### 4.2.4 Abgasemissionen

Die Analyse der Abgasemissionen in Abhängigkeit der untersuchten Parameter soll ein fundamentales Verständnis zur Optimierung der Zündungs- und Verbrennungsabläufe des untersuchten Prozesses liefern. Die grundlegenden Zusammenhänge zur Entstehung von Emissionen sind detailliert in Kapitel 2.2 beschrieben. Im Folgenden sollen die wichtigsten theoretischen Zusammenhänge der eingesetzten Messtechniken sowie der Versuchsaufbau dargestellt werden.

- **Grundlagen zur Messung der Abgasemissionen:**

Grundsätzlich gibt es eine Vielzahl unterschiedlicher optischer Messverfahren zur Bestimmung der Konzentration einzelner Komponenten im Abgas. Unterschieden wird dabei zwischen nicht-dispersiven, dispersiven sowie gekoppelten Messverfahren, die je nach Anwendung zum Einsatz kommen. Der Hauptunterschied zwischen den beiden Verfahren ist dabei, dass bei dispersiven Messverfahren, im Gegensatz zu nicht-dispersiven Messverfahren, eine variable Wellenlängenselektion möglich ist. Durch Kopplung beider Messverfahren können qualitative und quantitative Messfehler aufgrund von Querempfindlichkeiten vermieden werden. Eine detaillierte Beschreibung der Funktionsprinzipien findet sich in der Literatur wieder [28, 73, 92, 106].

Je nach Anwendungsfall unterscheidet man hinsichtlich Analyseverfahren zwischen einer feuchten und einer trockenen Analyse der einzelnen Komponenten im Abgas. Bei jedem Oxidationsprozess von wasserstoffhaltigen Brennstoffen entsteht als Produkt Wasser, welches bei hohen Temperaturen dampfförmig vorliegt. Fällt die Temperatur allerdings unter die Taupunkttemperatur beim jeweiligen Druck, so kondensiert das Wasser aus und liegt damit in flüssiger Form vor. Dies kann zum einen zu Schädigungen an den Analysegeräten führen, zum anderen besteht die Gefahr, dass einzelne Komponenten dadurch aus dem Abgas ausgewaschen werden und somit die Ergebnisse der Abgasanalyse verfälschen. Beispielsweise handelt es sich bei dem Bestandteil  $\text{NO}_2$  um so eine wasserlösliche Komponente [5]. Andererseits weist Wasserdampf speziell im IR-Bereich sehr ausgeprägte Absorptionsbanden auf, wodurch die Gefahr von Querempfindlichkeiten und somit einer Verfälschung der Mess-

werte besteht. So ist es zum Beispiel für die Messung der Komponente  $\text{CO}_2$  unbedingt notwendig, den im Abgas enthaltenen Wasserdampf auszukondensieren [5].

- **Analysemethoden der einzelnen Komponenten:**

Zur Analyse der Abgaszusammensetzung kamen Geräte der Advance Optima 2000 Serie der Fa. ABB zum Einsatz. Dabei wurden die Konzentrationen des Restsauerstoffgehalts  $\text{O}_2$  sowie der Komponenten  $\text{CO}$ ,  $\text{CO}_2$ ,  $\text{NO}$  und  $\text{NO}_2$  mittels unterschiedlicher Messverfahren bestimmt. Im Folgenden soll ein Überblick über die dabei angewandten Messverfahren gegeben werden. Eine detaillierte Beschreibung findet sich in der Arbeit von Birkl [9].

- Komponente  $\text{O}_2$

Die Messung des Sauerstoffanteils im Abgas erfolgt mit dem Gasanalysator Magnos 206 der Fa. ABB. Bei diesem Messprinzip wird das paramagnetische Verhalten des Sauerstoffs ausgenutzt. Die Sauerstoffmoleküle werden dabei unter Einwirkung eines inhomogenen magnetischen Wechselfeldes von dessen Magnetpolen angezogen, wodurch sich der Druck um die Magnetpole entsprechend der Sauerstoffkonzentration ändert. Anhand dieser Druckänderung kann somit auf den Sauerstoffgehalt rückgeschlossen werden [5, 9].

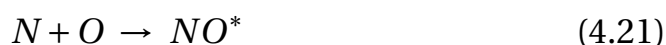
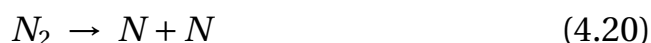
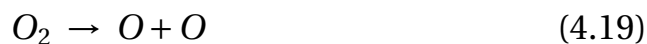
- Komponenten  $\text{CO}$  und  $\text{CO}_2$

Zur Konzentrationsbestimmung von  $\text{CO}$  und  $\text{CO}_2$  kommt das Analytormodul URAS 26 der Fa. ABB zum Einsatz. In diesem Modul wird die Konzentration von  $\text{CO}$  und  $\text{CO}_2$  nach der nicht-dispersiven Infrarotabsorption (NDIR) bestimmt. Die theoretischen Hintergründe der IR-Absorptionsspektroskopie wurden detailliert bereits in Kapitel 4.2.1 beschrieben. Es wird dabei wiederum das bereits in Gleichung 4.16 vorgestellte Lambert-Beer-Gesetz zur Bestimmung der Konzentrationen der zu messenden Komponenten genutzt. Beide Komponenten, sowohl  $\text{CO}$  als auch  $\text{CO}_2$ , werden dabei simultan gemessen. Um Querempfindlichkeiten in der Absorptionsbande mit Wasserdampf zu vermeiden, erfolgt die Messung nachdem der Wasserdampf aus dem Abgas auskondensiert wurde, also im trockenen Zustand.

– Komponenten NO und NO<sub>2</sub>

Die Konzentrationsmessung von NO und NO<sub>2</sub> im Abgas erfolgt mit dem Gasanalysator LIMAS 11HW der Fa. ABB. Da hierbei feuchtes Abgas gemessen wird, erfolgt die Absorption im ultravioletten (UV) beziehungsweise im sichtbaren Bereich, da Wasser für UV-Strahlung durchlässig ist und somit keine Querempfindlichkeiten zu erwarten sind. Für die beiden Komponenten kommen dabei die Ultraviolett-Resonanz-Absorptions-Spektroskopie (DUV-RAS) für NO sowie die nicht-dispersive UV/VIS-Spektroskopie (NDUV) für NO<sub>2</sub> in einem Analysatormodul zum Einsatz [113].

Zum Unterschied zur NDIR-Spektroskopie kommt als Strahlungsquelle hierbei eine Gasentladungslampe zum Einsatz. In dieser Lampe werden N<sub>2</sub> und O<sub>2</sub> in einen plasmaartigen Zustand übergeführt [113]. Dabei wird gebildetes NO kurzfristig in einen angeregten Energiezustand NO\* versetzt. Beim Rückfall in einen stabilen Zustand entsteht dabei ein für NO charakteristisches Emissionsspektrum  $h \cdot \nu$ . Die in der Gasentladungslampe ablaufenden chemischen Prozesse sind dabei nach Worthington et al. [114] folgendermaßen zu beschreiben:

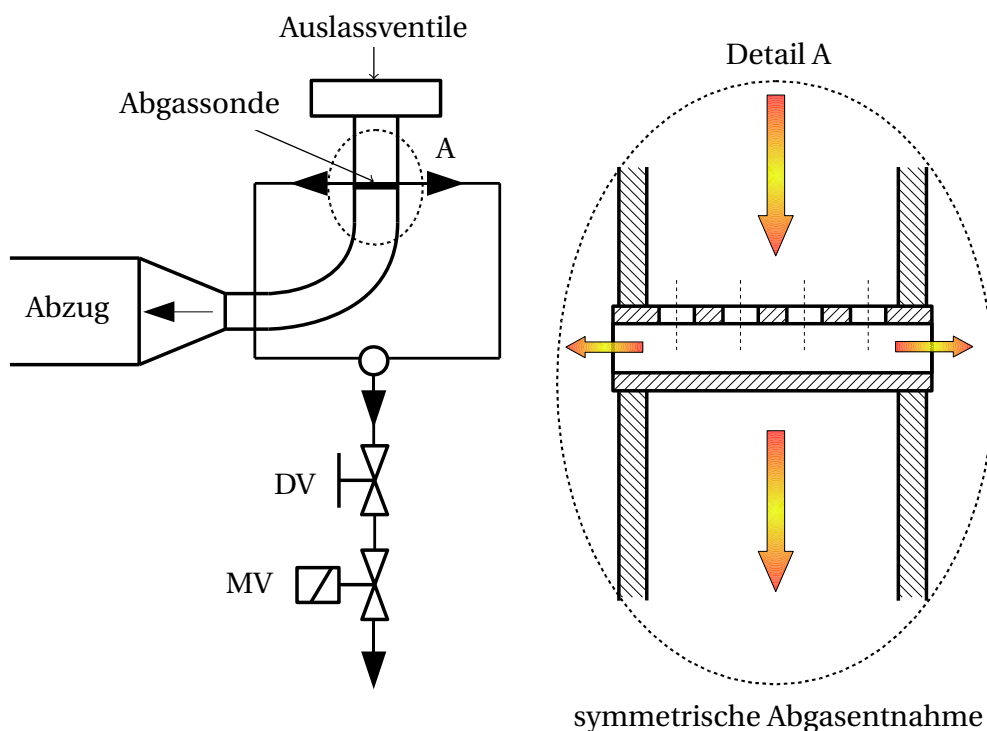


Das emittierte Emissionsspektrum weist dabei sowohl heiße (Rotationstemperatur: 1540 K) als auch kalte (Rotationstemperatur: 300 K) Emissionsbanden auf [28], wobei sich die Rotationstemperatur hier auf die Temperatur der Elektronenübergänge der angeregten NO-Moleküle bezieht [113, 114]. Bei Durchführung der Lichtstrahlung durch eine Messküvette wird die Intensität der „kalten“ Emissionsbande um einem dem NO-Anteil in der Messstrecke entsprechenden Faktor geschwächt. Währenddessen wird die Intensität der „heißen“ Emissionsbande nicht vom NO-Anteil beeinflusst [28]. Durch Messung der Intensitäten kann somit auf die NO-Konzentration rückgeschlossen werden.

Da die Gasentladungslampe auch im Wellenlängenbereich von 380 bis 500 nm emittiert, kann simultan auch die Konzentration an  $\text{NO}_2$  im Abgas unter Verwendung der UV/VIS-Spektroskopie durchgeführt werden [28].

• **Praktische Umsetzung der Emissionsmessung:**

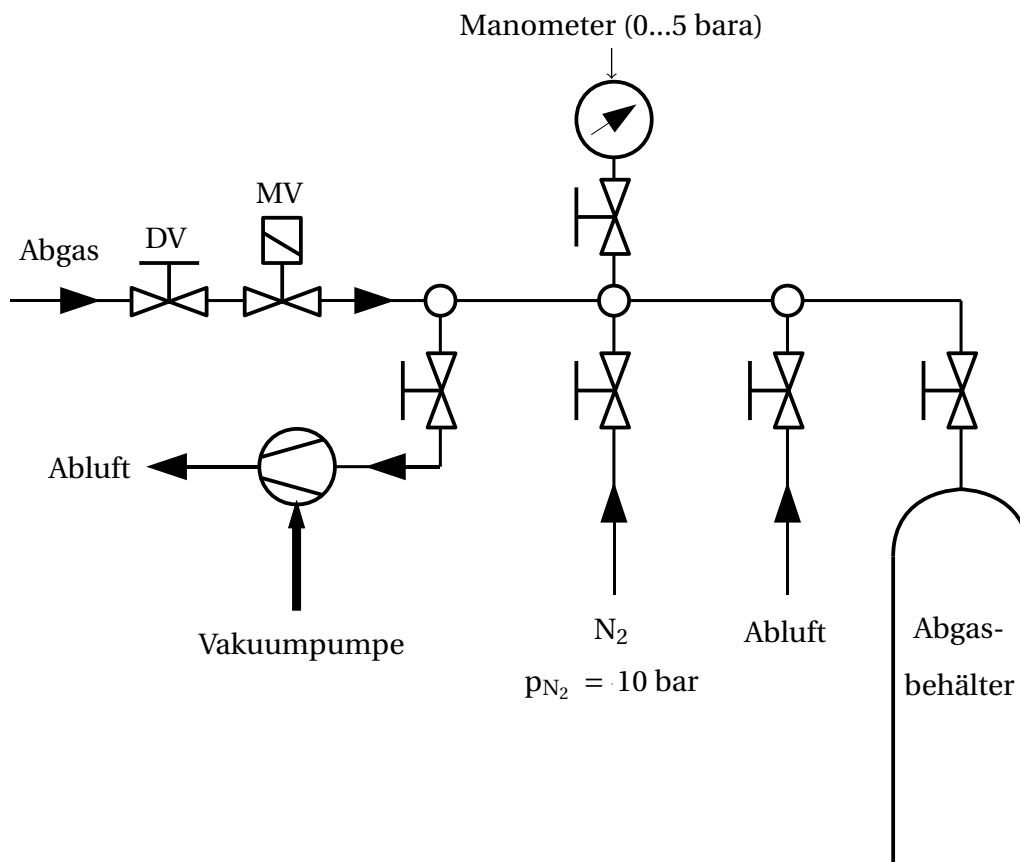
Üblicherweise erfolgt die Zufuhr des Abgases zur Analyseeinheit bei stationären Betriebsbedingungen des zu untersuchenden Prozesses. Die verwendete Abgasanalyseeinheit der Fa. ABB benötigt dabei etwa 30 s Messzeit zur exakten Erfassung der jeweiligen Konzentrationen der einzelnen Komponenten, wobei etwa 90 % des Messwerts bereits nach 15 s erreicht werden. Da aber die Versuchsdauer an der in Kapitel 4.1 beschriebenen periodisch beladbaren Hochdruck-Verbrennungszelle nur  $\Delta t_v = 10$  s beträgt, ist es nicht möglich, die Abgasmessung stationär durchzuführen. Deswegen wurde in einem zusätzlichen Versuchsaufbau eine Möglichkeit zur Speicherung des Abgases in einem Abgasbehälter geschaffen. Dazu wurde in den Abgaskanal eine Abgassonde, bestehend aus einem Rohr mit vier Bohrungen, eingebracht. Die Entnahme des Abgases erfolgt dabei symmetrisch, sodass ein Aufstau von Abgas in toten



**Abbildung 4.14:** Prinzipskizze der Einbaulage der Abgassonde im Abgaskrümmern.

Bereichen vermieden wird. In Abbildung 4.14 ist die Position der Abgassonde, welche sich direkt hinter den Auslassventilen befindet, dargestellt. Die zeitliche Steuerung der Abgasentnahme erfolgt dabei durch das elektrisch angesteuerte Magnetventil MV, die Regulierung des entnommenen Abgasmassenstroms erfolgt mit Hilfe der regulierbaren Drossel DV.

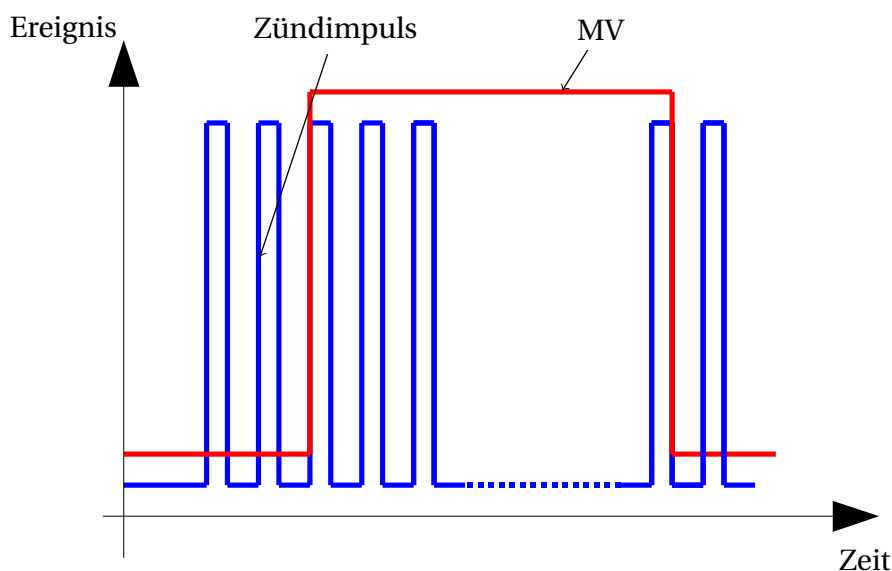
Der Versuchsaufbau zur Befüllung des Abgasbehälters während eines Versuches ist in Abbildung 4.15 dargestellt. Vor einem Versuch wird der Abgasbehälter mit Hilfe einer Vakuumpumpe evakuiert und anschließend durch ein Ventil von der Umgebung abgekoppelt. Solange das Magnetventil MV während eines Versuches geöffnet ist, wird aufgrund des vorherrschenden Unterdrucks Abgas aus dem Abgaskanal in den Abgasbehälter gesaugt. Um die Messzeit, die zur anschließenden Abgasmessung zur Verfügung steht, zu verlängern, wird nach dem Versuch mit reinem Stickstoff ( $N_2$ ) verdünnt und vermischt, bis ein Überdruck von 2,5 bar im Abgasbehälter erreicht wird. Zur detaillierten Auswertung der



**Abbildung 4.15:** Prinzipskizze des Versuchsaufbaus zur Befüllung des evakuierten Abgasbehälters während eines Versuches.

Konzentrationen der einzelnen Komponenten im Abgas ist dazu am Manometer der Druck im Abgasbehälter vor ( $p_{AG,0}$ ) sowie nach ( $p_{AG,1}$ ) der Verdünnung mit Stickstoff abzulesen. Durch den im Abgasbehälter vorherrschenden Überdruck können so Messzeiten am Abgasanalysator von mindestens 3 min erreicht werden, was zur exakten Bestimmung der Komponenten ausreicht.

In Abbildung 4.16 ist die Ansteuerung des Magnetventils MV in Abhängigkeit der Versuchsdauer skizziert. Um eine gewisse Einlaufzeit der Versuchsanlage zu gewährleisten und vor allem sicherzustellen, dass der Abgaskanal komplett mit Abgas befüllt ist, wird das Magnetventil erst nach 2 s Versuchsdauer geöffnet. Geschlossen wird das Magnetventil nach einer Versuchsdauer von 9,5 s. Somit wird im Abgasbehälter Abgas für eine Versuchsdauer von insgesamt 7,5 s eingespeichert.



**Abbildung 4.16:** Triggersignale zur Ansteuerung des Magnetventils MV zur Befüllung des Abgasbehälters mit Abgas.

Bei dem beschriebenen System zur Speicherung des Abgases in einem Abgasbehälter ist es besonders wichtig, dass die Temperatur des Abgases möglichst schnell auf unter  $T < 700 \text{ °C}$  abfällt. Ansonsten besteht die Gefahr, dass die Komponente CO zu  $\text{CO}_2$  aufoxidiert und somit zu einer Verfälschung des Messergebnisses führt. Da aber für die Analyse der Konzentrationen von NO sowie  $\text{NO}_2$  im Abgasanalysator feuchtes Abgas benötigt wird, muss ebenso sichergestellt werden, dass der im Abgas enthaltene Wasserdampf nicht auskondensiert. Nach der globalen Reak-

tionsgleichung für Methan (siehe Gleichung 2.3) ergibt sich in Abhängigkeit der Luftzahl  $\lambda$  die molare Konzentration an Wasser  $\psi_{H_2O,AG}$  von

$$\psi_{H_2O,AG} = \frac{2}{1 + 2 + (\lambda - 1) \cdot 2 \cdot \left(1 + \frac{79}{21}\right) + \frac{79}{21} \cdot 2} \quad (4.24)$$

im Abgas. Daraus kann unter Anwendung der in [87] gegebenen Zusammenhänge unter Kenntnis des Drucks im Abgasbehälter  $p_{AG,0}$  der Sättigungsdampfdruck für Wasser  $p_{S,H_2O,AG}$  berechnet werden zu

$$p_{S,H_2O,AG} = \psi_{H_2O,AG} \cdot p_{AG,0}. \quad (4.25)$$

Somit kann anhand [87] die Sättigungstemperatur  $T_{S,H_2O,AG}$  bestimmt werden, unter die die Temperatur im Abgasbehälter nicht fallen darf, um Kondensation zu vermeiden. Die Rahmenbedingungen hinsichtlich Temperatur im Abgasbehälter sind somit zum einen möglichst schnell eine Temperatur  $T < 700 \text{ °C}$  zu erreichen, um die Komponente CO „einzufrieren“ und zum anderen das Abgas über der Sättigungstemperatur  $T_{S,H_2O,AG}$  zu halten, um Kondensation von Wasser zu vermeiden. In Tabelle 4.5 ist die Sättigungstemperatur  $T_{S,H_2O,AG}$  für eine Luftzahl von  $\lambda = 2,0$  und einem Druck im Abgasbehälter  $p_{AG,0} = 1,2 \text{ bar}$  berechnet.

Im Versuchsaufbau wurde der Abgasbehälter mit einer Temperaturregelung versehen. Diese bewirkt, dass die Temperatur des Abgasbehälters konstant bei  $T_{AG} = 120 \text{ °C}$  gehalten wird und somit sämtliche Anforderungen erfüllt werden.

Parameter	Einheit	Wert
Luftzahl $\lambda$	[-]	2,0
Druck im Abgasbehälter $p_{AG,0}$	[bar]	1,2
Molanteil Wasser im Abgas $\psi_{H_2O,AG}$	[%]	9,97
Sättigungsdruck Wasser $p_{S,H_2O,AG}$	[mbar]	119,72
Sättigungstemperatur Wasser $T_{S,H_2O,AG}$	[°C]	49,5

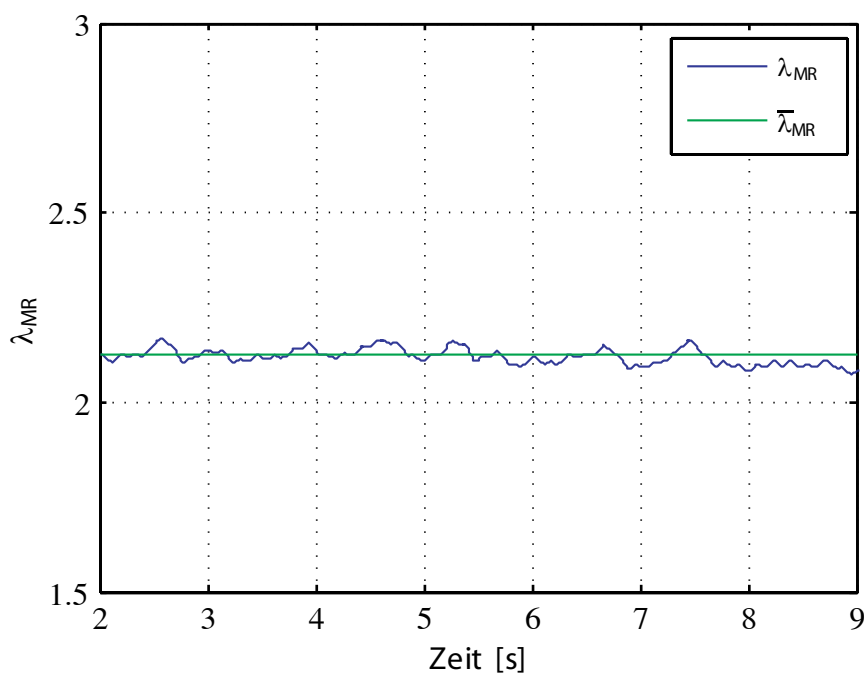
**Tabelle 4.5:** Sättigungstemperatur  $T_{S,H_2O,AG}$  als Funktion der Luftzahl  $\lambda$  und des Drucks im Abgasbehälter  $p_{AG,0}$ .

## 4.3 Versuchsauswertung

Die in Kapitel 6 präsentierten Ergebnisse wurden durch Anwendung standardisierter Auswerterroutinen generiert. Im Folgenden werden die einzelnen Parameter eingeführt und die Vorgehensweise bei der Bestimmung dieser aufgezeigt.

### 4.3.1 Luftzahl in der Verbrennungszelle

Wie bereits in Kapitel 4.1.3 gezeigt, wurde der Versuchsaufbau dahingehend optimiert, dass über die gesamte Versuchsdauer die Luftzahl im Mischrohr  $\lambda_{MR}$  nahezu konstant bleibt. Zur Auswertung der Versuche wird daher eine über die Versuchsdauer gemittelte Luftzahl  $\bar{\lambda}_{MR}$  berechnet. Abbildung 4.17 zeigt dabei, dass speziell in dem Zeitraum, in dem der Abgasbehälter befüllt wird (siehe Kapitel 4.2.4), dies gerechtfertigt ist.



**Abbildung 4.17:** Mittelwertbildung der Luftzahl im Mischrohr  $\bar{\lambda}_{MR}$ .

Wie in Kapitel 4.1 beschrieben, wird während des Einströmvorgangs dem homogenen Brennstoff-Luft-Gemisch in der Vorkammer noch zusätzlicher Brennstoff beigemischt. Die zusätzlich eingefügte Menge an Erdgas ist dabei



vom Vordruck abhängig und in Abbildung 4.3 dargestellt. Zur detaillierten Analyse der Druckverläufe sowie im Speziellen der Abgasemissionen muss daher das zusätzlich in die Vorkammer injizierte Erdgas noch zur Masse an Erdgas im Mischrohr aufaddiert werden. Somit erhält man die reale, globale Luftzahl in der Verbrennungszelle  $\lambda$ . Dabei wird mit den in Kapitel 4.1.3 beschriebenen Zusammenhängen wiederum die pro Zyklus in die Verbrennungszelle durch das Mischrohr einströmende Luft-  $\Delta m_{L,th}$  und Erdgasmasse  $\Delta m_Z$  mit Hilfe der gemessenen und gemittelten Luftzahl im Mischrohr  $\bar{\lambda}_{MR}$  berechnet. Anschließend wird je nach Variante die zusätzlich in die Vorkammer injizierte Erdgasmasse addiert, wodurch sich nach folgender Gleichung die mittlere Luftzahl in der Verbrennungszelle  $\lambda$  ergibt:

$$\lambda = \frac{\Delta m_{L,th}}{(\Delta m_Z + m_{SG,i}) \cdot L_{min,m}} \cdot \frac{M_G}{M_L}. \quad (4.26)$$

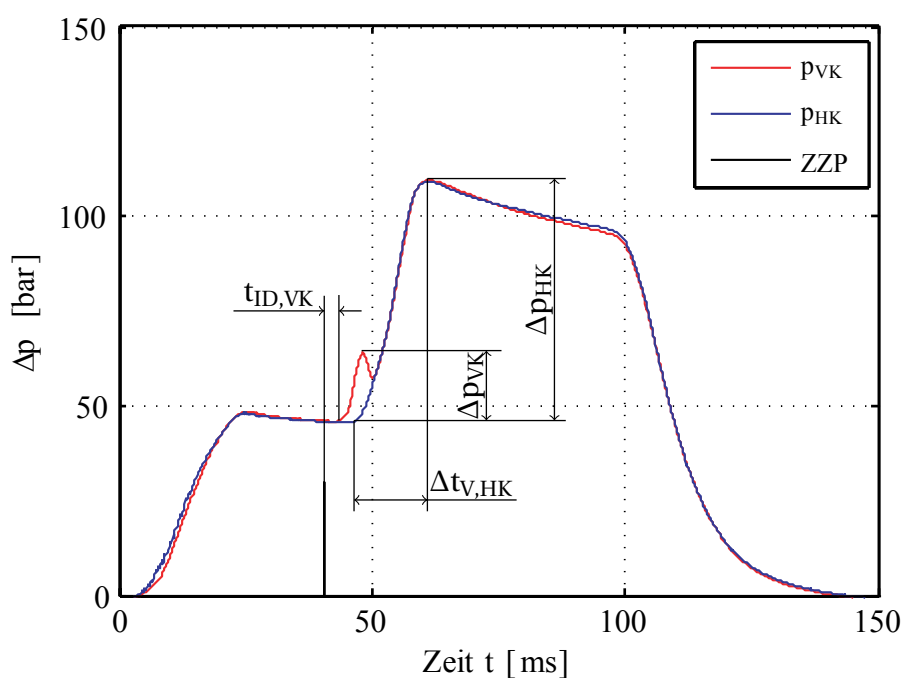
Ein wichtiges Ziel dieser Arbeit ist es (siehe Kapitel 3), den Einfluss von verschiedenen Luftzahlen in der Verbrennungszelle auf den Zündungs- und Verbrennungsprozess in Vor- und Hauptkammer zu untersuchen. Aufgrund der in Kapitel 4.1.3 beschriebenen Optimierung des Versuchsaufbaus konnte die Luftzahl in der Verbrennungszelle  $\lambda_{MR}$  zwar stets konstant gehalten werden, aufgrund schwankender Vordrücke ist jedoch ein exaktes Anfahren einer gewünschten Luftzahl schwierig. Um daher die Auswertung der Versuche zu erleichtern, werden Versuche mit ähnlichen Luftzahlen in Bereiche zusammengefasst. Einen Überblick über die so definierten Luftzahlbereiche gibt Tabelle 4.6.

Parameter	Einheit	Bereich
Luftzahlbereich $\lambda_{1,90}$	[-]	1,875...1,925
Luftzahlbereich $\lambda_{1,95}$	[-]	1,925...1,975
Luftzahlbereich $\lambda_{2,00}$	[-]	1,975...2,025
Luftzahlbereich $\lambda_{2,05}$	[-]	2,025...2,075
Luftzahlbereich $\lambda_{2,10}$	[-]	2,075...2,125
Luftzahlbereich $\lambda_{2,15}$	[-]	2,125...2,175
Luftzahlbereich $\lambda_{2,20}$	[-]	2,175...2,225

**Tabelle 4.6:** Überblick über die definierten Luftzahlbereiche.

### 4.3.2 Druckmessung

Die Messung der Druckverläufe in Vor- und Hauptkammer liefert wichtige Parameter zur Analyse der einzelnen Varianten hinsichtlich Stabilität und Effektivität. Dabei kann eine Vielzahl an unterschiedlichen Parametern betrachtet werden. Abbildung 4.18 zeigt anhand eines repräsentativen Druckverlaufes die verwendeten Parameter.



**Abbildung 4.18:** Repräsentativer Druckverlauf mit den zur Analyse der Ergebnisse verwendeten Parametern.

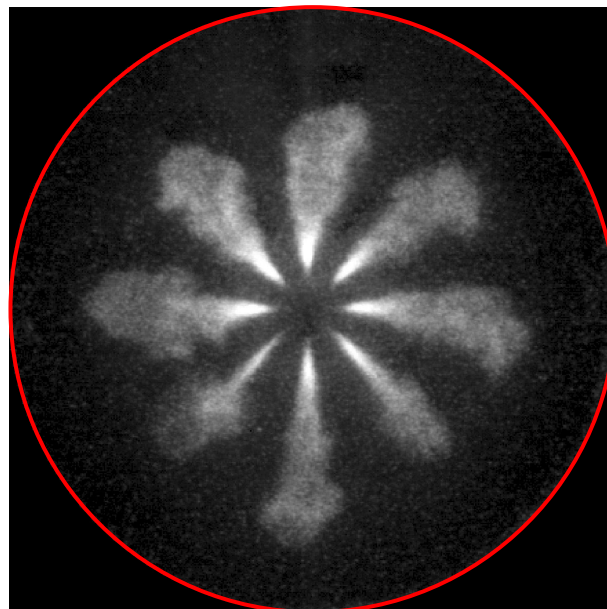
Grundsätzlich werden dabei die Druckverläufe von Vor- und Hauptkammer getrennt voneinander analysiert. Charakteristische Parameter für die Analysen in dieser Arbeit sind dabei der Zündverzug bezogen auf den Zündzeitpunkt  $ZZP$  in der Vorkammer  $t_{ID,VK}$ , die maximale Druckdifferenz zwischen Vor- und Hauptkammer während der reinen Vorkammerverschöpfung  $\Delta p_{VK}$ , die Zeitdauer der Verbrennung in der Hauptkammer  $\Delta t_{v,HK}$  sowie die Druckdifferenz zwischen Maximal- und Zünddruck in der Hauptkammer  $\Delta p_{HK}$ . Daraus wird einer der wichtigsten Parameter hinsichtlich Effektivität des Verbrennungsprozesses berechnet, und zwar die Druckanstiegsrate  $\frac{dp}{dt}$  in der Hauptkammer. Grundsätzlich ist es das Ziel der Brennverfahrensentwicklung möglichst hohe Druckanstiegsraten in der Hauptkammer zu generieren. Die

Berechnung erfolgt durch Linearisierung nach

$$\frac{dp}{dt} \rightarrow \frac{\Delta p_{HK}}{\Delta t_{V,HK}}. \quad (4.27)$$

### 4.3.3 OH<sup>\*</sup>-Chemilumineszenz

Wie in Kapitel 4.2.3 beschrieben ist eine quantitative Korrelation zwischen gemessener Intensität der OH<sup>\*</sup>-Chemilumineszenz und der Wärmefreisetzung nicht zulässig. Daher wird diese Messtechnik zur Analyse von Reaktionszonen beziehungsweise Intensitäten genutzt. Sämtliche Versuche wurden dabei mit identischen Einstellungen der in Kapitel 4.2.3 beschriebenen Hochgeschwindigkeitskamera durchgeführt. Dies bedeutet, dass einzelne Versuche untereinander hinsichtlich Intensität sowie Lichtemission verglichen werden können. Abbildung 4.19 zeigt exemplarisch eine einzelne Aufnahme der Intensität der OH<sup>\*</sup>-Chemilumineszenz für einen Versuch zum Zeitpunkt des Strahleintritts in die Hauptkammer. Der rot eingezeichnete Kreis entspricht dabei der Wand der Hauptkammer. Die folgenden Analysen werden ausschließlich für die gemessene Intensität des tiefenintegrierten Chemilumineszenzsignals innerhalb dieser Grenze durchgeführt.



**Abbildung 4.19:** Repräsentative Aufnahme der OH<sup>\*</sup>-Emission. Der Zeitpunkt der Aufnahme ist während der Strahleindringphase in die Hauptkammer.

Als Maß für die Größe der Reaktionszone wird die relative Reaktionsfläche  $RA$  (engl.: Reacting Area) eingeführt. Dieses Maß berechnet sich aus der Summe der Pixel innerhalb des in Abbildung 4.19 rot gekennzeichneten Kreises mit Emissionen über einem definierten Schwellwert  $\sum n_{P,S,i}$  dividiert durch die Gesamtsumme aller Pixel innerhalb des Kreises  $n_{P,ges}$  zu

$$RA = \frac{\sum n_{P,S,i}}{n_{P,ges}}, \quad (4.28)$$

wobei der Schwellwert zur Unterdrückung des Rauschverhaltens der bildverstärkten Kamera dient.

Um eine Aussage über die Intensität der Reaktionszone treffen zu können, wird dazu die relative Emission  $E$  eingeführt. Hier wird die Intensität der innerhalb der Reaktionszone emittierenden Pixel aufsummiert, wobei jedes Pixel einen Wert zwischen 0 und 255 annehmen kann. Daraus resultiert die kumulierte Intensität der Reaktionszone  $\sum I_{P,S,i}$ . Diese Intensität wird auf die Maximalintensität pro Pixel  $I_{max}$  bezogen, welche mit der Gesamtanzahl an Pixel multipliziert wird. Daraus ergibt sich die relative Emission  $E$ :

$$E = \frac{\sum I_{P,S,i}}{I_{max} \cdot n_{P,ges}}. \quad (4.29)$$

Zur detaillierten Analyse des Strahleindringverhaltens wird zusätzlich die Eindringtiefe jedes einzelnen der acht Strahlen aus der Vorkammer bestimmt und daraus die mittlere Strahleindringtiefe  $PL$  (engl.: Penetration Length) für jede Chemilumineszenzaufnahme bestimmt.

#### 4.3.4 Zyklenschwankungen

Wie bereits in [50] gezeigt, besteht mit der periodisch beladbaren Hochdruck-Verbrennungszelle die Möglichkeit, Zyklenschwankungen bei der motorischen Verbrennung detailliert zu untersuchen. In dieser Arbeit wird dazu für die in den Kapiteln 4.3.2 und 4.3.3 eingeführten Parameter der Variationskoeffizient  $COV$  (engl.: Coefficient Of Variation) berechnet. Der Variationskoeffizient ist dabei nach [63] ein relativer Streuungsparameter und wird als Quotient

aus Standardabweichung  $s_j$

$$s_j = \sqrt{\frac{1}{n_{\text{Zyklus}}} \cdot \sum_{i=1}^{n_{\text{Zyklus}}} (a_{j,i} - \bar{x}_j)^2} \quad (4.30)$$

und arithmetischen Mittelwert  $\bar{x}_j$

$$\bar{x}_j = \frac{1}{n_{\text{Zyklus}}} \cdot \sum_{i=1}^{n_{\text{Zyklus}}} a_{j,i} \quad (4.31)$$

berechnet zu

$$\text{COV}_j = \frac{s_j}{\bar{x}_j}. \quad (4.32)$$

Dabei bezeichnet  $a_{j,i}$  die jeweiligen Messwerte aus den Versuche für  $RA$ ,  $E$  und  $PL$ .

#### 4.3.5 Abgasemissionen

Wie in Kapitel 4.2.4 beschrieben, werden mit Hilfe des Abgasanalysators der Fa. ABB die Komponenten  $O_2$ ,  $CO$ ,  $CO_2$ ,  $NO$  sowie  $NO_2$  im Abgas bestimmt. Dabei erfolgt die Ausgabe der Anteile für  $O_2$  und  $CO_2$  in [%], während die restlichen Komponenten in [ppm] (engl.: Parts Per Million) ausgegeben werden. Da das Abgas zur Verlängerung der Analysezeit verdünnt dem Analysator zugeführt wird (siehe Kapitel Kapitel 4.2.4), müssen die am Analysator gemessenen Messwerte  $\psi_{i,AS}$  zur Bestimmung der realen Konzentration im Abgas mit dem Verdünnungsfaktor

$$\Pi_{AG} = \frac{p_{AG,1}}{p_{AG,0}}, \quad (4.33)$$

der sich aus dem Druckverhältnis im Abgasbehälter nach beziehungsweise vor dem Verdünnungsvorgang berechnet, multipliziert werden zu

$$\psi_i = \psi_{i,AS} \cdot \Pi_{AG}. \quad (4.34)$$

Zur weiteren Auswertung der einzelnen Abgaskomponenten wird als Basis die Anforderung der Technischen Anleitung zur Reinhaltung der Luft – TA-Luft [11] herangezogen, da stationär arbeitende Großgasmotoren dieser Größenordnung nach dieser technischen Vorschrift hinsichtlich Emissionen reguliert sind. Grundsätzlich sollen dabei alle Komponenten mit der trockenen

Anyalse (siehe Kapitel 4.2.4) gemessen werden. Da aber bei der angewandten Messmethode für die Komponenten NO und NO<sub>2</sub> das im Abgas enthaltene Wasser nicht auskondensiert wird, müssen hierbei die Messwerte noch auf die trockene Anyalse umgerechnet werden. Nach [105] ergibt sich somit eine Umrechnung des gemessenen, feuchten Molanteils  $\psi_{i,f}$  in den gewünschten, trockenen Molanteil  $\psi_{i,tr}$  für Methan (CH<sub>4</sub>) zu

$$\psi_{i,tr} = \psi_{i,f} \cdot \left( 1 + \frac{4}{2 \cdot (4,76 \cdot a - 1)} \right) \quad (4.35)$$

mit

$$a = \frac{1 + (1 - \psi_{O_2,tr})}{1 - 4,76 \cdot \psi_{O_2,tr}}. \quad (4.36)$$

Wie in der TA-Luft [11] festgelegt, sind die Anteile der Komponenten im Abgas zur Vergleichbarkeit im Normzustand ( $p_{ref} = 1013 \text{ mbar}$ ,  $T_{ref} = 273,15 \text{ K}$ ) in der Einheit  $\left[ \frac{\text{mg}}{\text{Nm}^3} \right]$ , sowie für einen Bezugssauerstoffgehalt von  $\psi_{O_2,Bezug} = 5 \%$  anzugeben. Der Bezug zum Normzustand sowie auf die gewünschte Einheit  $\left[ \frac{\text{mg}}{\text{Nm}^3} \right]$  wird dabei mit der Molmasse  $M_i$  hergestellt durch

$$\beta_i = \psi_{i,tr} \cdot \left( \frac{M_i \cdot p_{ref}}{R_m \cdot T_{ref}} \right). \quad (4.37)$$

Die Umrechnung der einzelnen Komponenten auf den Bezugssauerstoffgehalt folgt dabei nach:

$$\beta_{i,Bezug} = \frac{21 \% - \psi_{O_2,Bezug}}{21 \% - \psi_{O_2,tr}} \cdot \beta_i. \quad (4.38)$$

Durch diese identische Vorgehensweise bei sämtlichen untersuchten Varianten ist eine Vergleichbarkeit mit den in der TA-Luft [11] vorgeschriebenen Grenzwerten für die jeweilige Schadstoff-Komponente möglich.

Ein weiterer wichtiger Parameter für die Analyse der Effektivität des untersuchten Prozesses ist die Umsetzungsrate des eingesetzten Brennstoffs  $\eta_f$ , welche sich als Quotient des Molanteils an Brennstoff im Abgas (Produkte)  $\psi_{f,P}$  und dem Molanteil an Brennstoff im Frischgas (Edukte)  $\psi_{f,E}$  berechnet:

$$\eta_f = \frac{\psi_{f,P}}{\psi_{f,E}} \cdot 100 \%. \quad (4.39)$$

Dabei ergibt sich der Brennstoffanteil im Frischgas aus der globalen Reaktionsgleichung (siehe Gleichung 2.3) für Methan zu

$$\psi_{f,E} = \frac{1}{1 + 2 \cdot \lambda \cdot (1 + 3,76)}, \quad (4.40)$$

wobei  $\lambda$  die globale Luftzahl in der Verbrennungszelle, inklusive der zusätzlich injizierten Erdgasmasse in die Vorkammer, darstellt (siehe Kapitel 4.3.1).

Wird nur die globale Umsetzung der Kohlenstoffanteile im Brennstoff (Methan,  $\text{CH}_4$ ) betrachtet, so ergibt sich für die Produktseite folgende Summe an kohlenstoffhaltigen Molekülen:

$$\text{CO}_2 + \text{CO} + \text{CH}_4 + \dots \quad (4.41)$$

Aus der globalen Reaktionsgleichung berechnet sich unter Annahme einer vollständigen Umsetzung des Kraftstoffs aus Gleichung 2.3 der maximal mögliche Anteil an Kohlendioxid  $\psi_{\text{CO}_2,P}$  im Produktgas zu

$$\psi_{\text{CO}_2,P} = \frac{1}{1 + 2 + (\lambda - 1) \cdot 2 \cdot \left(1 + \frac{79}{21}\right) + \frac{79}{21} \cdot 2}. \quad (4.42)$$

Aufgrund der unvollständigen Kraftstoffumsetzung und der zusätzlichen Bildung von CO während der Verbrennung ist die Bildung von  $\text{CO}_2$  dementsprechend reduziert. Aus Gleichung 4.41 kann mit Hilfe der mit dem Analysator bestimmten Molanteile an Kohlendioxid  $\psi_{\text{CO}_2}$  und Kohlenmonoxid  $\psi_{\text{CO}}$  der Molanteil an Kraftstoff im Produktgas  $\psi_{f,P}$  bestimmt werden:

$$\psi_{f,P} = \psi_{\text{CO}_2,P} - \psi_{\text{CO}_2} - \psi_{\text{CO}}. \quad (4.43)$$

Mit dieser Methode lässt sich für die jeweiligen Versuche die Kraftstoffumsetzungsrate abschätzen und somit eine Aussage über die Effizienz der untersuchten Variante treffen.





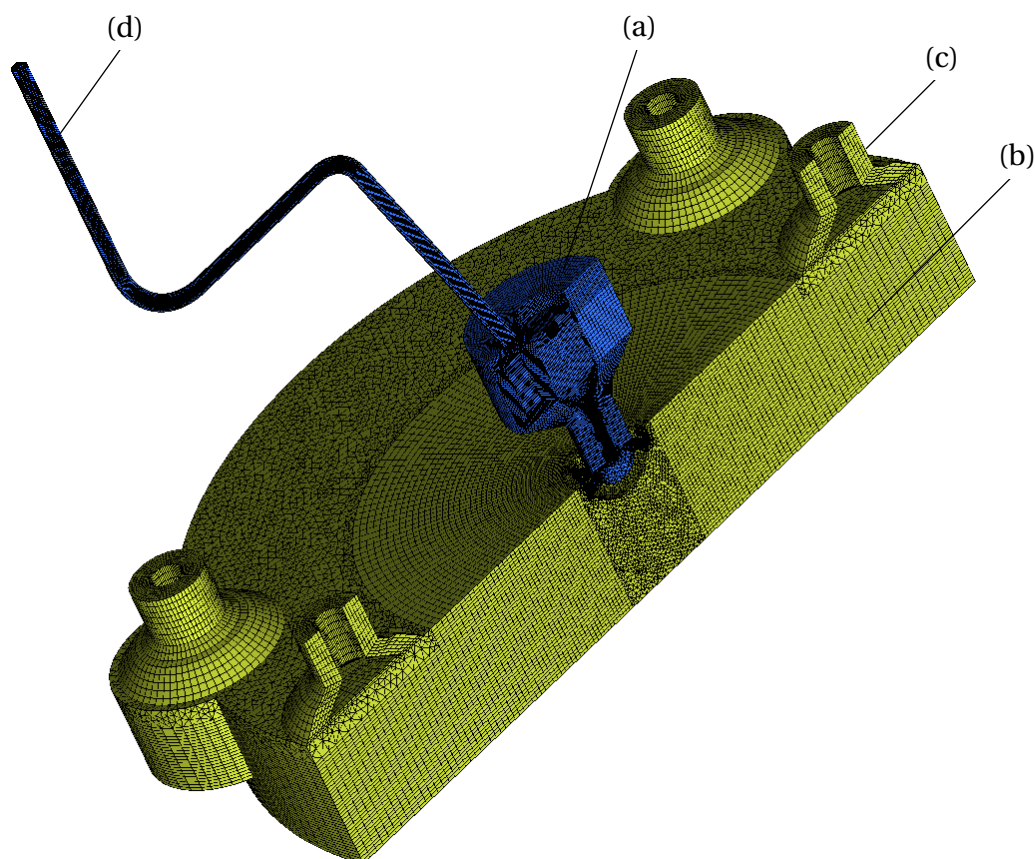
# 5 Numerische Untersuchungen

Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten numerischen Untersuchungen hatten zum Ziel, die Gemischbildung in der Vorkammer sowie das Strahleindringverhalten in die Hauptkammer detailliert zu untersuchen. Mittermayer [66] hat dazu in seiner Arbeit ein CFD-Verbrennungsmodell zur numerischen Untersuchung der Zündung und Verbrennung in vorkammergezündeten Gasmotoren vorgestellt. Dieses Verbrennungsmodell wird in abgewandelter Form auch in dieser Arbeit angewandt. Im Folgenden sollen die wichtigsten Grundlagen zum verwendeten CFD-Verbrennungsmodell sowie zur durchgeführten Gittergenerierung präsentiert werden.

## 5.1 Gittergenerierung

Das Hauptziel der numerischen Untersuchungen im Rahmen dieser Arbeit ist die detaillierte Analyse der beschriebenen Effekte für unterschiedliche geometrische Parameter. Dabei besteht hinsichtlich Gittergenerierung das Hauptaugenmerk darauf, für jede zu untersuchende Geometrievariante ein eigenes Rechennetz zu generieren. Das für die CFD-Simulation nötige Volumenmodell wurde mit Hilfe der Software CATIA erstellt. Zur einfacheren Handhabung der Variation der einzelnen geometrischen Parameter wurde darin ein Parametrisierungsalgorithmus implementiert. Die so erzeugten Volumenmodelle wurden mit der Software IcemCFD nach einem standardisierten Prozess mit einem Hybridnetz vernetzt. Eine detaillierte Beschreibung der Gittergenerierung für die in dieser Arbeit verwendeten Rechennetze findet sich in der Arbeit von Suckart [100].

In Abbildung 5.1 ist exemplarisch das Rechengitter einer Variante dargestellt. Die Unterteilung des Gesamtnetzes erfolgt dabei in Vor- (a) und Hauptkammer (b). Wie bereits in [66] wurde zur Verkürzung der Rechenzeit ein symmetrisches Halbmodell von Vor- und Hauptkammer berechnet. Des Weiteren

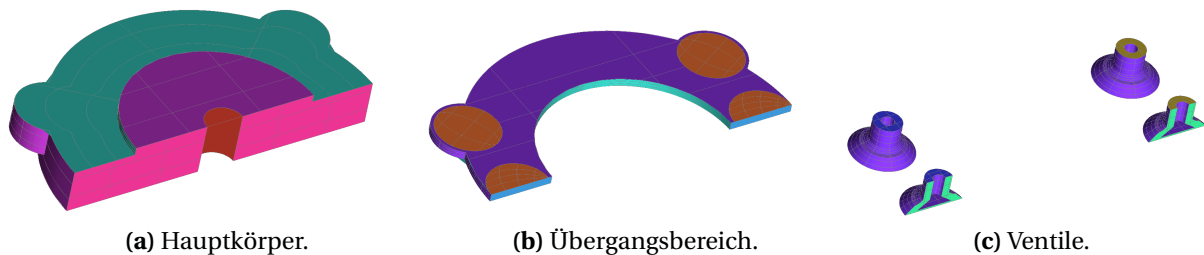


**Abbildung 5.1:** Gitter der gesamten Geometrie nach [100].

ren wurden die Ventile (c) starr und im offenen Zustand vernetzt. Da der Einströmvorgang des zusätzlich in die Vorkammer injizierten Erdgases für die anschließende Gemischbildung von entscheidender Bedeutung ist, wurde das Verbindungsrohr zwischen Vorkammer und Injektor (d) ebenfalls vernetzt. Aus Abbildung 5.1 ist außerdem zu erkennen, dass die Auflösung des Rechengitters an bestimmten Stellen verfeinert wurde. So wurde zu einer Erhöhung der Genauigkeit der CFD-Rechnung an der Stelle der Zündelektrode (Zündkern) in der Vorkammer sowie speziell innerhalb der Überströmbohrungen die Auflösung deutlich verfeinert.

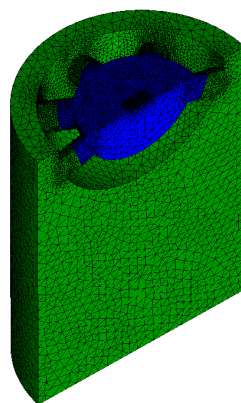
Grundsätzlich unterscheidet man bei der Gittergenerierung zwischen strukturierten und unstrukturierten Netzen, sowie Hybridnetzen. In der einschlägigen Literatur sind die Vor- und Nachteile der jeweiligen Typen näher beschrieben [39, 59, 103]. Es gilt dabei immer einen Kompromiss zwischen möglichst guter Abbildung der realen Geometrie bei gleichzeitiger Minimierung der Rechenzeiten zu finden. Strukturierte Netzen bieten gegenüber unstrukturierten

Netzen den Vorteil, dass aufgrund der sehr effizienten Rechenalgorithmen eine Reduktion der Rechenzeit möglich ist. Da allerdings die betrachtete Geometrie sehr komplex ist, ist eine vollständige strukturierte Gittergenerierung nicht möglich. Für diesen Anwendungsfall kommt daher eine Kombination von beiden Gittertypen, also ein Hybridnetz zum Einsatz.



**Abbildung 5.2:** Unterteilung der Geometrie der Hauptkammer nach [100]. Bild (a) zeigt den strukturiert vernetzten Teil der Hauptkammer, Bild (b) den unstrukturiert vernetzten Ventilübergangsbereich und Bild (c) die strukturiert vernetzten Ventile.

Wie aus Abbildung 5.2a ersichtlich, konnten der Hauptkörper sowie die Ventile der Hauptkammer (siehe Abbildung 5.2c) strukturiert vernetzt werden. Lediglich der Übergangsbereich (siehe Abbildung 5.2b) wurde unstrukturiert vernetzt. Durch den modularen Aufbau der Geometrie konnte mit Hilfe der Software IcemCFD die Hauptkammer für sämtliche zu vernetzenden Varianten verwendet werden (siehe [100]).



**Abbildung 5.3:** Übergang zwischen Vor- und Hauptkammer nach [100].

Der Übergang zwischen Vor- und Hauptkammer (siehe Abbildung 5.3) wurde für jede zu untersuchende Variante unstrukturiert vernetzt. Die Vorkammer

inklusive Injektionsrohr konnte wiederum strukturiert vernetzt werden. Aufgrund der identischen Vorgehensweise bei der Gittergenerierung für alle vernetzten Varianten kann ein möglicher Einfluss unterschiedlicher Gitterfehler auf die Ergebnisse der CFD-Simulation ausgeschlossen werden.

## 5.2 CFD-Simulationsmodell

In dieser Arbeit wird ein instationäres, turbulentes, kompressibles, reibungsbehaftetes, dreidimensionales und reagierendes Strömungsfeld berechnet, welches hinsichtlich der strömungsmechanischen Modellierung nach der URANS-Methode (Unsteady Reynolds Averaged Navier Stokes) gelöst wird. Diese Simulationemethode ist zwar gegenüber der Direkten Numerischen Simulation (DNS) beziehungsweise der Grobstruktursimulation (LES) mit vergleichsweise großen Fehlern behaftet, bietet jedoch hinsichtlich Rechenzeit enorme Vorteile [43].

Die chemische Umsetzung des Brennstoffs wird dabei unter Verwendung einer 1-Schritt-Reaktion beschrieben [66]. Eine detaillierte Abhandlung über das dabei zu lösende Gleichungssystem, bestehend aus den Navier-Stokes-Gleichungen für Kontinuität und Impuls, der Speziestransportgleichung sowie der Energieerhaltungsgleichung findet sich in der Arbeit von Mittermayer [66], sowie in der einschlägigen Literatur [8, 104, 109].

Um das Gleichungssystem im Rahmen einer statistisch gemittelten Simulation (URANS) berechnen zu können, sind zur Abbildung der im Strömungsfeld auftretenden turbulenten Vorgänge weitere Modelle notwendig. Das am weitesten verbreitete Modell zur Turbulenzmodellierung ist dabei das Standard  $k - \epsilon$ -Turbulenzmodell nach Launder und Spalding [57]. Mit diesem Modell wird anhand zweier Transportgleichungen die turbulente kinetische Energie  $k$  sowie die turbulente Dissipationsrate  $\epsilon$  unter Zuhilfenahme mehrerer, empirisch ermittelter Proportionalitätsfaktoren dargestellt [47, 57]. Zur Turbulenzmodellierung im Rahmen dieser Arbeit kommt das in der Rechenumgebung Fluent (Fa. Ansys) implementierte Standard  $k - \epsilon$ -Turbulenzmodell zum Einsatz.

### 5.3 CFD-Verbrennungsmodell

Der entscheidendste Faktor bei der numerischen Simulation von Verbrennungsprozessen ist nach Mittermayer [66] die Bestimmung des in den Erhaltungsgleichungen enthaltenen Quellterms  $\overline{\dot{\omega}_c}$  in Abhängigkeit der Verbrennungsfortschrittsvariable  $\tilde{c}$ . Zur Berechnung des jeweiligen Quellterms gibt es in der Literatur diverse Ansätze (zum Beispiel Arrheniusansatz [27, 78, 110], Eddy Break-Up Modell [60, 95, 109], Schmid Modell [88, 89], Turbulent Flame Closure [118]), welche in der Arbeit von Mittermayer [66] detailliert beschrieben und verglichen werden. Jedes der vorhandenen Modelle gilt allerdings nur in einzelnen Verbrennungsregimes, was eine vollständige Beschreibung der komplexen Vorgänge in einem Gasmotor mit Vorkammerzündung unmöglich macht. Mittermayer [66] hat daher in seiner Arbeit, speziell für die Anforderung an exakte Abbildung des Strahleindringverhaltens und der anschließenden Zündung der mageren Hauptkammerladung, ein erweitertes Eddy Break-Up Modell, und zwar das sogenannte Hybrid-Modell, entwickelt. Darin berechnet sich der Quellterm zu

$$\overline{\dot{\omega}_{c,HYB}} = \frac{G^2 \cdot C_{HYB} \cdot \overline{\rho_0} \cdot \tilde{c} \cdot (1 - \tilde{c})}{\sqrt{t_t \cdot t_c}}. \quad (5.1)$$

Dabei ist  $G$  der Quenchfaktor,  $C_{HYB}$  der Proportionalitätsfaktor,  $\overline{\rho_0}$  die mittlere Dichte des unverbrannten Gemischs,  $t_t$  das turbulente Zeitmaß sowie  $t_c$  das chemische Zeitmaß. Wie Mittermayer [66] zeigt, wird vor allem während der Strahleindringphase in die Hauptkammer und der Zündung der mageren Hauptkammerladung der gesamte Prozess massiv von Quenching-Phänomenen beeinflusst. Im Borghi-Diagramm nach [12, 75, 77] ist die von der turbulenten Karlowitz-Zahl  $Ka_t$  sowie von der turbulenten Damköhler-Zahl  $Da_t$  abhängige, unterschiedliche Flammenausbreitung ersichtlich. Die Einteilung erfolgt dabei in fünf Bereiche, wobei mit dem chemischen Zeitmaß  $t_c$  und dem Kolmogorov Zeitmaß  $t_\eta$  für  $Ka_t$

$$Ka_t = \frac{t_c}{t_\eta} \quad (5.2)$$

gilt, sowie mit dem turbulenten Zeitmaß  $t_t$  und  $t_c$  für  $Da_t$

$$Da_t = \frac{t_t}{t_c} \quad (5.3)$$

gilt. Das übliche Verbrennungsregime in motorischen Anwendungen ist dabei Bereich 3 (siehe Abbildung 5.4, gefaltete Flammenfronten). Vor allem während der Strahleindringphase in die Hauptkammer dominiert allerdings die Turbulenz, was zu turbulenten Karlowitzzahlen  $Ka_t > 1$  führt, und somit im Bereich 4 der aufgerissenen Flammenfronten eine Einmischung von Frischgas und Abgas in die Reaktionszone stattfindet. Dies wiederum erhöht die Wärmeabfuhr und verdickt die Flammenfront, was zu einer Verlangsamung beziehungsweise Unterdrückung (Quenching) der Verbrennungsreaktion führen kann [66]. Dies bedeutet, dass die effektive turbulente Flammengeschwindigkeit  $s_{t,eff}$  durch den Übergang vom Bereich der gefalteten Flammenfront in den Bereich der aufgerissenen Flammenfront im Vergleich zur unbeeinflussten turbulenten Flammengeschwindigkeit  $s_t$  (siehe Kapitel 2.1.3) reduziert wird.

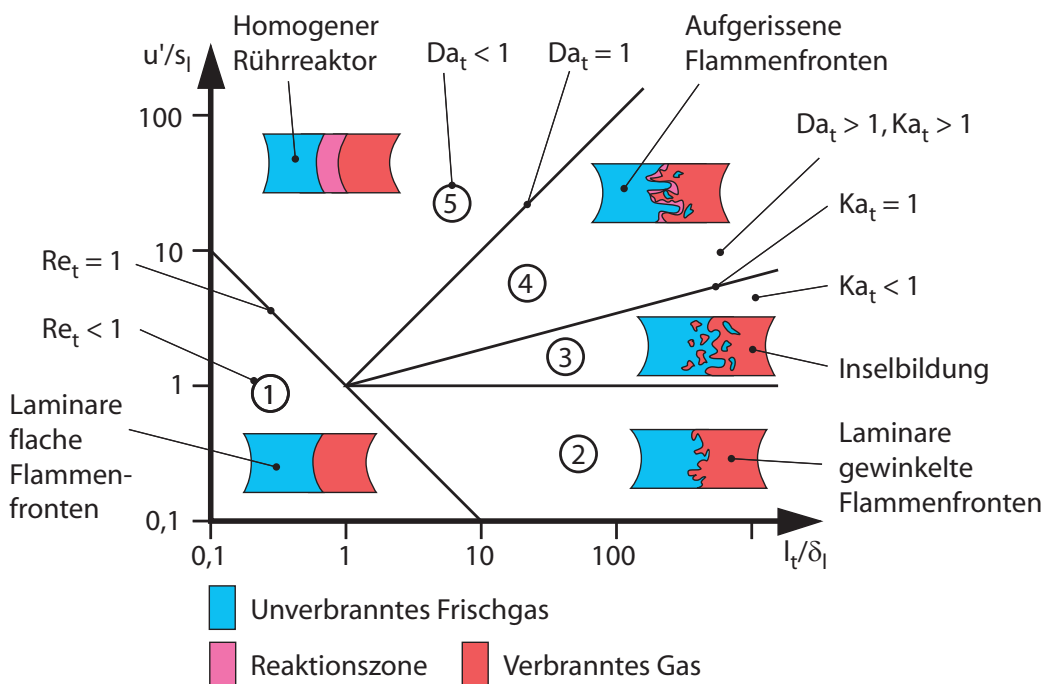


Abbildung 5.4: Borghi-Diagramm nach [12, 75, 77].

Um dies im beschriebenen Hybrid-Modell zu berücksichtigen, wird die turbulente Flammengeschwindigkeit um den Quenchfaktor reduziert, wodurch sich nach Mittermayer [66] folgender Zusammenhang für  $G$  ergibt:

$$G = \sqrt{-\frac{1}{2} \cdot \tanh(C_{k,1} \cdot \log_{10}(Ka_t) - C_{k,2}) + \frac{1}{2}} \quad (5.4)$$

Der Übergang zwischen den einzelnen Bereichen stellt sich dabei nach Peters [74] bei Wahl der Konstanten zu  $C_{k,1} = 1,3$  sowie  $C_{k,2} = 2,1$  bei einer turbulenten Karlowitzzahl von  $Ka_t = 100$  ein. Die Validierung des beschriebenen Modells in der Arbeit von Mittermayer [66] hat gezeigt, dass damit sehr gute Ergebnisse erzielt werden können.

Im Rahmen dieser Arbeit wird das von Mittermayer [66] implementierte Modell an die veränderte Geometrie sowie an den untersuchten Prozess angepasst. Die Zündung in der Vorkammer mittels Zündkerze wird durch künstliches Setzen der Fortschrittsvariable  $\tilde{c}$  auf den Wert  $\tilde{c} = 1$  für die Bereiche innerhalb des Zündkerns initiiert.

## 5.4 Auswertung

Vorrangiges Ziel bei der Analyse der numerischen Daten in dieser Arbeit ist der Einfluss der unterschiedlichen geometrischen Parameter  $\omega_{VK}$  und  $\sigma_{VK}$  sowie der Spülgasmasse  $m_{SG}$  (siehe Kapitel 3) auf die Gemischbildung in der Vorkammer. Dazu wird die lokale Verteilung der Luftzahl in der Vorkammer  $\lambda_{VK}$  betrachtet und hinsichtlich der Lage der Gradienten analysiert. Außerdem kann durch Bildung der mittleren globalen Luftzahl  $\bar{\lambda}_{VK}$  sowie der mittleren globalen Temperatur  $\bar{T}_{VK}$  in der Vorkammer zum Zündzeitpunkt eine Analyse über das Potential zur Bildung von Schadstoffen getroffen werden.

Durch Analyse der kinetischen Energie der in die Hauptkammer eintretenden Strahlen an reagierendem Gemisch beziehungsweise verbranntem Abgas besteht die Möglichkeit, Rückschlüsse auf das Einmischverhalten des Gemischs in der Hauptkammer zu ziehen (siehe Kapitel 6.5). Als Vergleichsmaß wird dabei die turbulente Intensität  $I$  herangezogen. Diese berechnet sich zu

$$I = \frac{u'_{rms}}{U}, \quad (5.5)$$

wobei dabei  $u'_{rms}$  die mittlere Geschwindigkeitsfluktuation darstellt. Diese berechnet sich mit den Geschwindigkeitsfluktuationen in den drei Raumrichtungen  $u'_{i,rms}$  zu

$$u'_{rms} = \sqrt{\frac{2}{3} \cdot k} = \sqrt{\frac{1}{3} \cdot (u'_{x,rms}{}^2 + u'_{y,rms}{}^2 + u'_{z,rms}{}^2)}. \quad (5.6)$$

Die mittlere Geschwindigkeit  $U$  berechnet sich als Mittelwert der Geschwindigkeiten der drei Raumrichtungen  $U_i$  zu

$$U = \sqrt{U_x^2 + U_y^2 + U_z^2}. \quad (5.7)$$

Des Weiteren wird das beschriebene Simulationsmodell anhand einer Vielzahl an vorhandener Experimente validiert. Entscheidende Parameter sind dabei die Druckverläufe in Vor- und Hauptkammer während des Einströmvorgangs sowie während der reinen Vorkammervverbrennung. Eine detaillierte Analyse dazu wird in den Kapiteln 6.1 sowie 6.5 gezeigt.



## 6 Ergebnisse

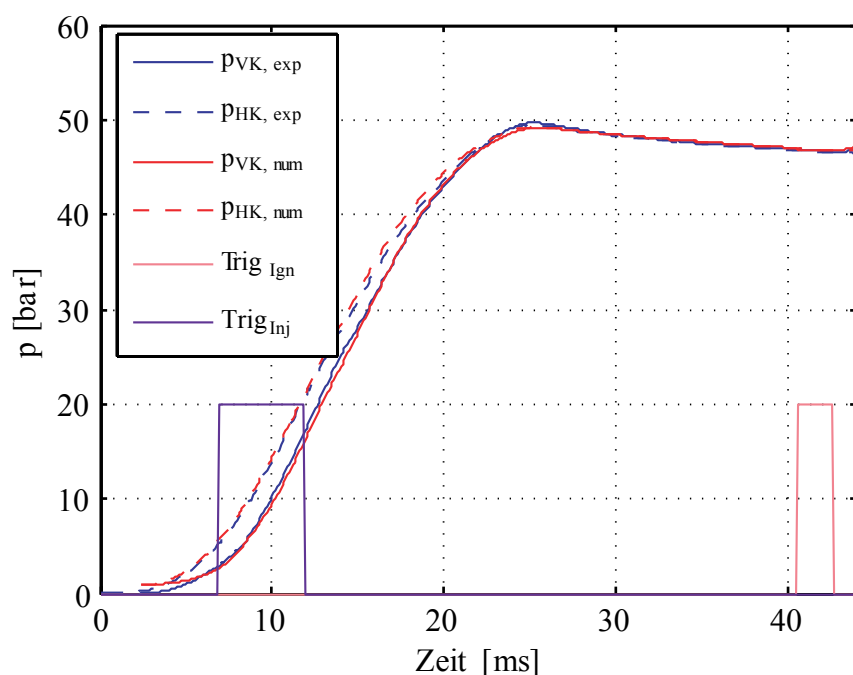
Die Analyse und Diskussion der experimentellen sowie numerischen Ergebnisse erfolgt anhand der in Kapitel 4 sowie in Kapitel 5 erläuterten Vorgehensweisen. Dabei wird zuerst die Gemischbildung in der Vorkammer anhand der Daten der CFD-Simulation analysiert. Anschließend erfolgt eine Diskussion der Ergebnisse der Druckmessung in Vor- und Hauptkammer, der OH\*-Chemilumineszenzmessung sowie der Ergebnisse der Messung der Abgasemissionen. Mit Hilfe der eingesetzten Messtechniken und der numerischen Untersuchungen sollen abschließend Mechanismen zur Schadstoffbildung in Erdgas-Großmotoren mit Vorkammerzündung analysiert werden.

### 6.1 Gemischbildung in der Vorkammer

Die Luftzahl sowie die Gemischverteilung in der Vorkammer wird anhand der Ergebnisse der CFD-Simulation (siehe Kapitel 5) analysiert. Aufgrund der umfangreichen Variation an geometrischen Parametern und den damit verbundenen hohen Rechenzeiten beschränkt sich diese Arbeit hinsichtlich globaler Luftzahl in der Hauptkammer auf den Bereich  $\lambda_{2,00}$  (siehe Tabelle 3.4), da damit alle relevanten Effekte erläutert werden können.

#### 6.1.1 Einströmvorgang

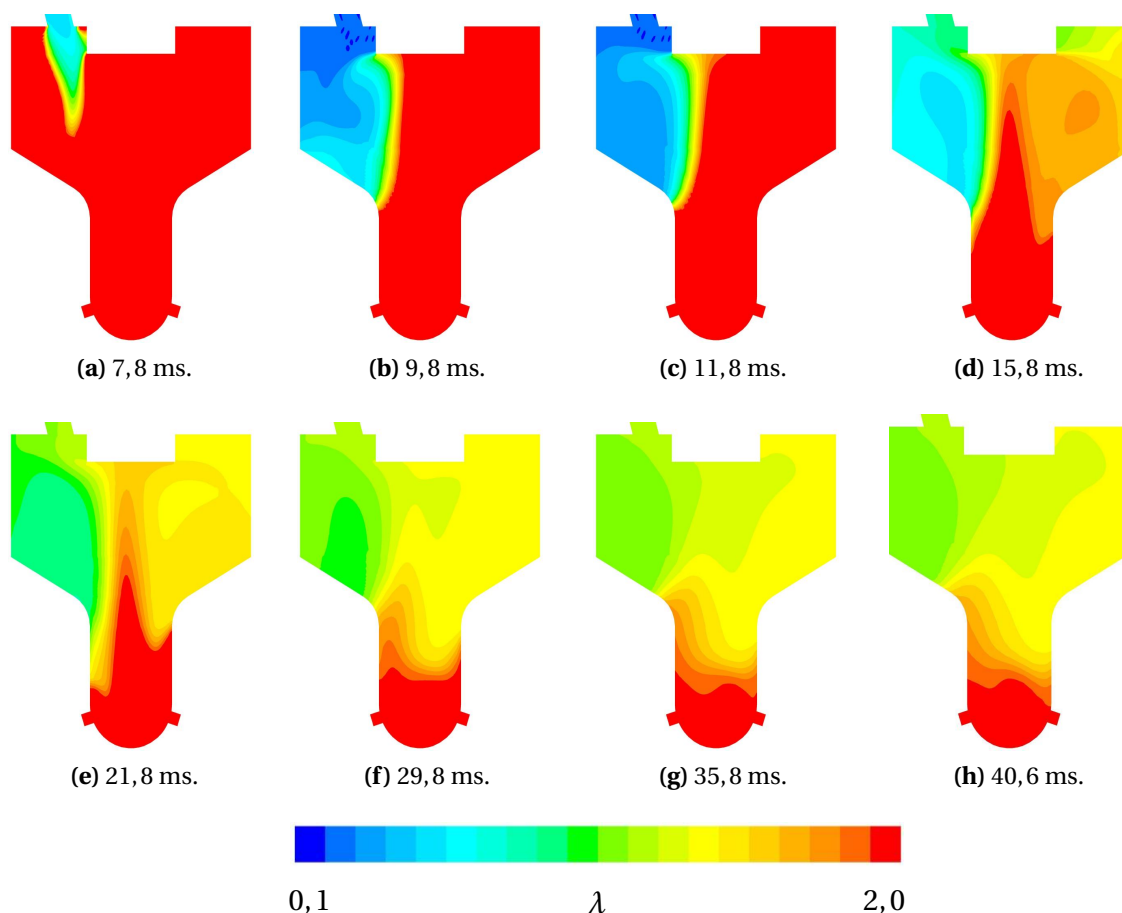
Wie in Kapitel 5 beschrieben, erfolgt die Simulation des Befüllvorgangs der Verbrennungszelle durch eine Anpassung des eintretenden Massenstroms. Dieser wird dabei derart variiert, dass der Druckverlauf während des Einströmvorgangs, verglichen mit den Daten aus den experimentellen Untersuchungen, möglichst identisch ist. Des Weiteren soll der in Kapitel 4.1.1 berechnete optimale Fülldruck der Zelle von  $p_{ES} = 49,32$  bar erreicht werden. Abbildung 6.1 zeigt exemplarisch für die Variante  $\sigma_{VK,2}$  und  $\omega_{VK,1}$  den Ein-



**Abbildung 6.1:** Vergleich Einströmvorgang für Variante  $\sigma_{VK,2}$  und  $\omega_{VK,1}$ .

strömvorgang in die Hauptkammer. Dabei sind sowohl die Daten der CFD-Simulation (Index num) als auch experimentelle Daten als Mittelwert mehrerer Zyklen (Index exp) dargestellt. Außerdem sind die Triggersignale des Vorkammerinjektors ( $\text{Trig}_{\text{Inj}}$ ) sowie der Zündungsauslösung ( $\text{Trig}_{\text{Ign}}$ ) aufgetragen. Es zeigt sich sowohl für den Druckverlauf in der Vorkammer  $p_{VK}$  als auch in der Hauptkammer  $p_{HK}$  eine sehr gute Übereinstimmung zwischen numerischen und experimentellen Daten. Der Druck in der Vorkammer liegt während des Einströmvorgangs generell unter dem Druck der Hauptkammer, da durch die Überstrombohrungen in die Vorkammer ein Druckverlust generiert wird. Nach dem Schließen der Einlassventile nach 25,6 ms gleicht sich der Druck zwischen Vor- und Hauptkammer aus und nimmt in beiden Kammern aufgrund von Wärmeabfuhr über die Brennraumwände bis zum Zündzeitpunkt ( $\text{ZZP} = \text{Trig}_{\text{Ign}}$ ) leicht ab.

Nach Kapitel 3.1, erfolgt die Anreicherung der Vorkammer mit reinem Erdgas während der Einströmphase in die Verbrennungszelle (siehe auch Abbildung 4.4). Aus Abbildung 6.1 sowie Tabelle 4.4 wird ersichtlich, dass während der Öffnungsdauer des Vorkammerinjektors ständig überkritisches Einströmen und somit ein konstanter Massenstrom an zusätzlichem Erdgas in die



**Abbildung 6.2:** Momentaufnahmen der numerisch berechneten Luftzahlverteilung in der Symmetrieebene der Vorkammer für die Variante  $\sigma_{VK,2}$ ,  $\omega_{VK,1}$  und  $m_{SG,3}$ . Die Zeiten beziehen sich auf den Start eines Zyklus bei EÖ.

Vorkammer vorliegt<sup>1</sup>. Abbildung 6.2 zeigt die Luftzahlverteilung in der Vorkammer zu verschiedenen Zeitpunkten exemplarisch für die Variante  $\sigma_{VK,2}$ ,  $\omega_{VK,1}$  und  $m_{SG,3}$  bezogen auf das Signal Einlass Öffnet (EÖ). Dabei ist die Symmetrieebene der Vorkammer dargestellt. Der Einströmvorgang erfolgt für andere Geometrievarianten ähnlich. Es zeigt sich, dass während der Phase der Erdgasinjektion in die Vorkammer (Abbildungen 6.2a bis 6.2c) zuerst die dem Injektorrohr zugewandte Seite mit Spülgas befüllt wird, was in einer sehr inhomogenen Gemischverteilung resultiert. Der Grund dafür ist, dass bereits in dieser Phase mageres Gemisch aus der Haupt- in die Vorkammer einströmt und so eine deutlich erkennbare Scherschicht zwischen magerem Gemisch und Spülgas entsteht. Aufgrund zu hoher Geschwindigkeitsdifferen-

<sup>1</sup> Wie in Kapitel 4.1.3 gezeigt, berechnet sich mit  $\kappa_G = 1,32$  das kritische Druckverhältnis zu  $\Pi_{krit} = 0,54$ . Das maximale Druckverhältnis ergibt sich zu  $\Pi_{max} = \frac{p_{VK,max}}{p_{pilot,min}} = \frac{18 \text{ bar}}{90 \text{ bar}} = 0,2$ . Somit ist  $\Pi_{krit} > \Pi_{max}$  während des Einströmvorgangs.

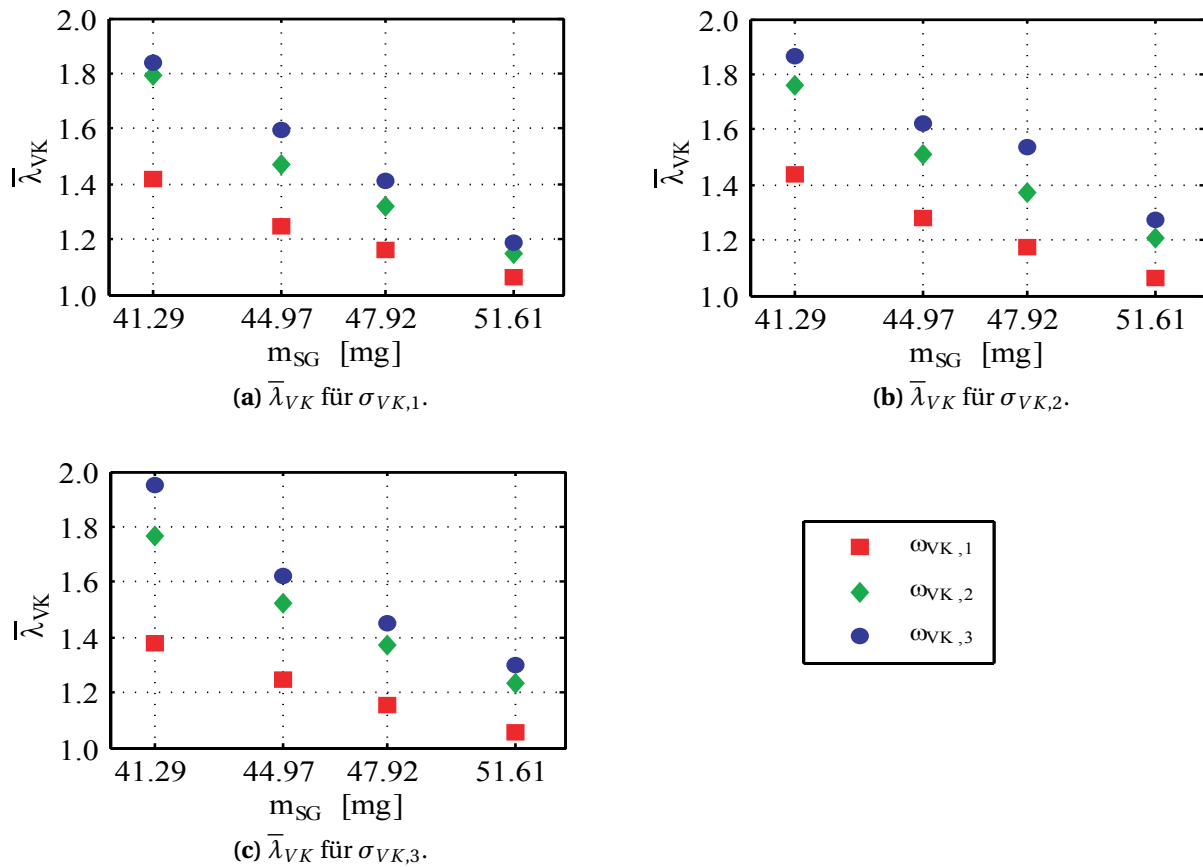
zen erfolgt eine Vermischung erst langsam im oberen Bereich der Vorkammer. Die hier auftretenden Wirbel fördern die Durchmischung von mageren und fetten Bereichen der Vorkammer. Nach dem Ende der Spülgasinjektion erfolgt durch weiteres Einströmen von magerem Brennstoff-Luft-Gemisch aus der Hauptkammer eine weitere Vermischung von fetten und mageren Zonen. Dies wird besonders in den Abbildungen 6.2d und 6.2e deutlich. Nach dem Schließen der Einlassventile (ES) erfolgt eine weitere Homogenisierung, so dass zum Zündzeitpunkt (Abbildung 6.2h) ein nahezu homogenes, zündfähiges Brennstoff-Luft-Gemisch im Bereich des Zündkerns vorliegt.

### 6.1.2 Globale Bedingungen zum Zündzeitpunkt

Für eine spätere Analyse der Verbrennungsabläufe sind die Randbedingungen in der Vorkammer zum Zündzeitpunkt von entscheidender Bedeutung. Das sind im Speziellen die Zustandsgröße Temperatur sowie die globale Luftzahl. Dabei wird zunächst der Einfluss der untersuchten Parameter  $\sigma_{VK}$ ,  $\omega_{VK}$  sowie  $m_{SG}$  auf die volumetrischen Mittelwerte  $\bar{T}_{VK}$  sowie  $\bar{\lambda}_{VK}$  der gesamten Vorkammer betrachtet.

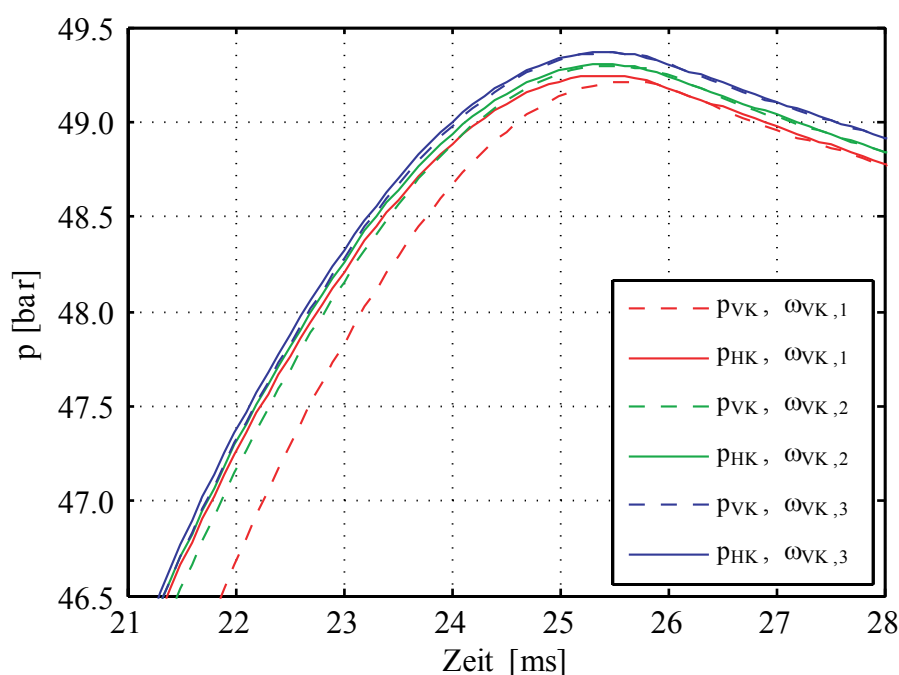
Abbildung 6.3 zeigt die globale Luftzahl in der Vorkammer  $\bar{\lambda}_{VK}$  in Abhängigkeit von  $\omega_{VK}$ ,  $\sigma_{VK}$  sowie  $m_{SG}$ . Sind  $\omega_{VK}$  sowie  $\sigma_{VK}$  konstant, so ergibt sich ein nahezu linearer Verlauf der globalen Vorkammerluftzahl hin zu kleineren Werten für höhere Spülgasmassen. Diese Linearität spiegelt sich auch in Abbildung 4.3 wider. Es zeigt sich generell, dass die globale Luftzahl selbst für hohe Spülgasmassen ( $m_{SG,4}$ ) stets im überstöchiometrischen Bereich liegt und je nach Geometrie der Vorkammer stark variiert. So ergibt sich beispielsweise für  $\sigma_{VK,2}$  und  $m_{SG,3}$  eine Varianz der globalen Luftzahl in der Vorkammer von  $\bar{\lambda}_{VK} = 1,19$  für  $\omega_{VK,1}$  über  $\bar{\lambda}_{VK} = 1,38$  für  $\omega_{VK,2}$  bis hin zu  $\bar{\lambda}_{VK} = 1,57$  für  $\omega_{VK,3}$ . Es zeigt sich also ein massiver Einfluss des Überströmquerschnitts auf die Vorkammerluftzahl, welcher per se so nicht zu erwarten war.

Dieser Effekt lässt sich durch Betrachtung von Abbildung 6.4 erläutern. Hierin sind exemplarisch für  $\sigma_{VK,2}$  die Druckverläufe für Vor- und Hauptkammer aus den Ergebnissen der CFD-Simulation für die variierten Überströmquerschnitte dargestellt. Die Skalierung der Achsen ist dabei so gewählt, dass der Bereich rund um das Ereignis Einlass Schließt (ES) detailliert betrachtet werden kann. Wie auch schon in Abbildung 6.1 durch Validierung mit ex-



**Abbildung 6.3:** Globale Vorkammerluftzahl  $\bar{\lambda}_{VK}$  in Abhängigkeit der variierten Parameter  $\sigma_{VK}$ ,  $\omega_{VK}$  sowie  $m_{SG}$  als Ergebnis der CFD-Simulationen.

perimentellen Daten festgestellt, herrscht aufgrund einer Sperrwirkung der Überströmbohrungen während der Einströmphase in die Verbrennungszelle eine Druckdifferenz zwischen Vor- und Hauptkammer. Während der Druckverlauf in der Hauptkammer  $p_{HK}$  bis in etwa 3 ms vor ES nahezu unbeeinflusst von  $\omega_{VK}$  ist, zeigt sich ein großer Einfluss von  $\omega_{VK}$  auf den Druck in der Vorkammer  $p_{VK}$ . Wie anhand Abbildung 6.4 deutlich ersichtlich wird, resultieren kleine Überströmquerschnitte ( $\omega_{VK,1}$ ) in großen Druckdifferenzen zwischen Vor- und Hauptkammer während der Einströmphase. Währenddessen für große Überströmquerschnitte ( $\omega_{VK,3}$ ) nahezu identische Drücke in Vor- und Hauptkammer beobachtet werden. Beim Schließen der Einlassventile (siehe Abbildung 4.4) reduziert sich der in die Hauptkammer eintretende Massenstrom an Brennstoff-Luft-Gemisch kontinuierlich bis er schließlich bei ES (nach 25,6 ms) zu Null wird. Zwischen Vor- und Hauptkammer findet allerdings trotzdem eine Angleichung der Druckniveaus statt, was zu einem

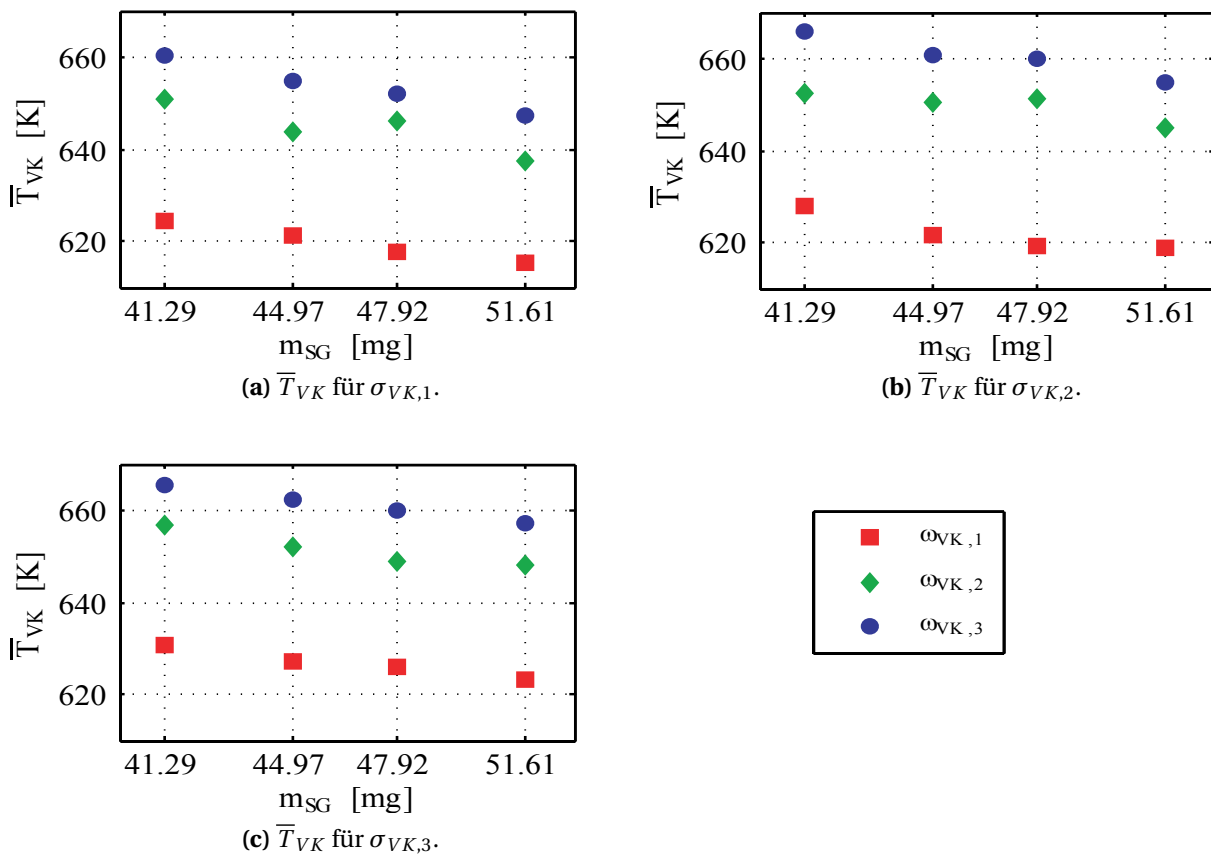


**Abbildung 6.4:** Detaillierte Darstellung des numerisch berechneten Druckverlaufs im Bereich um ES für  $\sigma_{VK,2}$ .

Überströmen von Brennstoff-Luft-Gemisch aus der Haupt- in die Vorkammer führt. Da aber gleichzeitig kein Brennstoff-Luft-Gemisch mehr in die Hauptkammer nachströmt, resultiert der Druckausgleich in einem geringeren Gesamtdruck. Umso größer also die Druckdifferenz zwischen Vor- und Hauptkammer während der Einströmphase ist, desto geringer ist der Gesamtdruck in beiden Kammern nach erfolgtem Druckausgleich. Deswegen zeigen sich nach dem Einströmvorgang und auch am Zündzeitpunkt bei großem  $\omega_{VK}$  tendenziell höhere Drücke in Vor- und Hauptkammer als bei kleinem  $\omega_{VK}$ . Dies wiederum bedeutet, dass die Gesamtmasse an Brennstoff-Luft-Gemisch in der Vorkammer bei kleinem  $\omega_{VK}$  geringer ist, was dazu führt, dass bei konstanter Spülgasmasse der Gasanteil höher und die globale Luftzahl in der Vorkammer  $\bar{\lambda}_{VK}$  somit kleiner wird. Dieses Verhalten zeigt sich bei allen untersuchten Varianten.

Wie in Kapitel 2.1 anhand Abbildung 2.1 erläutert, hängen die adiabate Flammentemperatur und die bei der Verbrennung entstehenden  $\text{NO}_x$ -Emissionen sowohl von der Luftzahl als auch von der Temperatur der Reaktanden vor der Zündung ab. In Abbildung 6.5 ist daher die globale, volumetrisch gemittelte Temperatur in der Vorkammer  $\bar{T}_{VK}$  für die untersuchten Parameter als Resultat

tat der CFD-Simulationen dargestellt. Bei zusätzlicher Betrachtung von Abbildung 6.3 zeigt sich eine klare Abhängigkeit von  $\bar{T}_{VK}$  von der globalen Luftzahl in der Vorkammer  $\bar{\lambda}_{VK}$ . Die Temperatur des in die Vorkammer zusätzlich eingebrachten Spülgases beträgt  $T_{SG} = 293$  K, also Raumtemperatur. Vorkammerngemische mit kleineren Luftzahlen beinhalten einen höheren Anteil an Spülgas als magere Gemische. Aus diesem Grund sinkt  $\bar{T}_{VK}$  mit steigender Spülgasmasse und geringeren Überströmquerschnitten.



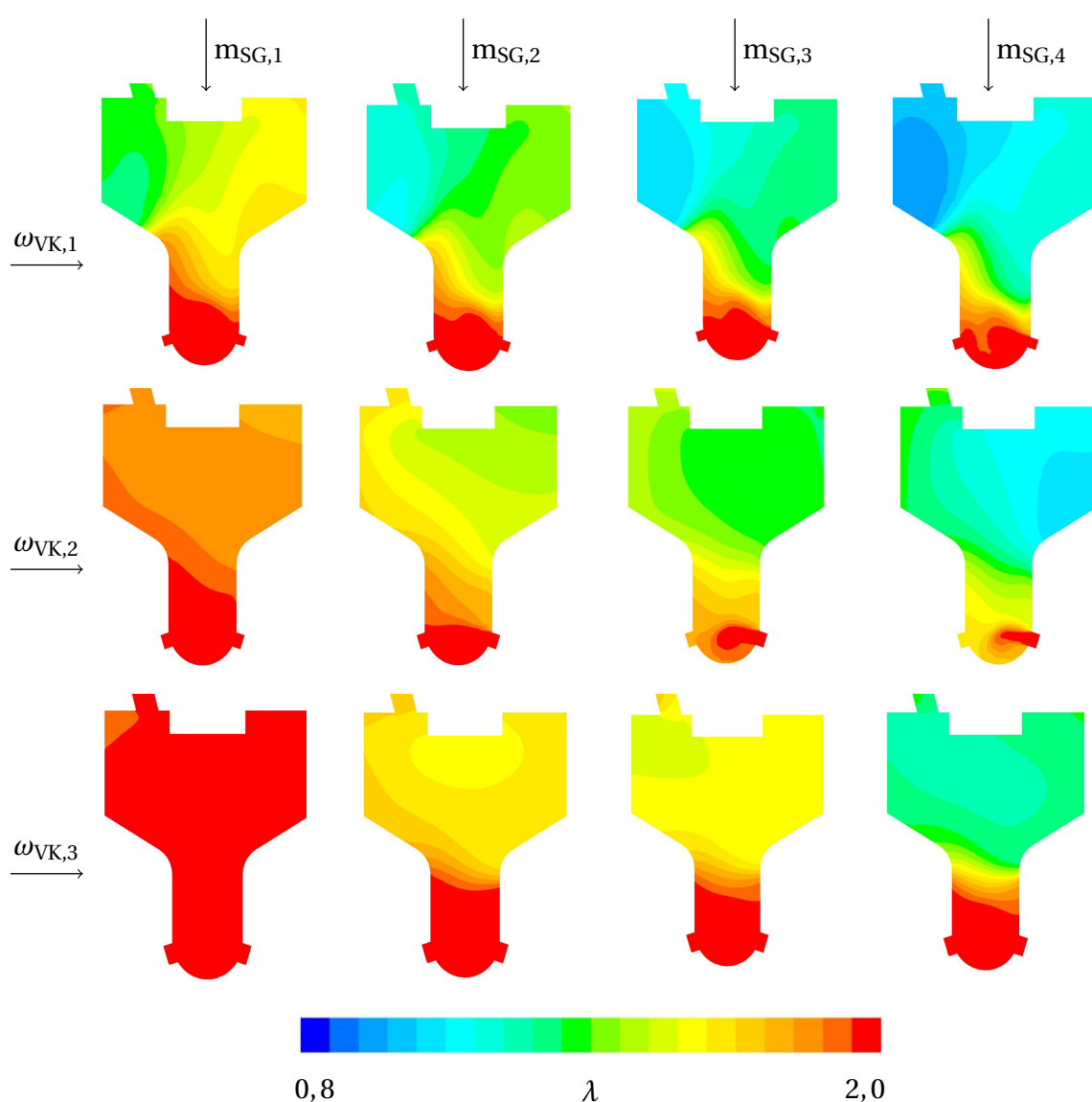
**Abbildung 6.5:** Globale Vorkammertemperatur  $\bar{T}_{VK}$  in Abhängigkeit der varierten Parameter  $\sigma_{VK}$ ,  $\omega_{VK}$  sowie  $m_{SG}$  als Ergebnis der CFD-Simulationen.

Nachdem die Einflüsse von Spülgasmasse und Überströmquerschnitt auf Luftzahl und Temperatur in der Vorkammer diskutiert wurden, soll nun der Einfluss des Vorkammervolumens  $\sigma_{VK}$  analysiert werden. Bei Betrachtung von Abbildung 6.3 zeigt sich ein geringer Einfluss auf die globale Luftzahl. Speziell für kleine und mittlere Überströmquerschnitte werden für alle  $\sigma_{VK}$  nahezu identische globale Luftzahlen zum ZPP erreicht. Nur bei  $\omega_{VK,3}$  zeigt sich eine schwache Tendenz in Richtung magere globale Luftzahlen für große  $\sigma_{VK}$ .

Ein ähnliches Verhalten kann auch bei Betrachtung der globalen Vorkammertemperatur  $\bar{T}_{VK}$  in Abbildung 6.5 beobachtet werden. Hier steigt für  $\omega_{VK,3}$  die Temperatur bei Vergrößerung des Vorkammervolumens leicht an.

### 6.1.3 Ladungsschichtung in der Vorkammer

Neben der bisher analysierten gemittelten Luftzahl in der Vorkammer ist auch die Gemischverteilung in der Vorkammer zum Zündzeitpunkt ein wichtiger



**Abbildung 6.6:** Momentaufnahmen der numerisch berechneten Luftzahlverteilung in der Symmetrieebene der Vorkammer für die Variante  $\sigma_{VK,2}$  zum Zündzeitpunkt.



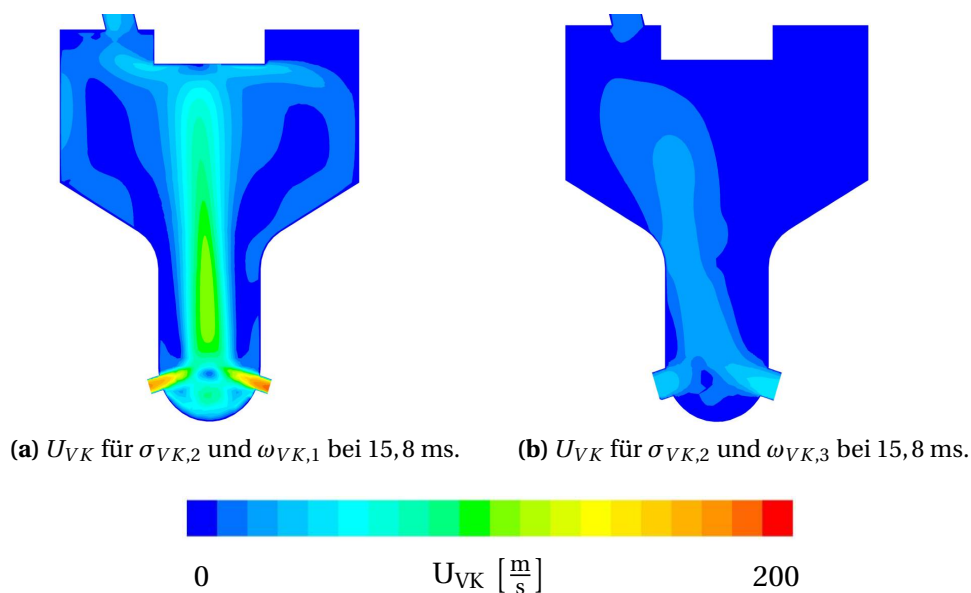
Parameter bei der anschließenden Analyse der Zündungs- und Verbrennungsprozesse in Vor- und Hauptkammer (siehe Kapitel ). In Abbildung 6.6 ist für das Vorkammervolumen  $\sigma_{VK,2}$  die Luftzahlverteilung in der Symmetrieebene der Vorkammer zum Zündzeitpunkt für verschiedene Spülgasmassen und Überströmquerschnitte dargestellt. Diese ist in einer Spalte für konstantes  $m_{SG}$  und einer Zeile für konstantes  $\omega_{VK}$  aufgetragen, wobei  $m_{SG}$  nach rechts und  $\omega_{VK}$  nach unten hin ansteigt.

Bei Betrachtung von Abbildung 6.6 zeigt sich ein markanter Einfluss von Überströmquerschnitt und Spülgasmasse auf die Gemischverteilung in der Vorkammer zum Zündzeitpunkt. So ergibt sich beispielsweise für  $m_{SG,3}$  eine Ladungsschichtung in der Vorkammer, die vom jeweiligen  $\omega_{VK}$  beeinflusst wird. Während für  $\omega_{VK,1}$  im Bereich der Spülgaszufuhr noch fette Zonen mit horizontalen Schichtungsgradienten auftreten, ist für  $\omega_{VK,3}$  ein nahezu homogenes Gemisch im oberen Bereich der Vorkammer zu beobachten. Des Weiteren zeigt sich für alle Varianten mit  $\omega_{VK,1}$  eine starke Ladungsschichtung im Vorkammerhals mit nahezu horizontalen Gradienten, welche sich erst mit Erhöhung von  $m_{SG}$  etwas ausgleichen. Im Gegensatz dazu zeigen die Varianten mit  $\omega_{VK,2}$  und  $\omega_{VK,3}$  eine Ladungsschichtung im Vorkammerhals mit nahezu vertikalen Gradienten.

Die Ursache für diese unterschiedlichen Formen der Gradienten der Ladungsschichtung ist in der Geschwindigkeitsverteilung innerhalb der Vorkammer während des Einströmvorgangs zu finden. In Abbildung 6.7 ist der Betrag der mittleren Geschwindigkeit der drei Raumrichtungen (siehe Kapitel 5.4) in der Vorkammer  $U_{VK}$  exemplarisch für  $\sigma_{VK,2}$  zu einem Zeitpunkt 15,8 ms nach EÖ dargestellt. Bereits während der Einströmphase zeigen sich enorme Geschwindigkeitsunterschiede in der Vorkammer in Abhängigkeit des Überströmquerschnitts  $\omega_{VK}$ . Ursache der hohen Geschwindigkeiten für  $\omega_{VK,1}$  (siehe Abbildung 6.7a) ist die große Druckdifferenz zwischen Vor- und Hauptkammer während der Einströmphase, siehe Abbildung 6.4. Dadurch stellt sich im Zentrum der Vorkammer ein Gebiet sehr hoher Geschwindigkeiten ein, welches am oberen Ende der Vorkammer in die Randgebiete abgelenkt wird. Für  $\omega_{VK,3}$  stellen sich aufgrund der geringen Druckdifferenz zwischen Vor- und Hauptkammer sehr niedrige Geschwindigkeiten in der Vorkammer ein (siehe Abbildung 6.7b). Für die Vermischung von magerem Gemisch aus der Hauptkammer und reinem Erdgas aus der Vorkammerinjektion ist dies von entscheidender Bedeutung. Die hochgradig ungleichmäßige Verteilung der

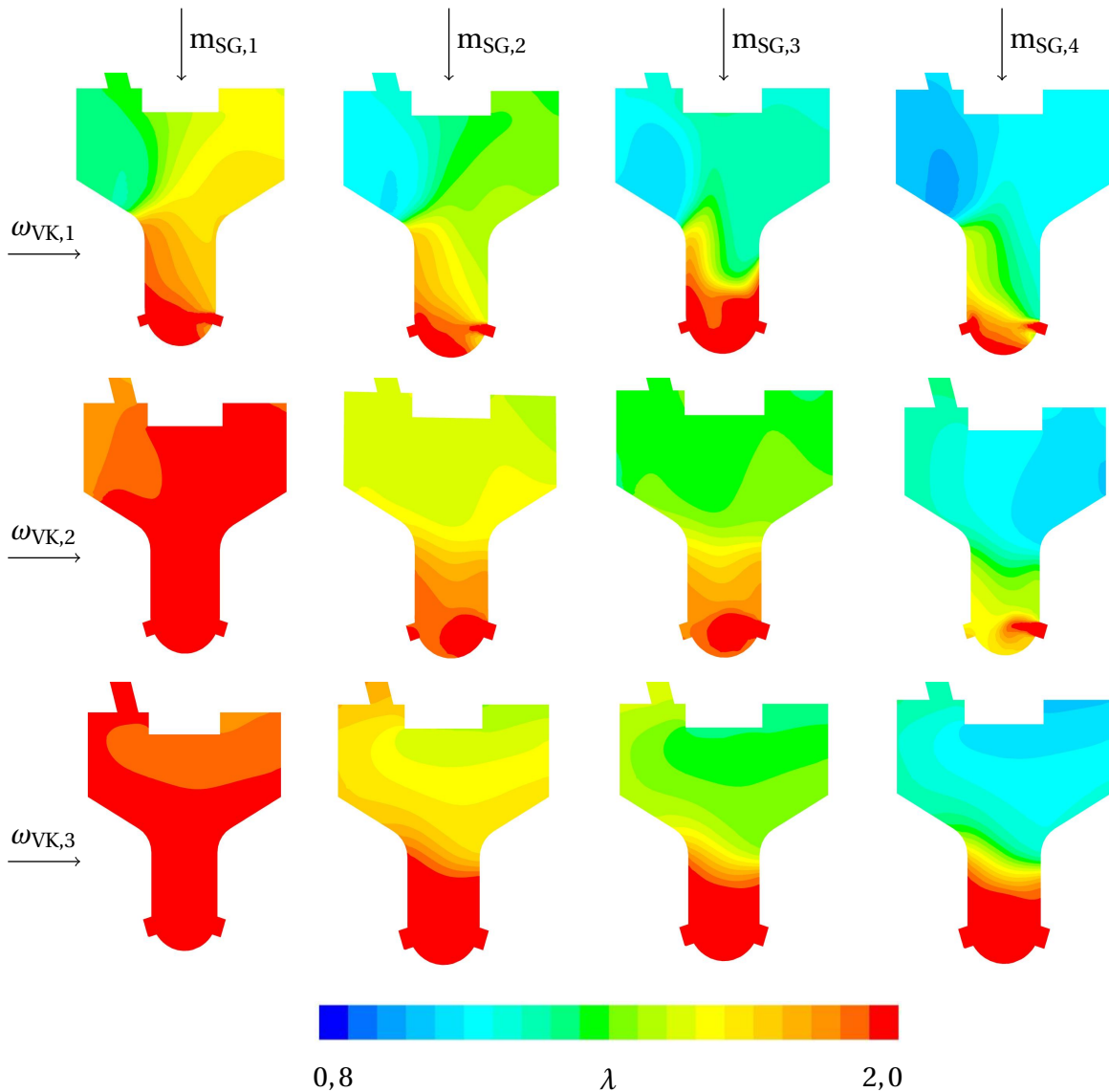
Geschwindigkeit bei kleinen Überströmquerschnitten zeigt sich somit verantwortlich für die starke Gradientenbildung der Luftzahl in der Vorkammer. Die kleineren Geschwindigkeiten der Strömung bei großen Überströmquerschnitten wirken sich hingegen positiv auf die Gemischbildung in der Vorkammer aus und es ergibt sich ein homogenes Gemisch mit vertikaler Ladungsschichtung im Vorkammerhals (siehe Abbildung 6.6).

Wie in [34, 49, 66] festgestellt wurde, zeigen Varianten mit horizontaler Ladungsschichtung in der Vorkammer das Phänomen eines ungleichförmigen Ausbrandes der Vorkammer. Dies führt in weiterer Folge zu einem über dem Umfang ungleichförmigen Strahlaustritt aus der Vorkammer. Das wiederum verursacht eine ungleichmäßige Zündung des mageren Gemischs in der Hauptkammer, gefolgt von einem langsameren Druckanstieg, erhöhten Zykenschwankungen und einem reduzierten Wirkungsgrad. Da dies alles ungewünschte Phänomene sind, ist also die Vorkammer derart zu optimieren, dass rund um den Zündkern ein möglichst homogenes Brennstoff-Luft-Gemisch auftritt mit Gradienten der Ladungsschichtung im Vorkammerhals in vertikaler Richtung. Wie gezeigt, kann dies durch möglichst geringe Druckdifferenzen während der Einströmphase, also durch möglichst große Überströmquerschnitte ( $\omega_{VK,3}$ ), sichergestellt werden.

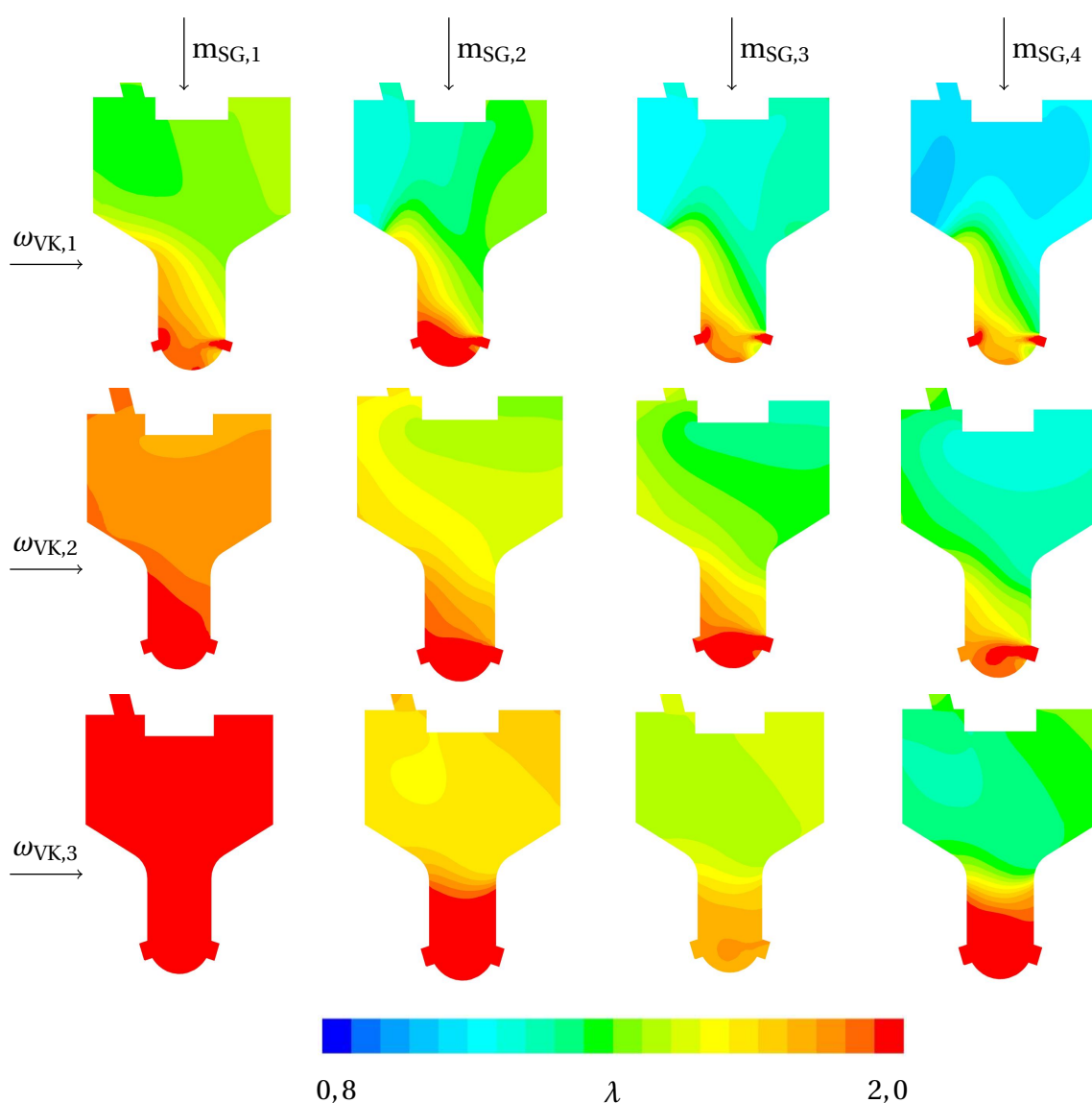


**Abbildung 6.7:** Lokale Geschwindigkeitsverteilung in der Vorkammer  $U_{VK}$  für  $\sigma_{VK,2}$  für kleine und große Überströmquerschnitte zum Zeitpunkt 15,8 ms nach EÖ als Ergebnis der CFD-Simulation.

In Abbildung 6.8 ist die Luftzahlverteilung in der Vorkammer zum Zündzeitpunkt für das Vorkammervolumen  $\sigma_{VK,1}$  dargestellt. Verglichen mit der Variante  $\sigma_{VK,2}$  in Abbildung 6.6 zeigen sich neben der leicht reduzierten globalen Luftzahl ähnliche Schichtungsgradienten in Abhängigkeit von  $\omega_{VK}$  und  $m_{SG}$  was auf eine identische Gemischbildung in der Vorkammer schließen lässt.



**Abbildung 6.8:** Momentaufnahmen der numerisch berechneten Luftzahlverteilung in der Symmetrieebene der Vorkammer für die Variante  $\sigma_{VK,1}$  zum Zündzeitpunkt.



**Abbildung 6.9:** Momentaufnahmen der numerisch berechneten Luftzahlverteilung in der Symmetrieebene der Vorkammer für die Variante  $\sigma_{VK,3}$  zum Zündzeitpunkt.

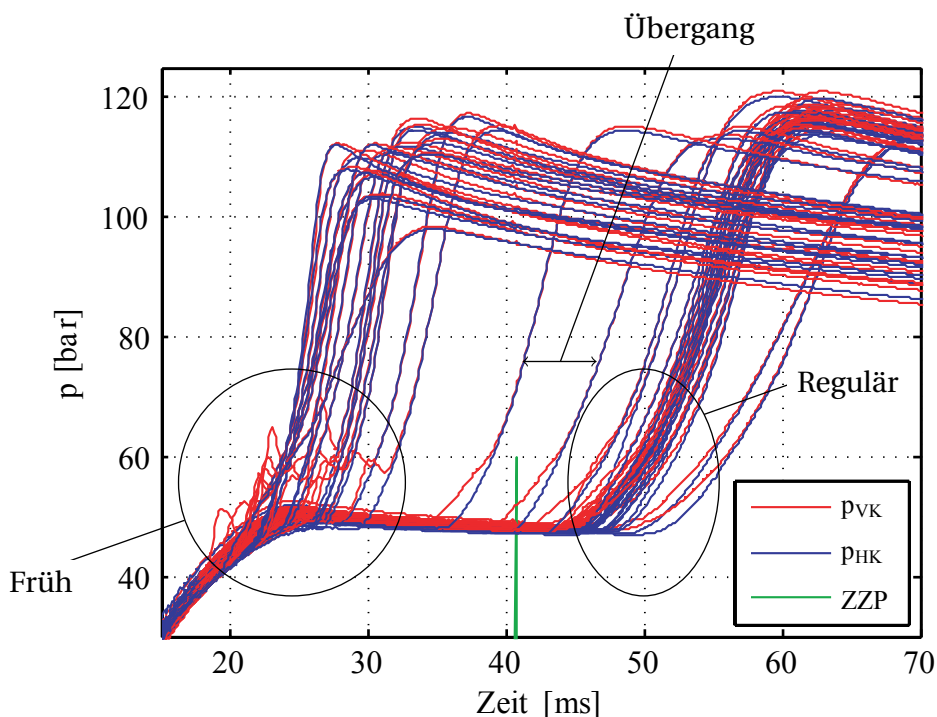
Zur Vollständigkeit ist in Abbildung 6.9 die Luftzahlverteilung in der Vorkammer zum Zündzeitpunkt für das Vorkammervolumen  $\sigma_{VK,3}$  aufgetragen. Auch hier können ähnliche Verläufe beobachtet werden, wobei die Schichtungsgradienten im Vorkammerhals speziell für kleine und mittlere Überströmquerschnitte sehr stark ausgeprägt sind.

## 6.2 Ergebnisse der Druckmessungen

Im folgenden Abschnitt werden die Ergebnisse aus den Druckmessungen in Vor- und Hauptkammer dargestellt und diskutiert. Zur Vermeidung von Quereinflüssen erfolgt die Analyse dabei bei Variation von jeweils nur einem Parameter, siehe Kapitel 3. Grundsätzlich kann ein tieferes Verständnis der Zündungs- und Verbrennungsabläufe in Abhängigkeit der verschiedenen Parameter erst bei zusätzlicher Betrachtung der OH\*-Chemilumineszenzaufnahmen generiert werden (siehe Kapitel 6.3). Dieser Abschnitt beschränkt sich daher vorwiegend auf die Darstellung der Ergebnisse sowie einer Teilanalyse anhand der in Kapitel 6.1 vorgestellten globalen und lokalen Luftzahlverteilung.

Zuerst soll allerdings der Prozessablauf in einem globaleren Zusammenhang betrachtet werden. Wie in Kapitel 2.4 beschrieben, wurden in der Arbeit von Heinz [34] unterschiedliche Zündregimes in Abhängigkeit der Luftzahl beobachtet. Die Bandbreite reichte dabei von Zündaussetzern über reguläre Zündungen bis hin zu Frühzündungen. Der in dieser Arbeit untersuchte Prozess unterscheidet sich nur in wenigen Punkten von dem in [34] untersuchten Prozess. Neben leicht unterschiedlichen geometrischen Parametern der Vor- und Hauptkammer (siehe Kapitel 2.4 und 3) ist aber vor allem die Gaseinbringung in die Vorkammer sowie das Zündverfahren unterschiedlich. Das zusätzliche Erdgas wird in der Arbeit von Heinz [34] erst kurz vor dem Zündzeitpunkt eingebracht, womit eine Steuerung der Zündung in der Vorkammer ermöglicht werden soll. Zur Zündungsauslösung in der Vorkammer wurde in der Arbeit von Heinz [34] das Verfahren der Fremdzündung an heißen Oberflächen angewandt.

Dennoch soll an dieser Stelle zumindest Ansatzweise ein Vergleich der beiden Prozesse erfolgen. Heinz [34] stellt in seiner Arbeit fest, dass das Zündregime von zwei Parametern abhängig ist. Zum einen von der Luftzahl in der Hauptkammer, zum anderen von der Temperatur des verwendeten Glühstifts. Hinsichtlich Luftzahl wurde festgestellt, dass bei Luftzahlen  $\lambda < 2,3$  ein Übergang vom regulären Zündregime hin zum Frühzündregime stattfindet. Wie in Tabelle 3.4 gezeigt, werden im Rahmen dieser Arbeit ausnahmslos Bereiche untersucht, die in der Arbeit von Heinz [34] im Bereich der Frühzündung liegen. Da aber in dieser Arbeit die Luftzahl in der Hauptkammer während eines Ver-



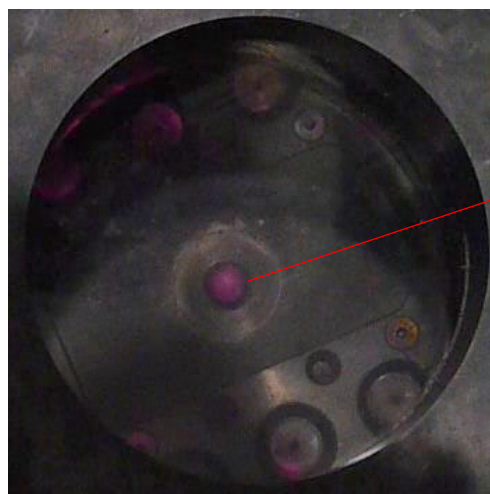
**Abbildung 6.10:** Überlagerte Druckverläufe in Vor- und Hauptkammer für mehrere Zyklen für die Variante  $\sigma_{VK,3}$ ,  $\omega_{VK2}$ ,  $m_{SG,4}$  und  $\lambda_{2,05}$ .

suches nicht variabel ist, sondern konstant gehalten wird (siehe Kapitel 4.1.3), soll zuerst untersucht werden, welche Auswirkung die konstante Luftzahl auf die beobachteten Zündregimes hat.

Abbildung 6.10 zeigt die überlagerten Druckverläufe von Vor- und Hauptkammer exemplarisch für die Variante  $\sigma_{VK,3}$ ,  $\omega_{VK2}$  und  $m_{SG,4}$ . Diese Geometrievariante ist der in [34] verwendeten Vorkammergeometrie am ähnlichsten. Der dabei untersuchte Luftzahlbereich beträgt  $\lambda_{2,05}$ , was nach [34] im Bereich der Frühzündung liegt. Es zeigt sich dabei auch bei konstanter Luftzahl ein ähnliches Verhalten, wie in der Arbeit von Heinz [34] beobachtet. Zu Beginn eines Versuches erfolgt die Zündung in Vor- und Hauptkammer nach einem gewissen Zündverzug und es zeigen sich Druckanstiege mit vergleichsweise geringen Schwankungen im regulären Zündregime. Nach etwa 30 Zyklen im regulären Zündregime stellt sich ein kurzer Übergangsbereich ein, in dem der erste Druckanstieg in Vor- und Hauptkammer schrittweise immer früher eintritt. Die hiermit eintretende Frühzündung stabilisiert sich im Bereich von Einlass Schließt mit der Tendenz von Zündungen bereits während der Einströmphase am Ende des Versuches. Das von Heinz [34] beobachtete Verhalten der Reduktion des Druckanstiegs während der reinen Vorkammerverbrennung im

Frühzündregime kann hier nicht beobachtet werden. Im Gegenteil dazu ist sogar eine deutlich ausgeprägtere Verbrennung in der Vorkammer im Vergleich zum regulären Zündregime zu beobachten. Dieses Verhalten ist vorwiegend mit der unterschiedlichen Gemischbildung in der Vorkammer zu begründen. Im Gegensatz zu [34] liegt in dieser Arbeit bereits zu diesem Zeitpunkt ein anreichertes Gemisch in der Vorkammer vor. Allerdings herrscht zu diesem Zeitpunkt noch eine starke Ladungsschichtung in der Vorkammer (siehe Abbildung 6.2) und die Geschwindigkeiten der Strömung sind aufgrund des noch nicht vollständig abgeschlossenen Einströmvorgangs vergleichsweise hoch. Diese beiden Effekte führen zu einem schnelleren Durchbrennen der Vorkammer (siehe Kapitel 2.1) und somit zu einer erhöhten Druckanstiegsrate in der Vorkammer.

Der dargestellte Luftzahlbereich befindet sich also in einem Bereich, in dem Frühzündung auftritt. Da aber die Luftzahl während eines Versuches konstant bleibt, kann eine weitere Reduktion der Luftzahl wie in [34] als Ursache für Frühzündungen ausgeschlossen werden. Vielmehr handelt es sich in diesem Fall um eine Zündung, welche aufgrund von hohem Wärmeeintrag von heißen Oberflächen ausgelöst wird. Durch den Verbrennungsprozess steigt während eines Versuches die Temperatur der Vorkammerwand, der Spitze der Zündkerze sowie des Injektorrohrs stark an. Da aufgrund der Prozessabfolge in der periodisch beladbaren Hochdruck-Verbrennungszelle gegenüber einem realen Motor während der Ladungswechselschleife die Bauteile nicht mit kühlem Frischgas umspült werden, ergibt sich nur eine geringe Kühlwirkung



glühende Vorkammerspitze

**Abbildung 6.11:** Aufnahme der Vorkammerspitze im Bereich des Frühzündregimes.

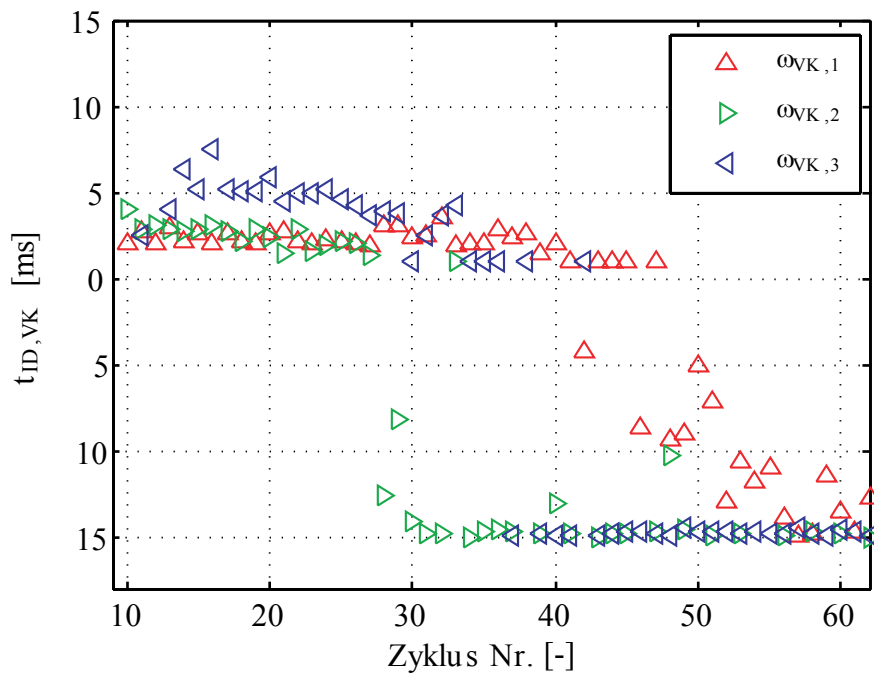
der Bauteile während der Ausströmphase. Diese ist aber nicht ausreichend, sodass am Ende eines Versuches speziell die Bauteile mit geringer wärmeabgebender Oberfläche zu glühen beginnen. Dies kann anhand Abbildung 6.11 exemplarisch gezeigt werden. Hierin ist die Aufnahme einer gewöhnlichen Digitalkamera der Verbrennungszelle im Bereich des Frühzündregimes am Ende eines Versuches dargestellt. Es zeigt sich sehr deutlich, dass speziell die Spitze der Vorkammer thermisch hoch belastet ist und rot glüht. Da dadurch auch von glühenden Bereichen innerhalb der nicht einsehbaren Vorkammer auszugehen ist, kann der Übergang in das Frühzündregime (siehe beispielsweise Abbildung 6.12) mit dem damit verbundenen lokal hohen Wärmeeintrag erläutert werden.

Die Einflüsse der variierten Parameter auf die Druckverläufe ist in der Folge in den einzelnen Unterkapiteln dargestellt. Für eine Analyse der Druckverläufe in Vor- und Hauptkammer werden dazu Mittelwerte gebildet. Aufgrund der unterschiedlichen Zündverfahren in den beobachteten Zündregimes (Fremdzündung im regulären Regime sowie Selbstzündung im Frühzündungsregime), erfolgt eine Mittelwertbildung der Druckverläufe ausnahmslos für Zyklen im regulären Zündregime. Die Analyse der Einflüsse der vorgestellten Parameter erfolgt dabei jeweils anhand einer dezidiert ausgewählten Parameterkombination. Aussagen zur Allgemeingültigkeit sind daher ohne weitere Überprüfung durch experimentelle beziehungsweise numerische Untersuchungen nicht zulässig.

### 6.2.1 Einfluss des Überströmquerschnitts

In diesem Abschnitt wird der Einfluss des Überströmquerschnitts beziehungsweise des Durchmessers der Überströmbohrungen auf den Druckverlauf in Vor- und Hauptkammer analysiert. Abbildung 6.12 zeigt den Zündverzug in der Vorkammer  $t_{ID,VK}$  in Abhängigkeit von  $\omega_{VK}$  für die Variante  $\sigma_{VK,2}$ ,  $m_{SG,3}$  und  $\lambda_{2,00}$ . Wie beschrieben, stellt sich zu Beginn des jeweiligen Versuches eine Verbrennung im regulären Zündregime ein, was durch die positiven Zündverzugszeiten deutlich wird. Mit längerer Versuchsdauer verlagert sich der Zündzeitpunkt in der Vorkammer immer weiter in Richtung früh, was zu negativen Zündverzugszeiten führt. Wie aus Abbildung 6.12 ersichtlich wird, ist der Übergang vom regulären Zündregime in das Frühzündregime dabei stark von  $\omega_{VK}$  abhängig. Für  $\omega_{VK,1}$  stellt sich der Übergang erst nach 42 Zy-



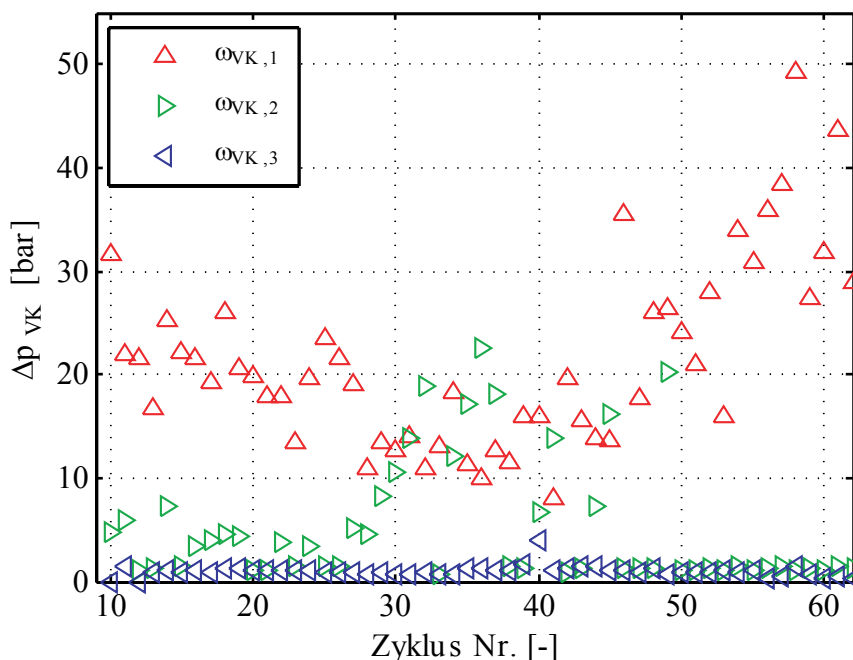


**Abbildung 6.12:** Zündverzug in der Vorkammer  $t_{ID,VK}$  als Funktion von  $\omega_{VK}$  für die Variante  $\sigma_{VK,2}$ ,  $m_{SG,3}$  und  $\lambda_{2,00}$ .

klein ein und der Zündzeitpunkt in der Vorkammer wandert langsam aber stetig, Zyklus für Zyklus, in Richtung früh. Bereits nach 35 Zyklen erfolgt der Umschlag für  $\omega_{VK,3}$ , allerdings ist dieser schlagartig vom positiven Zündverzug bis in den Bereich von Einlass Schließt (ES). Ein Zündverzug von  $t_{ID,VK} = -15$  ms bedeutet dabei, dass die Zündung in der Vorkammer im Bereich um ES erfolgt. Frühere Zündungen in der Vorkammer wurden während diesen Versuchen nicht beobachtet. Für  $\omega_{VK,2}$  zeigt sich ein ebenso schneller Umschlag in den Frühzündbereich nach 28 Zyklen. Wie bereits erläutert, ist der Umschlag der Zündregimes mit der hohen Temperatur der Komponenten der Vorkammer zu begründen. Daher lässt sich durch den Zeitpunkt des Umschlags auch auf die Intensität der Verbrennung rückschließen. Dies bedeutet, dass ein früher Umschlag mit einer intensiven Verbrennung (siehe Abbildungen 6.14 und 6.15) mit hohem Wärmeeintrag in die umgebenden Bauteile korreliert werden kann. Wie in Kapitel 4.3.2 beschrieben, wird der Zündverzug in der Vorkammer anhand des gemessenen Druckanstiegs in der Vorkammer bestimmt. Bei Betrachtung von  $t_{ID,VK}$  im regulären Zündregime zeigen sich die größten Werte für  $\omega_{VK,3}$  sowie die kleinsten Werte für  $\omega_{VK,1}$ . Aufgrund des geringen Überströmquerschnitts und der somit hohen versperrenden Wirkung des

Überströmvorgangs von Vor- in Hauptkammer bei  $\omega_{VK,1}$ , führt die Zündung und die einsetzende Verbrennung in der Vorkammer zu einem vergleichsweise schnellen Druckanstieg. Für  $\omega_{VK,3}$  ist hingegen der Überströmquerschnitt so groß, dass ein Druckanstieg in der Vorkammer nur sehr langsam erfolgt und somit große Werte der Zündverzugszeit erreicht werden. Die Zündverzugszeit von  $\omega_{VK,2}$  liegt zwischen den beiden beschriebenen Extrema.

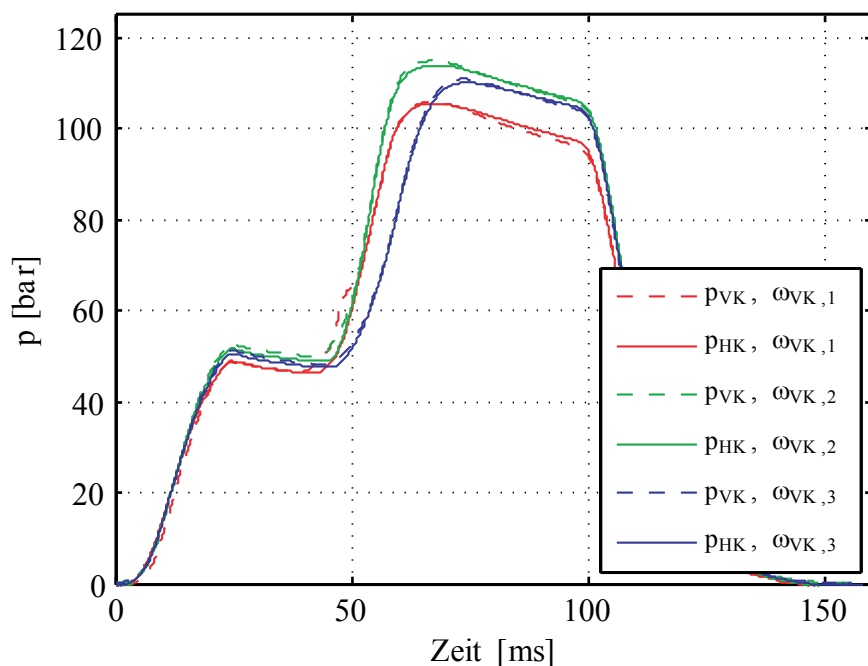
Der entscheidendste Parameter für das Eindringverhalten der in die Hauptkammer eintretenden Radikalstrahlen ist die Druckdifferenz zwischen Vor- und Hauptkammer während der reinen Vorkammerverschöpfung. Diese Druckdifferenz beeinflusst die kinetische Energie und somit die Geschwindigkeit der aus der Vorkammer austretenden Strahlen entscheidend. Die Geschwindigkeit dieser beeinflusst die Eindringtiefe der Strahlen sowie das Einmischverhalten und ist somit sowohl für die Zündung und Verbrennung des mageren Gemischs in der Hauptkammer als auch für die Schadstoffbildung von entscheidender Bedeutung, wie in Kapitel 6.5 gezeigt wird. In Abbildung 6.13 ist deshalb die maximale Druckdifferenz zwischen Vor- und Hauptkammer während der reinen Vorkammerverschöpfung  $\Delta p_{VK}$  als Funktion von  $\omega_{VK}$  für die Variante  $\sigma_{VK,2}$ ,  $m_{SG,3}$  und  $\lambda_{2,00}$  dargestellt. Wie zu erwarten, ergibt



**Abbildung 6.13:** Maximaler Druckanstieg während der reinen Vorkammerverschöpfung  $\Delta p_{VK}$  als Funktion von  $\omega_{VK}$  für die Variante  $\sigma_{VK,2}$ ,  $m_{SG,3}$  und  $\lambda_{2,00}$ .

sich für  $\omega_{VK,3}$  aufgrund der geringen Querschnittsversperrung eine sehr geringe Druckdifferenz von lediglich 1...2 bar welche vom Zündregime unabhängig ist. Die größten Druckdifferenzen zeigen sich für kleine Überströmquerschnitte mit Werten um 20 bar im regulären Zündregime und einem erheblichen Anstieg im Frühzündregime auf bis zu 50 bar. Auch hier liegt  $\omega_{VK,2}$  wieder zwischen den beiden Extrema, wobei ebenso ein Anstieg im Frühzündregime beobachtet werden kann. Somit wird deutlich, dass mit kleinen Überströmquerschnitten Strahlen mit hoher kinetischer Energie in die Hauptkammer eindringen beziehungsweise umgekehrt. Der beschriebene Einfluss von  $\omega_{VK}$  ist aber nicht die einzige Ursache für hohe Werte von  $\Delta p_{VK}$  für kleine  $\omega_{VK}$ . Wie in Kapitel 6.1 gezeigt, ist auch die globale Luftzahl in der Vorkammer für  $\omega_{VK,1}$  nahe dem stöchiometrischen Bereich, wohingegen für  $\omega_{VK,3}$  magere Gemische in der Vorkammer gezündet werden. Dadurch sind auch für  $\omega_{VK,1}$  höhere Drücke aufgrund der intensiveren Verbrennung in der Vorkammer zu erwarten.

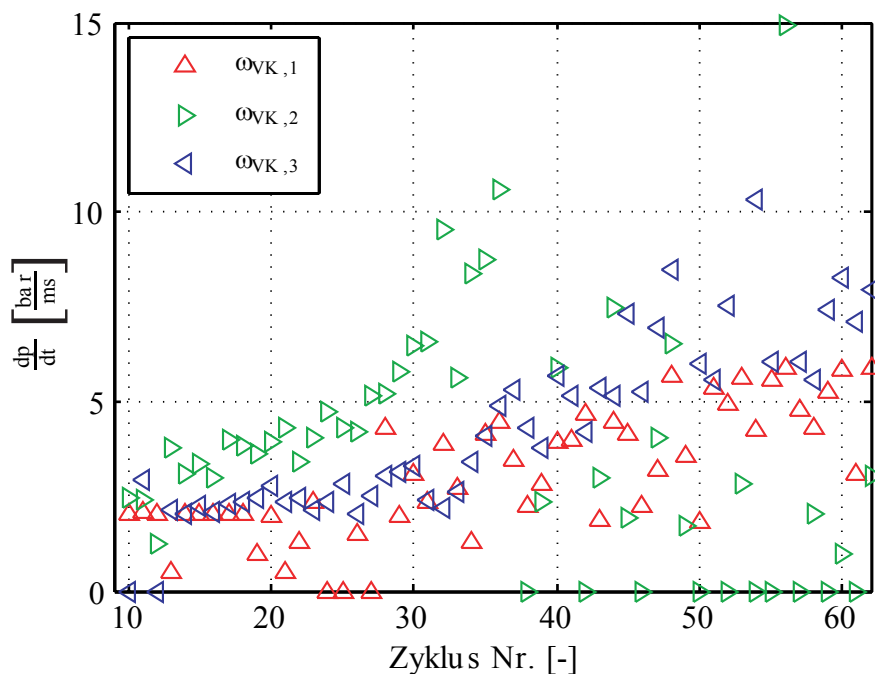
Abbildung 6.14 zeigt die gemittelten Druckverläufe von Vor- und Hauptkammer im regulären Zündregime in Abhängigkeit von  $\omega_{VK}$  für die Variante  $\sigma_{VK,2}$ ,  $m_{SG,3}$  und  $\lambda_{2,00}$ . Hieraus wird ersichtlich, dass der schnellste Druckanstieg mit



**Abbildung 6.14:** Gemittelte Druckverläufe in Vor- und Hauptkammer als Funktion von  $\omega_{VK}$  für die Variante  $\sigma_{VK,2}$ ,  $m_{SG,3}$  und  $\lambda_{2,00}$ .

mittlerem Überströmquerschnitt  $\omega_{VK,2}$  erreicht wird (siehe Abbildung 6.15). Durch diese intensive Verbrennung lässt sich auch der frühe Überschlag in das Frühzündregime (siehe Abbildung 6.12) erklären. Der langsamste Druckanstieg zeigt sich für  $\omega_{VK,3}$ , wobei am Ende der Hauptkammerverbrennung nahezu der gleiche Maximaldruck wie für  $\omega_{VK,2}$  erreicht wird. Für  $\omega_{VK,1}$  liegt der Druckanstieg in der Hauptkammer zwischen  $\omega_{VK,2}$  und  $\omega_{VK,3}$ , wobei sich hier interessanterweise ein geringerer Maximaldruck in der Hauptkammer ergibt. Es zeigt sich also, dass die reine Vorkammerverbrennung (siehe Abbildungen 6.12 und 6.13) einen massiven Einfluss auf den folgenden Druckanstieg in der Hauptkammer hat. Generell soll an dieser Stelle erwähnt werden, dass durch die Mittelung der Druckverläufe mit unterschiedlichen Zündverzügen die Mittelwerte der maximalen Druckdifferenz während der reinen Vorkammerverbrennung nicht absolut korrekt wiedergegeben werden. Die Mittelwerte von  $\Delta p_{VK}$  können aber bei Betrachtung von Abbildung 6.13 ermittelt werden.

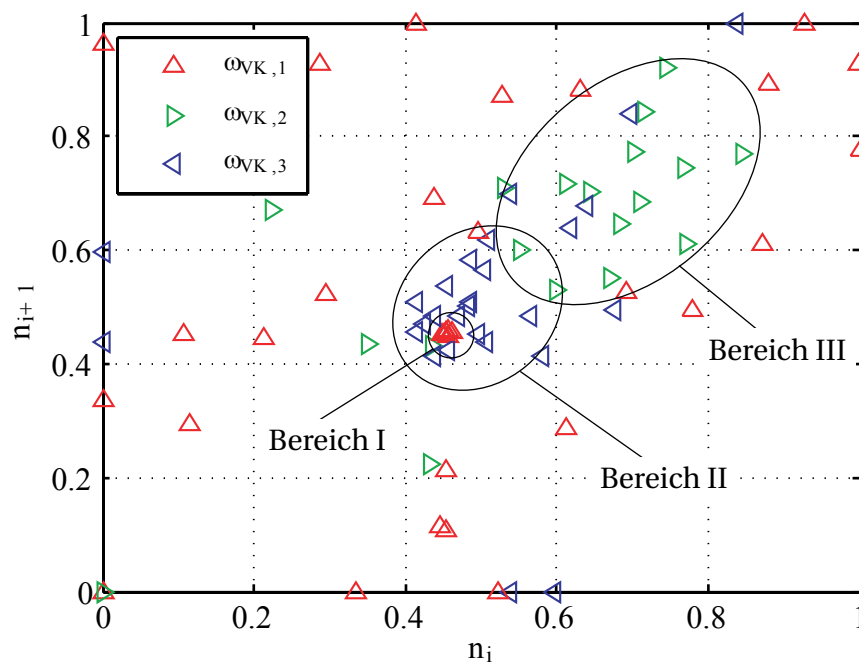
Einer der entscheidendsten Parameter hinsichtlich Effizienz des betrachteten Prozesses ist die Druckanstiegsrate in der Hauptkammer  $\frac{dp}{dt}$ . Wie in Kapitel 4.3.2 beschrieben, erfolgt die Berechnung durch Linearisierung des Druckan-



**Abbildung 6.15:** Druckanstiegsrate in der Hauptkammer  $\frac{dp}{dt}$  als Funktion von  $\omega_{VK}$  für die Variante  $\sigma_{VK,2}$ ,  $m_{SG,3}$  und  $\lambda_{2,00}$ .

stiegs in der Hauptkammer. In Abbildung 6.15 ist die Druckanstiegsrate in der Hauptkammer  $\frac{dp}{dt}$  in Abhängigkeit von  $\omega_{VK}$  für die Variante  $\sigma_{VK,2}$ ,  $m_{SG,3}$  und  $\lambda_{2,00}$  dargestellt. Für alle drei Überströmquerschnitte zeigt sich ein Anstieg von  $\frac{dp}{dt}$  mit der Versuchsdauer, welcher mit dem Anstieg der Bauteiltemperaturen von Vor- und Hauptkammer und den damit verbundenen geringeren Verlustwärmeströmen zu erklären ist (siehe Abbildung 6.11). Die größten Druckanstiegsraten im regulären Zündregime ergeben sich für  $\omega_{VK,2}$  mit Werten von bis zu  $5 \frac{\text{bar}}{\text{ms}}$ . Die berechneten Druckanstiegsraten von  $\omega_{VK,1}$  und  $\omega_{VK,3}$  sind im regulären Zündregime nahezu identisch. Im Frühzündbereich steigt dann  $\frac{dp}{dt}$  für  $\omega_{VK,3}$  stärker an als für  $\omega_{VK,1}$ .

Wie in Kapitel 4.3.4 beschrieben, kann zur Analyse von Zyklenschwankungen der Variationskoeffizient der untersuchten Parameter berechnet werden. Des Weiteren können dazu die Schwankungen der wichtigsten Parameter in einem speziellen Diagramm (siehe dazu [18]) dargestellt werden. Hierzu wird in Abbildung 6.16 auf der Abszisse das Verhältnis  $n_i$  der Druckanstiegsrate des  $i$ -ten Zyklus zur maximalen Druckanstiegsrate des jeweiligen Versuches



**Abbildung 6.16:** Schwankung der Druckanstiegsrate in der Hauptkammer im regulären Zündregime als Funktion von  $\omega_{VK}$  für die Variante  $\sigma_{VK,2}$ ,  $m_{SG,3}$  und  $\lambda_{2,00}$ . Dabei stellt  $n_i$  ( $n_{i+1}$ ) das Verhältnis der Druckanstiegsrate des  $i$ -ten ( $(i+1)$ -ten) Zyklus zur maximalen Druckanstiegsrate des jeweiligen Versuches dar.

im regulären Zündregime dargestellt. In Abhängigkeit dazu wird auf der Ordinate das Verhältnis  $n_{i+1}$  der Druckanstiegsrate des  $(i+1)$ -ten Zyklus zur maximalen Druckanstiegsrate der regulären Zündung aufgetragen. Im Optimalfall ohne jegliche Zyklenschwankungen zeigt sich also ein Punkt bei  $n_i = 1$  und  $n_{i+1} = 1$  in diesem Diagramm, an dem sämtliche Zyklen übereinander liegen. Außerdem kann durch die Analyse von Zündaussetzern durch diese Darstellung der Einfluss des Ladungswechsels und des Restgases im Zylinder bei realmotorischen Anwendungen analysiert werden.

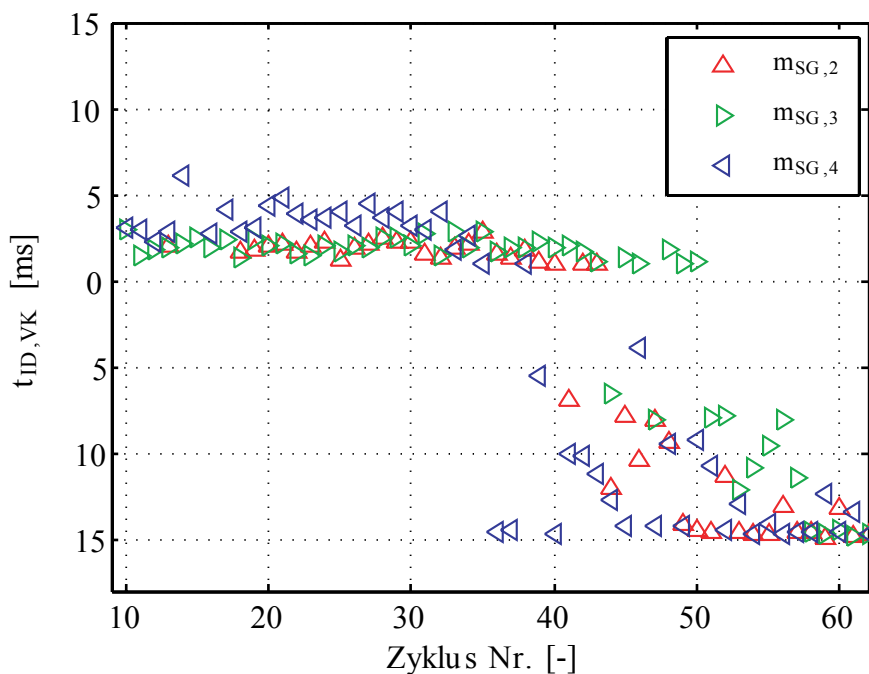
Bei Betrachtung von Abbildung 6.16 zeigen sich unterschiedliche Bereiche für die untersuchten Überströmquerschnitte  $\omega_{VK}$ . So ist im Bereich I für eine gewisse Anzahl von Zyklen die Druckanstiegsrate für  $\omega_{VK,1}$  nahezu identisch (siehe Abbildung 6.16 in den ersten Zyklen). Anschließend weisen die Werte für  $\omega_{VK,1}$  allerdings erhebliche Streuungen auf und es kann kein klarer Zusammenhang mehr definiert werden. Hinsichtlich Zyklenschwankungen ist das Verhalten dieser Variante unerwünscht. Der Bereich II zeigt dahingehend ein besseres Verhalten, da in diesem Bereich sehr viele Zyklen der Variante  $\omega_{VK,3}$  in einem sehr engen Bereich liegen. Allerdings liegt dieser Bereich bei Wertepaaren um  $n_i = 0,5$  sowie  $n_{i+1} = 0,5$ , wodurch die maximal möglichen Druckanstiegsraten und somit eine hohe Effektivität des Prozesses nur in sehr seltenen Fällen erreicht wird. Einen guten Kompromiss liefert der Bereich III. In diesem Bereich liegt eine große Anzahl an Zyklen für die Variante  $\omega_{VK,2}$ . Zwar ist der Bereich III größer als der Bereich II, womit die Zyklenschwankungen größer sind, allerdings liegt der Schwerpunkt von Bereich III gegenüber Bereich II im Diagramm nach rechts oben verschoben. Dies bedeutet, dass die effektivsten Druckanstiegsraten öfter erreicht werden, was insgesamt zu einem verbesserten Prozessablauf führt. Bei zusätzlicher Betrachtung von Abbildung 6.6 zeigt sich auch der Einfluss der Ladungsschichtung auf die Zyklenschwankungen. Hieraus wird ersichtlich, dass sich horizontale Gradienten der Ladungsschichtung ( $\omega_{VK,1}$ ) negativ auswirken, wohingegen mit einer hohen Homogenität und vertikalen Schichtungsgradienten ( $\omega_{VK,3}$ ) nur geringe Schwankungen zu beobachten sind.

Zusammenfassend kann für eine Variation von  $\omega_{VK}$  gezeigt werden, dass mit der Erhöhung des Überströmquerschnitts sowohl Zündverzug als auch Intensität der reinen Vorkammervverbrennung vergrößert werden. Bezüglich Druckanstiegsrate in der Hauptkammer zeigt sich ein Optimum für mittlere Überströmquerschnitte  $\omega_{VK,2}$ . Die geringsten Druckanstiegsraten weisen große

Überströmquerschnitte  $\omega_{VK,3}$  auf, währenddessen für kleine Überströmquerschnitte  $\omega_{VK,1}$  geringere Maximaldrücke erreicht werden. Bei Betrachtung der Zyklenschwankungen zeigen sich für die Variante  $\omega_{VK,3}$  geringe und für die Variante  $\omega_{VK,1}$  hohe Variationen. Ein gewünschter Kompromiss aus geringen Zyklenschwankungen und hoher Effektivität wird mit Variante  $\omega_{VK,2}$  generiert, weil hierbei eine optimale Kombination aus hohem Strahleindringpotential und geringen horizontalen Schichtungsgradienten im Vorkammerhals erreicht wird.

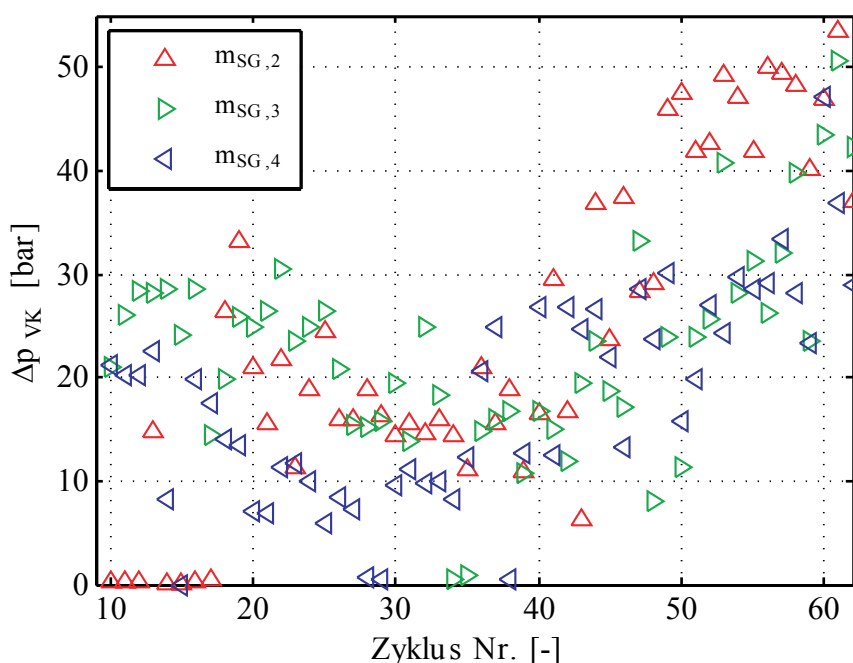
### 6.2.2 Einfluss der Spülgasmasse

Der Einfluss unterschiedlicher Spülgasmassen in der Vorkammer auf die Druckverläufe soll anhand der Variante  $\omega_{VK,1}$ ,  $\sigma_{VK,2}$  und  $\lambda_{2,05}$  im folgenden Abschnitt dargestellt werden. Zunächst ist dazu in Abbildung 6.18 der Zündverzug in der Vorkammer  $t_{ID,VK}$  in Abhängigkeit von  $m_{SG}$  dargestellt. Wie bereits beschrieben, zeigt sich auch hier nach einer gewissen Versuchszeit ein Übergang von der regulären Zündung in das Frühzündregime, ersichtlich durch negative Zündverzugszeiten. Der Einfluss der Spülgasmasse auf den Zy-



**Abbildung 6.17:** Zündverzug in der Vorkammer  $t_{ID,VK}$  als Funktion von  $m_{SG}$  für die Variante  $\omega_{VK,1}$ ,  $\sigma_{VK,2}$  und  $\lambda_{2,05}$ .

klus, ab dem der Übergangsbereich beginnt, ist dabei relativ gering. Es zeigt sich allerdings eine Tendenz zu einem früheren Übergang für hohe Spülgasmassen, was mit der intensiven Verbrennung in der Hauptkammer begründet werden kann (siehe Abbildung 6.19). Im regulären Zündbereich werden sowohl für  $m_{SG,2}$  als auch für  $m_{SG,3}$  nahezu identische Zündverzugszeiten beobachtet. Nur für  $m_{SG,4}$  zeigen sich höhere Zündverzugszeiten in der Vorkammer. Da die geometrischen Parameter in diesem Fall konstant gehalten werden, hat alleine die Luftzahl in der Vorkammer Einfluss auf den Zündverzug und den Verbrennungsablauf in der Vorkammer. Wie in Abbildung 6.3b dargestellt, ergeben sich für sämtliche betrachtete Spülgasmassen überstöchiometrische globale Luftzahlen  $\bar{\lambda}_{VK}$  in der Vorkammer. Da  $\bar{\lambda}_{VK}$  für  $m_{SG,4}$  am kleinsten ist, würde man auch für diese Variante den geringsten Zündverzug sowie den größten Druckanstieg in der Vorkammer erwarten. Wie aber Abbildung 6.6 zeigt, ist bei dieser Variante ein starker Schichtungsgradient mit massiv ausgebreiteten fetten Zonen zu erkennen. Durch diese teilweise fette Verbrennung werden der Zündverzug erhöht (siehe Abbildung 6.17) sowie die Druckdifferenz während der reinen Vorkammerversbrennung reduziert (siehe Abbildung 6.18). Wie aus den Abbildungen 6.17 und 6.18 ersichtlich, stellt sich ein

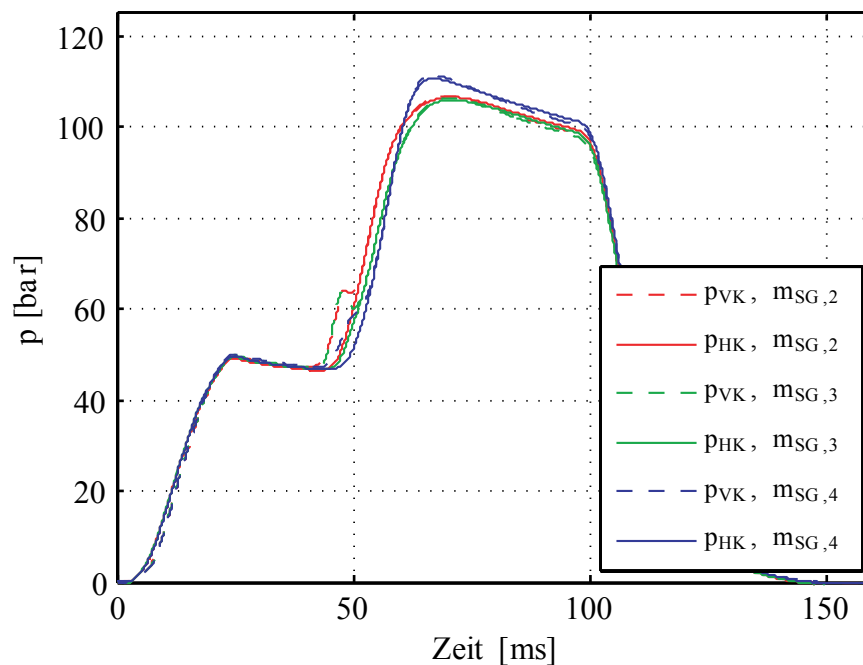


**Abbildung 6.18:** Maximaler Druckanstieg während der reinen Vorkammerversbrennung  $\Delta p_{VK}$  als Funktion von  $m_{SG}$  für die Variante  $\omega_{VK,1}$ ,  $\sigma_{VK,2}$  und  $\lambda_{2,05}$ .



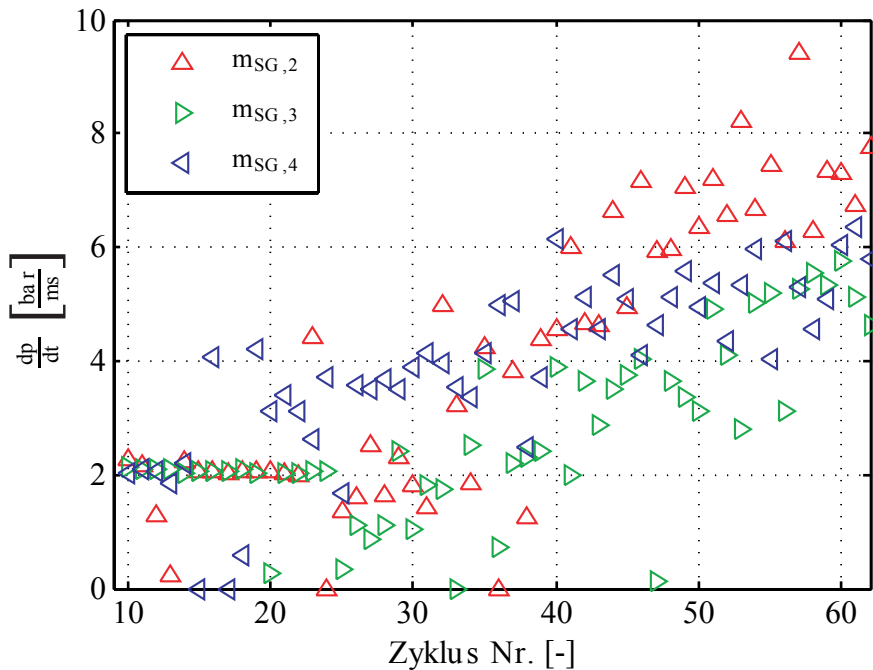
Optimum hinsichtlich minimalem Zündverzug bei gleichzeitig maximalem Druckanstieg der Vorkammer im regulären Zündregime für  $m_{SG,3}$  ein. Aus Abbildung 6.18 wird außerdem deutlich, dass hier wiederum  $\Delta p_{VK}$  im Frühzündregime aufgrund noch höherer Turbulenz der Ladungsbewegung (siehe Abbildungen 6.2 und 6.7) in der Vorkammer ansteigt.

In Abbildung 6.19 sind die gemittelten Druckverläufe des regulären Zündregimes in Abhängigkeit der Spülgasmasse  $m_{SG}$  dargestellt. Daraus wird ersichtlich, dass der längere Zündverzug in der Vorkammer der Variante  $m_{SG,4}$  auch einen längeren Zündverzug in der Hauptkammer verursacht. Der Druckanstieg in der Hauptkammer für  $m_{SG,2}$  und  $m_{SG,3}$  erfolgt wegen den beinahe identischen  $t_{ID,VK}$  und  $\Delta p_{VK}$  nahezu gleichzeitig. Ebenso sind der Druckanstieg und der erreichte Maximaldruck nahezu identisch. Für  $m_{SG,4}$  zeigt sich allerdings eine höhere Druckanstiegsrate der Hauptkammerverbrennung sowie ein höherer erreichter Maximaldruck. Trotz der niedrigeren Druckdifferenz während der reinen Vorkammerverbrennung wird also eine höhere Druckanstiegsrate generiert. Dies legt den Schluss nahe, dass die Verbrennung von teils fetten Zonen in der Vorkammer zwar einen geringeren Druckanstieg nach sich zieht, dafür allerdings Strahlen mit einem höheren Anteil



**Abbildung 6.19:** Gemittelte Druckverläufe in Vor- und Hauptkammer als Funktion von  $m_{SG}$  für die Variante  $\omega_{VK,1}$ ,  $\sigma_{VK,2}$  und  $\lambda_{2,05}$ .

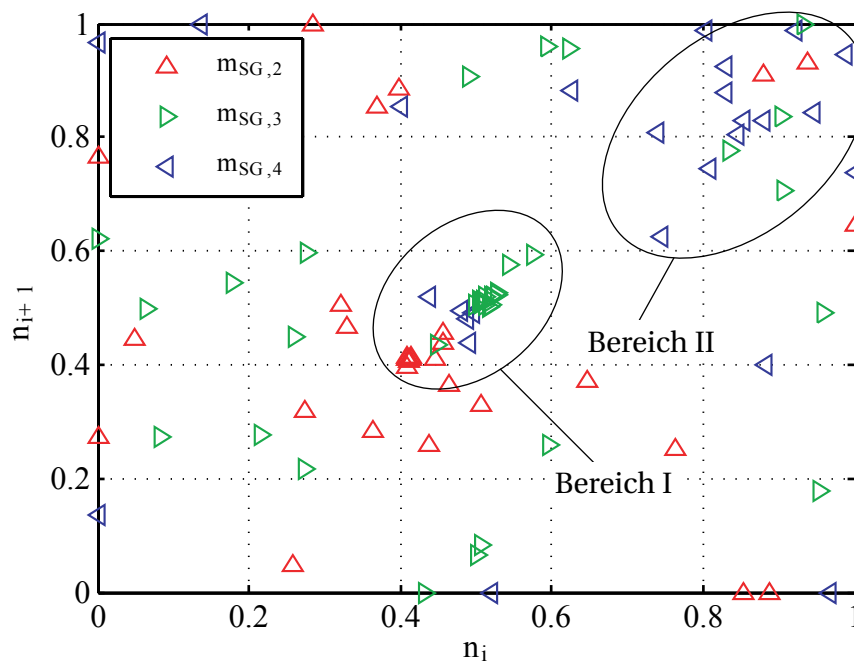
an reaktiven Zwischenprodukten in die Hauptkammer eindringen, welche die Zündung und Verbrennung beschleunigen. Dies lässt sich anhand der Ergebnisse der  $\text{OH}^*$ -Chemilumineszenzmessungen (siehe Kapitel 6.3.2) tiefergehend untersuchen.



**Abbildung 6.20:** Druckanstiegsrate in der Hauptkammer  $\frac{dp}{dt}$  als Funktion von  $m_{SG}$  für die Variante  $\omega_{VK,1}$ ,  $\sigma_{VK,2}$  und  $\lambda_{2,05}$ .

Zur detaillierten Analyse ist in Abbildung 6.20 die Druckanstiegsrate in Abhängigkeit von  $m_{SG}$  dargestellt. Auch hier wird wiederum ersichtlich, dass sich  $\frac{dp}{dt}$  mit der Versuchsdauer erhöht, was auf die steigenden Temperaturen der Bauteile zurückzuführen ist. Es zeigen sich deutlich höhere Druckanstiegsraten und somit eine erhöhte Effektivität des Prozesses für  $m_{SG,4}$ . Die Druckanstiegsraten für  $m_{SG,2}$  und  $m_{SG,3}$  sind im regulären Zündregime ähnlich, erst im Frühzündregime zeigt sich wiederum eine deutliche Erhöhung. Speziell während den ersten 25 Zyklen ergibt sich für  $m_{SG,2}$  und  $m_{SG,3}$  ein sehr stabiler Prozessablauf mit nahezu identischen Druckanstiegsraten. Dies wird auch bei Betrachtung von Abbildung 6.21 deutlich, anhand der die Zyklenschwankungen in Abhängigkeit von  $m_{SG}$  analysiert werden sollen. Hierin sind wiederum die relativen Druckanstiegsraten des  $i$ -ten über dem  $(i+1)$ -ten Zyklus für die Variation von  $m_{SG}$  aufgetragen. Es können hier zwei verschiedene Bereiche definiert werden. Im Bereich I zeigt sich eine hohe Anzahl an Zyklen

für die Varianten  $m_{SG,2}$  und  $m_{SG,3}$  mit relativ geringen Schwankungen. Allerdings sind die Absolutwerte vergleichsweise weit von den jeweiligen Maxima entfernt, was hinsichtlich eines möglichst effizienten Verbrennungsprozesses nicht optimal ist. Der Bereich II enthält hingegen eine hohe Anzahl an Zyklen der Variation  $m_{SG,4}$  mit geringen Schwankungen. Zusätzlich liegt der Bereich II in der gewünschten Region des Diagramms mit hoher Effizienz des betrachteten Prozesses. Bei Betrachtung von Abbildung 6.6 wird ersichtlich, dass sich für sämtliche  $m_{SG}$  deutliche Schichtungsgradienten im Vorkammerhals in horizontaler Richtung einstellen. Dies ist ein Hauptgrund für die hohen Schwankungen der Druckanstiegsrate für die dargestellten Varianten.

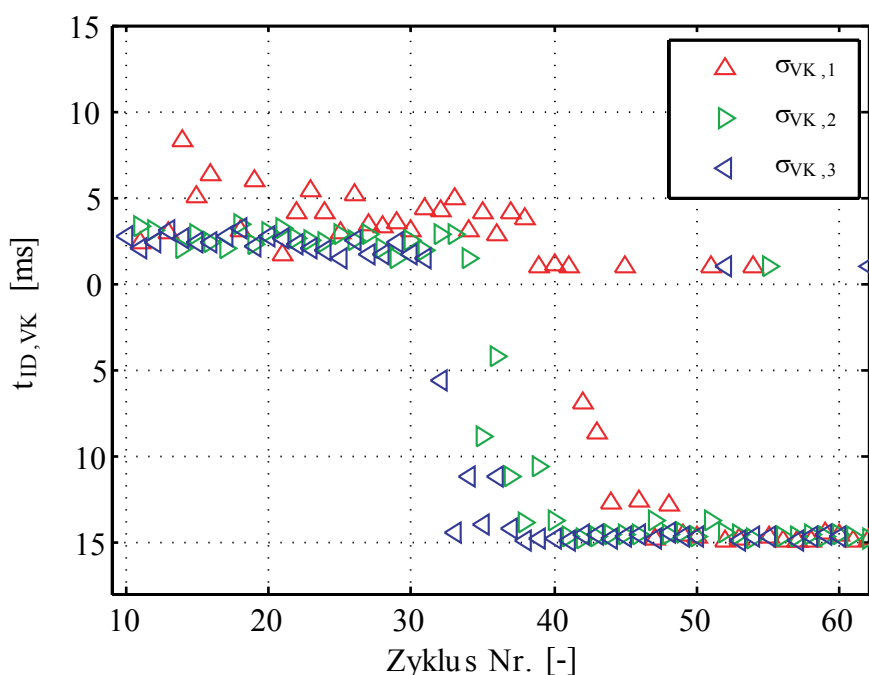


**Abbildung 6.21:** Schwankung der Druckanstiegsrate in der Hauptkammer im regulären Zündregime als Funktion von  $m_{SG}$  für die Variante  $\omega_{VK,1}$ ,  $\sigma_{VK,2}$  und  $\lambda_{2,05}$ . Dabei stellt  $n_i$  ( $n_{i+1}$ ) das Verhältnis der Druckanstiegsrate des  $i$ -ten ( $(i+1)$ -ten) Zyklus zur maximalen Druckanstiegsrate des jeweiligen Versuches dar.

Zusammenfassend zeigt sich für die Variation von  $m_{SG}$  ein relativ geringer Einfluss auf den Verbrennungsablauf in der Vorkammer. Allerdings führt eine hohe Spülgasmasse  $m_{SG,4}$  zu größeren Druckanstiegsraten und höheren Maximaldrücken und somit einer erhöhten Effizienz des Prozesses. Hinsichtlich Zyklenschwankungen ergibt sich ein Optimum mit hoher Effektivität und geringen Schwankungen für die Variante  $m_{SG,4}$ . Die Varianten  $m_{SG,2}$  und  $m_{SG,3}$  resultieren in starken zyklischen Schwankungen sowie reduzierter Effizienz.

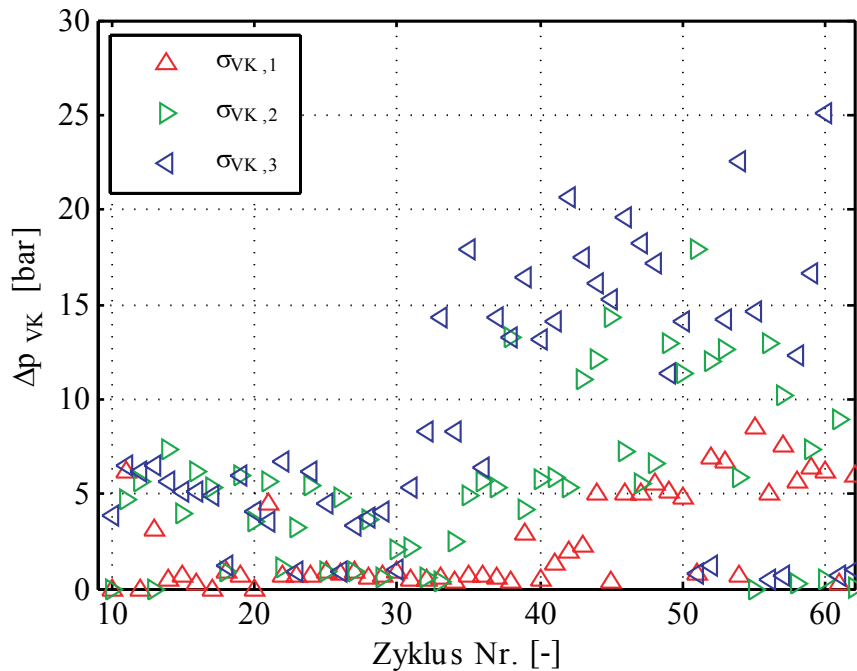
### 6.2.3 Einfluss des Vorkammervolumens

Im folgenden Abschnitt soll anhand der Parameterkombination  $\omega_{VK,2}$ ,  $m_{SG,3}$  und  $\lambda_{2,15}$  der Einfluss des Vorkammervolumens auf die Druckverläufe in Vor- und Hauptkammer analysiert werden. Abbildung 6.22 zeigt dazu den Zündverzug in der Vorkammer  $t_{ID,VK}$  in Abhängigkeit von  $\sigma_{VK}$ . Es ergibt sich eine klare Abhängigkeit des Umschlags vom regulären Zündregime in das Frühzündregime von  $\sigma_{VK}$ . Bei großem Vorkammervolumen ( $\sigma_{VK,3}$ ) findet dieser Übergang im Gegensatz zu kleinem Vorkammervolumen ( $\sigma_{VK,1}$ ) sehr früh statt. Dies legt den Schluss nahe, dass bei  $\sigma_{VK,3}$  die Brennstoffumsetzung am intensivsten stattfindet. Bei Betrachtung des Zündverzugs im regulären Zündregime ergeben sich für  $\sigma_{VK,2}$  und  $\sigma_{VK,3}$  nahezu identische Werte, währenddessen der Zündverzug für  $\sigma_{VK,1}$  deutlich größer ist.



**Abbildung 6.22:** Zündverzug in der Vorkammer  $t_{ID,VK}$  als Funktion von  $\sigma_{VK}$  für die Variante  $\omega_{VK,2}$ ,  $m_{SG,3}$  und  $\lambda_{2,15}$ .

Der Grund für diesen Verlauf des Zündverzugs wird bei Betrachtung von Abbildung 6.23 ersichtlich. Für  $\sigma_{VK,2}$  und  $\sigma_{VK,3}$  ergeben sich Druckdifferenzen im Bereich von 5 bar während der regulären Zündung. Bei kleinem Vorkammervolumen ( $\sigma_{VK,1}$ ) liegt  $\Delta p_{VK}$  allerdings nur im Bereich von 1...2 bar, was zu den hohen Zündverzugszeiten (siehe Abbildung 6.22) im regulären Zünd-

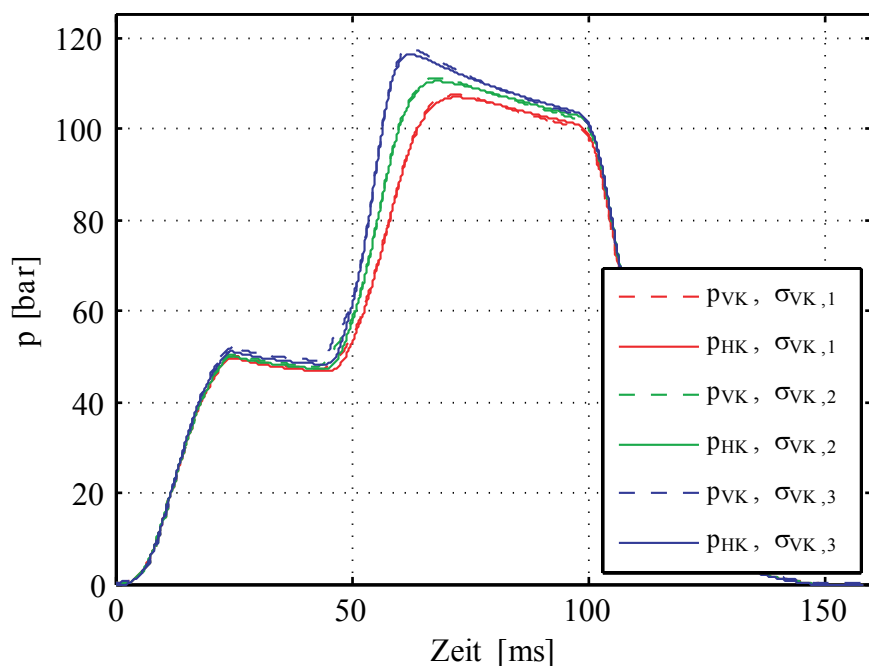


**Abbildung 6.23:** Maximaler Druckanstieg während der reinen Vorkammervverbrennung  $\Delta p_{VK}$  als Funktion von  $\sigma_{VK}$  für die Variante  $\omega_{VK,2}$ ,  $m_{SG,3}$  und  $\lambda_{2,15}$ .

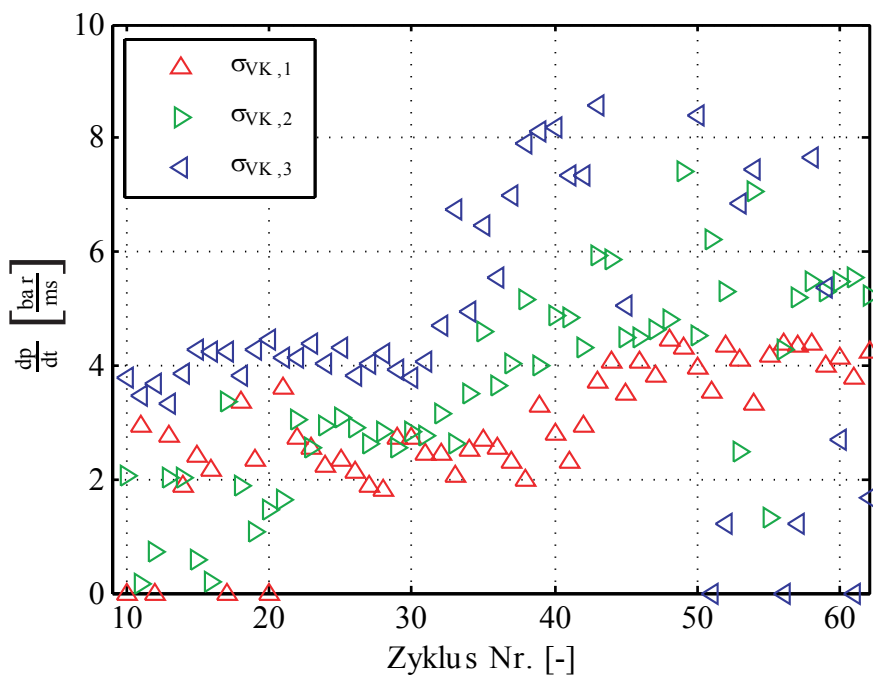
regime führt. Wie anhand Abbildung 6.3 ersichtlich, ist die globale Luftzahl in der Vorkammer für die betrachteten unterschiedlichen Vorkammervolumina nahezu identisch. Dies bedeutet, dass das Potential des Druckanstiegs in der Vorkammer rein von der Gesamtmasse beziehungsweise vom Volumen abhängig ist<sup>2</sup>. Daraus resultieren die höheren Druckanstiege für größere Volumina der Vorkammer. Wie bereits mehrfach beobachtet, steigt auch hier  $\Delta p_{VK}$  im Frühzündregime für alle  $\sigma_{VK}$  deutlich an.

Eine geringere Zündverzugszeit sowie die höhere Druckdifferenz während der reinen Vorkammervverbrennung für  $\sigma_{VK,3}$  spiegelt sich auch in den gemittelten Druckverläufen des regulären Zündregimes wider. So kann anhand Abbildung 6.24 deutlich gezeigt werden, dass sowohl die Druckanstiegsrate in der Hauptkammer als auch der erreichte Maximaldruck deutlich mit Erhöhung des Volumens der Vorkammer ansteigen. Durch die größere Masse an Brennstoff-Luft-Gemisch in Vorkammern mit größerem Volumen werden dabei mehr aktive Zwischenprodukte während der Vorkammervverbrennung produziert (siehe Abbildung 6.42). Nach dem Eindringen in die Hauptkam-

<sup>2</sup> Eine größere Gesamtmasse in der Vorkammer führt zu einer intensiveren Umsetzung und in weiterer Folge zu einer erhöhten Druckdifferenz und einem geringeren Zündverzug in der Vorkammer.



**Abbildung 6.24:** Gemittelte Druckverläufe in Vor- und Hauptkammer als Funktion von  $\sigma_{VK}$  für die Variante  $\omega_{VK,2}$ ,  $m_{SG,3}$  und  $\lambda_{2,15}$ .

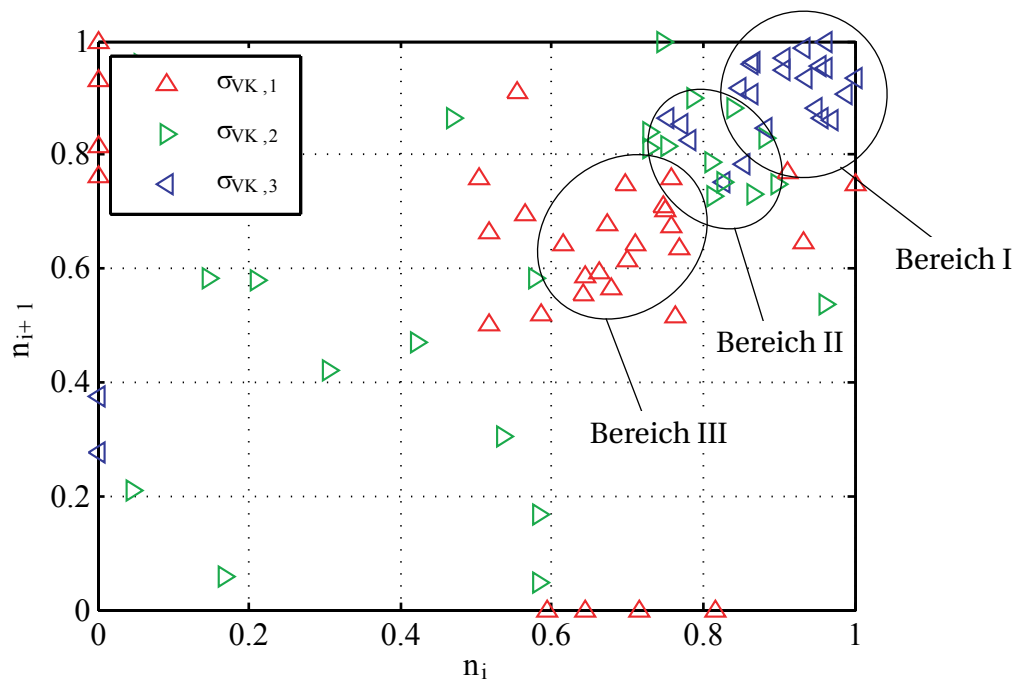


**Abbildung 6.25:** Druckanstiegsrate in der Hauptkammer  $\frac{dp}{dt}$  als Funktion von  $\sigma_{VK}$  für die Variante  $\omega_{VK,2}$ ,  $m_{SG,3}$  und  $\lambda_{2,15}$ .

mer wird dadurch die Zündung und Verbrennung in dieser beschleunigt. Dieses Verhalten zeigt sich auch bei einem Teil der in Kapitel 2.4 vorgestellten Veröffentlichungen (siehe [70, 83, 84]).

Die höheren Druckanstiegsraten bei größeren Vorkammervolumina können auch bei Betrachtung von Abbildung 6.25 beobachtet werden. Hieraus zeigt sich, dass während der regulären Zündung die Druckanstiegsrate bei  $\sigma_{VK,3}$  verglichen mit  $\sigma_{VK,1}$  teilweise nahezu verdoppelt werden kann. Auch im Frühzündregime ergibt sich ein ähnliches Bild. Die Druckanstiegsraten und der Maximaldruck des mittleren Vorkammervolumens  $\sigma_{VK,2}$  liegen, wie aus den Abbildungen 6.24 und 6.25 hervorgeht, zwischen dem kleinen ( $\sigma_{VK,1}$ ) und dem großen ( $\sigma_{VK,3}$ ) Vorkammervolumen.

Abbildung 6.26 zeigt die Schwankungen der Druckanstiegsrate im regulären Zündregime in Abhängigkeit von  $\sigma_{VK}$  für die Variante  $\omega_{VK,2}$ ,  $m_{SG,3}$  und  $\lambda_{2,15}$ . Auch hier können unterschiedliche Bereiche definiert werden, in denen häufig Zyklen mit der jeweiligen Variante auftreten. Im Bereich I liegt eine hohe Anzahl an Zyklen der Variante  $\sigma_{VK,3}$  auf vergleichsweise engem Gebiet. Dies



**Abbildung 6.26:** Schwankung der Druckanstiegsrate in der Hauptkammer im regulären Zündregime als Funktion von  $\sigma_{VK}$  für die Variante  $\omega_{VK,2}$ ,  $m_{SG,3}$  und  $\lambda_{2,15}$ . Dabei stellt  $n_i$  ( $n_{i+1}$ ) das Verhältnis der Druckanstiegsrate des  $i$ -ten ( $(i+1)$ -ten) Zyklus zur maximalen Druckanstiegsrate des jeweiligen Versuches dar.

bedeutet, dass hier relativ geringe Schwankungen in der Druckanstiegsrate auftreten. Außerdem liegt der Bereich I in der gewünschten Region mit  $n_i \rightarrow 1$  sowie  $n_{i+1} \rightarrow 1$ . Dies bedeutet, dass für die Variante  $\sigma_{VK,3}$  sowohl die Zyklenschwankungen gering als auch die Effizienz des Verbrennungsprozesses hoch sind. Für  $\sigma_{VK,2}$  zeigt sich das interessante Verhalten, dass im Bereich II viele Zyklen mit geringen Schwankungen auftreten, allerdings die restlichen Zyklen weit in dem Diagramm verstreut sind. Dahingehend ist das Verhalten von  $\sigma_{VK,1}$  etwas besser, wobei der Bereich III generell relativ groß sowie weit vom Optimalpunkt entfernt ist.

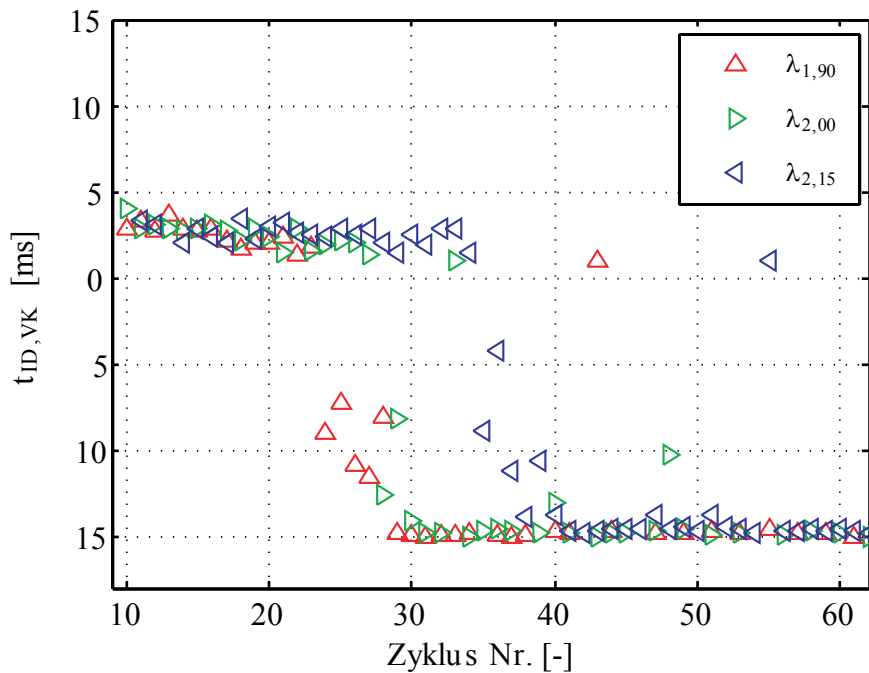
Zusammenfassend zeigen die Ergebnisse für die Variation von  $\sigma_{VK}$  eine deutlich intensivere Vorkammervverbrennung für größere Vorkammervolumina. Daraus resultiert auch ein Maximum von Druckanstiegsrate und Maximaldruck der Hauptkammervverbrennung für die Variante  $\sigma_{VK,3}$ . Die Variante  $\sigma_{VK,1}$  weist dabei jeweils die geringste Effektivität auf. Bei Betrachtung der Zyklenschwankungen ergeben sich für die variierten Vorkammervolumina jeweils Bereiche mit vergleichsweise geringen Schwankungen. Hinsichtlich optimaler Effizienz ergibt sich allerdings ein Optimum für die Variante  $\sigma_{VK,3}$ . Eine weitere Erhöhung des Vorkammervolumens würde zwar die Druckanstiegsrate und somit die Effizienz weiter vergrößern, allerdings limitiert sich dies durch einen damit einhergehenden Anstieg der  $\text{NO}_x$ -Emissionen (siehe Abbildung 6.54).

#### 6.2.4 Einfluss der Luftzahl in der Hauptkammer

Die Luftzahl in der Hauptkammer ist im Speziellen bei der Betrachtung von Verbrennungsprozessen in realen Motoren von entscheidender Bedeutung. Aus diesem Grund ist im folgenden Abschnitt die Abhängigkeit der Druckverläufe in Vor- und Hauptkammer von der Luftzahl in der Hauptkammer  $\lambda$  für die Variante  $\omega_{VK,2}$ ,  $m_{SG,3}$  und  $\sigma_{VK,2}$  dargestellt. Dabei werden die Ergebnisse für die Luftzahlbereiche  $\lambda_{1,90}$ ,  $\lambda_{2,00}$  sowie  $\lambda_{2,15}$  (siehe Tabelle 3.4) detailliert analysiert.

In Abbildung 6.27 ist dazu der Zündverzug in der Vorkammer  $t_{ID,VK}$  dargestellt. Im regulären Zündregime zeigt sich ein sehr geringer Einfluss der Luftzahl in der Hauptkammer auf  $t_{ID,VK}$ . Selbst für magere Luftzahlbereiche ( $\lambda_{2,15}$ ) ist die Verbrennung noch so intensiv, dass auch hier noch ein Übergang in das

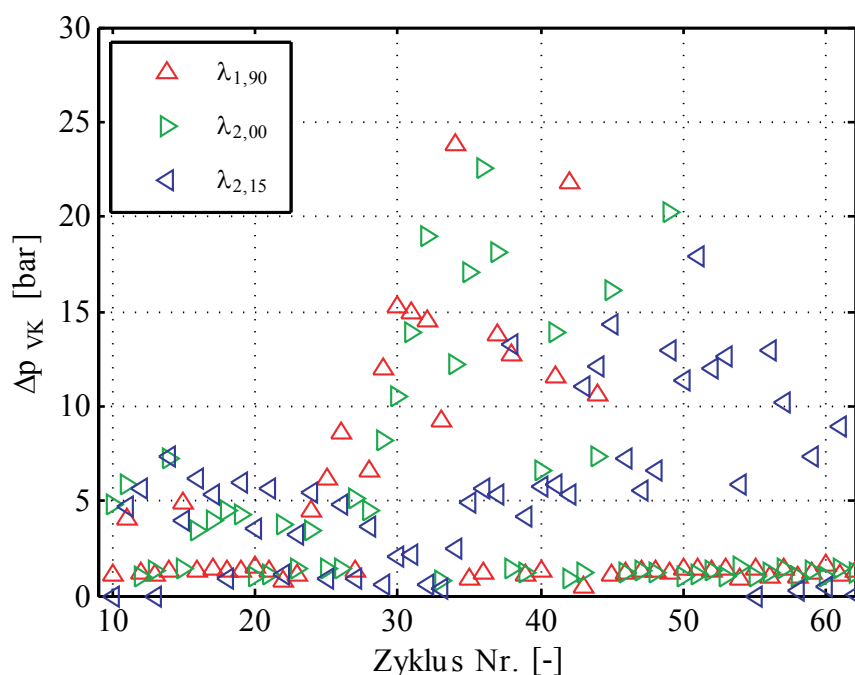




**Abbildung 6.27:** Zündverzug in der Vorkammer  $t_{ID,VK}$  als Funktion von  $\lambda$  für die Variante  $\omega_{VK,2}$ ,  $m_{SG,3}$  und  $\sigma_{VK,2}$ .

Frühzündregime beobachtet werden kann. Allerdings zeigt sich für geringere Luftzahlen eine klare Tendenz zu einem früheren Übergang in die Frühzündung. So wird für  $\lambda_{1,90}$  beispielsweise bereits nach 24 Zyklen ein Übergang in das Frühzündregime beobachtet, was auf eine sehr intensive Verbrennung schließen lässt.

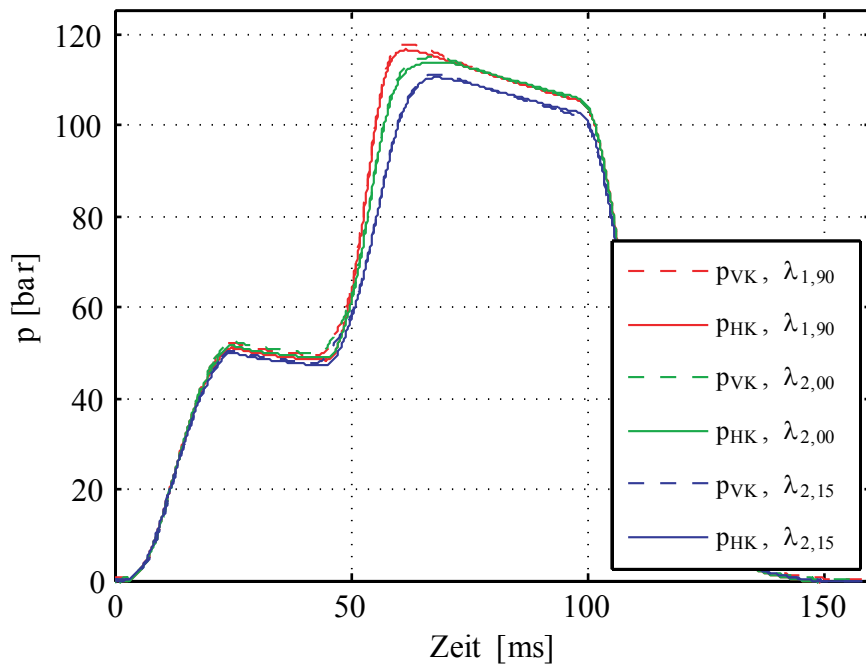
Ein geringer Einfluss von  $\lambda$  auf den Druckanstieg in der Vorkammer während der reinen Vorkammervverbrennung im regulären Zündregime zeigt sich in Abbildung 6.28. Tendenziell kann aber ein eher geringerer Druckanstieg für  $\lambda_{1,90}$  beobachtet werden. Dies lässt auf fette Bereiche innerhalb der Vorkammer schließen, die die Intensität der Verbrennung in der Vorkammer beeinträchtigen. Im Frühzündregime zeigt sich wiederum ein deutlicher Anstieg von  $\Delta p_{VK}$ , der für  $\lambda_{1,90}$  und  $\lambda_{2,00}$  deutlich höher ist als für  $\lambda_{2,15}$ . Generell lässt sich aber ein vergleichsweise geringer Einfluss der Luftzahl auf die Verbrennung in der Vorkammer feststellen. Dadurch ist auch die Annahme in Kapitel 6.1 gerechtfertigt, dass mit einer numerischen Simulation der Gemischbildung in der Vorkammer für den Luftzahlbereich  $\lambda_{2,00}$  alle relevanten Phänomene dargestellt werden können.



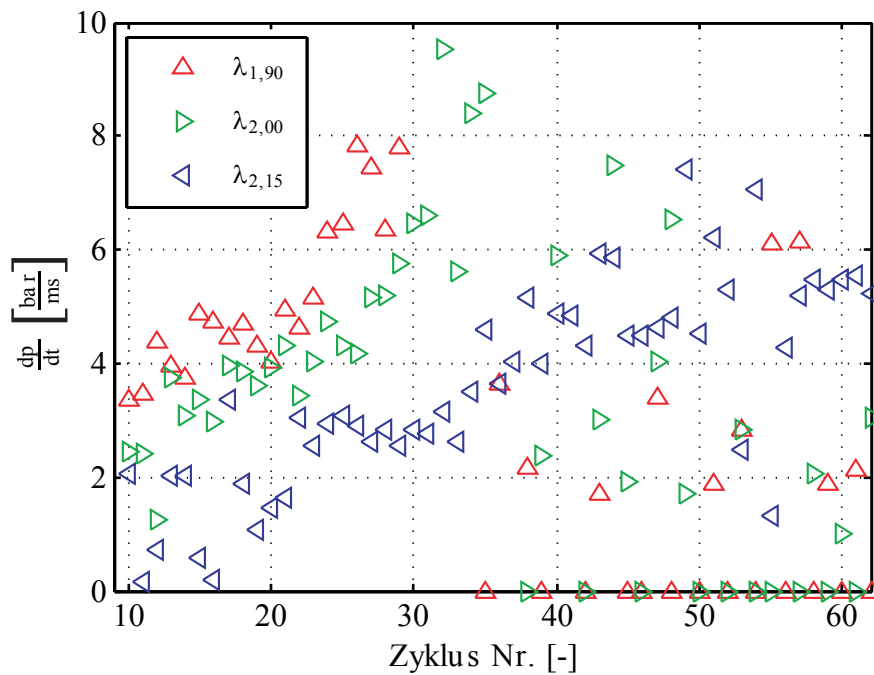
**Abbildung 6.28:** Maximaler Druckanstieg während der reinen Vorkammerverbrennung  $\Delta p_{VK}$  als Funktion von  $\lambda$  für die Variante  $\omega_{VK,2}$ ,  $m_{SG,3}$  und  $\sigma_{VK,2}$ .

Deutlich zeigt sich allerdings der Einfluss der Hauptkammerluftzahl auf die Zündung und Verbrennung in dieser. In Abbildung 6.29 sind die gemittelten Druckverläufe im regulären Zündregime für die variierten Luftzahlen für die Variante  $\omega_{VK,2}$ ,  $m_{SG,3}$  und  $\sigma_{VK,2}$  dargestellt. Hieraus wird ersichtlich, dass sowohl die Druckanstiegsrate als auch der Maximaldruck in der Hauptkammer deutlich von der Luftzahl abhängen. So ergeben sich etwa für den Bereich  $\lambda_{1,90}$  Maximaldrücke in der Hauptkammer von 118 bar, währenddessen für  $\lambda_{2,15}$  nur 110 bar erreicht werden. Sowohl Druckanstiegsrate als auch Maximaldruck haben einen entscheidenden Einfluss auf die Effizienz und die Leistungsausbeute des betrachteten Prozesses. Es zeigt sich also der erwartete Zusammenhang, dass durch die Verbrennung von Gemischen mit geringeren Luftzahlen eine höhere Leistungsausbeute erzielt werden kann (siehe Kapitel 2.3.1).

Die erhöhte Druckanstiegsrate bei Brennstoff-Luft-Gemischen mit geringeren Luftzahlen spiegelt sich auch in Abbildung 6.30 wider. Besonders auffällig ist dabei, dass in den Bereichen  $\lambda_{1,90}$  und  $\lambda_{2,00}$  eine sehr große Zunahme der Druckanstiegsrate mit der Versuchsdauer erfolgt. Speziell ab dem Übergang in den Frühzündbereich werden dabei Werte von  $8 \dots 10 \frac{\text{bar}}{\text{ms}}$  erreicht. Daraus

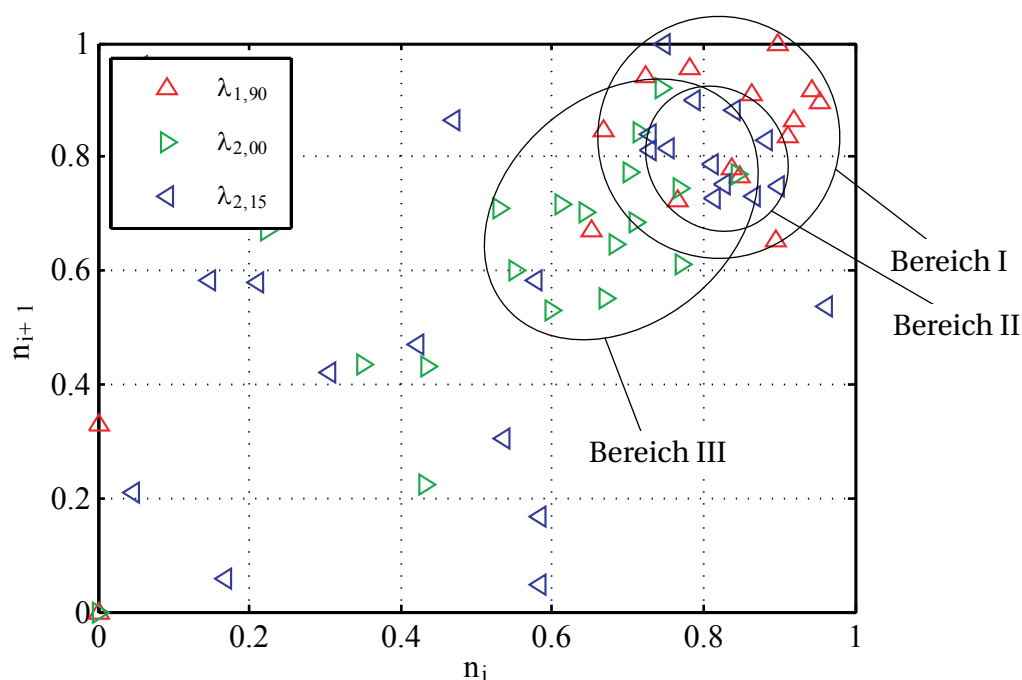


**Abbildung 6.29:** Gemittelte Druckverläufe in Vor- und Hauptkammer als Funktion von  $\lambda$  für die Variante  $\omega_{VK,2}$ ,  $m_{SG,3}$  und  $\sigma_{VK,2}$ .



**Abbildung 6.30:** Druckanstiegsrate in der Hauptkammer  $\frac{dp}{dt}$  als Funktion von  $\lambda$  für die Variante  $\omega_{VK,2}$ ,  $m_{SG,3}$  und  $\sigma_{VK,2}$ .

wird auch die intensive Verbrennung ersichtlich, was den frühen Übergang in das Frühzündregime verursacht (siehe Abbildung 6.27). Für den Bereich  $\lambda_{2,15}$  ist sowohl die Druckanstiegsrate im regulären Zündregime als auch die Erhöhung nach dem Übergang in das Frühzündregime geringer als für kleinere Luftzahlen. Durch die niedrigeren Druckanstiegsraten zeigt sich auch ein späterer Übergang in das Frühzündregime.



**Abbildung 6.31:** Schwankung der Druckanstiegsrate in der Hauptkammer im regulären Zündregime als Funktion von  $\lambda$  für die Variante  $\omega_{VK,2}$ ,  $m_{SG,3}$  und  $\sigma_{VK,2}$ . Dabei stellt  $n_i$  ( $n_{i+1}$ ) das Verhältnis der Druckanstiegsrate des  $i$ -ten ( $(i+1)$ -ten) Zyklus zur maximalen Druckanstiegsrate des jeweiligen Versuches dar.

Die Schwankungen der Druckanstiegsrate für die Variation der Luftzahl in der Hauptkammer sind in Abbildung 6.31 für die Variante  $\omega_{VK,2}$ ,  $m_{SG,3}$  und  $\sigma_{VK,2}$  dargestellt. Es können wieder drei Bereiche mit häufig auftretenden Zyklen der einzelnen untersuchten Varianten dargestellt werden. Ein Optimum bezüglich Zyklenchwankungen sowie hoher Effektivität zeichnet sich im Bereich I für die Luftzahl  $\lambda_{1,90}$  ab. Im Bereich II treten zwar häufig Zyklen der Variante  $\lambda_{2,15}$  auf, allerdings liegt auch eine große Anzahl von Zyklen dieser Variante weit außerhalb dieser Region. Im Bereich III findet sich eine große Anzahl an Zyklen der Variante  $\lambda_{2,00}$  wieder. Dieser Bereich ist vergleichsweise groß und der Schwerpunkt befindet sich nicht mehr in der optimalen Region in der rechten oberen Ecke des Diagramms. Hinsichtlich Zyklenchwankun-

gen sowie Effektivität zeichnet sich also ein Optimum für die Variante  $\lambda_{1,90}$  ab. Zusammenfassend kann für die Variation der Luftzahl in der Hauptkammer  $\lambda$  der erwartete Zusammenhang gezeigt werden, dass durch kleinere Luftzahlen höhere Druckanstiegsraten sowie größere Maximaldrücke in der Hauptkammer erreicht werden. Ein nennenswerter Einfluss der Verbrennung in der Vorkammer äußert sich dabei nur für den Bereich  $\lambda_{1,90}$  aufgrund von teilweise fetten Zonen in einem geringeren  $\Delta p_{VK}$ . Bezüglich Zyklenschwankungen stellt sich ein Optimum für die Variante  $\lambda_{1,90}$  ein.

### 6.2.5 Zwischenfazit

Die Analyse der Druckverläufe dient somit dazu, die Auswirkungen unterschiedlicher Parameter auf die Effizienz (Druckanstiegsrate sowie Maximaldruck in der Hauptkammer) sowie die Stabilität (Schwankung der Druckanstiegsrate in der Hauptkammer) des Verbrennungsablaufs in Erdgas-Großmotoren mit Vorkammerzündung aufzuzeigen. Es zeigt sich generell, dass eine hohe Effizienz mit mittleren Überströmquerschnitten, großen Spülgasmassen, großem Vorkammervolumen sowie kleinen Luftzahlen in der Hauptkammer erreicht wird. Mit den bisher dargestellten Methoden kann anhand der Analyse des Druckanstiegs während der reinen Vorkammervverbrennung  $\Delta p_{VK}$  dies als entscheidender Faktor für die anschließende Effizienz der Hauptkammervverbrennung definiert werden. Der Zusammenhang von  $\Delta p_{VK}$  und der anschließenden Strahleindringphase kann aber nur durch die folgende Analyse der OH\*-Chemilumineszenzaufnahmen hergestellt werden (siehe Kapitel 6.3). Ein Zusammenhang zwischen effektiver Verbrennung und den daraus resultierenden Abgasemissionen wird in weiterer Folge in den Kapiteln 6.4 und 6.5 diskutiert.

Auch bei der Analyse der zyklischen Schwankungen zeigt sich jeweils für die Variante mit der höchsten Effizienz ein Optimum. Eine der Ursachen von zyklischen Schwankungen in der Druckanstiegsrate sind die horizontalen Gradienten der Ladungsschichtung im Vorkammerhals, wie anhand der Ergebnisse der CFD-Simulationen dargestellt wird. Detailliert lassen sich weiteren Ursachen wiederum nur durch Analyse der OH\*-Chemilumineszenzaufnahmen untersuchen (siehe Kapitel 6.3).

## 6.3 Ergebnisse der OH<sup>\*</sup>-Chemilumineszenzmessung

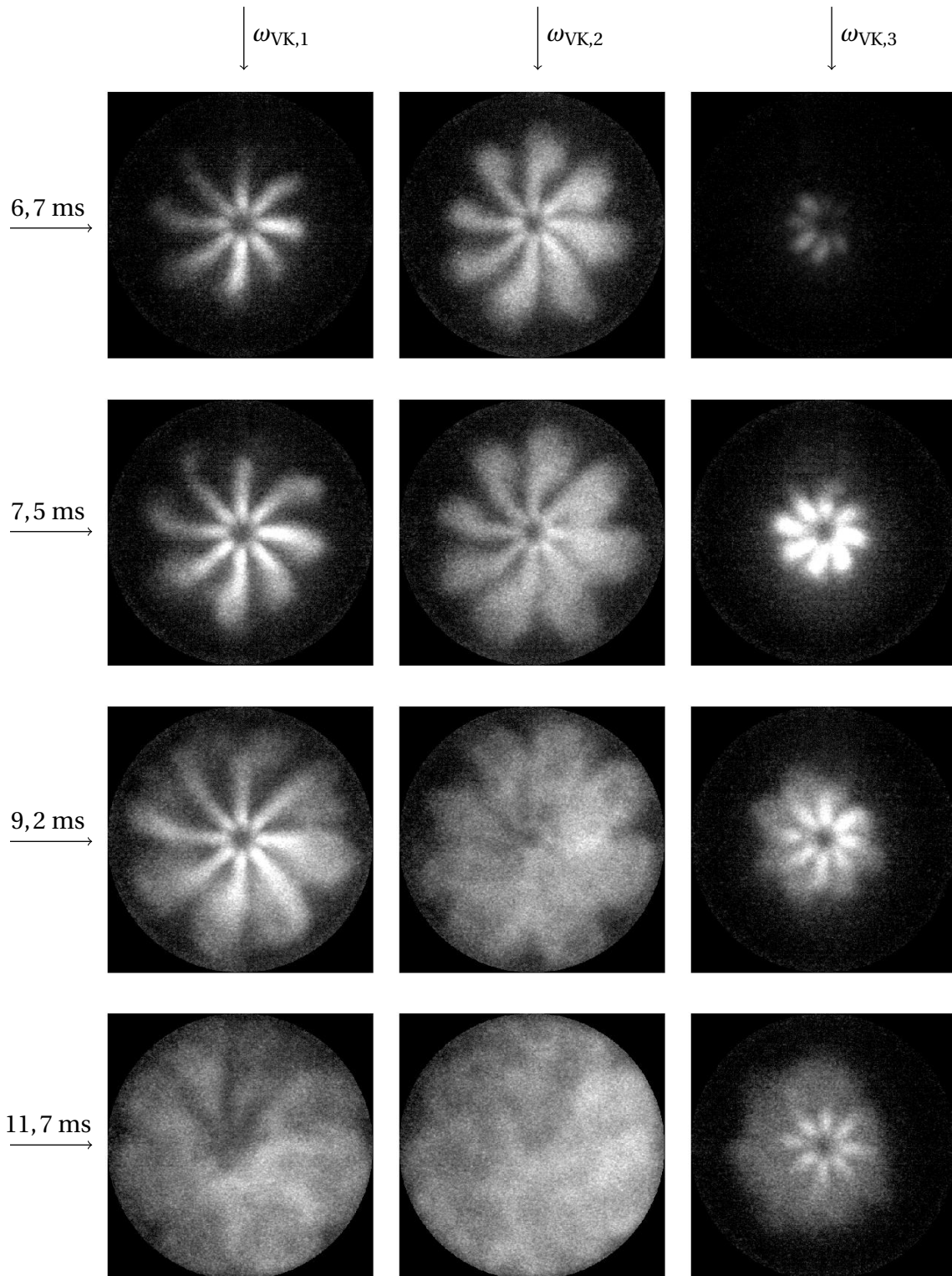
In Kapitel 6.2 wird der Einfluss von Überströmquerschnitt, Spülgasmasse, Vorkammervolumen sowie Luftzahl in der Hauptkammer auf die Druckverläufe in Vor- und Hauptkammer untersucht. Mit Hilfe der Ergebnisse der numerischen Untersuchung der Gemischbildung in der Vorkammer (siehe Kapitel 6.1) kann dazu in Teilbereichen bereits ein Verständnis der verschiedenen Einflüsse generiert werden. Ein Großteil der Auswirkungen auf die Druckverläufe in der Hauptkammer lässt sich allerdings nur durch Anwendung und Analyse der OH<sup>\*</sup>-Chemilumineszenzmessung detailliert erläutern (siehe Kapitel 4). Im Folgenden werden daher anhand der beschriebenen charakteristischen Größen der OH<sup>\*</sup>-Chemilumineszenzaufnahmen, relative Reaktionsfläche  $RA$ , relative Emission  $E$  sowie mittlere Strahleindringtiefe  $PL$  (siehe Kapitel 4.3.3), die untersuchten Varianten detailliert analysiert.

### 6.3.1 Einfluss des Überströmquerschnitts

Wie in Kapitel 6.2.1 beschrieben, ergibt sich für die Variante  $\sigma_{VK,2}$ ,  $m_{SG,3}$  und  $\lambda_{2,00}$  ein massiver Einfluss des relativen Überströmquerschnitts  $\omega_{VK}$  auf den Druckverlauf in Vor- und Hauptkammer. Dies zeigt sich auch bei der folgenden Analyse der OH<sup>\*</sup>-Chemilumineszenzaufnahmen. In Abbildung 6.32 ist das gemittelte OH<sup>\*</sup>-Chemilumineszenzsignal mehrerer Zyklen im regulären Zündregime in Abhängigkeit von  $\omega_{VK}$  und der Zeit nach dem Zündzeitpunkt dargestellt.

Bei Betrachtung von Abbildung 6.12 ergeben sich für  $\omega_{VK,3}$  gegenüber  $\omega_{VK,1}$  und  $\omega_{VK,2}$  stark erhöhte Zündverzugszeiten in der Vorkammer. Diese führen in der Folge auch zu einem späteren Strahlaustritt aus der Vorkammer, was anhand Abbildung 6.32 ersichtlich wird. So zeigen sich bei 6,7 ms nach dem Zündzeitpunkt für  $\omega_{VK,1}$  und  $\omega_{VK,2}$  bereits deutlich ausgeprägte Strahlen, die in die Hauptkammer eindringen, währenddessen für  $\omega_{VK,3}$  erst der Beginn des Strahleintritts zu beobachten ist.

Wie beschrieben ist die Druckdifferenz zwischen Vor- und Hauptkammer während der Strahleindringphase  $\Delta p_{VK}$  maßgeblich für die kinetische Energie der eindringenden Zündstrahlen verantwortlich. Wie in Abbildung 6.13 dargestellt, steigt  $\Delta p_{VK}$  mit der Reduktion von  $\omega_{VK}$  an. Die dadurch generierten

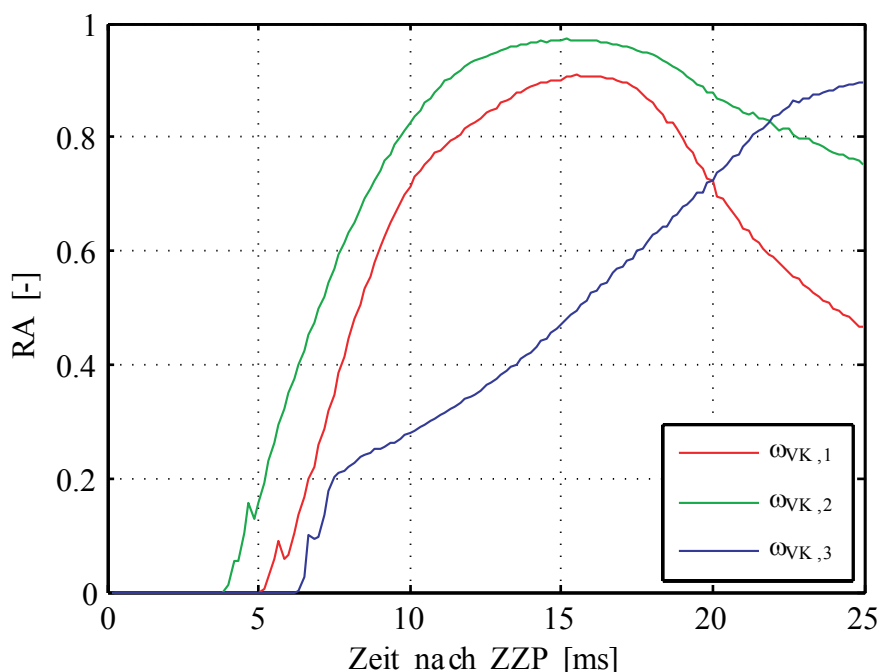


**Abbildung 6.32:** Gemitteltetes OH\*-Chemilumineszenzsignal in der Hauptkammer als Funktion von  $\omega_{VK}$  und der Zeit nach dem Zündzeitpunkt für die Variante  $\sigma_{VK,2}$ ,  $m_{SG,3}$  und  $\lambda_{2,00}$ .

unterschiedlichen kinetischen Energien beeinflussen im Speziellen die Flammenform der eintretenden Zündstrahlen. Die Variante  $\omega_{VK,1}$  führt zwar zu Strahlen mit hoher kinetischer Energie, dafür sind diese, verglichen mit der Variante  $\omega_{VK,2}$ , erheblich dünner. Außerdem zeigt sich ein deutlich früheres Aufplatzen der Zündstrahlen und eine nahezu homogene Zündung des Sektors des jeweiligen Zündstrahls nach bereits 7,5 ms. Ein ähnlicher Zustand wird für  $\omega_{VK,1}$  erst nach 9,2 ms erreicht. Die geringen Druckdifferenzen der Variante  $\omega_{VK,3}$  führen hingegen zu Zündstrahlen mit sehr geringem Eindringpotential in die Hauptkammer. Es zeigt sich, dass die Zündung zwar an mehreren Zündkernen erfolgt, allerdings erfolgt der Start der Flammenausbreitung nur in den zentrumsnahen Bereichen. Die zündverstärkende Wirkung der Vorkammer ist bei dieser Variante somit nur sehr schwach ausgeprägt.

Aufgrund der unterschiedlichen Luftzahlen in Vor- und Hauptkammer (siehe Abbildung 6.3) stellen sich nach [40] (siehe Abbildung 4.13) verschiedene Intensitäten der  $\text{OH}^*$ -Emission ein. Es kann anhand Abbildung 6.32 für jedes  $\omega_{VK}$  klar ein Unterschied in der Intensität zwischen den in die Hauptkammer eintretenden Strahlen und der reinen Hauptkammervverbrennung beobachtet werden. Die aus der Vorkammer austretenden Strahlen resultieren aus einer Verbrennung mit geringerer Luftzahl, weshalb eine hohe Intensität der  $\text{OH}^*$ -Emission zu beobachten ist. Die höhere Luftzahl in der Hauptkammer führt hingegen zu einer tendenziell geringeren Intensität (siehe Abbildung 4.13) der  $\text{OH}^*$ -Emission. Dadurch kann anhand der verschiedenen Intensitäten zwischen der Phase des reinen Strahleindringens und einer bereits erfolgten Zündung der mageren Ladung in der Hauptkammer unterschieden werden. Während sich für  $\omega_{VK,1}$  und  $\omega_{VK,3}$  noch bis 9,2 ms nach dem Zündzeitpunkt deutliche Intensitätsunterschiede zeigen, sind diese für  $\omega_{VK,2}$  bereits kurz nach der Strahleindringphase nahezu ausgeglichen. Auch dies lässt auf eine sehr effektive Zündung des mageren Brennstoff-Luft-Gemischs in der Hauptkammer schließen. Durch eine globale Betrachtung der gemittelten  $\text{OH}^*$ -Chemilumineszenzaufnahmen in Abbildung 6.32 wird bereits ersichtlich, dass die größte Effektivität der Zündung und Flammenausbreitung in der Hauptkammer für die Variante  $\omega_{VK,2}$  erreicht wird. Da sich dieses Verhalten auch bei der Betrachtung der Druckanstiegsrate in der Hauptkammer (siehe Abbildungen 6.14 und 6.15) widerspiegelt, erfolgt nun eine detaillierte Diskussion der berechneten Parameter ( $RA$ ,  $E$  und  $PL$ ).



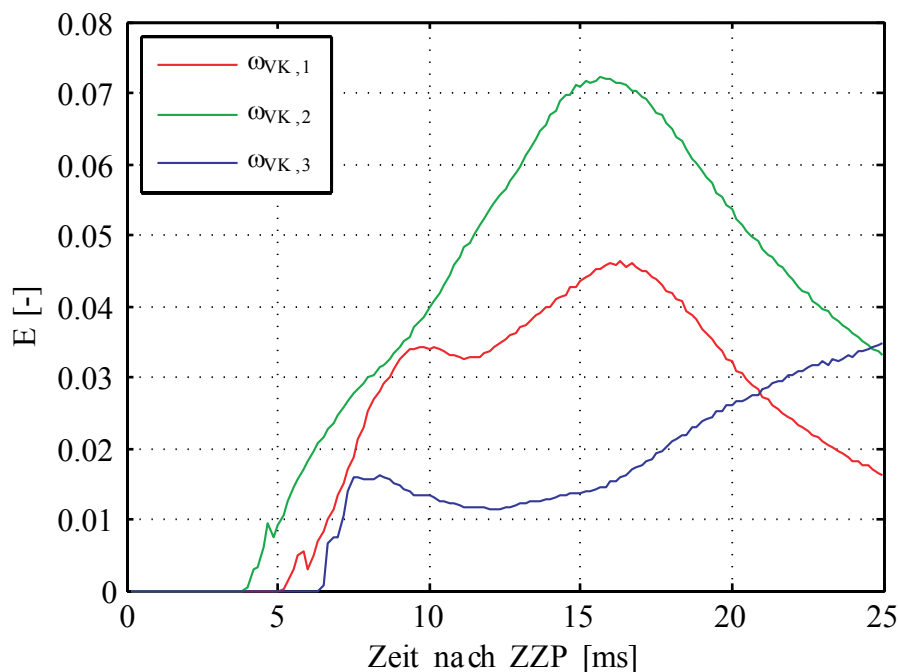


**Abbildung 6.33:** Gemittelte relative Reaktionsfläche  $RA$  als Funktion von  $\omega_{VK}$  und der Zeit nach dem Zündzeitpunkt für die Variante  $\sigma_{VK,2}$ ,  $m_{SG,3}$  und  $\lambda_{2,00}$ .

In Abbildung 6.33 ist die gemittelte relative Reaktionsfläche  $RA$  für mehrere Zyklen im regulären Zündregime als Funktion von  $\omega_{VK}$  und der Zeit nach dem Zündzeitpunkt für die Variante  $\sigma_{VK,2}$ ,  $m_{SG,3}$  und  $\lambda_{2,00}$  aufgetragen. Es zeigen sich für  $\omega_{VK,1}$  und  $\omega_{VK,2}$  nahezu identische Verläufe, wobei der absolute Wert von  $RA$  für  $\omega_{VK,1}$  aufgrund der in Abbildung 6.32 dargestellten dünneren Strahlformen stets etwas geringer ist. Während für  $\omega_{VK,2}$  15 ms nach dem Zündzeitpunkt nahezu jedes Pixel OH\*-Strahlung emittiert, leuchten für  $\omega_{VK,1}$  maximal 90 % der gesamten Pixel. Auffällig ist auch der starke Abfall von  $RA$  für  $\omega_{VK,1}$  nach Erreichung des Maximalwerts. Für  $\omega_{VK,3}$  ergibt sich ein deutlich langsamerer Anstieg der Reaktionsfläche, was mit der bereits beschriebenen geringen kinetischen Energie der in die Hauptkammer eindringenden Zündstrahlen zusammenhängt. Somit zeigt sich, dass der Verlauf des Druckanstiegs in der Hauptkammer (siehe Abbildung 6.14) direkt mit  $RA$  korreliert. Die größte Druckanstiegsrate mit dem größten Maximaldruck wird mit der Variante  $\omega_{VK,2}$  bei hohem Anstieg und hohem Maximalwert von  $RA$  erreicht. Die geringere Reaktionsfläche der Variante  $\omega_{VK,1}$  resultiert in einer leichten Reduktion von Druckanstiegsrate sowie Maximaldruck. Das schlechte Eindringverhalten der Strahlen bei Variante  $\omega_{VK,3}$  führt zu einem langsamen Anstieg

der reaktiven Fläche und in weiterer Folge zu geringen Druckerhöhungen und einer verschleppten Verbrennung.

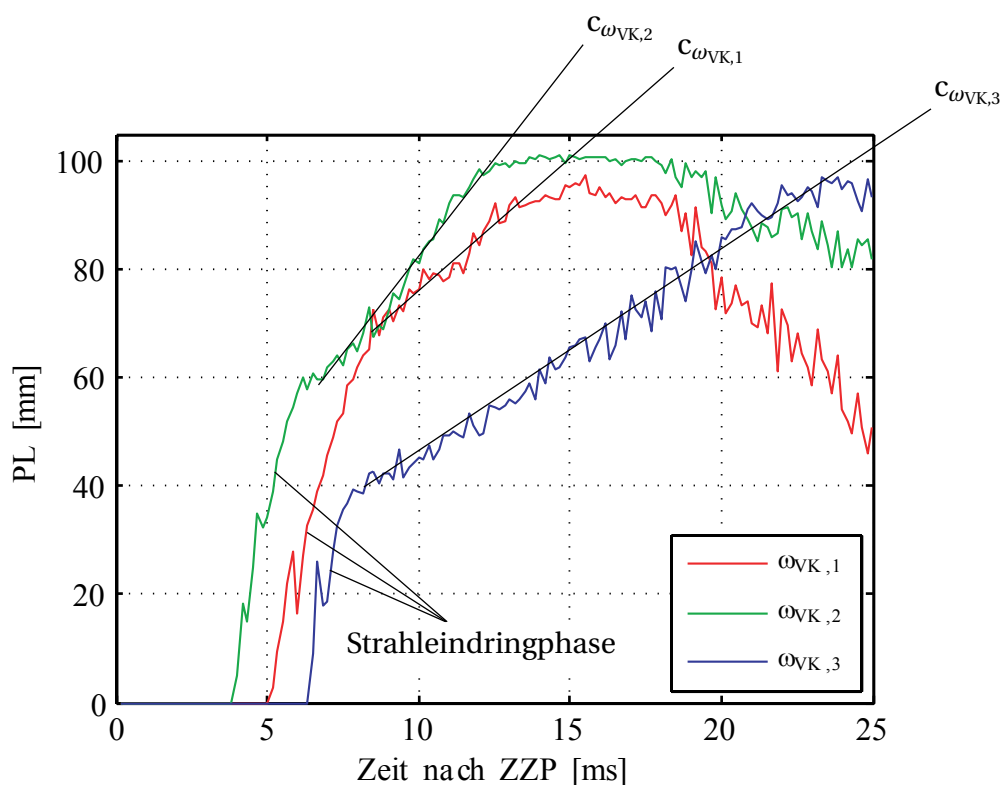
Ein ähnliches Bild zeigt sich anhand der relativen Emission  $E$  in Abhängigkeit von  $\omega_{VK}$  und der Zeit nach dem Zündzeitpunkt für die betrachtete Variante, dargestellt in Abbildung 6.34. Wie bereits anhand Abbildung 6.32 festgestellt werden kann, wird die höchste Emission für die Variante  $\omega_{VK,2}$  erreicht. Durch die hohe kinetische Energie der Zündstrahlen der Variante  $\omega_{VK,1}$  und des damit wahrscheinlich verbundenen Effekts des turbulenten Flammenlöschens während der Strahleindringphase (siehe Abbildung 5.4) zeigt sich gegenüber der Variante  $\omega_{VK,2}$  eine massive Reduktion der maximalen Emission. Neben einer geringeren Reaktionsfläche ist auch die relative Emission für die Variante  $\omega_{VK,3}$  am geringsten. Interessant ist allerdings der steile Anstieg von  $E$  während der Strahleindringphase, was bei Betrachtung der Schadstoffbildung (siehe Kapitel 6.5) ein interessanter Aspekt ist. Wie in Kapitel 4.2.3 beschrieben, kann die relative Emission  $E$  zwar nicht direkt mit der Wärmefreisetzung korreliert werden, allerdings ergibt sich dadurch doch ein Anhaltspunkt für die Effektivität des betrachteten Verbrennungsprozesses. Hier zeigt sich hinsichtlich Überströmquerschnitt ein klares Optimum für die Variante  $\omega_{VK,2}$ .



**Abbildung 6.34:** Gemittelte relative Emission  $E$  als Funktion von  $\omega_{VK}$  und der Zeit nach dem Zündzeitpunkt für die Variante  $\sigma_{VK,2}$ ,  $m_{SG,3}$  und  $\lambda_{2,00}$ .

Zu große Überströmquerschnitte reduzieren die Emission beziehungsweise die Wärmefreisetzung aufgrund des schlechten Eindringverhaltens der Zündstrahlen. Bei zu kleinen Überströmquerschnitten dominiert wahrscheinlich das turbulente Flammenlöschen (Quenching), was ebenso zu einer Reduktion der Effektivität führt.

Abbildung 6.35 zeigt die gemittelte Strahleindringtiefe  $PL$  für mehrere Zyklen im regulären Zündregime als Funktion von  $\omega_{VK}$  und der Zeit nach dem Zündzeitpunkt für die Variante  $\sigma_{VK,2}$ ,  $m_{SG,3}$  und  $\lambda_{2,00}$ . Hierin wird das bereits beschriebene Bild des Strahleindringverhaltens noch einmal verdeutlicht. Es zeigt sich ganz klar ein Optimum für mittlere Überströmquerschnitte ( $\omega_{VK,2}$ ). Während der Verlauf für  $\omega_{VK,1}$  nur leicht geringere Strahleindringtiefen zeigt, ist hier für  $\omega_{VK,3}$  ganz deutlich das reduzierte Eindringpotential aufgrund geringerer kinetischer Energien der Strahlen zu erkennen. Grundsätzlich ergeben sich während der Strahleindringphase sehr steile Gradienten von  $PL$ . Wie bereits gezeigt, ist die Dauer der Strahleindringphase für  $\omega_{VK,1}$  am höchsten und für  $\omega_{VK,3}$  am geringsten (siehe Abbildung 6.32). Nach der

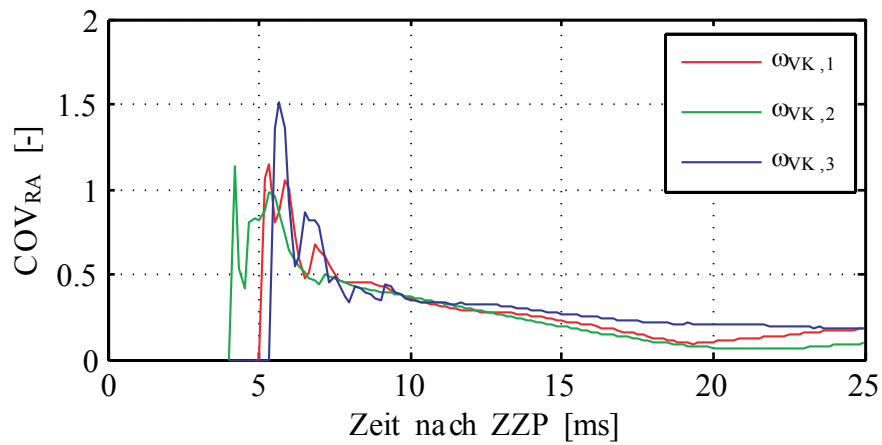


**Abbildung 6.35:** Gemittelte Strahleindringtiefe  $PL$  als Funktion von  $\omega_{VK}$  und der Zeit nach dem Zündzeitpunkt für die Variante  $\sigma_{VK,2}$ ,  $m_{SG,3}$  und  $\lambda_{2,00}$ .

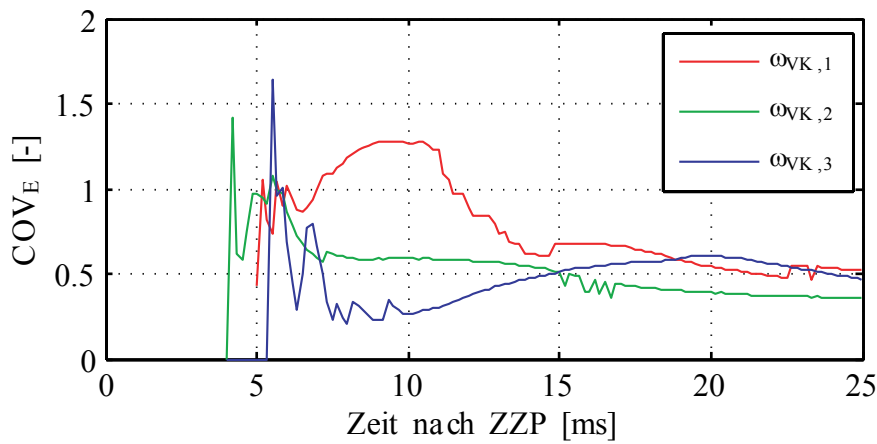
Strahleindringphase erfolgt die Flammenausbreitung in der Hauptkammer, was deutlich an einem Knick im Verlauf von  $PL$  zu erkennen ist. Die Flamme breitet sich für alle Varianten mit geringeren Gradienten von  $PL$  als während der Strahleindringphase aus. Es zeigen sich nahezu lineare Verläufe, die Steigung ist allerdings von  $\omega_{VK}$  abhängig und korreliert direkt mit der turbulenten Ausbreitungsgeschwindigkeit der Flammenfront in radialer Richtung. Diese lässt sich durch Gradientenbildung von  $PL$  über  $t$  abschätzen (siehe Geraden in Abbildung 6.35). So ergibt sich aufgrund der großen Reaktionsfläche für  $\omega_{VK,2}$  eine große Fläche der Flammenfront, die sich mit der Geschwindigkeit  $c_{\omega_{VK,2}} \approx 7,3 \frac{\text{m}}{\text{s}}$  ausbreitet. Trotz der größeren Eindringtiefe der Variante  $\omega_{VK,1}$  ergibt sich aufgrund der dünnen Form der austretenden Strahlen und der damit verbundenen geringeren Reaktionsfläche eine leichte Reduktion der Ausbreitungsgeschwindigkeit ( $c_{\omega_{VK,1}} \approx 5,2 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ ). Die geringste Geschwindigkeit der Flammenfront nach der Strahleindringphase zeigt sich für  $\omega_{VK,3}$  zu  $c_{\omega_{VK,3}} \approx 4,0 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ . Neben den bereits diskutierten Verläufen von  $RA$  und  $E$  ist auch dies für die geringeren Druckanstiegsraten der Variante  $\omega_{VK,3}$  verantwortlich.

Anhand der Analyse der Schwankung der Druckanstiegsrate können unterschiedliche Bereiche von Zyklenschwankungen in Abhängigkeit von  $\omega_{VK}$  definiert werden, siehe Abbildung 6.16. Generell zeigen sich die größten Schwankungen für die Variante  $\omega_{VK,1}$ , während für  $\omega_{VK,3}$  eher geringe Zyklenschwankungen im regulären Zündregime zu beobachten sind. Die Auswertung der  $\text{OH}^*$ -Chemilumineszenzaufnahmen bietet nun die Möglichkeit, detaillierte Informationen über die Ursachen für diese zyklischen Schwankungen zu generieren. In Abbildung 6.36 sind daher die Verläufe der Variationskoeffizienten  $COV_j$  (siehe Kapitel 4.3.4) für  $RA$ ,  $E$  sowie  $PL$  für alle Zyklen im regulären Zündregime als Funktion von  $\omega_{VK}$  und der Zeit nach dem Zündzeitpunkt für die Variante  $\sigma_{VK,2}$ ,  $m_{SG,3}$  und  $\lambda_{2,00}$  aufgetragen.

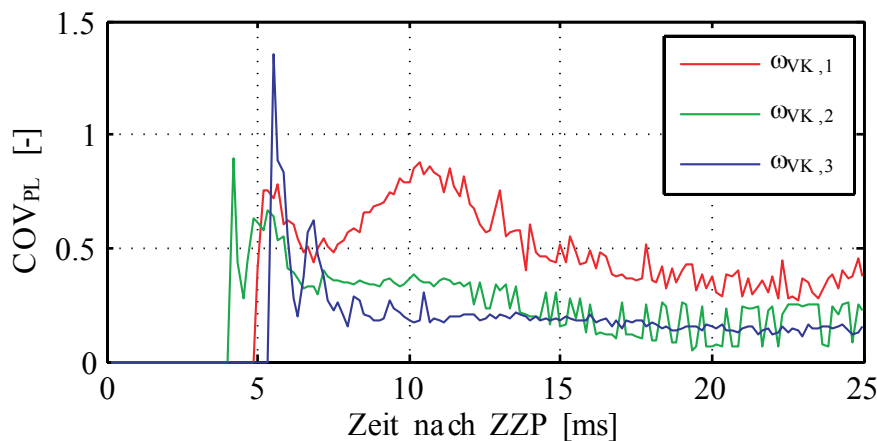
Es ergeben sich während der Strahleindringphase generell für alle Varianten von  $\omega_{VK}$  sehr hohe Werte von  $COV$ , was auf einen ungleichmäßigen Strahlaustritt aus der Vorkammer schließen lässt. Der Variationskoeffizient von  $RA$ , aufgetragen in Abbildung 6.36a, reduziert sich nach erfolgter Strahleindringphase erheblich und es sind nur sehr geringe Unterschiede zwischen den verschiedenen  $\omega_{VK}$  festzustellen. Ein anderes Bild zeigt sich bei Betrachtung von  $COV_E$  und  $COV_{PL}$  in den Abbildungen 6.36b und 6.36c. Nach den hohen Variationskoeffizienten während der Strahleindringphase ergeben sich von  $\omega_{VK}$



(a) COV von RA.



(b) COV von E.



(c) COV von PL.

**Abbildung 6.36:** Variationskoeffizient COV für die Parameter RA, E und PL in Abhängigkeit von  $\omega_{VK}$  und der Zeit nach dem Zündzeitpunkt für das reguläre Zündregime für die Variante  $\sigma_{VK,2}$ ,  $m_{SG,3}$  und  $\lambda_{2,00}$ .

abhängige Verläufe von  $COV$ . So zeigt sich in beiden Diagrammen für  $\omega_{VK,1}$  ein deutlicher Anstieg von  $COV$  nach der Strahleindringphase bis zur Erreichung eines Maximums bei 10 ms nach dem ZZZ, was in etwa dem Ende der Strahleindringphase entspricht (siehe Abbildung 6.35). Die geringsten Variationskoeffizienten in dieser Phase können für die Variante  $\omega_{VK,3}$  festgestellt werden. Nach der Strahleindringphase gleichen sich die Variationskoeffizienten für die Varianten von  $\omega_{VK}$  wieder auf ähnlichem Niveau an.

Also zeigt sich hier das gleiche Phänomen wie in Abbildung 6.16, die größten Schwankungen treten für kleine Überströmquerschnitte auf. Als Grund für die hohen Zyklenschwankungen der Druckanstiegsrate für  $\omega_{VK,1}$  können die hohen Variationskoeffizienten der relativen Emission und der gemittelten Strahleindringtiefe während der Strahleindringphase angesehen werden. Auch hier zeigt sich, dass das Eindringen der Strahlen für  $\omega_{VK,1}$  wahrscheinlich durch massive Quenching-Effekte beeinflusst wird. Diese führen zu der ungleichmäßigen Zündung des mageren Brennstoff-Luft-Gemischs in der Hauptkammer und letztendlich zu den hohen Zyklenschwankungen in der Druckanstiegsrate. Varianten mit großen Überströmquerschnitten ( $\omega_{VK,3}$ ) sind dagegen nur sehr wenig vom turbulenten Flammenlöschens beeinflusst, wodurch sich sowohl in Abbildung 6.16 als auch in Abbildung 6.36 vergleichsweise geringe Schwankungen ergeben. Auch wird der positive Einfluss einer homogenen Gemischverteilung in der Vorkammer auf die zyklischen Schwankungen, siehe Abbildung 6.6, deutlich.

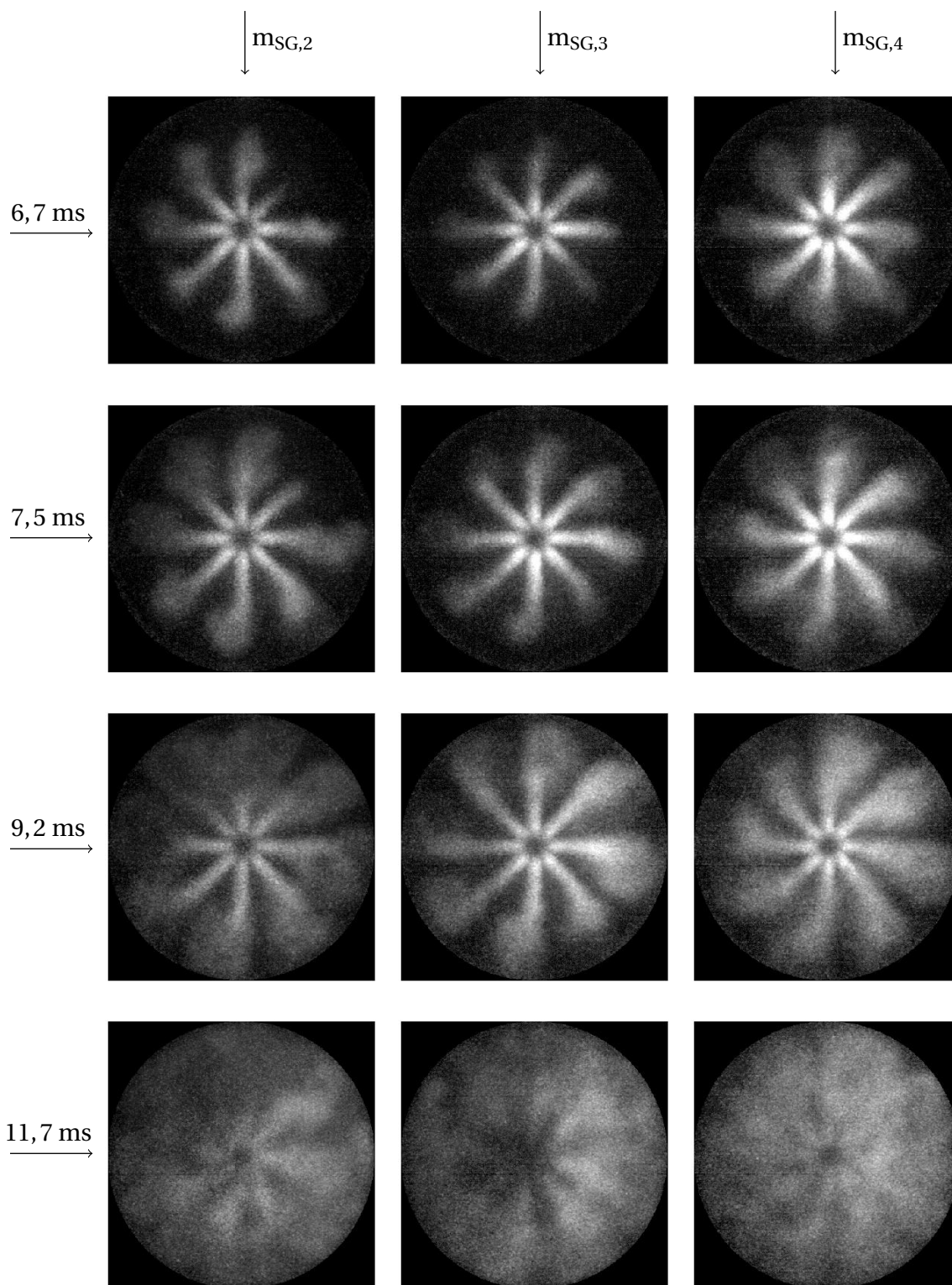
Durch Auswertung der  $OH^*$ -Chemilumineszenzaufnahmen können also die in Kapitel 6.2.1 dargestellten Abhängigkeiten detailliert analysiert und beschrieben werden. Es zeigt sich ein massiver Einfluss des Überströmquerschnitts auf den Strahlaustritt, die Strahlform, die Strahlintensität und das Strahleindring- sowie Zündverhalten in der Hauptkammer. Wie bereits diskutiert, lässt sich die optimale Druckanstiegsrate für die Variante  $\omega_{VK,2}$  anhand der größten Effektivität des Zünd- und Verbrennungsprozesses in der Hauptkammer durch die Verläufe von  $RA$ ,  $E$  und  $PL$  erläutern. Des Weiteren gibt die Auswertung der Variationskoeffizienten einen Anhaltspunkt zur Ursache von Zyklenschwankungen in Abhängigkeit von  $\omega_{VK}$ . Es zeigt sich, dass wahrscheinlich der Vorgang des turbulenten Flammenlöschens während der Strahleindringphase einen massiven Einfluss auf die Schwankung der Druckanstiegsrate hat.

### 6.3.2 Einfluss der Spülgasmasse

Nach der Analyse des Einflusses der Spülgasmasse  $m_{SG}$  auf die Druckverläufe in Vor- und Hauptkammer für die Variante  $\omega_{VK,1}$ ,  $\sigma_{VK,2}$  und  $\lambda_{2,05}$  in Kapitel 6.2.2, soll nun anhand der Auswertung der OH\*-Chemilumineszenzaufnahmen ein tieferes Verständnis der Auswirkungen der Variation von  $m_{SG}$  auf den Zündungs- und Verbrennungsablauf generiert werden. Wie in Kapitel 6.2.2 dargestellt, ist die maximale Druckdifferenz zwischen Vor- und Hauptkammer während der reinen Vorkammervverbrennung  $\Delta p_{VK}$  nur schwach von  $m_{SG}$  abhängig. Tendenziell zeigen sich aber etwas kleinere Werte von  $\Delta p_{VK}$  für große Spülgasmassen  $m_{SG,4}$ , was auf die fetten Zonen in der Vorkammer zurückgeführt wird (siehe Abbildung 6.6). Das somit zu erwartende geringe Eindringpotential der Strahlen in die Hauptkammer kann allerdings bei Betrachtung von Abbildung 6.37 nicht nachgewiesen werden. Hierin ist wiederum das für mehrere Zyklen im regulären Zündregime gemittelte OH\*-Chemilumineszenzsignal in Abhängigkeit von  $m_{SG}$  und der Zeit nach dem Zündzeitpunkt dargestellt.

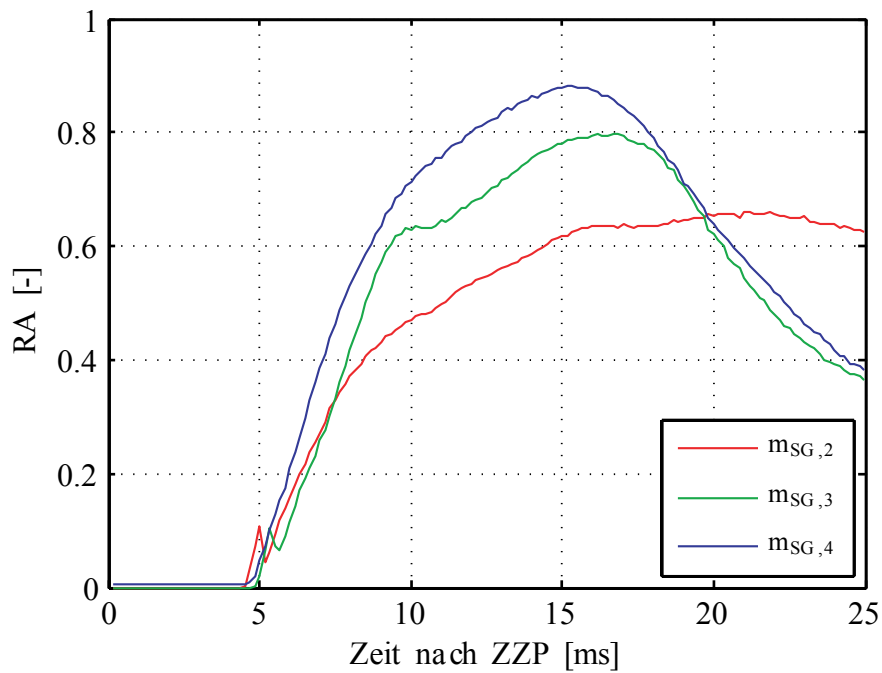
Es ergeben sich für alle Spülgasmassen nahezu identische Flammenformen und auch das Eindringverhalten ist sehr ähnlich. Trotz der geringeren kinetischen Energie der in die Hauptkammer eindringenden Strahlen der Variante  $m_{SG,4}$  zeigt sich keine Verschlechterung des Eindringverhaltens. Im Gegenteil, es treten sogar Strahlen mit höherer Lichtstärke in die Hauptkammer ein, die wegen dem kleineren  $\Delta p_{VK}$  bereits in den mittleren Bereichen der Hauptkammer vollständig aufplatzen und das magere Gemisch zünden. Die hohe Lichtintensität der austretenden Strahlen zeugt von einer Verbrennung in der Vorkammer im nahstöchiometrischen Bereich (siehe Abbildung 4.13). Außerdem erfolgt durch die Flammenausbreitung in teils fetten, geschichteten Zonen in der Vorkammer eine zusätzliche Produktion von OH\*-Radikalen. Durch die Bildung von einer größeren Anzahl an OH\*-Radikalen und einer geringeren Druckdifferenz zwischen Vor- und Hauptkammer ergibt sich somit das verbesserte Zündverhalten gegenüber den Varianten  $m_{SG,2}$  und  $m_{SG,3}$ . Dieses Verhalten lässt sich auch anhand der Druckanstiegsraten und der Maximaldrücke in den Abbildungen 6.19 und 6.20 wiedererkennen.

Abbildung 6.38 zeigt  $RA$  als Funktion von  $m_{SG}$  und der Zeit nach dem Zündzeitpunkt für mehrere Zyklen im regulären Zündregime für die Variante  $\omega_{VK,1}$ ,  $\sigma_{VK,2}$  und  $\lambda_{2,05}$ . Wie bereits anhand Abbildung 6.37 erläutert, ergibt sich die

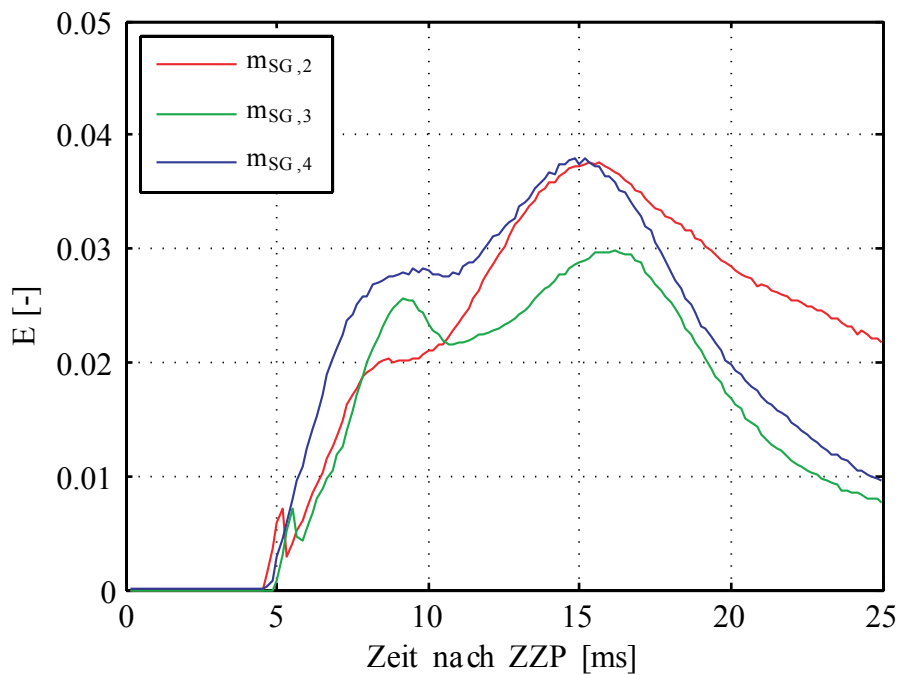


**Abbildung 6.37:** Gemitteltes  $\text{OH}^*$ -Chemilumineszenzsignal in der Hauptkammer als Funktion von  $m_{SG}$  und der Zeit nach dem Zündzeitpunkt für die Variante  $\omega_{VK,1}$ ,  $\sigma_{VK,2}$  und  $\lambda_{2,05}$ .





**Abbildung 6.38:** Gemittelte relative Reaktionsfläche  $RA$  als Funktion von  $m_{SG}$  und der Zeit nach dem Zündzeitpunkt für die Variante  $\omega_{VK,1}$ ,  $\sigma_{VK,2}$  und  $\lambda_{2,05}$ .



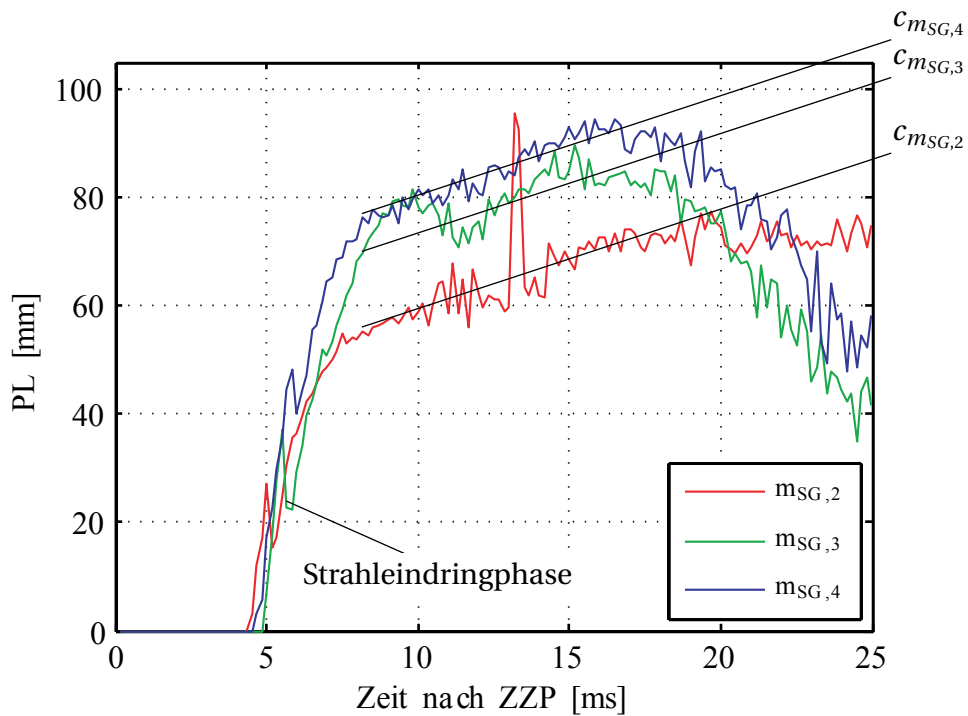
**Abbildung 6.39:** Gemittelte relative Emission  $E$  als Funktion von  $m_{SG}$  und der Zeit nach dem Zündzeitpunkt für die Variante  $\omega_{VK,1}$ ,  $\sigma_{VK,2}$  und  $\lambda_{2,05}$ .

größte Reaktionsfläche für  $m_{SG,4}$ , wobei maximal 90 % der Gesamtfläche nach 15 ms Licht emittiert. Vor allem während der Strahleindringphase lässt sich für die Variante  $m_{SG,3}$  ein ähnlicher Verlauf erkennen, es werden allerdings geringere Maximalwerte ( $RA < 0,8$ ) erreicht. Für  $m_{SG,2}$  zeigt sich ein etwas verschleppter Anstieg der Reaktionsfläche mit einer maximalen relativen Reaktionsfläche von 62 %.

Bei Betrachtung des Verlaufes der relativen Emission  $E$  in Abbildung 6.39 für die gegebene Variante zeigt sich, wie bereits global anhand Abbildung 6.37 analysiert, der größte Anstieg während der Strahleindringphase für  $m_{SG,4}$ . Wie bereits für  $RA$  ist auch hier der Anstieg für die Varianten  $m_{SG,2}$  und  $m_{SG,3}$  während der Strahleindringphase nur leicht geringer als für  $m_{SG,4}$ . Nach erfolgter Strahleindringphase zeigt sich für  $m_{SG,2}$  ein deutlicher Anstieg von  $E$ , sodass im Maximum identische Werte wie für  $m_{SG,4}$  erreicht werden. Interessanterweise sind allerdings die Zeitpunkte der Maxima von  $RA$  und  $E$  für  $m_{SG,2}$  nicht identisch, was auf eine ungleichmäßige Ausbreitung der Flammenfront in der Hauptkammer schließen lässt.

Wie in Abbildung 6.19 gezeigt, sind die Druckanstiegsraten und Maximaldrücke für  $m_{SG,4}$  am höchsten. Dies bedeutet, dass die größere Reaktionsfläche  $RA$  sowie die höhere Emission  $E$  eine deutliche Effizienzsteigerung des Ausbrandes der Hauptkammer bewirken. Für  $m_{SG,2}$  zeigen sich zwar kleine Reaktionsflächen, mit hoher Intensität wird aber nur ein unwesentlich geringerer Druckanstieg in der Hauptkammer erreicht. Die Variante  $m_{SG,3}$  zeigt eine Kombination beider Effekte mit mittleren Druckanstiegsraten.

Die über mehrere Zyklen des regulären Zündregimes gemittelte Strahleindringtiefe  $PL$  ist in Abbildung 6.40 als Funktion von  $m_{SG}$  und der Zeit nach dem Zündzeitpunkt für die Variante  $\omega_{VK,1}$ ,  $\sigma_{VK,2}$  und  $\lambda_{2,05}$  aufgetragen. Während der Strahleindringphase ist der Verlauf von  $PL$  nahezu identisch. Nach der Strahleindringphase zeigt sich wiederum der charakteristische Knick im Verlauf und es erfolgt im Weiteren eine Ausbreitung der Flammenfront in radialer Richtung, welche einen nahezu linearen Verlauf von  $PL$  zur Folge hat. Aufgrund der sehr ähnlichen Flammenform ergeben sich für die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Flammenfront in radialer Richtung nahezu identische Werte ( $c_{m_{SG,2}} \approx c_{m_{SG,3}} \approx c_{m_{SG,4}} \approx 1,8 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ ) für die variierten Spülgasmassen. Deutlich zeigt sich allerdings, dass für  $m_{SG,2}$  kein vollständiger Ausbrand des mageren Brennstoff-Luft-Gemischs in der Hauptkammer erreicht wird. Die

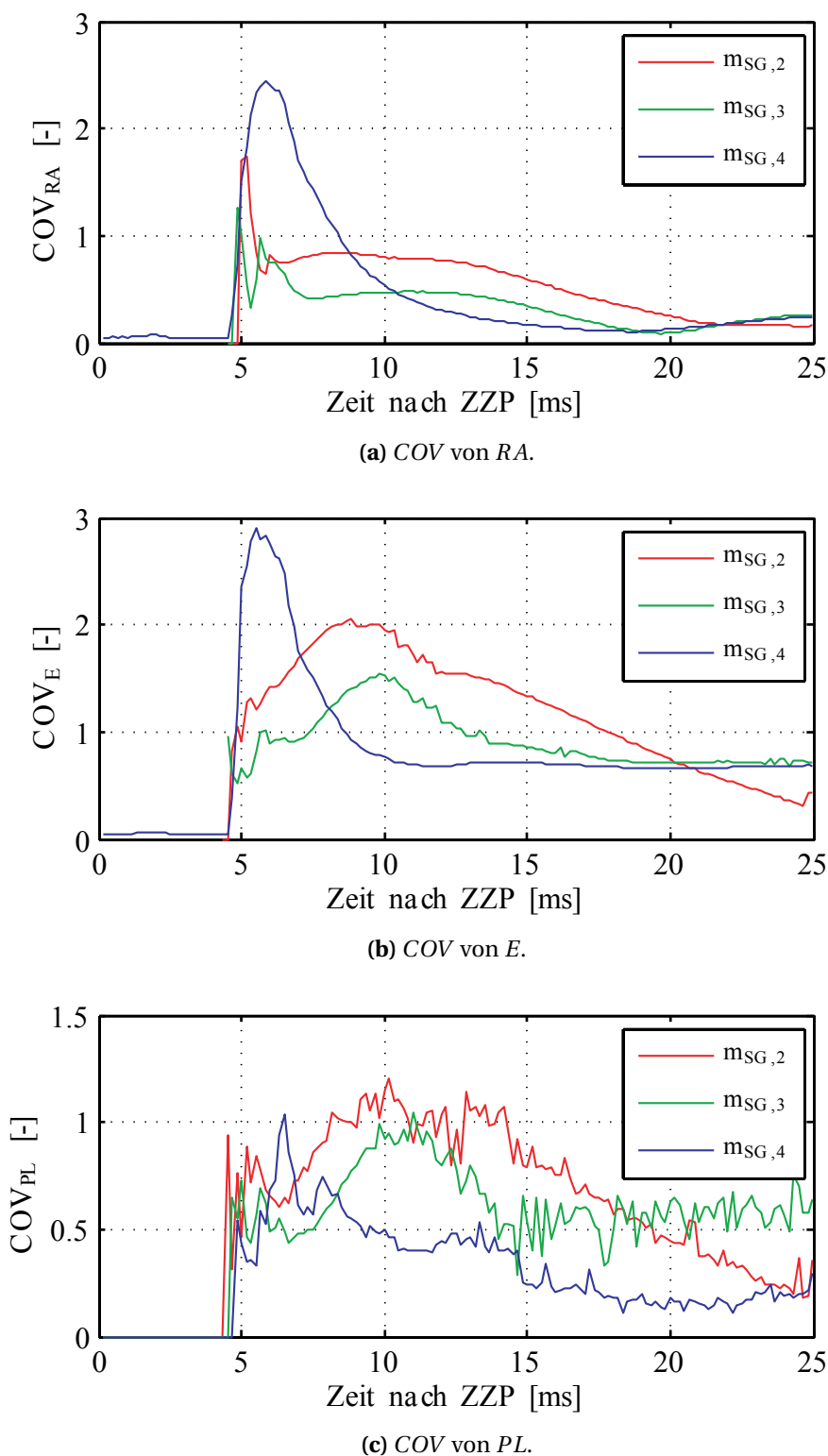


**Abbildung 6.40:** Gemittelte Strahleindringtiefe  $PL$  als Funktion von  $m_{SG}$  und der Zeit nach dem Zündzeitpunkt für die Variante  $\omega_{VK,1}$ ,  $\sigma_{VK,2}$  und  $\lambda_{2,05}$ .

größte Ausdehnung der Flammenfront wird mit großen Spülgasmassen  $m_{SG,4}$  erreicht, wie auch anhand Abbildung 6.38 gezeigt werden kann.

Wie in Abbildung 6.21 dargestellt, ergeben sich aufgrund der starken Gradienten der Ladungsschichtung in der Vorkammer (siehe Abbildung 6.6) generell starke Schwankungen der Druckanstiegsrate für die untersuchte Variante. Allerdings zeigt sich speziell für die Variante  $m_{SG,4}$  ein Bereich mit vergleichsweise geringen zyklischen Schwankungen von  $\frac{dp}{dt}$  (siehe Abbildung 6.21, Bereich II). Zur detaillierten Analyse der Zyklenschwankungen sind in Abbildung 6.41 die Variationskoeffizienten  $COV_j$  für die Parameter  $RA$ ,  $E$  und  $PL$  in Abhängigkeit von  $\omega_{VK}$  und der Zeit nach dem Zündzeitpunkt für alle Zyklen im regulären Zündregime für die Variante  $\omega_{VK,1}$ ,  $\sigma_{VK,2}$  und  $\lambda_{2,05}$  aufgetragen.

Es zeigen sich wiederum große Variationskoeffizienten unmittelbar im Bereich der Strahleindringphase speziell für  $RA$  und  $E$ . Besonders auffällig ist dies in den Abbildungen 6.41a und 6.41b für die Variante  $m_{SG,4}$ . Durch die starken Schichtungsgradienten und die fetten Zonen in der Vorkammer sind die Reaktionsfläche sowie die Emission der austretenden Strahlen mit großen Schwankungen verbunden. Allerdings werden bei dieser Variante viele OH\*-



**Abbildung 6.41:** Variationskoeffizient  $COV$  für die Parameter  $RA$ ,  $E$  und  $PL$  in Abhängigkeit von  $\omega_{VK}$  und der Zeit nach dem Zündzeitpunkt für das reguläre Zündregime für die Variante  $\omega_{VK,1}$ ,  $\sigma_{VK,2}$  und  $\lambda_{2,05}$ .

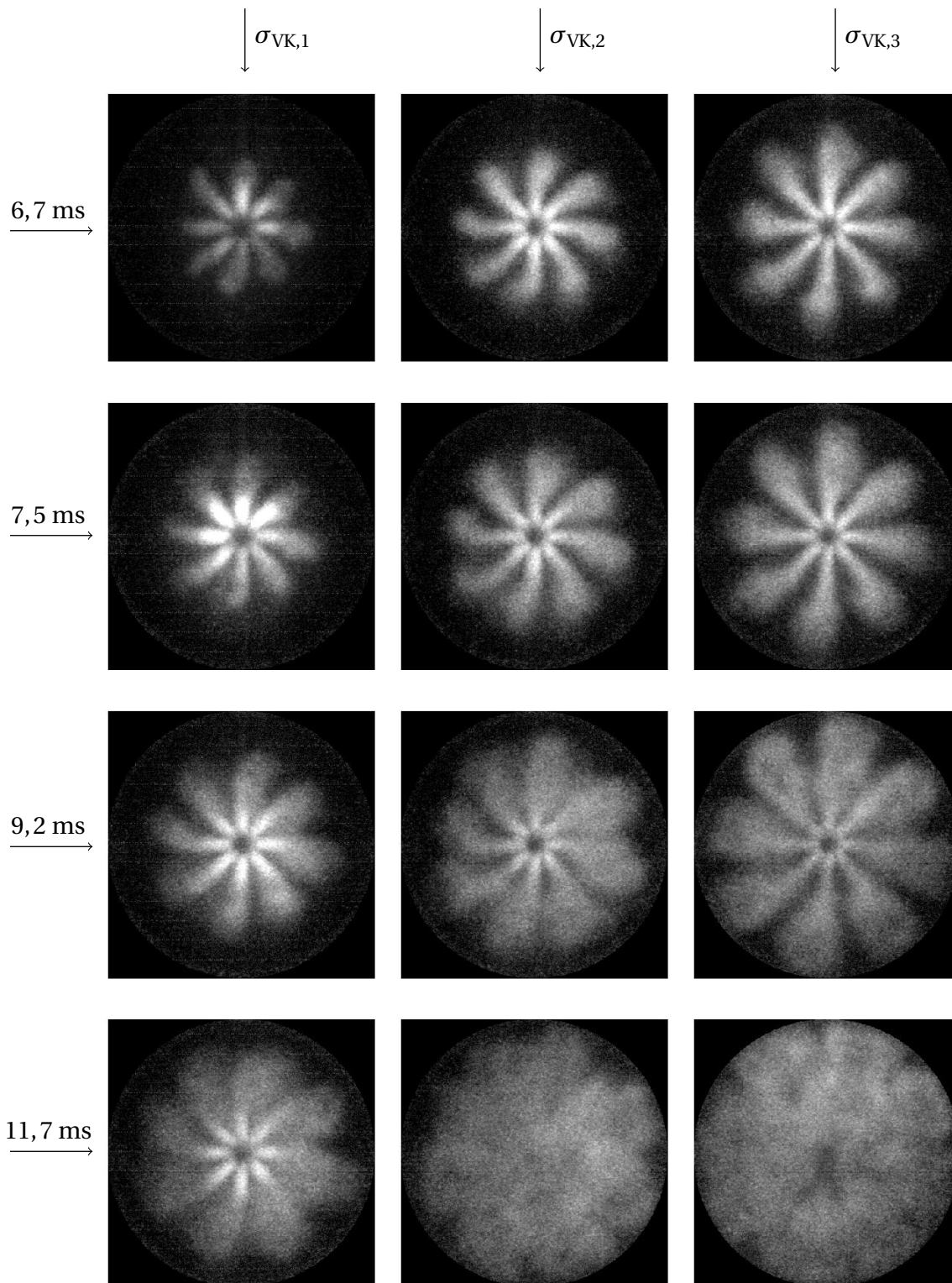
Radikale eingemischt, wodurch  $COV$  nach erfolgter Zündung der Hauptkammer schnell wieder absinkt und sogar kleinere Werte als für die Varianten  $m_{SG,2}$  und  $m_{SG,3}$  annimmt. Speziell bei Betrachtung des Variationskoeffizienten der Strahleindringtiefe in Abbildung 6.41c wird ein deutlicher Anstieg von  $COV_{PL}$  nach erfolgtem Strahleintritt für  $m_{SG,2}$  und  $m_{SG,3}$  ersichtlich, während für  $m_{SG,4}$  sogar ein Abfall beobachtet werden kann. Hierin zeigt sich, dass durch die geringeren Luftzahlen in der Vorkammer bei höheren Spülgasmassen wahrscheinlich eine verbesserte Einmischung und Verteilung von OH\*-Radikalen während der Strahleindringphase in der Hauptkammer erfolgt, was zu geringeren Zyklenschwankungen während der Flammenausbreitung in der Hauptkammer führt. Dies führt auch zu der in Abbildung 6.21 gezeigten Reduktion von zyklischen Schwankungen der Druckanstiegsrate mit hoher Spülgasmasse.

Wie bereits bei der Analyse der Druckverläufe zeigen sich auch bei Betrachtung des Einflusses der Spülgasmasse auf die OH\*-Chemilumineszenz vergleichsweise geringe Auswirkungen auf die Flammenform. Hinsichtlich Reaktionsfläche sowie Intensität der Verbrennung in der Hauptkammer ergeben sich leicht erhöhte Werte für größere Spülgasmassen. Auch kann für große Spülgasmassen am ehesten ein vollständiger Ausbrand der Hauptkammer erreicht werden. Wie gezeigt, können die Zyklenschwankungen der Druckanstiegsrate mit hoher Spülgasmasse reduziert werden. Grund dafür ist wahrscheinlich eine verbesserte Einmischung von OH\*-Radikalen in die Hauptkammer.

### 6.3.3 Einfluss des Vorkammervolumens

In Kapitel 6.2.3 wurde gezeigt, dass größere Vorkammervolumina in höheren Druckanstiegsraten sowie größeren Maximaldrücken bei der Verbrennung in der Hauptkammer resultieren. Im Folgenden soll durch Auswertung der OH\*-Chemilumineszenzaufnahmen für die Variante  $\omega_{VK,2}$ ,  $m_{SG,3}$  und  $\lambda_{2,15}$  die Ursachen dieses effektiveren Verbrennungsablaufs bei großem Vorkammervolumen analysiert werden.

In Abbildung 6.42 ist dazu das über mehrere Zyklen im regulären Zündregime gemittelte OH\*-Chemilumineszenzsignal in der Hauptkammer als Funktion von  $\sigma_{VK}$  und der Zeit nach dem Zündzeitpunkt für die zu analysierende Vari-

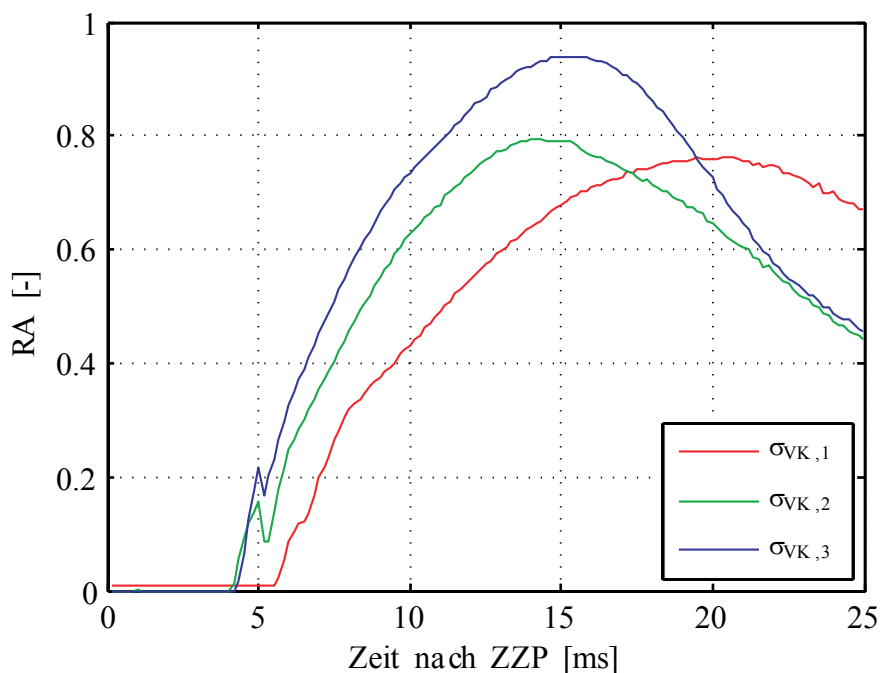


**Abbildung 6.42:** Gemitteltetes  $\text{OH}^*$ -Chemilumineszenzsignal in der Hauptkammer als Funktion von  $\sigma_{VK}$  und der Zeit nach dem Zündzeitpunkt für die Variante  $\omega_{VK,2}$ ,  $m_{SG,3}$  und  $\lambda_{2,15}$ .

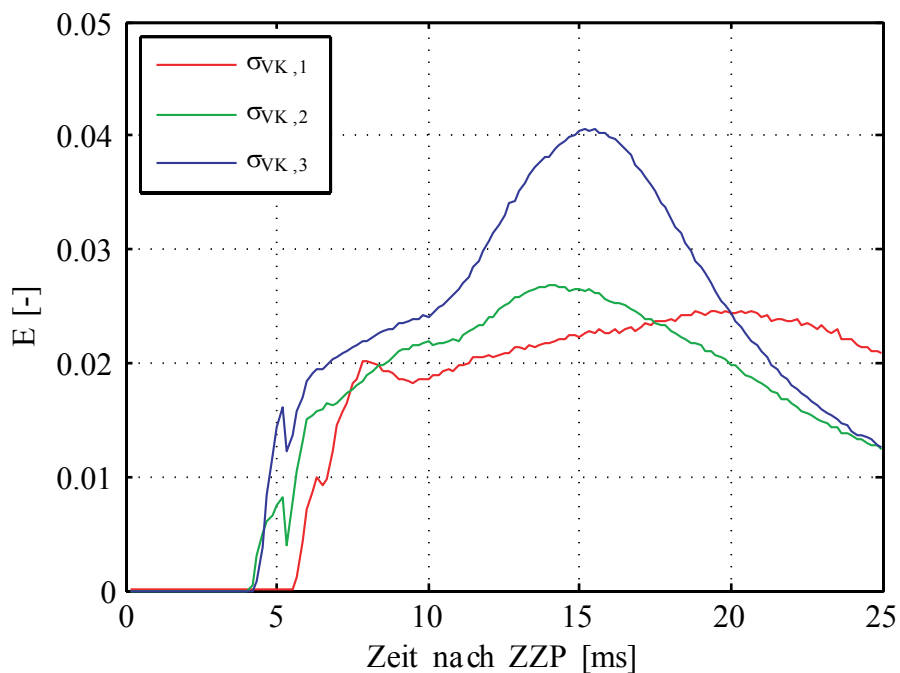
ante aufgetragen. Es ist deutlich zu erkennen, dass aufgrund ähnlicher globaler Luftzahlen in der Vorkammer (siehe Abbildung 6.3) und identischem Überströmquerschnitt  $\omega_{VK}$ , die Form der austretenden Strahlen für die verschiedenen Varianten von  $\sigma_{VK}$  nahezu identisch sind. Ein merklicher Unterschied zeigt sich bei konstantem Aufnahmezeitpunkt lediglich in der Eindringtiefe der Strahlen. Hier ist deutlich zu erkennen, dass die Strahlen deutlich tiefer in die Hauptkammer eindringen, je größer das Vorkammervolumen ist. Aufgrund des größeren Vorkammervolumens befindet sich auch eine größere Masse an angereichertem Brennstoff-Luft-Gemisch in der Vorkammer. Dadurch werden zum einen während der Verbrennung in der Vorkammer mehr OH\*-Radikale gebildet. Zum anderen erhöht sich durch die größere Masse auch die Druckdifferenz zwischen Vor- und Hauptkammer während der reinen Vorkammerverbrennung, wie in Abbildung 6.23 gezeigt wird. Diese beiden Faktoren verbessern entscheidend das Eindringpotential und es können für große Vorkammervolumina bereits zu einem früheren Zeitpunkt stärker ausgeprägte Strahlen beobachtet werden. Auch zeigt sich anhand Abbildung 6.42 deutlich, dass sich beispielsweise 7,5 ms nach dem Zündzeitpunkt die Reaktionszone für  $\sigma_{VK,3}$  bereits normal zur Richtung des eintretenden Strahls ausbreitet und aufgrund der Reduktion der Intensität (siehe Abbildung 4.13) bereits eine Zündung und Verbrennung des mageren Brennstoff-Luft-Gemischs in der Hauptkammer erfolgt. Für  $\sigma_{VK,1}$  sind zum gleichen Zeitpunkt noch Strahlen mit hoher Intensität zu erkennen, was bedeutet, dass hier noch keine Ausbreitung der Reaktionszone und somit auch noch keine Zündung der Hauptkammer eintritt. Hier findet ein reiner Austritt von reagierendem Brennstoff-Luft-Gemisch mit kleineren Luftzahlen aus der Vorkammer statt. Die Variante  $\sigma_{VK,2}$  liegt genau zwischen den beiden beschriebenen Extrema.

Durch die globale Betrachtung des OH\*-Chemilumineszenzsignals können bereits die Ursachen der anhand Abbildung 6.24 dargestellten optimierten Druckanstiegsraten für größere Vorkammervolumina erläutert werden. Im Folgenden soll allerdings durch quantitative Analyse der charakteristischen Verbrennungsparameter dieses Verhalten detailliert betrachtet werden.

In den Abbildungen 6.43 und 6.44 sind dazu die über mehrere Zyklen im regulären Zündregime gemittelte relative Reaktionsfläche  $RA$  sowie die relative Emission  $E$  als Funktion von  $\sigma_{VK}$  und der Zeit nach dem Zündzeitpunkt aufgetragen. Wie bereits anhand Abbildung 6.42 beschrieben, zeigt sich sowohl



**Abbildung 6.43:** Gemittelte relative Reaktionsfläche  $RA$  als Funktion von  $\sigma_{VK}$  und der Zeit nach dem Zündzeitpunkt für die Variante  $\omega_{VK,2}$ ,  $m_{SG,3}$  und  $\lambda_{2,15}$ .



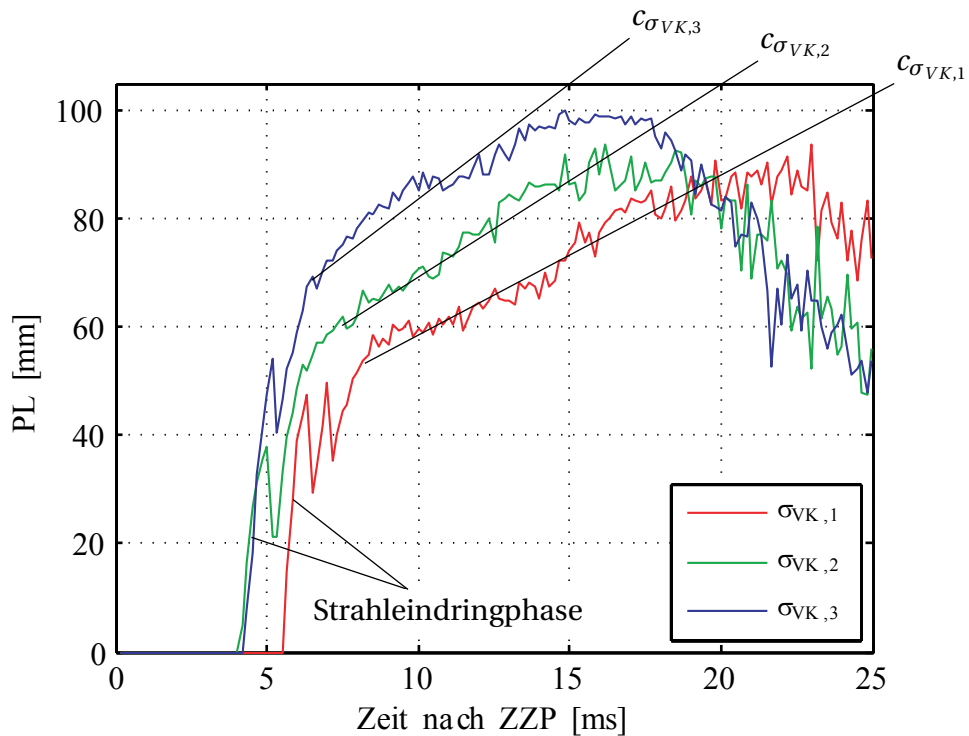
**Abbildung 6.44:** Gemittelte relative Emission  $E$  als Funktion von  $\sigma_{VK}$  und der Zeit nach dem Zündzeitpunkt für die Variante  $\omega_{VK,2}$ ,  $m_{SG,3}$  und  $\lambda_{2,15}$ .



für  $RA$  als auch für  $E$  der größte Anstieg für große Vorkammervolumina. Für  $\sigma_{VK,3}$  wird das Maximum von Reaktionsfläche und Emission nach 15 ms erreicht, wobei hier 95 % der gesamten Reaktionsfläche OH\*-Strahlung emittieren. Ein ähnlicher Verlauf zeigt sich für  $\sigma_{VK,2}$ , wobei hier aufgrund des geringeren Eindringpotentials der aus der Vorkammer austretenden Strahlen sowohl reduzierte Anstiegsraten als auch kleinere Maximalwerte von  $RA$  und  $E$  zu beobachten sind. Bei dieser Variante wird maximal eine Reaktionsfläche von 80 % erreicht, was auf einen schlechteren Ausbrand in der Hauptkammer schließen lässt. Mit der Variante  $\sigma_{VK,1}$  werden zwar ähnlich hohe Maximalwerte für  $RA$  und  $E$  wie für die Variante  $\sigma_{VK,2}$  erreicht, allerdings zeigt sich eine massive Reduktion der Anstiegsraten und eine verschleppte Verbrennung. Dies ist wahrscheinlich auf die vergleichsweise geringe Anzahl an in der Vorkammer produzierten OH\*-Radikalen zurückzuführen, die zusätzlich mit geringerer kinetischer Energie (siehe Abbildung 6.23) in die Vorkammer eintreten. Es zeigt sich also deutlich, dass hohe Anstiegsraten sowie große Maximalwerte der relativen Reaktionsfläche sowie der relativen Emissionen auch hohe Druckanstiegsraten während der Verbrennung in der Hauptkammer zur Folge haben. Die entscheidenden Faktoren dafür sind das Eindringpotential der Strahlen sowie wahrscheinlich die Anzahl der während der Vorkammerverbrennung produzierten OH\*-Radikale.

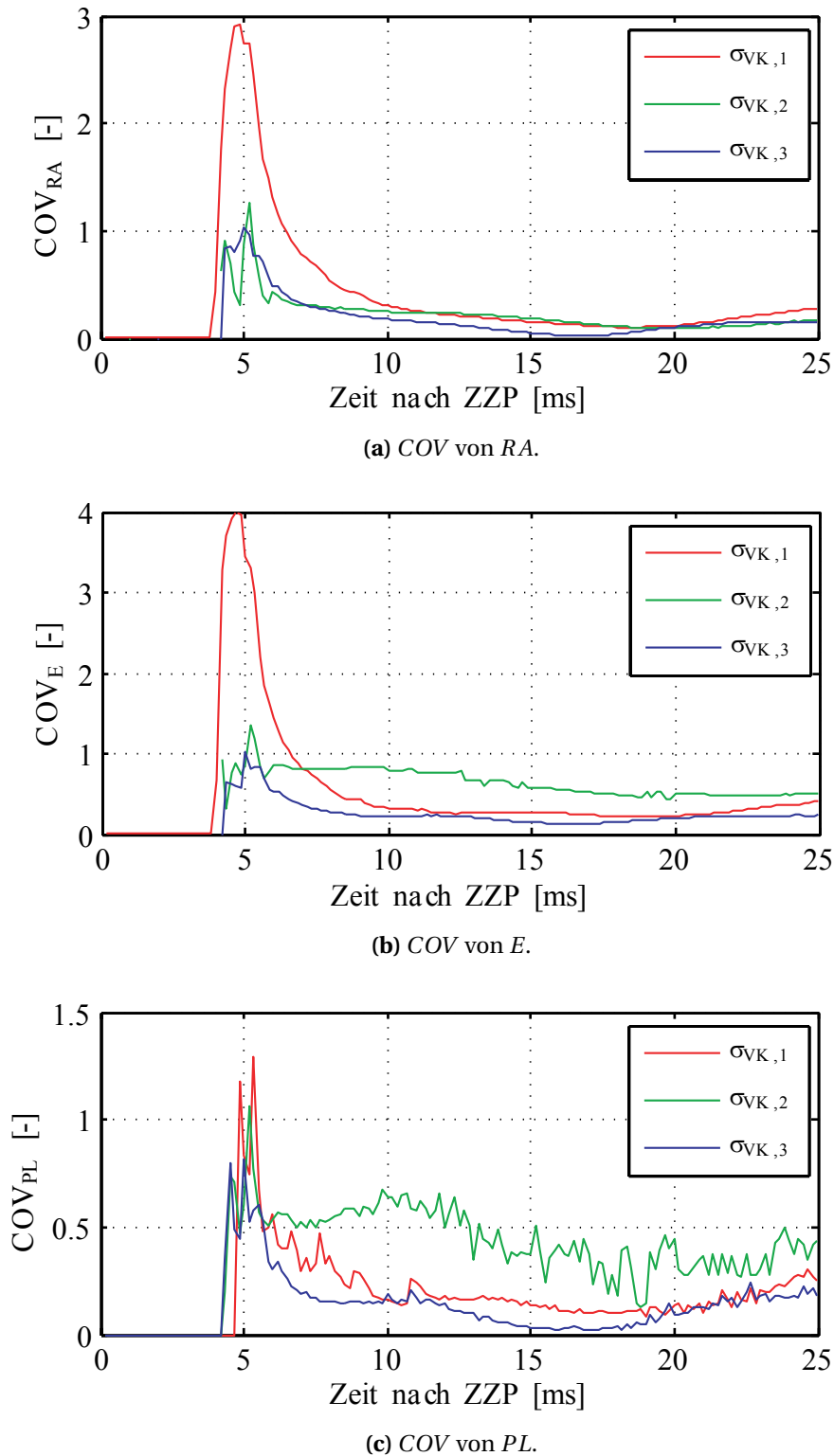
Die über mehrere Zyklen des regulären Zündregimes gemittelte Strahleindringtiefe  $PL$  ist in Abbildung 6.45 als Funktion von  $\sigma_{VK}$  und der Zeit nach dem Zündzeitpunkt aufgetragen. Auch hier zeigt sich wieder nach der Strahleindringphase mit sehr steilen Gradienten ein Knick im Verlauf von  $PL$ , nachdem die Flammenausbreitung in radialer Richtung wiederum nahezu linear verläuft. Anhand der Position des Knicks im Verlauf von  $PL$  wird in dieser Abbildung das Eindringpotential der Strahlen für die verschiedenen Vorkammervolumina deutlich. Während der Übergang für  $\sigma_{VK,1}$  bereits nach 55 mm und bei  $\sigma_{VK,2}$  nach 60 mm erreicht wird, erfolgt ein Umschlag zwischen Strahleindringen und turbulenter Flammenausbreitung in der Hauptkammer für  $\sigma_{VK,3}$  erst nach 70 mm. Für die anschließende Flammenausbreitung kann aufgrund der etwas größeren Fläche der Flammenfront für größere Vorkammervolumina ein leicht erhöhter Anstieg der Ausbreitungsgeschwindigkeit beobachtet werden. So steigt die Geschwindigkeit der Flammenfront von  $c_{\sigma_{VK,1}} \approx 3,0 \frac{\text{m}}{\text{s}}$  für  $\sigma_{VK,1}$  auf  $c_{\sigma_{VK,2}} \approx 3,6 \frac{\text{m}}{\text{s}}$  für  $\sigma_{VK,2}$  bis zu  $c_{\sigma_{VK,3}} \approx 4,4 \frac{\text{m}}{\text{s}}$  für  $\sigma_{VK,3}$  an. Aufgrund des höheren Eindringpotentials und der schnelleren Flammenausbrei-

tung der Varianten mit größerem Vorkammervolumen kann auch hiermit ein Zusammenhang mit den in Abbildung 6.24 dargestellten höheren Druckanstiegsraten und größeren Maximaldrücken gebildet werden.



**Abbildung 6.45:** Gemittelte Strahleindringtiefe  $PL$  als Funktion von  $\sigma_{VK}$  und der Zeit nach dem Zündzeitpunkt für die Variante  $\omega_{VK,2}$ ,  $m_{SG,3}$  und  $\lambda_{2,15}$ .

Eine Analyse der Schwankung der Druckanstiegsrate in Abhängigkeit von  $\sigma_{VK}$  ergibt, dass für die betrachtete Variante  $\omega_{VK,2}$ ,  $m_{SG,3}$  und  $\lambda_{2,15}$  generell vergleichsweise geringe zyklische Schwankungen auftreten (siehe Abbildung 6.26). Es kann gezeigt werden, dass die geringsten Schwankungen, verbunden mit der größten Effektivität, für die Variante  $\sigma_{VK,3}$  auftreten. Dieses Verhalten lässt sich auch bei Betrachtung von Abbildung 6.46, in der die Variationskoeffizienten von  $RA$ ,  $E$  sowie  $PL$  für alle Zyklen im regulären Zündregime aufgetragen sind, feststellen. Nach der Strahleindringphase mit generell hohen Schwankungen zeigt sich während der Flammenausbreitung in der Hauptkammer für  $\sigma_{VK,3}$  ein deutlicher Abfall, was auch zu den geringen Schwankungen in der Druckanstiegsrate führt. Auffällig sind vor allem die in den Abbildungen 6.46a und 6.46b ersichtlichen hohen Schwankungen von  $\sigma_{VK,1}$  während der Strahleindringphase. Trotz des anschließenden Abfalls von  $COV_j$  zeigt sich in Abbildung 6.26 eine vergleichsweise hohe Schwankung von  $\frac{dp}{dt}$ .



**Abbildung 6.46:** Variationskoeffizient  $COV$  für die Parameter  $RA$ ,  $E$  und  $PL$  in Abhängigkeit von  $\sigma_{VK}$  und der Zeit nach dem Zündzeitpunkt für das reguläre Zündregime für die Variante  $\omega_{VK,2}$ ,  $m_{SG,3}$  und  $\lambda_{2,15}$ .

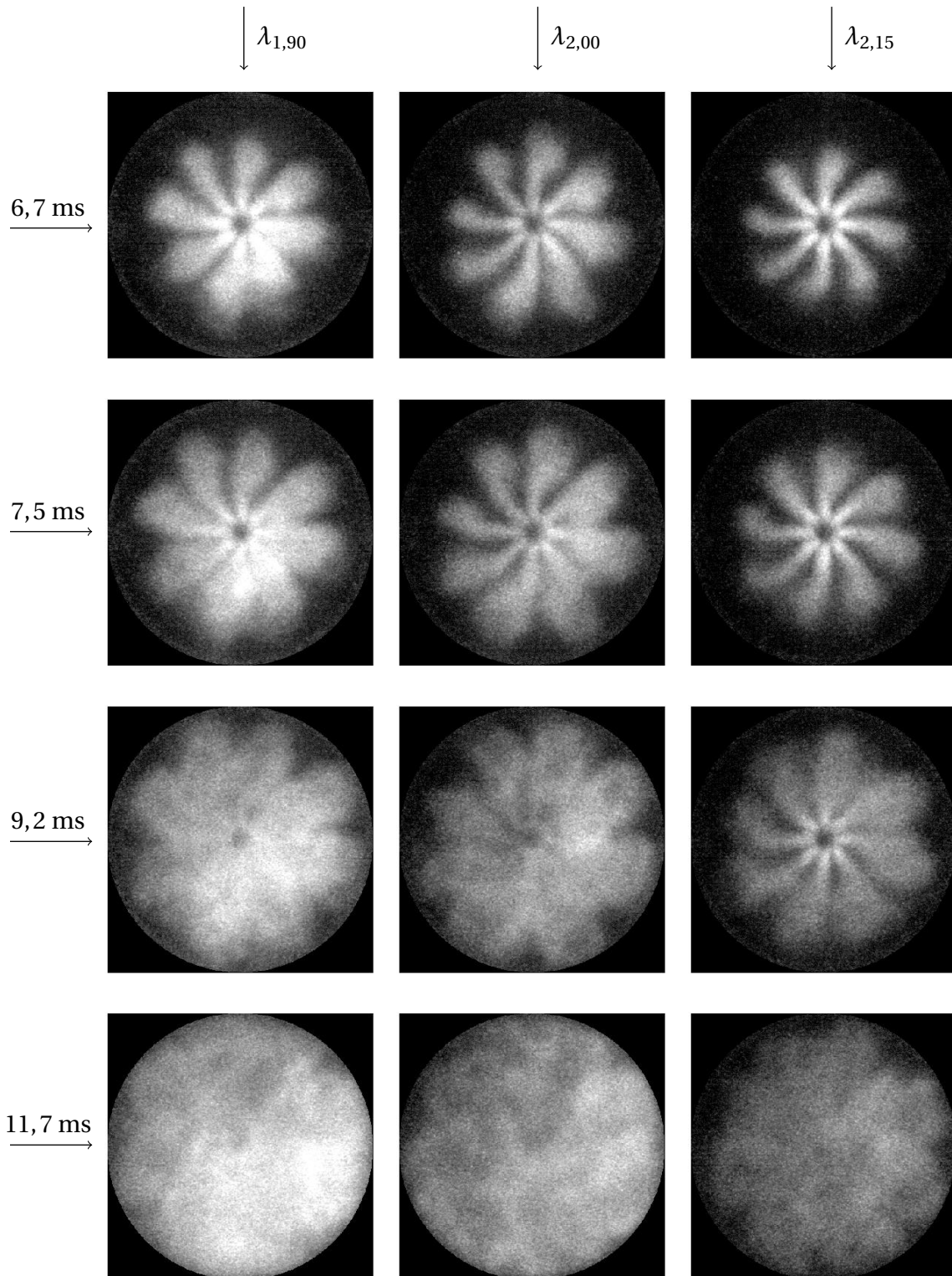
Dies bedeutet, dass bei dieser Variante die hohen Schwankungen während der Strahleindringphase bereits zu Schwankungen in der Druckanstiegsrate führen. Wie anhand Abbildung 6.46c zu erkennen ist, zeigen sich für  $\sigma_{VK,2}$  während der Phase der Flammenausbreitung in der Hauptkammer die größten Variationskoeffizienten, weshalb auch für diese Variante eine breite Streuung der Druckanstiegsraten festgestellt werden kann, siehe Abbildung 6.26.

Zusammenfassend zeigt sich also für die Variation des relativen Vorkammer volumens  $\sigma_{VK}$ , dass die für größere  $\sigma_{VK}$  beobachteten höheren Druckanstiegsraten sowie höheren Maximaldrücke während der Verbrennung in der Hauptkammer in erster Linie wahrscheinlich durch eine höhere Anzahl an  $\text{OH}^*$ -Radikalen, sowie ein erhöhtes Eindringpotential der Radikalstrahlen in die Hauptkammer gebildet werden. Dadurch steigen sowohl Reaktionsfläche als auch die Intensität der Flammenausbreitung deutlich an. Auch ergibt sich durch das tiefere Eindringen der Radikalstrahlen eine leichte Erhöhung der Ausbreitungsgeschwindigkeit der Flammenfront während der Hauptkammerverbrennung. Hinsichtlich Zyklenschwankungen zeigt sich, dass vor allem die Intensitätsschwankungen während der Strahleindringphase für größere Variationen der Druckanstiegsrate für  $\sigma_{VK,1}$  und  $\sigma_{VK,2}$  verantwortlich sind.

#### 6.3.4 Einfluss der Luftzahl in der Hauptkammer

Wie in Kapitel 6.2.4 gezeigt, beeinflusst auch die globale Luftzahl  $\lambda$  in der Hauptkammer die Zündungs- und Verbrennungsabläufe in Vor- und Hauptkammer. Während die Druckverläufe in der Vorkammer nur geringe Unterschiede aufweisen, wird in der Hauptkammer eine höhere Druckanstiegsrate sowie ein größerer Maximaldruck mit sinkender Luftzahl festgestellt. Um ein detaillierteres Verständnis der Abläufe zu erlangen, wird im Folgenden die Auswertung der  $\text{OH}^*$ -Chemilumineszenz für die Luftzahlbereiche  $\lambda_{1,90}$ ,  $\lambda_{2,00}$  sowie  $\lambda_{2,15}$  für die Variante  $\omega_{VK,2}$ ,  $m_{SG,3}$  und  $\sigma_{VK,2}$  dargestellt.

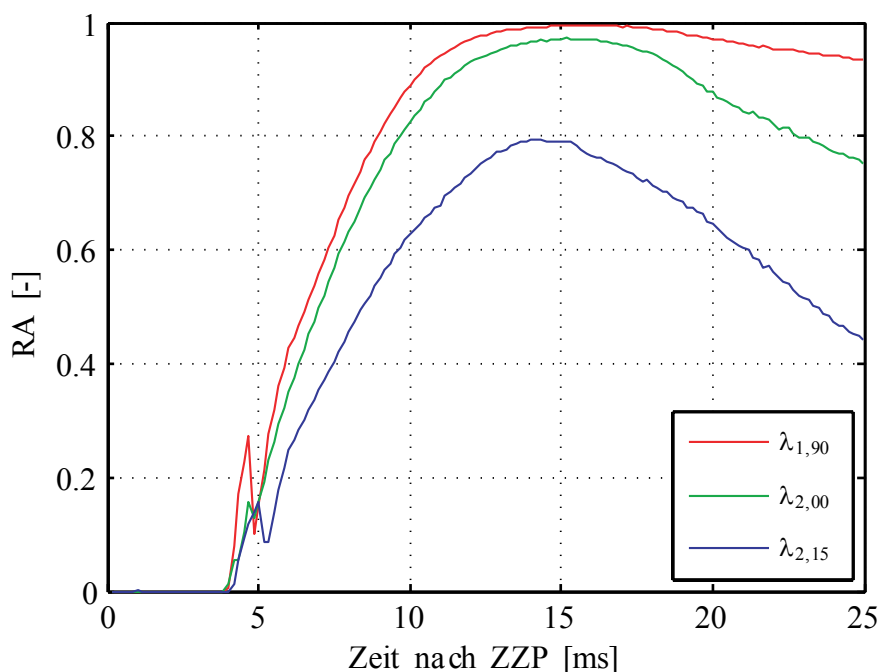
Aus dem in Abbildung 6.47 über mehrere Zyklen im regulären Zündregime gemittelten  $\text{OH}^*$ -Chemilumineszenzsignal für verschiedene Luftzahlbereiche lässt sich global ein eindeutiger Zusammenhang zwischen Luftzahl und Intensität der Emission erkennen. Es zeigt sich deutlich, dass die Intensität der  $\text{OH}^*$ -Emission umso höher ist, je geringer die globale Luftzahl in der Hauptkammer ist (siehe Abbildung 4.13). Das heißt, dass die Intensität der  $\text{OH}^*$ -



**Abbildung 6.47:** Gemitteltetes OH\* -Chemilumineszenzsignal in der Hauptkammer als Funktion von  $\lambda$  und der Zeit nach dem Zündzeitpunkt für die Variante  $\omega_{VK,2}$ ,  $m_{SG,3}$  und  $\sigma_{VK,2}$ .

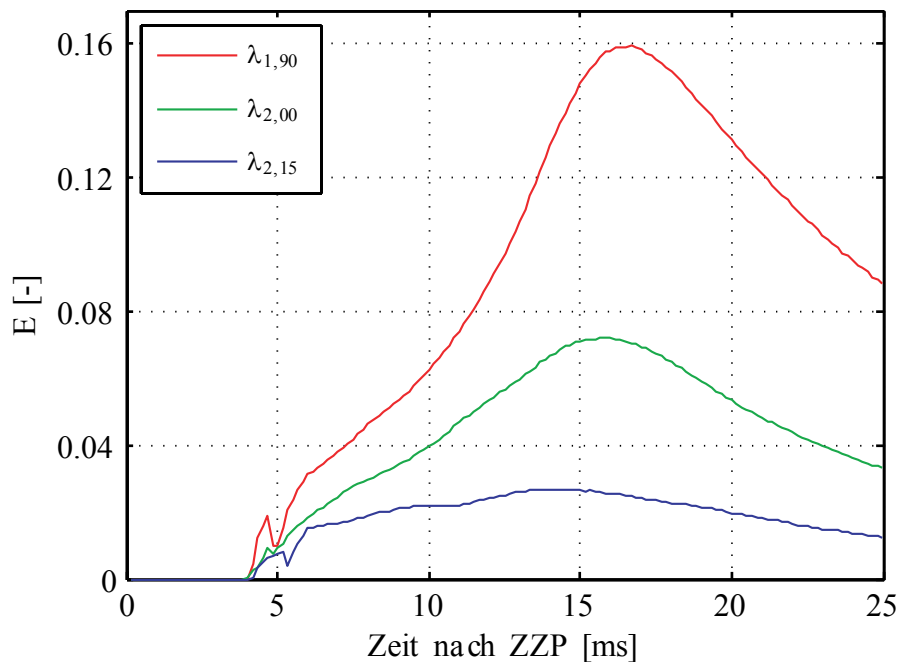
Emission also nicht direkt proportional zur Wärmefreisetzung ist. Während sich die Form der aus der Vorkammer austretenden Strahlen für die verschiedenen Luftzahlbereiche als nahezu unverändert zeigt, sind bereits 6,7 ms nach dem Zündzeitpunkt für  $\lambda_{1,90}$  Strahlen mit hoher Intensität zu erkennen. Dieses Verhalten ist auch in den anderen dargestellten Zeitpunkten zu erkennen. Speziell 11,7 ms nach ZZP zeigt sich ein deutlicher Intensitätsunterschied der  $\text{OH}^*$ -Emission in Abhängigkeit der globalen Luftzahl in der Hauptkammer.

Dieses Verhalten spiegelt sich auch bei der quantitativen Auswertung der  $\text{OH}^*$ -Chemilumineszenzaufnahmen wider. So wird in Abbildung 6.48 die relative Reaktionsfläche als Funktion der Luftzahl in der Hauptkammer dargestellt. Das Maximum von  $RA$  wird für sämtliche untersuchten Varianten 15 ms nach dem ZZP erreicht. Ein deutlicher Unterschied zeigt sich allerdings in den Anstiegsraten sowie im Maximalwert von  $RA$ . Während für  $\lambda_{1,90}$  und  $\lambda_{2,00}$  nahezu ähnliche Anstiegsraten erreicht werden, emittiert für  $\lambda_{1,90}$  die komplette betrachtete Fläche  $\text{OH}^*$ -Chemilumineszenz, während für  $\lambda_{2,00}$  maximal 95 % der Gesamtfläche reagieren. Ein deutlich geringerer Anstieg ergibt sich für  $\lambda_{2,15}$ , außerdem reagieren hierbei maximal 80 % der Gesamtfläche.



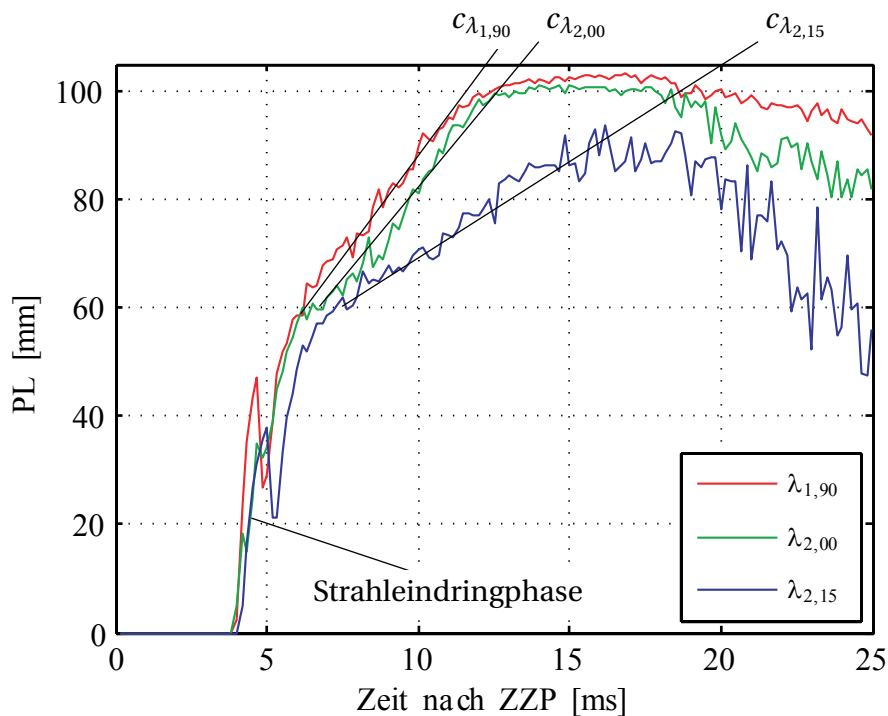
**Abbildung 6.48:** Gemittelte relative Reaktionsfläche  $RA$  als Funktion von  $\lambda$  und der Zeit nach dem Zündzeitpunkt für die Variante  $\omega_{VK,2}$ ,  $m_{SG,3}$  und  $\sigma_{VK,2}$ .

Ein identisches Bild zeigt sich auch bei Betrachtung der relativen Emission  $E$  in Abbildung 6.49. So resultiert die schrittweise Reduktion der Luftzahl in der Hauptkammer in einem merklichen Anstieg des Maximalwerts von  $E$ , was teilweise durch den in Abbildung 4.13 Zusammenhang erläutert werden kann. Während der Übergang von  $\lambda_{2,15}$  auf  $\lambda_{2,00}$  fast eine Verdreifachung der maximalen Emission bewirkt, ist für den Übergang von  $\lambda_{2,00}$  auf  $\lambda_{1,90}$  immer noch ein mehr als doppelt so großer Maximalwert von  $E$  zu beobachten. Alleine die Kombination der Verläufe von  $RA$  und  $E$  lässt bereits auf eine höhere Effizienz des Verbrennungsablaufes und den damit verbundenen höheren Druckanstiegsraten und Maximaldrücken für kleinere Luftzahlen schließen, welches auch bereits anhand der qualitativen Betrachtung von Abbildung 6.47 möglich ist.



**Abbildung 6.49:** Gemittelte relative Emission  $E$  als Funktion von  $\lambda$  und der Zeit nach dem Zündzeitpunkt für die Variante  $\omega_{VK,2}$ ,  $m_{SG,3}$  und  $\sigma_{VK,2}$ .

Abbildung 6.50 zeigt die gemittelte Strahleindringtiefe  $PL$  als Funktion von  $\lambda$  und der Zeit nach dem Zündzeitpunkt für die Variante  $\omega_{VK,2}$ ,  $m_{SG,3}$  und  $\sigma_{VK,2}$ . Wie bereits anhand der Abbildungen 6.27 und 6.28 festgestellt, ist der Verbrennungsablauf in der Vorkammer für die verschiedenen Luftzahlen ähnlich, wodurch sich während der Strahleindringphase nahezu identische Verläufe mit starken Gradienten ergeben. Allerdings zeigt sich, dass die Radikalstrahlen für

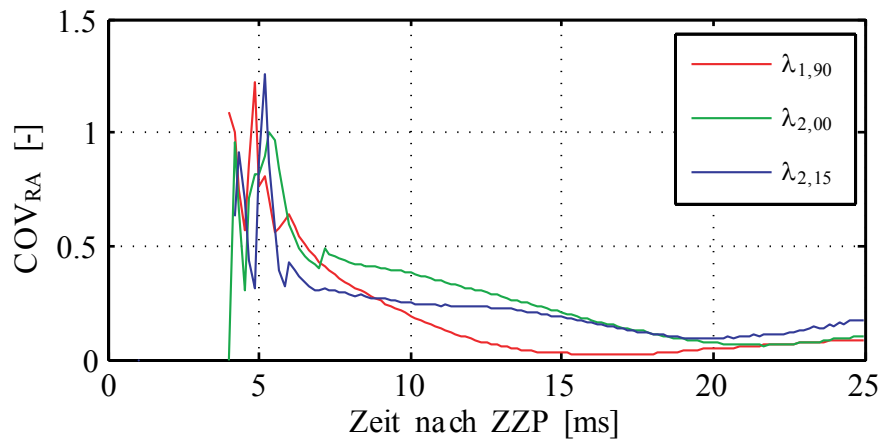


**Abbildung 6.50:** Gemittelte Strahleindringtiefe  $PL$  als Funktion von  $\lambda$  und der Zeit nach dem Zündzeitpunkt für die Variante  $\omega_{VK,2}$ ,  $m_{SG,3}$  und  $\sigma_{VK,2}$ .

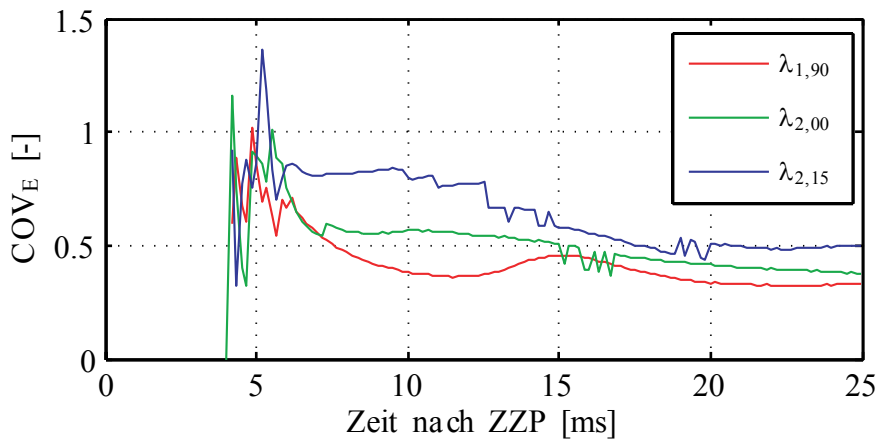
$\lambda_{2,15}$  um 10 mm weniger tief in die Hauptkammer eindringen, während für  $\lambda_{1,90}$  und  $\lambda_{2,00}$  keine Unterschiede festzustellen sind. Nach einem Knick im Verlauf von  $PL$  erfolgt wiederum die Ausbreitung der Flammenfront in radialer Richtung, wodurch sich ein linearer Verlauf von  $PL$  bis zu einem Maximalwert einstellt. Wie unter anderem in [66] gezeigt, ist die Ausbreitung der Flammenfront von der Luftzahl abhängig, wodurch sich auch hier unterschiedliche Gradienten von  $PL$  einstellen. Die schnellste Ausbreitung zeigt sich für den Luftzahlbereich  $\lambda_{1,90}$  zu  $c_{\lambda_{1,90}} \approx 7,5 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ . Eine leichte Reduktion ergibt sich für den Luftzahlbereich  $\lambda_{2,00}$  zu  $c_{\lambda_{2,00}} \approx 7,3 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ . Die langsamste Ausbreitung der Flammenfront kann für sehr hohe Luftzahlen  $\lambda_{2,15}$  zu  $c_{\lambda_{2,15}} \approx 3,6 \frac{\text{m}}{\text{s}}$  berechnet werden. Durch die höhere Ausbreitungsgeschwindigkeit der Flammenfront bei geringeren Luftzahlen können die höheren  $\text{OH}^*$ -Intensitäten sowie die damit verbundenen höheren Druckanstiegsraten und Maximaldrücke erklärt werden.

Wie bereits anhand Abbildung 6.31 erläutert, zeigen sich für die Variante  $\omega_{VK,2}$ ,  $m_{SG,3}$  und  $\sigma_{VK,2}$  generell vergleichsweise geringe Schwankungen der Druckanstiegsrate. In Abbildung 6.51 ist der Variationskoeffizient für  $RA$ ,  $E$

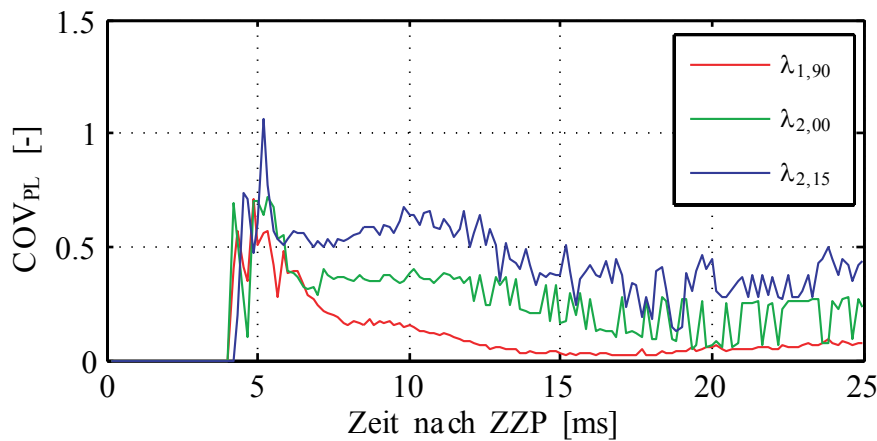




(a) COV von RA.



(b) COV von E.



(c) COV von PL.

**Abbildung 6.51:** Variationskoeffizient COV für die Parameter RA, E und PL in Abhängigkeit von  $\lambda$  und der Zeit nach dem Zündzeitpunkt für das reguläre Zündregime für die Variante  $\omega_{VK,2}$ ,  $m_{SG,3}$  und  $\sigma_{VK,2}$ .

sowie  $PL$  für alle Zyklen im regulären Zündregime in Abhängigkeit von  $\lambda$  und der Zeit nach dem Zündzeitpunkt dargestellt. Auch hier zeigen sich tendenziell geringe Werte für  $COV$  für sämtliche untersuchte Luftzahlbereiche. Während der Strahleindringphase sind wiederum sehr hohe Variationskoeffizienten zu beobachten. Allerdings erfolgt eine starke Reduktion nach erfolgter Strahleindringphase. Der Verlauf von  $COV$  der Variante  $\lambda_{1,90}$  zeigt dabei die stärkste Reduktion, wodurch hiermit auch die geringsten zyklischen Schwankungen zu erwarten sind. Dies deckt sich auch mit den Aussagen aus Abbildung 6.31. Speziell in den Abbildungen 6.51b und 6.51c sind die größten Variationskoeffizienten während der Phase der radialen Ausbreitung der Flammenfront in der Hauptkammer für den Luftzahlbereich  $\lambda_{2,15}$  abzulesen. Daraus resultieren auch die hohen Schwankungen von  $\frac{dp}{dt}$  für diese Variante. Somit wird gezeigt, dass die Verbrennung deutlich reproduzierbarer wird, wenn man sich von der mageren Zündgrenze entfernt.

Zusammenfassend zeigt sich also für die Variation der globalen Luftzahl  $\lambda$  in der Hauptkammer ein deutlicher Anstieg der relativen Reaktionsfläche und der relativen Emission für eine Reduktion der Luftzahl. In Verbindung mit einer höheren Ausbreitungsgeschwindigkeit der Flammenfront ergeben sich somit für niedrigere Luftzahlen die in Kapitel 6.2.4 beschriebenen höheren Druckanstiegsraten sowie größeren Maximaldrücke. Die Ursache für zyklische Schwankungen in der Druckanstiegsrate liegt in den Schwankungen von  $E$  und  $PL$  während der Phase der Ausbreitung der Flammenfront in der Hauptkammer und ist für höhere Luftzahlen am intensivsten ausgeprägt.

### 6.3.5 Zwischenfazit

In diesem Abschnitt wird also deutlich, dass die Form und Intensität der in die Hauptkammer eintretenden Strahlen für die anschließende Zündung und Verbrennung in der Hauptkammer verantwortlich sind. Wie bereits in Kapitel 6.2 beschrieben, ist dabei anhand der Analyse der Druckdifferenz während der reinen Vorkammerverbrennung  $\Delta p_{VK}$  eine erste Aussage über das Eindringpotential der Strahlen in die Hauptkammer zu treffen. Anhand zusätzlicher Betrachtung der  $OH^*$ -Chemilumineszenzaufnahmen kann bei Variation des Überströmquerschnitts ein Optimum hinsichtlich Effizienz und zyklischen Schwankungen für mittlere Überströmquerschnitte festgestellt werden. Nur bei dieser Variante zeigen sich Strahlen, welche zum einen nur wenig vom

turbulenten Flammenlöschen beeinflusst werden und zum anderen trotzdem genügend tief und mit hoher Intensität in den Brennraum eindringen. Durch die effektive Zündung werden höhere Druckanstiegsraten sowie größere Maximaldrücke erreicht. Bei der Erhöhung der Spülgasmasse werden vermutlich mehr OH<sup>\*</sup>-Radikale in der Vorkammer produziert, was in höheren Intensitäten der Strahlen und somit in einem effektiveren Zündungsprozess und höheren Druckanstiegsraten resultiert. Ein ähnliches Verhalten zeigt sich auch bei Vergrößerung des Vorkammervolumens, wobei hier eine Begrenzung nur durch die auftretenden Schadstoffemissionen (siehe Kapitel 6.4) gegeben ist. Eine Reduktion der globalen Luftzahl in der Vorkammer reduziert zum einen die Zyklenschwankungen, da der Abstand zur mageren Zündgrenze größer wird. Zum anderen erfolgt trotz ähnlichem Verbrennungsablauf in der Vorkammer und somit ähnlicher Strahlformen eine massive Erhöhung der Intensität der OH<sup>\*</sup>-Emission nach erfolgter Zündung in der Hauptkammer, was letztendlich zu den höheren Druckanstiegsraten und Maximaldrücken führt. Ein vollständiges Verständnis der Zündungs- und Verbrennungsabläufe kann nun durch Erweiterung um die Analyse der Effizienz der Brennstoffumsetzung sowie um die Schadstoffbildung in den Kapiteln 6.4 und 6.5 generiert werden.

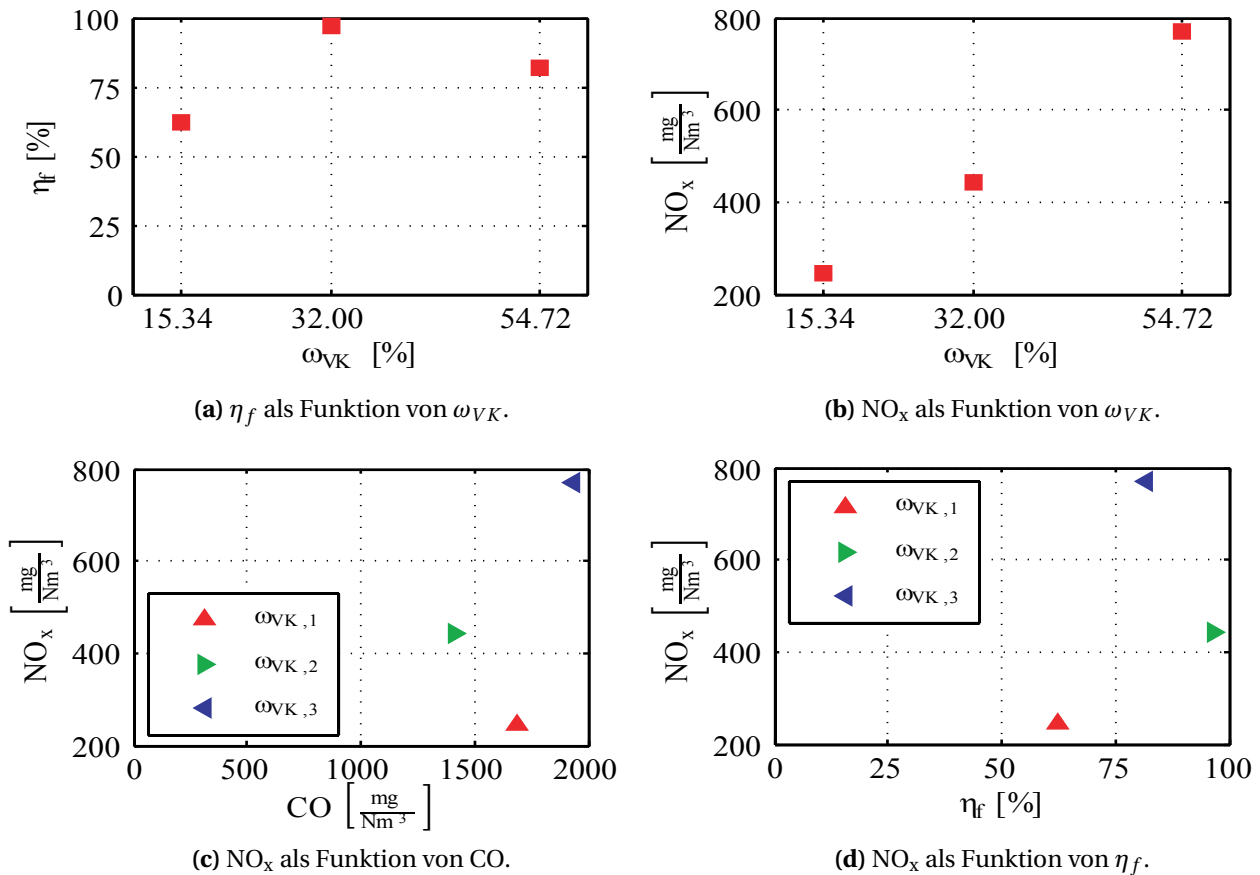
## 6.4 Ergebnisse der Abgasemissionsmessung

Nachdem in dieser Arbeit nun der Einfluss der beschriebenen Parameter auf die Druckverläufe in Vor- und Hauptkammer sowie die Intensität der OH\*-Chemilumineszenz detailliert diskutiert wurde, sollen nun noch die Auswirkungen auf die Schadstoffbildung analysiert werden. Die Abgasmessung sowie die Auswertung der gemessenen Komponenten NO<sub>x</sub> (als Summe von NO und NO<sub>2</sub>), CO, CO<sub>2</sub> und O<sub>2</sub> erfolgt dabei nach den in Kapitel 4.2.4, beziehungsweise in Kapitel 4.3.5 vorgestellten Verfahren. Wie bereits beschrieben, sind die Emissionsgrenzwerte für fremdgezündete Erdgas-Großmotoren nach der TA-Luft [11] reglementiert. Dabei ergeben sich für einen Bezugssauerstoffgehalt von 5 % die Grenzwerte für NO<sub>x</sub> zu  $500 \frac{\text{mg}}{\text{Nm}^3}$  und für CO zu  $250 \frac{\text{mg}}{\text{Nm}^3}$ . Im folgenden Abschnitt werden zuerst die gemessenen Schadstoffemissionen für die untersuchten Varianten dargestellt und diskutiert.

### 6.4.1 Einfluss des Überströmquerschnitts

In Abbildung 6.52 sind die ausgewerteten Daten der Abgasmessung für die Variation des Überströmquerschnitts  $\omega_{VK}$  für die Variante  $\sigma_{VK,2}$ ,  $m_{SG,3}$  und  $\lambda_{2,00}$  dargestellt. Die bisherigen Analysen dieser Variante in den Kapiteln 6.2.1 sowie 6.3.1 haben gezeigt, dass für  $\omega_{VK,2}$  aufgrund des hohen Eindringpotentials der Strahlen und einer damit verbundenen höheren Ausbreitungsgeschwindigkeit der Flammenfront die größte Reaktionsfläche sowie die höchste OH\*-Emission beobachtet werden kann. Dies führt in weiterer Folge zu höheren Druckanstiegsraten und größeren Maximaldrücken während der Verbrennung in der Hauptkammer.

Dieses Verhalten kann auch bei Betrachtung von Abbildung 6.52a, in der die Umsatzrate des Brennstoffs  $\eta_f$  als Funktion von  $\omega_{VK}$  aufgetragen ist, beobachtet werden. Die Brennstoffumsetzung gilt dabei als direktes Maß für die Effektivität des betrachteten Prozesses. Daraus wird ersichtlich, dass für  $\omega_{VK,2}$  eine nahezu vollständige Umsetzung des Brennstoffs in der Hauptkammer stattfindet. Die Brennstoffumsetzung für  $\omega_{VK,1}$  beträgt hingegen lediglich 60 %. Ursache dafür ist die hohe kinetische Energie der in die Hauptkammer eindringenden Strahlen und den wahrscheinlich damit verbundenen Quenching-Effekten im Bereich des turbulenten Flammenlöschens. Da-



**Abbildung 6.52:** Ergebnisse der Abgasmessungen als Funktion von  $\omega_{VK}$  für die Variante  $\sigma_{VK,2}$ ,  $m_{SG,3}$  und  $\lambda_{2,00}$ .

durch erfolgt kein vollständiger Ausbrand, was auch anhand des geringeren Maximaldrucks in der Hauptkammer (siehe Abbildung 6.14) beobachtet werden kann. Für die Variante  $\omega_{VK,3}$  zeigt sich aufgrund des schlechten Eindringpotentials der Strahlen aus der Vorkammer (siehe Abbildung 6.32) eine verschleppte Verbrennung mit geringeren Druckanstiegsraten. Allerdings wird aufgrund des geringen Einflusses des turbulenten Flammenlöschens trotz des geringeren Anstiegs von  $RA$  und  $E$  noch eine Brennstoffumsetzung von 80 % erreicht.

Bei Betrachtung von Abbildung 6.52b zeigt sich ein nahezu linearer Zusammenhang zwischen der  $\text{NO}_x$ -Emission und dem relativen Überströmquerschnitt  $\omega_{VK}$ . Mit steigendem  $\omega_{VK}$  erhöhen sich auch die  $\text{NO}_x$ -Emissionen. Dies bedeutet, dass neben dem Mechanismus der thermischen  $\text{NO}_x$ -Bildung (siehe Kapitel 2.2.3) auch der Überströmquerschnitt bei Erdgas-Großmotoren

mit Vorkammerzündung eine entscheidende Rolle für die Bildung von Schadstoffen hat. Durch zusätzliche Betrachtung von Abbildung 6.52d zeigt sich, dass die  $\text{NO}_x$ -Emissionen nicht nur von der Umsetzungsrate und vom Druckbeziehungsweise Temperaturniveau in der Hauptkammer abhängen, sondern massiv auch von  $\omega_{VK}$  beeinflusst werden. Dieses Verhalten wurde per se so nicht erwartet, weshalb in Kapitel 6.5 eine detaillierte Analyse der Stickoxidbildung bei unterschiedlichen Überströmquerschnitten folgt. Die nach der TA-Luft [11] festgelegten Grenzwerte für die  $\text{NO}_x$ -Emission werden nur von der Variante  $\omega_{VK,3}$  deutlich überschritten.

Die  $\text{NO}_x$ -Emissionen sind in Abhängigkeit von  $\omega_{VK}$  in Abbildung 6.52c als Funktion der CO-Emission dargestellt. Für alle Varianten zeigen sich generell hohe CO-Emissionen, die um Größenordnungen über den nach TA-Luft vorgeschriebenen Grenzwerten liegen. Einer der Gründe dafür ist, dass es sich bei dieser Art und Weise der Bestimmung der CO-Emission um eine Messung der Rohemissionen handelt, da das Abgas direkt nach dem Auslassventil entnommen wird. Das bedeutet, dass keine Möglichkeit zur Aufoxidation zu  $\text{CO}_2$  besteht, da der Oxidationsprozess durch die schnelle Abkühlung des Abgases aufgrund der hohen Beschleunigung im Auslassventil sofort eingefroren wird<sup>3</sup>. Üblicherweise erfolgt die Messung der CO-Konzentration in realen Verbrennungsmotoren erst am Austritt aus der Abgasanlage. Aus diesem Grund ist es nicht möglich, die in dieser Arbeit gemessenen CO-Emissionen mit den nach TA-Luft zulässigen CO-Emissionsgrenzwerten zu vergleichen. Zum anderen ist durch die kurze Betriebsdauer der Versuchsanlage von  $\Delta t_V = 10$  s kein stationärer Betrieb gewährleistet. Dies führt zu geringeren Temperaturen der Brennraumwände in der Hauptkammer als im realen Motorbetrieb, wodurch die CO-Bildung zusätzlich gefördert wird. Trotzdem besteht durch Analyse der CO-Emission im Rahmen dieser Arbeit die Möglichkeit, zumindest qualitativ Aussagen über die Einflüsse der untersuchten Parameter auf die Emission von CO zu treffen.

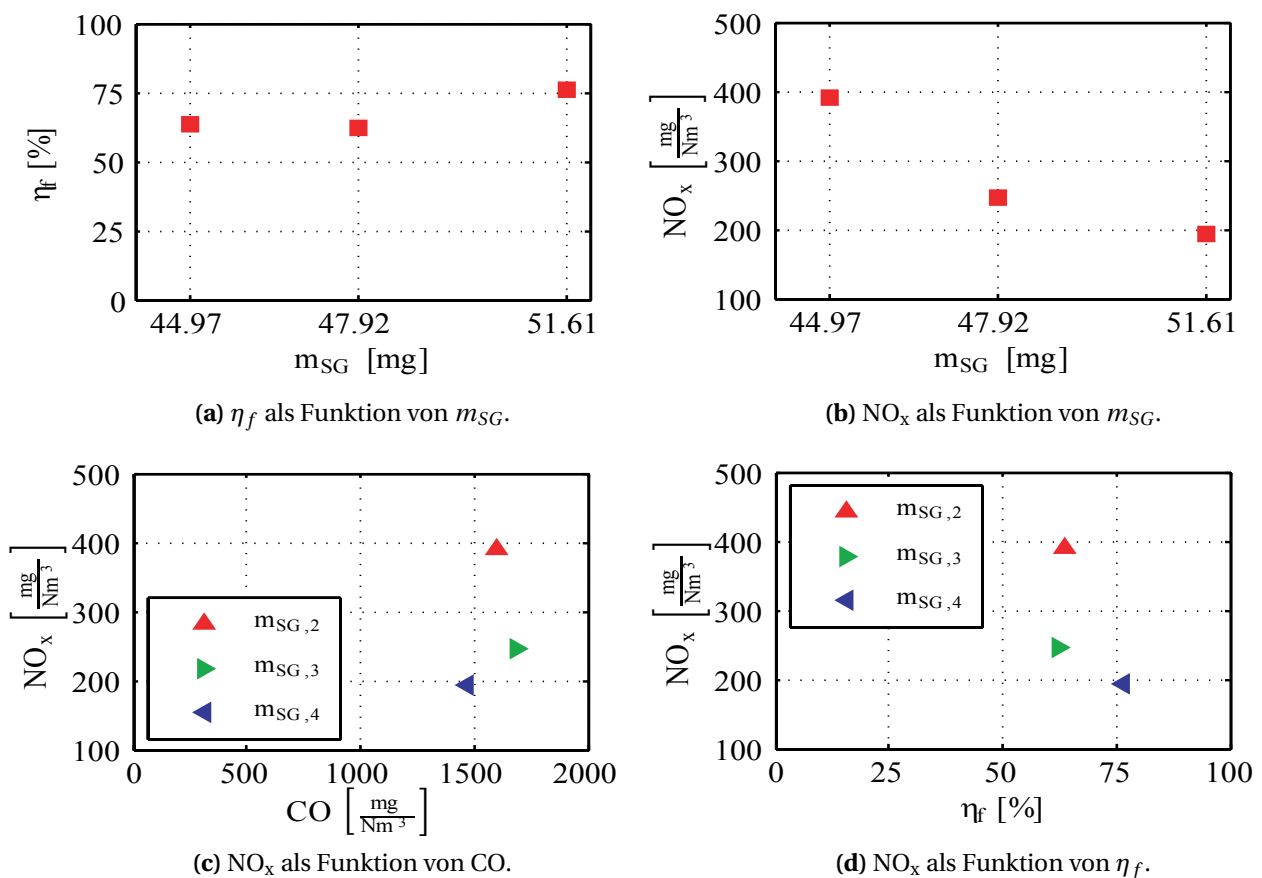
Dabei zeigt sich speziell für die Variante  $\omega_{VK,2}$ , dass durch die hohe Brenn-

<sup>3</sup> Im Vergleich zu realen Motoren stellt sich aufgrund der hohen Druckdifferenz zwischen Verbrennungszelle und Umgebung bei geöffnetem Auslassventil ständig ein überkritischer Ausströmvorgang ein. Dies bedeutet, dass die Geschwindigkeit des Abgases vor dem Auslassventil  $c_1$  gegenüber der Austrittsgeschwindigkeit  $c_2$  vernachlässigbar gering ist ( $c_2 \gg c_1$ ). Unter Annahme einer stationären Strömung und einer adiabaten Drosselung ergibt sich somit mit dem Ersten Hauptsatz der Thermodynamik der Zusammenhang  $h_2 = h_1 + c_1^2/2 - c_2^2/2$ . Da die Enthalpie für ideale Gase nur eine Funktion der Temperatur ist, zeigt sich somit deutlich, dass die Erhöhung der Geschwindigkeit zu einer Reduktion der Austrittsenthalpie  $h_2$  und somit auch zu einer Reduktion der Austrittstemperatur  $T_2$  führt.

stoffumsetzung, wie in Kapitel 2.2.1 beschrieben, die geringsten Emissionen von CO gemessen werden. Aber auch auf die CO-Emission hat der Überströmquerschnitt eine entscheidende Auswirkung. So ergeben sich trotz der höheren Brennstoffumsetzung für  $\omega_{VK,3}$  gegenüber  $\omega_{VK,1}$  höhere CO-Emissionen. Durch den Einfluss von  $\omega_{VK}$  kann auch kein direkter Zusammenhang zwischen  $\text{NO}_x$ - und CO-Emission dargestellt werden.

### 6.4.2 Einfluss der Spülgasmasse

Wie bereits in den Kapiteln 6.2.2 und 6.3.2 beschrieben, beeinflusst die Spülgasmasse  $m_{SG}$  den Zündungs- und Verbrennungsablauf dahingehend, dass für größere Spülgasmassen wahrscheinlich Strahlen mit einer größeren Anzahl an  $\text{OH}^*$ -Radikalen gebildet werden, die zudem tiefer in den Brennraum



**Abbildung 6.53:** Ergebnisse der Abgasmessungen als Funktion von  $m_{SG}$  für die Variante  $\omega_{VK,1}$ ,  $\sigma_{VK,2}$  und  $\lambda_{2,05}$ .

eindringen und somit eine größere Reaktionsfläche während der Hauptkammerverbrennung nach sich ziehen. Durch eine intensivere Umsetzung steigt auch die  $\text{OH}^*$ -Emission in der Hauptkammer an, was zu leicht erhöhten Druckanstiegsraten führt. Dieses Phänomen kann auch bei Betrachtung der Brennstoffumsetzung für die Variante  $\omega_{VK,1}$ ,  $\sigma_{VK,2}$  und  $\lambda_{2,05}$  in Abbildung 6.53a nachgewiesen werden. Hierin zeigt sich ein leichter Anstieg von Werten um 60 % für  $m_{SG,2}$  und  $m_{SG,3}$  bis auf 75 % für  $m_{SG,4}$ .

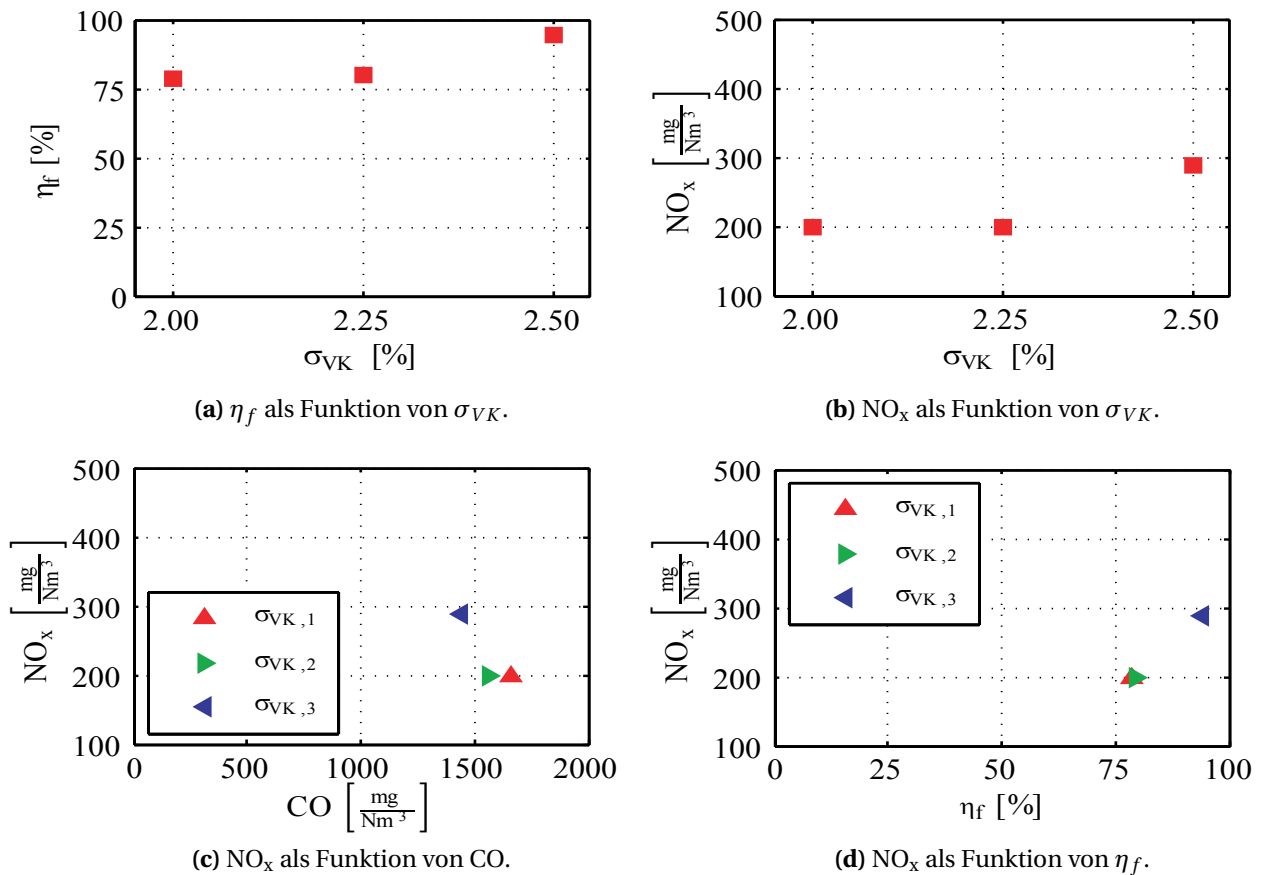
Bei Betrachtung von Abbildung 6.53b zeigt sich trotz der erhöhten Druckanstiegsraten und einer damit verbundenen erhöhten thermischen  $\text{NO}_x$ -Bildung interessanterweise trotzdem eine Reduktion der  $\text{NO}_x$ -Emission mit höheren Spülgasmassen. Wie anhand Abbildung 6.53d ersichtlich wird, ist ein Grund für dieses Verhalten, dass die  $\text{NO}_x$ -Emissionen für diese Variante sehr stark von der Brennstoffumsetzungsrate  $\eta_f$  abhängig sind. Außerdem wird in Abbildung 6.18 gezeigt, dass die Druckdifferenz zwischen Vor- und Hauptkammer während der reinen Vorkammerverbrennung mit der Reduktion von  $m_{SG}$  ansteigt. Da dadurch auch die Verbrennungstemperatur des Gemischs in der Vorkammer ansteigt, wird die thermische  $\text{NO}_x$ -Bildung (siehe Kapitel 2.2.3) forciert. Dies führt dazu, dass bei Variation von  $m_{SG}$  die Stickoxidbildung in der Vorkammer entscheidend zu den gesamten  $\text{NO}_x$ -Emissionen beiträgt. Generell zeigen sich aber sehr geringe Werte von  $\text{NO}_x$ , die allesamt unterhalb der gegebenen Grenzwerte nach der TA-Luft liegen.

Bezüglich CO-Emissionen, dargestellt in Abbildung 6.53c, zeigt sich wiederum, dass für die Variante mit der höchsten Umsetzungsrate ( $m_{SG,4}$ ) die geringsten CO-Emissionen beobachtet werden. Ein klarer Zusammenhang zwischen  $\text{NO}_x$ - und CO-Emissionen lässt sich bei der Variation von  $m_{SG}$  nicht feststellen.

### 6.4.3 Einfluss des Vorkammervolumens

Deutlich zeigt sich, wie in den Kapiteln 6.2.3 und 6.3.3 diskutiert, der positive Einfluss auf die Druckanstiegsrate und den Maximaldruck, die eine Erhöhung des Vorkammervolumens durch ein verbessertes Strahleindring- und Flammenausbreitungsverhalten nach sich zieht. Dieses Verhalten kann auch bei Betrachtung der Ergebnisse der Emissionsmessung für die Variante  $\omega_{VK,2}$ ,  $m_{SG,3}$  und  $\lambda_{2,15}$  in Abbildung 6.54 beobachtet werden. So steigt, wie in Abbil-





**Abbildung 6.54:** Ergebnisse der Abgasmessungen als Funktion von  $\sigma_{VK}$  für die Variante  $\omega_{VK,2}$ ,  $m_{SG,3}$  und  $\lambda_{2,15}$ .

Abbildung 6.54a ersichtlich, die Umsetzungsrate des Brennstoffs von 75 % bei  $\sigma_{VK,1}$  kontinuierlich bis hin zu 95 % bei  $\sigma_{VK,3}$  an. Darüber hinaus steigt aufgrund der durch die größeren Maximaldrücke in der Hauptkammer erhöhten Produkttemperatur auch die Bildung von thermischen Stickoxiden mit Erhöhung des Vorkammervolumens an, wodurch in Abbildung 6.54b ein leichter Anstieg der  $NO_x$ -Emissionen für größere Vorkammervolumina zu erkennen ist. Auch hier befinden sich die gemessenen  $NO_x$ -Emissionen für alle Varianten unterhalb der Emissionsgrenzwerte nach der TA-Luft.

Die in Abbildung 6.54d dargestellte Abhängigkeit der  $NO_x$ -Emission von  $\eta_f$  und  $\sigma_{VK}$  zeigt speziell für  $\sigma_{VK,2}$  und  $\sigma_{VK,3}$  den Einfluss der Umsetzungsrate auf die Emission von Stickoxiden. Für eine realmotorische Anwendung ist vor allem interessant, dass für die Varianten  $\sigma_{VK,1}$  und  $\sigma_{VK,2}$  nahezu identische Umsetzungsraten sowie  $NO_x$ -Emissionen erreicht werden. Allerdings werden,

wie in Abbildung 6.54c dargestellt, deutlich erhöhte CO-Emissionen für  $\sigma_{VK,1}$  gemessen. Generell zeigt sich eine Tendenz zu höheren CO-Emissionen mit Erhöhung des Vorkammervolumens, beziehungsweise eine Reduktion der Emission von CO mit erhöhten  $\text{NO}_x$ -Emissionen und somit erhöhten Umsetzungsraten.

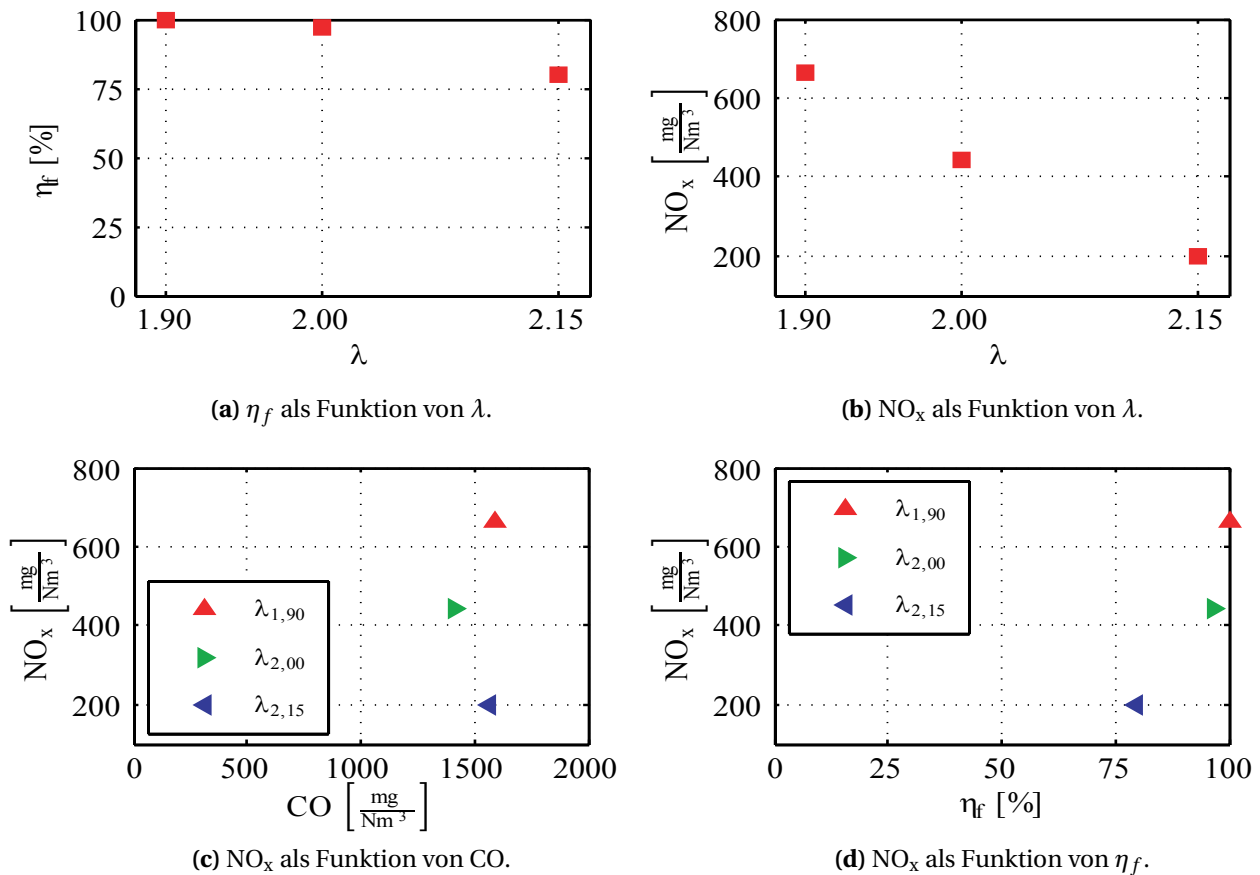
Wie beschrieben beeinflussen die Temperaturen der Wände in der Hauptkammer entscheidend die CO-Emissionen. So wird anhand Abbildung 6.22 deutlich, dass der Umschlag vom regulären Zündregime in das Frühzündregime für  $\sigma_{VK,1}$  aufgrund des weniger intensiven Prozessablaufes am spätesten erfolgt. Die damit vergleichsweise geringen Temperaturen der Brennraumwände führen, wie beschrieben, zu der ungewollten Bildung von zusätzlichen CO-Emissionen. Damit kann der Einfluss einer reduzierten CO-Emission bei Erhöhung des Vorkammervolumens erläutert werden.

#### **6.4.4 Einfluss der Luftzahl in der Hauptkammer**

In den Kapiteln 6.2.4 und 6.3.4 wird gezeigt, dass sich mit der Reduktion der Luftzahl vor allem die Intensität der  $\text{OH}^*$ -Emission sowie der Ausbreitungsgeschwindigkeit der Flammenfront deutlich erhöht. Damit einher gehen auch eine Erhöhung der Druckanstiegsrate sowie des Maximaldrucks. In Abbildung 6.55 sind für die Variante  $\omega_{VK,2}$ ,  $m_{SG,3}$  und  $\sigma_{VK,2}$  die ausgewerteten Messwerte der Abgasemission aufgetragen, welche im Folgenden detailliert analysiert werden.

Anhand Abbildung 6.55a wird deutlich, dass für den Luftzahlbereich  $\lambda_{1,90}$  in der Hauptkammer mit der betrachteten Variante ein vollständiger Ausbrand des Brennstoffs erreicht wird. Mit Erhöhung der Luftzahl reduziert sich wie erwartet  $\eta_f$  bis zu einem Wert von 77 % für den Luftzahlbereich  $\lambda_{2,15}$ . Der Grund dafür ist die massive Reduktion der Ausbreitungsgeschwindigkeit der Flammenfront, was anhand Abbildung 6.50 deutlich wird. In dieser wird ersichtlich, dass die Flammenfront erst gar nicht bis zu den Brennraumwänden vordringt und somit unverbrannte Kohlenwasserstoffe im Abgas verbleiben und die Umsetzungsraten reduziert werden.

Deutlich zeigt sich bei Betrachtung von Abbildung 6.55b der bereits in Kapitel 2.2.3 diskutierte Effekt der Reduktion der Stickoxidbildung mit einer Erhö-



**Abbildung 6.55:** Ergebnisse der Abgasmessungen als Funktion von  $\lambda$  für die Variante  $\omega_{VK,2}$ ,  $m_{SG,3}$  und  $\sigma_{VK,2}$ .

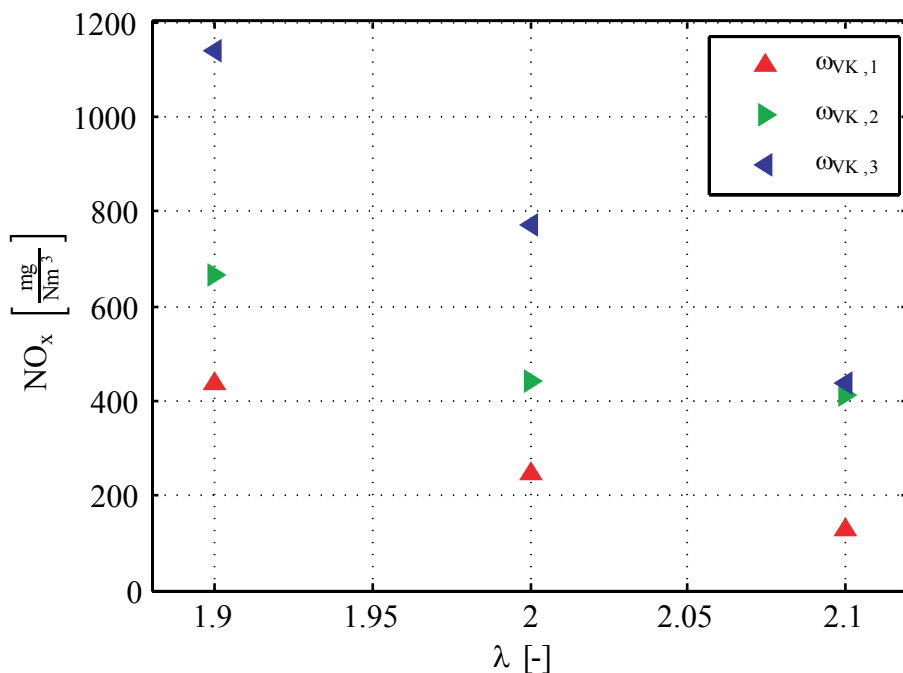
hung der Luftzahl. Die damit einhergehende Reduktion der adiabaten Flammentemperatur (siehe Abbildung 2.1) führt somit zu dem charakteristischen Verlauf von  $\text{NO}_x$  über  $\lambda$ . Es zeigt sich deutlich, dass durch Erhöhung der globalen Luftzahl in der Hauptkammer auf Werte  $\lambda \geq 2,00$  die Emissionsgrenzwerte nach der TA-Luft eingehalten werden können. Allerdings erfolgt dadurch auch eine Reduktion der Effizienz des Gesamtprozesses, was sowohl in geringeren Brennstoffumsatzraten als auch in niedrigeren Druckanstiegsraten sowie Maximaldrücken resultiert. Aus Abbildung 6.55b kann auch die Wahl der in dieser Arbeit untersuchten Luftzahlbereiche (siehe Abbildung 3.4) rund um die maximal zulässigen Emissionsgrenzwerte nach TA-Luft begründet werden, da es stets gilt, einen Kompromiss zwischen möglichst hoher Effizienz (hohe Kraftstoffumsetzung und Druckanstiegsraten) sowie möglichst geringen Abgasemissionen einzugehen.

Bei Betrachtung von Abbildung 6.55d wird der Einfluss der Umsetzungsrate auf die  $\text{NO}_x$ -Emissionen ersichtlich. Durch die optimierte Flammenausbreitung sowie die erhöhte Intensität von  $\lambda_{1,90}$  sind sowohl Umsetzungsrate als auch  $\text{NO}_x$ -Emissionen sehr hoch. Ein exakt umgekehrtes Verhalten zeigt sich für den Luftzahlbereich  $\lambda_{2,15}$ . Die Werte für  $\lambda_{2,00}$  liegen zwischen diesen beiden Extrema. Anhand Abbildung 6.55c können zusätzlich für die verschiedenen Luftzahlen die CO-Emissionen abgelesen werden. Neben den wiederum hohen Werten der CO-Emissionen zeigen sich allerdings keine klaren Abhängigkeiten bezüglich der globalen Luftzahl in der Hauptkammer.

## 6.5 Detaillierte Analyse der Schadstoffbildung

Wie in Kapitel 6.4 dargestellt, zeigen sich deutliche Abhängigkeiten der  $\text{NO}_x$ -Emissionen vom relativen Überströmquerschnitt  $\omega_{VK}$  sowie von der globalen Luftzahl in der Hauptkammer  $\lambda$ . Aufgrund der mit höherer Luftzahl sinkenden adiabaten Flammentemperatur war die dargestellte Reduktion der  $\text{NO}_x$ -Emission zu erwarten. Die trotz geringerer Umsetzungsraten dargestellte Erhöhung der  $\text{NO}_x$ -Emission bei größeren Überströmquerschnitten war allerdings nicht zu erwarten. Im folgenden Abschnitt erfolgt daher eine detaillierte Analyse dieses Verhaltens.

Das in Abbildung 6.52b für den Luftzahlbereich  $\lambda_{2,00}$  gezeigte Verhalten, kann auch für andere Luftzahlbereiche wiedergegeben werden. In Abbildung 6.56 sind daher die  $\text{NO}_x$ -Emissionen in Abhängigkeit der Luftzahl  $\lambda$  sowie des spezifischen Überströmquerschnitts  $\omega_{VK}$  dargestellt. Es besteht hierbei für konstante Luftzahl immer eine Tendenz zu höheren  $\text{NO}_x$ -Emissionen für größere Überströmquerschnitte. Anhand Abbildung 6.3 wird ersichtlich, dass die Verbrennung in der Vorkammer bei  $\omega_{VK,1}$  mit den geringsten Luftzahlen erfolgt. Bei Betrachtung von Abbildung 2.1 ergeben sich somit für  $\omega_{VK,1}$  auch die

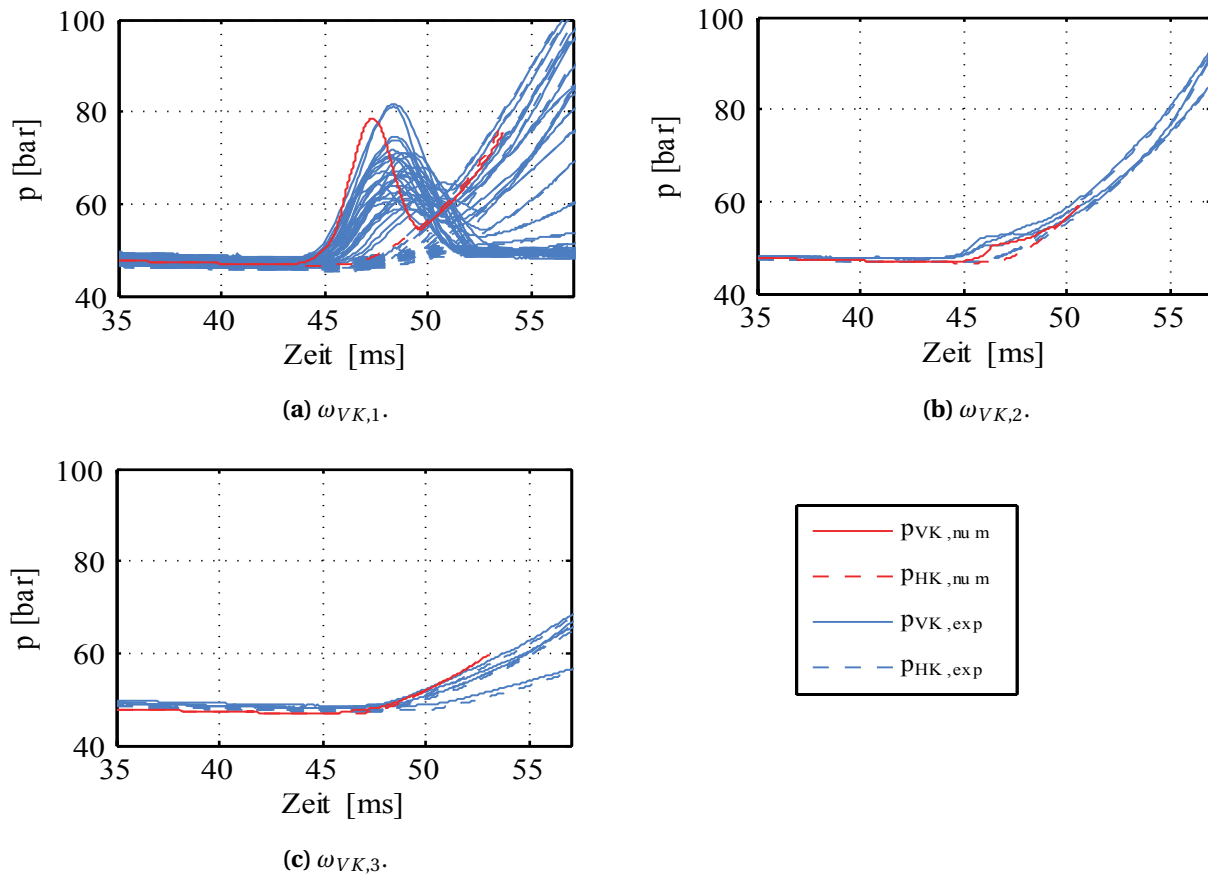


**Abbildung 6.56:**  $\text{NO}_x$ -Emission als Funktion von  $\lambda$  und  $\omega_{VK}$  für die Variante  $\sigma_{VK,2}$  und  $m_{SG,3}$ .

höchsten adiabaten Flammentemperaturen. Da, wie in Kapitel 2.2.3 erläutert, damit auch die Bildung von thermischen Stickoxiden erhöht wird, müssten sich somit die höchsten  $\text{NO}_x$ -Emissionen für kleine Überströmquerschnitte einstellen, was aber durch den gezeigten Verlauf in Abbildung 6.56 widerlegt wird.

Wie in Abbildung 6.5 dargestellt, ist allerdings die gemittelte Temperatur in der Vorkammer zum Zündzeitpunkt  $\bar{T}_{VK}$  für große Überströmquerschnitte am höchsten. Anhand Abbildung 2.1 wird gezeigt, dass eine Erhöhung der Temperatur der Reaktanden  $T_1$ , also im konkreten Fall der Temperatur  $\bar{T}_{VK}$ , die adiabate Flammentemperatur  $T_{ad}$  und in weiterer Folge die  $\text{NO}_x$ -Emissionen erhöht. Allerdings kann für die betrachtete Variante anhand der Abbildungen 6.3, 6.5 sowie 2.1 festgestellt werden, dass der Einfluss der Luftzahl auf die adiabate Flammentemperatur viel größer als der Einfluss der Temperatur der Reaktanden ist. Dazu wird anhand Abbildung 6.3 die globale Luftzahl  $\bar{\lambda}_{VK}$  sowie anhand Abbildung 6.5 die mittlere Temperatur  $\bar{T}_{VK}$  in der Vorkammer abgelesen und in Abbildung 2.1 eingetragen. Darin ist der beschriebene Effekt deutlich ersichtlich. Dies bedeutet, dass auch dieser Einfluss nicht als Erklärung für die höheren  $\text{NO}_x$ -Emissionen bei großen Überströmquerschnitten zulässig ist.

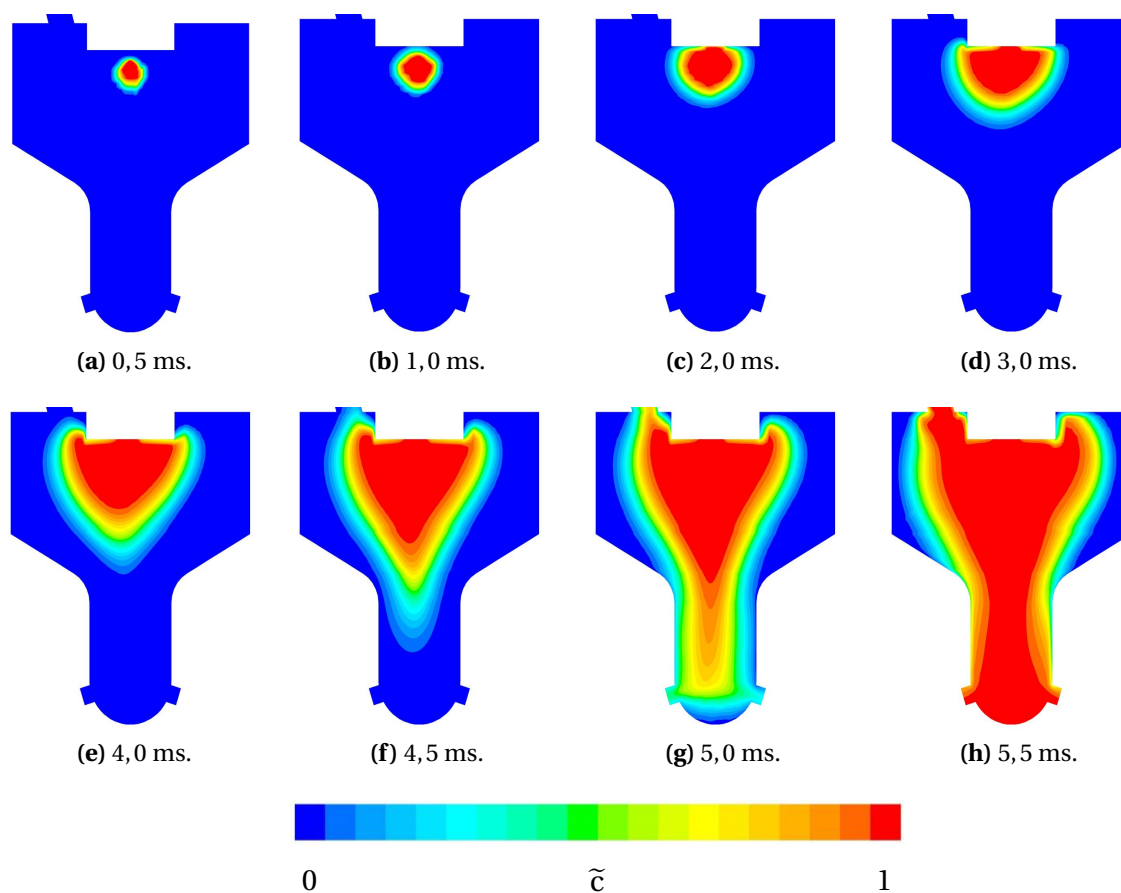
Die Arbeit von Olsen et al. [71] zeigt, dass bei mageren Erdgasmotoren mit Vorkammerzündung vor allem das Einmischverhalten des während der reinen Vorkammervverbrennung in die Hauptkammer übertretenden, angereicherten Gemischs für die Schadstoffbildung verantwortlich ist. Zur detaillierten Analyse des Einmischverhaltens von aus der Vorkammer austretenden, angereicherten Brennstoff-Luft-Gemisch werden die mit Hilfe des CFD-Verbrennungsmodells (siehe Kapitel 5) berechneten numerischen Daten herangezogen. In der Arbeit von Mittermayer [66] ist bereits eine Validierung des verwendeten CFD-Verbrennungsmodells dargestellt. Da in dieser Arbeit das Modell allerdings auf unterschiedliche Geometrien angewandt wird, ist für die unterschiedlichen Varianten eine zusätzliche Modellvalidierung nötig. Abbildung 6.57 zeigt daher für die Variante  $\sigma_{VK,2}$ ,  $m_{SG,3}$  und  $\lambda_{2,00}$  die Druckverläufe in Vor- und Hauptkammer für die numerischen und die experimentellen Daten in Abhängigkeit von  $\omega_{VK}$ . Zur Betrachtung des beschriebenen Einmischverhaltens ist vorwiegend der Zeitraum während der Strahleindringphase von Interesse. Wie anhand Abbildung 6.57 gezeigt, wird für die Druckverläufe sowohl in der Vor- als auch in der Hauptkammer eine gute Übereinstimmung



**Abbildung 6.57:** Validierung der numerisch berechneten Druckverläufe mit experimentellen Daten mehrerer Zyklen in Abhängigkeit von  $\omega_{VK}$  für die Variante  $\sigma_{VK,2}$ ,  $m_{SG,3}$  und  $\lambda_{2,00}$ .

zwischen numerischen und experimentellen Daten erreicht. Für das in dieser Arbeit angewandte CFD-Verbrennungsmodell ergeben sich somit hinsichtlich Geometrie der Vorkammer vielfältige Einsatzmöglichkeiten.

Um ein tiefergehendes Verständnis des Einmischverhaltens zu generieren, ist es zunächst wichtig, den Verbrennungsablauf während der reinen Vorkammervverbrennung zu kennen. Abbildung 6.58 zeigt daher beispielhaft für die Variante  $\omega_{VK,2}$ ,  $\sigma_{VK,2}$ ,  $m_{SG,3}$  und  $\lambda_{2,00}$  den Verlauf der Verbrennungsfortschrittsvariable  $\tilde{c}$  in Abhängigkeit der Zeit nach dem Zündzeitpunkt bei 40,6 ms nach EÖ. Bis 3 ms nach dem Zündzeitpunkt findet eine vom Strömungszustand in der Vorkammer weitgehend unbeeinflusste Ausbreitung der Flammenfront statt (siehe Abbildungen 6.58a bis 6.58d). Durch die Ausbreitung der Flammenfront wird allerdings angereichertes Frischgas aus der Vorkammer in den Vorkammerhals gedrückt, was zu einem intensiven konvek-

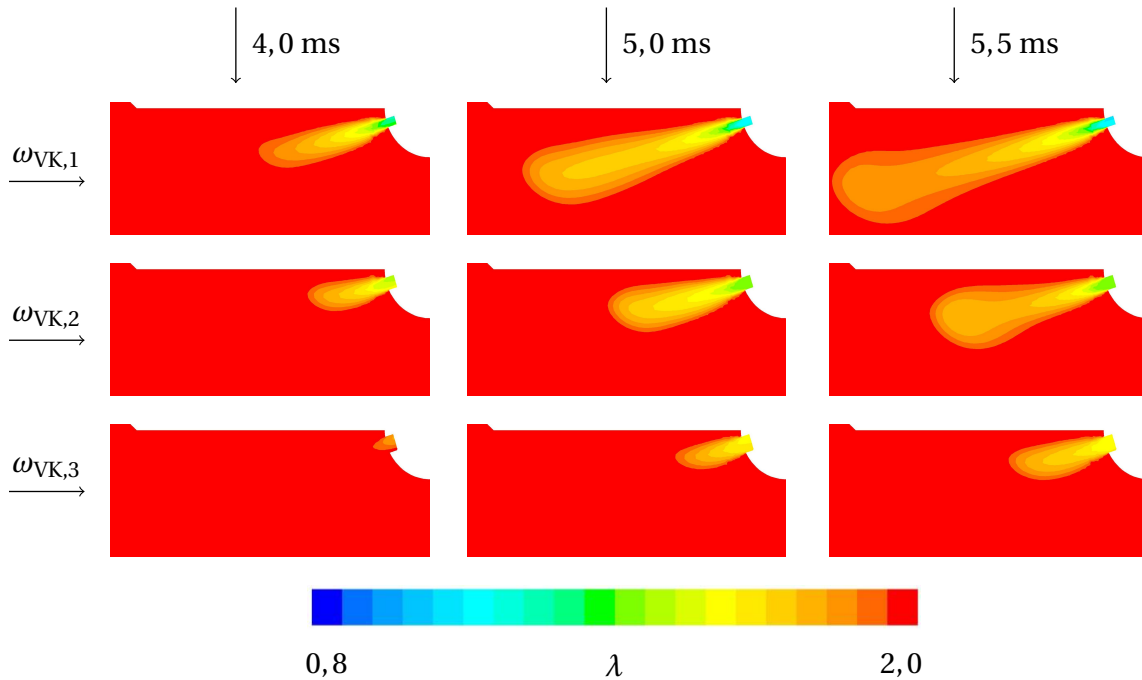


**Abbildung 6.58:** Momentaufnahmen der Fortschrittsvariable  $\tilde{c}$  in der Symmetrieebene der Vorkammer für die Variante  $\omega_{VK,2}$ ,  $\sigma_{VK,2}$ ,  $m_{SG,3}$  und  $\lambda_{2,00}$ . Die Zeiten beziehen sich auf den Zündzeitpunkt.

ven Transport der Flammenfront in Richtung des Vorkammerhalses führt. Dadurch erfolgt eine massive Beschleunigung der Flamme in Richtung der Überströmbohrungen innerhalb einer sehr kurzen Zeitspanne (siehe Abbildungen 6.58e bis 6.58g). Für kleinere und größere Überströmquerschnitte zeigen sich ähnliche Verläufe.

Der konvektive Transport der Flamme führt allerdings auch dazu, dass unverbranntes, in der Vorkammer angereichertes Brennstoff-Luft-Gemisch über die Überströmbohrungen in die Hauptkammer eindringt, bevor überhaupt eine Flamme die Hauptkammer erreicht. Der Druckanstieg in der Vorkammer beziehungsweise die versperrende Wirkung der Überströmbohrungen bestimmen dabei das Eindringpotential in die Hauptkammer. Wobei es dabei unerheblich ist, ob es sich um reagierendes Gemisch oder verbranntes Abgas beziehungsweise um angereichertes, unverbranntes Vorkammerngemisch han-

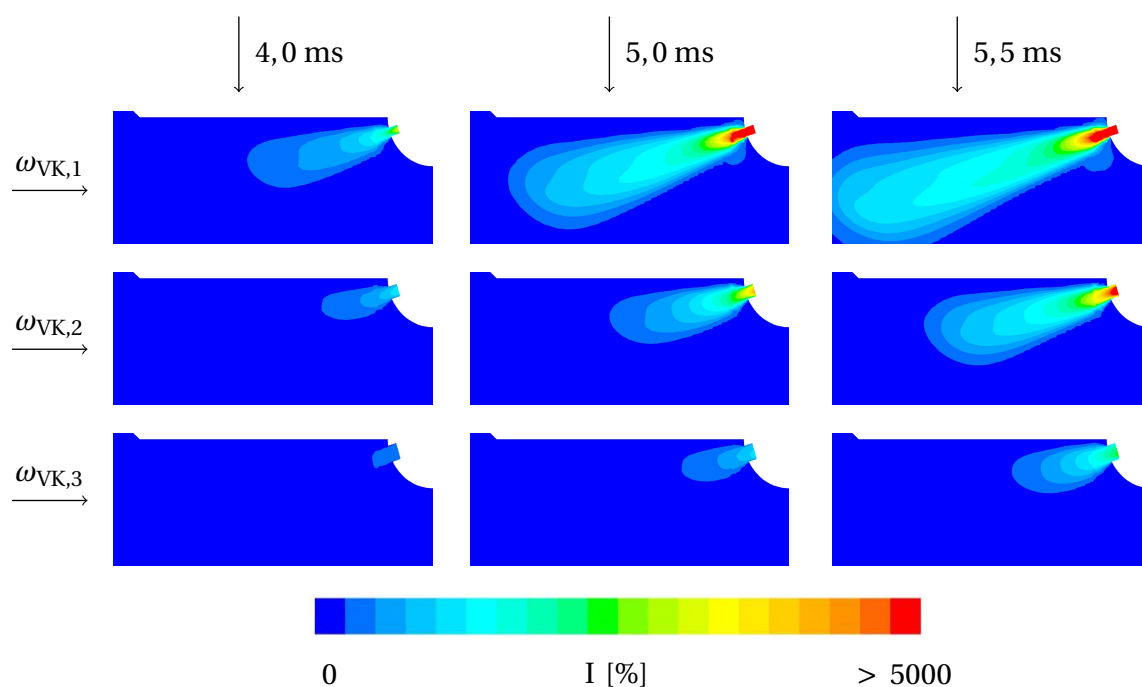




**Abbildung 6.59:** Momentaufnahmen der Luftzahl  $\lambda$  in der Symmetrieebene der Hauptkammer für eine Überströmbohrung für die Variante  $\sigma_{VK,2}$ ,  $m_{SG,3}$  und  $\lambda_{2,00}$ . Die Zeiten beziehen sich auf den Zündzeitpunkt.

delt. Wie anhand Abbildung 6.57 gezeigt wird, ist diese Druckdifferenz für  $\omega_{VK,1}$  am größten, während für  $\omega_{VK,3}$  nahezu kein zusätzlicher Druckanstieg in der Vorkammer beobachtet werden kann. Dementsprechend zeigt sich auch ein von  $\omega_{VK}$  deutlich abhängiges Eindringverhalten von unverbranntem Vorkammerngemisch, wie es in Abbildung 6.59 dargestellt ist. Hierin sind Momentaufnahmen der Luftzahlverteilung  $\lambda$  in der Symmetrieebene der Hauptkammer für die Variante  $\sigma_{VK,2}$ ,  $m_{SG,3}$  und  $\lambda_{2,00}$  aus der CFD-Simulation dargestellt. Dabei erfolgt eine Fokussierung auf eine einzelne Überströmbohrung. In einer Reihe sind die Momentaufnahmen von  $\lambda$  für konstantes  $\omega_{VK}$  und in einer Spalte für einen konstanten Zeitpunkt in Relation zum Zündzeitpunkt dargestellt.

Es zeigt sich deutlich, dass für alle Varianten ein Übertritt von unverbranntem Vorkammerngemisch in die Hauptkammer stattfindet. Allerdings erfolgt aufgrund des höheren Strahleindringpotentials der Variante  $\omega_{VK,1}$  ein tieferes Eindringen sowie eine bessere Verteilung des Gemischs mit geringeren Luftzahlen. Der geringe Druckanstieg für  $\omega_{VK,3}$  resultiert in einer kompakten Zone im Bereich der Überströmbohrungen, in der Brennstoff-Luft-Gemisch mit geringen Luftzahlen vorliegt, wie beispielsweise nach 5,5 ms beobachtet werden kann. Das aus der Vorkammer austretende, unverbrannte Gemisch der Vari-



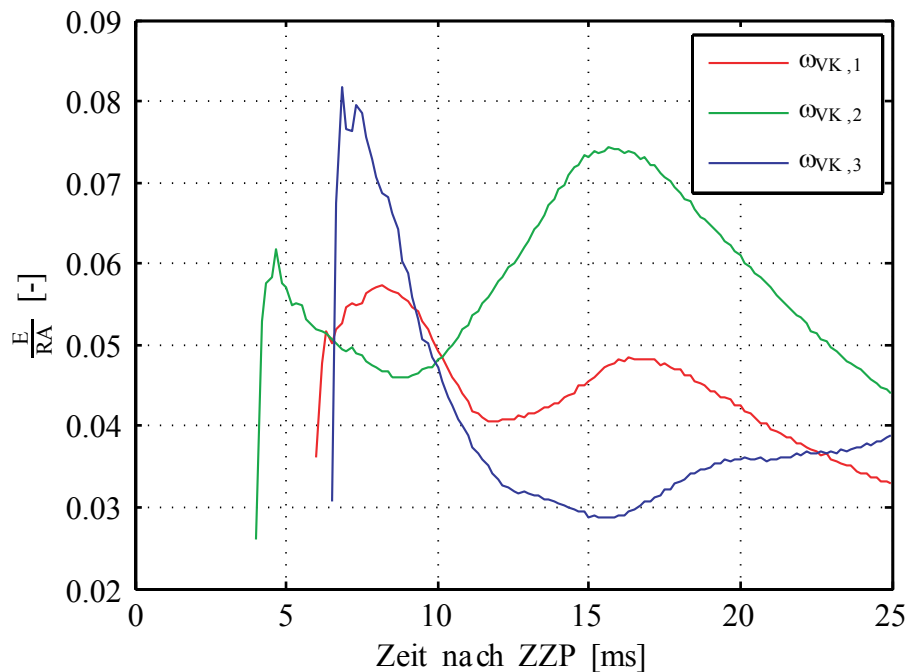
**Abbildung 6.60:** Momentaufnahmen der turbulenten Intensität  $I$  in der Symmetrieebene der Hauptkammer für eine Überströmbohrung für die Variante  $\sigma_{VK,2}$ ,  $m_{SG,3}$  und  $\lambda_{2,00}$ . Die Zeiten beziehen sich auf den Zündzeitpunkt.

ante  $\omega_{VK,1}$  weist zwar tendenziell geringere Luftzahlen auf, dafür erfolgt eine viel bessere Verteilung des Gemischs, wodurch die Zonen lokal niedriger Luftzahl deutlich reduziert werden.

Das Eindringpotential kann auch anhand der turbulenten Intensität der in die Hauptkammer eintretenden Strömung charakterisiert werden (siehe Kapitel 5.4). Diese ist in Abbildung 6.60 für die identischen Zeitpunkte und Varianten dargestellt, wie bereits anhand Abbildung 6.59 diskutiert. Daraus wird ersichtlich, dass speziell in Bereichen nahe der Überströmbohrung sehr hohe Werte der turbulenten Intensität für kleine relative Überströmquerschnitte erreicht werden. Außerdem zeigt sich bis tief in die Hauptkammer hinein hohe Turbulenz, wodurch für  $\omega_{VK,1}$  eine gute Durchmischung des aus der Vorkammer austretenden Gemischs niedriger Luftzahl mit dem mageren Gemisch in der Hauptkammer erfolgt. Das geringe Strahleindringpotential der Variante  $\omega_{VK,3}$  zeigt sich auch anhand der geringen turbulenten Intensität in den Bereichen nahe dem Strahlaustritt aus der Vorkammer. Durch die geringe Turbulenz in diesem Bereich erfolgt keine ausreichende Vermischung von aus der Vorkammer austretendem Gemisch niedriger Luftzahl und dem mageren Gemisch in der Hauptkammer und es verbleiben kompakte Zonen mit niedriger Luftzahl in der Hauptkammer.

Da die Bildung von thermischen Stickoxiden von der adiabaten Flammentemperatur und die wiederum von der Luftzahl abhängig ist (siehe Kapitel 2.2.3), zeigt sich somit die Ursache für die höheren  $\text{NO}_x$ -Emissionen bei größeren relativen Überströmquerschnitten. Werden die beschriebenen Zonen von einer Flammenfront erreicht, so erfolgt für die Variante  $\omega_{VK,1}$  die Verbrennung mit insgesamt höherer Luftzahl, da für die Einmischung ein größerer Bereich zur Verfügung steht. Für  $\omega_{VK,3}$  erfolgt die Verbrennung mit deutlich geringeren Luftzahlen, weil aufgrund der geringeren turbulenten Intensität das Einmischverhalten deutlich schlechter und somit der Bereich zur Vermischung deutlich geringer ist. Die in den sogenannten heißen Zonen lokal stark erhöhte Temperatur sowie Intensität der Verbrennung führt zu der erhöhten Emission von  $\text{NO}_x$ .

Dieses Verhalten lässt sich auch qualitativ bei Betrachtung von Abbildung 6.32 nachweisen. Speziell nach 7,5 ms zeigen sich für  $\omega_{VK,3}$  deutlich höhere Intensitäten des tiefenintegrierten  $\text{OH}^*$ -Chemilumineszenzsignals in den beschriebenen heißen Zonen direkt am Strahlaustritt aus den Überströmbohrungen. Für  $\omega_{VK,1}$  und  $\omega_{VK,2}$  sind dabei deutlich geringere Intensitäten in den



**Abbildung 6.61:** Verhältnis der relativen Emission  $E$  und der relativen Reaktionsfläche  $RA$  als Funktion von  $\omega_{VK}$  und der Zeit nach dem Zündzeitpunkt für die Variante  $\sigma_{VK,2}$ ,  $m_{SG,3}$  und  $\lambda_{2,00}$ .

beschriebenen Zonen zu erkennen. Zwar ist es, wie in Kapitel 4.2.3 gezeigt, nicht zulässig, die Intensität des  $\text{OH}^*$ -Signals mit der Wärmefreisetzung gleich zu setzen, allerdings kann zumindest qualitativ doch eine Aussage über die Intensität der Verbrennung getroffen werden. Auch anhand Abbildung 6.34 kann dieses Verhalten zumindest ansatzweise gezeigt werden. Hierin zeigt sich der stärkste Gradient der relativen Emission  $E$  während der Strahleindringphase für  $\omega_{VK,3}$ , was ebenso auf hohe Intensität beziehungsweise hohe Temperatur in der betrachteten Zone schließen lässt.

Eine quantitative Darstellung des betrachteten Verhaltens unterschiedlicher Intensitäten der  $\text{OH}^*$ -Emission zeigt Abbildung 6.61. Hierin wird für die in Abbildung 6.32 dargestellten gemittelten Zyklen die relative Emission  $E$  durch die relative Reaktionsfläche  $RA$  dividiert und in Abhängigkeit von  $\omega_{VK}$  und der Zeit nach dem Zündzeitpunkt aufgetragen. Daraus kann somit eine Aussage über die relative Intensität der  $\text{OH}^*$ -Emission pro  $\text{OH}^*$ -Chemilumineszenz-emittierendes Pixel getroffen werden. Es wird deutlich, dass bis zu 10 ms nach dem Zündzeitpunkt die einzelnen Pixel für die Variante  $\omega_{VK,3}$  die mit Abstand höchste Intensität und somit auch das höchste Potential zur  $\text{NO}_x$ -Bildung aufweisen. Die Maximalwerte während der Strahleindringphase sind für  $\omega_{VK,1}$  und  $\omega_{VK,2}$  nahezu identisch, allerdings erfolgt für  $\omega_{VK,2}$  nach der Zündung der Hauptkammer ein überproportionaler Anstieg, womit die höheren  $\text{NO}_x$ -Emissionen für  $\omega_{VK,2}$ , verglichen mit  $\omega_{VK,1}$  erklärt werden können.

Es kann somit ein deutlicher Zusammenhang zwischen dem Eindringpotential der aus der Vorkammer austretenden Strahlen und der Bildung von  $\text{NO}_x$ -Emissionen dargestellt werden. Durch Optimierung der Vermischung von aus der Vorkammer austretendem Brennstoff-Luft-Gemisch mit geringen Luftzahlen und Gemisch in der Hauptkammer mit höheren Luftzahlen können somit die  $\text{NO}_x$ -Emissionen in Erdgas-Großmotoren mit Zündung in einer gespülten Vorkammer deutlich reduziert werden.

## 7 Zusammenfassung

Durch eine stetige Erhöhung des Primärenergiebedarfs in Verbindung mit hohen Rohstoffpreisen fossiler Primärenergieträger ist es unumgänglich, vorhandene Energiewandlungssysteme hinsichtlich Effizienz weiter zu optimieren. Da aber gleichzeitig auch die Grenzwerte der Schadstoffemissionen immer strikter werden, gilt es, bei der Prozessoptimierung auch die Komponente der Schadstoffbildung zu beachten. Durch die Verbrennung von Erdgas in einem mager betriebenen Großmotor bietet sich sowohl die Möglichkeit einer Erhöhung des Wirkungsrades und einer Reduktion des Brennstoffverbrauchs als auch einer Reduktion der  $\text{NO}_x$ - und  $\text{CO}_2$ -Emissionen. Als effizientes Zündverfahren erweist sich dabei die Entflammung mit einer Zündkerze in einer mit reinem Erdgas gespülten Vorkammer. Hauptaufgabe war es daher, die Zündungs- und Verbrennungsabläufe innerhalb des Zylinders derart zu optimieren, dass die gestellten Anforderungen erreicht werden.

Die Arbeit verfolgt das Ziel das Verständnis der Zündungs- und Verbrennungsabläufe in Erdgas-Großmotoren mit Vorkammerzündung in Abhängigkeit verschiedener Parameter zu verbessern. Anhand einer Literaturrecherche zu Vorkammerzündkonzepten konnten die entscheidenden Parameter bei dem betrachteten Prozess isoliert werden. Danach erfolgte eine Variation des Volumens der Vorkammer, des Querschnitts der Überströmbohrungen zwischen Vor- und Hauptkammer, der zusätzlich in die Vorkammer injizierten Erdgasmasse sowie der Luftzahl in der Hauptkammer.

Die experimentellen Untersuchungen wurden an der für diese Arbeit optimierten periodisch beladbaren Hochdruck-Verbrennungszelle durchgeführt. Kern dieser Versuchsanlage ist die vollständige optische Zugänglichkeit der gesamten Hauptkammer, wodurch die Möglichkeit optischer Untersuchungen mittels Hochgeschwindigkeitskameras besteht. Neben der Messung der Druckverläufe in Vor- und Hauptkammer wurde zusätzlich das Zündungs- und Verbrennungsverhalten in der Hauptkammer anhand der Auswertung von  $\text{OH}^*$ -Chemilumineszenzaufnahmen analysiert. Als charakteristische Pa-

parameter wurden daraus die Druckanstiegsrate in der Hauptkammer sowie die Reaktionsfläche, die Emission sowie die Strahleindringtiefe berechnet und analysiert. Außerdem konnten durch die Erweiterung des Versuchsaufbaus die Abgasemissionen gemessen werden, wodurch eine Aussage über die Effizienz des betrachteten Prozesses sowie die entstehenden Schadstoffemissionen getroffen werden konnte. Zur detaillierten Analyse der Gemischbildung in der Vorkammer sowie zur Schadstoffbildung in der Hauptkammer wurden mit Hilfe einer CFD-Simulation zusätzlich numerische Untersuchungen durchgeführt.

Durch das Verfahren der Vorkammerspülung mittels gezielter Injektion von reinem Erdgas unter hohem Druck konnte durch numerische Analyse der Gemischbildung in der Vorkammer gezeigt werden, dass dadurch bestimmte Ladungsschichtungen in der Vorkammer generiert werden. So ergibt sich für kleine Überströmquerschnitte eine Gemischverteilung in der Vorkammer zum Zündzeitpunkt mit teilweise horizontalen Schichtungsgradienten im Vorkammerhals, was zu einem ungleichmäßigen Ausbrand in der Vorkammer führen kann. Ein möglichst homogenes Gemisch im Bereich um die Zündkerze mit nahezu vertikalen Gradienten im Vorkammerhals wird nur bei großen Überströmquerschnitten generiert. Ursache für die unterschiedlichen Schichtungsgradienten im Vorkammerhals sind die verschiedenen Druckdifferenzen zwischen Vor- und Hauptkammer während des Einströmvorgangs bei unterschiedlichen Überströmquerschnitten. Anhand einer globalen Analyse der durchgeführten Experimente konnten zwei verschiedene Zündregimes festgestellt werden. Aufgrund des hohen Wärmeeintrags in die Bauteile der Vorkammer erfolgt nach einer gewissen Versuchszeit ein Übergang vom regulären Zündregime in das Frühzündregime, das in einem realen Motor nicht in gleicher Weise auftritt.

Bei Variation des Überströmquerschnitts zeigt sich ein Optimum in der Druckanstiegsrate sowie im Maximaldruck für mittlere Überströmquerschnitte. Für kleinere Überströmquerschnitte reduzieren sich beide charakteristische Größen, da aufgrund der hohen kinetischen Energie der in die Hauptkammer eintretenden Strahlen das turbulente Flammenlöschen dominant und somit durch Quenching-Effekte die Reaktionsfläche sowie die OH\*-Emission reduziert wird. Bei großem Überströmquerschnitt ergibt sich allerdings ein geringeres Eindringpotential der Radikalstrahlen, was eine Zündung in der Hauptkammer nur in den zentrumsnahen Bereichen zur Folge hat und

---

somit zu den geringen Druckanstiegsraten führt. Auch bei der Brennstoffumsetzungsrate zeigt sich eindeutig ein Optimum für mittlere Überströmquerschnitte. Das geringere Eindringpotential für große Überströmquerschnitte führt auch zu einer verschlechterten Einmischung von überströmendem, angereichertem Vorkammerngemisch und magerem Hauptkammerngemisch, wodurch bei dieser Variante die Verbrennung in der Hauptkammer in heißen Zonen startet. Dies führt zu einer deutlichen Erhöhung der  $\text{NO}_x$ -Emissionen für größere Überströmquerschnitte.

Eine Erhöhung der Spülgasmasse in der Vorkammer führt aufgrund der verstärkten Radikalbildung zu Strahlen mit höherer Intensität, die die Zündung und Verbrennung in der Hauptkammer derart beschleunigen, dass eine leichte Erhöhung von Druckanstiegsrate sowie Maximaldruck in der Hauptkammer detektiert werden kann. Außerdem zeigt sich mit Erhöhung der Spülgasmasse sowohl eine Vergrößerung der Brennstoffumsetzung als auch eine Reduktion der  $\text{NO}_x$ -Emissionen.

Die Vergrößerung des Vorkammervolumens führt wahrscheinlich zu einer höheren Anzahl an in der Vorkammer gebildeten  $\text{OH}^*$ -Radikalen, wodurch ein optimiertes Strahleindringverhalten in die Hauptkammer erreicht wird. Dies führt in weiterer Folge zu einem optimierten Zündverhalten in den Sektoren der jeweiligen Zündstrahlen, wodurch sich eine deutliche Steigerung der Druckanstiegsrate sowie des Maximaldrucks ergibt. Dies spiegelt sich auch in einer Erhöhung der Brennstoffumsetzung wider. Durch die intensivere Verbrennung in der Vorkammer steigen auch die  $\text{NO}_x$ -Emissionen leicht an.

Höhere Luftzahlen in der Hauptkammer resultieren nach nahezu unveränderter Strahleindringphase in reduzierten turbulenten Ausbreitungsgeschwindigkeiten der Flammenfront in radialer Richtung. Dadurch ergibt sich auch ein kleinerer Anstieg der  $\text{OH}^*$ -Emission sowie der Reaktionsfläche, was letztendlich in reduzierten Druckanstiegsraten sowie Maximaldrücken in der Hauptkammer resultiert. Dadurch nimmt auch die Brennstoffumsetzungsrate deutlich ab. Allerdings ergibt sich aus diesem Grund auch eine Reduktion der  $\text{NO}_x$ -Emissionen.

Durch die in dieser Arbeit angewandte Methodik der Variation einzelner Parameter werden Quereinflüsse vermieden. Es ist somit möglich, unter Kompromissbildung zwischen optimaler Effizienz und minimaler Schadstoffbildung detaillierte Aussagen über die besten Varianten zu treffen.





# Literaturverzeichnis

- [1] ANDREWS, G. ; BRADLEY, D. : Determination of Burning Velocities: A Critical Review. In: *Combustion and Flame* 18 (1972), S. 133 – 163
- [2] ARRHENIUS, S. : Über die Reaktionsgeschwindigkeit bei der Inversion von Rohrzucker durch Säuren. In: *Zeitschrift für Physikalische Chemie* 4 (1889), S. 226–248
- [3] AUER, M. : *Erstellung phänomenologischer Modelle zur Vorausberechnung des Brennverlaufes von Magerkonzept-Gasmotoren*, Technische Universität München, Diss., 2010
- [4] BASSHUYSEN, R. van (Hrsg.) ; SCHÄFER, F. (Hrsg.): *Handbuch Verbrennungsmotor*. Vieweg Verlag, 2007
- [5] BAUERMEISTER, F. ; SCHRÖDINGER, C. : *Dokumentation der Abgasanalyseanlage*. Technische Universität Berlin, Institut für Strömungsmechanik und Technische Akustik, 2007
- [6] BECKER, N. ; HAAKS, D. ; TATARCZYK, T. : The Natural Lifetime of OH ( $^2\Sigma^+$ ,  $v = 0$ ,  $N = 2$ ,  $H = 3/2$ ) and its Quenching by Atomic Hydrogen. In: *Chemical Physics Letters* 25/4 (1974), S. 564–567
- [7] BERG, T. ; BEUSHAUSEN, V. ; THIELE, O. ; VOGES, H. : Faseroptischer Zündkerzensensor zur Optimierung motorischer Brennverfahren. In: *MTZ (Motortechnische Zeitschrift)* 67 (2006), Nr. 06/2006, S. 440–443
- [8] BIRD, R. ; STEWART, W. : *Transport Phenomena*. 2. Auflage. New York : John Wiley & Sons, 2002
- [9] BIRKL, J. : *Inbetriebnahme und Messungen an einer Abgasanalyseanlage*, Technische Universität München, Diplomarbeit, 2011

- [10] BONNE, U. ; GREWER, T. ; WAGNER, H. : Messungen in der Reaktionszone von Wasserstoff-Sauerstoff und Methan-Sauerstoff-Flammen. In: *Zeitschrift für Physikalische Chemie Neue Folge* 26 (1960), S. 93–110
- [11] BUNDESUMWELTMINISTERIUM: *Technische Anleitung zur Reinhaltung der Luft - TA-Luft*. Carl Heymanns Verlag, 2002
- [12] CANDEL, S. ; VEYNANTE, D. ; LACAS, F. ; DARABIHA, N. ; ROLON, C. : Current Progress and Future Trends in Turbulent Combustion. In: *Combustion Science and Technology* 98 (1994), S. 245–264
- [13] CHAPPELL, E. ; BRACE, C. ; TILY, R. : Analysis of Cyclic Combustion Variability in Gasoline Engines. In: *ASME ICES 2012*, 2012. – ICES2012-81175
- [14] CLARK: Studies of OH, CO, CH and C<sub>2</sub> Radiation from Laminar and Turbulent Propane-Air and Ethylene-Air Flames - NACA Technical Note 4266 / National Advisory Committee for Aeronautics, Lewis Flight Propulsion Laboratory Cleveland, Ohio. 1958. – Forschungsbericht
- [15] CRANE, M. ; KING, S. : Emission Reductions Through Precombustion Chamber Design in a Natural Gas, Lean Burn Engine. In: *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power* 114 (1992), Nr. 3
- [16] DAMKÖHLER, G. : Der Einfluss der Turbulenz auf die Flammgeschwindigkeit in Gasmischungen. In: *Zeitschrift f. Elektrochem. u. angew. Chemie* 46 (1940), S. 601 – 626
- [17] DANDY, D. ; VOSEN, S. : Numerical and Experimental Studies of Hydroxyl Radical Chemiluminescence in Methane-Air Flames. In: *Combustion Science and Technology* 82 (1992), S. 131–150
- [18] DAW, C. ; KENNEL, M. ; FINNEY, C. ; CONNOLLY, F. : Observing and Modeling Nonlinear Dynamics in an Internal Combustion Engine. In: *Physical Review E* 57 (1998), S. 2811–2819
- [19] DOCQUIER, N. ; BELHALFAOUIA, S. ; LACASA, F. ; DARABIHAA, N. ; ROLONA, C. : Experimental and Numerical Study of Chemiluminescence in Methane/Air High-Pressure Flames for Active Control Applications. In: *Proceedings of the Combustion Institute* 28 (2000), S. 1765–1774

- [20] DORER, F. : *Kompressionsmaschine zur Simulation von Brennraumvorgängen in Wasserstoff-Großdieselmotoren*, Technische Universität München, Diss., 2000
- [21] EISEN, S. ; OFNER, B. ; MAYINGER, E. H. F. : Schnelle Kompressionsmaschine: Eine Alternative zum Transparentmotor? In: *MTZ* 62 (2001), S. 680–685
- [22] ELIA, M. ; ULINSKI, M. ; METGHALCHI, M. : Laminar Burning Velocities of Methane - Air - Diluent Mixtures. In: *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power* 123 (2001), S. 190–196
- [23] FENIMORE, C. : Formation of Nitric Oxide in Premixed Hydrocarbon Flames. In: *Thirteenth Symposium (International) on Combustion* The Combustion Institute, 1970, S. 373–380
- [24] FEV MOTORENTECHNIK GMBH: *Erdgasapplikation und -konzepte bei der FEV*. Mai 2012. – <http://www.fev.com>
- [25] GARLAND, N. ; CORSLEY, N. : On the Collisional Quenching of Electronically Excited OH, NH and CH in Flames. In: *21th Symposium (International) on Combustion* (1986), S. 1693–1702
- [26] GE JENBACHER: *J92 - Innovativ, leistungsstark und mit hohem Wirkungsgrad*. Mai 2012. – <http://ge-j920gasengine.com>
- [27] GERLINGER, P. : *Numerische Verbrennungssimulation - Effiziente numerische Simulation turbulenter Verbrennung*. Springer Verlag, 2004
- [28] GÜNZLER, H. ; GREMLICH, H. : *IR-Spektroskopie - Eine Einführung*. Wiley-VCH, Weinheim, 2003
- [29] GRUBER, F. : *Laser Ignition Apparatus*. 2012. – US8146554B2
- [30] GÖTTGENS, J. ; MAUSS, F. ; PETERS, N. : Analytic Approximations of Burning Velocities and Flame Thicknesses of Lean Hydrogen, Methane, Ethylene, Ethane, Acetylene and Propane Flames. In: *Twenty Fourth Symposium (International) on Combustion*, 1992
- [31] GUSSAK, L. : High Chemical Acitivity of Incomplete Combustion Products and a Method of Prechamber Torch Ignition for Avalanche Activation of Combustion in Internal Combustion Engines. In: *Transactions of the SAE* (1975), Nr. 750890

- [32] HABER, L. : *An Investigation into the Origin, Measurement and Application of Chemiluminescent Light Emissions from Premixed Flames*, Virginia Polytechnic Institute and State University, Diplomarbeit, 2000
- [33] HANENKAMP, A. ; TERBECK, S. ; KÖBLER, S. : 32/40 PGI – Neuer Otto-Gasmotor ohne Zündkerzen. In: *MTZ Motortechnische Zeitschrift* 2006-12 (2006), S. 932–941
- [34] HEINZ, C. : *Untersuchung eines Vorkammerzündkonzeptes für Großgasmotoren in einer Hochdruckzelle mit repetierender Verbrennung*, Technische Universität München, Diss., 2011
- [35] HEINZ, C. ; KAMMERSTÄTTER, S. ; SATTELMAYER, T. : Vorkammerzündkonzepte für stationär betriebene Großgasmotoren. In: *MTZ Motortechnische Zeitschrift* 2012-01 (2012), S. 76–81
- [36] HELLSTRÖM, E. ; LARIMORE, J. ; STEFANOPOULOU, A. : Quantifying Cyclic Variability in a Multi-Cylinder HCCI Engine with High Residuals. In: *ASME ICES 2012*, 2012. – ICES2012-81107
- [37] HENSINGER, D. ; MAXSON, J. ; HOM, K. ; OPPENHEIM, A. : Jet Plume Injection and Combustion. In: *Transactions of the SAE* (1992), Nr. 920414
- [38] HEYWOOD, J. : *Internal Combustion Engine Fundamentals*. McGraw-Hill, 1988
- [39] HICKEL, S. : *4. Vorlesung: Gittergenerierung - Unterlagen zur Vorlesung Angewandte CFD*. Lehrstuhl für Aerodynamik, Technische Universität München, 2011
- [40] HIGGINS, B. ; MCQUAY, M. ; LACAS, F. ; ROLON, J. ; DARABIHA, N. ; CANDEL, S. : Systematic Measurements of OH Chemiluminescence for Fuel-Lean, High-Pressure, Premixed, Laminar Flames. In: *Fuel* 80 (2001), S. 67–74
- [41] HIRSCH, C. : *Technische Verbrennung*. Vorlesungsskriptum, Technische Universität München, 2002
- [42] HOGAN, P. ; DAVIS, D. : OH Lifetime Measurements of Several K Levels in the  $\nu' = 1$  Manifold of the  $^2\Sigma^+$  Electronic State: Excitation via a Tunable UV Laser. In: *Chemical Physics Letters* 29/4 (1974), S. 555–574

- [43] HUCHO, W. : *Aerodynamik der stumpfen Körper: Physikalische Grundlagen und Anwendungen in der Praxis*. 2. Auflage. Vieweg Verlag, 2011
- [44] HURLE, I. R. ; PRICE, R. B. ; SUGDEN, T. M. ; THOMAS, A. : Sound Emission From Open Turbulent Flames. In: *Proceedings of the Royal Society of London A* 303 (1968), S. 409–427
- [45] IKEDAA, Y. ; KOJIMAA, J. ; HASHIMOTOA, H. : Local Chemiluminescence Spectra Measurements in a High-Pressure Laminar Methane/Air Premixed Flame. In: *Proceedings of the Combustion Institute* 29 (2002), S. 1495–1501
- [46] JOHN, R. ; SUMMERFIELD, M. : Effect of Turbulence on Radiation Intensity from Propane-Air Flames. In: *Jet Propulsion* 27 (1957), S. 169–179
- [47] JONES, W. P. ; LAUNDER, B. E.: The Prediction of Laminarization with a Two-Equation Model of Turbulence. In: *Int. Journal of Heat and Mass Transfer* 15 (1972), S. 301 – 314
- [48] KAMMERSTÄTTER, S. : Kalibrierung und Inbetriebnahme eines Erdgas-einblaseventils / Lehrstuhl für Thermodynamik. 2007. – Semesterarbeit
- [49] KAMMERSTÄTTER, S. ; HEINZ, C. ; SATTELMAYER, T. : Einfluss von Zündquelle, Zündzeitpunkt und Gemischzusammensetzung auf Zündung und Verbrennung in mager betriebenen Erdgas-Großmotoren. In: *Berichte zur Energie- und Verfahrenstechnik, Motorische Verbrennung - Aktuelle Probleme und moderne Lösungsansätze (X. Tagung), München, Germany*, Heft 11.1 (2011), S. 79–90
- [50] KAMMERSTÄTTER, S. ; SATTELMAYER, T. : Influence of Prechamber-Geometry and Operating-Parameters on Cycle-to-Cycle Variations in Lean Large-Bore Natural Gas Engines. In: *ASME ICES 2012*, 2012. – ICES2012-81180
- [51] KARPOV, V. ; LIPATNIKOV, A. ; ZIMONT, V. : A Model of Premixed Turbulent Combustion and its Validation. In: *Archivum Combustionis* 14 (1994), S. 124–141
- [52] KAWABATA, Y. ; DAICHI, M. : Combustion Diagnostics & Improvement of a Prechamber Lean-Burn Natural Gas Engine. In: *Transactions of the SAE* (2004), Nr. 2004-01-0979

- [53] KLIMSTRA, J. : The Road to Obtaining the Ultimate Performance of Gas Engines - Opportunities and Challenges. In: *5. Dessauer Gasmotorenkonferenz*, 2007
- [54] KOGLER, G. ; WIMMER, A. : Potential of HCCI for Large Natural Gas Fueled Engines. In: *CIMAC Congress, Vienna*, 2007
- [55] KONLE, M. : *Verbrennungsinduziertes Wirbelaufplatzen in moderat turbulenten Drallströmungen*, Technische Universität München, Diss., 2010
- [56] LAUER, M. ; SATTELMAYER, T. : On the Adequacy of Chemiluminescence as a Measure for Heat Release in Turbulent Flames With Mixture Gradients. In: *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power* 132 (2010), S. 061502–1 – 061502–8
- [57] LAUNDER, B. ; SPALDING, D. : Lectures in Mathematical Models of Turbulence. In: *Academic Press London* (1972)
- [58] LAVOIE, G. ; BLUMBERG, P. : A Fundamental Model for Predicting Fuel Consumption, NO<sub>x</sub> and HC Emissions of a Conventional Spark-Ignited Engine. In: *Combustion Science and Technology* 21 (1980), S. 225–258
- [59] LISEIKIN, V. : *Grid Generation Methods*. Springer Verlag, 1999
- [60] MAGNUSSEN, B. F. ; HJERTAGER, B. H.: On Mathematical Modeling of Turbulent Combustion with Special Emphasis on Soot Formation and Combustion. In: *16th Symp (Int) on Combustion* (1976), S. 719–729
- [61] MALLARD, E. ; LE CHATELIER, H. : Recherches Experimentales et Théoriques sur la Combustion des Mélanges Gazeux Explosifs - Troisième Mémoire. Sur les Températures de Combustion et les Chaleurs Spécifiques des Gaz aux Températures Élevées. In: *Annales des Mines* 4 (1883), S. 379–568
- [62] MARTIN, G. : Vollgas für LNG-Tanker. In: *Germanischer Lloyd nonstop 2* (2007), S. 23–25
- [63] MAYER, H. : *Beschreibende Statistik*. Carl Hanser Verlag München Wien, 2006

- [64] MERKER, G. ; SCHWARZ, C. ; TEICHMANN, R. : *Grundlagen Verbrennungsmotoren - Funktionsweise, Simulation, Messtechnik*. Vieweg Verlag, 2011
- [65] MERKER, G. ; SCHWARZ, C. ; STIESCH, G. ; OTTO, F. : *Simulating Combustion – Simulation of Combustion and Pollutant Formation for Engine-Development*. Springer Verlag, 2006
- [66] MITTERMAYER, F. : *CFD-Simulation der Zündung und Verbrennung in einem vorkammergezündeten Großgasmotor*, Technische Universität München, Diss., 2011
- [67] MÖSER, P. : *Zeitlich hochaufgelöste emissionsspektroskopische Untersuchung des Verbrennungsvorgangs im Otto-Motor*, RWTH Aachen, Diss., 1994
- [68] MURASE, E. ; HANADA, K. : Enhancement of Combustion by Injection of Radicals. In: *Transactions of the SAE* (2000), Nr. 2000-01-0194
- [69] NAJIM, H. ; PAUL, P. ; MUELLER, C. ; WYCKOFF, P. : On the Adequacy of Certain Experimental Observables as Measurements of Flame Burning Rate. In: *Combustion and Flame* 113 (1998), S. 312–332
- [70] NAKAZONO, T. ; NATSUME, Y. : Effect of Dimensions of Prechamber on Lean Burn Gas Engine. In: *JSME International Journal, Series B* 37 (1994)
- [71] OLSEN, D. ; LISOWSKI, J. : Prechamber NO<sub>x</sub> Formation in Low BMEP 2-Stroke Cycle Natural Gas Engines. In: *Applied Thermal Engineering* 29 (2009), S. 687–694
- [72] OPPENHEIM, A. ; BELTRAMO, J. ; FARIS, D. ; MAXSON, J. ; HOM, K. ; STEWART, H. : Combustion by Pulsed Jet Plumes - Key to Controlled Combustion Engines. In: *Transactions of the SAE* (1989), Nr. 890162
- [73] PERKAMPUS, H.-H. : *UV-VIS-Spektroskopie und ihre Anwendungen*. Springer Verlag Berlin, 1986
- [74] PETERS, N. ; BATCHELOR, G. (Hrsg.): *Turbulent Combustion*. Cambridge University Press, 2000. – ISBN 0-521-66082-3
- [75] PIERINGER, J. : *Anwendung und Validierung von Modellen zur Berechnung der turbulenten Flammgeschwindigkeit*, Technische Universität München, Diplomarbeit, 2003

- [76] PISCHINGER, R. ; KLELL, M. ; SAMS, T. ; LIST, H. (Hrsg.): *Thermodynamik der Verbrennungskraftmaschine*. Springer Verlag, 2009
- [77] POINSOT, T. ; VEYNANTE, D. ; CANDEL, S. : Diagrams of Premixed Turbulent Combustion based on Direct Numerical Simulations. In: *23rd Symp (Int) on Combustion* (1991)
- [78] POPE, S. : *Turbulent Flows*. 1st edition. Cambridge University Press, 2000
- [79] PRAGER, M. : *Analytische Modellierung des Betriebsverhaltens eines Gasmotors mit neuem Gaszündstrahlverfahren für hohe Leistungsdichte*, Technische Universität München, Diss., 2010
- [80] PRECHTL, P. : *Analyse und Optimierung der innermotorischen Prozesse in einem Wasserstoff-Dieselmotor*, Technische Universität München, Diss., 2000
- [81] PÖSCHL, M. : *Einfluss von Temperaturinhomogenitäten auf den Reaktionsablauf der klopfenden Verbrennung*, Technische Universität München, Diss., 2006
- [82] ROBINET, C. ; HIGELIN, P. ; MOREAU, B. ; PAJOT, O. : A New Firing Concept for Internal Combustion Engines: „l’APIR“. In: *Transactions of the SAE* (1999), Nr. 1999-01-0621
- [83] RÖTHLISBERGER, R. : *An Experimental Investigation of a Lean Burn Natural Gas Prechamber Spark Ignition Engine for Cogeneration*, École Polytechnique Fédérale de Lausanne, Diss., 2001
- [84] RÖTHLISBERGER, R. ; FAVRAT, D. : Investigation of the Prechamber Geometrical Configuration of a Natural Gas Spark Ignition Engine for Cogeneration: Part II. Experimentation. In: *International Journal of Thermal Sciences* 42 (2003), S. 239–253
- [85] SAMANIEGO, J.-M. ; EGOLFOPOULOS, F. ; BOWMAN, C. : CO<sub>2</sub> Chemiluminescence in Premixed Flames. In: *Combustion Science and Technology* 109 (1995), S. 183–203
- [86] SATTELMAYER, T. : *Technische Thermodynamik: Energielehre und Stoffverhalten*. Vorlesungsskriptum, Technische Universität München, 2008



- [87] SATTELMAYER, T. : *Technische Thermodynamik: Verbrennung, Gas-Dampf-Gemische, Gasdynamik*. Vorlesungsskriptum, Technische Universität München, 2008
- [88] SCHMID, H. ; HABISREUTHER, P. ; LEUCKEL, W. : A Model for Calculating Heat Release in Premixed Turbulent Flames. In: *Combust. and Flame* 113 (1998), S. 79–91
- [89] SCHMID, H.-P. : *Ein Verbrennungsmodell zur Beschreibung der Wärme-freisetzung von vorgemischten turbulenten Flammen*, Fakultät für Chemieingenieurwesen, TH Karlsruhe, Diss., 1995
- [90] SCHOLL, F. ; NEHER, D. ; KETTNER, M. : Development and Analysis of a Controlled Hot Surface Ignition System for Lean Burn Gas Engines. In: *ASME ICES 2012*, 2012. – ICES2012-81059
- [91] SCHUTTING, E. ; NEUREITER, A. ; FUCHS, C. ; SCHATZBERGER, T. ; KLELL, M. ; EICHLSEDER, H. ; KAMMERDIENER, T. : Miller- und Atkinson-Zyklus am aufgeladenen Dieselmotor. In: *MTZ Motortechnische Zeitschrift* 68 (2007), S. 480–485
- [92] SCHWEDT, G. : *Analytische Chemie - Grundlagen, Methoden, Anwendungen*. 2. Auflage. WILEY-VCH Verlag Weinheim, 2008
- [93] SICO GMBH: *Transmissionskurven Quarzglas*. April 2012. – <http://www.sico.at>
- [94] SMITH, J. ; SICK, V. : High-Speed Fuel Tracer Fluorescence and OH Radical Chemiluminescence Imaging in a Spark-Ignition Direct-Injection Engine. In: *Applied Optics* 44 (2005), S. 6682–6691
- [95] SPALDING, D. B.: Mixing and Chemical Reaction in Steady Confined Turbulent Flames. In: *13th Symp (Int.) on Combustion*, 1971
- [96] SRINIVASAN, K. ; KRISHNAN, S. : Cyclic Combustion Variations in Dual Fuel Partially Premixed Pilot-Ignited Natural Gas Engines. In: *ASME ICES 2012*, 2012. – ICES2012-81145
- [97] STADTWERKE MÜNCHEN: *Erdgasqualität im Verteilungsnetz des Großraumes München*. Januar 2012. – <http://www.swm.de>

- [98] STEINHILBER, T. : *Einfluss der Wasser- oder Emulsionseinspritzung auf die homogene Dieselerbrennung*, Technische Universität München, Diss., 2007
- [99] STOJKOVIC, B. ; FANSLER, T. ; DRAKE, M. ; SICK, V. : High-Speed Imaging of OH\* and Soot Temperature and Concentration in a Stratified-Charge Direct-Injection Gasoline Engine. In: *Proceedings of the Combustion Institute* 30 (2005), S. 2657–2665
- [100] SUCKART, D. : *Netzgenerierung zur Parametervariation an einem CFD-Modell*. Bachelorthesis, Oktober 2011
- [101] TANAKA, N. : *World Energy Outlook*. International Energy Agency, 2010
- [102] THIELE, O. : *Faseroptische Gemischbildungsanalyse in Otto-Motoren bei direkteinspritzenden Brennverfahren*, Universität Göttingen, Diss., 2004
- [103] THOMPSON, J. ; SONI, B. ; WEATHERILL, N. : *Handbook of Grid Generation*. CRC Press, 1999
- [104] TRUCKENBRODT, E. : *Fluidmechanik*. Bd. 1. 2. Auflage. Springer Verlag, 1980
- [105] TURNS, S. : *An Introduction to Combustion*. 2nd edition. McGraw Hill, 2000
- [106] UWIRA, V. : *Entwicklung eines Messsystems für Umweltgase mit verbesserter Empfindlichkeit und Selektivität*, Justus-Liebig-Universität Gießen, Diss., 1999
- [107] UYEHARA, O. : Prechamber for Lean Burn for Low NO<sub>x</sub>. In: *Transactions of the SAE* (1995), Nr. 950612
- [108] WACHTMEISTER, G. : *Verbrennungsmotoren*. Vorlesungsskriptum, Technische Universität München, 2005
- [109] WARNATZ, J. ; MAAS, U. ; DIBBLE, R. : *Verbrennung*. 3. Auflage. Springer Verlag, 2001
- [110] WESTBROOK, C. ; DRYER, F. : Simplified Reaction Mechanism for the Oxidation of Hydrocarbon Fuels in Flames. In: *Combustion Science and Technology* 27 (1981), S. 31–43

- [111] WIMMER, A. : *Thermodynamik des Verbrennungsmotors*. Vorlesungsskriptum, Technische Universität Graz, 2011
- [112] WITT, M. ; GRIEBEL, P. : *Numerische Untersuchung von laminaren Methan / Luft - Vormischflammen*. Paul Scherrer Institut, 2000. – (TM-50-00-07) Forschungsbericht
- [113] WORTHINGTON, B. : *Simultaneous Measurement of Nitric Oxide (NO), Nitrogen Dioxide (NO<sub>2</sub>) and Ammonia (NH<sub>3</sub>)*. September 2009. – <http://www05.abb.com>
- [114] WORTHINGTON, B. ; HOERTEN, H. : *Novel Differential Ultra-Violet Resonance Absorption Gas Analyzer for NO<sub>x</sub> Measurements in Continous Emission Monitoring Systems*. September 2009. – <http://www05.abb.com>
- [115] ZACHARIAS, F. : *Gasmotoren*. 1. Auflage. Vogel Verlag, 2001
- [116] ZELDOVICH, Y. : The Oxidation of Nitrogen in Combustion and Explosions. In: *Acta Physicochimica U.R.S.S.* 21 (1946), Nr. 4, S. 577–628
- [117] ZIMA, S. : *Kurbeltriebe - Konstruktion, Berechnung und Erprobung*. Vieweg Verlag, 1999
- [118] ZIMONT, V. ; LIPATNIKOV, A. : A numerical model of premixed turbulent combustion of gases. In: *Chem. Phys. Reports* 14 7 (1995), S. 993–1025
- [119] ZITZLER, G. : *Analyse und Vorausberechnung der Brennverläufe von Gasmotoren bei Einsatz verschiedener Gasarten*, Technische Universität München, Diss., 2004