

# Untersuchungen zu den Einflussmöglichkeiten auf ein ottomotorisches Hochrestgasbrennverfahren

Zur Erlangung des akademischen Grades  
**Doktor der Ingenieurwissenschaften**  
der Fakultät für Maschinenbau  
Karlsruher Institut für Technologie (KIT)

genehmigte  
**Dissertation**  
von

Dipl.-Ing. Philippe Neeser  
aus Frauenfeld (CH)

Tag der mündlichen Prüfung:  
Hauptreferent:  
Korreferent:

25.11.2011  
Prof. Dr.-Ing. U. Spicher  
Prof. Dr. rer. nat. habil. U. Maas



# Inhaltsverzeichnis

<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>VII</b>
<b>Nomenklatur</b>	<b>IX</b>
<b>1 Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2 Grundlagen</b>	<b>7</b>
2.1 Ladungsbewegung . . . . .	7
2.1.1 Turbulenz . . . . .	7
2.1.2 Ladungsbewegungsformen . . . . .	12
2.2 Gemischbildung . . . . .	14
2.3 Zündung . . . . .	17
2.3.1 Fremdzündung . . . . .	17
2.3.2 Selbstzündung von Luft-Kohlenwasserstoff-Gemischen . . . . .	18
2.4 Verbrennung . . . . .	24
2.4.1 Turbulente Vormischflammen . . . . .	24
2.4.2 Nicht-vorgemischte Verbrennung . . . . .	26
2.4.3 Verbrennung beim HCCI-Brennverfahren . . . . .	26
2.4.4 Akustik beim HCCI-Brennverfahren . . . . .	28
<b>3 Analyse und Simulationstools</b>	<b>31</b>
3.1 Prüfstands Aufbau . . . . .	31
3.2 Prüfstandsbedienung . . . . .	31
3.3 Einlasskanal- und Brennraumgeometrie . . . . .	33
3.4 Konventionelle Messtechnik . . . . .	35
3.5 Optische Messtechnik . . . . .	36
3.5.1 Laserinduzierte Fluoreszenz . . . . .	36
3.5.2 Flammenemissionsspektroskopie . . . . .	38
3.6 Analyse und Simulation . . . . .	38
3.6.1 1D-Ladungswechselrechnung und Druckverlaufsanalyse . . . . .	39
3.6.2 Numerische Strömungssimulation (CFD) . . . . .	44
3.6.3 Reaktionskinetische Mehrzonensimulation . . . . .	45
<b>4 Untersuchungen zu den Einflussgrößen auf das HCCI-Brennverfahren</b>	<b>49</b>
4.1 Einflussgrößen auf die Zündung und Verbrennung . . . . .	50
4.1.1 Zylinderfüllung . . . . .	50
4.1.2 Gemischtemperatur und Zylinderinnendruck . . . . .	52
4.1.3 Verdichtungsverhältnis . . . . .	54
4.1.4 Zündung . . . . .	54
4.1.5 Einspritzzeitpunkt . . . . .	56
4.1.6 Einspritzdruck . . . . .	58
4.1.7 Luft-Kraftstoffverhältnis . . . . .	59
4.1.8 Einfluss des internen Restgasgehalts . . . . .	60
4.1.9 Kraftstoffzusammensetzung . . . . .	63
4.1.10 Einfluss der externen Restgasmenge . . . . .	66
4.2 HCCI-Kennfeldbereich . . . . .	69

<b>5</b>	<b>Untersuchung des Einflusses von Ladungsbewegung auf das HCCI-Brennverfahren</b>	<b>71</b>
5.1	Eigenschaften der untersuchten Ladungsbewegungsvarianten . . . . .	71
5.2	Ergebnisse der experimentellen Untersuchungen . . . . .	74
5.2.1	Einfluss der internen Restgasmenge bei Ladungsbewegung . . . . .	74
5.2.2	Variation des Einspritzzeitpunktes . . . . .	75
5.3	Ergebnisse der optischen Untersuchungen . . . . .	79
5.3.1	Referenzmessung mit Laserinduzierter Fluoreszenz . . . . .	80
5.3.2	Vergleich der Restgasverteilung mit und ohne Ventilabschaltung . . . . .	81
5.3.3	Vergleich zwischen optischer Messung und CFD-Simulation . . . . .	81
5.4	Simulationsergebnisse . . . . .	84
5.4.1	Auslegung des Softwaretools Pro-Engine . . . . .	84
5.4.2	Auswertung und Analyse von experimentellen Daten . . . . .	88
5.4.3	Synthetische Schichtung im Brennraum . . . . .	89
5.4.4	Einfluss der Schichtung des Luft-Kraftstoff-Gemisches . . . . .	90
5.4.5	Einfluss der Schichtung von Restgas . . . . .	90
5.4.6	Einfluss der Schichtung der Temperatur . . . . .	91
5.5	Fazit . . . . .	92
<b>6</b>	<b>Untersuchung des Einflusses einer Vorverbrennung in der Zwischenkompression auf das HCCI-Brennverfahren</b>	<b>95</b>
6.1	Iteratives Verfahren zur Bestimmung der Kraftstoffumsetzung in der Vor- und Hauptverbrennung . . . . .	95
6.2	Ergebnisse der experimentellen Untersuchungen . . . . .	97
6.2.1	Einfluss der Vorverbrennung auf die Zylinderfüllung . . . . .	97
6.2.2	Einfluss der internen Restgasmenge . . . . .	98
6.2.3	Einfluss der Einspritzmenge . . . . .	100
6.2.4	Einfluss des ersten Einspritzzeitpunktes $SOI_1$ . . . . .	103
6.2.5	Einfluss des zweiten Einspritzzeitpunktes $SOI_2$ . . . . .	104
6.3	Ergebnisse der optischen Untersuchungen . . . . .	106
6.3.1	Charakterisierung der Verbrennung . . . . .	106
6.3.2	Einfluss der Zündung in der Zwischenkompression . . . . .	109
6.3.3	Einfluss des Einspritzzeitpunktes in der Zwischenkompression . . . . .	110
6.4	Fazit . . . . .	111
<b>7</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>113</b>

# Abbildungsverzeichnis

1.1	Entwicklung der europäischen Abgasgesetzgebung für Ottomotoren . . . . .	1
2.1	Turbulente Geschwindigkeit . . . . .	8
2.2	Korrelationskoeffizient . . . . .	9
2.3	Energiekaskade . . . . .	10
2.4	Turbulenzentstehungsmechanismen . . . . .	10
2.5	Qualitativer Verlauf der Turbulenzintensität . . . . .	12
2.6	Grundsätzliche Ladungsbewegungsformen . . . . .	12
2.7	Drallerzeugungsmechanismen . . . . .	13
2.8	Tumbleentstehung . . . . .	14
2.9	Tumbleentstehung mit Tumbleklappe . . . . .	15
2.10	Einflussparameter auf den Gemischbildungsprozess . . . . .	16
2.11	Vereinfachtes Modell der Energieumsetzung nach Zeldovich . . . . .	19
2.12	Bedingungen für thermische eine Explosion nach Semenov . . . . .	20
2.13	Schematisches p-T-Explosionsdiagramm für Kohlenwasserstoffe . . . . .	21
2.14	Verchiedene Entflammungsgebiete von Kohlenwasserstoffen . . . . .	22
2.15	Zündverzug für n-Heptan bei verschiedenen Drücken . . . . .	23
2.16	Schematische Darstellung der Fortpflanzung einer turbulenten Flammenfront . . . . .	24
2.17	Borghgi-Diagramm . . . . .	25
2.18	Zündverzugszeiten . . . . .	27
2.19	Verbrennungsaufnahme einer konventionellen- und einer HCCI-Verbrennung . . . . .	28
3.1	1-Zylinder Hydra . . . . .	32
3.2	Prüfstands Aufbau . . . . .	33
3.3	Einlasskanalgeometrie . . . . .	34
3.4	Brennraumgeometrie . . . . .	34
3.5	Zwei-Niveau-Modell . . . . .	37
3.6	System Brennraum . . . . .	40
3.7	Ergebnis der Prozessrechnung . . . . .	42
3.8	Verlustteilung für die Vor- und Haupt-, die Kombination der beiden Verbrennung mit Doppel- einspritzung (DE) und eine Verbrennung mit Einfacheinspritzung . . . . .	44
3.9	Funktionsweise ProEngine . . . . .	46
4.1	Einlasshubvariation bei $n = 2000 \text{ min}^{-1}$ , $p_{mi} = 2,7 \text{ bar}$ . . . . .	51
4.2	Massenverlauf für eine Einlasshubvariation bei $n = 2000 \text{ min}^{-1}$ , $p_{mi} = 2,7 \text{ bar}$ . . . . .	51
4.3	Einlassmassenstromverlauf für eine Einlasshubvariation bei $n = 2000 \text{ min}^{-1}$ , $p_{mi} = 2,7 \text{ bar}$ . . . . .	52
4.4	Zylinderinnentemperatur und Zylinderinnendruck-Variation bei $n = 2000 \text{ min}^{-1}$ , $p_{mi} = 2,7 \text{ bar}$ . . . . .	53
4.5	Zündzeitpunktvariation bei $n = 2000 \text{ min}^{-1}$ , $p_{mi} = 2,7 \text{ bar}$ und $p_{mi} = 5,0 \text{ bar}$ . . . . .	55
4.6	Einfluss des Luft-Kraftstoffverhältnisses auf den zündfunkenunterstützten Betrieb . . . . .	55
4.7	Einfluss des Einspritzzeitpunktes bei $n = 2000 \text{ min}^{-1}$ , $p_{mi} = 2,7 \text{ bar}$ . . . . .	56
4.8	Einfluss des Einspritzzeitpunktes bei $n = 2000 \text{ min}^{-1}$ , $p_{mi} = 5,0 \text{ bar}$ . . . . .	57
4.9	Einfluss des Einspritzdrucks bei $n = 2000 \text{ min}^{-1}$ , $p_{mi} = 2,7 \text{ bar}$ und $p_{mi} = 4 \text{ bar}$ . . . . .	59
4.10	Zündgrenzen nach Woschni . . . . .	60
4.11	Einfluss von $\lambda$ bei $n = 2000 \text{ min}^{-1}$ , $p_{mi} = 2,7 \text{ bar}$ . . . . .	61
4.12	Einfluss des internen Restgasgehalts bei $n = 2000 \text{ min}^{-1}$ , $p_{mi} = 2,7 \text{ bar}$ . . . . .	62
4.13	Massenverlauf für eine Auslasshubvariation bei $n = 2000 \text{ min}^{-1}$ , $p_{mi} = 2,7 \text{ bar}$ . . . . .	63

4.14	Einfluss einer Einspritzzeitpunktvariation bei $n = 2000 \text{ min}^{-1}$ , $p_{mi} = 2,7 \text{ bar}$ mit Zusatz von 20%v/v 1-Hexen . . . . .	64
4.15	Einfluss einer Einspritzzeitpunktvariation bei $n = 2000 \text{ min}^{-1}$ , $p_{mi} = 2,7 \text{ bar}$ mit Zusatz von 20%v/v Ethanol . . . . .	65
4.16	Einfluss einer Einspritzzeitpunktvariation bei $n = 2000 \text{ min}^{-1}$ , $p_{mi} = 2,7 \text{ bar}$ mit Zusatz von 20%v/v Ethanol . . . . .	65
4.17	Einfluss einer Einspritzzeitpunktvariation bei $n = 2000 \text{ min}^{-1}$ , $p_{mi} = 2,7 \text{ bar}$ mit Zusatz von 20%v/v Toluol . . . . .	66
4.18	HCCI Grenzen . . . . .	67
4.19	Einfluss von externem AGR bei $n = 2000 \text{ min}^{-1}$ , $p_{mi} = 5,0 \text{ bar}$ . . . . .	68
4.20	Vergleich wichtiger Kenngrößen zwischen HCCI- und konventionellem Brennverfahren . . . . .	69
5.1	Verlauf der spezifischen turbulenten kinetischen Energie und des Einlassventilhubs . . . . .	72
5.2	Verlauf Drallzahl, Tumblezahl und Einlassventilhubs . . . . .	73
5.3	Einfluss der Ladungsbewegung bei einer Variation der internen Restgasmenge bei $n = 2000 \text{ min}^{-1}$ , $p_{mi} = 2,7 \text{ bar}$ . . . . .	75
5.4	Einfluss der Ladungsbewegung bei einer Variation der internen Restgasmenge bei $n = 2000 \text{ min}^{-1}$ , $p_{mi} = 2,7 \text{ bar}$ . . . . .	76
5.5	SOI Variation $2000 \text{ min}^{-1}$ $p_{mi} = 4 \text{ bar}$ . . . . .	77
5.6	SOI Variation $2000 \text{ min}^{-1}$ $p_{mi} = 2.7 \text{ bar}$ . . . . .	78
5.7	Aufbau optischer Prüfstand Fluoreszenz . . . . .	79
5.8	Optische Aufnahme mit LIF Verfahren . . . . .	80
5.9	Verbrennungsaufnahme mit LIF-Verfahren (mit und ohne Ventilabschaltung) . . . . .	82
5.10	Vergleich CAD LIF . . . . .	83
5.11	Vergleich einer Berechnung in ProEngine mit 5 und mit 20 Zonen . . . . .	85
5.12	Zünderverzugszeiten der untersuchten Reaktionsmechanismen . . . . .	86
5.13	Vergleich Pro-Engine Simulation und Experiment . . . . .	87
5.14	Schichtungskennzahlen . . . . .	88
5.15	Ausgangspunkt für die synthetischen Schichtungsvariationen . . . . .	89
5.16	Synthetische Variation des Luft-Kraftstoff-Gemisches . . . . .	90
5.17	Synthetische Variation des Restgasgehalts . . . . .	91
5.18	Synthetische Variation der Temperatur . . . . .	92
6.1	Brennverlauf über $720^\circ \text{ KW}$ beginnend bei Einlass schließt . . . . .	96
6.2	Verlauf der Temperatur und der Gesamtmasse im Zylinder . . . . .	98
6.3	Variation des internen Restgasgehaltes über Auslass schließt . . . . .	99
6.4	Verlustteilung: Variation des internen Restgasgehaltes über Auslass schließt . . . . .	100
6.5	Verlustteilung: Variation der Einspritzmenge $ti_1$ . . . . .	101
6.6	Verlustteilung: Variation der Einspritzmenge $ti_1$ . . . . .	102
6.7	Variation des Einspritzzeitpunktes $SOI_1$ . . . . .	103
6.8	Verlustteilung: Variation des Einspritzzeitpunktes $SOI_1$ . . . . .	104
6.9	Variation des Einspritzzeitpunktes $SOI_2$ . . . . .	105
6.10	Verlustteilung: Variation des Einspritzzeitpunktes $SOI_2$ . . . . .	105
6.11	Aufbau optischer Prüfstand Spektroskopie . . . . .	106
6.12	Flammenemissionsspektrum für eine konventionelle ottomotorische Verbrennung . . . . .	107
6.13	Emissionsverläufe von $OH^*$ , $CH^*$ , $C_2^*$ und $H_2O$ für eine konventionelle sowie für eine HCCI-Verbrennung . . . . .	108
6.14	Flammenemissionsspektrum einer HCCI-Verbrennung mit und ohne Zündung . . . . .	109
6.15	Chemilumineszenzaufnahmen einer HCCI-Verbrennung mit und ohne Zündung . . . . .	110
6.16	Emissionsverläufe von $OH^*$ , $CH^*$ , $C_2^*$ und $H_2O$ für eine HCCI-Verbrennung mit und ohne Zündung . . . . .	110
6.17	Chemilumineszenzaufnahmen einer HCCI-Verbrennung in der Zwischenkompression bei verschiedenen Einspritzzeitpunkten . . . . .	111
6.18	Emissionsverläufe von $OH^*$ , $CH^*$ , $C_2^*$ und $H_2O$ für eine HCCI-Verbrennung in der Zwischenkompression bei verschiedenen Einspritzzeitpunkten . . . . .	111
7.1	Strategien zur Erweiterung des HCCI-Betriebsbereichs . . . . .	114

# Nomenklatur

## Symbolverzeichnis

Formelzeichen	Einheiten	Bezeichnung
$A$	$[m^2]$	Wandoberfläche
$c_m$	$[m/s]$	mittlere Kolbengeschwindigkeit
$c_p$	$[kJ/(kg \cdot K)]$	spez. Wärmekapazität ( $p=const$ )
$c_v$	$[kJ/(kg \cdot K)]$	spez. Wärmekapazität ( $V=const$ )
$D$	$[mm]$	Durchmesser
$D_{SM}$	$[mm]$	mittlerer Sauterdurchmesser
$h$	$[kJ/mol]$	Enthalpie
$H_G$	$[kJ/kg]$	Gemischheizwert
$H_u$	$[kJ/kg]$	unterer Heizwert
$l_K$	$[m]$	Kolmogorov Längenmass
$l_I$	$[m]$	integrales Längenmass
$L_{min}$	$[-]$	Mindestluftverhältnis
$L_{St}$	$[kg \text{ Luft}/kg \text{ Krst}]$	stöchiometrischer Luftbedarf
$m_{Krst}$	$[kg]$	Kraftstoffmasse
$m_L$	$[kg]$	Luftmasse
$m_z$	$[kg]$	Luftmasse im Zylinder
$\dot{m}$	$[kg/s]$	Massenstrom
$M$	$[N \cdot m]$	Drehmoment
$n$	$[-]$	Ordnung der Bruttoreaktion
$n$	$[1/s]$	Drehzahl
$p_{me}$	$[bar]$	effektiver Mitteldruck
$p_{mi}$	$[bar]$	indizierter Mitteldruck
$P$	$[W]$	Leistung
$P_e$	$[W]$	effektive Leistung
$Q$	$[J]$	Wärme
$\dot{Q}_P$	$[W]$	Wärmeproduktionsterm
$\dot{Q}_V$	$[W]$	Wärmeverlustterm
$\dot{q}_{ch}$	$[W/kmol]$	chemische Wärmefreisetzung
$R$	$[J/(kg \cdot K)]$	Gaskonstante
$R_L$	$[m^2/s^2]$	Korrelationskoeffizient
$R_{max}$	$[bar/^\circ KW]$	maximaler Druckgradient
$s$	$[J/K]$	Entropie
$S_{LIF}$	$[J]$	Fluoreszenzleistung
$u_L$	$[m/s]$	laminare Brenngeschwindigkeit
$u_T$	$[m/s]$	turbulente Brenngeschwindigkeit
$T$	$[K]$	Temperatur
$Tu$	$[-]$	Tumblekennwert
$u$	$[m/s]$	Geschwindigkeit
$u'$	$[m/s]$	Turbulenzintensität
$U$	$[J]$	innere Energie
$v$	$[m/s]$	Geschwindigkeit

Formelzeichen	Einheiten	Bezeichnung
$V_c$	[l]	Verdichtungsvolumen
$V_h$	[l]	Hubvolumen
$VAK_{pm_i}$	[-]	Variationskoeffizient des indizierten Mitteldrucks
$W$	[J]	Arbeit

## Griechische Symbole

Formelzeichen	Einheiten	Bezeichnung
$\alpha$	[W/(m <sup>2</sup> · K)]	Wärmeübergangskoeffizient
$\delta_F$	[m]	Flammendicke
$\kappa$	[-]	Isentropenkoeffizient
$\kappa$	[m <sup>2</sup> /s <sup>2</sup> ]	turbulente kinetische Energie
$\lambda$	[-]	Luft-Kraftstoffverhältnis
$\lambda_A$	[-]	Luftaufwand
$\lambda_F$	[-]	Fanggrad
$\lambda_l$	[W/(m · K)]	spez. Wärmeleitfähigkeit
$\lambda_L$	[-]	Liefergrad
$\eta_e$	[-]	effektiver Wirkungsgrad
$\eta_i$	[-]	innerer Wirkungsgrad
$\eta_{is}$	[-]	isentropen Wirkungsgrad
$\eta_m$	[-]	mechanischer Wirkungsgrad
$\eta_{th}$	[-]	thermischer Wirkungsgrad
$\varepsilon$	[-]	Verdichtungsverhältnis
$\varepsilon$	[m <sup>2</sup> /s <sup>2</sup> ]	Dissipationsrate
$\rho$	[kg/m <sup>3</sup> ]	Dichte
$\nu$	[m <sup>2</sup> /s]	kinematische Viskosität
$\sigma$	[-]	Standardabweichung
$\tau$	[s]	Zeit
$\phi$	[-]	Reziprokwert des Luft-Kraftstoffverhältnisses 1/λ
$\phi_\alpha$	[°KW]	Winkel
$\omega$	[1/s]	Winkelgeschwindigkeit

## Abkürzungen und Indizes

<b>Abkürzung</b>	<b>Bezeichnung</b>
<i>ACEA</i>	Association des Constructeurs Européens d'Automobiles
<i>AGR</i>	Abgasrückführung
<i>AVS</i>	Auslassventil schließt
<i>CAI</i>	Controlled Auto-Ignition
<i>CCD</i>	Charge-coupled Device
<i>CFD</i>	Computational Fluid Dynamics
<i>CO</i>	Kohlenmonoxid
<i>CO<sub>2</sub></i>	Kohlendioxid
<i>Da</i>	Damköhler-Zahl
<i>DI</i>	Direct Injection
<i>EGR</i>	Restgasanteil
<i>EVOE</i>	Einlassventil öffnet
<i>EVL</i>	Einlassventil links
<i>EVR</i>	Einlassventil rechts
<i>EVS</i>	Einlassventil schließt
<i>FSN</i>	Filter Smoke Number
<i>GDI</i>	Gasoline Direct Injection
<i>HC</i>	Kohlenwasserstoff
<i>HCCI</i>	Homogenous Charge Compression Ignition
<i>Ka</i>	Karlovitz-Zahl
<i>KW</i>	Kurbelwinkel
<i>LDA</i>	Laser-Doppler-Anemometrie
<i>LwA</i>	Ladungswechselerarbeit
<i>LOT</i>	Ladungswechsel OT (oberer Totpunkt)
<i>MOZ</i>	Motor-Oktanzahl
<i>NO<sub>x</sub></i>	Stickoxide
<i>NTC</i>	Negative Temperature Coefficient
<i>Nu</i>	Nusselt-Zahl
<i>O<sub>2</sub></i>	Sauerstoff
<i>OH</i>	Hydroxyl Radikal
<i>PM</i>	Rußpartikel
<i>Re</i>	Reynolds-Zahl
<i>ROZ</i>	Research-Oktanzahl
<i>SCR</i>	Selective Catalytic Reduction
<i>SOI</i>	Start of Injection (Einspritzzeitpunkt)
<i>VANOS</i>	Variabler Nockenwellensteller
<i>VAL</i>	Ventilabschaltung links
<i>VAR</i>	Ventilabschaltung rechts
<i>VVT</i>	Vollvariabler Ventilhub
<i>We</i>	Weber-Zahl
<i>ZOT</i>	Zünd OT (oberer Totpunkt)
<i>ZZP</i>	Zündzeitpunkt



# Kapitel 1

## Einleitung

In den letzten 20 Jahren wurde die Entwicklung von Verbrennungsmotoren hauptsächlich dominiert von dem Bestreben, zukünftige Emissionsvorschriften für Stickoxide ( $NO_x$ ), unverbrannte Kohlenwasserstoffe ( $HC$ ), Kohlenmonoxide ( $CO$ ) und Rußpartikel zu erfüllen. So gelten für Pkw in der EU die in Abb. 1.1 erlassenen Maximalwerte für Emissionen. Die strengsten und damit maßgeblichen Regulierungen werden zurzeit von der EU und dem US-Bundesstaat Kalifornien vorgeschrieben.

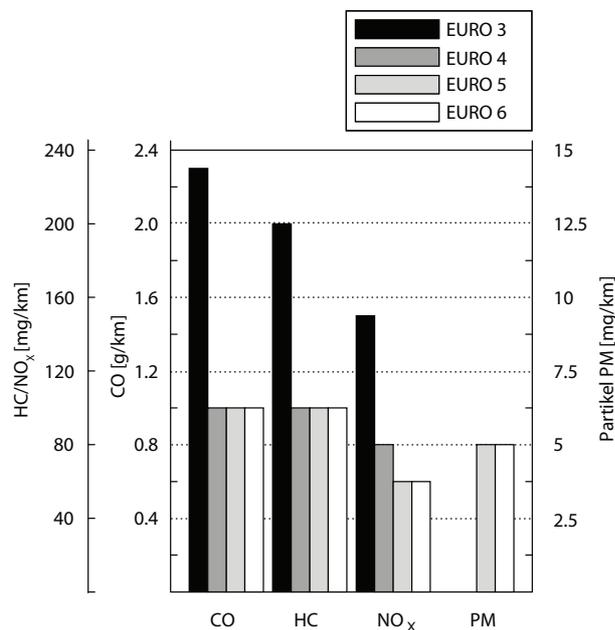


Abbildung 1.1: Entwicklung der europäischen Abgasgesetzgebung für Ottomotoren [1]

Von großer Bedeutung ist neben den bereits genannten Schadstoffen die Reduzierung des Treibhausgases  $CO_2$ . Da es keine international vereinbarten Grenzwerte für Treibhausgasemissionen gibt, wurde 1998 zwischen der Europäischen Kommission und dem Verband europäischer Automobilhersteller ACEA vereinbart, die mittlere  $CO_2$ -Emission von Neuwagen in der EU von

187 g/km im Jahr 1995 auf 140 g/km im Jahr 2008 zu reduzieren. Dies entspricht einer Absenkung des Kraftstoffverbrauches im Flottenmittel um 25%. Plan der Europäischen Union ist eine weitere Absenkung der  $CO_2$ -Emissionen auf 120 g/km bis 2012. Zum Erreichen dieses Zieles ist die Weiterentwicklung der bestehenden Motorentechnologien kontinuierlich voranzutreiben. In letzter Zeit wachsen zusätzlich Befürchtungen, dass sich die globale Erderwärmung, hauptsächlich verursacht durch die steigenden  $CO_2$ -Emissionen, negativ auf das weltweite Klima auswirkt. Aber auch die immer knapper werdenden Erdölvorräte verlangen eindeutig nach einer effizienteren Nutzung der Ressourcen. Hierbei spielt der Straßenverkehr mit 20% Anteil am Ölverbrauch in Deutschland eine wichtige Rolle. Es müssen Alternativen zu heutigen Verbrennungsmotoren gefunden und aktuelle Konzepte effizienter gestaltet werden.

Die Entwicklung ottomotorischer Magerkonzepte wie das strahlgeführte Schichtbrennverfahren verspricht das bislang größte realisierbare Potenzial zur Einsparung im Kraftstoffverbrauch, stellt jedoch eine große Herausforderung bezüglich der Abgasnachbehandlung dar. Um das Verbrauchspotenzial des Ottomotors mit Direkteinspritzung ausnutzen zu können, muss er wie ein Dieselmotor mit extrem magerem Gemisch und entdrosselt betrieben werden. Wegen der engen Zündgrenzen ( $0.6 < \lambda < 1.4$ ) ist dies nur mit Hilfe eines geschichteten Betriebs möglich. Der Kraftstoff wird in der zweiten Hälfte des Kompressionshubs eingespritzt, was zu einer heterogenen Gemischverteilung führt. Durch eine geeignete Brennraumgeometrie und Ladungsbewegung wird der Kraftstoff in die Nähe der Zündkerze transportiert, wodurch zum Zündzeitpunkt ein zündfähiges Luft-Kraftstoffverhältnis vorliegt. Es wurden in der Vergangenheit verschiedene Schichtladeverfahren entwickelt und angewendet. Dabei besitzt das strahlgeführte Brennverfahren im Vergleich zum wand- und luftgeführten Verfahren aufgrund des kurzen Gemischbildungswegs und des daraus resultierenden großen Schichtungsgradienten das größte Potential zur Verbrauchsabsenkung.

Ein weiterer vielversprechender Ansatz zur Verbrauchsreduzierung wird durch den Einsatz von variablen Ventiltrieben (VVT) erreicht. Diese existieren in zwei Ausführungen, die mechanisch basierten und die vollvariablen Ventiltriebe. Bei mechanisch variablen Ventiltrieben, wie z.B. das BMW Valvetronic und VANOS System [34], können die Spreizungen und Ventilhuber in einem bestimmten Bereich variiert werden. Ein vollvariabler Ventiltrieb basiert entweder auf einem elektrohydraulischen oder elektromagnetischen Mechanismus. Dabei existieren prinzipiell keine Grenzen bei den Einstellmöglichkeiten. Es können sowohl die Ventilspreizungen, die Ventilhuber, als auch die Öffnungsdauer und Öffnungsrampen verstellt werden. Wird ein variabler Ventiltrieb auf der Einlassseite realisiert, lässt sich im gesamten Kennfeldbereich ein optimaler Ladungswechsel erzielen. Durch die kleinen Ventilhuber kann weitgehend auf eine Androsselung verzichtet werden, was die Ladungswechselverluste reduziert und damit den Gesamtwirkungsgrad erhöht. Ein elektromechanisches oder elektrohydraulisches System eröffnet weitere Möglichkeiten, einen Verbrennungsmotor möglichst effizient zu betreiben. Zum einen lassen sich die einzelnen Zylinder verschieden betreiben, um einen optimalen mittleren Wir-

kungsgrad über den gesamten Kennfeldbereich zu erzielen. So können bei einem ottomotorischen Brennverfahren einzelne Zylinder im HCCI- und andere im konventionellen Betrieb laufen [59], was allerdings hinsichtlich Akustik und Motorgleichlauf erhebliche Herausforderungen aufwirft. Ein weiterer Vorteil der vollvariablen Ventiltriebe ist die Möglichkeit zur Abschaltung einzelner Zylinder. Hierdurch wird der Betriebsbereich des Motors entsprechend auf höhere effektive Mitteldrücke verschoben, was zum einen den Ladungswechsel entdrosselt und zum anderen den indizierten Wirkungsgrad erhöht.

Durch die Kombination von Direkteinspritzung mit Aufladung erweitert sich das Potenzial der Verbrauchsreduzierung im Homogenbetrieb durch das sogenannte Downsizing (Hubraumreduzierung bei unverminderter Leistung). Dabei liegt der Vorteil des aufgeladenen DI-Ottomotors in einem guten Ansprechverhalten bei Lastanforderungen und einem höheren Liefergrad im Vergleich zu einem Ottomotor mit Saugrohreinspritzung [23, 27, 36, 45]. Es wird infolge der Verdampfung des Kraftstoffes im Brennraum nach dem Schließen der Einlassventile ein Innenkühlungseffekt erreicht, der zu einem besseren Klopfverhalten führt. Dieser Vorteil nimmt jedoch mit zunehmender Drehzahl ab, da auch bei Saugrohreinspritzung zunehmend unverdampfter Kraftstoff in den Brennraum gelangt. Ein Nachteil im Nennleistungsbereich bei Ottomotoren mit Direkteinspritzung ist die Begrenzung der Frühverschiebung des Einspritzbeginns, da dies zu einer Benetzung des Kolbens führen kann. Diese Begrenzung führt zu unvollständiger Gemischbildung, was eine verlängerte Brenndauer, späte Verbrennungslage und höhere zyklische Schwankungen zur Folge hat.

Einige Experten gehen davon aus, dass für mobile Anwendungen zukünftig ein rein elektrischer Antrieb mit einer Batterie als Energiespeicher erforderlich ist. Die heute verfügbaren Batterietechnologien sind jedoch noch nicht in der Lage, die nötige Energiedichte für längere Distanzen zu ökonomisch akzeptablen Kosten darzustellen und werden dieses mit allen vorliegenden Erkenntnissen wohl auch nicht erreichen.

Eine Zwischenlösung auf dem Weg zum vollständig elektrischen Automobilantrieb stellt die Kombination aus Verbrennungs- und Elektromotor dar. Dabei unterstützt der Elektromotor den Verbrennungsmotor (bzw. je nach Ausführung auch umgekehrt) in bestimmten Fahrsituationen. Zum einen können etwa Spitzenlasten bei Beschleunigungsvorgängen abgedeckt werden (Power-Assist). In anderen Fällen dient der Verbrennungsmotor allein als Aufladeaggregat für die Batterie und der Elektroantrieb erbringt die gesamte Vortriebsleistung (Range Extender). In einem weiteren Konzept verfügen Verbrennungs- und Elektromotor in etwa über die gleiche Antriebsleistung und ergänzen sich je nach Fahrsituation (Dual Mode Hybrid) [11, 12]. Die existierenden Hybrid-Konzepte basieren überwiegend auf Verbrennungsmotoren mit Otto-Technologie. Ein vergleichbares Konzept mit einem Dieselmotor als Basis ist zwar bei einigen Herstellern in der Entwicklung, bringt aber erhebliche Mehrkosten mit sich.

Der Hybrid-Antrieb führt zwangsweise zu einer erhöhten Fahrzeugmasse im Vergleich mit reinen Verbrennungsmotor-Konzepten. Zudem wird der Elektroantrieb meist nur bis zu bestimm-

ten Geschwindigkeiten, z.B. beim Anfahren, eingesetzt. Als Nachteil dieser Technologie ergibt sich daraus neben den zusätzlichen Kosten für Batterie, Elektromotor und anderen elektrischen Komponenten ein sehr eingeschränkter Nutzen für Fahrzeuge, welche nicht vornehmlich im Stadtverkehr mit häufigem Stop-and-Go-Betrieb eingesetzt werden.

Im Hinblick auf zukünftige Emissionsvorschriften und die Forderung nach weiteren Verbrauchsreduzierungen stellt das HCCI-Brennverfahren ein innovatives Konzept dar, welches in beiden Bereichen Vorteile gegenüber konventionellen Verfahren verspricht. Für eine erfolgreiche Selbstzündung im HCCI-Betrieb ist es erforderlich, hohe Restgasraten im Zylinder zu speichern. Dafür existieren im Wesentlichen zwei verschiedene Ladungswechselstrategien, die Abgasrückhaltung und die Abgasrückführung. Für die Abgasrückhaltung werden bei kleinen Ventilhüben die Auslassventile sehr früh geschlossen und die Einlassventile sehr spät geöffnet. Dadurch wird ein Großteil des Restgases im Zylinder zurückbehalten und es entsteht eine Zwischenkompression in der Ladungswechselphase. Bei der Abgasrücksaugung wird das Restgas entweder durch ein frühes Öffnen der Einlassventile in den Einlasskanal geschoben und in der Ansaugphase zurückgesaugt oder durch ein spätes Schließen der Auslassventile nach dem Ladungswechsel-OT aus dem Auslasskanal zurückgesaugt. Aufgrund der Abkühlung des Restgases bei der Abgasrückführung ist diese Strategie für niedrige Lasten und Drehzahlen nicht geeignet. Das größte Potenzial hinsichtlich einer Serienumsetzung verspricht die Abgasrückhaltung, weshalb diese Strategie in der vorliegenden Arbeit angewendet wird.

Die sehr niedrigen Verbrennungstemperaturen im HCCI-Betrieb bewirken eine nahezu vollständige Eliminierung der Stickoxidbildung. Dies ermöglicht trotz leicht magerem Betrieb den Verzicht auf eine aufwändige Abgasnachbehandlung bei gleichzeitig hohem Potenzial für niedrigste Schadstoffemissionen und verringertem Kraftstoffverbrauch. Bisherige Untersuchungen zeigten, dass der Betriebsbereich des HCCI-Brennverfahrens zu höheren Lasten und Drehzahlen hin eingeschränkt ist. Als Grenze für die Druckanstiegsgeschwindigkeit wird typischerweise ein Wert von  $3 \text{ bar}/^\circ\text{KW}$  festgelegt, um die damit verbundenen Verbrennungsgeräusche auf einem akzeptablen Niveau zu halten. Hierdurch wurde die Grenze des zulässigen HCCI-Betriebsbereichs bereits bei einer mittleren indizierten Last von  $p_{mi} = 3 \text{ bar}$  erreicht [32].

Eine weitere Herausforderung stellt der HCCI-Betrieb in niedrigen Last- und Drehzahlbereichen dar. Aufgrund der geringen Abgastemperaturen wird beim Konzept des Abgasrückhaltens sehr wenig thermische Energie im Zylinder gespeichert. Dies reicht unter Umständen nicht aus, um eine erfolgreiche Selbstzündung zu initiieren. Kaufmann [32] hat in seiner Dissertation gezeigt, dass es mit Hilfe eines geeigneten Motorkonzeptes möglich ist, einen Leerlaufpunkt im HCCI-Betrieb zu realisieren. Im Hinblick auf eine Kombination des HCCI-Konzeptes mit Aufladung ist es jedoch erforderlich, von diesem idealen HCCI-Motorkonzept abzuweichen. Zum einen muss das Verdichtungsverhältnis reduziert werden, um eine klopfende Verbrennung in höheren Lastbereichen zu verhindern. Zum anderen werden zusätzliche Ladungsbewegungsmaßnahmen für eine vollständige Gemischbildung und anschließende Verbrennung umgesetzt.

Diese veränderten Rahmenbedingungen führen zu einer Absenkung der Temperatur im Zylinder und erschweren somit die Selbstzündung.

Die zwei beschriebenen Problemstellungen, also die Ausweitung des HCCI-Kennfeldes unter Berücksichtigung eines stabilen sowie geräusch- und verbrauchsoptimalen Verhaltens zu höheren Lasten hin einerseits, sowie die Realisierung einer stabilen Selbstzündung bei niedrigen Lasten und Drehzahlen andererseits, werden im Rahmen der vorliegenden Arbeit detailliert untersucht und ein Lösungsvorschlag erarbeitet.

Die Arbeit gliedert sich dabei in einen Theorie- und einen Ergebnisteil. In Kapitel 2 und 3 werden die Grundlagen und die Randbedingungen für sämtliche im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen erläutert. In Kapitel 4 wird aufgezeigt, welche Potenziale mit erweiterten Variabilitäten des Ventiltriebs und damit realisierbaren neuen Strategien erreichbar sind. Die erfolgreiche Darstellung eines HCCI-Brennverfahrens bedingt dabei eine gezielte Steuerung aller verbrauchsrelevanten Parameter, um die Vorteile dieses Konzeptes in vollem Umfang ausschöpfen zu können. Der HCCI-Betriebsbereich kann mit diesen Maßnahmen bis zu einer mittleren indizierten Last von  $p_{mi} = 7 \text{ bar}$  unter Beibehaltung niedriger Druckanstiegsgeschwindigkeiten erweitert werden.

In Kapitel 5 wird anhand einer Untersuchung verschiedener Ladungsbewegungsarten eine Abschätzung der Rahmenbedingungen für zukünftige Konzepte mit Aufladung ermöglicht. Durch den Einsatz verschiedener Steuerstrategien und Ladungsbewegung wird gezielt Einfluss auf die Verbrennung, die daraus resultierenden Geräuschemissionen und die Stabilität genommen. Hierzu wurden Tumble- und Drallströmungen erzeugt und deren Auswirkung auf die Verbrennung im HCCI-Betrieb und im Übergangsbereich zur konventionellen Verbrennung analysiert. Die an den Prüfständen ermittelten Messdaten und die Auswertung optischer Untersuchungen dienen als Basis für eine 1D-Ladungswchselrechnung, deren zeitlich aufgelöste Verläufe der thermodynamischen Zustandsgrößen wiederum die Grundlage für eine 3D-Strömungsberechnung bilden. Hiermit kann eine Aussage bezüglich der Gemischzusammensetzung und -verteilung während des Ladungswchels bis kurz vor der Verbrennung gewonnen werden. Die so ermittelten Daten werden anschließend statistisch ausgewertet und bezüglich der unterschiedlichen Ladungsbewegungsarten quantifiziert. Im vierten und letzten Analyseschritt wird der Verbrennungsverlauf mittels eines 0D-Multizonenmodells mit detaillierter chemischer Kinetik berechnet. Hierbei dienen die 3D-Berechnungsergebnisse zur Initialisierung der Zonen und zur Generierung der Randbedingungen für das hierfür verwendete 0D-Mischungsmodell. Dieses Mischungsmodell ist in der Lage, die sich zeitlich ändernde Gemischzusammensetzung zu berücksichtigen und somit den Einfluss unterschiedlicher Ladungsbewegungsarten korrekt abzubilden. Mit Hilfe der Simulation können verschiedene Randbedingungen gezielt variiert und somit der Einfluss einzelner Parameter auf die Verbrennung im HCCI-Betrieb bewertet werden.

In Kapitel 6 wird schließlich eine Doppeleinspritzung im HCCI-Betrieb untersucht. Durch eine

Variation des Zeitpunktes und der Menge der ersten Einspritzung ist es möglich, einen Verbrennungsumsatz in der Zwischenkompression darzustellen. Es stellt sich heraus, dass eine Piloteinspritzung zu einem deutlichen Temperaturanstieg im Zylinder zu Beginn der Kompression führt. Dadurch kann insbesondere in niedrigen Lastbereichen eine deutliche Stabilisierung des HCCI-Betriebs erreicht werden. Für diesen Betriebsmodus wurde ein bestehendes Tool zur Druckverlaufsanalyse mit 1D-Ladungswechselrechnung weiterentwickelt, um die Verbrennung und den daraus resultierenden Brennverlauf in der Zwischenkompression darstellen und analysieren zu können. Zusätzlich wird es damit möglich, die einzelnen Verlustarten für den Umsatz in der Zwischenkompression und in der Hauptverbrennung getrennt zu ermitteln. Hierzu kommt ein Vibe-Ansatz zur Anwendung. Als Grundlage für die Analysen wurden Messungen an einem konventionellen sowie an einem optisch zugänglichen Einzylinder-Forschungsmotor durchgeführt. Die Kombination dieser unterschiedlichen Analysemethoden zeigt die Zusammenhänge und die Auswirkungen einer Kraftstoffumsetzung in der Zwischenkompression auf.

Für die im Rahmen dieser Arbeit getätigten Untersuchungen kommen folgende Entwicklungswerkzeuge zum Einsatz:

- Einzylinder-Versuchsmotor mit Hoch- und Niederdruckindizierung
- optisch zugänglicher Einzylinder-Versuchsmotor
- 1D-Ladungswechselrechnung/Druckverlaufsanalyse (DVA)
- 3D-CFD Strömungsberechnung
- 0D-Multizonenmodell mit detaillierter chemischer Kinetik

Es wird somit eine detaillierte Untersuchung und Bewertung des HCCI-Brennverfahrens für die zwei beschriebenen Problemstellungen ermöglicht.

## Kapitel 2

### Grundlagen

#### 2.1 Ladungsbewegung

Während beim Ottomotor mit Saugrohreinspritzung insbesondere der Ventilsplatt für eine geeignete Gemischaufbereitung verantwortlich ist, spielt beim Ottomotor mit Direkteinspritzung eine zusätzliche Luftbewegung in Form einer Drall- oder Tumbleströmung eine wichtige Rolle bei der Gemischbildung im Zylinder. Vor allem die Ausbildung von Strömungswirbeln im Brennraum während der Einlassphase sowie deren weitere Entwicklung in der Kompressionsphase sind ausschlaggebend für den nachfolgenden Verbrennungsprozess. Die Strömungswirbel beeinflussen dabei signifikant den Wandwärmeübergang und den Massetransport (Vermischung von Luft und Kraftstoff) sowie die Verbrennung. Darüber hinaus übernehmen gerichtete Strömungen bei Ottomotoren mit Direkteinspritzung die Funktion der Gemischführung und des Gemischtransportes [41, 47, 53]. Eine ausreichend optimierte Konstruktion des Einlasskanals bildet dabei eine wichtige Grundlage für die gewünschte Form der Einlassströmung. In den nachfolgenden Abschnitten werden die Entstehungsmechanismen unterschiedlicher Ladungsbewegungsformen und deren Einfluss auf den Verbrennungsprozess näher beschrieben.

##### 2.1.1 Turbulenz

Durch die Turbulenz werden alle Transportvorgänge (Impuls-, Wärme- und Masse/Stoffaustausch) wesentlich intensiviert. Da alle Verbrennungsvorgänge den Transport von Wärme und chemischen Spezies erfordern, stellt die Erfassung der Turbulenz eine wichtige Aufgabe in der Verbrennungsforschung dar. Eine turbulente Strömung kann als eine Fluidbewegung definiert werden, deren Geschwindigkeit, wie auch andere kennzeichnende Parameter, sich mit dem Ort und mit der Zeit stochastisch ändern [9]. Betrachtet man den zeitlichen Verlauf einer Größe, so erkennt man, dass der Wert zwar zeitlich fluktuiert, im Mittel aber konstant bleibt [62]. Die lokale Strömungsgeschwindigkeit kann aufgeteilt werden in eine mittlere Geschwindigkeit  $\bar{u}$  und eine Schwankung  $\Delta u$  (Abb. 2.1):

$$u(\vec{r}, t) = \bar{u}(\vec{r}, t) + \Delta u(\vec{r}, t) \quad (2.1)$$

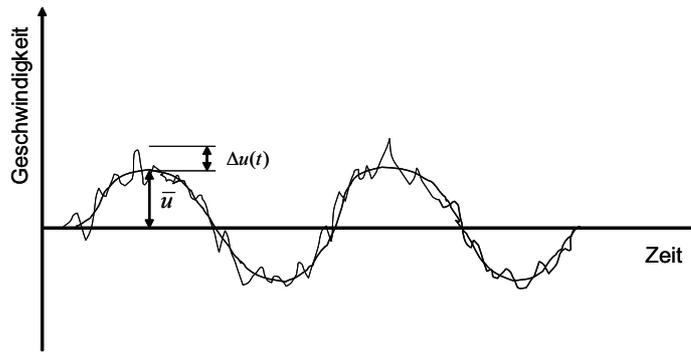


Abbildung 2.1: Turbulente Geschwindigkeit:  $\bar{u}$ =mittlere Geschwindigkeit,  $\Delta u$ =Schwankung [9]

Für eine stationäre Strömung ist die mittlere Geschwindigkeit  $\bar{u}$  gleich der Geschwindigkeit  $u(t)$  gemittelt über die Zeit.

$$\bar{u}(\vec{r}) = \lim_{\tau \rightarrow \infty} \frac{1}{\tau} \int_{t_0}^{t_0+\tau} u(\vec{r}, t) \cdot dt \quad (2.2)$$

Als Turbulenzintensität wird die Standardabweichung der Schwankungen  $\Delta u$  definiert:

$$u'(\vec{r}, t) = \sigma(\Delta u) = \lim_{\tau \rightarrow \infty} \left( \frac{1}{\tau} \int_{t_0}^{t_0+\tau} (\Delta u(\vec{r}, t))^2 \cdot dt \right)^{1/2} \quad (2.3)$$

In turbulenten Strömungsfeldern werden verschiedene charakteristische Längen- und Zeitmaße definiert. Betrachtet man die Geschwindigkeitsschwankungen an zwei benachbarten Orten in der Strömung, so ist der Korrelationskoeffizient  $R_L$  (Abb. 2.2) zwischen den beiden Messstellen gegeben durch:

$$R_L(x) = \frac{\Delta u(x_0) \cdot \Delta u(x_0 + x)}{u'(x_0) \cdot u'(x_0 + x)} \quad (2.4)$$

Das integrale Längenmaß der Turbulenz wird dann:

$$l_I = \int_0^{\infty} R_L(x) \cdot dx \quad (2.5)$$

Für  $u' \ll \bar{u}$  kann  $l_I$  als ein Maß für die Größe der Turbulenzelemente aufgefasst werden. Ansonsten ist  $l_I$  ein Maß für den Weg, den eine Strömung zurücklegt, bis sie abklingt. Setzt man die Energietransferrate  $\epsilon$  im Gleichgewichtszustand mit der dissipativen Wärmeleistung gleich und nimmt weiter an, dass isotrope Turbulenz herrscht (d.h. richtungsunabhängig), vereinfacht sich die Gleichung für die turbulente kinetische Energie  $\kappa$ :

$$\kappa = \frac{3}{2} u'^2 \quad (2.6)$$

und man erhält aus der Gleichsetzung der Energietransferrate (Dissipationsrate  $\epsilon$ ) und der molekularen Dissipationsrate (kinematische Viskosität  $\nu$ ) ein weiteres wichtiges charakteristisches Längenmaß für die kleinsten in einer turbulenten Strömung auftretenden Turbulenzelemente, die so genannte Kolmogorov Länge:

$$l_K = \left( \frac{\nu^3}{\epsilon} \right)^{1/4} \quad (2.7)$$

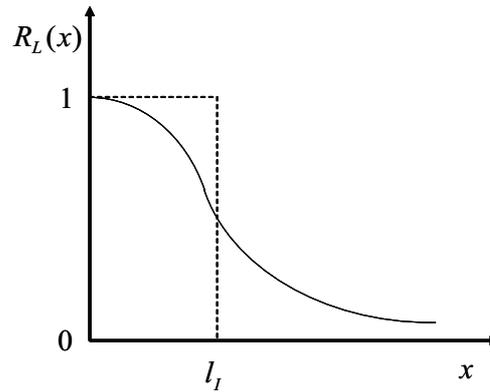


Abbildung 2.2: Korrelationskoeffizient  $R_L(x)$ .  $l_I$  bezeichnet das integrale Längenmaß [9]

wobei  $\varepsilon$  die Dissipationsrate und  $\nu$  die kinematische Viskosität ist.

Die Ähnlichkeitshypothese nach Kolmogorov drückt im Wesentlichen aus, dass die Struktur der Turbulenz im höchstfrequenten Bereich der kleinsten Längenmaße vom Gleichgewicht bestimmt wird zwischen der Dissipationsrate durch molekularen Zerfall einerseits und der Energietransferrate von den ursprünglich großen Wirbeln der Abmessung zu immer kleineren Wirbeln andererseits. Dies bedeutet, dass in einer turbulenten Strömung keine Wirbel mit Abmessungen kleiner als  $l_K$  existieren können [9].

Die oben eingeführten verschiedenen charakteristischen Längenmaße sind nun folgendermaßen miteinander verknüpft. Die turbulente kinetische Energie im integralen Längenmaß ist proportional zu  $u'^2$ . Während einer Umdrehung  $l_I/u'$  verlieren diese integralen Wirbel Energie. Im Gleichgewicht ist die Energiezufuhr gleich der Dissipation:

$$\varepsilon \approx \frac{u'^2}{l_I/u'} = \frac{u'^3}{l_I} \quad (2.8)$$

Und somit:

$$\frac{l_K}{l_I} \approx \left( \frac{u' \cdot l_I}{\nu} \right)^{-3/4} = Re_T^{-3/4} \quad (2.9)$$

Wie oben beschrieben wurde, spielen sich turbulente Prozesse auf verschiedenen Längenskalen ab. Die größten Längenskalen entsprechen dabei dem integralen Längemaß  $l_I$ . Durch Störungen klingen diese großen tieffrequenten Wirbel zu immer kleineren, hochfrequenten Wirbeln ab. Dieser Prozess wird als Energiekaskade oder Wasserfallprozess bezeichnet. Die Verteilung der kinetischen Energie auf die verschiedenen Längenskalen lässt sich anhand des turbulenten Energiespektrums darstellen (Abb. 2.3). Es zeigt die Abhängigkeit der spektralen Energiedichte  $E_k$  zum Reziprokwert des turbulenten Längenmaßes  $1/l$ .

$$\frac{1}{l} = \int_{-\infty}^{\infty} E_k \cdot d(1/l) \quad (2.10)$$

Für die isotrope Turbulenz leitete Kolmogorov folgenden Zusammenhang für die vollentwickel-

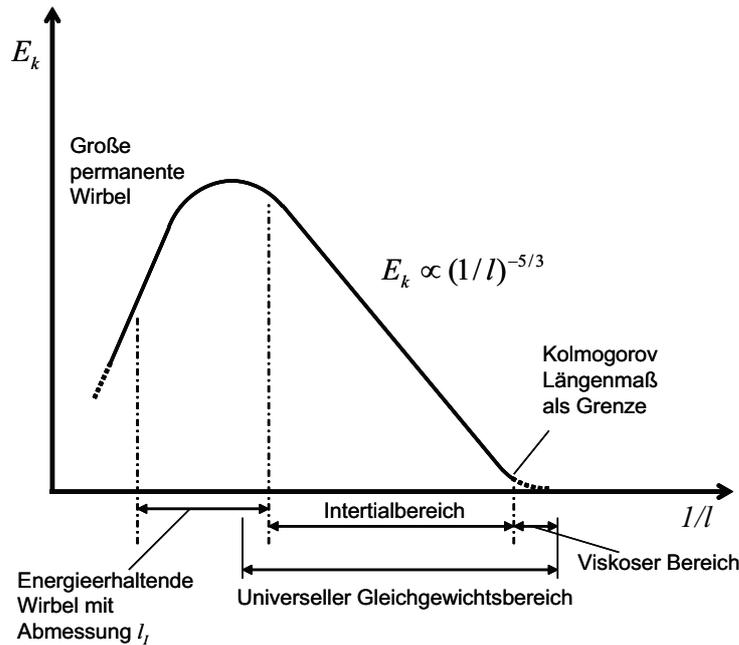


Abbildung 2.3: Energiekaskade: auf der y-Achse ist die turbulente kinetische Energie, auf der x-Achse der Reziprokwert des turbulenten Längenmaßes aufgetragen [9]

te Turbulenz ab:

$$E_k(1/l) \propto \left(\frac{1}{l}\right)^{-5/3} \tag{2.11}$$

Turbulenz entsteht in einem Verbrennungsmotor durch unterschiedliche Mechanismen. Drei der wichtigsten Turbulenzerzeugungsprozesse sind in Abb. 2.4 dargestellt. Der Einlassvorgang beeinflusst einen großen Teil der Ladungsbewegung. Durch die hohen Geschwindigkeiten am Einlassventil, die ungefähr zehn Mal größer sind als die mittlere Kolbengeschwindigkeit [30], entsteht durch Ablösung des Luftstrahls am Ventilsitz Turbulenz, wodurch sich unterhalb des Ventils Rezirkulationsgebiete ausbilden.

Am Ende der Kompressionsphase entsteht eine Quetschströmung, wenn der Abstand des Kol-

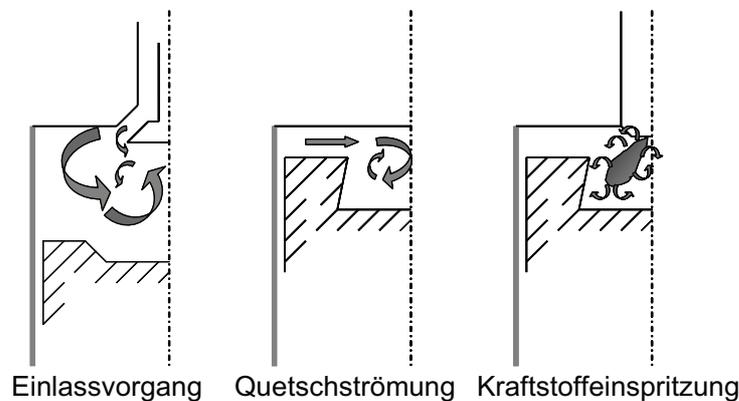


Abbildung 2.4: Turbulenzzentstehungsmechanismen [9]

bens und des Zylinderkopfes klein genug wird. Hieraus resultiert unter der Annahme der Drehimpulserhaltung der Wirbel neben einer Verkleinerung des integralen Längenmaßes eine Erhöhung der Wirbelrotationsgeschwindigkeit und somit der turbulenten kinetischen Energie. Die dritte relevante Turbulenzquelle ist die Einspritzung. Die wichtigsten Parameter, welche die Turbulenz während der Einspritzung beeinflussen, sind Einspritzdruck, Anzahl und Größe der Austrittsquerschnitte und die Lage des Einspritzsystems zum Brennraum. Ein weiterer sehr wichtiger Turbulenzerzeuger ist die turbulente Verbrennung. Diese wird im Kapitel 2.4.1 genauer beschrieben. Um eine Turbulenzentwicklung im Motorbrennraum zu beschreiben, werden heutzutage mit Hilfe der Navier-Stokes Erhaltungsgleichungen und des  $\kappa - \varepsilon$ -Modells Berechnungen durchgeführt. Das  $\kappa - \varepsilon$ -Modell geht von einer isotropen Turbulenz und von zwei Transportgleichungen für  $\kappa$  (turbulente kinetische Energie) und  $\varepsilon$  (Dissipationsrate) aus. Ein einfacheres Modell, das so genannte  $\kappa - l_I$ -Modell, setzt zusätzlich zu der Isotropie noch die Homogenität der Turbulenz im Brennraum voraus [9]. Es wird dabei der Anfangswert des integralen Längenmaßes in Relation zu der Abmessung des entsprechenden Turbulenzgenerators gesetzt und zusätzlich noch der Einfluss der Kompressibilität der Turbulenzelemente wie folgt berücksichtigt:

$$\frac{l_I(t_2)}{l_I(t_1)} = \left( \frac{\rho(t_1)}{\rho(t_2)} \right) = \left( \frac{V_Z(t_1)}{V_Z(t_2)} \right) \quad (2.12)$$

womit sich die Bilanz der turbulenten kinetischen Energie schreiben lässt als:

$$\frac{d\kappa}{dt} = \frac{2}{3} \cdot \frac{\kappa}{\rho} \cdot \frac{d\rho}{dt} + c_0 \cdot v_t \cdot \frac{\bar{u}}{l_I} \cdot 1 \frac{l_I}{\bar{u}} - c_D \cdot \frac{\kappa^{3/2}}{l_I} \quad (2.13)$$

Und aufgelöst nach der Turbulenzintensität:

$$\frac{du'}{dt} = \frac{1}{3} \cdot \frac{u'}{\rho} \cdot \frac{d\rho}{dt} + c_0 \cdot 0.22 \cdot \frac{\bar{u}^2}{l_I} - 0.1 \cdot \frac{u'^2}{l_I} \quad (2.14)$$

Der erste Term der Gleichung 2.14 beschreibt nun den Kompressibilitätseffekt unter Erhaltung des Drehimpulses der Turbulenzwirbel. Der zweite Term stellt die Erzeugung von Turbulenz aus der gerichteten Strömung aufgrund der turbulenten Schubspannungen und der Verweilzeit am Turbulenzgenerator dar. Der dritte Term zeigt, dass die turbulente kinetische Energie eines großen Wirbels durch den Wasserfallprozess in den viskosen Bereich und somit in Wärme übergeführt wird. Abb. 2.5 zeigt den Verlauf der Turbulenzintensität qualitativ auf. Dabei wird jeder Turbulenzgenerator separat, ohne Wechselwirkung mit den übrigen Mechanismen, betrachtet [9].

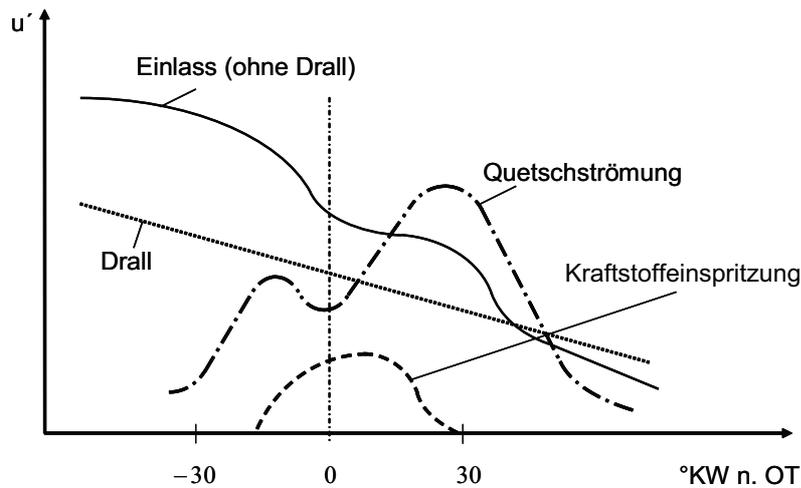


Abbildung 2.5: Qualitativer Verlauf der Turbulenzintensität  $u'$  auf der y-Achse und  $^{\circ}KW$  auf der x-Achse [9]

### 2.1.2 Ladungsbewegungsformen

Grundsätzlich wird zwischen zwei verschiedenen Arten der Ladungsbewegung unterschieden, nämlich Drall bzw. Tumble (Abb. 2.6) [19]. Beim Drall ist die Drehachse parallel zur Zylinderhochachse, während beim Tumble die Drehachse im rechten Winkel zur Zylinderachse steht. Dieser Unterschied in der Drehrichtung führt dazu, dass der Drall bis zum Ende des Kolbenhubes erhalten bleibt und durch das immer kleiner werdende Volumen verstärkt wird. Auf der anderen Seite wird der Tumble zwischen Kolben und Brennraumdach zerquetscht und zerfällt kurz vor ZOT in die für die Verbrennung sehr wichtige Turbulenz.

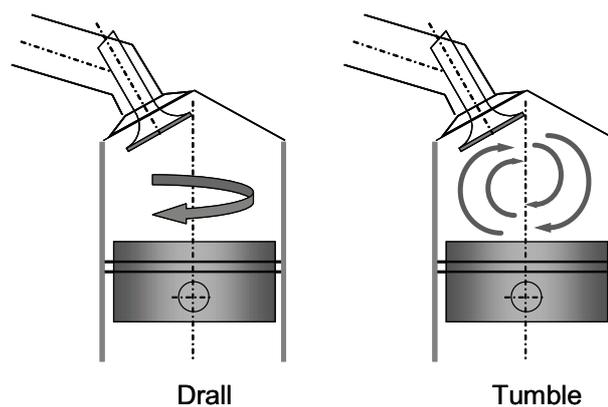


Abbildung 2.6: Grundsätzliche Ladungsbewegungsformen

Bei der Turbulenzerzeugung durch Ladungsbewegung wird zwischen brennraumintern erzeugter und brennraumextern erzeugter Ladungsbewegung unterschieden. Eine brennraumextern erzeugte Ladungsbewegung wird durch die Einlasskanalgeometrie, wie z.B. eine Tumbleklap-

pe ausgelöst, während eine brennrauminterne Ladungsbewegung durch die Brennraum- und Kolbengeometrie beeinflusst wird. Letztere ist vor allem während der Kompression wichtig und kann die Verbrennung in einem DI-Ottomotor stark beeinflussen. Durch eine geeignete Quetschströmung entsteht aus der durch den Einlassvorgang induzierten Ladungsbewegung eine hohe Turbulenzintensität, welche positiv auf alle Transportvorgänge wirkt.

Drall wird vor allem in Dieselmotoren mit Direkteinspritzung eingesetzt, um die Gemischbildung zu unterstützen. In Ottomotoren kann Drall zusätzlich die Verbrennung beschleunigen. Die Drallgenerierung erfolgt durch spezielle Einlasskonfigurationen, welche der Einlassströmung einen Drehimpuls verleihen. Es existieren zwei verschiedene Arten, Drall während des Ansaugvorgangs zu erzeugen. Bei der ersten Variante wird die Strömung tangential in den Zylinder geführt und nach dem Auftreffen auf die Brennraumwand in einer drallförmigen Bewegung nach unten umgelenkt. Abb. 2.7 [9] zeigt die verschiedenen Einlasskanalkonfigurationen, die für eine tangentielle Einströmung möglich sind. Bei der zweiten Variante wird der Drall schon im Ansaugkanal generiert. Die Strömung wird mit Hilfe eines spiralförmigen Einlasskanals einmal um die Ventilachse gelenkt, bevor sie in den Brennraum gelangt.

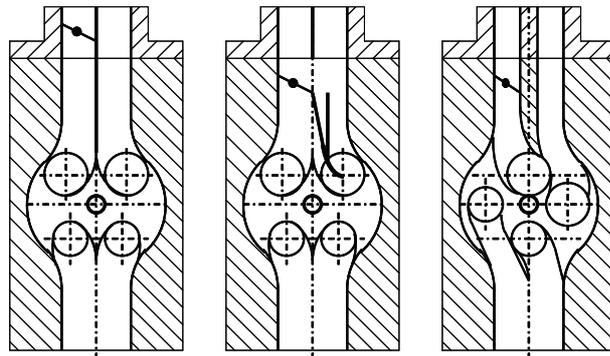


Abbildung 2.7: Drallerzeugungsmechanismen [9]

Während der Kompressionsphase verliert die Strömung aufgrund von Reibung an den Zylinderwänden und turbulenter Dissipation einen großen Teil des ursprünglichen Momentes. Trotzdem kann durch eine geeignete Brennraumform die Drallgeschwindigkeit während der Kompression erheblich erhöht werden. Dies führt zu einer deutlich schnelleren Gemischbildung bei Motoren mit Direkteinspritzung [19].

Die zweite Form der Ladungsbewegung wird Tumble genannt. Hier wird eine Strömung quer zur Zylinderachse erzeugt. Diese Art der Ladungsbewegung hat ihre Bedeutung erst mit der Einführung von Mehrventilmotoren erlangt. Die Erzeugung einer Tumblebewegung ist weniger komplex als die einer Drallbewegung. Die Einlassströmung wird durch die Geometrie des Einlasskanals gezwungen, bevorzugt die obere Hälfte des Ventilspaltes zu durchströmen. Es entsteht somit ein asymmetrisches Einströmen in den Zylinder. Beim Auftreffen auf den Kol-

benboden wird dieser Strahl umgelenkt und bildet so eine Tumblewalze (Abb. 2.8).

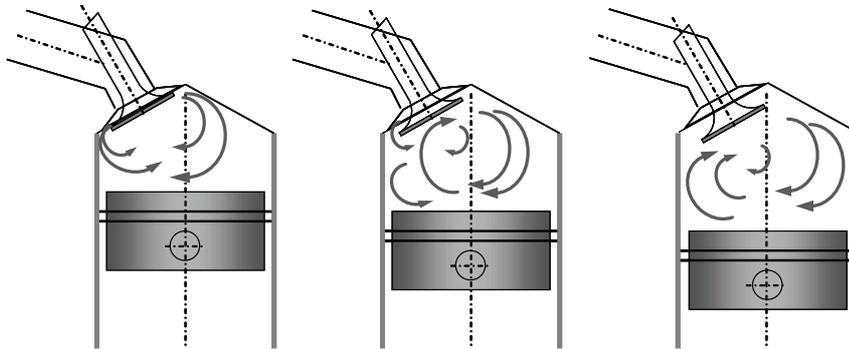


Abbildung 2.8: Tumbleentstehung [9]

Während der Kompression wird der Tumble je nach Kolben- und Brennraumform in eine komplexe Strömungsbewegung umgewandelt, bis der Hauptteil der Strömungsenergie kurz vor OT in Turbulenz zerfällt. Eine Tumblebewegung ist vor allem für die Gemischbildung und Verbrennung in DI-Ottomotoren von großer Bedeutung. Durch eine geeignete Strömung im Zylinder kann der Kraftstoff insbesondere beim luftgeführten Schichtverfahren gezielt zur Zündkerze gebracht werden. Während der Verbrennung würde ohne Tumble das entflammende Gemisch auf den entgegenfahrenden Kolben gedrückt und zur Seite umgelenkt. Infolge des kalten Kolbenbodens kommt es zu einem langsamen Abfackeln des Gemisches [42]. Mit einer Tumblebewegung kann die Flamme in der Mitte des Brennraums gehalten werden. Die gerichtete Strömung bildet eine Art Luftpolster zwischen Flamme und Brennraumwand, was den Wandwärmeübergang reduziert. Zusätzlich bleibt die kinetische Energie der Luftströmung durch die Tumblebewegung wesentlich länger im Brennraum erhalten.

Die Tumblebewegung kann zusätzlich durch eine Tumbleklappe im Ansaugkanal erhöht werden (Abb. 2.9). Diese Klappe kann z.B. im Teillastbereich den unteren Teil des Ansaugkanals schließen, was die Luftströmung durch den oberen Teil des Ventilspaltes zwingt. Im höheren Teillastbereich und bei Volllast kann die Tumbleklappe teilweise oder ganz geöffnet werden, um die Ladungswechselverluste zu minimieren [19].

## 2.2 Gemischbildung

Ziel der Gemischbildung ist die Aufbereitung einer zündfähigen Mischung aus Kraftstoff und Luft. Dies gilt sowohl für den Betrieb mit homogenem Gemisch als auch für den Betrieb mit Schichtladung. Eine in einem möglichst großen Kennfeldbereich reproduzierbare Gemischbildung ist dabei eine wichtige Grundlage für eine vollständige und saubere Verbrennung [5, 41]. Abb. 2.10 zeigt die wesentlichen Zusammenhänge und Einflüsse auf die Gemischbildung. Die

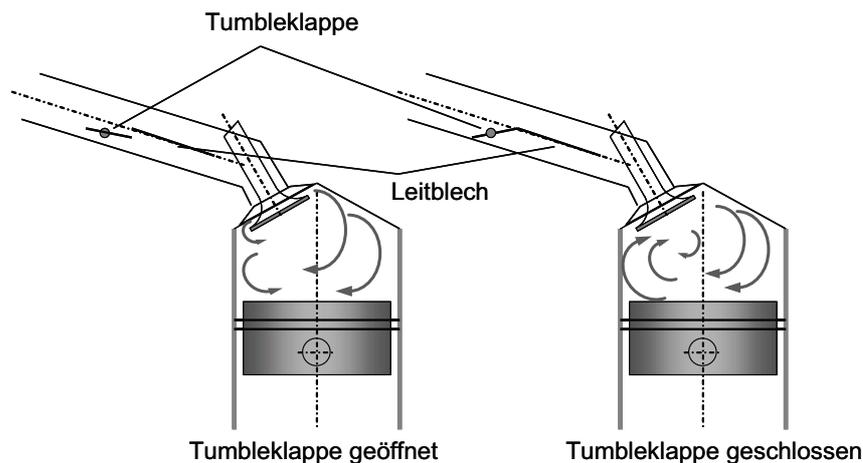


Abbildung 2.9: Tumbleentstehung mit Tumbleklappe [19]

operativen Parameter lassen sich innerhalb weiter Grenzen beliebig über eine moderne Motorsteuerung beeinflussen. Ebenso können heute auch die Kraftstoffeigenschaften in Raffinerien gezielt angepasst werden. Diese veränderten Kraftstoffe können positive Einflüsse auf den Verbrennungsablauf und vor allem auf die brennraumseitige Verschmutzungsneigung haben. Für eine ottomotorische Verbrennung ist Voraussetzung, dass zum Zündzeitpunkt ein zündfähiges Gemisch an der Zündkerze vorliegt. Für den geschichteten Betrieb sind hierfür insbesondere die Strahleindringtiefe und der Strahlwinkel von entscheidender Bedeutung. Es sind daher besondere Anforderungen an eine Reihe von Auslegungsparametern zu stellen. Wie schon in Abschnitt 2.1 beschrieben, gehört hierzu insbesondere die Einlassströmung. Aber auch die Brennraumform (Zylinderkopf- und Kolbenform), das Verdichtungsverhältnis, die Einspritzdüsen- und Zündkerzenlage sowie die Einspritzparameter (Zeitpunkt, Dauer, Druck, Strahlgeometrie) müssen berücksichtigt werden [5]. Die Teilprozesse der Gemischaufbereitung können grob in die Kraftstoffstrahlausbreitung, das Aufbrechen in kleine Tropfen und die anschließende Verdampfung unterteilt werden. Dabei ist die Kraftstoffstrahlausbreitung stark abhängig vom Injektortyp und der damit verbundenen Sprayaufbereitung. Die Sprayeigenschaften bestimmen, wie sich die Brennstofftropfen mit der Luft vermischen und wie schnell sie verdampfen. Bedingt durch die Scherkräfte aufgrund der Relativgeschwindigkeiten zwischen Kraftstoff und Umgebungsluft zerfällt der austretende Strahl in Tropfen. Eine dimensionslose Größe, die den Tropfenzerfall beschreibt, ist die Weberzahl:

$$We = \frac{\rho \cdot u^2 \cdot D}{\sigma} \quad (2.15)$$

Sie beschreibt das Verhältnis des Luftwiderstandes zur Oberflächenspannung. Für die Tropfen wird eine Stabilitätsgrenze erreicht, wenn die Oberflächenspannung gleich der Widerstandskraft ist, womit sich eine kritische Weberzahl definieren lässt:  $We_{kr} \approx 13$

Ab einer bestimmten Weberzahl kann davon ausgegangen werden, dass ein Tropfen schnell

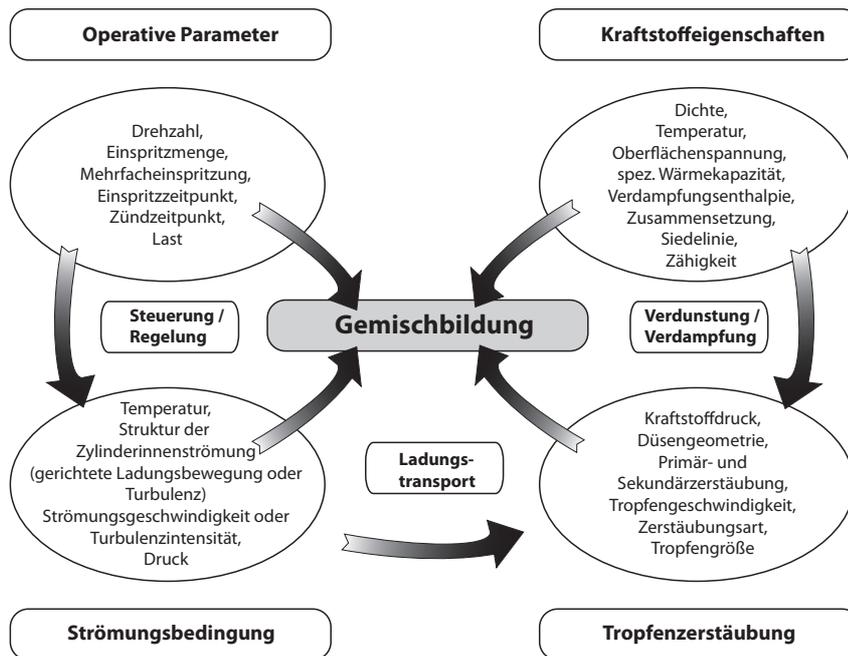


Abbildung 2.10: Einflussparameter auf den Gemischbildungsprozess [41]

in kleinere zerfällt. Da die Weberzahl proportional zum Tropfendurchmesser ist, setzt sich der Vorgang fort, bis der kritische Wert unterschritten wird. Die Druckzerstäubung des Kraftstoffs führt in den meisten Fällen zu ähnlichen Tropfengrößen-Spektren. Aus diesen Spektren lässt sich ein mittlerer Tropfendurchmesser bestimmen. Eine gebräuchliche Definition ist der mittlere Sauter-Durchmesser [10]:

$$D_{SM} = D_{32} = \frac{\int D^3 dn}{\int D^2 dn} \quad (2.16)$$

$dn$  ist dabei die Anzahl der Tropfen mit einem Durchmesser im Bereich  $D - dD/2 < F < D + dD/2$ .

Das Verdampfen der Tropfen wird in Verbrennungsmotoren hauptsächlich durch den konvektiven Wärmeübergang bestimmt. Das Tröpfchenverhalten kann mit Hilfe von einfachen analytischen Modellen beschrieben werden. Diese benutzen zahlreiche Annahmen und Vereinfachungen, wie z.B. einem stationären Verbrennungsprozess, schneller Chemie, gleichen Diffusivitäten für alle chemische Spezies und die Wärme (Lewis-Zahl = 1), konstante und von der Temperatur unabhängige Stoffeigenschaften (Wärmeleitfähigkeit, spezifische Wärme, Produkt  $p \cdot D$  aus Dichte und Diffusionskoeffizient). Die Modelle liefern eine Verdampfungsgeschwindigkeit  $\dot{m}_{Krst}$  (verdampfende Masse pro Zeiteinheit) [62],

$$\dot{m}_{Krst} = \frac{2 \cdot \pi \cdot \lambda_g \cdot D}{c_{p,g}} \cdot \ln[1 + B] \quad (2.17)$$

mit

$$B = \frac{\Delta h_{comb}/\nu + c_{p,g} (T_\infty - T_S)}{h_{f,g}} \quad (2.18)$$

Hierbei bezeichnet  $D$  den Tröpfchenradius,  $\lambda_g$  die Wärmeleitfähigkeit in der Gasphase,  $c_{p,g}$  die spezifische Wärmekapazität in der Gasphase,  $\Delta h_{comb}/v$  das Verhältnis von Verbrennungsenthalpie und dem stöchiometrischen Massenverhältnis von Oxidationsmittel und Brennstoff,  $T_\infty - T_S$  die Differenz zwischen der Temperatur in der Gasphase weit entfernt vom Tröpfchen und der Temperatur an der Tröpfchenoberfläche und  $h_{f,g}$  die Verdampfungsenthalpie.  $B$  ist die sogenannte Spalding-Transfer-Zahl. Berücksichtigt man, dass die Verdampfungsgeschwindigkeit gegeben ist durch

$$\dot{m}_{Krst} = \rho_L \cdot \frac{\pi}{2} \cdot D^2 \cdot \frac{dD}{dt} = \rho_L \frac{\pi}{4} \cdot D \cdot \frac{dD^2}{dt} \quad (2.19)$$

so erhält man

$$\frac{dD^2}{dt} = \frac{8 \cdot \lambda_g}{\rho \cdot c_{p,g}} \cdot \ln[1 + B] \quad (2.20)$$

Integration liefert schliesslich das bekannte  $D^2$ -Gesetz für die Tröpfchenverbrennung [62],

$$D^2(t) = D_0^2 - K \cdot t \quad (2.21)$$

mit

$$K = \frac{8 \cdot \lambda_g}{\rho_L \cdot c_{p,g}} \cdot \ln[1 + B] \quad (2.22)$$

Man sieht, dass die Verbrennungsgeschwindigkeit nur schwach (logarithmisch) von den Brennstoffeigenschaften (Reaktionswärme  $\Delta h_{hcomb}$ , Verdampfungsenthalpie  $h_{f,g}$ ) abhängt und direkt von den Eigenschaften der Gasphase und dem Tröpfchenradius bestimmt wird. Eine Verdopplung des Tröpfchendurchmessers vervierfacht z.B. die Zeit zur vollständigen Verbrennung, und der Brennraum muss deswegen länger sein. Für den Grenzfall  $\Delta h_{hcomb} = 0$  erhält man reine Verdampfung [62]. Es zeigt zudem, wie wichtig kleine Tropfen und somit hohe Einspritzdrücke beziehungsweise kleine Austrittsöffnungen für die rasche Verdampfung eines Kraftstoffsprays sind.

## 2.3 Zündung

### 2.3.1 Fremdzündung

Die Zündung in Ottomotoren erfolgt kurz vor Ende des Kompressionshubes durch eine Zündkerze. Ein Zündfunke von einer Elektrode zur anderen entsteht, wenn eine genügend große Spannung angelegt wird. Während einer typischen Funkenentladung wird die Spannung zwischen den beiden Elektroden so weit erhöht, bis ein Durchschlag erfolgt. Der Widerstand des Spalts zwischen den beiden Elektroden sinkt dabei innerhalb kürzester Zeit und ein elektrischer Strom wird aufgebaut. Dieses Stadium des Entladens wird Durchbruchphase genannt. Charakteristisch für diese Phase ist eine sehr hohe Temperatur (bis zu  $60.000K$ ), eine hohe Spannung ( $10kV$ ) und eine sehr kurze Dauer (ca.  $10ns$ ) [30]. Die gelieferte Energie gelangt

dabei fast verlustfrei in den gebildeten Plasmakanal. Durch die entstehende Druckwelle wird jedoch ca. 30 Prozent dieser Energie von der Welle weggetragen. In der nächsten Phase, der sogenannten Bogenphase, expandiert das entstandene dünne zylindrische Plasma sehr rasch infolge Wärmeleitung und Wärmediffusion. Die Temperaturen sind hier aufgrund der genannten Energieübertragungen auf ungefähr  $6.000\text{ K}$  limitiert. In einer letzten Phase, der Glimmphase, kommt es schließlich zu einer Entladung des induktiven Energiespeichers.

Ungefähr  $10\mu\text{s}$  nach der Durchbruchphase ist die Temperatur des Plasmas auf die Flammentemperatur gesunken. Damit wird die kritische Phase erreicht.  $20\mu\text{s}$  nach der Durchbruchphase müssen die Reaktionen so weit fortgeschritten sein, dass eine selbsterhaltende Flammenausbreitung möglich wird [30].

Für die Zündung eines stöchiometrischen Gemisches werden ungefähr  $0,2\text{ mJ}$  benötigt [30]. In einem realen Verbrennungsmotor sind die Bedingungen jedoch nicht ideal. Infolge zyklischer Schwankungen sind Luft, Kraftstoff und Restgas nicht gleichmäßig in den einzelnen Zylindern verteilt. Insbesondere für DI-Ottomotoren im Schichtbetrieb ist das Gemisch um die Zündkerze nicht homogen. Für leicht fette oder magere Gemische ist die erforderliche Zündenergie gleich um eine Größenordnung höher (ca.  $3\text{ mJ}$ ). Konventionelle Zündsysteme liefern 30 bis  $50\text{ mJ}$  elektrische Energie. Durch die physikalischen Eigenschaften der einzelnen Entladephasen geht jedoch der größte Teil dieser Energie verloren, und nur ein kleiner Teil wird an das Gas weitergegeben [30].

### 2.3.2 Selbstzündung von Luft-Kohlenwasserstoff-Gemischen

Ein sehr einfaches Modell zur Beschreibung der verschiedenen Formen des Reaktionsablaufs einer Verbrennung ist in Abb. 2.11 zu sehen. Zeldovich [68] nimmt dabei an, dass ein ideales Gas als Gemisch vorliegt, dessen lokale Reaktionsintensität nur von der Temperatur abhängig ist. Dabei fällt die Gemischtemperatur ausgehend von einem exothermen Zentrum linear ab. Je nach Steigung lassen sich verschiedene Verbrennungsarten definieren. Der erste dargestellte Fall zeigt einen sehr steilen Temperaturgradienten. Diese sogenannte deflagrative Verbrennung wird gekennzeichnet durch eine Flammenfront als lokale Reaktionszone, welche sich in Richtung des absinkenden Temperaturgradienten ausbreitet. Dabei werden immer die benachbarten Zonen auf die Zündtemperatur erhitzt. Diese deflagrative Verbrennung kann als einfache Näherung der fremdgezündeten, ottomotorischen Flammenfrontverbrennung angesehen werden. Der zweite dargestellte Fall, der auch als detonative Verbrennung bezeichnet wird, zeigt einen etwas flacheren Temperaturgradienten. Das bedeutet, dass die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Reaktionszone zunimmt. Hier wird die Flammenausbreitung im Brennraum durch eine Druckwelle bewirkt, welche durch die chemischen Reaktionen und die damit verbundene Wärmefreisetzung aufrechterhalten wird. Die Detonation ist charakteristisch für eine klopfende Verbrennung, in der Teile des Endgases eine erhöhte Temperatur aufweisen, welche zu einer schlagartigen Um-

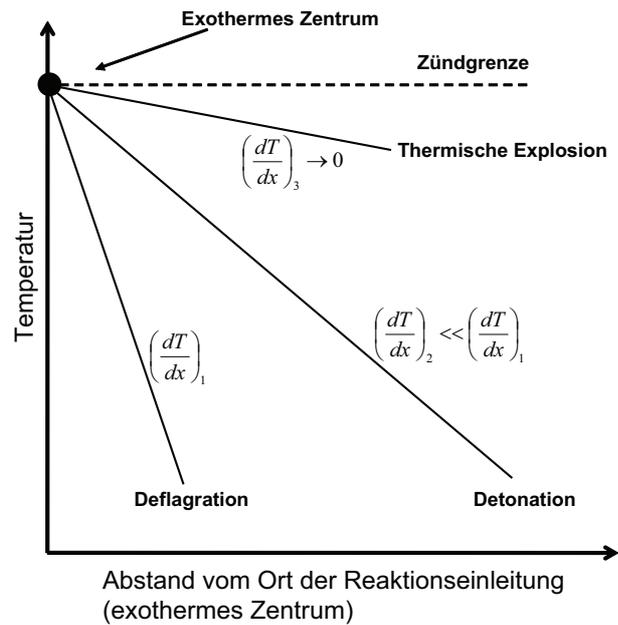


Abbildung 2.11: Vereinfachtes Modell der Energieumsetzung in Abhängigkeit vom Temperaturgradienten als Funktion des Abstandes vom Ort der Reaktionseinleitung in einem eindimensionalen System [68]

setzung führt. Dabei kommt es zur Ausbildung einer Druckwelle, die im schlimmsten Fall zu einer mechanischen Schädigung an Motorbauteilen (Kolben, Kolbenringe, Zylinder, Zylinderkopf) führen kann. Bei einem sehr geringen Temperaturgradienten spricht man von einer thermischen Explosion. Hier kommt es zu einer nahezu gleichzeitigen Umsetzung des gesamten Gemisches im Brennraum. Eine Flammenausbreitung ist dabei nicht zu beobachten. Dieses Modell entspricht der Idealvorstellung einer homogen kompressionsgezündeten Verbrennung. Das Einsetzen der Zündung hängt hier nur von den lokalen Reaktionsbedingungen wie Temperatur, Gemischzusammensetzung und Vorreaktionszustand ab. Bei der thermischen Explosion steigt die Systemtemperatur durch exotherme Reaktionen, woraufhin die Reaktionsgeschwindigkeit gesteigert und dadurch wiederum mehr Wärme freigesetzt wird. Eine Zündung erfolgt demnach, wenn die durch chemische Reaktionen hervorgerufene thermische Energiefreisetzung die Wärmeabfuhr übersteigt und somit eine weitere Beschleunigung der exothermen Reaktionen auftritt.

Im Falle homogener Systeme mit örtlich konstantem Druck, Temperatur und Gaszusammensetzung kann die Theorie der Explosion von Semenov angewandt werden. Diese beschreibt die Systemerwärmung in der Energiegleichung durch die Differenz aus Wärmeproduktion und Wärmeverlust wie folgt [51]:

$$\rho \cdot V \cdot c_p \cdot \frac{\partial T}{\partial t} = \dot{Q}_P - \dot{Q}_V = \dot{q}_{ch} \cdot V \cdot [B]^n \cdot A e^{-E/RT} - \alpha \cdot A (T - T_W) \quad (2.23)$$

mit  $A e^{-E/RT}$  = Arrheniusansatz für den Geschwindigkeitskoeffizienten. Dabei wird die durch chemische Reaktionen hervorgerufene Wärmefreisetzung als Produkt von Wärmefreisetzung

und der Reaktionsrate einer Einschrittreaktion des Brennstoffs und der Produkte beschrieben. Die Wärmeabfuhr wird durch die Temperaturdifferenz zwischen Gas und Wand festgelegt. Abb. 2.12 zeigt qualitativ den mit der Temperatur exponentiell ansteigenden Verlauf des Produktionsterms  $\dot{Q}_P$ . Die Verlustterme  $\dot{Q}_V$  nehmen linear mit der Temperatur zu. Im Falle der Kurve  $\dot{Q}_{V_1}$  lassen sich zwei Schnittpunkte mit  $\dot{Q}_P$  bei den Temperaturen  $T_{S_1}$  und  $T_{S_2}$  feststellen.

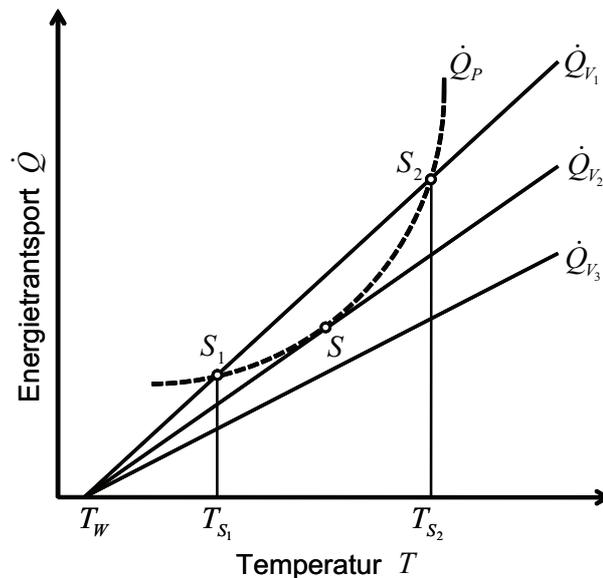


Abbildung 2.12: Bedingungen für thermische eine Explosion nach Semenov [51]

Bei diesen Temperaturen sind die Wärmeproduktion und die Wärmeverluste gleich groß. Die Wärmeproduktion überwiegt die Verluste für Temperaturen  $T < T_{S_1}$ , woraufhin sich das System auf  $T_{S_1}$  erwärmt. Treten Temperaturen zwischen  $T_{S_1}$  und  $T_{S_2}$  auf, so überwiegen die Wärmeverluste, wodurch es zur Abkühlung auf  $T_{S_1}$  kommt. Somit kennzeichnet dieser Punkt einen stabilen stationären Zustand.  $T_{S_2}$  hingegen beschreibt einen stationären instabilen Zustand, da bereits geringe Temperaturabweichungen von  $T_{S_2}$  wegführen. Für Temperaturen  $T > T_{S_2}$  überwiegt die Wärmeproduktion, sodass sich das System immer mehr erwärmt und eine Explosion stattfindet. Im Falle der Wärmeabfuhr nach  $\dot{Q}_{V_2}$  gibt es lediglich einen Berührungspunkt  $S$  mit der Kurve der Wärmeproduktion. Für Wärmeabfuhr nach  $\dot{Q}_{V_3}$  ist die Wärmeabfuhr stets so gering, dass die Wärmeproduktion überwiegt und das System für jeden Anfangszustand explodiert.

In der Realität spielt neben der Temperaturabhängigkeit die chemische Reaktionskinetik eine entscheidende Rolle, da sich ein Luft-Kohlenwasserstoff-Gemisch im Brennraum befindet. Bei der Zündung solcher Gemische laufen Radikalkettenreaktionen ab. Im Gegensatz zu rein thermischen Zündungen, bei denen sofort eine Temperaturerhöhung stattfindet, tritt diese bei Luft-Kohlenwasserstoff-Gemischen erst nach einer so genannten Zündverzugszeit auf. Der Grund für die Verzugszeit liegt in der Bildung von Radikalen aus Kettenverzweigungsreaktionen. Obwohl während der Induktionszeit wichtige chemische Prozesse stattfinden, ändert sich die Tempera-

tur des Gemisches nicht merklich. Der Ablauf der Oxidation von höheren Kohlenwasserstoffen wird von einer Vielzahl von Elementarreaktionen bestimmt, welche während des chemischen Zündverzugs ablaufen. Diese lassen sich in verschiedene Schritte einteilen [31]:

- Ketteneinleitungsschritte: aus den stabilen Spezies werden reaktive Spezies gebildet
- Kettenfortpflanzungsschritte: reaktive Spezies reagieren mit stabilen Spezies unter Bildung weiterer reaktiver Spezies
- Kettenverzweigungsschritte: ein stabiles Molekül reagiert mit einem reaktiven Teilchen unter Bildung zweier neuer reaktiver Teilchen
- Kettenabbruchschritte: reaktive Spezies reagieren zu stabilen Molekülen

Die Radikalkettenexplosion setzt voraus, dass durch die Kettenverzweigungsreaktionen mehr aktive Radikale gebildet werden als durch Kettenabbruchreaktionen vernichtet werden. Die Entflammung von Kohlenwasserstoffen ist sehr stark abhängig vom Druck und der Temperatur, weshalb sich diese in verschiedene reaktionskinetische Bereiche einteilen lässt. Der Einfluss der unterschiedlichen Reaktionen auf die Zündung kann anhand eines Explosionsdiagrammes erklärt werden (Abb. 2.13).

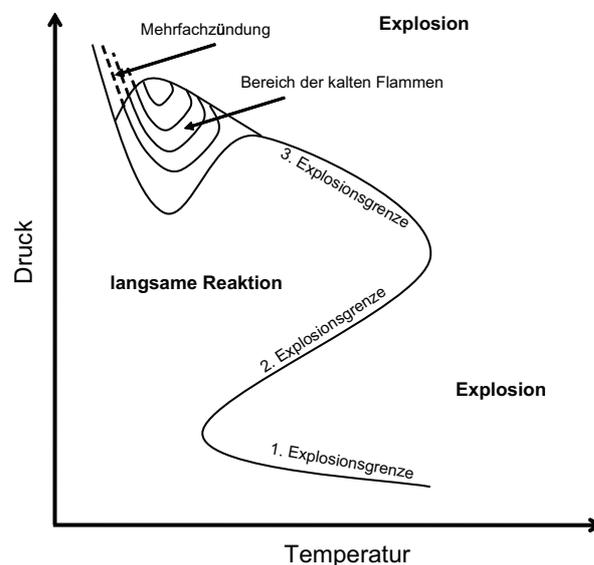


Abbildung 2.13: Schematisches p-T-Explosionsdiagramm für Kohlenwasserstoffe [62]

Bei konstanter Temperatur und sehr niedrigen Drücken findet keine Zündung statt, da gebildete Radikale durch die schnelle Diffusion zu den Brennraumwänden diffundieren und in einer Reaktion rekombinieren. Bei Erhöhung des Drucks wird die Diffusion langsamer, sodass die Kettenverzweigungsreaktionen überwiegen und eine erste Explosionsgrenze erreicht wird. Bei

weiterer Erhöhung des Drucks wird die zweite Reaktionsgrenze erreicht. In diesem Bereich gewinnt eine stark druckabhängige Reaktion an Bedeutung und das Gemisch ist erneut stabil. An der dritten Explosionsgrenze wird eine weitere Kettenverzweigung über die zuvor inerten  $HO_2$ -Radikale wichtig, was zusammen mit einer durch den höheren Druck steigenden Wärmefreisetzung pro Volumeneinheit wieder zur Zündung führt. Bei hohen Temperaturen ( $> 1000K$ ) ist der Selbstzündungsprozess einstufig - das Kraftstoffmolekül zerfällt unter Bildung von Alkenen in immer kleinere Alkylradikale. Der geschwindigkeitsbestimmende Schritt für den gesamten Vorgang ist die folgende Reaktion der übrig gebliebenen kleinsten Alkylradikale  $CH_3^*$  und  $C_2H_5^*$ . Dieser läuft weitgehend unabhängig von der Struktur des Alkans ab [61, 62].

Bei niedrigen Temperaturen findet der Oxidationsvorgang über sogenannte degenerative Kettenverzweigungen als mehrstufiger Prozess statt (Abb. 2.14) [52]. Die großen Kohlenwasserstoffe werden in einem ersten Schritt zu relativ stabilen Zwischenprodukten (Alkylperoxiden) oxidiert. Wenn deren Konzentration einen kritischen Wert ( $\tau_1$ ) erreicht hat, beginnt der Zerfall. Die dadurch frei werdenden Radikale beginnen neue Reaktionsketten zu bilden, deren Verzweigung umso langsamer vonstatten geht, je stabiler das Zwischenprodukt ist. Dieser Vorgang wird als degenerative Kettenverzweigung bezeichnet. Der Zündverzug nimmt in diesem Fall trotz fortschreitender Reaktion wieder zu. Es wird von einem „negativen Temperaturkoeffizienten“ des Zündverzugs gesprochen. Der eigentlichen Selbstzündung geht dann ein Niedertemperaturumsatz mit einer schwach bläulichen Verbrennungsstrahlung voraus, welche auch als kalte Flamme oder Cool Flame bezeichnet wird. In dieser Cool Flame entstehen eine große Menge an relativ stabilem Formaldehyd und freie Radikale, welche die Oxidation der Kohlenwasserstoffe weiter vorantreiben. Der nächste Schritt wird durch einen explosionsartigen Zerfall des Formaldehyds eingeleitet. In dieser sogenannten Blue Flame entsteht nach  $\tau_2$  unter Freisetzung einer im Vergleich zur Cool Flame wesentlich größeren Wärmemenge Kohlenmonoxid, welches nach einer sehr kurzen Zeit ( $\tau_3$ ) mit dem restlichen Sauerstoff in Form einer thermischen Explosion zu Kohlendioxid umgesetzt wird. Abb. 2.15 zeigt den Zündverzug für verschiedene Drücke und

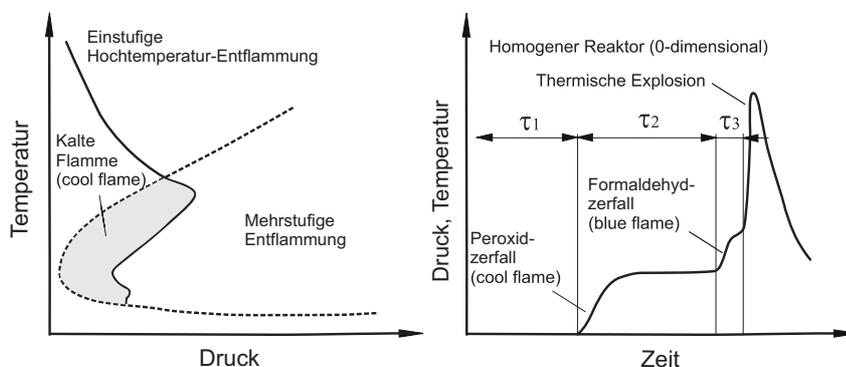


Abbildung 2.14: Verschiedene Entflammungsgebiete von Kohlenwasserstoffen (links), mehrstufiger Entflammungsprozess (rechts) [52]

Temperaturen. Es ist ein linearer Verlauf für sehr hohe Temperaturen ( $T > 1000\text{ K}$ ) und sehr niedrige Temperaturen ( $T < 700\text{ K}$ ) zu erkennen. In diesen Bereichen besitzt die Reaktionskette eine nahezu konstante Aktivierungsenergie. Bei einer Temperaturerhöhung ausgehend vom Niedertemperaturbereich verringert sich im mittleren Bereich die Konzentration der Peroxide und damit die Zeit bis zum Auftreten der kalten Flamme wie auch ihre Intensität. Dadurch steigt die Zeit  $\tau_2$  aufgrund des geringeren aus der Cool Flame resultierenden Radikalniveaus. Dies führt zu einem Anstieg des gesamten Zündverzugs  $\tau_i = \tau_1 + \tau_2$ , was auch als „Negative Temperature Coefficient“ (NTC) bezeichnet wird. Durch eine Erhöhung des Drucks steigen wegen der höheren Spezieskonzentrationen alle Reaktionsgeschwindigkeiten, wodurch sich die Zündverzugszeit verkürzt. Zusätzlich verschiebt sich der NTC-Bereich zu höheren Temperaturen.

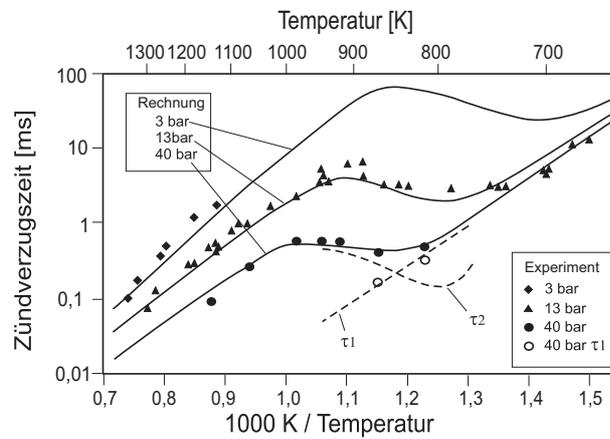


Abbildung 2.15: Zündverzug für n-Heptan bei verschiedenen Drücken [17]

## 2.4 Verbrennung

### 2.4.1 Turbulente Vormischflammen

Nach der Zündung breitet sich eine turbulente Flammenfront aus. Eine Vormischflamme wird durch die turbulenten Strömungen unterschiedlich beeinflusst. Durch große, tieffrequente Wirbel wird die Flammenfront gefaltet, was zu einer Vergrößerung der aktiven Flammenfrontfläche führt. Aus der Kontinuitätsgleichung ergibt sich somit eine Erhöhung der turbulenten Flammgeschwindigkeit  $u_T$ :

$$\frac{u_T}{u_L} = \frac{A_L}{A_T} \quad (2.24)$$

wobei  $A_T$  die Fläche der mittleren turbulenten Flammenfrontfläche,  $A_L$  die Gesamtfläche der gewinkelten laminaren Flammenfront und  $u_L$  die laminare Flammgeschwindigkeit bezeichnet (Abb. 2.16).

Es ist nicht einfach, den Term  $A_L/A_T$  zu bestimmen. Damköhler benutzt folgenden Ansatz [62]:

$$\frac{A_L}{A_T} = 1 + \frac{u'}{u_L} \quad (2.25)$$

Dies führt dann zu folgendem Ausdruck für die turbulente Flammgeschwindigkeit:

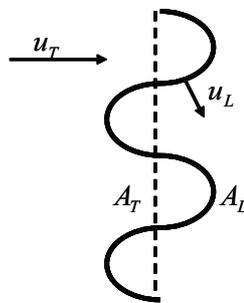


Abbildung 2.16: Schematische Darstellung der Fortpflanzung einer turbulenten Flammenfront:  $A_T$  ist die Fläche der mittleren turbulenten Flammenfrontfläche,  $A_L$  die Gesamtfläche der gewinkelten laminaren Flammenfront,  $u_T$  und  $u_L$  die turbulente bzw. laminare Brenngeschwindigkeit [9]

$$u_T = u_L \left( 1 + \frac{u'}{u_L} \right) \quad (2.26)$$

Kleine hochfrequente Wirbel beeinflussen die innere Struktur der gefalteten Flammenfront. Durch diese kleinen Wirbel nehmen die Stoff- und Wärmediffusionsvorgänge innerhalb der Flammenfront entsprechend dem Verhältnis der turbulenten zur molekularen Viskosität  $\nu_T/\nu_M$  zu [9]. Eine Möglichkeit, die Struktur von turbulenten Flammen zu beschreiben, zeigt das Borghi-Diagramm (Abb. 2.17). Aufgetragen ist  $u'/u_L$ , die Turbulenzintensität normiert durch

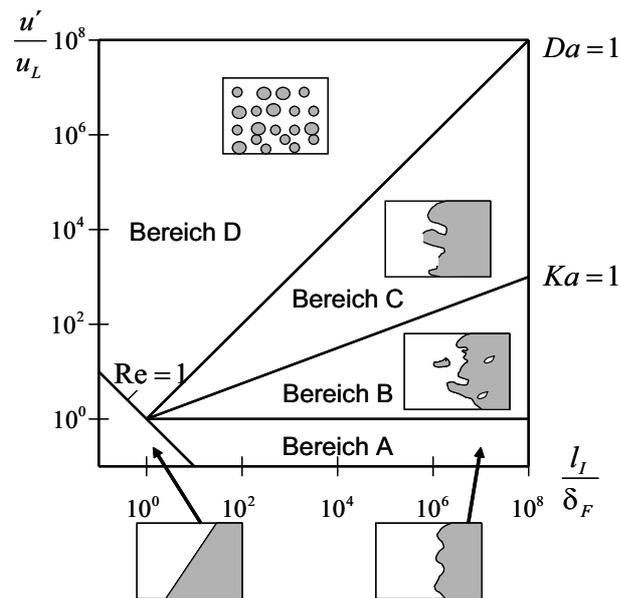


Abbildung 2.17: Borghi-Diagramm: auf der y-Achse ist die Turbulenzintensität normiert durch die laminare Flammengeschwindigkeit und auf der x-Achse das integrale Längenmaß durch die laminare Flammendicke aufgetragen [9]

die laminare Flammengeschwindigkeit, gegen  $l_I/\delta_F$ , das integrale Längenmaß durch die laminare Flammendicke. Das Diagramm ist in verschiedene Bereiche aufgeteilt. Für turbulente Reynoldszahlen  $Re_T = \frac{u' \cdot l_I}{\nu} < 1$  findet eine laminare Verbrennung mit flachen Flammenfronten statt. Für die weitere Unterteilung werden zwei dimensionslose Größen eingeführt, die Damköhler-Zahl und die Karlovitz-Zahl:

$$Da = \frac{t_I}{t_F} = \frac{l_I}{u'} \cdot \frac{u_L}{\delta_F} \quad (2.27)$$

$$Ka = \frac{t_F}{t_K} = \frac{\delta_F}{u_L} \cdot \left( \frac{\varepsilon}{\nu_M} \right)^{1/2} \quad (2.28)$$

Die Karlovitz-Zahl beschreibt das Verhältnis der Zeitskala der laminaren Flamme zur Kolmogorov Zeitskala. Die Damköhler-Zahl beschreibt das Verhältnis zwischen der integralen Zeitskala  $t_I = l_I/u'$  und der Zeitskala der laminaren Flamme. Im Bereich A ist die Turbulenzintensität kleiner als die laminare Flammengeschwindigkeit. Die laminaren Flammenfronten sind nur schwach gefaltet. Der Bereich B ist gekennzeichnet durch stark gefaltete Flammenfronten mit Inselbildung. Für  $l_K/\delta_F$  bilden sich aufgerissene Flammenfronten (Bereich C). Der Bereich D beschreibt schließlich einen idealen Rührkesselreaktor mit einer vollständigen Vermischung von Edukten und Produkten. Es handelt sich um eine Volumenreaktion und eine Flammenfront ist hier nicht mehr zu erkennen. Die interessanten Bereiche für Ottomotoren liegen in den Bereichen B und C.

Es existieren verschiedene Interpretationen zum Borghi-Diagramm, vor allem die Bereiche B und C werden von verschiedenen Quellen unterschiedlich aufgefasst. So wird in [9] erst im

Bereich C von aufgerissenen und inselbildenden Flammenfronten gesprochen, während dies in [62] schon im Bereich B der Fall ist.

### 2.4.2 Nicht-vorgemischte Verbrennung

Sind Kraftstoff und Luft nicht homogen vorgemischt, sondern vermischen sich erst während der Verbrennung durch molekulare und turbulente Diffusion, so spricht man von nicht-vorgemischter Verbrennung. Die Mischungsvorgänge laufen langsamer ab als die chemischen Reaktionen. Da die Diffusion von Kraftstoff und Luft zur Flammenzone damit geschwindigkeitsbestimmend ist, wurden solche Flammen früher als Diffusionsflammen bezeichnet. Da die Diffusion aber auch bei vorgemischten Flammen eine Voraussetzung für die Verbrennung darstellt, ist der Begriff nicht-vorgemischt vorzuziehen. Die nicht-vorgemischte Verbrennung im Motor stellt sich überaus komplex dar, weil die Gemischaufbereitung im Brennraum erfolgen muss und alle Phänomene dreidimensionalen Charakter aufweisen, wobei sie stark von der Brennraumgeometrie und dem turbulenten Strömungsfeld beeinflusst werden. Nicht-vorgemischte Verbrennung tritt im Motor vor allem bei Brennverfahren mit später Kraftstoffeinspritzung auf, bei welchen Verbrennung und Gemischbildung teilweise gleichzeitig ablaufen. Beispiele für solche Brennverfahren stellen das ottomotorische Schicht-Brennverfahren sowie das dieselmotorische Brennverfahren dar.

### 2.4.3 Verbrennung beim HCCI-Brennverfahren

Die Entflammung und anschließende Verbrennung beim HCCI-Brennverfahren zeigen ein gänzlich anderes Verhalten als eine konventionelle otto- oder dieselmotorische Verbrennung. Im Gegensatz zur Flammenfront- bzw. Diffusionsverbrennung entzündet sich das Gemisch im gesamten Brennraum nahezu gleichzeitig [21, 26, 32, 50]. Daraus ergeben sich lokal sehr niedrige Spitzentemperaturen sowie  $NO_x$ -Emissionen. Fraidl et. al. [21] beschreiben, dass im HCCI-Brennverfahren aufgrund der hohen Ladungsverdünnung keine konventionelle ottomotorische Flammenfrontverbrennung über eine Funkenzündung ausgelöst werden kann. Durch Vorreaktionen werden jedoch lokal günstigere Selbstzündungsbedingungen erreicht, wodurch es räumlich begrenzt zu einer früheren Selbstzündung kommt. Die daraus resultierende Änderung im Verbrennungsablauf ist jedoch nur marginal [21].

Günthner [26] hat festgestellt, dass beim HCCI-Brennverfahren der Zeitpunkt der Zündungseinleitung einen rein stochastischen Prozess darstellt. In [32] werden drei Mechanismen beschrieben, welche die Zündung entscheidend beeinflussen. Zum einen wird in Bereichen mit den höchsten Restgasraten die höchste Ladungstemperatur erzielt. Dabei nimmt die Zündverzugszeit tendenziell mit zunehmender Temperatur ab, mit Ausnahme des Bereiches des „Negative Temperature Coefficient“, welcher für Isooktan besonders ausgeprägt ist. Im Gegenzug nimmt

die Zündverzugszeit durch die hohen Restgaskonzentrationen in den heißen Zonen zu. Wo die Zündung einsetzt, hängt davon ab, welcher der beiden Mechanismen überwiegt. Als letzter Effekt, der einen Einfluss auf die Entflammung zeigt, wird die Verteilung des Luft-Kraftstoff-Gemisches genannt. Dabei haben Untersuchungen ergeben, dass die kürzesten Zündverzugszeiten in Bereichen mit fettem Gemisch ( $\lambda < 1$ ) erreicht werden (Abb. 2.18).

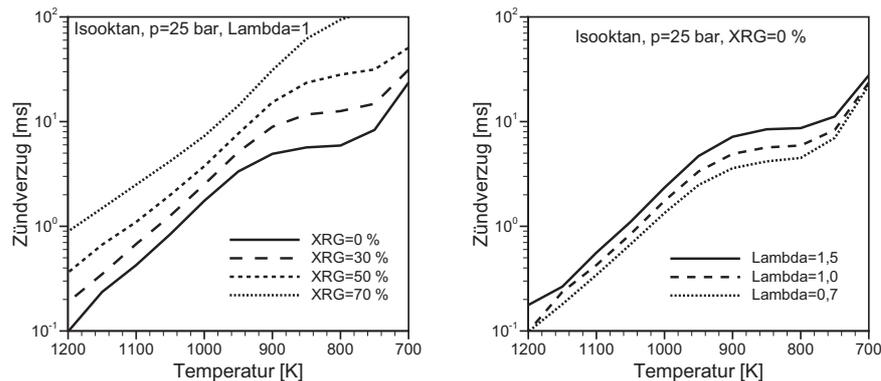


Abbildung 2.18: Für unterschiedliche Restgasmengen berechnete Zündverzugszeiten in einem konstanten Volumen und adiabaten System (links), für unterschiedliche Luft-Kraftstoffverhältnisse berechnete Zündverzugszeiten in einem konstanten Volumen und adiabaten System (rechts) [32]

In [26] wurde der HCCI-Betrieb mit Saugrohreinspritzung mit Hilfe einer 3D-CFD-Simulation analysiert. Durch die sehr kleinen Ventilhübe wurden sehr hohe Einströmgeschwindigkeiten und damit ein nahezu homogenes Gemisch aus Frischluft, Kraftstoff und Restgas im Brennraum erreicht. Trotzdem entstehen durch die Wandwärmeübergänge sowie durch heiße Bauteile im Brennraum hohe Temperaturgradienten, aus welchen bevorzugte Bereiche für eine Selbstzündung hervorgehen. Diese liegen unter den Einlassventilen bis hin zur Brennraummitte.

Sämtliche Untersuchungen bestätigen, dass die Verteilung von Restgas, Frischluft und Kraftstoff im Brennraum einen entscheidenden Einfluss auf den Entflammungszeitpunkt sowie den Verbrennungsablauf besitzen. In Abb. 2.19 ist eine Verbrennungsaufnahme für eine konventionelle ottomotorische und eine typische HCCI-Verbrennung zu sehen. Während die konventionelle Verbrennung durch den Zündfunken bei  $15^\circ \text{KW v. ZOT}$  eingeleitet wird, beginnt die Entflammung beim HCCI-Brennverfahren deutlich später ( $6^\circ \text{KW n. ZOT}$ ). Im Vergleich zur konventionellen Verbrennung ist hier keine Flammenausbreitung zu sehen. Das Gemisch entzündet sich schlagartig im gesamten Brennraum. Nach ca.  $25^\circ \text{KW}$  ist schließlich nur noch eine sehr schwache Intensität zu erkennen. Der konventionelle Brennverlauf zeigt hingegen eine typische Flammenausbreitung ausgehend vom Zündfunken. Die Flamme füllt nach  $25^\circ \text{KW}$  den gesamten betrachteten Brennraumbereich aus. Der Ausbrand dauert im Vergleich zum HCCI-Brennverfahren deutlich länger, was an der sichtbaren Lichtintensität bis  $51^\circ \text{KW n. ZOT}$  zu erkennen ist.

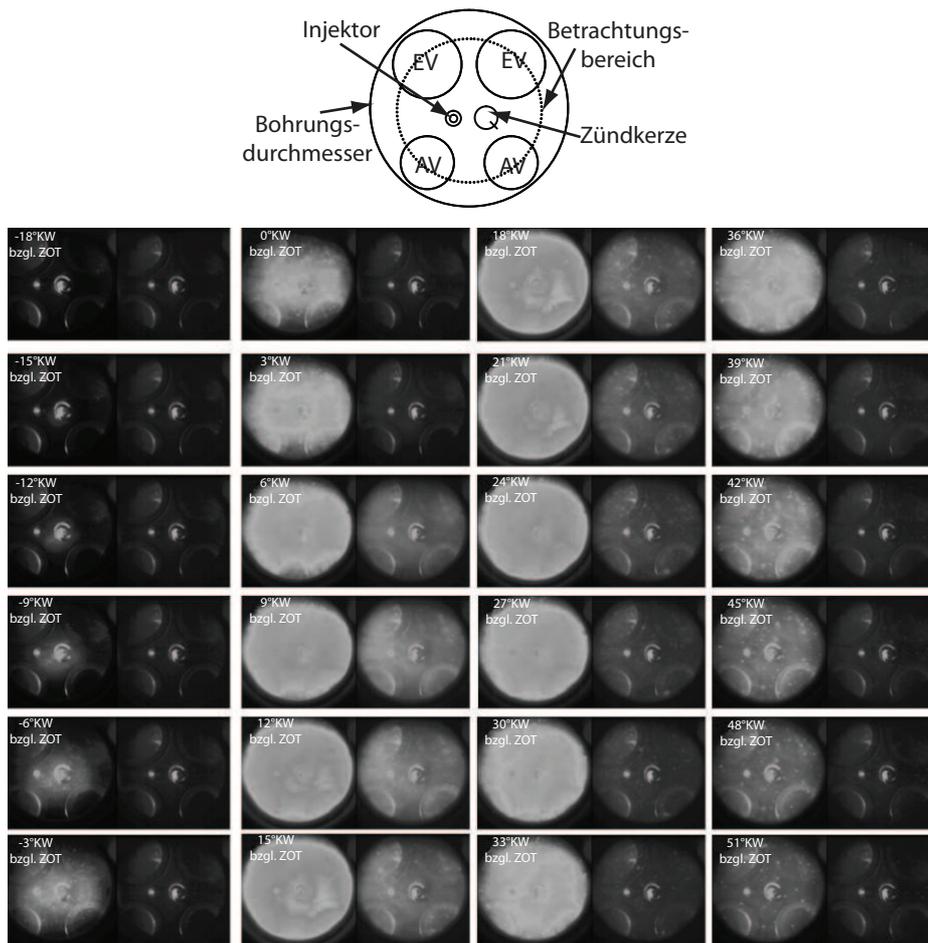


Abbildung 2.19: Verbrennungsaufnahme einer konventionellen ottomotorischen- (links) und einer HCCI-Verbrennung (rechts) mittels einer Highspeedkamera

#### 2.4.4 Akustik beim HCCI-Brennverfahren

Beim HCCI-Brennverfahren kann es durch die sehr schnelle Verbrennung zu einem Anstieg aller akustischen Größen im Vergleich zu einem konventionellen ottomotorischen Brennverfahren kommen. Dieser Anstieg ist einerseits auf den höheren Spitzendruck im Zylinder und dessen zeitliche Ableitung, den Druckgradienten, zurückzuführen. Aber auch die thermodynamischen Randbedingungen, die zur kontrollierten Selbstzündung führen, können Auswirkungen auf die Akustik mit sich bringen. In [56] werden die drei Brennverfahren fremdgezündeter GDI, CAI (HCCI) und Common-Rail-Diesel miteinander verglichen. Es zeigt sich, dass die CAI-Verbrennung aufgrund des hohen Spitzendrucks und Druckgradienten hohe Anregungspegel verursachen kann. Diese liegen jedoch auf einem niedrigeren Niveau als bei der Diesel-Verbrennung. Eine Kurzzeitfrequenzanalyse zeigt dabei, dass beide selbstzündenden Brennverfahren Brennraummoden anregen, die über der Verbrennungsdauer, aufgrund der ab sinkenden Temperatur im Brennraum, zu niedrigeren Frequenzen hin driften, was auf einen frühen Verbrennungsbeginn und eine schnelle Umsatzrate schließen lässt. Im Vergleich zu einem

fremdgezündeten ottomotorischen Betrieb weist die homogen kompressionsgezündete Verbrennung einen härteren Motorlauf und eine größere Zylinder-zu-Zylinder Abweichung der Spitzendrücke auf. Die Stabilität in Bezug auf seine Lage relativ zum ZOT ist jedoch beim CAI-Brennverfahren besser.



## **Kapitel 3**

### **Analyse und Simulationstools**

#### **3.1 Prüfstands Aufbau**

Zur Entwicklung und Analyse des Brennverfahrens wurde ein Einzylinder-Forschungsmotor des Typs Hydra eingesetzt (3.1). Das Kurbelgehäuse beinhaltet dabei Kolben, Pleuel und Kurbelwelle. Am Kurbelgehäuse sind der Zylinderkopf und das Nockenwellengehäuse angebracht. Das Nockenwellengehäuse umfasst die Nockenwellen und das so genannte Doppel-VANOS, einen ein- und auslassseitig variablen Nockenwellensteller. Dieses System ermöglicht eine stufenlose Verstellung der Ein- und Auslassspreizung. Durch die relative Winkeländerung der Lage der Nocken zur Kurbelwelle können die maximale Leistung und der Drehmomentverlauf über der Drehzahl, aber auch das Abgasverhalten positiv beeinflusst werden. Zusätzlich kann die Ventilüberschneidung derart variiert werden, dass der Restgasanteil des Motors gesteuert werden kann, was eine interne Abgasrückführung ermöglicht. Der Ventiltrieb ist als Tassenstößel-Konstruktion mit hydraulischem Ventilspielausgleich ausgelegt, bei der eine im Zylinderkopf geführte Tasse die Nockenseitenkraft aufnimmt und anschließend über ihren Boden auf das jeweilige Ventil überträgt. Weiter verfügt der Motor über eine voll variable Ventilhubsteuerung (Valvetronic) auf der Ein- und Auslassseite. Insgesamt lassen sich Spreizungen zwischen  $80$  und  $160^\circ KW$  sowie Ventilhübe zwischen  $0.3$  und  $9.7\text{ mm}$  einstellen. Die Einspritzung erfolgt direkt in den Zylinder über einen Piezo-Injektor. Die technischen Motordaten können Tabelle 3.1 entnommen werden.

#### **3.2 Prüfstandsbedienung**

Die Bedienung des Prüfstandes beinhaltet im Wesentlichen drei Rechnersysteme (Abb. 3.2). Der Prüfstandsrechner stellt dabei die Schnittstelle zwischen den drei Systemen dar. Sämtliche Daten des Steuergerätes sowie die gemessenen Daten werden auf dem Prüfstandsrechner dokumentiert. Zusätzlich kann der Rechner Einstellparameter an den Applikationsrechner weitergeben und den zeitlichen Ablauf der Indiziermessung steuern. Der Applikationsrechner mit der

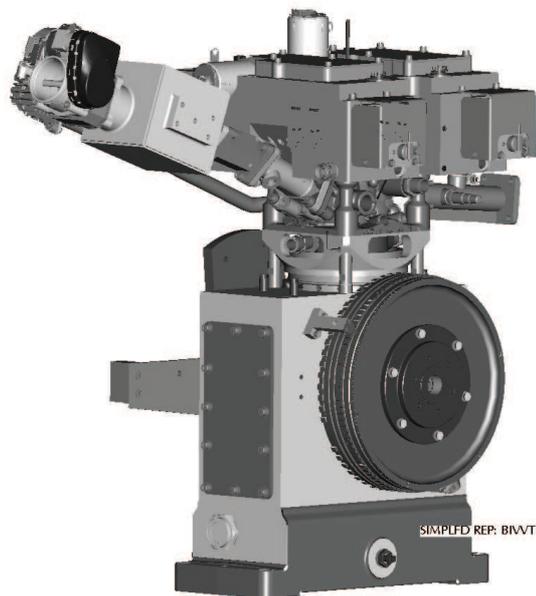


Abbildung 3.1: 1-Zylinder Hydra

Merkmal	Einheit	Wert
Bauart	[-]	Einzylinder-Viertakt-Ottomotor
Bohrung	[mm]	84
Hub	[mm]	90
Verdichtungsverhältnis $\epsilon$	[-]	12 : 1
Nockenwelle	[-]	2 obenliegende Nockenwellen
Ventildurchmesser Einlass	[mm]	32
Ventildurchmesser Auslass	[mm]	29
Ventilhub Einlass	[mm]	0.3 – 9.7
Ventilhub Auslass	[mm]	0.3 – 9.7
Einlassspreizung	[°KW n. LOT]	80 – 160
Auslassspreizung	[°KW v. LOT]	80 – 160
Injektortyp	[-]	Piezo-A-Düse
Einspritzdruck	[bar]	100 – 200

Tabelle 3.1: Motordaten

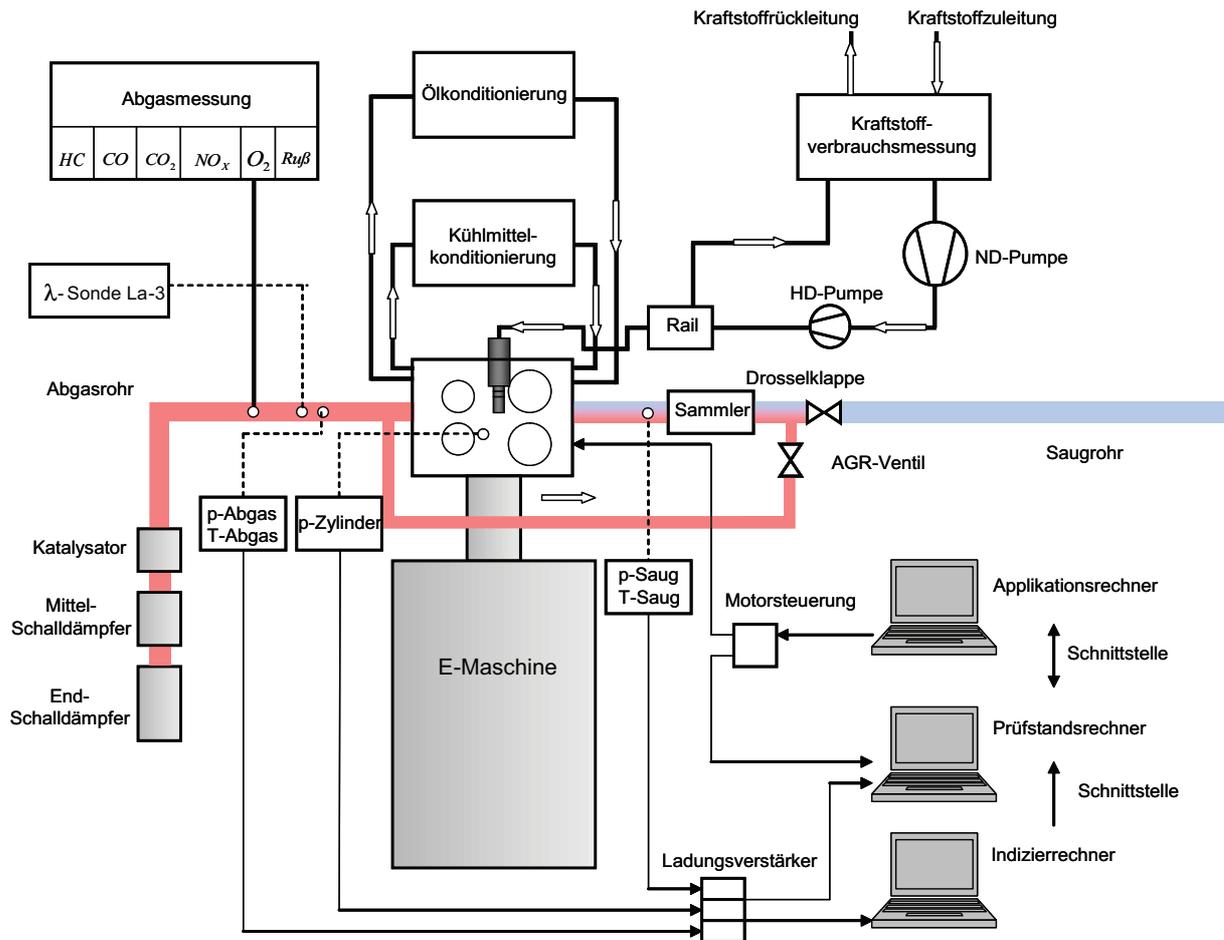


Abbildung 3.2: Prüfstands-aufbau

Software INCA erlaubt einen direkten Zugriff auf das Motorsteuergerät und somit die Vorgabe verschiedener Motorparameter. Die Indizierung erfolgt mit Hilfe des Programms Indiset der Firma AVL. Hierbei wird der Druckverlauf über den Kurbelwinkel gemessen und aufgezeichnet. Die Indizierung des Drucks ist eine wichtige Messgröße für die Analyse des Brennverlaufes und stellt auch sehr hohe Anforderungen an die verwendete Messtechnik. Der verwendete Quarzdrucksensor wird deshalb durch einen Wasserkreislauf gekühlt. Dieser Kühlkreislauf wird dabei auf eine Temperatur von  $45^{\circ}\text{C}$  konditioniert. Damit der Zylinderdruck zeitlich zugeordnet werden kann, ist auf der Kurbelwelle ein Drehwinkelmarkengeber der Firma AVL angebracht.

### 3.3 Einlasskanal- und Brennraumgeometrie

Für die Ladungsbewegung ist die Auslegung des Einlasskanals von entscheidender Bedeutung. Zwei unterschiedliche Kanalgeometrien wurden im Rahmen dieser Arbeit untersucht (siehe Abb. 3.3). Der Füllkanal ist hierbei für eine optimale Füllung des Zylinders ausgelegt. Der Eintrittswinkel wurde möglichst steil gewählt und auf einen stetigen Verlauf ohne abrupte Quer-

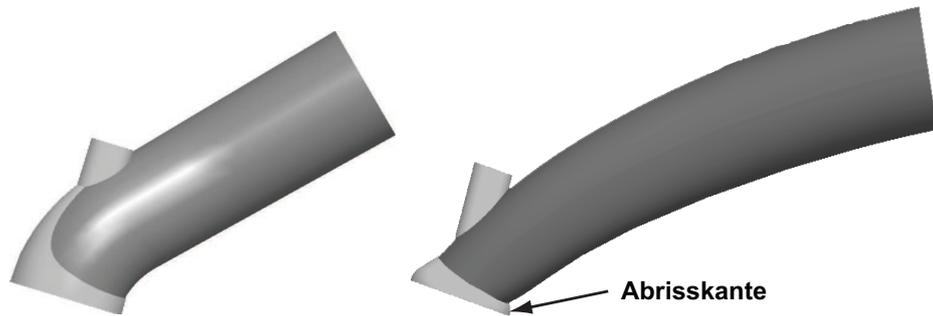


Abbildung 3.3: Einlasskanalgeometrie: Füllkanal (links) und Tumblekanal mit scharfer Abrisskante (rechts)

schnittsprünge oder Kanten geachtet. Die Luft kann damit ungehindert in den Brennraum strömen. Der zweite Kanal besitzt dagegen einen sehr flachen Eintrittswinkel. Eine scharfe Kante oberhalb des Ventilsitzes bewirkt zusätzlich ein Abreißen der Strömung im unteren Kanalbereich und damit eine bevorzugte Umströmung des vorderen Ventilbereichs, was die Ausbildung einer Tumbleströmung im Brennraum unterstützt. Abb. 3.4 zeigt das Brennraumdach mit dem Füllkanal (links) und dem Tumblekanal (rechts). Der Tumblekanal weist hierbei zusätzlich ein brennraumseitiges Masking im hinteren Bereich des Ventilsitzes auf. Die Maskierung ragt in den Brennraum und behindert für kleine Ventilhubes das Einströmen der Luft im hinteren Ventilbereich. Damit wird die Strömung schon zu Beginn in die vordere Hälfte des Ventilspaltes gezwungen. In Abb. 3.4 ist der Brennraum mit der Anordnung des Injektors und der Zündkerze in zentraler Lage im Brennraum zu sehen. Der Injektor ist dabei näher am rechten Einlassventil (EVR) und die Zündkerze näher am linken Einlassventil (EVL) verbaut.

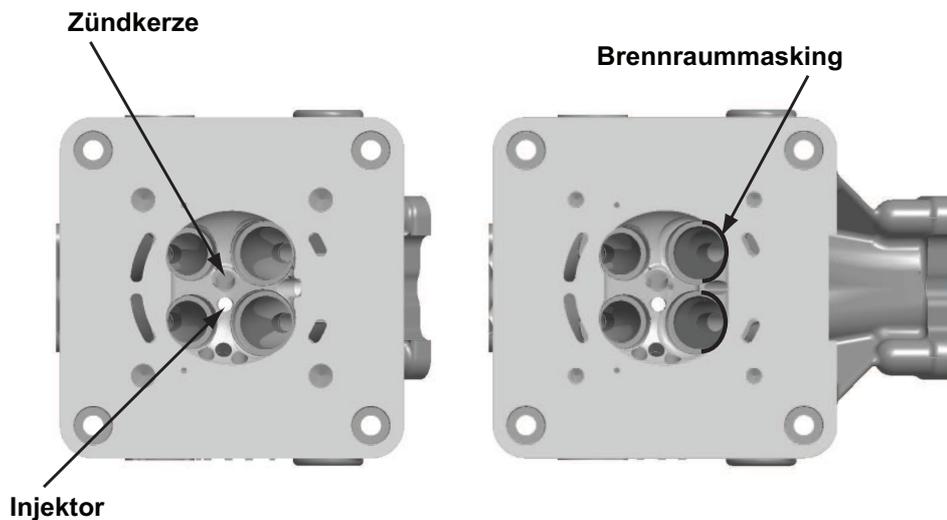


Abbildung 3.4: Brennraumgeometrie: mit Füllkanal (links), mit Tumblekanal und 3 mm Masking (rechts)

Für die nachfolgenden Untersuchungen ist dies von entscheidender Bedeutung, da sich das Gemisch durch die Ladungsbewegung aufgrund der Lage des Injektors unterschiedlich im Brennraum verteilt. Weiterhin ist der Zylinderkopf mit zwei Bohrungen auf der Getriebeseite versehen, die einen optischen Zugang ermöglichen. Dabei wird eine Bohrung für das Endoskop und die andere für eine Lichtquelle genutzt. Eine dritte Bohrung auf der Getriebeseite dient der Zylinderdruckindizierung. Die Zuordnung von Zündkerze und Injektor ist so gewählt, dass die Zündkerze im Rezirkulationsgebiet des Kraftstoffstrahls liegt. Für die Untersuchungen in dieser Arbeit wird jedoch nur im Homogenbetrieb gemessen. Der Schichtbetrieb wird Gegenstand zukünftiger Untersuchungen sein.

### 3.4 Konventionelle Messtechnik

Für die Untersuchungen stand ein umfangreich mit Messtechnik ausgestatteter Prüfstand zur Verfügung, dessen wichtigste Komponenten und Eigenschaften nachfolgend genauer beschrieben werden.

Damit der Motor geschleppt betrieben werden kann, ist er mit einer Pendelmaschine der Firma Siemens verbunden. Diese ist ausgelegt auf ein maximales Moment von  $200\text{ Nm}$  und besitzt eine maximale Leistung von  $80\text{ kW}$ .

Der Motor ist an einen externen Öl- und Kühlmittelkreislauf angeschlossen. Die Öl- sowie die Kühlmitteltemperatur wurden für die Untersuchungen auf konstant  $90^\circ\text{C}$  eingestellt.

Der Kraftstoffkreislauf besteht aus einem Kraftstoffverbrauchsmessgerät der Firma Pierburg Instruments (KMA 4000), einer Niederdruckpumpe, welche den Kraftstoffdruck auf  $6\text{ bar}$  erhöht und einer nachgeschalteten Hochdruckpumpe, die einen Raildruck von  $200\text{ bar}$  erzeugt. Die PLU-Einheit (PLU 121) misst den volumetrischen Durchfluss und die Kraftstoffdichte, woraus nachfolgend der Kraftstoffmassenstrom bestimmt werden kann. Des Weiteren wird der Kraftstoff auf eine Temperatur von  $15^\circ\text{C}$  konditioniert, um eine möglichst hohe Genauigkeit bei der Messung zu erzielen. Der Kraftstoff gelangt schließlich über einen außen öffnenden Piezo-Injektor der Firma Siemens VDO (heute Continental) in den Brennraum.

Für die Abgasmessung wird dem Abgasmassenstrom ein Teilmassenstrom entnommen und in speziellen Abgasanalysatoren untersucht. Dabei werden die Komponenten  $\text{CO}$ ,  $\text{CO}_2$ ,  $\text{NO}_x$  und  $\text{HC}$  sowie der überschüssige Anteil Sauerstoff  $\text{O}_2$  ermittelt. Die dazu verwendeten Messverfahren sind in Tabelle 3.2 zusammengefasst.

Zur Messung der Rußemissionen wird dem Abgasstrom ebenfalls ein Teilmassenstrom entnommen und einem Rußmessgerät (Smokemeter 4010-A01) der Firma AVL zugeführt. Bei der Messung strömt ein definierter Volumenstrom ( $1\text{ l}$ ) durch ein Filterpapier. Die durch den Ruß entstandene Schwärzung wird mit Hilfe einer optischen Messung bewertet und als „Filter Smoke Number“ (FSN) ausgegeben.

Abgas	Messverfahren
Stickoxide ( $NO_x$ )	Chemilumineszenzmethode
Kohlenwasserstoffe ( $HC$ )	Flammen-Ionisations-Detektor (FID)
Kohlendioxid ( $CO_2$ )	Nichtdispersiver Infrarot-Absorptions-Analysator
Kohlenmonoxid ( $CO$ )	Nichtdispersiver Infrarot-Absorptions-Analysator
Sauerstoff ( $O_2$ )	Paramagnetischer Sauerstoffanalysator

Tabelle 3.2: Abgasmessverfahren

Für die dynamischen Gasdrücke (Saugrohr- und Abgasgegendruck) werden piezoresistive Niederdrucksensoren der Firma Kistler eingesetzt. Der Messbereich dieser Sensoren liegt dabei zwischen 0 und 5 bar, wobei die Sensitivität  $100\text{ mV}/\text{bar}$  beträgt.

Der Zylinderdruck wird ebenfalls mittels eines Quarz-Hochdrucksensors der Firma Kistler gemessen. Diese piezoelektrischen Sensoren sind geeignet für Relativdrücke zwischen 0 und 250 bar und besitzen eine Sensitivität von  $-25,41\text{ pC}/\text{bar}$ .

Des Weiteren werden Ansaug- und Abgastemperatur mit Hilfe von NiCrNi-Thermoelementen erfasst. Diese Sensoren verwenden den sogenannten Seebeckeffekt für die Temperaturbestimmung und können bis über  $1000^\circ\text{C}$  eingesetzt werden. Für niedrigere Temperaturbereiche (Kühlwasser- und Öltemperatur) werden PT100-Elemente eingesetzt. Das Luft-Kraftstoffverhältnis wird mittels einer Breitband-Lambda-Sonde (ETAS LA4) gemessen. Dabei wird der Restsauerstoffgehalt des Abgases bestimmt und über eine Auswerteeinheit (Lambda-Meter) der Firma ETAS das aktuelle Abgasluftverhältnis berechnet.

## 3.5 Optische Messtechnik

### 3.5.1 Laserinduzierte Fluoreszenz

Laserinduzierte Fluoreszenz ist ein spektroskopisches Messverfahren und basiert auf der Fluoreszenzanregung durch einen Laser. Wird ein Atom oder Molekül durch einen Laserstrahl mit einer Wellenlänge, die seinem Absorptionsbereich entspricht, angeregt, so resultiert aus der Laseranregung eine Fluoreszenz. Die Intensität der Fluoreszenz ist zunächst direkt von der Laserleistung abhängig. Bei Erhöhung der Laserintensität kann es jedoch zu Sättigungseffekten oder auch zu - reversiblen oder irreversiblen - Zerstörungen des angeregten Stoffes kommen. Das LIF-Verfahren wird zur Bestimmung von Stoffkonzentrationen in Gasen und Flüssigkeiten verwendet. Insbesondere in der Verbrennungstechnik dient die laserinduzierte Fluoreszenz zur Detektion von Flammenradikalen und Verbrennungszwischenprodukten wie  $OH$ ,  $C_2$ ,  $CH$ ,

$CH_2O$ , aber auch von Schadstoffen wie  $NO$  oder  $CO$  [2, 62].

Die grundlegenden physikalischen Vorgänge bei der Absorption und Emission eines Photons lassen sich mit guter Genauigkeit anhand eines Zwei-Niveau-Modells beschreiben. Es basiert auf der vereinfachten Annahme, dass Atome und Moleküle nur ganz bestimmte quantisierte Zustände annehmen können (Abb.3.5), den Grundzustand 1 und den angeregten Zustand 2. Werden in dieses System Laserphotonen einer bestimmten Resonanzenergie mit einer konstanten Intensität eingestrahlt, können folgende Prozesse ablaufen [2, 62]:

- Bei der induzierten Absorption  $b_{12}$  eines einfallenden Photons wechselt das System vom Grundzustand in den angeregten Zustand.
- Die induzierte-  $b_{21}$  oder spontane Emission  $A_{21}$  (Fluoreszenz) eines Photons beschreiben den Wechsel des Systems vom angeregten Zustand in den Grundzustand.
- $Q_{21}$  steht für die Geschwindigkeitskonstante einer Stoßlöschung, auch Quenching genannt. Es stellt einen strahlungslosen Deaktivierungsprozess des angeregten Zustandes dar.
- $P$  ist die Rate der Prädissociation, eines Zerfalls des Moleküls durch den Übergang aus dem angeregten- in einen antibindenden Zustand.
- Bei der Photoionisation  $W$  wird ein Elektron durch ein Laserphoton aus dem angeregten Zustand ins Kontinuum angeregt.

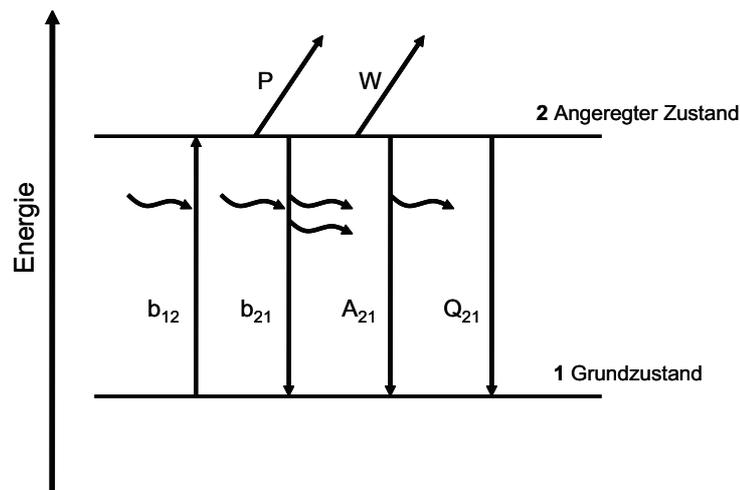


Abbildung 3.5: Zwei-Niveau-Modell [62]

Werden die Prädissociation und die Photoionisation vernachlässigt, kann unter der Annahme, dass die eingestrahelte Laserintensität viel geringer als die Sättigungsintensität ist, folgende For-

mel für die Fluoreszenzleistung abgeleitet werden [62]:

$$S_{LIF} \propto N^0 \cdot f_B(T) \cdot B_{12} \cdot I_L \frac{A_{21}}{A_{21} + Q_{21}} \quad (3.1)$$

Diese Gleichung beschreibt den Zusammenhang zwischen der Fluoreszenzleistung  $S_{LIF}$ , der Intensität des Lasers  $I_L$ , der Teilchendichte des fluoreszierenden Atoms und Moleküls  $N^0$  und der Temperatur, wodurch Zustandsbesetzungen, Spezieskonzentrationen und die Temperatur aus Fluoreszenzmessungen ermittelt werden können.

### 3.5.2 Flammenemissionsspektroskopie

Während einer Verbrennung emittieren die Flamme und das verbrannte Restgas eine den momentanen Zustand beschreibende charakteristische Strahlung [22]. Man unterscheidet dabei drei verschiedene Arten von Flammenspektren: Linien-, Banden- und kontinuierliche Spektren. Die Linien- und Bandenspektren können auch als Lumineszenzstrahlung bezeichnet werden. Unter Lumineszenz versteht man allgemein Strahlungsemissionen, welche durch eine Anregung auf beliebige Weise entstehen können. Die während einer Verbrennung emittierte Strahlung wird als Chemilumineszenzstrahlung bezeichnet.

Kontinuierliche Spektren werden auch als Temperaturstrahlung bezeichnet. Diese entstehen durch Festkörperstrahlung, Strahlung von Flüssigkeitstropfen oder Dissoziation, Ionisation und Rekombination von Molekülen.

Bei einer Untersuchung der Spektralbereiche einer motorischen Verbrennung findet man im ultravioletten Wellenlängenbereich ( $\lambda < 380 \text{ nm}$ ) hauptsächlich Emissionsbanden verschiedener an der Verbrennung beteiligter Radikale. Im sichtbaren Bereich ( $380 \text{ nm} < \lambda < 780 \text{ nm}$ ) ist vor allem eine kontinuierliche Festkörperstrahlung, hervorgerufen durch heiße Rußpartikel, zu sehen, während im Infrarotbereich ( $\lambda > 780 \text{ nm}$ ) die Temperaturstrahlung der kälteren Rußpartikel überwiegt.

## 3.6 Analyse und Simulation

Für die Simulationsrechnungen kamen drei verschiedene Tools zum Einsatz. In einem ersten Schritt wurden die gemessenen Daten mit Hilfe einer Druckverlaufsanalyse (DVA) ausgewertet, um die Ladungszusammensetzung und die Massenströme zu bestimmen. Diese Größen dienten im weiteren Verlauf als Randbedingungen für die 3D CFD-Simulation, welche die Strömungsverhältnisse und räumliche Gemischverteilung im Brennraum bis zum Zündzeitpunkt liefert. Hierauf aufbauend wurde im letzten Schritt mit ProEngine, einem firmeneigenen reaktionskinetischen Mehrzonen-Simulationstool, die Selbstzündung und Verbrennung berechnet.

### 3.6.1 1D-Ladungswechselrechnung und Druckverlaufsanalyse

Die Druckverlaufsanalyse dient in erster Linie der Auswertung des gemessenen indizierten Druckverlaufs. Mit Hilfe einer nulldimensionalen Modellierung können iterativ die Ladungszusammensetzung im Brennraum und der Brennverlauf ermittelt werden. Des Weiteren werden über die saug- und abgasseitige Gasdynamik, unter Anwendung der Energie-, Impuls- und Kontinuitätsgleichung, die Massenströme über die Ein- bzw. Auslassventile ermittelt [25]. Zur vollständigen Beschreibung der Zylinderfüllung zum Zeitpunkt „Einlassventil schließt“ (EVS) werden die Massen von Luft, Kraftstoff und Restgas benötigt [47]:

$$m_{Ges} = m_L + m_{Rg} + m_{Krst} \quad (3.2)$$

Für die Beschreibung der Luftmasse existieren verschiedene Größen zur Charakterisierung des Ladungswechsels [47]. Der Luftaufwand beschreibt dabei die Güte des Ladungswechsels und wird definiert als Quotient der gesamten, pro Zyklus geförderten Ladungsmasse zur theoretisch möglichen maximalen Ladungsmasse [47]:

$$\lambda_A = \frac{m_L}{m_{L,th}} \quad (3.3)$$

Der Luftliefergrad beschreibt das Verhältnis der tatsächlich im Zylinder gefangenen Frischladung zur theoretisch möglichen Ladungsmasse:

$$\lambda_L = \frac{m_{Fr}}{m_{L,th}} \quad (3.4)$$

Als letzte Größe wird mit dem Fanggrad das Verhältnis zwischen der im Zylinder tatsächlich zurückgehaltenen Frischladung und der angesaugten Ladungsmasse beschrieben:

$$\lambda_F = \frac{m_{Fr}}{m_L} \quad (3.5)$$

Unter der Annahme kleiner Ventilüberschneidungen und ohne Aufladung gilt näherungsweise  $\lambda_F = 1$ . Somit ist die Luftmasse im Zylinder über den Luftdurchsatz  $\dot{m}_L$  bestimmt.

$$m_{Fr} = m_L = \frac{\dot{m}_L}{n_{Mot} \cdot i \cdot z} \quad (3.6)$$

Dieser kann entweder über eine Luftuhr experimentell ermittelt oder über die Messung des Luft-Kraftstoffverhältnisses  $\lambda$  und der bekannten Kraftstoffmasse bestimmt werden. Die Restgasmasse kann experimentell oder auf der Grundlage einer Ladungswechselrechnung bestimmt werden. Bei der experimentellen Restgasmessung wird dem Zylinder vor und nach dem Ladungswechsel eine bestimmte Ladungsmenge entnommen und mit Hilfe des  $CO_2$ -Anteils die Restgasmasse bestimmt [26]. Für die Ladungswechselrechnung wird mit gemessenen Randbedingungen die Zylindermasse bei Einlass schließt iterativ berechnet. Da die Luft- und Kraftstoffmasse zu diesem Zeitpunkt bekannt sind, kann die Restgasmenge ebenfalls eindeutig bestimmt werden. Die Ladungswechselrechnung und die Druckverlaufsanalyse liefern wichtige

Größen zur weitergehenden Analyse eines gemessenen Betriebspunktes. So können einerseits Aussagen zur Zylinderfüllung und deren Zusammensetzung, zum Verbrennungsablauf sowie zu den einzelnen Verlusten während eines Zyklus gemacht werden. Das verwendete Einzonenmodell (Abb. 3.6) wird dabei für die Berechnung des Energieumsatzes herangezogen. Dabei wird angenommen, dass die Zylinderladung zu jedem Zeitpunkt ideal durchmischt ist. Die Systemgrenzen werden durch die Brennraumwände definiert.

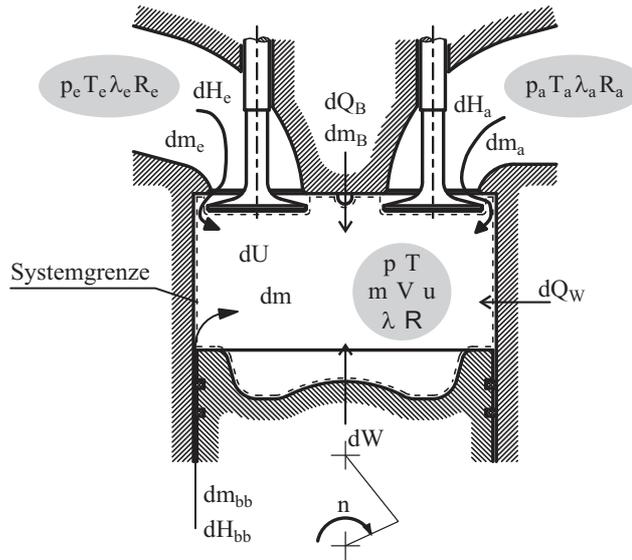


Abbildung 3.6: System Brennraum [40]

Für eine erfolgreiche Simulation werden drei Gleichungen benötigt. Die Massenbilanz beschreibt dabei sämtliche Massenflüsse über die Systemgrenzen [47]:

$$\frac{dm_{Sys}}{d\phi} = \frac{dm_e}{d\phi} + \frac{dm_a}{d\phi} + \frac{dm_{Krst}}{d\phi} \quad (3.7)$$

Die Energiebilanz beschreibt den ersten Hauptsatz der Thermodynamik und liefert die Änderung der inneren Energie:

$$\frac{dE_{Sys}}{d\phi} = \frac{dU}{d\phi} = \frac{dQ_B}{d\phi} + \frac{dQ_W}{d\phi} - p \frac{dV}{d\phi} + h_e \frac{dm_e}{d\phi} + h_a \frac{dm_a}{d\phi} + \frac{dQ_{verd.}}{d\phi} \quad (3.8)$$

Die im Vergleich zur Gesamtfüllung sehr kleinen Blowby-Verluste während der Hochdruckphase werden vernachlässigt. Die innere Energie kann mit Hilfe der spezifischen Wärmekapazität bei konstantem Volumen geschrieben werden als:

$$\frac{dU}{d\phi} = m_{Ges} \cdot c_V \cdot \frac{dT}{d\phi} \quad (3.9)$$

Als dritte Gleichung wird die ideale Gasgleichung herangezogen und abgeleitet:

$$p \frac{dV}{d\phi} + V \frac{dp}{d\phi} = m_{Ges} \cdot R \frac{dT}{d\phi} + m_{Ges} \cdot T \frac{dR}{d\phi} + R \cdot T \frac{dm_{Ges}}{d\phi} \quad (3.10)$$

Mit den Gleichungen 3.7, 3.8, 3.9 und 3.10 sind alle Größen bestimmt und die Energieumsetzung kann berechnet werden. Es folgen zwei neue Gleichungen für die Änderung der Temperatur und des Drucks in Abhängigkeit des Kurbelwinkels:

$$\frac{dT}{d\varphi} = \frac{1}{m_{Ges} \cdot c_V} \left( \frac{dQ_B}{d\varphi} + \frac{dQ_W}{d\varphi} - p \frac{dV}{d\varphi} + h_e \frac{dm_e}{d\varphi} + h_a \frac{dm_a}{d\varphi} \right) \quad (3.11)$$

$$\frac{dp}{d\varphi} = \frac{1}{V} \left( m \cdot R \frac{dT}{d\varphi} + R \cdot T \frac{dm_{Ges}}{d\varphi} - m_{Ges} \cdot T \frac{dR}{d\varphi} + p \frac{dV}{d\varphi} \right) \quad (3.12)$$

Der Brennverlauf kann mit Hilfe des Heizverlaufes und unter Berücksichtigung der Wandwärmeverluste bestimmt werden [8, 47]:

$$\frac{dQ_B}{d\varphi} = \frac{dQ_H}{d\varphi} + \frac{dQ_W}{d\varphi} \quad (3.13)$$

Der Heizverlauf wird über folgende Gleichung definiert:

$$\frac{dQ_H}{d\varphi} = p \frac{dV}{d\varphi} + c_V \frac{1}{R} \left( V \frac{dp}{d\varphi} + p \frac{dV}{d\varphi} \right) \quad (3.14)$$

Die Wandwärmeverluste wiederum werden mit Hilfe des Newtonschen Ansatzes modelliert [8, 47]:

$$\frac{dQ_W}{d\varphi} = \sum_i \alpha_i \cdot A_i (T_{W,i} - T_{Gas}) \quad (3.15)$$

Dabei wird die Brennraumoberfläche in drei Flächen unterteilt (Kolben, Zylinderkopf und Laufbuchse). Der Wärmeübergangskoeffizient  $\alpha$  kann dabei durch verschiedene halbempirische Ansätze berechnet werden. Im Rahmen dieser Arbeit konnten mit dem Ansatz nach Woschni die besten Ergebnisse erzielt werden:

$$\alpha = 130 \cdot D^{-0.2} \cdot p^{0.8} \cdot w^{0.8} \cdot T^{-0.53} \quad (3.16)$$

mit

$$w = C_1 \cdot c_m + C_2 \frac{V_H \cdot T_1}{p_1 \cdot V_1} (p_1 - p_0) \quad (3.17)$$

und  $p_1, V_1, T_1$  den Zustandsgrößen bei Einlass schließt. Bei der Simulation des Motorprozesses ist die Wärmefreisetzung durch die Verbrennung vorzugeben. Dies kann neben einer punktwweisen Vorgabe oder einer direkten Verbrennungssimulation durch sogenannte Ersatzbrennverläufe erfolgen, die den Brennverlauf durch mathematische Funktionen annähern. Dabei werden für den Brennverlauf einfache mathematische Funktionen verwendet, die eine Variation von Brennbeginn, Brenndauer und Brenngeschwindigkeit erlauben. In dieser Arbeit wird als Ersatzbrennverlauf der Ansatz nach VIBE angewendet [47]:

$$\frac{dQ_{B,VIBE}}{d\varphi} = Q_{B,Ges} \cdot a (m+1) \left( \frac{\varphi - \varphi_{BB}}{\Delta\varphi_{BD}} \right)^m e^{-a \left( \frac{\varphi - \varphi_{BB}}{\Delta\varphi_{BD}} \right)^{m+1}} \quad (3.18)$$

Abb. 3.7 zeigt das Resultat der 1D-Ladungswechselsimulation für einen typischen HCCI-Lastpunkt bei  $2000 \text{ min}^{-1}$  und  $p_{mi} = 2 \text{ bar}$ . Der simulierte Druckverlauf liegt dabei sehr nahe am

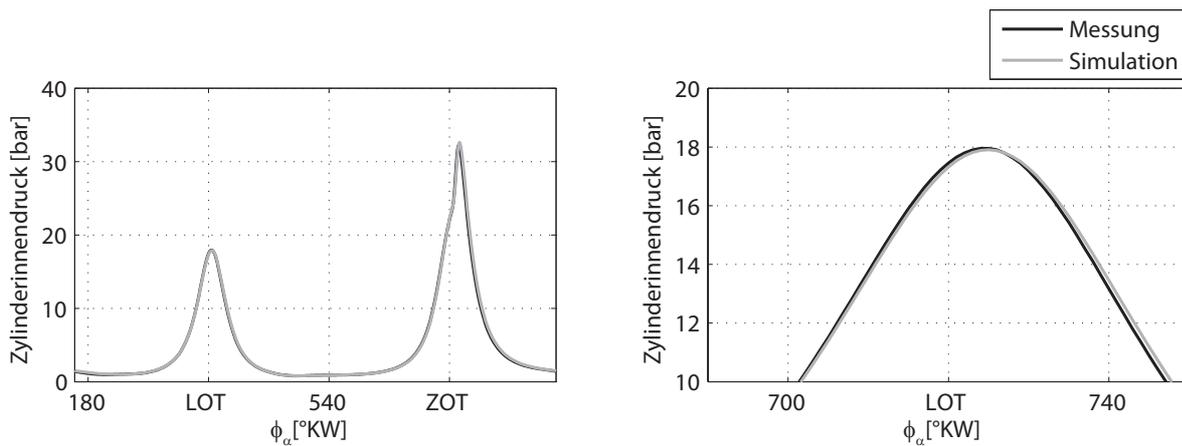


Abbildung 3.7: Ergebnis der Prozessrechnung: a) Druckverlauf über 720°KW b) Detail des Druckverlaufes um LOT

gemessenen Druckverlauf. Auch die Zwischenkompression wird sehr gut abgebildet. Letzteres ist sehr wichtig für eine möglichst exakte Restgasbestimmung. Für eine vertiefende Analyse des Arbeitsprozesses ist eine detaillierte Verlustteilung von großer Bedeutung. Es existieren zahlreiche kommerzielle Tools, welche anhand gemessener Betriebspunkte eine Druckverlaufsanalyse mit anschließender Verlustteilung durchführen. Allerdings sind diese bislang nicht in der Lage, eine Doppeleinspritzung mit einem Umsatz von Kraftstoff in der Zwischenkompression zu modellieren. Es wurde deshalb im Rahmen dieser Arbeit ein bestehendes Tool weiterentwickelt, um auch diesen Fall abdecken zu können. Dazu wird die Verbrennung in eine Vor- und eine Hauptverbrennung unterteilt. Für beide Prozesse wird eine Verlustteilung berechnet. Zum Schluss wird eine Gesamtanalyse des Systems über einen Zyklus durchgeführt. Mit den ermittelten Kraftstoffmassen für die erste und zweite Einspritzung kann zwischen den Zeitpunkten „Auslassventil schließt“ und „Einlassventil öffnet“ der vollkommene Vergleichsprozess für die Vorverbrennung und zwischen den Zeitpunkten „Einlassventil schließt“ und „Auslassventil öffnet“ der vollkommene Wirkungsgrad für die Hauptverbrennung ermittelt werden. Dieser ist nach [47] definiert als die abgegebene Volumenänderungsarbeit  $W_V$  des vollkommenen Motors bezogen auf die zugeführte Kraftstoffmenge. Dies bedeutet, dass diese zum Zeitpunkt OT schlagartig verbrennt und in Arbeit umgewandelt wird:

$$\eta_V = \frac{W_V}{m_{Krst,i} \cdot H_u} \quad (3.19)$$

wobei  $m_{Krst,i}$  die jeweils für die Vor- und die Hauptverbrennung ermittelte Kraftstoffmasse darstellt. Dabei wird angenommen, dass die Ladung des vollkommenen Motors der des realen Motors entspricht. Diese Annahme kommt in Anlehnung an [65] zur Anwendung, da der reale und der vollkommene Prozess so auf der gleichen Kompressionslinie verlaufen, und sich somit eine bessere Vergleichbarkeit erzielen lässt. In einem nächsten Schritt werden sämtliche Verluste berechnet, welche durch den realen Motorbetrieb auftreten. Die Verluste durch unvollkommene

Verbrennung sind definiert als:

$$\Delta\eta_{uV} = \frac{W_V - W_{uV}}{m_{Krst,i} \cdot H_u} = \eta_V \cdot \xi_u \quad (3.20)$$

wobei  $\xi_u$  den Umsetzungsgrad beschreibt. Dieser ergibt sich aus den im Abgas enthaltenen Produkten einer unvollständigen und unvollkommenen Verbrennung (Kohlenmonoxid  $CO$ , Wasserstoff  $H_2$ , Kohlenwasserstoffe  $C_XH_Y$  und Ruß  $C$ ).

Da bei einer realen Verbrennung die eingesetzte Kraftstoffmenge nicht in unendlich kurzer Zeit umgesetzt werden kann, beschreiben die Verluste durch den realen Verbrennungsablauf die Abweichung vom Gleichraumprozess:

$$\Delta\eta_{rV} = \frac{W_{uV} - W_{rV}}{m_{Krst,i} \cdot H_u} \quad (3.21)$$

Als vierte Größe werden die Verluste durch den Wandwärmeeübergang definiert. Diese können mit Hilfe von verschiedenen Ansätzen formuliert werden. Im Rahmen dieser Arbeit hat sich, wie schon weiter oben beschrieben, der Ansatz nach Woschni als beste Lösung herausgestellt. Somit sind diese Verluste definiert als:

$$\Delta\eta_{Ww} = \frac{W_{rV} - W_{Ww}}{m_{Krst,i} \cdot H_u} \quad (3.22)$$

Zum Schluss werden noch die Ladungswechselverluste definiert. Diese beschreiben die Arbeit, welche benötigt wird, um Frischladung anzusaugen:

$$\Delta\eta_{LW} = \frac{-\int_{180^\circ}^{540^\circ} p \cdot dV + W_{Kompr.} + W_{Exp.}}{m_{Krst,i} \cdot H_u} \quad (3.23)$$

Die Ladungswechselarbeit wird hierbei wie in [65] nach der UT-UT Methode berechnet, wobei die Kompressions- und Expansionsverluste ebenfalls berücksichtigt werden. Abb. 3.8 zeigt eine Auswertung für die Vor- und Hauptverbrennung sowie deren Kombination im Vergleich zu einer Verbrennung mit Einfacheinspritzung. Es wird deutlich, dass die Vorverbrennung einen sehr schlechten indizierten Wirkungsgrad aufweist, da der eingespritzte Kraftstoff nur zum Teil reagiert. Der verbleibende unverbrannte Kraftstoff wird erst in der Hauptverbrennung umgesetzt, wodurch diese im Vergleich zu einer herkömmlichen HCCI-Verbrennung mit nur einem Einspritzzeitpunkt einen deutlich besseren indizierten Wirkungsgrad aufweist. Es zeigt sich, dass sich durch die aus der Vorverbrennung resultierende höhere Restgastemperatur sowie durch die Vorreaktionen der ersten Einspritzung eine bessere Annäherung an den Gleichdruckprozess und somit an eine wirkungsgradgünstigere Verbrennung erzielen lässt. Dies wird insbesondere in den sehr geringen Verlusten durch die reale Verbrennung deutlich. Die Kombination der Vor- und Hauptverbrennung liegt im indizierten Wirkungsgrad hingegen wieder auf einem ähnlichen Niveau wie im Fall einer Einfacheinspritzung.

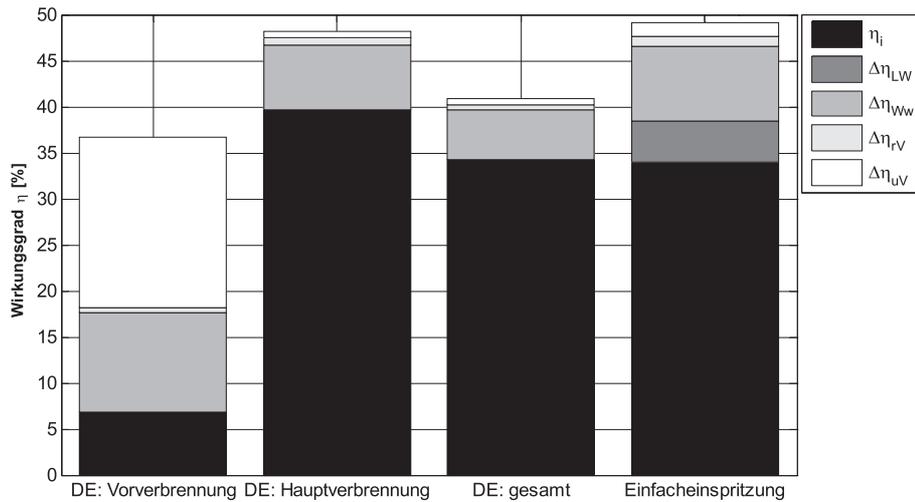


Abbildung 3.8: Verlustteilung für die Vor- und Haupt-, die Kombination der beiden Verbrennung mit Doppelspritzung (DE) und eine Verbrennung mit Einfacheinspritzung bei 2000  $\text{min}^{-1}$ ;  $p_{mi} = 2 \text{ bar}$

### 3.6.2 Numerische Strömungssimulation (CFD)

Zur korrekten Berücksichtigung der komplexen strömungsmechanischen Vorgänge während des Ladungswechsels und im Brennraum ist der Einsatz der numerischen Strömungssimulation von sehr großer Bedeutung. In einem ersten Schritt wird der Brennraum dabei durch ein Netz von Volumenzellen oder Gitterpunkten diskretisiert. Die geometrischen Randbedingungen werden CAD Daten entnommen. Anschließend erfolgt die Diskretisierung des Brennraums sowie der Ein- und Auslasskanäle durch Volumenzellen. Die Anzahl und Form dieser Zellen ist von großer Bedeutung. Eine große Anzahl ist Voraussetzung um kleinste Gradienten in der Strömung auflösen zu können. Für die Berechnungen im Rahmen der hier vorgestellten Arbeit kam ein Berechnungsgitter mit maximal 700.000 Zellen zum Einsatz, als Solver wurde AVL-FIRE genutzt. In einem zweiten Schritt werden für eine numerische Berechnung die kontinuumsmechanischen Erhaltungssätze für Masse, Energie und Impuls gelöst. Ihre Anwendung führt bei Mehrkomponentenfluiden zu den so genannten Navier-Stokes Gleichungen [46]. Diese Gleichungen verknüpfen die Strömungsgrößen Geschwindigkeitsvektor  $\vec{u}$ , statischer Druck  $p$ , Dichte  $\rho$  und Enthalpie  $h$  in einem nichtlinearen System partieller Differentialgleichungen zweiter Ordnung. Wendet man die Erhaltungssätze auf ein beliebig gewähltes Kontrollvolumen an, so resultieren daraus Differentialgleichungen von formal gleicher Struktur. Raumfest betrachtet lautet die Bilanzgleichung einer allgemeinen Strömungsgröße [46, 57]:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho \cdot \theta) + \text{div}(\rho \cdot \vec{u} \cdot \theta) = \text{div}(\Gamma \text{grad}\theta) + S \quad (3.24)$$

Hier bezeichnet  $\Gamma$  einen der Bedeutung von  $\theta$  entsprechenden Diffusionskoeffizienten und  $S$  einen Quellterm. Die linke Seite der Gleichung besteht aus der lokalen zeitlichen und konvektiven Änderung von  $\theta$ . Die rechte Seite wird vom Diffusionsterm und vom Quellterm  $S$  gebil-

det. Für die Energiebilanzgleichung der spezifischen Enthalpie  $h$  folgt dieser aus dem Fourier-schen Wärmeleitungsansatz. Für die Impulsbilanzgleichung der Geschwindigkeitskomponenten  $u_i$  wird die Struktur von 3.24 formal eingehalten, wenn die aus dem Newtonschen Spannungsansatz resultierenden Terme geeignet zugeordnet werden. Durch Summierung der partiellen Massenbilanzen erhält man zusätzlich die globale Massenbilanzgleichung [46, 57].

$$\frac{\partial}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \cdot \vec{u}) = 0 \quad (3.25)$$

Zur Berechnung von Gasströmungen ist aufgrund der Inkompressibilität ein zusätzlicher thermodynamischer Zusammenhang  $\rho(p, T)$  notwendig. Das Fluid wird vereinfachend als ideales Gas angenommen, so dass die thermische Zustandsgleichung

$$\frac{p}{\rho} = R \cdot T \quad (3.26)$$

angewendet werden kann. Häufig sind technisch relevante Strömungen turbulent. Liegen diese vor, unterliegen die Strömungsgrößen sehr unregelmäßigen räumlichen und zeitlichen Schwankungen, deren numerische Simulation äußerst aufwendig ist [57]. Die Strömungsgröße  $\theta$  muss durch eine Schwankungsgröße  $\theta'$  ergänzt werden, wodurch sich die Zahl der Unbekannten erhöht. Mit Hilfe der Turbulenzmodellierung wird nun versucht, das Schließungsproblem, also das Finden einer der Zahl an Unbekannten entsprechenden Gleichungsanzahl, zu lösen. In dieser Arbeit kam das in Abschnitt 2.1.1 beschriebene  $\kappa - \epsilon$ -Modell zum Einsatz. Neben der theoretisch ermittelten Bilanzgleichung der kinetischen turbulenten Energie  $\kappa$ , enthält es noch eine Bilanzgleichung für die Dissipationsrate  $\epsilon$  der turbulenten kinetischen Energie.

### 3.6.3 Reaktionskinetische Mehrzonensimulation

Die Modellierung der homogenen Kompressionszündung erfordert die Abbildung der Gemischbildung bei gleichzeitiger Berücksichtigung der Nieder- und Hochtemperaturchemie [43, 57]. Es hat sich gezeigt, dass die Turbulenz nur einen geringfügigen Einfluss auf die Wärmefreisetzung hat. Dies liegt darin begründet, dass die turbulenten Prozesse wesentlich langsamer ablaufen als die der chemischen Kinetik. Diese dominiert somit die Selbstzündung, wodurch diffusive Effekte aufgrund turbulenter Prozesse vernachlässigt werden können. Das bedeutet jedoch nicht, dass die Turbulenz keinen Einfluss auf das Brennverfahren hat. Sie bestimmt maßgeblich die Gemischaufbereitung und -bildung. Ein vielversprechender Ansatz zur Modellierung der homogen kompressionsgezündeten Verbrennung sind sogenannte Mehrzonenmodelle. Dabei wird der Brennraum durch eine überschaubare Anzahl von homogenen Reaktoren statistisch repräsentiert. Jeder dieser Reaktoren wird auf Basis der CFD-Rechnung, durch die eindeutige Zuordnung der Berechnungszellen zu den entsprechenden Reaktoren bzw. Zonen, initialisiert. Die Beschreibung der Chemie erfolgt dabei über Chemkin-Reaktionsmechanismen. Darin enthalten sind Informationen über Anzahl, Namen sowie Molmassen der Spezies, welche eine

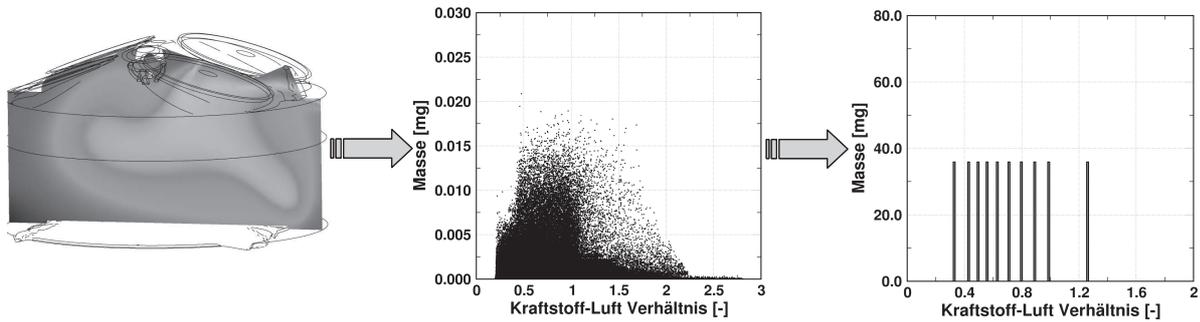


Abbildung 3.9: Vorgehensweise bei der Simulation mit Pro Engine: 1. Berechnung und Auswertung der Verteilung von Gemisch-, und Temperaturverteilung der Strömung mittels 3D-CFD Simulation, 2. Verteilung der ausgewerteten Daten aus der 3D-CFD Berechnung in x-Zonen, 3. Initialisierung der Zonen und Start einer detaillierten reaktionskinetischen Berechnung in ProEngine

Berechnung der chemischen Reaktionsgeschwindigkeiten und Umsätze in Abhängigkeit von Druck, Temperatur und Konzentration erlauben. Im Rahmen dieser Arbeit wird ein sequentieller Mehrzonenansatz verwendet, um die Wärmefreisetzung zu modellieren. Dabei wird angenommen, dass die Turbulenz und die chemische Kinetik vor und während der Wärmefreisetzung entkoppelt betrachtet werden können. Die Reaktoren werden  $100^\circ KW$  v. *ZOT* initialisiert und in dem externen Mehrzonensimulationstool ProEngine gelöst. Für die Beschreibung und Definition der einzelnen Zonen werden in dieser Arbeit (mit einem ähnlichen Ansatz wie in [3]) das Luft-Kraftstoffverhältnis  $\phi$ , die Temperatur  $T$  sowie der Restgasanteil EGR verwendet. Diese drei Größen werden der dreidimensionalen Strömungssimulation entnommen und den einzelnen Zonen zugeteilt. Die Sortierung erfolgt dabei nach Restgasanteil in aufsteigender Reihenfolge, wobei jede Zone die gleiche Masse besitzt. Abb. 3.9 zeigt das Vorgehen bei der Simulation mit einer Initialisierung von zehn Zonen zum Zeitpunkt  $100^\circ KW$  v. *ZOT*. Jede Zone enthält insgesamt zehn Prozent der Gesamtmasse. Um die realen Bedingungen im Brennraum wiederzugeben, welche sich während der Kompressionsphase aufgrund der Zylinderinnenströmung einstellen, werden die CFD-Daten bis zum Zündzeitpunkt ausgewertet und die Verteilung in einem Mischungsmodell hinterlegt. Dabei werden die Zonen zusätzlich zur Annahme einer homogenen Druckverteilung durch Massenaustausch miteinander gekoppelt. Die Änderung der Größe  $\phi$ , und damit der Massenaustausch, ist definiert durch:

$$m_i \cdot \frac{\phi_i^n - \phi_i^{n-1}}{\Delta t^n} = \sum_{k=1}^2 \dot{m}_{ik} (\phi_k^{n-1} - \phi_i^{n-1}) \quad (3.27)$$

Dabei steht  $\Delta t$  für die CFD-Schrittweite,  $n$  für den aktuellen Zeitschritt,  $m_i$  für die Masse der Zone  $i$  und  $\dot{m}_{ik}$  für den Massenstrom der Zone  $k$  in die benachbarte Zone  $i$ . Das Brennstoffverhältnis zum Zeitschritt  $n$  bzw.  $n - 1$  sowie die Masse lassen sich direkt aus den CFD-Daten ermitteln. Gleichung 3.27 lässt sich analog für den Restgasanteil und die Temperatur aufstellen.

Für die Modellierung des Kraftstoffes wurden verschiedene Mechanismen untersucht. Als effizienteste Lösung im Hinblick auf Genauigkeit und Geschwindigkeit erwies sich ein reduzierter Mechanismus mit 80 Spezies und 398 Reaktionen.



## Kapitel 4

### Untersuchungen zu den Einflussgrößen auf das HCCI-Brennverfahren

In verschiedenen Arbeiten wurden bereits Möglichkeiten aufgezeigt, einen HCCI-Betrieb in einem möglichst großen Kennfeldbereich darzustellen [32, 55, 63]. In diesem Kapitel werden diese Ansätze aufgegriffen und anhand verschiedener Einflussmöglichkeiten und Parametervariationen aufgezeigt, wie sich das HCCI-Brennverfahren beeinflussen lässt. Die so gewonnenen Erkenntnisse dienen als Basis für sämtliche weiteren im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen. Hierbei wurde versucht, einen möglichst großen Kennfeldbereich im HCCI-Betrieb zu ermöglichen, ohne dabei auf die für einen Ottomotor typische Laufruhe bzw. Akustik verzichten zu müssen. Des Weiteren wurde darauf geachtet, in jedem Kennfeldbereich einen verbrauchsoptimalen Betriebspunkt umzusetzen. Es hat sich herausgestellt, dass dies in gewissen Kennfeldbereichen zu einem Zielkonflikt führt. Für höhere Lasten und Drehzahlen muss durch geeignete Maßnahmen von einer wirkungsgradoptimalen Gleichraumverbrennung abgerückt werden, damit Geräuschemissionen und Laufruhe auf einem akzeptablen Niveau bleiben, was sich schließlich negativ im Kraftstoffverbrauch widerspiegelt. Eine Lösung für diesen Zielkonflikt wird in Kapitel 4.1.10 detailliert beschrieben. Dabei wird mit Hilfe von extern zugeführtem Restgas für höhere Lastbereiche die Ladungsmasse soweit gekühlt, dass eine Selbstzündung wirkungsgradoptimal und bei akzeptablen Druckgradienten weiterhin realisierbar bleibt.

Einen alternativen Ansatz stellt der Einsatz eines vollvariablen Ventiltriebes dar, womit ebenfalls für hohe Lastbereiche ein HCCI-Betrieb ermöglicht wird [32]. Mit einem derartigen System lässt sich die Betriebsstrategie von Abgasrückhaltung auf Abgasrücksaugen ändern. Je nachdem, wie groß der Anteil an zurückgesaugtem Abgas ist, lässt sich so die Verbrennungsgeschwindigkeit gezielt regulieren. Allerdings sind Systeme mit vollvariablen Ventilhuben noch nicht bis zur Serienreife getestet. Bleibt zum Beispiel ein Ventil zum falschen Zeitpunkt geöffnet, kann der gesamte Motor dadurch zerstört werden. Zudem ist eine zyklussynchrone Umschaltung von Abgasrückhaltung auf -rücksaugung im Instationärbetrieb als kritisch anzusehen. In dieser Arbeit wurde die Druckanstiegsgeschwindigkeit als Größe gewählt, um die Geräuschemissionen zu quantifizieren. Dabei wurde eine Grenze von  $3 \text{ bar}/^\circ\text{KW}$  als höchster akzeptable

bler Wert ermittelt. Dies führt dazu, dass ein bestimmter Kennfeldbereich im HCCI-Betrieb mit einem Wirkungsgradvorteil gegenüber einem konventionellen ottomotorischen Brennverfahren abgedeckt werden kann. Je nach Drehzahl nähern sich die Wirkungsgrade der beiden Brennverfahren ab einer bestimmten Last an, was zu einem gewissen Übergangsbereich führt. In diesem Übergangsbereich spielen direkte Umgebungseinflüsse wie Motortemperatur, Umgebungstemperatur und Umgebungsdruck eine entscheidende Rolle, welches Brennverfahren wirkungsgradoptimal eingesetzt werden kann.

## 4.1 Einflussgrößen auf die Zündung und Verbrennung

In den nachfolgenden Abschnitten wird auf die wichtigsten Parameter, welche die Zündung und Verbrennung beim HCCI-Brennverfahren beeinflussen, näher eingegangen. Dabei wird zwischen zwei Arten von Parametern unterschieden. Als erstes werden die brennrauminternen Zustandsgrößen Füllung, Druck und Temperatur bewertet. In einem zweiten Schritt werden die externen Stellgrößen, wie das Verdichtungsverhältnis, die Einspritzung, das Luft-Kraftstoffverhältnis, die Kraftstoffzusammensetzung sowie die interne und externe Restgasmenge genauer diskutiert.

### 4.1.1 Zylinderfüllung

Über den Hubverlauf und den Phasenwinkel der Einlassventile lässt sich die angesaugte Frischluftmasse und damit die Füllung einstellen. Abb. 4.1 zeigt eine Variation des Einlassventilhubes bei  $n = 2000 \text{ min}^{-1}$  und  $p_{mi} = 2,7 \text{ bar}$ , wobei der Zeitpunkt „Einlassventil öffnet“ (EVOE) für die jeweiligen Messreihen konstant gehalten wird. Dargestellt sind die Ergebnisse dreier Messreihen bei einem EVOE von  $440^\circ \text{KW n. ZOT}$ ,  $450^\circ \text{KW n. ZOT}$  und  $468^\circ \text{KW n. ZOT}$ . Es zeigt sich, dass der indizierte Wirkungsgrad für sämtliche EVOE-Messreihen ein Optimum bei einem Ventilhub von  $2 \text{ mm}$  aufweist. Der Grund für das Optimum bei einem bestimmten Ventilhub wird in Abb. 4.2 verdeutlicht. Für jeden Messpunkt wurde eine 1D-Ladungswechselrechnung und Druckverlaufsanalyse durchgeführt. Zu sehen sind dabei die Gesamtmasse, die Frischluftmasse sowie die Restgasmasse im Zylinder zum Zeitpunkt „Einlassventil schließt“ (EVS). Die Frischluftmasse nimmt wie erwartet mit größeren Einlassventilhüben zu, während die Restgasmasse abnimmt. Allerdings erreicht die Gesamtmasse im Zylinder ihr Maximum jeweils bei einem Ventilhub von ca.  $2 \text{ mm}$ . Mit der maximalen Füllung wird somit auch der größte Wirkungsgrad erreicht. Bei kleineren Ventilhüben strömt nicht genug Frischluft in den Zylinder, während bei größeren Ventilhüben gegen Ende des Einlassvorgangs die bereits angesaugte Frischluftmenge aufgrund des höheren Drucks im Zylinder wieder in den Ansaugkanal zurückgeschoben wird. Dadurch erreicht die Füllung, wie auch bei den kleineren Ventilhüben, nicht ihr

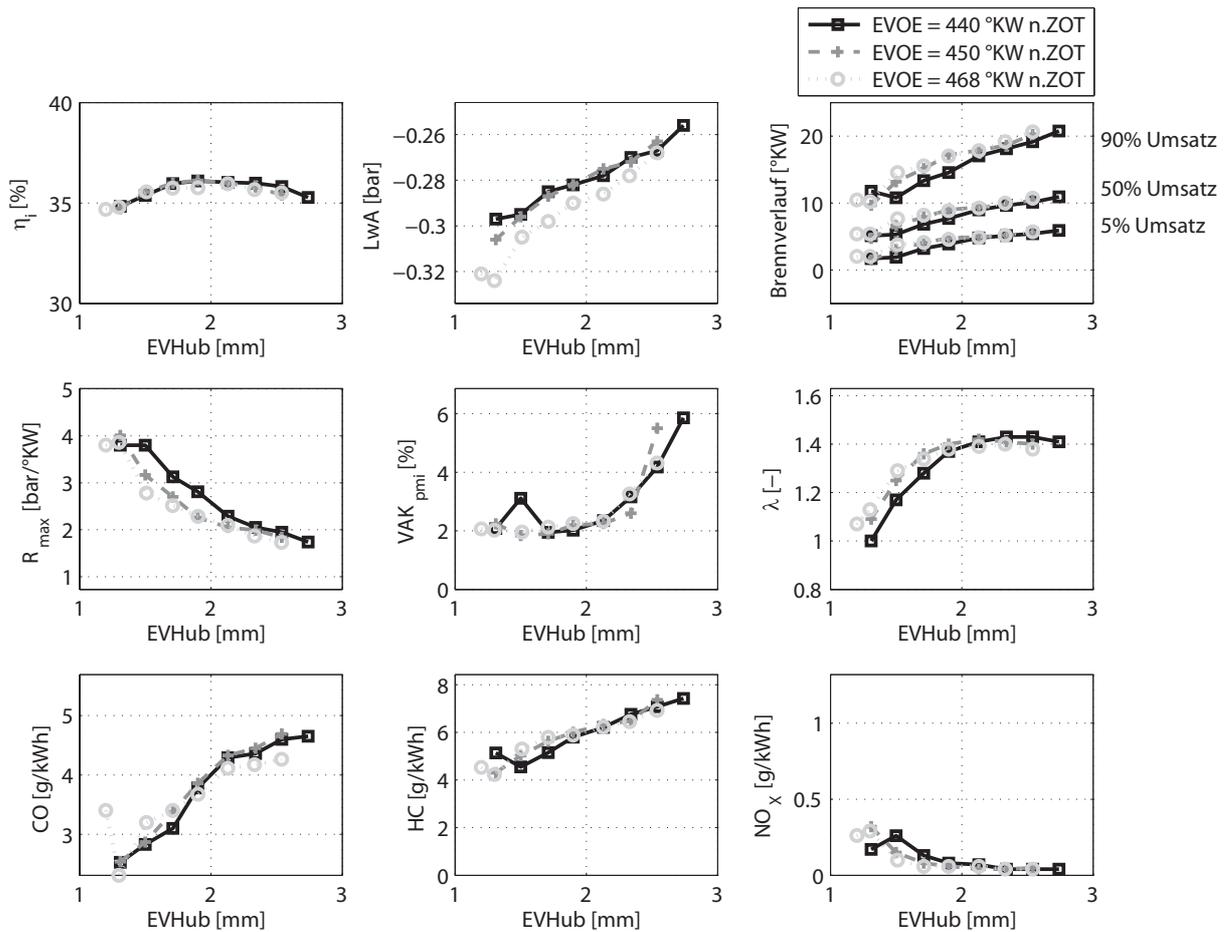


Abbildung 4.1: Einlasshubvariation bei  $n = 2000 \text{ min}^{-1}$ ,  $p_{mi} = 2,7 \text{ bar}$

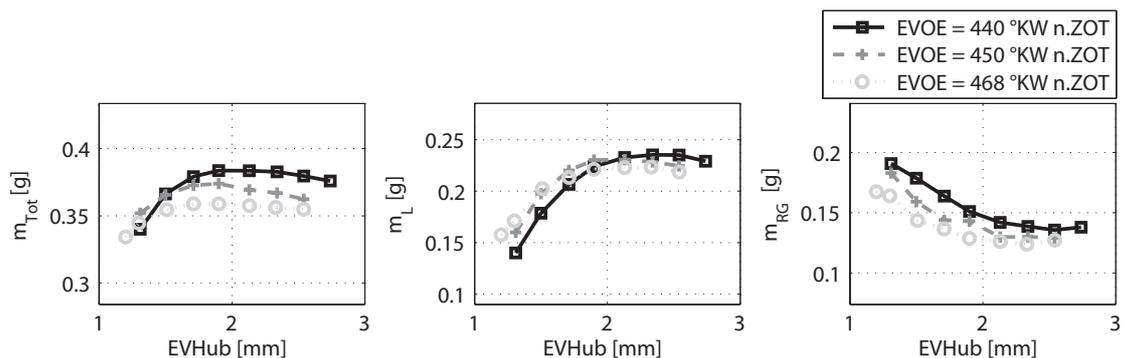


Abbildung 4.2: Verlauf der Gesamtmasse  $m_{Tot}$ , der Frischluftmasse  $m_L$  und der Restgasmasse  $m_{RG}$  für eine Einlasshubvariation bei  $n = 2000 \text{ min}^{-1}$ ,  $p_{mi} = 2,7 \text{ bar}$

Maximum, was wiederum einen niedrigeren Wirkungsgrad zur Folge hat. Dieser Effekt wird in Abb. 4.3 verdeutlicht. Dargestellt sind die Einlassmassenströme für Einlassventilhübe zwischen  $1,6 \text{ mm}$  und  $2,6 \text{ mm}$  bei einem  $EVOE = 450^\circ \text{KW}$ . Dabei ist zu sehen, dass für einen Einlassven-

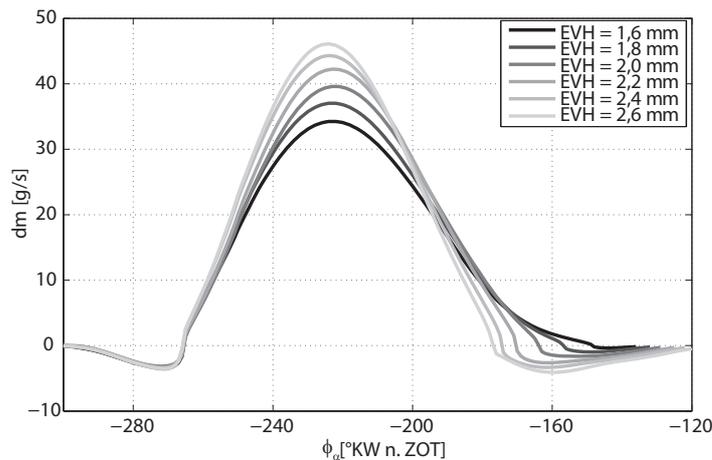


Abbildung 4.3: Einlassmassenstromverlauf für eine Einlasshubvariation bei  $n = 2000 \text{ min}^{-1}$ ,  $p_{mi} = 2,7 \text{ bar}$ ,  $EVOE = 450^\circ \text{ KW}$

tilhub von  $1,6 \text{ mm}$  kein Rückströmen stattfindet. Je größer der Einlassventilhub, desto mehr Frischluft strömt gegen Ende der Ansaugphase in den Ansaugkanal zurück. Eine weitere Erklärung für den schlechteren Wirkungsgrad ist die für größere Ventilhubhöhen zunehmende Instabilität der Verbrennung, verursacht durch die magere Gemischzusammensetzung, was anhand des Variationskoeffizienten des indizierten Mitteldrucks in Abb. 4.1 zu erkennen ist.

Bei einem direkten Vergleich der drei Messreihen sind nur geringfügige Unterschiede zu erkennen. Zum einen verschiebt sich die Verbrennung für spätere EVOE Zeitpunkte in Richtung spät. Dadurch können die maximalen Druckgradienten leicht reduziert werden, jedoch nimmt auch die Ladungswechselerarbeit zu. Zusammen mit der geringeren Füllung ergibt sich schließlich ein etwas schlechterer indizierter Wirkungsgrad für ein spätes EVOE. Die Rohemissionen hingegen liegen für alle Messreihen auf einem vergleichbaren Niveau. Die  $CO$ - und  $HC$ -Emissionen nehmen für größere Ventilhubhöhen um fast das Doppelte zu, während die  $NO_x$ -Emissionen reduziert werden können. Die Verschlechterung der  $CO$ - und  $HC$ -Emissionen ist auf die geringere Restgasmasse bei größeren Ventilhubhöhen zurückzuführen. Dadurch wird eine niedrigere Temperatur vor der Zündung erreicht, was zu einer instabileren Verbrennung führt. Die niedrigeren Temperaturen wirken sich jedoch positiv auf die  $NO_x$ -Emissionen aus.

#### 4.1.2 Gemischtemperatur und Zylinderinnendruck

Die Gemischtemperatur im Zylinder ist von entscheidender Bedeutung für die erfolgreiche Selbstzündung eines Luft-Kraftstoff-Gemisches. Diese wird von mehreren Faktoren beeinflusst. Einerseits spielen verschiedene Medientemperaturen wie die Ansaug-, Kühlwasser-, Öltemperatur sowie als resultierende Größe die Brennraumwandtemperatur eine wichtige Rolle. Aber auch über das Verdichtungsverhältnis, die Ladungsmasse und über deren Zusammensetzung kann die Gemischtemperatur gesteuert werden. Abb. 4.4 a) zeigt den Temperaturverlauf im Zy-

linder um den ZOT für verschiedene Gemischzusammensetzungen. Durch eine Variation des Zeitpunktes „Auslassventil schließt“ wurde die Menge an zurückbehaltenem Restgas schrittweise reduziert. Bei geringerer Restgasmasse liegt die Temperatur während der Kompressionsphase auf einem niedrigeren Niveau. Dadurch wird die Selbstzündung später eingeleitet. Der Temperaturanstieg verläuft anschließend gemäßigter und es wird aufgrund der späteren Schwerpunktlage eine geringere Temperaturspitze erreicht als mit größerer Restgasmasse. In Abb. 4.4 b) sind die dazugehörigen Druckverläufe zu sehen.

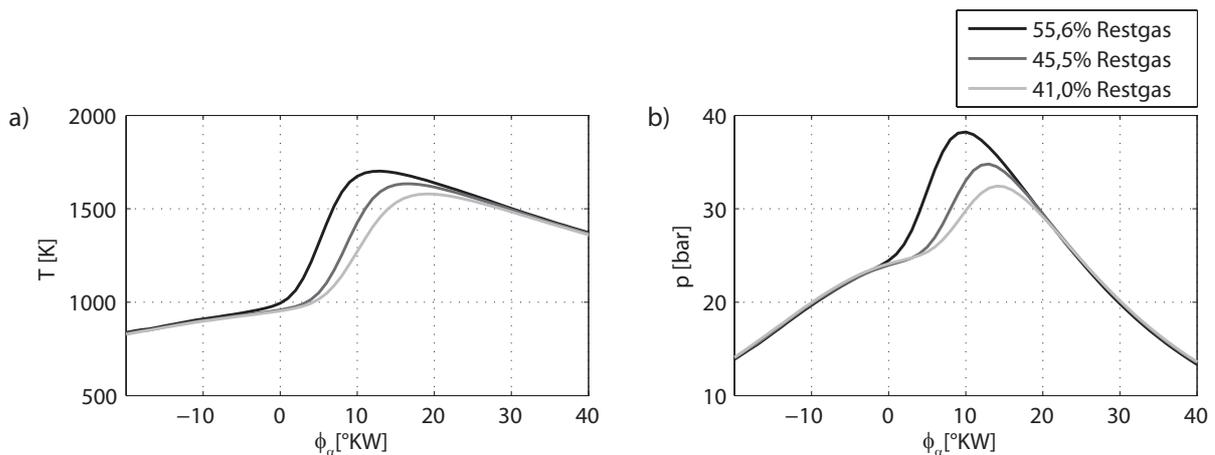


Abbildung 4.4: Zylinderinnentemperaturvariation a) und Zylinderinnendruckvariation b) bei  $n = 2000 \text{ min}^{-1}$ ,  $p_{mi} = 2,7 \text{ bar}$

Mit zunehmendem Druck erhöht sich die Teilchendichte, was zu einer Erhöhung der Reaktionsgeschwindigkeit und infolge dessen zu einer Verkürzung der Zündverzugszeit führt. Wie bereits in Kapitel 2.3.2 beschrieben, verschiebt sich der NTC-Bereich mit zunehmendem Druck hin zu höheren Temperaturen. Da der Druck bei gleichbleibender Masse und Stoffeigenschaften direkt über die ideale Gasgleichung mit der Temperatur gekoppelt ist, können für beide dieselben Schlüsse gezogen werden. Eine geringere Temperatur während der Kompressionsphase resultiert entsprechend in einer späteren Zündung des Gemisches und einer niedrigeren Druckanstiegsgeschwindigkeit. In [14] werden die Effekte von Kühlmitteltemperatur und Ansaugtemperatur genauer untersucht. Dabei wurde festgestellt, dass eine Variation der Kühlmitteltemperatur einen wesentlich größeren Einfluss auf die Zündung und Brenndauer haben als eine Änderung der Ansauglufttemperatur. Die Ansauglufttemperatur beeinflusst dabei direkt die Gemischtemperatur im Kern, während die Kühlmitteltemperatur die Grenzschicht nahe der Zylinderwand und damit die Wärmeschichtung beeinflusst. Durch eine gemeinsame Variation ( $T_{Kuehlmittel} \downarrow$ ,  $T_{Saug} \uparrow$ ) in einem bestimmten Verhältnis kann jedoch die Brenndauer und -lage konstant gehalten werden.

### 4.1.3 Verdichtungsverhältnis

Zu einer der wesentlichen geometrischen Größen eines Verbrennungsmotors zählt das Verdichtungsverhältnis. Eine Erhöhung des Verdichtungsverhältnisses hat einen höheren Kompressionsenddruck und somit eine höhere Verdichtungsendtemperatur zur Folge. Aufgrund der bereits angesprochenen, abnehmenden Zündverzugszeit werden die Selbstzündbedingungen verbessert. Allerdings steigt mit zunehmendem Verdichtungsverhältnis die Klopfgefahr bei Vollast im konventionellen Betrieb, so dass einer Anhebung enge Grenzen gesetzt sind.

### 4.1.4 Zündung

Der mit steigender Last abnehmende Restgasgehalt führt beim HCCI-Brennverfahren zu einer unterschiedlich starken Auswirkung einer zusätzlichen Fremdzündung auf den Verbrennungsablauf. Während bei niedrigen Lasten bis  $p_{mi} = 2,7 \text{ bar}$  kaum Einfluss auf die Entflammung und anschließende Verbrennung genommen werden kann, bewirkt der Zündfunke bei höheren Lastpunkten eine deutliche Stabilisierung der Verbrennung. In [49] wurden mit Hilfe einer Hochgeschwindigkeits-Verbrennungsvisualisierung Isolinien der Flammenkonturen (OH-Strahlung) zu diskreten Zeitpunkten für verschiedene Lasten aufgenommen. Es zeigte sich, dass mit Hilfe der Zündung ab einer mittleren Last von  $p_{mi} = 2,7 \text{ bar}$  Einfluss auf die Verbrennung genommen werden kann. Dabei nimmt der Einfluss für höhere Lasten zu. Es handelt sich nicht mehr um eine reine Selbstzündung, sondern eine Art Mischbetrieb, in der die eingeleitete Flammenfrontverbrennung immer mehr an Einfluss gewinnt. Weitere Untersuchungen mit dreidimensionaler Lichtleitermesstechnik bestätigten [49] diese Erkenntnisse.

In Abb. 4.5 sind für eine Drehzahl von  $n = 2000 \text{ min}^{-1}$  und zwei Lastpunkte mit  $p_{mi} = 2,7 \text{ bar}$  und  $p_{mi} = 5 \text{ bar}$  die Ergebnisse einer Variation des Zündzeitpunktes dargestellt. Dabei ist zu sehen, dass sich die Schwerpunktlage bei  $p_{mi} = 2,7 \text{ bar}$  nur geringfügig ändert, insgesamt um weniger als  $1^\circ \text{KW}$  bei einer Verstellung des Zündwinkels um  $40^\circ \text{KW}$ . Der Variationskoeffizient des indizierten Mitteldruckes sowie die maximalen Druckgradienten bleiben während der gesamten Variation auf einem konstanten Niveau. Bei einer Last von  $p_{mi} = 5 \text{ bar}$  ist hingegen ein deutlicher Einfluss der Zündung auf die Verbrennung zu erkennen. Die Schwerpunktlage kann durch eine Verschiebung des Zündfunkens von  $4^\circ \text{KW}$  insgesamt um  $7^\circ \text{KW}$  verschoben werden. Für sehr frühe Zündzeitpunkte steigt der Variationskoeffizient von  $p_{mi}$  rasant an. Dies verdeutlicht die Bedeutung einer unterstützenden Fremdzündung bei höheren Lasten im HCCI-Betrieb. Ein sicherer Betrieb ohne Zündung ist nicht mehr gewährleistet. Die Rohemissionen bestätigen diese Erkenntnisse. Bei  $p_{mi} = 5 \text{ bar}$  steigen die  $\text{HC}$ -Emissionen aufgrund der schlechteren Umsetzung und des instabilen Betriebs für späte Zündzeitpunkte an, während die  $\text{NO}_x$ -Emissionen durch die niedrigeren Verbrennungstemperaturen sinken. Bei  $p_{mi} = 2,7 \text{ bar}$  bleiben die Rohemissionen hingegen auf einem konstanten Niveau.

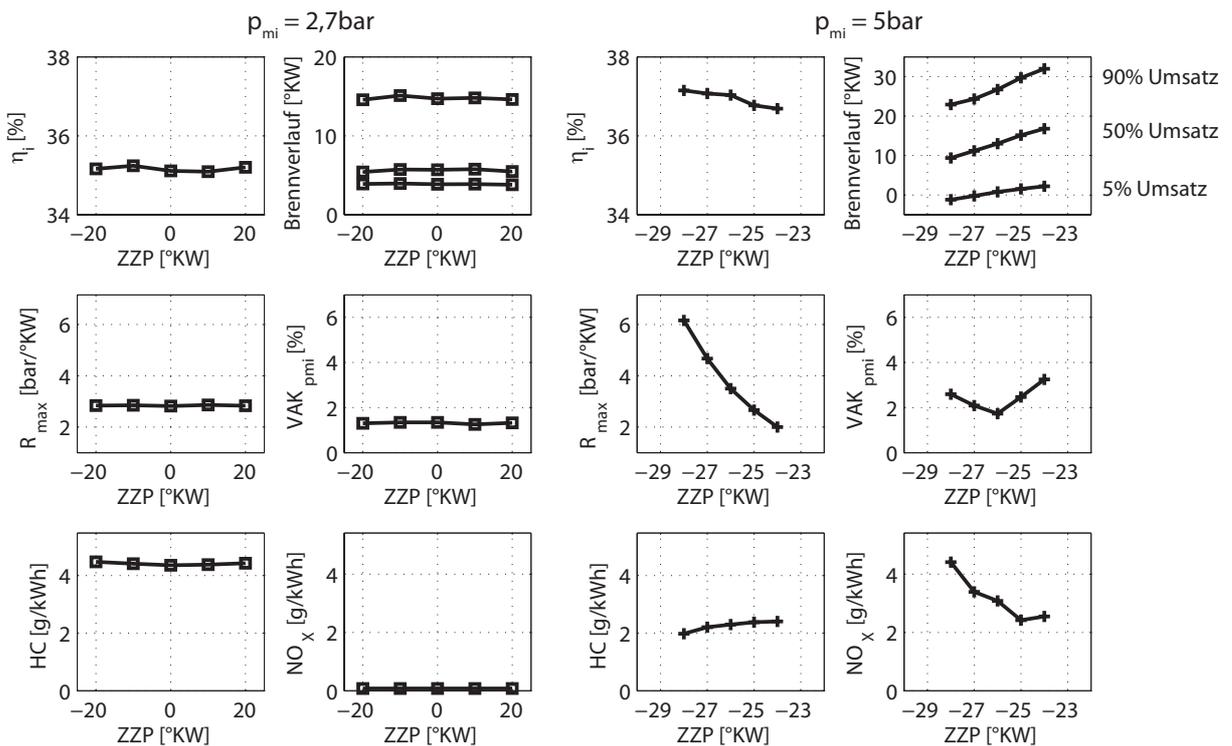


Abbildung 4.5: Zündzeitpunktvariation bei  $n = 2000 \text{ min}^{-1}$ ,  $p_{mi} = 2,7 \text{ bar}$  und  $p_{mi} = 5,0 \text{ bar}$

In [49] wurde zusätzlich der Einfluss des Luft-Kraftstoffverhältnisses und des Zündfunken bei einer mittleren Last von  $p_{mi} = 5 \text{ bar}$  untersucht (Abb. 4.6). Dabei ist zu erkennen, dass die Verbrennung im stöchiometrischen Betrieb gleichmäßiger abläuft als im mageren Betrieb.

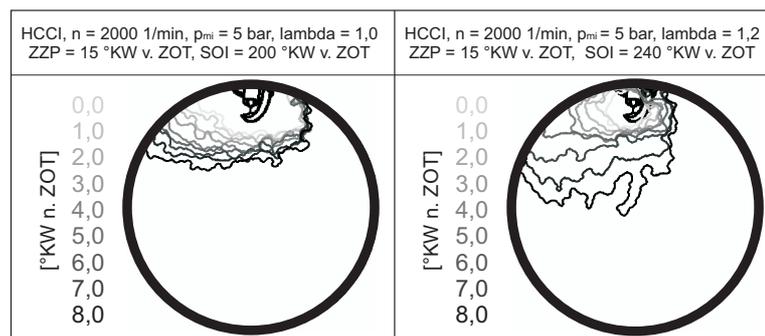


Abbildung 4.6: Einfluss des Luft-Kraftstoffverhältnisses auf den zündfunkenuntersetzten Betrieb für den Betriebspunkt bei  $n = 2000 \text{ min}^{-1}$ ,  $p_{mi} = 5,0 \text{ bar}$  [49]

Die Verbrennung läuft zudem im ersten Fall bis zum oberen Totpunkt deutlich schneller ab, während im zweiten Fall eine schnellere Ausbreitung der Flamme nach dem oberen Totpunkt stattfindet. Für  $\lambda = 1$  lässt sich also die Verbrennung mit der Unterstützung eines Zündfunken besser beeinflussen als im mageren Betrieb.

#### 4.1.5 Einspritzzeitpunkt

Untersuchungen von Fraidl [20], Guenther [26], Kaufmann [32] und Nieberding [44] haben gezeigt, dass bei der Verwendung der Benzin-Direkteinspritzung durch die Wahl des Einspritzzeitpunktes der Verbrennungsbeginn beeinflusst werden kann. Bei einer frühen Einspritzung des Kraftstoffes in das heiße Restgas können die Zündbedingungen deutlich verbessert werden. Dafür werden Vorreaktionen des Kraftstoffes durch die heiße Ladung verantwortlich gemacht. Dieser Einfluss wird in Abb. 4.7 verdeutlicht. Für einen Lastpunkt bei  $n = 2000 \text{ min}^{-1}$ ,  $p_{mi} = 2,7 \text{ bar}$  wird der Einspritzzeitpunkt  $SOI_1$  von  $350^\circ \text{KW v. ZOT}$  bis  $200^\circ \text{KW v. ZOT}$  variiert. Die Versuche wurden ohne die Unterstützung einer Fremdzündung durch die Zündkerze durchgeführt.

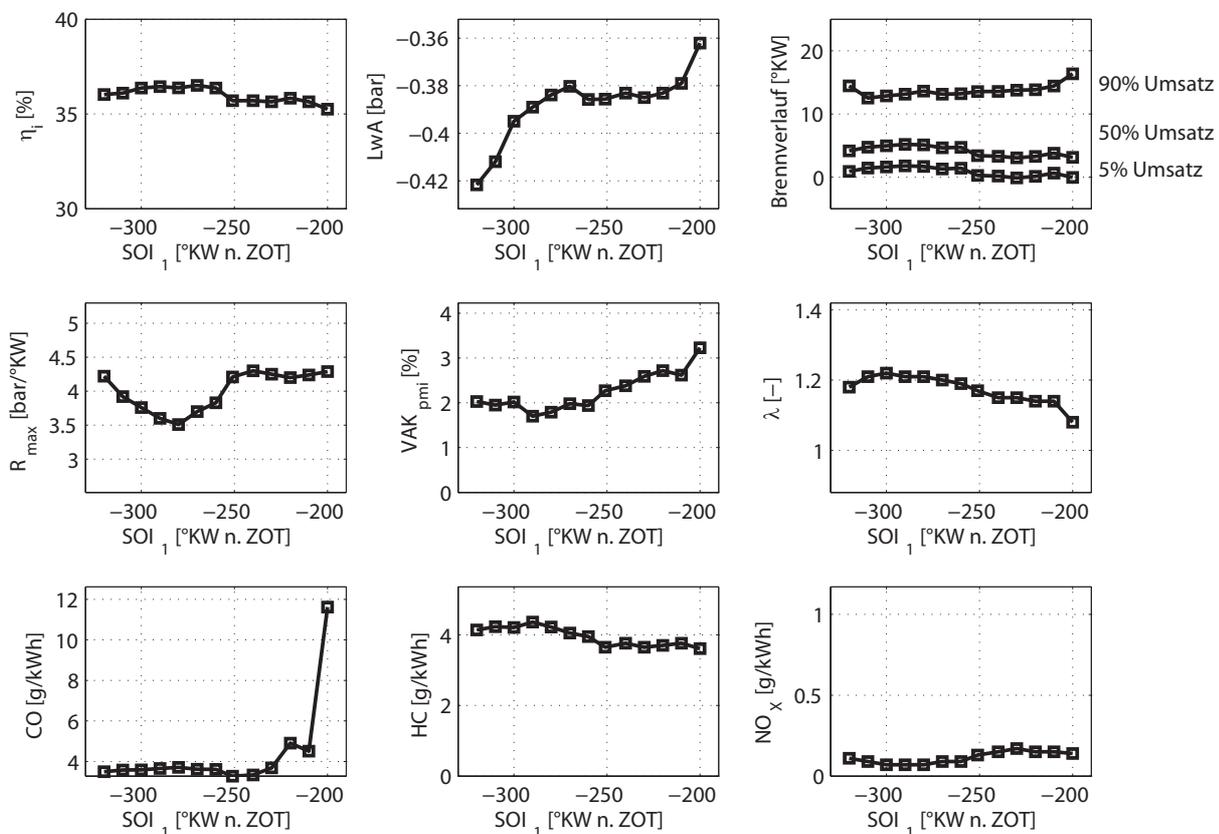


Abbildung 4.7: Einfluss des Einspritzzeitpunktes bei  $n = 2000 \text{ min}^{-1}$ ,  $p_{mi} = 2,7 \text{ bar}$

Anhand des Brennverlaufs wird ersichtlich, wie sich die gesamte Verbrennung durch die Variation verschieben lässt. Bei sehr frühen Einspritzzeitpunkten ( $350^\circ \text{KW v. ZOT}$ ) liegt die Schwerpunktlage bei  $4^\circ \text{KW n. ZOT}$  bei gleichzeitig sehr hohen Druckanstiegsgeschwindigkeiten ( $R_{\max}$ ). Der geringe Variationskoeffizient des indizierten Mitteldrucks signalisiert eine sehr stabile Verbrennung. Für spätere Einspritzzeitpunkte verschiebt sich der Brennverlauf in Richtung spät. Die Schwerpunktlage erreicht für ein  $\text{SOI} = 290^\circ \text{KW v. ZOT}$  ihr Maximum bei  $5,2^\circ \text{KW}$  und wandert danach wieder in Richtung früh. Dabei wird gleichzeitig die Verbrennung instabiler, und die Druckanstiegsgeschwindigkeiten steigen. Der Anstieg des Variationskoeffizienten deutet auf einen signifikanten Einfluss der einströmenden Frischluft auf die Durchmischung des Luft-Kraftstoff-Gemisches und des im Zylinder gespeicherten Restgases hin. Diese Zusammenhänge werden in Kapitel 5 genauer untersucht. Für höhere Lastpunkte muss aufgrund der steigenden  $\text{NO}_x$ -Emissionen das Luft-Kraftstoffverhältnis bei  $\lambda = 1$  konstant gehalten werden. Bei einer Drehzahl von  $n = 2000 \text{ min}^{-1}$  liegt diese Grenze bei  $p_{mi} = 4 \text{ bar}$ . In diesen Betriebsbereichen kann mit Hilfe der Zündung gezielt auf die Entflammung und den Verbrennungsablauf Einfluss genommen werden. Die Wahl des Einspritzzeitpunktes ist hier nicht mehr von entscheidender Bedeutung.

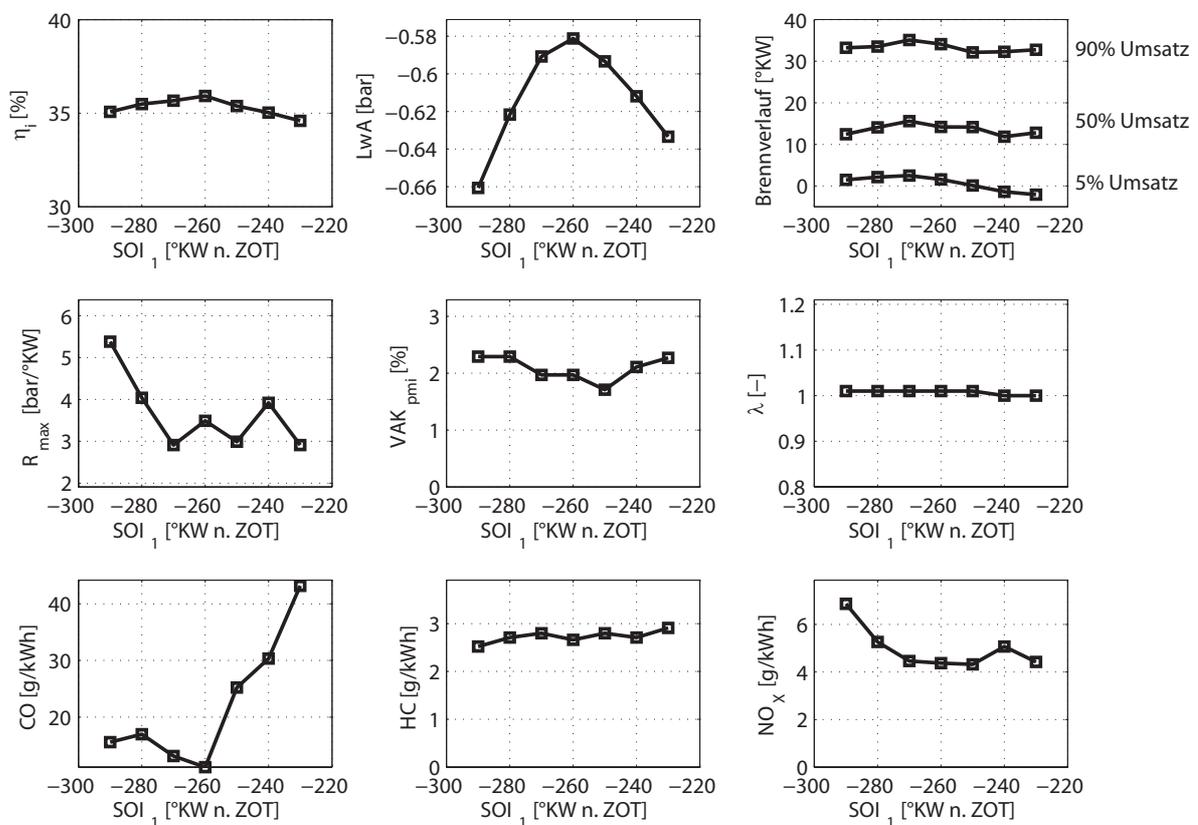


Abbildung 4.8: Einfluss des Einspritzzeitpunktes bei  $n = 2000 \text{ min}^{-1}$ ,  $p_{mi} = 5,0 \text{ bar}$

Abb. 4.8 zeigt beispielhaft für einen Betriebspunkt bei  $n = 2000 \text{ min}^{-1}$  und eine Last von  $p_{mi} = 5 \text{ bar}$  eine Variation des Einspritzzeitpunktes. Für ein konstantes Luft-Kraftstoffverhältnis von  $\lambda = 1$  wurde dabei die Auslassspreizung angepasst. Dies bewirkt, dass sich die Füllung im Zylinder ändert. Die unterschiedlichen Einspritzzeitpunkte zeigen nur eine geringe Auswirkung auf den indizierten Wirkungsgrad. Dieser wird vor allem durch die unterschiedliche Füllung beeinflusst. Da mit Hilfe der Zündung die Schwerpunktlage weitestgehend auf einem konstanten Niveau gehalten wird, ändert sich die Druckanstiegsgeschwindigkeit für die dargestellte  $SOI_1$ -Variation ebenfalls nur geringfügig. Die einzige Ausnahme bilden extrem frühe Einspritzzeitpunkte, die jedoch aufgrund der hohen Ladungswechselverluste und der sehr hohen Druckgradienten nicht praxisrelevant sind.

#### 4.1.6 Einspritzdruck

Durch das gewählte Einspritzsystem lässt sich der Einspritzdruck bis  $200 \text{ bar}$  beliebig variieren. Für konventionelle Brennverfahren wurden die daraus resultierenden Effekte bereits in verschiedenen Veröffentlichungen aufgezeigt [29, 37, 41, 58]. Auch für das Schichtbrennverfahren beim Ottomotor und für das Dieselmotorenverfahren, bei denen der Einspritzdruck eine zentrale Rolle spielt, existieren zahlreiche Untersuchungen zu diesem Thema [33, 41]. Je nach Einspritzdruck wird die Gemischaufbereitung im Zylinder entscheidend beeinflusst. Dies ist vor allem für Dieselmotoren wichtig, da eine schlechte Aufbereitung des Kraftstoffes zu erhöhten Ruß-Emissionen führt. Durch eine Anhebung des Einspritzdrucks kann eine bessere Zerstäubung des austretenden Kraftstoffes erreicht werden. Wie bereits in Kapitel 2.2 beschrieben, wirkt sich dies positiv auf die Verdampfung des Kraftstoffes und damit auf die Rohemissionen aus. Das ottomotorische Schichtbrennverfahren ist zusätzlich zu den oben genannten Effekten auf eine reproduzierbare Sprayaufbereitung angewiesen. An der Zündkerze muss ein geeignetes Gemisch möglichst nahe an  $\lambda = 1$  vorliegen, damit in jedem Zyklus eine erfolgreiche Entflammung gewährleistet werden kann. Dies kann am besten über konstante hohe Einspritzdrücke realisiert werden.

Beim HCCI-Brennverfahren kann durch eine Erhöhung des Einspritzdrucks insbesondere die Gemischverteilung bis zur Entflammung beeinflusst werden. Je höher der Druck, desto homogener verteilt liegt das Gemisch im Brennraum vor. In Abb. 4.9 sind bei einer Drehzahl von  $n = 2000 \text{ min}^{-1}$  die Ergebnisse einer Variation des Einspritzdrucks für zwei verschiedene Lastpunkte bei  $p_{mi} = 2,7 \text{ bar}$  und  $p_{mi} = 4,0 \text{ bar}$  dargestellt. An den Druckgradienten und dem Brennverlauf ist zu erkennen, wie sich der Einspritzdruck auf die Verbrennung auswirkt. Je inhomogener die Verteilung des Gemisches im Brennraum vorliegt, umso früher setzt die Verbrennung ein. Die Schwerpunktlage verschiebt sich dadurch nach früh, was eine Erhöhung der Druckgradienten zur Folge hat. An den Rohemissionen ist zu erkennen, dass sich die bei niedrigeren Einspritzdrücken schnellere Verbrennung positiv auf die  $HC$ - und  $CO$ -Emissionen

auswirkt. Die  $NO_x$ -Emissionen steigen jedoch aufgrund der höheren Temperatur im Brennraum leicht an.

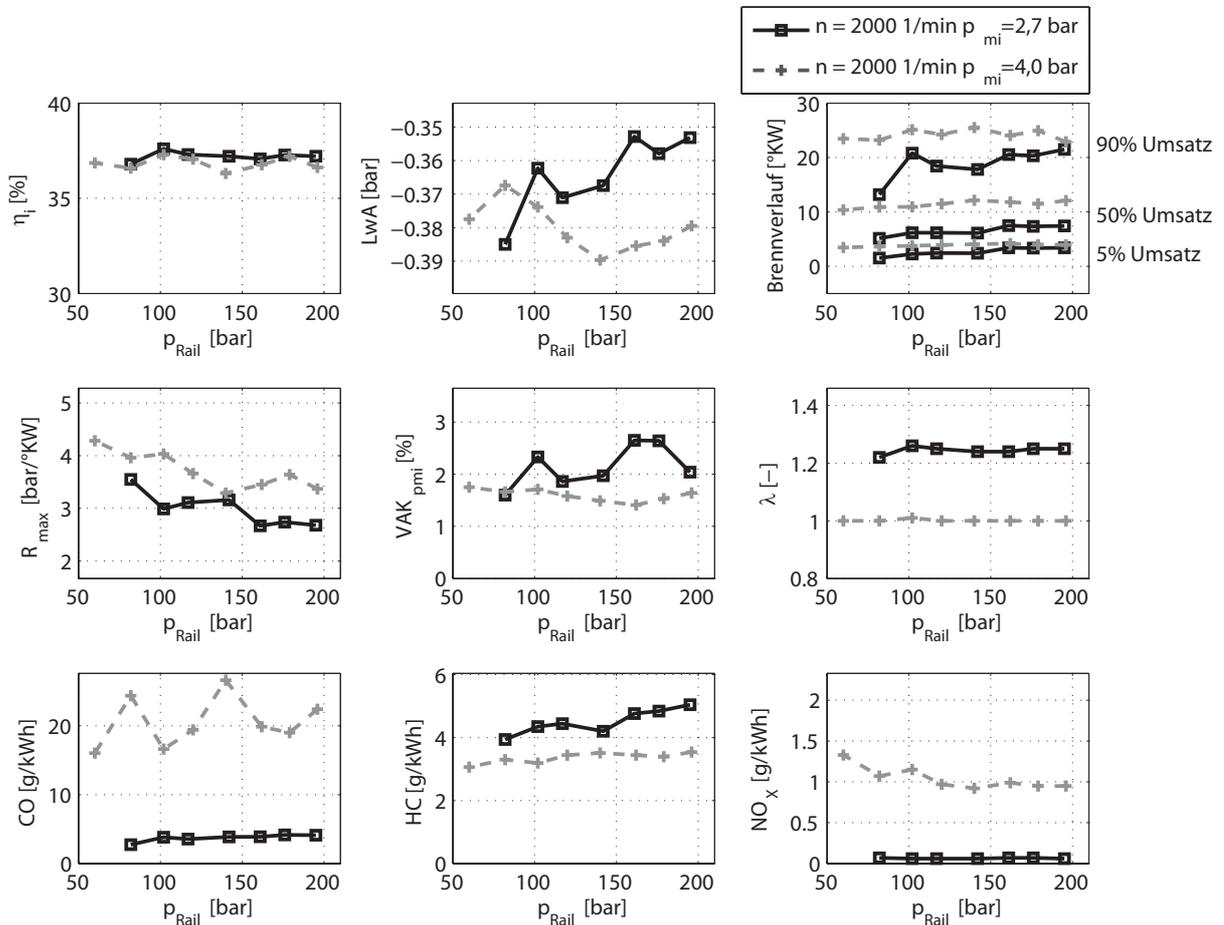


Abbildung 4.9: Einfluss des Einspritzdrucks bei  $n = 2000 \text{ min}^{-1}$ ,  $p_{mi} = 2,7 \text{ bar}$  und  $p_{mi} = 4 \text{ bar}$

#### 4.1.7 Luft-Kraftstoffverhältnis

Auch das für eine Verbrennung wichtige Luft-Kraftstoffverhältnis hat einen wesentlichen Einfluss auf den Zündverzug und die Verbrennung. Es stellt das Verhältnis zwischen der tatsächlich im Zylinder vorhandenen Luftmasse und der stöchiometrischen Luftmasse dar [6].

$$\lambda = \frac{m_{Luft}}{m_{Krst} \cdot L_{St}} \quad (4.1)$$

Das Luft-Kraftstoffverhältnis hat insofern Einfluss auf die Zündung, als dass sich laut Ciezki [15], ausgehend von stöchiometrischen Gemischen, für magere Gemische längere und für fette Gemische kürzere Zündverzugszeiten einstellen. Die kürzesten Zündverzugszeiten sind bei einem  $\lambda \approx 0,85$  vorzufinden. Im Falle eines noch fetteren Gemisches ist dessen Abkühlung

durch das Verdampfen des Kraftstoffes für höhere Verzugszeiten verantwortlich. Abb. 4.10 verdeutlicht die Abhängigkeit der minimal notwendigen Temperatur vom Luft-Kraftstoffverhältnis [67].

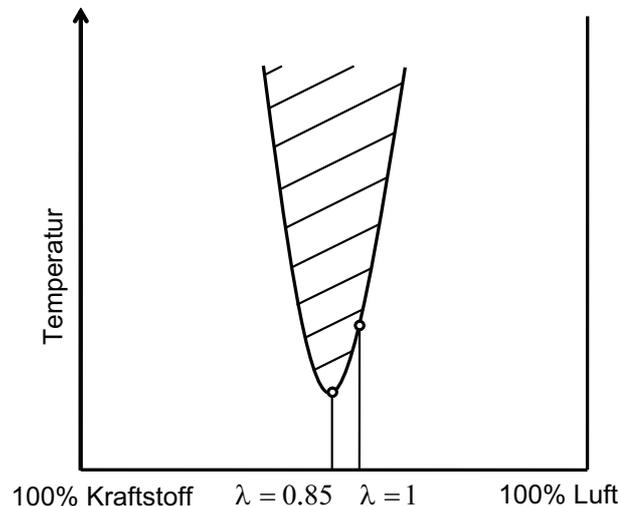


Abbildung 4.10: Zündgrenzen bei fremdgezündeter Verbrennung nach Woschni [67]

Im HCCI-Betrieb müssen jedoch weitere Faktoren berücksichtigt werden. Während lokal fette Gemische die Entflammung begünstigen, wirkt sich ein global zu mageres Gemisch hemmend auf die Zündung aus. Dabei spielen vor allem die Temperatur sowie der Druck kurz vor der Selbstzündung eine entscheidende Rolle. Die Temperatur wird dabei anhand der Menge an heißem, zurückbehaltenem Restgas gesteuert. Je höher diese ist, umso früher findet eine Selbstzündung statt. Auf der anderen Seite wirkt sich eine zunehmende Restgasmenge aufgrund der erhöhten Wärmekapazität hemmend auf die Entflammung und anschließende Verbrennung aus. In Abb. 4.11 wird für  $n = 2000 \text{ min}^{-1}$  und eine Last von  $p_{mi} = 2,7 \text{ bar}$  der Einfluss des Luft-Kraftstoffverhältnisses dargestellt. Es ist zu erkennen, dass für magere Gemische eine Verschiebung der Verbrennung in Richtung spät stattfindet. Gleichzeitig nehmen die Druckgradienten sowie die Ladungswechselarbeit aufgrund der geringeren gespeicherten Restgasmenge ab. Die  $CO$ - sowie  $HC$ -Emissionen nehmen für magere Gemische zu, da sich die geringere Temperatur im Brennraum negativ auf die Verbrennung auswirkt. Auf der anderen Seite wirkt sich dies positiv auf die  $NO_x$ -Emissionen aus.

#### 4.1.8 Einfluss des internen Restgasgehalts

Neben dem Einspritzzeitpunkt stellt das interne Restgas eine weitere sehr wichtige Größe zur Beeinflussung des HCCI-Brennverfahrens dar. Das zurückgehaltene oder zurückgeführte Restgas beeinflusst die Zündung und anschließende Verbrennung auf zwei verschiedene Arten. Ei-

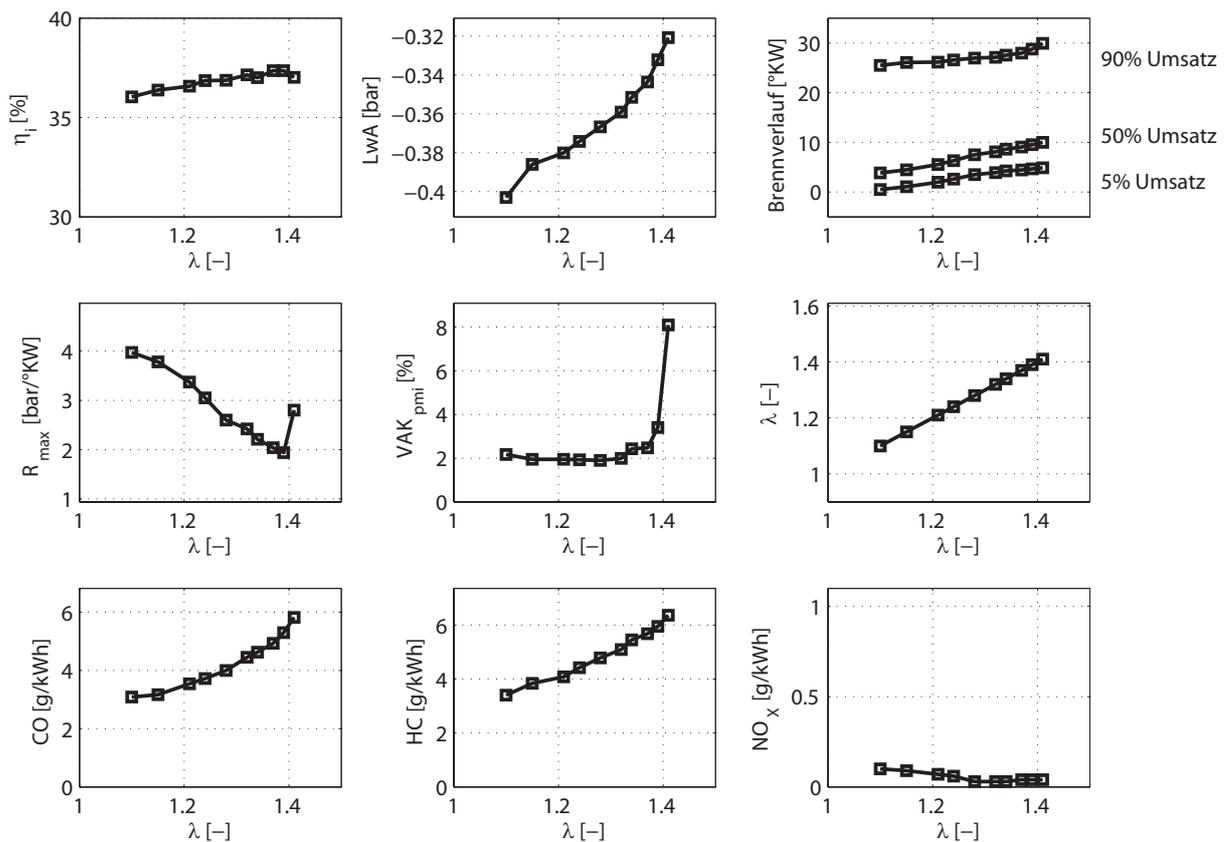


Abbildung 4.11: Einfluss von  $\lambda$  bei  $n = 2000 \text{ min}^{-1}$ ,  $p_{mi} = 2,7 \text{ bar}$

nerseits wirkt es als Inertgas hemmend auf die Zündungseinleitung und die Verbrennung. Andererseits dient heißes, zurückgehaltenes oder zurückgeführtes Restgas als Energieträger, welcher die Ladungstemperatur anhebt. Dadurch verkürzt sich der Zündverzögerung. Diese Erkenntnisse wurden schon in verschiedenen Veröffentlichungen aufgezeigt [13, 26, 32, 66]. Mit zunehmender Restgasmenge steigt die Ladungstemperatur und die Verbrennung wird in Richtung früh verschoben. Cao [13] zeigt aber auch, dass durch eine Anhebung der Restgasmenge im Zylinder die Selbstzündtemperatur steigt. Durch die Beimengung von Restgas wird ein Großteil der freiwerdenden Energie, welche bei der exothermen Zündungseinleitung durch Kettenreaktionen entsteht, zum Aufheizen des Restgases verwendet. Die Kettenreaktionen werden dadurch verlangsamt und die Zündverzögerungszeit verlängert sich.

In Abb. 4.12 ist eine Variation des internen Restgasgehalts für einen Betriebspunkt bei  $n = 2000 \text{ min}^{-1}$  und einer Last von  $p_{mi} = 2,7 \text{ bar}$  dargestellt. Es ist zu erkennen, dass sich der Brennverlauf für niedrigere Restgasmengen zu späteren Zeitpunkten bewegt. Gleichzeitig sinken die Druckgradienten im Brennraum. Im Gegenzug steigt für geringere Restgasmengen der Variationskoeffizient des indizierten Mitteldrucks, was auf die niedrigere mittlere Temperatur zum Entflammungszeitpunkt zurückzuführen ist. Das Optimum des indizierten Wirkungsgrads liegt in den dargestellten Ergebnissen dieser Messreihe bei einem internen Restgasgehalt

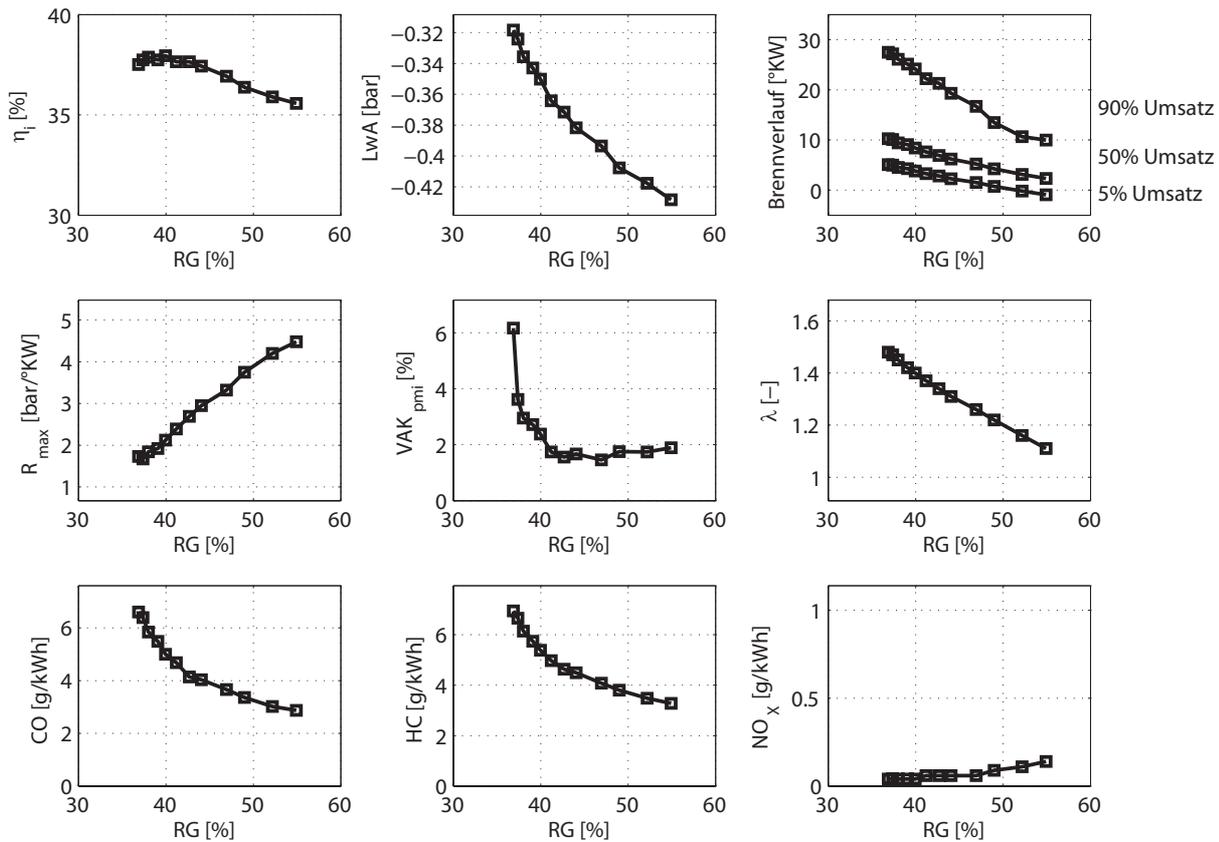


Abbildung 4.12: Einfluss des internen Restgasgehalts bei  $n = 2000 \text{ min}^{-1}$ ,  $p_{mi} = 2,7 \text{ bar}$

von 40%. Dies liegt hauptsächlich an der deutlich instabileren Verbrennung ( $VAK_{pmi}$ ) für geringere Restgasanteile sowie an der geringeren Füllung bei höheren Restgasgehalten. Die  $HC$ - und  $CO$ -Emissionen steigen für niedrigere Restgaswerte stark an, während die  $NO_x$ -Emissionen fast verschwinden. Durch die Spätverschiebung und gleichzeitige Verlangsamung der Verbrennung kann der Kraftstoff bei einem zu geringen Restgasanteil nicht mehr vollständig umgesetzt werden. Die Bedingungen für eine erfolgreiche Selbstzündung sind in diesem Fall nicht mehr gewährleistet.

In Abb. 4.13 sind die Massenanteile sowie eine Verlustteilung für die vorliegende Messreihe dargestellt. Während die Gesamtmasse für die gewählte Variation annähernd konstant bleibt, ist zu sehen, wie die Restgasmasse durch Frischluftmasse ersetzt wird. Die Verlustteilung verdeutlicht, dass der vollkommene Wirkungsgrad für niedrigere interne Restgasgehalte aufgrund der verbesserten Stoffeigenschaften des Gemisches steigt. Weiterhin ist zu erkennen, dass die Ladungswechsel- und Wandwärmeverluste mit abnehmendem Restgasgehalt sinken. Durch die geringere zurückbehaltene Restgasmenge ist während der Zwischenkompression weniger Arbeit zum Ausschleiben des verbrannten Gases und Ansaugen der Frischluft erforderlich, was sich positiv auf die Ladungswechselschleife auswirkt. Zusätzlich wird während der Zwischenkompression durch die geringere Masse an heißem Restgas weniger Wärme an die Zylinder-

wand abgegeben. Die Verluste durch unvollkommene Verbrennung nehmen mit abnehmendem Restgasgehalt zu, was auch anhand des hohen Variationskoeffizienten sowie der daraus resultierenden höheren Rohemissionen ersichtlich wird.

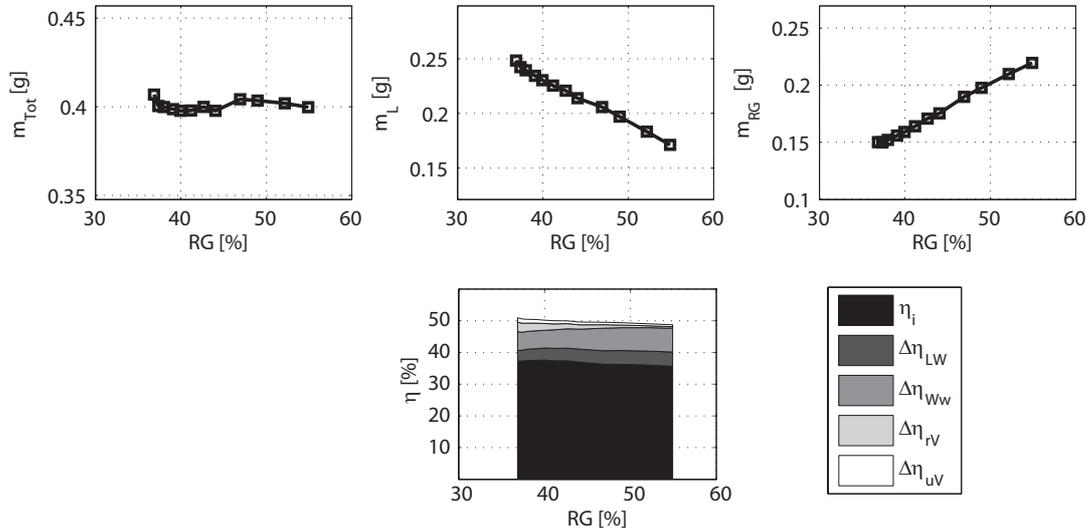


Abbildung 4.13: Verlauf der Gesamtmasse  $m_{Tot}$ , der Frischluftmasse  $m_L$ , der Restgasmasse  $m_{RG}$  sowie der einzelnen Wirkungsgrade für eine Auslasshubvariation bei  $n = 2000 \text{ min}^{-1}$ ,  $p_{mi} = 2,7 \text{ bar}$

#### 4.1.9 Kraftstoffzusammensetzung

Hintergrund für Untersuchungen zu verschiedenen Kraftstoffen sind die für jede Region auf der Welt typischen Kraftstoffzusammensetzungen mit verschiedenen voneinander abweichenden Zusatzkomponenten. Es hat sich herausgestellt, dass für ein ottomotorisches HCCI-Brennverfahren drei besonders charakteristische Kraftstoffkomponenten existieren, welche einen signifikanten Einfluss auf die Selbstzündung und den nachfolgenden Verbrennungsablauf haben [60]. Diese Zusatzstoffe können durch genau definierte Ersatzstoffe einem Referenzkraftstoff beigemischt werden. Für die durchgeführten Untersuchungen wurden 1-Hexen für die olefinischen, Ethanol für die alkoholischen und Toluol für die aromatischen Anteile verwendet. In [60] wurden in einem ersten Schritt zwei Kraftstoffe verglichen, ein ASF-Kraftstoff mit genau definierter Zusammensetzung sowie ein handelsüblicher Tankstellenkraftstoff. Dabei zeigte sich, dass diese beiden Referenzkraftstoffe sehr ähnliche Verbrennungseigenschaften aufweisen. In einem zweiten Schritt wurden dem ASF-Kraftstoff nacheinander die Zusatzkomponenten 1-Hexen, Ethanol sowie Toluol in unterschiedlichen Konzentrationen beigemischt.

In Abb. 4.14 sind die Ergebnisse von zwei Messreihen für einen typischen HCCI-Lastpunkt bei  $n = 2000 \text{ min}^{-1}$   $p_{mi} = 2,7 \text{ bar}$  dargestellt. Die erste Messreihe stellt die Referenzvariante mit ASF-Kraftstoff ohne Zusatzstoffe dar. Die zweite Reihe wurde mit identischen Einstellparametern wie die Referenzvariante vermessen. Es zeigt sich, dass Kraftstoffe mit Zusatz von 1-Hexen

aufgrund ihrer Struktur mit einer Doppelbindung im Vergleich zum ASF-Basiskraftstoff bei identischer Applikation die Selbstzündung des Luft-Kraftstoffverhältnis verzögern und die Verbrennung verlangsamen. Diese beobachteten Effekte sind unabhängig vom Hexengehalt gleich stark. Mit zunehmender Last nehmen die Zündverzögerung und die Verbrennungsverschleppung zu, mit zunehmender Drehzahl hingegen ab. Aufgrund des tiefen Siedepunktes von Hexen ist die Verbrennungsschwerpunktlage vergleichsweise weniger sensibel bezüglich des Einspritzbeginns  $SOI$ .

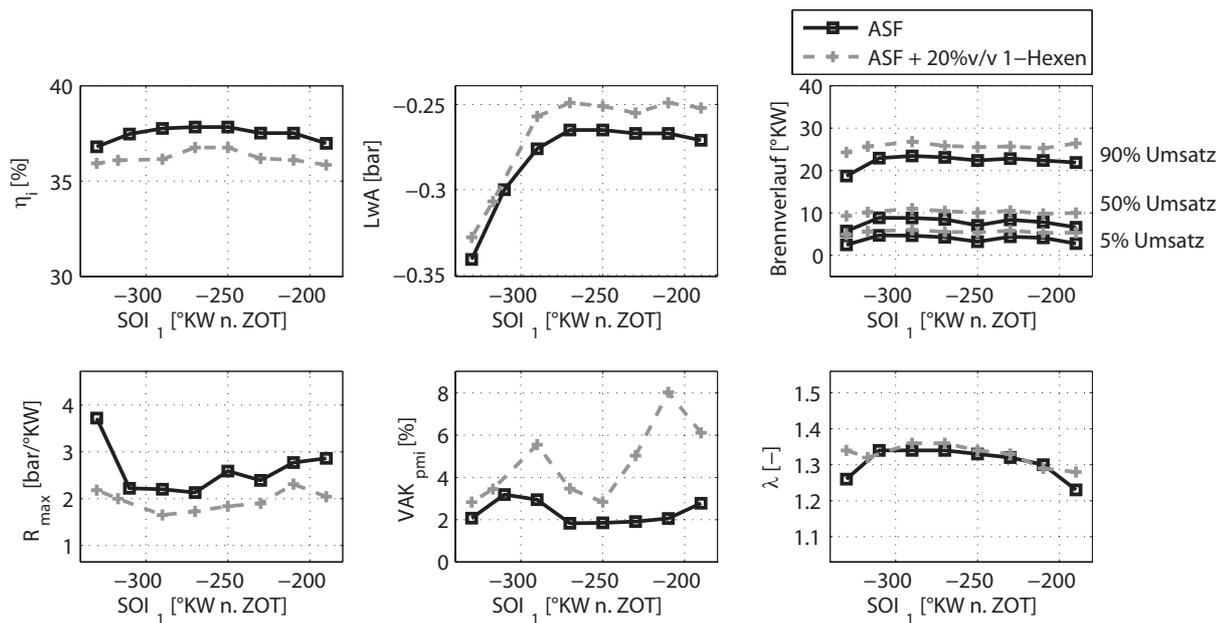


Abbildung 4.14: Einfluss einer Einspritzzeitpunktvariation bei  $n = 2000 \text{ min}^{-1}$ ,  $p_{mi} = 2,7 \text{ bar}$  mit Zusatz von  $20\%v/v$  1-Hexen

Eine ähnliche Wirkung auf die Verbrennung zeigt die Zugabe von Ethanol zum Kraftstoff (Abb. 4.15). Die Selbstzündung wird verzögert und die Verbrennung verlangsamt. Anders als bei den Hexenkraftstoffen ist dies aber nicht auf die Molekülstruktur, sondern vielmehr auf die hohe Dichte und den niedrigen Heizwert von Ethanol zurückzuführen. Aufgrund der im Vergleich zum Referenzkraftstoff größeren eingespritzten Kraftstoffmasse wird die Zylinderladung durch die Verdampfung des Ethanols stärker gekühlt, es strömt mehr Frischluft durch die Ventile, was eine bessere Füllung zur Folge hat. Das Luft-Kraftstoffverhältnis im Brennraum nimmt jedoch aufgrund des höheren stöchiometrischen Luftbedarfs ab. Die Verbrennung wird durch die größere Luftmenge instabiler, jedoch sinken die maximalen Druckanstiegsgeschwindigkeiten. Wie zuvor bei den Hexenkraftstoffen sind die beobachteten Effekte unabhängig bezüglich des zugesetzten Ethanolanteils. Weiter ist zu erkennen, dass der indizierte Wirkungsgrad durch eine Zugabe von Ethanol für die untersuchte Messreihe um 2% abnimmt, was durch die schlechtere Verbrennungslage und die erhöhten  $CO$ -Emissionen zu erklären ist. Durch die Spätverschie-

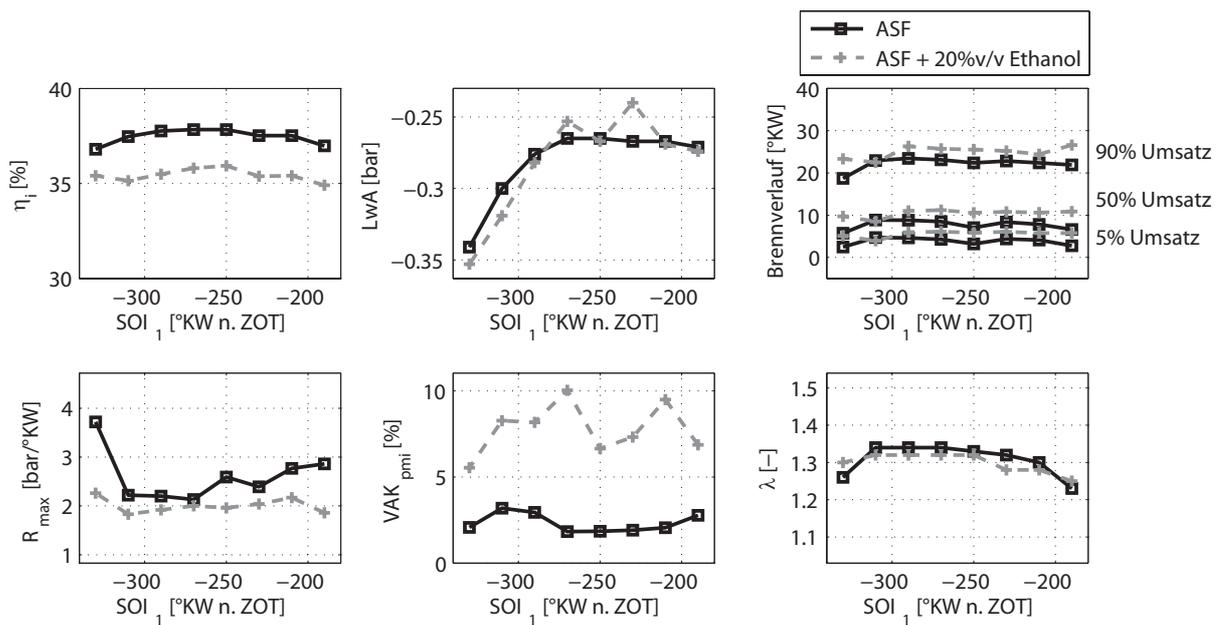


Abbildung 4.15: Einfluss einer Einspritzzeitpunktvariation bei  $n = 2000 \text{ min}^{-1}$ ,  $p_{mi} = 2,7 \text{ bar}$  mit Zusatz von 20%v/v Ethanol

bung der Verbrennung können hingegen die Druckgradienten gesenkt werden. Abb. 4.16 zeigt die Massen im Zylinder nach dem Schließen der Einlassventile. Dabei ist zu sehen, dass bei identischen Ventilsteuerzeiten eine größere Luftmasse in den Zylinder strömt und sich gleichzeitig die Restgasmasse verringert. Dies ist auf die verstärkte Abkühlung der Ladung zurückzuführen, welche durch die Verdampfung des Ethanols entsteht. So wird die Dichte im Brennraum erhöht, wodurch zusätzliche Frischluft nachströmen kann.

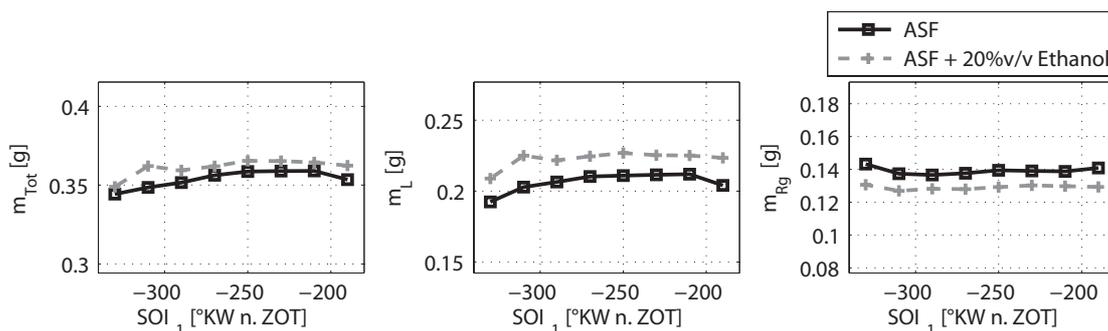


Abbildung 4.16: Einfluss einer Einspritzzeitpunktvariation bei  $n = 2000 \text{ min}^{-1}$ ,  $p_{mi} = 2,7 \text{ bar}$  mit Zusatz von 20%v/v Ethanol

Eine Zugabe von Toluol zum Basiskraftstoff ist in Abb. 4.17 zu sehen. Toluol bewirkt bei gleicher Applikation eine starke Destabilisierung der Verbrennung. Die Schwerpunktlage wird so weit nach spät verschoben, dass ein Motorbetrieb ohne Aussetzer nur in sehr eingeschränktem

Maße möglich ist. Allerdings lässt sich wie bei den anderen Kraftstoffen die Schwerpunktlage durch eine Erhöhung des Restgasanteils wiederherstellen. Dabei sinkt das Luft-Kraftstoffverhältnis  $\lambda$  sowohl bei einer Zugabe von Toluol als auch Hexen weit unter das Niveau des Basiskraftstoffes. Die Parameter AVS und EVOE sind für alle untersuchten Kraftstoffe der maßgebende Hebel zur Angleichung des Verbrennungsschwerpunktes bei der Verbrennung unterschiedlicher Kraftstoffe. Über diese Stellgröße kann der Restgasanteil und damit der Brennungsverlauf entscheidend gesteuert werden.

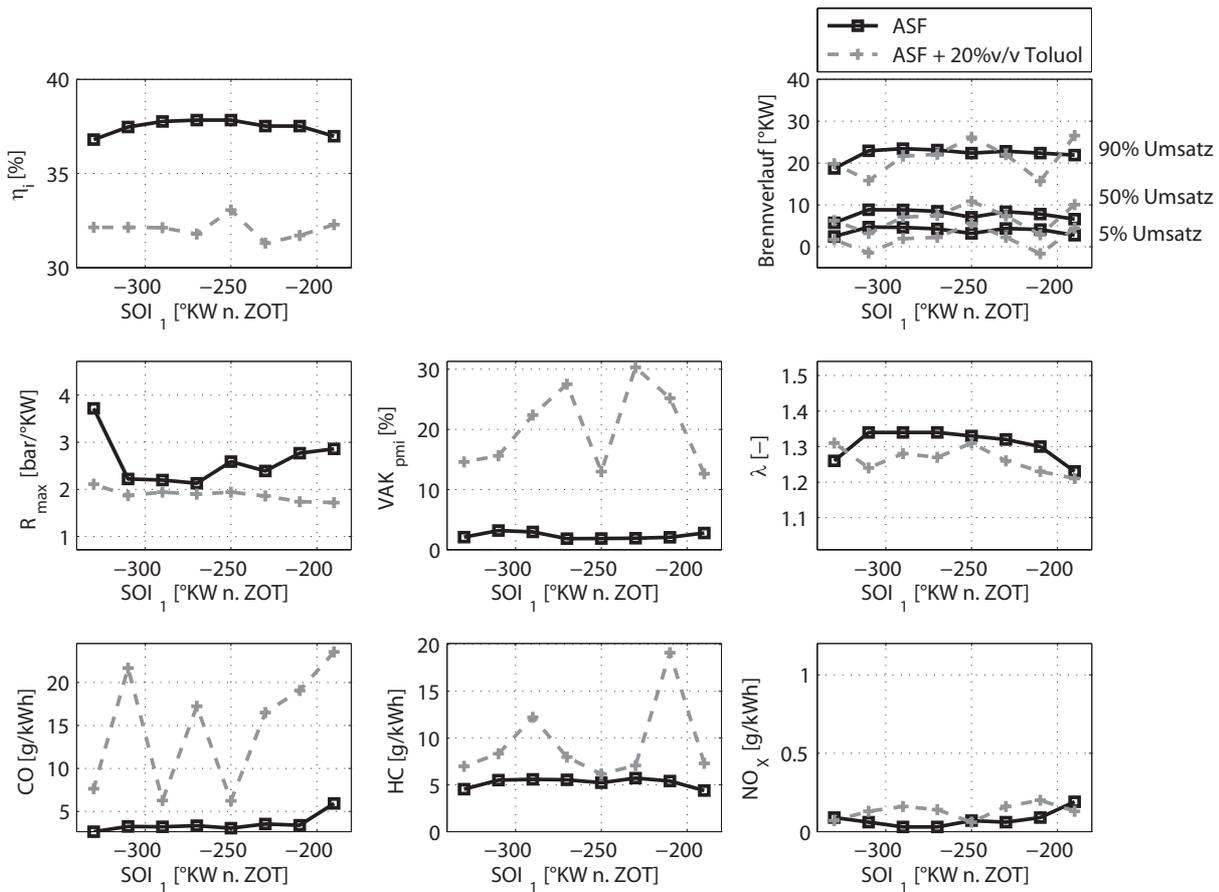


Abbildung 4.17: Einfluss einer Einspritzzeitpunktvariation bei  $n = 2000 \text{ min}^{-1}$ ,  $p_{mi} = 2,7 \text{ bar}$  mit Zusatz von 20%v/v Toluol

#### 4.1.10 Einfluss der externen Restgasmenge

Wie bereits im vorangehenden Kapitel dargestellt, setzt die HCCI-Verbrennung an mehreren Stellen im Brennraum gleichzeitig ein, weshalb es zu einer vergleichsweise schnellen Energiefreisetzung kommt. Dies führt zu einem sehr schnellen Anstieg des Drucks im Zylinder unmittelbar nach der Zündung. Der Druckgradient steigt mit zunehmender Last aufgrund der höheren Kraftstoffumsetzung. Hieraus resultieren erhebliche Geräuschemissionen und Bauteil-

belastungen, wodurch das HCCI-Brennverfahren auf den Teillastbereich beschränkt ist [32]. Hinzu kommt die Begrenzung des Kennfeldbereiches hin zu höheren Lasten und Drehzahlen durch einen geringen Liefergrad, welcher ein Maß für die nach Abschluss des Ladungswechsels im Zylinder verbleibende Frischladung ist [6] (siehe Kapitel 3.6.1). Die bei der Brennraumspeicherung notwendigen kleinen Ventilhubbe und die damit verbundenen geringeren Öffnungszeiten sind für die Begrenzung des Liefergrads verantwortlich. Eine Vergrößerung des Einlassventilhubes zur Liefergradsteigerung ist aufgrund des erhöhten Druckniveaus im Zylinder nach der Zwischenkompression und der damit verbundenen Rückströmeffekte des Abgases in den Ansaugtrakt bei zu frühem EVOE nur begrenzt möglich. Abb. 4.18 zeigt schematisch den durch die Druckanstiegsgeschwindigkeit und den Liefergrad begrenzten HCCI-Kennfeldbereich. In

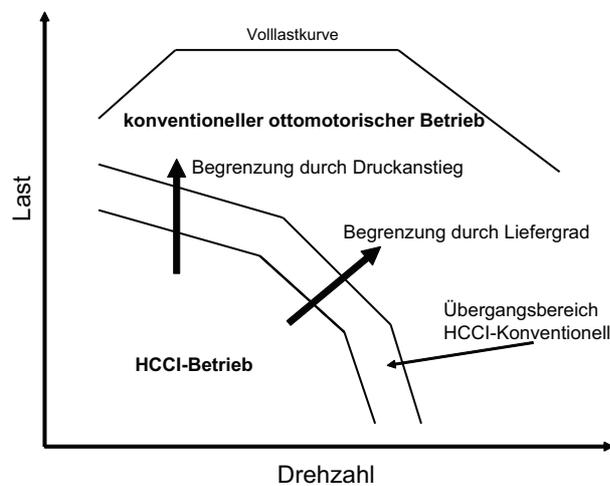


Abbildung 4.18: Schematische Darstellung eines Kennfelds mit HCCI-Betrieb und dessen Grenzen

der Mitte ist ein Übergangsbereich zwischen HCCI- und konventionellem ottomotorischen Betrieb definiert. Eine Möglichkeit, die Druckgradienten bei höheren Lasten zu senken, ist der Einsatz von externem Restgas. Dieses wird durch eine AGR-Kühlung zusätzlich gekühlt und der angesaugten Frischluft zugeführt. Ein Ventil dient dabei als Drossel, damit eine exakte Dosierung erfolgen kann. In Abb. 4.19 ist eine Variation des externen Restgases bei  $n = 2000 \text{ min}^{-1}$  und  $p_{mi} = 5 \text{ bar}$  dargestellt. Da in diesem Betriebspunkt die  $NO_x$ -Emissionen bereits über der zulässigen Rohemissionsgrenze liegen, ist ein Luft-Kraftstoffverhältnis von  $\lambda = 1$  erforderlich. Dabei ist zu sehen, dass sich der Wirkungsgrad durch die Zugabe von gekühltem Restgas um 1% verbessert. Die Druckgradienten nehmen gleichzeitig um mehr als  $3 \text{ bar}/^\circ\text{KW}$  ab und liegen dadurch im Bestpunkt unter der festgelegten Grenze von  $3 \text{ bar}/^\circ\text{KW}$ . Eine weitere Verbesserung im indizierten Wirkungsgrad bei einer AGR-Rate von 15% kann durch den steigenden Variationskoeffizienten des indizierten Mitteldruckes nicht erreicht werden. Die Verbrennungsgeschwindigkeit wird mit steigendem AGR-Anteil deutlich verlangsamt. Um eine konstante Schwerpunktlage zu garantieren, wurde der Zündzeitpunkt für jeden Betriebspunkt angepasst. Dadurch wandert der Zeitpunkt der Selbstzündung (5%-Umsatzpunkt) in Richtung früh. Gleich-

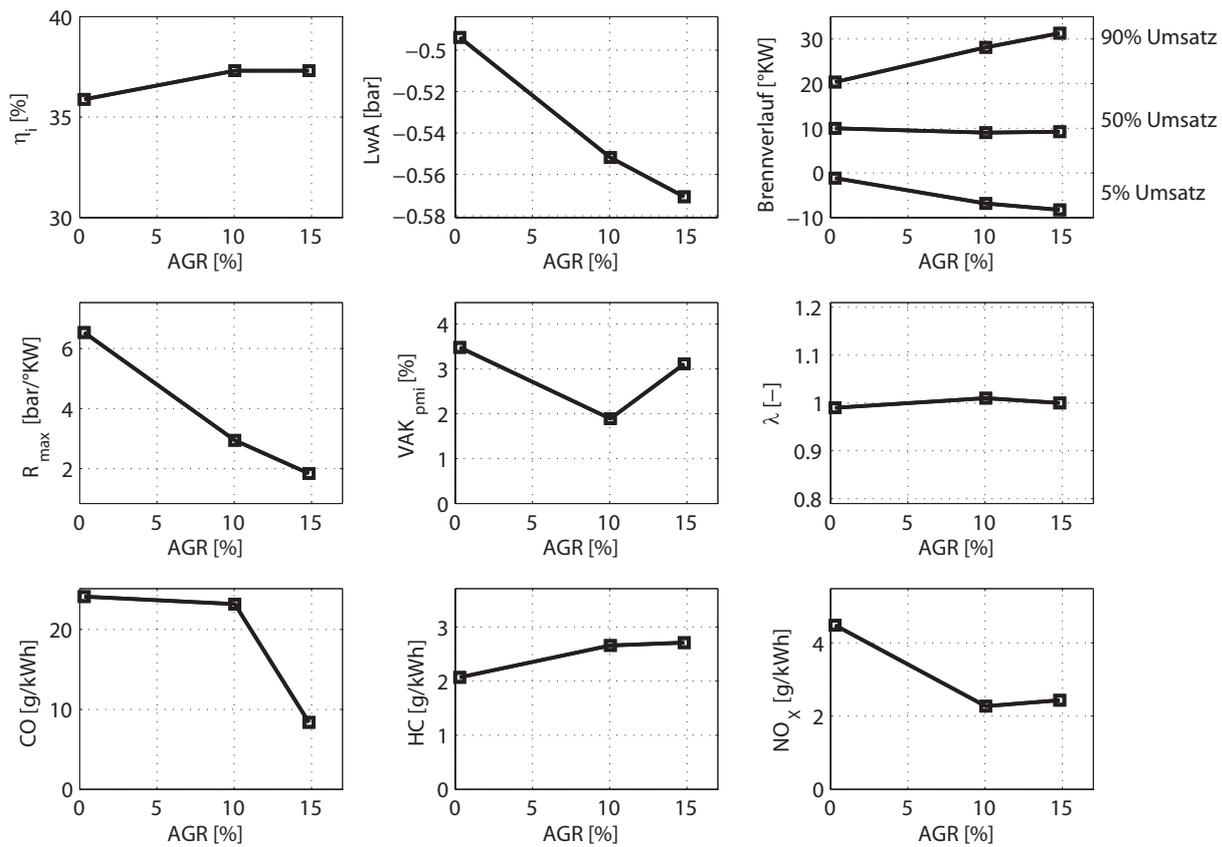


Abbildung 4.19: Einfluss von externem AGR bei  $n = 2000 \text{ min}^{-1}$ ,  $p_{mi} = 5,0 \text{ bar}$

zeitig liegt das Ende der Verbrennung (90% Umsatz) mit höherem AGR-Anteil immer später. Durch die Zugabe von externer AGR können die  $CO$ -Emissionen deutlich verbessert werden. Bei 15% AGR-Anteil werden diese sogar mehr als halbiert. Durch den verzögerten Ausbrand und die sinkenden Temperaturen im Brennraum kommt es zu einem frühzeitigen Erlöschen der Flammenfront, wodurch die  $HC$ -Emissionen leicht ansteigen. Genau diese Effekte wirken sich hingegen positiv auf die  $NO_x$ -Emissionen aus, welche bereits bei einer AGR-Rate von 10% um die Hälfte reduziert werden können.

## 4.2 HCCI-Kennfeldbereich

Die in den vorangehenden Abschnitten erläuterten Erkenntnisse wurden dazu genutzt, einen möglichst großen Kennfeldbereich im HCCI-Betrieb darzustellen. Zusätzlich wurde ein verbrauchsoptimales Kennfeld im konventionellen saugmotorischen Betrieb am selben Versuchsträger ermittelt. Als Ergebnis des Vergleichs beider Brennverfahren sind in den einzelnen Diagrammen in Abb. 4.20 die wichtigsten Kenngrößen in Form von Delta-Kennfeldern dargestellt. Die Isolinien in Abb. 4.20 a) zeigen dabei für das HCCI-Brennverfahren ein weitestgehend drehzahlunabhängig zunehmendes Potential des Wirkungsgrads mit abnehmender Last.

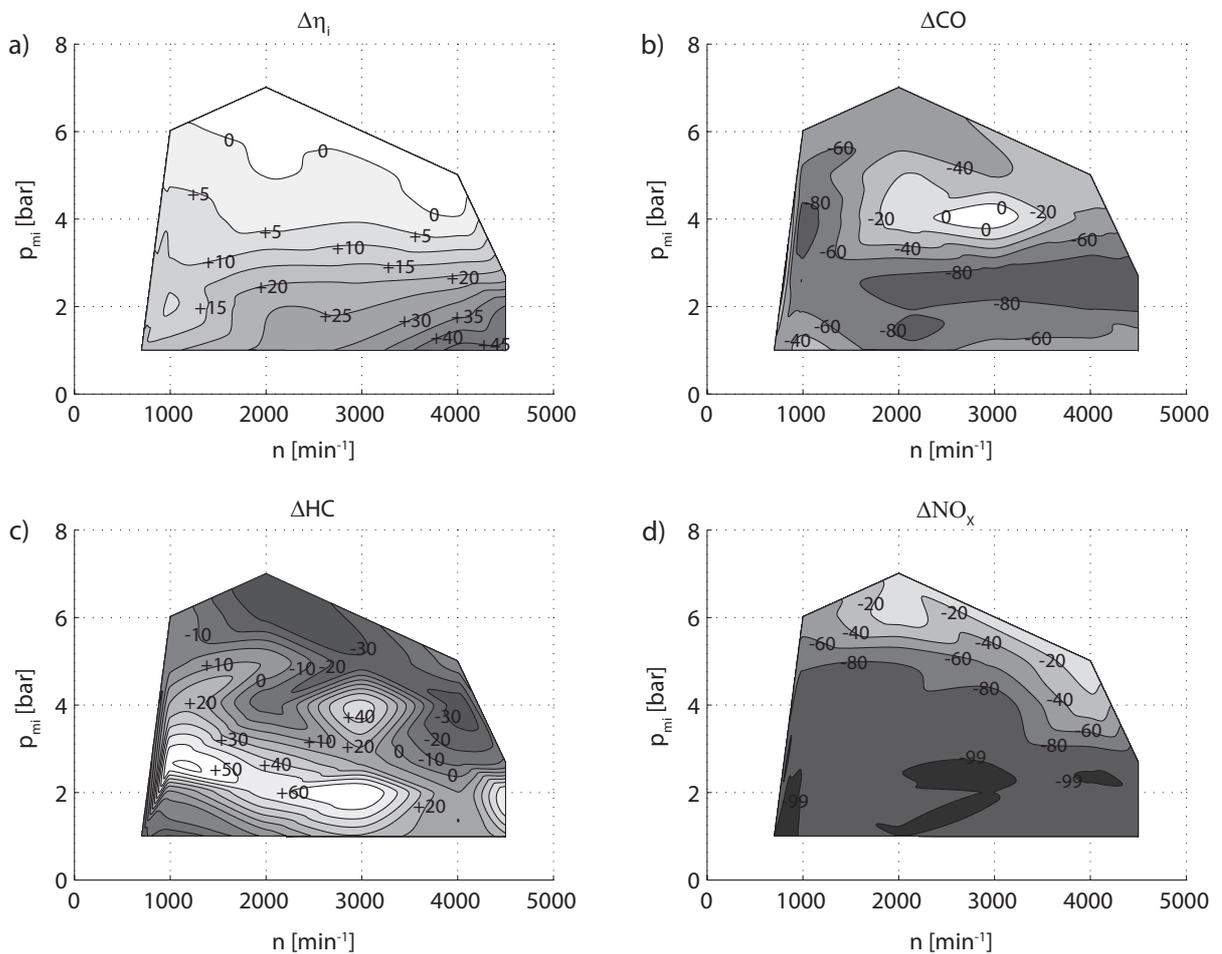


Abbildung 4.20: Vergleich wichtiger Kenngrößen zwischen HCCI- und konventionellem Brennverfahren am eingesetzten Versuchsträger (Angaben in [%])

Oberhalb einer indizierten Last von  $p_{mi} = 4 \text{ bar}$  gleicht sich das Wirkungsgradpotential des HCCI-Betriebs für die verwendete Konfiguration dem des konventionellen Brennverfahrens an.

Durch die verschiedenen Maßnahmen zur Druckgradientenabsenkung wird die Verbrennung in diesen Lastbereichen zunehmend verschleppt, wodurch die einzelnen Verbrennungsverluste zunehmen. In diesen Bereichen ist aufgrund der sehr hohen Temperaturen und den daraus resultierenden hohen Druckgradienten keine reine HCCI-Verbrennung möglich. Die Verbrennung geht allmählich in eine konventionelle Flammenfrontverbrennung über. Dies kann auch anhand der  $NO_X$ -Emissionen erkannt werden. Während im Lastbereich bis  $p_{mi} = 4 \text{ bar}$  eine  $NO_X$ -Reduktion von über 90% erreicht wird, steigt der Wert zwischen  $p_{mi} = 4 \text{ bar}$  und  $p_{mi} = 5 \text{ bar}$  stark an. Für die Erreichung zukünftiger Abgasgrenzwerte ist es erforderlich, ab einer mittleren Last von  $p_{mi} = 4 \text{ bar}$  mit einem Luft-Kraftstoffverhältnis von  $\lambda = 1$  zu fahren. Dadurch steigen die Spitzentemperaturen im Brennraum zusätzlich an, was den starken Anstieg von  $NO_X$  in diesem Kennfeldbereich erklärt. Die HC-Emissionen liegen für die HCCI-Verbrennung im Bereich zwischen  $p_{mi} = 2 \text{ bar}$  und  $p_{mi} = 3 \text{ bar}$  auf einem etwas höheren Niveau als bei einer konventionellen Verbrennung. Die Absolutwerte sind jedoch immer noch in einem akzeptablen Bereich und können mit Hilfe eines 3-Wege-Katalysators ohne weiteres konvertiert werden. Von großem Vorteil erweist sich das HCCI-Brennverfahren für die  $CO$ -Emissionen. Diese können, mit der Ausnahme einer kleinen Insel im Bereich  $n = 3000 \text{ min}^{-1}$  und  $p_{mi} = 3 \text{ bar}$  im gesamten Kennfeld deutlich reduziert werden.

Mit den gezeigten Kennfeldern soll verdeutlicht werden, welche Grenzen mit den gegebenen Rahmenbedingungen erreicht werden können. Das Kennfeld konnte unter Beibehaltung der thermodynamischen Vorteile des HCCI-Konzepts durch den Einsatz verschiedener Steuerstrategien im Vergleich zu früheren Untersuchungen [32] nahezu verdoppelt werden. Dies ist ein wichtiger Schritt für eine erfolgreiche Umsetzung des HCCI-Betriebs unter realen Fahrzeugbedingungen. Dabei können die gewonnenen Erkenntnisse zu den Einflüssen von verschiedenen Steuerparametern genutzt werden, um eine stabile Regelung und Steuerung zu erzielen.

## Kapitel 5

### Untersuchung des Einflusses von Ladungsbewegung auf das HCCI-Brennverfahren

Die Ergebnisse dieses Kapitels gliedern sich in einen experimentellen und einen analytischen Teil. Für die Ladungsbewegungsuntersuchungen wurden insgesamt vier Varianten betrachtet (siehe Abschnitt 3.3). Die Referenz (Var A) weist dabei keine systematische Ladungsbewegung auf. Diese Variante wurde in weiteren Schritten mit einer Ventilabschaltung einerseits für das rechte Einlassventil (Var A VAR), andererseits in einer weiteren Variante für das linke Einlassventil versehen (Var A VAL), um jeweils eine Drallströmung im Brennraum zu erzeugen. Als vierte Variante (Var B) wurde der Zylinderkopf mit einem Tumblekanal sowie einer zusätzlichen Maskierung der Einlassventile im rückwärtigen Bereich ausgestattet. Im experimentellen Teil wurde in einem ersten Schritt der realisierbare HCCI-Betriebsbereich für die verschiedenen Varianten untersucht. Dazu wurden sämtliche relevanten Parameter variiert, um jeweils einen optimalen HCCI-Betrieb zu ermöglichen. Die in Kapitel 4.1.5 dargestellte Variation des Einspritzzeitpunktes bei  $2000 \text{ min}^{-1}$  und einer Last von  $p_{mi} = 2,7 \text{ bar}$  bildet den Ausgangspunkt für die im nächsten Kapitel beschriebene Simulationsrechnung. Zusätzlich wurden Messungen an einem optisch zugänglichen Motor durchgeführt, um die Simulationsergebnisse zu validieren. Im gewählten Betriebspunkt ist aufgrund der sehr hohen intern zurückgehaltenen Restgasanteile die Fremdzündung für den Einsatz und Verlauf der Umsatzreaktion irrelevant, weshalb die Einflüsse der Ladungsbewegung und der daraus resultierenden Gemischverteilung im Brennraum auf die Verbrennung sehr gut durch den kombinierten Einsatz von 3D-CFD- und Reaktionskinetik-Simulation analysiert werden können.

#### 5.1 Eigenschaften der untersuchten Ladungsbewegungsvarianten

Angaben über die Intensität der Turbulenz liefert die turbulente kinetische Energie ( $\kappa$ ). In Abb. 5.1 ist diese Größe für die verschiedenen Varianten für einen Einspritzbeginn von jeweils  $290^\circ \text{KW}$  v. ZOT einander gegenübergestellt. Die Kurven steigen zunächst mit dem durch die

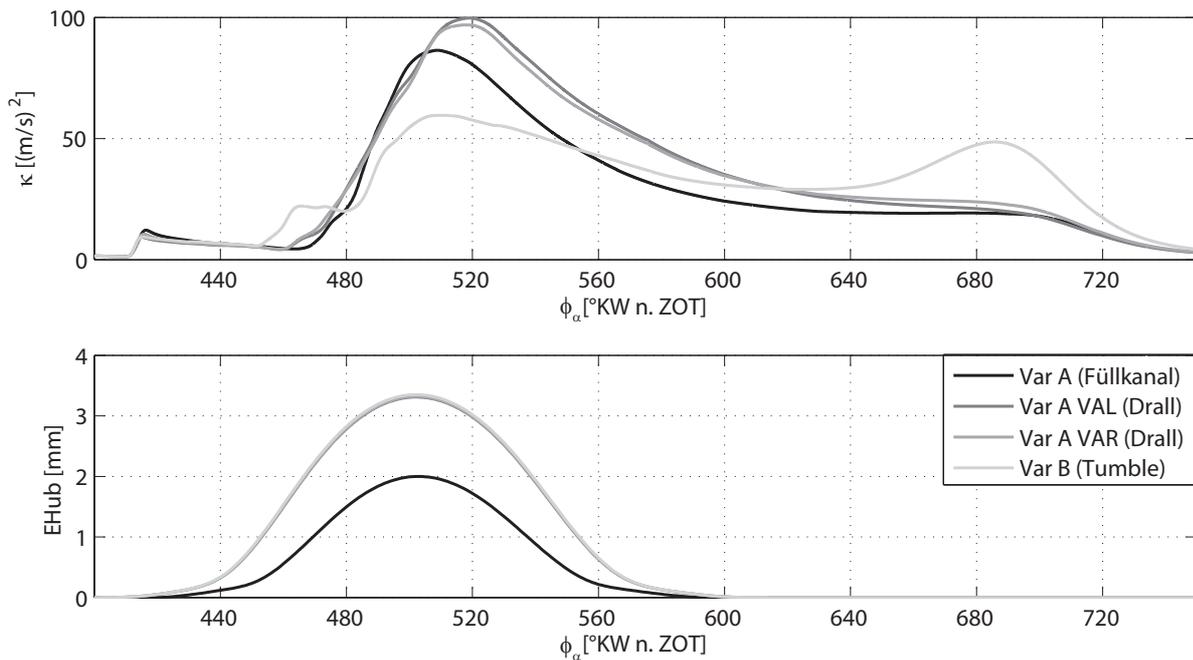


Abbildung 5.1: Verlauf der spezifischen turbulenten kinetischen Energie (oben) und des Einlassventilhubes (unten) bei  $n = 2000 \text{ min}^{-1}$  und einem  $SOI = 310^\circ \text{KW v. ZOT}$

Einspritzung initialisierten Impuls bei  $430^\circ \text{KW n. ZOT}$  gleichmäßig an. Mit dem sich nun öffnenden Einlassventil bildet sich im Zylinder ein Strömungsfeld aus. Der zur Verfügung stehende Strömungsquerschnitt wird bei Nutzung nur eines Einlassventils deutlich kleiner. Um trotzdem zu gewährleisten, dass bei allen Varianten die gleiche Frischluftmasse zur Verfügung steht, wurde bei den Varianten „Var A VAL“ und „Var A VAR“ ein größerer Einlassventilhub eingestellt. Eine Auswertung der 1D-Ladungswechselrechnung zeigt, dass die Einströmgeschwindigkeit dennoch steigt, was letztendlich auch die höheren Werte der turbulenten kinetischen Energie während des Einlassvorgangs erklärt. Weiter fällt auf, dass die turbulente kinetische Energie bei geöffnetem Einlassventil bei Var B am geringsten ist. Begründen lässt sich dies durch die einseitige Einströmung nur über den vorderen Teil des Ventiltellers. Bei den anderen Varianten strömt die Luft über den ganzen Ventilteller verteilt ein. Dies führt in Summe zu vermehrter Ausbildung von Wirbeln und somit zunächst zu einer höheren turbulenten kinetischen Energie. Var A VAL und Var A VAR unterscheiden sich nur marginal, liegen aber im Maximalwert der turbulenten kinetischen Energie deutlich über Var A. Im weiteren Verlauf der spezifischen turbulenten kinetischen Energie zeigt sich nun ein für Tumbleströmungen charakteristisches Verhalten. Während bei den Drall-Varianten  $\kappa$  nach EVS stetig fällt, kommt es bei Var B ab ca.  $650^\circ \text{KW n. ZOT}$  abermals zu einem Anstieg. Die Tumble-Strömung zerfällt nach und nach in kleinere Wirbel mit größerer Frequenz.

In Abb. 5.2 sind für die verschiedenen Varianten die Verläufe der Drall- bzw. Tumblezahl dargestellt. Im oberen Schaubild sind deutlich die unterschiedlichen Drehrichtungen der Drallströ-

mung bei den Varianten mit Ventilabschaltung zu sehen. Die Drallzahl von Var A VAR ist im Betrag etwas größer als die von Var A VAL, was auf die unsymmetrische Brennraumgeometrie zurückzuführen ist. Die Varianten ohne Ventilabschaltung weisen wie zu erwarten keine drallförmige Strömung im Brennraum auf. Ebenfalls erwartungsgemäß hebt sich die Tumblezahl von Var B im unteren Schaubild der Abb. 5.2 signifikant von denen der anderen Varianten ab. Durch das asymmetrische Einströmen in den Brennraum kommt es bei Var A VAR und Var A VAL ebenfalls zu einer leichten Tumble-Bildung.

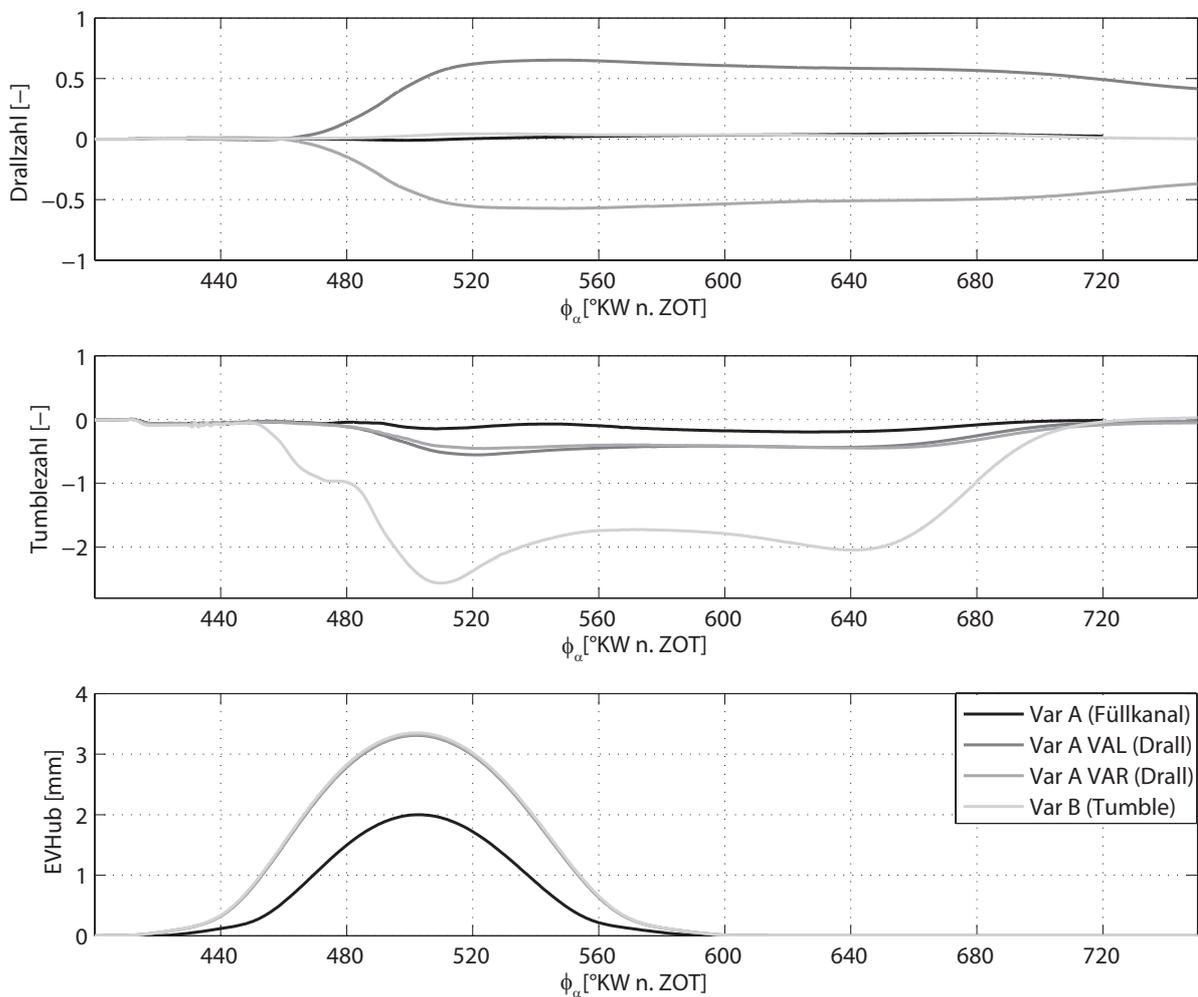


Abbildung 5.2: Verlauf der Drallzahl (oben), der Tumblezahl (mitte) und des Einlassventilhubes (unten) bei  $n = 2000 \text{ min}^{-1}$  und einem  $SOI = 310^\circ \text{KW v. ZOT}$

## 5.2 Ergebnisse der experimentellen Untersuchungen

Im nachfolgenden Abschnitt sollen anhand der experimentellen Messergebnisse die Einflüsse der Ladungsbewegung auf das HCCI-Brennverfahren aufgezeigt werden. Im Laufe der Untersuchungen wurden auf der Grundlage der in Kapitel 4 vorgestellten Erkenntnisse alle wichtigen Parameter variiert, um jeweils die optimalen Betriebspunkte bezüglich Verbrauch, Laufruhe und Emissionen zu ermitteln. Um die Effekte darzustellen, werden in dieser Arbeit zwei Einflussgrößen genauer analysiert. In einem ersten Schritt wird der Einfluss des internen Restgasgehalts für einen typischen HCCI-Betriebspunkt bei  $2000 \text{ min}^{-1}$  und einer Last von  $p_{mi} = 2,7 \text{ bar}$  auf das Brennverfahren mit unterschiedlichen Ladungsbewegungsformen erläutert. Als nächstes werden für eine genauere Betrachtung zwei Betriebspunkte im HCCI-Betrieb anhand einer Variation des Einspritzbeginns für alle vier Varianten diskutiert. Der erste Betriebspunkt liegt bei einer mittleren indizierten Last von  $p_{mi} = 4 \text{ bar}$ . Diese Last soll stellvertretend für den gehobenen HCCI-Betriebsbereich die Auswirkungen der Ladungsbewegung auf die verschiedenen Verbrennungsgrößen aufzeigen. Der zweite Betriebspunkt liegt bei einer mittleren indizierten Last von  $p_{mi} = 2,7 \text{ bar}$ .

### 5.2.1 Einfluss der internen Restgasmenge bei Ladungsbewegung

Wie bereits in Kapitel 4.1.8 dargestellt, ist der interne Restgasanteil beim HCCI-Brennverfahren von entscheidender Bedeutung. Ist dieser zu niedrig, wird eine Entflammung des Gemisches aufgrund der zu niedrigen Brennraumtemperatur erschwert. Bei zu hohen Restgasgehalten nimmt hingegen durch die hohe Temperatur zu Prozessbeginn die Druckanstiegsgeschwindigkeit zu. In diesem Abschnitt wird der Einfluss verschiedener Arten von Ladungsbewegung auf den Verbrennungsablauf bei einer Variation der internen Restgasrate genauer untersucht. Als zentrale Erkenntnis stellte sich heraus, dass eine stärkere Homogenisierung sich positiv auf die Druckgradienten auswirkt. Dies wird durch die in Abb. 5.3 dargestellten Messergebnisse verdeutlicht. Dabei zeigt sich, dass eine Drallbewegung (Var A VAR) eine Absenkung der Druckgradienten bei gleichbleibendem Restgasgehalt bewirkt. Mit der Tumblebewegung (Var B) wird dieser Effekt nochmals verstärkt. Dabei liegen die Druckgradienten nahezu konstant um ca.  $2,5 \text{ bar}/^\circ\text{KW}$  niedriger als bei der Referenzvariante ohne Ladungsbewegung. Abb. 5.4 zeigt zusätzlich eine Auswertung der Druckverlaufsanalyse. Dabei ist zu sehen, wie die Füllung mit zunehmendem Restgasgehalt sinkt, was durch die höheren Temperaturen, bedingt durch das heiße zurückbehaltene Restgas, verursacht wird. Die Verbrennung wird durch beide Ladungsbewegungsformen in Richtung spät verschoben. Zusätzlich dauert die Verbrennung zwischen 5% und 50%-Umsatz mit Tumble deutlich länger als bei der Referenz- und Drallvariante. Die Emissionen zeigen für alle drei dargestellten Varianten ein ähnliches Verhalten. Während die

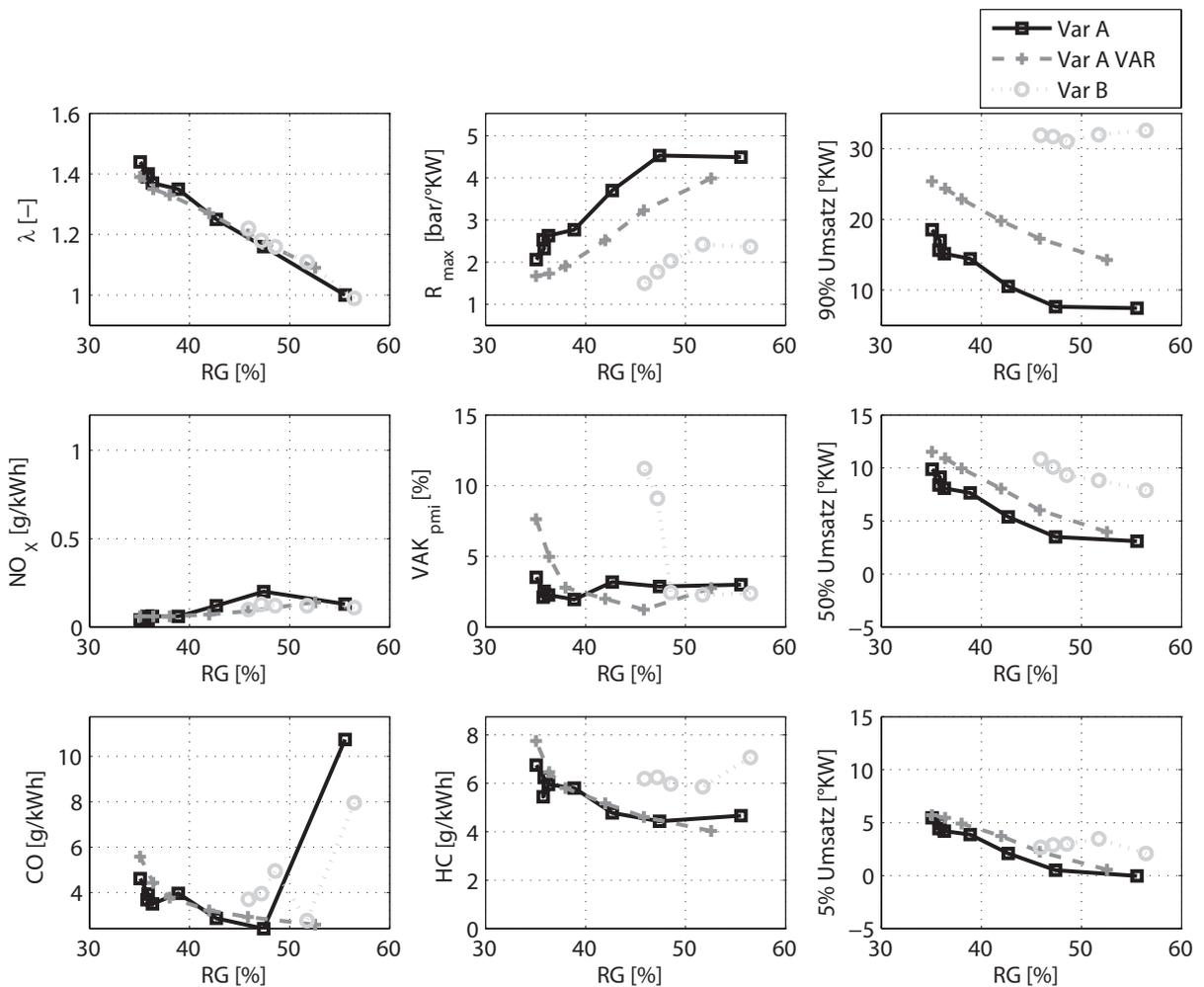


Abbildung 5.3: Einfluss der Ladungsbewegung bei einer Variation der internen Restgasmenge bei  $n = 2000 \text{ min}^{-1}$ ,  $p_{mi} = 2,7 \text{ bar}$

$CO$ - und  $HC$ -Emissionen für höhere Restgasgehalte durch die höheren Brennraumtemperaturen und der daraus resultierenden verbesserten Verbrennung sinken, steigen für die genannten Bedingungen die  $NO_x$ -Emissionen leicht an.

## 5.2.2 Variation des Einspritzzeitpunktes

Nachfolgend soll anhand zweier Betriebspunkte der Einfluss der Einspritzung bei verschiedenen Formen von Ladungsbewegung detailliert untersucht werden. Es wird dabei als erstes der Übergangsbereich zwischen HCCI- und konventionellem Betrieb näher betrachtet. Mit steigender Last und dem hiermit verbundenen größeren Frischluftbedarf muss der interne Restgasanteil immer weiter reduziert werden. Das Restgas wirkt einerseits als Wärmespeicher und leitet dadurch die Selbstzündung ein, andererseits bewirkt das Restgas durch die Erhöhung der Wärmekapazität auch eine Verlangsamung und Verzögerung des Verbrennungsablaufs. Bei höheren

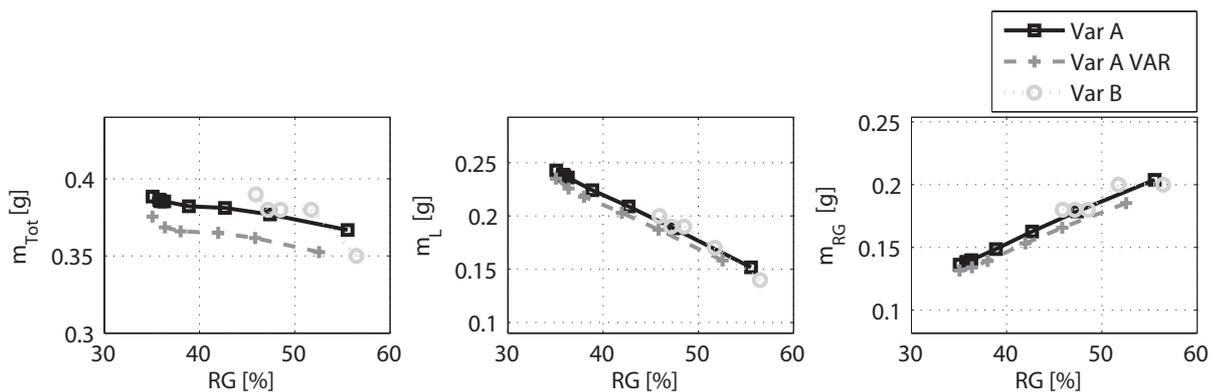


Abbildung 5.4: Einfluss der Ladungsbewegung bei einer Variation der internen Restgasmenge bei  $n = 2000 \text{ min}^{-1}$ ,  $p_{mi} = 2,7 \text{ bar}$

Lasten wird durch die geringen internen Restgasraten die zweite Wirkung reduziert, was zu einem starken Anstieg der Druckgradienten während der Verbrennung führt.

Abb. 5.5 zeigt das Ergebnis einer Variation des Einspritzbeginns für alle vier Varianten. Die gewählte Variation soll eine unterschiedliche Gemischschichtung im Brennraum erzeugen. Alle übrigen Applikationsparameter wurden konstant gehalten. Die Referenzvariante (Var A) zeigt einen typischen Verlauf der Druckgradienten im HCCI-Betrieb. Je früher die Einspritzung erfolgt, umso früher erfolgt die Entflammung des Gemisches (5% Umsatz). Dies bewirkt eine frühere Schwerpunktlage (50% Umsatz), was wiederum zu steileren Druckgradienten führt ( $R_{max}$ ). Bei den beiden Drallvarianten (Var A VAR und Var A VAL) ist dieser Effekt ebenfalls zu erkennen. Die Verbrennung verläuft hier jedoch leicht verzögert, was zu späteren Schwerpunktlagen und dadurch geringeren Druckgradienten führt. Auffällig verhält sich die Tumblevariante (Var B). Hier bewirkt eine frühere Einspritzung genau das Gegenteil der vorher gezeigten Effekte. Die Schwerpunktlage verschiebt sich hin zu späteren Zeitpunkten. Die Druckgradienten hingegen verharren während der gesamten SOI-Variation auf einem gleichbleibenden Niveau. Der zweite Lastpunkt bei  $p_{mi} = 2,7 \text{ bar}$  zeigt ähnliche Effekte (Abb. 5.6). Durch die Erzeugung von Ladungsbewegung in Form von Drall wird der Verbrennungsablauf merklich beeinflusst. Der Zündverzug verlängert sich, was zu späteren Schwerpunktlagen und somit geringeren Druckgradienten führt. Die Auswirkungen einer Tumbleströmung sind hier jedoch nicht mehr so deutlich zu erkennen wie beim zuvor beschriebenen höheren Lastpunkt. Auffällig ist jedoch, dass sich bei Var B trotz der deutlich späteren Verbrennungsschwerpunktlage die Druckgradienten auf einem vergleichbaren Niveau befinden wie bei den beiden Drallvarianten. Diese Messungen zeigen die Variationsbreite der Auswirkungen, welche die unterschiedlichen Gemischschichtungen im Brennraum auf die Verbrennung und deren Ablauf aufweisen. Es spielt hierbei nicht nur die Einspritzzeit und die daraus resultierende Verteilung des Kraftstoffes eine wichtige Rolle, sondern auch die Schichtung des Restgases und der Temperatur. Eine experimentelle Ermitt-

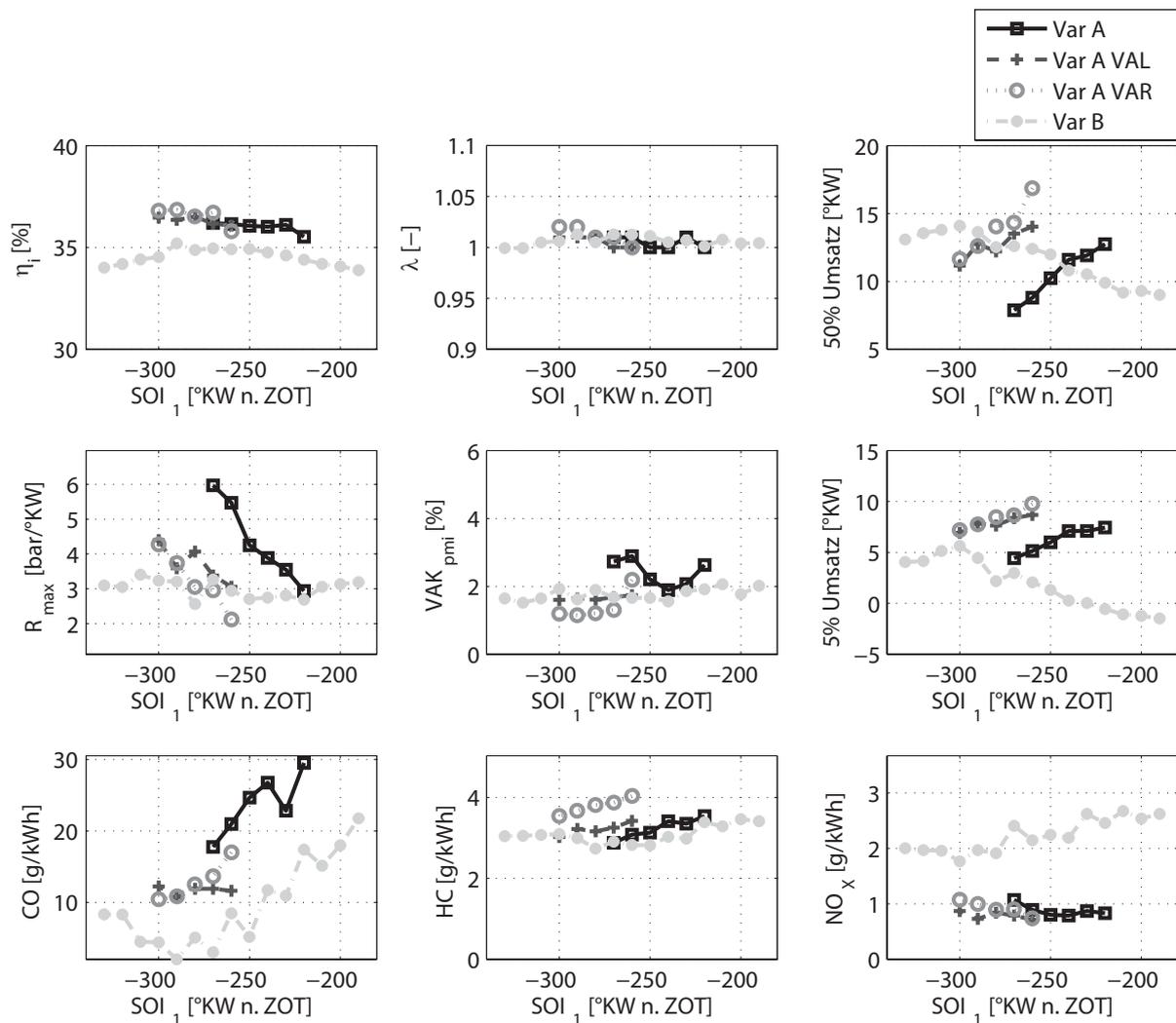


Abbildung 5.5: Einfluss der Ladungsbewegung bei einer Variation des Einspritzzeitpunktes bei  $n = 2000 \text{ min}^{-1}$ ,  $p_{mi} = 4 \text{ bar}$

lung der räumlichen Schichtung im Brennraum ist nur mit großem Aufwand - und auch dann nur bruchstückhaft - möglich (z.B. über optische Untersuchungsmethoden wie Laserinduzierte Fluoreszenz). Aus diesem Grund ist die Wahl eines kombinierten Ansatzes aus experimentellen- und verschiedenen Simulations-Methoden zur weiteren Analyse sinnvoll. Diese vertiefenden Analysen werden in den nachfolgenden Abschnitten dargestellt.

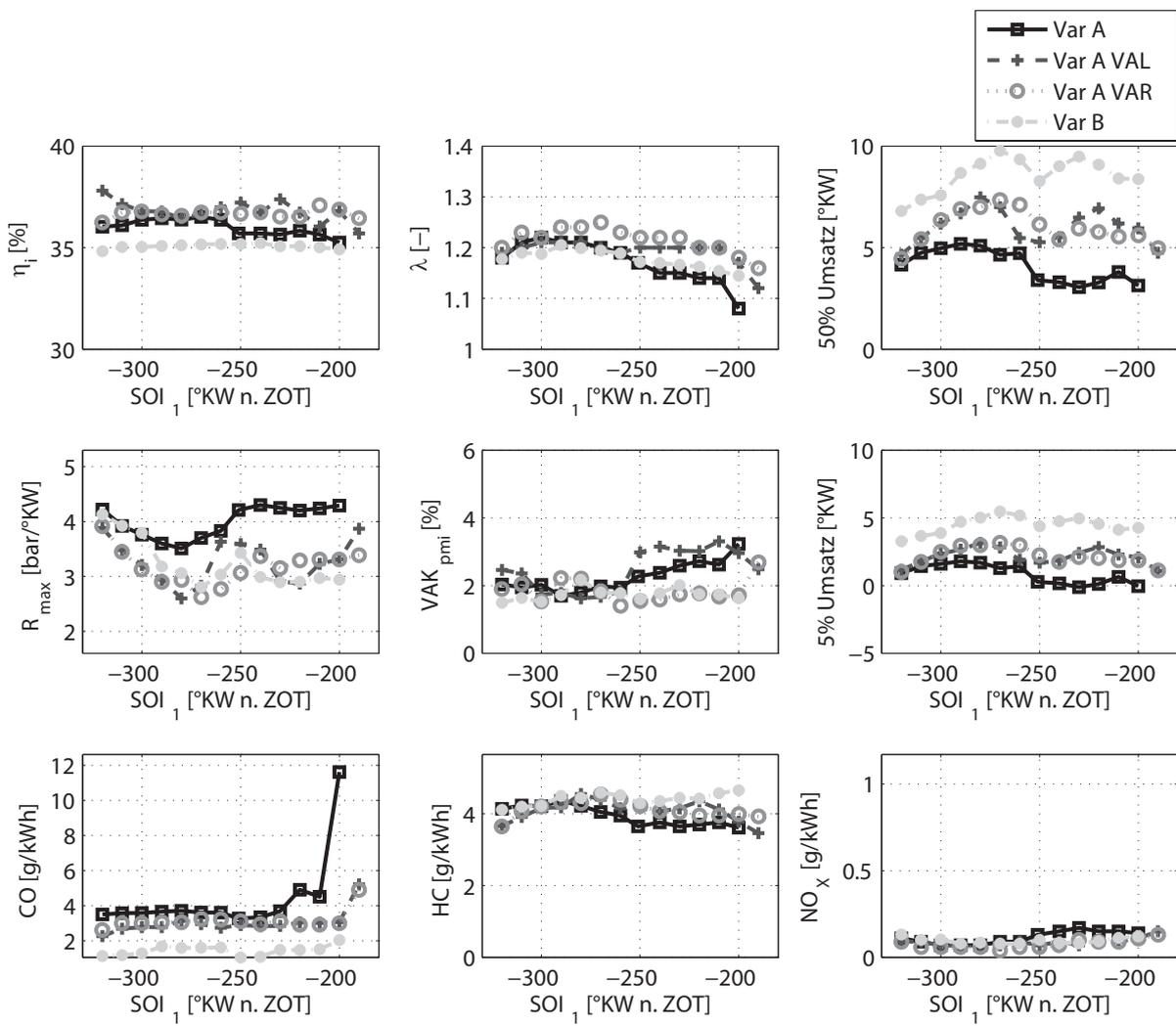


Abbildung 5.6: Einfluss der Ladungsbewegung bei einer Variation des Einspritzzeitpunktes bei  $n = 2000 \text{ min}^{-1}$ ,  $p_{mi} = 2,7 \text{ bar}$

### 5.3 Ergebnisse der optischen Untersuchungen

Zusätzlich zu den Messungen am Prüfstand und der anschließenden detaillierten Analyse mittels Druckverlaufsanalyse und Simulation wurden an einem optisch zugänglichen Einzylinder-Forschungsmotor weitere Messungen mittels Laserinduzierter Fluoreszenz und Flammenemissionsspektroskopie durchgeführt. Dabei wurde für eine gute Vergleichbarkeit zu den Messungen am konventionellen Prüfstand ein Betriebspunkt bei einer Drehzahl von  $n = 2000 \text{ min}^{-1}$  und einem indizierten Mitteldruck von  $p_{mi} = 2,7 \text{ bar}$  gewählt. Mit Hilfe der Laserinduzierten Fluoreszenz wurde durch ein sogenanntes „Ausschluss-Tracer-Verfahren“ die Restgasverteilung im Brennraum dargestellt. Dabei werden dem Kraftstoff und der angesaugten Luft das Tracermittel Triethylamin beigemischt. Dieses wird durch das eintretende Lasersheet in einen angeregten Zustand überführt und emittiert bei der Rückkehr in den Ausgangszustand Licht. Hierdurch kann das im Brennraum vorhandene Restgas mittels Ausschlussverfahren lokalisiert werden - Bereiche ohne Lichtemission beinhalten ausschließlich Restgas. Abb. 5.7 zeigt schematisch den Messaufbau für Laserinduzierte Fluoreszenz.

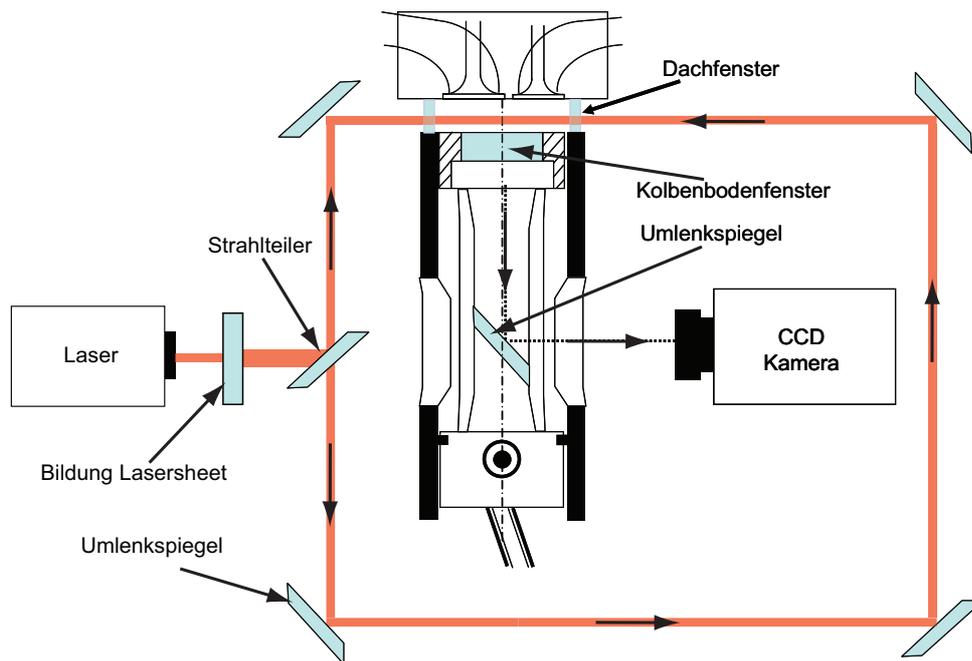


Abbildung 5.7: Schematische Darstellung des Prüfandaufbaus für eine laserinduzierte Fluoreszenzmessung

Als Lichtquelle dient ein KrF-Excimer-Laser. Die Anregung des Triethylamins erfolgt bei einer Wellenlänge von  $248 \text{ nm}$ . Durch den Einsatz mehrerer Spiegel wird der Laserstrahl in einem ersten Schritt in ein Lasersheet umgewandelt und tritt schließlich von beiden Seiten durch das Dachfenster in den Brennraum ein. Die Emission des Fluoreszenzsignals erfolgt im Bereich um  $300 \text{ nm}$ . Das emittierte Licht wird durch den Kolbenboden und einen Umlenkspiegel auf eine

CCD Kamera geleitet. Um den gewünschten Emissionsbereich zu erfassen sowie das Streulicht des Lasers und Eigenleuchten der Verbrennung zu filtern, wurde ein Bandpassfilter mit einer Transmission bei  $307 \pm 25 \text{ nm}$  vorgeschaltet.

### 5.3.1 Referenzmessung mit Laserinduzierter Fluoreszenz

In Abb. 5.8 sind Aufnahmen des HCCI-Betriebs ohne Ladungsbewegung (Var A) zu den Zeitpunkten  $290^\circ \text{KW v. ZOT}$ ,  $260^\circ \text{KW v. ZOT}$  und  $230^\circ \text{KW v. ZOT}$  zu sehen. Die beiden Einlassventile befinden sich im oberen Bildbereich. Das Einspritzventil liegt - wie schon in Kapitel 3.3 beschrieben - dezentral näher beim rechten Einlassventil, während die Zündkerze näher am linken Einlassventil sitzt. Abb. 5.8 (links) zeigt den Einspritzvorgang. Dabei ist die ringförmige Kraftstoffverteilung, hervorgerufen durch den nach außen öffnenden Piezo-Injektor, gut zu erkennen.  $30^\circ \text{KW}$  nach Einspritzbeginn (Abb. 5.8 Mitte) liegt eine sehr inhomogene Verteilung von Luft, Kraftstoff und Restgas im Zylinder vor. Unter den beiden Einlassventilen sowie zwischen den beiden Auslassventilen ist eine hohe Konzentration von Restgas deutlich zu erkennen (dunkler Bereich), während sich die angesaugte Luft in der Mitte des Brennraums und zwischen dem rechten Ein- und Auslassventil befindet. Weitere  $30^\circ \text{KW}$  später (Abb. 5.8 rechts) zeigt sich eine relativ homogene Verteilung von Luft, Kraftstoff und Restgas. Einzelne Bereiche zwischen den Einlassventilen und unterhalb des rechten Auslassventils weisen zwar noch erhöhte Restgaskonzentrationen auf, diese sind jedoch im Vergleich zu einem Betrieb mit Ladungsbewegung deutlich geringer, wie weiter unten gezeigt wird. Bis zum Verbrennungsbeginn bei  $3^\circ \text{KW v. ZOT}$  bleibt die Verteilung im Brennraum annähernd konstant.

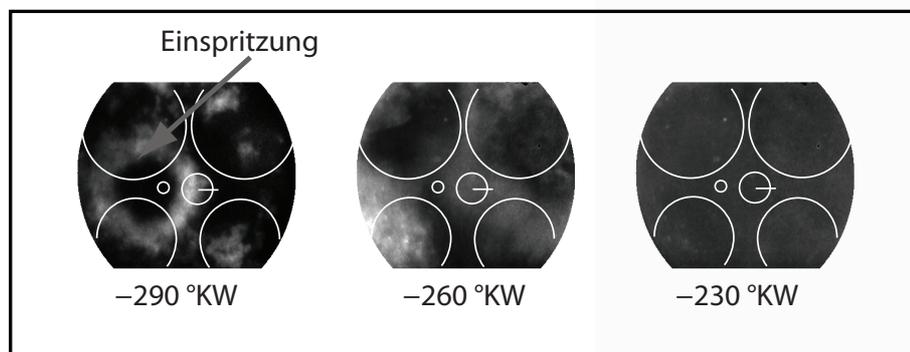


Abbildung 5.8: Optische Aufnahme mit dem LIF-Verfahren ohne Ladungsbewegung (Var A) zu den Zeitpunkten  $290^\circ \text{KW v. ZOT}$ ,  $260^\circ \text{KW v. ZOT}$  und  $230^\circ \text{KW v. ZOT}$

### 5.3.2 Vergleich der Restgasverteilung mit und ohne Ventilabschaltung

Abb. 5.9 zeigt den Vergleich zwischen der Referenzmessung (Var A) in der oberen Reihe und einer Messung mit Ventilabschaltung für das linke Einlassventil (Var A VAL) in der unteren Reihe. Der Einspritzzeitpunkt liegt für beide Messungen bei  $290^\circ KW$  v. *ZOT*. Während sich bei der Referenzmessung, wie schon im vorherigen Abschnitt beschrieben, eine weitgehende Homogenisierung von Luft, Kraftstoff und Restgas bereits  $60^\circ KW$  nach Einspritzbeginn einstellt, ist bei der Variante mit Ventilabschaltung für das linke Einlassventil deutlich zu erkennen, wie sich die einströmende Luft zunächst stark inhomogen im Brennraum verteilt. Bei  $270^\circ KW$  v. *ZOT* beginnt die Luft durch das rechte Einlassventil in den Brennraum zu strömen. Durch die einseitige Zuführung der Luft wird diese zuerst von der linken Seite her unter die Auslassventile gedrängt und verteilt sich dann durch die sich einstellende Drallbewegung allmählich im gesamten Brennraum. Das Restgas verweilt dabei deutlich länger als bei der Referenzvariante unter den Einlassventilen ( $260^\circ KW$  v. *ZOT* bis  $160^\circ KW$  v. *ZOT*). Durch die Drallbewegung entsteht jedoch beim anschließenden Kompressionshub eine im Vergleich zur Referenzvariante höhere Turbulenzintensität, was bis kurz vor Verbrennungsbeginn, wie später in Abschnitt 5.4.2 gezeigt wird, zu einer stärkeren Homogenisierung im Brennraum führt.

### 5.3.3 Vergleich zwischen optischer Messung und CFD-Simulation

In Abb. 5.10 ist der Vergleich zwischen der LIF-Aufnahme von Var A VAL und der dazugehörigen CFD-Simulation zu sehen. Es ist während der ersten  $50^\circ KW$  eine sehr gute Korrelation zwischen Messung und Simulation zu erkennen. Nach dem Einströmungsvorgang bildet sich eine Ladungsschichtung zwischen Restgas und Frischluft im Brennraum. Zwischen  $250^\circ KW$  v. *ZOT* und  $200^\circ KW$  v. *ZOT* ist in den Ergebnissen der CFD-Simulation eine etwas höhere Frischluftkonzentration um und unter dem rechten Einlassventil zu erkennen. Dies liegt daran, dass keine genaue Zuordnung von Intensitätswerten zwischen den optischen Aufnahmen und den CFD-Simulationen existiert. Obwohl die Lage des Laserlichtschnitts so gewählt wurde, dass eine möglichst genaue Übereinstimmung mit den CFD-Daten zustande kommt, können auch hier geringfügige Unterschiede zu Abweichungen in den Aufnahmen führen. Eine qualitative Bewertung ist jedoch trotzdem möglich. Der Vergleich zeigt, dass in der Tendenz die angesaugte Luft während der ersten  $100^\circ KW$  unterhalb des rechten Ein- und Auslassventils bleibt, wohingegen sich das Restgas unterhalb des linken Ein- und Auslassventils befindet. Ab  $200^\circ KW$  v. *ZOT* wird die Frischluft durch die Drallströmung allmählich auch in Richtung der rechten Ein- und Auslassventile bewegt.

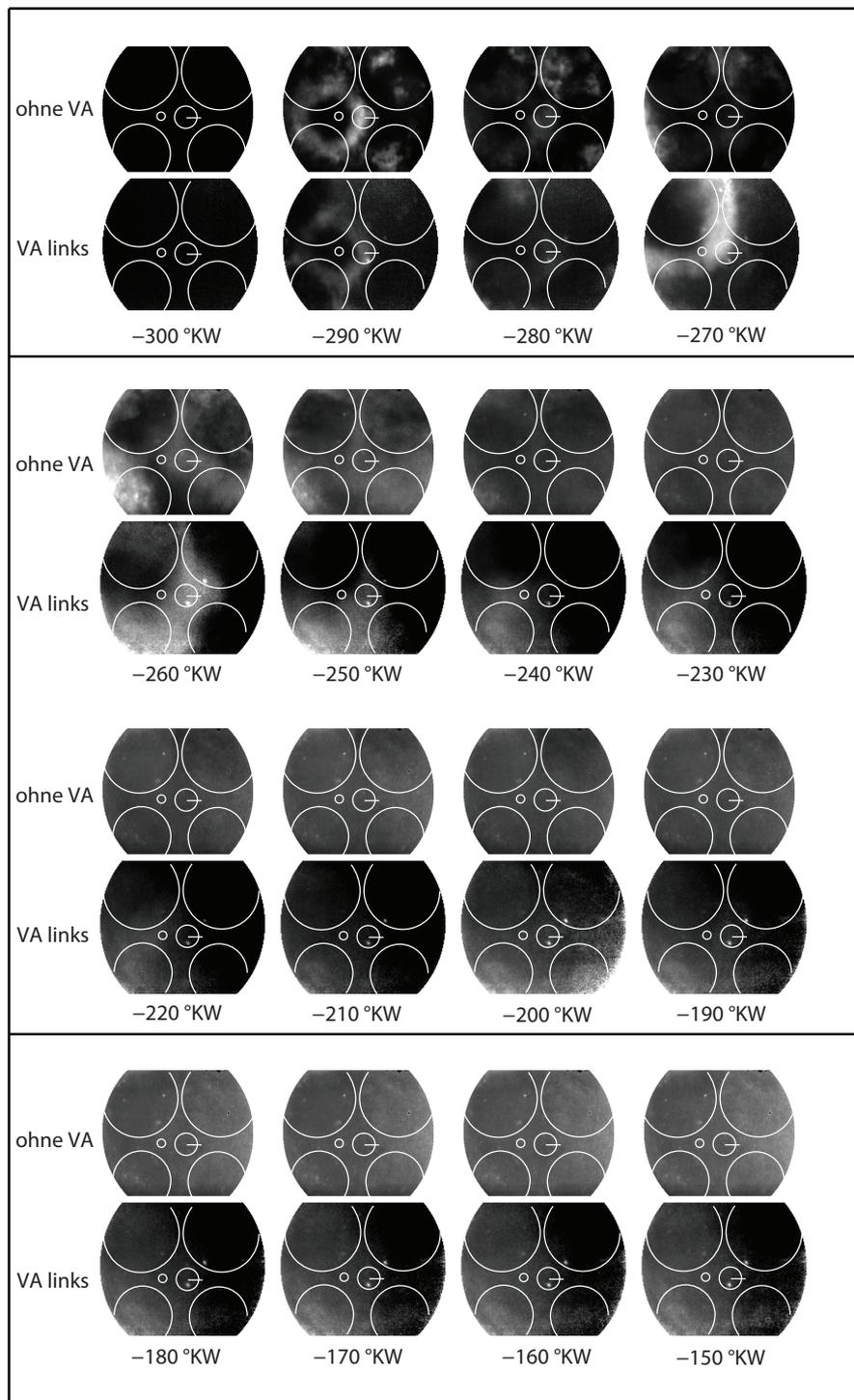


Abbildung 5.9: Verbrennungsaufnahme mit dem LIF-Verfahren (Formaldehyd-LIF mit Tracerung von Ansaugluft und Kraftstoff) ohne Ventilabschaltung (obere Reihe) und mit Ventilabschaltung des linken Einlassventils (VAL)

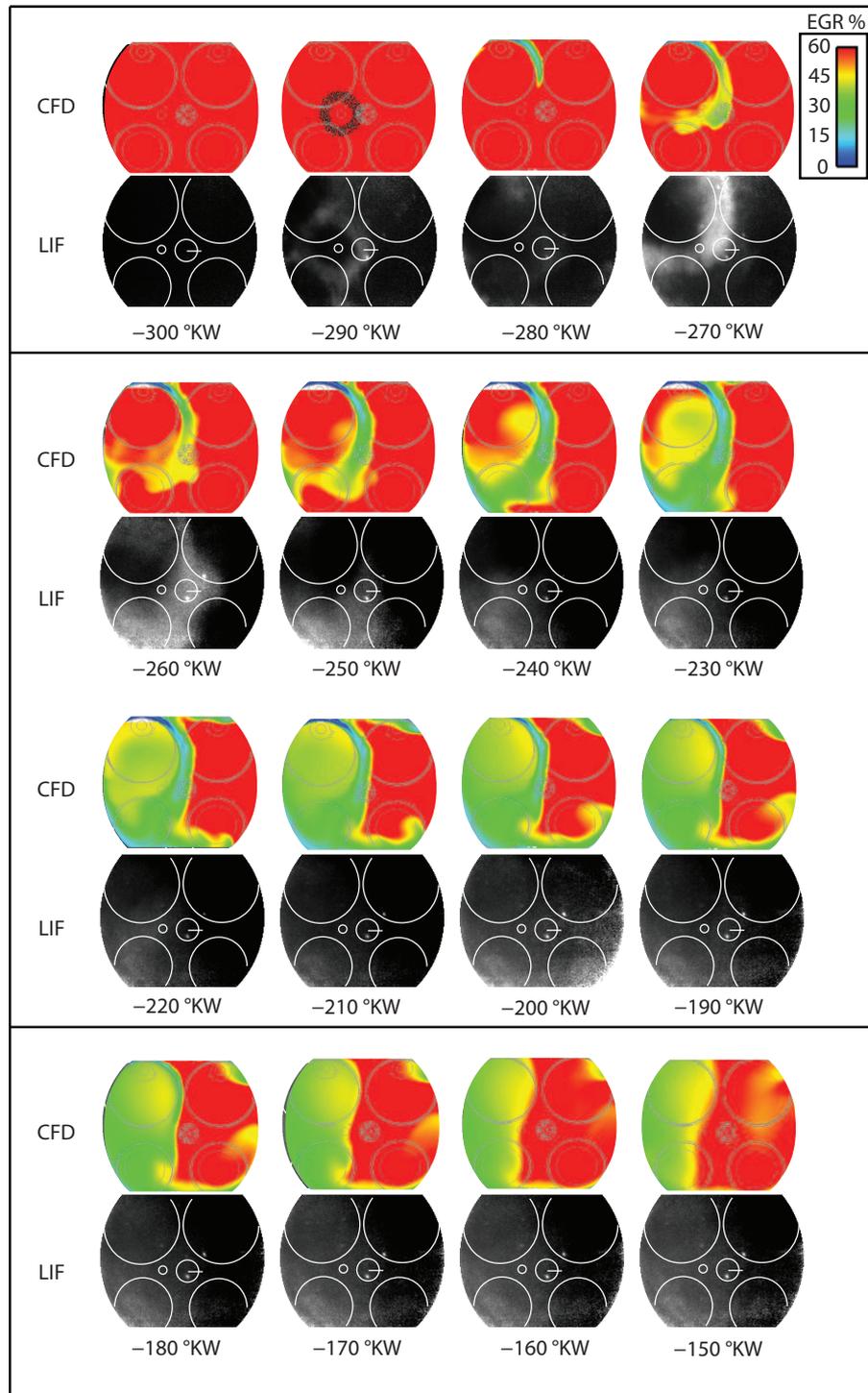


Abbildung 5.10: Vergleich einer CFD-Simulationsrechnung (Restgasverteilung im Brennraum) mit einer Verbrennungsaufnahme mit dem LIF-Verfahren (Formaldehyd-LIF mit Tracerung von Ansaugluft und Kraftstoff)

## 5.4 Simulationsergebnisse

Um die gewonnenen Erkenntnisse weitergehend zu analysieren, wurden für eine Last von  $p_{mi} = 2,7 \text{ bar}$  Simulationsrechnungen mit Hilfe des in Kapitel 3.6.3 beschriebenen reaktionskinetischen Mehrzonenmodells durchgeführt. Dabei soll aufgezeigt werden, welche Zusammenhänge die Schichtungen von Gemisch ( $\phi$ ), Restgas ( $EGR$ ) und Temperatur ( $T$ ) mit dem Verbrennungsablauf und den daraus resultierenden Druckgradienten aufweisen. Hierzu werden im Folgenden drei Kennzahlen eingeführt (Gleichung 5.1), welche eine Bewertung der jeweiligen Schichtung erlauben. Ähnliche Vorgehensweisen sind aus anderen Untersuchungen des Schichtungseinflusses beim HCCI-Brennverfahren bekannt [26, 48]. Diese Kennzahlen beschreiben das Verhältnis der Standardabweichung zum arithmetischen Mittel des jeweiligen Parameters:

$$\sigma_{\phi}^* = \frac{\sigma_{\phi}}{\phi} \quad \sigma_{EGR}^* = \frac{\sigma_{EGR}}{EGR} \quad \sigma_T^* = \frac{\sigma_T}{T} \quad (5.1)$$

### 5.4.1 Auslegung des Softwaretools Pro-Engine

Um eine Vergleichbarkeit einzelner Simulationen gewährleisten zu können, wurde zunächst eine einheitliche Vorgehensweise zur Aufsetzung der Berechnungen mit Pro-Engine festgelegt. Am Anfang jedes Simulationsvorgangs steht die Unterteilung des Brennraums in Zonen. Der Anwender kann entscheiden, ob die Zoneneinteilung nach Temperatur, Restgasanteil oder dem Luft-Kraftstoffverhältnis erfolgt. Da bei der Untersuchung des Einflusses der Ladungsbewegung auf die HCCI-Verbrennung besonders auch strömungsdynamische Vorgänge, die erst kurz vor Erreichen des oberen Totpunktes auftreten, berücksichtigt werden sollen, kommt das in Kapitel 3.6.3 eingeführte mathematische Modell zur Beschreibung der Zoneninteraktion zur Anwendung. Hierdurch wird es möglich, dass sich auch nach dem Initialisierungszeitpunkt die Zusammensetzung der einzelnen Zonen entsprechend den CFD-Daten ändert. Die Anwendbarkeit dieses Modells ist jedoch nur gegeben, wenn die Zoneneinteilung auf einer Sortierung der Zellen nach einer Erhaltungsgröße basiert. Eine Unterteilung nach Temperatur kann somit nicht erfolgen, da durch Wärmabfuhr über die Brennraumwände diese Voraussetzung nicht mehr erfüllt ist. Zur Auswahl stehen noch die Sortierung nach Luft-Kraftstoffverhältnis oder Restgasanteil. Zahlreiche Simulationen haben gezeigt, dass eine Selektion nach  $\phi$  bei 20 Zonen eine um etwa 40% geringere Spreizung der Temperaturwerte der einzelnen Zonen gegenüber der Sortierung nach Restgas ergibt. Dies hat einen direkten Einfluss auf die sequenziellen Selbstzündvorgänge und führt beim Vergleich mit experimentell ermittelten Druckverläufen zu unbefriedigenden Ergebnissen. Eine Sortierung nach Restgas erfolgt hingegen in starker Analogie zur Sortierung nach Temperatur. Bedingt durch die Strategie der Abgasrückhaltung sind die höchsten Temperaturen in den Bereichen mit den höchsten Restgasraten zu finden. Die nachfolgend dargestellte Validierung mittels experimentell gewonnener Druckverläufe stützt die Entscheidung für diese

Methode.

Alle Berechnungen im Rahmen dieser Arbeit starten zum Zeitpunkt  $100^\circ\text{KW}$  v. *ZOT*. Frühere Untersuchungen haben gezeigt, dass bei diesem Initialisierungszeitpunkt eine Abbildung experimenteller Druckverläufe mit großer Genauigkeit möglich ist [7]. Der Pro-Engine PreProcessor sortiert die aus der numerischen Strömungssimulation resultierenden Zellen in aufsteigender Reihenfolge nach ihrem Restgasanteil. Anschließend erfolgt eine massengewichtete Einteilung in eine vom Anwender definierte Anzahl von Zonen. Bei den Simulationen in dieser Arbeit hat jede Zone den gleichen Massenanteil. Der Zonenanzahl kommt hinsichtlich Dauer und Güte der Berechnung eine weitere wichtige Rolle zu. In Abb. 5.11 werden eine auf fünf und eine auf zwanzig Zonen basierende Simulation anhand der resultierenden Druckverläufe miteinander verglichen. Beide Berechnungen erfolgten bei identischen Randbedingungen.

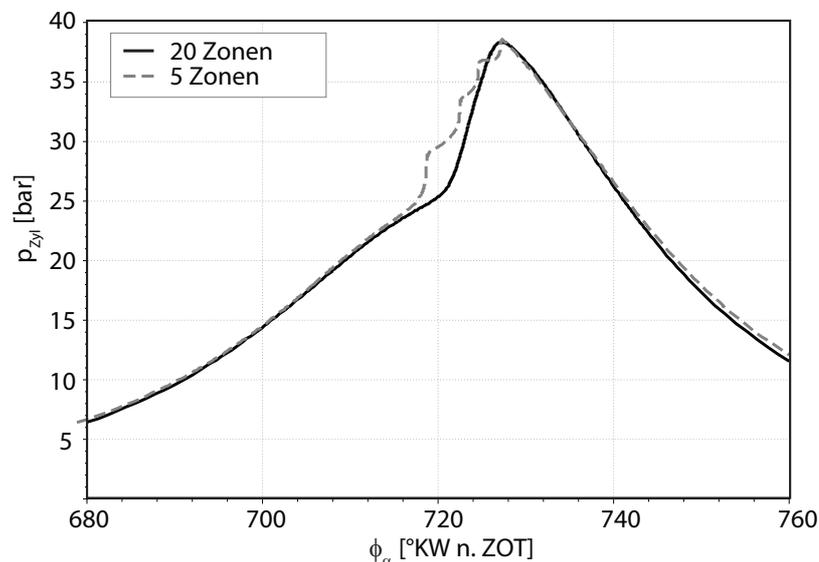


Abbildung 5.11: Vergleich einer Berechnung in ProEngine mit 5 und mit 20 Zonen

Es ist deutlich zu sehen, dass die niedrige Zonenanzahl zu einem inakzeptablen Verlauf führt. Verantwortlich sind die durch die starke Mittelung verloren gehenden wichtigen Informationen bezüglich Gemischzusammensetzung und Temperaturspreizung. Bei den Voruntersuchungen hat sich die Verwendung von zwanzig Zonen als zielführend erwiesen. Dabei ist zu beachten, dass die Berechnungsdauer in etwa quadratisch mit der Zonenanzahl steigt. Diese Tatsache wirft direkt die Frage auf, welche Komplexität der verwendete Reaktionsmechanismus aufweisen muss, um in angemessener Zeit möglichst hochwertige Simulationsergebnisse zu erhalten. Aus diesem Grund wurden im nächsten Schritt unterschiedlich detaillierte Mechanismen auf deren Tauglichkeit überprüft, die im Rahmen dieser Arbeit vorliegende Problemstellung zu lösen. Eine Übersicht der Spezifikationen der untersuchten Reaktionsmechanismen ist in Tabelle 5.1 dargestellt. Dabei fällt für jede Spezies eine Erhaltungsgleichung pro Zone an. Zusätzlich

Mechanismus	Kraftstoff	Spezies	Reaktionen
Mechanismus A [16]	iso-Oktan	884	3838
Mechanismus B [38]	iso-Oktan	222	1506
Mechanismus C [38]	iso-Oktan	110	708
Mechanismus D [38]	iso-Oktan	80	398

Tabelle 5.1: Spezifikation der untersuchten Reaktionsmechanismen

werden die Gleichungen für Massen- und Energieerhaltung gelöst. Dies führt bei einem 20-Zonen-Modell für den Mechanismus A zu insgesamt 17720 Gleichungen. Neben der reinen Rechenzeit weisen die einzelnen Reaktionsmechanismen speziell im Niedertemperaturbereich Unterschiede beim Zündverzug und damit beim Zeitpunkt der Energiefreisetzung auf. Dieser Sachverhalt lässt sich aus Abb. 5.12 herauslesen.

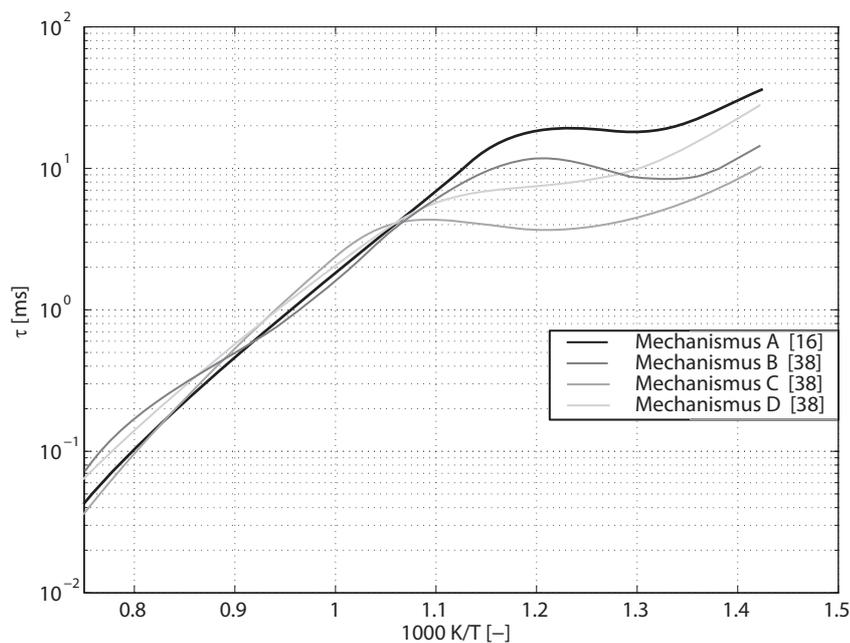


Abbildung 5.12: Zündverzugszeiten der untersuchten Reaktionsmechanismen für  $p = 40 \text{ bar}$ ,  $X_{RG} = 40\%$  und  $\phi = 1$

Insbesondere bei Temperaturen im Bereich kleiner als etwa  $900 \text{ K}$  kommt es zu signifikanten Unterschieden. In [38] werden die dargestellten Mechanismen mit experimentellen Daten aus Fieweger [18] verglichen. In der vorliegenden Arbeit wird als bester Kompromiss zwischen Berechnungsdauer und Berechnungsgüte der Mechanismus D verwendet.

Die genauen Initialisierungstemperaturen im Brennraum lassen sich messtechnisch nur mit ein-

geschränkter Genauigkeit ermitteln und müssen daher berechnet werden. Da die kompressionsgezündete Verbrennung sensibel auf Änderungen der Temperatur reagiert und damit auch auf die richtige Berechnung des Restgasgehalts, ist es zum Ausgleich entstandener Fehler notwendig, die Temperaturen im Mittel um etwa  $45\text{ K}$  anzuheben, um den Beginn der Selbstzündung dem Experiment anzunähern. Genau wie bei der Druckverlaufsanalyse findet bei der reaktionskinetischen Mehrzonensimulation mittels Pro-Engine das Wärmeübergangsmodell nach Woschni Verwendung. Da das Softwaretool aus der Zustandsgleichung die Masse jeder Zone berechnet, führt eine Anhebung der Temperatur bei gleich bleibendem Druck und Volumen sowie gleichbleibender Gemischzusammensetzung zu einer geringeren Masse. Um diesen Fehler zu korrigieren, wird das Brennraumvolumen in Abhängigkeit von der notwendigen Temperaturerhöhung um etwa  $8\%$  vergrößert. Damit wird gewährleistet, dass die Gesamtmasse mit derjenigen der Strömungssimulation übereinstimmt. Dabei wird insbesondere darauf geachtet, dass durch das veränderte Volumen keine Fehler beim Druckverlauf während der Kompression entstehen. Die Abweichung des Druckes zu Verbrennungsbeginn liegt unter  $0,5\%$ . Als weitere Randbedingung für die Berechnungen müssen die flächenmäßigen Anteile der einzelnen Zonen an Brennraumdach, Zylinderrohr und Kolben angegeben werden. Um weitere Variabilitäten zu vermeiden, wird festgelegt, dass beim 20 Zonen Modell jede Zone  $5\%$  Kontakt mit den jeweiligen Brennraumwänden hat. In Abb. 5.13 ist das Ergebnis einer Simulationsrechnung bei einer Drehzahl  $n = 2000\text{ min}^{-1}$  und einer mittleren Last  $p_{mi} = 2,7\text{ bar}$  zu sehen. Es wird eine sehr gute Korrelation zwischen Messung und Simulation erreicht, womit eine weitergehende detaillierte Untersuchung durchgeführt werden kann. Insbesondere können ausgehend von verschiedenen abgestimmten Simulationsrechnungen gezielt einzelne Parameter variiert und deren Einfluss auf das HCCI-Brennverfahren analysiert werden [57].

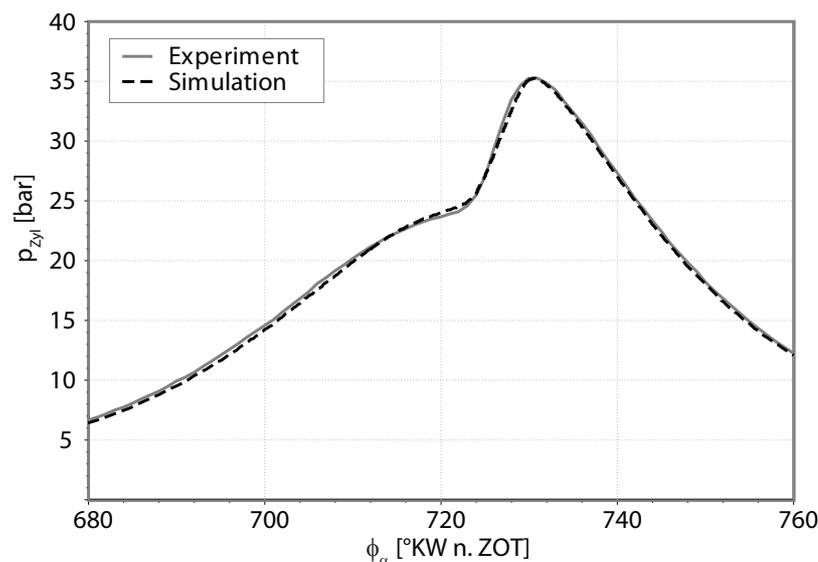


Abbildung 5.13: Vergleich ProEngine Simulation und Experiment

### 5.4.2 Auswertung und Analyse von experimentellen Daten

Die in Abschnitt 5.4 eingeführten Kennzahlen wurden für sämtliche vier Ladungsbewegungsvarianten für jeweils vier Einspritzlagen zum Zeitpunkt  $20^\circ KW$  v.  $ZOT$  ermittelt (Abb. 5.14). Die Einspritzzeitpunkte wurden so gewählt, dass bei den ersten beiden Varianten die Einspritzung bei geöffnetem Einlassventil erfolgt ( $SOI = 250$  und  $270^\circ KW$  v.  $ZOT$ ). Bei der dritten Variante liegt der Einspritzbeginn  $SOI$  mit  $290^\circ KW$  v.  $ZOT$  unmittelbar zu Beginn des Einlassvorgangs.

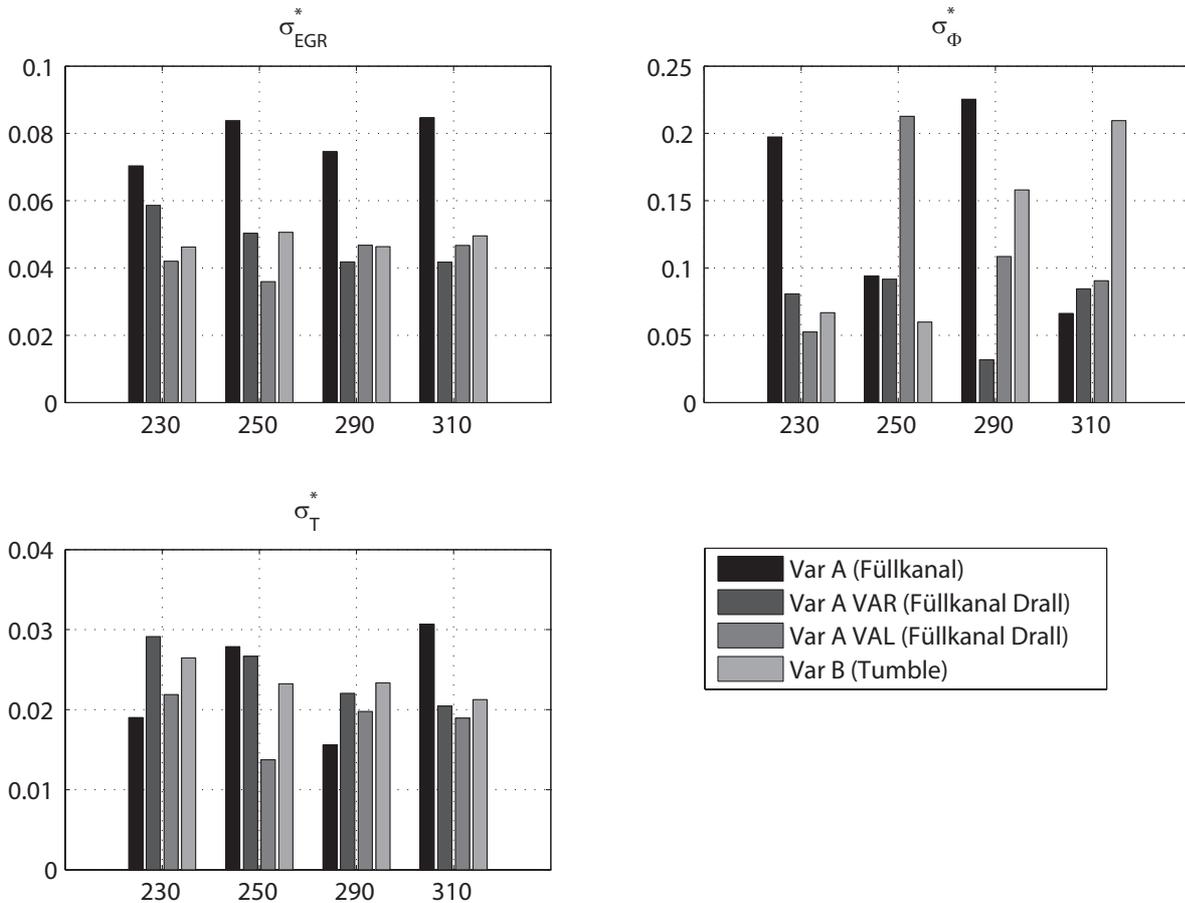


Abbildung 5.14: Schichtungskennzahlen  $\sigma_{EGR}^*$ ,  $\sigma_{\phi}^*$  und  $\sigma_T^*$  für gemessene Betriebspunkte bei  $20^\circ KW$  v.  $ZOT$ ,  $p_{mi} = 2.7 \text{ bar}$  und  $n = 2000 \text{ min}^{-1}$

Der vierte betrachtete Einspritzzeitpunkt liegt mit einem  $SOI$  von  $310^\circ KW$  v.  $ZOT$  schließlich vor dem Öffnen des Einlassventils. Es fällt auf, dass Var A für sämtliche Einspritzzeitpunkte die größte Schichtungskennzahl für Restgas aufweist. Bisherige Annahmen, welche davon ausgingen, dass eine inhomogene Restgasverteilung gleichzeitig mit einer inhomogenen Temperaturverteilung korreliert, können hiermit nicht bestätigt werden.  $\sigma_T^*$  zeigt für sämtliche Varianten eine ähnliche Größenordnung, und es ist kein klarer Zusammenhang zwischen den einzelnen Varianten und den Einspritzzeitpunkten zu erkennen. Vergleicht man die Verteilung von  $\sigma_{EGR}^*$

mit den Messergebnissen (Abb. 5.6), so ist hingegen ein Zusammenhang zwischen der Restgas-schichtung und den Druckgradienten zu erkennen. Der Grad der Homogenisierung des Rest-gases bestimmt also in entscheidendem Maße mit, zu welchem Zeitpunkt die Selbstzündung eingeleitet wird. Ebenso beschleunigt eine inhomogene Restgasverteilung die Geschwindigkeit, mit der die Verbrennung abläuft, was schließlich einen höheren Druckgradienten zur Folge hat. Bei der Schichtungskennzahl des Luft-Kraftstoff-Gemisches ( $\sigma_{\phi}^*$ ) sind sehr große Unterschiede zwischen den einzelnen Varianten zu erkennen. Während sich Var B annähernd linear verhält - je früher die Einspritzung, umso inhomogener das Gemisch - weist Var A VAL bei einem Einspritzzeitpunkt von  $SOI = 250^{\circ}KW$  v.  $ZOT$  eine im Vergleich sehr große Inhomogenität auf. Wie schon früher beschrieben, liegt der Injektor leicht außermittig, näher am rechten Einlass-ventil. Durch die Abschaltung des linken Einlassventils strömt nun die Luft mit einer deutlich höheren Geschwindigkeit über die rechte Einlassventilöffnung und erfasst den Einspritzstrahl. Die Drallbewegung verhindert in diesem Fall eine gute Durchmischung des Kraftstoffs mit der Luft. Auffällig verhält sich Var A bei einem Einspritzzeitpunkt  $SOI = 290^{\circ}KW$  v.  $ZOT$ . Obwohl die Gemischschichtung sehr ausgeprägt ist, sind die Druckgradienten im Vergleich zu anderen Einspritzzeitpunkten niedriger. Hier kommen verschiedene Einflüsse zusammen, welche in den nachfolgenden Abschnitten einer genaueren Analyse unterzogen werden.

### 5.4.3 Synthetische Schichtung im Brennraum

Um die Effekte der Schichtung von Gemisch, Restgas und Temperatur unabhängig vonein-ander analysieren zu können, wurden ausgehend von einem experimentell vermessenen und mittels CFD modellierten Betriebspunkt im Rahmen von Simulationsrechnungen jeweils zwei der betrachteten Einflussparameter konstant gehalten, während der dritte variiert wurde. Abb. 5.15 zeigt eine qualitative Verteilung der drei untersuchten Parameter ( $\phi$ ,  $EGR$  und  $T$ ) für den zugrundeliegenden experimentell vermessenen Betriebspunkt. Für die nachfolgenden Simulati-onsrechnungen wurden diese durch einen linearen Ansatz angenähert.

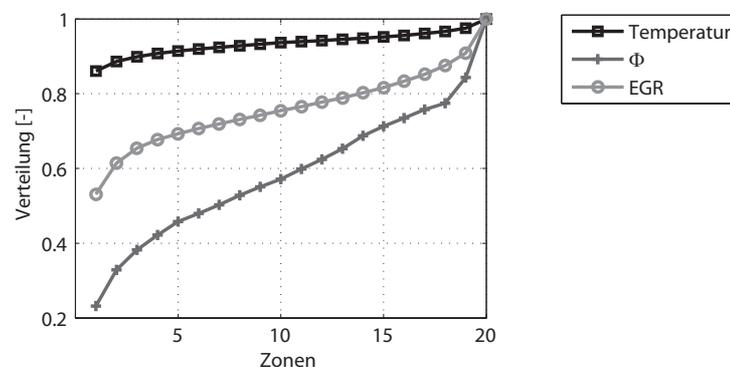


Abbildung 5.15: Ausgangspunkt für die synthetischen Schichtungsvariationen

#### 5.4.4 Einfluss der Schichtung des Luft-Kraftstoff-Gemisches

Abb. 5.16 zeigt drei verschiedene synthetisch erzeugte Schichtungsvarianten für das Luft-Kraftstoff-Gemisch. Für alle Varianten wurden die globalen Werte des Luft-Kraftstoff-Gemisches  $\phi$  sowie die zonenindividuellen Initialisierungswerte der Temperatur und des Restgases konstant auf den Werten des experimentell vermessenen Ausgangspunktes gehalten. Die einzelnen Zonen sind auf der x-Achse aufgetragen. Diese wurden aufsteigend nach ihrem Restgasanteil und somit auch nach ihrer Temperatur sortiert. Die mit Hilfe der Reaktionskinetik-Simulation ermittelten Druckverläufe zeigen den Effekt der unterschiedlichen Schichtung. So ist der Zündverzug für die Variante mit dem größten Kraftstoffanteil in der heißesten Zone ( $\sigma_{\phi,+}^* = 0.574$ ) am kürzesten und für die Verteilung mit dem kleinsten Kraftstoffanteil in der heißesten Zone ( $\sigma_{\phi,-}^* = 0.574$ ) am längsten. Auf den maximalen Druckgradienten haben die unterschiedlichen Schichtungen jedoch nur einen geringfügigen Einfluss. Den größten Druckgradienten weist die Variante mit dem längsten Zündverzug auf. In diesem Fall zünden die heißen, restgasreichen Zonen durch den geringen Kraftstoffanteil später, wohingegen die kälteren Zonen mit einem hohen Kraftstoffanteil früher zünden. Dies bewirkt einen Umsatz innerhalb eines wesentlich engeren Zeitbereiches.

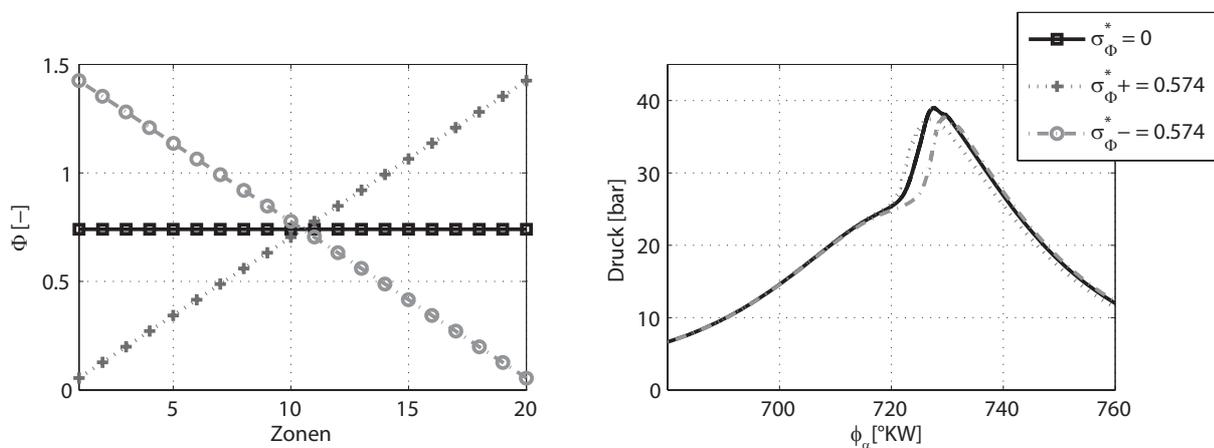


Abbildung 5.16: Synthetische Variation des Luft-Kraftstoff-Gemisches

#### 5.4.5 Einfluss der Schichtung von Restgas

Die zweite Variation zeigt eine Schichtung von Restgas über die Zonen. Die festgelegte Sortierung nach Restgas erzwingt in diesem Fall eine aufsteigende Reihenfolge des Restgasgehalts in den einzelnen Zonen. In Abb. 5.17 sind die Aufteilung von Restgas auf die einzelnen Zonen und die daraus resultierenden Druckverläufe als Ergebnis der Reaktionskinetik-Simulation dargestellt. Hierbei ist zu beachten, dass die reale Kopplung von Restgasanteil und Temperatur

durch die synthetische Schichtung außer Kraft gesetzt wird. Es ist sehr gut zu erkennen, dass sich die Druckverläufe im Vergleich zur obigen Schichtungsvariation von  $\phi$  sehr stark unterscheiden. Die Variante  $\sigma_{EGR}^* = 0$ , bei der also der Restgasanteil perfekt homogenisiert vorliegt, besitzt dabei den kürzesten Zündverzug und auch die niedrigste Druckanstiegsgeschwindigkeit. Je stärker das Restgas im Brennraum geschichtet wird, umso steiler werden die Druckgradienten. Für  $\sigma_{EGR}^* = 0.1511$  und  $\sigma_{EGR}^* = 0.3022$  bewirkt die Restgasschichtung einen erhöhten Zündverzug in den restgasreichen (gemischarmen) Zonen. Die restgasärmeren (gemischreichen) Zonen erfahren dagegen durch den geringeren Restgasanteil eine Verkürzung des Zündverzugs. Dies führt in Summe, wie schon bei der Gemischschichtung ( $\sigma_{\phi,-}^* = 0.574$ ) gezeigt wurde, zu einer nahezu gleichzeitigen Zündung aller Zonen in einem sehr engen Zeitbereich, wodurch es zu einem Anstieg des Druckgradienten kommt.

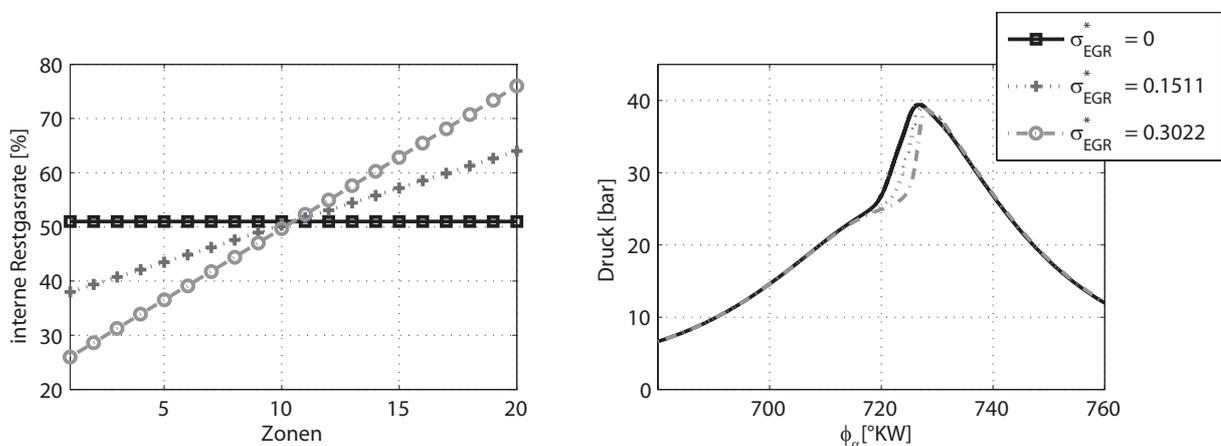


Abbildung 5.17: Synthetische Variation des Restgasgehalts

#### 5.4.6 Einfluss der Schichtung der Temperatur

Als letzte Variation soll noch eine Änderung der Temperaturschichtung näher betrachtet werden. Abb. 5.18 zeigt wieder drei verschiedene Schichtungen über die Zonen sowie die damit berechneten Druckverläufe. Wieder wurde darauf geachtet, dass die Gesamtmasse sowie die Massenbrüche von Restgas, Kraftstoff und Sauerstoff gleich bleiben. Sehr gut zu erkennen ist der große Einfluss, den eine unterschiedliche Verteilung der Temperatur im Brennraum auf den Zündverzug und die Druckgradienten hat. Die Variation der Temperatur weist den größten Hebel auf, diese beiden Parameter zu beeinflussen. Die der Zündung und Verbrennung zugrunde liegenden chemischen Elementarreaktionen sind bezüglich der Reaktionsgeschwindigkeit stark temperaturabhängig. Eine homogene Temperaturverteilung führt deshalb zu einem annähernd gleichzeitigen Umsatz und somit zu den größten Druckgradienten.

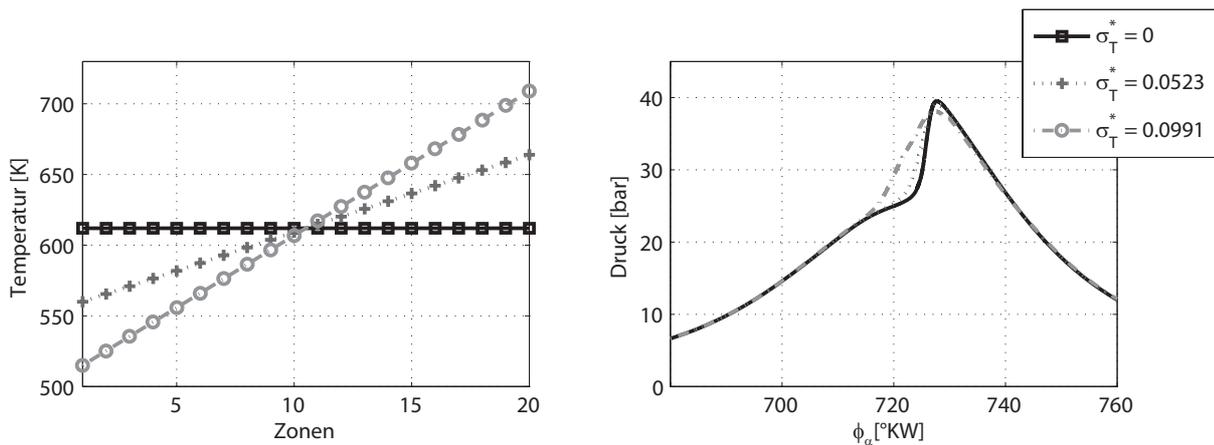


Abbildung 5.18: Synthetische Variation der Temperatur

## 5.5 Fazit

Vergleicht man die gewonnenen Erkenntnisse aus der Simulation mit den experimentell ermittelten Daten, so können verschiedene Phänomene genauer erklärt werden. Durch die Entkopplung der einzelnen Einflussgrößen ( $\lambda$ , RG-Anteil und  $T$ ) können die komplexen Zusammenhänge getrennt analysiert und Aussagen bezüglich des Zündverzugs und des Verbrennungsablaufs getroffen werden. Die Referenzvariante (Var A) weist beispielsweise während der gesamten SOI-Variation die größten Druckgradienten auf. Betrachtet man die dazugehörigen Schichtungskennzahlen, so fällt auf, dass die Verteilung des Restgases im Vergleich zu anderen Varianten sehr inhomogen ausfällt, womit die schnellere Umsetzung erklärt werden kann. Ein weiterer Effekt kann ebenfalls mit Hilfe der Simulationsergebnisse erläutert werden. Var A VAL zeigt zwischen dem Einspritzintervall von  $SOI = 240$  und  $260^\circ KW$  v. ZOT einen Anstieg des Druckgradienten auf. In diesem Fall unterstreicht der hohe Wert der Schichtungskennzahl für das Luft-Kraftstoffverhältnis bei einem Einspritzzeitpunkt von  $SOI = 250^\circ KW$  v. ZOT die weiter oben beschriebenen Erkenntnisse. Ebenfalls auf die starke Gemischschichtung zurückzuführen sind die hohen Druckgradienten der Var B für sehr frühe Einspritzzeitpunkte ( $SOI = 300 - 320^\circ KW$  v. ZOT). Diese liegen sogar auf dem gleichen Niveau wie diejenigen der Var A. Der kontinuierliche Anstieg des Schichtungskennwerts stimmt sehr gut mit dem Anstieg des Druckgradienten überein. Betrachtet man den großen Wert der Gemischschichtung für Var A bei einem Einspritzzeitpunkt von  $SOI = 290^\circ KW$  v. ZOT, muss zusätzlich die Aufteilung in die einzelnen Zonen mitberücksichtigt werden. In diesem Punkt befindet sich der größte Kraftstoffanteil hauptsächlich in den heißeren Zonen, was der Verteilung  $\sigma_{\phi,+}^* = 0.574$  am nächsten kommt. Dadurch sind die geringeren Druckgradienten zu erklären. Allerdings ist das Gemisch und die Temperatur in diesem Betriebspunkt nicht linear verteilt wie im synthetischen Fall; die höchste Temperatur liegt in den mittleren Zonen vor, was zu einer Verlängerung des Zünd-

verzugs führt. Diese fehlende Kopplung zwischen dem Schichtungskennwert und der Statistik sowie die im realen Fall nicht ideale Verteilung muss bei der Auswertung immer berücksichtigt werden.



## **Kapitel 6**

### **Untersuchung des Einflusses einer Vorverbrennung in der Zwischenkompression auf das HCCI-Brennverfahren**

Prinzipiell kann ein HCCI-Brennverfahren sowohl mit Einfach- als auch mit Mehrfacheinspritzung dargestellt werden, wobei die letztgenannte Variante je nach Betriebspunkt eine optimierte Betriebsstrategie ermöglicht. Durch eine Variation des Zeitpunktes und der Menge der ersten Einspritzung ist es möglich, einen exothermen Umsatz in der Zwischenkompression darzustellen. Für diesen Betriebsmodus wurde ein bestehendes Tool zur Druckverlaufsanalyse mit 1D-Ladungswechselrechnung weiterentwickelt, um die Verbrennung und den daraus resultierenden Brennverlauf in der Zwischenkompression darstellen und analysieren zu können. Zusätzlich wird es damit möglich, die einzelnen Verlustarten für den Umsatz in der Zwischenkompression und in der Hauptverbrennung getrennt zu ermitteln. Hierzu kommt ein Vibe-Ansatz zur Anwendung. Als Grundlage für die Analysen wurden Messungen an dem bereits vorgestellten Einzylinder-Forschungsmotor durchgeführt, der einen vollvariablen Ventiltrieb an Ein- und Auslass aufweist. Die Kombination dieser unterschiedlichen Analysemethoden zeigt die Wirkzusammenhänge und die Auswirkungen einer Kraftstoffumsetzung in der Zwischenkompression auf.

#### **6.1 Iteratives Verfahren zur Bestimmung der Kraftstoffumsetzung in der Vor- und Hauptverbrennung**

Zur Berücksichtigung einer Verbrennung in der Zwischenkompression muss die herkömmliche Druckverlaufsanalyse erweitert werden. Zu diesem Zweck wurde ein iteratives Verfahren entwickelt, um die Kraftstoffmengen zu bestimmen, welche in der Vor- und der Hauptverbrennung umgesetzt werden. Die Vorverbrennung beschreibt in diesem Fall eine Teil-Umsetzung in der Zwischenkompression eines HCCI-Arbeitszyklus. Diese Verbrennung wird dadurch erzielt, dass eine erste - im Vergleich zur Haupteinspritzung geringe - Menge an Kraftstoff nach Auslass schließt und vor Einlass öffnet in den Brennraum eingespritzt wird. Je nach der Zusammensetzung der Zylinderladung zu diesem Zeitpunkt und der eingespritzten Menge ist es auf

diese Weise möglich, einen teilweise oder vollständigen Umsatz dieser Kraftstoffmenge herbeizuführen, was im Extremfall zu einer positiven Ladungswechselschleife führt. Abb. 6.1 zeigt einen berechneten Brennverlauf über  $720^\circ\text{KW}$ . Die Hauptverbrennung liegt in den vorliegenden Untersuchungen bei  $720^\circ\text{KW}$ , während die Vorverbrennung bei  $360^\circ\text{KW}$  liegt. Der Umsatz der Vorverbrennung ist deutlich geringer als jener der Hauptverbrennung.

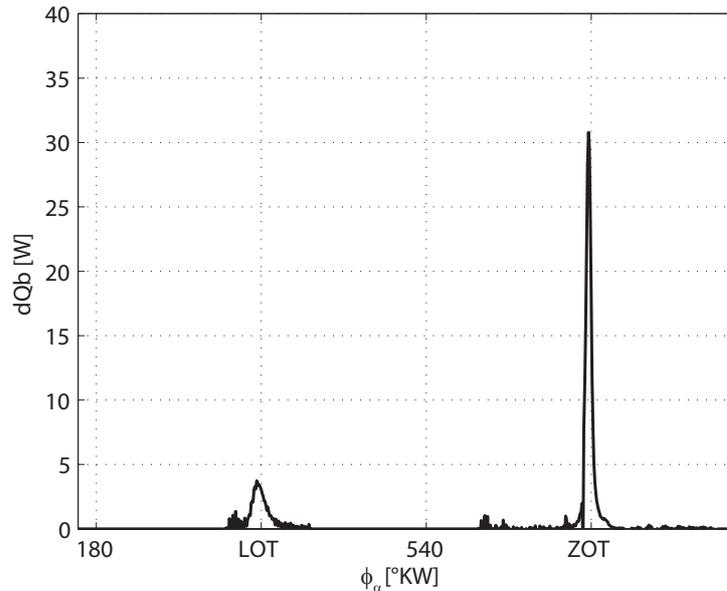


Abbildung 6.1: Brennverlauf über  $720^\circ\text{KW}$  beginnend bei Einlass schließt

Bei dieser Teilverbrennung wird die Restluft aus dem vorangehenden Zyklus genutzt, um eine Vorverbrennung zu erzeugen. Für das angesprochene iterative Verfahren wird, wie in Kapitel 3.6.1 beschrieben, der Startzeitpunkt „Einlassventil schließt“ als Startpunkt gewählt. In einem ersten Schritt werden die tatsächlich eingespritzten Kraftstoffmengen initialisiert. Anschließend wird die Energiebilanz der beiden Verbrennungen analysiert. Ziel ist eine möglichst genaue Übereinstimmung zwischen dem maximalen Energieumsatz aus der Simulation und dem aus Kraftstoffmenge, unterem Heizwert und Verlusten durch unvollkommene Verbrennung berechneten Energieumsatz:

$$\Delta Q_B = \frac{Q_{B,max,Sim}}{m_{Krst,1} \cdot H_u \cdot \eta_{uV}} \quad (6.1)$$

Dabei wird festgelegt, dass die Energie der unvollständig und unvollkommen verbrannten Komponenten ( $\text{CO}$ ,  $\text{H}_2$ , und  $\text{HC}$ ) der Hauptverbrennung zugeordnet werden. Diese Annahme erweist sich als sinnvoll, da ein sehr großer messtechnischer Aufwand erforderlich wäre, um nicht oder nur teilweise umgesetzte Komponenten nach der Vorverbrennung auszuwerten. Nach dem ersten Iterationsschritt wird je nach der errechneten Energiebilanz der zweiten Einspritzmenge ein Teil entnommen oder zugeführt. Nach vier bis sechs Iterationsschritten wird schließlich ei-

Iterationsschritt	$\Delta Q_B$	$m_{Krst,1}/m_{Krst,Ges}$
0	99%	100%
1	75%	24%
2	59%	12%
...	...	...
6	0.00088%	0.98%

Tabelle 6.1: Beispielhafter Verlauf von  $\Delta Q_B$  und  $m_{Krst,1}/m_{Krst,Ges}$  über 6 Iterationsschritte bei Einfacheinspritzung

ne Abweichung von Gleichung 6.1 von unter 0.1% erreicht. Tabelle 6.1 zeigt beispielhaft ein Ergebnis der Simulation nach sechs Iterationsschritten. Um das oben gewählte Verfahren zu testen, wurde ein Messpunkt mit Einfacheinspritzung gewählt und die Einspritzmenge in eine Vor- und Haupteinspritzung unterteilt. Die Gesamtmenge bleibt dabei konstant. Nach sechs Schritten zeigt sich, dass die Abweichung zwischen dem simulierten Energieumsatz und dem aus der Kraftstoffmenge berechneten Wert unter 0.1% liegen. Die Kraftstoffmenge der ersten Einspritzung hat sich auf unter 1% der Gesamtmasse reduziert.

## 6.2 Ergebnisse der experimentellen Untersuchungen

Im folgenden Kapitel sollen einige Effekte, welche aus der detaillierten Analyse mit Hilfe der Ladungswechselsimulation und Prozessrechnung hervorgehen, näher aufgezeigt werden. In einem ersten Schritt wird ein Vergleich zwischen einer Einfacheinspritzung und einer Doppelseinspritzung mit Vor- und Hauptverbrennung durchgeführt. Hierauf aufbauend werden die verschiedenen Parameter, welche die Vor- und Hauptverbrennung beeinflussen, tiefergehend analysiert. Es wurden für jede der hier betrachteten Größen diverse Parametervariationen durchgeführt, aus denen jeweils eine repräsentative Messreihe zur Diskussion ausgewählt wurde.

### 6.2.1 Einfluss der Vorverbrennung auf die Zylinderfüllung

Abb. 6.2 zeigt den Einfluss der Vorverbrennung auf die Zylinderfüllung. Durch die Verbrennung in der Zwischenkompression liegt die Temperatur im Brennraum bei  $720^\circ K$  (Ladungswechsel-OT) um ca.  $300 K$  höher als mit nur einer Einspritzung (Abb. 6.2 a)). Hierdurch wird deutlich weniger Frischluft angesaugt, was in Abb. 6.2 b) zu sehen ist. Durch die geringere Masse im Brennraum sinkt der vollkommene Wirkungsgrad um ca. 8%.

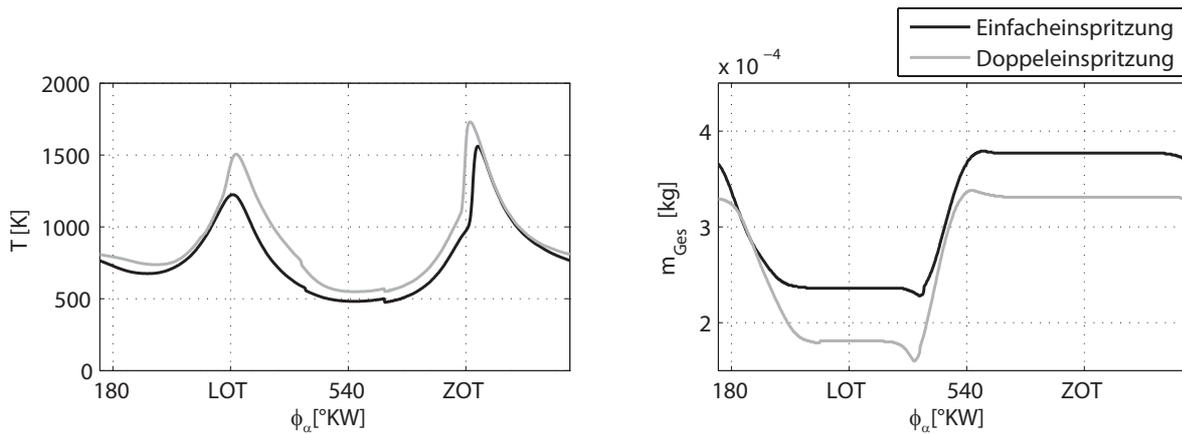


Abbildung 6.2: a) Verlauf der Temperatur im Zylinder; b) Verlauf der Gesamtmasse im Zylinder

### 6.2.2 Einfluss der internen Restgasmenge

Abb. 6.3 zeigt eine Variation der internen Restgasmenge mit Doppeleinspritzung. Durch die Vorverbrennung kann im Vergleich zu einer Einfacheinspritzung deutlich weniger internes Restgas gespeichert werden. Die Druckanstiegsgeschwindigkeit steigt für eine Restgasrate von 38% bereits auf  $R_{max} = 6 \text{ bar}/^\circ\text{KW}$  an. Zwar kann mit Hilfe einer Variation des Parameters AVS die Verbrennungsschwerpunktlage in einem ähnlichen Bereich variiert werden wie im Falle einer Einfacheinspritzung. Allerdings steigen dadurch die Geräuschemissionen sowie die Bauteilbelastung weit über die akzeptablen Grenzen. Der Einfluss des Restgases auf die Verbrennung zeigt sich qualitativ ähnlich wie bei einer Einfacheinspritzung, jedoch ist der Variationsbereich bezüglich Restgasanteil deutlich eingeschränkt. Insgesamt verläuft die Verbrennung deutlich schneller. Selbst bei geringen Restgasraten ist im Unterschied zur Einfacheinspritzung keine übermäßige Verschleppung der Verbrennung feststellbar, wie aus der annähernd gleichbleibenden Brenndauer ersichtlich ist. Für die gewählte Messreihe wird während des Ladungswechsels durch die Vorverbrennung Arbeit erzeugt. Durch die höheren Brennraumtemperaturen sinkt die Zylinderfüllung, was sich schließlich im indizierten Wirkungsgrad bemerkbar macht. Das Optimum liegt 2% niedriger als bei der Einfacheinspritzung. Die  $\text{NO}_x$ -Emissionen bleiben während der gesamten Variation auf einem sehr niedrigen Niveau. Der Grund dafür sind die im Vergleich zu einer konventionellen ottomotorischen Verbrennung sehr niedrigen Verbrennungstemperaturen. Der innere Wirkungsgrad weist den höchsten Wert beim geringsten internen Restgasgehalt auf. Dies liegt an dem größeren Frischluftanteil im Brennraum (zunehmendes  $\lambda$ ), was den vollkommenen Wirkungsgrad ansteigen lässt. Abb. 6.4 zeigt die einzelnen Verlustarten getrennt nach Vor- und Hauptverbrennung. Deutlich zu sehen ist die Zunahme der Wandwärmeverluste während der Vorverbrennung mit zunehmendem internem Restgasgehalt. Die Verluste durch unvollkommene Verbrennung nehmen hingegen ab. Durch die Erhöhung der Brennraumtem-

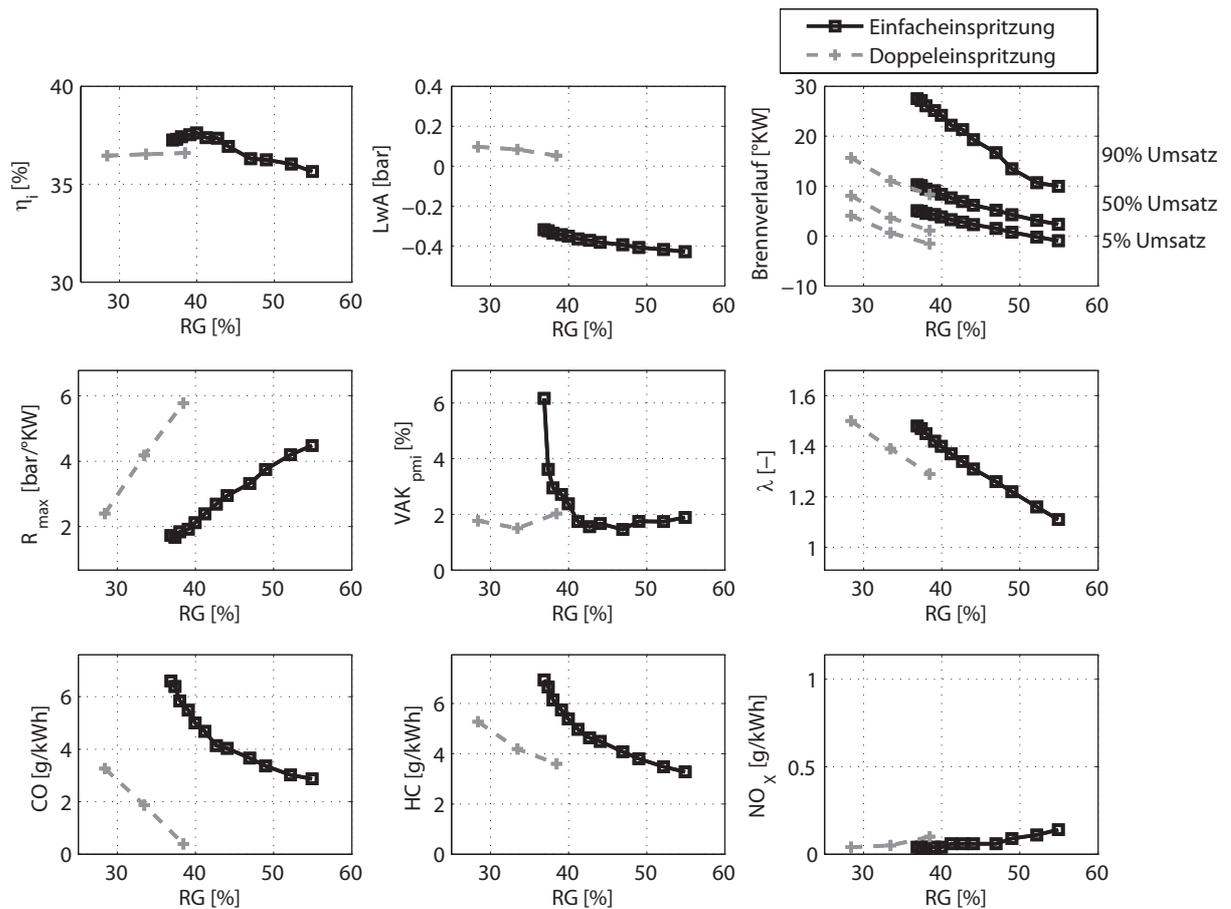


Abbildung 6.3: Variation des internen Restgasgehaltes über Auslass schließt bei  $n = 2000 \text{ min}^{-1}$ ,  $p_{mi} = 2,7 \text{ bar}$

peratur - verursacht durch den höheren Restgasgehalt - wird mehr Kraftstoff in der Vorverbrennung umgesetzt, jedoch wird durch zunehmende Wärmeabfuhr über die Brennräumwand der indizierte Wirkungsgrad tendenziell schlechter. Die Hauptverbrennung wird hingegen kaum beeinflusst. Der größte indizierte Wirkungsgrad ergibt sich hier durch die geringste Menge an zurückbehaltenem Restgas, da durch den höheren Anteil an Frischluft der vollkommene Wirkungsgrad in diesem Fall steigt und die Wandwärmeverluste abnehmen, jedoch sind die Unterschiede im indizierten Wirkungsgrad äußerst gering.

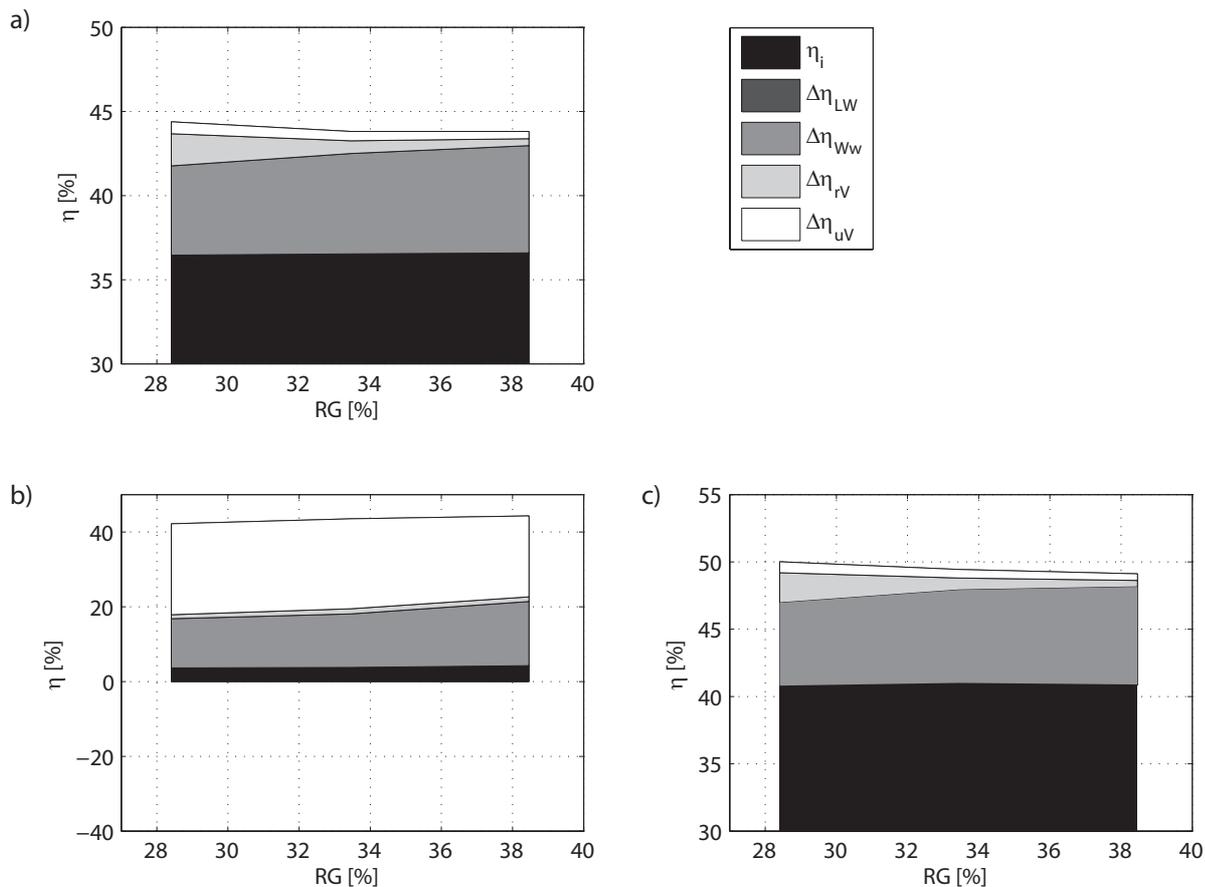


Abbildung 6.4: Verlustteilung für Doppelspritzung: Variation des internen Restgasgehaltes über Auslasschließt; a) kombinierte Verlustteilung; b) Verlustteilung der Vorverbrennung; c) Verlustteilung der Hauptverbrennung

### 6.2.3 Einfluss der Einspritzmenge

Der Einfluss der eingespritzten Kraftstoffmenge der ersten Teileinspritzung ( $ti_1$ ) auf die einzelnen Parameter ist in Abb. 6.5 dargestellt. Bei dieser Variation wurde der mittlere indizierte Druck konstant gehalten. Um dies zu realisieren, wurde die Einspritzmenge der ersten Einspritzung kontinuierlich vergrößert, während diejenige der zweiten Einspritzung reduziert wurde. Die Vergrößerung der ersten Einspritzung bewirkt einen Anstieg der Druckgradienten während der Hauptverbrennung. Durch die erhöhte Temperatur im Brennraum verschiebt sich der Zündzeitpunkt und damit der gesamte Verbrennungsablauf in Richtung früh. Die Umsetzung erfolgt darüber hinaus während eines wesentlich kürzeren Zeitraumes, was zu einer Erhöhung des Druckgradienten führt. Die Ladungswechselerbeit zeigt durch die erhöhte Kraftstoffmenge der ersten Einspritzung eine gesteigerte Umsetzung in der Zwischenkompression. Ab einer bestimmten Einspritzmenge resultiert sogar eine positive Ladungswechselerbeit. Die Emissionen  $CO$  und  $HC$  zeigen ebenfalls eine Verbesserung, je mehr Kraftstoff während der ersten Einsprit-

zung eingebracht wird. Betrachtet man den indizierten Wirkungsgrad, so existiert je nach Einstellparameter eine optimale Einspritzmenge. In Abb. 6.6 sind die einzelnen Verluste dargestellt. Es zeigt sich, dass der vollkommene Wirkungsgrad sinkt, je mehr Kraftstoff in der Vorverbrennung umgesetzt wird. Die Verluste durch den realen Brennverlauf und die Ladungswechselverluste nehmen zwar ab, jedoch steigen die Wandwärmeverluste durch die erhöhte Temperatur im Brennraum. Es existiert somit im vorliegenden Fall ein Optimum bei einer Einspritzzeit von  $0.06\text{ ms}$ . Die einzelnen Verluste der Vorverbrennung sind in Abb. 6.6 b) dargestellt. Dabei fällt auf, dass die einzelnen Verlustarten durch die Steigung von  $ti_1$  deutlich reduziert werden können. Speziell die Wandwärmeverluste nehmen um fast 13% ab, je mehr Kraftstoff eingespritzt wird. Dies kommt daher, dass die Vorverbrennung in einem viel engeren Zeitbereich abläuft, die Wärme also während eines kürzeren Zeitfensters an die Brennraumwand abgegeben wird. Gleichzeitig wird jedoch die Hauptverbrennung negativ beeinflusst. Diese nähert sich zwar einer Gleichraumverbrennung an, was an den kaum vorhandenen Verlusten durch den realen Brennverlauf zu erkennen ist, jedoch nimmt der vollkommene Wirkungsgrad aufgrund der geringeren Ladungsmasse ab, und die Wandwärmeverluste nehmen deutlich zu.

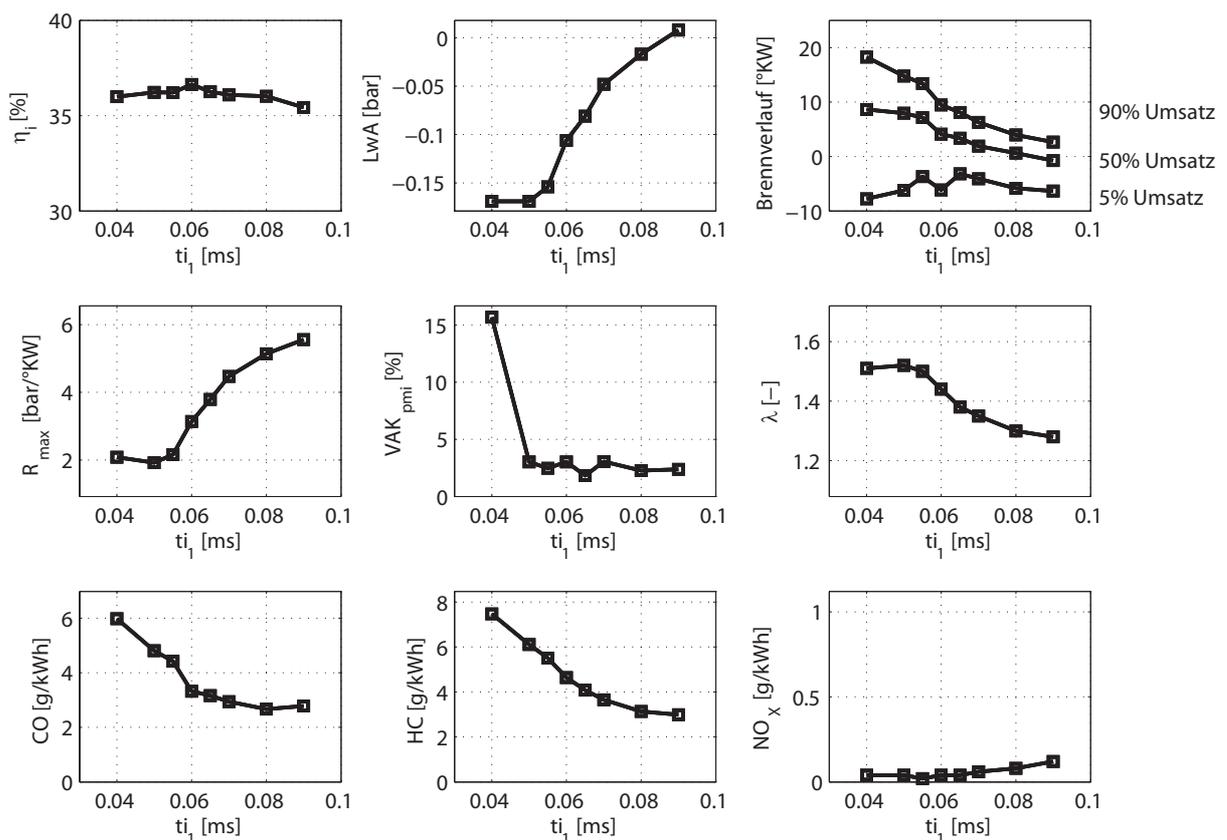


Abbildung 6.5: Verlustteilung: Variation der Einspritzmenge  $ti_1$  bei  $n = 2000\text{ min}^{-1}$ ,  $p_{mi} = 2,7\text{ bar}$

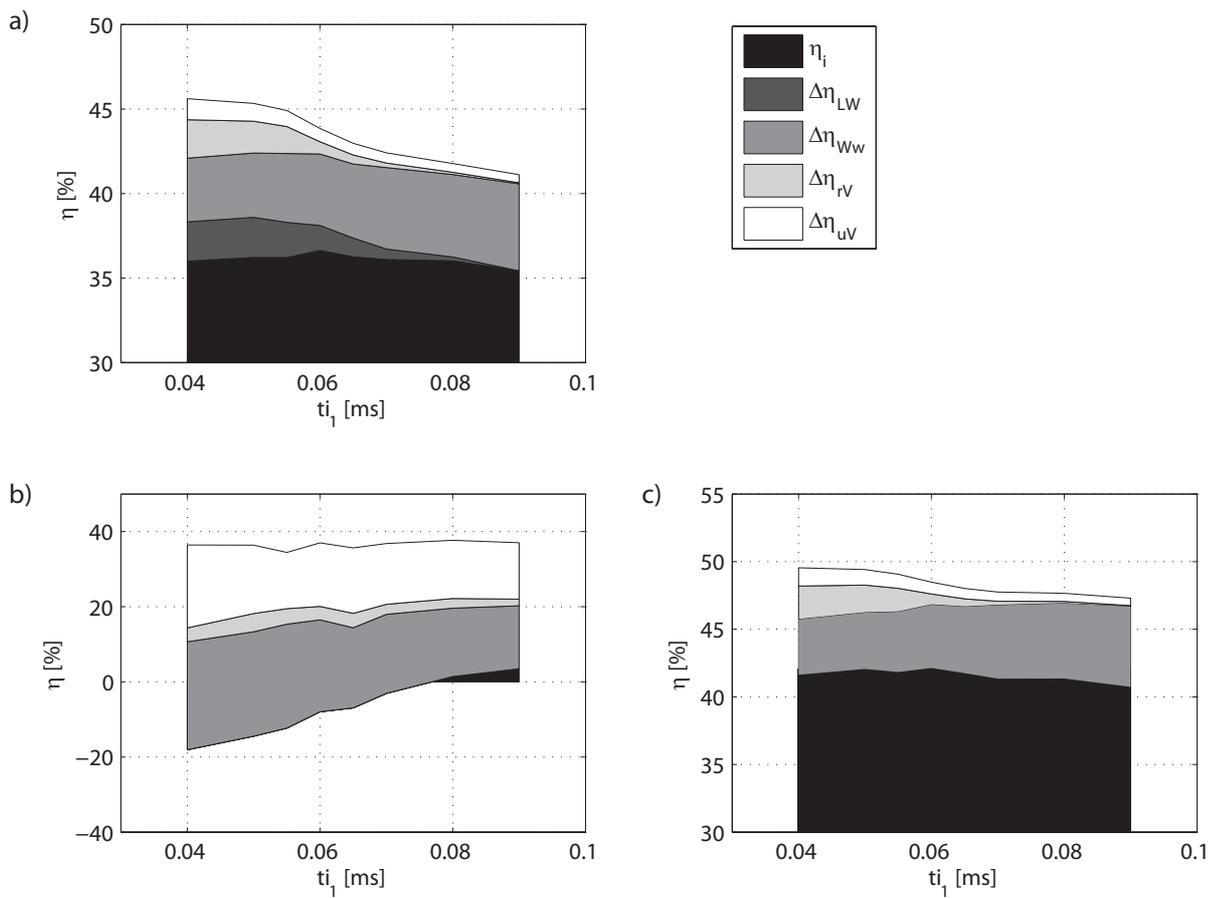


Abbildung 6.6: Verlustteilung für Doppeleinspritzung: Variation der Einspritzmenge  $ti_1$ ; a) kombinierte Verlustteilung; b) Verlustteilung der Vorverbrennung; c) Verlustteilung der Hauptverbrennung

## 6.2.4 Einfluss des ersten Einspritzzeitpunktes $SOI_1$

Als letzte Einflussgröße auf die Verbrennung soll hier der Einspritzzeitpunkt näher betrachtet werden. Abb. 6.7 zeigt eine Variation von  $SOI_1$  in einem Bereich von  $380 - 420^\circ KW$  v. ZOT. Es zeigt sich, dass ein früher Einspritzzeitpunkt erwartungsgemäß eine Verschiebung der Verbrennung in Richtung ZOT verursacht. Dadurch verkürzt sich die Brenndauer, was einen Anstieg des Druckgradienten bewirkt. Die Ladungswechselarbeit nimmt für frühere Einspritzzeitpunkte ab, was bedeutet, dass mehr Kraftstoff in der Vorverbrennung umgesetzt wird. Dies zeigt sich auch an den Emissionen: je früher die Einspritzung erfolgt, umso besser wird der Kraftstoff umgesetzt, und es entstehen weniger unverbrannte oder unvollständig umgesetzte Komponenten. Durch die geringere Füllung - in Abb. 6.8 a) aufgrund der Abnahme des vollkommenen Wirkungsgrades ersichtlich - nimmt der indizierte Wirkungsgrad ab. Abb. 6.8 c) zeigt die einzelnen Verluste der Hauptverbrennung. Es ist deutlich erkennbar, dass durch die erste Einspritzung und die Vorverbrennung kein signifikanter Einfluss auf die Verluste der Hauptverbrennung genommen wird.

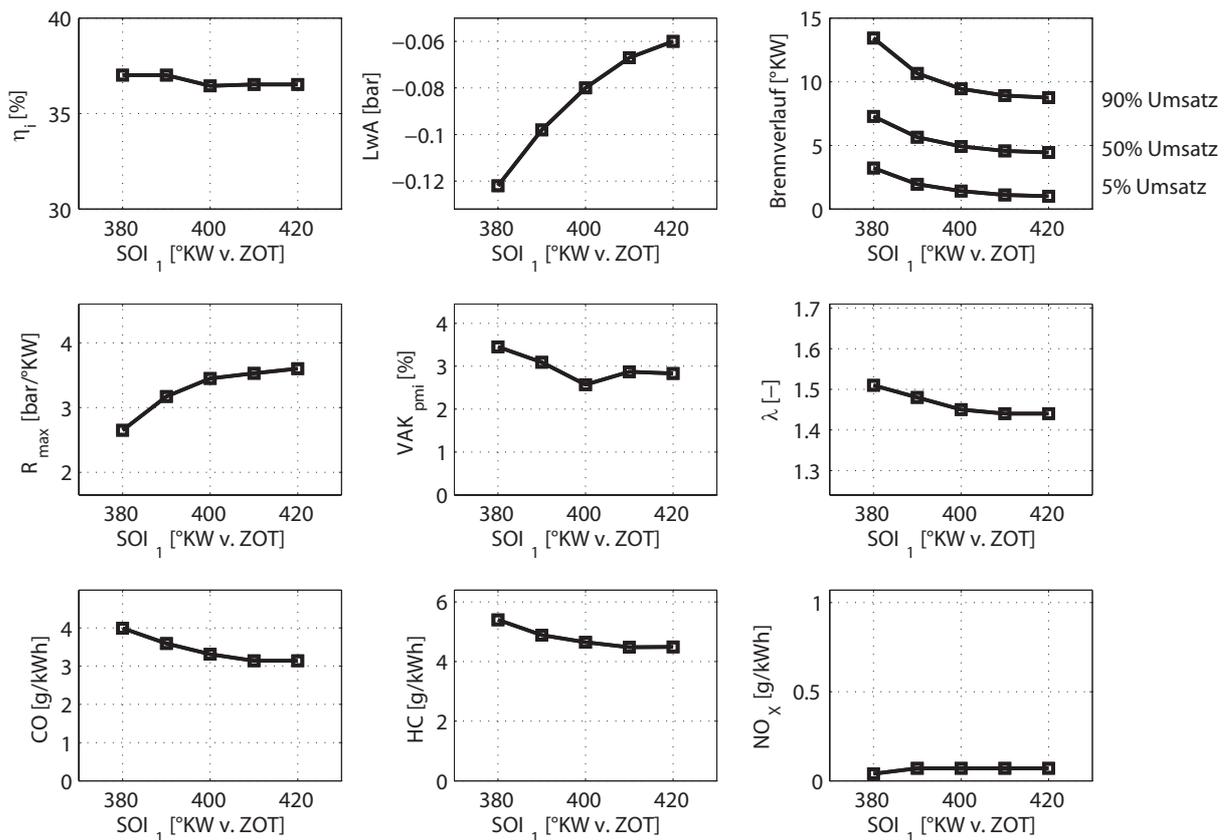


Abbildung 6.7: Variation des Einspritzzeitpunktes  $SOI_1$  bei  $n = 2000 \text{ min}^{-1}$ ,  $p_{mi} = 2,7 \text{ bar}$

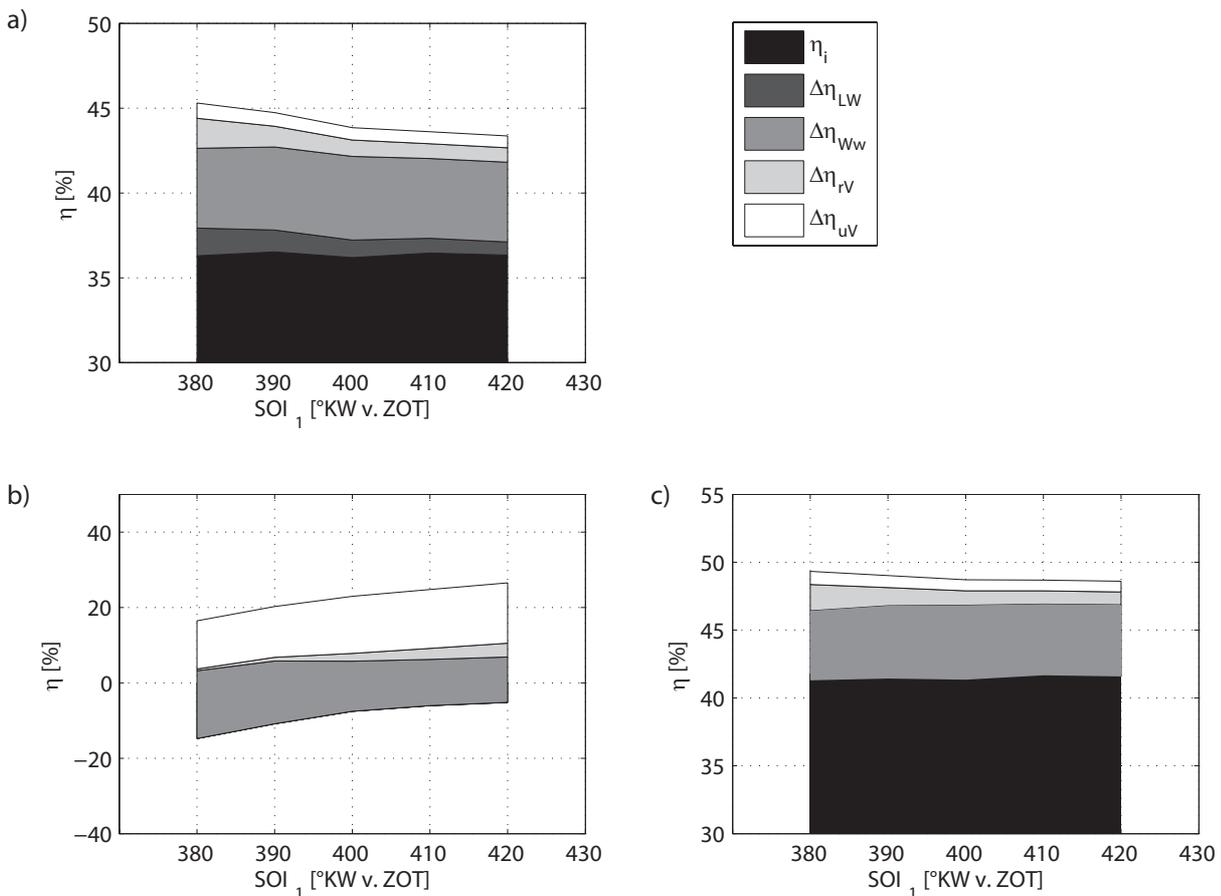


Abbildung 6.8: Verlustteilung für Doppelspritzung: Variation des Einspritzzeitpunktes  $SOI_1$ ; a) kombinierte Verlustteilung; b) Verlustteilung der Vorverbrennung; c) Verlustteilung der Hauptverbrennung

### 6.2.5 Einfluss des zweiten Einspritzzeitpunktes $SOI_2$

Der Einfluss der zweiten Einspritzung ist in Abb. 6.9 dargestellt. An den Druckerhöhungsgeschwindigkeiten und am Brennverlauf ist bereits erkennbar, dass dieser Teil der Einspritzmenge - trotz seines größeren Anteils an der Gesamtmenge - nur einen nachgeordneten Einfluss auf den Ablauf der Hauptverbrennung hat. Der Variationskoeffizient  $VAK_{pmi}$  zeigt für frühe Einspritzzeitpunkte eine Stabilisierung der Verbrennung, was auf die bessere Durchmischung des Luft-Kraftstoff-Gemisches zurückzuführen ist. Sehr späte Einspritzzeitpunkte führen hingegen zu einer Verschlechterung der Verbrennung. Dies kann an den erhöhten  $CO$ -Emissionen und dem sich verschlechternden Variationskoeffizienten abgelesen werden. Die Auswertung der einzelnen Verlustarten ist in Abb. 6.10 dargestellt. Der geringe Einfluss des Einspritzzeitpunktes ( $SOI_2$ ) wird hier erneut bestätigt, da die Einzelverluste für keine der beiden Teilverbrennungen einen deutlichen Einfluss von  $SOI_2$  zeigen. Es entsteht zwar ein schwach ausgeprägtes Optimum des indizierten Wirkungsgrades bei  $SOI_2 = 160 - 220^\circ KW$  v.  $ZOT$  (Abb. 6.10 a)), dieses fällt jedoch weit weniger deutlich aus als bei den zuvor diskutierten Parametern.

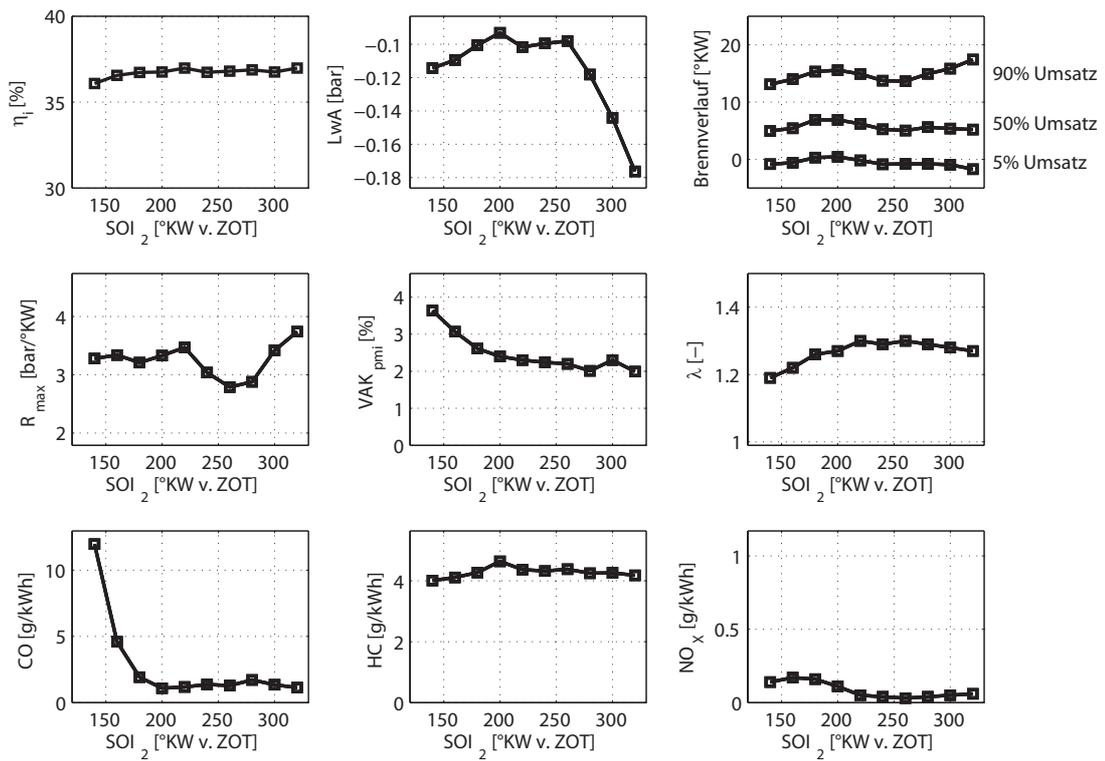


Abbildung 6.9: Variation des Einspritzzeitpunktes  $SOI_2$  bei  $n = 2000 \text{ min}^{-1}$ ,  $p_{mi} = 2,7 \text{ bar}$

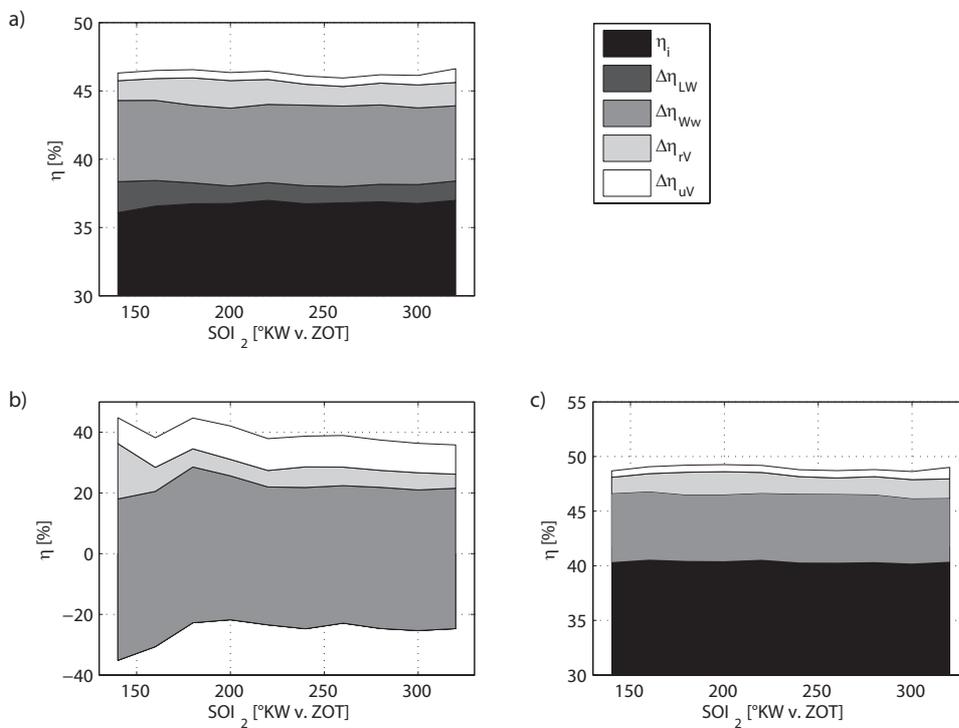


Abbildung 6.10: Verlustteilung für Doppelspritzung: Variation des Einspritzzeitpunktes  $SOI_2$ ; a) kombinierte Verlustteilung; b) Verlustteilung der Vorverbrennung; c) Verlustteilung der Hauptverbrennung

### 6.3 Ergebnisse der optischen Untersuchungen

Für die detaillierte Analyse und Erfassung der Flammenstrahlung wurde der in Abb. 6.11 dargestellte Versuchsaufbau an einem optisch zugänglichen Motor benutzt. Durch ein Fenster im Kolbenboden wird die Verbrennungsstrahlung über einen Spiegel und eine anschließende Fokussierlinse gebündelt und trifft schließlich auf einen Spektrographen. Das einfallende Licht wird hier wellenlängenselektiv auf einem CCD-Chip abgebildet. Die Kalibrierung des Systems erfolgt mit einer Quecksilberdampfampe, deren Emissionslinien genau bekannt sind. So kann jeder Pixelspalte auf dem CCD-Chip eine bestimmte Wellenlänge zugeordnet werden. Dabei kann jeder Pixel einen Intensitätswert zwischen 0 und 255 annehmen. Durch die Aufsummierung der Pixelwerte für jede Wellenlänge erhält man ein Intensitätsdiagramm.

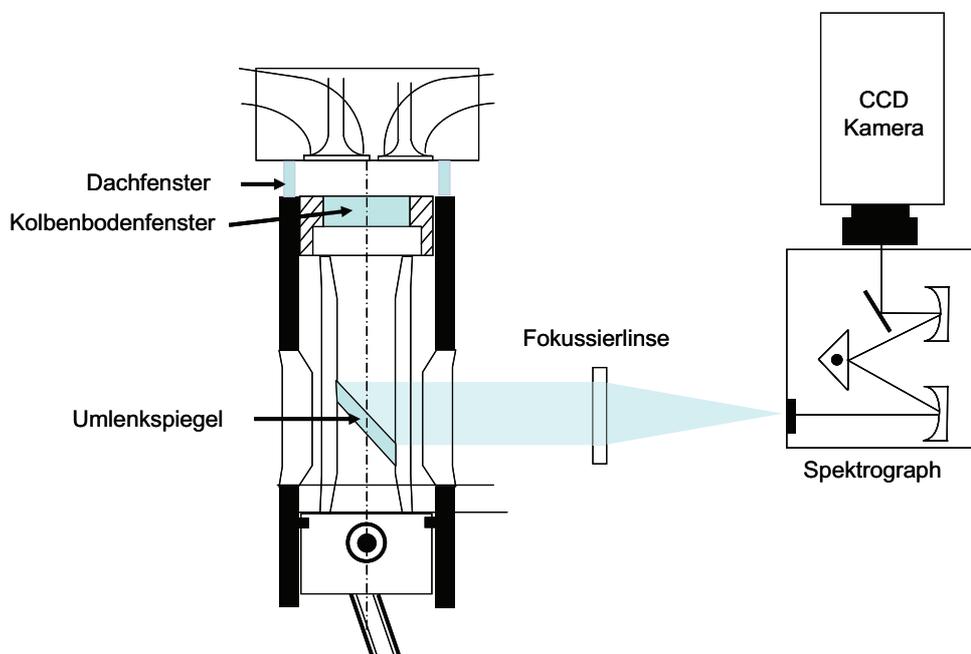


Abbildung 6.11: Schematische Darstellung des Prüfstandaufbaus für eine Flammenemissionsspektroskopie

#### 6.3.1 Charakterisierung der Verbrennung

Eine vorgemischte ottomotorische Verbrennung zeichnet sich durch eine blau-leuchtende Flamme aus. Das Flammenspektrum kann mit einem Gitterspektrographen in die einzelnen Wellenlängen aufgespalten werden. Daraus können die in der Flammenfront auftretenden Radikale zu verschiedenen  $^{\circ}KW$  dargestellt werden. In Abb. 6.12 ist ein Flammenemissionsspektrum für eine konventionelle ottomotorische Verbrennung bei einer Drehzahl von  $n = 2000 \text{ min}^{-1}$  und dem indizierten Mitteldruck  $p_{mi} = 2,0 \text{ bar}$  dargestellt. Die typischen auftretenden Radikale sind  $OH^*$ ,  $CH^*$  sowie  $C_2^*$ . Der breite Untergrund zwischen  $250$  bis  $650 \text{ nm}$  tritt aufgrund

der  $C_2$ -Kontinuumsstrahlung auf. In Tabelle 6.2 sind die charakteristischen Emissionswellenlängen zusammengefasst. Die Radikale  $OH^*$ ,  $CH^*$  sowie  $C_2^*$  gelten als wichtige Indikatoren

Spezies	Wellenlängenbereich
$OH^*$	302 – 322 nm
$CH^*$	420 – 440 nm
$C_2^*$	508 – 522 nm
$H_2O$	585 – 597 nm

Tabelle 6.2: Wellenlängenbereiche verschiedener bei einer Verbrennung vorkommenden Spezies [24]

zur Detektion einer Entflammung beziehungsweise der Flammenfront. Sie entstehen während der Oxidation langkettiger Moleküle und treten dabei im Wesentlichen im Bereich der Flammenfront auf, woraus eine enge Verknüpfung mit der momentan umgesetzten Kraftstoffmenge hergeleitet werden kann [24]. Dabei führen folgende Reaktionsgleichungen zur Bildung dieser Moleküle:



In Abb. 6.13 sind für eine konventionelle sowie für eine HCCI-Verbrennung die Emissionsverläufe der vier Radikale  $OH^*$ ,  $CH^*$ ,  $C_2^*$  sowie des Moleküls  $H_2O$  als Produktspezies über  $^\circ KW$  aufgetragen.

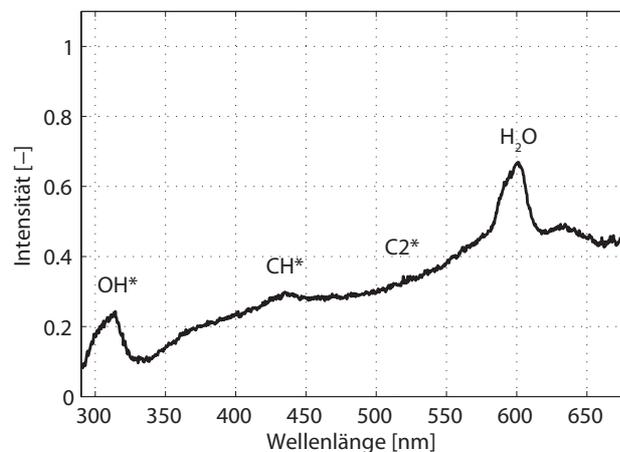


Abbildung 6.12: Flammenemissionsspektrum für eine konventionelle ottomotorische Verbrennung bei einer Drehzahl von  $n = 2000 \text{ min}^{-1}$  und dem indizierten Mitteldruck  $p_{mi} = 2,0 \text{ bar}$

Die Intensität wurde dabei für eine bessere Vergleichbarkeit der Verläufe auf den Maximalwert 1 skaliert. Die konventionelle Verbrennung zeigt dabei für alle vier Moleküle einen langsamen Anstieg. Die Emissionsstrahlung verläuft relativ flach und der Abfall dauert bis  $40^\circ \text{KW n. ZOT}$ . Im Gegensatz dazu ist bei der HCCI-Verbrennung ein sehr schneller Anstieg der Emissionsstrahlung zu erkennen. Die Spitze liegt deutlich früher als bei der konventionellen Verbrennung und der Signalabfall verläuft deutlich schneller. In beiden Fällen korreliert der Verlauf mit der Umsatzreaktion der Verbrennung. Eine weitere Eigenschaft der HCCI-Verbrennung zeigt sich in den Verläufen der langwelligen Strahlung, wie z.B.  $\text{C}_2^*$  und  $\text{H}_2\text{O}$ . Während die konventionelle Verbrennung gegen Ende einen typischen Anstieg in der Intensität erfährt, liegen die Werte für eine HCCI-Verbrennung deutlich niedriger. Dies bestätigt die reaktionskinetischen sowie thermodynamischen Zusammenhänge einer thermischen Explosion, wie sie bei einer HCCI-Verbrennung vorliegt. Die sehr schnelle Umsetzung und die niedrigen Temperaturen verhindern eine langwellige Rußstrahlung. Bei einer konventionellen Verbrennung hingegen entstehen durch die Flammenfront sehr hohe Temperaturen, welche zu hoher Rußbildung führen und damit die Kontinuumsstrahlung erheblich beeinflusst.

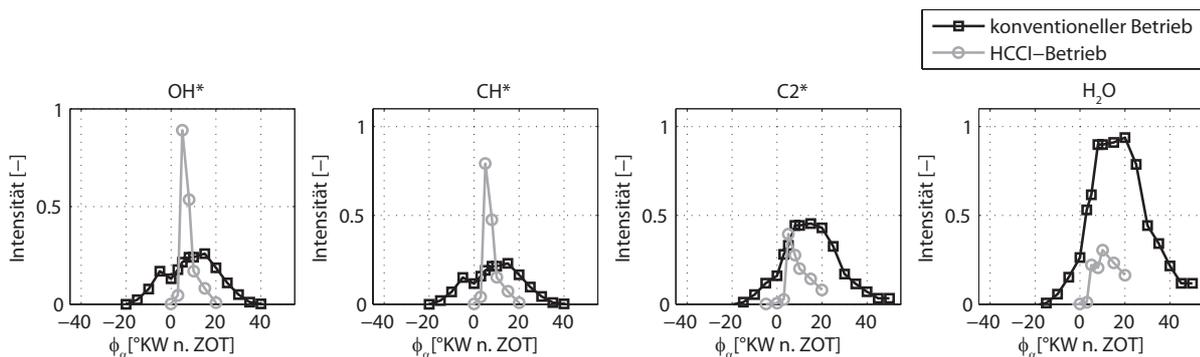


Abbildung 6.13: Emissionsverläufe von  $\text{OH}^*$ ,  $\text{CH}^*$ ,  $\text{C}_2^*$  und  $\text{H}_2\text{O}$  für eine konventionelle sowie für eine HCCI-Verbrennung über  $^\circ \text{KW}$

Abb. 6.14 zeigt einen Vergleich zwischen einer HCCI-Verbrennung mit und ohne Fremdzündung. In den einzelnen Diagrammen ist der Verlauf von  $-5^\circ \text{KW n. ZOT}$  bis  $20^\circ \text{KW n. ZOT}$  zu sehen. Auf den Brennverlauf und den Wirkungsgrad hat die Zündung, wie bereits in Abschnitt 4.1.4 gezeigt, für diesen Betriebspunkt keine signifikanten Auswirkungen. Allerdings verläuft die chemische Reaktionskinetik über der Zeit, wie anhand dieser Diagramme zu sehen ist, nicht identisch. Zwischen  $5^\circ \text{KW v. ZOT}$  und  $3^\circ \text{KW n. ZOT}$  ist die Emissionsstrahlung für den Betriebspunkt mit Zündung im gesamten Wellenlängenbereich deutlich höher. Es werden bereits zu diesem Zeitpunkt erste Radikale gebildet, die jedoch nicht für eine vollständige Entflammung des Gemisches ausreichen. Ohne Zündung sind während der gesamten Brenndauer kaum einzelne Radikale zu erkennen. Dies liegt daran, dass hier keine typische Flammenfront

entsteht, der Umsatz erfolgt nahezu gleichzeitig im gesamten Brennraum. Durch die Zündung entsteht eine Mischung zwischen Flammenfrontverbrennung und Explosion. Dadurch werden die einzelnen Radikale sichtbar. Ab  $3^\circ KW$  *n.ZOT* ergibt sich durch die Zündung ein deutlich höherer Anteil an langwelliger Strahlung, verursacht durch  $H_2O$ . Dieser Anstieg ist bei der Variante ohne Zündung erst ab  $10^\circ KW$  *n.ZOT* zu erkennen.

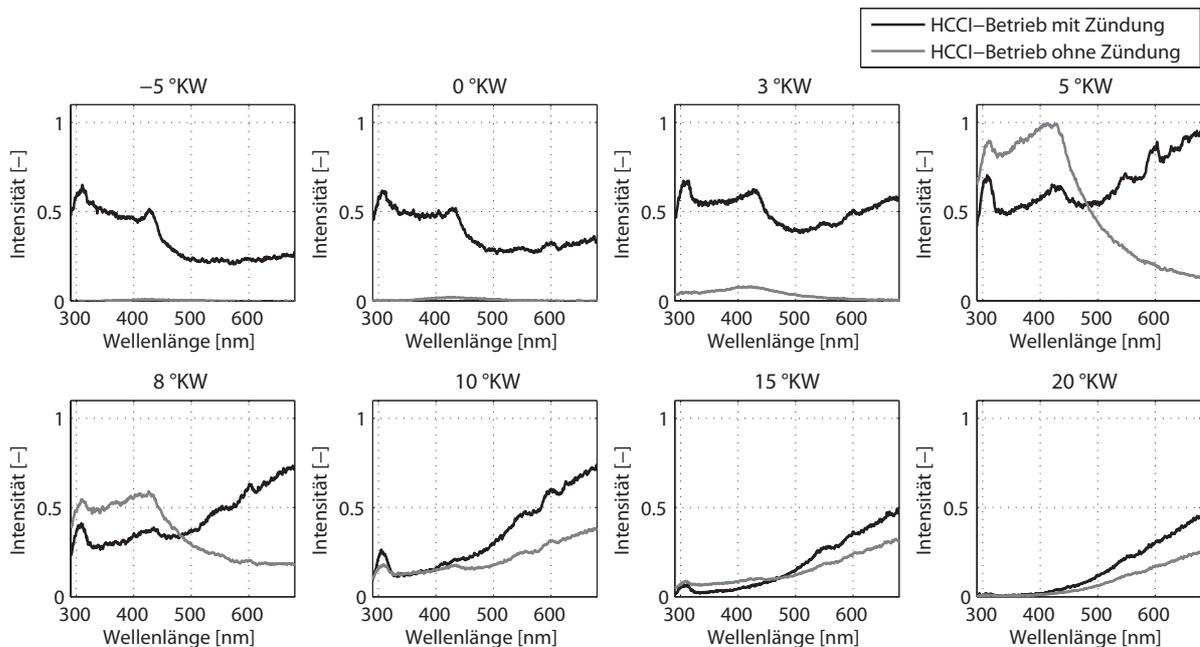


Abbildung 6.14: Flammenemissionsspektrum einer HCCI-Verbrennung mit und ohne Zündung

### 6.3.2 Einfluss der Zündung in der Zwischenkompression

In einem nächsten Schritt wurde versucht, die Verbrennungsstrahlung in der Zwischenkompression einer HCCI-Verbrennung zu erfassen. Durch eine Pileinspritzung vor LOT wird eine geringe Menge an Kraftstoff durch das heiße zurückbehaltene Restgas mit dem vorhandenen Restsauerstoff zur Entflammung gebracht. Als erstes wurde bei identischen Applikationsparametern der Einfluss einer externen Zündung untersucht. Abb. 6.15 zeigt die Ergebnisse der Chemilumineszenzaufnahmen. Der Vergleich zeigt, dass durch die Zündung (untere Reihe) die Entflammung etwas früher beginnt. Die Intensität in den nachfolgenden Bildern ist jedoch für beide Messreihen identisch. Dies wird auch durch den Brennverlauf bestätigt. Auch im indizierten Wirkungsgrad und den Emissionen sind zwischen den beiden Messpunkten keine nennenswerten Unterschiede zu erkennen. Abb. 6.16 zeigt die Ergebnisse der Emissionsspektroskopie für die beiden diskutierten Messpunkte. Hier ist der Einfluss der Zündung anhand der vorhandenen Emissionsstrahlung zwischen  $400^\circ KW$  *v.ZOT* bis  $370^\circ KW$  *v.ZOT* zu sehen. Im weiteren Verlauf sind jedoch nur geringe Unterschiede zwischen den beiden Varianten zu erkennen.

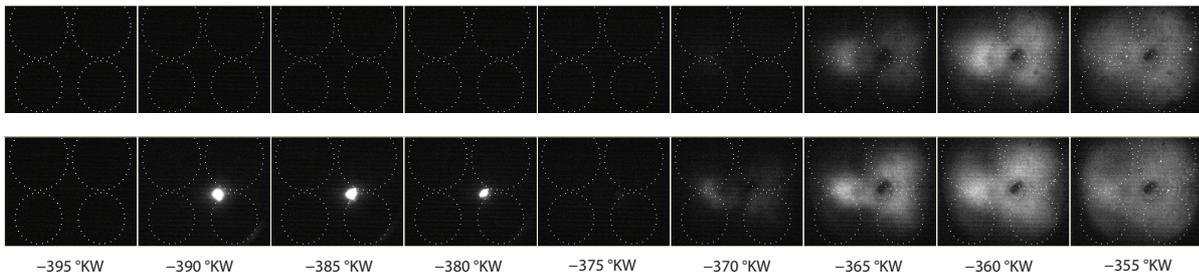


Abbildung 6.15: Chemilumineszenzaufnahmen einer HCCI-Verbrennung mit Zündung (untere Reihe) und ohne Zündung (obere Reihe)

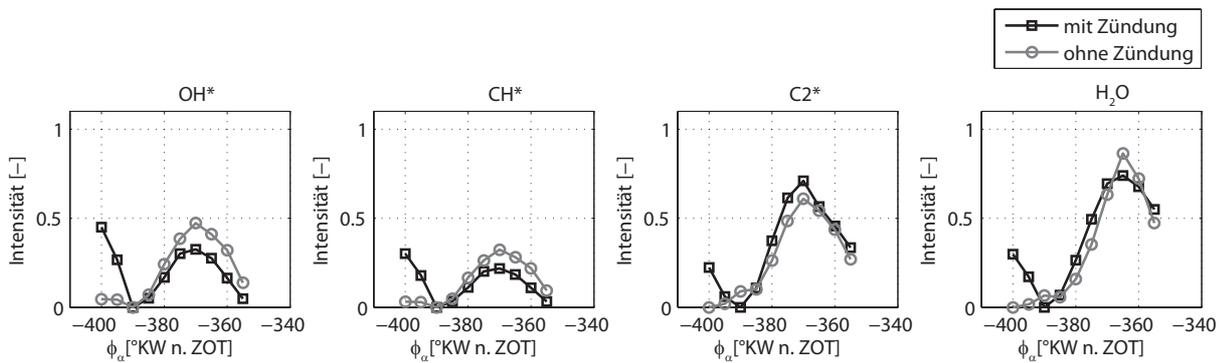


Abbildung 6.16: Emissionsverläufe von  $OH^*$ ,  $CH^*$ ,  $C_2^*$  und  $H_2O$  für eine HCCI-Verbrennung mit und ohne Zündung in  $^{\circ}KW$

### 6.3.3 Einfluss des Einspritzzeitpunktes in der Zwischenkompression

In Abb. 6.17 wird der Einfluss des Einspritzzeitpunktes vor der Zwischenkompression dargestellt. Die Verbrennung in der Zwischenkompression setzt dabei für ein  $SOI_1 = 370^{\circ}KW$  v.  $ZOT$  (untere Reihe) später ein als bei  $SOI_1 = 400^{\circ}KW$  v.  $ZOT$  (obere Reihe). Innerhalb kürzester Zeit steigt für den späteren Einspritzzeitpunkt die Intensität an und erreicht ein deutlich höheres Niveau. Die Emissionsspektren der vier wichtigsten Moleküle in Abb. 6.18 zeigen für den zweiten Fall, dass es sich bei der höheren Intensität vor allem um langwellige Strahlung handelt. Die Spitze in der Intensität der Moleküle  $C_2^*$  sowie  $H_2O$  liegt um  $10^{\circ}KW$  nach spät verschoben und erreicht ein deutlich höheres Maximum als bei einer frühen Einspritzung. Die kurzwellige Strahlung bleibt hingegen für den zweiten Fall praktisch unsichtbar.

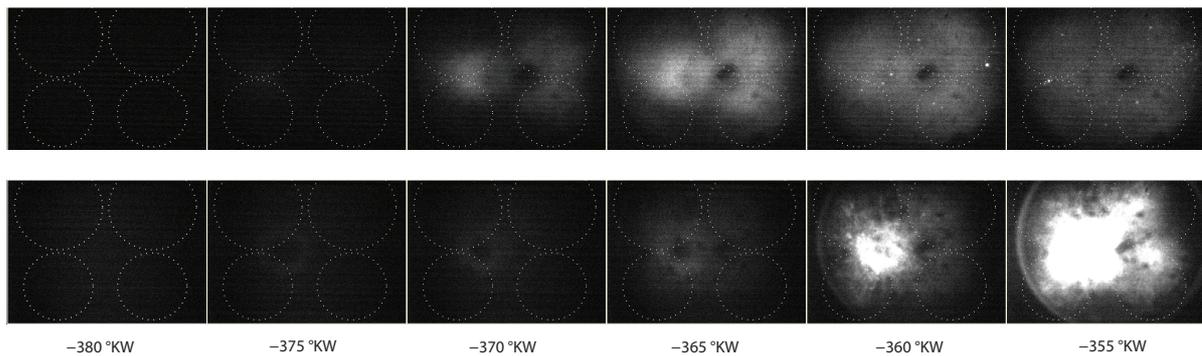


Abbildung 6.17: Chemilumineszenzaufnahmen einer HCCI-Verbrennung in der Zwischenkompression mit einem  $SOI_1 = 400^\circ KW$  v. ZOT (obere Reihe) und einem  $SOI_1 = 370^\circ KW$  v. ZOT (untere Reihe)

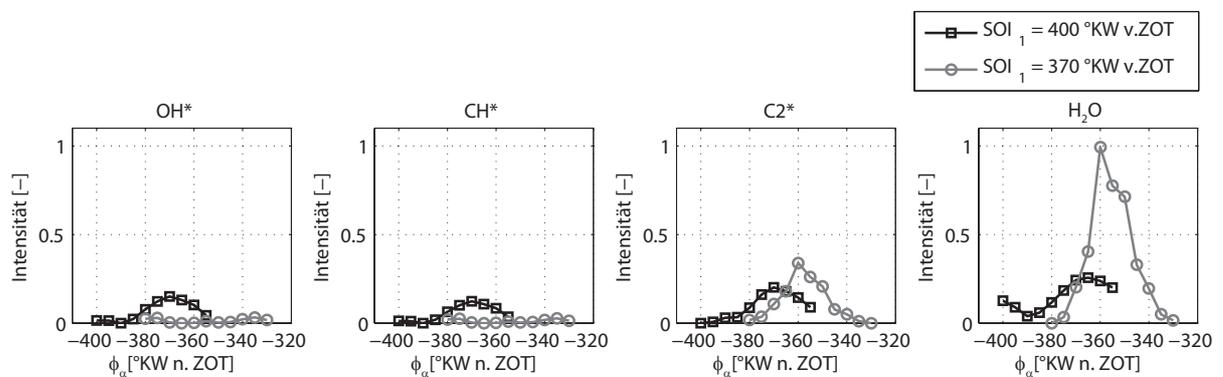


Abbildung 6.18: Emissionsverläufe von  $OH^*$ ,  $CH^*$ ,  $C_2^*$  und  $H_2O$  für eine HCCI-Verbrennung in der Zwischenkompression mit einem  $SOI_1 = 400^\circ KW$  v. ZOT und einem  $SOI_1 = 370^\circ KW$  v. ZOT

## 6.4 Fazit

In den vorangehenden Abschnitten wurde aufgezeigt, wie mit Hilfe von experimentellen Daten sowie einer Ladungswechsel- und Prozessrechnung eine detaillierte Analyse einer Verbrennung mit einem zusätzlichen Umsatz in der Zwischenkompression durchgeführt werden kann. Es wurden dabei die Einflüsse der drei Parameter  $ti_1$ , RG-Anteil und SOI näher untersucht, um deren Einfluss auf die Vor- und die Hauptverbrennung zu analysieren. Den größten Einfluss auf die beiden Teil-Umsätze hat dabei eine Variation der Einspritzmenge  $ti_1$ . Die Schwerpunktlage kann um mehr als  $10^\circ KW$  verschoben werden, was eine Möglichkeit zur Beeinflussung des maximalen Druckgradienten eröffnet. Eine Variation des Einspritzzeitpunktes stellt ebenfalls eine wirksame Strategie dar, um die Schwerpunktlage und damit die Verbrennung zu beeinflussen. Es zeigt sich jedoch, dass im Vergleich zu einer HCCI-Verbrennung mit Einfacheinspritzung die Ladungsmasse aufgrund der erhöhten Temperatur im Brennraum deutlich reduziert wird. Dadurch sinkt der vollkommene Wirkungsgrad. Durch die insgesamt kleineren Teilverluste kann dies jedoch wieder ausgeglichen werden, so dass der indizierte Wirkungsgrad mit

einer zusätzlichen Verbrennung in der Zwischenkompression letztendlich gleich oder nur geringfügig schlechter ausfällt. Die Hauptverbrennung kann ebenfalls sehr wirksam durch eine Variation der oben genannten Parameter beeinflusst werden. Je mehr Kraftstoff jedoch in der Zwischenkompression umgesetzt wird, umso kleiner werden die Kontrollmöglichkeiten in der Hauptverbrennung. Mit Hilfe einer Ladungswechselrechnung und Prozessanalyse wurde eine Methode geschaffen, um die Vor- und Hauptverbrennung detailliert und getrennt voneinander zu analysieren und deren Auswirkungen auf ein HCCI-Brennverfahren zu verstehen.

## Kapitel 7

### Zusammenfassung und Ausblick

Das HCCI-Brennverfahren stellt ein innovatives Konzept dar, welches zukünftige Emissions- und Verbrauchsvorschriften erfüllt und dabei auf beiden Feldern Vorteile gegenüber konventionellen Verfahren verspricht. Insbesondere für Niedrigstemissionskonzepte stellt das HCCI-Brennverfahren einen viel versprechenden Ansatz dar. Aufgrund der sehr niedrigen Verbrennungstemperaturen im HCCI-Betrieb, die zu einer verringerten Stickoxidbildung führen, kann in weiten Kennfeldbereichen auf eine  $NO_x$ -Abgasnachbehandlung vollständig verzichtet werden. Dies ermöglicht trotz leicht magerem Betrieb den Verzicht auf eine aufwändige magere Abgasnachbehandlung bei gleichzeitig hohem Potenzial für niedrigste Schadstoffemissionen und verringerten Kraftstoffverbrauch. Eine Umsetzung dieses Brennverfahrens bedingt jedoch eine gezielte Steuerung aller verbrauchsrelevanten Parameter, um die Vorteile dieses Konzepts in vollem Umfang ausschöpfen zu können.

In der vorliegenden Arbeit werden Untersuchungen an einem Einzylinder-Forschungsmotor vorgestellt. Der Fokus der Untersuchungen lag dabei in der Ausweitung des HCCI-Kennfeldbereichs. In einem ersten Schritt wurden die höheren Lastbereiche detailliert untersucht und Methoden dargestellt, um einen HCCI-Betrieb bis zu einem mittleren indizierten Druck von  $p_{mi} = 7 \text{ bar}$  unter Beibehaltung niedriger Druckgradienten darzustellen. In einem zweiten Schritt wurden veränderte Randbedingungen, wie sie bei einem aufgeladenen Basisaggregat auftreten, detailliert untersucht. Dabei lag der Fokus in den für einen Ottomotoren mit Turboaufladung typischen Ladungsbewegungsmaßnahmen. Dazu wurden Drall- und Tumblebewegungen generiert und dessen Einflüsse auf das HCCI-Brennverfahren bewertet.

Abb. 7.1 veranschaulicht das Vorgehen. Durch den Einsatz von Ladungsbewegung kann zwar das HCCI-Kennfeld deutlich in Richtung höherer Lasten erweitert werden, allerdings ist der Betrieb für niedrige Lasten und Drehzahlen nur schwer darstellbar. Die Temperaturen im Brennraum werden soweit gesenkt, dass eine erfolgreiche Selbstzündung nicht immer gewährleistet werden kann. Es wurde deshalb eine Strategie mit Doppeleinspritzung erarbeitet, mit der es möglich wird, auch diese kritischen Betriebspunkte stabil umzusetzen. Als Ausgangspunkt für die eben dargestellten Strategien werden in Kapitel 4 verschiedene Einflussparameter aufgezeigt, mit denen das HCCI-Brennverfahren gezielt gesteuert werden kann. Die brennrauminter-



Abbildung 7.1: Strategien zur Erweiterung des HCCI-Betriebsbereichs

nen Größen Füllung, Druck und Temperatur können dabei durch entsprechend gewählte Ventilsteuerzeiten variiert werden. Über die variable Ansteuerung der Einlassventile wird eine optimale Füllung erreicht. Hierdurch erhöht sich der Druck zu Kompressionsende, wodurch eine geringere interne Restgasrate für eine erfolgreiche Entflammung des Gemisches erforderlich ist. Die mit der stärkeren Abmagerung und der größeren Ladungsmenge verbundenen verbesserten Stoffeigenschaften ermöglichen so eine Wirkungsgradsteigerung.

Die Temperatur und damit auch der Druck im Brennraum können über verschiedene Parameter beeinflusst werden. Dabei stellt die Variation des internen Restgasgehaltes den größten Stellhebel dar. Aber auch die Kühlmitteltemperatur ist von entscheidender Bedeutung für einen stabilen HCCI-Betrieb.

Über das Verdichtungsverhältnis lassen sich direkt der Kompressionsenddruck und damit die Temperatur zum Zündzeitpunkt beeinflussen. Zusätzlich kann der Wirkungsgrad durch ein höheres Verdichtungsverhältnis gesteigert werden. Wird dieses jedoch zu hoch gewählt, steigt die Klopfgefahr für höhere Lastpunkte sowie für die Volllast. Bei der Wahl muss deshalb ein Kompromiss gefunden werden zwischen Effizienz und dem darzustellenden Kennfeldbereich.

Während für Lasten bis  $p_{mi} = 2,7 \text{ bar}$  eine externe Zündquelle keine Auswirkungen auf den Verbrennungsablauf zeigt, gewinnt eine zusätzliche Fremdzündung für höher werdende Lasten immer mehr an Einfluss. Durch die sinkende Restgasmenge im Brennraum für steigende Lasten wird ein Zündfunke ab  $p_{mi} = 5 \text{ bar}$  sogar zwingend erforderlich für eine erfolgreiche Entflammung des Gemisches bei gleichzeitig akzeptablen Druckanstiegswerten.

Als wichtigste Parameter zur Kontrolle und Steuerung des HCCI-Brennverfahrens erweisen sich der Einspritzzeitpunkt sowie der Zeitpunkt „Auslassventil schließt“. Durch eine sehr frühe Einspritzung in die Zwischenkompression werden Vorreaktionen begünstigt, wodurch sich der Zündverzug verkürzt und eine erfolgreiche Selbstzündung begünstigt wird. Mit dieser Strategie lassen sich sehr niedrige Lasten im HCCI-Betrieb realisieren. Für höhere Lastpunkte kann über späte Einspritzzeitpunkte die Entflammung verzögert werden, was eine Absenkung der Druckgradienten zur Folge hat. Die Steuerung des internen Restgasgehaltes über die Auslassventilsteuerzeiten unterstützt diese Strategie. Je weniger Restgas im Zylinder verbleibt, umso später erfolgt eine Entflammung des Gemisches, was den Druckgradienten bei höheren Last-

punkten zugutekommt.

Ab einer bestimmten Last können jedoch allein über die durch die beiden Parameter Einspritzbeginn und „Auslassventil schließt“ mögliche Spätverschiebungen der Verbrennung keine befriedigenden Ergebnisse mehr erreicht werden. Durch den erhöhten Umsatz von Kraftstoff und die dadurch steigenden Temperaturen im Brennraum kann die gesetzte Grenze für die maximalen Druckgradienten von  $3 \text{ bar}/^\circ\text{KW}$  nicht mehr eingehalten werden. In diesem Fall wird gekühltes Restgas über eine AGR-Leitung der Frischluft zugeführt. Dadurch sinkt die Temperatur im Brennraum, die Zündverzugszeit verschiebt sich in Richtung spät, und die Druckgradienten können deutlich gesenkt werden.

Die Kombination dieser Steuerstrategien ermöglicht eine Ausdehnung des HCCI-Kennfeldbereichs bis hin zu Lasten von  $p_{mi} = 7 \text{ bar}$ . Allerdings erreicht der indizierte Wirkungsgrad in diesen Bereichen aufgrund der verlangsamten Verbrennung nicht mehr seinen Bestwert. Der Vergleich zu einem konventionellen ottomotorischen Betrieb zeigt, dass dieser für hohe Lastpunkte aufgrund der günstigeren Schwerpunktlage eine höhere Effizienz besitzt.

In Kapitel 5 werden detaillierte Untersuchungen mit Ladungsbewegung durchgeführt. Insgesamt wurden vier verschiedene Varianten vorgestellt: Eine Basisvariante ohne nennenswerte Ladungsbewegung, zwei Drallvarianten mit einer Abschaltung des linken bzw. des rechten Einlassventils und eine Tumblevariante. Es zeigte sich, dass für identische Einstellungen aller Parameter die Referenzvariante die höchsten Druckgradienten aufweist. Die experimentellen Ergebnisse werden zusätzlich durch Untersuchungen an einem optisch zugänglichen Einzylindermotor sowie einer detaillierten 3D-CFD- und 0D-Reaktionskinetik-Simulation ergänzt. Die Ergebnisse der optischen Messungen zeigen dabei eine gute Übereinstimmung mit den CFD-Simulationsdaten. Durch die Kombination dieser verschiedenen Auswertemöglichkeiten kann die räumliche Verteilung von Luft, Kraftstoff und Restgas im Zylinder dargestellt und analysiert werden. Drei eingeführte Schichtungskennzahlen für den Restgasanteil, das Luft-Kraftstoffverhältnis und die Temperatur unterstützen dabei die Bewertung und den Vergleich zwischen simulierten und gemessenen Daten. So zeigt die Verteilung des Restgases der Referenzvariante im Vergleich zu den Varianten mit Ladungsbewegung eine sehr inhomogene Verteilung. Es kann somit eine Korrelation zwischen der Schichtung von Restgas und dem Druckgradienten gefunden werden. In einem weiteren Schritt wird ausgehend von einem modellierten Messpunkt die Auswirkung einer synthetischen Schichtung im Brennraum analysiert. Verschiedene Abgleichrechnungen ergaben, dass eine Einteilung des Brennraums in 20 Zonen zu einem guten Kompromiss zwischen Genauigkeit und Rechenaufwand führt. Die Zonen wurden hierbei aufsteigend nach Restgasanteil sortiert. Bedingt durch die Strategie der Abgasrückhaltung sind dadurch die höchsten Temperaturen in den Bereichen mit den höchsten Restgasraten zu finden. In einem ersten Schritt wurde das Luft-Kraftstoffverhältnis unterschiedlich auf die 20 Zonen aufgeteilt. Die homogene Verteilung diente als Basis, danach wurde zum einen mehr Kraftstoff in die heißen Zonen und zum anderen mehr Kraftstoff in die kälteren Zonen verschoben. So ist

der Zündverzug für die Variante mit dem größten Kraftstoffanteil in der heißesten Zone am kürzesten und für die Verteilung mit dem kleinsten Kraftstoffanteil in der heißesten Zone am längsten. Auf den maximalen Druckgradienten haben die unterschiedlichen Schichtungen jedoch nur einen geringfügigen Einfluss. Den größten Druckgradienten weist die Variante mit dem längsten Zündverzug auf. In diesem Fall zünden die heißen, restgasreichen Zonen durch den geringen Kraftstoffanteil später, wohingegen die kälteren Zonen mit einem hohen Kraftstoffanteil früher zünden. Dies bewirkt einen Umsatz innerhalb eines wesentlich engeren Zeitbereiches.

Für die synthetische Verteilung von Restgas wurde erneut eine homogene Variante als Basis gewählt. Diese besitzt den kürzesten Zündverzug und auch die niedrigste Druckanstiegsgeschwindigkeit. Je stärker das Restgas im Brennraum geschichtet wird, umso steiler werden die Druckgradienten. Dabei kann eine Erhöhung des Zündverzugs in restgasreichen (gemischarmen) Zonen beobachtet werden. Die restgasärmeren (gemischreicheren) Zonen erfahren dagegen durch den geringeren Restgasanteil eine Verkürzung des Zündverzugs. Dies führt in Summe zu einer nahezu gleichzeitigen Zündung aller Zonen in einem sehr engen Zeitbereich, wodurch es zu einem Anstieg des Druckgradienten kommt.

Die Variation der Temperatur weist den größten Hebel auf, um den Zündverzug und die Druckgradienten zu beeinflussen. Die der Zündung und Verbrennung zugrunde liegenden chemischen Elementarreaktionen sind bezüglich der Reaktionsgeschwindigkeit stark temperaturabhängig. Eine in der Simulation aufgeprägte homogene Temperaturverteilung führt deshalb zu einem annähernd gleichzeitigen Umsatz und somit zu den größten Druckgradienten im Brennraum.

In Kapitel 6 wird schließlich der Einfluss einer Doppeleinspritzung - mit einer Voreinspritzung in die Zwischenkompression und einer Haupteinspritzung im Ansaugtakt - detailliert untersucht. Durch eine Variation des Zeitpunktes und der Menge der ersten Einspritzung ist es möglich, einen exothermen Umsatz in der Zwischenkompression darzustellen. Zur weitergehenden Analyse wurde im Rahmen der vorliegenden Arbeit ein bestehendes Tool zur Druckverlaufsanalyse mit 1-D-Ladungswechselrechnung weiterentwickelt, um die Verbrennung und den daraus resultierenden Brennverlauf in der Zwischenkompression darstellen und analysieren zu können. Zusätzlich wurden an einem optisch zugänglichen Einzylinder-Forschungsmotor Chemilumineszenz-Messungen durchgeführt sowie die Intensität der Verbrennung anhand von Lichtemissionsspektroskopie ermittelt.

Als erste Erkenntnis aus der Druckverlaufsanalyse zeigt sich, dass eine Vorverbrennung einen erheblichen Effekt auf die Zylinderfüllung hat. Durch die Verbrennung in der Zwischenkompression liegt die Temperatur im Brennraum im Ladungswechsel-OT deutlich höher als mit nur einer Einspritzung. Hierdurch wird deutlich weniger Frischluft angesaugt, wodurch der vollkommene Wirkungsgrad sinkt.

Durch die erhöhte Temperatur im Brennraum verliert die gespeicherte interne Restgasmenge im Falle einer Doppeleinspritzung mit Vorverbrennung in der Zwischenkompression an Bedeutung. Der Einfluss auf die Verbrennung ist im Vergleich zu einer Einfacheinspritzung sehr

gering. Es zeigt sich sogar ab einer gewissen Restgasmenge eine Spätverschiebung der Schwerpunktlage.

Der höchste Wirkungsgrad wird sowohl für die Einfacheinspritzung als auch für die Doppelspritzung für den geringsten internen Restgasgehalt erreicht, was an der größeren Frischluftmenge im Brennraum und dem dadurch höheren vollkommenen Wirkungsgrad liegt. Eine detaillierte Analyse mit Hilfe einer vollständigen Verlustteilung zeigt zusätzlich, dass die Verluste durch den realen Verbrennungsablauf wie auch die Ladungswechselverluste mit einer Vorverbrennung deutlich reduziert werden können. Durch die geringere Ladungsmasse kann der indizierte Wirkungsgrad durch eine Vorverbrennung jedoch nicht erhöht werden, obwohl die einzelnen Verluste deutlich geringer sind. Während der Vorverbrennung werden mit zunehmendem internen Restgasgehalt die Wandwärmeverluste erhöht. Die Verluste durch unvollkommene Verbrennung nehmen hingegen ab. Durch die Erhöhung der Brennraumtemperatur, verursacht durch den höheren Restgasgehalt, wird mehr Kraftstoff in der Vorverbrennung umgesetzt. Aufgrund der steigenden Wärmeabfuhr an die Brennraumwand wird der indizierte Wirkungsgrad jedoch in der Tendenz schlechter.

Um den Einfluss der eingespritzten Kraftstoffmenge zu untersuchen, wurde die erste Einspritzung kontinuierlich vergrößert, während die Einspritzmenge der zweiten Einspritzung reduziert wurde. Die Vergrößerung der ersten Einspritzung bewirkt durch eine wesentlich kürzere Brenndauer einen Anstieg der Druckgradienten während der Hauptverbrennung. Die Ladungswechselarbeit zeigt durch die erhöhte Kraftstoffmenge der ersten Einspritzung eine verstärkte Umsetzung in der Zwischenkompression. Ab einer bestimmten Einspritzmenge resultiert sogar eine positive Ladungswechselarbeit. Die Verlustteilung zeigt zusätzlich, dass der vollkommene Wirkungsgrad sinkt, je mehr Kraftstoff in der Vorverbrennung umgesetzt wird. Die Verluste durch den realen Brennverlauf und die Ladungswechselverluste nehmen zwar ab, jedoch steigen die Wandwärmeverluste durch die erhöhte Temperatur im Brennraum. Bei der Analyse der einzelnen Verluste in der Vorverbrennung fällt auf, dass diese durch die Erhöhung der Einspritzmenge deutlich reduziert werden können.

Als letzte Einflussgröße auf die Verbrennung werden die Einspritzzeitpunkte der ersten und der zweiten Einspritzung näher untersucht. Es zeigt sich, dass ein früher erster Einspritzzeitpunkt eine Verschiebung der Verbrennung in Richtung ZOT verursacht. Dadurch verkürzt sich die Brenndauer, was einen Anstieg des Druckgradienten bewirkt. Je früher der erste Einspritzzeitpunkt liegt, umso mehr Kraftstoff kann in der Vorverbrennung umgesetzt werden, was zu einer geringeren Menge an unverbrannten und unvollständig umgesetzten Komponenten führt. Durch die erste Einspritzung und die Vorverbrennung ist jedoch kein signifikanter Einfluss auf die Hauptverbrennung erkennbar.

Der Einfluss der zweiten Einspritzung zeigt trotz seines größeren Anteils an der Gesamtmenge nur einen geringen Einfluss auf die Hauptverbrennung. Die Stabilität der Verbrennung kann durch frühe Einspritzzeitpunkte leicht verbessert werden, was auf die bessere Durchmischung

des Luft-Kraftstoff-Gemisches zurückzuführen ist. Sehr späte Einspritzzeitpunkte führen hingegen zu einer Verschlechterung der Verbrennung. Der geringe Einfluss des Einspritzzeitpunktes  $SOI_2$  kann durch eine Verlustteilung bestätigt werden, da die Einzelverluste für keine der beiden Verbrennungen einen deutlichen Einfluss zeigen.

Die größte Herausforderung, um ein HCCI-Brennverfahren erfolgreich in einem transienten Motorbetrieb umzusetzen, liegt zurzeit in der Entwicklung eines Regelungskonzepts [35, 54, 64]. Es müssen geeignete Maßnahmen für eine Umschaltung zwischen dem HCCI-Betrieb und einem konventionellen ottomotorischen Betrieb erarbeitet werden. Dabei darf der Kunde diesen Übergang nicht spüren, d.h. es darf zu keinen Sprüngen im Drehmomentverlauf kommen. Aber auch akustisch darf eine derartige Umschaltung nicht wahrnehmbar sein. Hier stellt die in Kapitel 4 gezeigte Zuschaltung von externem Restgas ein vielversprechender Ansatz dar. Durch die Absenkung der Gemischtemperaturen können die Druckgradienten soweit gesenkt werden, dass ein fließender Übergang zu einem konventionellen Betrieb ermöglicht wird. Eine weitere Herausforderung zeigte sich bei Versuchen während der Einlaufphasen am Prüfstand. Ein neuer Motor weist keine Ablagerungen aus Ruß auf der Zylinderoberfläche bzw. auf dem Kolben und Zylinderdach auf. Diese Ablagerungen werden im Laufe der Zeit aufgebaut und verändern dabei merklich die Wandwärmeübergänge. Je dicker die Ablagerungsschicht ist, umso weniger Wärme wird über die Wände abgegeben [4, 28, 39]. Dieser Effekt unterstützt und begünstigt die Selbstzündbedingungen beim HCCI-Betrieb, da zum Zündzeitpunkt eine höhere Temperatur im Brennraum vorliegt. In [28] werden je nach HCCI-Betriebspunkt verschiedene Ablagerungsdicken gemessen. Während im Leerlaufbetrieb eine Dicke von bis zu  $30\ \mu\text{m}$  gemessen wurden, reduziert sich diese mit steigender Last bis auf  $15\ \mu\text{m}$ . Dabei konnten auch Sprünge aufgrund von sich plötzlich ablösenden Ablagerungsschichten im Wandwärmeübergang beobachtet werden. Werden für längere Zeit höhere Lastpunkte im konventionellen Betrieb gefahren, werden die Ablagerungen besonders schnell abgebaut.

Für eine Serienumsetzung stellt sich auch die Frage, ob in jedem Zylinder ein Drucksensor verbaut werden kann. Dieser muss ggf. aus Platz- oder Kostengründen stark vereinfacht werden bzw. für einen Teil der Zylinder vollständig entfallen. Aufgrund des sehr sensiblen Verhaltens auf geänderte Randbedingungen und Umwelteinflüssen erschwert dies eine Regelung zusätzlich. Nach möglichen Alternativen wird zurzeit gesucht. In [64] wird beispielsweise eine Druckmessglühkerze, wie sie bereits in Dieselmotoren eingesetzt wird, verwendet. Dabei werden neuronale Netze mit dem Signal der Druckmessglühkerze angelernet und anschließend die Druck- und Temperaturwerte im Luft- und Abgaspfad berechnet.

All diese Effekte müssen in einem Regelungskonzept berücksichtigt werden. Nur so können aktuelle und zukünftige Emissions- sowie Komfortforderungen erfolgreich umgesetzt werden. Ebenso werden im Hinblick auf die Kombination eines HCCI-Brennverfahrens mit einem aufgeladenen Motorkonzept weiterführende Untersuchungen nötig sein. Dabei gilt der Fokus insbesondere der Kombination von Doppeleinspritzung mit Ladungsbewegung. Die Auswirkungen

der einzelnen Maßnahmen wurden in dieser Arbeit bereits vorgestellt. Es ist anzunehmen, dass die durch die Ladungsbewegung verschlechterten Bedingungen durch eine Doppeleinspritzung kompensiert werden können. Allerdings können durch die schlechtere Füllung und das gesenkte Kompressionsverhältnis Wirkungsgradeinbußen hervorgehen. Diese Zusammenhänge müssen in weiterführenden Arbeiten genauer untersucht und Methoden zur Optimierung des HCCI-Betriebs unter Berücksichtigung dieser Randbedingungen entwickelt werden.



## Literaturverzeichnis

- [1] <http://www.dieselnet.com/standards/eu/ld.php>.
- [2] [http://www.uni-due.de/ivg/vg/methoden\\_laserdiag\\_lif.shtml](http://www.uni-due.de/ivg/vg/methoden_laserdiag_lif.shtml).
- [3] BABAJIMOPOULOS, A., D.N. ASSANIS, D.L. FLOWERS, S.M. ACEVES und R.P. HESSEL: *A Fully Coupled Computational Fluid Dynamics and Multi-Zone Model with Detailed Chemical Kinetics for the Simulation of Premixed Charge Compression Ignition Engines*. Int. J. Engine Research, Vol. 6:497–512, 2005.
- [4] BARGENDE, M.: *Ein Gleichungsansatz zur Berechnung der instationären Wandwärmeverluste im Hochdruckteil von Ottomotoren*. Dissertation, TH Darmstadt, 1990.
- [5] BASSHUYSEN, R. VAN: *Ottomotor mit Direkteinspritzung*. Wiesbaden, 2007.
- [6] BASSHUYSEN, R. VAN und F. SCHÄFER: *Handbuch Verbrennungsmotor, 2. Auflage*. Vieweg Verlag, Braunschweig/Wiesbaden, 2002.
- [7] BICHLER, F.: *Analyse der kontrollierten ottomotorischen Selbstzündung mittels Druckanalyse und reaktionskinetischer Mehrzonensimulation*. Diplomarbeit, Fachhochschule München, 2006.
- [8] BOULOUCHOS, K.: *Vorlesungsskript: Instationäre Verbrennung*. ETH-Zürich, 2004.
- [9] BOULOUCHOS, K. und J. GASS: *Vorlesungsskript: Grundlagen der Verbrennung*. ETH-Zürich, 2004.
- [10] BOULOUCHOS, K. und J. GASS: *Vorlesungsskript: Verbrennung*. ETH-Zürich, 2004.
- [11] BOULOUCHOS, K. und DIETRICH P.: *Internal Combustion Engines and Propulsion Systems I*. Vorlesungsskript ETH Zürich, 2007.
- [12] BOULOUCHOS, K., DIETRICH P. und KRÖCHER O.: *Ökologische Aspekte der individuellen Mobilität*. Vorlesungsskript ETH Zürich, 2007.
- [13] CAO, L., H. ZHAO, X. JIANG und N. KALIAN: *Mixture formation and controlled auto-ignition combustion in four-stroke gasoline engines with port and direct fuel injections*. Int. J. Engine Research, Vol. 6:311–330, 2005.

- [14] CHANG, J., Z. FILIPI, D. ASSANIS, T.W. KUO, P. NAJT und R. RASK: *Characterizing the thermal sensitivity of a gasoline homogeneous charge compression ignition engine with measurements of instantaneous wall temperature and heat flux*. Int. J. Engine Research, Vol. 6:289–309, 2005.
- [15] CIEZKI, H.: *Untersuchungen des Selbstzündverhaltens von n-Heptan/Luft-Gemischen unter hohem Druck*. Dissertation, RWTH Aachen, 1990.
- [16] CURRAN, H.J., P. GAFFURI, W.J. PITZ und C.K. WESTBOOK: *A Comprehensive Modeling Study of iso-Octane Oxidation*. Combustion and Flame 129, Seiten 253–280, 2002.
- [17] FIEWEGER, K.: *Selbstzündung von Kohlenwasserstoff/Luft-Gemischen unter motorischen Randbedingungen*. Dissertation, RWTH Aachen, 1996.
- [18] FIEWEGER, K., R. BLUMENTHAL und G. ADOMEIT: *Self-Ignition of S.I. Engine Model Fuels: A Shock Tube Investigation at High Pressure*. Combustion and Flame 109, Seiten 599–619, 1997.
- [19] FISCHER, J.: *Einfluss variabler Einlassströmung auf zyklische Schwankungen bei Benzin-Direkteinspritzung*. Dissertation, Universität Karlsruhe, 2004.
- [20] FRAIDL, G., W.F. PIOCK, A. FÜRHPATER, E.M. UNGER und T. KAMMERDIENER: *Homogene Selbstzündung - die Zukunft der Benzin-Direkteinspritzung?* MTZ Motortechnische Zeitschrift, Band 63(10):828–837, 2002.
- [21] FRAIDL, G.K., P. KAPUS und W. PIOCK: *Otto-Direkteinspritzung mit Aufladung - Die Konkurrenz zu dieselmotorischen Antrieben?* 26. Internationales Wiener Motorensymposium, Seiten 151–174, 2005.
- [22] GAYDON, A.G.: *The Spectroscopy of Flames*. Chapman and Hall Ltd, Second Edition, 1974.
- [23] GOLLOCH, R. und G. MERKER: *Downsizing bei Verbrennungsmotoren, Grundlagen, Stand der Technik und zukünftige Konzepte*. MTZ Motortechnische Zeitschrift 66, Seiten 126–131, 2005.
- [24] GRZESZIK, R.: *Laserinduzierte Fluoreszenz und Flammenemissionsspektroskopie zur Charakterisierung des Gemischbildungsprozesses bei wand- und luftgeführten Brennverfahren mit Benzindirekteinspritzung*. Dissertation, Universität Bielefeld, 2002.
- [25] GÖRG, K.A.: *Berechnung instationärer Strömungsvorgänge in Rohrleitungen an Verbrennungsmotoren unter Berücksichtigung der Mehrfachverzweigung*. Dissertation, TU Bochum, 1982.

- [26] GÜNTNER, M.: *Untersuchung der Eigenschaften und Kontrollmöglichkeiten der homogen kompressionsgezündeten Verbrennung von Ottokraftstoff*. Dissertation, Technische Universität Karlsruhe, 2004.
- [27] HAGELSTEIN, D., J. THEOBALD, K. MICHELS und E. POTT: *Vergleich verschiedener Aufladeverfahren für direkteinspritzende Ottomotoren*. 10. Aufladetechnische Konferenz, 2005.
- [28] HENSEL, S., F. SARIKOC, F. SCHUMANN, H. KUBACH, A. VELJI und U. SPICHER: *A New Model to Describe the Heat Transfer in HCCI Gasoline Engines*. SAE Int. J. Engines, Seiten 33–47, 2009.
- [29] HERZOG, P. L. und R. ATHENSTAEDT: *Kraftstoffsysteme für DE-Ottomotoren*. 17. Internationales Wiener Motorensymposium. VDI Fortschritt-Berichte, Reihe 12, Nr. 267. Düsseldorf: VDI Verlag, 1996.
- [30] HEYWOOD, J.B.: *Internal Combustion Engine Fundamentals*. McGraw-Hill, Singapore, 1988.
- [31] JOOS, F.: *Technische Verbrennung: Verbrennungstechnik, Verbrennungsmodellierung, Emissionen*. Springer Verlag, 2006.
- [32] KAUFMANN, M.: *Thermodynamische Analyse des kompressionsgezündeten Benzinmotors*. Dissertation, Technische Universität Graz, 2005.
- [33] KEMMLER, R., A. FROMMELT, T. KAISER, U. SCHAUPP, J. SCHOMMERS und A. WALTNER: *Thermodynamischer Vergleich ottomotorischer Brennverfahren unter dem Fokus minimalen Kraftstoffverbrauchs*. 11. Aachener Kolloquium Fahrzeug- und Motortechnik, 2002.
- [34] KLAUER, N. und E. SCHÜNEMANN: *Entwicklungspotenzial der BMW VALVETRONIC, Entwicklungspotenzial zur Optimierung von Ladungswechsel*.
- [35] KULZER, A., W. FISCHER, R. KARRELMAYER, C. SAUER, T. WINTRICH und K. BENNINGER: *Kontrollierte Selbstzündung beim Ottomotor; CO<sub>2</sub>-Einsparpotenziale*. MTZ Motortechnische Zeitschrift 70, Seiten 50–57, 2009.
- [36] LECOINTE, B. and G. MONNIER: *Downsizing a Gasoline Engine Using Turbocharging with Direct Injection*. SAE SP-1746, pages 130–140, 2003.
- [37] LENZ, H. P.: *Gemischbildung bei Ottomotoren*. Wien, New York: Springer Verlag, 1990.
- [38] LINSE, D.: *Modeling and Simulation of Knock and Emissions in Turbocharged Direct Injection SI Engines*. Dissertation, TU Bergakademie Freiberg, 2012.

- [39] LU, X. and P. TERVOLA: *Transient heat conduction in the composite slab-analytical method*. Journal of Physics A: Mathematical and General 38, pages 81–96, 2005.
- [40] MERKER, G., C. SCHWARZ, G. STIESCH, and F. OTTO: *Verbrennungsmotoren; simulation der verbrennung und schadstoffbildung*. Teubner Verlag, 2004.
- [41] NAUWERCK, A.: *Untersuchung der Gemischbildung in Ottomotoren mit Direkteinspritzung bei strahlgeführtem Brennverfahren*. Dissertation, Technische Universität Karlsruhe, 2006.
- [42] NAUWERCK, A., B. XANDER, J. PFEIL, A. VEFJI und U. SPICHER: *Einfluss der Ladungsbewegung auf die Gemischbildung bei strahlgeführten Brennverfahren*. Tagung Haus der Technik, Seiten 91–106, 2001.
- [43] NEESER, P., M. SUESS, D. LINSE, M. GUENTHNER, C. HASSE und H. ROTTENGRUBER: *Strategien zur Erweiterung des Betriebsbereichs eines ottomotorischen HCCI-Brennverfahrens*. 9. Tagung Motorische Verbrennung, München, 2009.
- [44] NIEBERDING, R.G.: *Die Kompressionszündung magerer Gemische als motorisches Brennverfahren*. Dissertation, Universität Siegen, 2001.
- [45] NISHIDA, M., T. ISOBE, R. UND GOTO, T. HANZAWA und S. AIGA: *Der neue 2.3l DI-Ottomotor mit Turboaufladung von Mazda*. 14. Aachener Kolloquium Fahrzeug- und Motorentechnik, Seiten 939–960, 2005.
- [46] N.N.: *FIRE Volume 3 Theory*. AVL List GmbH, Graz, 2001.
- [47] PISCHINGER, R., M. KLELL und T. SAMS: *Thermodynamik der Verbrennungskraftmaschinen*. Wien: Springer-Verlag, 2002.
- [48] PISCHINGER, S., G. STAPF, D. SEEBACH und C. BRÜCKER: *Controlled Auto Ignition: Kontrolle der Verbrennungsrate durch gezielte Schichtung*. 29. Internationales Motoren-symposium Wien, 2008.
- [49] SARIKOC, F.: *Untersuchungen zur Reduzierung der Stickoxidemissionen bei modernen Brennverfahren für Motoren mit Benzin-Direkteinspritzung*. Dissertation, Technische Universität Karlsruhe, 2009.
- [50] SCHÄFLEIN, J.: *Beitrag zur Steuerung der Kompressionszündung in Ottomotoren*. VDI-Forschungsbericht.
- [51] SEMENOV, N.N.: *Chemical kinetics and chain reactions*. Oxford University Press, London, 1935.
- [52] SITKEI, G.: *Kraftstoffaufbereitung und Verbrennung bei Dieselmotoren*. Springer Verlag, Berlin, 1964.

- [53] SPICHER, U.: *Untersuchung über die räumliche Ausbreitung und das Erlöschen der Flamme bei ottomotorischer Verbrennung*. Dissertation, RWTH Aachen, 1982.
- [54] STAPF, K. G., D. SEEBACH, S. PISCHINGER, K. HOFFMANN und D. ABEL: *Aspekte der ottomotorischen Selbstzündung: Entwicklung eines Regelungskonzepts*. MTZ Motortechnische Zeitschrift 70, Seiten 294–301, 2009.
- [55] STEIGER, W. und C. KOHNEN: *Neue Brennverfahren auf Basis einer neuen Kraftstoffspezifikation*. 27. Internationales Wiener Motorensymposium, 2006.
- [56] STOFFELS, H. und N. COLLINGS: *Effect of gasoline homogeneous charge compression ignition on engine acoustics and vibration*. Int. J. Engine Research, Vol. 8:51–62, 2007.
- [57] SÜSS, M.: *Analyse und Simulation des Einflusses der Ladungsbewegung auf die Verbrennung an einem Hochrestgasbrennverfahren*. Diplomarbeit, Technische Universität Karlsruhe, 2008.
- [58] TROESCH, H. A.: *Zerstäubung von Flüssigkeiten*. Dissertation, Fortschritt-Berichte VDI, Reihe 3, Nr.607,, 1999.
- [59] TURNER, J.W.G., R. J. PEARSON und S.A. KENCHINGTON: *Concepts for improved fuel economy from gasoline engines*. Int. J. Engine Research, Vol. 6:137–157, 2005.
- [60] WALTHER, S.: *Untersuchung des Einflusses der Kraftstoffzusammensetzung auf den Motorbetrieb mit homogener Kompressionszündung*. Diplomarbeit, Eidgenössisch Technische Hochschule Zürich (ETH Zürich), 2008.
- [61] WARNATZ, J.: *Chemistry of High Temperature Combustion of Alkanes up to Octane*. Symposium (International) on Combustion, 1985.
- [62] WARNATZ, J., U. MAAS und R.W. DIBBLE: *Verbrennung, Physikalisch-Chemische Grundlagen, Modellierung und Simulation, Experimente, Schadstoffbildung*. Springer Verlag, Berlin Heidelberg, 2001.
- [63] WEBER, T.: *Advanced Power: Zukunftsorientierte Antriebstechnologien für unsere Kunden*. 27. Internationales Wiener Motorensymposium, 2006.
- [64] WENZEL, W., M. BECKER, B. LAST, O. TOEDTER und D.M. BECKER KIENZLE: *Ersatz von Sensoren im Luft- und Abgaspfad von Verbrennungsmotoren unter Verwendung des Zylinderdrucksignals einer Druckmessglühkerze*. Baden-Baden, Verbrennungsdagnostik, 2010.
- [65] WITT, A.: *Analyse der thermodynamischen Verluste eines Ottomotors unter den Randbedingungen variabler Steuerzeiten*. Dissertation, Technische Universität Graz, 1999.

- [66] WOLTERS, P. ET AL.: *Prozessoptimierung der kontrollierten Selbstzündung mittels elektromechanischem Ventiltrieb*. Motorische Verbrennung, Haus der Technik, 2003.
- [67] WOSCHNI, G.: *Verbrennungsmotoren, 2. Auflage*. Vorlesungsskript, 1988.
- [68] ZELDOVICH, Y.B., V.B. LIBROVICH, G.M. MAKHVILADZE und G.I. SIVASHINSKY: *Development of Detonation in a Non-Uniformly Preheated Gas*. *Astronautica Acta*, Band 15:313–321, 1970.

# Lebenslauf

Name: Philippe Neeser  
Geburtsdatum: 26.04.1979  
Geburtsort: Frauenfeld  
Nationalität: schweizerisch  
Familienstand: verheiratet

## Schulbildung

1987-1991: Aiken Elementary School (South Carolina USA)  
1991-1996: Sekundarschule Frauenfeld (CH)  
1996-2000: Kantonsschule Frauenfeld (CH)  
Abschluss Matura C (Abitur)

## Studium

2000-2006: Eidgenössisch Technische Hochschule (ETH Zürich)  
Vertiefungsrichtungen:  
Laboratorium für Aerothermochemie und Verbrennungssysteme  
(Prof. K. Boulouchos)  
Institut für Mess- und Regeltechnik  
(Prof. Dr. H.P. Geering)

## Berufsweg

2006-2009: BMW AG München  
Doktorand im Bereich Vorentwicklung Ottomotoren  
2009-2011: VISPIRON AG  
Prozesse, Anforderungsmanagement  
seit 2011: BMW AG München  
Funktionsentwicklung Leistungselektronik