



**Forschungsberichte aus dem  
Institut für Kolbenmaschinen  
Karlsruher Institut für Technologie (KIT)**

Hrsg.: Prof. Dr. sc. techn. Thomas Koch

Jörn Alexander Judith

Einfluss einer heißen Oberfläche auf  
die Verbrennung eines homogen  
kompressionsgezündeten Gasmotors



**Einfluss einer heißen Oberfläche auf die Verbrennung eines  
homogen kompressionsgezündeten Gasmotors**

Zur Erlangung des akademischen Grades  
**Doktor der Ingenieurwissenschaften**

der Fakultät für Maschinenbau  
des Karlsruher Instituts für Technologie (KIT)

genehmigte  
**Dissertation**  
von

Jörn Alexander Judith M.Sc.  
aus Völklingen

Tag der mündlichen Prüfung:  
Hauptreferent:  
Korreferent:

12.11.2024  
Prof. Dr. sc. techn. Thomas Koch  
Prof. Dr.-Ing. Maurice Kettner

**Forschungsberichte aus dem  
Institut für Kolbenmaschinen  
Karlsruher Institut für Technologie (KIT)  
Hrsg.: Prof. Dr. sc. techn. Thomas Koch**

Bibliografische Information der Deutschen Nationalbibliothek

Die Deutsche Nationalbibliothek verzeichnet diese Publikation in der Deutschen Nationalbibliografie; detaillierte bibliografische Daten sind im Internet über <http://dnb.d-nb.de> abrufbar.

© Copyright Logos Verlag Berlin GmbH 2025

Alle Rechte vorbehalten.

ISBN 978-3-8325-5918-2

ISSN 1615-2980

Logos Verlag Berlin GmbH  
Georg-Knorr-Str. 4, Geb. 10,  
12681 Berlin  
Tel.: +49 030 42 85 10 90  
Fax: +49 030 42 85 10 92  
<http://www.logos-verlag.de>

## Vorwort des Herausgebers

Die Komplexität des verbrennungsmotorischen Antriebes ist seit über 100 Jahren Antrieb für kontinuierliche Aktivitäten im Bereich der Grundlagenforschung sowie der anwendungsorientierten Entwicklung. Die Kombination eines instationären, thermodynamischen Prozesses mit einem chemisch reaktiven und hochturbulenten Gemisch, welches in intensiver Wechselwirkung mit einer Mehrphasenströmung steht, stellt den technologisch anspruchsvollsten Anwendungsfall dar. Gleichzeitig ist das Produkt des Verbrennungsmotors aufgrund seiner vielseitigen Einsetzbarkeit und zahlreicher Produktvorteile für sehr viele Anwendungen annähernd konkurrenzlos. Nun steht der Verbrennungsmotor insbesondere aufgrund der Abgasemissionen im Blickpunkt des öffentlichen Interesses. Vor diesem Hintergrund ist eine weitere und kontinuierliche Verbesserung der Produkteigenschaften des Verbrennungsmotors unabdingbar.

Am Institut für Kolbenmaschinen am Karlsruher Institut für Technologie wird deshalb intensiv an der Weiterentwicklung des Verbrennungsmotors geforscht. Übergeordnetes Ziel dieser Forschungsaktivitäten ist die Konzentration auf drei Entwicklungsschwerpunkte. Zum einen ist die weitere Reduzierung der Emissionen des Verbrennungsmotors, die bereits im Verlauf der letzten beiden Dekaden um circa zwei Größenordnungen reduziert werden konnten aufzuführen. Zum zweiten ist die langfristige Umstellung der Kraftstoffe auf eine nachhaltige Basis Ziel der verbrennungsmotorischen Forschungsaktivitäten. Diese Aktivitäten fokussieren gleichzeitig auf eine weitere Wirkungsgradsteigerung des Verbrennungsmotors. Der dritte Entwicklungsschwerpunkt zielt auf eine Systemverbesserung. Motivation ist beispielsweise eine Kostenreduzierung, Systemvereinfachung oder Robustheitssteigerung von technischen Lösungen. Bei den meisten Fragestellungen wird aus dem Dreiklang aus Grundlagenexperiment, Prüfstandversuch und Simulation eine technische Lösung erarbeitet.

Die Arbeit an diesen Entwicklungsschwerpunkten bestimmt die Forschungs- und Entwicklungsaktivitäten des Instituts. Hierbei ist eine gesunde Mischung aus grundlagenorientierter Forschung und anwendungsorientierter Entwicklungsarbeit der Schlüssel für ein erfolgreiches Wirken. In nationalen als auch internationalen Vorhaben sind wir bestrebt, einen wissenschaftlich wertvollen Beitrag zur erfolgreichen Weiterentwicklung des Verbrennungsmotors beizusteuern. Sowohl Industriekooperationen als auch öffentlich geförderte Forschungsaktivitäten sind hierbei die Grundlage guter universitärer Forschung.

Zur Diskussion der erarbeiteten Ergebnisse und Erkenntnisse dient diese Schriftenreihe, in der die Dissertationen des Instituts für Kolbenmaschinen verfasst sind. In dieser Sammlung sind somit die wesentlichen Ausarbeitungen des Instituts niedergeschrieben. Natürlich werden darüber hinaus auch Publikationen auf Konferenzen und in Fachzeitschriften veröffentlicht. Präsenz in der Fachwelt erarbeiten wir uns zudem durch die Einreichung von Erfindungsmeldungen und dem damit verknüpften Streben nach Patenten. Diese Aktivitäten sind jedoch erst das Resultat von vorgelagerter und erfolgreicher Grundlagenforschung.

Jeder Doktorand am Institut beschäftigt sich mit Fragestellungen von ausgeprägter gesellschaftlicher Relevanz. Insbesondere Nachhaltigkeit und Umweltschutz als Triebfedern des ingenieurwissenschaftlichen Handelns sind die Motivation unserer Aktivität. Gleichzeitig kann er nach Beendigung seiner Promotion mit einer sehr guten Ausbildung in der Industrie oder Forschungslandschaft wichtige Beiträge leisten.

In diesem Exemplar der Schriftenreihe berichtet Jörn Alexander Judith über die Entwicklung und Untersuchung des neuartigen *Hot Surface Assisted Compression Ignition* (HSACI) Brenn-

verfahrens unter Verwendung eines Gasmotors. Dieses Verfahren baut auf der homogen kompressionsgezündeten Verbrennung (*Homogeneous Charge Compression Ignition* (HCCI)) auf und nutzt eine heiße Oberfläche als Zündsystem. Über die gezielte Entflammung an der heißen Oberfläche wird eine Flammenfront eingeleitet, die das unverbrannte Gemisch komprimiert und damit zur räumlichen Selbstzündung im Stil des HCCI-Verfahrens bringt. Aus wissenschaftlicher Sicht wurde durch die Kopplung von reaktionskinetischen Betrachtungen, dreidimensionalen Motorsimulationen und experimentellen Daten ein tiefgehendes Verständnis der innermotorischen Zusammenhänge geschaffen. Für die Praxis ist besonders hervorzuheben, dass das HSACI-Verfahren gegenüber der HCCI-Verbrennung eine schnell reagierende Verbrennungssteuerung ermöglicht und den Betriebsbereich erweitert, ohne dabei Nachteile hinsichtlich Wirkungsgrad und Emissionen aufzuweisen. Der Vergleich mit der Funkenzündung als Stand der Technik zeigt zudem eine besonders hohe Eignung der Oberflächenzündung für reaktionsträge Gemische. Insgesamt leisten die in dieser Arbeit gewonnenen Ergebnisse einen wichtigen Beitrag für die zukünftige Entwicklung und Optimierung von effizienten und emissionsarmen Motoren, insbesondere wenn reaktionsträge Kraftstoff-Luft-Gemische eingesetzt werden sollen.

Karlsruhe, im Dezember 2024

Prof. Dr. sc. techn. Thomas Koch

## Vorwort des Autors

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Kälte-, Klima- und Umwelttechnik (IKKU) der Hochschule Karlsruhe. An erster Stelle möchte ich mich besonders bei Prof. Dr. sc. techn. Thomas Koch für die Betreuung meiner Arbeit, das entgegengebrachte Vertrauen und seine fachlichen Anregungen bedanken. Mein besonderer Dank gilt auch Prof. Dr.-Ing. Maurice Kettner für die mir gewährten Freiräume bei der Gestaltung und Durchführung meiner Tätigkeiten, seine wertvollen Ratschläge und die Übernahme des Korreferats. Die zahlreichen, von der Tageszeit unabhängigen Diskussionen über die neuesten Prüfstands- und Simulationsergebnisse haben mich stets motiviert. Bei Univ.-Prof. Dr.-Ing. Dr. h. c. Albert Albers bedanke ich mich für die Übernahme des Prüfungsvorsitzes.

Für die Bereitstellung der notwendigen Laborinfrastruktur danke ich Prof. Dr.-Ing. Robert Weiß und Daniela Belfiore von der Fakultät für Maschinenbau und Mechatronik sowie Prof. Dr.-Ing. habil. Michael Kauffeld vom IKKU. Julia Reichelt vom Institut für Kolbenmaschinen danke ich für die Unterstützung bei organisatorischen Fragen am KIT. Stellvertretend für die Firma SenerTec Kraft-Wärme-Energiesysteme GmbH möchte ich mich bei Danny Schwarz und Dr.-Ing. Markus Klaissle für die Bereitstellung des Versuchsträgers inkl. Ersatzteilen, die Hilfe bei der Inbetriebnahme und Fehlersuche sowie die sehr gute Zusammenarbeit in vielen Projekten über mein Promotionsthema hinaus bedanken. Prof. Dr.-Ing. Matthias Stripf, Prof. Dr.-Ing. Jens Denecke und Florian Theobald vom Institut für Thermofluidodynamik möchte ich für den Aufbau und die Betreuung des Rechenclusters danken, mit dem ich unzählige Auswertungen und Simulationen durchgeführt habe. Der AVL List GmbH möchte ich in diesem Zusammenhang für die zur Verfügung gestellte Simulationssoftware danken.

Allen Kollegen der Gruppe *Gasmotoren* danke ich für die stets angenehme Arbeitsatmosphäre und die vielfältige Unterstützung, die ich in den vergangenen Jahren erfahren habe. Dr. Fino Scholl und Dr. Denis Neher halfen mir bei der ersten Orientierung im Wissenschaftsbetrieb und setzten Maßstäbe bei der sportlichen und kulinarischen Gestaltung des Büroalltags. Gion Heugel danke ich für seine Hilfe rund um die Ionenstrommesstechnik. Ein großer Dank gebührt Sven Helms für die vielen gemeinsamen Stunden im Labor während der Messkampagnen und beim Aufbau des Prüfstands. Ohne sein Verständnis für die Thematik und seine handwerklichen Fähigkeiten wäre die dargelegte Qualität des Prüfstandsaufbaus kaum zu erreichen gewesen. Meinen wissenschaftlichen *Sparringspartnern* Sascha Holzberger und Youssef Beltaifa danke ich für unvergessliche Konferenzzreisen sowie für viele intensive Diskussionen, die stets bereichernd waren und nicht selten zu neuen Ideen geführt haben. Weiterhin möchte ich allen studentischen Mitarbeitern danken, die mit ihren Studien- und Abschlussarbeiten zu dieser Arbeit beigetragen haben.

Meiner Familie danke ich für ihr uneingeschränktes Vertrauen in meine Entscheidungen und ihre Unterstützung während des Studiums und der Promotion. Der größte Dank gilt meiner Frau Laura für ihren andauernden Rückhalt und ihre unendliche Geduld.

Speyer, im Dezember 2024

Jörn Alexander Judith



# Inhaltsverzeichnis

<b>Nomenklatur</b>	<b>vii</b>
<b>1 Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2 Grundlagen und Stand der Technik</b>	<b>3</b>
2.1 Selbstzündung . . . . .	3
2.1.1 Reaktionskinetik . . . . .	3
2.1.2 Reaktionsmechanismen . . . . .	6
2.2 Verbrennungsenstrom . . . . .	7
2.3 Homogen kompressionsgezündete Verbrennung . . . . .	8
2.3.1 Grundlegende Zusammenhänge . . . . .	9
2.3.2 Kontrollmöglichkeiten . . . . .	12
2.3.3 Zündfunkenunterstützung . . . . .	16
2.4 Oberflächenzündung . . . . .	19
2.4.1 Analytische Ansätze . . . . .	19
2.4.2 Grundlegende Untersuchungen . . . . .	21
2.4.3 Motorische Untersuchungen . . . . .	23
<b>3 Methoden</b>	<b>27</b>
3.1 Versuchsträger und Prüfstands Aufbau . . . . .	27
3.2 Zündsysteme . . . . .	28
3.2.1 Oberflächenzündung . . . . .	29
3.2.2 Funkenzündung . . . . .	31
3.3 Messtechnik . . . . .	31
3.3.1 Zeitbasierte Daten . . . . .	31
3.3.2 Abgas- und Erdgasanalyse . . . . .	32
3.3.3 Indiziersystem . . . . .	32
3.4 Analysemethoden . . . . .	33
3.4.1 Zylinderdrucksignal . . . . .	33
3.4.2 Ionenstromsignal . . . . .	35
3.4.3 Abgasanalyse . . . . .	35
3.5 Simulationsmodelle . . . . .	36
3.5.1 Null- und eindimensionale Modelle . . . . .	36
3.5.2 Dreidimensionale Modelle . . . . .	37
<b>4 Numerische Voruntersuchungen</b>	<b>41</b>
4.1 Einstufige Zündung . . . . .	41
4.2 Zweistufige Zündung . . . . .	44
4.3 Verbrennungsdiagramm . . . . .	47
<b>5 Ergebnisse</b>	<b>51</b>
5.1 Verbrennungsablauf . . . . .	51
5.1.1 Charakteristik des Heizverlaufs . . . . .	51
5.1.2 Interpretation des Heizverlaufs . . . . .	53
5.1.3 3D Simulationsergebnisse . . . . .	56

5.2	Entflammung . . . . .	60
5.2.1	Charakteristik des Ionenstromsignals . . . . .	61
5.2.2	Interpretation des Ionenstromsignals . . . . .	62
5.2.3	3D Simulationsergebnisse . . . . .	67
5.3	Selbstzündungsbedingungen . . . . .	71
5.4	Betriebsverhalten . . . . .	75
5.4.1	Betriebsbereich . . . . .	75
5.4.2	Wirkungsgrad . . . . .	77
5.4.3	Emissionen . . . . .	78
5.5	Vergleich mit Zündfunkenunterstützung . . . . .	81
5.5.1	Kontrollmöglichkeiten . . . . .	81
5.5.2	Stärke der Zündunterstützung . . . . .	84
5.5.3	Numerische Analyse der Neigung zu Flammenlöschen . . . . .	85
5.5.4	Zyklische Schwankungen . . . . .	89
5.6	Wasserstoff und Wasserstoff-Erdgas-Gemische . . . . .	93
5.7	Diskussion und Bewertung des Brennverfahrens . . . . .	97
<b>6</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>101</b>
<b>A</b>	<b>Anhang</b>	<b>103</b>
A.1	Zündelement-Messstellen . . . . .	103
A.2	Zusammenfassung der Versuchsbedingungen . . . . .	103
A.3	Einstufige Zündung mit variiertem Gaszusammensetzung . . . . .	104
A.4	Ergänzungen zum Temperaturverlauf bei zweistufiger Zündung . . . . .	105
A.5	Reduzierter Reaktionsmechanismus . . . . .	106
A.6	Übersicht der simulierten Zylinderdruckverläufe . . . . .	106
A.7	Zeitliche Anteile einzelner Verbrennungsphasen . . . . .	107
A.8	Phänomen der instabilen Schwerpunktlage . . . . .	108
A.9	Ergänzungen zu Emissionen und Verbrennungstemperatur . . . . .	109
A.10	Lastsprung . . . . .	110
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>113</b>
	<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>133</b>
	<b>Tabellenverzeichnis</b>	<b>137</b>
	<b>Publikationen</b>	<b>139</b>

# Nomenklatur

## Physikalische Größen

Formelzeichen	Einheit	Bezeichnung
<i>Griechische Symbole</i>		
$\alpha$	W/m <sup>2</sup> K, °	Wärmeübergangskoeffizient, Winkelmaß
$\beta$	-	Kalibrierfaktor
$\delta$	-	Systemspezifischer Parameter
$\delta_L^0$	m	Dicke der laminaren Flammenfront
$\Delta\eta_W$	%	Wirkungsgradverlust durch Wandwärme
$\Delta\eta_{\neq W}$	%	Summe der Wirkungsgradverluste durch unvollkommene Verbrennung, reale Verbrennung, Leckage und Ladungswechsel
$\epsilon$	-, m <sup>2</sup> /s <sup>3</sup> , -	Verdichtungsverhältnis, Dissipationsrate, Kehrwert der dimensionslosen Aktivierungsenergie
$\zeta_u$	%	Umsetzungsgrad der Verbrennung
$\eta_{DVA}$	%	Gütegrad der DVA
$\eta_i$	%	Indizierter Wirkungsgrad
$\theta$	°KW	Kolbenposition
$\theta_{02}$	°KW	2%-Umsatzpunkt, Brennbeginn
$\theta_{02-95}$	°KW	Verbrennungsdauer
$\theta_{02-SZ}$	°KW	Zeitdauer zwischen Brennbeginn und Selbstzündung
$\theta_{50}$	°KW	50%-Umsatzpunkt, Verbrennungsschwerpunktlage
$\theta_{50,min}$	°KW	Frühestmögliche Verbrennungsschwerpunktlage
$\theta_{95}$	°KW	95%-Umsatzpunkt, Verbrennungsende
$\theta_{FK}$	°KW	Zeitpunkt der Flammenkernbildung in der 3D Simulation
$\theta_{Ion}$	°KW	Zeitpunkt des Ionenstromanstiegs
$\theta_{Ion-02}$	°KW	Zeitdauer von Ionenstromanstieg bis Brennbeginn
$\theta_{Ion,pk1}$	°KW	Zeitpunkt des ersten Ionenstrommaximums
$\theta_{Ion,pk2}$	°KW	Zeitpunkt des zweiten Ionenstrommaximums
$\theta_{SZ}$	°KW	Zeitpunkt der Selbstzündung
$\theta_{SZ-95}$	°KW	Zeitdauer zwischen Selbstzündung und Verbrennungsende
$\theta_{SZ,max}$	°KW	Spätzündungsgrenze
$\theta_{ZV}$	°KW	Zündverzugszeit
$\Theta$	-	Dimensionslose Temperatur
$\kappa$	-	Isentropenexponent
$\lambda$	-, W/mK	Verbrennungsluftverhältnis, Wärmeleitfähigkeit
$\nu$	m <sup>3</sup> /kg, m <sup>2</sup> /s, -	Spezifisches Volumen, kinematische Viskosität, stöchiometrischer Koeffizient
$\rho$	kg/m <sup>3</sup>	Dichte
$\sigma$	-	Standardabweichung
$\tau$	s	Verweilzeit
$\tau_F$	s	Zeitskala der Flamme
$\tau_{F,T99}$	s	Zeitdauer, bis ein Fluidteilchen beim Passieren der Flammenfront einen Wert von 99 % der Verbrennungstemperatur erreicht
$\tau_k$	s	Kolmogorov-Zeitskala
$\tau_{ZV}$	s	Zündverzugszeit
$\tau_{ZV,T99}$	s	Zeitdauer, bis ein Fluidteilchen während der Selbstzündung einen Wert von 99 % der Verbrennungstemperatur erreicht
$\dot{\omega}$	mol/m <sup>3</sup> s	Reaktionsgeschwindigkeit

Formelzeichen	Einheit	Bezeichnung
<i>Lateinische Symbole</i>		
$1/dt$	1/s	Ableitung nach der Zeit
$1/d\theta$	1/°KW	Ableitung nach dem Kurbelwinkel
$A$	1/sK	Präexponentieller Faktor
$b$	-	Exponent der Arrhenius-Form
$c_p$	J/kgK	Spezifische Wärmekapazität bei konstantem Druck
$c_v$	J/kgK	Spezifische Wärmekapazität bei konstantem Volumen
$CFL$	-	Courant-Friedrichs-Lewy-Zahl
$CoV$	%	Variationskoeffizient (Coefficient of Variation)
$dQ/d\theta$	J/°KW	Heizverlauf
$dQ_B/d\theta$	J/°KW	Brennverlauf
$dQ^n/d\theta$	%/°KW	Normierter Heizverlauf
$dQ_B^n/d\theta$	%/°KW	Normierter Brennverlauf
$dQ_W/d\theta$	J/°KW	Wandwärmestrom
$dU/d\theta$	J/°KW	Änderung der inneren Energie
$Da$	-	Damköhler-Zahl
$E_a$	J/mol	Aktivierungsenergie
$h$	J/mol, J/kg	Spezifische Enthalpie
$H_u$	kJ/mol	Unterer Heizwert
$I_{HSI}$	A	Elektrischer Strom des Zündelements
$I_{Ion}$	µA	Ionenstrom
$I_{Ion.pk1}$	µA	Höhe des ersten Ionenstrommaximums
$I_{Ion.pk2}$	µA	Höhe des zweiten Ionenstrommaximums
$IQA$	-	Interquartilsabstand
$k$	m <sup>2</sup> /s <sup>2</sup> , 1/s	Turbulente kinetische Energie, Geschwindigkeitskoeffizient
$K$	-	Gleichgewichtskonstante
$Ka$	-	Karlovitz-Zahl
$l_k$	m	Kolmogorov-Längenmaß
$l_t$	m	Integrales turbulentes Längenmaß
$L$	m	Charakteristisches Längenmaß
$n$	1/min	Drehzahl
$Nu$	-	Nußelt-Zahl
$Nu_{ref}$	-	Nußelt-Zahl an der Stelle $y^+ = 50$
$p$	bar	Druck
$p_{mi}$	bar	Indizierter Mitteldruck
$P$	W,	Leistung,
	-	Parameter zur Berechnung von $T^+$
$P_{HSI}$	W	Elektrische Leistung des Zündelements
$Pr$	-	Prandtl-Zahl
$Pr^*$	-	Verhältnis $Pr/Pr_t$
$Pr_t$	-	Turbulente Prandtl-Zahl
$q$	J/kg, mol/m <sup>3</sup> s	Spezifische Energie, Reaktionsfortschrittsrate
$\dot{q}$	J/kg, J/m <sup>2</sup>	Spezifische Wärmefreisetzung, Spezifischer Wärmestrom
$Q$	J	Summenheizverlauf, Wärmefreisetzung, Wärmemenge
$Q_{0,25}$	-	25 %-Quantil
$Q_{0,75}$	-	75 %-Quantil
$Q_B$	J	Summenbrennverlauf
$Q_B^n$	-	Normierter Summenbrennverlauf
$Q^n$	-	Normierter Summenheizverlauf
$Q_{SZ}$	J	Bis zur Selbstzündung freigesetzte Wärme
$Q_{SZ}^n$	%	Normierte, bis zur Selbstzündung freigesetzte Wärme

Formelzeichen	Einheit	Bezeichnung
$r$	m	Radius
$r'$	-	Dimensionsloser Radius
$r_F$	variiert	Reaktionsfortschritt
$R$	J/molK , J/kgK	Universelle, spezifische Gaskonstante
$R^2$	-	Bestimmtheitsmaß
$Re_t$	-	Turbulente Reynolds-Zahl
$R_{HSI}$	m $\Omega$	Elektrischer Widerstand des Zündelements
$RI$	MW/m <sup>2</sup>	Ring Intensity
$s$	J/molK	Spezifische Entropie
$s_L^0$	m/s	Laminare Flammgeschwindigkeit
$S$	m <sup>2</sup>	Oberfläche
$t$	s	Zeit
$T$	K, °C	Temperatur
$T^+$	-	Dimensionslose Temperatur
$T_0$	K	Temperatur in der Freiströmung
$T_{0,ref}$	K	Temperatur an der Stelle $y^+ = 50$
$T_{HS}$	K, °C	Temperatur der heißen Oberfläche
$T_{HSI,1-3}$	°C	Temperaturen 1-3 des HSI-Zündelements
$T_m$	K	Massenmitteltemperatur
$u$	m/s	Strömungsgeschwindigkeit
$u'$	m/s	Turbulente Schwankungsgeschwindigkeit
$u'_k$	m/s	Kolmogorov-Geschwindigkeitsmaß
$u_\tau$	m/s	Schubspannungsgeschwindigkeit
$U_{HSI}$	V	Elektrische Spannung des Zündelements
$V$	m <sup>3</sup>	Volumen
$V_r$	mm <sup>3</sup>	Reaktives Volumen
$W$	kg/mol	Molare Masse
$y$	m	Wandabstand, Höhe
$y'$	-	Dimensionslose Höhe
$y^+$	-	Dimensionsloser Wandabstand
$Y$	-	Massenanteil
$ZZP$	°KW	Zündzeitpunkt

## Abkürzungen und Indizes

Abkürzung	Bezeichnung
0	Index für einen Referenzzustand
0D	Nulldimensional
1D	Eindimensional
2Z-KVR	2-Zonen-Konstant-Volumen-Reaktor
3D	Dreidimensional
Abg	Abgas
AGR	Abgasrückführung
AÖ	Auslass öffnet
AS	Auslass schließt
AV	Auslassventil
BHKW	Blockheizkraftwerk
chem	Chemisch
CAD	Computer Aided Design
CCV	Cycle-by-cycle Variations
CFD	Computational Fluid Dynamics

<b>Abkürzung</b>	<b>Bezeichnung</b>
DI	Direct Injection
DIG	Direct Injected Gas
DING	Direct Injected Natural Gas
DNS	Direkte Numerische Simulation
DS	Drucksensor
DVA	Druckverlaufsanalyse
E	Edukt
EE	Erneuerbare Energien
Ein	Einlass
EÖ	Einlass öffnet
ES	Einlass schließt
EV	Einlassventil
f	Vorwärts (forward)
FG	Flammengrenze
FID	Flammenionisationsdetektor
FK	Flammenkern
FLN	Flammenlöschneigung
Gas	Brenngas
HCCI	Homogeneous Charge Compression Ignition
HS	Hot Surface
HSACI	Hot Surface Assisted Compression Ignition
HSASI	Hot Surface Assisted Spark Ignition
HSI	Hot Surface Ignition
i	Index für eine Zelle, Reaktion, Zyklus
k	Index für eine Spezies
KGK	Keramikglühkerze
KVR	Konstant-Volumen-Reaktor
KW	Kurbelwinkel
KWK	Kraftwärmekopplung
L	Leckage
LES	Large Eddy Simulation
LIF	Laserinduzierte Fluoreszenz
LVF	Laminare Vormischflamme
m	Mittel
max	Maximum
min	Minimum
MRQA	Minimale relative quadratische Abweichung
n	Normiert
NTK	Negativer Temperaturkoeffizient
OT	Oberer Totpunkt
P	Produkt
PFA	Partial Flux Analysis
PKW	Personenkraftwagen
PPCI	Partially Premixed Compression Ignition
PTK	Positiver Temperaturkoeffizient
RANS	Reynolds Averaged Navier Stokes
r	Rückwärts (reverse)
ref	Referenz
RQA	Relative quadratische Abweichung
sim	Simulation
S1-S4	Zustand (State) 1 bis Zustand (State) 4
SACI	Spark Assisted Compression Ignition
SI	Spark Ignition
SZ	Selbstzündung

---

<b>Abkürzung</b>	<b>Bezeichnung</b>
TA-Luft	Technische Anleitung zur Reinhaltung der Luft
uv	Unverbrannt
vb	Verbrannt
VVR	Variabler-Volumen-Reaktor
W	Wand
z	Index für eine Zone
Z1, Z2	Zone 1, Zone 2
ZOT	OT im Verdichtungstakt
Zünd	Zündung
ZV	Zündverzug



# 1 Einleitung

Auf dem Weg zur Einhaltung des Pariser Klimaabkommens [239] spielen stationäre Gasmotoren aufgrund ihrer technologischen und strategischen Vorzüge bei der Energiewende eine wichtige Rolle. Als Herzstück von Blockheizkraftwerken (BHKW) erzielen diese faszinierenden Maschinen Gesamtwirkungsgrade von über 90 %, indem Strom und Wärme nach dem Prinzip der Kraft-Wärme-Kopplung (KWK) gleichzeitig genutzt werden. So ermöglicht bereits allein die Substitution konventioneller Kraftwerke durch BHKW CO<sub>2</sub>-Einsparungen von 70 % (1 Mt/190 MW) [227]. Weitere Vorteile liegen in einer hohen Lebensdauer von  $\geq 80.000$  Volllastbetriebsstunden, einer hohen Flexibilität bzgl. der Brenngaszusammensetzung und geringen Anforderungen an die Aufstellbedingungen. Einzelne Module sind in Leistungsklassen von 1 kW bis 20 MW verfügbar und können bedarfsgerecht skaliert werden [143, 238]. Zudem erreichen BHKW ihre Nennleistung binnen weniger Minuten [143, 227], wodurch sie dezentral und netzdienlich zur Abdeckung der Grundlast und von Residuallastspitzen eingesetzt werden können. In Deutschland, das in der Europäischen Union die Liste der installierten KWK-Leistung anführt [47], verdeutlicht die Entwicklung der vergangenen Jahre die hohe Bedeutung der BHKW im Energiesektor. Im Zeitraum 2009-2023 ist die Anzahl der KWK-Bestandsanlagen von 4.908 auf 72.275 angestiegen [31]. Rund 97 %<sup>1</sup> entfallen dabei auf BHKW [238]. Trotz dieses Wachstums liegt das zukünftige Ziel allerdings nicht darin, den Anteil erneuerbarer Energien (EE) mittels Gasmotoren (oder anderen KWK-Technologien) zu verdrängen. Vielmehr sind Gasmotoren als Partner zu sehen, die den Ausbau der EE unterstützend begleiten, indem sie konventionelle Kraftwerke substituieren und die Resilienz der Versorgungsnetze bei steigendem EE-Anteil stärken. Kombiniert mit Wasserstoff, Biogas oder mittels CO<sub>2</sub> synthetisierten Brenngasen ist diese Unterstützung sogar CO<sub>2</sub>-neutral möglich.

Ein wesentlicher Treiber laufender Forschungs- und Entwicklungsaktivitäten zu Gasmotoren ist der Zielkonflikt zwischen Wirkungsgrad und Stickoxid-Emissionen (NO<sub>x</sub>). In Deutschland wurden lange Zeit ausschließlich Emissionsgrenzwerte für Großmotoren mit einer thermischen Eingangsleistung  $> 1$  MW im Rahmen der *Technischen Anleitung zur Reinhaltung der Luft* (TA-Luft) reglementiert [32]. Für kleinere Anlagen mit einer elektrischen Leistung bis 50 kW wurde erstmals in 2018 ein Grenzwert von 240 mg/kWh eingeführt [67]. Ab 2025 tritt eine weiter verschärfte Verordnung in Kraft, die den zulässigen NO<sub>x</sub>-Ausstoß auf ca. 100 mg/kWh limitiert [58]. Derzeitige Gasmotoren im Leistungsbereich bis 50 kW arbeiten überwiegend mit fremdgezündeten Magerbrennverfahren, d.h. mit Verbrennungsluftverhältnissen  $\lambda > 1,0$ . Mit Hilfe der Verdünnungsluft wird die Verbrennungstemperatur so weit abgesenkt, dass die NO<sub>x</sub>-Bildung gehemmt und der geltende Grenzwert innermotorisch eingehalten wird. Gleichzeitig ermöglichen die thermodynamisch günstigen Gemischeigenschaften ungeachtet der niedrigen Verbrennungstemperatur einen wirtschaftlich ausreichend hohen Wirkungsgrad. Soll der zukünftige Grenzwert allerdings auf ähnlichem Wege eingehalten werden, so muss die Verbrennungstemperatur nochmals und in diesem Fall deutlich zu Lasten des Wirkungsgrads gesenkt werden. Alternativ könnten die NO<sub>x</sub>-Emissionen innermotorisch bewusst zu Gunsten des Wirkungsgrades erhöht werden. Die Reduktion der Stickoxide müsste in diesem Fall über Abgasnachbehandlungssysteme wie NO<sub>x</sub>-Speicherkatalysatoren oder selektive katalytische Reduktion realisiert werden. Beide Szenarien sind bei kleinen Anlagen aufgrund der vergleichsweise geringen Anlagenleistung unrentabel.

---

<sup>1</sup>Entspricht ca. 64 % der installierten, elektrischen KWK-Leistung bezogen auf eine Einzelmodulleistung  $< 20$  MW und ca. 35 % bezogen auf die komplette KWK-Leistung [238]

Niedertemperaturbrennverfahren wie die homogen kompressionsgezündete Verbrennung (*Homogeneous Charge Compression Ignition* (HCCI)) [170] sind eine vielversprechende Alternative, um innermotorisch sehr geringe  $\text{NO}_x$ -Emissionen bei gleichzeitig hohen Wirkungsgraden zu erreichen [46]. Das Prinzip der HCCI-Verbrennung basiert darauf, ein homogenes und für gewöhnlich stark verdünntes Gemisch ( $\lambda \geq 2,0$ ) auf ausreichend hohe Temperaturen zu komprimieren, sodass sich die Zylinderladung an vielen Orten im Brennraum parallel selbst entzündet. Mit dieser räumlichen Selbstzündung wird eine schnelle Kraftstoffumsetzung erzielt, die mit hohen Wirkungsgraden verbunden ist. Die hohe Verdünnung stellt gleichzeitig niedrige Verbrennungstemperaturen und geringe  $\text{NO}_x$ -Emissionen sicher. Die genannten Potentiale des HCCI-Verfahrens sind groß, die Umsetzung allerdings herausfordernd. Als wesentliche Hürden sind die Kontrollierbarkeit der zeitlichen Lage der Verbrennung und ein begrenzter Betriebsbereich zu nennen [52]. Gegenüber Otto- und Dieselmotoren entfällt die direkte Einflussgröße (Zündzeitpunkt, Einspritzzeitpunkt) zur zeitlichen Verbrennungssteuerung. Stattdessen muss der Verbrennungszeitpunkt passiv über die thermochemische Historie des Gemischs beeinflusst werden. Zudem führt die hohe Geschwindigkeit der Verbrennung zu einer hohen Bauteilbelastung, was den Betriebsbereich in Richtung hoher Motorlasten limitiert. Aufgrund der genannten Herausforderungen hat bis heute einzig der japanische Automobilhersteller Mazda mit dem Skyactive-X Motor mit großen Entwicklungsaufwänden den Schritt gewagt, die Vorteile des HCCI-Verfahrens durch den Einsatz einer Zündfunkenunterstützung in einer Großserienanwendung für Personenkraftwagen (PKW) zu erschließen [149]. Gelingt die Überwindung der HCCI-spezifischen Hürden auch für Gasmotoren des BHKW-Bereichs, so verspricht das Verfahren die zukünftigen  $\text{NO}_x$ -Grenzwerte innermotorisch und bei gleichbleibender oder sogar erhöhter Effizienz einzuhalten.

Das Ziel der vorliegenden Arbeit ist daher die Entwicklung eines Verbrennungsprozesses, der den Wirkungsgrad und die  $\text{NO}_x$ -Emissionen des HCCI-Verfahrens erreicht oder verbessert und gleichzeitig einen erweiterten Betriebsbereich sowie eine schnell reagierende Verbrennungssteuerung aufweist. Dazu wird eine heiße Oberfläche in Form einer Glühkerze als Zündelement verwendet und der HCCI-Prozess zum *Hot Surface Assisted Compression Ignition* (HSACI) Verfahren erweitert. Prinzipiell wird angestrebt, der HCCI-ähnlichen Selbstzündung eine Flammenverbrennung durch eine lokale Zündung an der heißen Oberfläche vorzulagern. Durch die thermodynamische Interaktion der Flamme und dem noch unverbrannten Gemisch soll der Zeitpunkt der Selbstzündung gesteuert werden. Die Wahl einer heißen Oberfläche statt einer Zündkerze ist dadurch motiviert, dass heiße Oberflächen ein größeres Gemischvolumen erreichen und damit eine verbesserte Entflammung bei stark verdünnten, reaktionsträgen Gemischen versprechen. Das beschriebene Verbrennungskonzept wurde im Rahmen dieser Arbeit erstmalig untersucht. Im wissenschaftlichen Fokus steht die grundsätzliche Analyse der innermotorischen Zusammenhänge bei verschiedenen Betriebsbedingungen. Auf dieser Grundlage werden Potentiale und Herausforderungen für eine praktische Anwendung abgeleitet. Zur Bereitstellung und Auswertung der experimentellen Daten wurde ein Einzylinder-Forschungsmotor aufgebaut und dedizierte Auswertemethoden erstellt. Ergänzt werden die Experimente durch numerische Untersuchungen mit teils eigens entwickelten null-, ein- und dreidimensionalen (0D, 1D, 3D) Simulationsmodellen.

Die Arbeit gliedert sich in drei übergeordnete Abschnitte. Eingangs werden wichtige Grundlagen vermittelt und der Stand der Technik sowie die verwendeten Methoden beschrieben. Anschließend werden die Untersuchungsergebnisse im Betrieb mit Erdgas behandelt. Dabei wird zu Beginn der Einfluss der heißen Oberfläche auf den Verbrennungsablauf, die Entflammung und die Selbstzündung charakterisiert. Im nächsten Schritt wird das Betriebsverhalten, ein Vergleich mit der Zündfunkenunterstützung und Ergebnisse im Betrieb mit Wasserstoff und Wasserstoff-Erdgas-Gemischen vorgestellt. Die gewonnenen Erkenntnisse werden abschließend im Kontext der zuvor beschriebenen Motivation diskutiert, bewertet und zusammengefasst.

## 2 Grundlagen und Stand der Technik

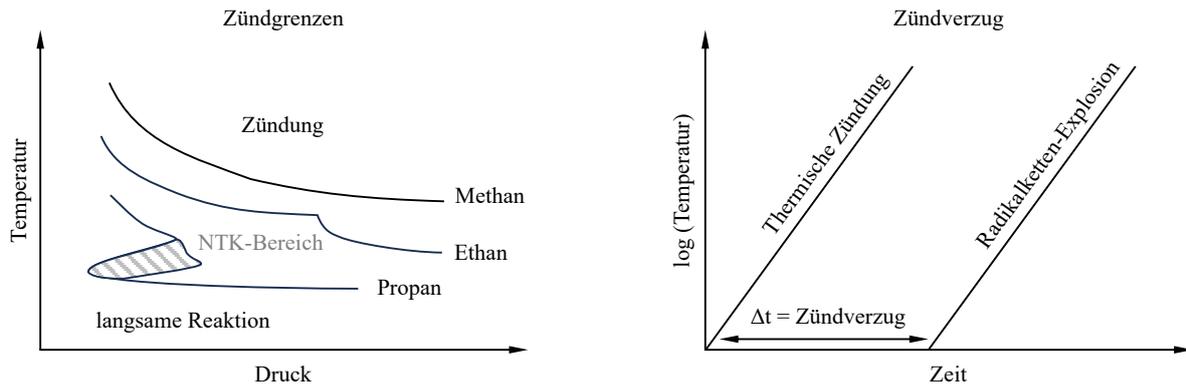
Die Untersuchung des HSACI-Konzepts ist von dem Gedanken angetrieben, die Vorteile des HCCI-Verfahrens durch den Einsatz einer heißen Oberfläche als Zündsystem für Gasmotoren nutzbar zu machen. Im Folgenden wird diese Herangehensweise mit dem aktuellen Stand der Technik auf dem Gebiet der HCCI-Verbrennung und der motorischen Oberflächenzündung motiviert. Zudem werden die bei Selbst- und Oberflächenzündungen dominierenden Mechanismen mit Hilfe von bekannten Ansätzen und Grundlagenuntersuchungen aus der Literatur erläutert.

### 2.1 Selbstzündung

Die Selbstzündung stellt sowohl im HCCI- als auch im HSACI-Verfahren den dominanten Verbrennungsmechanismus dar. Auch bei Oberflächenzündungen handelt es sich im Grunde um Selbstzündungen, die gegenüber einer reinen Gasphasenzündung zusätzlich von der oberflächennahen Energiebilanz abhängen (s. Abschnitt 2.4). In den folgenden beiden Abschnitten werden die Abläufe bei der Erdgas-Selbstzündung und die in dieser Arbeit gewählte Methode für deren Modellierung beschrieben.

#### 2.1.1 Reaktionskinetik

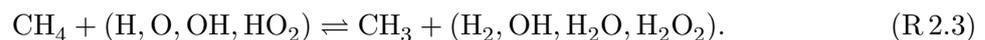
Im Vergleich zu einer thermischen Zündung, bei der die Wärmefreisetzung unmittelbar einsetzt, handelt es sich bei der Selbstzündung von Kohlenwasserstoffen um eine *Radikalketten-Explosion*. Ein charakteristisches Merkmal dieses Prozesses ist die sog. *Zündverzugszeit*, mit der die Zeitspanne zwischen dem Herstellen des initialen Systemzustands und der durch die Zündung hervorgerufenen Temperaturerhöhung bezeichnet wird (s. Abbildung 2.1, rechts). Im ersten Schritt der Reaktionskette werden aus stabilen Spezies durch *Ketteneinleitungsreaktionen* reaktive Spezies (Radikale) gebildet. Zu den wichtigsten Spezies dieser Gruppe gehören H, O, OH und HO<sub>2</sub>. Die entstandenen Radikale reagieren anschließend in konkurrierenden *Kettenfortpflanzungs-* (Radikalanzahl bleibt gleich), *Kettenabbruch-* (Radikalanzahl sinkt) und *Kettenverzweigungsreaktionen* (Radikalanzahl steigt) weiter. Wegen des anfänglichen Mangels an Radikalen im Verbrennungssystem sind die Kettenverzweigungen aufgrund ihrer Netto-Radikalproduktion entscheidend für die Zündung. Je schneller eine kritische Konzentration reaktiver Spezies gebildet wird, desto geringer ist der Zündverzug. Die Geschwindigkeit einzelner Reaktionspfade hängt im Wesentlichen von der Gemischzusammensetzung und dem thermodynamischen Systemzustand ab. Dahingegen bestimmt die Art des Kraftstoffs die Anzahl und Komplexität der Reaktionspfade, die zusammengenommen den Reaktionsmechanismus bilden. So steigt die Anzahl der zu berücksichtigenden Elementarreaktionen beispielsweise von ca. 40 für Wasserstoff und Synthesegas (H<sub>2</sub>, CO) [118] mit zunehmender Kettenlänge für Kohlenwasserstoffe auf mehrere 1000 Reaktionen an [151]. Der jeweilige Reaktionsmechanismus folgt allerdings stets einer hierarchischen Struktur. Ausgehend von der initialen Spaltung einer C–H- oder C–C-Bindung des Kraftstoffmoleküls durch Radikalangriff, Reaktion mit O<sub>2</sub> oder thermische Zersetzung entstehen ein oder mehrere Alkylradikale. Diese anfänglichen Alkylradikale werden daraufhin sukzessive durch Dissoziation ( $\beta$ -Zerfall), H-Abstraktion und ggf. weitere Zwischenschritte unter Abgabe von H-Atomen und Bildung von Alkenen in zunehmend kleinere Alkylradikale zerlegt [73, 135]. Bis zu einer Größe der Abbauprodukte von C<sub>1-2</sub> variiert dieser Prozess abhängig vom Aufbau des Ausgangsmoleküls. Anschließend verläuft die weitere Oxidation über die Teilmechanismen von H<sub>2</sub>–CO–O<sub>2</sub>, CH<sub>4</sub>–O<sub>2</sub> und C<sub>2</sub>H<sub>y</sub>–O<sub>2</sub>, die den Kern des gesamten Reaktionsmechanismus bilden [73, 135, 248].



**Abbildung 2.1:** Schematische Darstellung der Zündgrenzen von Methan, Ethan und Propan nach [135] und des zeitlichen Verlaufs von thermischer Zündung und Radikalketten-Explosion nach [248]

Die Temperaturabhängigkeit der Reaktionsgeschwindigkeit (s. Gleichung 2.3) führt dazu, dass unterschiedliche Reaktionspfade in verschiedenen Temperaturbereichen dominieren. Allgemein wird bei der Zündung zwischen dem Niedertemperatur- ( $< 850\text{ K}$ ), dem Hochtemperatur- ( $> 1200\text{ K}$ ) und dem dazwischen liegenden, mittleren Temperaturbereich unterschieden<sup>1</sup>. Der Niedertemperaturbereich ist durch einen zweistufigen Zündablauf [234] und einen negativen Temperaturkoeffizienten (NTK) gekennzeichnet, der eine Zunahme des Zündverzugs trotz Temperaturerhöhung bewirkt [185] (s. Abbildung 2.1, links). Die zugrundeliegende Reaktionsabfolge ist sehr komplex und ist mit der Isomerisierung von Peroxi-Radikalen verknüpft, die erst ab einer Größe von  $C_{\geq 3}$  möglich ist [20, 189]. In den Untersuchungen dieser Arbeit wird Erdgas als Kraftstoff verwendet, dessen volumetrische Hauptbestandteile zu über 90% aus Methan ( $C_1$ ) und Ethan ( $C_2$ ) bestehen, gefolgt von geringen Konzentrationen höherer Kohlenwasserstoffe ( $C_{\leq 6}$ ) (s. Tabelle A.1). Methan besitzt die stärksten C–H-Bindungen aller Alkane und ist daher am resistantesten gegen Selbstzündungen [135, 226]. Obwohl sich geringe Konzentrationen höherer Kohlenwasserstoffe im Erdgas zwar fördernd auf die Zündung auswirken, läuft der Zündprozess dennoch im oberen Temperaturbereich mit einer einstufigen Wärmefreisetzung ab [109]. Die für den Niedertemperaturbereich typischen zweistufigen Zündungen sind erst ab einem Anteil von  $C_{\geq 3} \geq 30\%$  zu erwarten [94, 203] und werden daher an dieser Stelle nicht weiter behandelt. Weiterführende Darstellungen zu dieser Thematik können [73, 189] entnommen werden.

Für Methan als dominierende Kraftstoffkomponente beginnt die Oxidation durch das Trennen einer C–H-Bindung mittels Ketteneinleitung (R.2.1-R.2.2) oder durch den Angriff eines Radikals (R.2.3):



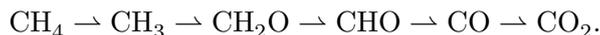
Die Spezies M repräsentiert dabei einen nicht reagierenden Stoßpartner [135]. Mit zunehmender Temperatur läuft R.2.1 bevorzugt ab, bei niedrigeren Temperaturen hingegen R.2.2 [135]. An diesem Punkt lässt sich bereits der zuvor erwähnte, positive Einfluss höherer Kohlenwasserstoffe im Erdgas erkennen: höhere Alkane zerfallen bei niedrigeren Temperaturen und setzen reaktive Spezies frei, von denen die Radikalreaktionen R.2.3 profitieren. Das entstandene Methyl-Radikal

<sup>1</sup>Die Grenzen der Temperaturbereiche sind als Übergangsbereiche zu verstehen, für die in der Literatur unterschiedliche Werte zu finden sind [135, 248, 251]

reagiert anschließend mit molekularem Sauerstoff und durchläuft weitere H-Abstraktionen bis im letzten Schritt CO durch ein Hydroxyl-Radikal oxidiert wird:



Diese Reaktion ist für den Großteil der Verbrennungswärme verantwortlich. Gegenüber der OH-Reaktion R 2.3 ist ihre Geschwindigkeit allerdings deutlich langsamer, weshalb die Umwandlung von CO zu CO<sub>2</sub> erst *nach* der eigentlichen Zündung erfolgt [73, 135]. Der resultierende Oxidationsprozess von CH<sub>4</sub> kann systematisch über die schrittweise Reduktion des Wasserstoffgehalts wie folgt zusammengefasst werden:



Im Sinne der Vollständigkeit sei erwähnt, dass Methyl-Radikale durch Rekombination C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> und C<sub>2</sub>H<sub>5</sub> bilden können. Folglich laufen selbst bei der Methan-Verbrennung zwangsläufig parallele C<sub>2</sub>H<sub>y</sub>-Reaktionen ab.

Eine wichtige Eigenschaft des beschriebenen Kohlenstoffpfads liegt in der Bereitstellung von H-Atomen. Dadurch können weitere Kettenverzweigungen durch Reaktion mit dem im System vorhandenen O<sub>2</sub> erfolgen [73]. Zur Einleitung der Zündung im für HCCI-Motoren relevanten, mittleren Temperaturbereich (850–1200 K) ist die Spezies H<sub>2</sub>O<sub>2</sub> entscheidend. Im Laufe der Kompression wird zunehmend H<sub>2</sub>O<sub>2</sub> bei niedrigen Temperaturen akkumuliert, unter denen die Spezies relativ inert ist und als temporäres *Reservoir* für reaktive OH-Radikale fungiert. Ando et al. [11] bezeichnen diesen der Zündung vorgeschalteten Ablauf als *H<sub>2</sub>O<sub>2</sub>-Schleife*. Die Zündung setzt mit Erreichen einer vom Druck abhängigen kritischen Temperatur im Bereich von 1050 ± 50 K ein [4, 251]. An diesem Punkt zerfällt H<sub>2</sub>O<sub>2</sub> nach R 2.6 und setzt große Mengen von OH frei, die unter Wärmeentwicklung und Temperaturerhöhung mit unverbrannten Kraftstoffmolekülen reagieren und eine effektive Kettenverzweigungssequenz initiieren, zu der folgendes Reaktionsschema gehört [4, 251]:



Sobald die freigesetzte Wärme das System in den Bereich (> 1200 K) überführt, findet ein Übergang zur Hochtemperatur-Zündung statt und die Kettenverzweigung R 2.10 beginnt den Reaktionsablauf zu dominieren [135, 248, 251]:



Da das beschriebene Schema auf den beginnenden Zerfall von H<sub>2</sub>O<sub>2</sub> zurückzuführen ist, wird dieser Zeitpunkt als *chemischer Trigger* der Zündung interpretiert. Die Konsistenz dieses Zusammenhangs wurde in der Literatur für Zündungen in Einhubtriebwerken, klopfenden Ottomotoren, Diesel- und HCCI-Motoren festgestellt [251] und wird durch die Ergebnisse dieser Arbeit ebenfalls bestätigt (s. Kapitel 5.1.3).

## 2.1.2 Reaktionsmechanismen

Chemische Reaktionsmechanismen bilden die zuvor beschriebene Kinetik von Verbrennungsvorgängen durch einen Satz von Elementarreaktionen ab. Für detaillierte Mechanismen, die möglichst alle beteiligten Spezies und Elementarreaktionen beinhalten, steigt der Umfang mit zunehmender Größe des Kraftstoffmoleküls und des thermodynamisch relevanten Bereichs erheblich an. Gegenüber empirischen Verbrennungsmodellen (s. z.B. [188]) ist der Rechenaufwand zwar deutlich höher, es müssen allerdings keine anwendungsspezifischen Modellparameter justiert werden. Der Einsatz von Reaktionsmechanismen bietet sich daher vor allem dann an, wenn ein hoher Detaillierungsgrad der Ergebnisse gefordert ist oder wenn Verbrennungsprozesse unter nicht etablierten Bedingungen untersucht werden sollen. Im Fall von Erdgas ist die Nutzung von Reaktionsmechanismen zur Verbrennungssimulation besonders interessant, da leichte Alkane die Hauptkomponenten repräsentieren. Um eine hohe Genauigkeit zu erreichen, müssen vergleichsweise wenige Reaktionen und Spezies berücksichtigt werden, was den numerischen Rechenaufwand deutlich reduziert.

Ein Reaktionsmechanismus, der aus  $i = 1$  bis  $I$  Elementarreaktionen und  $k = 1$  bis  $N$  Spezies  $\mathcal{M}_k$  besteht, kann allgemein durch:

$$\sum_{k=1}^N \nu'_{ki} \mathcal{M}_k \rightleftharpoons \sum_{k=1}^N \nu''_{ki} \mathcal{M}_k \quad \text{für } i = 1, \dots, I \quad (2.1)$$

formuliert werden. Darin sind  $\nu'_{ki}$  die stöchiometrischen Koeffizienten der Hin- und  $\nu''_{ki}$  die stöchiometrischen Koeffizienten der Rückreaktion. Die Reaktionsgeschwindigkeit  $\dot{\omega}_k$  beschreibt die Bildung oder den Abbau einer Spezies und resultiert aus der Summe des Produkts des effektiven stöchiometrischen Koeffizienten  $\nu_{ki} = \nu''_{ki} - \nu'_{ki}$  und der Fortschrittsrate  $q_i$  aller Reaktionen:

$$\dot{\omega}_k = \sum_i^I \nu_{ki} q_i \quad \text{und} \quad q_i = k_{f,i} \prod_{k=1}^N [\mathcal{M}_k]^{\nu'_{ki}} - k_{r,i} \prod_{k=1}^N [\mathcal{M}_k]^{\nu''_{ki}}. \quad (2.2)$$

Die Fortschrittsrate  $q_i$  wird über die Differenz der Reaktionsgeschwindigkeit der Hin- (Index  $f$ ) und Rückreaktion (Index  $r$ ) berechnet. Dabei sind  $[\mathcal{M}_k]$  die Spezies-Konzentrationen und  $k_{f,i}$ ,  $k_{r,i}$  die entsprechenden Geschwindigkeitskoeffizienten. Ein modifizierter Arrhenius-Ansatz wird zur temperaturabhängigen Bestimmung von  $k_{f,i}$  verwendet, woraufhin  $k_{r,i}$  anschließend mittels Gleichgewichtskonstante  $K_{c,i}$  ermittelt wird:

$$k_{f,i}(T) = A \cdot T^b \cdot e^{-E_a/RT}, \quad k_{r,i} = \frac{k_{f,i}}{K_{c,i}}. \quad (2.3)$$

Der präexponentielle Faktor  $A$ , der Exponent  $b$  und die Aktivierungsenergie  $E_a$  der Arrhenius-Form sind durch den Reaktionsmechanismus gegeben, während  $R$  die allgemeine Gaskonstante bezeichnet. Die Gleichgewichtskonstante berechnet sich mit dem Standarddruck  $p^\circ = 1$  bar und den Entropie-  $\Delta s_i$  und Enthalpie-Änderungen  $\Delta h_i$  der Reaktion zu:

$$K_{c,i} = \left( \frac{p^\circ}{RT} \right)^{\sum_{k=1}^N \nu_{ki}} \exp\left( \frac{\Delta s_i}{R} - \frac{\Delta h_i}{RT} \right), \quad \Delta s_i = \sum_{k=1}^N \nu_{ki} s_k, \quad \Delta h_i = \sum_{k=1}^N \nu_{ki} h_k. \quad (2.4)$$

Die Entropie  $s_k$  und Enthalpie  $h_k$  der Spezies werden mit Polynom-Ansätzen bestimmt, deren Koeffizienten begleitend zu den Reaktionsmechanismen zur Verfügung gestellt werden [117].

In den vergangenen Jahrzehnten wurde eine Vielzahl von detaillierten Reaktionsmechanismen für die Erdgasverbrennung entwickelt, meist auf Grundlage von vereinfachten  $C_{1-3}$ -Gemischen. Tabelle 2.1 zeigt einen Auszug häufig in der Literatur verwendeter Mechanismen. Judith et al. [109] haben einen umfangreichen Vergleich zwischen experimentell bestimmten und berechneten Zündverzugszeiten unter Verwendung der Mechanismen 1, 2, 4, 7 und 9 durchgeführt. Die als Referenz verwendeten Versuchsdaten decken dabei Initialbedingungen von  $\lambda = 1,0\text{--}3,3$ ,  $p = 10\text{--}160$  bar,  $T = 850\text{--}1500$  K und Wasserstoffanteile bis zu 80 %-mol ab. Aus den Ergebnissen geht eine sehr hohe Genauigkeit des AramcoMech 1.3 im gesamten Untersuchungsbereich hervor. Für die Simulationen dieser Arbeit wurde daher der AramcoMech 1.3 verwendet.

**Tabelle 2.1:** Literaturübersicht ausgewählter Reaktionsmechanismen zur Simulation der Erdgas-Verbrennung [109]

#	Mechanismus	Spezies	Reaktionen	Jahr	Referenz
1	GRI 3.0	53	325	1999	[222]
2	USC II	111	784	2007	[246]
3	LLNL n-hept 3.1	654	2827	2012	[151]
4	AramcoMech 1.3	253	1542	2013	[160]
5	AramcoMech 2.0	493	2716	2015	[34]
6	Caltech 2.3	192	1156	2015	[172]
7	San Diego	58	270	2016	[150]
8	AramcoMech 3.0	581	3037	2018	[264]
9	CRECK 2003 C3 HT	114	1999	2020	[15]

## 2.2 Verbrennungionenstrom

Bei Verbrennungsprozessen entstehen freie Ladungsträger in Form von positiven und negativen Ionen sowie Elektronen [35, 37, 38]. Der primäre Entstehungsmechanismus dieser freien Ladungsträger in der Reaktionszone ist die chemische Ionisation, d.h. chemische Reaktionen, bei denen ausreichend Energie freigesetzt wird, um eines der Produkte zu ionisieren [35, 137]. Das dabei dominierende Schema wird in der Literatur [36, 78, 137] über die drei Schritte der chemischen Ionisation des primären Ions  $CHO^+$  über:



gefolgt von der Bildung des dominierenden [56, 76, 78, 121] sekundären Ions  $H_3O^+$  über Protonentransfer:



sowie der Rekombination zu  $H_2O$  über:



beschrieben. Ein weiteres, nennenswertes Ion ist  $C_3H_3^+$ , dessen Bedeutung bei Verbrennung mit  $\lambda < 1,0$  zunimmt [76, 92]. Neben der chemischen Ionisation in der Reaktionszone wird in der Literatur die thermische Ionisierung als Mechanismus zur Ionenbildung bei hohen Temperaturen in der verbrannten Zone diskutiert. Der Vorgang der thermischen Ionisierung wird durch Teilchenstöße untereinander verursacht [21] und kann nach [137] als einfache chemische Reaktion verstanden werden, bei der die Reaktionsenthalpie der Ionisierungsenergie entspricht:



Die Ionisation hängt dabei stark von der Temperatur und der Ionisierungsenergie ab [137]. Eine umfangreiche Übersicht der Ionisierungsenergien wesentlicher Spezies bei der motorischen Verbrennung kann [253] entnommen werden. Aufgrund der vergleichsweise geringen Ionisierungsenergie von NO (9,25 eV) wird  $\text{NO}^+$  häufig ein hoher Anteil an den vorliegenden Ionen stromab der Reaktionszone zugesprochen [7, 71, 122, 204]. Durch Anlegen eines elektrischen Feldes bewirken die freien Ladungsträger einen als *Ionenstrom* bezeichneten Stromfluss, mit dessen Verlauf Rückschlüsse auf die Position der Reaktionszone gezogen werden können [75, 76, 116, 232]. Aus Grundlagenversuchen geht hervor, dass sich die Signalstärke proportional zu Spannung, Einragtiefe und Durchmesser der Messsonde sowie zur Strömungsgeschwindigkeit verhält [98, 99]. Ferner steigt der Ionenstrom mit Annäherung an  $\lambda \approx 1,0$  [36] und zeigt eine Abhängigkeit von der Krümmung der Flamme sowie deren Winkel relativ zur Messsonde [231].

In Verbrennungsmotoren kann die Ionenstrommessung über Zündkerzen oder separate Sensorik erfolgen. Bekannte Beispiele für den möglichen Einsatz des Ionenstromsignals sind die Regelung des Zündwinkels [66], die Interpretation und Regelung der Verbrennungsstabilität bei hoher Verdünnung mit Luft oder Abgas [64, 90], die Bestimmung des Brennbeginns [129] sowie die Detektion von Verbrennungsaussetzern und klopfenden Verbrennungen [253]. Da der Ionenstrom auch im Verbrennungsmotor mit dem Luftverhältnis zusammenhängt, existieren Ansätze zur lokalen Auswertung des  $\lambda$ -Werts im Bereich der Messsonde auf Basis vorab bestimmter Korrelationen [80, 120, 194]. Bei der HCCI-Verbrennung wurde prinzipiell ein Anstieg der Signalstärke für sinkende  $\lambda$  und steigende Verbrennungstemperaturen festgestellt [26, 60, 153]. Aufgrund der absolut betrachtet geringen Spitzentemperaturen der HCCI-Verbrennung ist der Anteil der thermischen Ionisation allerdings weniger stark ausgeprägt und die chemische Ionisation kann als dominierender Mechanismus zur Ionenbildung im HCCI-Verfahren identifiziert werden [8, 152, 153]. Entsprechend Gleichung R.2.11 besteht für die chemische Ionisation eine ausgeprägte Abhängigkeit der Signalstärke von der Konzentration der CH-Radikale, deren Bildung für Kraftstoffe mit hohem C/H-Verhältnis [154, 193] und durch steigende Abgasanteile im Gemisch begünstigt wird [152, 245]. Zu erwähnen ist in diesem Kontext die Feststellung von Mehresh et al. [152], dass die Reaktionsraten der Ionenbildungsreaktionen zwar weitestgehend unabhängig von der Temperatur sind, die Konzentrationen der zur Ionenbildung erforderlichen Reaktanten allerdings bei höheren Temperaturen ansteigen. Hinsichtlich der Anwendung der Ionenstromsensorik in HCCI-Motoren zeigen die Untersuchungen von Strandh et al. [228] mit Iso-Oktan im Bereich  $\lambda = 0,9$ – $2,8$  und Mehresh et al. mit Propan im Bereich  $\lambda = 2,6$ – $3,1$  [154] sowie Acetylen im Bereich  $\lambda = 3,6$ – $4,5$  [153] Ionenstromsignale, deren zeitlicher Verlauf mit der Wärme-freisetzungsrates zusammenhängt. Dieser Zusammenhang birgt das Potential, charakteristische Verbrennungszeitpunkte mit Merkmalen des Ionenstromsignals zu korrelieren. Beispiele dafür sind die Korrelation der Verbrennungsschwerpunktlage mit dem Zeitpunkt, wenn der Ionenstrom 50 % seines Maximums erreicht hat [60, 154, 228, 245] sowie Korrelationen auf Grundlage des Zeitpunkts des ersten Anstiegs, des maximalen Gradienten sowie des Maximalwerts des Ionenstromsignals [61].

## 2.3 Homogen kompressionsgezündete Verbrennung

Beginnend mit den ersten Arbeiten zum HCCI-Verfahren von Onishi et al. [179], Najt und Foster [170] und weiteren hat sich in kurzer Zeit die Erkenntnis etabliert, dass der hohe Wirkungsgrad und die niedrigen Emissionen bei der HCCI-Verbrennung mit den Kosten einer schwer kontrollierbaren Verbrennung und engen Betriebsgrenzen verbunden sind [52]. Mit dem Ziel einen Zugang zu den genannten Vorteilen für praktische Anwendung zu schaffen, wurden daher neben Grundlagenuntersuchungen zur Verbesserung des allgemeinen Prozessverständnisses intensive

Aktivitäten zu den thematischen Schwerpunkten der Verbrennungssteuerung und der Betriebsgrenzenerweiterung durchgeführt. Wesentliche Erkenntnisse aus den genannten Bereichen werden in den folgenden Abschnitten vorgestellt.

### 2.3.1 Grundlegende Zusammenhänge

Im Brennraum eines Verbrennungsmotors wirken eine Vielzahl von physikalischen Mechanismen zusammen. Die Pfade, über die einzelne Effekte oder deren Interaktion die HCCI-Verbrennung beeinflussen können, sind dementsprechend komplex und vielseitig. Nachfolgend wird eine Auswahl grundlegender Zusammenhänge präsentiert, die das allgemeine Verständnis der Abläufe und Abhängigkeiten bei der HCCI-Verbrennung verbessern sollen.

#### Rolle des Zündverzugs

In der grundlegendsten Modellvorstellung des HCCI-Verfahrens stellt der Brennraum einen homogenen Reaktor dar, in dem ein ideales Gasgemisch durch Kompression zur Selbstzündung gebracht wird. Die zeitliche Änderung des thermochemischen Zustands der Zylinderladung kann in diesem Fall mit 0D Modellen und detaillierten Reaktionsmechanismen beschrieben werden (s. Abschnitt 4). Aufgrund der geringen Rechenzeiten bei gleichzeitig hoher Auflösung der reaktionskinetischen Vorgänge wird diese stark idealisierte Prozess-Modellierung häufig verwendet, um die prinzipiellen Eigenschaften des Brennverfahrens als Funktion der motorischen Randbedingungen zu untersuchen [3, 68, 69]. Babajimopoulos et al. [14] haben mit einem solchen Ansatz am Beispiel von Iso-Oktan gezeigt, dass ein motorspezifischer, annähernd linearer Zusammenhang zwischen dem Zündverzug im oberen Totpunkt (OT) und dem Selbstzündungszeitpunkt existiert. Folglich können die Initialbedingungen zu Beginn der Verdichtung beliebig variiert werden, solange der resultierende Zündverzug im OT dem angestrebten Selbstzündungszeitpunkt entspricht. Dieser Zusammenhang bildet die Grundlage für die Prozessführung im HCCI-Verfahren.

#### Räumliche Inhomogenitäten

Bei ausgeführten Motoren führen Wärmeübertragung und Mischungsprozesse zwischen Kraftstoff, Luft und Restgas zu inhomogenen Temperatur- und Gemischverteilungen innerhalb des Brennraums. Diese Inhomogenitäten wirken sich direkt auf den lokalen Zündverzug des Gemischs aus und können mit Hilfe von optischen Methoden nachgewiesen werden. Über die Auswertung der natürlichen Chemilumineszenz aus der Verbrennung wurde in [50, 142] auf eine vorhandene Temperaturverteilung geschlossen. Mit laserinduzierter Fluoreszenz (LIF) wurde die räumliche Verteilung von Kraftstoff [105, 197, 235], OH-Radikalen [198], Restgas [202, 224, 235] und Temperatur [53, 202, 223, 224] untersucht. Aus den Untersuchungen geht zusammengefasst hervor, dass für Anwendungen mit konventionellen Steuerzeiten und äußerer Gemischbildung bzw. Direkteinspritzung mit frühem Einspritzzeitpunkt die Temperaturverteilung den größten Einfluss auf die Verbrennung ausübt. In diesen Fällen ist sowohl die vorhandene Schichtung von Kraftstoff als auch von Restgas unzureichend ausgeprägt, um die Verbrennung erkennbar zu beeinflussen [50, 198, 223]. Ursächlich für die inhomogene Temperaturverteilung ist die Interaktion des turbulenten Strömungsfelds mit der thermischen Grenzschicht in Wandnähe [53, 62]. Von dort aus gelangt kälteres Gas über turbulente Konvektion ab ca. 30 °KW vor dem oberen Totpunkt im Verdichtungstakt (ZOT) zunehmend ins Brennrauminnere und bildet dort entweder isolierte oder oftmals noch mit der Wand verbundene, zusammenhängende Strukturen mit geringer Temperatur aus. Die Größe dieser Strukturen wird mit der Quetschpalthöhe in Verbindung gesetzt und kann Längen von 5–11 mm [53] sowie eine Fläche bis zu 10 mm<sup>2</sup> [62] erreichen. Maximale Zahlenwerte für die Breite (5–95 %) der Masse-basierten Temperaturverteilung und

die Höhe der zyklischen Temperaturfluktuationen wurden im ZOT bestimmt und werden in der Größenordnung von 45 K [53] bzw. 10–15 K [62] angegeben.

### Ausbreitungsmechanismen

Die Ausbreitung von Zündkernen in inhomogenen Mischungen kann nach [81, 262] mit sinkendem Temperaturgradienten in Deflagrationen, spontane Unterschall-Selbstzündungsfronten, Detonationen, Selbstzündungsfronten oberhalb der Detonationsgeschwindigkeit und thermische Explosionen klassifiziert werden. Unter HCCI-typischen Bedingungen wurde die Koexistenz von Deflagrationen und spontanen Unterschall-Selbstzündungsfronten mit direkten numerischen Simulationen (DNS) für Wasserstoff [40, 91, 205], n-Heptan [257] und Iso-Oktan [258] sowie experimentell in einem Einhub-Triebwerk [82] untersucht. Deflagrationen weisen eine schmale Reaktionszone auf, breiten sich vergleichsweise langsam aus und sind an molekulare Diffusionseffekte<sup>2</sup> gekoppelt. Spontane Ausbreitungen besitzen dagegen eine breitere Reaktionszone und hängen statt von Diffusionsvorgängen nur vom Zündverzug benachbarter Gemischbereiche ab. Ihre Ausbreitung erfolgt daher wesentlich schneller und ähnelt einer Kaskade unabhängiger Selbstzündungen. Aus den aufgeführten Studien geht einerseits hervor, dass beide Verbrennungsmodi parallel auftreten können. Andererseits wird konsistent mit den theoretischen Konzepten aus [81, 262] gezeigt, dass sinkende Temperaturgradienten<sup>3</sup> spontane Selbstzündungsfronten begünstigen, während steigende Temperaturdifferenzen die Ausbildung von Deflagrationen fördern. Aufgrund ihrer deutlich schnelleren Ausbreitung ist prinzipiell ein höherer Beitrag der Selbstzündungsfronten an der gesamten Wärmefreisetzung zu erwarten [205, 258]. Die 3D *Large Eddy Simulationen* (LES) der motorischen HCCI-Verbrennung von Yu et al. [259] stimmen mit diesen Zusammenhängen überein. Ferner wird der mögliche Transport vorhandener Reaktionszonen über Konvektion durch das überlagerte Strömungsfeld angedeutet.

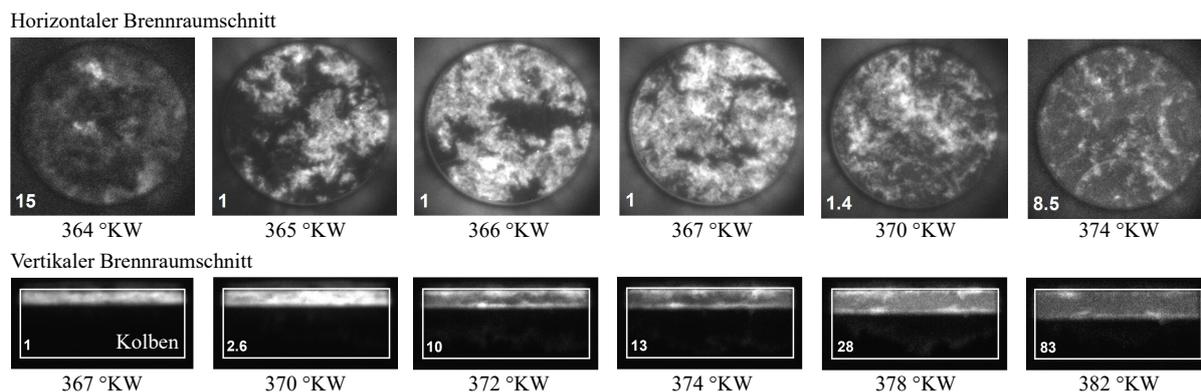
### Verbrennungsablauf

Die zuvor beschriebenen Zusammenhänge führen zu einem für HCCI-Verbrennungen charakteristischen Verbrennungsablauf. Variationen im Temperaturfeld führen zu einer örtlichen Verteilung des Zündverzugs, wodurch verschiedene Gemischbereiche zu unterschiedlichen Zeitpunkten reagieren. Snyder et al. [223] haben durch den Vergleich der Temperaturverteilung kurz vor ZOT mit den reaktiven Gemischbereichen kurz nach ZOT innerhalb einzelner Zyklen belegt, dass die initialen Reaktionszentren mit den Bereichen höchster Temperatur korrelieren. Die bei der Ausbreitung dieser Zündkerne freigesetzte Wärme erhöht den Druck und die Temperatur im Brennraum. In unverbrannten Zonen steigt die Reaktionsgeschwindigkeit dadurch an und die dortige Zündung wird beschleunigt. Diese Wechselwirkung zwischen fortschreitender Wärmefreisetzung und verbesserten Zündbedingungen im unverbrannten Gas kann als thermische Rückkopplung interpretiert werden [174]. Vereinfacht ausgedrückt lässt sich der HCCI-Verbrennungsablauf als eine sequentielle Zündung von sukzessiv kälteren Zonen beschreiben [50, 105, 223, 235]. Untersuchungen zur Verbrennungsvisualisierung veranschaulichen die dabei möglichen Formen des räumlichen Verbrennungsfortschritts. Thirouard et al. [235] berichten von einer Art kontinuierlicher Selbstzündungsfront, die im Zentrum des Brennraums beginnt und sich mit hoher Geschwindigkeit durch eine Reihe von aufeinanderfolgenden Zündungen in benachbarten Gemischbereichen in Richtung der Zylinderwände ausbreitet. Dahingegen weist die Verbrennung in [50, 105, 244] räumlich verteilte, turbulente Strukturen mit teilweise entgegengesetzter Ausbreitungsrichtung auf. Allen Ausbreitungsformen gemeinsam ist die extrem schnelle Gemischumsetzung aufgrund

---

<sup>2</sup>Wärme-, Stofftransport

<sup>3</sup>ca.  $\Delta T \leq 1800 \text{ K/mm}$  über die Reaktionszone [40, 205]



**Abbildung 2.2:** Chemilumineszenz-Aufnahmen von HCCI-Verbrennungen zu verschiedenen Zeitpunkten aus [50] mit Angabe des Signalverstärkungsfaktors am unteren, linken Bildrand

des hohen, gleichzeitig reagierenden Volumens. Schätzungen der globalen Ausbreitungsgeschwindigkeit liegen in der Größenordnung von 60–100 m/s [50, 95, 105]. Eine repräsentative Sequenz einer HCCI-Verbrennung mit turbulenten Zündstrukturen ist im oberen Teil von Abbildung 2.2 anhand von Chemilumineszenz-Messungen aus [50] gezeigt. Das Aufleuchten von Teilen der oberen und unteren Randbereiche in der unteren Bildreihe nach 370 °KW verdeutlicht, dass Teile der Grenzschicht ebenfalls an der Wärmefreisetzung teilnehmen, allerdings erst nach der Verbrennung im Hauptgas.

### Strömung und Turbulenz

Der Einfluss von Strömung und Turbulenz auf die HCCI-Verbrennung ist komplex und schwer zu verallgemeinern. Wie zuvor beschrieben, ist das Strömungsfeld die treibende Kraft für die lokalen Temperaturgradienten in der Zylinderladung [53, 62]. Da hierbei keine Verbindung zu einem übergeordneten Strömungsmuster identifiziert wurde, wird die Temperaturschichtung auf zufällig auftretende großskalige Turbulenzen zurückgeführt. Somit bietet das Turbulenzniveau eine Möglichkeit, die Stärke der Wandinteraktion und damit indirekt das Niveau der Temperaturschichtung bei der Zündung zu beeinflussen. Nach der Zündung kann die Strömung die Ausbreitung der Reaktionszone durch Konvektion unterstützen [259]. Dabei vorhandene Turbulenz kann die Verbrennung über mehrere Pfade beeinflussen. Zum einen kann Turbulenz die Deflagrationgeschwindigkeit durch eine vergrößerte Oberfläche erhöhen [135]. Zum anderen zeigen die Untersuchungen in [82, 91, 258], dass unter HCCI-Bedingungen, bei denen Selbstzündungsfronten und Deflagrationen konkurrieren, die Turbulenz den Anteil beider Modi beeinflusst. Selbstzündungsfronten profitieren nach [258] von einer homogeneren Mischung durch zunehmende Turbulenz, wenn die Längenskalen von Temperatur und Geschwindigkeit ähnlich sind. Dieser Effekt nimmt ab, wenn die Größe der Temperaturskalen die der Geschwindigkeit übersteigen. Aufgrund der dominanten Rolle der Selbstzündung und deren exponentieller Temperaturabhängigkeit zeichnet sich insgesamt das Bild ab, dass der größte Einfluss des turbulenten Strömungsfelds aus der Änderung der lokalen Temperaturgradienten *vor* und *während* der Verbrennung resultiert.

### Emissionsbildung

Im HCCI-Verfahren entstehen analog zu anderen Motorbrennverfahren Emissionen in Form von Stickoxiden ( $\text{NO}_x = \text{NO} + \text{NO}_2$ ), unverbrannten Kohlenwasserstoffen (HC) und Kohlenmonoxid (CO) [97, 248]. Partikel-Emissionen sind aufgrund des homogenen und mageren Gemischs vernachlässigbar. CO und HC entstehen durch unvollkommene Verbrennung als Folge von

Flammenlöschen im Hauptgas, in Randschichten und in Spalträumen. Dec et al. [49] ordnen die Entstehungsorte schematisch verschiedenen Temperaturbereichen zu. Aufgrund der Temperaturzunahme mit fortlaufendem Reaktionsfortschritt liegen HC (Kraftstoff, Reaktionszwischenprodukte) bei niedrigen bis mittleren Temperaturen (Randschichten, Spalträume) und CO bei erhöhten Temperaturen (Hauptgas) vor. Die experimentellen Ergebnisse in [51, 216, 218] zeigen, dass die Bildung von CO und HC durch zunehmendes Flammenlöschen im Hauptgas mit Annäherung an die Magerlaufgrenze stark ansteigt. Als kritische Temperatur konnte dabei ein Wert von 1500 K identifiziert werden [218], unterhalb derer die Konzentration des zur CO-Oxidation benötigten OH-Radikals deutlich abfällt [218, 248]. Im Bereich höherer Verbrennungstemperaturen dominiert hingegen die partielle Oxidation in kälteren Randschichten und Spalträumen das Vorkommen von CO und HC [2, 43]. Hinsichtlich der  $\text{NO}_x$ -Bildung besteht in der Literatur ein Konsens über den dominierenden Einfluss der Verbrennungstemperatur bei überstöchiometrischer Verbrennung. Die Entstehung von  $\text{NO}_x$  kann nach [248] grundsätzlich über den thermischen Mechanismus von Zeldovich, den  $\text{N}_2\text{O}$ -Mechanismus, den Fenimore-Mechanismus (*Prompt*  $\text{NO}_x$ ) und aus N-haltigen Kraftstoffkomponenten erfolgen. Aus den numerischen Untersuchungen von Amnéus et al. [10] und Mehresh et al. [154] geht hervor, dass der thermische und der  $\text{N}_2\text{O}$ -Pfad bei der  $\text{NO}_x$ -Bildung in HCCI-Motoren entscheidend sind. Mit sinkender Temperatur und bei niedrigen  $\text{NO}_x$  dominiert der  $\text{N}_2\text{O}$ -Pfad, während mit steigender Temperatur ( $> 1900$  K) der thermische Mechanismus zunehmend überwiegt.

### 2.3.2 Kontrollmöglichkeiten

Wie die zuvor beschriebenen Zusammenhänge darlegen, bestimmt die Reaktionskinetik des Gemischs den Beginn und die Geschwindigkeit der HCCI-Verbrennung. Da im HCCI-Verfahren dementsprechend kein externer Trigger zur Einleitung der Verbrennung zur Verfügung steht, muss der Selbstzündungszeitpunkt indirekt über die Druck-, Temperatur- und Gemischhistorie während der Verdichtung *eingestellt* werden. Eine präzise Verbrennungssteuerung von Zyklus zu Zyklus unter dynamischen Betriebsbedingungen und in einem möglichst breiten Kennfeldbereich ist über diesen Weg technisch extrem anspruchsvoll. Nach dem Einsetzen der Zündung verbrennen große Teile der Zylinderladung binnen kürzester Zeit und erzeugen damit hohe Spitzenwärmefreisetzungsraten in Verbindung mit steilen Druckgradienten. Diese Druckgradienten regen hochfrequente Schwingungen des Zylinderdrucks an, die bei HCCI-Motoren als *ringing*<sup>4</sup> bezeichnet werden und zu störenden Geräuschen sowie unter Umständen zu Beschädigungen des Motors führen können [57, 65, 107]. Mit zunehmender Kraftstoffzufuhr, d.h. sinkendem Luftverhältnis, nehmen der maximale Druckgradient und die Amplitude der Druckschwingungen sukzessive bis zu einem maximal zulässigen Punkt zu, in dem der Betrieb ähnlich zu Ottomotoren<sup>5</sup> als *klopfend* bezeichnet wird [57]. Um eine möglichst hohe Last ohne Klopfen zu realisieren, muss die Spitzenwärmefreisetzungsraten moderiert werden. Die Kontrolle des Selbstzündungszeitpunkts und der Spitzenwärmefreisetzungsraten stellt damit eine wesentliche Herausforderung bei der praktischen Umsetzung des Brennverfahrens dar und erfordert entsprechende Maßnahmen.

### Ansaugtemperatur und variable Verdichtung

Realisierte Konzepte zur Steuerung des Selbstzündungszeitpunkts zielen prinzipiell darauf ab, neben dem Druck und der Zusammensetzung vor allem die Temperatur des Gemischs zu Beginn der Kompression so zu konditionieren, dass die Selbstzündung zum gewollten Zeitpunkt einsetzt. Das Management der Ansauglufttemperatur durch einen elektrischen Heizer oder einen

<sup>4</sup>Zur Berechnung s. Abschnitt 3.4.1

<sup>5</sup>Zum ottomotorischen Klopfen siehe [97]

Abgas-Frischluff-Wärmeübertrager stellt eine naheliegende Möglichkeit zur Variation des Selbstzündungszeitpunkts für verschiedene Drehzahlen, Ansaugdrücke, Kraftstoffe und Luftverhältnisse dar [125, 210, 216]. Für eine gegebene Konstellation aus Ansaugdruck und Gemischzusammensetzung verschiebt sich die Verbrennung mit steigender Temperatur nach früh, während sinkende Temperaturen zu späteren Selbstzündungen führen. Ein Konzept zur sehr schnellen Verbrennungsregelung mittels Ansauglufttemperatur binnen weniger Zyklen wurde in [89] auf Basis eines elektrischen Heizers und eines Abgaswärmeübertragers für einen gemischansaughenden Fünf-Zylindermotor in einem Drehzahlbereich zwischen 1000–5000 1/min und bei indizierten Mitteldrücken  $p_{mi}$  zwischen 2–4 bar vorgestellt. Um dem Leistungsabfall mit steigender Ansaugtemperatur aufgrund einer reduzierten Dichte entgegenzuwirken, werden Ansaugluftherwärmungen für gewöhnlich mit Aufladesystemen kombiniert [45]. Der Ansaugdruck kann dabei ebenfalls als Einstellgröße für den Selbstzündungszeitpunkt fungieren [215]. Aus energetischer Sicht sind Abgaswärmeübertrager grundsätzlich elektrischen Heizungen vorzuziehen. In beiden Fällen liegen systemabhängige, thermische Trägheiten und ein steigender Bauraumbedarf vor, weshalb sich das Ansaugtemperaturmanagement primär für stationäre Anwendungen mit geringeren Dynamikanforderungen eignet [209].

Systeme zur Variation des Verdichtungsverhältnisses erzielen einen ähnlichen Effekt wie die Ansaugluftkonditionierung. Dabei wird im motorischen Betrieb durch eine entsprechende Mechanik das geometrische Verdichtungsverhältnis verändert [213], um den Druck und die Temperatur während der Verdichtung zu beeinflussen. Haraldsson et al. [88] haben die Machbarkeit einer Verbrennungsregelung mittels variabler Verdichtung zwischen 9–21:1 demonstriert. Gegenüber der Ansaugtemperaturregelung in [89] wurde die Regelgüte als vergleichbar bzw. tendenziell schlechter bewertet. Bedingt durch die hohe Komplexität und die umfangreichen Modifikationen der Basismotoren sind Mechaniken zur Variation des Verdichtungsverhältnisses vornehmlich Forschungsanwendungen vorbehalten.

### Abgasrückführung

Der Einsatz einer Abgasrückführung (AGR) ist im Kontext der Verbrennungssteuerung vielseitig möglich. Dabei kann zwischen einem thermischen Effekt, der die Temperatur des Gemischs betrifft, und thermochemischen Effekten, die die thermodynamischen und chemischen Eigenschaften des Gemischs betreffen, unterschieden werden. Erstgenannter bietet eine sehr dynamische Möglichkeit zur Änderung des Selbstzündungszeitpunkts, in dem das Temperaturniveau mit Hilfe des Restgasgehalts variiert wird. Zwei geeignete Konzepte zur Umsetzung dieses als innere AGR bezeichneten Ansatzes sind die Abgasrücksaugung und die Abgasrückhaltung. Bei der Abgasrücksaugung wird heißes Abgas aus dem Auslass- bzw. Einlasskanal zurück in den Brennraum gesaugt. Dazu wird entweder das Auslassventil bis in den Ansaugtakt offen gehalten, das Auslassventil während dem Ansaugen erneut geöffnet oder das Einlassventil bereits während dem Ausschleiben geöffnet. Bei der Abgasrückhaltung wird hingegen das Auslassventil während des Ausschleibetakts geschlossen, wodurch eine bestimmte Menge heißen Abgases zurückgehalten und komprimiert wird. Als Einstellgröße für den Restgasgehalt dienen jeweils die Ventilsteuerzeiten. Zur betriebspunktabhängigen Einstellung der erforderlichen Restgasmenge eignen sich variable Ventiltriebe in Form von vollvariablen elektromechanischen/-hydraulischen [28, 132] und mechanischen Systemen [30] sowie Phasensteller [83, 256]. Alternativ kann der Abgasgedruck und eine Nockenprofilumschaltung bei der inneren AGR genutzt werden [171, 212]. Die thermodynamischen Analysen von Lang et al. [132] und Borgqvist et al. [28] zeigen höhere Ladungswechselverluste und damit verbunden Effizienz Nachteile für die Abgasrückhaltung infolge der Zwischenkompression. Bei niedrigen Lasten besitzt die Abgasrückhaltung allerdings

aufgrund der höheren Temperaturen des zurückgehaltenen Abgases tendenziell Vorteile gegenüber der Abgasrücksaugung.

Eine weitere Art der AGR besteht in der externen Rückführung des Abgases über eine Verbindungsleitung zwischen Ein- und Auslasskanal. Die dabei erreichten Temperaturen sind aufgrund der Wärmeverluste über die Leitungen bzw. gezielte Kühlung deutlich niedriger, weshalb diese Art der AGR primär genutzt wird, um die thermochemischen Gemischeigenschaften zu beeinflussen. Der thermochemische Effekt kann dabei wiederum in chemische und thermodynamische Aspekte aufgeteilt werden. Aus chemischer Sicht werden Reaktionspfade potentiell beeinflusst, da die Konzentration von  $O_2$  mit steigender AGR-Rate sinkt und der Anteil an Verbrennungsend- ( $CO_2$ ,  $H_2O$ ) und -zwischenprodukten ( $CO$ ,  $HC$ ,  $NO$ ) ansteigt. Aus thermodynamischer Sicht nimmt die Wärmekapazität  $c_v$  des Gemischs für höhere Mengen von  $H_2O$  und  $CO_2$  zu, wodurch die Temperatur während der Kompression und der Verbrennung abfällt. Gleichzeitig wird der Isentropenexponent  $\kappa$  reduziert, was sich negativ auf den Wirkungsgrad auswirkt [97]. Sjöberg et al. [221] haben diese Effekte individuell für Kraftstoffe mit ein- und zweistufiger Zündung untersucht. Die Ergebnisse zeigen im Fall von zweistufigen Zündungen eine erhöhte Reaktivität durch steigende  $O_2$ - und  $H_2O$ -Konzentrationen, während der Einfluss von  $c_v$  kaum ausgeprägt ist. Einstufige Zündungen reagieren dahingegen stärker auf Änderungen von  $c_v$  und weniger stark auf Änderungen von  $O_2$  und  $H_2O$ . Zusätzlich wirken sich Verbrennungszwischenprodukte förderlich auf einstufige und hinderlich auf zweistufige Zündungen aus [219, 221]. In praktischen Anwendungen äußern sich die genannten Effekte für Erdgas [165] und Benzin [221] insofern, als dass eine Zunahme der AGR-Rate bei gegebener Ansaugtemperatur eine spätere Zündung und eine verlängerte Brenndauer bewirkt. Zwangsläufig geht damit eine Spätverschiebung der Schwerpunktlage einher. Wird dieser Quereinfluss durch eine Anhebung der Ansaugtemperatur kompensiert, so ist dennoch ein reduzierter Druckgradient gegenüber dem Betrieb mit Überschussluft statt AGR festzustellen [54]. Dieser positive Effekt ist allerdings aufgrund der höheren Ansaugtemperaturen und des niedrigen  $\kappa$  mit Füllungs- und Wirkungsgradverlusten verbunden. Dec et al. [54] empfehlen daher, AGR so sparsam wie möglich und lediglich im erforderlichen Maße zur Verbrennungssteuerung sowie im Sinne einer vereinfachten Abgasnachbehandlung zu verwenden. Letzteres bezieht sich auf das nicht zu vernachlässigende Potential der AGR, Überschussluft durch Abgas zu ersetzen und damit ein stöchiometrisches Gemisch bei gleichbleibender Verdünnung zu realisieren. In diesem Fall kann ein konventioneller Drei-Wege-Katalysator zur Abgasnachbehandlung eingesetzt werden, was einen großen Vorteil für praktische Anwendungen darstellt.

### Temperaturverteilung

Im Vergleich zur Idealvorstellung der HCCI-Verbrennung, in der die gesamte Zylinderladung gleichzeitig umgesetzt wird, führt die räumlich inhomogene Temperaturverteilung im realen Motor (s. Abschnitt 2.3.1) zu einer langsameren Wärmefreisetzung und geringeren Druckgradienten (s. Abbildung 2.3, links). Ein Ansatz zur Reduktion der Spitzenwärmefreisetzungsrates liegt folglich darin, die Menge des gleichzeitig reagierenden Gemischs durch eine verstärkte Temperaturschichtung zu reduzieren. Wie der Verbrennungsablauf in Abbildung 2.2 zeigt, müssen entsprechende Maßnahmen die Breite der Temperaturverteilung im Hauptgas erhöhen. Randbereiche zünden erst deutlich verzögert und weisen damit einen zweitrangigen Einfluss auf den Druckgradienten auf. Eine gewisse Reduzierung des maximalen Druckgradienten über die thermische Grenzschicht kann zwar z.B. durch Absenkung der Brennraumwandtemperatur erreicht werden, jedoch nur auf Kosten des Wirkungsgrades [217]. Um stärkere Temperaturinhomogenitäten im Hauptgas zu erzielen, kann die Brennraumströmung und -geometrie angepasst und

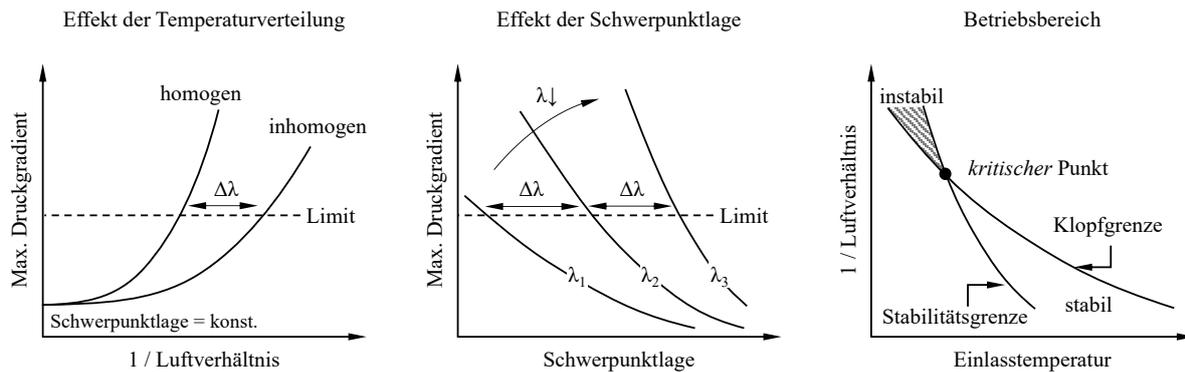
unvollständige Mischungsprozesse ausgenutzt werden. In [42, 243] wurde ein Anstieg der Brenndauer zwischen 50–100 % festgestellt, wenn ein flacher Kolben durch einen Kolben mit quadratischer Mulde in einem Brennraum mit Drallströmung ersetzt wird. Eine Temperaturschichtung mit Hilfe von unvollständiger Durchmischung kann hingegen durch eine inhomogene Restgasverteilung [164] oder durch die Verwendung von separaten Einlasskanälen mit unterschiedlichen Ansaugtemperaturen erreicht werden [114]. Als zentrale Beobachtung geht aus den Untersuchungen hervor, dass bei einer gegebenen Schwerpunktlage Gemische mit höherer Temperaturschichtung früher zünden, eine längere Brenndauer aufweisen und reduzierte Ansaugtemperaturen erfordern.

### Schwerpunktlage

Wird eine bestimmte Temperaturverteilung vorausgesetzt, so liegt eine einfach zu erlangende und sehr effektive Reduktion des maximalen Druckgradienten in der Spätverstellung der Verbrennungsschwerpunktlage [55, 208, 217]. Abbildung 2.3 (Mitte) veranschaulicht diesen Effekt. Ursächlich dafür ist die Zunahme der Brenndauer für spätere Zündungen. Spätere Verbrennungen finden bei größerem Volumen statt und weisen dementsprechend sinkende Verbrennungstemperaturen auf. Eine infolgedessen verlangsamte Reaktionskinetik als Ursache für die Zunahme der Brenndauer ist denkbar, wurde anhand von numerischen Untersuchungen in [220] allerdings als Erklärung abgelehnt. Stattdessen wurde der verstärkende Einfluss der Kolbenbewegung auf die vorhandene Temperaturverteilung als Hauptursache identifiziert [220]. Je später die Zündung stattfindet, desto dominanter ist der Temperaturabfall durch die Expansion gegenüber dem Temperaturanstieg durch die thermische Kompression der Verbrennung. Vereinfacht ausgedrückt skaliert der Effekt der räumlichen Temperaturinhomogenitäten mit der Schwerpunktlage. Der sequentielle Ablauf der HCCI-Verbrennung, bei dem kältere Gemischbereiche nacheinander zünden, wird dadurch verlängert und die Spitzenwärmefreisetzungsrate sinkt.

### Lastbereich

Aus denselben Gründen, die zur Reduktion des Druckgradienten führen, steigt die Empfindlichkeit der Verbrennung für spätere Schwerpunktlagen gegenüber natürlich bedingten Temperaturfluktuationen nahe des OT [217]. Die Folge sind steigende Zyklus zu Zyklus Schwankungen (*Cycle-by-cycle Variations* (CCV)) des Selbstzündungszeitpunkts, der Brenndauer und des indizierten Mitteldrucks. Für die Verbrennung impliziert dies eine sinkende Stabilität. Auf diesen Zusammenhang wird im Laufe der Ergebnisdiskussion näher eingegangen. Sowohl der prinzipielle Betriebsbereich als auch der realisierbare Abstand zur Klopfgrenze, der zu einer weiteren Lasterhöhung genutzt werden kann, sind folglich durch die Stabilitätsgrenze limitiert. Die maximale Last wird in dem Punkt erreicht, in dem die Stabilitäts- und die Klopfgrenze konvergieren (s. *kritischer Punkt* in Abbildung 2.3, rechts). Durch eine Kombination von Einzelmaßnahmen kann dieser Punkt hin zu höheren  $p_{mi}$  verschoben werden. Dec und Yang [55] haben für Benzin einen Mitteldruck der Hochdruckschleife von 16,34 bar mit einer späten Schwerpunktlage von 19 °KW nach ZOT, einem absoluten Aufladedruck von 3,25 bar und einer AGR-Rate von 60 %-mol erzielt. Ohne die Verwendung einer AGR werden mit Aufladung für Benzin Maxima zwischen 8–10 bar erreicht [45, 55, 208]. Für Erdgas konnten Christensen et al. [45] einen  $p_{mi}$  von 14 bar ohne AGR und mit einem hohen Aufladedruck von 3 bar (abs.) erreichen. Steht keine Aufladung zur Verfügung, so sinkt die maximale Last auf  $p_{mi} = 3,5\text{--}5$  bar ab [45, 55].

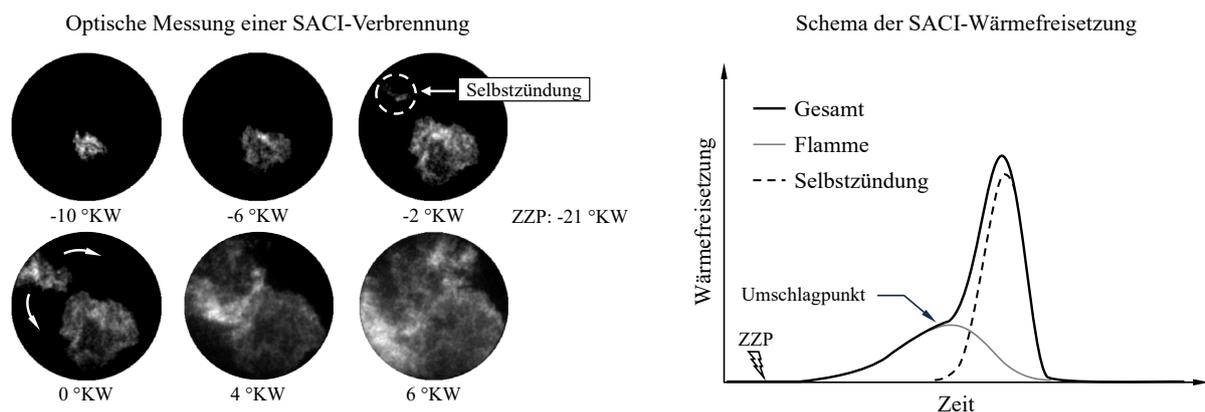


**Abbildung 2.3:** Einfluss der Temperaturverteilung und Schwerpunktlage auf den maximalen Druckgradienten im HCCI-Verfahren sowie schematischer Verlauf der daraus resultierenden Betriebsgrenzen nach [50] (links), [208] (Mitte), [217] (rechts)

### 2.3.3 Zündfunkenunterstützung

Die zuvor diskutierten Kontrollmöglichkeiten beeinflussen die Prozessführung des HCCI-Brennverfahrens, erhalten jedoch dessen grundlegende Verbrennungseigenschaften. Ein davon abweichender Ansatz zur Überwindung der HCCI-spezifischen Herausforderungen ist die Zündfunken unterstützte Kompressionszündung (*Spark Assisted Compression Ignition (SACI)*). Auf der Grundlage von Untersuchungen in optisch zugänglichen Motoren [184, 247, 266] kann der Ablauf der SACI-Verbrennung in drei Phasen eingeteilt werden: Der Zündfunke führt zur Bildung eines initialen Flammenkerns (1), der sich anschließend als Flammenfront (2) ausbreitet und das unverbrannte Gemisch soweit thermisch komprimiert, bis die Selbstzündungsbedingungen im Endgas erreicht werden und eine HCCI-ähnliche Verbrennung (3) vor der Flammenfront auftritt (s. Abbildung 2.4 links). Der typische, zweistufige Wärmefreisetzungsverlauf einer SACI-Verbrennung ist in Abbildung 2.4 (rechts) qualitativ dargestellt. Während der anfänglichen Flammenphase liegt ein moderater Anstieg der Wärmefreisetzung aufgrund der langsamen Ausbreitungsgeschwindigkeit vor, bis der Umschlag zur Selbstzündung eintritt und das unverbrannte Gemisch mit hoher Geschwindigkeit umgesetzt wird. Mit Hilfe von geeigneten Analysemethoden (s. Abschnitt 3.4.1) kann der Umschlagpunkt bestimmt und der Anteil beider Verbrennungsmodi quantifiziert werden. Der ermittelte Flammenanteil ist ein Maß für die Höhe der Zündunterstützung. Wie der Vergleich von Literaturdaten [144, 175, 184, 240, 247, 266] sowie die im Laufe dieser Arbeit erhobenen Daten zeigen, setzt diese Analysemethode ein gewisses Mindestmaß der Flammenwärmefreisetzung voraus. Gegenüber einer reinen HCCI-Verbrennung nimmt das bereits von der Flamme erfasste Gemisch nicht mehr an der Selbstzündung teil, wodurch der maximale Druckgradient mit zunehmendem Flammenanteil absinkt [163, 177]. Konzeptionell beginnt der SACI-Betriebsbereich an der oberen Lastgrenze des HCCI-Verfahrens (Flammenanteil: 0%) und endet bei hohen Lasten mit dem Übergang zur reinen Flammenfrontverbrennung (Flammenanteil: 100%). Dieser Bereich setzt Gemische voraus, die zu kalt für die reine HCCI- und zu verdünnt für die reine Flammenfrontverbrennung sind. Zur Steuerung des Verbrennungszeitpunkts wird ähnlich zum Ottomotor der Zeitpunkt des Zündfunkens (ZZP) verwendet. Die Grundlage dafür bildet die folgende Kausalkette:

- Je früher die Flammenkernbildung, desto höher die von der Flamme freigesetzte Wärme.
- Je höher die Flammenwärmefreisetzung, desto stärker ist die Kompression des Endgases.
- Je stärker die Endgaskompression, desto früher findet die Selbstzündung statt.



**Abbildung 2.4:** Chemilumineszenz-Aufnahmen einer SACI-Verbrennung aus [184] und schematischer Ablauf der Wärmefreisetzung nach [200]

Das Potential des SACI-Verfahrens wurde in der Literatur vielfach aufgezeigt. Ausgehend von der oberen Grenze des HCCI-Verfahrens in Saugmotoren bei  $p_{mi} = 3\text{--}4$  bar kann eine Laststeigerung im SACI-Verfahren auf  $p_{mi} = 7\text{--}10$  bar erzielt werden [139, 144, 240, 247, 261] (s. Abbildung 2.5 links). Manofsky et al. [144] bezeichnen SACI daher als *Brücke* zwischen dem Niedriglastbereich der HCCI- und dem Hochlastbereich der SI-Verbrennung. Ähnlich zum HCCI-Verfahren wird auch im SACI-Betrieb die obere Lastgrenze erreicht, wenn die Stabilitäts- und Klopfgrenze zusammenfallen und eine weitere Spätverstellung der Verbrennung nicht mehr möglich wird. Unter Vernachlässigung von Druckgradient- und Emissionsgrenzen demonstrieren die Arbeiten von Chiodi et al. [41] und Koch et al. [126] das SACI-Verfahren als Hochdrehzahl- und Hochlastkonzept in einem aufgeladenen Rennsportmotor bis zu einer Drehzahl von 8500 1/min und Mitteldrücken bis zu  $p_{mi} = 27,5$  bar.

Der Betriebsartwechsel von HCCI zur reinen Funkenzündung (*Spark Ignition* (SI)) mit dazwischenliegenden SACI-Übergangszyklen ist in weniger als zehn Zyklen möglich [254, 263]. Zhang et al. [263] haben dafür einen Einzylinder-Prüfstand verwendet, während die Untersuchungen von Yang und Gu [254] an einem *Hardware in the Loop* Simulator durchgeführt wurden. Hinsichtlich der Effizienz verlängert der zunehmende Flammenanteil zwar prinzipiell die Brenndauer gegenüber dem HCCI-Verfahren, das Wirkungsgradpotential wird dadurch allerdings nur geringfügig vermindert. Der direkte Vergleich von SI und SACI im jeweils selben Versuchsträger zeigt eine Verbesserung des indizierten Wirkungsgrads im SACI-Betrieb von ca. 10 %<sup>6</sup> [139, 233, 247, 249]. Als Hauptursachen werden reduzierte Ladungswechselverluste sowie eine kürzere Brenndauer angeführt. In [233] wurde zudem ein vergleichbarer bzw. leicht verbesserter Umsetzungsgrad im SACI-Verfahren erreicht. Durch die Weiterentwicklung des Brennverfahrens in Richtung einer Serienanwendung kann eine nochmals höhere Effizienzsteigerung erschlossen werden, die mit einem um 20–30 %<sup>7</sup> reduzierten Verbrauch gegenüber einem konventionellen Benzinmotor in PKW beziffert wird [149]. Abseits der Wirkungsgrad- und Lastpotentiale wurde eine Verbesserung der Verbrennungsstabilität durch die Zündfunkenunterstützung erzielt. Wang et al. [247] berichten von reduzierten zyklischen Schwankungen infolge des Wechsels von SI zu SACI bei einer Last von  $p_{mi} = 6,5$  bar. Eine Stabilisierung der HCCI-Verbrennung bei niedrigen Lasten durch einen OT nahen Zündfunken ohne ausgeprägte Flammenfrontverbrennung wurde von Zigler [266] festgestellt.

<sup>6</sup>Entspricht ca. 3 %-Punkten [249]

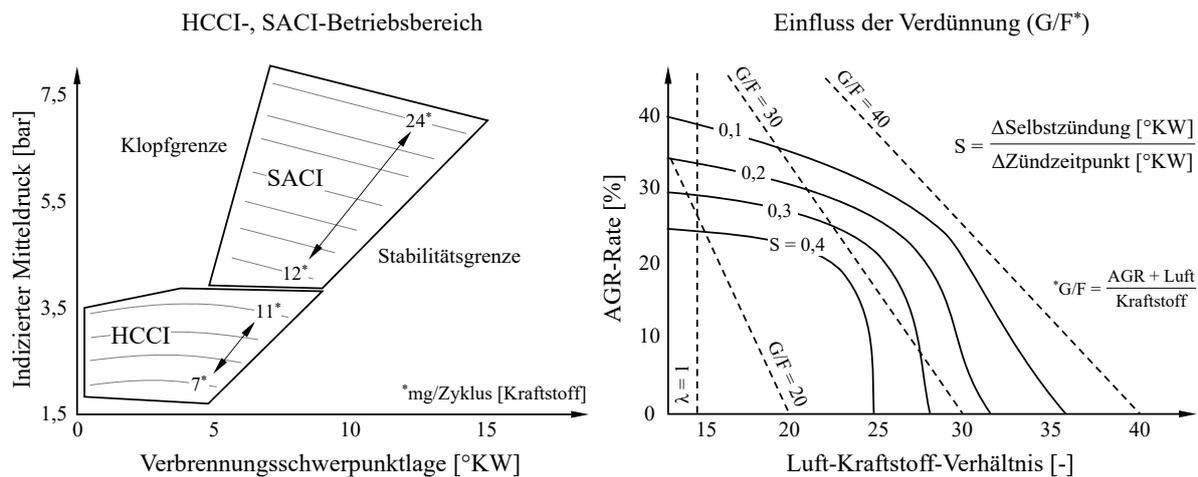
<sup>7</sup>Entspricht einem Spitzenwirkungsgrad von ca. 44 % [229]

Zur Verdünnung des Gemischs zeichnet sich in der Literatur der Trend ab, Abgas gegenüber Luft vorzuziehen, um den Motor mit stöchiometrischem Gemisch in Verbindung mit einem Drei-Wege-Katalysator zu betreiben [144, 148, 261]. Die AGR-Strategie ist dabei überwiegend konsistent und setzt auf eine Kombination aus innerer und externer AGR. Unabhängig von der Betriebsart werden bei niedrigen Lasten hohe Restgasraten eingesetzt, um das erforderliche Temperaturniveau für die Selbstzündung bereitzustellen und die Flammenkernbildung zu unterstützen. Mit zunehmender Last wird schrittweise Restgas durch äußere AGR ersetzt. Die Reduktion der inneren AGR erhöht den Abstand der Gastemperatur zur HCCI-Schwelle und ermöglicht dadurch steigende Flammenanteile. Mit der parallelen Zugabe von externer AGR wird eine ausreichend hohe Verdünnung sichergestellt, um den maximalen Druckgradienten zusätzlich zu dämpfen und Klopfen zu vermeiden. Die gesamte AGR-Rate (externe + innere AGR) variiert im Saugbetrieb zwischen 30–60 % [144] bzw. 15–30 % [261] und wird zur Erhöhung des Frischgasdurchsatzes mit steigender Last reduziert. Für aufgeladene Motoren schlagen Matsumoto et al. [148] hingegen eine konstante AGR-Rate von 30 % vor.

In Bezug auf die Verbrennungseigenschaften fügt die vorgelagerte Flammenfrontverbrennung zusätzliche Komplexität gegenüber dem HCCI-Verfahren hinzu. Reine Flammenfrontverbrennungen in SI-Motoren erlauben einen stabilen Betrieb bis zu einer Magerlaufgrenze von  $\lambda = 1,4\text{--}1,7$  [13, 101, 120]. Im SACI-Verfahren liegen hingegen weitaus stärker verdünnte Gemische äquivalent zu einem im Bereich von  $\lambda = 1,4\text{--}2,4$  vor [144]. Wie Lavoie et al. [134] durch die Modellierung unterschiedlicher Verbrennungsmodi herausstellen, liegt der Schlüssel zur Aufrechterhaltung der Flammenausbreitung im SACI-Verfahren oberhalb der SI-Magerlaufgrenze in hohen Temperaturen des unverbrannten Gases nahe der Selbstzündungstemperatur. Gleichzeitig muss der Energieinhalt des Gemischs ausreichend hoch sein, damit die zur CO-Oxidation erforderliche Verbrennungstemperatur von ca. 1500 K erreicht wird [134, 162, 218]. Aus den Arbeiten von Olesky et al. [176] und Middleton et al. [162] geht hervor, dass ein steigender AGR-Anteil an der gesamten Verdünnung die Flammengeschwindigkeit reduziert. Bei einem konstanten ZZP wird dadurch weniger Gemisch pro Zeit von der Flamme erfasst, was zur Beibehaltung einer geforderten Schwerpunktlage mit einer Anhebung der Kompressionstemperatur und einem höheren Selbstzündungsanteil kompensiert werden muss. Ergebnisse bei konstanter Kraftstoffzufuhr sowie konstanter Schwerpunktlage zeigen sinkende  $\text{NO}_x$ -Emissionen mit zunehmender AGR, was einerseits mit einem sinkenden  $\text{O}_2$ -Anteil im Gemisch und andererseits mit einem Abfall der Flammentemperatur verbunden sein kann [176]. Wird eine gegebene Kombination aus Gemischzusammensetzung und Schwerpunktlage betrachtet, so führt die Kombination aus reduzierten Temperaturen zum Verdichtungsbeginn und steigenden Flammenanteile zu einer Absenkung der  $\text{NO}_x$ -Bildung und des maximalen Druckgradienten [177]. Diese Vorteile gehen allerdings zu Lasten steigender zyklischer Schwankungen [177, 236].

Prinzipiell ist zu beobachten, dass die Kontrollierbarkeit des Selbstzündungszeitpunkts durch Änderungen des ZZP mit steigender Verdünnung abnimmt und der Einfluss von AGR gegenüber Luft ausgeprägter ist [175, 200, 207] (s. Abbildung 2.5 rechts). In Anbetracht der Analysen in [162, 175, 176] ist für diese Effekte eine sinkende Flammengeschwindigkeit in Verbindung mit einer verstärkten Neigung zu Flammenlöschern verantwortlich. Das Risiko für Flammenlöschern hängt stark von den lokalen Zündbedingungen im Umfeld der Zündkerze ab und kann durch Mischungsprozesse im Laufe der Verdichtung verstärkt oder reduziert werden [175]. Einige Autoren setzen daher eine separate, späte Direkteinspritzung ein, um die Flammenkernbildung durch eine lokale Gemischanreicherung zu stabilisieren [41, 148, 240].

Der aktuelle Stand der Technik im SACI-Verfahren verdeutlicht den hohen Nutzen der Zündfunkenunterstützung. Dennoch kann ein wesentliches Entwicklungspotential hinsichtlich der Kon-



**Abbildung 2.5:** Betriebskennfeld von HCCI- und SACI-Verfahren nach [144] und Effekt der Verdünnungsrate auf die Beeinflussbarkeit der Selbstzündung durch den Zündfunken bei der SACI-Verbrennung nach [148]

trollierbarkeit der Verbrennung bei hohen Verdünnungsraten identifiziert werden. Aus der Diskussion zum Flammenlöschen als limitierendem Mechanismus leitet sich die Überlegung ab, dieses Potential mit Hilfe eines *stärkeren Zündsystems*<sup>8</sup> zu erschließen. Robertson und Prucka [200] kommen in ihrer Literaturübersicht zu Kontrollstrategien der SACI-Verbrennung zu einem ähnlichen Ergebnis. Darüber hinaus regen die Autoren in [200] an, spätere Verbrennungsschwerpunktlagen mit Hilfe eines stärkeren Zündsystems zu stabilisieren, was wiederum zur Erhöhung der maximalen Last beitragen könnte.

## 2.4 Oberflächenzündung

Das Phänomen der Oberflächenzündung beschreibt grundsätzlich die Selbstzündung eines reaktiven Gemischs in der Grenzschicht einer heißen Oberfläche. Über das Auftreten einer Zündung entscheidet dabei die Bilanz zwischen der Wärmeproduktion durch chemische Reaktion und der Wärmeübertragung an bzw. von der Umgebung. Eine wichtige Kenngröße bei der Oberflächenzündung ist die zur Entflammung erforderliche Mindestoberflächentemperatur, ab der es für ein gegebenes System zur Zündung kommt. Diese Zündschwelle hängt vom thermodynamischen Ausgangszustand (Druck, Temperatur), der Gaszusammensetzung ( $\lambda$ , AGR), der Kraftstoffart, der Aufheizgeschwindigkeit, den Strömungsbedingungen sowie von Material, Größe und Form der Oberfläche ab. In realen Systemen geht der konkrete Wert der Zündtemperatur aus der komplexen Interaktion der genannten Größen hervor und ist dementsprechend spezifisch. Dieser Abschnitt behandelt analytische Ansätze zur Beschreibung der Oberflächenzündung sowie grundlegende und motorische Untersuchungen.

### 2.4.1 Analytische Ansätze

Zwei etablierte Ansätze zur Annäherung der kritischen Bedingungen für eine Oberflächenzündung sind die Explosionstheorien von Semenov (1935) und Frank-Kamenetskii (1955) [70]. In beiden Fällen erfolgt die Wärmefreisetzung durch eine Ein-Schritt-Reaktion und der Verbrauch von Reaktanten wird vernachlässigt. Semenov nimmt ein räumlich homogenes System an und

<sup>8</sup>Bezogen auf eine konventionelle Zündkerze

berücksichtigt Wärmeübertragung durch den Newton'schen Wärmeübergang. Die zeitliche Entwicklung der Temperatur resultiert aus der Differenz zwischen Produktion  $P$  und Verlust  $V$ :

$$\rho \cdot c_p \cdot \frac{dT}{dt} = \underbrace{(h_E - h_P) \cdot \rho \cdot A \cdot e^{-E_a/RT}}_{P=Produktion} - \underbrace{\alpha \cdot S \cdot (T - T_W)}_{V=Verlust} \quad (2.5)$$

mit der Oberfläche  $S$ , dem Wärmeübergangskoeffizienten  $\alpha$ , den spezifischen Enthalpien von Edukten  $h_E$  und Produkten  $h_P$ , dem Wärmefreisetzungsterm in Arrhenius-Form (s. Gleichung 2.3) und der Wandtemperatur  $T_W$ . Abbildung 2.6 (links) veranschaulicht das qualitative Systemverhalten in Abhängigkeit von  $V$ . Ist  $P > V$ , erwärmt sich das System, während  $P < V$  zur Abkühlung führt. Eine Explosion liegt vor, wenn die exponentielle Wärmeproduktion nicht mehr durch die lineare Wärmeabfuhr kompensiert werden kann. Abhängig vom Verlauf von  $P$  und  $V$  können bis zu zwei *stationäre Punkte* existieren, in denen sich Wärmeproduktion und -verlust kompensieren. Liegt kein stationärer Punkt ( $V_1$ ) vor, so überwiegt die Wärmeproduktion für alle Temperaturen und das System explodiert unabhängig von der Anfangstemperatur. Für  $V_2$  liegt eine kritische Wärmeproduktion vor, die das System durch kleinste Temperaturstörungen im stationären Punkt  $K$  zur Explosion bringt. Der Punkt  $I$  für  $V_3$  ist instabil, da das System durch Temperaturänderungen entweder stark abkühlt oder explodiert. Einzig im Punkt  $S$  kehrt das System bei Störungen wieder in den vorherigen Zustand zurück und ist folglich stabil.

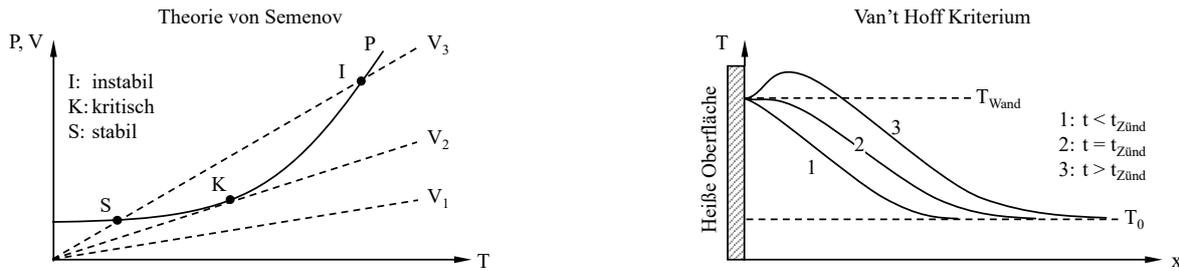
Frank-Kamenetskii nimmt ein Temperaturprofil innerhalb des Reaktionssystems an, welches aus dem Fourier'schen Wärmeleitungsgesetz resultiert. Ferner werden die dimensionslosen Variablen  $\Theta$  für die Temperatur,  $\tilde{r}$  als normierte Ortskoordinate und  $\epsilon$  als Kehrwert der dimensionslosen Aktivierungsenergie verwendet. Die Relation zwischen Wärmeproduktion und Wärmeabfuhr wird unter Berücksichtigung systemspezifischer Parameter durch die Variable  $\delta$  ausgedrückt. Für den eindimensionalen Fall lautet die dimensionslose Energiegleichung unter Verwendung der genannten Größen [248]:

$$\frac{d^2\Theta}{d\tilde{r}^2} + \delta \cdot e^{\left(\frac{\Theta}{1+\epsilon\Theta}\right)} = 0. \quad (2.6)$$

Stationäre Lösungen entsprechen dem nicht explosiven Fall und sind für diese Gleichung nur möglich, wenn  $\delta$  einen von der Systemgeometrie abhängigen, kritischen Wert  $\delta_{krit}$  nicht überschreitet [248]. Mit diesem Ansatz können Kombinationen aus Wandtemperatur und Systemabmessung für gegebene Ausgangszustände hinsichtlich des Auftretens einer Explosion ( $\delta > \delta_{krit}$ ) überprüft werden.

Die Kernaussage beider Theorien liegt darin, dass eine gegenüber den Wärmeverlusten über die Systemgrenzen hinaus überwiegende Wärmeproduktion zur Explosion führt. Allgemein kann dieser Zusammenhang über das *Van't Hoff* Kriterium [242] ausgedrückt werden. Abbildung 2.6 (rechts) veranschaulicht das zugrundeliegende Konzept qualitativ anhand der zeitlichen Entwicklung des Temperaturprofils in Wandnähe. Vor der Zündung liegt eine vernachlässigbare Wärmefreisetzung vor und das Temperaturprofil ergibt sich durch instationäre Wärmeleitung. Mit zunehmender Temperaturerhöhung in Wandnähe nimmt die Wärmefreisetzung zu und es kommt in dem Moment zur Zündung, in dem sich die Richtung des Wandwärmestroms umkehrt. Im Zündzeitpunkt gilt folglich für den Temperaturgradienten  $(dT/dx)_W = 0$  sowie für die Wärmeströme  $\dot{q}_W = \dot{q}_{chem}$  [133].

Die Anwendbarkeit des *Van't Hoff* Kriteriums wurde in der Literatur durch theoretische Arbeiten von Law [135] und Alkidas [9], experimentelle Untersuchungen von Adomeit [5] sowie numerische Simulationen von Melguizo-Gavilanes et al. [155] bestätigt. Laurendeau [133] hat auf Grundlage des *Van't Hoff* Kriteriums Skalierungsansätze für die Oberflächenzündtemperatur  $T_{W,Zünd}$  in verschiedenen Strömungsszenarien aufgestellt. Dabei wurde vorausgesetzt, dass



**Abbildung 2.6:** Konkurrenz von Wärmeproduktion (P) und -verlust (V) nach [135] und zeitlicher Verlauf der Wärmefreisetzung in Wandnähe nach [242] bei der Zündung

die Wärmefreisetzung in einem ruhendem Bereich nahe der heißen Oberfläche stattfindet und die Wärmeübertragung unabhängig von chemischen Reaktionen erfolgt. Die Ausgangsposition bildet die eindimensionale, stationäre Wärmeleitung bei konstanter Dichte und konstanten Stoffeigenschaften:

$$\lambda \frac{d^2 T}{dx^2} + Q r_F = 0. \quad (2.7)$$

Die Wärmefreisetzung beschreibt Laurendeau ebenfalls durch eine Ein-Schritt-Reaktion ohne Reaktantenverbrauch mit der Verbrennungswärme  $Q$  und der Reaktionsgeschwindigkeit  $r_F$  in Arrhenius-Form. Durch Integration über die thermische Grenzschicht resultiert die Wärmeproduktion  $\dot{q}_{chem}$  auf der Fluidseite. Im nächsten Schritt wird der Wandwärmestrom mittels konvektivem Wärmeübergang formuliert:

$$\dot{q}_W = \frac{\lambda \cdot Nu}{L} (T_W - T_0). \quad (2.8)$$

Hierbei sind  $\lambda$  die Wärmeleitfähigkeit,  $L$  die charakteristische Länge der heißen Oberfläche,  $Nu$  die *Nußelt-Zahl* und  $T_0$  die Gastemperatur in der Freiströmung. Nach Anwendung des *Van't Hoff* Kriteriums ( $\dot{q}_W = \dot{q}_{chem}$ ) ergibt sich die allgemeine Gleichung für die  $T_{W,Zünd}$  in dimensionsloser Form:

$$\left( \frac{\theta_W - 1}{\theta_W} \right)^2 \cdot \theta_W^{n/2} \cdot e^{E^*/\theta_W} = \frac{2 \cdot Da_1 \cdot Da_2}{E^*} \quad (2.9)$$

mit  $\theta_W = T_{W,Zünd}/T_0$ ,  $E^* = E_a/RT_0$  und  $n$  als Reaktionsordnung der Ein-Schritt-Reaktion. Die Parameter  $Da_1, Da_2$  bezeichnen zwei *Damköhler-Zahlen*, die das Verhältnis zwischen der konvektiv-diffusiven und der chemischen Zeitskala ( $Da_1$ ) sowie zwischen der chemischen Wärmefreisetzung und den Wärmeverlusten an das Fluid angeben ( $Da_2$ ). Der allgemeine Skalierungsansatz folgt durch weitere Umformungen und unter Berücksichtigung der Dominanz des Arrhenius-Terms:

$$e^{E_a/(RT_{W,Zünd})} \propto \frac{p^n L^2}{Nu^2}. \quad (2.10)$$

Mit Hilfe von  $Nu$  und entsprechenden Korrelationen wird der jeweilige Strömungsfall berücksichtigt. Prinzipiell zeigt Gleichung 2.10, dass die Zündtemperatur mit steigender *Nußelt-Zahl*, sinkendem Druck und einer reduzierten charakteristischen Länge ansteigt.

## 2.4.2 Grundlegende Untersuchungen

Numerische und experimentelle Untersuchungen zur Oberflächenzündung in Konstant-Volumen-Kammern oder Strömungskanälen bieten die Möglichkeit, die dominierenden Zusammenhänge und den Mechanismus der Zündung im Detail zu charakterisieren. Zwar können die dadurch

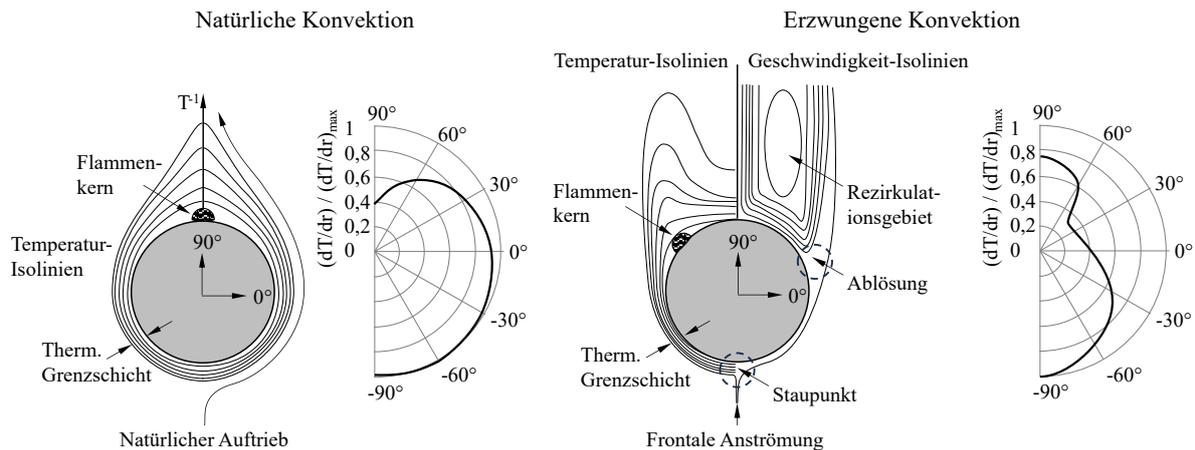
gewonnenen Ergebnisse nur selten direkt auf die Anwendung des Verbrennungsmotors übertragen werden, sie liefern allerdings zusammen mit den analytischen Ansätzen einen physikalischen Rahmen zur Interpretation von beobachteten Phänomenen. In diesem Abschnitt werden daher Grundlagenuntersuchungen vorgestellt, die wesentlich zum allgemeinen Verständnis der Oberflächenzündung beitragen.

Menon et al. [158] und Melguizo-Gavilanes et al. [155, 157] haben die Oberflächenzündung von homogenen n-Hexan-Luft- und Wasserstoff-Luft-Mischungen in optisch zugänglichen, strömungsberuhigten Konstant-Volumen-Kammern experimentell und durch begleitende 2D Simulationen untersucht. Als Zündquelle wurde eine konventionelle Glühkerze verwendet, die mit Aufheizraten zwischen 18–220 K/s bis zur Zündung erwärmt wurde. Für beide Brenngase wurde beobachtet, dass der initiale Flammenkern im Staupunkt der natürlichen Konvektionsströmung an der Spitze der Glühkerze entsteht und sich anschließend entlang der thermischen Fahne ausbreitet. Die Auswertung der Simulationsergebnisse in [155, 157] ergibt für diesen Punkt die günstigsten Selbstzündungsbedingungen, da der konvektive Transport an dieser Stelle minimal ist und die Reaktionswärme sowie die Bildung reaktiver Spezies allein durch Diffusion ausgeglichen werden kann. In einer darauffolgenden Arbeit zeigen Mével et al. [161], dass hohe Aufheizraten (180 K/s) seitliche Zündungen aufgrund von ungleichmäßigen Oberflächentemperaturen begünstigen. Ergänzend zu [155, 158] heben die Experimente von Boeck et al. [25] die hohe Bedeutung der thermischen Grenzschicht bei der Zündung hervor. Der Zündort wurde in Versuchen mit Wasserstoff, Ethylen und n-Hexan konsistent auf den Bereich des minimalen Temperaturgradienten zurückgeführt, was der kleinsten, lokalen *Nußelt*-Zahl und der breitesten Stelle der thermischen Grenzschicht entspricht. Zusätzlich weist dieser Bereich die höchsten Verweilzeiten der natürlichen Konvektionsströmung auf [25, 155].

Im Fall von erzwungener Konvektion ergibt sich ein ähnliches Bild. Untersuchungen zur Oberflächenzündtemperatur an umströmten Zylindern bzw. Kugeln ( $\varnothing \leq 0,3\text{--}6,4\text{ mm}$ ) wurden mit Geschwindigkeiten  $\leq 65\text{ m/s}$  [183],  $25\text{--}150\text{ m/s}$  [168] und  $\leq 10\text{ m/s}$  [130, 267] durchgeführt. Aus den genannten Arbeiten geht eindeutig hervor, dass die Zündtemperatur mit zunehmender Anströmgeschwindigkeit ansteigt. Ursächlich dafür sind zunehmende Wärmeverluste, die durch erhöhte Oberflächentemperaturen kompensiert werden müssen. Ferner zeigen optische Untersuchungen [48, 168] sowie numerische Simulationen [156, 267] mit vergleichbaren Konfigurationen eine außerordentliche Konsistenz hinsichtlich des Zündortes im Bereich der Strömungsablösung bei ca.  $115^\circ$  relativ zum vorderen Staupunkt. Diese Übereinstimmung geht auf die generische Form der thermischen Grenzschicht unter den betrachteten Strömungsbedingungen zurück. Die Grenzschicht entwickelt bei der Anströmung quer zur Zylinderachse<sup>9</sup> ausgehend vom vorderen Staupunkt eine zunehmende Dicke bis sich die Strömung im hinteren Bereich ablöst (s. Abbildung 2.7). An dieser Stelle entsteht ein Gebiet mit besonders günstigen Zündbedingungen, gegeben durch niedrige Geschwindigkeiten, hohe Verweilzeiten und niedrige Temperaturgradienten. Folglich korreliert der Zündort bei der erzwungenen Strömung ebenfalls mit der Position nahe der heißen Oberfläche, an dem die konvektiven Verluste minimal und die Grenzschichtdicke am größten ist.

Der Absolutwert der Zündtemperatur hängt von der spezifischen Paarung von Versuchsaufbau und Brennstoff ab. Unter vergleichbaren Bedingungen sinkt die Zündtemperatur mit zunehmender Oberfläche/charakteristischer Länge [22, 130, 168], höherem Druck [158, 168] und höherer Temperatur [168]. Eine weitere Einflussgröße auf die Zündtemperatur ist die Art des Brennstoffes. Häber et al. [84] und Roth et al. [201] geben eine steigende Zündtemperatur für Wasserstoff < Acetylen < Ethylen < Ethan < Propan < Methan an und führen die Unterschiede

<sup>9</sup>Im Fall von Kugeln wird ein Mittelschnitt betrachtet



**Abbildung 2.7:** Zusammenhang zwischen Strömungsfeld, Temperaturverteilung, radialem Temperaturgradienten und Position der Entflammung bei natürlicher und erzwungener Konvektion um einen beheizten Zylinder in Anlehnung an [25] (links) und [156] (rechts)

im Temperaturniveau auf kinetische Aspekte zurück. Zwischen Wasserstoff und Methan werden dabei Abweichungen  $> 600\text{ K}$  festgestellt. Boeck et al. [25] haben die Reihenfolge Wasserstoff  $<$  Ethylen  $<$  n-Hexan ermittelt. Der Stöchiometrie des Gemischs wird hingegen ein vergleichsweise geringer Einfluss auf die Zündtemperatur zugeschrieben [22, 25, 48, 84].

Aus dem aktuellen Stand der Forschung wird die hohe Komplexität des Oberflächenzündprozesses deutlich. Entscheidend für die Zündung ist die Wärmebilanz innerhalb der thermischen Grenzschicht. Das dabei erforderliche Temperaturniveau ist über die Reaktionskinetik des Gemischs an die gegebene Verweilzeit gekoppelt und umgekehrt. Sämtliche Faktoren, die die Gemischreaktivität und die Form der Grenzschicht beeinflussen, nehmen dadurch indirekt Einfluss auf den Ort und den Zeitpunkt der Zündung. Oberflächenzündtemperaturen können folglich nicht verallgemeinert werden und müssen im Kontext des zugrundeliegenden Versuchs betrachtet werden. Bemerkenswert ist allerdings, dass der relativ einfache Ansatz von Laurendeau [133] die beschriebenen Zusammenhänge vollständig abbildet. In der Literatur wurden Gleichung 2.9-2.10 erfolgreich verwendet, um die Änderung der Zündtemperatur infolge unterschiedlicher  $Nu$  darzustellen [25, 267]. Für die Analysen in Abschnitt 5.2.3 wird daher ebenfalls auf die Auswertung der  $Nusselt$ -Zahl zurückgegriffen. Gegenüber Grundlagenuntersuchungen ist im Hinblick auf die Oberflächenzündung in Verbrennungsmotoren mit einer nochmals erhöhten Komplexität aufgrund des instationären Strömungsfelds zu rechnen.

### 2.4.3 Motorische Untersuchungen

Glühkerzen werden in Dieselmotoren serienmäßig zur Kaltstarthilfe eingesetzt, sind daher in großen Stückzahlen und kostengünstig verfügbar und zudem elektrisch und mechanisch einfach zu handhaben. Je nach Variante können dauerhafte Temperaturen zwischen  $1000\text{--}1300\text{ }^\circ\text{C}$  und hohe Temperaturgradienten von über  $500\text{ K/s}$  erreicht werden [29]. Im Vergleich zu einem zeitlich kurz und örtlich stark begrenzt wirkenden Funken einer Zündkerze erreichen sie aufgrund ihrer großen, beheizten Oberfläche ein größeres Gemischvolumen und führen Wärme über einen deutlich längeren Zeitraum zu. Von diesen Eigenschaften motiviert wurden Glühkerzen in der Literatur in unterschiedlichen Motorkonzepten als Zündunterstützung oder als eigenständiges Entflammungssystem verwendet.

Bei der teilweise vorgemischten Kompressionszündung (*Partially Premixed Compression Ignition* (PPCI)) wird eine Mischung zwischen Diesel- und HCCI-Verbrennung angestrebt, indem die Direkteinspritzung des Kraftstoffs vor Verbrennungsbeginn abgeschlossen ist, das Gemisch gegenüber einer HCCI-Verbrennung allerdings deutlich inhomogener ist [115]. Ähnlich zum reinen HCCI-Betrieb wirken die hohe Verdünnungsrate und das geringe Temperaturniveau im Fall niedriger Lasten einer stabilen Selbstzündung entgegen. Borgqvist et al. [27] und Yao et al. [255] haben eine Glühkerze im PPCI-Verfahren als Zündunterstützung im Niedriglastbereich ( $p_{mi} \leq 3,5$  bar) mit Benzin und einer Benzin-Diesel-Mischung eingesetzt und eine verbesserte Verbrennungsstabilität sowie reduzierte Umsetzungsverluste festgestellt. Aus den Untersuchungen von Dimitrakopoulos und Tuner [59] und Zhou et al. [265] geht zudem hervor, dass das Potential der Glühkerzen-Unterstützung zur Stabilisierung der PPCI-Verbrennung auch bei sinkenden Ansaug- und Motortemperaturen fortbesteht.

Nach dem Vorbild des Dieselmotors wurde die diffusive Verbrennung von Erdgas durch die direkte Zylindereindüsung (*Direct Injection* (DI)) bei hohem Druck unter der häufig verwendeten Bezeichnung *Direct Injected Gas* (DIG) bzw. *Direct Injected Natural Gas* (DING) untersucht. Aufgrund des hohen Zündverzugs ist Erdgas unter dieselmotorischen Bedingungen schwer entflammbar [72, 169]. Fraser et al. [72] geben für den praktischen Einsatz eine obere Grenze des Zündverzugs von 2 ms nach Beginn der Eindüsung an. Um die Herausforderung der rechtzeitigen Entflammung ohne übermäßige Modifikationen der Basis-Dieselaggregate zu lösen, wurden Glühkerzen als effektives Mittel zur Zündunterstützung identifiziert [6, 19, 252]. Aesoy [6] hat Versuche zur Diffusionsverbrennung von Erdgas mit Glühkerzenunterstützung in einer Verbrennungsbombe und in einem aufgeladenen, mittelschnelllaufenden Dieselmotor durchgeführt. Der größte Einfluss auf die Zündung wurde für die Oberflächentemperatur festgestellt. Abhängig von der Gaszusammensetzung, dem Einblasdruck und der Position der Glühkerze waren Oberflächentemperaturen zwischen 1100–1300 K notwendig, damit ein Zündverzug  $\leq 2$  ms erzielt wurde. Bartunek et al. [18, 19] haben ein DING-Motorkonzept für Nutzfahrzeuge vorgeschlagen. Verglichen mit der Arbeit von Aesoy [6] werden ähnlich hohe Oberflächentemperaturen  $> 1100$  K angegeben [19]. Ferner wurde eine umgekehrt proportionale Lastabhängigkeit der Zündunterstützung ermittelt, die eine Reduktion der elektrischen Glühkerzenleistung von 75–0 W im Bereich  $p_{mi} = 3$ –9 bar erlaubte [18]. Arbeiten zur Diesel-ähnlichen Verbrennung von Methanol unter Verwendung von Glühkerzen wurden in [17, 128, 166] durchgeführt. Die dabei zur effektiven Zündunterstützung erforderlichen Temperaturen liegen auf einem mit Erdgas vergleichbaren Niveau  $> 1100$  K. Durch Versuche mit einem optisch zugänglichen Dieselmotor haben Mueller und Musculus [166] einen sequentiellen Verbrennungsablauf festgestellt. Ausgehend von der initialen Zündung der Kraftstoffstrahlen in unmittelbarer Nähe zur heißen Oberfläche schlägt die Verbrennung sukzessive auf die weiter entfernten Kraftstoffstrahlen über. Die grundsätzliche Voraussetzung, um überhaupt eine Entflammung zu erzielen, ist jedoch eine ausreichende Nähe zwischen mindestens einem Kraftstoffstrahl und der Glühkerze. In Bezug auf den Einfluss der Oberflächentemperatur haben die Experimente von Bartunek et al. [17] und die Simulationen von Krishnan et al. [128] gezeigt, dass sich der Verbrennungszeitpunkt bei gegebenem Einspritzzeitpunkt mit zunehmender Temperatur nach früh verschiebt. In [63] haben Eichlseder et al. die Kompressionszündung von Wasserstoff für PKW-Antriebe untersucht. Gegenüber der reinen Selbstzündung bildete der Einsatz einer Glühkerze den Schlüssel, um einen stabilen Betrieb im gesamten Kennfeldbereich und bei hohen effektiven Wirkungsgraden zwischen 32–42 % zu erreichen. Die Entflammung erfolgte binnen 0,4 ms nach dem Beginn der Eindüsung durch den Kontakt eines Kraftstoffstrahls mit der heißen Oberfläche. Dadurch wird zum einen das Risiko von klopfenden Verbrennungen minimiert (unzureichende Gemischhomogenisierung) und zum anderen kann die zeitliche Lage der Verbrennung über den Zeitpunkt der Eindüsung gesteuert werden. Cech et al. [39] haben die-

se Vorteile ebenfalls bei der Entwicklung eines Argon-Kreislaufmotors genutzt. Das entwickelte Brennverfahren basiert auf der Saugrohreindüsung von Sauerstoff und der direkten Zylindereindüsung von Wasserstoff, welcher über eine Glühkerze gezündet wird und anschließend diffusiv verbrennt. Durch die Verdünnung des Wasserstoff-Sauerstoff-Gemischs mit Argon werden die thermodynamischen Gemischeigenschaften verbessert und Wirkungsgrade über 50 % erzielt. Bei der Verbrennung entstehendes Wasser wird auskondensiert und abgeführt. Argon hingegen wird vollständig recycelt und dem Einlass erneut zugeführt.

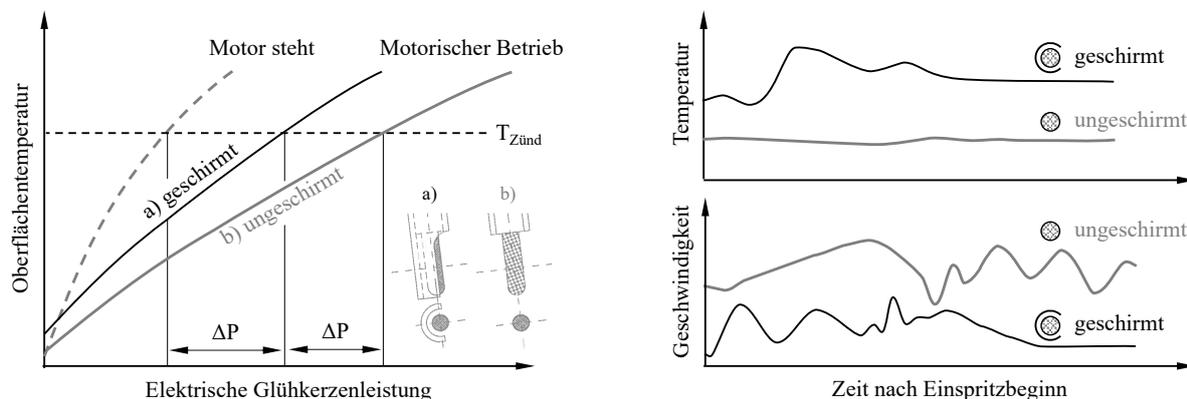
Der Einsatz eines lokalen *Hot-Spots* in einem HCCI-Erdgasmotor wurde von Kuzuyama et al. [131] auf der Grundlage von *Computational Fluid Dynamics* (CFD) Simulationen angeregt. Auch wenn wenige Details genannt werden, so besteht die wesentliche Absicht in der Stabilisierung der Verbrennung und der Reduktion der Spitzenwärmefreisetzungsrate. Experimentell wurde dieser Ansatz von Lawler et al. [136] mit einer aktiv beheizten Glühkerze in einem HCCI-Benzinmotor untersucht. Versuche bei gleicher Verbrennungsschwerpunktlage, die einerseits durch Variation der Einlasstemperatur bei deaktivierter Glühkerze und andererseits durch Variation der Glühkerzenspannung bei konstanter Einlasstemperatur eingestellt wurde, zeigen eine reduzierte Spitzenwärmefreisetzungsrate im Fall der aktiven Glühkerze. Aus der Analyse der Temperaturverteilung innerhalb der Zylinderladung wurde geschlossen, dass höhere Oberflächentemperaturen zu einer breiteren Temperaturverteilung und einem höheren Gemischanteil bei hohen Temperaturen führen, die wiederum frühere Zündungen und längere Verbrennungsdauern zur Folge haben. Eine Entflammung an der heißen Oberfläche kann zwar anhand der präsentierten Ergebnisse nicht ausgeschlossen werden, die Intention hinter dem Einsatz der Glühkerze liegt allerdings in einer aktiven Manipulation der Temperaturverteilung, statt in einer absichtlichen Oberflächenzündung.

Abseits der kompressionsgezündeten Verbrennung wurden Glühkerzen in Ottomotoren als eigenständiges Entflammungssystem und zur Unterstützung des Zündfunkens eingesetzt. Im *Hot Surface Ignition* (HSI) Verfahren von Scholl [211] wurde die Zündkerze eines Mager-Erdgasmotors durch eine Glühkerze ersetzt und die Verbrennung mittels Oberflächenzündung statt über den Zündfunken initiiert. Ähnlich zur Verbrennungssteuerung über den Zündzeitpunkt konnte der Verbrennungsschwerpunkt bei unterschiedlichen Ansaugdrücken und Luftverhältnissen mit Hilfe der Oberflächentemperatur variiert werden. Im direkten Vergleich zwischen dem Oberflächenzündsystem und der passiven Serien-Vorkammerzündkerze offenbarte die Oberflächenzündung den Vorteil einer um  $\Delta\lambda = 0,15$  erweiterten Magerlaufgrenze, allerdings zu Lasten höherer zyklischer Schwankungen des Verbrennungsbeginns und einer längeren Brenndauer. Holzberger et al. [101] haben eine Vorkammerzündkerze mit integrierter Glühkerze unter der Bezeichnung *Hot Surface Assisted Spark Ignition* (HSASI) entwickelt. Mit der Glühkerze soll die Gastemperatur in der Vorkammer erhöht und die Gemischreaktivität gesteigert werden. Das übergeordnete Ziel liegt darin, die Flammenkernbildung unter Teillast, im Warmlauf und bei hohen Verdünnungsraten zu unterstützen. Eine Entflammung über die heiße Oberfläche wird nicht angestrebt. Experimentelle Untersuchungen mit einem Benzinmotor und aktivierter Glühkerze zeigen eine Erweiterung der Magerlaufgrenze um  $\Delta\lambda = 0,13$ , eine beschleunigte Flammenkernbildung und eine höhere Restgasverträglichkeit in der Vorkammer gegenüber dem Betrieb mit deaktivierter Glühkerze [101, 102].

Ein besonders hervorzuhebendes Konstruktionsmerkmal bei Anwendungen mit beabsichtigter Oberflächenzündung (HSI-, DI-Verfahren) betrifft die Abschirmung der Glühkerze. Im HSI-Brennverfahren ist der Verbrennungsbeginn mit einer ungeschirmten Glühkerze nicht kontrollierbar, was sich in ungewollten Vorentflammungen deutlich vor ZOT und hohen zyklischen Verbrennungsschwankungen äußert [211]. Einzig durch den Einsatz einer Schirmung konnte der

zeitliche Verbrennungsablauf stabilisiert werden. Nach Bartunek et al. [19] wird die Stabilität der Diffusionsverbrennung ebenfalls durch eine Glühkerzenschirmung verbessert. In [6, 17, 19, 166] berichten die Autoren vom positiven Effekt der Schirmung, die Wärmeverluste und damit verbunden die erforderliche Heizleistung der Glühkerze zu senken (s. Abbildung 2.8 links). So gibt Aesoy [6] beispielsweise an, dass eine Oberflächenzündung im motorischen Betrieb ohne Schirmung nicht möglich war. Bedingt durch extreme Wärmeverluste wurde die ungeschirmte Glühkerze bereits vor dem Erreichen der erforderlichen Oberflächentemperatur durch elektrische Überlastung zerstört. Ein wesentlicher Effekt der Schirmung liegt in reduzierten Geschwindigkeiten im Umfeld der Glühkerze [180] (s. Abbildung 2.8 rechts). Aus den Grundlagenuntersuchungen (s. Abschnitt 2.4.2) ist bekannt, dass reduzierte Geschwindigkeiten die Grenzschichtdicke erhöhen, die Wärmeverluste reduzieren und die Verweilzeit des Gemischs nahe der heißen Oberfläche erhöhen. Dadurch kann für eine gegebene Oberflächentemperatur ein reduzierter Zündverzug bzw. für einen gegebenen Zündverzug eine reduzierte Oberflächentemperatur realisiert werden. Die verwendete Schirmgeometrie variiert zwischen Autoren und Brennverfahren. Scholl [211] hat im HSI-Verfahren Varianten analog zu Vorkammerzündkerzen und in Form von brennraumseitig geöffneten Zylindern mit und ohne tangential Bohrungen untersucht. Die höchste Stabilität wurde mit einer zylindrischen Schirmung ohne zusätzliche Bohrungen erreicht. Bei der Diffusionsverbrennung sind hingegen einseitige Öffnungen in Richtung eines Einspritzstrahls notwendig, um den Kontakt zwischen Kraftstoff und heißer Oberfläche sicherzustellen. Diese können als Überströmbohrungen [18, 181] oder halbschalenförmig [6, 166] ausgeführt werden. Wie die Unterschiede der erfolgreich eingesetzten Varianten hervorheben, hängt die zu wählende Geometrie von den Randbedingungen des Brennverfahrens ab. Grundsätzlich zeigen die Simulationsstudien von Pan und Wallace allerdings, dass optimierte Schirmgeometrien das Potential besitzen, die Bildung und Ausbreitung des Flammenkerns zu beschleunigen [181] sowie die Entstehung von Partikelemissionen zu reduzieren [182].

Anhand des aktuellen Stands der Technik werden zwei wesentliche Aspekte festgestellt. Glühkerzen stellen ausreichend hohe Oberflächentemperaturen zur Verfügung, um reaktionsträge Gemische unter motorischen Bedingungen zuverlässig und in weniger als 2 ms zu entflammen. Die Verwendung einer Schirmung ist dabei essentiell, um die Wärmeverluste der Glühkerze im Sinne hoher Oberflächentemperaturen zu reduzieren, die Verweilzeit des oberflächennahen Gemischs zu erhöhen und einen gerichteten Strömungsweg für die anfängliche Flammenausbreitung zu schaffen.



**Abbildung 2.8:** Einfluss einer Glühkerzenschirmung auf die elektrische Glühkerzenleistung nach [6] und auf die Temperatur und Geschwindigkeit der wandnahen Gasströmung nach [180]

## 3 Methoden

Das HSACI-Verfahren wurde mit experimentellen und numerischen Methoden untersucht. Für die experimentellen Arbeiten wurde ein speziell für dieses Vorhaben konzipierter Motorenprüfstand aufgebaut sowie ein vorhandenes Oberflächenzündsystem weiterentwickelt und mit zusätzlicher Messtechnik ausgerüstet. Im Rahmen der numerischen Arbeiten wurden frei verfügbare 0D und 1D Modelle an die Randbedingungen des HSACI-Konzepts adaptiert. Zusätzlich wurde ein detailgetreues 3D Modell des Brennraums für die Simulation der motorischen Strömung und Verbrennung erstellt. In diesem Abschnitt werden der experimentelle Aufbau, die applizierte Messtechnik, die eingesetzten Analysemethoden und die numerischen Modelle vorgestellt.

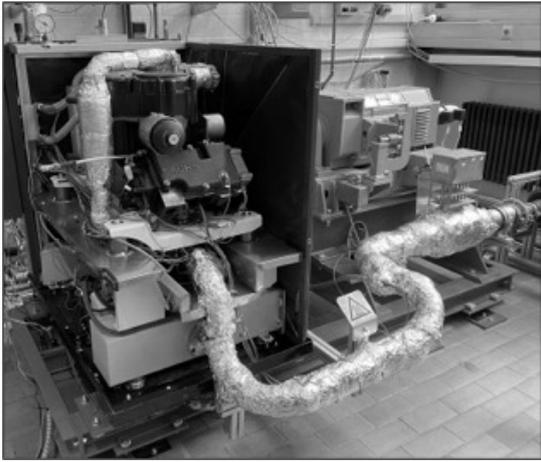
### 3.1 Versuchsträger und Prüfstands Aufbau

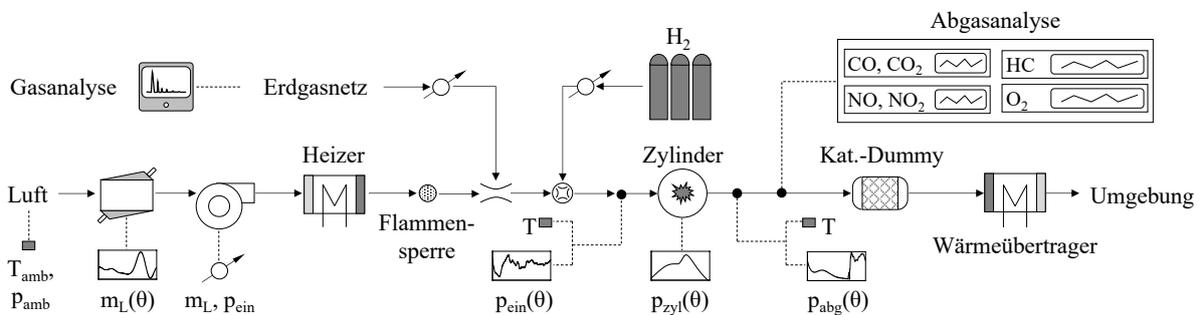
Der liegende Einzylinder-Viertakt-Motor des Klein-BHKW SenerTec Dachs Gen2 G5.5 kommt als Versuchsträger zum Einsatz. Das Aggregat ist als Monoblock ausgeführt und weist einen Hubraum von  $578 \text{ cm}^3$  auf. Die obenliegende Nockenwelle betätigt zwei Ventile und wird über eine Zahnradkaskade von der Kurbelwelle angetrieben. Im Serienzustand arbeitet der Motor bei einer Drehzahl von  $2250 \text{ 1/min}$  und verbrennt ein mageres Erdgas-Luft-Gemisch ( $\lambda \approx 1,7$ ), welches mit einer Vorkammerzündkerze entflammt wird.

Gegenüber diesem Ausgangszustand wurden zahlreiche Anpassungen realisiert, um die hohen Selbstzündungstemperaturen von Erdgas zu erreichen. Das Serienansaugsystem wurde durch einen verkürzten, thermisch isolierten Edelstahl-Ansaugpfad ersetzt und ein elektrischer Heizer mit einer Leistung von  $10,5 \text{ kW}$  installiert. Zusätzlich wurde das geometrische Verdichtungsverhältnis von  $\epsilon = 13,3$  auf  $\epsilon = 19,5$  erhöht. Die Erdgaszufuhr erfolgt kontinuierlich durch das Venturi-Prinzip zwischen Heizer und Einlassventil mit einer Vormischstrecke von mehr als  $1000 \text{ mm}$ . Für die Versuche mit Wasserstoff wurde ein mit vier über den Umfang gleichmäßig verteilten Düsen ausgestatteter Einblas-Ring ca.  $200 \text{ mm}$  stromauf des Einlassventils eingesetzt. Wasserstoff wird über Gasflaschen (Reinheit  $\geq 3.0$ ) bereitgestellt und die zugeführte Wasserstoff-Menge über einen digitalen Bronkhorst FG-201AV Massenstromregler eingestellt. Das Sicherheitssystem des Prüfstands beinhaltet eine Flammensperre stromab des Heizers, zwei Wasserstoff-Detektoren sowie eine Absaugeinrichtung. Zur Messung von Roh-Emissionen bei unverändertem Druckverlust wurde ein nicht beschichteter Katalysator-Dummy verwendet. Aufgrund des geringen Differenzdrucks zwischen Erdgas-Netz und Umgebung ist ein aufgeladener Betrieb mit dem vorhandenen Aufbau nicht möglich. Dennoch wurde ein Roots-Gebläse in die Ansaugstrecke integriert, um trotz schwankender Umgebungsdrücke reproduzierbare Ansaugdrücke einzustellen. Der Seriengenerator wurde durch einen Gleichstromelektromotor ersetzt, mit dem der Versuchsträger drehzahlvariabel sowohl geschleppt als auch gebremst werden kann. Für die Steuerung des Prüfstands und die Erfassung nicht kurbelwinkelbasierter Messgrößen wurde eine eigens entwickelte Software auf LabView-Basis in Verbindung mit einer freiprogrammierbaren Steuereinheit vom Typ ADwin Pro 2 verwendet. Tabelle 3.1 fasst die wesentlichen Kenngrößen des modifizierten Versuchsträgers zusammen und beinhaltet eine Aufnahme des Prüfstands. Das Prüfstandsschema ist in Abbildung 3.1 gezeigt.

Aufgrund des flachen Zylinderkopfs wird die Geometrie des Heron-Brennraums von der Form des Kolbens bestimmt. Literaturergebnisse [42, 44, 243, 244, 260] zum Einfluss der Kolbengeometrie auf die HCCI-Verbrennung zeigen, dass große Quetschflächen, kleine Quetschspalthöhen und hohe Feuerstege hohe HC- und CO-Emissionen provozieren. Zudem führen verwinkel-

**Tabelle 3.1:** Kenndaten und Abbildung [110] des modifizierten Versuchsträgers

Spezifikation	SenerTec Dachs Gen2 G5.5	
Zylinder, Ventile	1, 2	
Hubraum	578 cm <sup>3</sup>	
Bohrung, Hub	90, 91 mm	
Ansaugkonzept	gemischansaugend	
Drehzahl	800-2500 1/min	
Geo. Verdichtung	19,5:1	
EÖ, ES	371, 139 [°KW vor ZOT]	
AÖ, AS	148, 359 [°KW nach ZOT]	

**Abbildung 3.1:** Schema des Motorenprüfstands

te Muldenformen zu einer hohen Wandwärmeübergangsfläche, steigern die strömungsbedingte Wandinteraktion und begünstigen Restgasansammlungen, die zusammengenommen die Grundlage für ausgeprägte, teilweise bewusst provozierte Temperaturinhomogenitäten darstellen (s. Abschnitt 2.3.1). Aufgrund der vorab unbekanntenen Ausprägung der genannten Einzeleffekte im vorliegenden Versuchsträger wurde eine Kompromisslösung auf Basis der Literaturergebnisse realisiert. Der Quetschspalt wurde gegenüber der Serie von 1,7 mm auf 3,15 mm erhöht, wodurch die Feuersteghöhe von 13,1 mm auf 11,7 mm absinkt. Im Gegenzug wurde die zentral unter dem Zündelement liegende Kolbenmulde in Münzenform ausgeführt und ein Quetschverhältnis nach Heywood [97] von  $C_q = 0,75$  umgesetzt. Dadurch soll die Turbulenzbildung begünstigt werden, wenngleich mit einer deutlich reduzierten Quetschströmung aufgrund des hohen Quetschspalts zu rechnen ist. Abbildung 3.2 zeigt eine Übersicht der Brennraumgeometrie. Das Zündelement ist in einem Winkel von  $27^\circ$  relativ zur Zylinderachse eingebaut. Der Zylinderdrucksensor ist ebenfalls leicht schräg in einer vom Motorenhersteller bereitgestellten Indizierbohrung mit Hilfe einer gegen das Kühlwasser abdichtenden Hülse eingebaut und befindet sich im Quetschbereich auf der Auslassventilseite. Gegeben durch die schräge Einbauposition ist die Sensorlage nicht komplett sondern lediglich teilweise plan zum Brennraumdach (s. Abbildung 3.2).

## 3.2 Zündsysteme

Neben Vergleichen zwischen HCCI- und HSACI-Verbrennung umfassen die experimentellen Untersuchungen Vergleiche zwischen SACI- und HSACI-Verbrennung. Erläuterungen zu den dabei verwendeten Zündsystemen werden in den folgenden beiden Abschnitten gegeben.

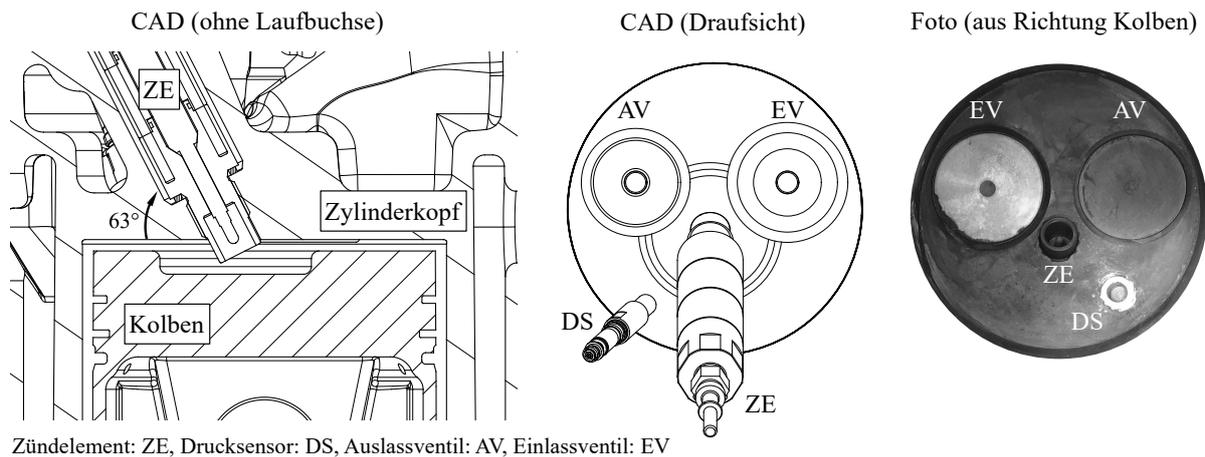


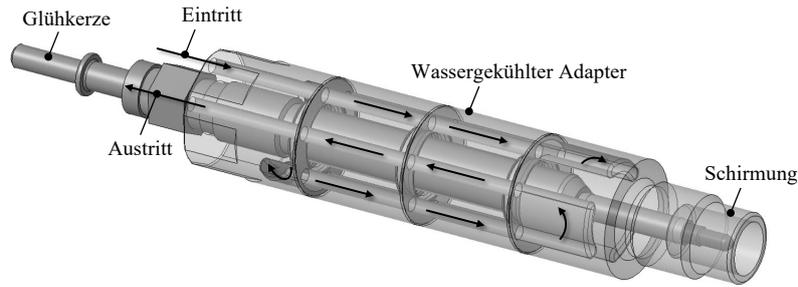
Abbildung 3.2: Übersicht des HSACI-Brennraums

### 3.2.1 Oberflächenzündung

Zur Untersuchung der HSACI-Verbrennung wurde das ursprünglich von Scholl [211] entwickelte Oberflächenzündsystem verwendet, das analog zum gleichnamigen Brennverfahren mit der Bezeichnung HSI (*Hot Surface Ignition*) abgekürzt wird. Das HSI-Zündsystem setzt sich aus mehreren elektrischen und mechanischen Komponenten zusammen (s. Tabelle 3.2). Eine Keramikglühkerze (KGK) mit einer Maximaltemperatur von 1300 °C und hohen Temperaturgradienten bis zu 550 K/s [211] stellt die zur Entflammung erforderliche, heiße Oberfläche zur Verfügung und bildet zusammen mit einem Edelstahl-Adapter das Zündelement. Motiviert von den in Abschnitt 2.4.3 beschriebenen Vorteilen ist der Adapter brennraumseitig als Schirmung ausgeführt. Die KGK, insbesondere ihre keramische Kappe, weist einen positiven Temperaturkoeffizienten (PTK) des elektrischen Widerstands auf, d.h. der Widerstand  $R_{\text{HSI}}$  steigt mit zunehmender Oberflächentemperatur  $T_{\text{HS}}$ . Im motorischen Betrieb wird  $R_{\text{HSI}}$  daher als Indikator für  $T_{\text{HS}}$  genutzt und als Führungsgröße verwendet, um den Verbrennungsbeginn über die Oberflächentemperatur zu verändern. Der Ist-Wert von  $R_{\text{HSI}}$  wird mittels *Ohm'schem* Gesetz bestimmt und mit einem 200 Hz PI-Regler geregelt. Wie von Scholl [211] dargelegt, beinhaltet der ermittelte Wert von  $R_{\text{HSI}}$  neben dem Widerstand der heißen Oberfläche weitere Beiträge u.a. von den inneren Leitern der KGK. Die betriebspunktabhängige Temperaturänderung der stromführenden Bauteile beeinflusst daher die Widerstand-Temperatur-Korrelation (R-T) des Zündelements. Um diesen Effekt zu minimieren und eine genauere Bewertung von  $T_{\text{HS}}$  mittels  $R_{\text{HSI}}$  im laufenden Betrieb zu ermöglichen, wurde ein wassergekühlter Adapter unter Beibehaltung der ursprünglichen Schirmgeometrie entwickelt. Der gekühlte Adapter besteht aus vier Edelstahl-Elementen, die ein umlaufendes, mäanderförmiges System aus Kühlkanälen aufweisen (s. Abbildung 3.3). Weiterführende Informationen zu den thermoelektrischen Eigenschaften und dem Regelverhalten des Zündelements können [112, 211] entnommen werden.

Tabelle 3.2: Komponenten des HSI-Zündsystems

#	Komponente	Beschreibung und Verwendung
1	BERU CGP 001 5,4V	Keramikglühkerze zur Entflammung des Gemischs
2	Edelstahladapter	Brennraummontage, Glühkerze abschirmen
3	ADwin Gold 2	Regelung des Zündelement-Widerstands (200 Hz PI-Regler)
4	Delta Elektronik ES 030-10	Erfassung/Bereitstellung der elektr. Zündelement-Leistung

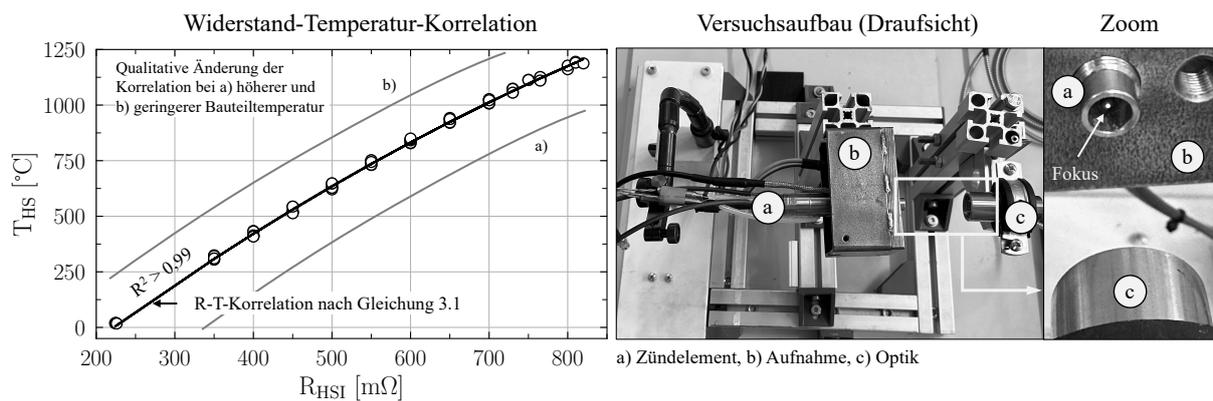


**Abbildung 3.3:** Transparentdarstellung des HSI-Zündelements

Abbildung 3.4 zeigt die mit einem IMPAC IGA 740-LO Pyrometer bestimmte R-T-Korrelation des Zündelements mit aktiver Kühlung außerhalb des Motors. Zur Bewertung des Aufheizverhaltens wurden drei über die Adapterlänge verteilte Typ-K Thermoelemente  $T_{HSI,1-3}$  ( $\varnothing = 0,5 \text{ mm}$ ) eingebracht (s. Abbildung A.1). Bei den Messungen aus Abbildung 3.4 wurden Temperaturen  $T_{HSI,1} \leq 120 \text{ }^\circ\text{C}$ ,  $T_{HSI,2} \leq 80 \text{ }^\circ\text{C}$  und  $T_{HSI,3} \leq 45 \text{ }^\circ\text{C}$  erreicht. Dieser Temperaturbereich liegt deutlich unter den von Scholl [211] außerhalb des Motors bestimmten Bauteiltemperaturen  $\leq 350 \text{ }^\circ\text{C}$ . Folglich ist es nicht überraschend, dass das von Scholl festgestellte Aufheizverhalten in Verbindung mit einem Drift der R-T-Korrelation (infolge der hohen Adaptertemperaturen) durch die aktive Kühlung verhindert werden kann. Der Zusammenhang zwischen  $R_{HSI}$  und  $T_{HS}$  kann mit sehr hoher Genauigkeit ( $R^2 > 0,99$ ) durch ein Polynom zweiten Grades auf Basis des Kaltwiderstands<sup>1</sup>  $R_0$  bei der Umgebungstemperatur  $T_0$  approximiert werden:

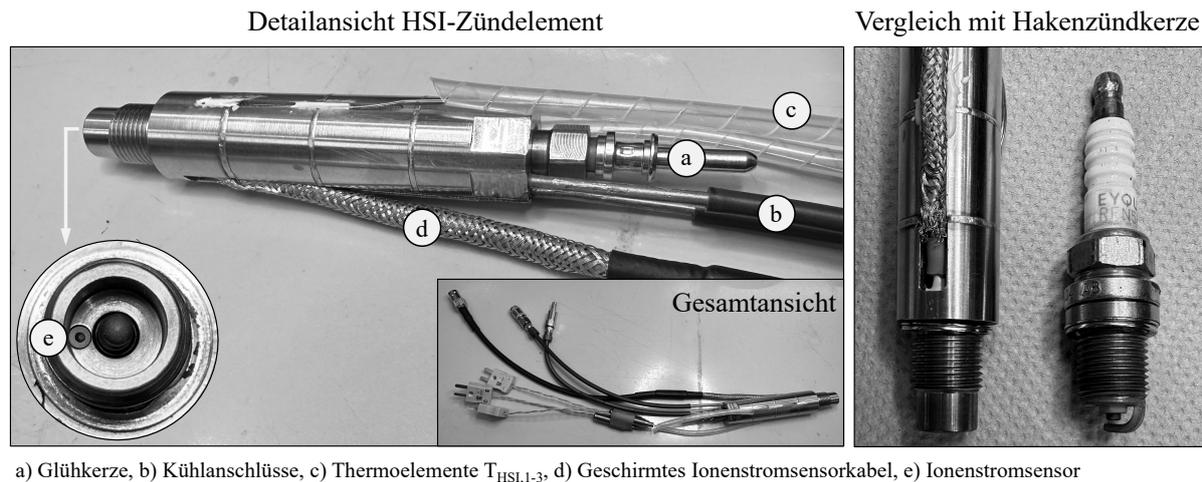
$$T' = -8,48 \text{ }^\circ\text{C} + 2,51 \frac{^\circ\text{C}}{\text{m}\Omega} \cdot R' - 8,4 \cdot 10^{-4} \frac{^\circ\text{C}}{(\text{m}\Omega)^2} \cdot R'^2. \quad (3.1)$$

Dabei gilt  $T' = T_{HS} - T_0$  und  $R' = R_{HSI} - R_0$ . Ein Abgleich der R-T-Korrelation im motorischen Betrieb ist allerdings nicht möglich. Die experimentellen Ergebnisse beziehen sich daher auf  $R_{HSI}$  statt auf  $T_{HS}$ . Unter Berücksichtigung der Adaptertemperaturen  $T_{HSI,1-3}$  kann die eingestellte Oberflächentemperatur bei Motorenversuchen dennoch mit Gleichung 3.1 bewertet werden. Für die Genauigkeit wird erwartet, dass diese umso höher ist, je eher die Adaptertemperaturen denen der Referenzmessung in Abbildung 3.4 entsprechen.



**Abbildung 3.4:** Gemessene Widerstand-Temperatur-Korrelation (R-T) des HSI-Zündelements an einem Komponentenprüfstand

<sup>1</sup>Zur Bestimmung des Kaltwiderstands wird auf [211] verwiesen



a) Glühkerze, b) Kühlan schlüsse, c) Thermoelemente  $T_{HSI,1-3}$ , d) Geschirmtes Ionenstromsensorkabel, e) Ionenstromsensor

**Abbildung 3.5:** Übersicht der verwendeten Zündelemente

Aufgrund der Möglichkeit, den lokalen Verbrennungsfortschritt mit Hilfe von Ionenstromsensoren erfassen zu können, wurde ein Ionenstromsensor in den hinteren Bereich des Schirms integriert (s. Abbildung A.1). Das Ziel bestand darin, die beabsichtigte Oberflächenzündung im HSACI-Verfahren messtechnisch zu erfassen. Der Ionenstromsensor ist als unipolarer Sensor ausgeführt und besteht aus einem keramischen Isolator (Material:  $Al_2O_3$ ,  $\varnothing_i = 1,0\text{ mm}$ ,  $\varnothing_a = 2,0\text{ mm}$ ) und einem Edelstahldraht (Material: 1.4430,  $\varnothing = 0,8\text{ mm}$ ), die mittels Zwei-Komponenten-Kleber (Loctite Hysol 9492) miteinander sowie im Zündelement verklebt sind. Aus Bauraumgründen wurde der Sensor leicht schräg positioniert. Die Keramik ragt ca. 0,5 mm in den Schirm hinein und der Edelstahldraht weist ebenfalls einen Überstand von ca. 0,5 mm gegenüber der Keramik auf. In diesem Aufbau weist die Sensorspitze einen Abstand von ca. 9,3 mm zur Spitze der heißen Oberfläche auf (s. Abbildung A.1). Eine Beschreibung der verwendeten Versorgungs- und Auswerteelektronik findet sich in Abschnitt 3.3.

### 3.2.2 Funkenzündung

Zur Untersuchung der SACI-Verbrennung wurde eine Hakenzündkerze vom Typ Eyquem RFN 58 LZ mit einem Elektrodenabstand von 0,7 mm verwendet. Für die Hochspannungserzeugung wurde die Serienzündspule des SenerTec Dachs G5.5 Gen1 aus einem vorherigen Projekt übernommen. Gegenüber dem Oberflächenzündelement führt die Zündkerze zu einer Reduzierung des Brennraumvolumens. Daher wurde eine Abstandshülse verwendet, um eine Erhöhung der geometrischen Verdichtung im Betrieb mit Zündkerze zu verhindern. Ein Vergleich der eingesetzten Zündelemente ist in Abbildung 3.5 gezeigt.

## 3.3 Messtechnik

Bei der Auswertung der Motorversuche wird auf zeit- und kurbelwinkelbasierte Daten sowie Ergebnisse der Abgas- und Erdgasanalyse zurückgegriffen. Die verwendeten Mess- und Datenerfassungssysteme werden im Folgenden beschrieben.

### 3.3.1 Zeitbasierte Daten

Die zeitlichen Verläufe von Temperaturen, Drücken, Emissionen sowie Luft- und Kraftstoffmassstrom wurden über die Datenerfassung der Prüfstandssteuerung mit einer Frequenz von 2 Hz

erfasst. Zur Überwachung der Medienzustände verfügt der Prüfstand über zahlreiche Druck- und Temperaturmessstellen im Ansaug- und Abgaspfad sowie im Öl- und Kühlkreislauf des Motors. Mit Ausnahme der Messung der Motortemperatur, für die ein PT-100 Element im Kühlkanal der Zylinderlaufbuchse verwendet wurde, wurden alle weiteren Temperaturen mit Typ-K Thermoelementen aufgenommen. Die im Laufe der Ergebnisdiskussion referenzierte Einlasstemperatur wurde ca. 60 mm stromauf des Einlassventils gemessen. Druckmessungen wurden mit Siemens P200 Absolutdrucksensoren durchgeführt, die zu Beginn jedes Messtages mit einem Barometer kalibriert wurden. Für die Messung des Luftmassenstroms wurde ein AVL Flowsonix Air 100 verwendet. Die zugeführten Massenströme von Erdgas und Wasserstoff wurden mit einem Massenstrommesser Bronkhorst F-103 (Erdgas) und über den installierten Wasserstoff-Massenstromregler Bronkhorst FG-201AV bestimmt, die beide mit einem thermischen Messprinzip arbeiten.

### 3.3.2 Abgas- und Erdgasanalyse

Zur Analyse der Abgaszusammensetzung wurde ein Teil des Abgasstroms kontinuierlich zwischen Auslassventil und Katalysator entnommen und einem ABB AO2000 System über eine beheizte Leitung zugeführt. Das System misst die Konzentrationen von  $\text{CO}_2$ ,  $\text{CO}$  und  $\text{O}_2$  auf Basis von getrocknetem Abgas, während  $\text{NO}_2$ ,  $\text{NO}$  und  $\text{HC}$  unter feuchten Bedingungen gemessen werden. Der Flammenionisationsdetektor (FID) wurde mit  $\text{C}_3\text{H}_8$  kalibriert und die gemessene Konzentration mit einem Response-Faktor von 1,07 auf das entsprechende  $\text{CH}_4$ -Äquivalent umgerechnet. Bei den Versuchen wurde Erdgas aus dem öffentlichen Gasnetz verwendet. Die Erdgas-Zusammensetzung unterliegt dabei unvorhersehbaren Schwankungen, wodurch u.a. Luftbedarf, Heizwert, Flammgeschwindigkeit und Zündverzug beeinflusst werden. Während den Versuchen wurde daher eine regelmäßige Analyse der Erdgas-Zusammensetzung mit Hilfe eines Inficon Micro GC Fusion Gas-Chromatographen durchgeführt. Tabelle A.1 stellt die berücksichtigten Spezies sowie eine Auswertung ihrer Konzentrationen über den Zeitraum der Messreihen dar.

### 3.3.3 Indiziersystem

Als Indiziersystem wurde ein AVL Indimodul 622 verwendet. Der Kurbelwellenwinkel wurde mit einem Heidenhain ROD 426 Winkelmarkengeber erfasst. Niederdruckseitig wurden piezoresistive Kistler Drucksensoren vom Typ 4007B (Einlass) und 4075A (Auslass) eingesetzt, die ca. 100 mm stromauf des Einlassventils und ca. 60 mm stromab des Auslassventils verbaut und mit einer Auflösung von  $1^\circ\text{KW}$  aufgenommen wurden. Die Messung des Zylinderdrucks erfolgte mit einer Auflösung von  $0,1^\circ\text{KW}$  mit einem Kistler 6125C11 Drucksensor in Verbindung mit einem Kistler 5018A Ladungsverstärker. Ferner wurden Spannung und Strom des HSI-Zündsystems vom Indiziersystem in Intervallen von  $0,1^\circ\text{KW}$  aufgenommen. Der Verbrennungsionenstrom wurde mit einer Auflösung von  $1^\circ\text{KW}$  gemessen. Für die Spannungsversorgung des Ionenstromsensors und die Verstärkung des Messsignals wurde ein Messmodul verwendet, welches im Rahmen vorangegangener Aktivitäten der Forschungsgruppe aufgebaut wurde [96, 119]. Die Messung des Ionenstroms erfolgt über den Spannungsabfall an einem Messwiderstand, der mittels Operationsverstärker in einem Wertebereich zwischen 0–10 V aufbereitet und vom Indiziersystem erfasst wird. Aufgrund der untersuchten, hohen Luftverhältnisse  $\lambda > 2,0$  wurde eine Gesamtverstärkung von  $0,1 \mu\text{A/V}$  verwendet. Die am Ionenstromsensor angelegte Spannung betrug 84 V und der Motorblock wurde als Masselektrode genutzt.

## 3.4 Analysemethoden

Die experimentellen Untersuchungen wurden bei einer konstanten Drehzahl von 1400 1/min unter stationären Bedingungen durchgeführt. Um eine Vergleichbarkeit einzelner Messpunkte zu erreichen, wurde ein Zielwert der Motortemperatur von 90 °C definiert und der Ansaugdruck des Erdgas-Luft-Gemischs unmittelbar nach der Erdgas-Zufuhr auf einen Zielwert von 995 mbar eingestellt. Vereinzelt unterschritt der Umgebungsdruck diesen Zielwert, weshalb für einige Versuche geringere Ansaugdrücke eingestellt werden mussten, um das für die Erdgas-Zufuhr aus dem öffentlichen Netz erforderliche Druckgefälle beizubehalten. Eine Übersicht über die Randbedingungen aller Versuchsreihen kann Tabelle A.2 entnommen werden. Für jeden Betriebspunkt wurden drei Einzel-Messungen über einen Zeitraum von je 300 Verbrennungszyklen durchgeführt. Auf Abweichungen von diesem Schema bei vereinzelt Experimenten wird an gegebener Stelle hingewiesen. Zu Beginn der Versuche wurde eine Analyse des Restgasgehalts mit der Methode nach Bargende et al. [16] bei verschiedenen Druckdifferenzen zwischen Ein- und Auslasskanal im Bereich  $\Delta p = 10\text{--}60$  mbar durchgeführt. Aufgrund der geringen Ventilüberschneidung (s. Tabelle 3.1) wurden vernachlässigbare Änderungen festgestellt und ein repräsentativer Restgasgehalt von 4,12 %-Masse für die Auswertung der Versuchsergebnisse festgelegt.

### 3.4.1 Zylinderdrucksignal

Das Zylinderdrucksignal wird zur Berechnung von Betriebspunktkennwerten wie dem indizierten Mitteldruck  $p_{mi}$  und dem indizierten Wirkungsgrad  $\eta_i$ , verwendet. Ausführliche Erläuterungen zur Berechnung dieser Parameter sind in einschlägiger Literatur [97, 141] zu finden. Um die Signalauswertung zu verbessern, wurde das Drucksignal mit einem digitalen Butterworth-Tiefpassfilter 5. Ordnung und einer Grenzfrequenz von 4 kHz gefiltert. Die Filterauswahl erfolgte auf Grundlage der Frequenzanalyse des Drucksignals [113]. Sofern bei der Ergebnisdiskussion nicht anderweitig beschrieben, wurden sämtliche der nachfolgenden Berechnungen mit dem gefilterten Druckverlauf durchgeführt. Der Verbrennungsfortschritt und dessen charakteristische Kennwerte werden anhand der freigesetzten Wärme analysiert. Dabei wird zwischen der dem Gas zugeführten Wärme (Heizverlauf:  $dQ/d\theta$ ) und der insgesamt freigesetzten Wärme (Brennverlauf:  $dQ_B/d\theta$ ) unterschieden [97, 141]. Der Heizverlauf wird nach [97] mittels Isentropenexponent  $\kappa$ , Zylinderdruck  $p$  und Zylindervolumen  $V$  als Funktion des Kurbelwinkels  $\theta$  wie folgt berechnet:

$$\frac{dQ}{d\theta} = \frac{\kappa}{\kappa - 1} \cdot p \cdot \frac{dV}{d\theta} + \frac{1}{\kappa - 1} \cdot V \cdot \frac{dp}{d\theta}. \quad (3.2)$$

Der ZOT wird für alle nachfolgenden Analysen bei  $\theta = 0^\circ\text{KW}$  festgelegt. Negative °KW bezeichnen dementsprechend Zeitpunkte vor dem ZOT und positive °KW liegen nach dem ZOT. Im Kurbelwinkelbereich bis einschließlich ZOT wird  $\kappa = 1,347$  ( $1,370^*$ ) und für darauffolgende Kurbelwinkel  $\kappa = 1,310$  ( $1,339^*$ ) für Erdgas bzw. Wasserstoff\* verwendet. Für Mischungen beider Gase werden die  $\kappa$ -Werte entsprechend der Massenanteile verrechnet. Die Bestimmung des Brennverlaufs erfolgt auf Basis des 1. Hauptsatzes der Thermodynamik mittels Druckverlaufsanalyse (DVA) [141]:

$$\frac{dU}{d\theta} = \frac{dQ_B}{d\theta} - \frac{dQ_W}{d\theta} - p \cdot \frac{dV}{d\theta} - h_L \cdot \frac{dm_L}{d\theta} \quad \text{mit} \quad \frac{dQ}{d\theta} = \frac{dQ_B}{d\theta} - \frac{dQ_W}{d\theta}. \quad (3.3)$$

Darin sind  $dU/d\theta$  die Änderung der inneren Energie,  $dQ_W/d\theta$  der Wandwärmestrom,  $p \cdot dV/d\theta$  die Volumenänderungsarbeit und  $h_L \cdot dm_L/d\theta$  der Enthalpiestrom durch Leckage. Durch Zeitintegration resultieren Summenbrenn-  $Q_B$  und Summenheizverlauf  $Q$ . Werden die Verläufe mit ihren Maxima normiert und zeitlich differenziert, so resultieren die normierten Verläufe  $Q_B^n$ ,  $Q^n$ ,

$dQ_B^n/d\theta$  und  $dQ^n/d\theta$ . Aufgrund des erhöhten Aufwands bei der Durchführung der DVA wurde diese auf ausgewählte Betriebspunkte begrenzt, während der Heizverlauf nach Gleichung 3.2 für alle Einzelarbeitsspiele berechnet wurde. Zur Berechnung der DVA wurde die Software AVL Burn in Verbindung mit einem Zwei-Zonen-Modell und dem Wandwärmemodell von Hohenberg [100] verwendet, welches auf Grundlage der Ergebnisse von Soyhan et al. [225] ausgewählt wurde. Zusätzlich wurde die DVA durch eine eigens entwickelte Methode zur schnellen Verlustteilung [112] erweitert, mit der die dominierenden Verlustmechanismen auf Basis der DVA-Daten ausgewertet werden. Um die Güte der DVA sicherzustellen, wird das Verhältnis zwischen berechneter Wärmefreisetzung und der Differenz zwischen der im Versuch zugeführten Brenngas-  $Q_{Gas}$  und der in Abschnitt 3.4.3 beschriebenen chemischen Abgasenergie  $Q_{Abg}$  berechnet:

$$\eta_{DVA} = \frac{Q_{B,max}}{Q_{Gas} - Q_{Abg}} \cdot 100 [\%], \quad \eta_{DVA} = 95 - 105 \%. \quad (3.4)$$

Die Kurbelwinkel  $\theta_{02}$ ,  $\theta_{50}$  und  $\theta_{95}$  beschreiben die Zeitpunkte zu denen 2, 50 und 95% der Wärme freigesetzt wurden und repräsentieren den Beginn, den Schwerpunkt und das Ende der Verbrennung. In Analogie zu [196, 236] wird  $\theta_{02}$  im SACI- und HSACI-Verfahren als *Ende der Flammenkernbildung* interpretiert. Die Differenz zwischen  $\theta_{02}$  und  $\theta_{95}$  beschreibt die Verbrennungsdauer  $\theta_{02-95}$ . Ferner wird der Selbstzündungszeitpunkt  $\theta_{SZ}$  übereinstimmend mit [177, 184, 196] durch den Zeitpunkt definiert, zu dem der Heizverlauf seine maximale Krümmung im Bereich der anfänglichen Wärmefreisetzung aufweist. In Arbeiten mit optischer Messtechnik zur SACI-Verbrennung wurde zu diesem Zeitpunkt ein Übergang von Flammenausbreitung zur HCCI-ähnlichen Selbstzündung im Endgas visuell beobachtet [196]. Statt der differentiellen Berechnung wurde  $\theta_{SZ}$  mit dem *Kneedle*-Algorithmus von Satopaa et al. [206] ermittelt, um die Robustheit der Berechnung gegenüber Signalstörungen zu verbessern. Die zum Selbstzündungszeitpunkt freigesetzte Wärme ist ein Maß für den Grad der Zündunterstützung im SACI- und HSACI-Verfahren und wird durch  $Q_{SZ}$  bzw.  $Q_{SZ}^n$  beschrieben. Sämtliche Kennwerte wurden auf Basis des Heizverlaufs berechnet.

Die Selbstzündung im HCCI-Verfahren führt zur Anregung hochfrequenter Druckschwingungen, dem sog. *ringing*, deren Intensität im Sinne eines geringen Motorgeräuschs und zur Vermeidung potentieller Motorschäden begrenzt werden muss (s. Abschnitt 2.3.2). Dazu wird die *ringing intensity* (RI) nach Eng [65] definiert:

$$RI = \frac{1}{2\kappa} \frac{(\beta dp/dt)^2}{p_{max}} \sqrt{\kappa RT_{max}}. \quad (3.5)$$

Darin ist  $\beta = 0,05$  ein Kalibrierfaktor zur Skalierung der Druckschwingungsamplitude bezogen auf den maximalen Druckanstieg  $dp/dt$ ,  $p_{max}$  der Spitzendruck,  $R = 293,9 \text{ J/kgK}$  die spezifische Gaskonstante,  $T_{max}$  die Spitzentemperatur nach der idealen Gasgleichung und  $\kappa = 1,310$  ( $1,339^*$ ) für Erdgas bzw. Wasserstoff\*. Die Klopfgrenze wurde in dieser Arbeit für einen Wert von  $RI = 5 \text{ MW/m}^2$  definiert. Dieses Limit stimmt mit dem Erreichen des am Prüfstand als akustisch störend empfundenen Geräuschs und mit in der Literatur verwendeten Grenzen bei Motoren mit größerem ( $981 \text{ cm}^3$ :  $5 \text{ MW/m}^2$  [217],  $1600 \text{ cm}^3$ :  $6 \text{ MW/m}^2$  [65]) und vergleichbarem Hubraum ( $550 \text{ cm}^3$ : 2 [65], 4 [144],  $5 \text{ MW/m}^2$  [177]) überein.

Aus den Untersuchungen in [113] geht hervor, dass die Ensemble-Mittelung wesentliche Informationen des Verbrennungsablaufs verwischt. Es ist daher nicht zielführend, die Verbrennung eines Betriebspunktes auf Basis seines Ensemble-gemittelten Druck- oder Wärmefreisetzungsverlaufs zu charakterisieren. Stattdessen wird der Ansatz von Neurohr [173] aufgegriffen und ein repräsentativer Einzelzyklus genutzt. Dazu wird die relative, quadratische Abweichung (RQA) eines

Zyklus  $i$  hinsichtlich der Mittelwerte von  $\theta_{50}$ ,  $p_{mi}$ ,  $Q_{SZ}^n$  und dem maximalen Druckgradienten  $dp/d\theta$  nach folgender Gleichung berechnet:

$$RQA_i = \left( \frac{\theta_{50,i} - \overline{\theta_{50}}}{\overline{\theta_{50}}} \right)^2 + \left( \frac{p_{mi,i} - \overline{p_{mi}}}{\overline{p_{mi}}} \right)^2 + \left( \frac{dp/d\theta_i - \overline{dp/d\theta}}{\overline{dp/d\theta}} \right)^2 + \left( \frac{Q_{SZ,i}^n - \overline{Q_{SZ}^n}}{\overline{Q_{SZ}^n}} \right)^2. \quad (3.6)$$

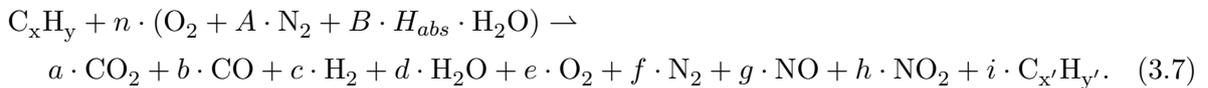
Gegenüber [173] wurde die Berechnung um den letzten Term erweitert. Der Einzelzyklus mit der geringsten RQA (MRQA) wird als repräsentativer Zyklus ausgewählt und bildet den Betriebspunkt definitionsgemäß im Mittel am ehesten ab.

### 3.4.2 Ionenstromsignal

Dem Ionenstromsignal sind nicht mit der Verbrennung verbundene Störungen überlagert, die vermutlich aus der elektrischen Schaltung stammen. Das Signal wurde daher mit einem digitalen Butterworth-Tiefpassfilter 1. Ordnung und einer Grenzfrequenz von 1,5 kHz gefiltert. Die Filterauswahl erfolgte ähnlich zum Drucksignal auf Grundlage der Frequenzanalyse des Ionenstromsignals. Dem Kenntnisstand des Autors zufolge wird die Ionenstrommessung im Rahmen dieser Arbeit erstmalig zur Untersuchung der beabsichtigten Oberflächenzündung in einem HCCI-ähnlichen Brennverfahren eingesetzt. Die Definition geeigneter Ionenstromkennwerte zur Korrelation mit weiteren Verbrennungskenngrößen wird daher a priori nicht vorgenommen und ist stattdessen Teil der Untersuchungsergebnisse in Abschnitt 5.2.2.

### 3.4.3 Abgasanalyse

Die Kenntnis über die Abgaszusammensetzung ist zur Bewertung der im Abgas enthaltenen Verlustenergie erforderlich und wird darüber hinaus zur Berechnung des Luftverhältnisses  $\lambda$  verwendet. Zur Bestimmung der Abgaszusammensetzung wird folgende Reaktionsgleichung zugrunde gelegt:



Dabei stehen die Vorfaktoren  $a$  bis  $i$  und  $n$  für die Stoffmengen der Spezies. Die Parameter  $A$  und  $B$  definieren zusammen mit der absoluten Luftfeuchte  $H_{abs}$  die Zusammensetzung der Umgebungsluft bezogen auf  $O_2$ . Für trockene Luft wurden 21 %-mol  $O_2$  und 79 %-mol  $N_2$  angenommen,  $H_{abs}$  wurde auf Basis des Flowsonix-Messwerts berechnet. Die Indizes  $x, y$  resultieren aus der vorliegenden Erdgaszusammensetzung und der zugeführten  $H_2$ -Menge, wohingegen  $x' = 1$  und  $y' = 4$  repräsentativ für  $CH_4$  als Hauptbestandteil der unverbrannten Kohlenwasserstoffe angenommen wurden. Zur Lösung von Gleichung 3.7 wurde der von Silvis beschriebene Algorithmus und die Methode nach Brettschneider verwendet [214]. Die damit bestimmte Sauerstoffmenge wurde bei der Versuchsdurchführung und Auswertung zur Berechnung des Verbrennungsluftverhältnisses verwendet. Eine Ausnahme stellen die Versuche mit 100 % Wasserstoff dar, für die das Luftverhältnis auf Basis der zugeführten Massenströme berechnet wurde. Die spezifische Verlustenergie des Abgases  $q_{Abg}$  wird ebenfalls auf Grundlage der Abgaszusammensetzung berechnet:

$$q_{Abg} = \frac{\nu_{CO} \cdot H_{u,CO} + \nu_{H_2} \cdot H_{u,H_2} + \nu_{CH_4} \cdot H_{u,CH_4}}{W_{Abg}} \quad \text{mit} \quad (3.8)$$

$$H_{u,CO} = 282,9 \text{ kJ/mol}, \quad H_{u,H_2} = 241,1 \text{ kJ/mol}, \quad H_{u,CH_4} = 802,7 \text{ kJ/mol}.$$

Die Faktoren  $\nu_i$  und  $H_{u,i}$  bezeichnen dabei den molaren Anteil der jeweiligen Spezies und deren unteren Heizwert. Der Parameter  $W_{Abg}$  ist die molare Masse des Abgases, welche entsprechend der vorliegenden Abgaszusammensetzung berechnet wird. Mit Hilfe von  $q_{Abg}$  und der spezifischen, zugeführten Brenngasenergie  $q_{Gas}$  wird der Umsetzungsgrad  $\zeta_u$  bestimmt:

$$\zeta_u = \frac{q_{Gas} - q_{Abg}}{q_{Gas}} \cdot 100 [\%]. \quad (3.9)$$

## 3.5 Simulationsmodelle

Im Rahmen der numerischen Untersuchungen wurden 0D, 1D und 3D Modelle verwendet. Die 0D und 1D Simulationen wurden mit der frei verfügbaren Thermochemie-Software *Cantera* [77] durchgeführt, während für die 3D Simulationen der CFD Code *Avl Fire* [12] verwendet wurde. Wesentliche Aspekte dieser Modelle werden in den beiden nachfolgenden Abschnitten beschrieben. Auf eine Herleitung der jeweiligen Grundgleichungen wird an dieser Stelle verzichtet und stattdessen auf einschlägige Literatur verwiesen [117, 188, 190]. Ausführungen zu den numerischen Lösungsverfahren können den referenzierten Programmdokumentationen entnommen werden. In allen Fällen wurden Mischungen idealer Gase, allgemeiner Spezies-Transport und ein ternäres Erdgas-Gemisch mit einer molaren Zusammensetzung 94,26 % CH<sub>4</sub>, 4,51 % C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> und 1,23 % C<sub>3</sub>H<sub>8</sub> (s. Gas 1, Tabelle A.3) als repräsentative Brenngaszusammensetzung angenommen.

### 3.5.1 Null- und eindimensionale Modelle

Für die Simulation von Selbstzündungen bei verschiedenen Initial- und Prozessbedingungen wurden drei 0D Reaktormodelle verwendet (s. Abbildung 3.6). Bei allen Modellen wird von geschlossenen, adiabaten Systemen ausgegangen. Örtliche Gradienten werden vernachlässigt und Zustandsgrößen wie Temperatur  $T$ , Druck  $p$  und Spezies-Massenanteil  $Y_k$  hängen einzig von der Zeit ab. Das erste Modell stellt einen Konstant-Volumen-Reaktor (KVR) dar, während das zweite Modell eine zeitliche Volumenänderung berücksichtigt (Variabler-Volumen-Reaktor (VVR)). Diese Reaktormodelle stehen in *Cantera* standardmäßig zur Verfügung. Zusätzlich wurde im Rahmen dieser Arbeit ein aus zwei Zonen bestehendes Konstant-Volumen-Reaktor (2Z-KVR) Modell erstellt. Im 2Z-KVR-Modell wird ein konstantes Volumen in zwei Zonen ( $Z_1, Z_2$ ) aufgeteilt, deren Zustand durch jeweils ein VVR-Modell definiert wird. Die VVR-Modelle sind dabei über einen adiabaten Freikolben miteinander gekoppelt. Ausgehend von einem gemeinsamen Initialzustand  $S_0$ , einem konstanten Gesamtvolumen  $V_0$ , den Massenanteilen  $Y_{Z1,2} = m_{Z1,2}/m_0$  und deren Summe  $Y_{Z1} + Y_{Z2} = 1$  gilt unter Verwendung des spezifischen Volumens  $\nu_0 = V_0/m_0$  für die Volumen-Kopplung beider Zonen:

$$\nu_0 = \nu_{Z1}Y_{Z1} + \nu_{Z2}Y_{Z2} = \text{konst.} \quad \text{bzw.} \quad \nu_{Z2} = \frac{\nu_0}{Y_{Z2}} - \nu_{Z1}\frac{Y_{Z1}}{Y_{Z2}}. \quad (3.10)$$

Mit diesem Ansatz wird der zweistufige Verbrennungsablauf im HSACI-Verfahren approximiert. Ausgehend vom Initialzustand  $S_0$  wird eine Zündung bei konstantem Volumen in  $Z_1$  berechnet ( $S_1$ ). Im Anschluss wird die entstandene Druckdifferenz zwischen  $Z_1$  und  $Z_2$  über den Freikolben abgebaut, was zu einer Kompression von  $Z_2$  führt ( $S_2$ ). Im nächsten Schritt wird eine Zündung bei konstantem Volumen in  $Z_2$  berechnet ( $S_3$ ). Die dadurch entstandene Druckdifferenz wird erneut über den Freikolben abgebaut ( $S_4$ ). Dieser Ablauf ermöglicht eine isolierte Betrachtung des Effekts der thermischen Kompression durch die Verbrennung in  $Z_1$  auf den Zündverzug in  $Z_2$ . Bei der Auswertung der Simulationsergebnisse wird der Selbstzündungszeitpunkt  $\theta_{SZ}$  im VVR-

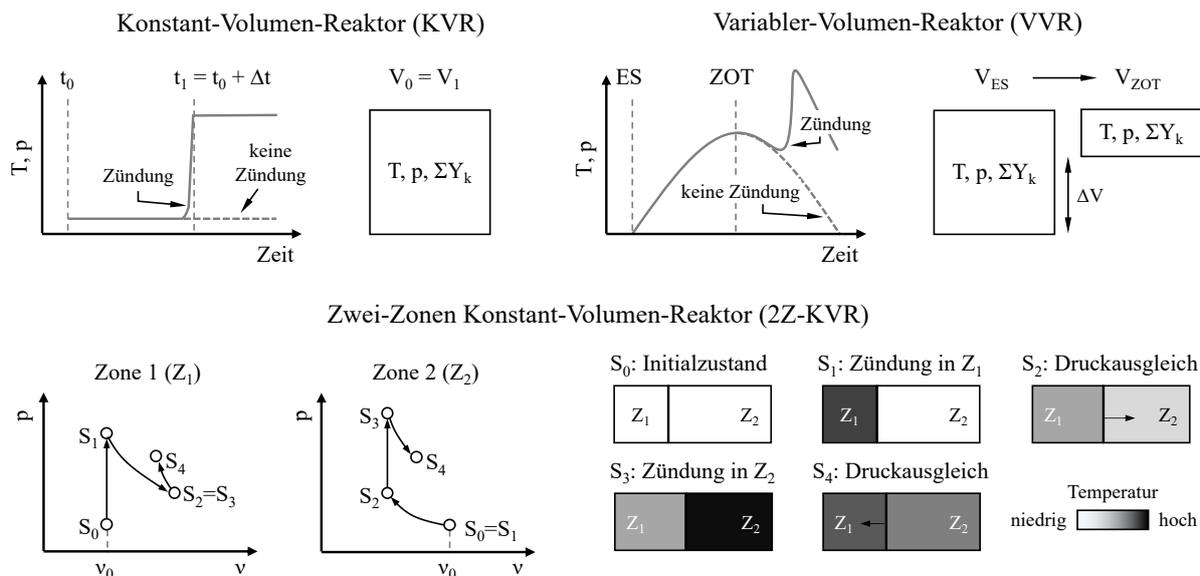


Abbildung 3.6: Übersicht der verwendeten 0D Reaktormodelle

und der Zündverzögerung  $\tau_{ZV}$  im KVR-Modell in Analogie zu [14] durch den Zeitpunkt definiert, zu dem 10% der jeweils freigesetzten Wärme erreicht wurden. Für eine gegebene Drehzahl  $n$  kann  $\tau_{ZV}$  nach  $\theta_{ZV} = \tau_{ZV} \cdot n \cdot 6 \cdot 10^{-3}$  in das °KW-Äquivalent  $\theta_{ZV}$  umgerechnet werden.

Ferner wird in dieser Arbeit das Modell der adiabaten, laminaren Vormischflamme (LVF) genutzt, um grundlegende Flammeneigenschaften bei verschiedenen Randbedingungen zu bewerten. Die Modellierung geht davon aus, dass sich die Flamme eindimensional (1D) in ein ruhendes, homogenes Gemisch ausbreitet und keine Randeffekte radial zur Ausbreitungsrichtung vorliegen. Gegeben durch die Wahl der Flamme als Bezugssystem kann deren Ausbreitung als stationäre Strömung beschrieben werden. Für die LVF-Simulationen wurde die standardmäßige Implementierung in *Cantera* verwendet. Die Spezies-Umwandlung und Wärmefreisetzung durch chemische Reaktion wurde bei den 0D und 1D Simulationen mit Hilfe des *AramcoMech 1.3* [160] berechnet. Die Auswertung von charakteristischen Flammeneigenschaften erfolgt entsprechend dem in Abbildung 3.7 gezeigten Beispiel. Die laminare Flammengeschwindigkeit  $s_L^0$  ist durch die Geschwindigkeit  $u$  im unverbrannten Gas gegeben. Mit Hilfe der Temperaturdifferenz  $\Delta T_F$  und dem maximalen Temperaturgradienten  $|\partial T / \partial x|_{max}$  an der Stelle  $T^0$  wird die thermische Flammenfrontdicke  $\delta_L^0 = \Delta T_F / |\partial T / \partial x|_{max}$  definiert. Das Verhältnis aus Dicke und Geschwindigkeit der Flamme beschreibt die Zeitskala  $\tau_F = \delta_L^0 / s_L^0$  der Flammenfront.

### 3.5.2 Dreidimensionale Modelle

Zur Simulation der motorischen Strömung und Verbrennung wurden zwei 3D CFD Modelle des Versuchsträgers erstellt, die jeweils einen *digitalen Zwilling* des experimentell untersuchten SACI- bzw. HSACI-Brennraums darstellen (s. Abbildung 3.8). Beide Modelle wurden auf Basis von detaillierten *Computer Aided Design* (CAD) Daten aufgebaut und berücksichtigen den Ein- und Auslasskanal, die Ventile inkl. Ventilsitzbereich, das entsprechende Zündelement und den Kolben inkl. Feuersteg. Da der Ein- und Auslasskanal während aller Takte erhalten wird, können aufeinanderfolgende Motorzyklen simuliert werden. Bei der Vernetzung wurden bewegte Gitter mit hexaederförmigen Zellen verwendet und die Voruntersuchungen von Judith et al. [108] einbezogen. Die Zellgrößen betragen 1–2 mm im Ein- und Auslasskanal, 0,125–0,25 mm im Bereich der Ventile und Ventilsitze, 0,25 mm an Kolben, Zylinderkopf und Laufbuchse und

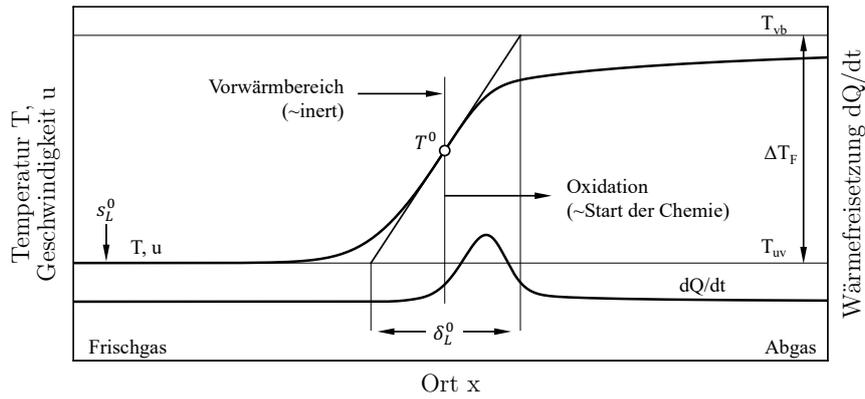


Abbildung 3.7: Exemplarisches Ergebnis und Kennwerte des LVF-Modells

zwischen 0,5–1,0 mm im Brennrauminneren. Ein besonderer Fokus bei der Netzerstellung wurde auf die Zündelemente gelegt. Die heiße Oberfläche sowie die Elektroden der Zündkerze wurden mit einer Zellgröße von  $62,5 \mu\text{m}$  aufgelöst. Der Fluidbereich in der Umgebung des jeweiligen Zündelements wurde mit einer Auflösung von  $125 \mu\text{m}$  vernetzt. Im Fall des HSACI-Brennraums betrifft dies das innerhalb der Schirmung liegende Volumen, während im SACI-Brennraum ein kugelförmiges Volumen ( $1 \text{ cm}^3$ ) ausgehend vom Zentrum des Elektrodenspalts gewählt wurde. Da die Position der Zündkerzenelektroden im realen Motor von Montage zu Montage streuen kann, wurde die Einbaulage für die Simulation frei gewählt.

Die 3D CFD Modelle wurden in zwei Simulationsstudien mit unterschiedlichen Modellierungsansätzen verwendet. In allen Fällen wurden die kompressiblen *Navier Stokes Gleichungen* betrachtet. Bei der ersten Studie, deren Ergebnisse in Abschnitt 5.5.2 diskutiert werden, lag der Fokus auf dem *durchschnittlich* zu erwartenden Strömungszustand. Daher wurde für diese Simulationen ein *Reynolds Averaged Navier Stokes* (RANS) Ansatz gewählt und auf die Berechnung der Verbrennung verzichtet. Im Vergleich dazu bestand das Ziel der zweiten Studie, deren Ergebnisse in Abschnitt 5.1.3 und 5.2.3 behandelt werden, darin, den Ablauf einer individuellen HSACI-Verbrennung unter verschiedenen Rand- und Initialbedingungen möglichst detailliert abzubilden. Zu diesem Zweck wurden LES durchgeführt und die Verbrennung mittels Reaktionskinetik berechnet. Um die Rechenzeit der LES zu reduzieren, wurde der Mehrzonen-Ansatz von Liang et al. [140] verwendet und eine reduzierte Version des AramcoMech 1.3 [160] erstellt. Für die Reduktion des Reaktionsmechanismus wurde das frei verfügbare Softwarepaket *pyMars* [159] zusammen mit dem *Path Flux Analysis* (PFA) Ansatz von Sun et al. [230] eingesetzt. Der resultierende Mechanismus beinhaltet 50 Spezies und 265 Reaktionen und reproduziert die Flammgeschwindigkeit und den Zündverzug mit Abweichungen  $\leq 5\%$  gegenüber dem vollständigen Mechanismus (s. Anhang A.5). Weitere numerische Einstellungen sind in Tabelle 3.3 zusammengefasst.

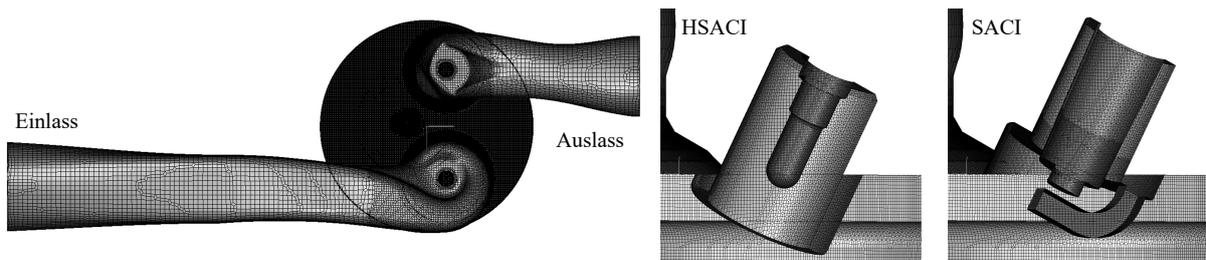


Abbildung 3.8: Rechenetze für die 3D Motorsimulation [113]

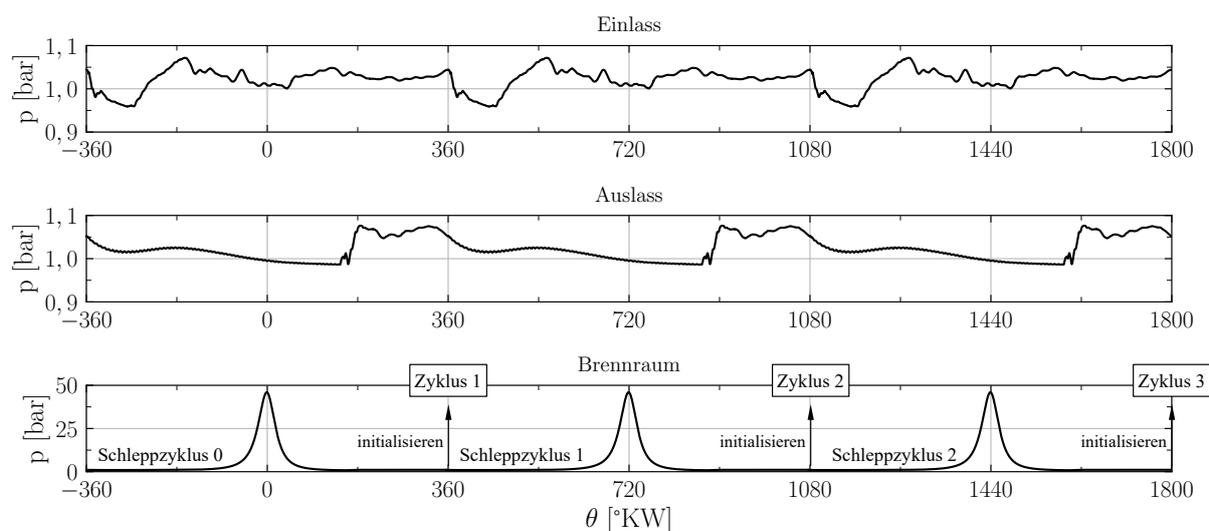
**Tabelle 3.3:** Einstellungen und Modelle der 3D Motorsimulationen

Einstellung	RANS	LES
Simulationstyp	Strömung	Strömung, Verbrennung
Turbulenzmodell	$k - \zeta - f$ [87]	LES-CSM [123, 124]
Zeitschritt	0,1–0,25 °KW	variabel, $CFL \leq 4$
Wandbehandlung	Hybrid [191, 192]	Integration zur Wand
Wärmeübergang	Han-Reitz [86]	Standard [106]
Differenzenverfahren	1. Ordnung (Zeit), 2. Ordnung (Ort)	
Zellanzahl im OT	$\approx 4,5$ Millionen	

**Tabelle 3.4:** Variationsbereich der LES

Einstellung	1	2	3	4	5	6	7
$T_{HS}$	1300 K	1300 K	1300 K	1200 K	1400 K	1300 K	1300 K
$\lambda$	2,50	2,50	2,50	2,50	2,50	2,45	2,55
Zyklus	1	2	3	1	1	1	1

Für beide Studien wurden die Ein- und Auslassrandbedingungen aus ensemble-gemittelten, indizierten Druckverläufen im Ein- und Auslasskanal sowie den dort gemessenen Temperaturen abgeleitet. Die Initialbedingungen der RANS-Simulationen wurden mit Hilfe einer vorhergehenden Simulation erzeugt. Beginnend bei einem ruhenden Strömungsfeld wurde ein kompletter Schleppzyklus simuliert. Die Ergebnisse dieses Schleppzyklus wurden anschließend als Initialbedingungen für die eigentlichen Simulationen verwendet. Nach demselben Prinzip wurden die Initialbedingungen der LES erzeugt. Um den Einfluss von unterschiedlichen, initialen Strömungsfeldern zu untersuchen, wurden für die LES allerdings insgesamt drei aufeinanderfolgende Schleppzyklen berechnet. Die Kurbelwinkel-aufgelösten Randbedingungen wurden dabei zyklisch wiederholt. Für die Bezeichnung der Simulationsergebnisse gilt, dass *Zyklus 1* mit Schleppzyklus 0, *Zyklus 2* mit Schleppzyklus 1 und *Zyklus 3* mit Schleppzyklus 2 initialisiert wurde (s. Abbildung 3.9). Als weitere Variationsgrößen wurden bei den LES die Temperatur der heißen Oberfläche und das Luftverhältnis variiert (s. Tabelle 3.4). Der Variationsbereich der RANS-Simulationen wird in Abschnitt 5.5.2 zusammen mit den Ergebnissen erläutert.

**Abbildung 3.9:** Vorgehensweise zur Berechnungen der Initialbedingungen



## 4 Numerische Voruntersuchungen

Mit den in Abschnitt 3.5.1 beschriebenen 0D Reaktor- und 1D Flammenmodellen können die grundlegenden Zusammenhänge bei der HCCI- und HSACI-Verbrennung mit vergleichsweise geringer Komplexität abgebildet werden. Diese Eigenschaft wurde im Rahmen von numerischen Voruntersuchungen genutzt, um den Einfluss verschiedener Betriebsparameter auf die Selbstzündung im HCCI-Verfahren zu untersuchen, den Effekt der thermischen Kompression bei der HSACI-Verbrennung auf die Selbstzündung zu analysieren und ein konzeptionelles Verbrennungsdiagramm für das HSACI-Verfahren zu entwickeln.

### 4.1 Einstufige Zündung

Babajimopoulos et al. [14] haben für Iso-Oktan mit Hilfe von 0D Simulationen gezeigt, dass der Selbstzündungszeitpunkt im idealisierten HCCI-Verfahren mit dem Zündverzug einer Konstant-Volumen-Zündung korreliert, der die thermodynamischen Bedingungen im ZOT im nicht reaktiven (geschleppten) Fall zugrunde liegen. Dieser Ansatz wird im Folgenden auf Erdgas unter den für diese Arbeit experimentell relevanten Bedingungen angewendet. Mit Hilfe der Simulationsergebnisse wird der Bereich von thermochemischen Bedingungen im ZOT bestimmt, in dem stabile HCCI-Verbrennungen theoretisch zu erwarten sind. Zudem wird die Sensitivität des Selbstzündungszeitpunkts bei variierenden ZOT-Bedingungen betrachtet. Zu diesem Zweck wurden für jeden Satz von Initialbedingungen drei Simulationen durchgeführt. In der ersten Simulation wurde ausgehend vom Verdichtungsbeginn (entspricht *Einlass schließt* (ES) beim ausgeführten Motor) das VVR-Modell mit aktivierter Reaktionskinetik verwendet und eine HCCI-Verbrennung berechnet. Daraufhin wurde die Reaktionskinetik im VVR-Modell deaktiviert und die ZOT-Bedingungen im nicht reaktiven (geschleppten) Fall mit einer zweiten Simulation bestimmt. Diese ZOT-Bedingungen wurden anschließend verwendet, um das KVR-Modell zu initialisieren und eine Konstant-Volumen-Zündung zu berechnen (dritte Simulation). Die zeitliche Volumenänderung im VVR-Modell wurde entsprechend der Triebwerkskinematik des Versuchsträgers vorgegeben. Alle Simulationen wurden wie die Experimente bei einer Drehzahl von 1400 1/min durchgeführt. Um die Konsistenz der gezeigten Zusammenhänge zu bestätigen, beinhaltet Anhang A.3 ergänzende Ergebnisse mit variierenden Erdgaszusammensetzungen.

Der Einfluss der Initialtemperatur  $T_{ES}$  im Bereich 400–470 K auf die Zündung im VVR ist in Abbildung 4.1 am Beispiel von  $\lambda = 2,3$  gezeigt. Dabei wurde ein Initialdruck von  $p_{ES} = 1,157$  bar gewählt, um einen Kompressionsenddruck von  $p_{ZOT} = 51,4$  bar zu erreichen. Dieser Wert entspricht in guter Näherung dem adiabaten Schleppdruck des Versuchsmotors bei geöffneter Drosselklappe. Mit zunehmender  $T_{ES}$  erfolgen frühere Zündungen, die ab  $T_{ES} > 450$  K zu Verbrennungen vor ZOT führen. Für niedrigere  $T_{ES}$  hingegen unterhalb von 422 K wird die Verbrennung unvollständig und es kommt zu Fehlzündungen. Das Auftreten der Fehlzündungen wird in Abbildung 4.2 anhand der Gemischreaktivität untersucht. Als Maß für die Gemischreaktivität wird die mittels KVR berechnete Zündverzugszeit  $\tau_{ZV}$  verwendet. Mit sinkender Kompressionsendtemperatur  $T_{ZOT}$  steigt  $\tau_{ZV}$  an, was mit späteren  $\theta_{SZ}$  im VVR einhergeht. Die Spätzündgrenze  $\theta_{SZ,max}$ , gegeben durch einsetzende Fehlzündungen, wird erreicht, wenn der Zündverzug eine Grenze von  $\tau_{ZV} > 2$  ms bzw.  $\theta_{ZV} > 17^\circ\text{KW}$  überschreitet. Im Bereich der vollständigen Verbrennung liegt ein klarer Zusammenhang zwischen späteren Zündungen  $\theta_{SZ}$  und steigendem Zündverzug  $\theta_{ZV}$  vor. Bei Überschreiten von  $\theta_{SZ,max}$  kehrt sich dieser Verlauf vermeintlich um, da infolge der unvollständigen Wärmefreisetzung das Kriterium des 10 %-Umsatzpunktes früher erreicht wird.

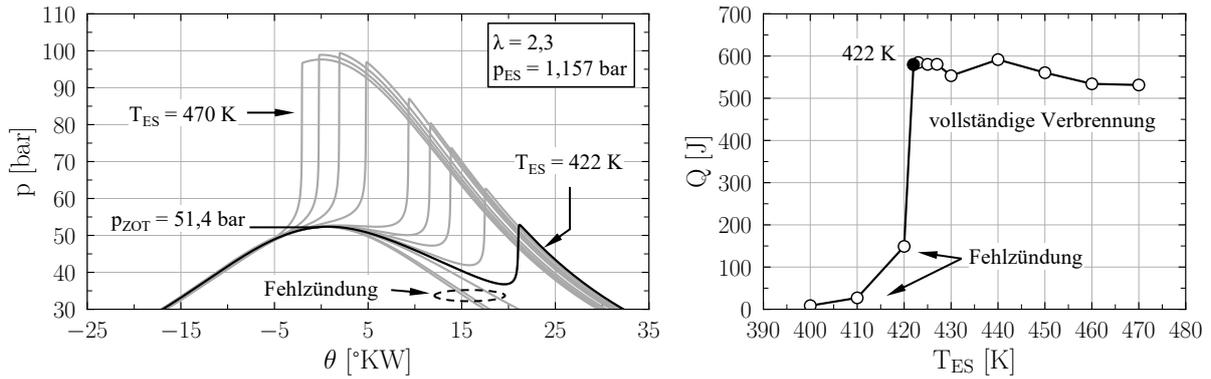


Abbildung 4.1: Einfluss der Initialtemperatur auf den Druckverlauf und die freigesetzte Wärme

Der Zusammenhang zwischen  $\theta_{SZ}$  und  $\theta_{ZV}$  wird im nächsten Schritt für Gemische im Bereich  $\lambda = 2,0-3,0$  überprüft. Um eine Änderung der ZOT-Bedingungen infolge eines geänderten  $\kappa$  für variierende  $\lambda$  zu verhindern, wurde für jeden  $\lambda$ -Wert ein Referenzpaar aus  $p_{ES,ref}$  und  $T_{ES,ref}$  ermittelt, sodass im nicht reagierenden Fall ZOT-Bedingungen von  $p_{ZOT} = 51,4 \pm 0,01$  bar und  $T_{ZOT} = 1150 \pm 0,5$  K erreicht wurden. Ausgehend von diesen Referenzbedingungen wurde  $T_{ES}$  variiert und  $p_{ES,ref}$  konstant gehalten. Für die Referenzbedingungen zeigt Abbildung 4.3, dass für steigende  $\lambda$  spätere Zündungen vorliegen und die Reaktivität folglich abnimmt. Dieser Trend besteht für variierende  $T_{ES}$  gleichermaßen. Im Hinblick auf den Zusammenhang zwischen  $\theta_{SZ}$  und  $\theta_{ZV}$  bestätigen die Ergebnisse die eindeutige Korrelation beider Parameter und lassen keinen Einfluss von  $T_{ES}$  oder  $\lambda$  erkennen. Aus der Untersuchung reduzierter  $T_{ES}$  geht zudem hervor, dass  $\theta_{SZ,max}$  von  $\lambda$  abhängt und sich für magerere Gemische hin zu früheren  $\theta_{SZ}$  verschiebt. Eine Abmagerung von  $\lambda = 2,0$  auf  $\lambda = 3,0$  verschiebt  $\theta_{SZ,max}$  von  $372,3^\circ\text{KW}$  auf  $368,6^\circ\text{KW}$ , was einer Reduktion des zulässigen  $\theta_{ZV}$  von  $17,5^\circ\text{KW}$  auf  $15,7^\circ\text{KW}$  entspricht. Darüber hinaus kann dem Verlauf entnommen werden, dass  $\theta_{ZV}$  nicht unter  $9^\circ\text{KW}$  sinken sollte, um vorzeitige Zündungen vor ZOT zu vermeiden.

Für ausgeführte Motoren ist die Reproduzierbarkeit des Selbstzündungszeitpunkts im Sinne geringer zyklischer Verbrennungsschwankungen von Interesse, wenn die Zündbedingungen stochastischen Variationen unterliegen. Aus der Temperaturabhängigkeit der Reaktionskinetik (s. Gleichung 2.3) resultiert ein exponentieller Zusammenhang zwischen  $\theta_{ZV}$  und  $T_{ZOT}$  (s. Abbil-

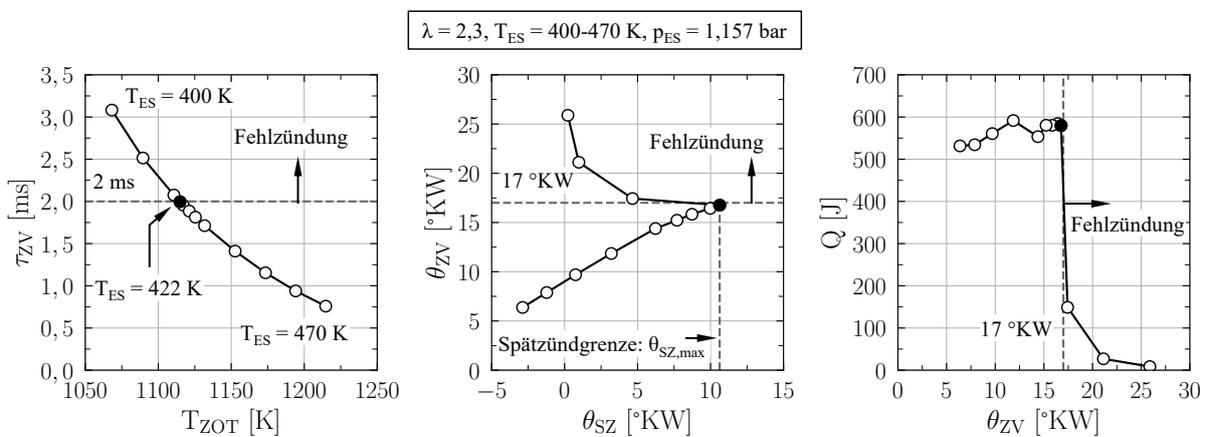
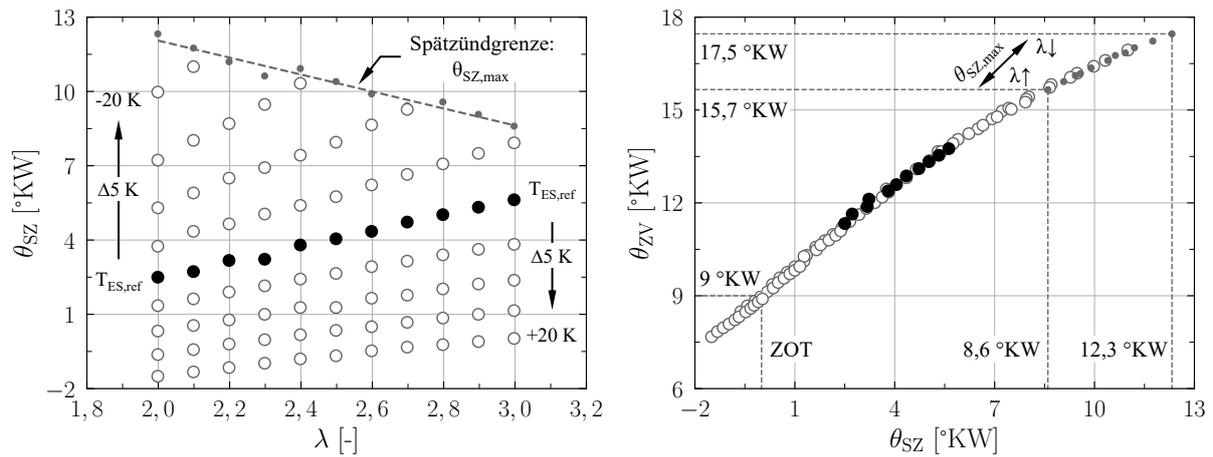


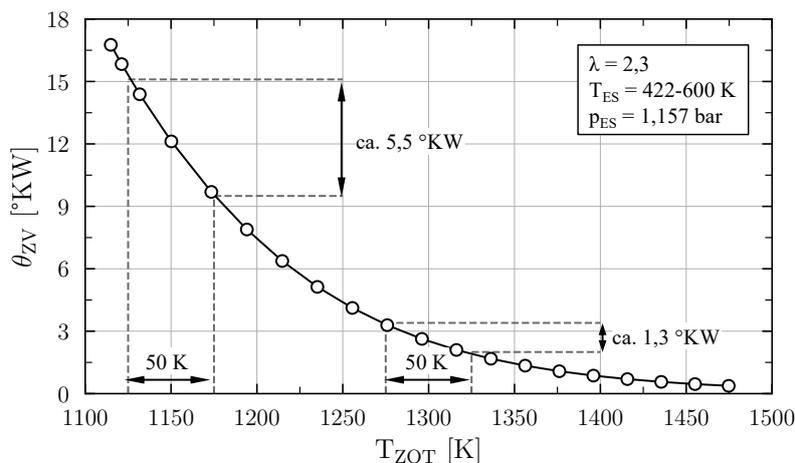
Abbildung 4.2: Zusammenhang von Temperatur und Zündverzögerung im oberen Totpunkt, Selbstzündungszeitpunkt und freigesetzter Wärme



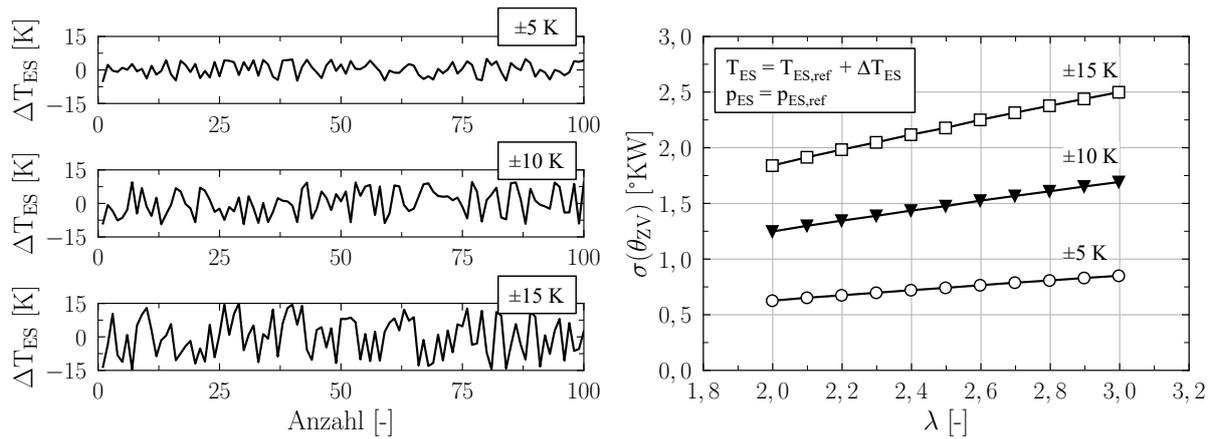
**Abbildung 4.3:** Selbstzündungszeitpunkte mit vollständiger Verbrennung als Funktion von  $\lambda$  und allgemeine Korrelation zwischen Zündverzug im oberen Totpunkt und Selbstzündungszeitpunkt

dung 4.4). Eine gegebene Schwankung von  $T_{ZOT}$  führt daher zu einer stärkeren Änderung von  $\theta_{ZV}$ , wenn  $T_{ZOT}$  auf einem niedrigeren Niveau liegt. Aufgrund der sinkenden Reaktivität für höhere  $\lambda$  kann wiederum angenommen werden, dass sich dieser Effekt für magerere Gemische verstärkt.

Um diese Annahme zu überprüfen, wurden drei Datensätze aus je 100 Werten erstellt, die normalverteilte Temperaturschwankungen  $\Delta T_{ES}$  zwischen  $\pm 5$  K,  $\pm 10$  K und  $\pm 15$  K beinhalten (s. Abbildung 4.5). Ausgehend von den Referenzbedingungen für  $\lambda = 2,0-3,0$  wurde  $T_{ES,ref}$  sukzessive um die  $\Delta T_{ES}$ -Werte des jeweiligen Datensatzes variiert, eine nicht reaktive VVR-Simulation durchgeführt und  $\theta_{ZV}$  unter den entsprechenden ZOT-Bedingungen berechnet. Mit Hilfe der Standardabweichung  $\sigma$  werden die daraus resultierenden Schwankungen von  $\theta_{ZV}$  in Abbildung 4.5 quantifiziert. Die Ergebnisse bestätigen, dass höhere Temperaturschwankungen sowie magerere Gemische zu größeren Schwankungen von  $\theta_{ZV}$  führen. Das mit steigenden  $\sigma(\theta_{ZV})$  zunehmende Variationen von  $\theta_{SZ}$  einhergehen, wird aus dem in Abbildung 4.3 gezeigten Zusammenhang deutlich.



**Abbildung 4.4:** Sensitivität des Zündverzugs bzgl. der Temperatur im oberen Totpunkt

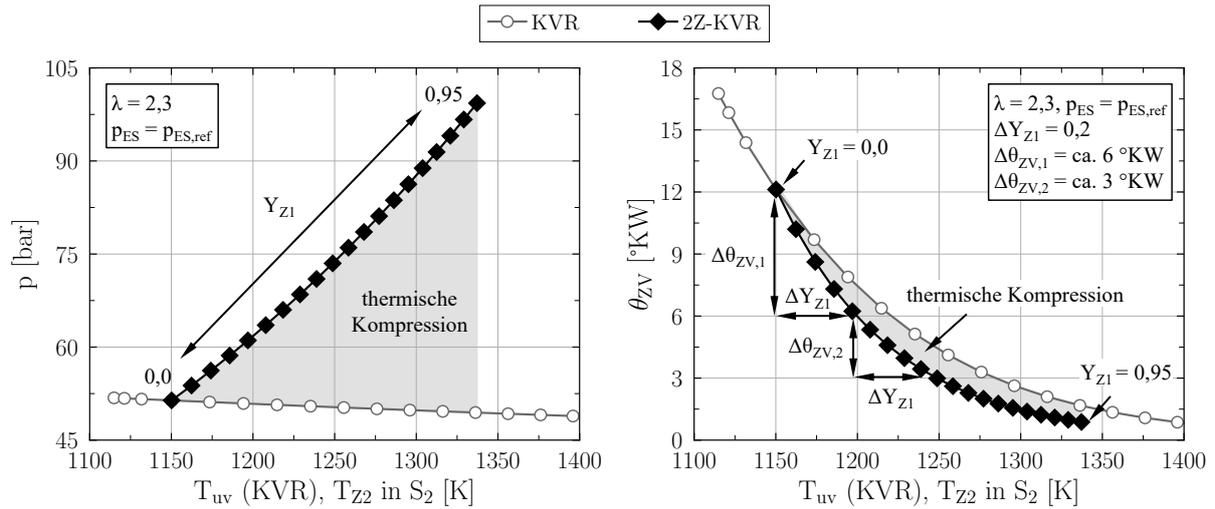


**Abbildung 4.5:** Schwankung des Zündverzugs im oberen Totpunkt bei schwankender Initialtemperatur für verschiedene  $\lambda$

## 4.2 Zweistufige Zündung

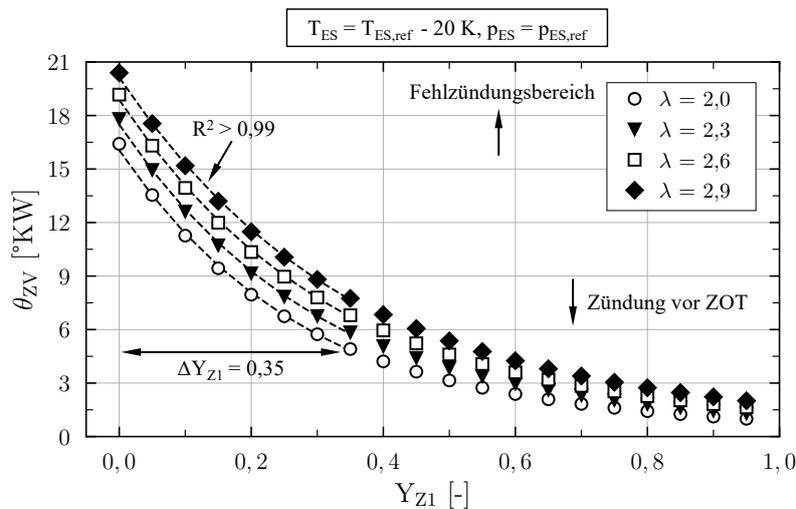
Im Konzept der SACI- und HSACI-Verbrennung komprimiert die anfängliche Flammenausbreitung das unverbrannte Gemisch bis zu einem Punkt, an dem die Selbstzündungsbedingungen erreicht werden und der Übergang zur HCCI-ähnlichen Verbrennung stattfindet. Nachdem die Beziehung zwischen  $\theta_{SZ}$  und  $\theta_{ZV}$  im vorherigen Abschnitt gezeigt wurde, wird nachfolgend erarbeitet, in welchem Zusammenhang der Grad der Kompression durch die initiale Verbrennung mit der Reduktion von  $\theta_{ZV}$  im unverbrannten Gemisch steht. Zu diesem Zweck wird das 2Z-KVR-Modell verwendet, welches mit den ZOT-Bedingungen aus nicht reaktiven VVR-Berechnungen initialisiert wird. Die nicht reaktiven VVR-Berechnungen greifen dabei auf die Initialbedingungen des vorherigen Abschnitts und die Zusammensetzung von *Gas 1* (s. Tabelle A.3) zurück. Der Grad der Kompression wird durch die Menge des in  $Z_1$  verbrannten Gemischs variiert, die auf Basis des Massenanteils  $Y_{Z1}$  definiert wird.

Der Vergleich von Druck und Temperatur in Abbildung 4.6 zwischen KVR- und 2Z-KVR-Modell veranschaulicht den Effekt zunehmender  $Y_{Z1}$ . Dargestellt sind der Zustand vor der Zündung im KVR-Modell sowie der Zustand  $S_2$  im 2Z-KVR-Modell nach der initialen Verbrennung in  $Z_1$  und dem anschließenden Druckausgleich. Die Initialbedingungen des 2Z-KVR-Modells entsprechen den Referenzbedingungen bei  $\lambda = 2,3$ . Mit zunehmenden  $Y_{Z1}$  nimmt die Gewichtung der initialen Verbrennung in  $Z_1$  zu. In der Folge steigt der Systemdruck und damit die Temperatur in  $Z_2$ . Im KVR-Modell hingegen sind Änderungen von  $T_{ZOT}$  an variierende  $T_{ES}$  in den vorhergehenden VVR-Rechnungen gekoppelt. Da der Zündverzug umgekehrt proportional vom Druck abhängt, führt die zusätzliche Kompression im 2Z-KVR-Modell zu geringeren  $\theta_{ZV}$  bei gegebener  $T_{ZOT}$  bzw.  $T_{Z2}$ . Gegenüber der einstufigen Zündung wird deutlich, dass neben  $T_{ES}$  mit  $Y_{Z1}$  bei der zweistufigen Zündung ein zusätzlicher Freiheitsgrad existiert, um  $\theta_{ZV}$  der unverbrannten Zone zu beeinflussen. Insbesondere die exponentielle Temperaturabhängigkeit von  $\theta_{ZV}$  bewirkt eine hohe Sensitivität von  $\theta_{ZV}$  hinsichtlich Änderungen von  $Y_{Z1}$  im Bereich kleiner  $Y_{Z1}$ . Aufgrund dieser hohen Sensitivität wird zudem davon ausgegangen, dass sich  $Y_{Z1}$ -Schwankungen ähnlich stark auf die Variabilität von  $\theta_{ZV}$  auswirken wie die im vorherigen Abschnitt untersuchten Temperaturschwankungen. Abbildung 4.7 stellt das Potential zur gezielten Beeinflussung von  $\theta_{ZV}$  durch  $Y_{Z1}$  dar. Zur Einordnung der Ergebnisse wurden der Fehlzündungsbereich und der Bereich der vorzeitigen Zündungen vor ZOT aus den VVR-Simulationen ergänzt (s. Abbildung 4.3). Für die gezeigten Gemische wurde  $T_{ES,ref}$  jeweils um 20 K gesenkt, um  $\theta_{ZV}$  im Fall der einstufigen Zündung ( $Y_{Z1} = 0$ ) bewusst in den Fehlzündungsbereich zu verschieben.

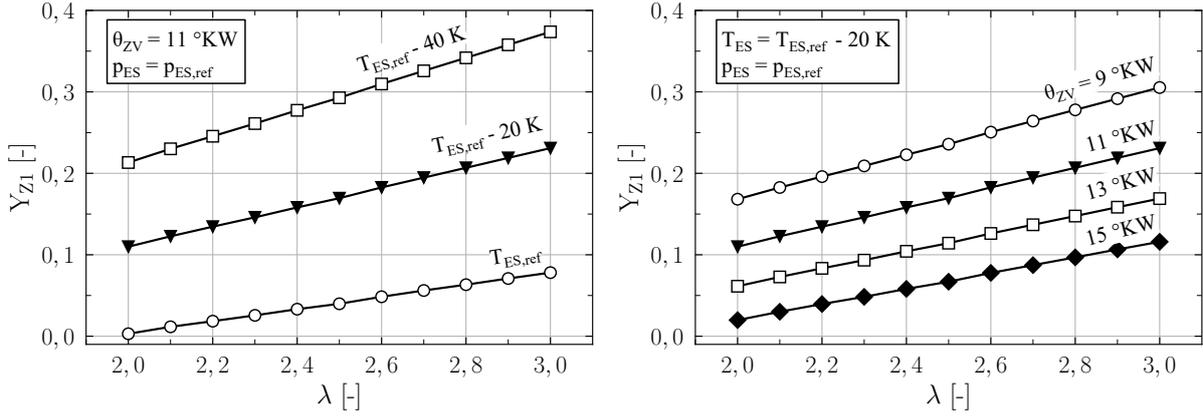


**Abbildung 4.6:** Effekt der thermischen Kompression bei zweistufiger Zündung im Vergleich zur Variation der Initialtemperatur bei einstufiger Zündung

Durch die Erhöhung von  $Y_{Z1}$  kann  $\theta_{ZV}$  derart reduziert werden, dass bereits mit  $Y_{Z1} < 0,35$  der Bereich vorzeitiger Zündungen erreicht wird. Der exponentielle Abfall der Verläufe in diesem Intervall kann mit hoher Genauigkeit durch exponentielle Regressionsfunktionen approximiert werden. Diese Eigenschaft wird genutzt, um in Abbildung 4.8 die drei anwendungsnahen Szenarien einer Ansaugtemperaturreduzierung, einer Verschiebung des Selbstzündungszeitpunkts und einer Änderung von  $\lambda$  zu veranschaulichen. Dazu wurden Simulationen mit  $\lambda = 2,0-3,0$  und  $T_{ES} = T_{ES,ref} - \Delta T$  mit  $\Delta T = 0-40$  K durchgeführt. Für jede Kombination aus  $\lambda$  und  $T_{ES}$  wurde anschließend eine exponentielle Regressionsfunktion bestimmt, mit der  $\theta_{ZV}$  als Funktion von  $Y_{Z1}$  beschrieben werden kann. Umgekehrt lässt sich daraus ableiten, welche  $Y_{Z1}$  zum Erreichen bestimmter  $\theta_{ZV}$  erforderlich sind. Aus den Ergebnissen bei einem konstanten  $\theta_{ZV} = 11$  °KW geht hervor, dass die sinkende Reaktivität im Falle von reduzierten  $T_{ES}$  oder steigenden  $\lambda$  durch höhere  $Y_{Z1}$  ausgeglichen werden muss. Ebenso muss  $Y_{Z1}$  erhöht werden, wenn  $\theta_{ZV}$  für gegebene Initialbedingungen reduziert werden soll. Zusammengefasst muss  $Y_{Z1}$  immer dann erhöht werden, wenn eine Reduktion (bei gegebenen Bedingungen) bzw. Kompensation (bei sinkender Reaktivität) von  $\theta_{ZV}$  angestrebt wird.



**Abbildung 4.7:** Variation des Zündverzugs in Zone 2 über die Gemischmenge in Zone 1



**Abbildung 4.8:** Erforderliche Änderung der in Zone 1 verbrannten Gemischmenge bei variierenden Randbedingungen und vorgegebenen Zündbedingungen in Zone 2

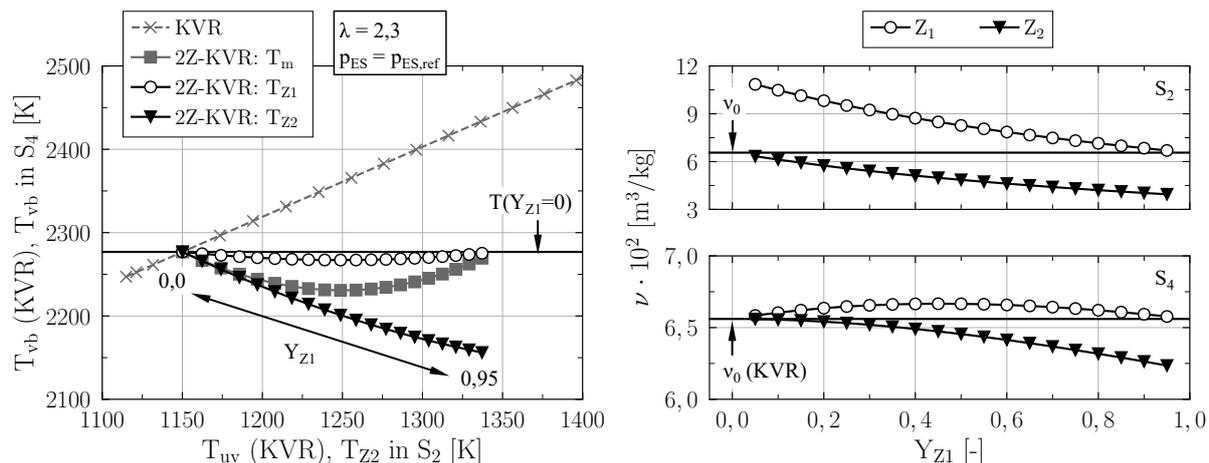
Zuletzt werden die Verbrennungstemperaturen  $T_{vb}$  zwischen ein- und zweistufiger Zündung verglichen. Daraus sollen Rückschlüsse auf die zu erwartenden Unterschiede hinsichtlich der  $\text{NO}_x$ -Emissionen gezogen werden. Anhand der Daten aus Abbildung 4.6 stellt Abbildung 4.9 die Temperaturen von  $Z_1$  und  $Z_2$  im Zustand  $S_4$ , d.h. nach Verbrennung in  $Z_2$  und anschließendem Druckausgleich, zusammen mit der Verbrennungstemperatur im KVR-Modell dar. Zusätzlich sind die spezifischen Volumina  $\nu_{Z1}$  und  $\nu_{Z2}$  nach dem Druckausgleich in  $S_2$  und  $S_4$  sowie die Massennitteltemperatur  $T_m$  des 2Z-KVR-Modells gezeigt, die iterativ mit der spezifischen Wärmekapazität  $c_v$  über:

$$T_m c_{v,m}(T_m) = \sum_{z=1}^2 Y_z T_z c_{v,z}(T_z) \quad \text{und} \quad c_{v,m}(T_m) = \sum_{z=1}^2 Y_z c_{v,z}(T_m) \quad (4.1)$$

berechnet wird. Aufgrund der einstufigen Zündung nimmt  $T_{vb}$  mit steigender  $T_{ZOT}$  konsistent zu. Bei der zweistufigen Zündung ergeben sich durch die Abfolge der Zustandsänderungen und der Volumenkopplung komplexere Zusammenhänge. Der Verlauf von  $T_{Z1}$  zeigt einen schwachen Abfall bis  $Y_{Z1} = 0,45$  und steigt daraufhin wieder leicht an. In  $Z_2$  hingegen nimmt  $T_{vb}$  mit zunehmendem  $Y_{Z1}$  kontinuierlich ab. Die Beziehung zwischen  $T_m$  und  $Y_{Z1}$  stellt vereinfacht betrachtet eine massengewichtete Überlagerung von  $T_{Z1}$  und  $T_{Z2}$  dar. Im Vergleich zu  $Z_1$  fällt der stetige Temperaturabfall in  $Z_2$  auf, der letztlich dafür sorgt, dass  $T_m$  unterhalb von  $T_{Z1}$  verläuft. Im 2Z-KVR-Modell beinhalten beide Zonen in  $S_4$  verbranntes Gas bei hohen Temperaturen, sodass die mittlere molare Masse  $\bar{W}_{Z1} \approx \bar{W}_{Z2}$  und der Isentropenexponent  $\bar{\kappa}_{Z1} \approx \bar{\kappa}_{Z2}$  beider Zonen vergleichbar ist. Für das Druckgleichgewicht in  $S_4$  gilt daher:

$$p_{Z1} = p_{Z2} = \frac{T_{Z1}}{\nu_{Z1} \bar{W}_{Z1}} = \frac{T_{Z2}}{\nu_{Z2} \bar{W}_{Z2}}, \quad \text{mit} \quad \bar{W}_{Z1} \approx \bar{W}_{Z2} \quad \text{gilt} \quad \frac{T_{Z1}}{\nu_{Z1}} \approx \frac{T_{Z2}}{\nu_{Z2}}. \quad (4.2)$$

Daraus folgt, dass die Temperatur der Zonen direkt von deren spezifischen Volumen abhängt. Die Verläufe von  $\nu_{Z1}$  und  $\nu_{Z2}$  veranschaulichen die nach dem ersten Druckausgleich in  $S_2$  entstehende Differenz der spezifischen Volumina durch Kompression und Expansion. Zudem zeigen die Ergebnisse in  $S_4$ , dass diese Differenz durch den zweiten Druckausgleich nach der Zündung von  $Z_2$  nicht wieder kompensiert wird. Ursächlich dafür ist ein zu geringer Druck nach der Zündung von  $Z_2$  in  $S_3$ , um einen vollständigen Ausgleich  $\nu_{Z1} = \nu_{Z2}$  und damit ein Temperaturgleichgewicht zu schaffen. Dazu ergänzende Ergebnisse finden sich in Anhang A.4.



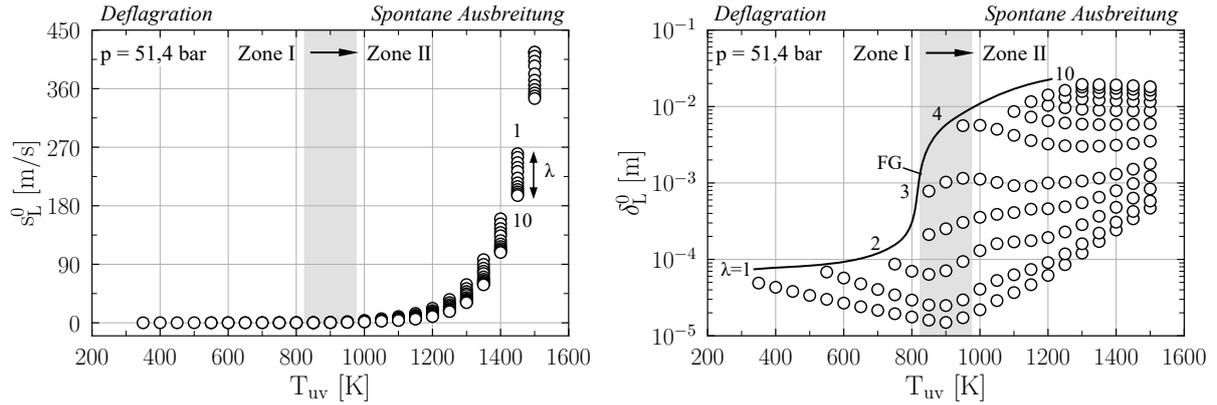
**Abbildung 4.9:** Verlauf von Temperatur und spezifischem Volumen bei ein- und zweistufiger Zündung

Gegenüber der einstufigen Zündung liegen bei der zweistufigen Zündung niedrigere Spitzen- und Massenmitteltemperaturen vor. Im Hinblick auf die zu erwartenden  $\text{NO}_x$ -Emissionen können daher zwei wesentliche Hypothesen formuliert werden. Zum einen ist für gegebene Kombinationen von  $\lambda$  und Selbstzündungszeitpunkt im HCCI-Betrieb mit höheren  $\text{NO}_x$ -Emissionen im Vergleich zum HSACI-Betrieb zu rechnen. Zum anderen sind die höchsten Temperaturen bei der HSACI-Verbrennung und damit die günstigsten Bedingungen zur  $\text{NO}_x$ -Bildung in den Zonen des Gemischs zu erwarten, die an der initialen Verbrennung bis zum Umschlag zur HCCI-ähnlichen Selbstzündung beteiligt sind.

### 4.3 Verbrennungsdiagramm

Bei der Modellierung des 2Z-KVR-Modells wird bewusst vernachlässigt, ob eine Flammenausbreitung unter den betrachteten Bedingungen prinzipiell möglich ist. Nachfolgend werden daher Eigenschaften und Grenzen der Flammenausbreitung unter HSACI relevanten Bedingungen durch Berechnungen mit dem LVF-Modell untersucht. Im Fokus der Auswertungen stehen die Ausbreitungsformen der Deflagration und der spontanen Ausbreitung (s. Abschnitt 2.3.1). Die erzielten Ergebnisse werden anschließend mit den zuvor erarbeiteten Selbstzündungsbereichen zusammengeführt und ein konzeptionelles Verbrennungsdiagramm des HSACI-Verfahrens entwickelt.

Aus eigenen Berechnungen und Literaturberichten [104, 250] geht hervor, dass sehr schwache Flammen mit  $s_L^0 = 1\text{--}5\text{ cm/s}$  und adiabaten Flammentemperaturen  $< 1500\text{ K}$  berechnet werden können. Unter realen Bedingungen sind solch schwache Flammen allerdings aufgrund von Strömungseffekten, Wärmetransport und der gehemmten CO-Oxidation unterhalb von  $1500\text{ K}$  [218, 237, 248] kaum darstellbar. Um diesen Aspekt bei numerischen Untersuchungen zu berücksichtigen, wird die Flammengrenze (FG) in der Literatur häufig durch eine untere Grenze von  $s_L^0 = 5\text{ cm/s}$  [74, 145, 167, 250] bzw.  $10\text{--}15\text{ cm/s}$  [24, 134] charakterisiert. Für die nachfolgenden Untersuchungen wird die FG per Definition erreicht, wenn  $s_L^0 \leq 5\text{ cm/s}$  oder  $T_{vb} \leq 1500\text{ K}$  vorliegt. Dieses Limit entspricht keiner strikten, physikalischen Grenze, sondern stellt vielmehr einen Bereich sehr schwacher Flammen mit einem hohen Risiko für Flammenlöschen unter praktischen Bedingungen dar. Die durchgeführten Simulationen decken einen Bereich von  $T_{uv} = 300\text{--}1500\text{ K}$  und  $\lambda = 1\text{--}10$  bei einem Druck von  $p = 51,4\text{ bar}$  ab. Für den Bereich von  $T_{uv} = 700\text{--}1500\text{ K}$  wurde zusätzlich für jeden Stützpunkt eine homogene Selbstzündung bei konstantem Volumen (KVR-Modell) und konstantem Druck (VVR-Modell) durchgeführt. Grundsätzlich erhöhen bei



**Abbildung 4.10:** Einfluss der Temperatur auf die Geschwindigkeit und Dicke der laminaren Flammenfront

gegebenem Druck steigende Temperaturen und eine Annäherung an  $\lambda \approx 1$  die Flammengeschwindigkeit [74, 167, 250]. Bei Deflagrationen verhält sich die Flammenfrontdicke umgekehrt proportional zu  $s_L^0$  [74, 85]. Im Bereich der spontanen Ausbreitungen hingegen ist eine Verbreiterung der Reaktionszone mit zunehmender  $s_L^0$  zu beobachten [146]. Abbildung 4.10 bestätigt diese Zusammenhänge und zeigt einen Übergang von Deflagration zu spontaner Ausbreitung ab einer Temperatur von ca. 900 K. Zu erkennen ist die Änderung des Ausbreitungsmechanismus am exponentiellen Anstieg der Flammengeschwindigkeit sowie der Zunahme der Flammendicke. Darüber hinaus ist der Verlauf von FG gezeigt, aus dem hervorgeht, dass zunehmende  $T_{uv}$  magerere Flammen ermöglichen.

Der Übergang von Deflagration zu spontaner Ausbreitung wird in Abbildung 4.11 anhand von verschiedenen Größen veranschaulicht. Die Verläufe der Temperatur in Teil (a) und der normierten Wärmefreisetzungsrates in Teil (b) lassen die Deflagration für  $T_{uv} = 750\text{--}850$  K an der schmalen Reaktionszone und den steilen Temperaturgradienten erkennen. Ab  $T_{uv} = 900$  K bildet sich ein Temperaturanstieg aus, der der eigentlichen Reaktionszone vorgelagert ist und durch eine Wärmefreisetzung im Endgas hervorgerufen wird. Der maximale Temperaturgradient wird in der Folge reduziert und die Reaktionszone verbreitert (s. Anstieg von  $\delta_L^0$  in Abbildung 4.10). In diesem Fall kann der Bereich unmittelbar vor der Flammenfront nicht mehr als inert betrachtet werden. Quantitativ wird der Übergang zur spontanen Ausbreitung durch das Verhältnis der Temperaturzeitskalen  $\tau_{F,T99}$  und  $\tau_{ZV,T99}$  nach Martz et al. [146] deutlich. Die erste Skala beschreibt die Zeitdauer, die ein Fluidteilchen unter Berücksichtigung der ortsabhängigen Geschwindigkeit für den Weg zwischen Einlassrand und dem Punkt benötigt, an dem das Teilchen 99 % der Flammentemperatur erreicht hat. Die zweite Skala beschreibt konzeptionell die gleiche Periode, allerdings wird hierbei der zeitliche Temperaturverlauf einer Selbstzündung bei konstantem Druck betrachtet. Für  $\tau_{F,T99}/\tau_{ZV,T99} \rightarrow 0$  liegt eine Deflagration vor, während für  $\tau_{F,T99}/\tau_{ZV,T99} \rightarrow 1$  eine spontane Ausbreitung vorliegt. Teil (c) zeigt die Ergebnisse der Flammen-Weg-Zeit-Transformation (durchgezogene Linien) im Vergleich zur Selbstzündung (gestrichelte Linien). Die Flammenverbrennung läuft für  $T_{uv} < 900$  K schneller als die Selbstzündung ab. Mit Erreichen dieser Grenztemperatur gleichen sich die zeitlichen Verläufe an und beide Prozesse weisen die gleiche Zeitskala auf. Damit bestätigen die Ergebnisse das theoretische Konzept aus [262], demzufolge die Fortpflanzung der Reaktionsfront bei spontanen Ausbreitungen nicht mehr von diffusiven Transportprozessen sondern allein von der Kinetik der chemischen Reaktionen kontrolliert wird. Die Annäherung von  $\tau_{F,T99}/\tau_{ZV,T99} \rightarrow 1$  ab  $T_{uv} > 900$  K in Teilbild (d) unterstreicht diesen Effekt.

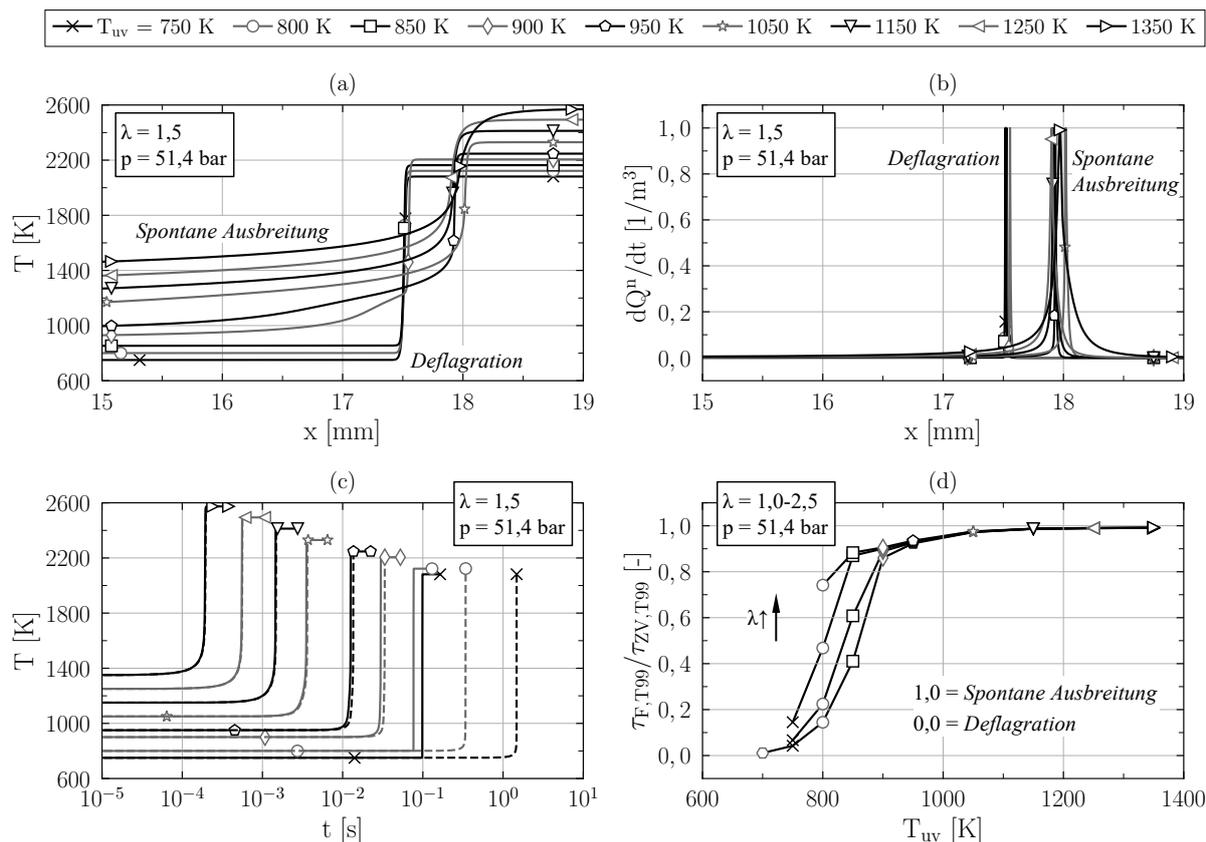


Abbildung 4.11: Übergang von deflagrativer zu spontaner Ausbreitung bei steigender Temperatur

Im nächsten Schritt wird der Ansatz von Lavoie et al. [134] aufgegriffen und ein Verbrennungsdiagramm für die HSACI-Verbrennung von Erdgas mit Bezug zu  $T_{uv}$  und  $T_{vb}$  entwickelt. Das Ziel besteht darin, die realisierbaren Verbrennungsmodi für variierende Bedingungen nahe des ZOT in einer zwei-dimensionalen Darstellung zu veranschaulichen. In die Erstellung des Diagramms sind die Daten der zuvor diskutierten Flammen- und Selbstzündungssimulationen eingeflossen. Als  $T_{vb}$  fungiert die adiabate Flammentemperatur bei konstantem Druck. Die prinzipielle Entflammbarkeit eines Gemischs ist bei der Selbstzündung durch  $T_{vb} \geq 1500$  K und bei der Flammenausbreitung durch FG gegeben. Für die HCCI- und HSACI-typischen, hohen Verdünnungsraten von  $\lambda \geq 2,0$  beginnt der theoretische Flammenbereich bei  $T_{uv} \approx 700$  K. Unweit dieser Größenordnung können erste Konstant-Volumen-Zündungen mit dem KVR-Modell berechnet werden, womit das Gebiet selbstzündungsfähiger Gemische beginnt. Der Zündverzug ist allerdings derart hoch, dass bis zum Erreichen der Spätzündgrenze (s. Abschnitt 4.1) bei  $T_{uv} \approx 1150$  K keine reinen HCCI-Verbrennungen möglich sind. Eine weitere Temperaturerhöhung über  $T_{uv} \approx 1200$  K hinaus ist aufgrund einsetzender Zündungen vor ZOT nicht sinnvoll. Das Gebiet der theoretischen Koexistenz von Flammen und Selbstzündungen, in dem die HSACI-Verbrennung nach dem in Abschnitt 4.2 gezeigten Prinzip bewusst zur Veränderung des Endgas-Zündverzugs genutzt werden kann, ergibt sich im vorliegenden Fall zwischen  $T_{uv} = 700$ – $1150$  K. Eine Abschätzung über die mögliche Beeinflussung des Zündverzugs durch die Flamme liefert das Verhältnis  $\tau_{ZV} / \tau_F$ , welches durch den Zündverzug bei konstantem Volumen  $\tau_{ZV}$  und die Flammenzeitskala  $\tau_F$  definiert wird. Unter Vernachlässigung möglicher Kompressionseffekte beschreibt das Verhältnis  $\tau_{ZV} / \tau_F$  die Anzahl der  $\delta_L^0$ , die die Flamme bis zum Einsetzen der Endgas-Selbstzündung zurücklegen könnte. Je höher  $\tau_{ZV} / \tau_F$ , desto mehr Zeit steht der vorgelagerten Flammenausbreitung zur Unterstützung der Selbstzündung zur Verfügung. Die gezeigten Isolinien von  $\tau_{ZV} / \tau_F$  markieren den Verlauf

der angegebenen Wertebereiche. Das Potential der Zündunterstützung steigt mit abnehmender  $T_{uv}$  und niedrigerem  $\lambda$ . Auf Grundlage von Versuchen mit einem Benzinmotor im HCCI- und SACI-Betrieb geben Olesky et al. [175] ein unteres Limit von  $\tau_{ZV}/\tau_F \approx 50$  an, unterhalb dessen kein Effekt der Zündfunkenunterstützung mehr auf die HCCI-Verbrennung festgestellt werden kann. Bereits für Gemische mit  $\lambda \geq 3,0$  fällt  $\tau_{ZV}/\tau_F$  in den Bereich 1-10 und liegt damit deutlich unter 50. Einerseits weist diese Betrachtung der HSACI-Verbrennung einen relevanten Bereich von  $\lambda < 3,0$  zu. Andererseits wird die Bedeutung eines ausreichenden hohen Energiegehalts des Gemischs hervorgehoben, um die Flammengeschwindigkeiten realisieren zu können, die für eine nennenswerte Zündunterstützung erforderlich sind. Über diesen Zusammenhang lässt sich ebenfalls die hohe Wirksamkeit einer lokalen Gemischanreicherung bei SACI-Motoren erklären [23, 196, 240].

Mit dem entwickelten Verbrennungsdiagramm können die relevanten thermodynamischen Bereiche für die Umsetzbarkeit der Flammenausbreitung und Selbstzündung identifiziert sowie mit dem Kennwert  $\tau_{ZV}/\tau_F$  bewertet werden. Eine weitere Verbesserung der quantitativen Aussagekraft ist mit Hilfe eines Codes zur eindimensionalen Berechnung von instationären Flammen in Anlehnung an [147] denkbar. Da die hier betrachteten Fälle von stationären Flammen ausgehen, ist eine konstante Temperatur am Einlassrand der LVF-Berechnung erforderlich [262]. Mögliche Zündungen vor der Flamme im Fall von  $T_{uv} > T_{\text{Selbstzündung}}$ , die das gesamte System nach einer gewissen Zeit in den verbrannten Zustand überführen würden, werden daher nicht abgebildet. Im Bereich der spontanen Ausbreitungen können die mittels LVF-Modell erzielten Lösungen daher als quasi-stationäre Zustände einer Flamme interpretiert werden, die sich in ein selbstzündendes Endgas-Gebiet ausbreitet [146].

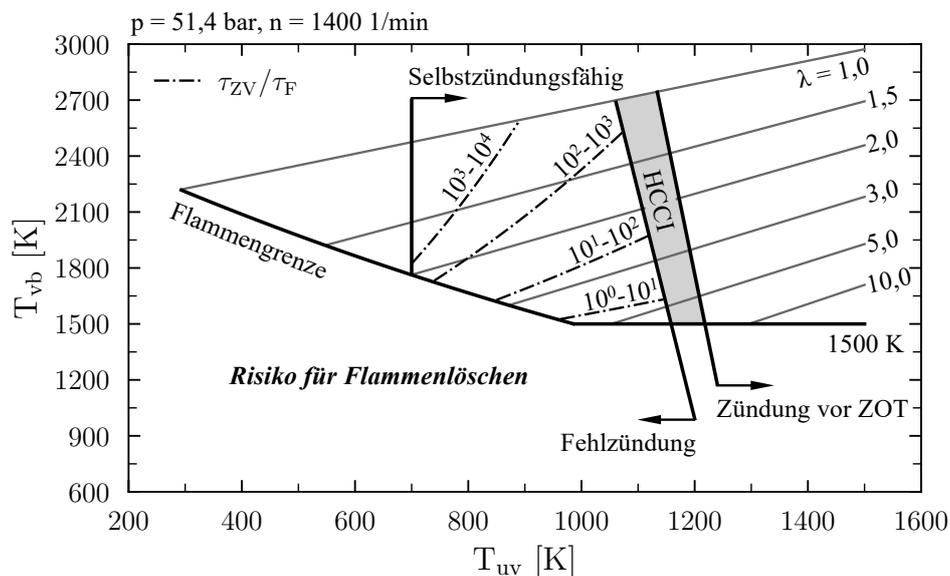


Abbildung 4.12: Verbrennungsdiagramm der HSACI- und HCCI-Verbrennung

## 5 Ergebnisse

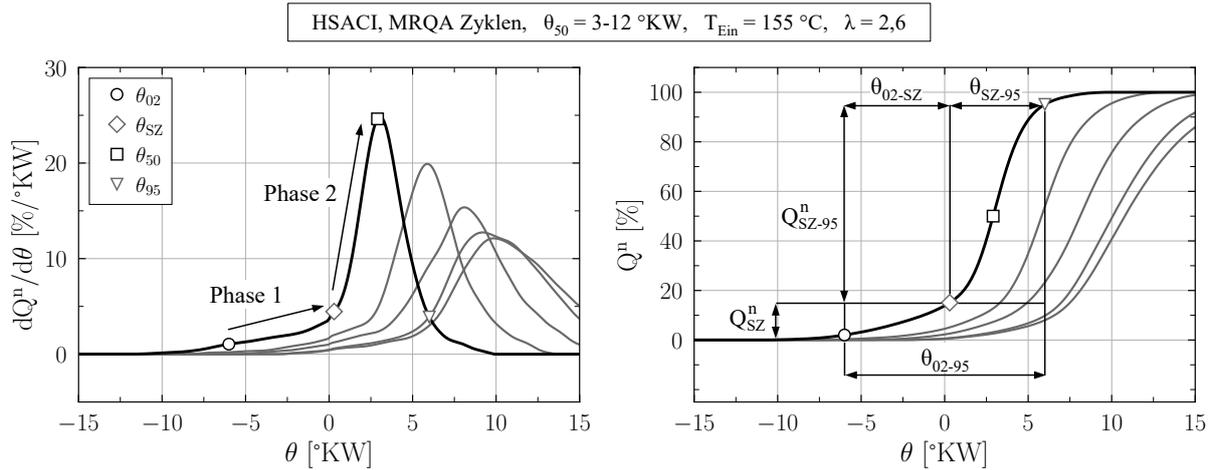
Aufbauend auf den numerischen Voruntersuchungen werden in diesem Kapitel die Ergebnisse der experimentellen Untersuchungen sowie der 3D Simulationen vorgestellt und diskutiert. Für die Untersuchung der Zündunterstützung gibt es zwei grundsätzliche Herangehensweisen. Im ersten Fall wird bei gegebenen Betriebsbedingungen versucht, den Verbrennungszeitpunkt durch Änderungen der Oberflächentemperatur zu beeinflussen. Im zweiten Fall werden hingegen die Betriebsbedingungen variiert, z.B. die Ansaugtemperatur oder das Luftverhältnis, und die Oberflächentemperatur in erforderlichem Maße nachgestellt, um einen angestrebten Verbrennungszeitpunkt zu erreichen. Anhand dieser beiden Fälle wird zu Beginn der Einfluss der heißen Oberfläche auf den Verbrennungsablauf, die Entflammung und die Selbstzündung erarbeitet. Daraufhin wird das Betriebsverhalten anhand von Ergebnissen zu den Betriebsgrenzen, dem Wirkungsgrad und den Emissionen charakterisiert. Im weiteren Verlauf des Kapitels werden die Oberflächen- und Funkenzündung im HSACI- und SACI-Verfahren in Bezug auf ihre Entflammungseigenschaften verglichen. Gegen Ende des Kapitels werden Versuche beschrieben, die Aufschluss über die Eignung des HSACI-Verfahrens im Betrieb mit Wasserstoff- und Erdgas-Wasserstoff-Gemischen geben. Die gewonnenen Ergebnisse werden abschließend diskutiert und bewertet.

### 5.1 Verbrennungsablauf

Bei der Analyse des Verbrennungsablaufs stehen die quantitativen und qualitativen Eigenschaften der Verbrennung als Funktion der Zündelementtemperatur im Vordergrund. Der Ablauf der Verbrennung wird dabei mit Hilfe des Heizverlaufs beschrieben. Da im Rahmen dieser Arbeit keine optische Messtechnik zur Verfügung stand, wird die motorische Verbrennung mit Hilfe von 3D LES visualisiert. Mit Hilfe der Simulationen werden die vorherrschenden Ausbreitungsmechanismen untersucht.

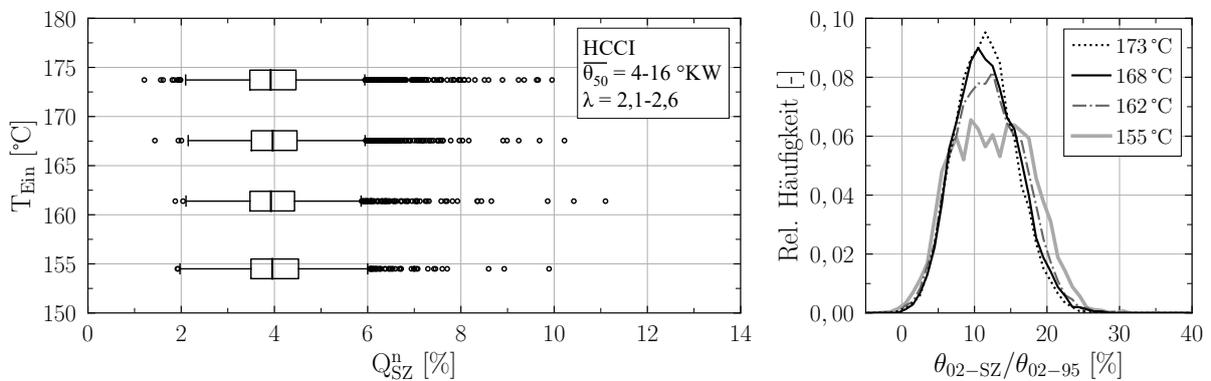
#### 5.1.1 Charakteristik des Heizverlaufs

Der typische Ablauf einer HSACI-Verbrennung und die daraus abgeleiteten Verbrennungskennwerte werden anhand eines repräsentativen Einzelzyklus in Abbildung 5.1 veranschaulicht. Nach dem Brennbeginn zum Zeitpunkt  $\theta_{02}$  nimmt die Wärmefreisetzung anfänglich moderat zu und weist nach dem Selbstzündungszeitpunkt bei  $\theta_{SZ}$  einen exponentiellen Anstieg auf. Das Maximum wird kurz nach der Schwerpunktlage bei  $\theta_{50}$  erreicht, woraufhin die Wärmefreisetzungsrate bis zum Verbrennungsende bei  $\theta_{95}$  abklingt. Konzeptionell wird für die HSACI-Verbrennung ähnlich zum SACI-Verfahren angenommen, dass die erste Verbrennungsphase einer Flammenausbreitung mit den Eigenschaften einer Deflagration entspricht, die mit Erreichen von  $\theta_{SZ}$  in eine Endgas-Selbstzündung übergeht. Der gezeigte, zweistufige Verbrennungsablauf sowie die Simulationsergebnisse aus Abschnitt 5.1.3 unterstreichen diese Annahme. Auf dieser Grundlage wird im weiteren Verlauf dieser Arbeit davon ausgegangen, dass es sich bei der ersten Verbrennungsphase um eine Flammenverbrennung handelt. Mit Hilfe der bis  $\theta_{SZ}$  prozentual freigesetzten Wärme  $Q_{SZ}^n$  wird der Anteil der einzelnen Verbrennungsphasen an der gesamten Wärmefreisetzung quantifiziert. Ein Anstieg von  $Q_{SZ}^n$  repräsentiert eine Zunahme der zur Unterstützung der Selbstzündung freigesetzten Wärme und liefert damit ein Maß für den Grad der Zündunterstützung. Nach diesem Vorbild liefert der Anteil der zeitlichen Intervalle  $\theta_{02-SZ}$  und  $\theta_{SZ-95}$  an der Gesamtbrenndauer  $\theta_{02-95}$  Informationen über die Geschwindigkeit der Verbrennungsphasen.



**Abbildung 5.1:** Charakteristische Verläufe von HSACI-Verbrennungen und Kennwerte des Heizverlaufs

Um eine von der Zündunterstützung beeinflusste Verbrennung zu identifizieren, ist die Auswertung von  $Q_{SZ}^n$  als Maß für die Zündunterstützung naheliegend. Da zur Erkennung des Selbstzündungszeitpunkts allerdings grundsätzlich eine gewisse Wärmefreisetzung erforderlich ist, nimmt  $Q_{SZ}^n$  auch bei HCCI-Verbrennungen Werte  $> 0$  an. Der Erkennungsansatz basiert daher darauf, mit Hilfe von HCCI-Verbrennungen einen Maximalwert von  $Q_{SZ}^n$  zu bestimmen, der ohne Zündunterstützung nicht überschritten wird. Übersteigt  $Q_{SZ}^n$  diesen Grenzwert, wird daraus auf den Einfluss der Zündunterstützung geschlossen. Abbildung 5.2 beinhaltet eine Zyklus-individuelle Auswertung von 135 HCCI-Betriebspunkten bei unterschiedlichen Randbedingungen mit jeweils 300 Einzelzyklen. Die Ergebnisse zeigen eine durchschnittliche Detektion der Selbstzündung, wenn 4% des Summenheizverlaufs erreicht wurden. Mit Ausnahme von drei Ausreißern wird die Selbstzündung in jedem Fall erkannt, bevor die Wärmefreisetzung einen Wert von 10% erreicht. Der zeitliche Anteil der initialen Wärmefreisetzung an der Gesamtbrenndauer beträgt bei der HCCI-Verbrennung im Mittel zwischen 10–15% und umfasst in Ausnahmen bis zu 25%. Auf Grundlage von diesem umfangreichen Referenzdatensatz wird ein Grenzwert von  $Q_{SZ}^n = 10\%$  für *Einzelzyklen* eingeführt, um mit sehr hoher Sicherheit zwischen einer HCCI- und einer HSACI-Verbrennung zu unterscheiden. Für *Betriebspunktmittelwerte* wird ein Grenzwert von  $Q_{SZ}^n = 5\%$  angesetzt. Unterhalb dieser Grenzen wird für individuelle Verbrennungen und Betriebspunkte von einem HCCI-Charakter ausgegangen.

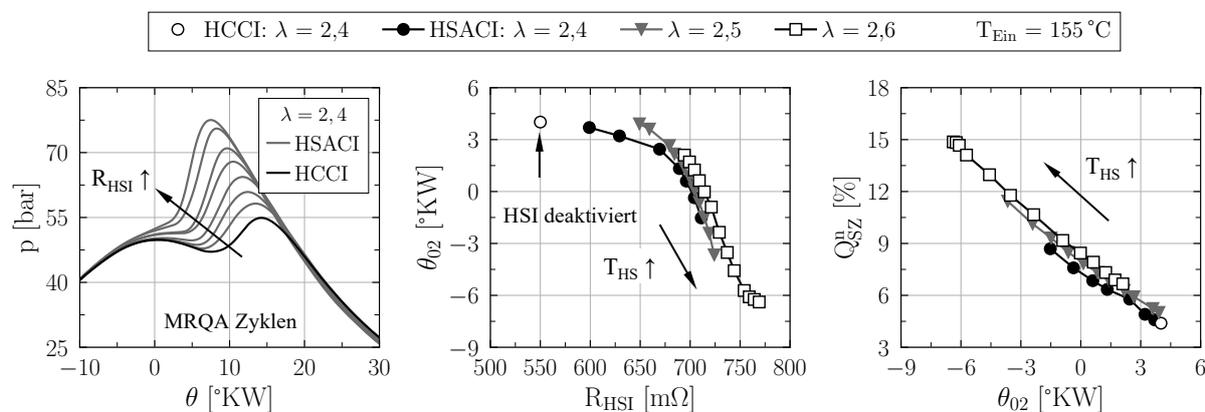


**Abbildung 5.2:** Initiale Wärmefreisetzung im HCCI-Verfahren anhand der Einzelzyklus-Ergebnisse von 135 Messungen mit jeweils 300 Zyklen

## 5.1.2 Interpretation des Heizverlaufs

Der Einfluss der Zündunterstützung auf den Verbrennungszeitpunkt wird in Abbildung 5.3 anhand einer Variation der Oberflächentemperatur dargestellt. Beginnend im HCCI-Betrieb und einer späten Schwerpunktlage von  $\theta_{50} = 12^\circ\text{KW}$  wurde das HSI-Zündsystem aktiviert und sukzessive höhere Oberflächentemperaturen mittels höherer  $R_{\text{HSI}}$  eingestellt, bis das RI-Limit erreicht wurde. Dieses Vorgehen wurde anschließend für zwei magerere Luftverhältnisse wiederholt, wobei für diese Gemische kein stabiler Betrieb ohne Zündunterstützung möglich war. Ab einem Widerstand von  $600\text{ m}\Omega$  ist eine Vorverlagerung des Verbrennungsbeginns zu beobachten, die sich mit zunehmendem Widerstand verstärkt. Diese Ergebnisse lassen auf eine Mindesttemperatur der heißen Oberfläche von ca.  $840^\circ\text{C}$  (s. Gleichung 3.1) zur Beeinflussung der Verbrennung schließen und zeigen eine steigende Empfindlichkeit des Verbrennungsbeginns für höhere Oberflächentemperaturen. Mit früherem Verbrennungsbeginn nimmt der durchschnittliche, prozentuale Wärmefreisetzungsanteil  $Q_{SZ}^n$  der ersten Verbrennungsphase zu, d.h. für höhere Oberflächentemperaturen steigt der Grad der Zündunterstützung und der zweistufige Verbrennungscharakter wird ausgeprägter. Dieser Zusammenhang weist daraufhin, dass ein heißeres Zündelement zu einer früheren Entflammung führt, die wiederum den Anteil der Flammenverbrennung erhöht.

Inwiefern die gezeigten Betriebspunktmittelwerte das Verhalten individueller Verbrennungen wiedergeben wird in Abbildung 5.4 überprüft. Gezeigt sind die Einzelzyklus-Ergebnisse der Betriebspunkte mit dem im Mittel frühesten, mittleren und spätesten Verbrennungsbeginn für  $\lambda = 2,4$  und  $\lambda = 2,6$ . Auf den ersten Blick fällt auf, dass die Schwerpunktlage aufgrund des exponentiellen Anstiegs der Wärmefreisetzung durch die Selbstzündung stark von  $\theta_{SZ}$  abhängt. Trotz einer gewissen Streuung werden die allgemeinen Zusammenhänge deutlich, dass mit früherem Verbrennungsbeginn frühere Selbstzündungen und höhere Anteile der ersten Verbrennungsphase einhergehen. Wird eine signifikante Ausprägung der Zündunterstützung mit  $Q_{SZ}^n > 10\%$  angestrebt, so muss die Verbrennung möglichst früh beginnen ( $\theta_{02} < -4^\circ\text{KW}$ ). Die Motivation einer hohen initialen Wärmefreisetzung geht aus der Beziehung zwischen  $Q_{SZ}^n$  und  $\theta_{SZ}$  hervor. Für HCCI-typische Verbrennungen mit  $Q_{SZ}^n < 10\%$  liegt eine ungerichtete Streuung vor. In diesem Bereich ist der Zusammenhang beider Größen folglich sehr schwach. Eine gerichtete Korrelation bildet sich hingegen aus, wenn die Anzahl der Verbrennungen mit  $Q_{SZ}^n > 10\%$  zunimmt. Folglich wird die Selbstzündung einzelner Verbrennung durch die Zündunterstützung beeinflusst, sobald der Anteil der Flammenverbrennung einen Wert  $\geq 10\%$  erreicht. Zudem gilt, dass frühere Entflammungen den Anteil der Flammenphase erhöhen.



**Abbildung 5.3:** Variation der zeitlichen Verbrennungslage durch Änderung der Oberflächentemperatur

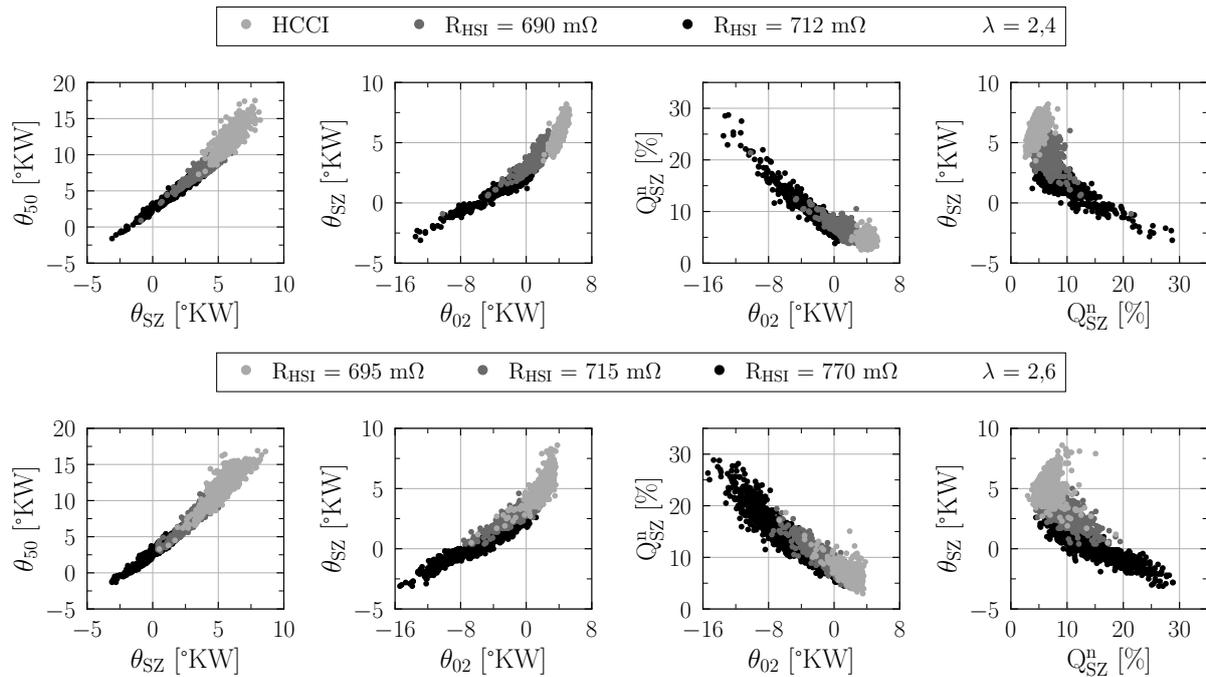


Abbildung 5.4: Korrelation von Verbrennungskennwerten anhand von Einzelzyklus-Ergebnissen

Die Ursache für den Zusammenhang zwischen früheren Entflammungen und höheren Flammenanteilen liegt im relativen Anstieg der Flammengeschwindigkeit und des Zündverzugs als Funktion des Kurbelwinkels. Mit Hilfe von DVA Ergebnissen und den 0D und 1D Modellen aus Kapitel 4 wurde die zeitliche Entwicklung des Zeitskalen-Verhältnisses von Selbstzündung und Flammenausbreitung  $\tau_{ZV}/\tau_F$  berechnet (s. Abbildung 5.5). Die Modelle wurden dabei mit den Zustandsgrößen der unverbrannten Zone zum jeweiligen Kurbelwinkel initialisiert. Als Orientierung für den theoretisch frühestmöglichen Entflammungszeitpunkt ist die Flammengrenze bei  $s_L^0 = 5 \text{ cm/s}$  eingetragen. Zudem ist die untere Grenze von  $\tau_{ZV}/\tau_F = 50$  als Maß für den spätesten Entflammungszeitpunkt dargestellt, für den mit einem erkennbaren Einfluss der Flamme auf die Selbstzündung gerechnet werden kann [175]. Je später die Verbrennung beginnt, desto weniger Zeit steht einer Reaktionsfront zur Verfügung, um Gemisch vor dem Einsetzen der Selbstzündung zu erfassen. Dementsprechend geringer ist der Einfluss auf die Selbstzündung.

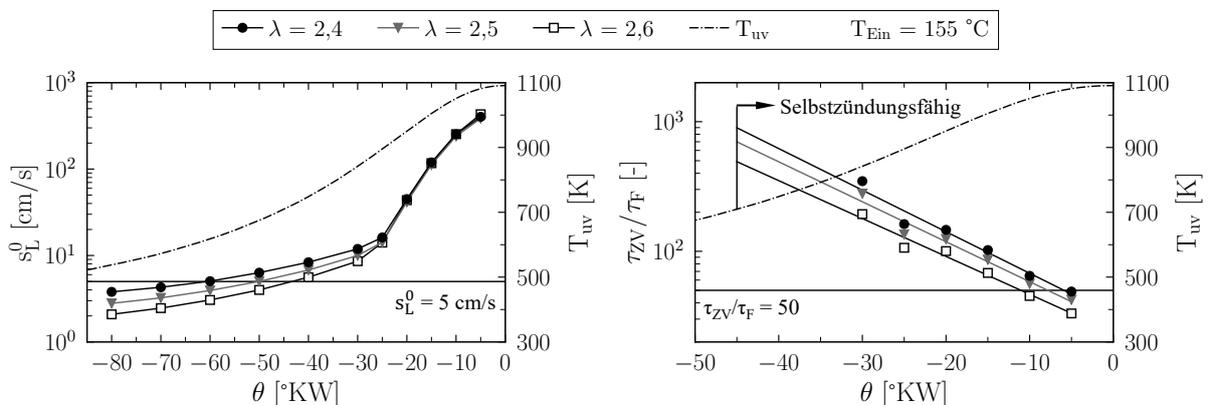
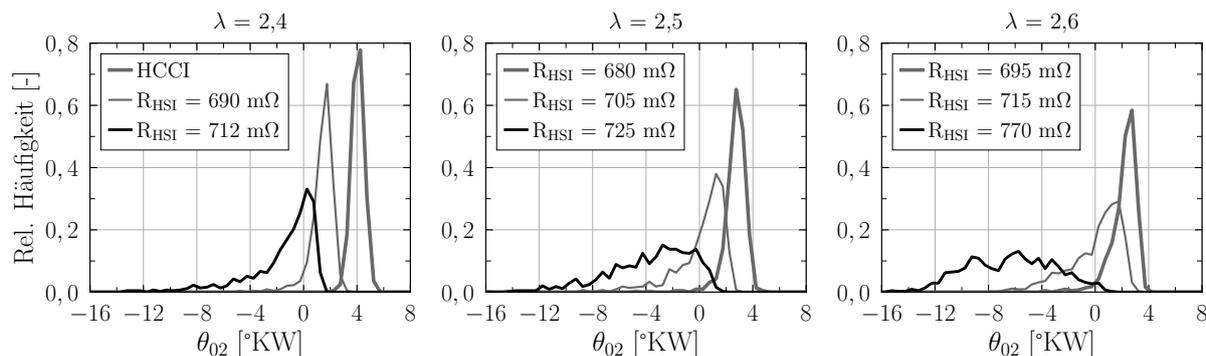


Abbildung 5.5: Berechneter Einfluss des Brennbeginns auf die laminare Flammengeschwindigkeit und den möglichen Flammenfortschritt vor dem Einsetzen der Selbstzündung



**Abbildung 5.6:** Häufigkeitsverteilung des Brennbegins für Betriebspunkte bei verschiedenen  $\lambda$  und Zündelement-Widerständen

Die Häufigkeitsverteilungen des Verbrennungsbegins geben Aufschluss über den Einfluss der Oberflächentemperatur (s. Abbildung 5.6). Mit steigender Oberflächentemperatur steigt die Häufigkeit früherer Verbrennungszyklen mit hohem  $Q_{SZ}^n$  an und die Verteilung wird in Richtung früherer  $\theta_{02}$  breiter, d.h. der Start der Verbrennung schwankt zunehmend in Richtung früherer Verbrennungen. Dabei fällt auf, dass auch mit aktiver Zündunterstützung durch das HSI-Zündsystem eine nennenswerte Menge an späten Verbrennungen existiert, die nach Abbildung 5.4 geringe  $Q_{SZ}^n < 10\%$  aufweisen. Für diese Teilmenge eines HSACI-Betriebspunkts ist die initiale Wärmefreisetzung unzureichend ausgeprägt, um den Verbrennungsablauf gegenüber einer HCCI-Verbrennung erkennbar zu ändern. Im Fall der Betriebspunkte bei  $\lambda = 2,5$ – $2,6$ , für die kein stabiler Betrieb ohne moderate  $R_{HSI}$  möglich war, liegen zur HCCI-Verbrennung sehr ähnliche Verteilungen von  $\theta_{02}$  vor. Für diese Betriebspunkte wird angenommen, dass die heiße Oberfläche überwiegend nicht zu einer vorzeitigen Entflammung mit zweistufigem Verbrennungsablauf führt, sondern vielmehr einen stabilisierenden Effekt auf die HCCI-Verbrennung durch lokal reduzierte Wärmeverluste im Bereich des Zündelements ausübt. Ein weiteres, nennenswertes Ergebnis betrifft die Überschneidungen der Häufigkeitsverteilungen. In diesen Bereichen liegen ungeachtet der Temperatur der heißen Oberfläche Zyklen mit gleichem Brennbeginn vor.

Für solche Zyklen wird in Abbildung 5.7 die Hypothese untersucht, dass der Ablauf einer Verbrennung für ein gegebenes  $\lambda$  vom Brennbeginn abhängt und nicht von der Temperatur der heißen Oberfläche. Zu diesem Zweck wurden die Einzelzyklen der in Abbildung 5.3 gezeigten Betriebspunkte nach definierten Bereichen von  $\theta_{02}$  und  $\theta_{50}$  gefiltert und der jeweilige MRQA-Zyklus ermittelt. Die dargestellten Verläufe sind demnach repräsentative Verbrennungen eines bestimmten  $\theta_{02}$  bzw.  $\theta_{50}$ , stammen allerdings aus Messungen mit unterschiedlichen  $R_{HSI}$ . Für Zyklen mit gleichem Brennbeginn liegen ähnliche Verbrennungsabläufe vor. Unterschiede lassen sich insbesondere beim Übergang zur Selbstzündung erkennen, die zu einer gewissen Streuung in der zweiten Verbrennungsphase führen und über den Einfluss der mittleren Schwerpunktlage eines Betriebspunktes erklärt werden. Verglichen mit späten tragen frühe Verbrennungen mehr Wärme in die Brennraumwände ein und erhöhen damit die Wandtemperaturen. Höhere Wandtemperaturen begünstigen wiederum die Endgas-Selbstzündung, sodass für einen gegebenen Brennbeginn für Zyklen eines Betriebspunkts mit einer im Mittel früheren  $\theta_{50}$  ein früherer Übergang zur Selbstzündung eintritt. Durch die Auswahl der MRQA-Zyklen in definierten Bereichen von  $\theta_{50}$  wird dieser Aspekt bereits berücksichtigt, indem der Brennbeginn für Betriebspunkte mit späteren Mittelwerten von  $\theta_{50}$  geringfügig früher liegt. Gegenüber den Ergebnissen für konstante  $\theta_{02}$  zeigen die Verläufe bei gegebenem  $\theta_{50}$  eine noch eindeutigeren Übereinstimmung des Verbrennungsablaufs. Daraus wird geschlossen, dass die heiße Oberfläche zwar den Verbrennungsbeginn beeinflussen kann, nicht aber den darauffolgenden Verbrennungsablauf. Folglich

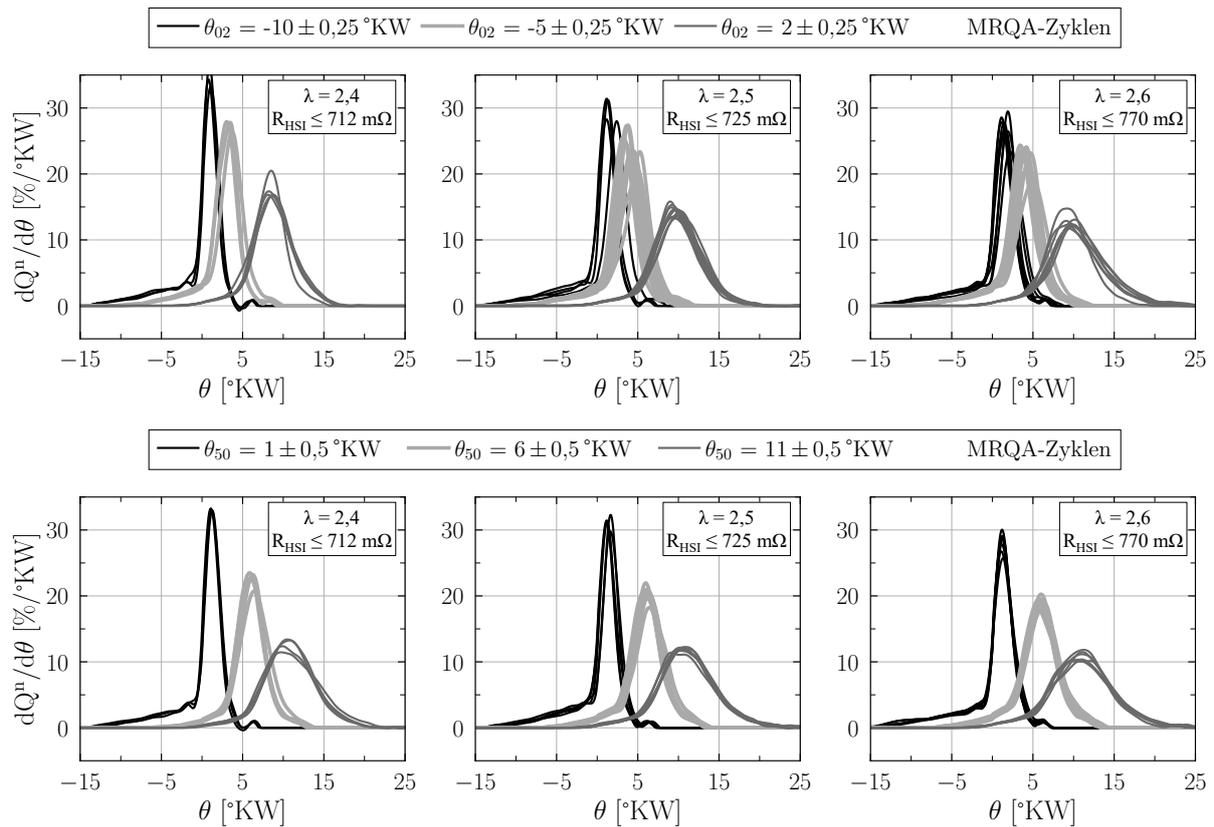


Abbildung 5.7: Nach Schwerpunktlage und Brennbeginn gefilterte Einzelzyklen

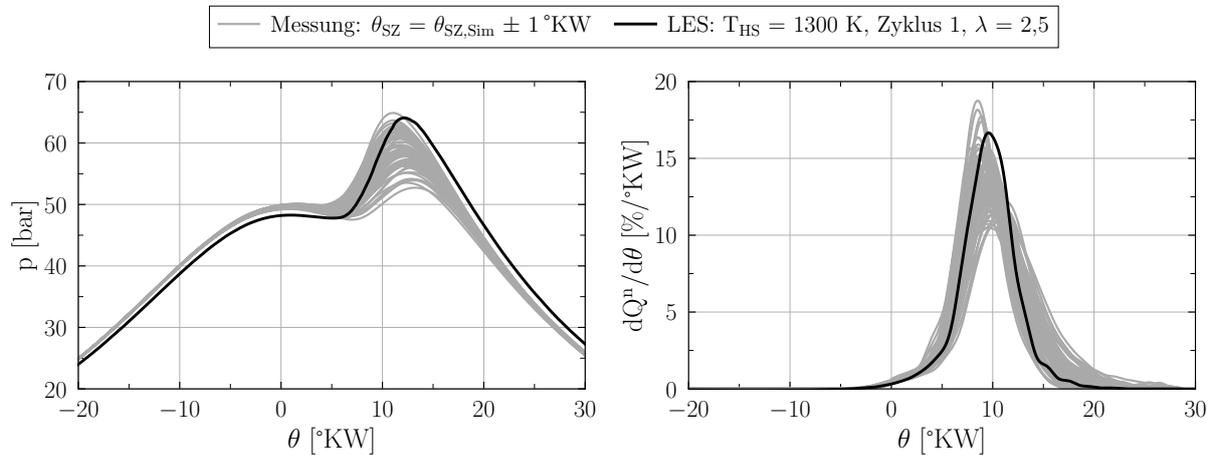
stellt das HSI-Zündsystem das *Mittel* dar, um frühe Verbrennungen mit einem ausgeprägten, zweistufigen Ablauf zu *initiieren*, deren initiale Wärmefreisetzung mit dem Selbstzündungszeitpunkt korreliert. Die Temperatur der heißen Oberfläche ist dabei die wesentliche Stellgröße, um die *Wahrscheinlichkeit* einer solchen Verbrennung zu beeinflussen. Eine abschließende Auswertung des Heizverlaufs betrifft die zeitlichen Anteile der Flammenphase und der Selbstzündung an der Gesamtbrenndauer. Die Ergebnisse dieser Analyse werden an dieser Stelle allerdings nicht weiter ausgeführt und sind stattdessen in Anhang A.7 zu finden.

### 5.1.3 3D Simulationsergebnisse

Die LES bieten die Möglichkeit, den örtlichen Verbrennungsfortschritt zu jedem Zeitschritt detailliert auswerten zu können. Daher werden die Simulationsergebnisse unterstützend zu den Versuchen betrachtet, um die Ausbreitungsmechanismen während der einzelnen Verbrennungsphasen zu bestimmen. Insbesondere die Annahme der anfänglichen Flammenausbreitung wird damit überprüft. Im ersten Schritt wird die Aussagekraft der Simulation sichergestellt. Dazu werden die Simulationsergebnisse ausgewählter Parameter des Referenzfalls ( $T_{HS} = 1300 \text{ K}$ , Zyklus 1,  $\lambda = 2,5$ ) mit den Mittelwerten eines Betriebspunkts bei vergleichbaren Randbedingungen in Tabelle 5.1 verglichen. Zusätzlich werden der simulierte Druck- und Heizverlauf mit individuellen Verbrennungszyklen des betrachteten Messpunkts in Abbildung 5.8 gegenübergestellt, deren Selbstzündungszeitpunkt im Bereich  $\theta_{SZ,Sim} \pm 1 \text{ °KW}$  liegt. Trotz des etwas geringeren Drucks gegen Ende der Verdichtung und der tendenziell etwas schnelleren Wärmefreisetzung liegt insgesamt eine hohe qualitative sowie quantitative Übereinstimmung zwischen Messung und Simulation vor. Die Aussagekraft der Simulationsergebnisse für die nachfolgenden Analysen wird daher als ausreichend hoch erachtet.

**Tabelle 5.1:** Vergleich der Ergebnisse des LES-Referenzfalls mit den Mittelwerten eines gemessenen Betriebspunkts bei vergleichbaren Randbedingungen

Daten	$T_{HS} / R_{HSI}$	$\lambda$	$\theta_{50}$	$\theta_{SZ}$	$Q_{SZ}^n$	PZOT
Messung	$695 \text{ m}\Omega \hat{=} \text{ca. } 1278 \text{ K}$	2,48	$8,1 \text{ }^\circ\text{KW}$	$3,4 \text{ }^\circ\text{KW}$	6,0 %	50,3 bar
Simulation	$1300 \text{ K} \hat{=} \text{ca. } 708 \text{ m}\Omega$	2,50	$9,6 \text{ }^\circ\text{KW}$	$5,4 \text{ }^\circ\text{KW}$	7,0 %	48,2 bar

**Abbildung 5.8:** Vergleich einzelner, gemessener Heiz- und Druckverläufe des Messpunkts aus Tabelle 5.1 mit den Ergebnissen des LES-Referenzfalls

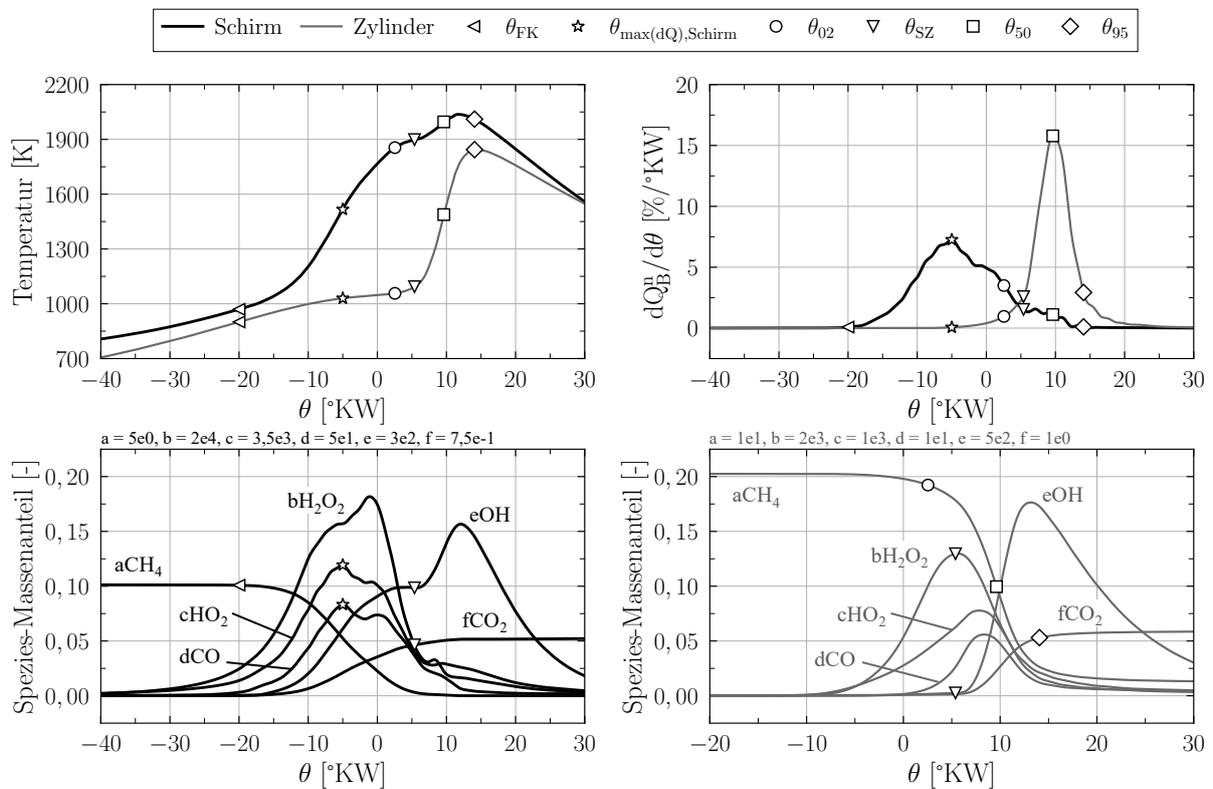
Eine Übersicht aller simulierten Zylinderdruckverläufe wird in Abbildung A.6 gezeigt. Im Detail wird der Verbrennungsablauf des Referenzfalls ( $T_{HS} = 1300 \text{ K}$ , Zyklus 1,  $\lambda = 2,5$ ) untersucht. Die dabei festgestellten Zusammenhänge liegen gleichermaßen für die übrigen Fälle vor und werden deshalb nicht explizit diskutiert. Abbildung 5.9 zeigt den zeitlichen Verlauf der Temperatur, der chemischen Wärmefreisetzung (entspricht dem Brennverlauf) und der Massenanteile ausgewählter Spezies. Die Spezies wurden repräsentativ für unterschiedliche Stufen der Verbrennung ausgewählt:  $\text{CH}_4$  als Ausgangskomponente,  $\text{H}_2\text{O}_2$  und  $\text{HO}_2$  als Vorläufer der Zündung,  $\text{CO}$  und  $\text{OH}$  als wichtige Reaktanten bei der Wärmefreisetzung und  $\text{CO}_2$  als Endprodukt. Bei allen Verläufen handelt es sich um massengemittelte Ergebnisse des innerhalb (schwarze Linien) und außerhalb (graue Linien) der Schirmung liegenden Brennraumvolumens. Die Verbrennungszeitpunkte  $\theta_{02}$  bis  $\theta_{95}$  wurden analog zur Auswertung von Versuchsdaten aus dem Heizverlauf der Simulation abgeleitet. Zusätzlich wurden die Zeitpunkte der maximalen Wärmefreisetzungsrates innerhalb der Schirmung  $\theta_{max(dQ),Schirm}$  und der Flammenkernbildung  $\theta_{FK}$  definiert. Zur Erkennung des Entflammungszeitpunkts wird für jede Zelle  $i$  die Temperatur ausgewertet und das gesamte, *reagierende* bzw. bereits *reagierte* Volumen  $V_r$  bestimmt:

$$V_r(\theta) = \sum_{i=1}^I V_i(\theta) \quad \text{für } T_i(\theta) \geq 1600 \text{ K}. \quad (5.1)$$

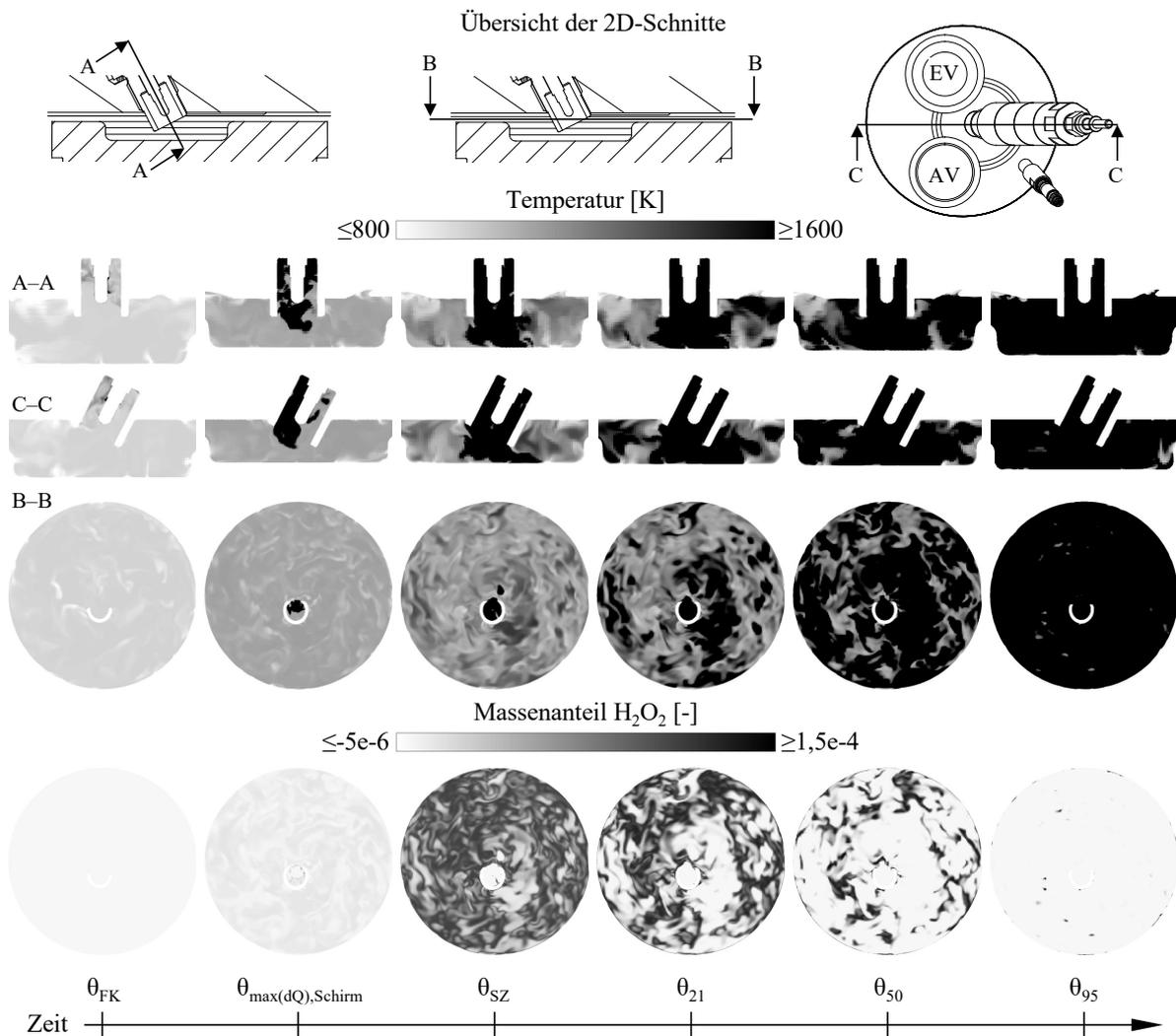
Der Zeitpunkt der Flammenkernbildung  $\theta_{FK}$  wird zu dem Zeitpunkt detektiert, zu dem  $V_r$  einen Wert von  $1 \text{ mm}^3$  überschreitet. Dieser Grenzwert geht auf die visuelle Auswertung der 3D Ergebnisse zurück. Die Wirksamkeit der heißen Oberfläche zur lokalen Erhöhung der Gastemperatur ist während der Verdichtung ersichtlich. Aus dem vorzeitigen Anstieg der Temperatur und der Wärmefreisetzung geht hervor, dass die Verbrennung innerhalb des Schirms ca.  $20 \text{ }^\circ\text{KW}$  früher als im Hauptbrennraum beginnt. Dieser zeitliche Vorsprung führt dazu, dass das abgeschirmte Gemisch bis zum detektierten Selbstzündungszeitpunkt bei  $\theta_{SZ}$  bereits annähernd vollständig

verbrannt ist. Der Vergleich der Temperaturniveaus zeigt eine höhere Spitztemperatur für den Schirmbereich. Ursächlich dafür ist die lokal höhere Starttemperatur infolge der aktiven Beheizung zu Beginn der Wärmefreisetzung und die zusätzliche Kompression des verbrannten Gemischs durch die Verbrennung im Hauptbrennraum. Erkenntnisse über die Art der Wärmefreisetzung werden aus der Form der Wärmefreisetzung und der Entwicklung der Spezies-Verläufe gewonnen. Im Hauptbrennraum liegt der aus den vorherigen Kapiteln bekannte und für HCCI-Verbrennungen typische, exponentielle Anstieg der Wärmefreisetzung vor. Die Spezies-Verläufe reproduzieren ebenfalls das bei HCCI-Zündungen bekannte Schema. Mit zunehmender Temperatur (in diesem Fall ab ca. 1000 K) werden höhere Kohlenwasserstoffe sukzessive abgebaut und es kommt zur Akkumulation von  $\text{H}_2\text{O}_2$ , dessen Zerfall große Mengen von OH freisetzt und mit dem Selbstzündungszeitpunkt einhergeht. Diese Übereinstimmung bestätigt die Konsistenz der mittels Heizverlauf und Reaktionskinetik ( $\text{H}_2\text{O}_2$ -Zerfall) bestimmten Selbstzündungszeitpunkte. Im Vergleich dazu fällt bei den Spezies-Profilen innerhalb der Schirmung auf, dass  $\text{HO}_2$ ,  $\text{H}_2\text{O}_2$  und OH parallel gebildet und der Anstieg von OH nicht mit einem Abfall von  $\text{H}_2\text{O}_2$  verbunden ist. Wird zudem die deutlich langsamere Wärmefreisetzung berücksichtigt, so liegt nahe, dass die Verbrennung innerhalb des Schirms in Form einer sich schrittweise ausbreitenden Flammenfront abläuft und die Spezies-Profile das Ergebnis örtlich variierender Reaktionsfortschritte repräsentieren.

Abbildung 5.10 bestätigt diesen Zusammenhang visuell anhand von 2D Schnitten durch das Rechengebiet. Gezeigt sind die örtlichen Verteilungen der Temperatur und des  $\text{H}_2\text{O}_2$ -Massenanteils in drei Schnittebenen zu ausgewählten Zeitpunkten während des Verbrennungsablaufs. Die Höhe des B-B-Schnitts wurde dabei für jeden Kurbelwinkel so gewählt, dass die Schnittebene in der Mitte zwischen der Kolbenquetschfläche und dem Brennraumdach liegt. Mit Beginn der

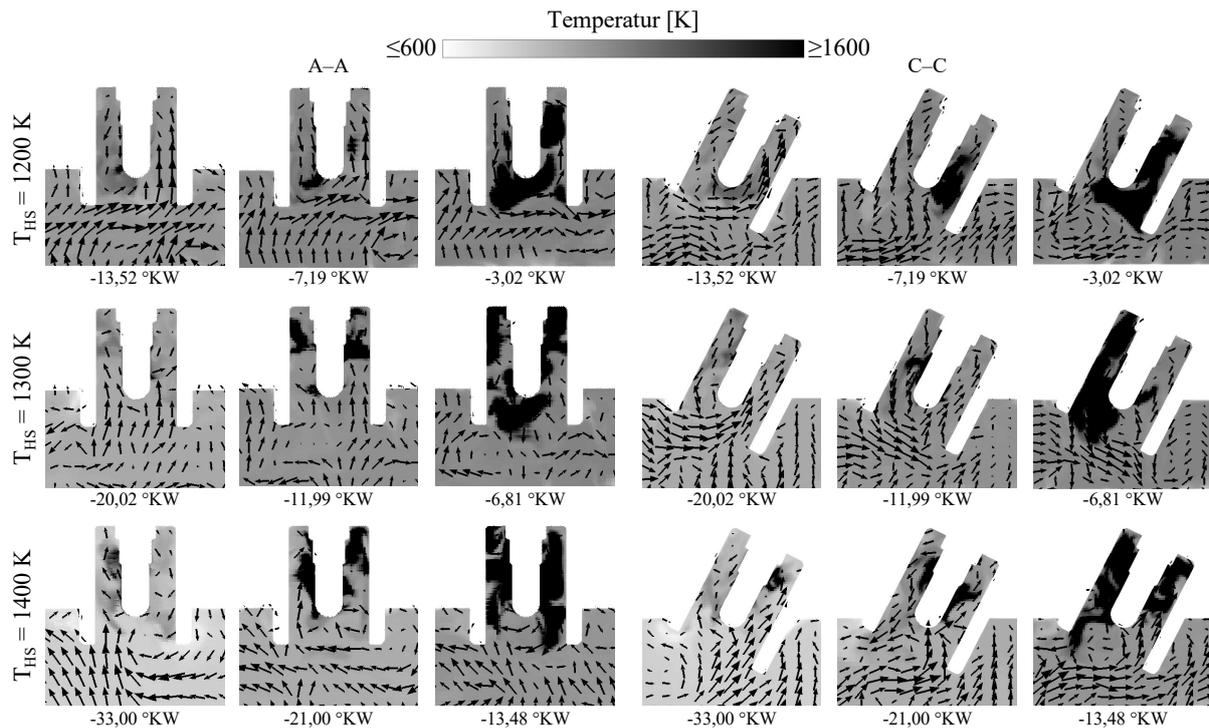


**Abbildung 5.9:** Zeitlicher Verlauf von Temperatur, Wärmefreisetzung und ausgewählter Spezies im Schirmbereich und Hauptbrennraum für den LES-Referenzfall



**Abbildung 5.10:** Visualisierung des HSACI-Verbrennungsablaufs anhand des LES-Referenzfalls

Wärmefreisetzung innerhalb des Schirms bei  $\theta_{FK}$  geht die Bildung eines initialen Flammenkerns (s. Abschnitt 5.2.3) unmittelbar an der heißen Oberfläche einher. Dieser Flammenkern gewinnt im weiteren Verlauf zunehmend an Größe und bildet bis zum Zeitpunkt  $\theta_{max(dQ),Schirm}$  eine zusammenhängende Reaktionsfront aus, die sich bis  $\theta_{SZ}$  innerhalb des Schirms und in Richtung der Kolbenmulde ausbreitet. Die beginnende Selbstzündung bei  $\theta_{SZ}$  äußert sich durch einen Temperaturanstieg sowie einen Abbau von zuvor gebildetem  $H_2O_2$  in verschiedenen Reaktionszentren, für die keine örtliche Abhängigkeit von der bestehenden Reaktionsfront vorliegt. Während der Zündung wächst die Anzahl und Größe dieser Reaktionszentren zunehmend an, bis nahezu der komplette Brennraum bei  $\theta_{95}$  von der Verbrennung erfasst wurde. Dem in Abbildungen 5.9 gezeigten Reaktionsschema zufolge ist der Temperaturanstieg bei Selbstzündungen mit einem vorhergehenden  $H_2O_2$ -Zerfall verknüpft. Graphisch zeigt sich dieser Zusammenhang insofern, als dass die Schwarz-Weiß-Verteilungen der Temperatur für Zeitpunkte ab  $\theta_{SZ}$  ein nahezu invertiertes Abbild der  $H_2O_2$ -Massenanteile darstellen. Unmittelbar vor der Zündung stehende Reaktionszonen können daher an Gebieten mit hohen  $H_2O_2$ -Massenanteilen erkannt werden, welche in den darauffolgenden Zeitschritten hell aufleuchten und einen Temperaturanstieg aufweisen. Obwohl die initial freigesetzte Wärme im gezeigten Fall mit  $Q_{SZ}^n = 7\%$  unterhalb der definierten HCCI-Grenze bei 10 % liegt, geben die 3D Ergebnisse den bei HSACI-Verbrennungen



**Abbildung 5.11:** Einfluss des Strömungsfelds auf die Ausbreitungsrichtung des initialen Flammenkerns anhand der simulierten Variation der Oberflächentemperatur und den in Abbildung 5.10 definierten Schnittebenen

vermuteten Ablauf aus Oberflächenzündung, Flammenausbreitung und HCCI-ähnlicher Selbstzündung wieder. Für Verbrennung mit höheren  $Q_{SZ}^n$  folgt daraus, dass die Flamme mehr Gemisch vor der Selbstzündung erfasst.

Ein weiterer Aspekt, der an dieser Stelle gesondert betrachtet werden soll, betrifft die Ausbreitung des Flammenkerns innerhalb der Schirmung. Die Temperaturverteilung und das überlagerte Geschwindigkeitsfeld im Bereich der heißen Oberfläche sind in Abbildung 5.11 für die Simulationen  $T_{HS} = 1200\text{--}1400\text{ K}$ , Zyklus 1,  $\lambda = 2,50$  gezeigt. Die Länge der Geschwindigkeitsvektoren ist dabei im Bereich  $0\text{--}5\text{ m/s}$  skaliert. Für die Ausbreitung des Flammenkerns stehen grundsätzlich diffusiver und konvektiver Transport zur Verfügung. Der diffusive Transport wird durch höhere Temperaturen begünstigt und erfolgt bevorzugt entlang der vorgewärmten bzw. heißen Bereiche nahe der Reaktionszone. Dieser Effekt entspricht dem Anstieg der lokalen  $s_L^0$  mit steigender  $T_{uv}$  (s. Abschnitt 4.3). Im Vergleich dazu ist der konvektive Transport an die Strömung gekoppelt. Die Betrachtung der räumlichen Flammenausbreitung in Abbildung 5.11 zeigt in allen Fällen, dass dieser Mechanismus mit zunehmender Strömungsgeschwindigkeit dominiert. Dementsprechend folgt die Flammenfront in Bereichen mit ausgeprägter, überlagerter Strömung primär dem Geschwindigkeitsfeld.

## 5.2 Entflammung

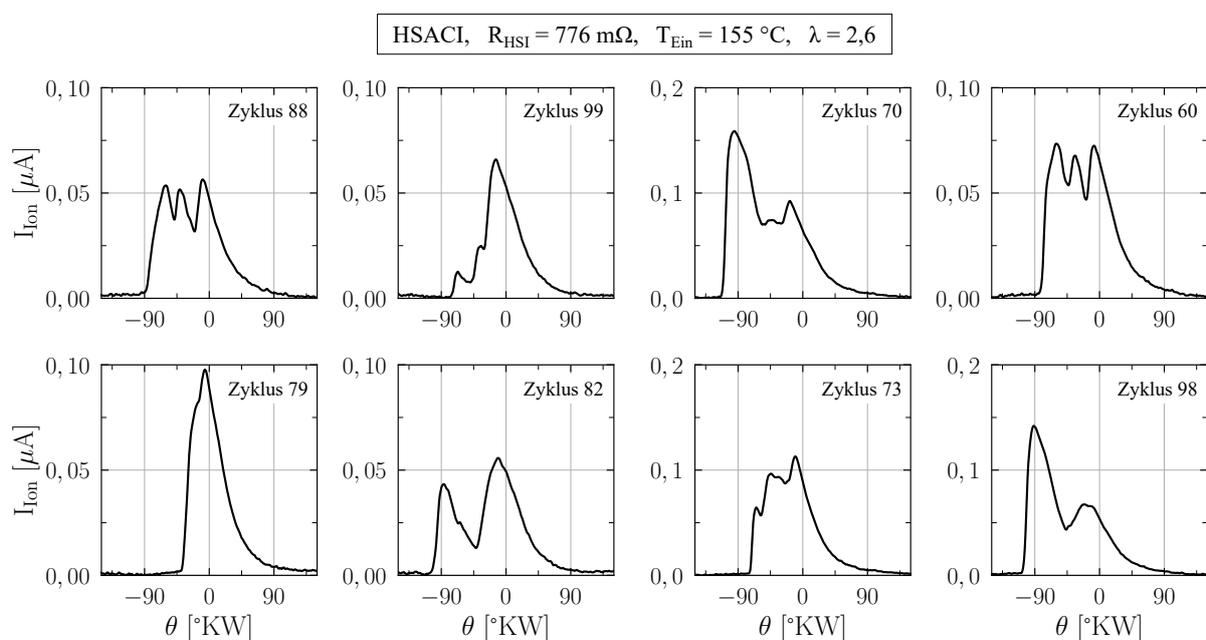
Eine der Kernfragen zur Charakterisierung des Brennverfahrens betrifft die Entflammung. Die Simulationsergebnisse des vorherigen Abschnitts bestätigen bereits die Annahme, dass die Entflammung im HSACI-Verfahren durch eine Oberflächenzündung initiiert wird. Um diese Schlussfolgerung mit Messdaten zu unterstützen, werden der Ort und der Zeitpunkt der Entflammung in diesem Abschnitt mit Hilfe des innerhalb der Schirmung gemessenen Ionenstroms untersucht.

Dabei liegt die Annahme zugrunde, dass der Anstieg des Ionenstromsignals mit der Ankunft der Reaktionszone am Sensor einhergeht. Je früher und ausgeprägter ein Ionenstrom im Vergleich zur Detektion der Wärmefreisetzung über den Heizverlauf gemessen wird, desto wahrscheinlicher ist eine Oberflächenzündung. Steigt hingegen der Heizverlauf zur gleichen Zeit oder früher als der Ionenstrom an, so deutet dies auf eine Entflammung außerhalb der Schirmung hin. Bedingt durch die lokale Messung im hinteren Schirmbereich ist denkbar, dass sich bereits vor der Detektion eines Ionenstroms eine oder mehrere Reaktionszonen ausbilden, die aufgrund ihrer Distanz zum Sensor nicht unmittelbar erfasst werden. Der Signalanstieg wird daher konservativ als spätester Zeitpunkt der initialen Entflammung interpretiert. Auf den kompletten Brennraum bezogen können die allerersten, *initialen* Reaktionen folglich vor diesem Zeitpunkt auftreten, allerdings nicht mehr danach.

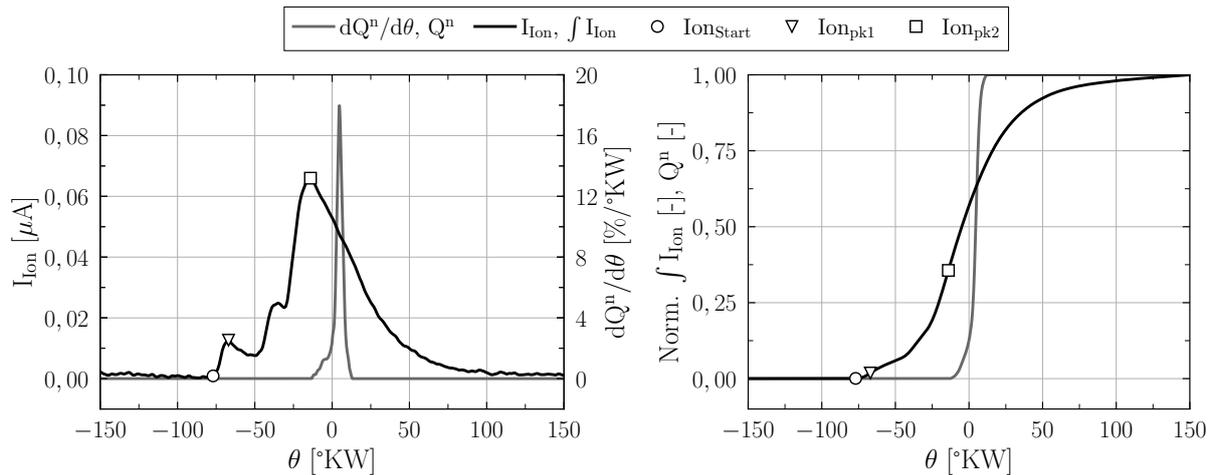
### 5.2.1 Charakteristik des Ionenstromsignals

Da das HSACI-Verfahren in dieser Arbeit erstmals untersucht wurde, liegen in der Literatur keine Referenzdaten über die Eigenschaften des Ionenstromsignals für dieses Verbrennungskonzept vor. Im ersten Schritt der Analyse wird daher die Form des Signalverlaufs untersucht und geeignete Kennwerte definiert, mit denen der gemessene Ionenstrom mit dem Heizverlauf in Bezug gesetzt werden kann. Die Notwendigkeit dieser Aufgabe ergibt sich aus Abbildung 5.12. Gezeigt sind Ionenstromverläufe von zufällig ausgewählten Verbrennungszyklen eines HSACI-Betriebspunkts mit  $Q_{SZ}^n > 10\%$ . Die Form der Verläufe zeigt große Unterschiede zwischen einzelnen Zyklen und streut stark in Bezug auf die Lage, Anzahl und Höhe der lokalen Maxima sowie des globalen Maximums. Ein repräsentativer Signalverlauf liegt allgemein nicht vor, was die automatisierte Signalauswertung erschwert.

Die im Rahmen dieser Arbeit definierten Kennwerte zur Charakterisierung des Ionenstroms sind in Abbildung 5.13 beispielhaft dargestellt. Eine Möglichkeit zur Beschreibung des Signalverlaufs liegt in der Integration und anschließenden Normierung des Ionenstroms. Dadurch können ähnlich zum Heizverlauf prozentuale Schwellwerte definiert werden, die z.B. den 5% *Umsatzpunkt*



**Abbildung 5.12:** Beispielfläche Ionenstromverläufe im HSACI-Verfahren



**Abbildung 5.13:** Definierte Kennwerte des Ionenstromsignals und Vergleich von Ionenstrom- und Heizverlauf anhand einer ausgewählten HSACI-Verbrennung

oder die *Schwerpunktlage* des Ionenstroms beschreiben. Im Vergleich zum Heizverlauf erscheinen diese Definitionen allerdings eher willkürlich und deren physikalische Interpretation weniger eindeutig. Daher wurden zusätzliche Kennwerte auf Grundlage der lokalen und globalen Maxima definiert. Eine der wichtigsten Informationen liefert die Erkennung des initialen Signalanstiegs  $\theta_{Ion}$ , der mit der Ankunft der Reaktionszone am Sensor gleichgesetzt wird. Dieser Zeitpunkt wird durch die maximale Krümmung des Ionenstroms im Zeitraum bis zum ersten, lokalen Signalmaximum mit Hilfe des Kneedle-Algorithmus [206] bestimmt. Die weiteren Kennwerte sind das erste, lokale und das globale Maximum  $I_{Ion.pk1}$ ,  $I_{Ion.pk2}$  sowie deren Zeitpunkte  $\theta_{Ion.pk1}$ ,  $\theta_{Ion.pk2}$ , die je nach Signalverlauf zusammenfallen können. Ansätze zur physikalischen Interpretation der Maxima ergeben sich daraus, dass die Signalstärke mit lokalen Prozessgrößen wie z.B. der Verbrennungstemperatur oder der Gemischzusammensetzung in Verbindung gebracht werden kann (s. Abschnitt 2.2). Für den exemplarischen Ionenstromverlauf der HSACI-Verbrennung in Abbildung 5.13 zeigt der Vergleich mit dem Heizverlauf einen früheren Signalanstieg und eine längere Signaldauer. Folglich finden chemische Reaktionen im Umfeld des Ionenstromsensors bereits deutlich vor der über den Zylinderdruck detektierbaren Wärmefreisetzung statt, was auf eine Entflammung innerhalb der Schirmung schließen lässt.

Um eine Grundlage für die Interpretation des Ionenstromverlaufs im Hinblick auf den Entflammungsort bei HSACI-Verbrennungen zu schaffen, werden die Ergebnisse eines repräsentativen HCCI-Betriebspunktes in Abbildung 5.14 betrachtet. Im Vergleich zu den zuvor gezeigten HSACI-Verläufen liegen in ihrer Form reproduzierbare Ionenströme vor, die zeitlich in einer ähnlichen Größenordnung wie die Wärmefreisetzung variieren. Aus dem deutlich früheren Anstieg des Heizverlaufs gegenüber dem Ionenstrom wird für den MRQA-Zyklus deutlich, dass große Teile des Gemischs verbrennen, bevor chemische Reaktionen im Umfeld des Ionenstromsensors detektiert werden. Der durchgehend frühere Brennbeginn ( $\theta_{Ion-02} = \theta_{02} - \theta_{Ion} < 0$ ) und der überwiegend frühere Selbstzündungszeitpunkt gegenüber dem Anstieg des Ionenstromsignals bestätigen eine Entflammung außerhalb der Schirmung für alle 900 Zyklen dieses Betriebspunktes.

## 5.2.2 Interpretation des Ionenstromsignals

Mit Hilfe der zuvor definierten Ionenstromkennwerte wird das Entflammungsverhalten im HSACI-Verfahren untersucht. Abbildung 5.15 zeigt eine Zusammenstellung von gemittelten Ionenstrom- und Verbrennungskennwerten bei verschiedenen Betriebsbedingungen. Der Vergleich zwischen

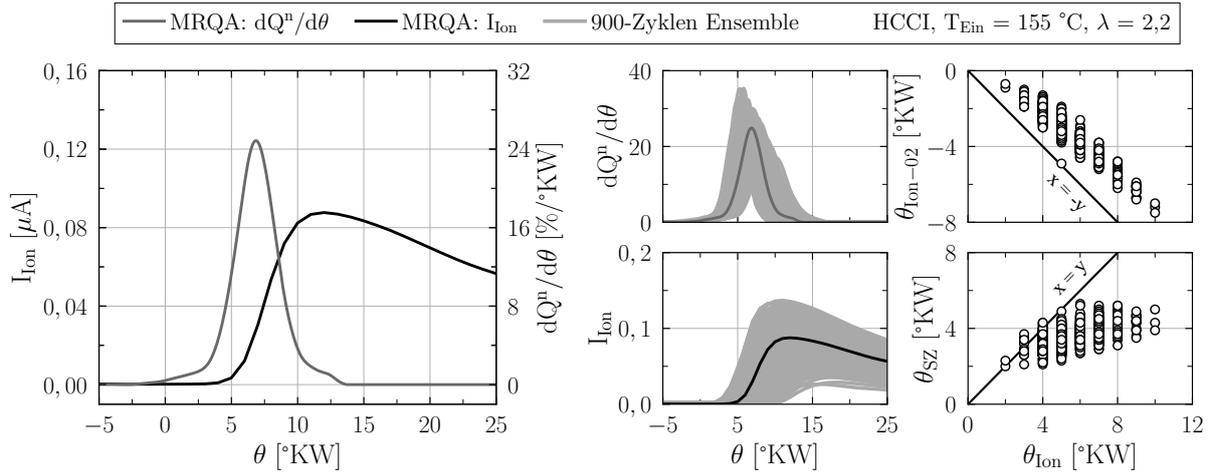


Abbildung 5.14: Ionenstrom- und Heizverlauf und deren Kennwerte für einen HCCI-Betriebspunkt

dem initialen Ionenstromanstieg und dem Brennbeginn deutet auf eine Korrelation beider Größen hin und impliziert frühere Entflammungen innerhalb der Schirmung als Folge höherer Oberflächentemperaturen. Die Amplituden  $I_{Ion,pk1}$  und  $I_{Ion,pk2}$  weichen im Mittel nur unerheblich voneinander ab und steigen proportional zur Kraftstoffzufuhr sowie mit früherem Verbrennungszeitpunkt. Die definierte Schwelle von  $Q_{SZ}^n > 4\%$  (s. Abbildung 5.2) zur Unterscheidung von HCCI- und HSACI-Betriebspunkten fällt mit  $\theta_{Ion-02} > 0$  zusammen, wodurch die Konsistenz beider Kriterien hervorgehoben wird. Wird  $\theta_{02}$  als Ende der initialen Flammenkernbildung interpretiert, so geht aus der zunehmenden zeitlichen Differenz zwischen  $\theta_{Ion}$  und  $\theta_{02}$  hervor, dass die vom Gemisch benötigte Zeitdauer zwischen dem Start initialer Reaktionen und der Bildung eines über die Wärmefreisetzung messbaren Flammenkerns für frühere Entflammungen ansteigt.

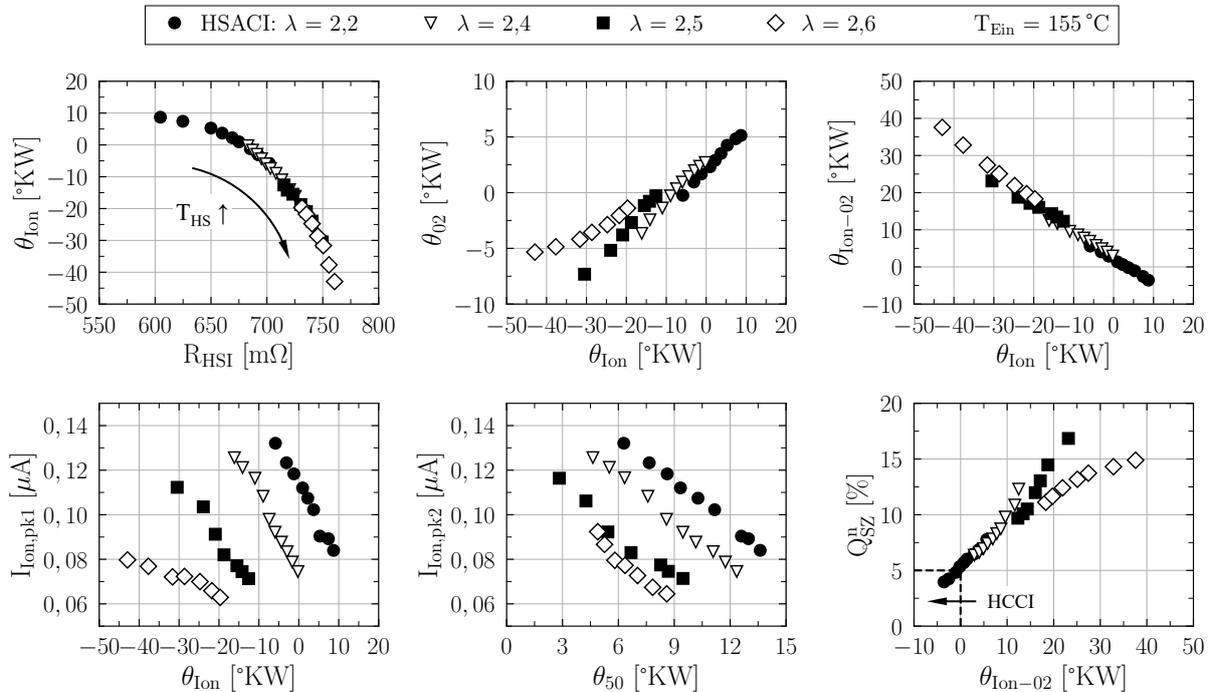
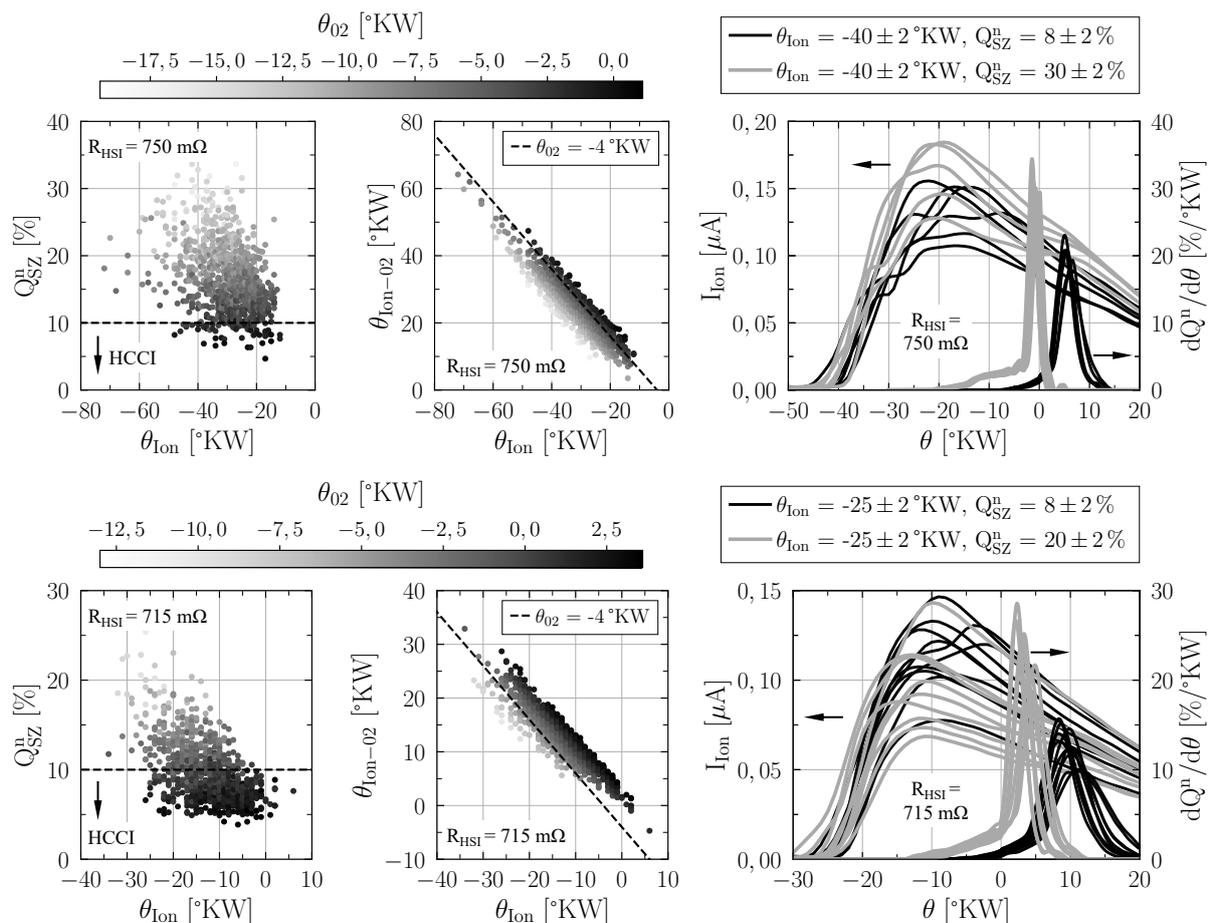


Abbildung 5.15: Einfluss der Oberflächentemperatur auf Ionenstrom- und Heizverlaufkennwerte

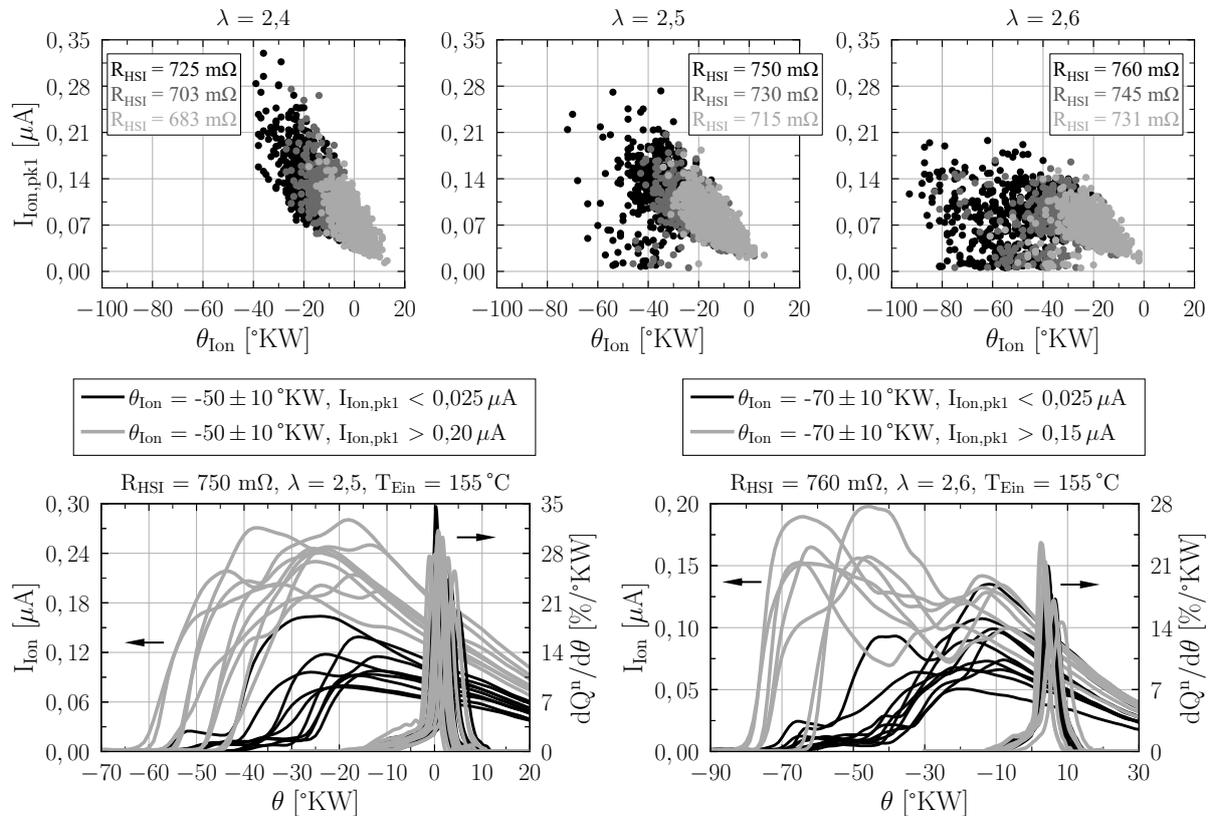
Im nächsten Schritt werden die Trends der Betriebspunktmittelwerte anhand von individuellen Zyklen überprüft. Der Fokus liegt dabei auf dem Zusammenhang zwischen Entflammungszeitpunkt in Verbindung mit dem Brennbeginn und der initialen Wärmefreisetzung für zwei Betriebspunkte mit  $\lambda = 2,5$  und unterschiedlichen  $R_{\text{HSI}}$  dar. Die Einzelzyklus-Ergebnisse sind mit einer Grauskala eingefärbt, die den Beginn der Verbrennung anzeigt. Je heller ein Punkt, desto früher sein Brennbeginn. Ausgenommen von vier Einzelzyklen bei  $R_{\text{HSI}} = 715 \text{ m}\Omega$  bestätigen die Daten von  $\theta_{\text{Ion}-02}$  die Existenz chemischer Reaktionen innerhalb der Schirmung vor dem Brennbeginn. Gleichzeitig belegen dieselben Daten, dass die Zeitdauer zur Bildung eines über den Heizverlauf erkennbaren Flammenkerns mit früherer Entflammung zunimmt. Eine damit verglichen deutlich schlechtere Korrelation liegt zwischen  $Q_{\text{SZ}}^n$  und  $\theta_{\text{Ion}}$  vor. Die Annahme, dass eine frühe Entflammung innerhalb der Schirmung zu ausgeprägten, zweistufigen Verbrennungen führt, wird daher nur teilweise bestätigt. Tatsächlich existiert eine Vielzahl von Verbrennungen, die ungeachtet der frühen Entflammung innerhalb des Schirms einen HCCI-ähnlichen Verbrennungsablauf mit  $Q_{\text{SZ}}^n < 10\%$  aufweisen. Daraus lässt sich der nicht umkehrbare Zusammenhang ableiten, dass zweistufige Verbrennungen mit einer frühen Entflammung innerhalb des Schirms verknüpft sind, frühe Entflammungen innerhalb des Schirms allerdings nicht zwangsläufig zu zweistufigen Verbrennungen mit  $Q_{\text{SZ}}^n > 10\%$  führen. Entscheidend für die Ausprägung einer zweistufigen Verbrennung ist die Geschwindigkeit der Flammenkernbildung. Um eine initiale Wärmefreisetzung mit  $Q_{\text{SZ}}^n > 10\%$  zu erzielen, muss das Ende der Flammen-



**Abbildung 5.16:** Einfluss der Flammenkernbildung auf den Verbrennungsablauf anhand von zwei Betriebspunkten mit  $R_{\text{HSI}} = 750 \text{ m}\Omega$  und  $715 \text{ m}\Omega$  bei  $\lambda = 2,5$  und  $T_{\text{Ein}} = 155^\circ\text{C}$

kernbildung bei ca.  $-4^{\circ}\text{KW}$  abgeschlossen sein (s. Abbildung 5.4). Wie der Vergleich mit der Isolinie bei  $\theta_{02} = -4^{\circ}\text{KW}$  zeigt, dauert der Prozess zwischen dem Start chemischer Reaktionen und der Bildung eines ausreichend starken Flammenkerns für Zyklen mit  $Q_{SZ}^n < 10\%$  zu lange, um den für eine zweistufige Verbrennung erforderlichen Zeitpunkt der Flammenkernbildung zu erreichen. Die im rechten Teil der Abbildung dargestellten Ionenstrom- und Heizverläufe veranschaulichen diesen Zusammenhang. Ausgewählt wurden Verbrennungen, die einen vergleichbaren Zeitpunkt des Ionenstromanstiegs aufweisen, sich in der initialen Wärmefreisetzung allerdings um ein Vielfaches unterscheiden. Die Ionenstromverläufe weisen vereinzelt unterschiedliche Amplituden auf, lassen allerdings keine systematischen Unterschiede erkennen. Trotz der eindeutigen Existenz chemischer Reaktionen innerhalb der Schirmung zur selben Zeit und einer dabei vergleichbaren Signalhöhe kommt es zu signifikanten Unterschieden im Verbrennungsablauf. Mit der vorliegenden Messtechnik lassen sich die dafür verantwortlichen Effekte nicht ermitteln.

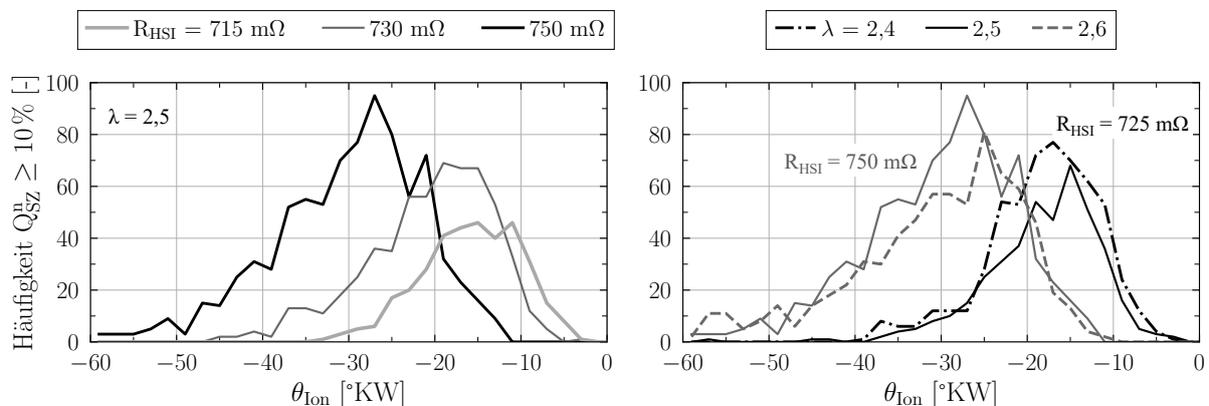
Eine mögliche Interpretation der Signalhöhe des Ionenstroms liegt darin, die lokale Temperatur oder das lokale Luftverhältnis mit der Signalamplitude in Verbindung zu bringen. Dabei wird angenommen, dass höhere Ionenströme durch lokal reaktivere Gemischbedingungen erzeugt werden, die in der Folge zu einer verbesserten Flammenkern- bzw. Flammenausbreitung führen. Die in Abbildung 5.17 gezeigten Ergebnisse zeigen eine gewisse Korrelation zwischen  $I_{Ion,pk1}$  und  $\theta_{Ion}$  für  $\lambda = 2,4$ . Mit steigendem  $\lambda$  und höherem  $R_{HSI}$  wird diese Korrelation allerdings zunehmend schlechter. Dabei fällt ein Datenbereich mit sehr frühen  $\theta_{Ion}$  und gleichzeitig marginalen Signalhöhen  $I_{Ion,pk1} < 0,025\mu\text{A}$  besonders auf. Der Vergleich der ausgewählten Ionenstromverläufe veranschaulicht die Koexistenz von Zyklen, die bei vergleichbaren  $\theta_{Ion}$  einerseits einen unmittelbaren Signalanstieg hin zu hohen  $I_{Ion,pk1}$  aufweisen und andererseits nach dem ersten



**Abbildung 5.17:** Analyse zur Interpretation der Höhe des ersten Ionenstrommaximums in Bezug auf den darauffolgenden Verbrennungsablauf

detektierbaren Signalanstieg bei geringer Signalstärke verharren, ehe ein zweiter und ggf. dritter Signalanstieg nach einigen °KW erfolgt. Interessanterweise decken die entsprechenden Heizverläufe einen ähnlichen Zeitbereich ab, sodass keine systematische Trennung nach der Höhe von  $I_{Ion, pk1}$  möglich ist. Gegenüber dem Zeitpunkt des Ionenstromanstiegs, der die Existenz chemischer Reaktionen anzeigt, wird die Interpretation der Signalhöhe mit steigendem  $\lambda$  und  $R_{HSI}$  für einzelne Zyklen schwieriger. Ein klarer Zusammenhang zwischen einer schnelleren Flammenkernbildung aufgrund lokal günstigerer Entflammungsbedingungen und der Signalamplitude ist nicht erkennbar. Als Ursache hierfür ist die Vielzahl der Parameter zu nennen, die die Höhe des Ionenstroms beeinflussen können und deren individuelle Ausprägung unbekannt ist (s. Abschnitt 2.2).

Aufgrund des scheinbar nicht vorhandenen Einflusses von  $\lambda$  auf den Entflammungszeitpunkt (s. Abbildung 5.15) wird dieser Aspekt zusammen mit dem Effekt der Oberflächentemperatur auf die Entflammung in Abbildung 5.18 untersucht. Die Analyse basiert auf den absoluten Häufigkeitsverteilungen von Zyklen mit zweistufigem Verbrennungsablauf als Funktion von  $\theta_{Ion}$ . Der Effekt auf die Flammenkernbildung kann daraus indirekt abgeleitet werden, da eine höhere Anzahl zweistufiger Verbrennungen gleichbedeutend mit einer höheren Anzahl von Zyklen mit ausreichend schneller Flammenkernbildung ist. Für ein konstantes  $\lambda$  verschiebt sich die Verteilung in Richtung früherer Entflammungen mit steigendem  $R_{HSI}$ . Gleichzeitig steigt die absolute Anzahl der Zyklen, die eine zweistufige Verbrennung aufweisen. Daraus folgt, dass einerseits häufiger frühe Entflammungen stattfinden und andererseits eine höhere Wahrscheinlichkeit existiert, dass diese frühen Entflammungen zu zweistufigen Verbrennungen führen. Insbesondere aus dem zuletzt genannten Aspekt wird geschlossen, dass neben dem Entflammungszeitpunkt selbst ebenfalls die darauffolgende Phase der Flammenkernbildung durch höhere Oberflächentemperaturen begünstigt wird. Mit dem Ziel den Einfluss von  $\lambda$  bei gleichen Oberflächentemperaturen zu analysieren, wurden Ergebnisse mit vergleichbaren  $R_{HSI}$  ausgewählt. Die Schwerpunkte der Verteilungen bei gegebenem  $R_{HSI}$  unterscheiden sich unwesentlich und spiegeln damit den kongruenten Verlauf der Mittelwerte von  $\theta_{Ion}$  über  $R_{HSI}$  aus Abbildung 5.15 wider. Unterschiede zeigen sich in den höheren Amplituden für das jeweils geringere Luftverhältnis. Der wesentliche Einfluss von  $\lambda$  bei der Entflammung äußert sich demzufolge nicht erkennbar im Entflammungszeitpunkt, sondern liegt vielmehr in der Neigung des Gemisches schneller oder langsamer einen ausreichend stabilen Flammenkern für eine zweistufige Verbrennung auszubilden. Dieser Effekt kann auf die steigende Flammengeschwindigkeit mit sinkendem  $\lambda$  zurückgeführt werden (s. Abbildung 5.5), womit die Entflammung begünstigt wird.

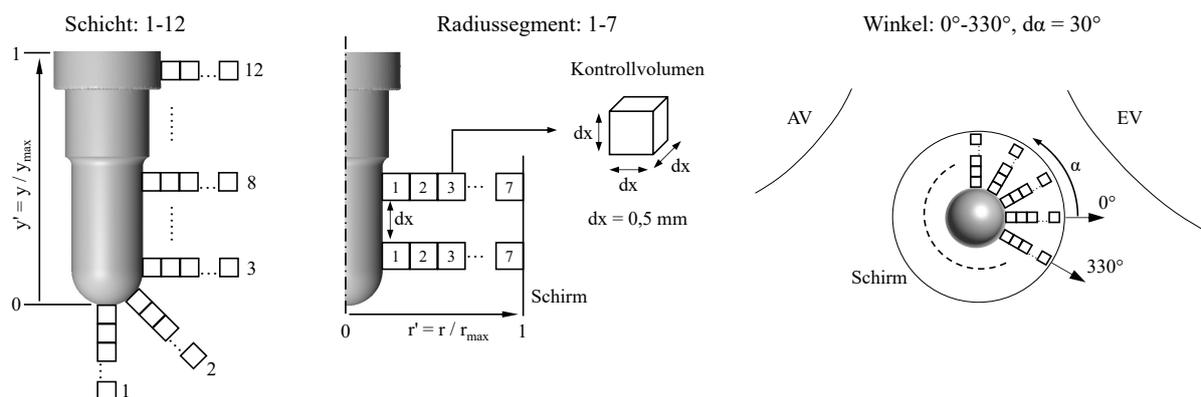


**Abbildung 5.18:** Häufigkeitsverteilung des mittels Ionenstrom detektierten Entflammungszeitpunkts für Betriebspunkte bei verschiedenen  $\lambda$  und Zündelement-Widerständen

Insgesamt wird für die untersuchte Sensorkonfiguration festgestellt, dass das Ionenstromsignal sehr nützliche Informationen zur Detektion chemischer Reaktionen im hinteren Bereich der Schirmung liefert, anhand derer der Einfluss der heißen Oberfläche auf die Entflammung festgestellt werden kann. Aufgrund der hohen Variation in der Signalcharakteristik und den zeitlichen Schwankungen des Ionenstromsignals relativ zur Wärmefreisetzung sind Aussagen über den Ablauf einzelner Verbrennungszyklen ohne das Drucksignal allerdings nicht möglich.

### 5.2.3 3D Simulationsergebnisse

Ähnlich zu den Untersuchungen des Verbrennungsablaufs werden die 3D Simulationsergebnisse eingesetzt, um den Mechanismus der Flammenkernbildung im HSACI-Verfahren detaillierter zu beleuchten. Im Fokus steht dabei die Frage, ob im instationären Strömungsfeld des Motors ebenfalls ein Zusammenhang zwischen dem Entflammungsort, der thermischen Grenzschichtdicke und der Verweilzeit identifiziert werden kann. Mit dem Ziel das dreidimensionale, transiente Strömungsfeld im Umfeld der heißen Oberfläche definiert auszuwerten, werden 1008 ortsfeste Kontrollvolumen verwendet (s. Abbildung 5.19). Beginnend an der Glühkerzenspitze wird der Oberflächenverlauf in zwölf äquidistante Schichten unterteilt. Jede Schicht steht dabei senkrecht zur Oberfläche und besteht aus sieben Radius-Segmenten, die den Abstand zwischen der heißen Oberfläche und der Schirmung abdecken. Bezogen auf die Achse des Glühstifts wird dieser Schichtenaufbau mit einem Winkelversatz von  $30^\circ$  umlaufend wiederholt. Innerhalb jedes Kontrollvolumens werden die Simulationsergebnisse stellvertretend für diesen Bereich gemittelt.



**Abbildung 5.19:** Definition der Kontrollvolumen zur Auswertung der Flammenkernbildung

Die thermische Grenzschicht wird mit Hilfe der Wandzellen des jeweils ersten Radius-Segments ausgewertet. Motiviert von den Zusammenhängen aus Abschnitt 2.4 wird die *Nußelt-Zahl*  $Nu$  als qualitatives Maß für die Grenzschichtdicke herangezogen. Die Berechnung von  $Nu$  erfolgt mit dem Ansatz des konvektiven Wärmeübergangs (s. Gleichung 2.8) und den Definitionen:

$$Nu = \frac{\alpha \cdot L}{\lambda} \quad \text{und} \quad \alpha = \frac{\dot{q}_w}{T_w - T_0}. \quad (5.2)$$

Während  $\dot{q}_w$ ,  $T_w$  und  $\lambda$  direkt aus den Simulationsergebnissen einer Wandzelle  $i$  entnommen werden können, kann die entsprechende Fluidtemperatur  $T_i$  nicht gleich  $T_0$  gesetzt werden. Ursächlich dafür ist der aus der Vernetzung resultierende Wandabstand  $y$  (senkrecht zur Wand). Für ein gegebenes  $y$  hängen der dimensionslose Wandabstand  $y^+$  und die dimensionslose Temperatur  $T^+$  vom Strömungszustand ab, womit die Ergebnisse der wandnahen Zellen mit schwankendem Strömungsfeld unterschiedliche Positionen innerhalb der Grenzschicht repräsentieren.

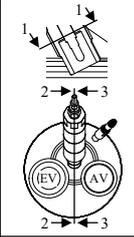
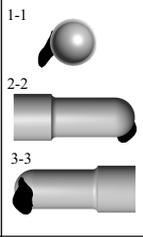
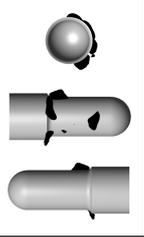
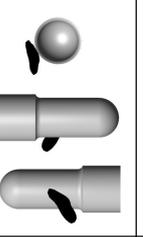
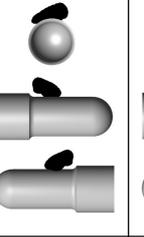
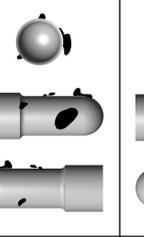
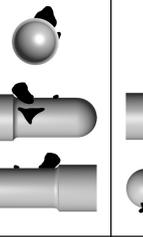
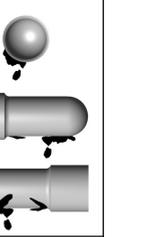
$T_{HS}$ [K]	1200	1300	1400	1300	1300	1300	1300
Zyklus [-]	1	1	1	2	3	1	1
$\lambda$ [-]	2,5	2,5	2,5	2,5	2,5	2,45	2,55
$\theta_{FK}$ [°KW]	-11,5	-20,1	-38,1	-25,0	-13,0	-21,0	-14,0
							

Abbildung 5.20: Flammenkerne der LES

Um Gleichung 5.2 für alle Randsegmente anwenden zu können, muss die Berechnung von  $\alpha$  mit einer auf das Strömungsfeld bezogenen Referenztemperatur  $T_{0,ref}$  erfolgen. Dazu wird  $T_{0,ref}$  an der Stelle  $y_{ref}^+ = 50$  definiert und durch Linearisierung berechnet:

$$T_{0,ref} = T_w + (T_i - T_w) \cdot \frac{T_{y^+=50}^+}{T_i^+}. \quad (5.3)$$

Die mittels  $T_{0,ref}$  ermittelte *Nußelt-Zahl* wird als  $Nu_{ref}$  bezeichnet und für die folgenden Auswertungen verwendet. Als charakteristische Länge  $L$  wurde die Wegstrecke definiert, die ein Fluidteilchen bei einer frontalen Anströmung der Glühkerze entlang der heißen Oberfläche zurücklegen würde ( $L = 10,8 \text{ mm}$ ). Die Werte von  $y^+$  wurden nach [79] mit der kinematischen Viskosität  $\nu$ , der Schubspannungsgeschwindigkeit  $u_\tau$  und dem wandparallelen Geschwindigkeitsgradienten  $\partial u / \partial y$  berechnet:

$$y^+ = \frac{u_\tau y}{\nu} \quad \text{mit} \quad u_\tau = \sqrt{\nu \cdot \frac{\partial u}{\partial y}}. \quad (5.4)$$

Im Bereich der heißen Oberfläche wurden mit der gewählten Netzauflösung durchschnittliche Werte von  $y^+ \leq 3$  erzielt. Zur Bestimmung von  $T^+$  wurde das Wandmodell aus [106] herangezogen:

$$T^+ = \begin{cases} Pr \cdot y^+ & \text{für } y^+ < 11,67 \\ Pr_t \cdot (0,41^{-1} \cdot \ln(9 \cdot y^+) + P) & \text{für } y^+ \geq 11,67 \end{cases} \quad (5.5)$$

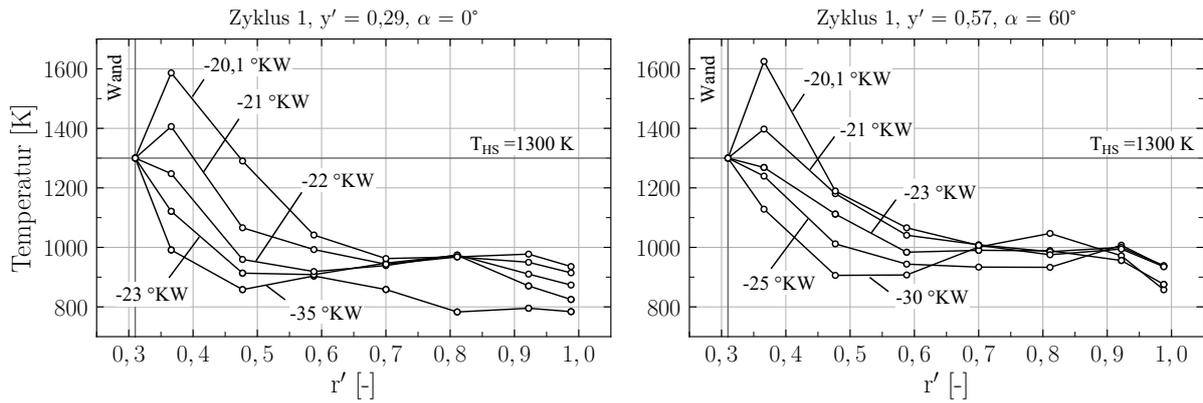
Darin sind  $Pr$  die *Prandtl-Zahl* und  $Pr_t$  die *turbulente Prandtl-Zahl*:

$$Pr = \frac{\nu \cdot \rho \cdot c_p}{\lambda}, \quad Pr^* = \frac{Pr}{Pr_t}, \quad Pr_t = 0,9. \quad (5.6)$$

Der Parameter  $P$  wird wiederum aus diesen Kennwerten berechnet:

$$P = 9,24 \cdot \left( (Pr^*)^{0,75} - 1 \right) \cdot \left( 1 + 0,28 \cdot e^{-0,007 Pr^*} \right). \quad (5.7)$$

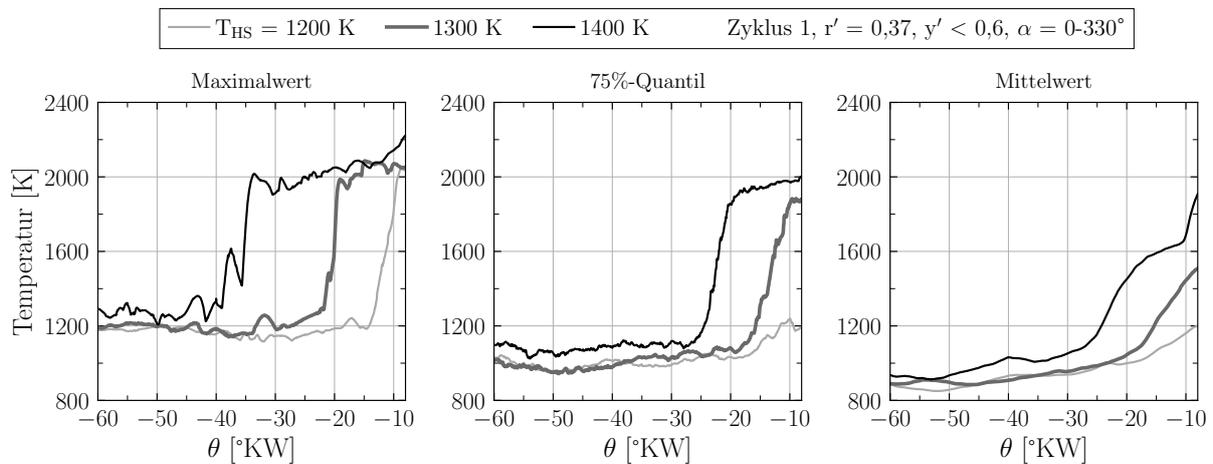
Abbildung 5.20 zeigt eine Übersicht der initialen Flammenkerne anhand von Isoflächen mit  $T = 1600 \text{ K}$ . Allen Simulationen gemeinsam ist ein Start der Verbrennung im Bereich der Glühkerzenspitze ( $y' < 0,6$ , entspricht Schicht 1-8). Der Ort und Zeitpunkt des Flammenkerns variiert allerdings von Fall zu Fall. Außerdem zeigen die Ergebnisse, dass die Entflammung vereinzelt an mehreren Orten parallel stattfindet. Um die weitere Auswertung der Flammenkernbildung zu unterstützen, wird die Gültigkeit des *Van't Hoff* Kriteriums aus Abschnitt 2.4.1 anhand von



**Abbildung 5.21:** *Van't Hoff* Verlauf zweier Flammenkerne des LES-Referenzfalls

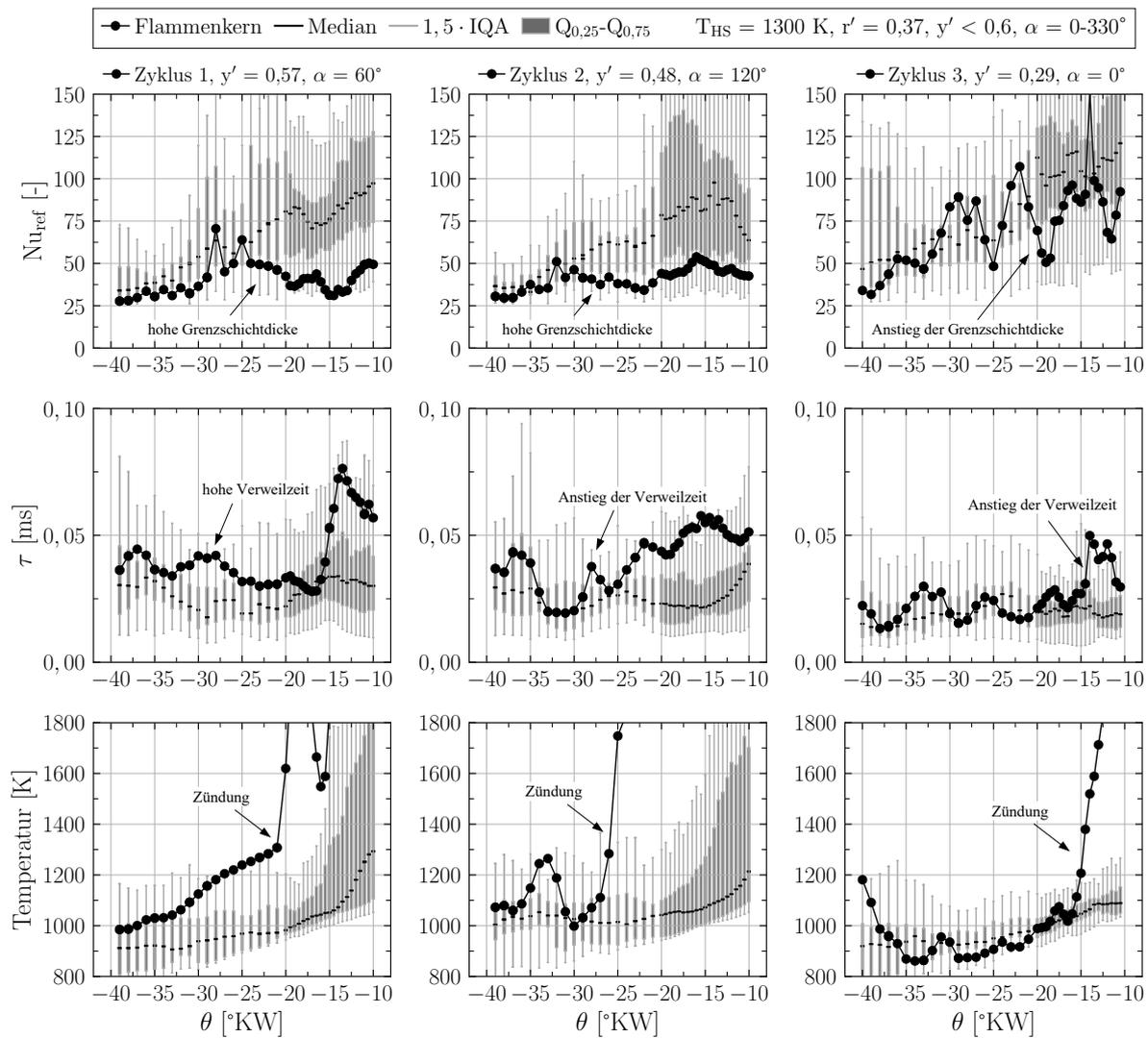
zwei unabhängigen Flammenkernen des Referenzfalls  $T_{HS} = 1300$  K, Zyklus 1,  $\lambda = 2,50$  in Abbildung 5.21 überprüft. Dargestellt ist der radiale Temperaturverlauf in zwei Schichten, für die in Abbildung 5.20 eine Entflammung anhand der Temperatur-Isoflächen erkennbar ist. In beiden Fällen spiegelt der sukzessive Temperaturanstieg im ersten Randsegment ( $r' = 0,37$ ) den aus der Theorie bekannten Ablauf der Zündung wider (s. Abbildung 2.6). Zudem stimmen  $\theta_{FK}$  und der Vorzeichenwechsel des Temperaturgradienten zeitlich sehr gut überein, womit die Anwendbarkeit des *Van't Hoff* Kriteriums insgesamt bestätigt wird. Für die folgenden Auswertungen kann die Analyse daher auf die ersten Radiussegmente ( $r' = 0,37$ ) eingeschränkt werden.

Im nächsten Schritt wird der Einfluss der Oberflächentemperatur auf die oberflächennahe Gastemperatur untersucht. Abbildungen 5.22 zeigt für die Simulationen  $T_{HS} = 1200$ – $1400$  K, Zyklus 1,  $\lambda = 2,50$  die Entwicklung des Maximalwerts ( $\max(T_{r',y',\alpha})$ ), des 75%-Quantils ( $Q_{0,75}(T_{r',y',\alpha})$ ) und des Mittelwerts ( $\overline{T_{r',y',\alpha}}$ ) der ersten Radiussegmente im vorderen Bereich der heißen Oberfläche ( $r' = 0,37, y' < 0,6, \alpha \leq 330^\circ$ ). Die höchste Oberflächentemperatur zeigt den zu erwartenden Anstieg aller drei Kennwerte. Im Vergleich zwischen  $T_{HS} = 1200$ – $1300$  K zeigt sich hingegen, dass lediglich der höchste Temperaturbereich von der höheren Oberflächentemperatur beeinflusst wurde. Daraus wird geschlossen, dass die Flammenkernbildung für  $T_{HS} = 1300$  K gegenüber  $1200$  K durch kleine, lokal heißere Randbereiche verursacht wird, anstatt von größeren, stärker aufgeheizten Randschichtvolumen.



**Abbildung 5.22:** Zusammenhang zwischen Oberflächentemperatur und oberflächennaher Gastemperatur anhand der simulierten Oberflächentemperaturvariation

Die Bedeutung von lokalen Effekten für die Flammenkernbildung wird aus der Analyse des Strömungseinflusses deutlich. Da sich für die Simulationen mit  $T_{HS} = 1300\text{ K}$ ,  $\lambda = 2,5$ , Zyklus 1-3 allein das initiale Strömungsfeld unterscheidet, hängt die in Abbildung 5.20 gezeigte Flammenkernvariation (Ort, Zeitpunkt) mit dem Einfluss der Strömung zusammen. Anhand dieser Fälle wird der Zusammenhang zwischen der Historie der lokalen *Nusselt*-Zahl und dem Entflammungsort in Abbildung 5.23 analysiert. Neben der thermischen Grenzschichtdicke, die mit  $Nu^{-1}$  korreliert, werden die Temperatur und die Verweilzeit betrachtet. Die Verweilzeit  $\tau$  wird über das Zellvolumen  $V$  und den Betrag des Geschwindigkeitsvektors  $|u|$  zu  $\tau = V^{1/3}/|u|$  berechnet. Gezeigt sind der temporäre Wertebereich der genannten Größen und deren Verteilung in Form von *Boxplots* für die ersten Radiussegmente ( $r' = 0,37$ ) im vorderen Bereich ( $y' < 0,6$ ) der heißen Oberfläche. Den *Boxplots* überlagert ist der individuelle Verlauf von jeweils einem Radiussegment, in dem zum Zeitpunkt  $\theta_{FK}$  ein initialer Flammenkern gebildet wird. Bei der Interpretation ist der Verlauf der Flammenkernsegmente *relativ* zu den *Boxplots* von Interesse. Gegenüber den übrigen Grenzschichtbereichen zeichnen sich die Flammenkernsegmente dadurch aus, dass im Bereich der Zündung die Temperatur und die Verweilzeit nahe des 75 %-Quantils ( $Q_{0,75}$ ) bzw. darüber und die *Nusselt*-Zahl nahe des 25 %-Quantils ( $Q_{0,25}$ ) bzw. darunter ver-

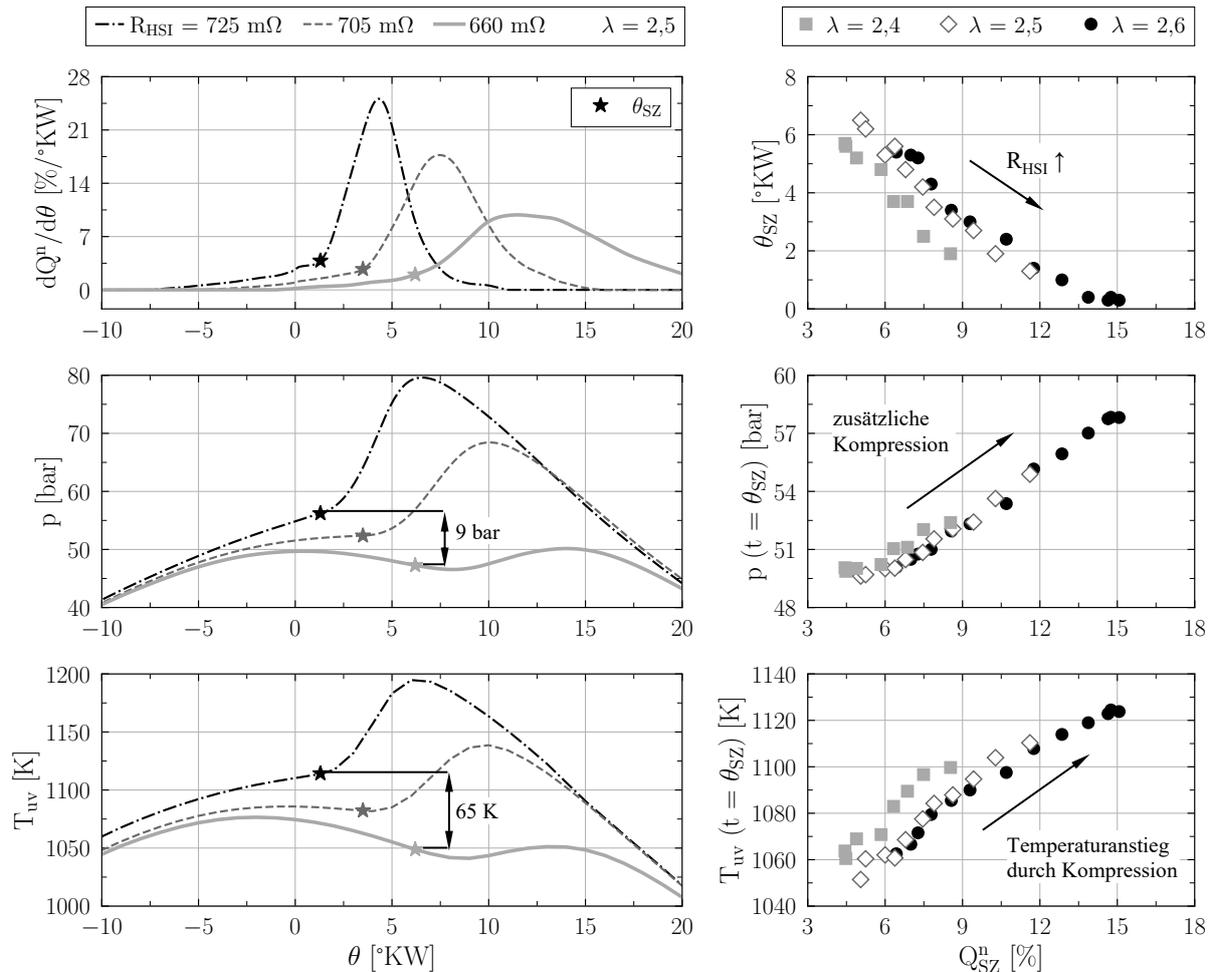


**Abbildung 5.23:** Einfluss von lokaler Temperatur, *Nusselt*-Zahl und Verweilzeit auf die Flammenkernbildung anhand der simulierten Variation des initialen Strömungsfelds

laufen. Dass alle drei Größen *gleichzeitig* vorliegen müssen, lässt sich für jede der Simulationen aufzeigen. Zyklus 1 weist bereits früh während der Kompression hohe  $\tau$  und niedrige  $Nu_{ref}$  auf. Allerdings ist das Temperaturniveau bis  $-20^\circ\text{KW}$  für die Zündung zu gering. Für Zyklus 2 liegt schon bei  $-35^\circ\text{KW}$  eine hohe Temperatur von 1300 K vor, die mit der Temperatur kurz vor der Zündung bei  $-25^\circ\text{KW}$  vergleichbar ist. Der zeitweise Abfall von  $\tau$  bei  $-35^\circ\text{KW}$  bewirkt jedoch einen Temperaturabfall durch Konvektion ( $|u| \uparrow$ ) und verzögert die Zündung. Erst nach dem erneuten Anstieg von  $\tau$  in Kombination mit der weiterhin niedrigen  $Nu_{ref}$  wird die Entflammung initiiert. Gegenüber Zyklus 1-2 liegen in Zyklus 3 geringere Verweilzeiten, ein höheres Niveau sowie eine höhere Streuung von  $Nu_{ref}$  vor. Dieser Zusammenhang deutet darauf hin, dass die heiße Oberfläche mit höherer Geschwindigkeit angeströmt wird, was wiederum zu einer dünneren Grenzschicht führt und die Bildung eines lokalen *Hotspots* hemmt. Dennoch ist auch in diesem Fall der zur Zündung führende Temperaturanstieg mit hohem  $\tau$  und niedrigen  $Nu_{ref}$  (jeweils relativ zum Wertebereich) verbunden. Aus der gezeigten Analyse werden zwei wesentliche Ergebnisse abgeleitet. Für die Bildung des Flammenkerns an einer bestimmten Stelle sind breite, thermische Grenzschichten in Verbindung mit niedrigen Strömungsgeschwindigkeiten und einer ausreichend hohen Temperatur erforderlich. Das Strömungsfeld beeinflusst die Verteilung dieser Größen und verändert auf diesem Weg den Ort und Zeitpunkt der Entflammung. Eine Vorhersage des Entflammungszeitpunkts ist mit den gewählten Kennwerten nicht möglich, da die lokale Gemischhistorie nicht abgebildet wird. Dieser Aspekt könnte beispielsweise durch die Betrachtung des örtlich aufgelösten, integralen Zündverzugs in Folgearbeiten untersucht werden. Auf eine gesonderte Analyse der  $\lambda$ -Variation wird an dieser Stelle verzichtet. Für das Luftverhältnis wird primär eine Beeinflussung des lokalen Zündverzugs anstelle des Strömungs- und Temperaturfeldes erwartet, was zu der in Anhang A.6 gezeigten Variation des Druckverlaufs führt.

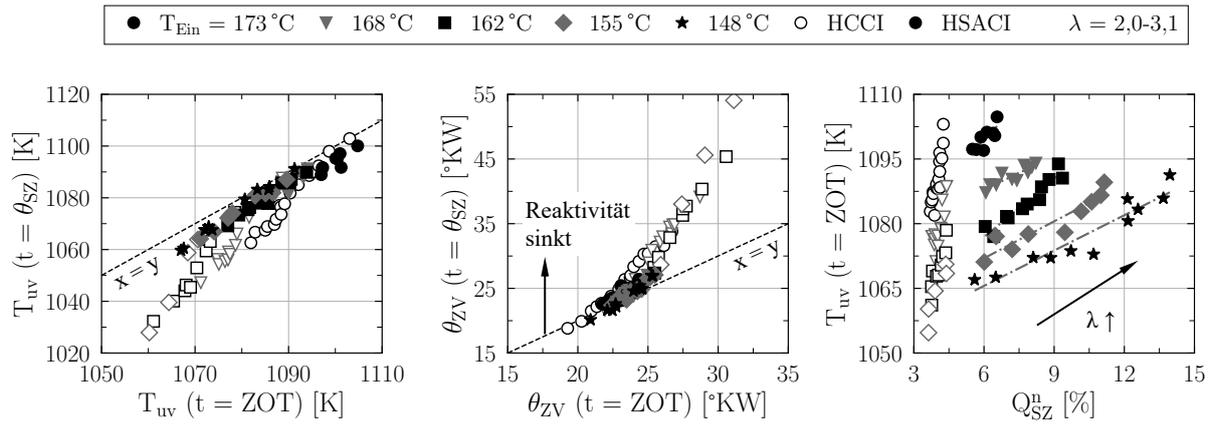
### 5.3 Selbstzündungsbedingungen

Den abschließenden Teil zur Charakterisierung des Effekts der heißen Oberfläche auf die Verbrennungseigenschaften bilden Untersuchungen zu den Selbstzündungsbedingungen. Dabei wird einerseits der thermochemische Zustand der Zylinderladung zum Selbstzündungszeitpunkt allgemein betrachtet. Andererseits wird anhand von experimentellen Ergebnissen überprüft, ob ein Zusammenhang zwischen dem Zündverzug im oberen Totpunkt und dem Selbstzündungszeitpunkt vorliegt. Die Grundlage dafür liefern die Erkenntnisse aus den Voruntersuchungen in Abschnitt 4. Für die Analysen wurden DVA für die MRQA-Zyklen einer Vielzahl von Messpunkten durchgeführt und die Temperaturhistorie des unverbrannten Gemischs ausgewertet. Abbildung 5.24 zeigt die thermodynamischen Bedingungen zum Zeitpunkt  $t = \theta_{SZ}$  für die Daten der Schwerpunktlagenvariation aus Abbildung 5.3. Um den Effekt eines früheren Brennbegins graphisch zu veranschaulichen, sind die Druck-, Temperatur- und Heizverläufe für eine hohe, mittlere und geringe Oberflächentemperatur bei  $\lambda = 2,5$  dargestellt. Die Ergebnisse geben die in Abschnitt 5.1 diskutierten Zusammenhänge zwischen  $R_{HSI}$ ,  $Q_{SZ}^n$  und  $\theta_{SZ}$  wieder. Ferner wird die Kopplung zwischen dem Druckanstieg durch die Verbrennung und der Endgastemperatur aufgezeigt. Dabei wird deutlich, dass der Grad der Kompression und die daraus resultierende Endgastemperaturerhöhung klar mit der initialen Wärmefreisetzung korrelieren. Während der Druck und die Temperatur bis zur Selbstzündung bei der frühesten Verbrennung kontinuierlich steigen, fallen beide Größen mit späterem Brennbegins ab und unterschreiten für  $R_{HSI} = 660 \text{ m}\Omega$  das Niveau um ZOT. Unter diesen Umständen überwiegt der Temperaturabfall durch die beginnende Expansion den Kompressionseffekt durch die Verbrennung.



**Abbildung 5.24:** Zusammenhang zwischen thermischer Kompression und Selbstzündung im HSACI-Verfahren

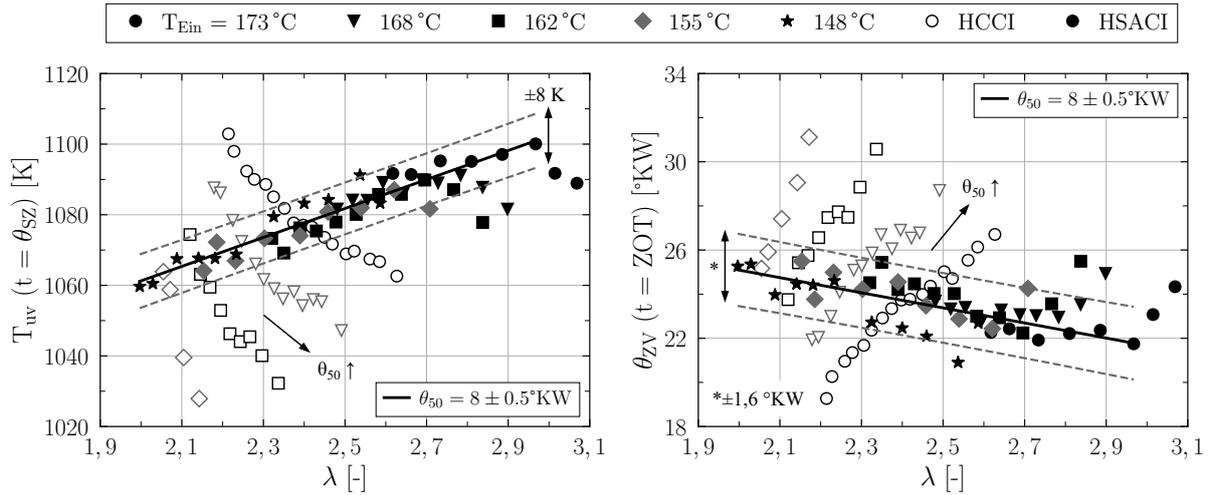
Die Änderung der Endgastemperatur kann in eine Änderung der Gemischreaktivität überführt werden, indem für die Zeitpunkte  $t = ZOT$  und  $t = \theta_{SZ}$  der Zündverzögerung  $\theta_{ZV}$  des Endgases mittels 1Z-KVR berechnet wird. Mit diesem Ansatz wird in Abbildung 5.25 der Einfluss der Zündunterstützung auf die Entwicklung der Gemischreaktivität analysiert. Der zugrundeliegende Datensatz ist der im folgenden Abschnitt 5.4.1 diskutierten Abbildung 5.28 entnommen und beinhaltet HCCI- und HSACI-Betriebspunkte bei verschiedenen Betriebsbedingungen. Die HCCI-Punkte variieren mit einer Änderung von  $\lambda$  in ihrem Verbrennungsschwerpunkt, wohingegen die HSACI-Punkte durch angepasste  $R_{HSI}$  eine überwiegend konstante Schwerpunktlage bei  $\theta_{50} = 8 \text{ } ^\circ\text{KW}$  aufweisen (s. Abbildung 5.28). Aus der Gegenüberstellung der Endgastemperaturen bei  $t = ZOT$  und  $t = \theta_{SZ}$  geht ein Temperaturabfall nach ZOT hervor. Dieser Effekt ist für die HCCI-Betriebspunkte besonders ausgeprägt und führt zu einem überproportionalen Abfall der Gemischreaktivität im Intervall von ZOT bis  $\theta_{SZ}$ . Ursächlich dafür ist die exponentielle Temperaturabhängigkeit von  $\theta_{ZV}$  (s. Gleichung 2.3). Im HSACI-Betrieb hingegen wirkt die initiale Wärmefreisetzung einem ausgeprägten Temperaturabfall nach ZOT entgegen und vermindert dadurch eine mit dem HCCI-Betrieb vergleichbare Abnahme der Gemischreaktivität. Der Anstieg von  $T_{uv}$  im ZOT zeigt zudem, dass steigende  $Q_{SZ}^n$  nicht nur einer Temperaturreduktion nach ZOT entgegenwirken, sondern zusätzlich das Temperaturniveau um ZOT erhöhen können.



**Abbildung 5.25:** Entwicklung der Gemischreaktivität zwischen oberem Totpunkt und Selbstzündungszeitpunkt im HCCI- und HSACI-Verfahren

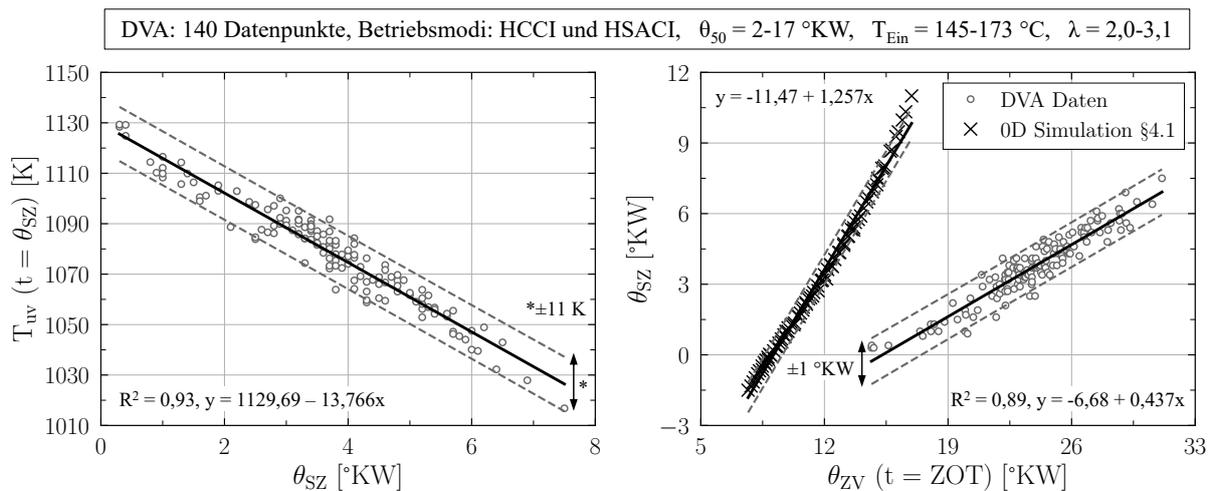
Der in Abbildung 5.25 dargestellte Datensatz umfasst eine Vielzahl von motorischen Randbedingungen in zwei Betriebsmodi. Für diese Ergebnisse wird daher in Abbildung 5.26 untersucht, ob die Endgastemperatur zum Zeitpunkt der Selbstzündung vom Brennverfahren oder den Betriebsbedingungen abhängt. Bei der HCCI-Verbrennung fällt die Zündtemperatur mit zunehmender Abmagerung und späterer Schwerpunktlage ab. Im Vergleich dazu weisen die HSACI-Betriebspunkte, für die eine überwiegend konstante Schwerpunktlage bei ca.  $8^\circ\text{KW}$  eingestellt wurde, einen Anstieg der Zündtemperatur für höhere  $\lambda$  auf. Werden sämtliche Ergebnisse mit  $\theta_{50} = 8 \pm 0,5^\circ\text{KW}$  betrachtet, so ergibt sich mit zunehmender Abmagerung  $\lambda = 2,0\text{--}3,0$  der eindeutige Trend eines Zündtemperaturanstiegs im Bereich  $1060\text{--}1100 \pm 8\text{ K}$ . Dieser Zusammenhang kann nach Kapitel 4 auf die sinkende Reaktivität, d.h. den größeren Zündverzug höherer  $\lambda$ , zurückgeführt werden. Um eine konstante Schwerpunktlage zu erreichen, muss der höhere Zündverzug durch eine Temperaturerhöhung kompensiert werden. Die Höhe der erforderlichen Kompensation wird aus dem Zündverzug bei  $t = \text{ZOT}$  deutlich. Aus dem leicht abfallenden Verlauf von  $\theta_{ZV} = 25\text{--}22 \pm 1,6^\circ\text{KW}$  für  $\lambda = 2,0\text{--}3,0$  wird abgeleitet, dass der Zündverzug mit steigender Abmagerung zunehmend verkürzt werden muss. Ursächlich dafür ist die sinkende Wärmefreisetzungsrates bei höherem Luftverhältnis. Magerere Gemische zünden nach Erreichen von  $\theta_{SZ}$  langsamer durch, weshalb für höhere  $\lambda$  geringfügig frühere  $\theta_{SZ}$  eingestellt werden müssen, um eine konstante Schwerpunktlage zu erreichen. Diese Vorverlagerung von  $\theta_{SZ}$  spiegelt sich in der Abnahme von  $\theta_{ZV}$  wider. Für die Ergebnisse bei konstanter Schwerpunktlage ist bemerkenswert, dass offenbar weder die Ansaugtemperatur noch das Brennverfahren die Relation zwischen  $\lambda$ , der Zündtemperatur und dem Zündverzug im ZOT beeinflussen. Dieser fehlende Quereinfluss weist auf einen allgemeinen Zusammenhang der genannten Größen hin.

Um diese Vermutung zu überprüfen, werden die mittels DVA der MRQA-Zyklen bestimmten Zündbedingungen von insgesamt 140 Betriebspunkten in Abbildung 5.27 korreliert. Dargestellt sind die Zündtemperatur über dem Selbstzündungszeitpunkt und der Selbstzündungszeitpunkt über dem Zündverzug im ZOT. Trotz der teils unabhängigen Erhebung der Daten im Zuge verschiedener Messkampagnen sind die Zusammenhänge konsistent. Mit einer Änderung des Selbstzündungszeitpunkts von  $\theta_{SZ} = 0\text{--}8^\circ\text{KW}$  nimmt die Zündtemperatur im Bereich  $1130\text{--}1030 \pm 11\text{ K}$  ab. Dieser Effekt geht auf die zunehmende Temperaturabsenkung durch die Expansion im Falle späterer Selbstzündungen zurück (s. Abbildung 5.24). Ähnlich zu den 0D Simulationen wird für die DVA Daten ein Zusammenhang zwischen  $\theta_{SZ}$  und  $\theta_{ZV}$  festgestellt. Mit einer Streuung von  $\pm 1^\circ\text{KW}$  ändert sich der Selbstzündungszeitpunkt von  $\theta_{SZ} = 0^\circ\text{KW}$  auf  $\theta_{SZ} = 8^\circ\text{KW}$ , wenn der Zündverzug im Bereich  $\theta_{ZV} = 15\text{--}30^\circ\text{KW}$  ansteigt. Im direkten



**Abbildung 5.26:** Temperatur zum Selbstzündzeitpunkt und Zündverzug im oberen Totpunkt für variierende  $\lambda$  im HCCI- und HSACI-Verfahren

Vergleich mit den 0D Daten liegt eine um 65% geringere Steigung und eine Verschiebung der Korrelation hin zu höheren Zündverzugszeiten vor. Diese Unterschiede werden auf den Effekt der Temperaturverteilung innerhalb der Zylinderladung des realen Motors zurückgeführt, die im 1Z-KVR-Modell nicht abgebildet werden. Wie die optischen Untersuchungen von Dec et al. [50] veranschaulichen, zünden die heißesten Gasbereiche zuerst und verbessern damit die Zündbedingungen in umliegenden, kälteren Zonen. Gegenüber der Annahme einer homogenen Mischung im 1Z-KVR-Modell wird für diesen Effekt mit zwei Konsequenzen gerechnet. Einerseits initiieren lokal heiße Zonen frühere Zündungen, als dies der mittlere Gaszustand erwarten lässt. Andererseits wird die Sensitivität von  $\theta_{SZ}$  hinsichtlich  $\theta_{ZV}$  reduziert, da die Zündung in lokal heißen Bereichen die Zündung in umliegenden, weniger heißen Zonen begünstigt. Diese Zusammenhänge bilden die Motivation für die Entwicklung von Mehrzonen-Modellen in Motorsimulationssoftware [4, 127]. Unter Berücksichtigung der diskutierten Abweichungen bestätigen die DVA Daten den mittels 0D Simulation prognostizierten Zusammenhang zwischen  $\theta_{SZ}$  und  $\theta_{ZV}$ . Zudem wird die Kopplung der einzelnen Verbrennungsphasen deutlich. Mit Hilfe der Flam-



**Abbildung 5.27:** Zusammenhang zwischen der Temperatur bei der Selbstzündung, dem Zündverzug im oberen Totpunkt und dem Selbstzündzeitpunkt

menverbrennung kann die Endgastemperatur im ZOT erhöht und ein Abfall der Gastemperatur zu Beginn der Expansion vermindert werden. Durch die gezielte Variation des Flammenanteils kann über diesen Weg der Zündverzug des Gemischs im ZOT so eingestellt werden, dass die Selbstzündung zu einem beabsichtigten Zeitpunkt eintritt.

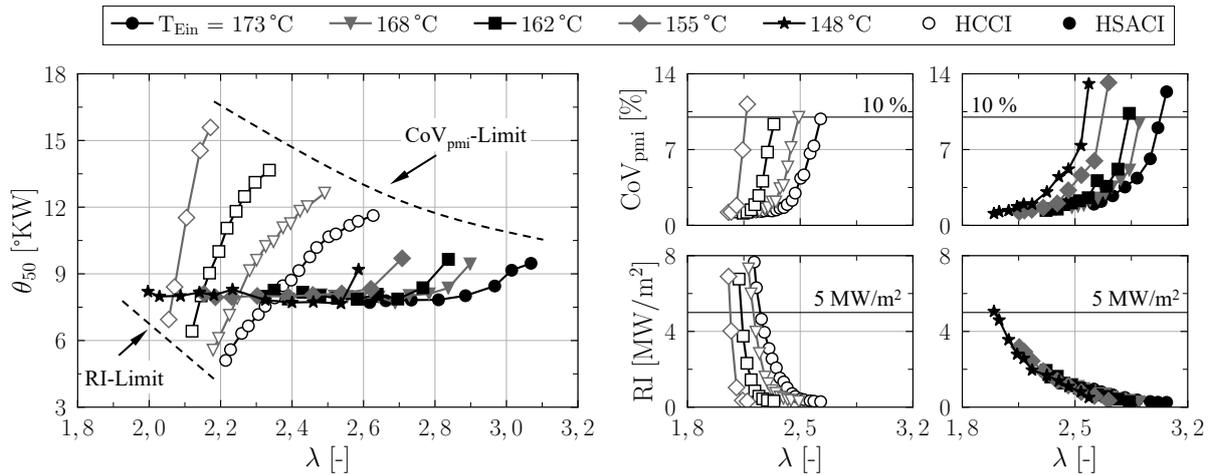
## 5.4 Betriebsverhalten

Nachdem die generellen Zusammenhänge bei der HSACI-Verbrennung umfassend beschrieben wurden, wird in diesem Abschnitt das Betriebsverhalten vorgestellt. Von besonderem Interesse sind der Betriebsbereich, der Wirkungsgrad und die Emissionen im Vergleich zum HCCI-Verfahren.

### 5.4.1 Betriebsbereich

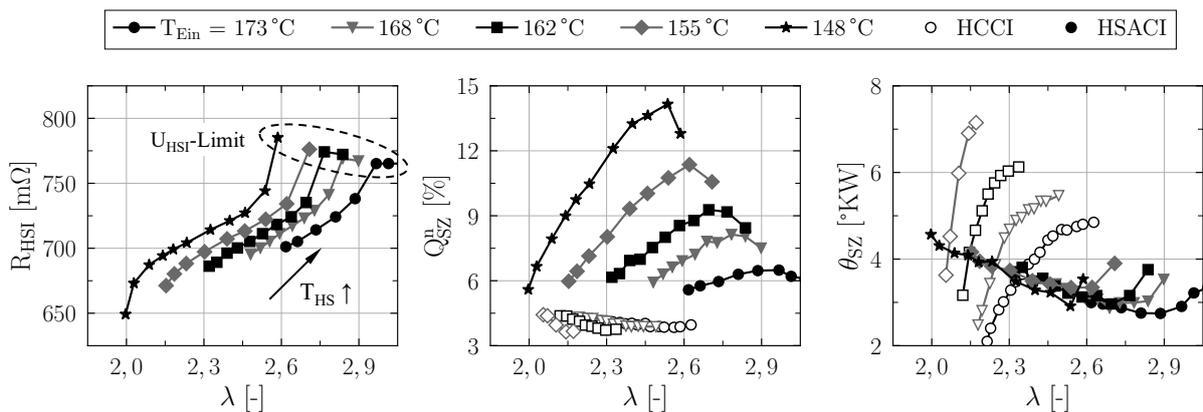
Die Wirksamkeit der Zündunterstützung wird anhand der im HCCI- und HSACI-Verfahren realisierbaren Betriebsbereiche aufgezeigt. Dazu wurde die folgende Versuchsstrategie verwendet. Für eine gegebene Ansaugtemperatur wurde die obere Last- sowie die Magerlaufgrenze im HCCI-Verfahren durch Variation von  $\lambda$  ermittelt. Mit Erreichen der Magerlaufgrenze wurde das HSI-Zündsystem aktiviert und eine Schwerpunktlage von  $\theta_{50} = 8^\circ\text{KW}$  mittels  $R_{\text{HSI}}$  eingestellt. Anschließend wurde  $\lambda$  schrittweise bis zum Auftreten der Magerlaufgrenze im HSACI-Betrieb erhöht. Dabei wurde  $R_{\text{HSI}}$  für jedes  $\lambda$  entsprechend nachgestellt, um die Schwerpunktlage bei  $8^\circ\text{KW}$  zu halten. Als Kriterium für die Magerlaufgrenze wurden  $p_{\text{mi}}$ -Schwankungen über  $\text{CoV}_{\text{pmi}} \geq 10\%$  verwendet. Die obere Lastgrenze wurde für Gemische definiert, die einen Wert von  $\text{RI} \geq 5 \text{ MW/m}^2$  überschreiten. Dieses Vorgehen wurde bei  $T_{\text{Ein}} = 173^\circ\text{C}$  begonnen und in Schritten von  $6 \pm 1^\circ\text{C}$  bis zu einer Ansaugtemperatur von  $148^\circ\text{C}$  wiederholt.

Abbildung 5.28 zeigt die damit ermittelten  $\lambda$ -Bereiche im jeweiligen Brennverfahren als Funktion der Schwerpunktlage. Bedingt durch die Abhängigkeit des Verbrennungszeitpunkts von der Gemischreaktivität im HCCI-Verfahren (s. Abschnitt 4.1) sind reduzierte  $\lambda$  mit früheren  $\theta_{50}$  verknüpft und umgekehrt. Die Kopplung beider Parameter bewirkt einen exponentiellen Anstieg von  $\text{RI}$  bzw.  $\text{CoV}_{\text{pmi}}$ , wenn die jeweilige Grenze angenähert wird. Höhere Ansaugtemperaturen steigern die Reaktivität und führen zu einer schnelleren Verbrennung magerer Gemische, wodurch sich sowohl das  $\text{RI}$ - als auch das  $\text{CoV}_{\text{pmi}}$ -Limit hin zu höheren  $\lambda$  verschieben. In Richtung reduzierter Ansaugtemperaturen fällt eine zunehmende Empfindlichkeit von  $\theta_{50}$  hinsichtlich  $\lambda$  auf, die zu einer sukzessiven Reduktion des stabilen  $\lambda$ -Bereichs führt. Mit Erreichen von  $T_{\text{Ein}} = 148^\circ\text{C}$  sind im HCCI-Verfahren Gemische mit  $\lambda < 2,0$  zum Erhalt der Verbrennung erforderlich, die aufgrund der in Anhang A.8 beschriebenen *Weglauf*-Effekte nicht mehr stabil betrieben werden können. Die HSACI-Ergebnisse unterstreichen das aus dem vorherigen Abschnitt bekannte Potential des Verfahrens, die zeitliche Lage der Verbrennung durch die Variation der Oberflächentemperatur gezielt variieren zu können. Dadurch wird die vom HCCI-Verfahren bekannte Kopplung von  $\theta_{50}$  und  $\lambda$  aufgehoben. Somit kann die Schwerpunktlage einerseits unabhängig vom Luftverhältnis eingestellt werden und andererseits reagieren  $\text{RI}$  und  $\text{CoV}_{\text{pmi}}$  weniger empfindlich auf Änderungen von  $\lambda$ . Wird eine gegebene Ansaugtemperatur betrachtet, so ermöglicht die Zündunterstützung eine Erhöhung des maximalen Luftverhältnisses. Das Erreichen der Magerlaufgrenze im HSACI-Verfahren fällt mit Gemischen zusammen, die trotz aktiver Zündunterstützung eine Spätverschiebung von  $\theta_{50}$  aufweisen. Gegenüber dem HCCI- können im HSACI-Betrieb auch bei  $T_{\text{Ein}} = 148^\circ\text{C}$  magere Gemische  $\lambda \geq 2,0$  stabil betrieben werden. Folglich erweitert das HSACI-Verfahren den realisierbaren Ansaugtemperaturbereich hin zu geringeren Temperaturen.

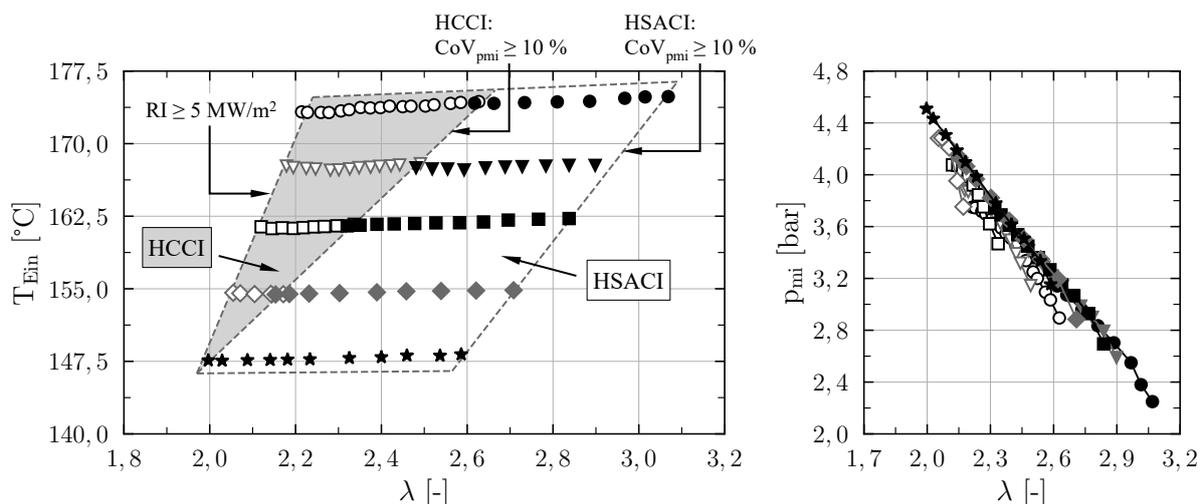


**Abbildung 5.28:** Bestimmung der Betriebsgrenzen im HCCI- und HSACI-Verfahren bei verschiedenen Ansaugtemperaturen und  $\lambda$

Die bei den HSACI-Betriebspunkten umgesetzten Eingriffe in das Brennverfahren werden in Abbildung 5.29 anhand von  $R_{\text{HSI}}$  als Maß für die Temperatur der heißen Oberfläche und  $Q_{\text{SZ}}^n$  als Maß für die Höhe der Zündunterstützung charakterisiert. Zusätzlich sind die im HSACI-Verfahren *eingestellten* und die im HCCI-Verfahren *beobachteten* Selbstzündungszeitpunkte dargestellt. Übereinstimmend mit den numerisch ermittelten Trends in Abschnitt 4.2 zeigen die HSACI-Ergebnisse einen kontinuierlichen Anstieg von  $Q_{\text{SZ}}^n$  unter allen Bedingungen, die eine Erhöhung der Reaktivität im Endgas erfordern. Dazu zählen eine Frühverschiebung von  $\theta_{50}$  gegenüber dem HCCI-Betrieb, eine Erhöhung von  $\lambda$  und eine Reduktion von  $T_{\text{Ein}}$  für gegebene  $\theta_{50}$ . Umgesetzt wird ein Anstieg von  $Q_{\text{SZ}}^n$  durch erhöhte Oberflächentemperaturen im Rahmen der zulässigen Spannung  $U_{\text{HSI}}$ . Unter Verwendung von Gleichung 3.1 liegen die eingestellten Oberflächentemperaturen zwischen 930–1180 °C. Wird das Maximum von  $U_{\text{HSI}}$  erreicht, so führt eine weitere Abmagerung zu einer Spätverschiebung von  $\theta_{50}$ . Die Vorverlagerung von  $\theta_{\text{SZ}}$  mit steigendem  $\lambda$  im HSACI-Betrieb unterstreicht den im vorherigen Abschnitt beschriebenen Effekt, dass höhere  $\lambda$  langsamer *durchzünden* und dieser Effekt durch eine Vorverlagerung von  $\theta_{\text{SZ}}$  kompensiert werden muss, wenn konstante  $\theta_{50}$  angestrebt werden.



**Abbildung 5.29:** Erhöhung der Zündunterstützung und Vorverlagerung des Selbstzündungszeitpunkts bei sinkender Reaktivität im HSACI- gegenüber dem HCCI-Verfahren



**Abbildung 5.30:** HCCI- und HSACI-Betriebsbereiche als Funktion von Ansaugtemperatur und  $\lambda$

Die ermittelten Grenzen von  $\lambda$  werden in Abbildung 5.30 auf die zugehörigen Ansaugtemperaturen bezogen und damit in eine Darstellung der Betriebsbereiche überführt. Ergänzend sind die erreichten  $p_{mi}$  dargestellt, um den realisierbaren Lastbereich sowie dessen hohe Abhängigkeit von  $\lambda$  aufzuzeigen. Aus dem schmaler werdenden Betriebsbereich für geringere  $T_{Ein}$  geht die starke Temperaturabhängigkeit der HCCI-Verbrennung hervor. Im untersuchten Temperaturbereich kann die Magerlaufgrenze des HCCI-Verfahrens um  $\Delta\lambda = 0,4\text{--}0,6$  mit dem HSACI-Konzept erweitert werden. Zudem wurden im Betrieb mit Zündunterstützung um  $\Delta T = 5 \text{ K}$  geringere  $T_{Ein}$  in einem  $\lambda$ -Bereich von 2,0–2,6 umgesetzt. Ferner ist anzumerken, dass der HCCI-Betriebsbereich ebenso der HSACI-Verbrennung mit entsprechend angepassten  $R_{HSI}$  zuzuordnen ist.

Begrenzt werden die Betriebsbereiche der Brennverfahren durch die folgenden vier Effekte: 1. Für eine gegebene Ansaugtemperatur schränken zunehmende CCV des Mitteldrucks die späteste Schwerpunktlage sowie das maximale Luftverhältnis ein. Dieser Effekt wurde bereits in Abschnitt 4.1 numerisch prognostiziert und wird in Abschnitt 5.5.4 erneut adressiert. 2. Die maximale Last wird durch Erreichen der RI-Grenze limitiert. Ursächlich dafür sind zu hohe Umsatzraten der Verbrennung (s. Abschnitt 2.3.2). Was die untere Grenze der Ansaugtemperatur betrifft, so werden die Brennverfahren von unterschiedlichen Mechanismen begrenzt. 3. Im HSACI-Verfahren kommt es mit sinkender Ansaugtemperatur zunehmend zu ungewollten Frühzündungen in Verbindung mit klopfenden Verbrennungen. Dieser Aspekt wird in Abschnitt 5.6 detaillierter behandelt. 4. Beim HCCI-Verfahren hingegen limitieren Instabilitäten der Verbrennungsschwerpunktlage den Betriebsbereich. Ausführungen zu diesem Phänomen können Anhang A.8 sowie [112, 178] entnommen werden.

## 5.4.2 Wirkungsgrad

Aus Sicht praktischer Anwendungen bietet das HSACI- gegenüber dem HCCI-Verfahren den Vorteil, dass der Motor mit Zündunterstützung deutlich flexibler betrieben werden kann. Welche Randbedingungen im Sinne einer hohen Effizienz des Brennverfahrens erstrebenswert sind, wird in den folgenden Analysen untersucht. Auf Grundlage der Betriebsgrenzen-Vermessung aus Abbildung 5.28 und der Schwerpunktlagenvariation aus Abbildung 5.3 werden der Einfluss von  $\lambda$  und  $\theta_{50}$  analysiert und die wesentlichen Verlustmechanismen aufgezeigt. Für jeden der diskutierten Betriebspunkte wurde eine Zwei-Zonen-DVA mit einer anschließenden Verlustteilung nach

den in Abschnitt 3.4.1 beschriebenen Methoden durchgeführt. Als zeitbasierte Eingangsgrößen der DVA, z.B. Luft- und Kraftstoffmassenstrom, wurden die Mittelwerte der drei Einzelmessungen eines Betriebspunktes verwendet. Um möglichst repräsentative Temperaturverläufe zu erhalten, wurde der Zylinderdruck des jeweiligen MRQA-Zyklus vorgegeben.

Die Entwicklung des indizierten Wirkungsgrads  $\eta_i$  und den dafür verantwortlichen Verlustpfaden bei variiertem  $\lambda$  zeigt Abbildung 5.31. Um den Quereinfluss unterschiedlicher  $\theta_{50}$  auszublenden, sind ausschließlich Betriebspunkte mit einer mittleren Schwerpunktlage von  $\theta_{50} = 8 \pm 1$  °KW dargestellt. Mit zunehmender Abmagerung fällt der Wirkungsgrad kontinuierlich ab. Ursächlich dafür ist ein Anstieg der Wandwärme- ( $\Delta\eta_W$ ) sowie der übrigen Verluste ( $\Delta\eta_{\neq W}$ ), die sich aus unvollkommener Verbrennung, Leckage, Ladungswechsel und realer Verbrennung zusammensetzen. Für die genannten Verluste sei betont, dass es sich um *absolute* Wirkungsgraddifferenzen ( $\Delta\eta$ ) handelt, die nicht mit *relativen* Änderungen zu verwechseln sind. Die innerhalb von  $\Delta\eta_{\neq W}$  dominierenden Pfade sind unvollkommene ( $\Delta\eta = 5\text{--}8\%$ ) und reale Verbrennung ( $\Delta\eta = 2\text{--}4\%$ ), welche wiederum mit sinkendem Umsetzungsgrad ( $\zeta_u$ ) und zunehmender Brenndauer ( $\theta_{02-95}$ ) ansteigen. Der temperaturbedingte Abfall von  $\zeta_u$  wird aus der Abnahme der maximalen Massenmitteltemperatur  $T_{m,max}$  für steigende  $\lambda$  deutlich. Bedingt durch die langsamere Wärmefreisetzung in der ersten Verbrennungsphase nimmt die Brenndauer unter Bedingungen zu, die eine Erhöhung der Zündunterstützung erfordern (s. Abbildung A.7), d.h. für geringere  $T_{Ein}$  und höhere  $\lambda$ . Aufgrund der sehr schnellen Selbstzündung in der zweiten Verbrennungsphase ist der Effekt von  $\theta_{02-95}$  gegenüber  $\zeta_u$  weniger signifikant. Interessanterweise steigen die Wandwärmeverluste mit zunehmender Abmagerung, obwohl die abgeführte Wandwärme  $Q_W$  abnimmt. Aus dem steigenden Verhältnis  $|Q_W|/Q_{Gas}$  zeigt sich, dass der Wandwärmestrom gegenüber der eingesetzten Kraftstoffenergie unterproportional sinkt. Folglich fällt der Wandwärmestrom für magere Gemische stärker ins Gewicht und bewirkt dadurch eine Zunahme von  $\Delta\eta_W$ . Auf die gleiche Weise wird der Einfluss von  $\theta_{50}$  in Abbildung 5.32 untersucht. Der Wirkungsgrad steigt mit früherer Schwerpunktlage bis zu einem Optimum bei  $\theta_{50} = 7\text{--}8$  °KW an und fällt für darüber hinaus gehende  $\theta_{50}$  erneut ab. Die vertikale Verschiebung der Verläufe bestätigt die zuvor diskutierte Bedeutung von  $\lambda$ . Ursächlich für die Lage des Wirkungsgradoptimums bei  $\theta_{50} \approx 8$  °KW sind unterschiedliche Trends von  $\Delta\eta_W$  und  $\Delta\eta_{\neq W}$ . Während  $\theta_{02-95}$  und  $\zeta_u$  mit früherer Schwerpunktlage zu stagnieren beginnen, steigt  $\Delta\eta_W$  kontinuierlich an. Gegenüber der  $\lambda$ -Variation ist der Verlauf der Wandwärmeverluste hierbei konsistent mit der Zunahme der Wandwärme  $Q_W$ . Bis zu einer Schwerpunktlage bei  $\theta_{50} \approx 8$  °KW fällt  $\Delta\eta_{\neq W}$  stärker ab als  $\Delta\eta_W$  zunimmt. In diesem Bereich wird eine Wirkungsgradsteigerung erzielt. Bei einer weiteren Vorverlagerung von  $\theta_{50}$  verharrt  $\Delta\eta_{\neq W}$  auf einem annähernd konstanten Niveau, wodurch die fortlaufende Zunahme von  $\Delta\eta_W$  nicht kompensiert werden kann. In diesem Bereich beginnt der Wirkungsgrad zu sinken. Vereinfacht ausgedrückt liegt das Wirkungsgradoptimum für die Schwerpunktlage vor, ab der der *Wettbewerb* zwischen kürzeren Brenndauern und höheren Umsetzungsgraden mit zunehmenden Wandwärmeverlusten zu Gunsten der Wandwärmeverluste kippt. Für die dominierenden Verlustpfade gilt, dass die Verluste durch unvollkommene und reale Verbrennung sowie die Wandwärme den Wirkungsgrad bestimmen. Wird ein hoher Wirkungsgrad angestrebt, so sind möglichst geringe  $\lambda$  und Schwerpunktlagen im Bereich  $\theta_{50} = 7\text{--}8$  °KW zu wählen.

### 5.4.3 Emissionen

Auf der gleichen Datenbasis wie die vorhergehende Wirkungsgradanalyse werden in diesem Abschnitt die gemessenen  $NO_x$ -, HC- und CO-Emissionen betrachtet. Aus der Literatur ist bekannt, dass für die genannten Emissionsgruppen eine gegenläufige Temperaturabhängigkeit vorliegt (s. Abschnitt 2.3.1), d.h. die  $NO_x$ -Emissionen steigen mit höherer  $T_{m,max}$  während die HC- und

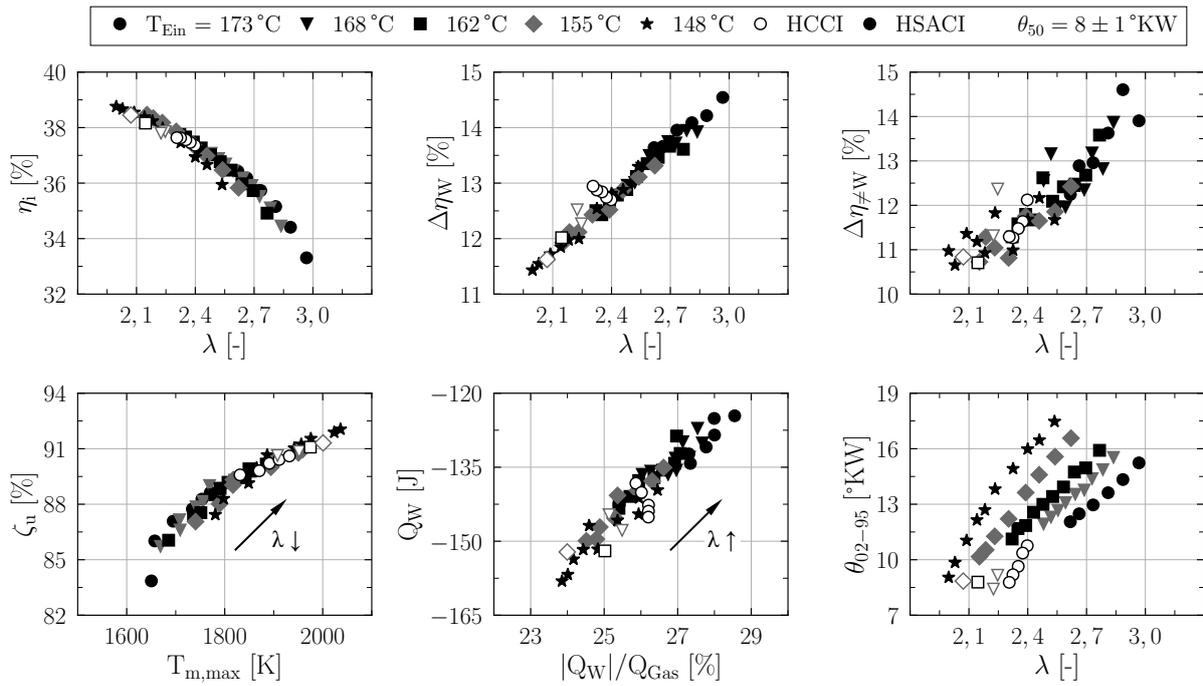


Abbildung 5.31: Verlustanalyse für Betriebspunkte mit konstanter Schwerpunktlage

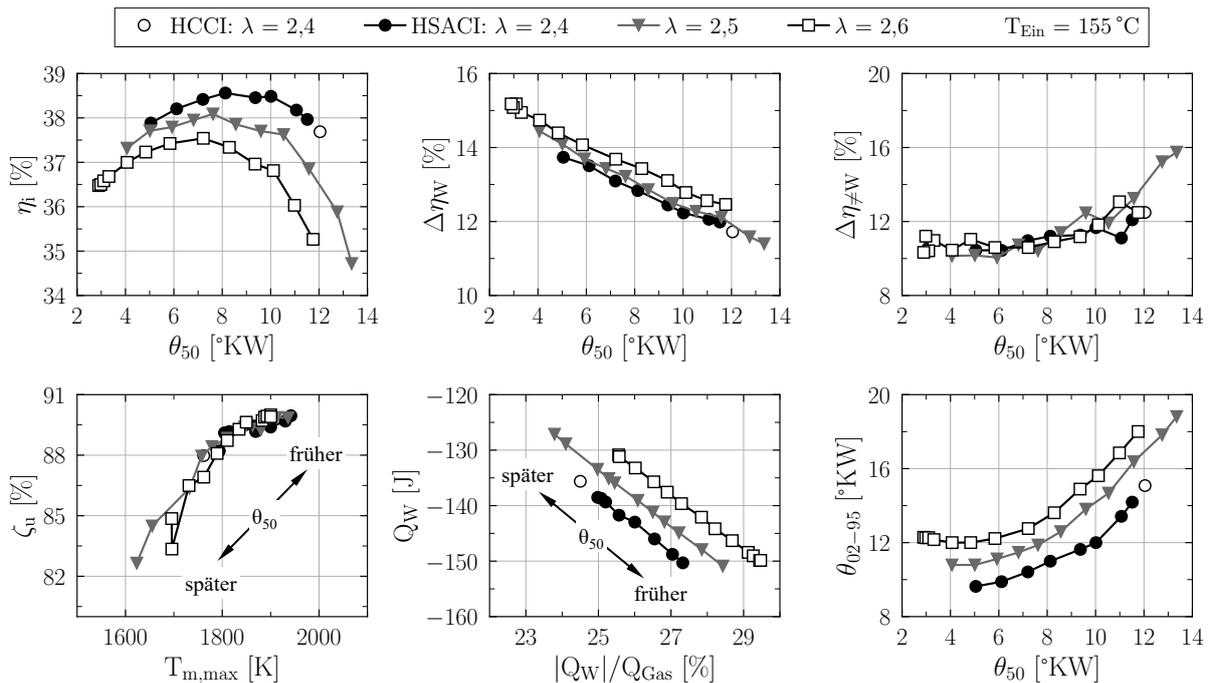
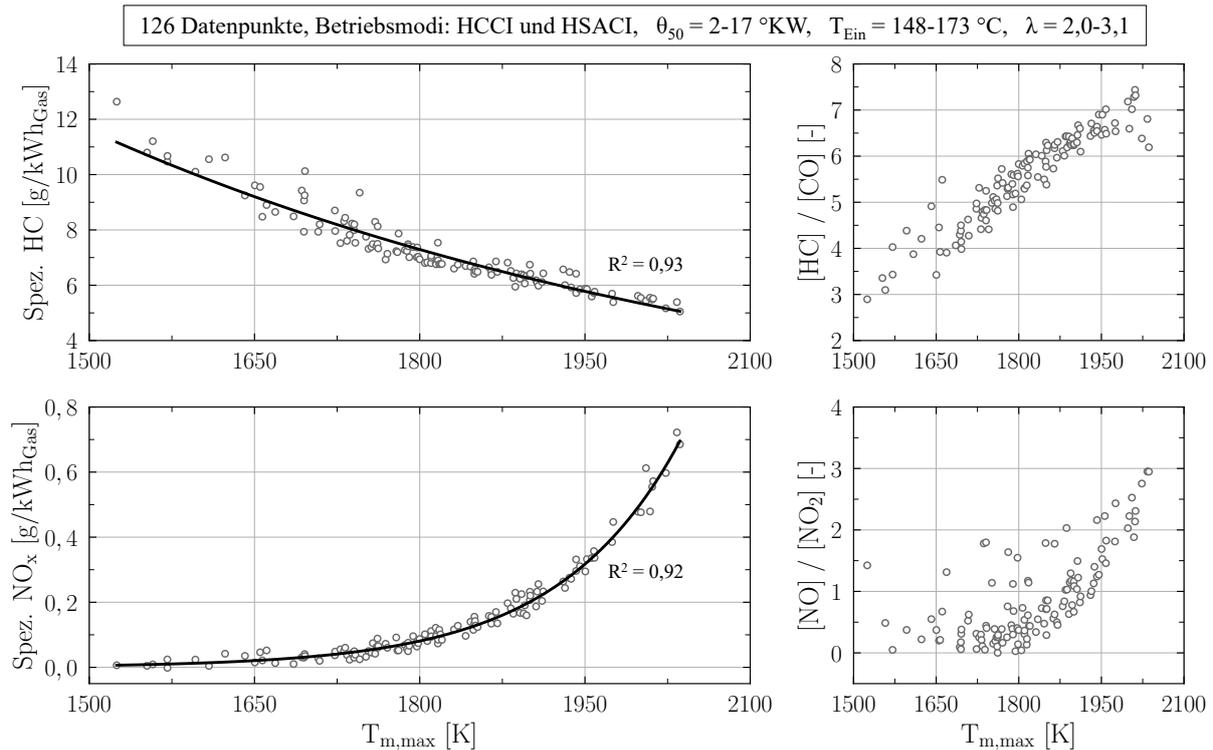


Abbildung 5.32: Verlustanalyse für Betriebspunkte mit variierender Schwerpunktlage

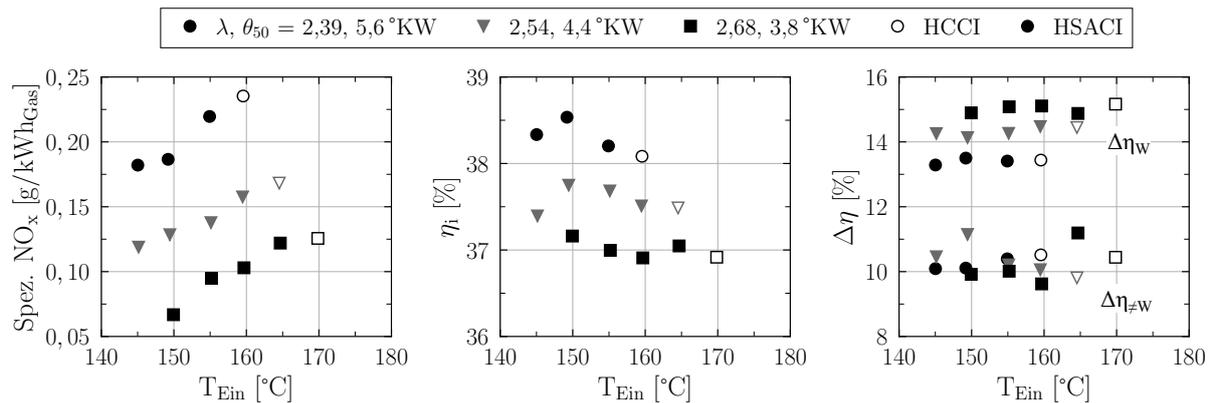
CO-Emissionen sinken. Mit dem Ziel ein möglichst allgemeines Bild zu erhalten, werden im Gegensatz zum vorherigen Abschnitt keine Einschränkungen hinsichtlich  $\theta_{50}$  oder  $\lambda$  vorgenommen. Stattdessen werden die gemessenen Emissionen unabhängig von den Betriebsbedingungen in Abbildung 5.33 direkt mit den aus der DVA gewonnenen Verbrennungstemperaturen korreliert. Eine genauere Aufschlüsselung des Effekts von  $\lambda$  und  $\theta_{50}$  auf die Verbrennungstemperatur ist in Anhang A.9 zu finden. Zusätzlich sind die mittels Gleichung 3.7 bestimmten Stoffmengen-



**Abbildung 5.33:** Einfluss der Verbrennungstemperatur auf die HC- und  $\text{NO}_x$ -Emissionen sowie auf die molare Abgaszusammensetzung bzgl. CO, HC, NO und  $\text{NO}_2$

Verhältnisse  $[\text{HC}]/[\text{CO}]$  und  $[\text{NO}]/[\text{NO}_2]$  gezeigt, um temperaturabhängige Änderungen der Abgaszusammensetzung zu veranschaulichen. Die Ergebnisse zeigen, dass die Verläufe von  $\text{NO}_x$  und HC ungeachtet der Betriebsbedingungen mit hoher Genauigkeit über die Verbrennungstemperatur erklärt werden können. Zur Einhaltung des zukünftigen  $\text{NO}_x$ -Grenzwerts von ca.  $100 \text{ mg/kWh}$  [58] sind Verbrennungstemperaturen  $\leq 1900 \text{ K}$  erforderlich. Entsprechend Abbildung 5.32 ist dieser Wert im HSACI-Verfahren mit indizierten Wirkungsgraden bis zu 38 % möglich. Mit steigender  $T_{m,max}$  nimmt der Anteil von CO ab, was auf eine vollständigere Verbrennung im Hauptgas und einen zunehmenden Einfluss der HC- und CO-Bildung in Randschichten und Spalträumen hindeutet. Im Bereich niedriger  $T_{m,max}$  und geringen  $\text{NO}_x$ -Emissionen überwiegt der Anteil von  $\text{NO}_2$  gegenüber NO. Dieser Trend stimmt mit den Ausführungen von Amnéus et al. [10] überein. Darin wird auf Grundlage von [103] der relative Anstieg von  $\text{NO}_2$  bei niedrigen Temperaturen mit der begünstigten Oxidation von NO zu  $\text{NO}_2$  mittels  $\text{HO}_2$  in Verbindung gebracht.

In Abschnitt 4.2 wurde die Hypothese formuliert, dass die Verbrennungstemperatur für eine gegebene Kombination aus  $\lambda$  und  $\theta_{50}$  im HSACI- gegenüber dem HCCI-Verfahren abnimmt und die  $\text{NO}_x$ -Emissionen dadurch sinken. Vor diesem Hintergrund wird mit Hilfe von Abbildung 5.34 überprüft, ob spezifische Unterschiede zwischen dem HCCI- und dem HSACI-Verfahren hinsichtlich Wirkungsgrad und  $\text{NO}_x$ -Emissionen existieren. Ein direkter Vergleich beider Verfahren unter identischen Bedingungen ist nicht möglich, da ein Übergang von HCCI- zu HSACI-Verbrennung zwangsläufig zu einer Änderung der Schwerpunktlage führt. Mit dem Ziel einer bestmöglichen Vergleichbarkeit wurde daher die folgende Strategie gewählt. Ausgehend von der HCCI-Verbrennung bei gegebener Ansaugtemperatur wurde  $T_{\text{Ein}}$  schrittweise reduziert,  $\lambda$  konstant gehalten und  $R_{\text{HSI}}$  für jedes Temperaturniveau nachgestellt, sodass die Schwerpunktlage des HCCI-Referenzpunktes erreicht wurde. Diese Vorgehensweise wurde für drei Kombinationen



**Abbildung 5.34:** Entwicklung von  $\text{NO}_x$ -Emissionen und Wirkungsgrad bei steigender Zündunterstützung im HSACI- gegenüber dem HCCI-Verfahren

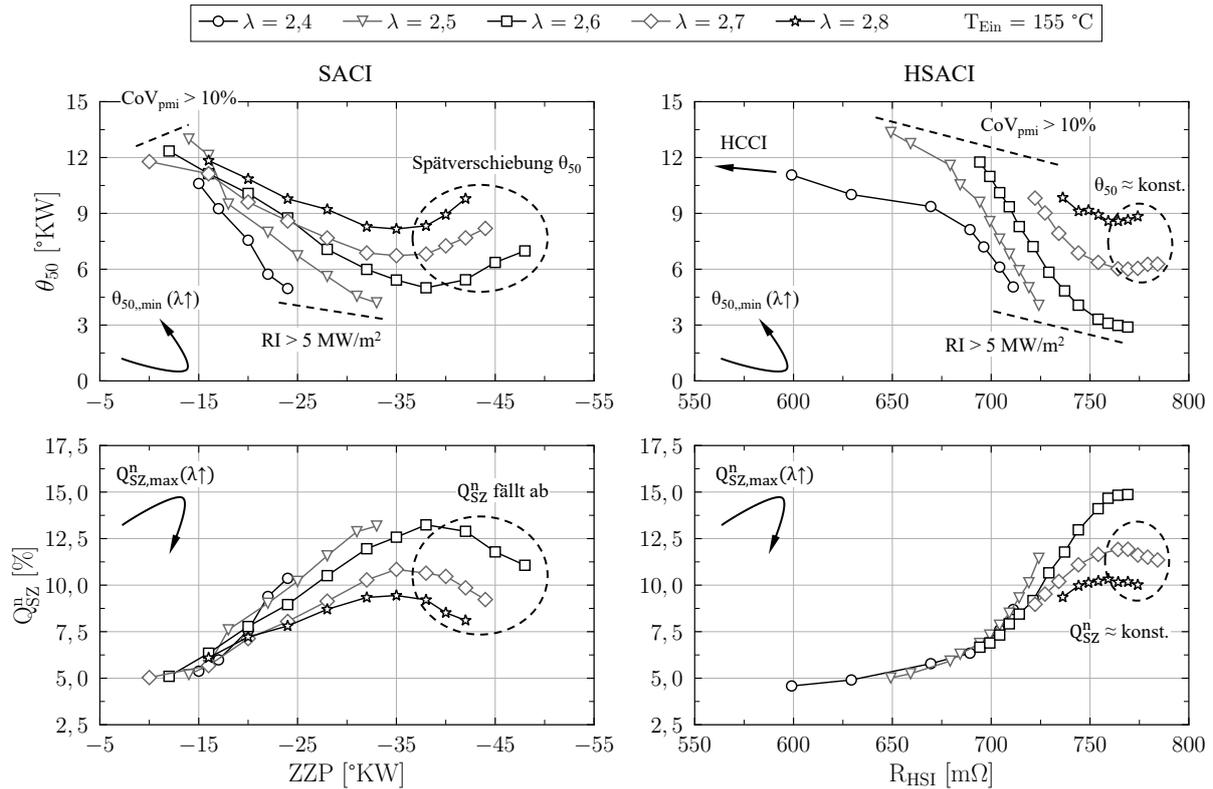
von  $\lambda$ ,  $\theta_{50}$  und  $T_{\text{Ein}}$  umgesetzt und eine Zwei-Zonen-DVA inkl. Verlustanalyse der MRQA-Zyklen durchgeführt. Mit sinkender Ansaugtemperatur, d.h. einer Zunahme der Zündunterstützung im HSACI-Verfahren (s. Abbildung 5.28), fallen die  $\text{NO}_x$ -Emissionen aufgrund sinkender Verbrennungstemperaturen (nicht explizit dargestellt, s. Abbildung 5.33) ab. Interessanterweise ist diese  $\text{NO}_x$ -Reduktion nicht mit einem reduzierten Wirkungsgrad verbunden, wie dies z.B. bei fremdgezündeten Motoren mit sehr magerem Gemisch üblicherweise der Fall ist. Gegenüber der HCCI-Verbrennung werden stattdessen ähnliche und teilweise sogar höhere Wirkungsgrade erzielt. Wesentliche Verlustpfade beider Brennverfahren weisen dabei ein ähnliches Niveau auf. Gleiches trifft auf die HC-Emissionen zu, die aus Gründen der Prägnanz nicht explizit dargestellt sind. Aus diesem Vergleich geht das Potential des HSACI-Verfahrens hervor, gegenüber der HCCI-Verbrennung eine wirkungsgradneutrale Reduktion der  $\text{NO}_x$  zu ermöglichen.

## 5.5 Vergleich mit Zündfunkenunterstützung

Die Zündfunkenunterstützung repräsentiert den Stand der Technik, mit dem sich das in dieser Arbeit verwendete Oberflächenzündsystem messen muss. In diesem Abschnitt werden daher Vergleiche zwischen HSACI- und SACI-Verfahren angestellt, mit denen Gemeinsamkeiten sowie Unterschiede beider Brennverfahren herausgestellt werden. Im Fokus stehen dabei drei wesentliche Effekte. Anfangs wird untersucht, ob der Verbrennungsablauf unabhängig von der Wahl des Zündsystems übereinstimmt und ob die gezielte Steuerung der zeitlichen Lage der Verbrennung in beiden Fällen gleichermaßen möglich ist. Daraufhin werden die Entflammungsgrenzen analysiert, um Unterschiede in der *Stärke* der Zündsysteme zu identifizieren und die dafür verantwortlichen Mechanismen zu verstehen. Im letzten Schritt wird die Stabilität der Entflammung von Zyklus zu Zyklus untersucht.

### 5.5.1 Kontrollmöglichkeiten

Im ersten Schritt werden das SACI- und HSACI-Verfahren anhand von einer Schwerpunktlagenvariation für verschiedene  $\lambda$  bei einer konstanten Einlasstemperatur von  $155^{\circ}\text{C}$  in Abbildung 5.35 gegenübergestellt. Anhand dieser Versuche wird verglichen, inwiefern sich der Effekt von steigenden Oberflächentemperaturen und früheren Zündwinkeln auf die zeitliche Lage der Verbrennung ähnelt bzw. unterscheidet. Ferner dienen die Ergebnisse als Orientierung für detailliertere Folgeuntersuchungen. Eine Variation von  $\theta_{50}$  wurde beendet, wenn entweder  $\text{CoV}_{\text{pmi}} \geq 10\%$  oder  $\text{RI} \geq 5 \text{ MW}/\text{m}^2$  erreicht wurde, ein Übergang zur reinen HCCI-Verbrennung kurz bevor stand



**Abbildung 5.35:** Schwerpunktlagenvariation im HSACI- und SACI-Betrieb bei konstanter Ansaugtemperatur und verschiedenen  $\lambda$

oder keine weitere Vorverlagerung der Schwerpunkt-lage mehr erzielt werden konnte. Die Ergebnisse beider Brennverfahren zeigen einen übereinstimmenden Effekt von früheren Zündwinkeln und höheren Oberflächentemperaturen auf die Verbrennungsschwerpunkt-lage und reproduzieren die in den vorherigen Abschnitten diskutierten Zusammenhänge zwischen  $\theta_{50}$ ,  $\lambda$  und  $Q_{SZ}^n$ . Erkennbare Unterschiede sind in der Entwicklung der frühestmöglichen Schwerpunkt-lage  $\theta_{50,min}$  und dem Maximum der initialen Wärmefreisetzung  $Q_{SZ,max}^n$  für steigende Luftverhältnisse zu erkennen. Im SACI-Verfahren werden  $\theta_{50,min}$  und  $Q_{SZ,max}^n$  zwischen  $\lambda = 2,4$ – $2,5$  durch die Klopfgrenze limitiert. Für höhere Luftverhältnisse ist zu beobachten, dass der jeweilige Extremwert ohne Einschränkungen durch die Klopfgrenze für  $ZZP = 35$ – $40$  °KW erreicht wird. Eine weitere Vorverlagerung des Zündwinkels bewirkt eine erneute Spätverschiebung der Schwerpunkt-lage und einen Abfall der initialen Wärmefreisetzung. Im HSACI-Verfahren ist hingegen auch für  $\lambda = 2,6$  eine Frühverschiebung von  $\theta_{50}$  bis zur Klopfgrenze möglich und die Verläufe für  $\lambda = 2,7$ – $2,8$  deuten für zunehmende Oberflächentemperaturen<sup>1</sup> auf eine Stagnation statt einer Spätverschiebung von  $\theta_{50}$  bzw. einer Reduktion von  $Q_{SZ}^n$  hin. Aus diesen Zusammenhängen wird geschlossen, dass  $\theta_{50,min}$  bei steigenden  $\lambda \geq 2,6$  durch  $Q_{SZ,max}^n$  limitiert wird. Der Umstand, dass in diesem Bereich sowohl qualitative als auch quantitative Unterschiede zwischen dem SACI- und HSACI-Verfahren existieren, verdeutlicht, dass der für die Begrenzung von  $Q_{SZ,max}^n$  verantwortliche, physikalische Mechanismus von der Art der Zündunterstützung abhängt. Auf dieser Grundlage wird die *Stärke* der Zündunterstützung im SACI- und HSACI-Verfahren in Abschnitt 5.5.2 detailliert untersucht. Im nächsten Schritt wird anhand von Abbildung 5.36 bewertet, ob die Art der Zündunterstützung den Ablauf individueller Verbrennungen beeinflusst. Dazu wird die Wärmefreisetzung der MRQA-Zyklen von jeweils drei Betriebspunkten im

<sup>1</sup>Eine weitere Erhöhung von  $R_{HSI}$  wurde im Sinne des Bauteilschutzes nicht durchgeführt

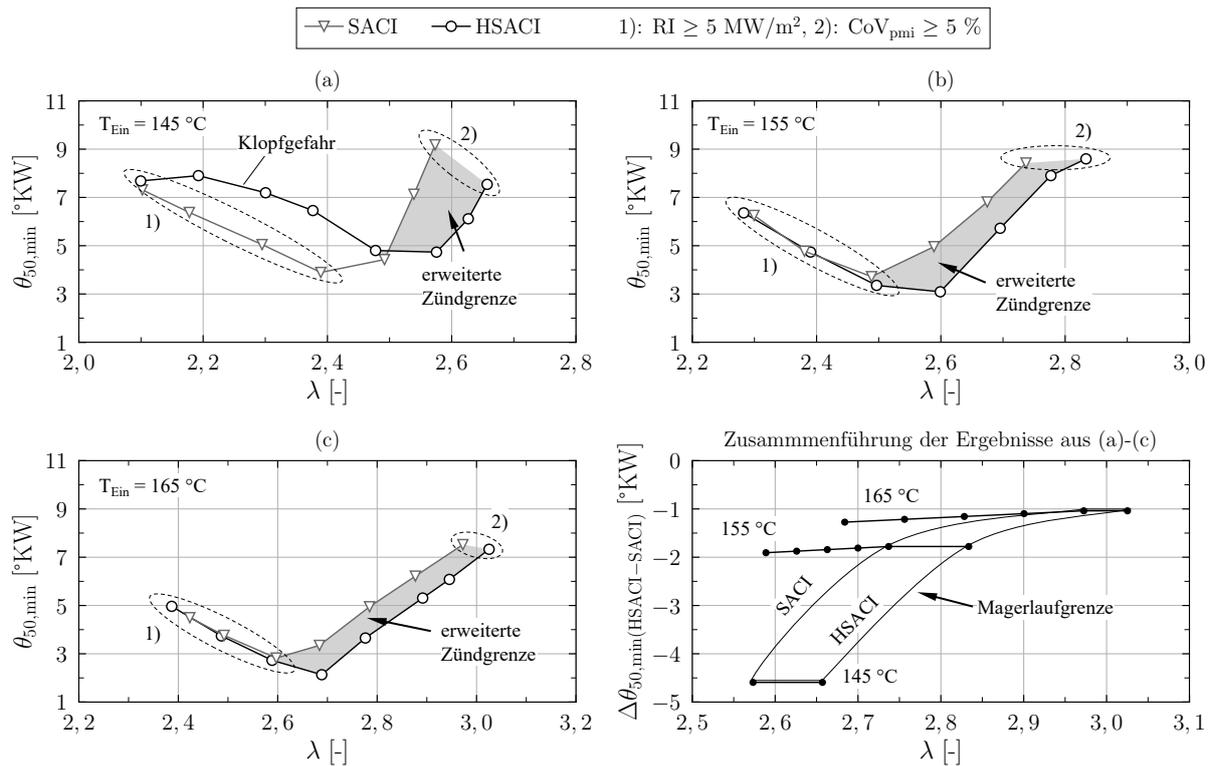


das gleiche Prinzip mit einer Verstellung von  $R_{\text{HSI}}$  angewendet. Die Höhe der jeweiligen Änderung von  $R_{\text{HSI}}$  bzw. ZPP wurde frei gewählt. Im SACI-Betrieb verschiebt sich  $\theta_{50}$  unmittelbar in Richtung ZOT mit früherer Zündung und umgekehrt. Das gleiche Verhalten gilt für höhere bzw. reduzierte Oberflächentemperaturen bei der HSACI-Verbrennung. Wie die gewählten Skalen verdeutlichen, streut die Zyklus-individuelle Schwerpunktlage im HSACI- stärker als im SACI-Betrieb. Diese Streuung deutet auf höhere CCV hin und wird in Abschnitt 5.5.4 weiterführend analysiert. Auch wenn zur vollständigen und auch quantitativen Bewertung der dynamischen Regeleigenschaften umfangreichere Versuchsreihen sowie dedizierte Kennwerte notwendig sind, so bietet die gezeigte Schwerpunktlagenvariation einen kompakten Überblick darüber, dass beide Zündsysteme eine gezielte Änderung von  $\theta_{50}$  binnen weniger Zyklen ermöglichen. In einem Vergleich der maximalen Systemdynamik wird davon ausgegangen, dass der Zündfunke als deterministisches Ereignis die kleinstmöglichen Reaktionszeiten des HSI-Zündsystems aufgrund der thermischen Trägheit der heißen Oberfläche übertrifft. Hinsichtlich der thermischen Trägheit der heißen Oberfläche ist zudem die Fragestellung naheliegend, ob es im HSACI-Betrieb zu Instabilitäten der Verbrennungsschwerpunktlage kommt, wenn ausgehend von einer hohen Oberflächentemperatur und hohem  $\lambda$  ein plötzlicher Lastsprung durch eine Reduktion von  $\lambda$  aufgeprägt wird. Dass dies nicht der Fall ist, wird in Anhang A.10 ausgeführt.

### 5.5.2 Stärke der Zündunterstützung

Eine der Kernfragen beim Einsatz verschiedener Zündsysteme im SACI- und HSACI-Betrieb betrifft deren *Stärke*. Grundsätzlich kann die Stärke der Zündunterstützung auf unterschiedlichste Wege definiert werden. In dieser Arbeit wird die Frühzündungsgrenze, gegeben durch den Kennwert  $\theta_{50,min}$ , als charakteristische Größe für die Stärke der Zündunterstützung verwendet. Die damit verknüpfte Annahme besagt, dass das *stärkere* Zündsystem bei gegebenen Betriebsbedingungen ( $\lambda$ ,  $T_{\text{Ein}}$ ) eine ausgeprägtere Vorverlagerung von  $\theta_{50}$  ermöglicht. Für den Vergleich von Funken- und Oberflächenzündsystem wurde das Vorgehen aus Abbildung 5.35 bei verschiedenen Ansaugtemperaturen und einer verschärften Stabilitätsgrenze von  $\text{CoV}_{\text{pmi}} \geq 5\%$  wiederholt. Das Ergebnis dieser Versuchsreihe sind die in Abbildungen 5.38 gezeigten Verläufe der Frühzündungsgrenze. Zusätzlich kann die Magerlaufgrenze anhand des maximalen  $\lambda$ -Werts abgeleitet werden. Für niedrige  $\lambda$  wird  $\theta_{50,min}$  durch das RI-Limit im SACI- und HSACI-Betrieb gleichermaßen begrenzt. Im unteren  $\lambda$ -Bereich und  $T_{\text{Ein}} = 145^\circ\text{C}$  wurde im HSACI-Verfahren ein gewisser Abstand zum RI-Limit eingestellt, da höhere zyklische Schwankungen (s. Abschnitt 5.5.4) in diesem Betriebsbereich zu sporadischem Klopfen von Einzelzyklen geführt haben, bevor der Betriebspunktmittelwert das RI-Limit erreicht hat. Mit steigenden  $\lambda$  und sinkender Bedeutung von RI wird eine konsistente Erweiterung der Frühzündungs- und Magerlaufgrenze im HSACI-Verfahren erzielt. Das untere, rechte Teilbild in Abbildung 5.38 quantifiziert die Ausweitung der jeweiligen Grenze. Für die grau eingefärbten Bereiche wurde mit Hilfe von linearer Interpolation die absolute Differenz der Frühzündungsgrenze  $\Delta\theta_{50,min}$  in beiden Betriebsmodi berechnet. Dieser Ansatz zeigt eine Erweiterung der Frühzündungsgrenze um  $\Delta\theta_{50,min} = 1,0\text{--}4,5^\circ\text{KW}$  sowie eine um  $\Delta\lambda = 0,05\text{--}0,1$  erweiterte Magerlaufgrenze. Beide Kennwerte heben das HSI-Zündsystem als stärkeres Zündsystem hervor.

Olesky et al. zeigen in [175] ebenfalls eine Spätverschiebung von  $\theta_{50}$  im SACI-Verfahren bei frühen Zündwinkeln und hohen Verdünnungsraten analog zu Abbildung 5.35. Als Ursache für die Limitierung von  $\theta_{50,min}$  geben die Autoren eine zunehmende Neigung zu Flammenlöschen an. Ein teilweises oder vollständiges Erlöschen des initialen Flammenkerns unterdrückt die Wärmefreisetzung durch die Flamme ( $Q_{\text{SZ}}^n$ ), wodurch keine weitere Vorverlagerung von  $\theta_{50}$  mehr erzielt wird. Übertragen auf die Ergebnisse in Abbildung 5.38 führen diese Überlegungen zu dem

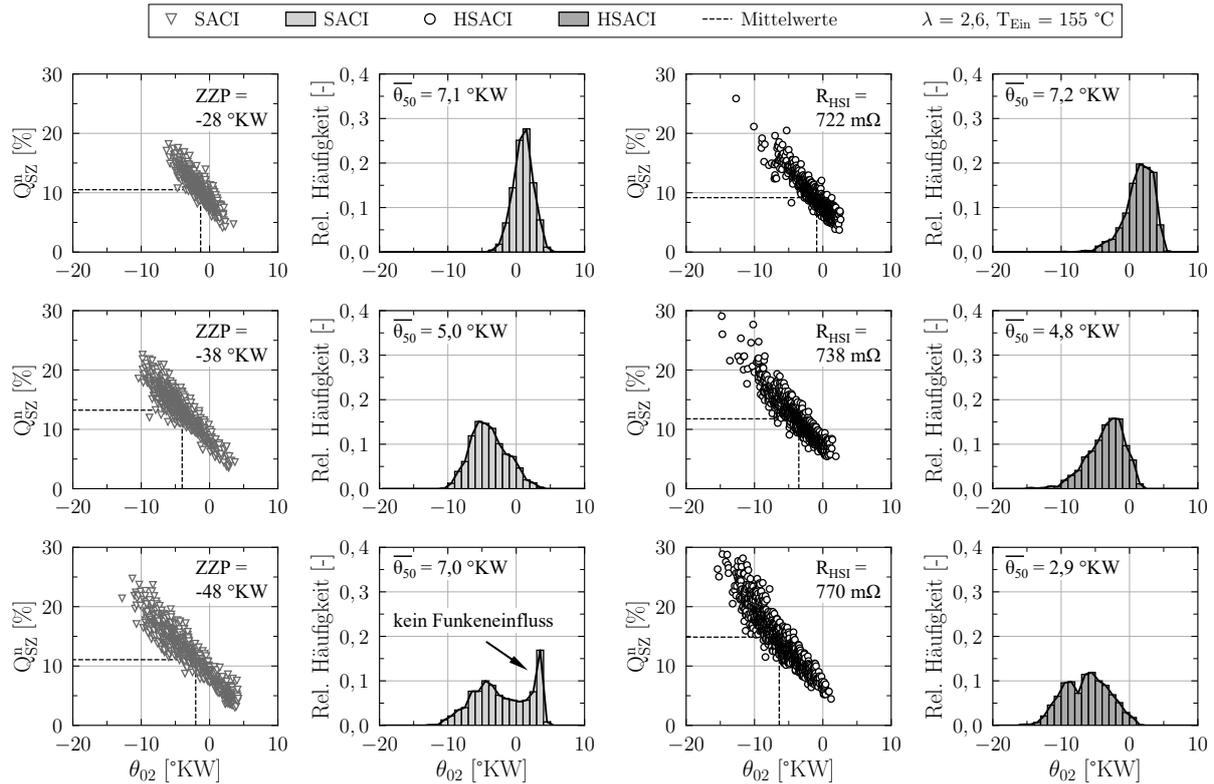


**Abbildung 5.38:** Magerlauf- und Frühzündungsgrenze im HSACI- und SACI-Verfahren bei verschiedenen Ansaugtemperaturen

Schluss, dass die Oberflächenzündung das Risiko für Flammenlöschen gegenüber der Funkenzündung reduziert. Diese Hypothese wird in Abbildung 5.39 mit den Einzelzyklus-Ergebnissen der ersten Verbrennungsphase von jeweils drei SACI- und HSACI-Betriebspunkten bei  $\lambda = 2,6$  überprüft. Für dieses Luftverhältnis wird in Abbildung 5.35 bereits eine Limitierung von  $\theta_{50}$  im SACI-Verfahren festgestellt, während im HSACI-Betrieb weiterhin das RI-Limit erreicht wird. Ausgehend von  $ZZP = -28 \text{ }^\circ\text{KW}$  erhöht ein um  $10 \text{ }^\circ\text{KW}$  vorgelagerter ZZP die Zyklusanzahl mit früher Entflammung und hoher initialer Wärmefreisetzung, was sich in einer Änderung der mittleren Schwerpunktlage um  $2 \text{ }^\circ\text{KW}$  äußert. Wird die gleiche Zündwinkeländerung ein weiteres Mal durchgeführt, so kehrt die mittlere Schwerpunktlage auf das Niveau von  $ZZP = -28 \text{ }^\circ\text{KW}$  bei  $\theta_{50} = 7 \text{ }^\circ\text{KW}$  zurück. Ursächlich dafür ist eine hohe Anzahl später Verbrennungszyklen, die die Verteilung von  $\theta_{02}$  dominieren und mit geringen  $Q_{SZ}^n$  verbunden sind. Für diese Zyklen liegt nahe, dass der Zündfunke keinen stabilen Flammenkern gebildet hat und teilweise oder vollständiges Flammenlöschen eingetreten ist. Dahingegen verschiebt sich der Schwerpunkt von  $\theta_{02}$  mit zunehmender Zündunterstützung im HSACI-Verfahren stetig hin zu früheren Zeitpunkten und höheren  $Q_{SZ}^n$ . Insbesondere für den höchsten Widerstand bei  $R_{HSI} = 770 \text{ m}\Omega$  liegt eine große Zyklusanzahl mit frühen Entflammungen bei  $\theta_{02} \leq -10 \text{ }^\circ\text{KW}$  und hohen initialen Wärmefreisetzung mit  $Q_{SZ}^n \geq 20 \%$  vor, die im Mittel zur einer früheren Schwerpunktlage bei  $\theta_{50} = 3 \text{ }^\circ\text{KW}$  führen. Anzeichen für Flammenlösch-Effekte sind nicht erkennbar.

### 5.5.3 Numerische Analyse der Neigung zu Flammenlöschen

Das Erlöschen von turbulenten Vormischflammen tritt ein, wenn die lokale Wärmeproduktion durch Wärmeverluste oder eine übermäßige Streckung der Flammenfront auf einen vernachlässigbaren Wert sinkt [188]. Der Effekt der Turbulenz auf die Flammenstruktur kann durch dimensionslose Kennzahlen auf Basis von Längen- und Zeitskalen-Verhältnissen beschrieben und in



**Abbildung 5.39:** Einfluss des Zündzeitpunkts (SACI) und des Zündelementwiderstands (HSACI) auf die Entwicklung des Brennbeginns von Einzelzyklen

sog. *Diagrammen der turbulenten Vormischverbrennung* dargestellt werden [1, 187]. Auf Seiten der Turbulenz werden dazu die turbulente Schwangungsgeschwindigkeit  $u'$  und das turbulente Längenmaß  $l_t$  benötigt, während seitens der Flamme die Geschwindigkeit  $s_L^0$  und Dicke  $\delta_L^0$  (s. Abschnitt 4.3) bekannt sein müssen. Experimentelle Grundlagenuntersuchungen haben gezeigt, dass durch die turbulente Streckung der Flammenoberfläche verursachtes Flammenlöschen mit der *Karlovitz-Zahl*  $Ka$  korreliert werden kann [1, 199]. Die *Karlovitz-Zahl* beschreibt das Verhältnis der Flammenzeitskala  $\tau_F$  (s. Abschnitt 4.3) und der *Kolmogorov-Zeitskala*  $\tau_k$ , d.h. der Zeitskala der kleinsten Wirbel:

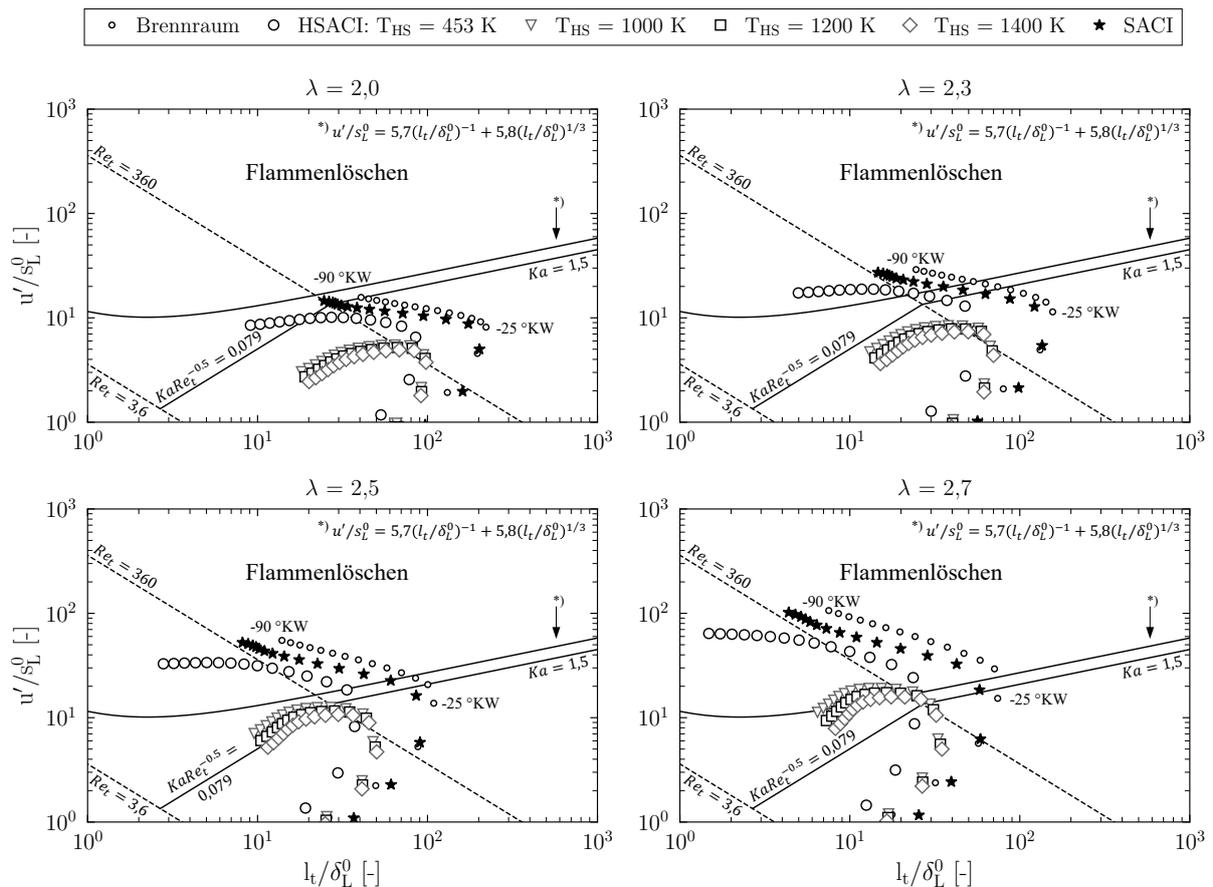
$$Ka = \frac{\tau_F}{\tau_k} = \frac{u'_k/l_k}{s_L^0/\delta_L^0}. \quad (5.8)$$

Hierin sind  $u'_k$  und  $l_k$  das Geschwindigkeits- und Längenmaß der *Kolmogorov-Wirbel*, die über die turbulente *Reynolds-Zahl*  $Re_t$  mit  $u'$  und  $l_t$  in Beziehung stehen:

$$Re_t = \frac{u' l_t}{\nu}, \quad u'_k/u' = Re_t^{-1/4}, \quad l_k/l_t = Re_t^{-3/4}. \quad (5.9)$$

Das Risiko für Flammenlöschen steigt mit zunehmender  $Ka$  an und erfordert prinzipiell einen Wert von  $Ka > 1$  [187]. Werden die experimentell bestimmten Korrelationen in ein Verbrennungsdiagramm überführt, so lässt sich das Risiko von Flammenlöschen unter definierten Randbedingungen bewerten. Dieser Ansatz wird genutzt, um die Interpretation der Versuchsergebnisse in Bezug auf eine reduzierte Flammenlöschneigung (FLN) im HSACI-Verfahren zu unterstützen. Zur Ermittlung der Turbulenzgrößen wurden nicht reaktive (geschleppte) RANS-Simulationen mit den in Abschnitt 4.3 vorgestellten 3D CFD Modellen (SACI, HSACI) durchgeführt. Der RANS-Ansatz wurde gewählt, da Flammenlöschen ein statistisches Phänomen verkörpert und die *durchschnittliche* FLN bei der Analyse von Interesse ist. Auf die Berechnung der Verbren-

nung wurde verzichtet, um mit einer einzelnen Simulation zu bewerten, wie hoch das theoretische Risiko für Flammenlöschen wäre, wenn die Entflammung zu unterschiedlichen Zeitpunkten stattfinden würde. Die Simulationen wurden mit Kurbelwinkel-aufgelösten Randbedingungen auf Basis von Versuchsergebnissen durchgeführt. Als Initialbedingungen wurde das turbulente Strömungsfeld eines zuvor berechneten Anfangszyklus verwendet. Für jedes Zündsystem wird zwischen den massengemittelten Ergebnissen in zwei Kontrollvolumen unterschieden. Das erste Kontrollvolumen entspricht im Fall von HSACI dem Volumen innerhalb der Schirmung, wohingegen für SACI ein kugelförmiges Volumen von  $1 \text{ cm}^3$  ausgehend von der Mitte des Elektrodenpals betrachtet wird. Das zweite Kontrollvolumen beinhaltet den restlichen Brennraum. Mit dieser Unterscheidung kann die lokale Neigung zu Flammenlöschen im Umfeld des Zündelements separat analysiert werden. Zu definierten Zeitpunkten wurden die Turbulenzgrößen über die Beziehungen  $u' = \sqrt{2/3 k}$  und  $l_t = k^{3/2}/\epsilon$  aus der turbulenten kinetischen Energie  $k$  und der Dissipationsrate  $\epsilon$  berechnet. Parallel dazu wurden  $s_L^0$  und  $\delta_L^0$  mit Hilfe von LVF-Simulationen bestimmt (s. Abschnitt 4), die zum jeweiligen Zeitpunkt mit dem mittleren Gaszustand im entsprechenden Kontrollvolumen initialisiert wurden. Da die Strömungsgrößen weitestgehend unabhängig von der Gemischzusammensetzung sind, können  $\lambda$ -Variationen durch die Modifikation der Initialbedingungen des LVF-Modells umgesetzt werden. Um den Effekt unterschiedlicher Oberflächentemperaturen im HSACI-Verfahren zu analysieren, wurden beginnend bei  $T_{\text{HS}} = 453 \text{ K}$  (repräsentiert eine deaktivierte Glühkerze) erhöhte Temperaturen im experimentell relevanten Bereich zwischen  $1000\text{--}1400 \text{ K}$  untersucht.



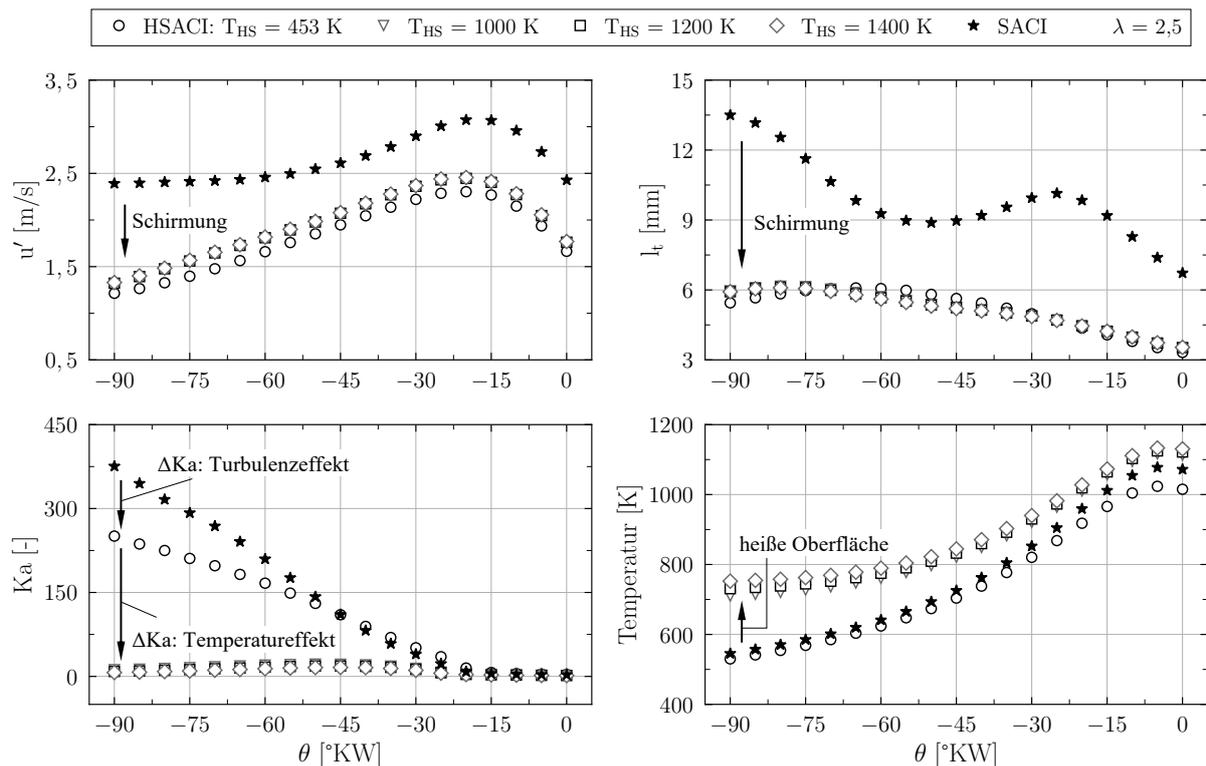
**Abbildung 5.40:** Darstellung der reduzierten Neigung zu Flammenlöschen bei der HSACI- gegenüber der SACI-Verbrennung anhand der Flammenlöschgrenzen aus [1, 199]

Abbildung 5.40 zeigt die Ergebnisse im Umfeld der Zündelemente und im Hauptbrennraum in der *Leeds*-Variante [1] des Verbrennungsdiagramms für turbulente Vormischverbrennungen und vergleicht diese mit den Flammenlösch-Korrelationen von Roberts et al. [199] und Abdel-Gayed et al. [1]. Die Grenze nach Abdel-Gayed et al. [1] wurde mit der dort verwendeten Definition der *Karlovitz*-Zahl gebildet:

$$Ka = 0,157 \left( \frac{u'}{s_L^0} \right)^{1,5} \left( \frac{\delta_L^0}{l_t} \right)^{0,5}. \quad (5.10)$$

Aus den Verläufen gehen die grundsätzlichen Beobachtungen hervor, dass die FLN für spätere Entflammungen, reduzierte  $\lambda$ , höhere  $T_{HS}$  und im Umfeld der Zündelemente gegenüber dem mittleren Brennraumzustand sinkt. Im direkten Vergleich zwischen SACI und HSACI zeigt sich für HSACI unter allen Bedingungen ein deutlich höherer Abstand zur Flammenlösch-Grenze. Für ein gegebenes  $\lambda$  können dadurch stabile Flammenkerne zu früheren Zeitpunkten realisiert werden, was konsistent zur experimentell ermittelten Verschiebung der Frühzündungsgrenze ist. Dennoch nähern sich die Ergebnisse bei hohen Oberflächentemperaturen, frühen Entflammungen und  $\lambda \geq 2,5$  auch unter HSACI-Bedingungen dem Flammenlöschbereich an. In diesem Bereich ist der Kurvenverlauf allerdings fast horizontal, was einen Erklärungsansatz für die Stagnation von  $\theta_{50}$  für zunehmende  $R_{HSI}$  in Abbildung 5.35 liefert. Während eine Vorverlagerung des ZZP im SACI-Verfahren über  $\theta_{50,min}$  hinaus die FLN erhöht und damit zur Spätverschiebung von  $\theta_{50}$  beiträgt, nimmt die FLN im HSACI-Verfahren mit einer Erhöhung von  $R_{HSI}$  über  $\theta_{50,min}$  nicht zu. Als Ursache für die Limitierung der Frühzündungsgrenze im HSACI-Verfahren wird daher angenommen, dass der Übergang der Flamme aus dem Schirm in den Hauptbrennraum (höhere FLN) den begrenzenden Schritt darstellt. Insgesamt stimmen die theoretischen Betrachtungen mit den experimentellen Beobachtungen überein. Darüber hinaus wird bestätigt, dass die Stärke der Entflammung im HSACI-Verfahren mit einer reduzierten Neigung zu Flammenlöschen verknüpft ist.

Eine Reduktion der FLN durch das HSI-Zündsystem ist sowohl durch sinkende Turbulenz als auch durch eine begünstigte Flammenchemie infolge lokal höherer Temperaturen denkbar. Die in den Verbrennungsdiagrammen gezeigte Vergleichsrechnung mit  $T_{HS} = 453 \text{ K}$  lässt vermuten, dass bereits allein der Einfluss der Schirmung auf die Turbulenz eine gewisse Reduktion der FLN bewirkt. Abbildung 5.41 schlüsselt den Turbulenz- und Temperatureffekt des HSI-Zündsystems genauer auf. Die Glühkerzenschirmung bezweckt gegenüber der nicht geschirmten Zündkerze eine Reduktion von  $l_t$  und  $u'$  sowie  $Re_t$  (s. Gleichung 5.9). Um daraus eine Aussage hinsichtlich der FLN ableiten zu können, wird die *Karlovitz*-Zahl nach Gleichung 5.8 betrachtet. Während im Bereich nach  $-45^\circ \text{KW}$  kein nennenswerter Unterschied gegenüber dem SACI-Brennraum vorliegt ( $T_{HS} = 453 \text{ K}$ ), wirkt sich die Schirmung positiv auf sehr frühe Entflammungen im davor liegenden Zeitraum aus. Dieser Effekt allein reicht allerdings nicht aus, um die von Roberts et al. [199] bestimmte Flammenlöschgrenze zwischen  $Ka = 4-12$  zu unterschreiten. Erst der Vergleich mit den Verläufen bei erhöhten Oberflächentemperaturen stellt den wesentlichen Vorteil des HSI-Zündsystems eindeutig heraus. Mit der aktiven Beheizung des Schirmvolumens wird die mittlere Temperatur bereits sehr früh während der Kompression ( $< -30^\circ \text{KW}$ ) um bis zu  $200 \text{ K}$  erhöht. Dadurch wird die Flammenausbreitung in Form von steigenden  $s_L^0$  und sinkenden  $\delta_L^0$  erheblich begünstigt (s. Abbildung 4.10), was wiederum zu einer starken Reduktion von  $Ka$  führt. Diese Analyse verdeutlicht, dass mit dem HSI-Zündsystem zwar eine gewisse Reduktion der FLN infolge einer reduzierten Turbulenz vorliegt, der Temperatureffekt allerdings klar dominiert. Übertragen auf den Fall einer geschirmten Zündkerze ist daher zu erwarten, dass eine Schirmung die FLN verbessern würde, das Niveau des HSI-Zündsystems allerdings aufgrund der nicht vorhandenen, aktiven Beheizung nicht erreicht wird.

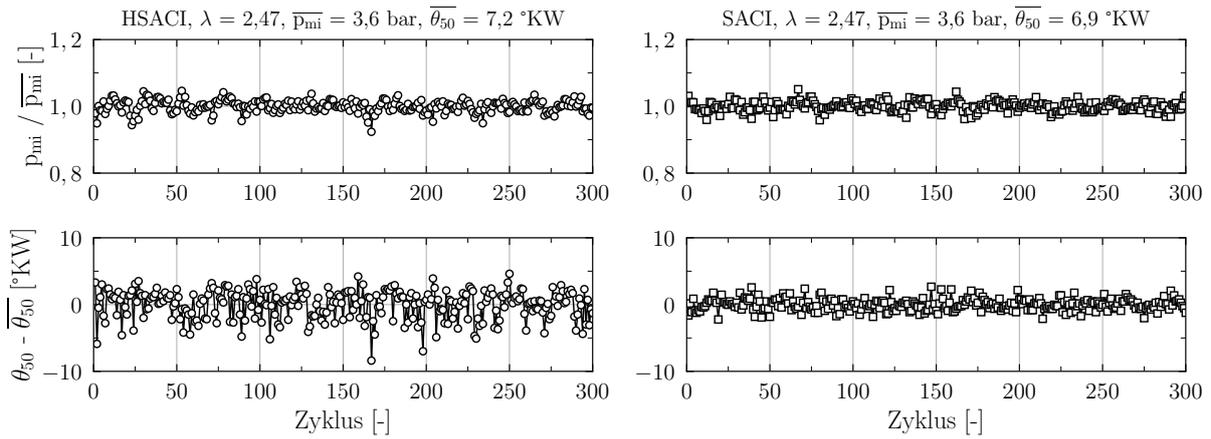


**Abbildung 5.41:** Einfluss von reduzierter Turbulenz und erhöhter Temperatur auf die Reduktion der lokalen *Karlovitz*-Zahl im Umfeld des Zündelements

## 5.5.4 Zyklische Schwankungen

Bei der Charakterisierung zyklischer Verbrennungsschwankungen wird zwischen Schwankungen der Betriebspunktstabilität, gegeben durch  $\text{CoV}_{\text{pmi}}$ , und Schwankungen des Verbrennungszeitpunkts, gegeben durch die Standardabweichung eines zeitlichen Kennwerts wie z.B.  $\sigma\theta_{50}$ , unterschieden. Im Rahmen der vorangegangenen Analysen wurde bereits darauf verwiesen, dass die zyklischen Verbrennungsschwankungen im HSACI- gegenüber dem SACI-Verfahren stärker ausgeprägt sind. Abbildung 5.42 veranschaulicht diesen Aspekt beispielhaft anhand der Zyklusverläufe des normierten Mitteldrucks und der normierten Schwerpunktlage für zwei Betriebspunkte im SACI- und HSACI-Verfahren bei gleichen Randbedingungen. Während die Schwankungen des indizierten Mitteldrucks vergleichsweise ähnlich sind, liegt im HSACI-Verfahren eine größere Streuung der zeitlichen Verbrennungslage vor. Aufgrund der geringen Kolbenbewegung ( $\propto$  Volumenänderung) im Bereich um ZOT in Verbindung mit der insgesamt sehr geringen Brenndauer bei OT-nahen Zündungen (s. Abschnitt 5.1) überträgt sich die Streuung von  $\theta_{50}$  im HSACI-Fall nicht in eine äquivalente Schwankung des  $p_{\text{mi}}$ .

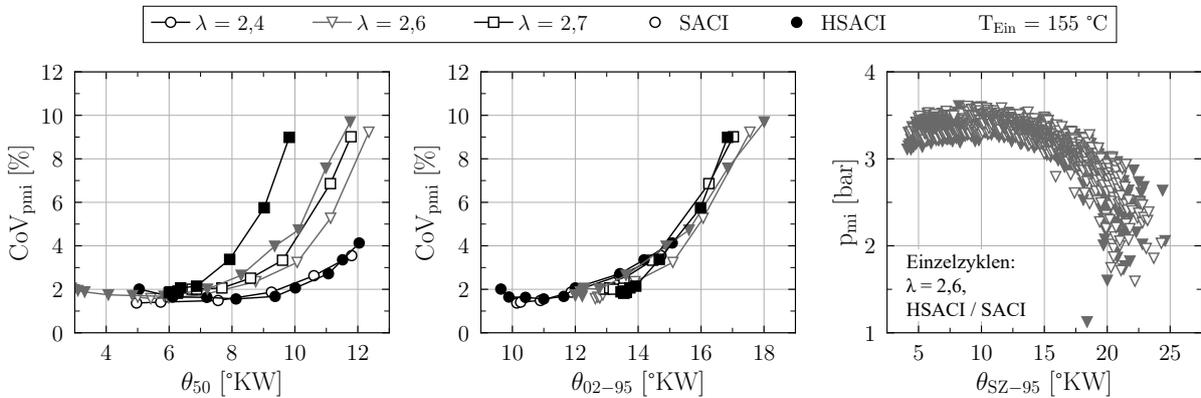
Die Reduktion der Betriebspunktstabilität in Form von steigenden  $\text{CoV}_{\text{pmi}}$  wird in Abbildung 5.43 anhand der bereits in Abbildung 5.35 diskutierten Schwerpunktlagenvariation verdeutlicht. Um die Lesbarkeit zu verbessern, ist nur ein Teil der gesamten Variation dargestellt. Im Bereich früher Schwerpunktlagen  $\theta_{50} < 8\text{--}10^\circ\text{KW}$  schwankt der Mitteldruck wie zuvor erwähnt nur geringfügig, wohingegen  $\text{CoV}_{\text{pmi}}$  für spätere  $\theta_{50}$  exponentiell zunimmt. Dieser Effekt wird durch steigende  $\lambda$  verstärkt und ist konsistent zu den Ergebnissen in [217, 236]. Im Vergleich der beiden Zündsysteme sind kaum Unterschiede für  $\lambda = 2,4$  erkennbar. Für höhere  $\lambda$  zeigt sich jedoch ein deutlich schnellerer Anstieg von  $\text{CoV}_{\text{pmi}}$  für spätere  $\theta_{50}$  im HSACI-Verfahren. Diese Diskrepanz verschwindet wiederum, wenn die Mitteldruckschwankungen auf die Brenndauer be-



**Abbildung 5.42:** Zyklische Schwankungen von Schwerpunktlage und Mitteldruck im HSACI- und SACI-Betrieb bei vergleichbaren Bedingungen

zogen werden. In diesem Fall verlaufen beide Brennverfahren nahezu identisch. Folglich steigt die Brenndauer im HSACI-Verfahren für sehr magere Gemische mit später werdender Schwerpunktlage schneller an, als dies im SACI-Verfahren der Fall ist. Eine vollständige Erklärung für die Unterschiede in der Brenndauer kann an dieser Stelle nicht gegeben werden. Die Korrelation zwischen der Dauer der zweiten Verbrennungsphase ( $\theta_{SZ-95}$ ) und dem  $p_{mi}$  von Einzelarbeitspielen deutet allerdings daraufhin, dass der Anstieg der Brenndauer auf eine langsamere Selbstzündung zurückgeht. Wie in Abschnitt 2.3.1 dargelegt wurde, hängt die Selbstzündungsdauer im Wesentlichen von räumlichen Temperaturinhomogenitäten ab, deren Effekt durch steigende  $\lambda$  und spätere  $\theta_{50}$  verstärkt wird. Es ist daher denkbar, dass die teilweise längere Brenndauer im HSACI-Verfahren mit dem Einfluss der Brennraumgeometrie auf die Temperaturverteilung zusammenhängt, der erst für späte Verbrennungen und sehr magere Gemische sichtbar wird.

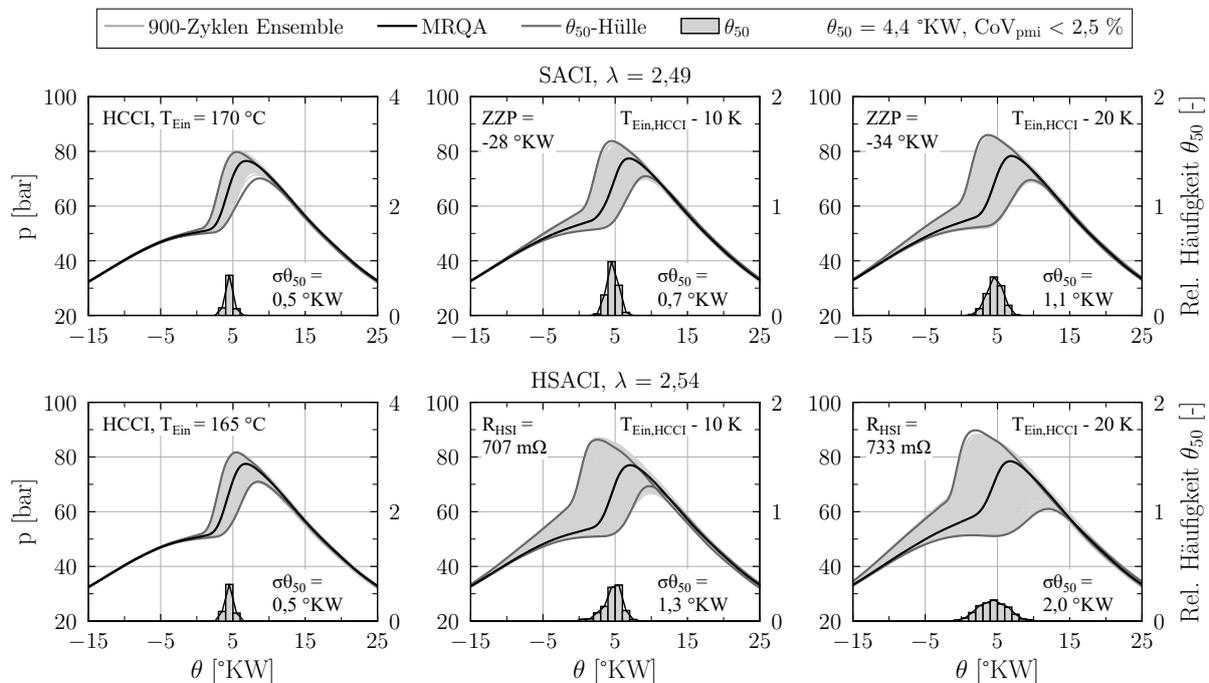
Um die Unterschiede der zeitlichen Verbrennungsschwankungen genauer zu untersuchen, wird in Abbildung 5.44 eine Ansaugtemperaturvariation im SACI- und HSACI-Verfahren bei geringen Mitteldruckschwankungen  $CoV_{p_{mi}} < 2,5\%$  betrachtet. Ausgehend von jeweils einem HCCI-Referenzpunkt bei gegebenem  $\lambda$  und  $\theta_{50}$  wurde die Ansaugtemperatur schrittweise um  $\Delta T = 10\text{ K}$  reduziert und die Zündunterstützung im SACI- und HSACI-Verfahren angepasst, um bei gegebenem  $\lambda$  die Schwerpunktlage des HCCI-Punktes zu erhalten. Mit diesem Vorgehen können die zyklischen Schwankungen in *stabilen* Betriebspunkten zwischen dem HCCI-, SACI-



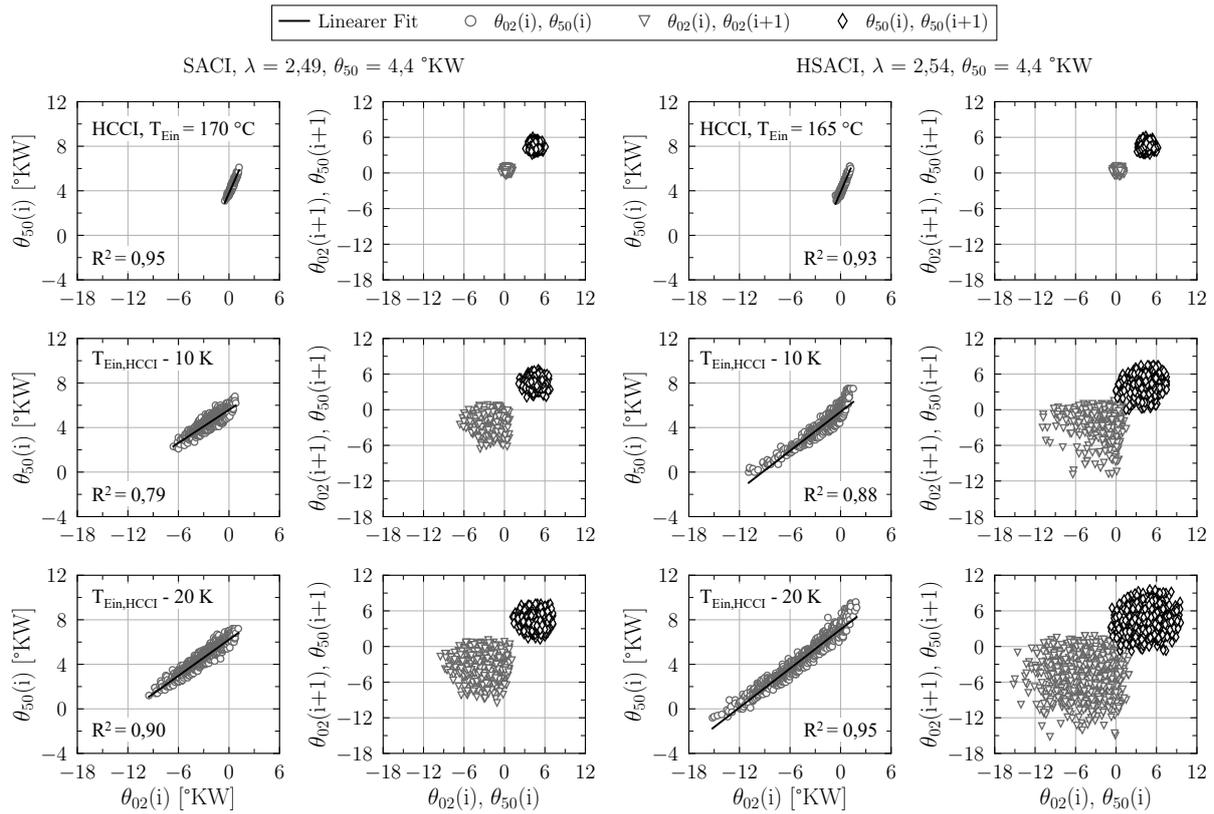
**Abbildung 5.43:** Einfluss von Schwerpunktlage, Brenn- und Selbstzündungsdauer auf den Mitteldruck und dessen Variation im HSACI- und SACI-Betrieb

und HSACI-Verfahren direkt verglichen und der Einfluss einer steigenden initialen Wärmefreisetzung bewertet werden. Im HCCI-Verfahren weichen einzelne Verbrennungen des gesamten 900-Zyklen Ensembles nur geringfügig vom MRQA-Zyklus ab und belegen damit die geringen CCV der HCCI-Verbrennung. Bei niedrigeren Ansaugtemperaturen nimmt die Bedeutung der Zündunterstützung zu, was sowohl im SACI- als auch im HSACI-Betrieb mit einer zunehmenden Streuung des Zylinderdrucks verbunden ist. Werden die Hüllkurven und MRQA-Zyklen bei vergleichbarer Temperaturreduktion relativ zum HCCI-Betriebspunkt verglichen ( $\Delta T = \text{konst.}$ ), so zeigt sich eine hohe Ähnlichkeit der MRQA-Zyklen in beiden Betriebsarten und gleichzeitig eine deutlich höhere Streuung hin zu späteren und früheren Verbrennungen im HSACI-Betrieb. Die Verbreiterung der Häufigkeitsverteilungen sowie der Anstieg der Standardabweichung der Schwerpunktlage unterstreichen dieses Verhalten.

Die drei Betriebsmodi unterscheiden sich primär durch den Entflammungsmechanismus. Zudem wurde in Abschnitt 5.1 detailliert dargelegt, dass der Brennbeginn im HSACI-Verfahren die entscheidende Größe für den darauffolgenden Verbrennungsablauf repräsentiert. Es liegt daher nahe, die Ursachen für die höheren zyklischen Schwankungen der HSACI-Verbrennung in der Flammenkernbildung zu suchen. An dieser Stelle sei wiederholt, dass das Ende der Flammenkernbildung in dieser Arbeit per Definition dem Zeitpunkt des messbaren Brennbegins bei  $\theta_{02}$  entspricht. Abbildung 5.45 verdeutlicht den Zusammenhang zwischen  $\theta_{02}$  und  $\theta_{50}$  für die Einzelzyklen der Ansaugtemperaturvariation aus Abbildung 5.44. Ergänzt wird die Darstellung durch eine Korrelationsanalyse, in der die Schwerpunktlage sowie der Brennbeginn eines Zyklus  $i + 1$  über dem jeweiligen Ergebnis des vorhergehenden Zyklus  $i$  aufgetragen sind. Damit wird die potentielle Abhängigkeit aufeinanderfolgender Zyklen bewertet. Für sämtliche Betriebspunkte liegt eine klare Korrelation mit geringer Streuung zwischen  $\theta_{02}$  und  $\theta_{50}$  vor (s. Regressionsgeraden), womit der vom HSACI-Verfahren bekannte Zusammenhang beider Parameter auch im HCCI- und SACI-Verfahren bestätigt wird. Demzufolge überträgt sich eine etwas frühere oder spätere Flammenkernbildung unmittelbar auf die Schwerpunktlage der Verbrennung. Die Korre-



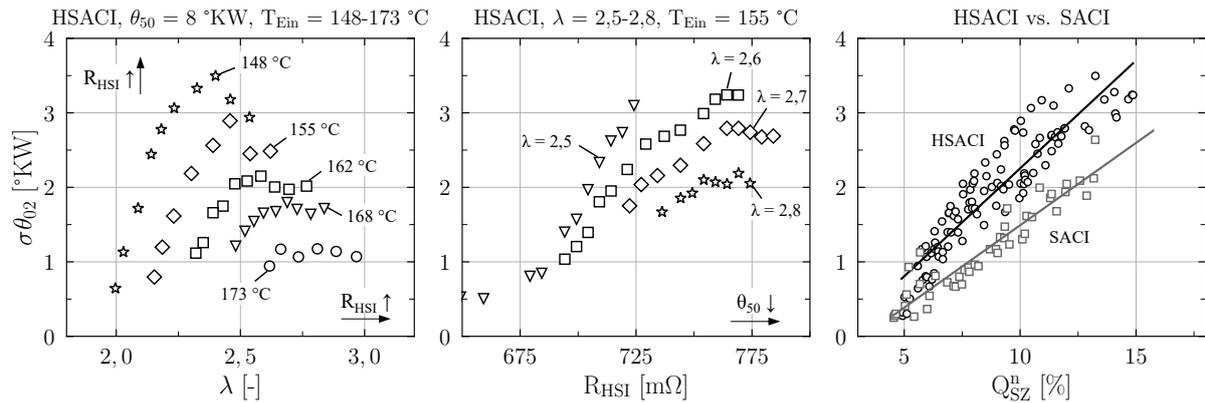
**Abbildung 5.44:** Zunehmende Streuung des Zylinderdruckverlaufs bei steigender Zündunterstützung im HSACI- und SACI-Betrieb ausgehend von der HCCI-Verbrennung



**Abbildung 5.45:** Korrelation von Brennbeginn und Schwerpunktlage in gleichen ( $i$ ) und aufeinanderfolgenden Zyklen ( $i + 1$ ) für die HCCI-, SACI- und HSACI-Daten aus Abbildung 5.44

lationsanalyse zeigt die größte Dichte für die HCCI-Daten, gefolgt von SACI, wiederum gefolgt von HSACI. Dabei fällt auf, dass sich die Form der Korrelation von  $\theta_{02}$  von einer annähernd runden Datenwolke mit zunehmender Zündunterstützung in Richtung früherer Verbrennungen auffächert. Eine systematische Abhängigkeit aufeinanderfolgender Zyklen kann daraus allerdings nicht abgeleitet werden. Insgesamt führen die Ergebnisse aus Abbildung 5.45 zu dem Schluss, dass die höheren zyklischen Schwankungen im HSACI-Verfahren aus einer stärkeren Fluktuation des Brennbeginns stammen. Darüber hinaus zeichnet sich der Trend von steigenden zyklischen Schwankungen mit zunehmendem Flammenanteil im SACI- und HSACI-Verfahren ab.

Um zu ermitteln, wie die Betriebsbedingungen im Sinne geringer zyklischer Schwankungen zu wählen sind, wird in Abbildung 5.46 untersucht, unter welchen Randbedingungen die Streuung des Brennbeginns zunimmt. Als Maß für die Höhe der Schwankungen dient die Standardabweichung  $\sigma\theta_{02}$ . Im linken Teil der Darstellung ist die Änderung der CCV als Funktion von  $\lambda$  für verschiedene Ansaugtemperaturen gezeigt. Die Oberflächentemperatur wurde dabei für steigende  $\lambda$  bzw. sinkende  $T_{\text{Ein}}$  zum Erhalt von  $\theta_{50}$  erhöht (s. Abbildung 5.29). Mit Ausnahme von  $T_{\text{Ein}} = 173\text{ °C}$  steigt  $\sigma\theta_{02}$  bei gegebener Ansaugtemperatur mit zunehmendem  $\lambda$  ( $R_{\text{HSI}} \uparrow$ ) bis zu einem gewissen Punkt an, ab dem eine Stagnation bzw. ein leichter Abfall der CCV zu erkennen ist. Dieser Punkt verschiebt sich mit steigender Einlasstemperatur hin zu höheren Luftverhältnissen. Wird ein konstantes  $\lambda$  betrachtet, so liegt ein kontinuierlicher Anstieg der zyklischen Schwankungen mit abnehmender Ansaugtemperatur ( $R_{\text{HSI}} \uparrow$ ) vor. Der Einfluss der Oberflächentemperatur spiegelt sich qualitativ in den Betriebspunktänderungen für steigende  $\lambda$  bzw. sinkende  $T_{\text{Ein}}$  wider. Eine direkte Bewertung des Oberflächentemperatureffekts ist hingegen auf Basis der Schwerpunktlagenvariation für verschiedene  $\lambda$  bei konstanter Ansaugtemperatur (s. Abbildung 5.35) in der mittleren Darstellung möglich. Die Ergebnisse zeigen, dass sich



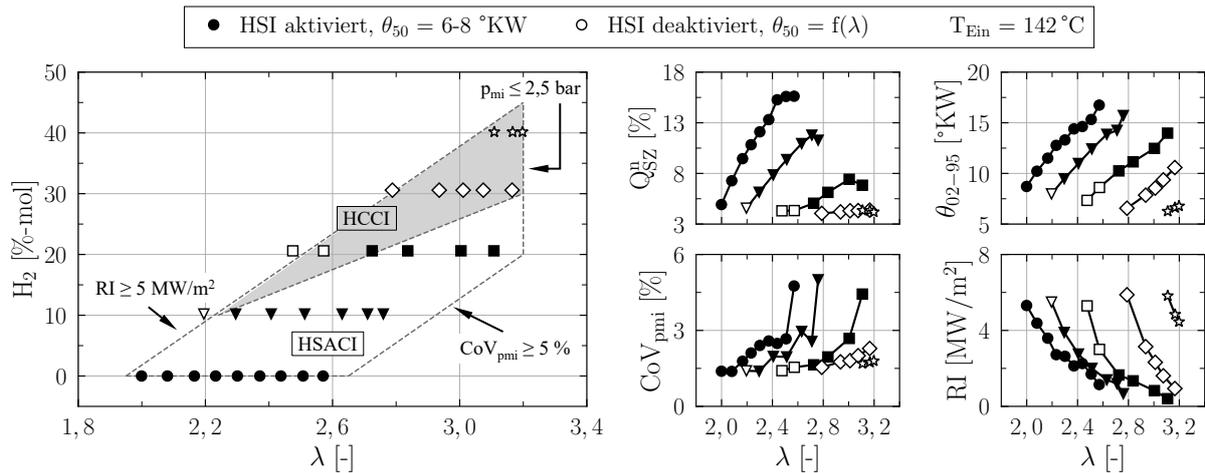
**Abbildung 5.46:** Zusammenfassende Darstellung des Einflusses ausgewählter Faktoren auf die zyklischen Schwankungen im HSACI-Verfahren

die zyklische Reproduzierbarkeit der Entflammung für einen gegebenen Glühkerzenwiderstand ( $T_{HS} \approx \text{konst.}$ ) mit sinkendem  $\lambda$  verschlechtert. Eine Zunahme der zyklischen Schwankungen liegt ebenfalls vor, wenn die Oberflächentemperatur bei gegebenem  $\lambda$  erhöht wird. Die beschriebenen Zusammenhänge lassen sich durch den übergeordneten Effekt der initialen Wärmefreisetzung zusammenfassen. Dazu sind im rechten Teil von Abbildung 5.46 insgesamt 105 HSACI- sowie 44 SACI-Betriebspunkte mit unterschiedlichsten Betriebsbedingungen dargestellt. Unter Berücksichtigung der Ausnahmen für sehr magere Gemische (s. Abbildung 5.46 links) zeigt sich der allgemeine Trend in beiden Brennverfahren, dass die zyklischen Schwankungen mit zunehmender Bedeutung der anfänglichen Flammenausbreitung zunehmen. Gegenüber dem SACI liegen im HSACI-Betrieb konsistent höhere zyklische Schwankungen vor, die darüber hinaus mit steigendem Flammenanteil schneller zunehmen (s. Steigung der Trendlinien).

## 5.6 Wasserstoff und Wasserstoff-Erdgas-Gemische

Motiviert von der steigenden Bedeutung von Wasserstoff als C-freiem Kraftstoff und den damit verbundenen  $\text{CO}_2$ -Einsparpotentialen wurde die Eignung des HSACI-Verfahrens im Betrieb mit Wasserstoff und Wasserstoff-Erdgas-Mischungen untersucht. Bedingt durch die Einschränkung des experimentellen Aufbaus, dass die Bereitstellung des Wasserstoffs ausschließlich über einzelne Gasflaschen (200 bar) erfolgte, ist die Anzahl der Versuche mit reinem  $\text{H}_2$  bzw. hohen  $\text{H}_2$ -Raten aufgrund des vergleichsweise hohen Wasserstoff-Verbrauchs dieser Betriebspunkte begrenzt.

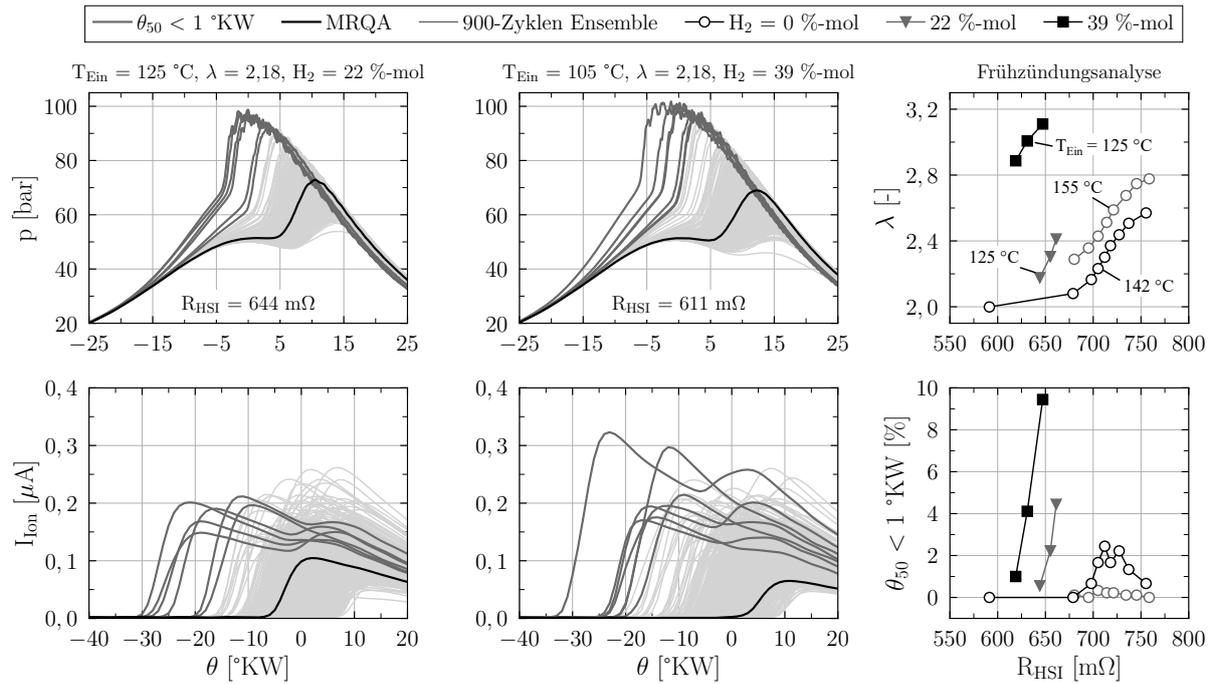
Um mit einem möglichst geringen  $\text{H}_2$ -Einsatz den Effekt zunehmender Wasserstoff-Anteile im Kraftstoff-Luft-Gemisch auf den realisierbaren Betriebsbereich zu untersuchen, wurden Variationen von  $\lambda$  im Ansaugtemperaturbereich von 100–160 °C durchgeführt. Für jede Ansaugtemperatur wurde beginnend an der RI-Grenze und der kleinstmöglichen Wasserstoffbeimischung (gegeben durch die Verbrennungsstabilität) das Luftverhältnis sukzessive erhöht, bis entweder  $\text{CoV}_{\text{pmi}} \geq 5\%$  oder  $p_{\text{mi}} \leq 2,5 \text{ bar}$  erreicht wurden. Anschließend wurde die Wasserstoff-Zufuhr erhöht und das Vorgehen wiederholt. In Betriebspunkten, die ohne Zündunterstützung eine Schwerpunktlage später 8 °KW aufwiesen, wurde der Versuch unternommen, das HSI-Zündsystem zu aktivieren und  $\theta_{50} = 7\text{--}8 \text{ °KW}$  einzustellen. Abbildung 5.47 zeigt das Ergebnis dieses Vorgehens für  $T_{\text{Ein}} = 142 \text{ °C}$ . Bei konstantem  $\lambda$  verbessern steigende  $\text{H}_2$ -Anteile die Verbrennungsstabilität und erlauben damit eine Erweiterung der Magerlaufgrenze. Gleichzeitig sinkt der Bedarf der Zündunterstützung ( $Q_{\text{SZ}}^n$  fällt ab) und die Verbrennungsdauer wird stark reduziert, was mit einem erheblichen Anstieg von RI verbunden ist. Dieser Zusammenhang stellt den beschleunigenden Einfluss von  $\text{H}_2$  auf die Selbstzündung heraus. Bemerkenswert ist der Verlauf



**Abbildung 5.47:** Realisierbare Wasserstoffraten im HCCI- und HSACI-Betrieb als Funktion von  $\lambda$  bei einer Ansaugtemperatur von  $142\text{ °C}$

der Betriebsgrenzen im Bereich hoher Wasserstoffanteile. Einerseits ist die Verbrennung trotz der hohen  $\lambda > 3,0$  derart schnell, dass RI nur geringfügig unter  $5\text{ MW/m}^2$  absinkt. Andererseits ist der Energieinhalt des Gemischs so gering, dass die definierte Niedriglastschwelle nur knapp überschritten wird. Die Kombination beider Effekte bewirkt eine Konvergenz der Magerlauf- und RI-Grenze und führt zur Limitierung der  $\text{H}_2$ -Rate bei der gegebenen Ansaugtemperatur.

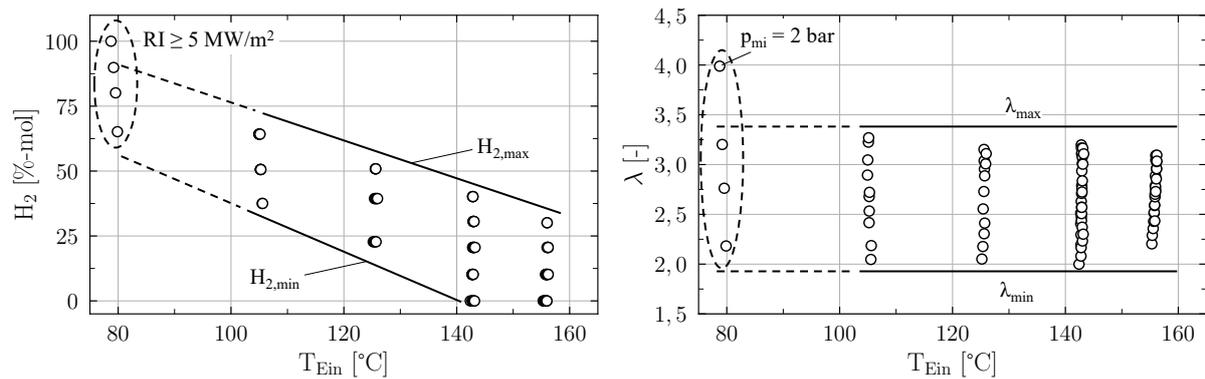
In den anschließenden Versuchen bei  $T_{\text{Ein}} < 142\text{ °C}$  wurden brennverfahrensbedingte Einschränkungen festgestellt, auf die nachfolgend eingegangen wird. Entsprechend der zuvor beschriebenen Versuchsstrategie wurde angestrebt, das HSI-Zündsystem ab einer Spätverschiebung von  $\theta_{50} > 7\text{--}8\text{ °KW}$  zu aktivieren und die Schwerpunktlage durch passende Oberflächentemperaturen auf diesem Niveau zu halten. Dieser Ansatz konnte aufgrund von einer zunehmenden Klopfneigung im Betrieb mit aktiver Zündunterstützung für Ansaugtemperaturen  $< 142\text{ °C}$  nicht weiter verfolgt werden. Abbildung 5.48 veranschaulicht diesen Aspekt anhand von zwei Betriebspunkten. Die klopfenden Zyklen sind deutlich an den Oszillationen im ungefilterten Drucksignal zu erkennen. Da die Ausprägung dieser Oszillationen ab einer Schwerpunktlage  $\theta_{50} < 1\text{ °KW}$  zunehmend deutlich wurde, wird dieses Kriterium für die folgenden Analysen zur Klassifizierung von Klopfzyklen herangezogen. Aus den Ionenstromverläufen geht hervor, dass die klopfenden Verbrennungen durch Frühzündungen an der heißen Oberfläche verursacht werden. Auffällig sind die dabei im Vergleich zum Erdgas-Betrieb sehr geringen  $R_{\text{HSI}}$  von knapp über  $600\text{ m}\Omega$ . Daraus folgt die Vermutung, dass steigende Wasserstoffanteile die Frühzündungsneigung erhöhen und gleichzeitig die dazu erforderliche Oberflächentemperatur absenken. Um diese Überlegung zu überprüfen, wird die Frühzündungsneigung in der rechten Spalte von Abbildung 5.48 anhand zweier  $\text{H}_2$ -Raten bei  $T_{\text{Ein}} = 125\text{ °C}$  analysiert, für die mit unterschiedlichen Oberflächentemperaturen experimentiert wurde. Zum Vergleich wurden zwei Datensätze im Erdgas-Betrieb bei  $T_{\text{Ein}} = 142\text{--}155\text{ °C}$  hinzugefügt. In dieser Analyse wird die Frühzündungsneigung durch die relative Häufigkeit aller Zyklen mit  $\theta_{50} < 1\text{ °KW}$  innerhalb eines 900-Zyklen Ensembles quantifiziert. Mit zunehmendem  $\text{H}_2$ -Anteil steigt die Frühzündungshäufigkeit für geringere  $R_{\text{HSI}}$  bei gleichzeitig höheren  $\lambda$ . Die Schwelle, ab der sich Frühzündungen häufen, verschiebt sich folglich für höhere  $\text{H}_2$ -Raten in Richtung magerer Gemische und niedrigerer Oberflächentemperaturen. Für den HSACI-Betrieb mit Erdgas zeigen die Ergebnisse ebenfalls eine Limitierung des Ansaugtemperaturbereichs durch einen Anstieg der Frühzündungsneigung. Die Bedeutung sinkender Ansaugtemperaturen ergibt sich aus den folgenden Zusammenhängen. Je geringer die Vorwärmung des Gemischs, desto höher ist der Bedarf der Zündunterstützung  $Q_{\text{SZ}}^n$ . Um  $Q_{\text{SZ}}^n$  zu erhöhen,



**Abbildung 5.48:** Frühzündungen mit anschließend klopfender Verbrennung in zwei Betriebspunkten mit Wasserstoffraten von 22 %-mol und 39 %-mol (links, mitte) sowie Änderung der Frühzündungshäufigkeit mit zunehmender Oberflächentemperatur für ausgewählte Betriebsbedingungen (rechts)

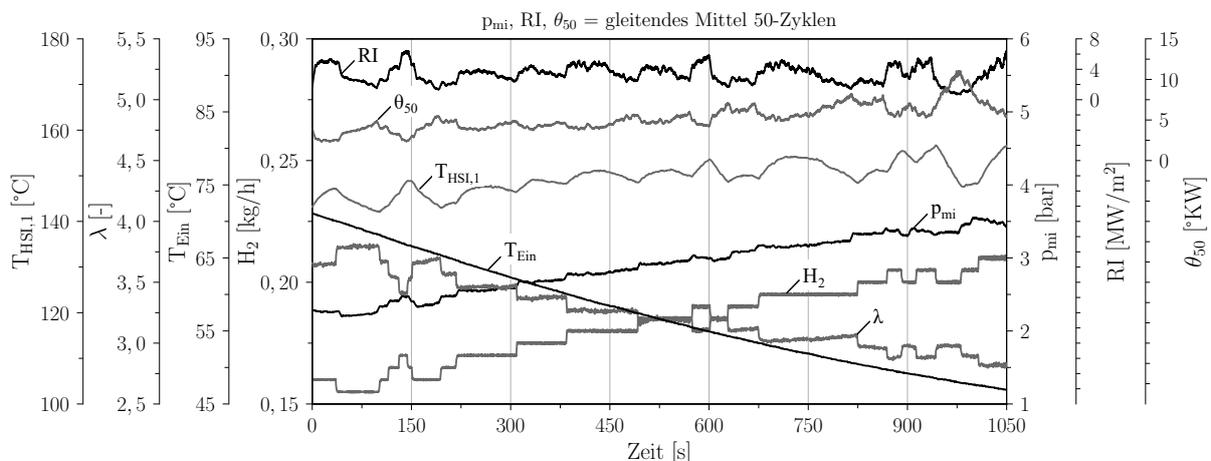
muss der Brennbeginn  $\theta_{02}$  mittels höherer  $T_{\text{HS}}$  vorverlagert werden (s. Abbildung 5.29). Darüber hinaus liegt bei reduzierten  $T_{\text{Ein}}$  eine Verschiebung des Betriebsbereichs hin zu geringen  $\lambda$  vor (s. Abbildung 5.30). Beide Aspekte reduzieren den Zündverzug nahe des Zündelements und steigern damit das Risiko einer ungewollt frühen Oberflächenzündung. Bildet eine solche Zündung einen stabilen Flammenkern aus, so wird die damit verbundene Flamme das Endgas unbeabsichtigt stark komprimieren und damit eine vorzeitige Selbstzündung hervorrufen. Die steigende Sensitivität dieses Mechanismus bei zunehmendem Wasserstoffanteil ergibt sich aus der höheren Reaktivität des Gemischs. Zur Vermeidung potentieller Motorschäden wurde das HSI-Zündsystem daher für  $T_{\text{Ein}} < 142\text{ °C}$  deaktiviert.

Die Ergebnisse der gesamten Ansaugtemperaturvariation sind in Abbildung 5.49 zusammengefasst. Zur Bestimmung der temperaturabhängigen  $\text{H}_2$ - und  $\lambda$ -Grenzen wurde die in Abbildung 5.47 gezeigte Strategie verwendet. Aufgrund des erläuterten Klopftrisikos im HSACI-Verfahren wurde für  $T_{\text{Ein}} < 142\text{ °C}$  ausschließlich der HCCI-Betrieb vermessen. Die Verschiebung der  $\text{H}_2$ -Grenzen (min, max) für geringere  $T_{\text{Ein}}$  zeigt auf, dass die sinkende Reaktivität durch steigende Wasserstoffanteile kompensiert werden muss. Dieser Kompensationseffekt führt gleichzeitig dazu, dass die  $\lambda$ -Grenzen nur geringfügig variieren: Infolge des beschleunigenden Effekts von  $\text{H}_2$  auf die Selbstzündung (s. Abbildung 5.47) bleibt die Verbrennung so schnell und stabil, dass der Druckanstiegsgradient (obere RI-Grenze) und der Mitteldruck (untere  $p_{\text{mi}}$ -Grenze) vom Energiegehalt des Gemischs ( $\lambda$ ) dominiert werden. Zusätzlich ist eine Versuchsreihe bei  $T_{\text{Ein}} = 80\text{ °C}$  dargestellt, für die aufgrund des hohen  $\text{H}_2$ -Verbrauchs lediglich die RI-Grenze der jeweiligen  $\text{H}_2$ -Rate bestimmt wurde. Die Lage dieser Punkte unterstreicht den Verlauf der zu erwartenden Betriebsgrenzen bei niedrigeren  $T_{\text{Ein}}$ . Zudem wird deutlich, dass der Motor bereits bei  $\lambda = 4,0$  im reinen Wasserstoffbetrieb das RI-Limit erreicht, dabei allerdings nur einen  $p_{\text{mi}}$  von 2 bar abgibt.



**Abbildung 5.49:** Zusammenhang zwischen minimaler und maximaler Wasserstoffrate,  $\lambda$  und Ansaugtemperatur

Dieser geringe Mitteldruck wirft die Frage auf, welche Lasten prinzipiell im HCCI-Betrieb mit Wasserstoff erzielt werden können. Um sich dieser Frage anzunähern, wurde ein Versuch mit einer kontinuierlich sinkenden Ansaugtemperatur und 100 %-H<sub>2</sub> durchgeführt. Ausgehend von einem stationären Betrieb an der RI-Grenze und  $T_{\text{Ein}} = 75^\circ\text{C}$  wurde die Ansaugtemperaturvorwärmung deaktiviert. Bei gegebenem  $\lambda$  führt die sinkende Ansaugtemperatur zu einer Spätverschiebung von  $\theta_{50}$ , wodurch RI absinkt. Die damit geschaffene *Reserve* hinsichtlich RI kann wiederum genutzt werden, um  $\lambda$  zu reduzieren und den  $p_{\text{mi}}$  dadurch bis zum erneuten Erreichen der RI-Grenze zu erhöhen. Mit dem Ziel eines kontinuierlichen Betriebs an der RI-Grenze wurde das Luftverhältnis während des Versuchs manuell nachgestellt. Dadurch verursachte Überschwinger von RI wurden durch zwischenzeitliches Abmagern abgefangen, bis der fortschreitende Abfall von  $T_{\text{Ein}}$  eine erneute Absenkung von  $\lambda$  erlaubte. Die Ergebnisse dieses Versuchs zeigen einen Anstieg von  $p_{\text{mi}} = 2,3\text{--}3,4$  bar im Temperaturbereich von  $T_{\text{Ein}} = 71\text{--}47^\circ\text{C}$ , was einer Änderung von  $\lambda = 3,7\text{--}2,8$  entspricht (s. Abbildung 5.50). Ebenfalls deutlich zu erkennen ist der Zusammenhang von  $\theta_{50}$ , RI und dem in die Brennraumwände eingetragenen Wärmestrom, der indirekt aus der Temperaturänderung der Messstelle  $T_{\text{HSI},1}$  hervorgeht. Frühere  $\theta_{50}$  reduzieren die Brenndauer und erhöhen damit RI. Gleichzeitig verdeutlicht der umgekehrt proportionale und nahezu gleichphasige Verlauf von  $T_{\text{HSI},1}$  und dem gleitenden Mittelwert von  $\theta_{50}$  die enge Kopplung von früheren Verbrennungen und hohen Wandwärmeströmen.



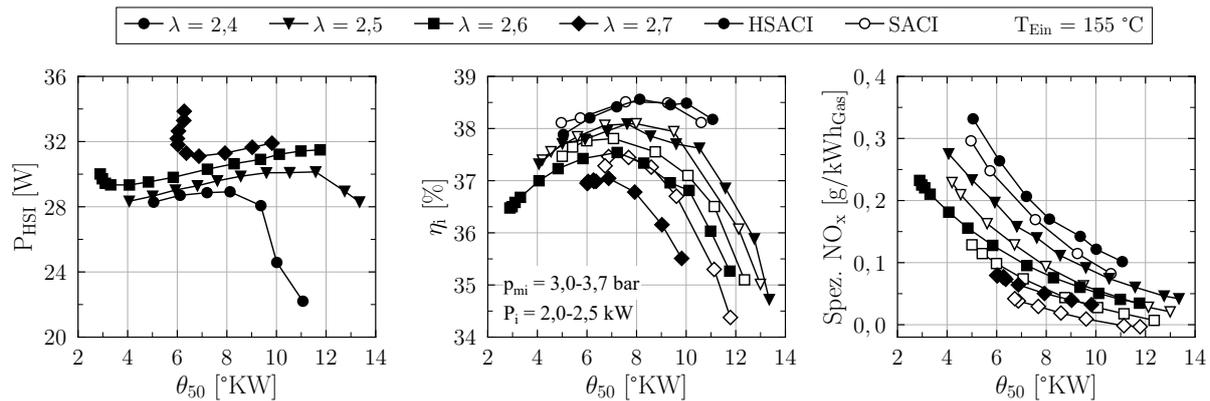
**Abbildung 5.50:** Versuch mit kontinuierlich fallender Ansaugtemperatur zur Untersuchung des darstellbaren Mitteldrucks im Betrieb mit 100 % Wasserstoff

## 5.7 Diskussion und Bewertung des Brennverfahrens

Die Ergebnisse dieser Arbeit lassen mehrere Schlussfolgerungen zu. Ausgehend vom HCCI-Prozess wurden die Ziele erreicht, mit Hilfe der heißen Oberfläche eine schnell reagierende Verbrennungssteuerung zu implementieren, den Betriebsbereich zu erweitern und die  $\text{NO}_x$ -Emissionen bei einem konstanten und teilweise sogar höherem Wirkungsgrad zu reduzieren. Die Tatsache, dass es sich bei der HSACI-Verbrennung um eine anfängliche Flammenausbreitung mit anschließender Selbstzündung handelt, wird auf verschiedene Weisen bestätigt. Zum einen zeigen individuelle SACI- und HSACI-Verbrennungen einen übereinstimmenden, zweistufigen Verbrennungsablauf. Zum anderen lassen die Ionenstromuntersuchungen in Verbindung mit den 3D Simulationsergebnissen keinen Zweifel daran, dass die Flammenausbreitung im HSACI-Verfahren durch eine Oberflächenzündung (oder mehrere) initiiert wird. Mit diesem Entflammungsmechanismus ist gegenüber der Funkenzündung eine Erweiterung der Magerlauf- und Frühzündungsgrenze möglich, was die Oberflächenzündung als *stärkeres* Zündsystem herausstellt. Dass beide Vorteile mit Erdgas als zündunwilligem Brenngas erzielt wurden, verdeutlicht die Eignung des HSACI-Verfahrens für die effiziente Verbrennung von reaktionsträgen Gemischen. Dahingegen kommt es im Betrieb mit zunehmender Wasserstoffbeimischung bereits bei niedrigen Oberflächentemperaturen zu unkontrollierten Frühzündungen, die zu Klopfen führen und den sinnvollen Einsatz des HSACI-Konzepts verhindern. Weiterführende Arbeiten mit Wasserstoff erscheinen daher nicht zielführend.

### Herausforderungen

Obwohl die Vorteile des HSACI-Konzepts auf der Hand liegen, ist die praktische Umsetzung des Verfahrens als Alternative zur SACI-Verbrennung derzeit noch nicht konkurrenzfähig. Zuvor müssen Maßnahmen gefunden werden, mit denen die hohen zyklischen Verbrennungsschwankungen beherrscht werden können. Prinzipiell wurde festgestellt, dass der Entflammungszeitpunkt im HSACI- gegenüber dem SACI-Verfahren deutlich stärker schwankt. Die Gründe für die hohen CCV werden primär im Entflammungsmechanismus vermutet. Wie die 3D Simulationsergebnisse zur Flammenkernbildung veranschaulichen, wird das Gemisch bei der Oberflächenzündung soweit erwärmt, bis es an der Stelle mit den günstigsten Bedingungen zur Selbstzündung kommt. Die Zeitskala dieses Prozesses ist um mehrere Größenordnungen höher als die eines kurzlebigen Zündfunkens. Dementsprechend ist die Entflammung a priori um ein Vielfaches anfälliger für Einkopplungen von zyklischen Schwankungen der lokalen Strömung, Temperatur und Gemischzusammensetzung, die bei Verbrennungsmotoren unvermeidbar sind. Der größte Einfluss wird dabei für die Strömung vermutet, da sie den Wärmetransport und damit indirekt die Temperaturverteilung bestimmt. Aus praktischer Sicht ist besonders die Tatsache unerwünscht, dass die zyklischen Schwankungen in die Richtung der Betriebsbereiche zunehmen, in denen die Zündunterstützung ihren größten Nutzen hat. So wird der untere Ansaugtemperaturbereich im HSACI-Betrieb mit Erdgas ähnlich zu den Versuchen mit Wasserstoff durch ungewollte Frühzündungen limitiert, die Schwankungen des Entflammungszeitpunkts zuzuordnen sind. Bei Saugmotoren wird dadurch ein nicht unerhebliches Mindestmaß an Gemischvorwärmung erforderlich, was den Liefergrad und damit den maximalen Mitteldruck einschränkt. Darüber hinaus deuten die in Abbildung 5.51 gezeigten Daten der Schwerpunktlagenvariation aus Abschnitt 5.5.1 auf einen Einfluss der CCV auf den Wirkungsgrad und die Emissionen hin. Wird gedanklich von einer wirkungsgradoptimalen Schwerpunktklage bei  $\theta_{50} = 8^\circ\text{KW}$  ausgegangen, dann führt eine vorzeitige Entflammung zu einer ungewollt frühen Schwerpunktklage, die mit steigenden  $\text{NO}_x$ -Emissionen und einer reduzierten Effizienz einhergeht. Erfolgt die Entflam-



**Abbildung 5.51:** Elektrische Leistung des HSI-Zündsystems (links) und Vergleich von Wirkungsgrad und  $\text{NO}_x$ -Emissionen im SACI- und HSACI-Betrieb bei variierender Schwerpunktlage und  $\lambda$

mung hingegen verzögert, fällt der Wirkungsgrad ab und die HC- und CO-Emissionen<sup>2</sup> nehmen zu. Folglich nimmt mit stärkeren CCV die Anzahl der Zyklen zu, die vom gesetzten Zielwert abweichen. Am ehesten wird dieser vermutete Effekte durch die  $\text{NO}_x$ -Emissionen wiedergegeben, da diese exponentiell von der Verbrennungstemperatur abhängen (s. Abbildung 5.33). Dieser Argumentation nach verspricht eine Reduktion der CCV gleichzeitige Verbesserungen im Hinblick auf Mitteldruck, Wirkungsgrad und Emissionen. Was den Wirkungsgrad betrifft, so sind grundsätzlich die elektrischen Leistungen des Ansaugluftvorheizers und des Zündsystems miteinzubeziehen. Im gezeigten Mitteldruckbereich zwischen  $p_{mi} = 3,0\text{--}3,7$  bar entspricht die elektrische Leistung des HSI-Zündsystems einem Anteil von 0,8–1,8% der indizierten Motorleistung (2,0–2,5 kW) und ist damit nicht vernachlässigbar. Die Ansaugluftheritzung hingegen wurde in dieser Arbeit im Sinne eines flexiblen Versuchsbetriebs verwendet und würde in der Praxis durch einen Abgaswärmeübertrager oder ein geeignetes AGR-System ersetzt werden (s. Abschnitt 2.3.1). Da der Fokus dieser Arbeit auf den innermotorischen Zusammenhängen liegt, wird auf eine genauere Betrachtung der spezifischen Verluste durch das Zündsystem verzichtet. Im Rahmen einer gesamtheitlichen Bilanzierung der Energieflüsse muss dieser Aspekt allerdings berücksichtigt werden.

### Weitere Anwendungen

Aufgrund der Eignung zur Entflammung von zündunwilligen Gemischen und in Anbetracht des steigenden Interesses an Ammoniak als Brenngas für Motoren im Energie- und Transportsektor ist die Untersuchung der HSACI-Verbrennung von  $\text{NH}_3$  interessant. Ammoniak ist aufgrund der geringen Flammgeschwindigkeit und dem hohen Zündverzug grundsätzlich reaktionsträge [241], was den Einsatz in Verbrennungsmotoren erschwert. In einer Studie von Lhullier et al. [138] zur ottomotorischen Verbrennung von  $\text{NH}_3$  konnte eine stabile Verbrennung erst ab Aufladedrücken von 1 bar erreicht werden. Pochet et al. [186] haben die HCCI-Verbrennung von  $\text{NH}_3\text{-H}_2$  Gemischen mit bis zu 94 %-mol  $\text{NH}_3$  untersucht. Dazu war eine geometrische Verdichtung von 22:1 sowie eine erhebliche Erwärmung der Ansaugtemperatur auf bis zu 240 °C erforderlich. Die Nutzung einer Diesel-Piloteinspritzung ist eine weitere Möglichkeit zur stabilen Entflammung von  $\text{NH}_3$  [195]. Nachteilig dabei sind eine steigende Systemkomplexität und höhere Kosten. Im Kontext der genannten Arbeiten könnte das HSACI-Verfahren eine Möglichkeit

<sup>2</sup>Der Anstieg der Emissionen ist nicht explizit dargestellt, s. Abbildung A.9

darstellen, um den Zielkonflikt zwischen der Systemkomplexität und der stabilen Entflammung von  $\text{NH}_3$  zu entschärfen. Ähnliche Überlegungen können für Methanol angestellt werden.

### Folgearbeiten

Aus Sicht des Autors sind Folgearbeiten zum HSACI-Verfahren sinnvoll, insofern sie die Stabilisation der Entflammung adressieren und mit reaktionsträgen Brenngasen (z.B. Erdgas, Biogas, Ammoniak) durchgeführt werden. Konkret wird hierzu eine Variation der Schirmgeometrie vorgeschlagen, mit der die Strömung im Umfeld der heißen Oberfläche systematisch beeinflusst wird. Das Ziel sollte darin liegen, die Schwankungen des Strömungsfelds zu dämpfen. Wird die heiße Oberfläche von Zyklus zu Zyklus reproduzierbar angeströmt, so wird eine reduzierte Streuung des Entflammungsorts und -zeitpunkts erwartet. Ebenfalls von Interesse sind Untersuchungen mit Aufladung, die auf eine Erhöhung des realisierbaren Lastbereichs abzielen. In diesem Kontext wird erwartet, dass ein höherer Ansaugdruck die erforderliche Oberflächentemperatur zur Einleitung der Entflammung absenkt und damit neben einer Lasterhöhung indirekt zu geringeren CCV beiträgt (s. Abbildung 5.46). Der Einsatz einer AGR wurde bereits als Alternative zur Ansaugluftvorwärmung genannt, in dem die Temperaturerhöhung z.B. durch Abgasrückhaltung realisiert wird. Gleichzeitig wäre damit der Einsatz eines Drei-Wege-Katalysators möglich, indem überschüssige Luft durch Abgas ersetzt und  $\lambda = 1$  eingestellt wird. Dieser Ansatz wurde bei SACI-Motoren erfolgreich demonstriert [139, 144] und ist besonders attraktiv, um mit einem kostengünstigen System  $\text{NO}_x$ -, HC- und CO-Emissionen gleichzeitig zu reduzieren. Für diesen Fall ist im HSACI-Verfahren der Einfluss der AGR auf die Regelbarkeit der Verbrennung zu überprüfen und insbesondere im Betrieb mit Erdgas auf ausreichend hohe Abgastemperaturen zu achten [111], um die Funktionsweise des Katalysators sicherzustellen.



## 6 Zusammenfassung

Motiviert von der Möglichkeit, zukünftig verschärfte  $\text{NO}_x$ -Emissionsgrenzwerte bei Gasmotoren-BHKW innermotorisch und bei hoher Effizienz einzuhalten, wurde in dieser Arbeit auf der Grundlage der HCCI-Verbrennung ein *Hot Surface Assisted Compression Ignition* (HSACI) Brennverfahren entwickelt und mit experimentellen und numerischen Methoden untersucht. Das Ziel bestand darin, die geringen  $\text{NO}_x$ -Emissionen und den hohen Wirkungsgrad der HCCI-Verbrennung zu erhalten und gleichzeitig eine schnell reagierende Verbrennungssteuerung sowie einen erweiterten Betriebsbereich zu realisieren. Zu diesem Zweck wird im HSACI-Verfahren eine heiße Oberfläche als Zündsystem verwendet. Das Funktionsprinzip basiert darauf, mit der heißen Oberfläche eine Flammenverbrennung zu initiieren, die das unverbrannte Gemisch zusätzlich zur Kolbenbewegung komprimiert und dadurch eine Selbstzündung im Stil einer HCCI-Verbrennung einleitet. Für die experimentelle Untersuchung des HSACI-Verfahrens wurde ein Einzylinder-Forschungsmotor mit einer geometrischen Verdichtung von 19,5:1 aufgebaut und eine geschirmte Keramikglühkerze als Zündelement verwendet. Durch Motorversuche im gemischsansaugenden Betrieb mit Erdgas, Wasserstoff und Erdgas-Wasserstoff-Mischungen bei 1400 1/min und  $p_{\text{mi}} = 2,2\text{--}4,5$  bar wurde der Einfluss der heißen Oberfläche auf die Verbrennung charakterisiert, der Betriebsbereich bestimmt und Potentiale sowie Herausforderungen bei der praktischen Umsetzung des Brennverfahrens erarbeitet. Anhand von 0D, 1D und 3D Simulationen wurden grundlegende Fragestellungen zum HSACI-Verfahren beantwortet und die Interpretation der Messergebnisse unterstützt.

Die Motorversuche bestätigen, dass der Verbrennungszeitpunkt im HSACI-Verfahren mit Hilfe der Oberflächentemperatur gezielt und binnen weniger Zyklen beeinflusst werden kann. Abhängig von der Ansaugtemperatur und  $\lambda$  sind dazu Oberflächentemperaturen zwischen 840–1180 °C erforderlich. Um die Entflammung messtechnisch auf die heiße Oberfläche zurückzuführen, wurde ein Ionenstromsensor in den geschirmten Bereich des Zündelements eingebracht. Auf diesem Weg wurden im Betrieb mit aktiver Zündunterstützung chemische Reaktionen innerhalb der Schirmung nachgewiesen, deutlich bevor eine Wärmefreisetzung über den Heizverlauf erkannt wurde. Zur Visualisierung des Verbrennungsablaufs und zur Analyse der Entflammung bei HSACI-Verbrennungen wurden 3D *Large Eddy Simulationen* (LES) mit einer eigens reduzierten Variante des *AramcoMech 1.3* und dem CFD Code *Avl Fire* durchgeführt. Diese Ergebnisse bestätigen die Abfolge von Oberflächenzündung, Flammenausbreitung und HCCI-ähnlicher Selbstzündung. Zudem wurde der Zusammenhang zwischen dem Entflammungsort und der thermischen Grenzschichtdicke mit Hilfe der lokalen *Nußelt*-Zahl ausgewertet. Dabei wurde festgestellt, dass die Oberflächenzündung an der Position stattfindet, wo hohe Gastemperaturen, eine hohe Grenzschichtdicke und hohe Verweilzeiten zusammenkommen. Da die genannten Größen von der Strömung beeinflusst werden, hängt der Ort und Zeitpunkt der Flammenkernbildung stark von den Initial- und Randbedingungen des Motorzyklus ab. Angeleitet von numerischen Voruntersuchungen mit der Thermochemie-Software *Cantera* wurde die Fragestellung untersucht, ob ein Zusammenhang zwischen dem Zündverzug im oberen Totpunkt und dem experimentell beobachteten Selbstzündungszeitpunkt besteht. Dazu wurden reaktionskinetische Berechnungen und thermodynamische Analysen zu 140 Einzelzyklen im HCCI- und HSACI-Betrieb durchgeführt. Anhand der Ergebnisse wurde eine Korrelation zwischen den beobachteten Selbstzündungszeitpunkten im Bereich 0–8 °KW und Zündverzugszeiten zwischen 15–30 °KW ermittelt. Zudem wurde die Erkenntnis gewonnen, dass die Art und Weise wie ein bestimmter Zündverzug im OT erreicht wird, d.h. welche Kombination aus  $\lambda$  und Ansaugtemperatur gewählt wurde, zweitrangig ist. Für den Selbstzündungszeitpunkt ist der resultierende Zündverzug ausschlaggebend.

Zur Überprüfung der eingangs formulierten Zielsetzung wurden die Betriebsgrenzen des HCCI- und HSACI-Verfahrens bestimmt. Neben der verbesserten Steuerung des Verbrennungszeitpunkts ermöglicht die heiße Oberfläche im Ansaugtemperaturbereich zwischen 155–173 °C eine Erweiterung der Magerlaufgrenze um  $\Delta\lambda = 0,4\text{--}0,6$ . Zudem kann die minimale Ansaugtemperatur von 155 °C auf 142 °C abgesenkt werden. Unter Beibehaltung des Luftverhältnisses und der Verbrennungsschwerpunktlage wurde der Zielkonflikt zwischen  $\text{NO}_x$ -Emissionen und Wirkungsgrad bewertet. Gegenüber der HCCI-Verbrennung wird im HSACI-Verfahren mit steigendem Anteil der Flammenverbrennung eine Reduktion der  $\text{NO}_x$ -Emissionen bei gleichbleibendem und teilweise sogar erhöhtem Wirkungsgrad erzielt. Auf Basis von Druckverlaufsanalysen wurde gezeigt, dass zur innermotorischen Einhaltung des zukünftig für kleine BHKW (bis 50 kW) zu erwartenden Grenzwerts von ca. 100 mg/kWh Verbrennungstemperaturen  $< 1900$  K erforderlich sind. Im HSACI-Verfahren ist dies mit indizierten Wirkungsgraden bis zu 38 % möglich. Aus Analysen mit einer eigens entwickelten Methode zur Verlustteilung geht hervor, dass weitere Effizienzsteigerungen primär durch eine Reduktion der Wandwärmeverluste und eine Erhöhung des Umsetzungsgrads möglich sind, z.B. durch eine optimierte Brennraumgeometrie.

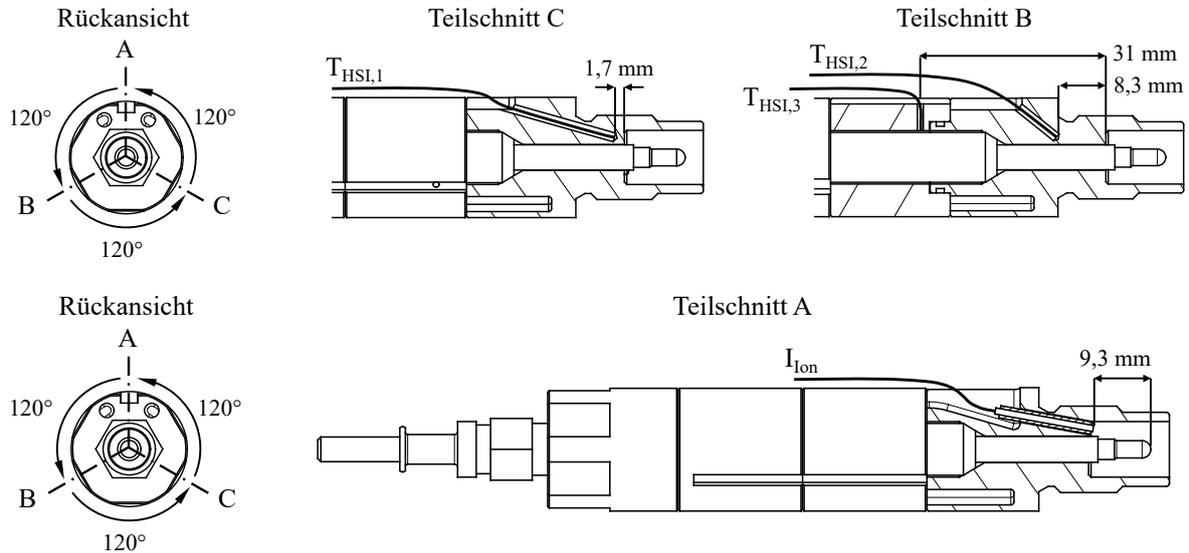
Um den Nutzen der heißen Oberfläche gegenüber einer Zündfunkenunterstützung zu bewerten, wurde die HSACI- mit der *Spark Assisted Compression Ignition* (SACI) Verbrennung verglichen. In beiden Betriebsmodi wurde ein prinzipiell vergleichbarer Verbrennungsablauf vorgefunden, weshalb das Entflammungsverhalten bei darauffolgenden Untersuchungen im Fokus stand. Bezogen auf die Entflammungsfähigkeit magerer Gemische als Maß für die *Stärke* des Zündsystems wurden klare Vorteile für die Oberflächenzündung identifiziert. Für Ansaugtemperaturen zwischen 145–165 °C können im HSACI-Verfahren um  $\Delta\lambda = 0,05\text{--}0,10$  magerere Gemisch zuverlässig entflammt werden. Gleichzeitig können um  $\Delta\theta_{50} = 1,0\text{--}4,5$  °KW frühere Schwerpunktlagen eingestellt werden. Ursächlich dafür ist eine reduzierte Neigung zu Flammenlöschern im HSACI-Verfahren. Diese Eigenschaft wurde wiederum mit Hilfe der *Karlovitz-Zahl* auf Grundlage von 3D *Reynolds Averaged Navier Stokes* (RANS) Simulationen auf zwei Effekte zurückgeführt. Einerseits reduziert die Schirmung die Turbulenz, zum anderen steigert die lokale Temperaturerhöhung im Umfeld der heißen Oberfläche die Reaktionsgeschwindigkeit. Im Vergleich überwiegt der letztgenannte Aspekt. Neben den beschriebenen Vorteilen offenbarte der Vergleich mit dem SACI-Konzept zusätzlich die größte Herausforderung für die praktische Umsetzung des HSACI-Verfahrens. Gegenüber dem zeitlich deterministischen Zündfunken schwankt der Entflammungszeitpunkt bei der Oberflächenzündung deutlich stärker, was mit erhöhten zyklischen Schwankungen verbunden ist. Diese Schwankungen können sich negativ auf den Wirkungsgrad und die Emissionen auswirken, steigen mit zunehmendem Flammenanteil an und führen bei Ansaugtemperaturen  $\leq 142$  °C zu ungewollten Frühzündungen und klopfenden Verbrennungen. Ebenso sind klopfende Verbrennung bereits bei niedrigen Oberflächentemperaturen im Betrieb mit Erdgas-Wasserstoff-Mischungen ab  $\text{H}_2$ -Anteilen  $\geq 22$  %-mol zu beobachten. Dieser Umstand macht das HSACI-Verfahren prinzipiell ungeeignet für Wasserstoffanwendungen.

Unter Berücksichtigung der genannten Vorteile und Herausforderungen kommt die abschließende Bewertung des Brennverfahrens zu dem Schluss, dass sich das HSACI-Verfahren vor allem zur effizienten und  $\text{NO}_x$ -armen Verbrennung von reaktionsträgen Brenngasen eignet. In diesem Kontext werden weiterführende Arbeiten mit zündunwilligen Brenngasen wie Erdgas, Biogas und Ammoniak vorgeschlagen, die sich auf die Stabilisation der Entflammung, z.B. durch eine optimierte Schirmgeometrie, konzentrieren. Darüber hinaus sind Untersuchungen mit Aufladung und Abgasrückführung von Interesse. Im Fall der Aufladung ist eine Erhöhung der Motorlast in Verbindung mit einer Reduktion der erforderlichen Oberflächentemperatur denkbar, während die Abgasrückführung ggf. den Verzicht auf eine Ansaugtemperaturerwärmung und den Einsatz eines Drei-Wege-Katalysators ermöglicht.

## A Anhang

### A.1 Zündelement-Messtellen

Abbildung A.1 zeigt eine Übersicht über die Position der verwendeten Temperaturmessstellen sowie des Ionenstromsensors innerhalb des HSI-Zündelements.



**Abbildung A.1:** Position der Temperaturmessstellen und des Ionenstromsensors innerhalb des HSI-Zündelements

### A.2 Zusammenfassung der Versuchsbedingungen

In diesem Anhang werden die Bedingungen während der motorischen Versuchsreihen zusammengefasst. Tabelle A.1 zeigt die Erdgas-Zusammensetzungen, während Tabelle A.2 ausgewählte Versuchsparameter beinhaltet.

**Tabelle A.1:** Erdgas-Zusammensetzungen während der motorischen Versuchsreihen im Zeitraum von August 2021 bis März 2023. Die hohe Schwankung zwischen den Minima und Maxima steht vermutlich im Zusammenhang mit dem Krieg in der Ukraine und den damit verbundenen Konsequenzen für die deutsche Gasversorgung.

Eigenschaft	Einheit	Mittelwert	Max	Min
CH <sub>4</sub>	%-mol	92,459	93,629	87,450
C <sub>2</sub> H <sub>6</sub>	%-mol	4,080	4,444	3,675
C <sub>3</sub> H <sub>8</sub>	%-mol	1,506	5,584	0,485
C <sub>4</sub> H <sub>10</sub> (∑ n, iso)	%-mol	0,466	0,669	0,334
C <sub>5</sub> H <sub>12</sub> (∑ n, iso, neo)	%-mol	0,079	0,131	0,014
C <sub>6</sub> H <sub>14</sub>	%-mol	0,003	0,005	0,000
N <sub>2</sub>	%-mol	1,075	1,925	0,490
CO <sub>2</sub>	%-mol	0,332	0,643	0,127
L <sub>Stöch</sub>	kg kg <sup>-1</sup>	16,522	16,763	16,071
H <sub>u</sub>	MJ kg <sup>-1</sup>	48,367	49,075	47,122

**Tabelle A.2:** Wertebereich ausgewählter Größen während der motorischen Versuchsreihen

Parameter	$T_{\text{Mot}}$ [°C]	$T_{\text{Öl}}$ [°C]	$T_{\text{Ein}}$ [°C]	$p_{\text{Ein}}$ [mbar]	$p_{\text{mi}}$ [bar]	$H_2$ [%-mol]
Bereich	89–92	89–93	45–175	972–997	1,8–4,6	0–100
$\sigma_{max}$	$\pm 0,3$	$\pm 0,1$	$\pm 0,2$	$\pm 0,8$	$\pm 0,4$	$\pm 0,2$

### A.3 Einstufige Zündung mit variiertem Gaszusammensetzung

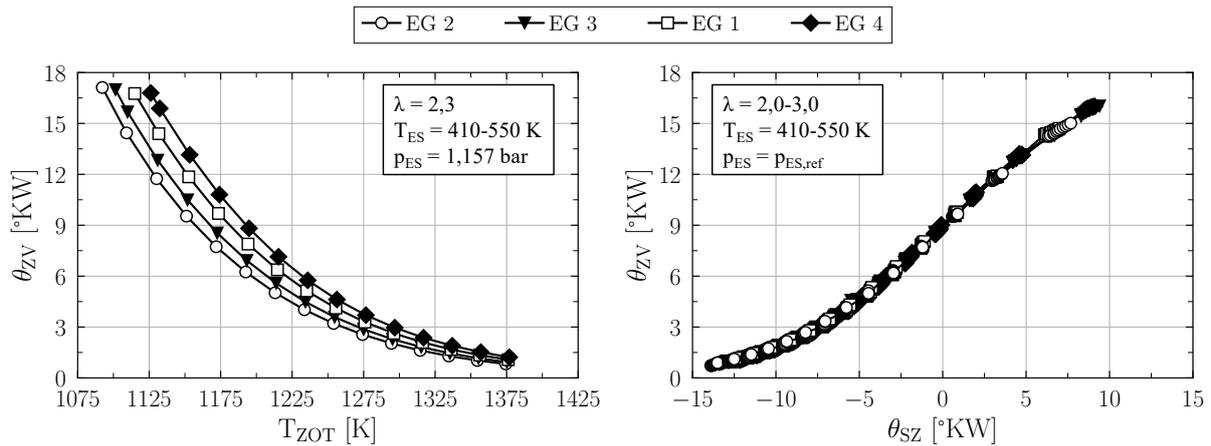
Um die Gültigkeit der mittels KVR-Modell ermittelten Beziehung zwischen  $\theta_{SZ}$  und  $\theta_{ZV}$  auch bei variierender Gaszusammensetzung aufzuzeigen, beinhaltet dieser Abschnitt weitere Simulationsergebnisse in Ergänzung zu Abschnitt 4.1, bei denen zusätzliche Erdgas-Zusammensetzungen nach Tabelle A.3 betrachtet wurden. Die Zusammensetzung des Referenz-Erdgases (EG 1) wurde mit Hilfe einer repräsentativen Gaschromatographie während der Versuchsreihen abgeleitet. Bei den übrigen EG 2–4 wurde der  $\text{CH}_4$ -Anteil frei variiert und das  $\text{C}_2\text{H}_6/\text{C}_3\text{H}_8$ -Verhältnis von EG 1 beibehalten.

**Tabelle A.3:** Ternäre Erdgas-Zusammensetzungen bei den numerischen Untersuchungen

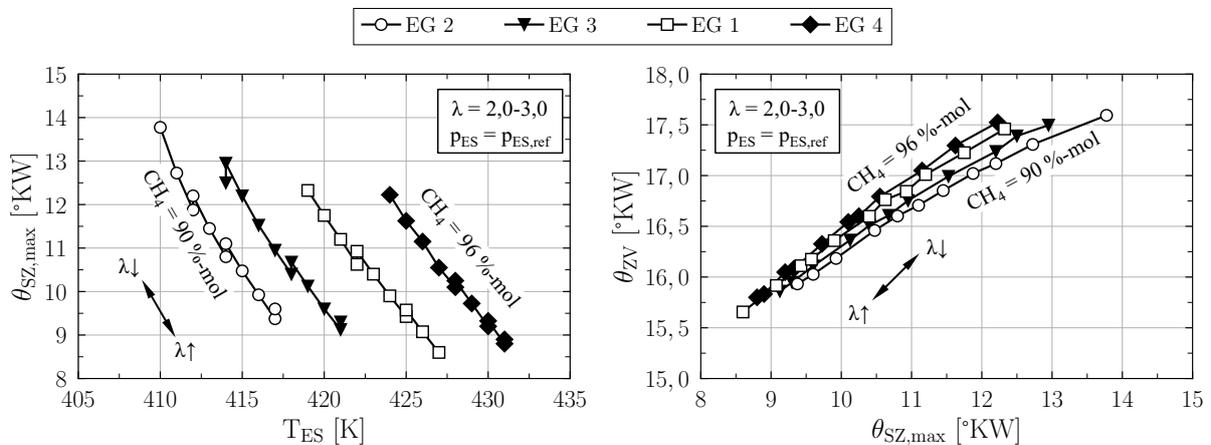
Gas	$\text{CH}_4$		$\text{C}_2\text{H}_6$		$\text{C}_3\text{H}_8$	
	%-mol	%-Masse	%-mol	%-Masse	%-mol	%-Masse
EG 1	94,26	88,84	4,51	7,97	1,23	3,20
EG 2	90,00	81,36	7,85	13,3	2,15	5,34
EG 3	92,00	84,79	6,28	10,85	1,72	4,35
EG 4	96,00	92,09	3,14	5,65	0,86	2,27

Für diese Gemische werden in Abbildung A.2 und A.3 der Einfluss der Gaszusammensetzung auf die Korrelation zwischen  $\theta_{SZ}$  und  $\theta_{ZV}$  sowie auf die berechnete Spätzündungsgrenze  $\theta_{SZ,max}$  überprüft. Abbildung A.2 zeigt eine Zunahme von  $\theta_{ZV}$  für Gemische mit steigendem  $\text{CH}_4$ -Anteil am Beispiel von  $\lambda = 2,3$ . Dieser Effekt verstärkt sich mit sinkender  $T_{ZOT}$  und beläuft sich auf  $3,6^\circ\text{KW}$  zwischen EG 2 und EG 4 für  $T_{ZOT} = 1150\text{ K}$ . Daneben sind die Ergebnisse von  $\theta_{ZV}$  und  $\theta_{SZ}$  unter Variation von  $T_{ES}$  zwischen  $410\text{--}550\text{ K}$  und  $\lambda$  im Bereich  $2,0\text{--}3,0$  für EG 1–4 dargestellt. Für die untersuchten Mischungen kann kein ausgeprägter Einfluss der Erdgas-Zusammensetzung auf den Zusammenhang zwischen  $\theta_{ZV}$  und  $\theta_{SZ}$  festgestellt werden. Vielmehr wird die zuvor in Abbildung 4.3 für EG 1 ermittelte Korrelation beider Parameter bestätigt.

Einzig im Bereich der Spätzündungsgrenze lässt sich in geringem Maße der Trend einer Spätverschiebung von  $\theta_{SZ,max}$  für EG mit abnehmendem  $\text{CH}_4$ -Anteil in Abbildung A.3 erkennen. Eine Erweiterung des maximal zulässigen  $\theta_{ZV}$  über  $17,5^\circ\text{KW}$  hinaus wird allerdings für keine der untersuchten Zusammensetzungen erreicht. Die in Abbildung A.2 gezeigte Abnahme der Reaktivität für EG 1, 3 und 4 gegenüber EG 2 wird ebenfalls am Verlauf von  $\theta_{SZ,max}$  über  $T_{ES}$  deutlich. Um vergleichbare  $\theta_{SZ}$  zu erreichen, muss  $T_{ES}$  zwischen EG 2 und EG 4 um bis zu  $14\text{ K}$  erhöht werden. Der mit steigenden  $\text{CH}_4$ -Anteilen verbundene Abfall der Reaktivität kann allgemein auf den höheren Zündverzug von  $\text{CH}_4$  gegenüber  $\text{C}_2\text{H}_6$  und  $\text{C}_3\text{H}_8$  zurückgeführt werden [33, 93, 226].



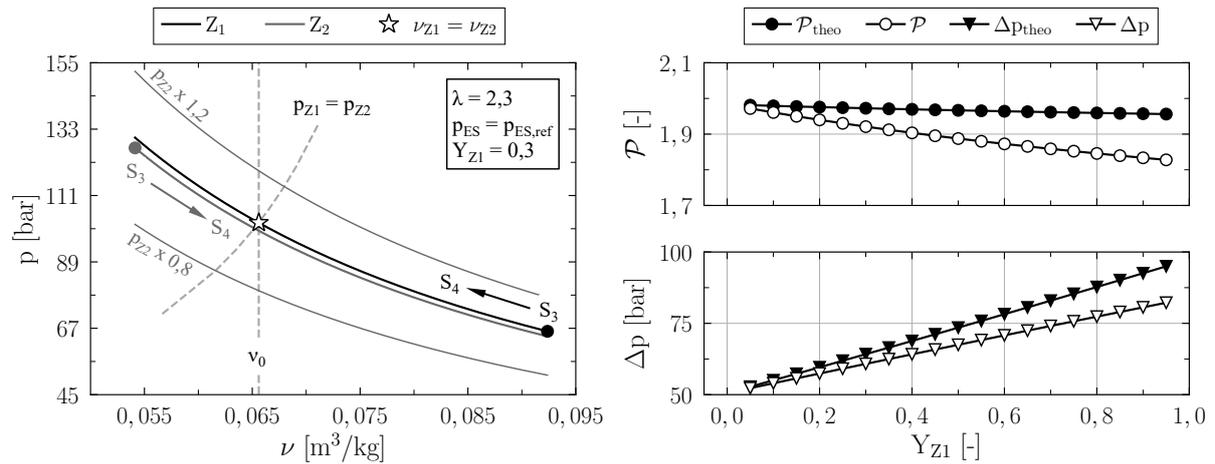
**Abbildung A.2:** Einfluss der Gaszusammensetzung auf den Zusammenhang zwischen Selbstzündungszeitpunkt und Zündverzug im oberen Totpunkt



**Abbildung A.3:** Einfluss der Gaszusammensetzung auf die Spätzündungsgrenze

## A.4 Ergänzungen zum Temperaturverlauf bei zweistufiger Zündung

Zur Klärung der Fragestellung, warum die Verbrennungstemperatur im Fall der zweistufigen Zündungen in Abbildung 4.9 geringer als bei einer einstufigen Zündungen ausfällt, wird Abbildung A.4 betrachtet. Dargestellt ist der isentrope Druckausgleich beider Zonen im Übergang von  $S_3$  nach  $S_4$  für  $Y_{Z1} = 0,3$ . Der Druckausgleich liegt vor, wenn die Isentrope von  $Z_2$  die Druckausgleichskurve  $p_{Z1} = p_{Z2}$  schneidet. Die Lage des Schnittpunkts bei  $\nu_{Z2} < \nu_0$  bestätigt die bereits in Abbildung 4.9 dargestellten Ergebnisse, dass die Kompression von  $Z_1$  durch  $Z_2$  nicht ausreichend stark ist, um das gleiche spezifische Volumen und damit einen Temperaturengleich in beiden Zonen zu erreichen. Mit Hilfe der zusätzlichen Isentropen bei dem 0,8- und 1,2-fachen von  $p_{Z2}$  in  $S_3$  wird gezeigt, dass der Druckausgleichspunkt theoretisch durch höhere  $p_{Z2}$  so verschoben werden könnte, dass der Druckausgleich genau im Punkt  $\nu_{Z1} = \nu_{Z2} = \nu_0$  vorliegen würde. Da in  $S_3$  und  $S_4$   $\bar{\kappa}_{Z1} \approx \bar{\kappa}_{Z2}$  gilt, kann für die Zündung in  $Z_2$  eine theoretische Druckdifferenz  $\Delta p = p_{S3,Z2} - p_{S2,Z2}$  sowie ein theoretisches Druckverhältnis  $\mathcal{P} = p_{S3,Z2}/p_{S2,Z2}$  definiert werden, mit denen ein spezifischer Volumenausgleich und damit ein Temperaturengleichgewicht in  $S_4$  umgesetzt werden könnte. Aus dem Vergleich zwischen den theoretisch erforderlichen und den tatsächlichen Werten geht hervor, dass der Zünddruck von  $Z_2$  in  $S_3$  in allen Fällen zu gering für einen spezifischen Volumenausgleich ist. Als Erklärung hierfür wird folgende Überle-



**Abbildung A.4:** Einfluss des Zünddrucks in Zone 2 auf das spezifische Volumen nach dem Druckausgleich ( $S_4$ ) bei der zweistufigen Zündung

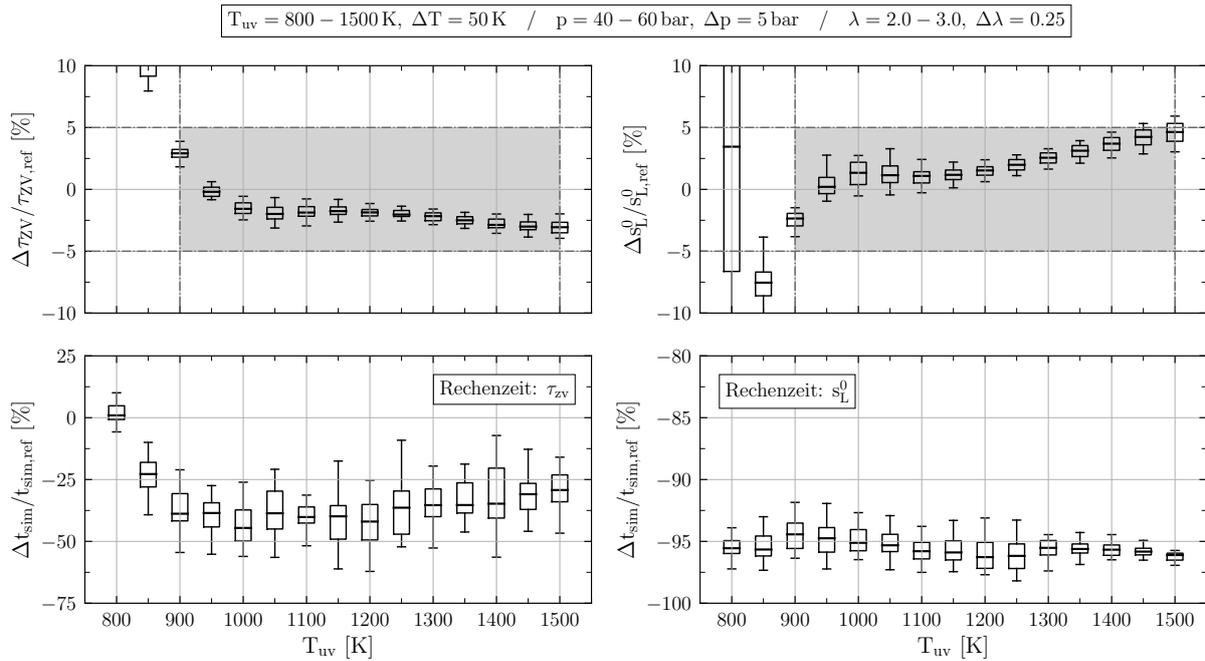
gung herangezogen. Für höhere  $Y_{Z1}$  steigen bei der zweistufigen Zündung der Initialdruck und die Initialtemperatur vor der Zündung ( $S_2$ ) in  $Z_2$  an (s. Abbildung 4.6). Die damit verbundene Zunahme von  $c_v$  vor der eigentlichen Zündung wirkt hohen Spitzendrücken entgegen, d.h. das Verbrennungsdruckverhältnis vor und nach der Zündung sinkt mit steigender Temperatur. Dieser Zusammenhang wird durch die zunehmende Diskrepanz von  $\Delta p_{\text{theo}}$  und  $\mathcal{P}_{\text{theo}}$  bei steigenden  $Y_{Z1}$  ausgedrückt.

## A.5 Reduzierter Reaktionsmechanismus

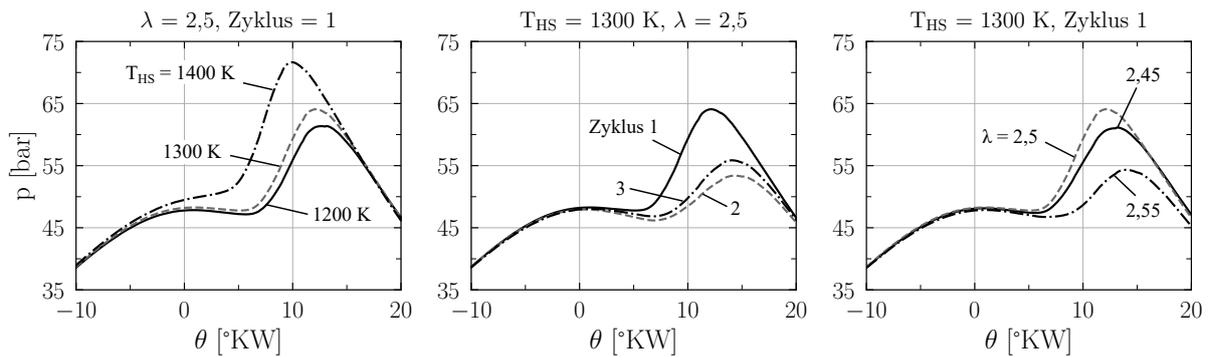
Um die Rechenzeit der LES zu reduzieren, wurde der AramcoMech 1.3 [160] wie in Abschnitt 3.5.2 beschrieben reduziert. Die dabei erzielte Genauigkeit zwischen dem reduzierten und dem vollständigen Mechanismus (Referenz) ist in Abbildung A.5 in der oberen Reihe dargestellt. Der grau eingefärbte Bereich stellt den Zielbereich dar, für den der Mechanismus mit einer geforderten Abweichung von maximal  $\pm 5\%$  hinsichtlich Zündverzugszeit und Flammgeschwindigkeit reduziert wurde. Die *Boxplots* für eine Temperatur repräsentieren den gesamten Variationsbereich, der bei der jeweiligen Temperatur zur Überprüfung des reduzierten Mechanismus mit Hilfe des KVR- und LVF-Modells simuliert wurde (Variationsbereich s. Legende). Um die Zeitersparnis zu veranschaulichen, ist der relative Unterschied bei der Rechenzeit in der unteren Reihe von Abbildung A.5 gezeigt. Aus den Ergebnissen geht klar hervor, dass die geforderten Genauigkeiten bei gleichzeitig stark verkürzter Rechenzeit erreicht wurden.

## A.6 Übersicht der simulierten Zylinderdruckverläufe

Abbildung A.6 beinhaltet eine Übersicht aller simulierten Zylinderdruckverläufe. Die Form des Druckverlaufs ist in allen Fällen sehr ähnlich, wobei erkennbare Unterschiede hinsichtlich des Zeitpunkts des Druckanstiegs vorliegen. Daraus wird deutlich, dass der zeitliche Verbrennungsablauf sehr empfindlich auf Änderungen der Rand- bzw. Initialbedingungen reagiert. So erscheint beispielsweise die spätere Verbrennung im Fall von  $\lambda = 2,45$  gegenüber  $\lambda = 2,5$  für  $T_{\text{HS}} = 1300$  K trotz des geringeren Luftverhältnisses auf den ersten Blick unerwartet. Die Ursachen für die unterschiedlichen, zeitlichen Verbrennungsabläufe wurden in den Abschnitten 5.1-5.3 diskutiert.



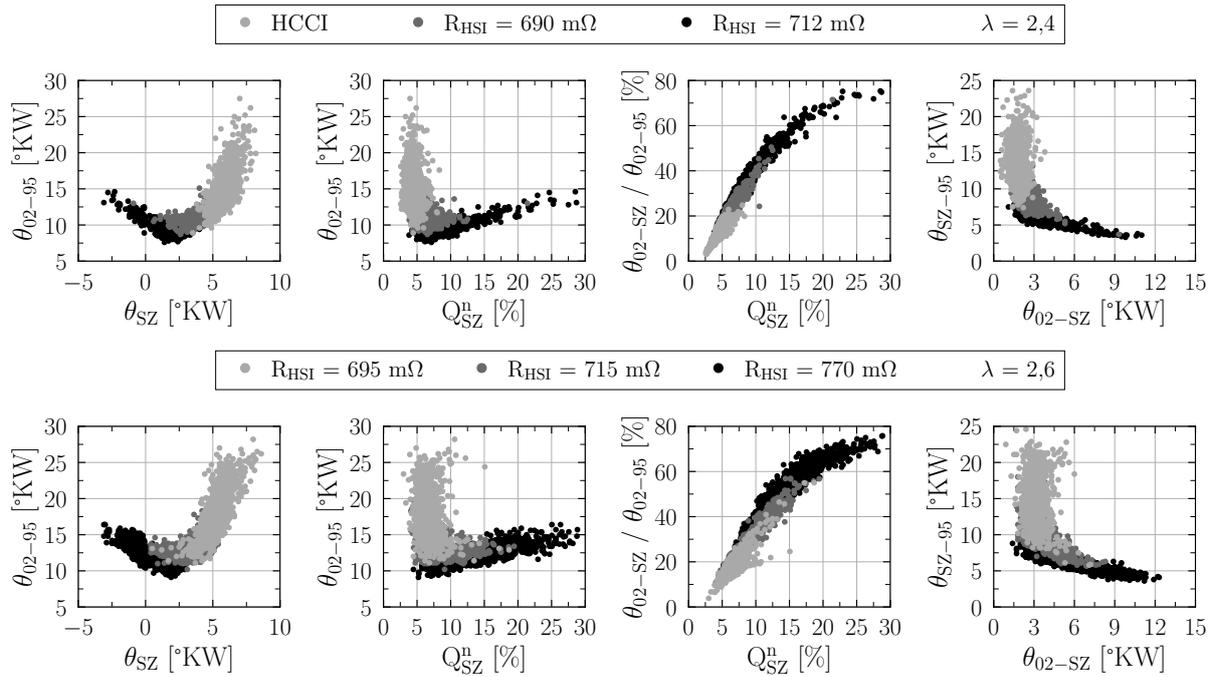
**Abbildung A.5:** Genauigkeit und Verkürzung der Rechenzeit durch den reduzierten gegenüber dem vollständigen AramcoMech 1.3



**Abbildung A.6:** Zylinderdruckverläufe der LES

## A.7 Zeitliche Anteile einzelner Verbrennungsphasen

Die in Abschnitt 5.1.2 präsentierten Auswertungen des Heizverlaufs werden in Abbildung A.7 um die zeitlichen Anteile der Flammenphase und der Selbstzündung an der Gesamtbrenndauer ergänzt. Verwendet wurden dazu die bereits in Abbildung 5.4 gezeigten Einzelzyklus-Ergebnisse. Gegenüber der Selbstzündung ist bei einer Deflagration in der ersten Verbrennungsphase von geringeren Umsatzraten auszugehen. Die annähernd lineare Zunahme der anfänglichen Wärmefreisetzungsrate gegenüber dem exponentiellen Anstieg durch die Selbstzündung (s. Abbildung 5.7) veranschaulicht diese Überlegung graphisch. Für HCCI-typische Verbrennungen mit  $Q_{SZ}^n < 10\%$  ist die erste Phase kaum ausgeprägt und die Geschwindigkeit der Selbstzündung dominiert die Brenndauer  $\theta_{02-95}$ . Die Brenndauer dieser Verbrennungen steigt mit späterem  $\theta_{SZ}$  aufgrund der abfallenden Endgas-Temperatur bei späteren Zündungen an. Für Verbrennungen mit  $Q_{SZ}^n > 10\%$  ergeben sich zusätzliche Abhängigkeiten. Mit zunehmenden Flammenanteilen zeigt sich der Trend einer längeren Brenndauer bei gleichzeitig schnellerer Selbstzündung. Der dabei überproportional steigende, zeitliche Anteil der ersten Verbrennungsphase  $\theta_{02-SZ}$  an



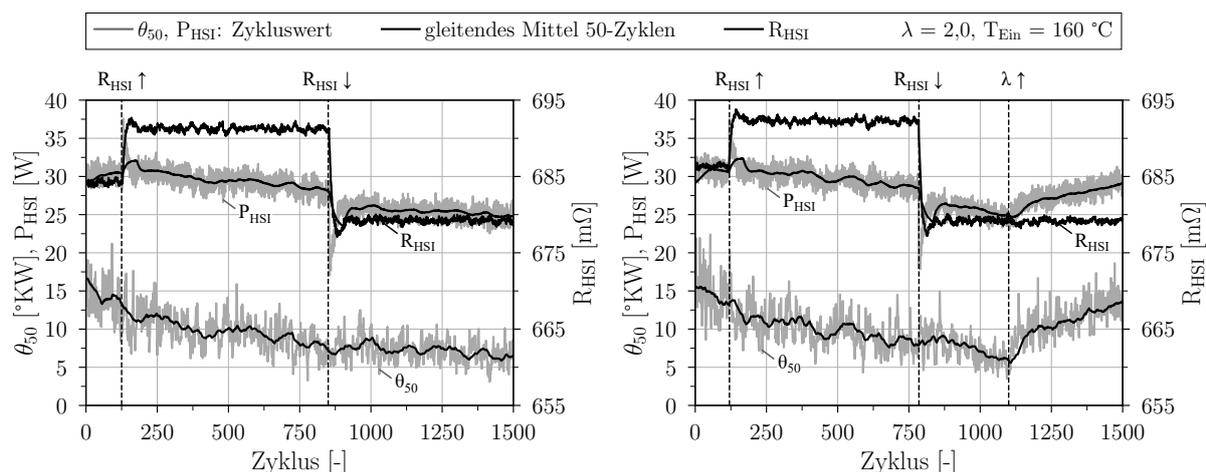
**Abbildung A.7:** Korrelation der zeitlichen Anteile von erster und zweiter Verbrennungsphase mit weiteren Verbrennungskennwerten anhand von Einzelzyklus-Ergebnissen

der gesamten Brenndauer  $\theta_{02-95}$  stellt zwei Aspekte heraus. Zum einen ist die Verkürzung der Selbstzündungsdauer nicht das Ergebnis einer absolut betrachtet geringeren Wärmefreisetzung durch die Selbstzündung. Zum anderen unterstützt die deutlich langsamere Verbrennung innerhalb der ersten Verbrennungsphase die Annahme der deflagrativen Ausbreitung in der ersten Verbrennungsphase.

## A.8 Phänomen der instabilen Schwerpunktlage

Dieser Anhang beinhaltet Ausführungen zum Phänomen der instabilen Schwerpunktlage, welches den Betriebsbereich im HCCI-Verfahren in Richtung niedriger Ansaugtemperaturen begrenzt. Werden die in Abbildung 5.30 gezeigte Stabilitäts- und die RI-Grenze im HCCI-Verfahren in Richtung niedriger Ansaugtemperaturen fortgeführt, so konvergieren beide Grenzen in einem kritischen Punkt, der in Abschnitt 2.3.2 bereits angedeutet wurde. Ab diesem Punkt tritt das Phänomen der instabilen Schwerpunktlage auf, welches sich durch ein *Weglaufen* der Verbrennung äußert und eine weitere Reduktion der Ansaugtemperatur verhindert. Mit dem *Weglaufen* der Verbrennung wird ein sich selbstverstärkender Effekt bezeichnet, der zu einer unkontrollierten Vorverlagerung bzw. Spätverschiebung der Schwerpunktlage führt und der aus der steigenden Sensitivität von  $\theta_{50}$  bzgl.  $\lambda$  bei niedrigen Ansaugtemperaturen resultiert (s. Abbildung 5.28). Beide Pfade werden durch kleinste Störungen der Betriebsbedingungen ausgelöst und resultieren entweder in einem Überschreiten des RI-Limits oder in Fehlzündungen.

Zwei Beispiele für bewusst herbeigeführtes *Weglaufen* in Richtung früher  $\theta_{50}$  sind in Abbildung A.8 gezeigt. In beiden Fällen wurde ein niedriges  $\lambda = 2,0$  eingestellt und die Verbrennung mit Hilfe von sehr geringen Oberflächentemperaturen bei einer späten Schwerpunktlage von  $\theta_{50} \approx 14$  °KW stabilisiert. Anschließend wurde eine geringfügige Oberflächentemperaturerhöhung aufgeprägt. Diese Änderung initiiert eine Sequenz einer kontinuierlichen Vorverlagerung von  $\theta_{50}$ . Eine erneute Rücknahme von  $R_{HSI}$ , mit der unter stabilen Bedingungen eine Spätverstellung der



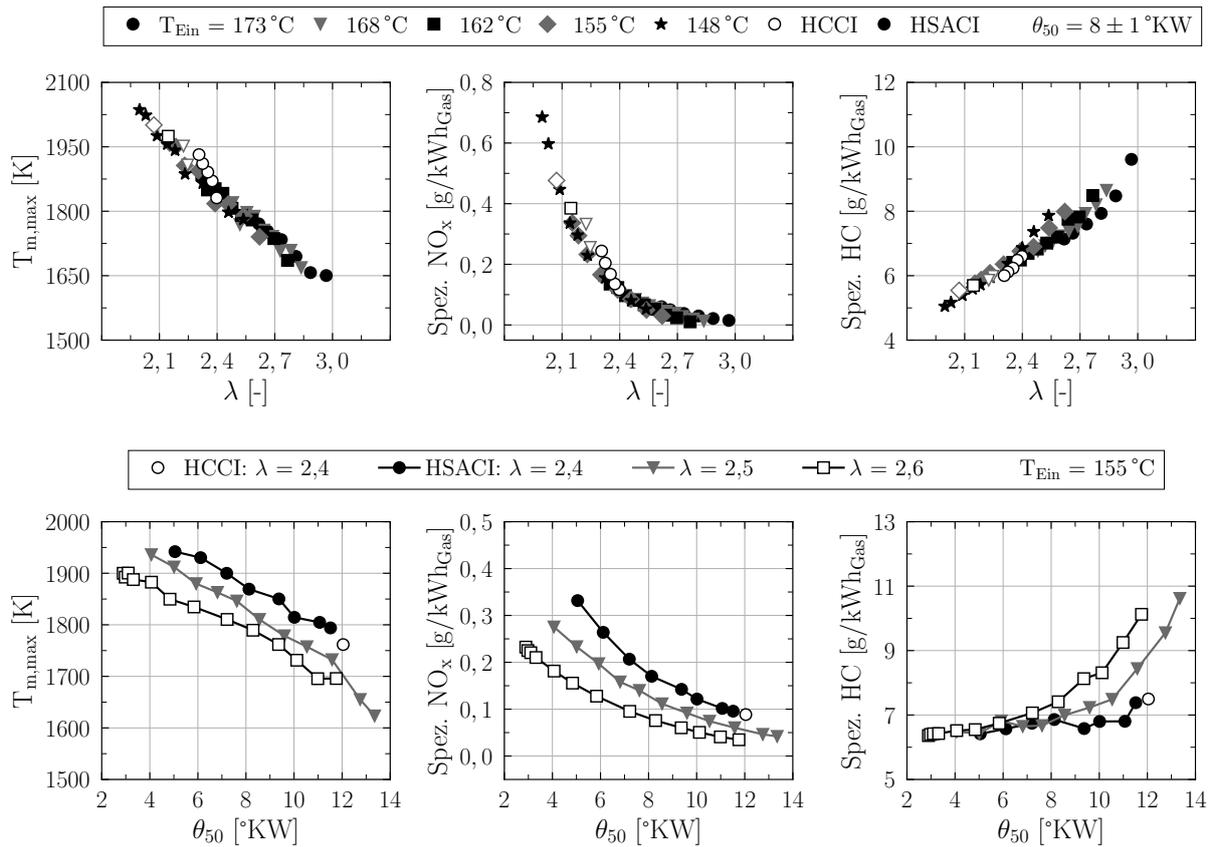
**Abbildung A.8:** Zwei bewusst durch Änderungen der Oberflächentemperatur herbeigeführte Beispiele für den Ablauf einer sich selbst verstärkenden Vorverlagerung der Schwerpunktlage im HCCI-Betrieb ohne (links) und mit (rechts) Abmagerung zur Zurückstellung des Verbrennungszeitpunkts

Verbrennung eintreten würde (s. Abbildung A.10 und 5.37), zeigt keinen Effekt und es kommt zu einer selbstständigen Stabilisierung der Verbrennung bei  $\theta_{50} \approx 6 \text{ °KW}$  (s. Abbildung A.8 links). Erfahrungswerte zeigen, dass selbst eine Deaktivierung des HSI-Zündsystems erst nach einigen Minuten einen erneuten Abfall von  $\theta_{50}$  bewirkt (nicht dargestellt). Im Vergleich dazu kann das *Weglaufen* der Verbrennung unmittelbar gestoppt werden, indem ein  $\lambda$ -Sprung hin zu einem magereren Gemisch durchgeführt wird. Der Grad der Abmagerung ist dabei zweitrangig. An dieser Stelle sei betont, dass das HSI-Zündsystem in diesem Versuch lediglich verwendet wurde, um die beschriebenen Effekte im HCCI-Betrieb zu provozieren (s. geringe  $R_{HSI}$ ). Es handelt sich nicht um einen HSACI-Betriebspunkt.

Um die *Weglauf*-Effekte zu erklären, wird der Zusammenhang zwischen  $\theta_{50}$  und den Brennraumwandtemperaturen betrachtet. Wie in Abbildung 5.32 gezeigt wird, steigern frühere  $\theta_{50}$  den Wandwärmestrom und erhöhen damit die Wandtemperaturen (s. Abbildung 5.50). Höhere Wandtemperaturen begünstigen wiederum frühere Schwerpunktlagen. Ist der Energieinhalt des Gemischs ausreichend hoch, so stellt sich eine Selbstverstärkung von früheren Verbrennungen und höheren Wandtemperaturen ein, die im gezeigten *Weglaufen* der Verbrennung resultieren. Umgekehrt können einige Zyklen mit später Schwerpunktlage einen Abfall der Wandtemperatur bewirken, der die beschriebene Rückkopplung in die umgekehrte Richtung auslöst. Olsson et al. [178] berichten von ähnlichen Beobachtungen. Dass bei hohen Ansaugtemperaturen keine *Weglauf*-Effekte vorliegen, wird primär darauf zurückgeführt, dass das RI-Limit bereits für  $\lambda$ -Werte erreicht wird, deren Energieinhalt zu gering ist, um den *Weglauf*-Mechanismus zu initiieren.

## A.9 Ergänzungen zu Emissionen und Verbrennungstemperatur

In Abbildung 5.33 wird gezeigt, dass die Höhe der HC- und  $\text{NO}_x$ -Emissionen von der Verbrennungstemperatur abhängt. Dazu ergänzend stellt Abbildung A.9 dar, inwiefern sich die Verbrennungstemperatur als Funktion von  $\lambda$  und  $\theta_{50}$  ändert. Sowohl mit sinkendem  $\lambda$  als auch mit früherem  $\theta_{50}$  nimmt die Verbrennungstemperatur zu. Werden in Näherung lineare Zusammenhänge angenommen, so fällt  $T_{m,max}$  mit  $-411 \text{ K}/\Delta\lambda$  bei  $\theta_{50} \approx 8 \text{ °KW}$  ab. Eine Änderung der Schwerpunktlage führt im Mittel zu einer Temperaturänderung von  $-24 \text{ K}/\Delta\theta_{50}$  für  $\lambda = 2,4$  und  $2,6$



**Abbildung A.9:** Änderung der Verbrennungstemperatur,  $\text{NO}_x$ - und HC-Emissionen als Funktion von  $\lambda$  (obere Reihe) und Schwerpunktlage (untere Reihe)

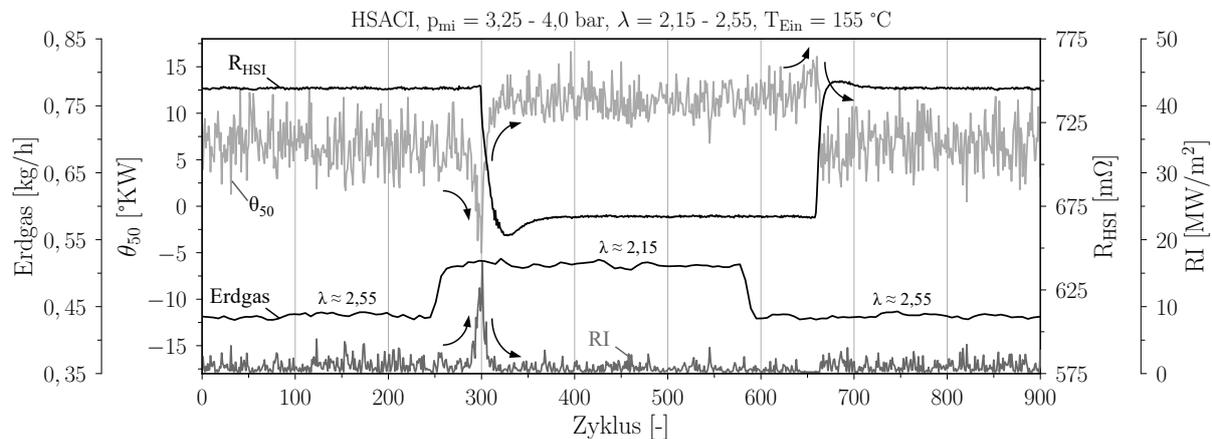
bzw.  $-32\text{K}/\Delta\theta_{50}$  für  $\lambda = 2,5$ . Der steile  $\text{NO}_x$ -Anstieg mit zunehmender Temperatur, insbesondere mit Erreichen von  $T_{\text{m,max}} \geq 1900\text{K}$ , veranschaulicht die aus der Literatur bekannte, hohe Temperatursensitivität der  $\text{NO}_x$ -Bildung. Im Vergleich dazu folgen die HC-Emissionen einem linearen Trend bei konstanter Schwerpunktlage. Variiert  $\theta_{50}$  hingegen, liegt auch für die HC-Emissionen ein exponentieller Anstieg vor, wenn  $\theta_{50}$  ein gewisses Niveau überschreitet. Dieses Schwerpunktlageniveau hängt von  $\lambda$  ab und verschiebt sich für magerere Gemische in Richtung früherer  $\theta_{50}$ .

## A.10 Lastsprung

Ausgehend von den in Anhang A.8 beschriebenen Instabilitäten im HCCI-Verfahren ist die Fragestellung naheliegend, ob es im HSACI-Betrieb ebenfalls zu einem unkontrollierten *Weglaufen* der Verbrennung kommen könnte, wenn ausgehend von einer hohen Oberflächentemperatur und hohem  $\lambda$  ein plötzlicher Lastsprung durch eine Reduktion von  $\lambda$  aufgeprägt wird. Das dies nicht der Fall ist, wird anhand von einem exemplarischen Lastsprung bei  $T_{\text{Ein}} = 155^\circ\text{C}$  in Abbildung A.10 veranschaulicht.

Zu Beginn der Messung wurde ein stabiler Betriebspunkt bei einer Last von  $p_{\text{mi}} = 3,25\text{bar}$ , einem hohen Luftverhältnis von  $\lambda = 2,55$ , einem hohen Zündelementwiderstand von  $R_{\text{HSI}} = 750\text{m}\Omega$  (ca.  $1100^\circ\text{C}$ ) und einer mittleren Schwerpunktlage bei  $\theta_{50} = 8^\circ\text{KW}$  eingestellt. Nach ca. 250 Zyklen wurde ein Lastsprung hin zu einem Mitteldruck von  $4,0\text{bar}$  durch eine Erhöhung des Erdgas-Massenstroms aufgeprägt. Dabei wurde mit Hilfe von Abbildung 5.30 das maximal mögliche  $\lambda$  ausgewählt, für welches im stationären Betrieb gerade das RI-Limit erreicht wird. Der

Motor reagiert nach ca. 50 Zyklen auf die Gemischänderung im Ansaugpfad. Ersichtlich ist diese Reaktion an einer steilen Vorverlagerung der Schwerpunktlage auf bis zu  $\theta_{50} = -5$  °KW, was zu einem extremen Anstieg von RI auf bis zu  $15 \text{ MW/m}^2$  führt. Nachdem die Schwerpunktlagenänderung an der Prüfstandswarte erkannt wurde, wurde der Widerstand des Zündelements manuell zurückgestellt. Der HSI-Regler setzt die Sollwertänderung von  $R_{\text{HSI}}$  binnen weniger Zyklen um. Als Antwort auf die Oberflächentemperaturreduktion kommt es zu einer unmittelbaren Spätverschiebung der Schwerpunktlage. Nach einem kurzzeitigen Betrieb bei hoher Last und später Verbrennung wurde die ursprüngliche  $\lambda$ -Änderung wieder zurückgenommen. Der Motor reagiert erneut nach ca. 50 Zyklen auf das magerere Gemisch mit einer weiteren Spätverschiebung von  $\theta_{50}$ . Auch in diesem Fall wurde nach der Erkennung der Schwerpunktlagenänderungen an der Prüfstandswarte eine Sollwert-Änderung von  $R_{\text{HSI}}$  auf den Ausgangswert vorgenommen. Wie die Reaktion von  $\theta_{50}$  zeigt, wird die ursprüngliche Schwerpunktlage binnen weniger Zyklen durch das Zündelement wiederhergestellt. Das beschriebene Vorgehen wurde für unterschiedlich hohe Lastsprünge mit identischen Ergebnissen wiederholt. Aus diesem Versuch wird deutlich, dass die thermische Trägheit des Zündelements unter den betrachteten Versuchsbedingungen keine Limitierung für dynamische Laständerungen darstellt. Die Voraussetzung dafür ist, dass sich die aufgeprägten Lastsprünge innerhalb der stationär ermittelten Betriebsgrenzen bewegen.



**Abbildung A.10:** Dynamik von Schwerpunktlage und Zündelementwiderstand bei schneller Lastvariation durch sprunghafte Änderungen von  $\lambda$



## Literaturverzeichnis

- [1] R. Abdel-Gayed, D. Bradley und F.-K. Lung: *Combustion regimes and the straining of turbulent premixed flames*, Combustion and Flame, 76, Nr. 2, 1989, S. 213–218, ISSN: 0010-2180, DOI: 10.1016/0010-2180(89)90068-0.
- [2] S. Aceves, D. Flowers, F. Espinosa-Loza, R. Dibble, M. Christensen, B. Johansson und R. P. Hessel: *Piston-Liner Crevice Geometry Effect on HCCI Combustion by Multi-Zone Analysis*, SAE Technical Paper, 2002-01-2869, 2002, DOI: 10.4271/2002-01-2869.
- [3] S. M. Aceves, J. R. Smith, C. K. Westbrook und W. J. Pitz: *Compression Ratio Effect on Methane HCCI Combustion*, Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, 121, Nr. 3, 1999, S. 569–574, ISSN: 0742-4795, 1528-8919, DOI: 10.1115/1.2818510.
- [4] S. M. Aceves, D. L. Flowers, C. K. Westbrook, J. R. Smith, W. Pitz, R. Dibble, M. Christensen und B. Johansson: *A Multi-Zone Model for Prediction of HCCI Combustion and Emissions*, SAE Technical Paper, 2000-01-0327, 2000, DOI: 10.4271/2000-01-0327.
- [5] G. Adomeit: *Ignition of gases at hot surfaces under nonsteady-state conditions*, Symposium (International) on Combustion, 10, Nr. 1, 1965, S. 237–243, ISSN: 0082-0784, DOI: 10.1016/S0082-0784(65)80168-0.
- [6] V. Aesoy: *Hot Surface Assisted Compression Ignition in a Direct Injection Natural Gas Engine*, Dissertation, Trondheim: University of Trondheim, 1996.
- [7] S. M. Aithal: *Analysis of the Current Signature in a Constant-Volume Combustion Chamber*, Combustion Science and Technology, 185, Nr. 2, 2013, S. 336–349, ISSN: 0010-2202, DOI: 10.1080/00102202.2012.718297.
- [8] S. M. Aithal: *Prediction of Voltage Signature in a Homogeneous Charge Compression Ignition (HCCI) Engine Fueled with Propane and Acetylene*, Combustion Science and Technology, 185, Nr. 8, 2013, S. 1184–1201, ISSN: 0010-2202, DOI: 10.1080/00102202.2013.781593.
- [9] A. C. Alkidas: *The steady-state theory of ignition of flowing gaseous mixtures by hot surfaces*, Dissertation, Georgia: Georgia Institute of Technology, 1972.
- [10] P. Amnéus, F. Mauss, M. Kraft, A. Vressner und B. Johansson: *NO<sub>x</sub> and N<sub>2</sub>O formation in HCCI engines*, SAE Technical Paper, 2005-01-0126, 2005, DOI: 10.4271/2005-01-0126.
- [11] H. Ando, Y. Sakai und K. Kuwahara: *Universal Rule of Hydrocarbon Oxidation*, SAE Technical Paper, 2009-01-0948, 2009, DOI: 10.4271/2009-01-0948.
- [12] AVL List GmbH: *AVL FIRE*, Version 2021.1, 2021.
- [13] F. A. Ayala und J. B. Heywood: *Lean SI Engines: The role of combustion variability in defining lean limits*, SAE Technical Paper, 2007-24-0030, 2007, DOI: 10.4271/2007-24-0030.
- [14] A. Babajimopoulos, G. A. Lavoie und D. N. Assanis: *On the role of top dead center conditions in the combustion phasing of homogeneous charge compression ignition engines*, Combustion Science and Technology, 179, Nr. 9, 2007, S. 2039–2063, ISSN: 0010-2202, DOI: 10.1080/00102200701386107.

- [15] G. Bagheri, E. Ranzi, M. Pelucchi, A. Parente, A. Frassoldati und T. Faravelli: *Comprehensive kinetic study of combustion technologies for low environmental impact: MILD and OXY-fuel combustion of methane*, Combustion and Flame, 212, 2020, S. 142–155, ISSN: 0010-2180, DOI: 10.1016/j.combustflame.2019.10.014.
- [16] M. Bargende, U. Spicher, U. Köhler und F. Schwarz: *Entwicklung eines allgemeingültigen Restgasmodells für Verbrennungsmotoren*, FVV-Informationstagung Motoren, FVV-Heft. R 517, Vorhaben Nr. 674 (AIF-Nr. 12247), 2002.
- [17] B. Bartunek, U. Hilger, E. Scheid und G. W. Rogers: *Influence of the Methanol Fuel Composition on Performance and Exhaust Emissions*, SAE Technical Paper, 881197, 1988, ISSN: 0148-7191, DOI: 10.4271/881197.
- [18] B. Bartunek, P. Gosse, U. Hilger und E. Schrey: *Entwicklung eines schadstoffarmen Nutzfahrzeugmotors mit Hochdruck-Direkteinblasung von Erdgas für den Einsatz in Stadtbusen*, Abschlussbericht Az: 14100, Deutsche Bundesstiftung Umwelt (DBU), 2004.
- [19] B. Bartunek und U. Hilger: *Direct Induction Natural Gas (DING): A Diesel-Derived Combustion System for Low Emissions and High Fuel Economy*, SAE Technical Paper, 2000-01-2827, 2000, ISSN: 0148-7191, DOI: 10.4271/2000-01-2827.
- [20] S. W. Benson: *The kinetics and thermochemistry of chemical oxidation with application to combustion and flames*, Progress in Energy and Combustion Science, 7, Nr. 2, 1981, S. 125–134, ISSN: 0360-1285, DOI: 10.1016/0360-1285(81)90007-1.
- [21] R. Berry: *Thermodynamics and Elementary Processes of Gaseous Ions, Ionization in high-temperature gases*, hrsg. von K. E. Shuler, 12. Aufl., Progress in astronautics and aeronautics, New York: Academic Press, 1963, ISBN: 978-1-56347-861-1, DOI: 10.2514/5.9781600864858.0003.0065.
- [22] M. Beyer und D. Markus: *Ignition of explosive atmospheres by small hot particles: Comparison of experiments and simulations*, Science and Technology of Energetic Materials, 73, Nr. 1, 2011.
- [23] S. Biswas und I. Ekoto: *Spark Assisted Compression Ignition Engine with Stratified Charge Combustion and Ozone Addition*, SAE International Journal of Advances and Current Practices in Mobility, 2, Nr. 1, 2020, S. 385–400, DOI: 10.4271/2019-01-2253.
- [24] R. J. Blint: *Flammability limits for exhaust gas diluted flames*, Symposium (International) on Combustion, 22, Nr. 1, 1989, S. 1547–1554, DOI: 10.1016/S0082-0784(89)80165-1.
- [25] L. R. Boeck, M. Meijers, A. Kink, R. Mével und J. E. Shepherd: *Ignition of fuel-air mixtures from a hot circular cylinder*, Combustion and Flame, 185, 2017, S. 265–277, ISSN: 0010-2180, DOI: 10.1016/j.combustflame.2017.07.007.
- [26] G. Bogin, J.-Y. Chen und R. W. Dibble: *The effects of intake pressure, fuel concentration, and bias voltage on the detection of ions in a Homogeneous Charge Compression Ignition (HCCI) engine*, Proceedings of the Combustion Institute, 32, Nr. 2, 2009, S. 2877–2884, ISSN: 1540-7489, DOI: 10.1016/j.proci.2008.08.012.
- [27] P. Borgqvist, Ö. Andersson, P. Tunestål und B. Johansson: *The Low Load Limit of Gasoline Partially Premixed Combustion Using Negative Valve Overlap*, Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, 135, Nr. 6, 2013, ISSN: 0742-4795, 1528-8919, DOI: 10.1115/1.4023613.
- [28] P. Borgqvist, P. Tunestål und B. Johansson: *Investigation and Comparison of Residual Gas Enhanced HCCI using Trapping (NVO HCCI) or Rebreathing of Residual Gases*, SAE Technical Paper, 2011-01-1772, 2011, DOI: 10.4271/2011-01-1772.

- [29] BorgWarner Beru: *All about Glow Plugs - Diesel Cold Start Technology - Technical Information*, 2023, URL: <https://www.borgwarner.com/aftermarket/diesel-cold-start-ignition> (besucht am 28.10.2023).
- [30] G. Bression, D. Soleri, S. Savy, S. Dehoux, D. Azoulay, H. B.-H. Hamouda, L. Doradoux, N. Guerrassi und N. Lawrence: *A Study of Methods to Lower HC and CO Emissions in Diesel HCCI*, SAE International Journal of Fuels and Lubricants, 1, Nr. 1, 2008, S. 37–49, ISSN: 1946-3960, DOI: 10.4271/2008-01-0034.
- [31] Bundesamt für Wirtschaft und Ausfuhrkontrolle: *Zulassung von KWK-Anlagen nach dem Kraft-Wärme-Kopplungsgesetz*, 2023, URL: [https://www.bafa.de/SharedDocs/Downloads/DE/Energie/kwk\\_statistik\\_zulassungen\\_kwk\\_anlagen.pdf?\\_\\_blob=publicationFile&v=3](https://www.bafa.de/SharedDocs/Downloads/DE/Energie/kwk_statistik_zulassungen_kwk_anlagen.pdf?__blob=publicationFile&v=3) (besucht am 04.02.2024).
- [32] Bundesministerium für Umwelt, Naturschutz und Reaktorsicherheit: *Erste Allgemeine Verwaltungsvorschrift zum Bundes-Immissionsschutzgesetz (Techn. Anleitung zur Reinhaltung der Luft - TA Luft)*, 2002.
- [33] A. Burcat, K. Scheller und A. Lifshitz: *Shock-Tube Investigation of Comparative Ignition Delay Times for C1-C5 Alkanes*, Combustion and Flame, 16, Nr. 1, 1971, S. 29–33, ISSN: 0010-2180, DOI: 10.1016/S0010-2180(71)80007-X.
- [34] S. M. Burke, U. Burke, R. Mc Donagh, O. Mathieu, I. Osorio, C. Keesee, A. Morones, E. L. Petersen, W. Wang, T. A. DeVerter, M. A. Oehlschlaeger, B. Rhodes, R. K. Hanson, D. F. Davidson, B. W. Weber, C.-J. Sung, J. Santner, Y. Ju, F. M. Haas, F. L. Dryer, E. N. Volkov, E. J. Nilsson, A. A. Konnov, M. Alrefae, F. Khaled, A. Farooq, P. Dirrenberger, P.-A. Glaude, F. Battin-Leclerc und H. J. Curran: *An experimental and modeling study of propene oxidation. Part 2: Ignition delay time and flame speed measurements*, Combustion and Flame, 162, Nr. 2, 2015, S. 296–314, ISSN: 0010-2180, DOI: 10.1016/j.combustflame.2014.07.032.
- [35] H. F. Calcote: *Mechanisms for the formation of ions in flames*, Combustion and Flame, 1, Nr. 4, 1957, S. 385–403, ISSN: 0010-2180, DOI: 10.1016/0010-2180(57)90001-9.
- [36] H. F. Calcote: *Ion production and recombination in flames*, Symposium (International) on Combustion, 8, Nr. 1, 1961, S. 184–199, DOI: 10.1016/S0082-0784(06)80502-3.
- [37] H. F. Calcote: *Ion and electron profiles in flames*, Symposium (International) on Combustion, 9, Nr. 1, 1963, S. 622–637, DOI: 10.1016/S0082-0784(63)80071-5.
- [38] H. F. Calcote, S. C. Kurzius und W. J. Miller: *Negative and secondary ion formation in low-pressure flames*, Symposium (International) on Combustion, 10, Nr. 1, 1965, S. 605–619, DOI: 10.1016/S0082-0784(65)80206-5.
- [39] M. Cech, M. Knappe, T. Wilfert und C. Reiser: *The emission-free hydrogen closed-cycle engine*, MTZ worldwide, 82, 2021, S. 42–47, DOI: 10.1007/s38313-021-0626-2.
- [40] J. H. Chen, E. R. Hawkes, R. Sankaran, S. D. Mason und H. G. Im: *Direct numerical simulation of ignition front propagation in a constant volume with temperature inhomogeneities*, Combustion and Flame, 145, Nr. 1, 2006, S. 128–144, ISSN: 0010-2180, DOI: 10.1016/j.combustflame.2005.09.017.
- [41] M. Chiodi, A. Kaechele, M. Bargende, D. Wichelhaus und C. Poetsch: *Development of an Innovative Combustion Process: Spark-Assisted Compression Ignition*, SAE International Journal of Engines, 10, Nr. 5, 2017, S. 2486–2499, ISSN: 1946-3944, DOI: 10.4271/2017-24-0147.

- [42] M. Christensen und B. Johansson: *The Effect of In-Cylinder Flow and Turbulence on HCCI Operation*, SAE Technical Paper, 2002-01-2864, 2002, DOI: 10.4271/2002-01-2864.
- [43] M. Christensen, B. Johansson und A. Hultqvist: *The Effect of Piston Topland Geometry on Emissions of Unburned Hydrocarbons from a Homogeneous Charge Compression Ignition (HCCI) Engine*, SAE Technical Paper, 2001-01-1893, 2001, DOI: 10.4271/2001-01-1893.
- [44] M. Christensen, B. Johansson und A. Hultqvist: *The Effect of Combustion Chamber Geometry on HCCI Operation*, SAE Technical Paper, 2002-01-0425, 2002, DOI: 10.4271/2002-01-0425.
- [45] M. Christensen, B. Johansson, P. Amnéus und F. Mauss: *Supercharged Homogeneous Charge Compression Ignition*, SAE Technical Paper, 980787, 1998, DOI: 10.4271/980787.
- [46] M. Christensen, B. Johansson und P. Einewall: *Homogeneous Charge Compression Ignition (HCCI) Using Isooctane, Ethanol and Natural Gas - A Comparison with Spark Ignition Operation*, SAE Technical Paper, 972874, 1997, DOI: 10.4271/972874.
- [47] COGEN EUROPE: *2022 COGEN Europe National Snapshot Survey*, 2023, URL: [https://www.cogeneurope.eu/images/COGEN\\_Europe\\_Snapshot\\_Survey\\_2022\\_Results\\_Overview.pdf](https://www.cogeneurope.eu/images/COGEN_Europe_Snapshot_Survey_2022_Results_Overview.pdf) (besucht am 04.02.2024).
- [48] S. A. Coronel, J. Melguizo-Gavilanes, R. Mével und J. E. Shepherd: *Experimental and numerical study on moving hot particle ignition*, *Combustion and Flame*, 192, 2018, S. 495–506, ISSN: 0010-2180, DOI: 10.1016/j.combustflame.2018.02.027.
- [49] J. E. Dec, L. M. Davisson, M. Sjöberg, R. N. Leif und W. Hwang: *Detailed HCCI Exhaust Speciation and the Sources of Hydrocarbon and Oxygenated Hydrocarbon Emissions*, *SAE International Journal of Fuels and Lubricants*, 1, Nr. 1, 2008, S. 50–67, DOI: 10.4271/2008-01-0053.
- [50] J. E. Dec, W. Hwang und M. Sjöberg: *An investigation of thermal stratification in HCCI engines using chemiluminescence imaging*, SAE Technical Paper, 2006-01-1518, 2006, DOI: 10.4271/2006-01-1518.
- [51] J. E. Dec und M. Sjöberg: *A Parametric Study of HCCI Combustion - the Sources of Emissions at Low Loads and the Effects of GDI Fuel Injection*, SAE Technical Paper, 2003-01-0752, 2003, DOI: 10.4271/2003-01-0752.
- [52] J. E. Dec: *Advanced compression-ignition engines-understanding the in-cylinder processes*, *Proceedings of the Combustion Institute*, 32, Nr. 2, 2009, S. 2727–2742, ISSN: 1540-7489, DOI: 10.1016/j.proci.2008.08.008.
- [53] J. E. Dec und W. Hwang: *Characterizing the Development of Thermal Stratification in an HCCI Engine Using Planar-Imaging Thermometry*, *SAE International Journal of Engines*, 2, Nr. 1, 2009, S. 421–438, ISSN: 1946-3944, DOI: 10.4271/2009-01-0650.
- [54] J. E. Dec, M. Sjöberg und W. Hwang: *Isolating the Effects of EGR on HCCI Heat-Release Rates and NO<sub>x</sub> Emissions*, *SAE International Journal of Engines*, 2, Nr. 2, 2009, S. 58–70, ISSN: 1946-3944, DOI: 10.4271/2009-01-2665.
- [55] J. E. Dec und Y. Yang: *Boosted HCCI for High Power without Engine Knock and with Ultra-Low NO<sub>x</sub> Emissions - using Conventional Gasoline*, *SAE International Journal of Engines*, 3, Nr. 1, 2010, S. 750–767, ISSN: 1946-3944, DOI: 10.4271/2010-01-1086.
- [56] J. Deckers und A. van Tiggelen: *Ion identification in flames*, *Symposium (International) on Combustion*, 7, Nr. 1, 1958, S. 254–255, DOI: 10.1016/S0082-0784(58)80049-1.

- [57] J. Dernet, J. E. Dec und C. Ji: *Investigation of the Sources of Combustion Noise in HCCI Engines*, SAE International Journal of Engines, 7, Nr. 2, 2014, S. 730–761, ISSN: 1946-3944, DOI: 10.4271/2014-01-1272.
- [58] Deutscher Bundestag: *Vierundvierzigste Verordnung zur Durchführung des Bundes-Immissionsschutzgesetzes (Verordnung über mittelgroße Feuerungs-, Gasturbinen- und Verbrennungsmotoranlagen - 44. BImSchV) (Stand: 12.10.2022)*, 2022.
- [59] N. Dimitrakopoulos und M. Tuner: *Investigation of the Effect of Glow Plugs on Low Load Gasoline PPC*, SAE Technical Paper, 2020-01-2067, 2020, DOI: 10.4271/2020-01-2067.
- [60] G. Dong, Y. Chen, Z. Wu, L. Li und R. Dibble: *Study on the phase relation between ion current signal and combustion phase in an HCCI combustion engine*, Proceedings of the Combustion Institute, 35, Nr. 3, 2015, S. 3097–3105, ISSN: 1540-7489, DOI: 10.1016/j.proci.2014.08.033.
- [61] G. Dong, L. Li, D. Zhu und J. Deng: *Ion Current Features of HCCI Combustion in a GDI Engine*, Automotive Innovation, 2, Nr. 4, 2019, S. 305–313, ISSN: 2096-4250, DOI: 10.1007/s42154-019-00074-0.
- [62] N. Dronniou und J. E. Dec: *Investigating the Development of Thermal Stratification from the Near-Wall Regions to the Bulk-Gas in an HCCI Engine with Planar Imaging Thermometry*, SAE International Journal of Engines, 5, Nr. 3, 2012, S. 1046–1074, ISSN: 1946-3944, DOI: 10.4271/2012-01-1111.
- [63] H. Eichlseder, C. Spuller, R. Heindl, F. Gerbig und K. Heller: *Concepts for diesel-like hydrogen combustion*, MTZ worldwide, 71, 2010, S. 46–51, DOI: 10.1007/BF03227001.
- [64] P. Einewall, P. Tunestal und B. Johansson: *The Potential of Using the Ion-Current Signal for Optimizing Engine Stability - Comparisons of Lean and EGR (Stoichiometric) Operation*, SAE Technical Paper, 2003-01-0717, 2003, DOI: 10.4271/2003-01-0717.
- [65] J. Eng: *Effect of Pressure Waves in HCCI Combustion*, SAE Technical Paper, 2002-01-2859, 2002, DOI: 10.4271/2002-01-2859.
- [66] L. Eriksson, L. Nielsen und J. Nytoft: *Ignition Control by Ionization Current Interpretation*, SAE Technical Paper, 960045, 1996, DOI: 10.4271/960045.
- [67] Europäische Kommission: *Verordnung (EU) 813/2013*, Amtsblatt der Europäischen Union, 2013.
- [68] S. B. Fiveland und D. N. Assanis: *A Four-Stroke Homogeneous Charge Compression Ignition Engine Simulation for Combustion and Performance Studies*, SAE Technical Paper, 2000-01-0332, 2000, DOI: 10.4271/2000-01-0332.
- [69] D. Flowers, S. Aceves, R. Smith, J. Torres, J. Girard und R. Dibble: *HCCI in a CFR Engine: Experiments and Detailed Kinetic Modeling*, SAE Technical Paper, 2000-01-0328, 2000, DOI: 10.4271/2000-01-0328.
- [70] D. Frank-Kamenetskii: *Stoff- und Wärmeübertragung in der chemischen Kinetik*, Berlin, Heidelberg: Springer, 2013, ISBN: 978-3-662-13055-1.
- [71] A. Franke, P. Einewall, R. Reinmann und A. Larsson: *Analysis of the Ionization Equilibrium in the Post-Flame Zone*, SAE Technical Paper, 2003-01-0715, 2003, DOI: 10.4271/2003-01-0715.
- [72] R. A. Fraser, D. L. Siebers und C. F. Edwards: *Autoignition of Methane and Natural Gas in a Simulated Diesel Environment*, SAE Technical Paper, 910227, 1991, DOI: 10.4271/910227.

- [73] I. Glassman: *Explosive and General Oxidative Characteristics of Fuels, Combustion*, hrsg. von I. Glassman, 3. Aufl., <https://doi.org/10.1016/B978-012285852-9/50004-7>, Academic Press, 1996, S. 57–118, ISBN: 978-0-12-285852-9.
- [74] J. Goettgens, F. Mauss und N. Peters: *Analytic approximations of burning velocities and flame thicknesses of lean hydrogen, methane, ethylene, ethane, acetylene, and propane flames*, Symposium (International) on Combustion, 24, Nr. 1, 1992, S. 129–135, DOI: 10.1016/S0082-0784(06)80020-2.
- [75] J. M. Goodings, D. K. Bohme und C.-W. Ng: *Detailed ion chemistry in methane-oxygen flames. I. Positive ions*, Combustion and Flame, 36, 1979, S. 27–43, ISSN: 0010-2180, DOI: 10.1016/0010-2180(79)90044-0.
- [76] J. M. Goodings, D. K. Bohme und C.-W. Ng: *Detailed ion chemistry in methane-oxygen flames. II. Negative ions*, Combustion and Flame, 36, 1979, S. 45–62, ISSN: 0010-2180, DOI: 10.1016/0010-2180(79)90045-2.
- [77] D. G. Goodwin, H. K. Moffat, I. Schoegl, R. L. Speth und B. W. Weber: *Cantera: An object-oriented software toolkit for chemical kinetics, thermodynamics, and transport processes: version 2.6.0*, 2022, DOI: 10.5281/zenodo.6387882.
- [78] J. A. Green und T. M. Sugden: *Some observations on the mechanism of ionization in flames containing hydrocarbons*, Symposium (International) on Combustion, 9, Nr. 1, 1963, S. 607–621, DOI: 10.1016/S0082-0784(63)80070-3.
- [79] C. Greenshields und H. Weller: *Notes on Computational Fluid Dynamics: General Principles*, CFD Direct Limited, 2022, ISBN: 978-1-399-92078-0.
- [80] M. Grimme: *Regelung eines Gasmotors mittels Ionenstromsonde*, Dissertation, Karlsruhe: Universität Karlsruhe (TH), 1989.
- [81] X. Gu, D. Emerson und D. Bradley: *Modes of reaction front propagation from hot spots*, Combustion and Flame, 133, Nr. 1, 2003, S. 63–74, ISSN: 0010-2180, DOI: 10.1016/S0010-2180(02)00541-2.
- [82] P. Guibert, A. Keromnes und G. Legros: *An Experimental Investigation of the Turbulence Effect on the Combustion Propagation in a Rapid Compression Machine*, Flow, Turbulence and Combustion, 84, Nr. 1, 2010, S. 79–95, ISSN: 1386-6184, 1573-1987, DOI: 10.1007/s10494-009-9225-z.
- [83] M. Günthner: *Untersuchung der Eigenschaften und Kontrollmöglichkeiten der homogen kompressionsgezündeten Verbrennung von Ottokraftstoff*, Dissertation, Karlsruhe: Universität Karlsruhe (TH), 2004.
- [84] T. Häber, T. Zirwes, D. Roth, F. Zhang, H. Bockhorn und U. Maas: *Numerical Simulation of the Ignition of Fuel/Air Gas Mixtures Around Small Hot Particles*, Zeitschrift für Physikalische Chemie, 231, Nr. 10, 2017, S. 1625–1654, ISSN: 2196-7156, 0942-9352, DOI: 10.1515/zpch-2016-0933.
- [85] F. Halter, C. Chauveau, N. Djebaïli-Chaumeix und I. Gökalp: *Characterization of the effects of pressure and hydrogen concentration on laminar burning velocities of methane-hydrogen-air mixtures*, Proceedings of the Combustion Institute, 30, Nr. 1, 2005, S. 201–208, ISSN: 15407489, DOI: 10.1016/j.proci.2004.08.195.
- [86] Z. Han und R. D. Reitz: *A temperature wall function formulation for variable-density turbulent flows with application to engine convective heat transfer modeling*, International Journal of Heat and Mass Transfer, 40, Nr. 3, 1997, S. 613–625, ISSN: 0017-9310, DOI: 10.1016/0017-9310(96)00117-2.

- [87] K. Hanjalić, M. Popovac und M. Hadžiabdić: *A robust near-wall elliptic-relaxation eddy-viscosity turbulence model for CFD*, International Journal of Heat and Fluid Flow, 25, Nr. 6, 2004, S. 1047–1051, ISSN: 0142727X, DOI: 10.1016/j.ijheatfluidflow.2004.07.005.
- [88] G. Haraldsson, P. Tunestal, B. Johansson und J. Hyvonen: *HCCI Combustion Phasing with Closed-Loop Combustion Control Using Variable Compression Ratio in a Multi Cylinder Engine*, SAE Technical Paper, 2003-01-1830, 2003, DOI: 10.4271/2003-01-1830.
- [89] G. Haraldsson, P. Tunestål, B. Johansson und J. Hyvönen: *HCCI Closed-Loop Combustion Control Using Fast Thermal Management*, SAE Technical Paper, 2004-01-0943, 2004, DOI: 10.4271/2004-01-0943.
- [90] I. Haskara, G. Zhu, C. Daniels und J. Winkelmann: *Closed Loop Maximum Dilution Limit Control using In-Cylinder Ionization Signal*, SAE Technical Paper, 2005-01-3751, 2005, DOI: 10.4271/2005-01-3751.
- [91] E. R. Hawkes, R. Sankaran, P. P. Pébay und J. H. Chen: *Direct numerical simulation of ignition front propagation in a constant volume with temperature inhomogeneities*, Combustion and Flame, 145, Nr. 1, 2006, S. 145–159, ISSN: 0010-2180, DOI: 10.1016/j.combustflame.2005.09.018.
- [92] A. N. Hayhurst und H. Jones: *Ions and soot in flames*, Journal of the Chemical Society, Faraday Transactions 2: Molecular and Chemical Physics, 83, Nr. 1, 1987, S. 1–27, DOI: 10.1039/F29878300001.
- [93] D. Healy, H. J. Curran, J. M. Simmie, D. M. Kalitan, C. M. Zinner, A. B. Barrett, E. L. Petersen und G. Bourque: *Methane/ethane/propane mixture oxidation at high pressures and at high, intermediate and low temperatures*, Combustion and Flame, 155, Nr. 3, 2008, S. 441–448, ISSN: 0010-2180, DOI: 10.1016/j.combustflame.2008.07.003.
- [94] D. Healy, H. Curran, S. Dooley, J. Simmie, D. Kalitan, E. Petersen und G. Bourque: *Methane/propane mixture oxidation at high pressures and at high, intermediate and low temperatures*, Combustion and Flame, 155, Nr. 3, 2008, S. 451–461, ISSN: 0010-2180, DOI: 10.1016/j.combustflame.2008.06.008.
- [95] S. Hensel: *Modellierung der Verbrennung und des Wandwärmeübergangs in Ottomotoren mit homogen kompressionsgezündeter Verbrennung*, Dissertation, Karlsruhe: Universität Karlsruhe (TH), 2009.
- [96] G. Heugel: *Experimentelle Untersuchungen zur Entflammung in einer Vorkammer mit Hilfe der Ionenstrom-Messtechnik bei fremdgezündeten Motoren*, hrsg. von Hochschule Karlsruhe, Bachelorthesis, Institut für Kälte-, Klima- und Umwelttechnik, 2021.
- [97] J. Heywood: *Internal Combustion Engine Fundamentals*, New York: McGraw-Hill, 1988, ISBN: 0-07-028637-X.
- [98] T. Hirano, I. Mashiko und U. Nogi: *Electrostatic Probe Measurements in Propagating Flames: Part 2, The Relation between Flame Propagation Velocity and Ion Current*, Bulletin of JSME, 20, Nr. 146, 1977, S. 1026–1033, DOI: 10.1299/jsme1958.20.1026.
- [99] T. Hirano, T. Suzuki, Y. Hashimoto und I. Mashiko: *Basic Characteristics of Cylindrical, Electrostatic Probes for the Measurements of Fluctuating Premixed Flames*, Bulletin of JSME, 24, Nr. 187, 1981, S. 168–174, DOI: 10.1299/jsme1958.24.168.
- [100] G. Hohenberg: *Experimentelle Erfassung der Wandwaerme von Kolbenmotoren*, Habilitationsschrift, Graz: TU Graz, 1980.

- [101] S. Holzberger, M. Kettner und R. Kirchberger: *Extension of the Lean Limit of Gasoline Engines Under Part Load by Using Hot Surface Assisted Spark Ignition (HSASI)*, SAE International Journal of Advances and Current Practices in Mobility, 5, Nr. 5, 2023, S. 1766–1776, DOI: 10.4271/2022-32-0051.
- [102] S. Holzberger, M. Kettner und R. Kirchberger: *Improvement of the EGR Dilution Tolerance in Gasoline Engines by the Use of a HSASI Pre-Chamber Spark Plug*, SAE Technical Paper, 2023-01-1805, 2023, DOI: 10.4271/2023-01-1805.
- [103] M. Hori, N. Matsunaga, N. Marinov, W. Pitz und C. Westbrook: *An experimental and kinetic calculation of the promotion effect of hydrocarbons on the NO-NO<sub>2</sub> conversion in a flow reactor*, Symposium (International) on Combustion, 27, Nr. 1, 1998, S. 389–396, DOI: 10.1016/S0082-0784(98)80427-X.
- [104] Y. Huang, C. Sung und J. Eng: *Dilution limits of n-butane/air mixtures under conditions relevant to HCCI combustion*, Combustion and Flame, 136, Nr. 4, 2004, S. 457–466, ISSN: 0010-2180, DOI: 10.1016/j.combustflame.2003.10.011.
- [105] A. Hultqvist, M. Christensen, B. Johansson, M. Richter, J. Nygren, J. Hult und M. Aldén: *The HCCI Combustion Process in a Single Cycle – Speed Fuel Tracer LIF and Chemiluminescence Imaging*, SAE Technical Paper, 2002-01-0424, 2002, DOI: 10.4271/2002-01-0424.
- [106] C. L. V. Jayatilleke: *The influence of Prandtl number and surface roughness on the resistance of the laminar sub-layer to momentum and heat transfer*, Dissertation, London: Imperial College of Science und Technology, 1966.
- [107] T. Johansson, B. Johansson, P. Tunestål und H. Aulin: *HCCI Operating Range in a Turbo-charged Multi Cylinder Engine with VVT and Spray-Guided DI*, SAE Technical Paper, 2009-01-0494, 2009, DOI: 10.4271/2009-01-0494.
- [108] J. A. Judith, S. Holzberger, M. Kettner und T. Koch: *Assessment of Solver Setup, Mesh Quality and Time-Step for Simulation of Auto-Ignition and Flame Propagation within a Homogeneous Pre-Mixed Variable Volume Combustion Reactor Using 3D-CFD and Detailed Chemical Kinetics*, Proceedings of the AVL International Simulation Conference, Graz, 2019.
- [109] J. A. Judith, M. Kettner und T. Koch: *A Benchmark Study of Chemical Reaction Mechanisms for Ignition Delay Calculation of Natural Gas/Hydrogen Mixtures under Internal Combustion Engine Conditions*, Reports on Energy Efficient Mobility, 2, 2021, S. 38–58, DOI: 10.5281/zenodo.7567906.
- [110] J. A. Judith, M. Kettner, D. Schwarz, M. Klaisle und T. Koch: *Hot Surface Assisted Compression Ignition (HSACI) as an Approach to Extend the Operating Limits of a Natural Gas Fueled HCCI Engine*, SAE International Journal of Advances and Current Practices in Mobility, 5, Nr. 5, 2023, S. 1679–1698, DOI: 10.4271/2022-32-0027.
- [111] J. A. Judith, D. Neher, M. Kettner, D. Schwarz und M. Klaisle: *Simulationsgestützte Entwicklung eines stöchiometrischen Brennverfahrens mit Miller-Steuerzeiten für einen gemischansaugenden Einzylinder-Erdgasmotor*, Proceedings of the 11th Dessau Gas Engine Conference, 2019, S. 320–335.
- [112] J. A. Judith, M. Kettner, T. Koch, D. Schwarz und M. Klaisle: *Experimental study on controlled hot surface assisted compression ignition (HSACI) in a naturally aspirated single cylinder gas engine*, International Journal of Engine Research, 24, Nr. 3, 2022, S. 1041–1062, ISSN: 1468-0874, DOI: 10.1177/14680874211073413.

- [113] J. A. Judith, M. Kettner, D. Schwarz, M. Klaisle und T. Koch: *Experimental Study on Spark Assisted and Hot Surface Assisted Compression Ignition (SACI, HSACI) in a Naturally Aspirated Single-Cylinder Gas Engine*, Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, 145, Nr. 8, 2023, ISSN: 0742-4795, 1528-8919, DOI: 10.1115/1.4062409.
- [114] A. Kakuho, M. Nagamine, Y. Amenomori, T. Urushihara und T. Itoh: *In-Cylinder Temperature Distribution Measurement and Its Application to HCCI Combustion*, SAE Technical Paper, 2006-01-1202, 2006, DOI: 10.4271/2006-01-1202.
- [115] G. T. Kalghatgi, P. Risberg und H.-E. Angstrom: *Partially Pre-Mixed Auto-Ignition of Gasoline to Attain Low Smoke and Low NOx at High Load in a Compression Ignition Engine and Comparison with a Diesel Fuel*, SAE Technical Paper, 2007-01-0006, 2007, DOI: 10.4271/2007-01-0006.
- [116] B. Karlovitz, D. W. Denniston, D. H. Knapschaefer und F. E. Wells: *Studies on Turbulent flames: A. Flame Propagation Across velocity gradients B. turbulence Measurement in flames*, Symposium (International) on Combustion, 4, Nr. 1, 1953, S. 613–620, DOI: 10.1016/S0082-0784(53)80082-2.
- [117] R. J. Kee, M. E. Coltrin, P. Glarborg und H. Zhu: *Chemically reacting flow: Theory, modeling and simulation*, 2. Aufl., Hoboken, NJ, USA: John Wiley & Sons, 2018, ISBN: 978-1-119-18628-1.
- [118] A. Kéromnès, W. K. Metcalfe, K. A. Heufer, N. Donohoe, A. K. Das, C.-J. Sung, J. Herzler, C. Naumann, P. Griebel, O. Mathieu, M. C. Krejci, E. L. Petersen, W. J. Pitz und H. J. Curran: *An experimental and detailed chemical kinetic modeling study of hydrogen and syngas mixture oxidation at elevated pressures*, Combustion and Flame, 160, Nr. 6, 2013, S. 995–1011, ISSN: 0010-2180, DOI: 10.1016/j.combustflame.2013.01.001.
- [119] D. Kessler, R. Herzberg, M. Pelgen und J. Bäuerle: *Entwicklung und Konstruktion eines Ionenstrommessgeräts mit Versuchsdurchführung und Auswertung an einem Gasmotor*, hrsg. von Hochschule Karlsruhe, Projektbericht, Institut für Kälte-, Klima- und Umwelttechnik, 2014.
- [120] M. Kettner: *Experimentelle und numerische Untersuchungen zur Optimierung der Entflammung von mageren Gemischen bei Ottomotoren mit Direkteinspritzung*, Dissertation, Karlsruhe: Universität Karlsruhe (TH), 2006.
- [121] P. F. Knewstubb und T. M. Sugden: *Mass spectrometry of the ions present in hydrocarbon flames*, Symposium (International) on Combustion, 7, Nr. 1, 1958, S. 247–253, DOI: 10.1016/S0082-0784(58)80048-X.
- [122] P. F. Knewstubb und T. M. Sugden: *Mass-spectrometric studies of ionization in flames I. The spectrometer and its application to ionization in hydrogen flames*, Proceedings of the Royal Society of London, 255, Nr. 1283, 1960, S. 520–537, ISSN: 0080-4630, DOI: 10.1098/rspa.1960.0084.
- [123] H. Kobayashi, F. Ham und X. Wu: *Application of a local SGS model based on coherent structures to complex geometries*, International Journal of Heat and Fluid Flow, 29, Nr. 3, 2008, S. 640–653, ISSN: 0142727X, DOI: 10.1016/j.ijheatfluidflow.2008.02.008.
- [124] H. Kobayashi: *The subgrid-scale models based on coherent structures for rotating homogeneous turbulence and turbulent channel flow*, Physics of Fluids, 17, Nr. 4, 2005, ISSN: 1070-6631, 1089-7666, DOI: 10.1063/1.1874212.

- [125] K. Kobayashi, T. Sako, Y. Sakaguchi, S. Morimoto, S. Kanematsu, K. Suzuki, T. Nakazono und H. Ohtsubo: *Development of HCCI natural gas engines*, Journal of Natural Gas Science and Engineering, 3, Nr. 5, 2011, S. 651–656, ISSN: 18755100, DOI: 10.1016/j.jngse.2011.07.002.
- [126] D. Koch, V. Berger, A. Bittel, M. Gschwandtner, G. Wachtmeister, M. Chiodi, A. Kaechele, M. Bargende und D. Wichelhaus: *Investigation of an Innovative Combustion Process for High-Performance Engines and Its Impact on Emissions*, SAE Technical Paper, 2019-01-0039, 2019, DOI: 10.4271/2019-01-0039.
- [127] D. Kozarac, Z. Lulic und G. Sagi: *A six-zone simulation model for HCCI engines with a non-segregated solver of zone state*, Combustion Theory and Modelling, 14, Nr. 3, 2010, S. 425–451, ISSN: 1364-7830, 1741-3559, DOI: 10.1080/13647830.2010.489959.
- [128] R. A. Krishnan, K. Panda und A. Ramesh: *Simulation Studies on Glow Plug Assisted Neat Methanol Combustion in a Diesel Engine*, SAE Technical Paper, 2022-01-0519, 2022, DOI: 10.4271/2022-01-0519.
- [129] H. Kubach: *Ionenstrom als Sensorsignal der dieselmotorischen Verbrennung*, Dissertation, Karlsruhe: Universität Karlsruhe (TH), 2004.
- [130] S. Kumagai und I. Kimura: *Ignition of flowing gases by heated wires*, Symposium (International) on Combustion, 6, Nr. 1, 1957, S. 554–558, ISSN: 0082-0784, DOI: 10.1016/S0082-0784(57)80073-3.
- [131] H. Kuzuyama, M. Machida, K. Akihama, K. Inagaki und M. Ueda: *A Study on Natural Gas Fueled Homogeneous Charge Compression Ignition Engine - Expanding the Operating Range and Combustion Mode Switching*, SAE Technical Paper, 2007-01-0176, 2007, DOI: 10.4271/2007-01-0176.
- [132] O. Lang, W. Salber, J. Hahn, S. Pischinger, K. Hortmann und C. Bücken: *Thermodynamical and Mechanical Approach Towards a Variable Valve Train for the Controlled Auto Ignition Combustion Process*, SAE Technical Paper, 2005-01-0762, 2005, DOI: 10.4271/2005-01-0762.
- [133] N. M. Laurendeau: *Thermal ignition of methane-air mixtures by hot surfaces: A critical examination*, Combustion and Flame, 46, 1982, S. 29–49, ISSN: 0010-2180, DOI: 10.1016/0010-2180(82)90005-0.
- [134] G. A. Lavoie, J. Martz, M. Wooldridge und D. Assanis: *A multi-mode combustion diagram for spark assisted compression ignition*, Combustion and Flame, 157, Nr. 6, 2010, S. 1106–1110, ISSN: 0010-2180, DOI: 10.1016/j.combustflame.2010.02.009.
- [135] C. Law: *Combustion Physics*, Cambridge, New York, Melbourne, Madrid, Cape Town, Singapore, São Paulo: Cambridge University Press, 2006, ISBN: 978-0-521-87052-8.
- [136] B. Lawler, J. Lacey, O. Güralp, P. Najt und Z. Filipi: *HCCI combustion with an actively controlled glow plug: The effects on heat release, thermal stratification, efficiency, and emissions*, Applied Energy, 211, 2018, S. 809–819, ISSN: 03062619, DOI: 10.1016/j.apenergy.2017.11.089.
- [137] J. Lawton und F. J. Weinberg: *Electrical aspects of combustion*, Oxford: Clarendon Press, 1969, ISBN: 978-0-19-855341-0.
- [138] C. Lhuillier, P. Brequigny, F. Contino und C. Rousselle: *Combustion Characteristics of Ammonia in a Modern Spark-Ignition Engine*, SAE Technical Paper, 2019-24-0237, 2019, DOI: 10.4271/2019-24-0237.

- [139] L. Li, H. Xie, T. Chen, W. Yu und H. Zhao: *Experimental Study on Spark Assisted Compression Ignition (SACI) Combustion with Positive Valve Overlap in a HCCI Gasoline Engine*, SAE Technical Paper, 2012-01-1126, 2012, DOI: 10.4271/2012-01-1126.
- [140] L. Liang, J. G. Stevens und J. T. Farrell: *A Dynamic Multi-Zone Partitioning Scheme for Solving Detailed Chemical Kinetics in Reactive Flow Computations*, Combustion Science and Technology, 181, Nr. 11, 2009, S. 1345–1371, ISSN: 0010-2202, 1563-521X, DOI: 10.1080/00102200903190836.
- [141] H. List, Hrsg.: *Thermodynamik der Verbrennungskraftmaschine: Der Fahrzeugantrieb*, 3. Aufl., Wien: Springer, 2009, ISBN: 978-3-211-99276-0.
- [142] H. Liu, P. Zhang, Z. Li, J. Luo, Z. Zheng und M. Yao: *Effects of temperature inhomogeneities on the HCCI combustion in an optical engine*, Applied Thermal Engineering, 31, Nr. 14, 2011, S. 2549–2555, ISSN: 13594311, DOI: 10.1016/j.applthermaleng.2011.04.020.
- [143] MAN Energy Solutions GmbH: *MAN V51/60G High efficiency and high power*, 2024, URL: [https://www.man-es.com/docs/default-source/document-sync/man-v51-60g-eng.pdf?sfvrsn=3776bc19\\_3](https://www.man-es.com/docs/default-source/document-sync/man-v51-60g-eng.pdf?sfvrsn=3776bc19_3) (besucht am 18.04.2024).
- [144] L. Manofsky, J. Vavra, D. N. Assanis und A. Babajimopoulos: *Bridging the Gap between HCCI and SI: Spark-Assisted Compression Ignition*, SAE Technical Paper, 2011-01-1179, 2011, DOI: 10.4271/2011-01-1179.
- [145] J. B. Martz, H. Kwak, H. G. Im, G. A. Lavoie und D. N. Assanis: *Combustion regime of a reacting front propagating into an auto-igniting mixture*, Proceedings of the Combustion Institute, 33, Nr. 2, 2011, S. 3001–3006, ISSN: 15407489, DOI: 10.1016/j.proci.2010.07.040.
- [146] J. B. Martz, R. J. Middleton, G. A. Lavoie, A. Babajimopoulos und D. N. Assanis: *A computational study and correlation of premixed iso-octane–air laminar reaction front properties under spark ignited and spark assisted compression ignition engine conditions*, Combustion and Flame, 158, Nr. 6, 2011, S. 1089–1096, ISSN: 0010-2180, DOI: 10.1016/j.combustflame.2010.09.014.
- [147] J. B. Martz, G. A. Lavoie, H. G. Im, R. J. Middleton, A. Babajimopoulos und D. N. Assanis: *The propagation of a laminar reaction front during end-gas auto-ignition*, Combustion and Flame, 159, Nr. 6, 2012, S. 2077–2086, ISSN: 0010-2180, DOI: 10.1016/j.combustflame.2012.01.011.
- [148] K. Matsumoto, T. Urushihara, A. Inoue, Y. Kawai, T. Miyamoto und Y. Koshiro: *Engine Control Device*, europ. Pat. 3 421 766 A1 (Hiroshima), 2019.
- [149] Mazda: *Mazda European Technology and Design Forum Presseinformation*, 2018, URL: <https://de.mazda-press.com/technologie/antriebe/e-skyactiv-x/> (besucht am 11.11.2023).
- [150] Mechanical and Aerospace Engineering: *Chemical-Kinetic Mechanisms for Combustion Applications: San Diego Mechanism*, <http://combustion.ucsd.edu>, 2016.
- [151] M. Mehl, W. J. Pitz, C. K. Westbrook und H. J. Curran: *Kinetic modeling of gasoline surrogate components and mixtures under engine conditions*, Proceedings of the Combustion Institute, 33, Nr. 1, 2011, S. 193–200, ISSN: 15407489, DOI: 10.1016/j.proci.2010.05.027.
- [152] P. Mehresh, R. W. Dibble und D. Flowers: *EGR effect on ion signal in HCCI engines*, SAE Technical Paper, 2005-01-2126, 2005, DOI: 10.4271/2005-01-2126.

- [153] P. Mehresh, D. Flowers und R. W. Dibble: *Experimental and numerical investigation of effect of fuel on ion sensor signal to determine combustion timing in homogeneous charge compression ignition engines*, International Journal of Engine Research, 6, Nr. 5, 2005, S. 465–474, ISSN: 1468-0874, DOI: 10.1243/146808705X30404.
- [154] P. Mehresh, J. Souder, D. Flowers, U. Riedel und R. W. Dibble: *Combustion timing in HCCI engines determined by ion-sensor: experimental and kinetic modeling*, Proceedings of the Combustion Institute, 30, Nr. 2, 2005, S. 2701–2709, ISSN: 15407489, DOI: 10.1016/j.proci.2004.08.135.
- [155] J. Melguizo-Gavilanes, L. Boeck, R. Mével und J. Shepherd: *Hot surface ignition of stoichiometric hydrogen-air mixtures*, International Journal of Hydrogen Energy, 42, Nr. 11, 2017, S. 7393–7403, ISSN: 03603199, DOI: 10.1016/j.ijhydene.2016.05.095.
- [156] J. Melguizo-Gavilanes, S. Coronel, R. Mével und J. Shepherd: *Dynamics of ignition of stoichiometric hydrogen-air mixtures by moving heated particles*, International Journal of Hydrogen Energy, 42, Nr. 11, 2017, S. 7380–7392, ISSN: 03603199, DOI: 10.1016/j.ijhydene.2016.05.206.
- [157] J. Melguizo-Gavilanes, A. Nové-Josserand, S. Coronel, R. Mével und J. E. Shepherd: *Hot Surface Ignition of n-Hexane Mixtures Using Simplified Kinetics*, Combustion Science and Technology, 188, Nr. 11, 2016, S. 2060–2076, ISSN: 0010-2202, 1563-521X, DOI: 10.1080/00102202.2016.1212577.
- [158] S. K. Menon, P. A. Boettcher, B. Ventura und G. Blanquart: *Hot surface ignition of n-hexane in air*, Combustion and Flame, 163, 2016, S. 42–53, ISSN: 0010-2180, DOI: 10.1016/j.combustflame.2015.08.011.
- [159] P. Mestas, P. Clayton und K. Niemeyer: *Python-based Model Automatic Reduction (py-MARS) v1.1.0*, 2019, DOI: 10.5281/zenodo.3401549.
- [160] W. K. Metcalfe, S. M. Burke, S. S. Ahmed und H. J. Curran: *A Hierarchical and Comparative Kinetic Modeling Study of C1-C2 Hydrocarbon and Oxygenated Fuels*, International Journal of Chemical Kinetics, 45, Nr. 10, 2013, S. 638–675, ISSN: 05388066, DOI: 10.1002/kin.20802.
- [161] R. Mével, J. Melguizo-Gavilanes, L. Boeck und J. Shepherd: *Experimental and numerical study of the ignition of hydrogen-air mixtures by a localized stationary hot surface*, International Journal of Heat and Fluid Flow, 76, 2019, S. 154–169, ISSN: 0142727X, DOI: 10.1016/j.ijheatfluidflow.2019.02.005.
- [162] R. J. Middleton, J. B. Martz, G. A. Lavoie, A. Babajimopoulos und D. N. Assanis: *A computational study and correlation of premixed isoctane air laminar reaction fronts diluted with EGR*, Combustion and Flame, 159, Nr. 10, 2012, S. 3146–3157, ISSN: 00102180, DOI: 10.1016/j.combustflame.2012.04.014.
- [163] R. J. Middleton, L. K. M. Olesky, G. A. Lavoie, M. S. Wooldridge, D. N. Assanis und J. B. Martz: *The effect of spark timing and negative valve overlap on Spark Assisted Compression Ignition combustion heat release rate*, Proceedings of the Combustion Institute, 35, Nr. 3, 2015, S. 3117–3124, ISSN: 15407489, DOI: 10.1016/j.proci.2014.08.021.
- [164] S. Mori, O. Lang, W. Salber, S. Pischinger und C. Bucker: *Type Analysis of EGR-Strategies for Controlled Auto Ignition (CAI) by Using Numerical Simulations and Optical Measurements*, SAE Technical Paper, 2006-01-0630, 2006, DOI: 10.4271/2006-01-0630.

- [165] S. S. Morimoto, Y. Kawabata, T. Sakurai und T. Amano: *Operating Characteristics of a Natural Gas-Fired Homogeneous Charge Compression Ignition Engine (Performance Improvement Using EGR)*, SAE Technical Paper, 2001-01-1034, 2001, DOI: 10.4271/2001-01-1034.
- [166] C. J. Mueller und M. P. Musculus: *Glow Plug Assisted Ignition and Combustion of Methanol in an Optical DI Diesel Engine*, SAE Technical Paper, 2001-01-2004, 2001, DOI: 10.4271/2001-01-2004.
- [167] U. C. Mueller, M. Bollig und N. Peters: *Approximations for burning velocities and markstein numbers for lean hydrocarbon and methanol flames*, Combustion and Flame, 108, Nr. 3, 1997, S. 349–356, ISSN: 0010-2180, DOI: 10.1016/S0010-2180(96)00110-1.
- [168] J. W. Mullen, J. B. Fenn und M. R. Irby: *The ignition of high velocity streams of combustible gases by heated cylindrical rods*, Symposium on Combustion and Flame, and Explosion Phenomena, 3, Nr. 1, 1948, S. 317–329, ISSN: 10622896, DOI: 10.1016/S1062-2896(49)80038-9.
- [169] J. Naber, D. L. Siebers, J. A. Caton, C. K. Westbrook und S. S. Di Julio: *Natural Gas Autoignition Under Diesel Conditions: Experiments and Chemical Kinetic Modeling*, SAE Technical Paper, 942034, 1994, DOI: 10.4271/942034.
- [170] P. M. Najt und D. E. Foster: *Compression-Ignited Homogeneous Charge Combustion*, SAE Technical Paper, 830264, 1983, DOI: 10.4271/830264.
- [171] Y. Nakamura, D.-W. Jung und N. Iida: *Closed-Loop Combustion Control of a HCCI Engine with Re-Breathing EGR System*, SAE Technical Paper, 2013-32-9069, 2013, DOI: 10.4271/2013-32-9069.
- [172] K. Narayanaswamy, G. Blanquart und H. Pitsch: *A consistent chemical mechanism for oxidation of substituted aromatic species*, Combustion and Flame, 157, Nr. 10, 2010, S. 1879–1898, ISSN: 0010-2180, DOI: 10.1016/j.combustflame.2010.07.009.
- [173] M. Neurohr: *Untersuchung von zyklischen Verbrennungsschwankungen eines Ottomotors im HCCI-Betrieb*, Dissertation, Karlsruhe: Karlsruher Institut für Technologie, 2018.
- [174] R.-G. Nieberding: *Kompressionszündung magerer Gemische als motorisches Brennverfahren*, Dissertation, Siegen: Universität Siegen, 2001.
- [175] L. K. M. Olesky, R. J. Middleton, G. A. Lavoie, M. S. Wooldridge und J. B. Martz: *On the sensitivity of low temperature combustion to spark assist near flame limit conditions*, Fuel, 158, Nr. 5, 2015, S. 11–22, ISSN: 00162361, DOI: 10.1016/j.fuel.2015.05.012.
- [176] L. M. Olesky, G. A. Lavoie, D. N. Assanis, M. S. Wooldridge und J. B. Martz: *The effects of diluent composition on the rates of HCCI and spark assisted compression ignition combustion*, Applied Energy, 124, 2014, S. 186–198, ISSN: 03062619, DOI: 10.1016/j.apenergy.2014.03.015.
- [177] L. M. Olesky, J. B. Martz, G. A. Lavoie, J. Vavra, D. N. Assanis und A. Babajimopoulos: *The effects of spark timing, unburned gas temperature, and negative valve overlap on the rates of stoichiometric spark assisted compression ignition combustion*, Applied Energy, 105, Nr. 5, 2013, S. 407–417, ISSN: 03062619, DOI: 10.1016/j.apenergy.2013.01.038.
- [178] J.-O. Olsson, P. Tunestal, B. Johansson, S. Fiveland, R. Agama, M. Willi und D. Assanis: *Compression Ratio Influence on Maximum Load of a Natural Gas Fueled HCCI Engine*, SAE Technical Paper, 2002-01-0111, 2002, DOI: 10.4271/2002-01-0111.

- [179] S. Onishi, S. H. Jo, K. Shoda, P. D. Jo und S. Kato: *Active Thermo-Atmosphere Combustion (ATAC) - A New Combustion Process for Internal Combustion Engines*, SAE Technical Paper, 790501, 1979, DOI: <https://doi.org/10.4271/790501>.
- [180] K. Pan und J. S. Wallace: *Numerical studies of the ignition characteristics of a high-pressure gas jet in compression ignition engines with glow plug ignition assist: Part 1 - Operating condition study*, International Journal of Engine Research, 18, Nr. 10, 2017, S. 1035–1054, ISSN: 1468-0874, 2041-3149, DOI: 10.1177/1468087417699753.
- [181] K. Pan und J. S. Wallace: *Numerical studies of the ignition characteristics of a high-pressure gas jet in compression ignition engines with glow plug ignition assist: Part 2 - Effects of multi-opening glow plug shields*, International Journal of Engine Research, 19, Nr. 9, 2018, S. 977–1001, ISSN: 1468-0874, 2041-3149, DOI: 10.1177/1468087417736997.
- [182] K. Pan und J. S. Wallace: *Influences of a new glow plug shield on natural gas combustion characteristics in direct-injection engines*, Fuel, 294, 2021, ISSN: 00162361, DOI: 10.1016/j.fuel.2021.120401.
- [183] S. Paterson: *I. The ignition of inflammable Oases by hot moving particles*, The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science, 28, Nr. 186, 1939, S. 1–23, ISSN: 1941-5982, 1941-5990, DOI: 10.1080/14786443908521159.
- [184] H. Persson, A. Hultqvist, B. Johansson und A. Remon: *Investigation of the Early Flame Development in Spark Assisted HCCI Combustion Using High Speed Chemiluminescence Imaging*, SAE Technical Paper, 2007-01-0212, 2007, DOI: 10.4271/2007-01-0212.
- [185] N. Peters, G. Paczko, R. Seiser und K. Seshadri: *Temperature cross-over and non-thermal runaway at two-stage ignition of n-heptane*, Combustion and Flame, 128, Nr. 1, 2002, S. 38–59, ISSN: 00102180, DOI: 10.1016/S0010-2180(01)00331-5.
- [186] M. Pochet, H. Jeanmart und F. Contino: *A 22:1 Compression Ratio Ammonia-Hydrogen HCCI Engine: Combustion, Load, and Emission Performances*, Frontiers in Mechanical Engineering, 6, 2020, ISSN: 2297-3079, DOI: 10.3389/fmech.2020.00043.
- [187] T. Poinso, D. Veynante und S. Candel: *Diagrams of premixed turbulent combustion based on direct simulation*, Symposium (International) on Combustion, 23, Nr. 1, 1991, S. 613–619, ISSN: 00820784, DOI: 10.1016/S0082-0784(06)80308-5.
- [188] T. Poinso und D. Veynante: *Theoretical and numerical combustion*, 2. Aufl., Philadelphia, PA, USA: R.T. Edwards, 2005, ISBN: 1-930217-10-2.
- [189] R. Pollard: *Hydrocarbons, Comprehensive Chemical Kinetics*, hrsg. von C. Bamford und C. Tipper, Bd. 17, Elsevier, 1977, S. 249–367, ISBN: 978-0-444-41513-4, DOI: 10.1016/S0069-8040(08)70080-3.
- [190] S. Pope: *Turbulent Flows*, Cambridge: Cambridge University Press, 2000, ISBN: 978-0-521-59886-6.
- [191] M. Popovac und K. Hanjalic: *A combined WF and ItW treatment of wall boundary conditions for turbulent convective heat transfer*, Proceedings of the 9th UK national heat transfer conference, 2005.
- [192] M. Popovac und K. Hanjalic: *Compound Wall Treatment for RANS Computation of Complex Turbulent Flows and Heat Transfer*, Flow, Turbulence and Combustion, 78, Nr. 2, 2007, S. 177–202, ISSN: 1386-6184, 1573-1987, DOI: 10.1007/s10494-006-9067-x.
- [193] R. Reinmann, A. Saitzkoff, B. Lassesson und P. Strandh: *Fuel and additive influence on the ion current*, SAE Technical Paper, 980161, 1998, DOI: 10.4271/980161.

- [194] R. Reinmann, A. Saitzkoff und F. Mauss: *Local Air-Fuel Ratio Measurements Using the Spark Plug as an Ionization Sensor*, SAE Technical Paper, 970856, 1997, DOI: 10.4271/970856.
- [195] A. J. Reiter und S.-C. Kong: *Demonstration of Compression-Ignition Engine Combustion Using Ammonia in Reducing Greenhouse Gas Emissions*, Energy Fuels, 22, Nr. 5, 2008, S. 2963–2971, ISSN: 0887-0624, 1520-5029, DOI: 10.1021/ef800140f.
- [196] D. L. Reuss, T.-W. Kuo, G. Silvas, V. Natarajan und V. Sick: *Experimental metrics for identifying origins of combustion variability during spark-assisted compression ignition*, International Journal of Engine Research, 9, Nr. 5, 2008, S. 409–434, ISSN: 1468-0874, DOI: 10.1243/14680874JER01108.
- [197] D. L. Reuss und V. Sick: *Inhomogeneities in HCCI Combustion: An Imaging Study*, SAE Technical Paper, 2005-01-2122, 2005, DOI: 10.4271/2005-01-2122.
- [198] M. Richter, J. Engström, A. Franke, M. Aldén, A. Hultqvist und B. Johansson: *The Influence of Charge Inhomogeneity on the HCCI Combustion Process*, SAE Technical Paper, 2000-01-2868, 2000, S. 1–9, DOI: 10.4271/2000-01-2868.
- [199] W. Roberts, J. Driscoll, M. Drake und L. Goss: *Images of the quenching of a flame by a vortex - To quantify regimes of turbulent combustion*, Combustion and Flame, 94, Nr. 1, 1993, S. 58–69, ISSN: 00102180, DOI: 10.1016/0010-2180(93)90019-Y.
- [200] D. Robertson und R. Prucka: *A Review of Spark-Assisted Compression Ignition (SACI) Research in the Context of Realizing Production Control Strategies*, SAE Technical Paper, 2019-24-0027, 2019, DOI: 10.4271/2019-24-0027.
- [201] D. Roth, T. Häber und H. Bockhorn: *Experimental and numerical study on the ignition of fuel/air mixtures at laser heated silicon nitride particles*, Proceedings of the Combustion Institute, 36, Nr. 1, 2017, S. 1475–1484, ISSN: 15407489, DOI: 10.1016/j.proci.2016.05.054.
- [202] D. A. Rothamer, J. A. Snyder, R. K. Hanson und R. R. Steeper: *Two-Wavelength PLIF Diagnostic for Temperature and Composition*, SAE International Journal of Fuels and Lubricants, 1, Nr. 1, 2008, S. 520–533, ISSN: 1946-3960, DOI: 10.4271/2008-01-1067.
- [203] A. B. Sahu, A. A. E.-S. Mohamed, S. Panigrahy, G. Bourque und H. Curran: *Ignition Studies of C1–C7 Natural Gas Blends at Gas-Turbine-Relevant Conditions*, Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, 143, Nr. 8, 2021, ISSN: 0742-4795, 1528-8919, DOI: 10.1115/1.4050063.
- [204] A. Saitzkoff, R. Reinmann, T. Berglind und M. Glavmo: *An Ionization Equilibrium Analysis of the Spark Plug as an Ionization Sensor*, SAE Technical Paper, 960337, 1996, DOI: 10.4271/960337.
- [205] R. Sankaran, H. G. Im, E. R. Hawkes und J. H. Chen: *The effects of non-uniform temperature distribution on the ignition of a lean homogeneous hydrogen–air mixture*, Proceedings of the Combustion Institute, 30, Nr. 1, 2005, S. 875–882, ISSN: 15407489, DOI: 10.1016/j.proci.2004.08.176.
- [206] V. Satopaa, J. Albrecht, D. Irwin und B. Raghavan: *Finding a Needle in a Haystack: Detecting Knee Points in System Behavior*, International Conference on Distributed Computing Systems Workshops, 2011, S. 166–171, DOI: 10.1109/ICDCSW.2011.20.
- [207] W. Sauter: *Untersuchungen zur homogen kompressionsgezündeten Verbrennung mit Ventilunterschneidung und Benzin-Direkteinspritzung*, Dissertation, Karlsruhe: Universität Karlsruhe (TH), 2007.

- [208] S. Saxena, J.-Y. Chen und R. Dibble: *Maximizing Power Output in an Automotive Scale Multi-Cylinder Homogeneous Charge Compression Ignition (HCCI) Engine*, SAE Technical Paper, 2011-01-0907, 2011, DOI: 10.4271/2011-01-0907.
- [209] S. Saxena, S. Schneider, S. Aceves und R. Dibble: *Wet ethanol in HCCI engines with exhaust heat recovery to improve the energy balance of ethanol fuels*, Applied Energy, 98, 2012, S. 448–457, ISSN: 03062619, DOI: 10.1016/j.apenergy.2012.04.007.
- [210] S. Saxena, D. Vuilleumier, D. Kozarac, M. Kriek, R. Dibble und S. Aceves: *Optimal operating conditions for wet ethanol in a HCCI engine using exhaust gas heat recovery*, Applied Energy, 116, 2014, S. 269–277, ISSN: 03062619, DOI: 10.1016/j.apenergy.2013.11.033.
- [211] F. Scholl: *Study of Premixed Combustion Induced by Controlled Hot Surface Ignition in Stationary Gas Engines*, Dissertation, Valladolid und Karlsruhe: University of Valladolid & Hochschule Karlsruhe, 2017.
- [212] M. Sellnau, C. Whitney, A. Shah, T. Kunz und M. Dinkel: *Valvetrain System for Exhaust Rebreathing on a Light-Duty Gasoline Compression Ignition (GCI) Engine*, SAE Technical Paper, 2023-01-1673, 2023, DOI: 10.4271/2023-01-1673.
- [213] A. Shaik, N. S. V. Moorthi und R. Rudramoorthy: *Variable compression ratio engine: A future power plant for automobiles - an overview*, Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part D: Journal of Automobile Engineering, 221, Nr. 9, 2007, S. 1159–1168, ISSN: 0954-4070, 2041-2991, DOI: 10.1243/09544070JAUTO573.
- [214] W. M. Silvis: *An Algorithm for Calculating the Air/Fuel Ratio from Exhaust Emissions*, SAE Technical Paper, 970514, 1997, DOI: 10.4271/970514.
- [215] M. Sjöberg und J. E. Dec: *Ethanol Autoignition Characteristics and HCCI Performance for Wide Ranges of Engine Speed, Load and Boost*, SAE International Journal of Engines, 3, Nr. 1, 2010, S. 84–106, ISSN: 1946-3944, DOI: 10.4271/2010-01-0338.
- [216] M. Sjöberg und J. E. Dec: *Combined Effects of Fuel-Type and Engine Speed on Intake Temperature Requirements and Completeness of Bulk-Gas Reactions for HCCI Combustion*, SAE Technical Paper, 2003-01-3173, 2003, DOI: 10.4271/2003-01-3173.
- [217] M. Sjöberg, J. E. Dec, A. Babajimopoulos und D. Assanis: *Comparing enhanced natural thermal stratification against retarded combustion phasing for smoothing of HCCI heat-release rates*, SAE Technical Paper, 2004-01-2994, 2004, DOI: 10.4271/2004-01-2994.
- [218] M. Sjöberg und J. E. Dec: *An investigation into lowest acceptable combustion temperatures for hydrocarbon fuels in HCCI engines*, Proceedings of the Combustion Institute, 30, Nr. 2, 2005, S. 2719–2726, ISSN: 15407489, DOI: 10.1016/j.proci.2004.08.132.
- [219] M. Sjöberg und J. E. Dec: *Comparing late-cycle autoignition stability for single- and two-stage ignition fuels in HCCI engines*, Proceedings of the Combustion Institute, 31, Nr. 2, 2007, S. 2895–2902, ISSN: 15407489, DOI: 10.1016/j.proci.2006.08.010.
- [220] M. Sjöberg, J. E. Dec und N. P. Cernansky: *Potential of Thermal Stratification and Combustion Retard for Reducing Pressure-Rise Rates in HCCI Engines, Based on Multi-Zone Modeling and Experiments*, SAE Technical Paper, 2005-01-0113, 2005, DOI: 10.4271/2005-01-0113.
- [221] M. Sjöberg, J. E. Dec und W. Hwang: *Thermodynamic and Chemical Effects of EGR and Its Constituents on HCCI Autoignition*, SAE Technical Paper, 2007-01-0207, 2007, DOI: 10.4271/2007-01-0207.

- [222] G. P. Smith, D. M. Golden, M. Frenklach, Moriarty N. W., Eiteneer B., M. Goldenberg, C. T. Bowman, R. K. Hanson, S. Song, Gardiner, W. C. Jr., V. V. Lissianski und Z. Qin: *GRI-Mech 3.0*, <http://combustion.berkeley.edu/gri-mech/>, 2000.
- [223] J. Snyder, N. Dronniou, J. E. Dec und R. Hanson: *PLIF Measurements of Thermal Stratification in an HCCI Engine under Fired Operation*, SAE International Journal of Engines, 4, Nr. 1, 2011, S. 1669–1688, ISSN: 1946-3944, DOI: 10.4271/2011-01-1291.
- [224] J. A. Snyder, R. K. Hanson, R. P. Fitzgerald und R. R. Steeper: *Dual-Wavelength PLIF Measurements of Temperature and Composition in an Optical HCCI Engine with Negative Valve Overlap*, SAE International Journal of Engines, 2, Nr. 1, 2009, S. 460–474, ISSN: 1946-3944, DOI: 10.4271/2009-01-0661.
- [225] H. S. Soyhan, H. Yasar, H. Walmsley, B. Head, G. T. Kalghatgi und C. Sorousbay: *Evaluation of heat transfer correlations for HCCI engine modeling*, Applied Thermal Engineering, 29, Nr. 2, 2009, S. 541–549, ISSN: 13594311, DOI: 10.1016/j.applthermaleng.2008.03.014.
- [226] L. J. Spadaccini und M. B. Colket: *Ignition Delay Characteristics of Methane Fuels*, Progress in Energy and Combustion Science, 20, 1994, S. 431–460, DOI: 10.1016/0360-1285(94)90011-6.
- [227] Stadtwerke Kiel: *Küstenkraftwerk K.I.E.L.* Broschüre, 2016, URL: [https://www.stadtwerke-kiel.de/fileadmin/user\\_upload/Medien/Dokumente/Publikationen/stadtwerke-kiel-unternehmensbroschueren-kuestenkraftwerk-kiel.pdf](https://www.stadtwerke-kiel.de/fileadmin/user_upload/Medien/Dokumente/Publikationen/stadtwerke-kiel-unternehmensbroschueren-kuestenkraftwerk-kiel.pdf) (besucht am 02.04.2024).
- [228] P. Strandh, M. Christensen, J. Bengtsson, R. Johansson, A. Vressner, P. Tunestal und B. Johansson: *Ion current sensing for HCCI combustion feedback*, SAE Technical Paper, 2003-01-3216, 2003, DOI: 10.4271/2003-01-3216.
- [229] M. Stuhldreher, J. Kargul, D. Barba, J. McDonald, S. Bohac, P. Dekraker und A. Moskalik: *Benchmarking a 2016 Honda Civic 1.5-Liter L15B7 Turbocharged Engine and Evaluating the Future Efficiency Potential of Turbocharged Engines*, SAE International Journal of Engines, 11, Nr. 6, 2018, S. 1273–1305, ISSN: 1946-3944, DOI: 10.4271/2018-01-0319.
- [230] W. Sun, Z. Chen, X. Gou und Y. Ju: *A path flux analysis method for the reduction of detailed chemical kinetic mechanisms*, Combustion and Flame, 157, Nr. 7, 2010, S. 1298–1307, ISSN: 00102180, DOI: 10.1016/j.combustflame.2010.03.006.
- [231] T. Suzuki, Y. Hashimoto, I. Mashiko und T. Hirano: *Ion-current fluctuations recorded with a cylindrical electrostatic probe passing premixed flames*, Combustion and Flame, 36, 1979, S. 179–191, ISSN: 00102180, DOI: 10.1016/0010-2180(79)90058-0.
- [232] T. Suzuki, N. Kudo, M. Kawamata und T. Hirano: *Simultaneous measurements of gas flow and flame front movement in a turbulent premixed flame zone*, Symposium (International) on Combustion, 21, Nr. 1, 1988, S. 1385–1391, DOI: 10.1016/S0082-0784(88)80370-9.
- [233] J. P. Szybist, E. Nafziger und A. Weall: *Load Expansion of Stoichiometric HCCI Using Spark Assist and Hydraulic Valve Actuation*, SAE International Journal of Engines, 3, Nr. 2, 2010, S. 244–258, ISSN: 1946-3944, DOI: 10.4271/2010-01-2172.
- [234] S. Tanaka, F. Ayala, J. C. Keck und J. B. Heywood: *Two-stage ignition in HCCI combustion and HCCI control by fuels and additives*, Combustion and Flame, 132, Nr. 1, 2003, S. 219–239, DOI: 10.1016/S0010-2180(02)00457-1.
- [235] B. Thirouard, J. Chernel und V. Knop: *Investigation of Mixture Quality Effect on CAI Combustion*, SAE Technical Paper, 2005-01-0141, 2005, DOI: 10.4271/2005-01-0141.

- [236] V. Triantopoulos, S. V. Bohac, J. Sterniak, G. Lavoie, A. L. Boehman, D. N. Assanis und J. B. Martz: *Cycle-to-cycle variability in spark-assisted compression ignition engines near optimal mean combustion phasing*, International Journal of Engine Research, 24, Nr. 2, 2023, S. 420–436, ISSN: 1468-0874, 2041-3149, DOI: 10.1177/14680874211053061.
- [237] T. Tsurushima, A. Harada, Y. Iwashiro, Y. Enomoto, Y. Asaumi und Y. Aoyagi: *Thermodynamic Characteristics of Premixed Compression Ignition Combustions*, SAE Technical Paper, 2001-01-1891, 2001, DOI: 10.4271/2001-01-1891.
- [238] Umweltbundesamt: *Status quo der Kraft-Wärme-Kopplung in Deutschland*, www.umweltbundesamt.de/publikationen, Dessau-Roßlau, 2020.
- [239] United Nations UNFCCC: *Paris Agreement on Climate Change*, <https://unfccc.int/process-and-meetings/the-paris-agreement>, 2015.
- [240] T. Urushihara, K. Yamaguchi, K. Yoshizawa und T. Itoh: *A Study of a Gasoline-fueled Compression Ignition Engine - Expansion of HCCI Operation Range Using SI Combustion as a Trigger of Compression Ignition*, SAE Technical Paper, 2005-01-0180, 2005, DOI: 10.4271/2005-01-0180.
- [241] A. Valera-Medina, F. Amer-Hatem, A. K. Azad, I. C. Dedoussi, M. De Joannon, R. X. Fernandes, P. Glarborg, H. Hashemi, X. He, S. Mashruk, J. McGowan, C. Mounaim-Rouselle, A. Ortiz-Prado, A. Ortiz-Valera, I. Rossetti, B. Shu, M. Yehia, H. Xiao und M. Costa: *Review on Ammonia as a Potential Fuel: From Synthesis to Economics*, Energy Fuels, 35, Nr. 9, 2021, S. 6964–7029, ISSN: 0887-0624, 1520-5029, DOI: 10.1021/acs.energyfuels.0c03685.
- [242] J. Van't Hoff: *Studies in chemical dynamics*, F. Muller, 1896.
- [243] A. Vressner, R. Egnell und B. Johansson: *Combustion Chamber Geometry Effects on the Performance of an Ethanol Fueled HCCI Engine*, SAE Technical Paper, 2008-01-1656, 2008, DOI: 10.4271/2008-01-1656.
- [244] A. Vressner, A. Hultqvist und B. Johansson: *Study on combustion chamber geometry effects in an HCCI engine using high-speed cycle-resolved chemiluminescence imaging*, SAE Technical Paper, 2007-01-0217, 2007, DOI: 10.4271/2007-01-0217.
- [245] A. Vressner, A. Hultqvist, P. Tunestal, B. Johansson und R. Hasegawa: *Fuel effects on ion current in an HCCI engine*, SAE Technical Paper, 2005-01-2093, 2005, DOI: 10.4271/2005-01-2093.
- [246] H. Wang, X. You, A. V. Joshi, S. G. Davis, A. Laskin, F. Egolfopoulos und K. C. Law: *High-Temperature Combustion Reaction Model of H<sub>2</sub>/CO/C<sub>1</sub>-C<sub>4</sub> Compounds: USC Mech Version II*, [http://ignis.usc.edu/USC\\_Mech\\_II.htm](http://ignis.usc.edu/USC_Mech_II.htm), 2007.
- [247] Z. Wang, J. Wang, S. Shuai, X. He, F. Xu, D. Yang und X. Ma: *Research on Spark Induced Compression Ignition (SICI)*, SAE Technical Paper, 2009-01-0132, 2009, DOI: 10.4271/2009-01-0132.
- [248] J. Warnatz, U. Maas und R. W. Dibble: *Combustion: Physical and chemical fundamentals, modeling and simulation, experiments, pollutant formation*, 4. Aufl., Berlin: Springer, 2006, ISBN: 3-540-25992-9.
- [249] A. J. Weall und J. P. Szybist: *The Effects of Fuel Characteristics on Stoichiometric Spark-Assisted HCCI*, Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, 134, Nr. 7, 2012, ISSN: 0742-4795, 1528-8919, DOI: 10.1115/1.4006007.

- [250] C. K. Westbrook, F. L. Dryer und K. P. Schug: *Numerical modeling of ethylene oxidation in laminar flames*, *Combustion and Flame*, 52, 1983, S. 299–313, ISSN: 00102180, DOI: 10.1016/0010-2180(83)90140-2.
- [251] C. K. Westbrook: *Chemical kinetics of hydrocarbon ignition in practical combustion systems*, *Proceedings of the Combustion Institute*, 28, Nr. 2, 2000, S. 1563–1577, ISSN: 15407489, DOI: 10.1016/S0082-0784(00)80554-8.
- [252] M. L. Willi und B. G. Richards: *Design and Development of a Direct Injected, Glow Plug Ignition-Assisted, Natural Gas Engine*, *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, 117, Nr. 4, 1995, S. 799–803, ISSN: 0742-4795, 1528-8919, DOI: 10.1115/1.2815467.
- [253] H. Wilstermann: *Wechselspannungszündung mit integrierter Ionenstrommessung als Sensor für die Verbrennungs- und Motorregelung*, Dissertation, Karlsruhe: Universität Karlsruhe (TH), 1999.
- [254] X. Yang und G. Zhu: *SI and HCCI Combustion Mode Transition Control of an HCCI Capable SI Engine*, *IEEE Transactions on Control Systems Technology*, 21, Nr. 5, 2013, S. 1558–1569, ISSN: 1063-6536, 1558-0865, DOI: 10.1109/TCST.2012.2201719.
- [255] C. Yao, T. Zhou, F. Yang, Y. Hu, J. Wang und M. Ouyang: *Experimental study of glow plug assisted compression ignition*, *Fuel*, 197, 2017, S. 111–120, ISSN: 00162361, DOI: 10.1016/j.fuel.2017.02.008.
- [256] D. Yap, A. Megaritis, M. L. Wyszynski und H. Xu: *Residual Gas Trapping for Natural Gas HCCI*, *SAE Technical Paper*, 2004-01-1973, 2004, DOI: 10.4271/2004-01-1973.
- [257] C. S. Yoo, T. Lu, J. H. Chen und C. K. Law: *Direct numerical simulations of ignition of a lean n-heptane/air mixture with temperature inhomogeneities at constant volume: Parametric study*, *Combustion and Flame*, 158, Nr. 9, 2011, S. 1727–1741, ISSN: 00102180, DOI: 10.1016/j.combustflame.2011.01.025.
- [258] C. S. Yoo, Z. Luo, T. Lu, H. Kim und J. H. Chen: *A DNS study of ignition characteristics of a lean iso-octane/air mixture under HCCI and SACI conditions*, *Proceedings of the Combustion Institute*, 34, Nr. 2, 2013, S. 2985–2993, ISSN: 15407489, DOI: 10.1016/j.proci.2012.05.019.
- [259] R. Yu, X. S. Bai, H. Lehtiniemi, S. S. Ahmed, F. Mauss, M. Richter, M. Aldén, L. Hildingsson, B. Johansson und A. Hultqvist: *Effect of Turbulence and Initial Temperature Inhomogeneity on Homogeneous Charge Compression Ignition Combustion*, *SAE Technical Paper*, 2006-01-3318, 2006, DOI: 10.4271/2006-01-3318.
- [260] R. X. Yu, X. S. Bai, A. Vressner, A. Hultqvist, B. Johansson, J. Olofsson, H. Seyfried, J. Sjöholm, M. Richter und M. Alden: *Effect of Turbulence on HCCI Combustion*, *SAE Technical Paper*, 2007-01-0183, 2007, DOI: 10.4271/2007-01-0183.
- [261] H. Yun, N. Wermuth und P. Najt: *High Load HCCI Operation Using Different Valving Strategies in a Naturally-Aspirated Gasoline HCCI Engine*, *SAE International Journal of Engines*, 4, Nr. 1, 2011, S. 1190–1201, ISSN: 1946-3944, DOI: 10.4271/2011-01-0899.
- [262] Zeldovich Y.B.: *Regime classification of an exothermic reaction with nonuniform initial conditions*, *Combustion and Flame*, 39, Nr. 2, 1980, S. 211–214, ISSN: 00102180, DOI: 10.1016/0010-2180(80)90017-6.
- [263] Y. Zhang, H. Xie und H. Zhao: *Investigation of SI-HCCI Hybrid Combustion and Control Strategies for Combustion Mode Switching in a Four-Stroke Gasoline Engine*, *Combustion Science and Technology*, 181, Nr. 5, 2009, S. 782–799, ISSN: 0010-2202, 1563-521X, DOI: 10.1080/00102200902868887.

- [264] C.-W. Zhou, Y. LI, U. Burke, C. Banyon, K. P. Somers, S. Ding, S. Khan, J. W. Hargis, T. Sikes, O. Mathieu, E. L. Petersen, M. AlAbbad, A. Farooq, Y. Pan, Y. Zhang, Z. Huang, J. Lopez, Z. Loparo, S. S. Vasu und H. J. Curran: *An experimental and chemical kinetic modeling study of 1,3-butadiene combustion: Ignition delay time and laminar flame speed measurements*, *Combustion and Flame*, 197, 2018, S. 423–438, ISSN: 00102180, DOI: 10.1016/j.combustflame.2018.08.006.
- [265] T. Zhou, C. Yao, F. Yang und S. Jinwei: *Glow Plug Assisted Compression Ignition (GACI) in Cold Conditions*, SAE Technical Paper, 2017-01-2288, 2017, DOI: 10.4271/2017-01-2288.
- [266] B. Zigler: *An experimental investigation of the ignition properties of low temperature combustion in an optical engine*, Dissertation, Michigan: University of Michigan, 2008.
- [267] T. Zirwes, F. Zhang, T. Haber, D. Roth und H. Bockhorn: *Direct numerical simulation of ignition by hot moving particles*, *Proceedes of the 26th International Colloquium on the Dynamics of Explosions and Reactive System*, 2017.

## Abbildungsverzeichnis

2.1	Schematische Darstellung der Zündgrenzen von Methan, Ethan und Propan nach [135] und des zeitlichen Verlaufs von thermischer Zündung und Radikalketten-Explosion nach [248] . . . . .	4
2.2	Chemilumineszenz-Aufnahmen von HCCI-Verbrennungen zu verschiedenen Zeitpunkten aus [50] mit Angabe des Signalverstärkungsfaktors am unteren, linken Bildrand . . . . .	11
2.3	Einfluss der Temperaturverteilung und Schwerpunktlage auf den maximalen Druckgradienten im HCCI-Verfahren sowie schematischer Verlauf der daraus resultierenden Betriebsgrenzen nach [50] (links), [208] (Mitte), [217] (rechts) . . . . .	16
2.4	Chemilumineszenz-Aufnahmen einer SACI-Verbrennung aus [184] und schematischer Ablauf der Wärmefreisetzung nach [200] . . . . .	17
2.5	Betriebskennfeld von HCCI- und SACI-Verfahren nach [144] und Effekt der Verdünnungsrate auf die Beeinflussbarkeit der Selbstzündung durch den Zündfunken bei der SACI-Verbrennung nach [148] . . . . .	19
2.6	Konkurrenz von Wärmeproduktion (P) und -verlust (V) nach [135] und zeitlicher Verlauf der Wärmefreisetzung in Wandnähe nach [242] bei der Zündung . . . . .	21
2.7	Zusammenhang zwischen Strömungsfeld, Temperaturverteilung, radialem Temperaturgradienten und Position der Entflammung bei natürlicher und erzwungener Konvektion um einen beheizten Zylinder in Anlehnung an [25] (links) und [156] (rechts) . . . . .	23
2.8	Einfluss einer Glühkerzenschirmung auf die elektrische Glühkerzenleistung nach [6] und auf die Temperatur und Geschwindigkeit der wandnahen Gasströmung nach [180] . . . . .	26
3.1	Schema des Motorenprüfstands . . . . .	28
3.2	Übersicht des HSACI-Brennraums . . . . .	29
3.3	Transparentdarstellung des HSI-Zünderlements . . . . .	30
3.4	Gemessene Widerstand-Temperatur-Korrelation (R-T) des HSI-Zünderlements an einem Komponentenprüfstand . . . . .	30
3.5	Übersicht der verwendeten Zünderelemente . . . . .	31
3.6	Übersicht der verwendeten OD Reaktormodelle . . . . .	37
3.7	Exemplarisches Ergebnis und Kennwerte des LVF-Modells . . . . .	38
3.8	Rechenetze für die 3D Motorsimulation [113] . . . . .	38
3.9	Vorgehensweise zur Berechnungen der Initialbedingungen . . . . .	39
4.1	Einfluss der Initialtemperatur auf den Druckverlauf und die freigesetzte Wärme . . . . .	42
4.2	Zusammenhang von Temperatur und Zündverzug im oberen Totpunkt, Selbstzündungszeitpunkt und freigesetzter Wärme . . . . .	42
4.3	Selbstzündungszeitpunkte mit vollständiger Verbrennung als Funktion von $\lambda$ und allgemeine Korrelation zwischen Zündverzug im oberen Totpunkt und Selbstzündungszeitpunkt . . . . .	43
4.4	Sensitivität des Zündverzugs bzgl. der Temperatur im oberen Totpunkt . . . . .	43
4.5	Schwankung des Zündverzugs im oberen Totpunkt bei schwankender Initialtemperatur für verschiedene $\lambda$ . . . . .	44
4.6	Effekt der thermischen Kompression bei zweistufiger Zündung im Vergleich zur Variation der Initialtemperatur bei einstufiger Zündung . . . . .	45

4.7	Variation des Zündverzugs in Zone 2 über die Gemischmenge in Zone 1 . . . . .	45
4.8	Erforderliche Änderung der in Zone 1 verbrannten Gemischmenge bei variierenden Randbedingungen und vorgegebenen Zündbedingungen in Zone 2 . . . . .	46
4.9	Verlauf von Temperatur und spezifischem Volumen bei ein- und zweistufiger Zündung . . . . .	47
4.10	Einfluss der Temperatur auf die Geschwindigkeit und Dicke der laminaren Flammenfront . . . . .	48
4.11	Übergang von deflagrativer zu spontaner Ausbreitung bei steigender Temperatur	49
4.12	Verbrennungsdiagramm der HSACI- und HCCI-Verbrennung . . . . .	50
5.1	Charakteristische Verläufe von HSACI-Verbrennungen und Kennwerte des Heizverlaufs . . . . .	52
5.2	Initiale Wärmefreisetzung im HCCI-Verfahren anhand der Einzelzyklus-Ergebnisse von 135 Messungen mit jeweils 300 Zyklen . . . . .	52
5.3	Variation der zeitlichen Verbrennungslage durch Änderung der Oberflächentemperatur . . . . .	53
5.4	Korrelation von Verbrennungskennwerten anhand von Einzelzyklus-Ergebnissen .	54
5.5	Berechneter Einfluss des Brennbeginns auf die laminare Flammengeschwindigkeit und den möglichen Flammenfortschritt vor dem Einsetzen der Selbstzündung . .	54
5.6	Häufigkeitsverteilung des Brennbeginns für Betriebspunkte bei verschiedenen $\lambda$ und Zündelement-Widerständen . . . . .	55
5.7	Nach Schwerpunktlage und Brennbeginn gefilterte Einzelzyklen . . . . .	56
5.8	Vergleich einzelner, gemessener Heiz- und Druckverläufe des Messpunkts aus Tabelle 5.1 mit den Ergebnissen des LES-Referenzfalls . . . . .	57
5.9	Zeitlicher Verlauf von Temperatur, Wärmefreisetzung und ausgewählter Spezies im Schirmbereich und Hauptbrennraum für den LES-Referenzfall . . . . .	58
5.10	Visualisierung des HSACI-Verbrennungsablaufs anhand des LES-Referenzfalls . .	59
5.11	Einfluss des Strömungsfelds auf die Ausbreitungsrichtung des initialen Flammenkerns anhand der simulierten Variation der Oberflächentemperatur und den in Abbildung 5.10 definierten Schnittebenen . . . . .	60
5.12	Beispielhafte Ionenstromverläufe im HSACI-Verfahren . . . . .	61
5.13	Definierte Kennwerte des Ionenstromsignals und Vergleich von Ionenstrom- und Heizverlauf anhand einer ausgewählten HSACI-Verbrennung . . . . .	62
5.14	Ionenstrom- und Heizverlauf und deren Kennwerte für einen HCCI-Betriebspunkt	63
5.15	Einfluss der Oberflächentemperatur auf Ionenstrom- und Heizverlaufkennwerte .	63
5.16	Einfluss der Flammenkernbildung auf den Verbrennungsablauf anhand von zwei Betriebspunkten mit $R_{HSI} = 750 \text{ m}\Omega$ und $715 \text{ m}\Omega$ bei $\lambda = 2,5$ und $T_{Ein} = 155 \text{ }^\circ\text{C}$	64
5.17	Analyse zur Interpretation der Höhe des ersten Ionenstrommaximums in Bezug auf den darauffolgenden Verbrennungsablauf . . . . .	65
5.18	Häufigkeitsverteilung des mittels Ionenstrom detektierten Entflammungszeitpunkts für Betriebspunkte bei verschiedenen $\lambda$ und Zündelement-Widerständen . . . . .	66
5.19	Definition der Kontrollvolumen zur Auswertung der Flammenkernbildung . . . . .	67
5.20	Flammenkerne der LES . . . . .	68
5.21	<i>Van't Hoff</i> Verlauf zweier Flammenkerne des LES-Referenzfalls . . . . .	69
5.22	Zusammenhang zwischen Oberflächentemperatur und oberflächennaher Gastemperatur anhand der simulierten Oberflächentemperaturvariation . . . . .	69
5.23	Einfluss von lokaler Temperatur, <i>Nußelt</i> -Zahl und Verweilzeit auf die Flammenkernbildung anhand der simulierten Variation des initialen Strömungsfelds . . . . .	70

5.24	Zusammenhang zwischen thermischer Kompression und Selbstzündung im HSACI-Verfahren . . . . .	72
5.25	Entwicklung der Gemischreaktivität zwischen oberem Totpunkt und Selbstzündungszeitpunkt im HCCI- und HSACI-Verfahren . . . . .	73
5.26	Temperatur zum Selbstzündungszeitpunkt und Zündverzug im oberen Totpunkt für variierende $\lambda$ im HCCI- und HSACI-Verfahren . . . . .	74
5.27	Zusammenhang zwischen der Temperatur bei der Selbstzündung, dem Zündverzug im oberen Totpunkt und dem Selbstzündungszeitpunkt . . . . .	74
5.28	Bestimmung der Betriebsgrenzen im HCCI- und HSACI-Verfahren bei verschiedenen Ansaugtemperaturen und $\lambda$ . . . . .	76
5.29	Erhöhung der Zündunterstützung und Vorverlagerung des Selbstzündungszeitpunkts bei sinkender Reaktivität im HSACI- gegenüber dem HCCI-Verfahren . . . . .	76
5.30	HCCI- und HSACI-Betriebsbereiche als Funktion von Ansaugtemperatur und $\lambda$ . . . . .	77
5.31	Verlustanalyse für Betriebspunkte mit konstanter Schwerpunktlage . . . . .	79
5.32	Verlustanalyse für Betriebspunkte mit variierender Schwerpunktlage . . . . .	79
5.33	Einfluss der Verbrennungstemperatur auf die HC- und $\text{NO}_x$ -Emissionen sowie auf die molare Abgaszusammensetzung bzgl. CO, HC, NO und $\text{NO}_2$ . . . . .	80
5.34	Entwicklung von $\text{NO}_x$ -Emissionen und Wirkungsgrad bei steigender Zündunterstützung im HSACI- gegenüber dem HCCI-Verfahren . . . . .	81
5.35	Schwerpunktlagenvariation im HSACI- und SACI-Betrieb bei konstanter Ansaugtemperatur und verschiedenen $\lambda$ . . . . .	82
5.36	Vergleich von einzelnen Verbrennungszyklen im HSACI- und SACI-Verfahren unter ähnlichen Bedingungen . . . . .	83
5.37	Beispiele für die dynamische Änderung der Schwerpunktlage im SACI- und HSACI-Betrieb . . . . .	83
5.38	Magerlauf- und Frühzündungsgrenze im HSACI- und SACI-Verfahren bei verschiedenen Ansaugtemperaturen . . . . .	85
5.39	Einfluss des Zündzeitpunkts (SACI) und des Zündelementwiderstands (HSACI) auf die Entwicklung des Brennbeginns von Einzelzyklen . . . . .	86
5.40	Darstellung der reduzierten Neigung zu Flammlöschungen bei der HSACI- gegenüber der SACI-Verbrennung anhand der Flammlöschgrenzen aus [1, 199] . . . . .	87
5.41	Einfluss von reduzierter Turbulenz und erhöhter Temperatur auf die Reduktion der lokalen <i>Karlovitz</i> -Zahl im Umfeld des Zündelements . . . . .	89
5.42	Zyklische Schwankungen von Schwerpunktlage und Mitteldruck im HSACI- und SACI-Betrieb bei vergleichbaren Bedingungen . . . . .	90
5.43	Einfluss von Schwerpunktlage, Brenn- und Selbstzündungsdauer auf den Mitteldruck und dessen Variation im HSACI- und SACI-Betrieb . . . . .	90
5.44	Zunehmende Streuung des Zylinderdruckverlaufs bei steigender Zündunterstützung im HSACI- und SACI-Betrieb ausgehend von der HCCI-Verbrennung . . . . .	91
5.45	Korrelation von Brennbeginn und Schwerpunktlage in gleichen ( <i>i</i> ) und aufeinanderfolgenden Zyklen ( <i>i</i> + 1) für die HCCI-, SACI- und HSACI-Daten aus Abbildung 5.44 . . . . .	92
5.46	Zusammenfassende Darstellung des Einflusses ausgewählter Faktoren auf die zyklischen Schwankungen im HSACI-Verfahren . . . . .	93
5.47	Realisierbare Wasserstoffraten im HCCI- und HSACI-Betrieb als Funktion von $\lambda$ bei einer Ansaugtemperatur von 142 °C . . . . .	94

5.48	Frühzündungen mit anschließend klopfender Verbrennung in zwei Betriebspunkten mit Wasserstoffraten von 22 %-mol und 39 %-mol (links, mitte) sowie Änderung der Frühzündungshäufigkeit mit zunehmender Oberflächentemperatur für ausgewählte Betriebsbedingungen (rechts) . . . . .	95
5.49	Zusammenhang zwischen minimaler und maximaler Wasserstoffrate, $\lambda$ und Ansaugtemperatur . . . . .	96
5.50	Versuch mit kontinuierlich fallender Ansaugtemperatur zur Untersuchung des darstellbaren Mitteldrucks im Betrieb mit 100 % Wasserstoff . . . . .	96
5.51	Elektrische Leistung des HSI-Zündsystems (links) und Vergleich von Wirkungsgrad und $\text{NO}_x$ -Emissionen im SACI- und HSACI-Betrieb bei variierender Schwerpunktlage und $\lambda$ . . . . .	98
A.1	Position der Temperaturmessstellen und des Ionenstromsensor innerhalb des HSI-Zündelements . . . . .	103
A.2	Einfluss der Gaszusammensetzung auf den Zusammenhang zwischen Selbstzündungszeitpunkt und Zündverzug im oberen Totpunkt . . . . .	105
A.3	Einfluss der Gaszusammensetzung auf die Spätzündungsgrenze . . . . .	105
A.4	Einfluss des Zünddrucks in Zone 2 auf das spezifische Volumen nach dem Druckausgleich ( $S_4$ ) bei der zweistufigen Zündung . . . . .	106
A.5	Genauigkeit und Verkürzung der Rechenzeit durch den reduzierten gegenüber dem vollständigen AramcoMech 1.3 . . . . .	107
A.6	Zylinderdruckverläufe der LES . . . . .	107
A.7	Korrelation der zeitlichen Anteile von erster und zweiter Verbrennungsphase mit weiteren Verbrennungskennwerten anhand von Einzelzyklus-Ergebnissen . . . . .	108
A.8	Zwei bewusst durch Änderungen der Oberflächentemperatur herbeigeführte Beispiele für den Ablauf einer sich selbst verstärkenden Vorverlagerung der Schwerpunktlage im HCCI-Betrieb ohne (links) und mit (rechts) Abmagerung zur Zurückstellung des Verbrennungszeitpunkts . . . . .	109
A.9	Änderung der Verbrennungstemperatur, $\text{NO}_x$ - und HC-Emissionen als Funktion von $\lambda$ (obere Reihe) und Schwerpunktlage (untere Reihe) . . . . .	110
A.10	Dynamik von Schwerpunktlage und Zündelementwiderstand bei schneller Lastvariation durch sprunghafte Änderungen von $\lambda$ . . . . .	111

## Tabellenverzeichnis

2.1	Literaturübersicht ausgewählter Reaktionsmechanismen zur Simulation der Erdgas-Verbrennung [109] . . . . .	7
3.1	Kenndaten und Abbildung [110] des modifizierten Versuchsträgers . . . . .	28
3.2	Komponenten des HSI-Zündsystems . . . . .	29
3.3	Einstellungen und Modelle der 3D Motorsimulationen . . . . .	39
3.4	Variationsbereich der LES . . . . .	39
5.1	Vergleich der Ergebnisse des LES-Referenzfalls mit den Mittelwerten eines gemessenen Betriebspunkts bei vergleichbaren Randbedingungen . . . . .	57
A.1	Erdgas-Zusammensetzungen während der motorischen Versuchsreihen im Zeitraum von August 2021 bis März 2023. Die hohe Schwankung zwischen den Minima und Maxima steht vermutlich im Zusammenhang mit dem Krieg in der Ukraine und den damit verbundenen Konsequenzen für die deutsche Gasversorgung. . . .	103
A.2	Wertebereich ausgewählter Größen während der motorischen Versuchsreihen . . .	104
A.3	Ternäre Erdgas-Zusammensetzungen bei den numerischen Untersuchungen . . . .	104



# Publikationen

## Hauptautor

1. J. A. Judith, D. Neher, M. Kettner, M. Klaissle und D. Kozarac: *Numerical Investigations of the Auto-Ignition Ranges of a Natural Gas Fueled HCCI Engine*, SAE Technical Paper, 2017-32-0073, 2017, doi:10.4271/2017-32-0073
2. J. A. Judith, S. Holzberger, M. Kettner und T. Koch: *Assessment of Solver Setup, Mesh Quality and Time-Step for Simulation of Auto-Ignition and Flame Propagation within a Homogeneous Pre-Mixed Variable Volume Combustion Reactor using 3D-CFD and Detailed Chemical Kinetics*, Proc. of the AVL Int. Sim. Conf., Graz, 2019
3. J. A. Judith, D. Neher, M. Kettner, D. Schwarz und M. Klaissle: *Simulationsgestützte Entwicklung eines stöchiometrischen Brennverfahrens mit Miller-Steuerzeiten für einen gemischansaugenden Einzylinder-Erdgasmotor*, Proc. of the 11th Dessau Gas Eng. Conf., Dessau, 2019
4. J. A. Judith, D. Neher, M. Kettner, D. Schwarz und M. Klaissle: *High Efficiency by Miller Valve Timing and Stoichiometric Combustion for a Naturally Aspirated Single Cylinder Gas Engine*, SAE Int. J. Advances & Curr. Prac. in Mobility, 2020, doi:10.4271/2019-32-0588
5. J. A. Judith, M. Kettner, D. Schwarz, M. Klaissle und T. Koch: *Realization of a Hot Surface Assisted Compression Ignition (HSACI) Process Using a Naturally Aspirated Single-Cylinder Natural Gas Engine*, Proc. of the 12th Dessau Gas Eng. Conf., Dessau, 2022
6. J. A. Judith, M. Kettner und T. Koch: *A Benchmark Study of Chemical Reaction Mechanisms for Ignition Delay Calculation of Natural Gas/Hydrogen Mixtures under Internal Combustion Engine Conditions*, Rep. on Energy Eff. Mobility, 2022, doi:10.5281/zenodo.7567906
7. J. A. Judith, M. Kettner, T. Koch, D. Schwarz und M. Klaissle: *Experimental Study on Controlled Hot Surface Assisted Compression Ignition (HSACI) in a Naturally Aspirated Single Cylinder Gas Engine*, Int. J. Engine Res., 2023, doi:10.1177/14680874211073413
8. J. A. Judith, M. Kettner, D. Schwarz, M. Klaissle und T. Koch: *Experimental Study on Spark Assisted and Hot Surface Assisted Compression Ignition (SACI, HSACI) in a Naturally Aspirated Single-Cylinder Gas Engine*, J. Eng. Gas Turbines Power, 2023, doi:10.1115/1.4062409
9. J. A. Judith, M. Kettner, D. Schwarz, M. Klaissle und T. Koch: *Hot Surface Assisted Compression Ignition (HSACI) as an Approach to Extend the Operating Limits of a Natural Gas Fueled HCCI Engine*, SAE Int. J. Advances & Curr. Prac. in Mobility, 2023, doi:10.4271/2022-32-0027

## Coautor

1. Y. Beltaifa, J. A. Judith, M. Kettner, P. Eilts, M. Klaissle und V. Wiersbitzki: *Intake Port Condensed Water Injection for a Clean Natural Gas Engine: Strategies and Restrictions*, 20. Int. Stuttgarter Symposium 2020: Automobil- und Motorentechnik, 2020, Stuttgart, doi:10.1007/978-3-658-29943-9\_38
2. S. O. Soehnlein, J. A. Judith, S. Holzberger, M. Taschek, M. Kettner, M. Klaissle und D. Schwarz: *Effects of Different Prechamber Spark Plug Geometries on Combustion Anomalies in an Internal Combustion Engine*, SAE Technical Paper, 2022-32-0023, 2022, doi:10.4271/2022-32-0023
3. S. O. Soehnlein, J. A. Judith, M. Taschek, M. Hammer und M. Kettner: *Influence of Exhaust Gas Recirculation on NO<sub>x</sub> Emissions of a Hydrogen Fueled Spark Ignition Engine*, Proc. of the ASME ICEF Conf., 2022, Indianapolis, doi:10.1115/ICEF2022-89084

Stationäre Gasmotoren erzielen als Herzstück von Blockheizkraftwerken Gesamtwirkungsgrade über 90 % und spielen damit eine wichtige Rolle bei der Energiewende. Mit Blick auf die zukünftige Verschärfung des Stickoxid-Emissionsgrenzwerts ergeben sich wirtschaftliche Nachteile beim Betrieb dieser Anlagen, wenn die konventionelle Magerverbrennung beibehalten wird. Vor diesem Hintergrund wurde in dieser Arbeit das neuartige Hot Surface Assisted Compression Ignition (HSACI) Verfahren entwickelt und untersucht. Dabei wird mit einer Oberflächenzündung eine Flammenverbrennung eingeleitet, die das unverbrannte Gemisch verdichtet und damit zur räumlichen Selbstzündung bringt.

Experimentelle Untersuchungen an einem Einzylinder-Forschungsmotor zeigen, dass der Verbrennungszeitpunkt durch die Steuerung der Oberflächentemperatur gezielt beeinflusst werden kann. Gegenüber einer reinen Selbstzündung wird zudem eine Erweiterung des Betriebsbereichs und eine Reduktion der Stickoxid-Emissionen bei gleichbleibendem und teilweise sogar erhöhtem Wirkungsgrad möglich. Numerische ein- und dreidimensionale Simulationen geben Einblick in die dominierenden Mechanismen des Brennverfahrens und weisen den Weg für weitere Optimierungen. Versuche mit Wasserstoff und Wasserstoff-Erdgas-Gemischen unterstreichen das hohe Potential der Oberflächenzündung zur sicheren Entflammung reaktionsträger Gemische, was auf eine Übertragbarkeit des Konzepts auf alternative Brenngase wie Ammoniak oder Biogas hindeutet.

**Logos Verlag Berlin**

**ISBN 978-3-8325-5918-2**

**ISSN 1615-2980**