

Technische Universität München

Lehrstuhl für Verbrennungskraftmaschinen

**Erstellung phänomenologischer Modelle zur
Vorausberechnung des Brennverlaufes
von Magerkonzept-Gasmotoren**

Matthias Auer

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

Doktor-Ingenieurs

genehmigten Dissertation.

Vorsitzender:

Univ.-Prof. Dr.-Ing. Harald Klein

Prüfer der Dissertation:

1. Univ.-Prof. Dr.-Ing. Georg Wachtmeister
2. Univ.-Prof. Dr.-Ing. Michael Bargende, Universität Stuttgart

Die Dissertation wurde am 15.04.2010 bei der Technischen Universität München eingereicht und durch die Fakultät für Maschinenwesen am 07.07.2010 angenommen.

Vorwort

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

Mein erster Dank gilt meinem Doktorvater Prof. Dr.-Ing. Georg Wachtmeister. Das große Vertrauen, das er meinen Kollegen und mir entgegenbrachte und das uns Freiraum für eigenverantwortliches Arbeiten gab, hat entscheidend zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen. Für die Übernahme des Koreferats bedanke ich mich bei Prof. Dr.-Ing. Michael Bargende, für den Prüfungsvorsitz bei Prof. Dr.-Ing. Harald Klein.

Das Forschungsvorhaben „Erstellung phänomenologischer Modelle zur Vorausberechnung des Brennverlaufes von Magerkonzept-Gasmotoren“, in dessen Rahmen diese Arbeit entstand, wurde von der Forschungsvereinigung Verbrennungskraftmaschinen e. V. getragen und von einem Arbeitskreis, bestehend aus Vertretern der Industrie, begleitet. Ich danke dem Arbeitskreis und dessen Obmann Dr.-Ing. Ioannis Vlaskos, Ricardo Deutschland GmbH, für die große Unterstützung. Besonderer Dank gebührt Prof. Dr.-Ing. Maurice Kettner, ehemals Multitorch Spark Plugs, für die Bereitstellung der Vorkammern und Dr.-Ing. Michael Grill, IVK Universität Stuttgart, für die Hilfe bei der Einbindung der erstellten Modelle in das FVV-Zylindermodul sowie den Firmen MTU Friedrichshafen GmbH, GE Jenbacher und MAN Nutzfahrzeuge AG für die Bereitstellung von Sachmitteln.

Eine sehr positive Erfahrung war die kollegiale Atmosphäre am Lehrstuhl für Verbrennungskraftmaschinen. Viele Kollegen haben mich während dieser Arbeit unterstützt. Hier möchte ich mich herzlich bei Dipl.-Ing. Markus Bauer, Dipl.-Ing. Gregor Habersbrunner, MSc Johannes Scharpf, Dipl.-Ing. Hans-Philipp Walther, Dipl.-Ing. Johann Wloka, Dipl.-Ing. Matthias Birner und Dr.-Ing. Max Prager für die stetige Diskussions- und Hilfsbereitschaft bedanken. Insbesondere danke ich Dipl.-Ing. Stefan Blodig für die anregenden Diskussionen und die intensive Unterstützung bei der softwaretechnischen Umsetzung der entwickelten Modelle. Für die tatkräftige Hilfe bei der Planung und Realisierung der Umbauten am Prüfstand danke ich Werner Strasser, Dipl.-Ing. Michael Hahn, Dipl.-Ing. Hans-Jürgen Riedl und Dipl.-Ing. Christian Hödl.

Weiterhin danke ich allen Mitarbeitern der mechanischen Werkstatt, des Elektroniklabors und den studentischen Hilfskräften für die gute Zusammenarbeit.

Schließlich danke ich meinen Eltern für die Ermöglichung meines Studiums, das den Grundstein für diese Arbeit legte, sowie meiner Freundin Tina, die mir immer mit viel Verständnis und Geduld zur Seite stand.

München, im Juli 2010

Matthias Auer

Inhaltsverzeichnis

Vorwort	III
Inhaltsverzeichnis	V
Formelzeichen und Abkürzungen	VII
1 Einleitung	1
1.1 Zielsetzung	2
1.2 Vorgehensweise	3
2 Stand der Technik	5
2.1 Wirkungsgradsteigerung durch Abmagerung.....	5
2.2 Emissionsgrenzwerte für Magerkonzept-Gasmotoren	8
2.3 Brennverfahren.....	10
2.3.1 Fremdgezündete Gasmotoren mit ungeteiltem Brennraum.....	10
2.3.2 Fremdgezündete Gasmotoren mit geteiltem Brennraum	12
2.3.3 Selbstzündende Verfahren	13
2.4 Verbrennungsmodelle.....	14
2.4.1 Nulldimensionale Modellierung.....	14
2.4.2 Phänomenologische Modellierung.....	16
2.4.3 Dreidimensionale Modellierung	17
2.5 Motivation zur Erstellung neuer phänomenologischer Verbrennungsmodelle	18
3 Versuchsaufbau und verwendete Simulationswerkzeuge	20
3.1 Aufbau des Motorprüfstandes	20
3.2 Gasversorgungsanlage und untersuchte Brenngase	24
3.3 Thermodynamische Modellierung des Systems Brennraum.....	27
3.3.1 Arbeitsprozessrechnung	28
3.3.2 Druckverlaufsanalyse	32
3.4 Reaktionskinetische Berechnung der Brenngeschwindigkeit.....	34
3.5 Drallmessungen	38
3.5.1 Messprinzip und Messergebnisse	39
3.5.2 Einfluss des Dralls auf den Ablauf der Verbrennung	41
3.6 CFD-Ladungswechselrechnungen.....	43
3.6.1 Aufbau der Geometrie	43
3.6.2 Vernetzung.....	44
3.6.3 Nachrechnung des Blaseversuchs	44
3.6.4 Netzbewegung.....	45

3.6.5	Ergebnisse der CFD-Ladungswechselrechnung.....	46
3.7	Turbulenzmodellierung in der Prozessrechnung.....	51
4	Phänomenologische Modellierung der Verbrennung.....	53
4.1	Aufbau der Modelle.....	53
4.2	Modellierung der Flammenfrontfläche.....	54
4.3	Laminare und turbulente Brenngeschwindigkeit.....	59
4.4	Laminare Brenngeschwindigkeiten weiterer Brenngase.....	62
4.5	Energiefreisetzung und Brennverlauf.....	65
4.6	Expansionsfaktor.....	66
5	Modell für ungeteilte Brennräume.....	67
5.1	Besonderheiten des Modells während der Entflammungsphase.....	67
5.1.1	Initialisierungsphase.....	67
5.1.2	Übergangsphase.....	68
5.2	Validierung des Modells für ungeteilte Brennräume.....	69
5.2.1	Diskussion der Simulationsergebnisse.....	69
5.2.2	Variation des Zündzeitpunktes.....	73
5.2.3	Variation des Verbrennungsluftverhältnisses.....	74
5.2.4	Variation der Last.....	75
5.2.5	Variation der Drehzahl.....	76
5.2.6	Variation des Verdichtungsverhältnisses.....	77
5.2.7	Variation der Brenngaszusammensetzung.....	78
5.2.8	Validierung auf Basis extremer Betriebspunkte.....	79
6	Modell für Vorkammermotoren.....	80
6.1	Systemaufbau.....	81
6.2	Ladungszusammensetzung in der Vorkammer.....	82
6.3	Turbulenz in Vorkammer und Hauptbrennraum.....	84
6.4	Entflammungsphase in Vorkammer und Hauptbrennraum.....	85
6.5	Ausbreitung der Flammenfront in der Vorkammer.....	85
6.6	Ausbreitung der Flammenfront im Hauptbrennraum.....	87
6.7	Entrainment im Hauptbrennraum.....	89
6.8	NO _x -Emissionen.....	90
6.9	Validierung des Modells für Vorkammermotoren.....	91
6.9.1	Diskussion der Simulationsergebnisse.....	92
6.9.2	Variation des Zündzeitpunktes.....	95
6.9.3	Variation des Verbrennungsluftverhältnisses.....	96
6.9.4	Variation der Last.....	97
6.10	Validierung mit Daten eines Industriepartners.....	97
6.11	Rechenzeit.....	100
7	Zusammenfassung und Ausblick.....	101
	Literaturverzeichnis.....	103

Formelzeichen und Abkürzungen

Griechische Symbole

α	Wärmeübergangskoeffizient	[W/m ² /K]
α	Winkel, Schirmstellung	[°]
β	Winkel	[°]
ε	Verdichtungsverhältnis	[-]
η	Wirkungsgrad	[-]
η	dynamische Viskosität	[Ns/m ²]
$\eta_{i,0}$	Bezugsviskosität der Komponente i	[Ns/m ²]
κ	Isentropenexponent	[-]
λ	Verbrennungsluftverhältnis	[-]
μ	Durchflussbeiwert	[-]
ν	kinematische Viskosität	[m ² /s]
ρ	Dichte	[kg/m ³]
τ_L	charakteristische Brenndauer eines Wirbels	[s]
φ	Kurbelwinkel	[°KW]
χ_{Taylor}	Taylor-Faktor	[-]

Lateinische Symbole

A	Frequenzfaktor Arrheniusgleichung	
A_{FF}	Flammenfrontfläche	[m ²]
A_G	Modellkonstante Brenngeschwindigkeit	[-]
A_i	freie Flammenfrontfläche der Scheibe i	[m ²]
A_L	laminare Flammenfrontfläche	[m ²]
A_T	turbulente Flammenfrontfläche	[m ²]
$A_{\ddot{u}}$	geometrischer Überströmquerschnitt	[m ²]
b	Temperatorexponent	[-]
BD	Brenndauer	[°KW]
c	Faktor Brenngeschwindigkeit	[-]
C_K	Faktor Ende Überblendphase Keulenbetrachtung	[-]
$C_{\ddot{u}}$	Faktor Turbulenz durch Überströmen	[-]
D	Bohrung	[m]
D	Drall nach Tippelmann	[-]
d	Exponent Brenngeschwindigkeit	[-]
dE_A	Änderung der äußeren Energie	[kJ/°KW]
dk_{diss}	Turbulenzänderung durch Dissipation	[m ² /s ³]
dk_{in}	Turbulenzänderung durch Einströmvorgänge	[m ² /s ³]
$dk_{quetsch}$	Turbulenzänderung durch Quetscheffekte	[m ² /s ³]
$dk_{\ddot{u}ber}$	Turbulenzänderung durch Überströmvorgänge	[m ² /s ³]
dk_{verd}	Turbulenzänderung durch Verdichtung	[m ² /s ³]
D_m	mittlere Drallzahl nach Tippelmann	[-]
dm_A	Massenstrom Auslass	[kg/°KW]
dm_{BB}	Blowby-Massenstrom	[kg/°KW]
dm_E	Massenstrom Einlass	[kg/°KW]
$dm_{Sp\ddot{u}lgas}$	Massenstrom Brenngasspülung	[kg/°KW]
$dm_{\ddot{u}}$	Massenstrom Vorkammer – Hauptbrennraum	[kg/°KW]
dm_{verb}	Verbrennungsmassenstrom	[kg/°KW]
dQ_B	Brennverlauf	[kJ/°KW]
dq_B	spezifischer Brennverlauf	[kJ/°KW/kg]
dQ_{v-uv}	Wärmestrom vom Verbrannten ins Unverbrannte	[kJ/°KW]
dQ_W	Wandwärmestrom	[kJ/°KW]
dU	Änderung der inneren Energie	[kJ/°KW]
e_a	spezifische äußere Energie	[kJ/kg]
E_A	Aktivierungsenergie	[J/mol]
Ex	Korrekturfaktor	[-]
e_{ZK}	Exzentrizität Zündkerze	[mm]
h	spezifische Enthalpie	[kJ/kg]
$H_{G,uv}$	Heizwert der unverbrannten Ladung	[kJ/kg]
H_u	Heizwert	[MJ/kg]
h_{VK}	Höhe der Vorkammer	[m]
\dot{I}	Drehimpulsänderung	[Nm]
k	Reaktionsgeschwindigkeit	

k	turbulente kinetische Energie	$[m^2/s^2]$
K_E	Faktor Entrainmenteinfluss	$[-]$
K_F	Faktor Reaktionsgeschw. in der Flammenzone	$[-]$
K_{li}	Faktor Längenmaß	$[-]$
K_{ST}	Faktor Anfangsbrenngeschwindigkeit	$[-]$
$K_{\ddot{u}}$	Faktor Ende Überblendphase Brenngeschw.	$[-]$
l	Längenmaß	$[m]$
l_i	Längenmaß	$[m]$
l_{K0}	Länge der Keulen	$[m]$
l_T	Taylor-Mikrolänge	$[m]$
m	Masse	$[kg]$
\dot{m}_{ein}	Massenstrom in die Flammenzone	$[kg/s]$
M	Drehmoment	$[Nm]$
m_F	Masse der Flammenzone	$[kg]$
M_i	Molmasse der Komponente i	$[kg/kmol]$
m_i	Masse Zündkeim	$[kg]$
m_{ST}	Modellkonstante Brenngeschwindigkeit	$[-]$
n	Drehzahl	$[\text{min}^{-1}]$
n_{ST}	Modellkonstante Brenngeschwindigkeit	$[-]$
p_A	Abgasgegendruck	$[\text{bar absolut}]$
p_L	Ladedruck	$[\text{bar absolut}]$
p_Z	Zylinderdruck	$[\text{bar}]$
R	spezielle Gaskonstante	$[J/kg/K]$
R	allgemeine Gaskonstante	$[J/mol/K]$
r_0	Radius Zündkeim	$[m]$
Re_T	turbulente Reynoldszahl	$[-]$
r_F	Radius Flammenfront	$[m]$
r_{Flamme}	Radius bis zur Flammenfrontfläche in Scheibe i	$[m]$
rg	Restgasgehalt volumetrisch	$[\text{vol.-%}]$
r_T	kritischer Radius	$[m]$
r_{Wand}	Radius bis zur Brennraumwand in Scheibe i	$[m]$
R_{Zyl}	Zylinderradius	$[m]$
s	Hub	$[m]$
s	Brenngeschwindigkeit	$[m/s]$
s_0	Anfangsbrenngeschwindigkeit	$[m/s]$
S_i	Sutherlandkonstante der Komponente i	$[K]$
s_L	laminare Brenngeschwindigkeit	$[m/s]$
$s_{L,EG}$	laminare Brenngeschwindigkeit von Erdgas	$[m/s]$
s_T	turbulente Brenngeschwindigkeit	$[m/s]$
T	Temperatur	$[^\circ\text{C}]$
T_0	Bezugstemperatur	$[K]$
T_A	Abgastemperatur	$[^\circ\text{C}]$
t_i	Dauer Initialisierungsphase	$[^\circ\text{KW}]$
$T_{\text{krit},i}$	kritische Temperatur der Komponente i	$[K]$
T_L	Ladelufttemperatur	$[^\circ\text{C}]$
T_W	Wandtemperatur	$[K]$

u	Geschwindigkeit	[m/s]
\bar{u}	mittlere Geschwindigkeit	[m/s]
\acute{u}	Turbulenzintensität	[m/s]
V	Volumen	[m ³]
\dot{V}	Volumenstrom	[m ³ /s]
V_{erf}	von der Flamme erfasstes Volumen	[m ³]
V_{Flamme}	Volumen der Flammenzone	[m ³]
V_{H}	Hubvolumen	[m ³]
V_i	Flammenvolumen der Scheibe i	[m ³]
V_i	Volumen der Komponente i	[m ³]
$v_{\ddot{u}}$	Überströmgeschwindigkeit	[m/s]
V_v	Volumen der verbrannten Zone	[m ³]
V_Z	Zylindervolumen	[m ³]
W	technische Arbeit	[kJ/°KW]
X	gravimetrischer Verbrennungsfortschritt	[-]
$X_{10, 50, 90}$	10%-, 50%-, 90%-Umsatzpunkt	[°KW]
X_{vol}	volumetrischer Verbrennungsfortschritt	[-]
z_{KM}	Lage der Flammenkugelmittlebene	[m]

Indizes

A	Auslass
AÖ	Auslass öffnet
APR	aus Arbeitsprozessrechnung
BB	Blowby
CFD	aus CFD-Rechnung
DVA	aus Druckverlaufsanalyse
E	Einlass
ES	Einlass schließt
F	Flammenzone
HBR	Hauptbrennraum
L	laminar
n	Norm
ref	Referenzpunkt
Sim	aus Simulation (Prozessrechnung)
T	turbulent
th	thermisch
Ü	Überströmen
Ü	Überblenden
uv	unverbrannt
v	verbrannt
VK	Vorkammer
ZK	Zündkerze

Abkürzungen

AÖ	Auslass öffnet
C ₃ H ₈	Propan
CH ₄	Methan
CO	Kohlenmonoxid
CO ₂	Kohlendioxid
ES	Einlass schließt
grav.-%	massenbezogener Anteil in Prozent
H ₂	Wasserstoff
HC	Kohlenwasserstoffe
LOT	oberer Totpunkt Ladungswechsel
m _n ³	Normkubikmeter
MZ	Methanzahl
N ₂	Stickstoff
NO _x	Stickoxide
OT	oberer Totpunkt
TKE	turbulente kinetische Energie
UT	unterer Totpunkt
vol.-%	volumenbezogener Anteil in Prozent
ZOT	oberer Totpunkt Zündung
ZZP	Zündzeitpunkt

1 Einleitung

In den letzten Jahren hat die Bedeutung von Gas als Energieträger kontinuierlich zugenommen. Es werden sowohl im stationären Bereich als Generatorantrieb zur Stromerzeugung oder in Kraft-Wärme-Kopplungs-Anlagen wie auch im mobilen Bereich in Fahrzeugen und Schiffen immer mehr Gasmotoren eingesetzt. Dies liegt vor allem an der immer besseren Verfügbarkeit, der hohen Wirtschaftlichkeit und am günstigen Emissionsverhalten von Gas. Unter dem Aspekt der Emissionen ergeben sich gerade beim CO₂-Ausstoß deutliche Vorteile von Gas gegenüber den flüssigen Kraftstoffen, weil auf den Heizwert bezogen weniger Kohlenstoffatome in den Kraftstoffmolekülen enthalten sind. Zur Reduzierung der CO₂-Emissionen tragen auch Biogasanlagen bei, deren Zahl sich in Deutschland in der Zeit von 1999 bis 2006 von 850 auf 3280 Anlagen fast vervierfacht hat (Herdin, 2007).

Aufgrund dieser für Gasmotoren günstigen Marktperspektiven haben die Entwicklungsaktivitäten in den letzten Jahren auf breiter Front zugenommen. Es wurden Verbesserungen hinsichtlich der maximal erzielbaren Leistung, hinsichtlich des Wirkungsgrades und in Bezug auf die Verträglichkeit unterschiedlicher Gasqualitäten erzielt.

Nachdem die Entwicklungsziele immer anspruchsvoller werden und gleichzeitig ein hoher Kostendruck sowohl auf die Entwicklungs- als auch auf die Produktkosten besteht, ist eine Ausschöpfung aller technischen Möglichkeiten bei der Entwicklung von Gasmotoren ein entscheidender Erfolgsfaktor.

Hinsichtlich hoher Leistungsausbeute bei geringstmöglicher Emissionsentstehung steht bei Gasmotoren die Optimierung des Brennverfahrens im Vordergrund. Die Grenzen bilden dabei auf der einen Seite die Klopfgrenze und auf der anderen Seite die Magerlaufgrenze, wobei das mögliche Betriebsfenster mit zunehmender Leistungsausbeute immer kleiner wird.

Für die Brennverfahrensentwicklung werden neben umfangreichen experimentellen Untersuchungen in zunehmendem Maß theoretische Werkzeuge eingesetzt. Mit Hilfe der Prozessrechnung ist es möglich, das Betriebsverhalten eines Gasmotors und dessen Innenvorgänge

bereits in der Konzeptphase zu analysieren. Hier entsteht eine hohe Kosten- und Zeiterparnis, da ohne Experiment eine Optimierung des Arbeitsprozesses ermöglicht wird.

1.1 Zielsetzung

Eine der wichtigsten Voraussetzungen für eine aussagekräftige reale Prozessrechnung ist die Kenntnis des Brennverlaufs. Ziel dieser Arbeit ist es deshalb, Modelle zur robusten Vorausberechnung des Brennverlaufes zu entwickeln.

Dazu sollen Verbrennungsmodelle für die beiden am weitesten verbreiteten Brennverfahren für Industrie-Gasmotoren erarbeitet werden, die auf phänomenologischen Ansätzen beruhen. So wird einerseits ein weiter Gültigkeitsbereich gewährleistet und andererseits das Verständnis für das Zusammenspiel der komplexen innermotorischen Vorgänge vertieft, da die hinter der Verbrennung stehenden physikalischen und chemischen Vorgänge detailliert abgebildet werden.

Die Modelle berücksichtigen neben den Betriebsparametern Verbrennungsluftverhältnis, Zündzeitpunkt, Drehzahl, Ladedruck und Ladelufttemperatur auch den Einfluss der Motorparameter Verdichtungsverhältnis und Drall auf den Ablauf der Verbrennung. Besonderes Augenmerk wird auf den Einfluss der Brenngaszusammensetzung gelegt, da diese Motoren mit unterschiedlichsten Gasen betrieben werden, deren Zusammensetzung zudem während des Betriebs stark schwanken kann (Schollmeyer, 1996).

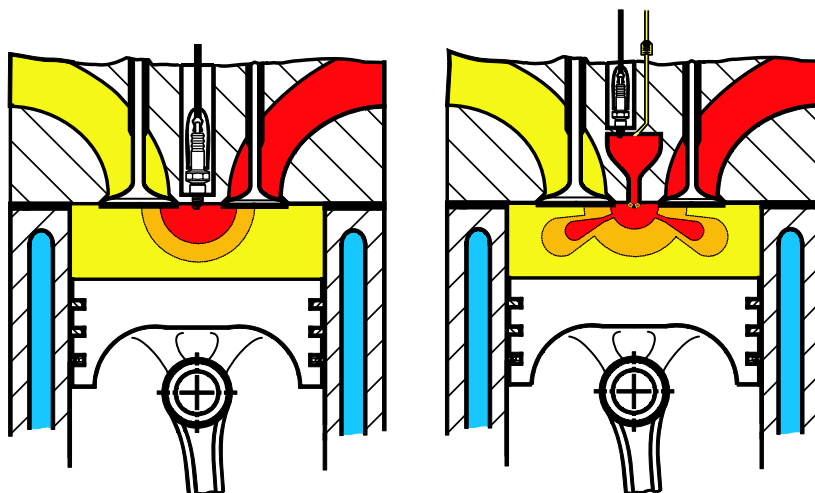


Bild 1.1: Schematische Darstellung des Brennverfahrens mit Direktzündung im ungeteilten Brennraum (links) und des Vorkammerkonzepts mit Zündkerze in der mit Brenngas gespülten Vorkammer (rechts)

Entsprechend diesen Anforderungen sollten zwei Verbrennungsmodelle erstellt werden. Das erste Modell soll die ottomotorische Verbrennung in ungeteilten Brennräumen beschreiben. Dazu wird in einem zweizonigen Brennraum die Entflammungsphase und die Hauptverbrennung modelliert. Zur Modellierung der Hauptverbrennung wird die Annahme einer hemisphärischen Flammenfront getroffen, die sich mit turbulenter Brenngeschwindigkeit in das Unverbrannte ausbreitet und dort eine Flammenzone aufspannt, in der die chemische Energie der Zylinderladung freigesetzt wird.

Das zweite Modell soll die Verbrennung von Vorkammermotoren abbilden. Für Vorkammer und Hauptbrennraum wird dazu je ein thermodynamisches System eingeführt, die beide wiederum zweizonig sind. Diese Betrachtungsweise erlaubt es, neben dem Ladungswechsel im Hauptbrennraum auch den Ladungswechsel der Vorkammer abzubilden. So können die Massenströme zwischen Hauptbrennraum und Vorkammer ebenso berücksichtigt werden wie auch eine gegebenenfalls vorhandene Vorkammereinblasung. Das für die Verbrennung sehr wichtige Verbrennungsluftverhältnis in der Vorkammer, das sich während der Gaseinblasung und während der Kompression permanent verändert, wird somit realitätsnah beschrieben. Die Entflammung in der Vorkammer wird analog der Entflammung im Hauptbrennraum des ersten Modells abgebildet. Die Entflammung im Hauptbrennraum erfolgt, wenn die Flammenzone der Vorkammer die Überströmbohrungen erreicht. Dann wird zunächst von einer Verbrennung ausgegangen, deren Flammenfront von den Überströmvorgängen geprägt ist und eine entsprechende keulenförmige Struktur aufweist. Diese fackeldominierte Phase geht in eine Phase mit hemisphärischer Flammenausbreitung über. So werden vier Effekte berücksichtigt, die zu der für Vorkammermotoren charakteristischen Überhöhung im Brennverlauf zu Brennbeginn führen: die meist fette und damit schnelle Verbrennung in der Vorkammer, die Vergrößerung der Flammenfrontfläche in Folge der ausströmenden Fackeln, die Turbulenz in Folge der Überströmvorgänge und schließlich das vom überströmenden Massenstrom hervorgerufene Entrainment von Unverbranntem in die brennenden Fackelstrahlen.

1.2 Vorgehensweise

Zur effizienten Erstellung der Verbrennungsmodelle wurde folgendes Vorgehen gewählt: Zunächst wurde der Motorprüfstand und die zugehörige Messkette in Betrieb genommen und ein Basisdatensatz aufgezeichnet. Damit konnte eine automatisierte Messdatenauswertung aufgebaut werden. In der darauffolgenden Phase wurde parallel an der Modellerstellung und der Validierung der Teilmodelle gearbeitet.

Dazu wurden zur Erstellung und Abstimmung des Turbulenzmodells zum einen Motorversuche mit einem Schirmventil durchgeführt. Die Messung des Drallniveaus, das über die Stellung der Schirmventile beeinflusst werden kann, erfolgte an einem Tippelmann Drallprüfstand. Zum anderen wurden die am Drallprüfstand ermittelten Ergebnisse mit Hilfe von CFD-Simulationen nachgerechnet. Darauf aufbauend wurden CFD-Ladungswechselrechnungen durchgeführt, um die innermotorischen Strömungsvorgänge analysieren zu können. Im Bereich des Teilmodells zur Berechnung der laminaren Brenngeschwindigkeit kam das Reaktionskinetik-Programmpaket Chemkin zum Einsatz.

Nachdem das Modell für den ungeteilten Brennraum weitgehend fertiggestellt war, wurde das Modell für Vorkammermotoren implementiert. Zur Verifikation der beiden Verbrennungsmodelle wurden neben den zur Modellerstellung verwendeten Messreihen auch extreme Betriebspunkte und Messdaten eines Industriepartners herangezogen.

Die Struktur der vorliegenden Arbeit orientiert sich an der beschriebenen Vorgehensweise: In Kapitel 3 werden der Prüfstands Aufbau, die verwendeten Simulationswerkzeuge und die Grundlagen für die Teilmodelle zur Berechnung der Brenngeschwindigkeit und der Turbulenz sowie der thermodynamischen Grundlagen einer zweizonigen Prozessrechnung vorgestellt. Anschließend wird in Kapitel 4 der prinzipielle Aufbau des Verbrennungsmodells erläutert. In den darauffolgenden Kapiteln 5 und 6 werden dann die jeweiligen Besonderheiten der beiden erstellten Modelle vorgestellt, die Ergebnisse diskutiert und die hohe Qualität der Modelle anhand von Messungs-Rechnungsvergleichen belegt.

2 Stand der Technik

2.1 Wirkungsgradsteigerung durch Abmagerung

Die meisten stationären Gasmotoren werden heute homogen und mager betrieben. Einer der Hauptgründe hierfür ist der günstige Hochdruckwirkungsgrad. Dies lässt sich an Hand des Gleichraumprozesses, der als Vergleichsprozess für ottomotorische Verbrennungen herangezogen werden kann, anschaulich darstellen. Der theoretische Wirkungsgrad η des Gleichraumprozesses hängt nur vom Verdichtungsverhältnis ε und vom Isentropenexponenten κ ab:

$$\eta = 1 - \frac{1}{\varepsilon^{\kappa-1}} \quad (2.1)$$

Das maximale Verdichtungsverhältnis ist durch das Klopfverhalten bei Vollast begrenzt und der Isentropenexponent hängt von der Ladungszusammensetzung ab.

Bei realen Methan-Luft-Gemischen bewegt sich der über das Arbeitsspiel gemittelte Isentropenexponent in einem Bereich von $\kappa = 1.32$ bei stöchiometrischen Gemischen bis hin zu $\kappa = 1.38$ bei mageren Verbrennungsluftverhältnissen von $\lambda = 2$ (Klimstra, 2007; Ceviz, 2005). In Bild 1 ist der Verlauf des Isentropenexponenten über ein Arbeitsspiel für Methan-Luft-Gemische mit unterschiedlichen Verbrennungsluftverhältnissen aufgetragen (Bild 2.1 links). Es ist deutlich zu erkennen, dass bei größeren Verbrennungsluftverhältnissen der Isentropenexponent höher ist. Zudem ist der Isentropenexponent bei niedrigeren Temperaturen höher, so dass auch die niedrigeren Prozesstemperaturen bei magerer Verbrennung zu einem höheren Isentropenexponenten führen (Bild 2.1 rechts).

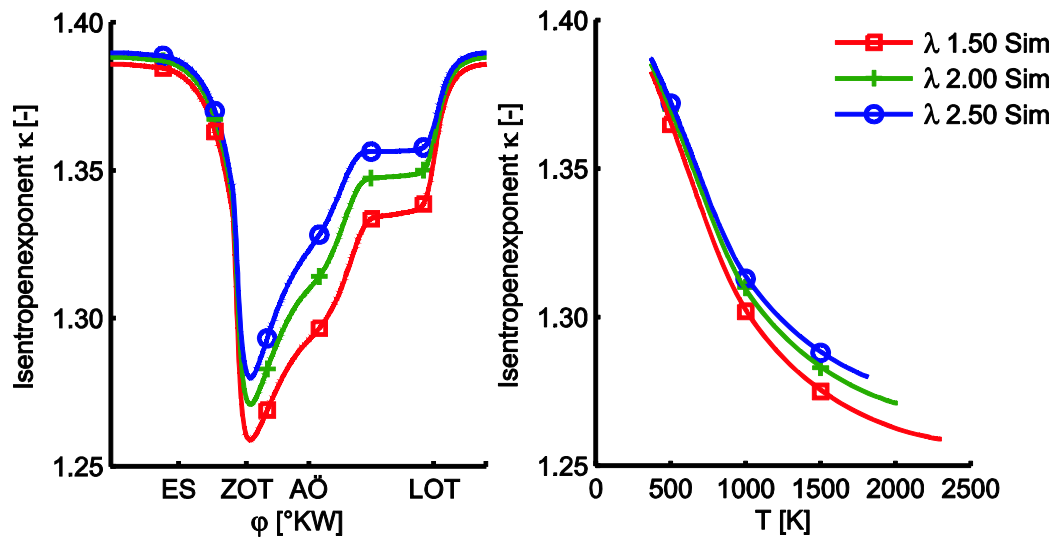


Bild 2.1: Isentropenexponent von Methan-Luft-Gemischen über einem Arbeitsspiel (links) und über der Temperatur (rechts)
Annahmen: gleiche Leistung, gleicher Brennverlauf

Berechnet man mit den mittleren Isentropenexponenten der unterschiedlichen Methan-Luft-Gemische den Gleichraumwirkungsgrad nach Gleichung 2.1, so zeigt sich, dass mit höherem Isentropenexponent auch der Wirkungsgrad höher ist (Kettner, 2006). Bei einem Verdichtungsverhältnis von $\varepsilon = 10$ beträgt der Gleichraumwirkungsgrad der Mischung mit einem Verbrennungsluftverhältnis von $\lambda = 1.5$ ca. 54 % und bei der stärker abgemagerten Mischung ($\lambda = 2.5$) ca. 56 % (Bild 2.2).

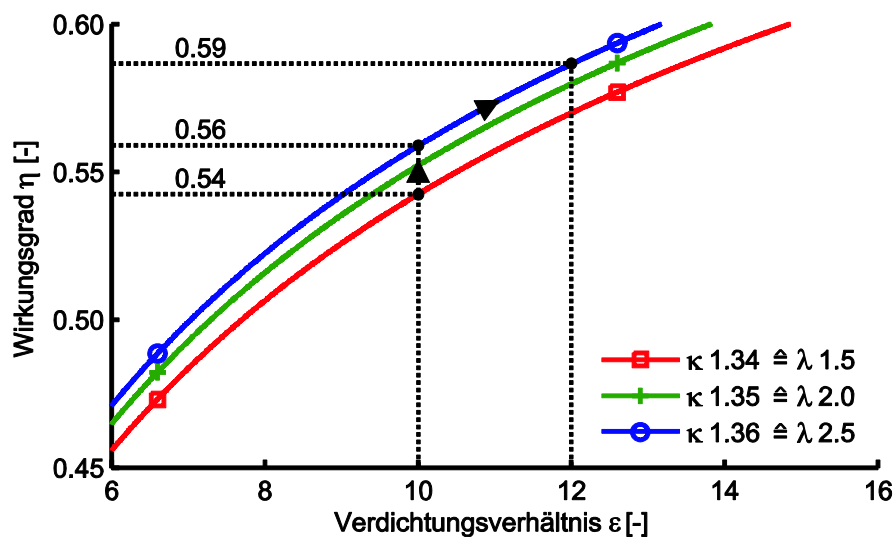


Bild 2.2: Gleichraumwirkungsgrad eines gemischverdichtenden Motors

Durch das Abmagern sinken die Prozesstemperaturen und man gewinnt einen größeren Abstand zur Klopfgrenze. Dies kann man nutzen, um das Verdichtungsverhältnis zu erhöhen. Hebt man in diesem Rechenbeispiel das Verdichtungsverhältnis von $\varepsilon = 10$ auf $\varepsilon = 12$ an, so gewinnt man weitere 3 % Wirkungsgrad. Hinzu kommt, dass mit niedrigeren Prozesstemperaturen die Wandwärmeverluste abnehmen, was den Wirkungsgrad positiv beeinflusst. Zudem sinken mit den Prozesstemperaturen die Stickoxidemissionen (Klimstra, 2007).

Diese Überlegungen zeigen, dass sich durch Abmagern der Zylinderladung der Wirkungsgrad verbessern lässt. Doch sind dem auch Grenzen gesetzt. So führt das Abmagern zu niedrigeren Brenngeschwindigkeiten und damit zu längeren Brenndauern, was einer Wirkungsgradsteigerung entgegen wirkt (Schneßl, 2003). Außerdem nimmt mit zunehmendem Verbrennungsluftverhältnis die Zündfähigkeit ab, die Verbrennung wird instabiler und die Zyklenschwankungen nehmen zu. Zusammen mit Ablöschungseffekten an den Brennraumwänden bzw. dem vorzeitigen Erlöschen der Flamme führt dies zu unvollständigen Verbrennungen und verursacht neben erhöhten Kohlenwasserstoff- und Formaldehydemissionen auch Wirkungsgradverluste, da der Heizwert des unverbrannten Kraftstoffs nicht genutzt wird.

2.2 Emissionsgrenzwerte für Magerkonzept-Gasmotoren

Die Emissionen von Gasmotoren unterliegen je nach Einsatzort unterschiedlichen Abgasgesetzgebungen. In Deutschland gilt für stationäre Gasmotorenanlagen die Technische Anleitung zur Reinhaltung der Luft (TA Luft), in der unter anderem der Ausstoß von Kohlenmonoxid, Stickoxiden und Formaldehyd reglementiert ist (BMU, 2002).

Tabelle 2.1: Grenzwerte aus der Technischen Anleitung zur Reinhaltung der Luft (TA Luft) für stationäre Gasmotoren

Gasart	Motorart	Leistung [MW _{th}]	CO [mg/m _n ³]	NO _x [mg/m _n ³]
Erdgas	Magergasmotor		300	500
	Sonstige		300	250
Grubengas	Magergasmotor		650	500
	Sonstige		650	250
Bio-/Klärgas	Zündstrahl	< 3	2000	1000
		≥ 3	650	500
	Fremdzündung	< 3	1000	500
		≥ 3	650	500
Deponiegas	Magergasmotor		650	500
	Sonstige		650	250

Die Emissionen hängen maßgeblich vom gewählten Verbrennungsluftverhältnis ab. In Bild 2.3 sind die Rohemissionen und der Wirkungsgrad eines direktgezündeten Gasmotors über dem Verbrennungsluftverhältnis aufgetragen. Zusätzlich sind im Diagramm links unten die Emissionen im stöchiometrischen Betrieb mit nachgeschaltetem 3-Wege-Katalysator eingetragen. Es ist zu erkennen, dass die Emissionen in zwei Bereichen besonders niedrig sind. Dementsprechend werden zur Erfüllung der Abgasgrenzwerte auch zwei Ansätze verfolgt. Dies sind zum einen stöchiometrisch betriebene Otto-Gasmotoren, deren zunächst hohe Abgasrohmissionen mit einem nachgeschalteten 3-Wege-Katalysator reduziert werden, und zum anderen Magerkonzept-Gasmotoren, die bei Verbrennungsluftverhältnissen von über 1.5 betrieben werden und so die Grenzwerte innermotorisch erreichen.

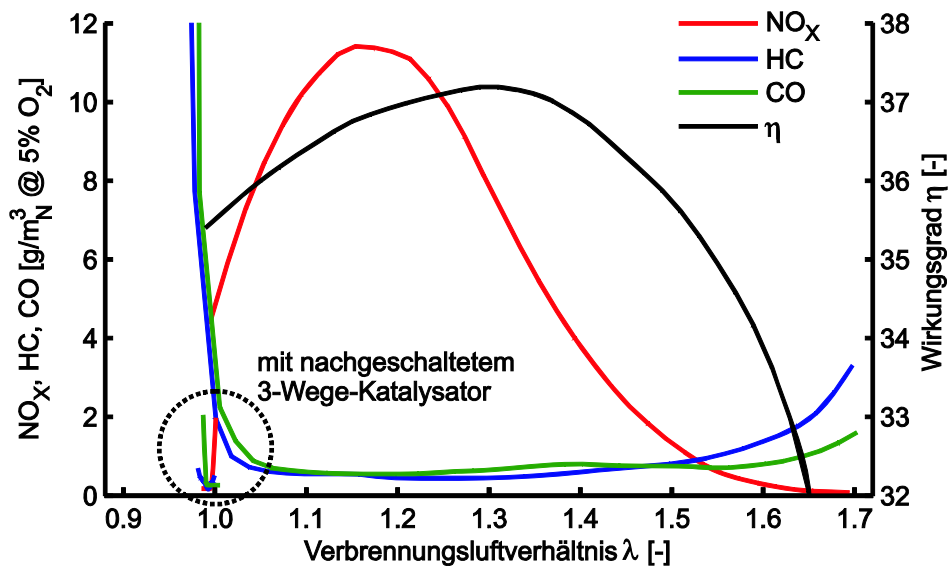


Bild 2.3: Emissionen und Wirkungsgrad über dem Verbrennungsluftverhältnis, exemplarisch für einen Deutz MWM Versuchsmotor G 226-4 bei Betrieb mit Erdgas ($n = 1500 \text{ min}^{-1}$, ZYP 340°KW, $\varepsilon = 12$) (Dietrich, 1999)

Der Einsatz von Katalysatoren ist vor allem bei Sondergasen wie Bio- oder Deponiegasen, die oft Katalysatorgifte enthalten, nur in Verbindung mit einer aufwendigen Brenngasauflbereitung möglich. Auch aus diesem Grund werden Industrie-Gasmotoren in der Regel als Magermotoren ausgeführt. Dabei stellt der Magerbetrieb bei extrem hohen Verbrennungsluftverhältnissen hinsichtlich des Entflammungs- und Durchbrennverhaltens eine große Herausforderung für das Zünd- bzw. Brennverfahren dar (Zacharias, 2001). Ziel bei der Brennverfahrensentwicklung von Magerkonzept-Gasmotoren ist es, das Einbrechen der Wirkungsgradkurve in Folge von verschleppter und unvollständiger Verbrennung möglichst weit in den mageren Bereich zu verschieben, um so bei sehr niedrigen Stickoxidemissionen den theoretischen Wirkungsgradgewinn so gut wie möglich realisieren zu können. Demensprechend kommt der Brennverfahrensentwicklung eine große Bedeutung zu. Im Folgenden werden nun die am weitesten verbreiteten Brennverfahren vorgestellt.

2.3 Brennverfahren

Je nach Gemischbildung, Brennraumtopologie und Art der Entflammung lassen sich mehrere Brennverfahren für Gasmotoren unterscheiden. Bei fremdgezündeten Gasmotoren erfolgt die Entflammung in der Regel durch einen Zündfunken. Da Zündkerzen einem relativ hohen Verschleiß unterliegen und die Entflammung nur an dem durch die Einbaulage bestimmten Ort erlauben, wird derzeit intensiv an alternativen Zündsystemen wie Laser- oder Mikrowellenzündungen gearbeitet.

Die Entflammung kann entweder direkt im Brennraum oder in einer Vorkammer erfolgen. Bei selbstgezündeten Gasmotoren wird die Verbrennung entweder durch die Einbringung eines Brennstoffs mit geeigneten Zündeigenschaften oder bei homogenen Brennverfahren durch Kompression ausgelöst. In Tabelle 2.1 sind die heute üblichen Brennverfahren zusammengestellt.

Tabelle 2.2: Brennverfahren heutiger Gasmotoren (Schneßl, 2003)

	fremdgezündet	selbstgezündet
ungeteilter Brennraum	direktgezündete Verbrennungskonzepte stöchiometrisch / mager	Diesel-Gasmotor Gas-Dieselmotor homogene Verfahren
geteilter Brennraum	Vorkammerkonzepte mit / ohne Brenngasspülung	Diesel-Gasmotor Pilotgaseinblasung

Im Rahmen dieser Arbeit werden die weit verbreiteten Magerkonzept-Brennverfahren „Direktzündung im ungeteilten Brennraum“ und „Vorkammerzündung mit Brenngasspülung“ untersucht (Bild 1.1).

2.3.1 Fremdgezündete Gasmotoren mit ungeteiltem Brennraum

- *Stöchiometrisch betriebene Gasmotoren mit 3-Wege-Katalysator*

Im $\lambda = 1$ -Betrieb mit nachgeschaltetem 3-Wege-Katalysator lassen sich sehr niedrige Emissionswerte erzielen. Um die hohen NO_x -, CO- und HC-Rohemissionen mit guten Konvertierungsraten in einem Katalysator reduzieren zu können, muss das Verbrennungsluftverhältnis in sehr engen Grenzen ($0.998 \pm 0,002$) gehalten werden (Zacharias, 2001). Dieses Motorkonzept kommt vor allem im mobilen Bereich zum Einsatz, da auch ohne Aufladung im Saugbetrieb relativ hohe Leistungsdichten erzielt werden können. Für größere Motoren ab

einem Bohrungsdurchmesser von ca. 200 mm kann dieses Verfahren nicht mehr angewendet werden, weil dann die Ventilttemperaturen und damit der Ventilsitzverschleiß mit den derzeit bekannten Werkstoffen kaum mehr zu beherrschen sind (Athenstaedt, 1993).

- **Magerkonzept-Gasmotoren mit ungeteiltem Brennraum**

Bei den Magerkonzept-Gasmotoren wird versucht, die Abgasgrenzwerte innermotorisch ohne Abgasnachbehandlung durch Abmagerung des Brenngas-Luft-Gemisches zu erreichen. Der damit verbundene Verlust an Leistungsdichte wird durch Aufladung kompensiert. Mit der Motorgröße nehmen die NO_x -Emissionen zu, da zum einen auf Grund der niedrigeren Drehzahlen die Verweilzeit der Ladung bei hohen Temperaturen zunimmt und zum anderen das Verhältnis von Brennraumoberfläche zu Brennraumvolumen kleiner wird, was zwar zu geringeren Wandwärmeverlusten führt, aber auch entsprechend höhere Brennraumtemperaturen nach sich zieht. Daher müssen größere Motoren im Vergleich zu kleineren Motoren weiter abgemagert werden, um gleiche NO_x -Emissionen zu erreichen. Damit steigt der Zündenergiebedarf und die Brenndauern werden wegen der mageren Ladung und zunehmenden Brennwege länger. So beschränkt sich der Anwendungsbereich des Brennverfahrens mit Zündkerze im ungeteilten Brennraum auf Motoren mit einem Bohrungsdurchmesser von weniger als ca. 250 mm. Bei größeren Motoren reicht die über die Zündkerze eingebrachte Zündenergie nicht mehr aus, um das Gemisch sicher zu entflammen.

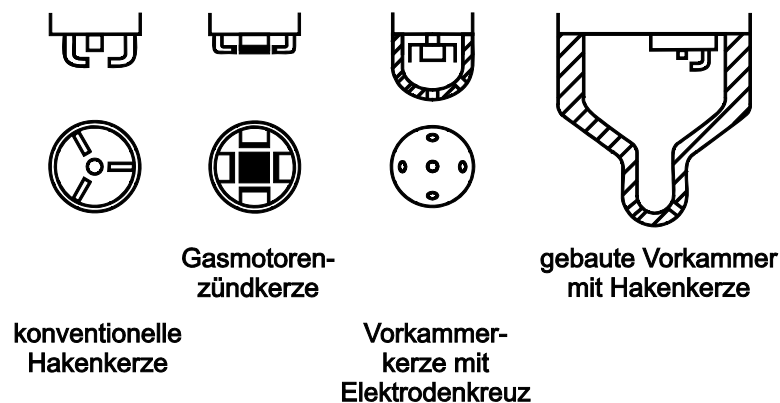


Bild 2.4: Zündkerzen, Vorkammerkerze und gebaute Vorkammer (Prager, 2010)

2.3.2 Fremdgezündete Gasmotoren mit geteiltem Brennraum

Bei den fremdgezündeten Motoren mit geteiltem Brennraum wird in einem vom Hauptbrennraum abgesetzten Bereich für besonders günstige Entflammungsbedingungen gesorgt.

- ***Fremdgezündete Motoren mit ungespülter Vorkammer***

Die Vorkammer ist ein vom Hauptbrennraum separierter Bereich, der über Bohrungen mit dem Hauptbrennraum verbunden ist. Dadurch sind die Strömungsverhältnisse am Zündort weitgehend von den turbulenten Strömungsvorgängen im Hauptbrennraum entkoppelt. Während der Kompression strömt das magere Hauptbrennraumgemisch in die Vorkammer. Über die Anzahl und Anordnung der Überströmbohrungen können die Strömungsverhältnisse in der Kammer so beeinflusst werden, dass dort für die Entflammung optimale Bedingungen herrschen. So kann der Betriebsbereich weiter in Richtung mager verschoben werden. Zudem führen die aus der Vorkammer austretenden Fackelstrahlen zu einem Zündverstärkungseffekt, der die Hauptbrennraumladung stabil entflammt und einen Betrieb mit deutlich reduzierten Zyklenschwankungen ermöglicht (Zacharias, 2001; Beran, 2007). Das Volumen von ungespülten Vorkammern liegt im Bereich von ca. 0.5 bis 2 % des Kompressionsvolumens. Die Vorkammer kann entweder als Vorkammerkerze ausgeführt sein oder als gebaute Vorkammer (Bild 2.4). Vorkammerkerzen sind im Prinzip herkömmliche Zündkerzen, bei denen vor den Elektroden eine Kappe aufgeschweißt ist. Sie stellen die kleinsten Vorkammern dar. Größere Vorkammern sind meist gebaut und die Zündkerze wird in die Vorkammer eingeschraubt.

- ***Fremdgezündete Motoren mit Brenngas gespülter Vorkammer***

Motoren mit Bohrungsdurchmessern von mehr als etwa 250 mm müssen wegen der hohen thermischen Belastungen und zur Einhaltung der Emissionsgrenzwerte nach TA Luft bei hohen Verbrennungsluftverhältnissen im Bereich von $\lambda = 2$ betrieben werden. Derart mager Gemische lassen sich mit den oben beschriebenen Verfahren nicht mehr zünden. Zur Verbesserung der Entflammungsbedingungen an der Zündkerze wird das Gemisch in der Vorkammer angefettet. Dazu wird über ein Gaseinblaseventil zusätzliches Brenngas in die Vorkammer eingebracht. Somit ist eine stabile Entflammung der Vorkammerladung gewährleistet. Die aus der Vorkammer austretenden Fackelstrahlen ermöglichen eine sichere Entflammung der Hauptbrennraumladung bis hin zu Verbrennungsluftverhältnissen von etwa 2.7. Das Volumen von gespülten Vorkammern liegt im Bereich von 1 bis 4 % des Kompressionsvolumens. Mit größeren Vorkammern ließen sich noch magerere Hauptbrennraumladungen entflammen. Allerdings führen die hohen Verbrennungstemperaturen in der Kammer zusammen mit dem entsprechend größeren Volumen zu einer Erhöhung der aus der Vorkammer stammenden Stickoxidemissionen, was den NO_x -Senkungseffekt durch Abmagerung des Hauptbrennraumes überwiegen kann (Athenstaedt, 1993).

2.3.3 Selbstzündende Verfahren

Im Bereich der selbstzündenden Brennverfahren von Gasmotoren findet man zahlreiche Varianten. Es gibt auch hier Motoren mit ungeteiltem und geteiltem Brennraum, das Gemisch kann homogen angesaugt werden oder das Brenngas wird über eine Hochdruckeinblasung kurz vor Brennbeginn in den Brennraum eingebracht. Zudem gibt es Motoren, bei denen ein zweiter Kraftstoff mit definierten Zündeigenschaften eingebracht wird (Kogler, 2007).

Am Markt ist derzeit vor allem das Diesel-Zündstrahlverfahren vertreten. Dabei wird homogenes Luft-Gas-Gemisch angesaugt und verdichtet. Die Einleitung der Verbrennung erfolgt durch Einspritzung einer kleinen Menge Dieseldieselkraftstoffs, die sich durch die Temperaturerhöhung aufgrund der Kompression selbst entzündet und so das Luft-Gas-Gemisch entflammt. Dabei wird über das Zündöl typischerweise etwa 1 % der zugeführten Energiemenge eingebracht. Mit diesem Verfahren lassen sich selbst extrem magere und inertgashaltige Brenngase sicher entflammen, da über den Dieseldieselzündstrahl eine um mehrere Zehnerpotenzen höhere Zündenergie eingebracht wird. Daher eignet sich dieses Verfahren vor allem für sehr große Motoren mit Bohrungen von über 200 bis 250 mm und für die energetische Nutzung von Schwachgasen (Schiffgens, 1997).

Eine weitere Variante des selbstzündenden Verfahrens ist das PGI-Brennverfahren (Performance Gas Injection). Bei diesem befindet sich in der Vorkammer ein Glühstift, auf den zur Einleitung der Verbrennung über ein Hochdruckventil Brenngas geblasen wird. So werden um den Glühstift durch die lokale Anfettung günstige Zündbedingungen geschaffen und das Gemisch beginnt von dort aus zu brennen. Im Vergleich zum Dieseldieselzündstrahlverfahren kann die Bereitstellung eines separaten Kraftstoffsystems entfallen (Hanenkamp, 2006; Huiming, 2007).

Bei den homogenen selbstzündenden Verfahren wird die Verbrennung durch die bei der Verdichtung steigende Temperatur und ggf. im Brennraum verbleibende Radikale eingeleitet. Dabei wird die gesamte Ladung nahezu gleichzeitig umgesetzt. Trotz der schnellen Verbrennung sind die NO_x -Emissionen äußerst gering, da lokale Spitzentemperaturen, die zu hohen NO_x -Bildungsraten führen, vermieden werden (Kogler, 2007). Allerdings ist die Leistungsdichte bei diesem Verfahren noch sehr begrenzt und die Leistungsregelung schwierig, so dass es industriell noch nicht eingesetzt wird.

Nach diesem Überblick über die derzeit eingesetzten Brennverfahren wird im folgenden Kapitel ein Überblick über den Stand der Technik im Bereich der Verbrennungsmodelle gegeben und daraus die Motivation zur Erstellung neuer Verbrennungsmodelle abgeleitet.

2.4 Verbrennungsmodelle

Kernstück einer Arbeitsprozessrechnung ist das Verbrennungsmodell, das die Freisetzung der chemischen Energie im Brennraum beschreibt. Dabei werden drei Klassen von Modellen unterschieden. Dies sind die nulldimensionalen Modelle, die phänomenologischen Modelle und die dreidimensionalen Modelle (Boulouchos, 1984). In dieser Reihenfolge nehmen sowohl die Modelltiefe, die Komplexität als auch der Aufwand zur Lösung der das Modell beschreibenden Gleichungen zu (Merker, 2001).

2.4.1 Nulldimensionale Modellierung

Bei den nulldimensionalen Modellen beruht die Beschreibung des Brennverlaufes auf empirischen Ansätzen. Bei den einfachen Einzonen-Modellen erfolgt keine räumliche Auflösung der Zustandsgrößen Druck, Temperatur und Zusammensetzung. Druck- und Temperaturverlauf werden auf Basis der Energieerhaltung, der Kontinuitätsgleichung und der thermischen Zustandsgleichung für die Zylinderladung berechnet. Für die Berechnung der energetischen Betriebsgrößen und zur Untersuchung des motorischen Verhaltens sind Einzonen-Modelle ausreichend. Erweitert man diese Modelle um eine zweite Zone, so entsteht das nulldimensionale Zweizonen-Modell. Dabei wird der Brennraum in eine unverbrannte und eine verbrannte Zone aufgeteilt, die durch eine masselos gedachte Flammenzone voneinander getrennt sind. Obwohl die Wärmefreisetzung durch die Verbrennung auch bei diesen Modellen in Form von Ersatzbrennverläufen erfolgt, können unter der Annahme einer homogenen Ladung die zeitlichen Verläufe von Temperatur und Zusammensetzung für jede Zone separat ermittelt werden. Mit diesen Informationen kann für die verbrannte Zone auf Basis des erweiterten Zeldovich-Mechanismus die im Postflame-Bereich stattfindende NO-Bildung berechnet werden (Heider, 1996; Merker, 2001; Zitzler, 2004). Die Rechenzeiten für einen Hochdruckzyklus liegen bei diesen Modellen deutlich unter einer Sekunde.

Um das Betriebsverhalten des Motors in einem weiten Kennfeld vorausberechnen zu können, greift Zitzler (Zitzler, 2004) die Methode von Woschni und Anisits (Woschni, 1973) auf, nach der basierend auf den Vibe-Parametern eines bekannten Betriebspunktes die Änderung der Vibe-Parameter in Abhängigkeit von den Betriebsparametern des Motors beschrieben wird. Zitzler erstellt nach diesem Vorgehen empirische Verbrennungsmodelle für

Otto-Gasmotoren mit ungeteiltem Brennraum, Otto-Gasmotoren mit Vorkammer und für Diesel-Zündstrahlmotoren mit ungeteiltem Brennraum auf Basis von Einfach-Vibe-Ersatzbrennverläufen. Diese Modelle ermöglichen die Vorausberechnung der Vibe-Parameter Brennbeginn φ_{BB} , Brenndauer φ_{BD} und Formfaktor m mit Hilfe von Polynomen dritten Grades auf Basis eines gemessenen Betriebspunktes in Abhängigkeit von Zündzeitpunkt bzw. Einspritzbeginn, Verbrennungsluftverhältnis, Ladelufttemperatur, Last und Drehzahl für unterschiedliche Brenngase.

Prager überträgt das Vorkammermodell von Zitzler, das für Motoren mit Brenngas gespülter Vorkammer mit Zündkerze gilt, auf das von MAN Diesel SE entwickelte selbstzündende PGI-Verfahren (Prager, 2010). Bei diesem Verfahren erfolgt die Entflammung an einem Glühstift, nachdem in der Vorkammer über ein Hochdruck-Gaseinblaseventil lokal angefeuert wurde. Das empirisch erstellte Modell beschreibt die Änderung der Vibe-Parameter ebenfalls in Form von Polynomen, wobei versucht wurde, die Polynome dritten Grades durch Polynome zweiten Grades oder lineare Zusammenhänge zu ersetzen. Somit wurde die Stabilität des Modells am Rand des Gültigkeitsbereiches erhöht. Der Fokus bei der Modellerstellung lag dabei auf hohen indizierten Mitteldrücken von bis zu 22.4 bar. Da in diesem Betriebsbereich die Klopf- und Aussetzergrenze sehr eng beieinander liegen, wurde ein Modell zur Abschätzung dieser beiden Betriebsgrenzen implementiert, das auf dem Vorreaktionszustand der Ladung basiert und sich an den Überlegungen von Franzke orientiert (Franzke, 1981).

Weil mit Einfach-Vibe-Ersatzbrennverläufen die für Vorkammermotoren typische Überhöhung des Brennverlaufes zu Brennbeginn nicht abgebildet werden kann, erweitert Bonnevie-Svendsen das Vorkammervverbrennungsmodell von Zitzler und führt einen Doppel-Vibe-Ersatzbrennverlauf ein (Bonnevie-Svendsen, 2009). Dabei beschreibt der erste Vibe-Parameter-Satz die durch die Vorkammervverbrennung ausgelöste Wärmefreisetzung und der zweite die Hauptverbrennung. Um die Skalierbarkeit des Modells hinsichtlich unterschiedlicher Hubräume zu verbessern, wurde die Abhängigkeit von der Drehzahl durch eine Abhängigkeit von der mittleren Kolbengeschwindigkeit ersetzt. Zudem wurden Polynome zur Beschreibung der Vibe-Einflussfaktoren vermieden und stattdessen Potenz- und Exponentialfunktionen verwendet, die die hinter den Einflussparametern stehende Physik berücksichtigen. So konnte das Extrapolationsverhalten im Vergleich zu einem Polynomansatz verbessert werden.

Fließen in ein Verbrennungsmodell die physikalisch-chemischen Zusammenhänge noch detaillierter ein, so gelangt man zur nächst komplexeren Modellkategorie, zu den phänomenologischen Modellen.

2.4.2 Phänomenologische Modellierung

Als phänomenologische Modelle bezeichnet man Berechnungsmodelle, die die Verbrennung in Abhängigkeit charakteristischer physikalischer und chemischer Phänomene wie – im Fall von Ottomotoren – Zündung, laminare Brenngeschwindigkeit, Turbulenzintensität und Flammenausbreitung vorausberechnen können. Oft wird dabei der Brennraum räumlich in mehrere Zonen unterschiedlicher Temperatur und Zusammensetzung aufgeteilt. Daher spricht man auch von quasi-dimensionalen Modellen. Auf eine explizite Lösung des turbulenten dreidimensionalen Strömungsfeldes wird bewusst verzichtet, um die Rechenzeiten für einen Hochdruckzyklus im Bereich von Sekunden zu halten.

Zur Vorausberechnung der Wärmefreisetzung in vorgemischten, turbulenten Brennräumen hat sich das von Blizard und Keck (Blizard, 1974) entwickelte und von Tabaczynski u. a. (Tabaczynski, 1977) erweiterte Entrainmentmodell etabliert. Es basiert auf der Formulierung der turbulenten Eindringgeschwindigkeit als Summe aus laminarer Brenngeschwindigkeit und Turbulenzintensität. Eine charakteristische Zeitskala, gebildet aus dem Verhältnis eines integralen Längenmaßes zur laminaren Brenngeschwindigkeit, bestimmt schließlich den aktuellen Massenumsatz als Funktion der bislang von der fortschreitenden Flammenfront erfassten Masse abzüglich der bereits verbrannten Masse. Die Oberfläche der Flammenfront wird dabei als hemisphärisch angenommen und in Abhängigkeit von der Brennraumgeometrie berechnet.

Bargende und Grill haben dieses Modell aufgegriffen und dahingehend erweitert, dass der Brennverlauf von Motoren mit voll variablem Ventiltrieb im gesamten Kennfeldbereich berechnet werden kann (Grill, 2006b). Zur Berechnung der Flammenfrontfläche wird vorgeschlagen, die Zündkerze ggf. abweichend von der tatsächlichen Lage leicht exzentrisch anzunehmen. So wird die Ausbrandphase gut abgebildet, da die Flammenfront beim Erreichen der Zylinderwand nicht am gesamten Büchsenumfang gleichzeitig erlischt.

Koch modelliert die vorgemischte, homogene Verbrennung ähnlich, verzichtet jedoch auf die Einführung einer endlichen Flammenzone und bestimmt die Flammenfrontfläche nicht abhängig von der Brennraumgeometrie, sondern in Form einer Rückwärtsrechnung (Koch, 2002). Dazu werden die die Verbrennung beschreibenden Differenzialgleichungen so umgestellt, dass bei bekanntem Druck- und Brennverlauf die Flammenfrontfläche berechnet werden kann. Für weitere Vorwärtsrechnungen wird dann die so ermittelte Flammenfrontfläche verwendet. Lämmle entwickelt das Modell weiter (Lämmle, 2005) und ergänzt es um ein Turbulenzmodell und eine Beziehung zur Berechnung der laminaren Brenngeschwindigkeit von Erdgas (Witt, 2000). Damit wurde das Betriebsverhalten eines mit Erdgas betriebenen PKW-Motors vorausberechnet.

Chmela beschreibt ein Modell zur Berechnung des Brennratenverlaufes eines direkt gezündeten Gasmotors (Chmela, 2006; Schlick, 2009; Jobst, 2005). Die Modellierung des Zündverzugs basiert auf der Kombination von Arrheniusansatz, welcher den Anstieg der Radikalkonzentration beschreibt, und dem Ansatz nach Magnussen zur Beschreibung des Turbulenzeinflusses. Der Brennbeginn wird erreicht, sobald die Konzentration der freien Radikale ein bestimmtes Niveau übersteigt. Auf Grund des starken Einflusses der Turbulenzdichte auf die Brennrate wird auf die Theorie der turbulenten Verbrennung von Magnussen (Magnussen, 1976) zurückgegriffen. Das Modell berücksichtigt eine tatsächliche Flammenfrontdicke und das Flammenfrontvolumen breitet sich mit der turbulenten Flammgeschwindigkeit aus. Dabei stellt die Formulierung der turbulenten kinetischen Energie eine wesentliche Komponente dar.

Für große Vorkammernmotoren stellt Chmela ein weiteres Verbrennungsmodell vor (Chmela, 2007), das sich an der Arbeit von Koch orientiert (Koch, 2002). In diesem Modell wird die Turbulenzdichte und die Brennrate für Vorkammer und Hauptbrennraum getrennt beschrieben. In der Vorkammer wird der Zündverzug wie im Modell für ungeteilte Brennräume (Chmela, 2006) berechnet. Die Verbrennung im Hauptbrennraum beginnt, wenn die Flammenfront die Überströmbohrungen erreicht.

2.4.3 Dreidimensionale Modellierung

Die dreidimensionalen Modelle ermöglichen die räumliche und zeitliche Betrachtung von relevanten Größen des Strömungsfeldes. Sie unterscheiden sich von den phänomenologischen Modellen dadurch, dass das turbulente Strömungsfeld explizit angesetzt und gelöst wird. Dazu stehen unterschiedliche Methoden zur Verfügung.

Bei direkten numerischen Simulationen (DNS) wird das Strömungsfeld räumlich und zeitlich vollständig aufgelöst. Dies ist bei turbulenten Strömungen ein beträchtlicher Aufwand, so dass derzeit nicht abzusehen ist, wann dieses Verfahren für innermotorische Prozesse angewendet werden kann (Pischinger, 2002).

Im Rahmen von Grobstruktursimulationen (Large Eddy Simulation, LES) wird das Strömungsfeld nur soweit diskretisiert, dass große Wirbelstrukturen direkt aufgelöst werden und kleine Strukturen über Modelle abgebildet werden. Der Rechenaufwand für derartige Simulationen ist zwar beträchtlich, aber die Berechnung innermotorischer Vorgänge ist prinzipiell möglich (Pischinger, 2002).

Reduziert man den Detaillierungsgrad weiter, so kommt man zu den statistischen Berechnungsansätzen (Reynolds-Averaged Navier-Stokes, RANS). Bei diesem Verfahren werden

die Momentanwerte von Geschwindigkeit und Druck in den Navier-Stokes-Gleichungen durch eine Addition von Mittelwert und statistischer Schwankung ersetzt. Zur Lösung der Gleichungssysteme muss die Turbulenz modelliert werden. Je nach verwendetem Programmpaket kann neben der Strömung auch die Strahlausbreitung, Verdampfung, Verbrennung und Schadstoffbildung betrachtet werden. Der Rechenaufwand für dieses Verfahren ist mit derzeit verfügbaren Rechnern überschaubar, so dass es in den letzten Jahren auch im industriellen Einsatz an Bedeutung gewann. Sixel zeigt, dass sich mit dieser Methode selbst die komplexen innermotorischen Vorgänge von Vorkammermotoren untersuchen lassen (Sixel, 2003). Die chemischen Prozesse werden dabei nach dem Magnussen-Modell berechnet. Allerdings liegen die Rechenzeiten für ein Arbeitsspiel auch bei einfacheren Brennraumtopologien immer noch im Bereich von Stunden bis Tagen, so dass dreidimensionale Simulationen für umfangreiche Parametervariationen weniger geeignet sind. Zudem verlangen diese Modelle detaillierte Eingabe- und Geometriedaten, welche in frühen Entwicklungsstadien eines Motors noch nicht vorliegen.

2.5 Motivation zur Erstellung neuer phänomenologischer Verbrennungsmodelle

Um aber während des Entwicklungsprozesses trotzdem eine Vorausberechnung des Arbeitsprozesses durchführen zu können, werden in dieser Arbeit phänomenologische Ansätze zur Berechnung des Brennverlaufes entwickelt. Die hier erstellten Ansätze ermöglichen es, den Brennverlauf von Magerkonzept-Gasmotoren für die Brennverfahren „ungeteilter Brennraum“ und „Vorkammerzündung“ in Abhängigkeit von den Motorparametern wie Verdichtungsverhältnis, Drall und Brennraumgeometrie sowie den Betriebsparametern und der Gasqualität vorzuberechnen. Phänomenologische Verbrennungsmodelle haben sich im Bereich der Otto- und Dieselmotoren vielfach bewährt (Blizard, 1974; Hiroyasu, 1974; Koch, 2002; Kozuch, 2004; Lämmle, 2005; Noske, 1988; Stiesch, 2003; Tabaczynski, 1977) und stellen somit eine Erfolg versprechende Basis für diese Arbeit dar.

Die erstellten Verbrennungsmodelle orientieren sich an dem Konzept von Blizard und Keck (Blizard, 1974), wie es auch von Lämmle umgesetzt wurde (Lämmle, 2005). Das Turbulenzmodell basiert auf den Ansätzen von Bargende (Bargende, 1991; Grill, 2006b) und wurde für Vorkammermotoren entsprechend dem Vorschlag von Chmela hinsichtlich der Überströmvorgänge erweitert (Chmela, 2007). Die Berechnung der Flammenfrontfläche orientiert sich am Vorgehen von Heywood (Heywood, 1988) und berücksichtigt den Vorschlag von Bargende und Grill, die Zündkerze ggf. abweichend von der tatsächlichen Position leicht außermittig anzunehmen (Grill, 2006b). Dieses Vorgehen zur Berechnung der Flammenaus-

breitung wird auf die Besonderheiten von Vorkammerv Verbrennungen übertragen. Zur Berechnung der laminaren Brenngeschwindigkeit wird der Polynomansatz von Witt und Griebel (Witt, 2000) aufgegriffen und hinsichtlich der Verwendbarkeit für unterschiedliche Brenngasmischungen erweitert.

Bevor in Kapitel 4 bis 6 die erstellten phänomenologischen Verbrennungsmodelle erläutert werden, werden nun in Kapitel 3 die experimentellen und theoretischen Untersuchungen vorgestellt, die zur Erstellung und Validierung der phänomenologischen Teilmodelle verwendet wurden.

3 Versuchsaufbau und verwendete Simulationstwerkzeuge

Die Datenbasis zur Erstellung der Verbrennungsmodelle wurde in erster Linie am Einzylinder-Motorprüfstand gewonnen, der mit unterschiedlichen Brenngasmischungen betrieben werden kann. Aus den Messdaten wurden mit Hilfe einer Druckverlaufsanalyse in einem weitgehend automatisierten Auswertungsprozess Brennverläufe berechnet.

Zur Erstellung, Absicherung, Parametrierung und Validierung der phänomenologischen Teilmodelle wurden zusätzliche Untersuchungen durchgeführt: Zur Bestimmung der Turbulenz, die einen großen Einfluss auf die turbulente Brenngeschwindigkeit hat, erfolgten neben Motorversuchen auch CFD-Ladungswechselrechnungen und Drallmessungen an einem Tippelmann Drallprüfstand. Das Teilmodell zur Berechnung der laminaren Brenngeschwindigkeit wurde durch reaktionskinetische Simulationen abgesichert.

In diesem Kapitel werden nun der Motorprüfstand mit der Brenngasmisch- und -versorgungsanlage beschrieben sowie die Grundlagen der verwendeten Arbeitsprozessrechnung und Druckverlaufsanalyse behandelt. Im Anschluss daran wird die Berechnung der Brenngeschwindigkeiten vorgestellt. Abschließend wird das Vorgehen bei der Drall- und Turbulenzbestimmung mittels Tippelmann Drallprüfstand, CFD-Rechnung und nulldimensionaler Modellierung erläutert.

3.1 Aufbau des Motorprüfstandes

Die experimentellen Untersuchungen zur Erstellung der phänomenologischen Modelle wurden an einem Einzylinder-Versuchsmotor durchgeführt. Zum Einsatz kam ein auf Gasbetrieb umgerüsteter MTU-Motor der Baureihe 396, der sowohl als Otto-Gasmotor mit Direktzündung als auch mit Brenngas gespülter Vorkammer betrieben werden kann (Tabelle 3.1).

Tabelle 3.1: Technische Daten des Versuchsmotors

Typ	MTU 396, Einzylinder Viertakt, 4 Ventile, Gemisch ansaugend
Brennverfahren	mit Zündkerze im ungeteilten Brennraum oder mit Zündkerze in Brenngas gespülter Vorkammer
Hub	$s = 185 \text{ mm}$
Bohrung	$D = 165 \text{ mm}$
Verdichtungsverhältnis	$\varepsilon = 10.65 \dots 12.05$
max. Zünddruck	$p_{\max} = 150 \text{ bar}$
Drehzahl	$n_{\max} = 1800 \text{ min}^{-1}$
Drall	Schirmventil im Füllkanal (optional)
Massenausgleich	1. und 2. Ordnung
Kühlwasser- und Ölkreislauf	Pumpen extern angetrieben, Temperaturen elektronisch geregelt
Aufladung	externer Schraubenkompressor, max. Ladeluftkapazität: 930 kg/h , $p_{L,\max} = 6 \text{ bar}$
Gasversorgung	einlasskanalnahe getaktete Gaseinblasung oder Homogenisierer mit nachgeschaltetem Behälter
Zündung	Jenbacher IC 920 mit 900 mJ Zündenergie

Die vier Ventile stehen senkrecht, so dass der Brennraum ein flaches Brennraumdach besitzt. Für die hier gezeigten Untersuchungen kam eine omegaförmige Kolbenmulde zum Einsatz (Bild 3.1). Über Distanzscheiben zwischen Kolbenoberteil und Kolbenunterteil kann das Verdichtungsverhältnis ε zwischen 10.65 und 12.05 verändert werden.

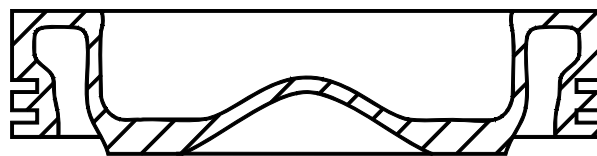


Bild 3.1: Kolbenoberteil mit omegaförmiger Mulde

Das Brenngas kann entweder über ein getaktetes Gaseinblaseventil, das nahe am Einlasskanal sitzt, oder kontinuierlich über einen etwa 2 m vor dem Einlasskanal sitzenden Homo-

genisierer in die konditionierte Ladeluft eingebracht werden. Etwa 20 cm vor dem Motor sitzt ein Einlassbehälter mit einem Volumen von 40 l, der die Amplitude der Druckschwingungen in der Ladeluftleitung dämpft.

Der Abgasgegendruck und damit der Aufladewirkungsgrad wird über eine Abgasdrossel eingestellt, die nach einem Auslassbehälter mit einem Volumen von 15 l angebracht ist. So ergibt sich ein vollmotorähnlicher Abgasgegendruckverlauf und Ladungswechsel.

Der Motor ist mit den für thermodynamische Analysen üblichen Messstellen versehen (Bild 3.2). Der Ladedruck (Kistler 4075), der Zylinderdruck (Kistler 7061), der Abgasgegendruck (Kistler 7001A), das Zündsignal und die Ansteuerung der Gaseinblasung wurden °KW-aufgelöst mit einem IMC Musycs-System aufgezeichnet. Zur Triggerung der Signale kam ein optisch-inkrementaler Drehwinkelgeber zum Einsatz. In Bild 3.2 sind die Messstellen der Drucksensoren und Thermoelemente eingetragen.

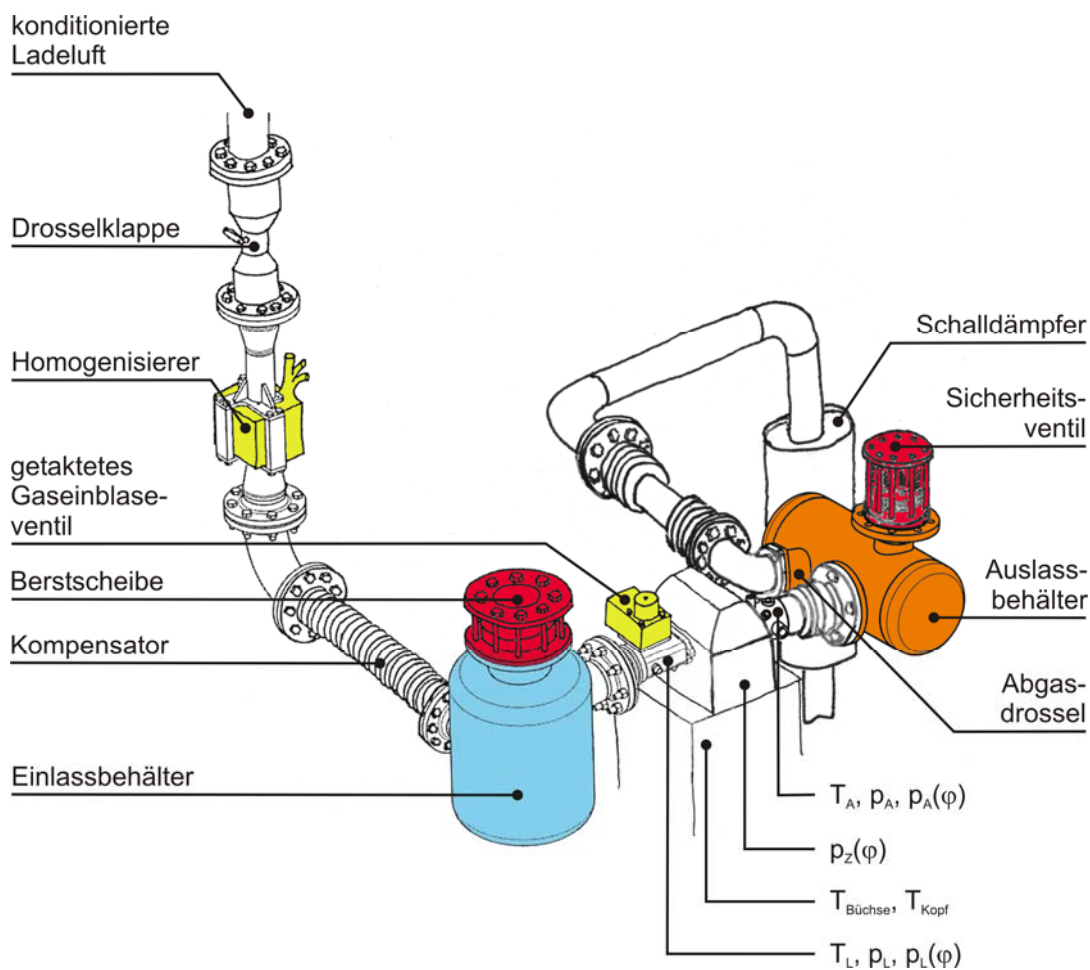


Bild 3.2: Schematischer Prüfstands-aufbau mit Lage der Messstellen

Zu Beginn des Projektes wurde für das Brennverfahren mit ungeteiltem Brennraum eine einfache Hakenzündkerze mit drei Elektroden und 0.9 mm Elektrodenabstand verwendet (Bild 3.3 links). Bei hohen Lasten und hohen Drallzahlen zeigte sich jedoch, dass diese Zündkerze nicht geeignet ist, um die Ladung unter diesen Bedingungen sicher zu entflammen. Daher wurde auf eine spezielle Gasmotorenkerze von GE Jenbacher gewechselt, die einen Elektrodenabstand von 0.3 mm besitzt. Mit dieser Zündkerze ist hinsichtlich Last und Drall ein größerer Betriebsbereich fahrbar.

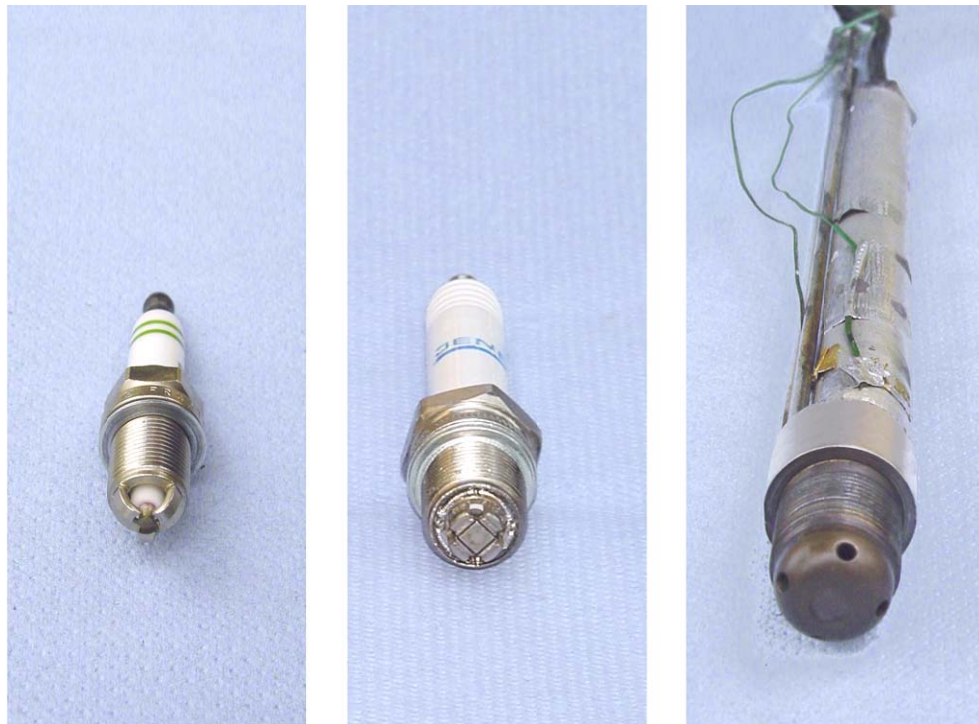


Bild 3.3: Hakenkerze (links), Gasmotorenzündkerze mit massiver Mittelelektrode (mitte) und Vorkammer mit Brenngasspülung, Wasserkühlung und Thermoelementen (rechts - hier mit 4 Überströmbohrungen, für die später gezeigten Messungen kam eine Vorkammer mit 6 Bohrungen zum Einsatz)

Für die Vorkammermessungen wurde eine Vorkammer verwendet, die von der Firma Multitorch Spark Plugs zur Verfügung gestellt wurde (Bild 3.3 rechts, Tabelle 2.1). Diese Vorkammer kann über ein Kapillarrohr und ein aktives Ventil mit Brenngas gespült werden. Der maximal bereitstehende Brenngasdruck zur Vorkammerspülung beträgt 8 bar. Daher muss die Spülung in der Zeit zwischen Auslass öffnet und dem Beginn der Kompression stattfinden. Mit zwei Thermoelementen wird die Temperatur der Kammer und des Kapillarrohrs überwacht.

Tabelle 3.2: Technische Daten der Vorkammer

Typ	Brenngas gespülte Vorkammer
Brenngasspülung	aktives Ventil, max. Spülgasdruck 8 bar
Volumen	7 cm ³ (2 % des Kompressionsvolumens)
Anzahl der Überströmbohrungen	6
Durchmesser der Überströmbohrungen	2.4 mm
Kegelwinkel	156°

Die Vorkammer verfügt über eine eigene Wasserkühlung, um unkontrollierte Glühzündungen zu vermeiden. Der Zündfunke springt im oberen Drittel der Vorkammer von den nach unten abgewinkelten Enden des Elektrodenkreuzes auf die Außenwand über (Bild 3.4).

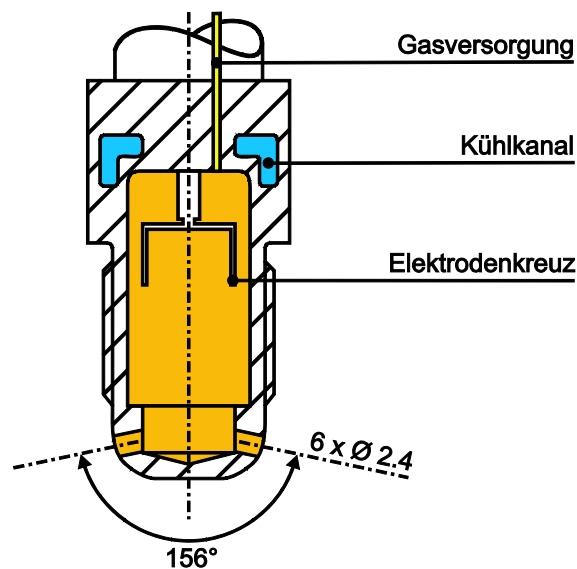


Bild 3.4: Skizze der Vorkammer mit Brenngasspülung, Wasserkühlung, Elektrodenkreuz und 6 Überströmbohrungen

3.2 Gasversorgungsanlage und untersuchte Brenngase

Die regional unterschiedliche Zusammensetzung von Erdgas sowie die Zumischung von Propan und Butan durch die Gasversorger zur Spitzenlastdeckung führen je nach Standort und Jahreszeit zu einer stark schwankenden Klopfestigkeit des Kraftstoffs. Daher wurden

im Rahmen dieser Arbeit Erdgase mit unterschiedlicher Methanzahl untersucht. Die Methanzahl wird durch Beimischung von Propan verändert (Christoph, 1972; Schollmeyer, 1996; Zeilinger, 2003). Das zunehmende Umweltbewusstsein und steigende Energiepreise erfordern über den Erdgaseinsatz hinaus auch die energetische Nutzung von brennbaren Gasen aus der Abfallverwertung, sog. Biogase, sowie von Restgasen aus chemischen Prozessen, des Bergbaus und der Stahlherstellung. Als Vertreter für Brenngase aus diesen Bereichen werden zwei Biogase mit unterschiedlichem CO₂-Anteil, ein Erdgas mit hohem Inertgasanteil und eine synthese gasähnliche Mischung aus Wasserstoff, Stickstoff und Methan untersucht (Tabelle 3.3).

Tabelle 3.3: Zusammensetzung der untersuchten Brenngasmischungen: Das von den Stadtwerken München gelieferte Erdgas (EG) aus der Russischen Föderation weist einen so hohen Methananteil auf, dass es nahezu reinem Methan entspricht

	Zusammensetzung		Heizwert H_u [MJ/kg]
	[vol.-%]	[grav.-%]	
Erdgas, MZ 95	100% EG (≈ 98% CH ₄)	100% EG	49.2
Erdgas, MZ 75	94% EG 6% C ₃ H ₈	85% EG 15% C ₃ H ₈	48.8
Erdgas, MZ 60	86% EG 14% C ₃ H ₈	69% EG 31% C ₃ H ₈	48.3
Erdgas, MZ 50	75% EG 25% C ₃ H ₈	52% EG 48% C ₃ H ₈	47.8
Erdgas mit hohem Inertgasanteil	30% EG 70% N ₂	20% EG 80% N ₂	9.9
Biogas 1	70% EG 30% CO ₂	47% EG 53% CO ₂	23.1
Biogas 2	50% EG 50% CO ₂	27% EG 73% CO ₂	13.5
Synthesegas	20% EG 60% H ₂ 20% N ₂	32% EG 12% H ₂ 56% N ₂	30.4

Die Mischgase werden mit einem Gasmischer vor Ort aus den in der Tabelle aufgeführten Einzelkomponenten gemischt. In Bild 3.5 ist der Aufbau der Gasversorgung skizziert. Das Erdgas wird aus dem Versorgungsnetz der Stadtwerke München entnommen, die restlichen Gase werden in Flaschen bereitgestellt. Zur Messung der Gasmassenströme der Einzelgase sowie des Mischgases kommen nach dem Coriolis-Prinzip arbeitende Gasmassenstrommesser der Firma Rheonik zum Einsatz. Vor dem Gasmischer wird der Druck der einzelnen Gase durch Druckminderer bzw. Druckerhöhungsanlagen auf 10 bar gebracht. Das Mischgas wird in einem Pufferbehälter zwischengespeichert und daraus dem Prüfstand zugeführt. Alternativ kann der Prüfstand auch über eine Bypass-Leitung mit Erdgas betrieben werden. So kann in kritischen Situationen über ein Umschaltventil schnell auf Erdgasbetrieb gewechselt werden. Am Prüfstand wird mit Hilfe eines elektro-pneumatischen Druckreglers ein konstanter Differenzdruck zwischen Saugrohr und Brenngasversorgung eingestellt. Wird die Vorkammer mit Brenngas gespült, so kommt ein weiterer Zweig der Gasversorgung zum Einsatz, der in Bild 3.5 blau gekennzeichnet ist. Über diesen Zweig kann mit einem auf einer Waage liegenden Druckbehälter der Gasmassenstrom der Vorkammerspülung ermittelt werden und über einen nachgeschalteten Druckminderer der Spüldruck unabhängig vom Gasdruck der Saugrohrgaseinblasung eingestellt werden.

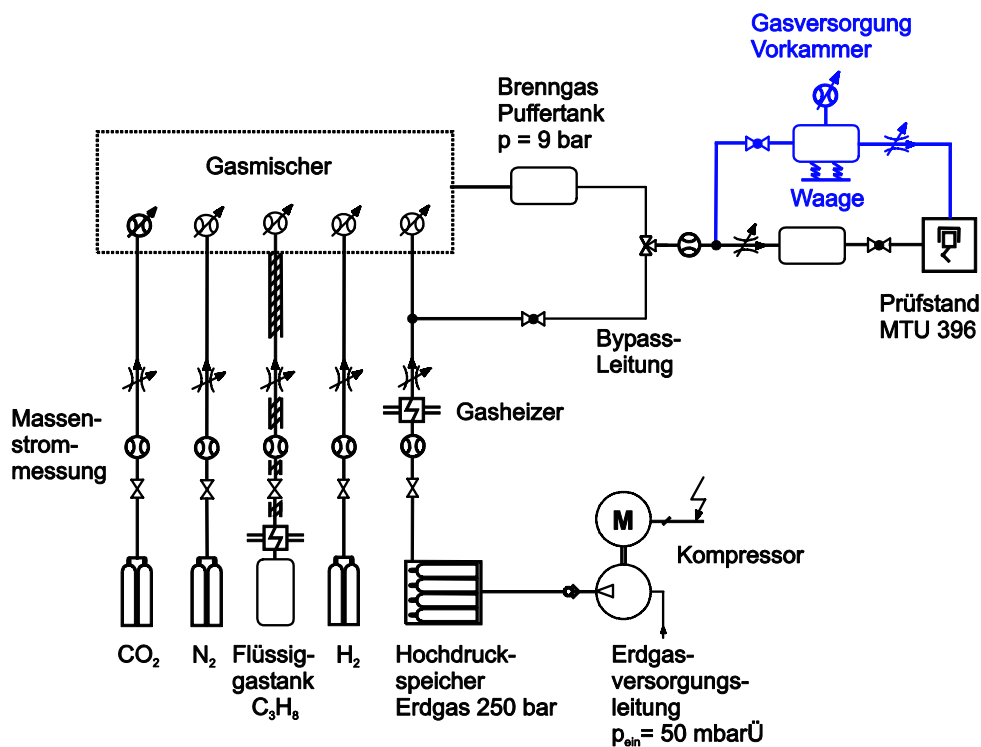


Bild 3.5: Schematischer Aufbau der Gasversorgungsanlage

3.3 Thermodynamische Modellierung des Systems Brennraum

In dieser Arbeit werden zum einen am Prüfstand gewonnene Indizierdaten mit Hilfe einer Druckverlaufsanalyse (DVA) ausgewertet und zum anderen Verbrennungsmodelle für eine Arbeitsprozessrechnung (APR) erstellt. In beiden Fällen wird das System Brennraum null-dimensional modelliert. Daher werden im Folgenden die grundlegenden Gleichungen vorgestellt, auf denen diese Modelle basieren. In je einem Unterkapitel werden dann die spezifischen Besonderheiten der Arbeitsprozessrechnung und der Druckverlaufsanalyse behandelt.

Der Brennraum wird als ein thermodynamisches System aufgefasst, das vom Zylinderkopf, den Ventiltellern, der Zylinderbuchse und dem Kolben begrenzt wird. Durch die Ein- und Auslassventile sowie die Leckage am Kolbenring gehen Massenströme über die Systemgrenze hinweg in das System hinein oder hinaus. Gleiches gilt für die Wandwärmeströme und die Volumenänderungsarbeit des Kolbens (Bild 3.6). Es wird die Annahme getroffen, dass innerhalb des Systems Brennraum an allen Orten der gleiche Druck herrscht.

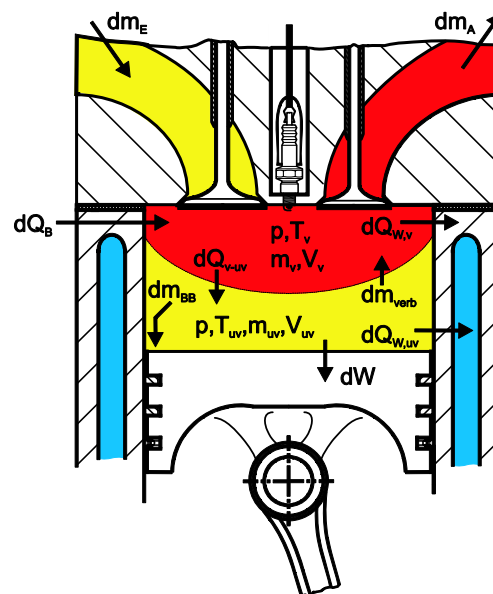


Bild 3.6: Zweizonige Modellierung des Systems Brennraum

Das System Brennraum kann in mehrere Zonen unterteilt werden. Dabei versteht man unter einer Zone einen homogenen Teilbereich des Systems, in dem Temperatur und Gaszusammensetzung konstant sind. Besteht ein System aus mehreren Zonen, so muss die Summe der extensiven Zustandsgrößen über die einzelnen Zonen der extensiven Zustands-

größe des Systems entsprechen. Das heißt, dass jedem Bereich eines Systems eine Zone zugeordnet sein muss und dass sich Zonen nicht überlagern dürfen (Grill, 2006a).

Im einfachsten Fall besteht ein System aus einer einzigen Zone. Das System wird in diesem Fall als homogen angenommen. Man spricht dann von einer einzonigen Betrachtung. Zur Modellierung der Verbrennung werden Systeme häufig zweizonig betrachtet und es wird zwischen einer kalten, unverbrannten Zone und einer heißen, verbrannten Zone unterschieden (Bild 3.6).

3.3.1 Arbeitsprozessrechnung

Mit Hilfe der Arbeitsprozessrechnung können Größen wie Leistung, Verbrauch, Drücke, Temperaturen oder Abgasemissionen ermittelt werden, ohne Messungen am real existierenden Motor durchzuführen. So kann der Entwicklungsprozess sehr effizient gestaltet werden, da schon in frühen Konzeptphasen wichtige Eckdaten des Motors abgeschätzt werden können und in späteren Entwicklungsphasen die Anzahl von Versuchsreihen reduziert und Iterationsschleifen vermieden werden können.

Der Prozessrechnung muss hierbei ein Brennverlauf vorgegeben werden. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wird dieser phänomenologisch berechnet. Dabei spielt unter anderem die Brenngeschwindigkeit der Ladung eine entscheidende Rolle. Da die Brenngeschwindigkeit von Druck, Temperatur und Zusammensetzung im Unverbrannten abhängt, erfordern die erstellten Modelle eine Arbeitsprozessrechnung, die zweizonig angelegt ist. So kann zwischen unverbrannter und verbrannter Ladung unterschieden werden. Die phänomenologische Modellierung von Vorkammermotoren macht zudem die Betrachtung von zwei Systemen – Vorkammer und Hauptbrennraum – notwendig.

Im Folgenden werden nun die Gleichungen für den komplexeren Fall einer zweizonigen Betrachtung von zwei Systemen gezeigt. Es wird zwischen unverbrannter Zone (uv) und verbrannter Zone (v) sowie zwischen den Systemen Vorkammer (VK) und Hauptbrennraum (HBR) unterschieden.

Zustandsgleichung:

Vorkammer

$$p_{VK} \cdot V_{VK,uv} = m_{VK,uv} \cdot R_{VK,uv} \cdot T_{VK,uv} \quad (3.1)$$

$$p_{VK} \cdot V_{VK,v} = m_{VK,v} \cdot R_{VK,v} \cdot T_{VK,v} \quad (3.2)$$

Hauptbrennraum

$$p_{HBR} \cdot V_{HBR,uv} = m_{HBR,uv} \cdot R_{HBR,uv} \cdot T_{HBR,uv} \quad (3.3)$$

$$p_{HBR} \cdot V_{HBR,v} = m_{HBR,v} \cdot R_{HBR,v} \cdot T_{HBR,v} \quad (3.4)$$

Massenbilanz:

Vorkammer

$$\frac{dm_{VK,uv}}{d\varphi} = -\frac{dm_{VK,verbr}}{d\varphi} - \frac{dm_{\ddot{u},uv}}{d\varphi} + \frac{dm_{Sp\ddot{u}lgas}}{d\varphi} \quad (3.5)$$

$$\frac{dm_{VK,v}}{d\varphi} = \frac{dm_{VK,verbr}}{d\varphi} - \frac{dm_{\ddot{u},v}}{d\varphi} \quad (3.6)$$

Hauptbrennraum

$$\frac{dm_{HBR,v}}{d\varphi} = -\frac{dm_{HBR,verbr}}{d\varphi} + \frac{dm_{\ddot{u},uv}}{d\varphi} \quad (3.7)$$

$$\frac{dm_{HBR,v}}{d\varphi} = \frac{dm_{HBR,verbr}}{d\varphi} + \frac{dm_{\ddot{u},v}}{d\varphi} \quad (3.8)$$

In den Gleichungen zur Massenbilanz sind die Verbrennungsmassenströme mit dem Index „verbr“ gekennzeichnet. Sie werden dem Unverbrannten entnommen und dem Verbrannten des jeweiligen Systems zugeführt, wobei mit dem Zonenwechsel die Energiefreisetzung stattfindet. Auf Grund der zweizonigen Betrachtung muss stets berücksichtigt werden, welche Zonen von Vorkammer und Hauptbrennraum in Folge der Überströmvorgänge miteinander Masse austauschen ($dm_{\ddot{u}}$). Im hier erstellten Verbrennungsmodell wird angenommen, dass während des Ladungswechsels und der Kompression bis zu dem Zeitpunkt, an dem die Flammenfront der Vorkammer die Überströmbohrungen erreicht, die unverbrannten Zonen Masse austauschen. Ab dem Zeitpunkt, an dem die Flamme die Überströmbohrungen erreicht hat, beginnt die Verbrennung im Hauptbrennraum und es werden die verbrannten Zonen miteinander verbunden und dementsprechend stellt sich ein Massenstrom aus Verbranntem $dm_{\ddot{u},v}$ ein. Wird die Vorkammer mit Brenngas gespült, so wird der entsprechende Massenstrom $dm_{Sp\ddot{u}lgas}$ dem Unverbrannten der Vorkammer zugeführt. Die Blowby-Verluste (dm_{BB}) können hier vernachlässigt werden (Pischinger, 1989).

Energiebilanz:

Als weitere Gleichung muss in jeder Zone eines Systems der erste Hauptsatz der Thermodynamik erfüllt sein. Dieser kann wie folgt in allgemeiner Form geschrieben werden:

$$\underbrace{\sum \frac{dW_t}{d\varphi} + \sum_{\mu} \frac{dQ_{\mu}}{d\varphi} + \sum_{\nu} \frac{dm_{\nu}}{d\varphi} (h_{\nu} + e_{av})}_{\text{über die Systemgrenzen transportierte Energien}} = \underbrace{\frac{dU}{d\varphi} + \frac{dE_a}{d\varphi}}_{\text{Änderung der im System gespeicherten Energien}} \quad (3.9)$$

über die Systemgrenzen transportierte Energien Änderung der im System gespeicherten Energien

mit:

dW_t technische Arbeit

dQ_{μ} Wärmeströme / Energiefreisetzung

dm_{ν} Massenströme über die Zonengrenze

$h_{\nu} + e_{av}$ spezifische Enthalpie und spezifische äußere Energie des Massenstroms dm_{ν}

dU Änderung der inneren Energie der Zone

dE_a Änderung der potentiellen und kinetischen Energie der Zone

Im Allgemeinen werden die äußeren Energien, also die potentielle und kinetische Energie (Grill, 2006a), ebenso wie die Wärmeströme zwischen den Zonen (dQ_{v-uv}) vernachlässigt. Damit vereinfacht sich der erste Hauptsatz der Thermodynamik für die jeweiligen Zonen folgendermaßen:

Vorkammer

$$\frac{dU_{VK,uv}}{d\varphi} = -h_{VK,uv} \cdot \frac{dm_{VK,verbr}}{d\varphi} - \frac{dH_{ü,uv}}{d\varphi} + \frac{dH_{Spülgas}}{d\varphi} - \frac{dW_{t,uv}}{d\varphi} \quad (3.10)$$

$$\frac{dU_{VK,v}}{d\varphi} = h_{VK,uv} \cdot \frac{dm_{VK,verbr}}{d\varphi} + \frac{dQ_{B,VK}}{d\varphi} - \frac{dH_{ü,v}}{d\varphi} + \frac{dW_{t,v}}{d\varphi} \quad (3.11)$$

dabei gilt:

$$\frac{dW_{t,uv}}{d\varphi} = -\frac{dW_{t,v}}{d\varphi}$$

Hauptbrennraum

$$\frac{dU_{HBR,uv}}{d\varphi} = -\frac{dW_{t,uv}}{d\varphi} - \frac{dQ_{W,HBR,uv}}{d\varphi} - h_{HBR,uv} \cdot \frac{dm_{HBR,verbr}}{d\varphi} + \frac{dH_{\ddot{u},uv}}{d\varphi} \quad (3.12)$$

$$\frac{dU_{HBR,v}}{d\varphi} = -\frac{dW_{t,v}}{d\varphi} - \frac{dQ_{W,HBR,v}}{d\varphi} + h_{HBR,uv} \cdot \frac{dm_{HBR,verbr}}{d\varphi} + \frac{dQ_{B,HBR}}{d\varphi} + \frac{dH_{\ddot{u},v}}{d\varphi} \quad (3.13)$$

Für die Enthalpieänderung durch die Überströmvorgänge $dH_{\ddot{u}}$ ist analog zu den oben beschriebenen überstömenden Massen $dm_{\ddot{u}}$ zu beachten, welche Systeme miteinander im Austausch stehen. Je nachdem, in welchem System der höhere Druck herrscht, ändert sich die Richtung des Massenstroms $dm_{\ddot{u}}$. Gasdynamische Effekte werden hier nicht berücksichtigt.

Der Betrag der Massenströme zwischen Vorkammer und Hauptbrennraum wird über die **Durchflussgleichung** berechnet:

$$\dot{m}_{\ddot{u}} = \mu \cdot A_{\ddot{u}} \cdot \frac{p_1}{\sqrt{R \cdot T_1}} \cdot \sqrt{\frac{2\kappa}{\kappa - 1} \cdot \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{2/\kappa} - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{(\kappa+1)/\kappa} \right]} \quad (3.14)$$

für überkritische Druckverhältnisse $\frac{p_2}{p_1} < \left(\frac{p_2}{p_1} \right)_{\text{krit}}$ gilt:

$$\frac{p_2}{p_1} = \left(\frac{p_2}{p_1} \right)_{\text{krit}} \quad \text{mit} \quad \left(\frac{p_2}{p_1} \right)_{\text{krit}} = \left(\frac{2}{\kappa + 1} \right)^{\kappa/(\kappa-1)}$$

mit:

- μ Durchflussbeiwert zur Berücksichtigung von Reibung und Strahlkontraktion
- $A_{\ddot{u}}$ geometrischer Überströmquerschnitt
- p_1 höherer Druck
- p_2 niedrigerer Druck
- T_1 Temperatur auf der Seite des höheren Drucks

Die Wandwärmeströme werden in dieser Arbeit nach Woschni berechnet (Woschni, 1970). Da die Vorkammer und die dort umgesetzte Energie im Vergleich zum Hauptbrennraum sehr klein ist, wird die Vorkammer als adiabat betrachtet.

$$\frac{dQ_{W,i}}{d\varphi} = \alpha(\varphi) \cdot A_i \cdot (T - T_{W,i}) \frac{dt}{d\varphi} \quad (3.15)$$

Die Aufteilung der Wandwärmeverluste auf die beiden Zonen erfolgt nach Hohlbaum gemäß den Massen- und Temperaturverhältnissen (Merker, 2001):

$$\frac{dQ_{W,uv}}{dQ_{W,v}} = \left(\frac{m_{uv}}{m_v}\right)^2 \cdot \frac{T_{uv}}{T_v} \quad (3.16)$$

Eine zentrale Aufgabe der erstellten Verbrennungsmodelle ist es, die Verbrennungsmassenströme dm_{verbr} von der unverbrannten in die verbrannte Zone zu beschreiben. Diese Verbrennungsmassenströme werden den Kalorikmodulen der Prozessrechnung übergeben, die daraus zum einen die Energiefreisetzung und zum anderen die Änderung der Zusammensetzung von den unverbrannten Spezies in die Verbrennungsprodukte berechnen. Die freigesetzte Energie wird dabei vollständig der verbrannten Zone zugeschlagen.

$$\frac{dQ_B}{d\varphi} = H_{G,uv} \cdot \frac{dm_{\text{verbr}}}{d\varphi} \quad (3.17)$$

In der hier verwendeten Prozessrechnung cDyn kommt das von Grill entwickelte universelle Kalorikmodul für beliebige Kraftstoffe zum Einsatz (Grill, 2006a). Dieses ermöglicht eine schnelle Berechnung der Stoffkonzentrationen im Rauchgas. Die spezifische Enthalpie und die individuelle Gaskonstante werden nach einem Komponentenansatz berechnet. Für gasförmige Kraftstoffe kann im Prozessrechenprogramm cDyn auf die explizite Vorgabe des Heizwertes verzichtet werden; der Heizwert der Ladung $H_{G,uv}$ ergibt sich aus den temperaturabhängigen Polynomen zur Beschreibung der Enthalpie, die auch die Standardbildungsenthalpien enthalten.

3.3.2 Druckverlaufsanalyse

Zur Auswertung der gemessenen Druckverläufe kam eine einzonige Druckverlaufsanalyse (DVA) zum Einsatz. Damit kann aus einem gemessenen Druckverlauf unter Verwendung der oben aufgeführten Gleichungen der Brennverlauf dQ_B berechnet werden, der die Energiefreisetzung im Brennraum in Folge der Verbrennung beschreibt. Somit stellt die DVA im Grunde eine Umkehrung der Arbeitsprozessrechnung dar.

Nach dem Brennverlauf aufgelöst, ergibt sich im Fall einer einzonigen Betrachtung für ein thermodynamisches System die Energiebilanz zu:

$$\frac{dQ_B}{d\varphi} = \frac{dU}{d\varphi} - \frac{dQ_W}{d\varphi} + p \cdot \frac{dV}{d\varphi} \quad (3.18)$$

Die so ermittelten Brennverläufe dienen als Basis zur Erstellung und Validierung der phänomenologischen Verbrennungsmodelle.

Die hier verwendete einzonige Druckverlaufsanalyse für ein System wurde sowohl zur Auswertung der Messungen am Motor mit ungeteiltem Brennraum, wie auch am Vorkammermotor eingesetzt. Dabei macht man allerdings zwei Fehler:

Der erste Fehler ergibt sich aus der vereinfachten einzonigen Betrachtung, weil nicht zwischen einer heißen verbrannten und einer kalten unverbrannten Zone unterschieden wird. Da im Magerbetrieb die Temperaturen im Verbrannten 2000 K kaum überschreiten, treten kaum Dissoziationseffekte auf und die Kalorik verhält sich weitgehend linear, so dass sich aufgrund der einzonigen Betrachtung nur sehr geringe Fehler ergeben (Grill, 2006a; Merker, 2001). Temperaturen von deutlich über 2000 K treten nur während der fetteren Vorkammerverbrennung auf. Da aber nur etwa 1 % der Energie in der Vorkammer umgesetzt wird, sind auch hier nur sehr geringe Fehler zu erwarten.

Der zweite Fehler betrifft im Fall von Vorkammermotoren die Annahme eines konstanten Drucks im System Brennraum. Diese Annahme trifft nicht mehr zu, da sich die Drücke in Hauptbrennraum und Vorkammer auf Grund der als Drosselstellen wirkenden Überströmbohrungen um bis zu 50 bar unterscheiden können (Prager, 2010). So führt eine Energiefreisetzung in der Vorkammer zunächst zu einer Druckerhöhung in der Vorkammer, die zeitlich verzögert in Folge der überströmenden Enthalpie zu einer Druckerhöhung im Hauptbrennraum beiträgt. Erst diese verzögerte Druckerhöhung wird vom Druckmessquarz im Hauptbrennraum detektiert und von der Druckverlaufsanalyse als Energiefreisetzung interpretiert. Dieser systematische Fehler kann durch eine Druckverlaufsanalyse, die zwei thermodynamische Systeme berücksichtigt, vermieden werden. Allerdings ist hierfür eine genaue Druckmessung in der Vorkammer erforderlich. Diese ist wegen des beengten Bau- raums und der hohen thermischen Belastung jedoch schwer zu realisieren.

Daher wird in dieser Arbeit ein anderer Weg gewählt: Der Fehler bei der DVA wird bewusst in Kauf genommen. Bei den Messungs-Rechnungsvergleichen werden dann die fehlerbehafteten Brennverläufe aus der DVA einer Ersatzgröße $dQ_{B,DVA}$ (Gleichung 3.19) aus dem Verbrennungsmodell gegenübergestellt, die genau den oben beschriebenen Fehler berücksichtigen.

Dazu werden die Enthalpieströme der Systeme betrachtet (Bild 3.7). Die auf der Druckmessung im Hauptbrennraum basierende Druckverlaufsanalyse detektiert die Druckänderung im Hauptbrennraum auf Grund der durch die Verbrennung im Hauptbrennraum hervorgerufenen Enthalpiefreisetzung $dQ_{B,HBR}$ und des über die Überströmdrosseln in den Hauptbrennraum eintretenden Enthalpiestroms dH_u . Die Summe dieser beiden Enthalpieströme entspricht dann dem Brennverlauf aus der DVA und ist nicht gleich der Summe der beiden Enthalpieänderungen durch Verbrennung in Vorkammer und Hauptbrennraum (Gleichung 3.19).

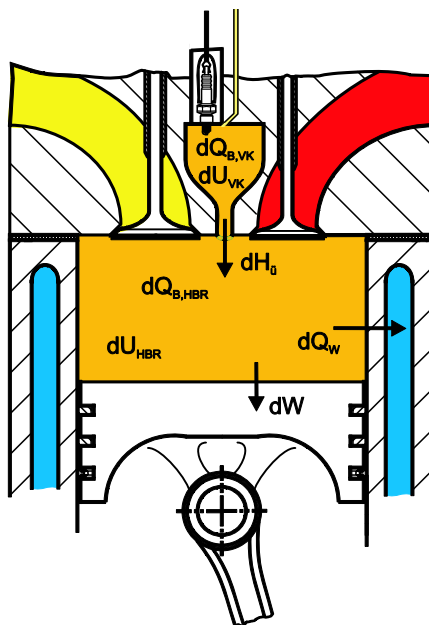


Bild 3.7: Skizze der Systeme Vorkammer und Hauptbrennraum eines Vorkammermotors

$$\frac{dQ_B}{d\varphi}_{DVA} = \frac{dQ_B}{d\varphi}_{HBR} + \frac{dH_u}{d\varphi} \neq \frac{dQ_B}{d\varphi}_{HBR} + \frac{dQ_B}{d\varphi}_{VK} \quad (3.19)$$

Mit Hilfe dieser Vergleichsgröße $dQ_{B,DVA}$ nach Gleichung 3.19 können dann zur Validierung der Modelle in Kapitel 6 die Ergebnisse aus der einzonigen Druckverlaufsanalyse für ein thermodynamisches System den simulierten Verläufen aus der Prozessrechnung gegenübergestellt werden.

3.4 Reaktionskinetische Berechnung der Brenngeschwindigkeit

Wie in Kapitel 4 gezeigt werden wird, ist die laminare Brenngeschwindigkeit s_L eine wichtige Größe, um die Verbrennung phänomenologisch beschreiben zu können. Die laminare Brenngeschwindigkeit der Zylinderladung hängt von der Zusammensetzung, von der Temperatur und vom Druck ab und ist als die Geschwindigkeit definiert, mit der sich eine Flamme in einem ruhenden Gasgemisch ausbreitet. Bei einer stationären Flamme entspricht sie daher der Anströmgeschwindigkeit des unverbrannten Frischgases.

Da eine experimentelle Bestimmung der laminaren Brenngeschwindigkeit im motorischen Temperatur- und Druckbereich sehr aufwändig ist, wurde im Rahmen dieser Arbeit auf reaktionskinetische Simulationen zurückgegriffen. Dazu wurde das Programmpaket Chemkin verwendet, mit dem u. a. die Selbstzündzeit, die Dicke der Reaktionszone und die laminare Brenngeschwindigkeit berechnet werden können (Turns, 2000). Die Berechnung der laminaren Brenngeschwindigkeit erfolgt mit dem Modul Premix. Es dient zur Simulation eindimensionaler, stationärer, vorgemischter Flammen. Auf Basis der Massen-, Energie- und Speziesbilanzen werden in Abhängigkeit von der Position entlang der Strömungsrichtung unter anderem Temperatur, Druck, Strömungsgeschwindigkeit, Dichte und Spezieskonzentrationen ausgegeben. Das Programm löst die Erhaltungsgleichungen für Masse, Energie und Spezies und berücksichtigt molekulare Transportvorgänge sowie die Reaktionskinetik. Letzteres geschieht auf Basis detaillierter Reaktionsmechanismen. Dabei werden die Reaktionen nach einem modifizierten Arrheniusansatz ermittelt, wobei die Reaktionsraten k der einzelnen Reaktionen von zentraler Bedeutung sind.

$$k = A \cdot T^b \cdot \exp\left(\frac{-E_A}{R \cdot T}\right) \quad (3.20)$$

Die empirisch ermittelten Werte für den Frequenzfaktor A , den Temperaturexponenten b und die Aktivierungsenergie E_A der betrachteten Einzelreaktionen stellen den Reaktionsmechanismus dar. Hier kommt der GRI 3.0 Reaktionsmechanismus zum Einsatz, der am Gas Research Institute für die Verbrennung von Methan bzw. Erdgas mit geringen Anteilen an Ethan und Propan entwickelt wurde. Dieser umfasst 325 Elementarreaktionen zwischen 53 verschiedenen Molekülen bzw. Atomen. Er wurde an Hand einer Vielzahl von Experimenten validiert und für Drücke von 0.13 bis 10 bar, Temperaturen von 1000 bis 2500 K und Verbrennungsluftverhältnisse von 0.2 bis 10 optimiert. Berechnungen außerhalb dieses Bereiches sind jedoch möglich (Frenklach, 2009).

Da der GRI 3.0 Reaktionsmechanismus im motorischen Druck- und Temperaturbereich außerhalb des optimierten Bereichs verwendet wird, wurden die Ergebnisse der Simulationen für Methan-Luft-Gemische der aus der Literatur bekannten Polynomnäherung nach Witt und Griebel mit der Erweiterung nach Liao (Witt, 2000; Lämmle, 2005; Liao, 2004) gegenübergestellt. In Bild 3.8 ist die gute qualitative Übereinstimmung zwischen Polynomnäherung und Chemkin-Rechnung zu erkennen.

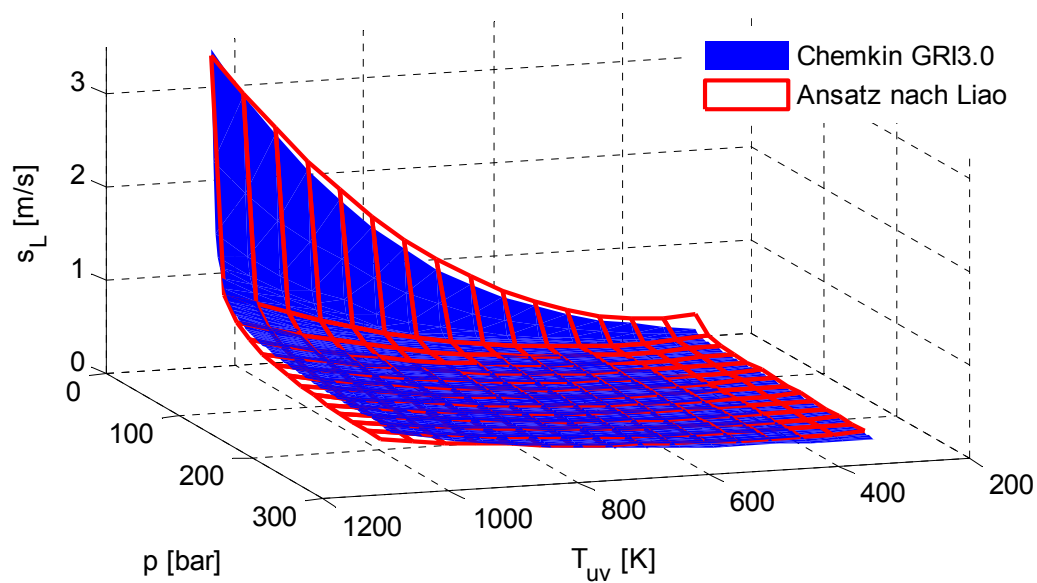


Bild 3.8: Vergleich der mit Chemkin berechneten laminaren Brenngeschwindigkeit (blau) mit der nach dem von Liao erweiterten Ansatz von Witt und Griebel (rotes Gitter)

In Bild 3.9 sind Ergebnisse der Chemkin-Rechnungen zu sehen. Für fünf der im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Gasmischungen ist exemplarisch die Brenngeschwindigkeit s_L bei einem Verbrennungsluftverhältnis λ von 1.7 über Temperatur und Druck aufgetragen. Dabei ist deutlich zu erkennen, dass alle Gase prinzipiell die gleiche Druck- und Temperaturabhängigkeit zeigen: Mit steigender Temperatur nimmt die Brenngeschwindigkeit immer im gleichen Maß zu und mit steigendem Druck nimmt sie ab.

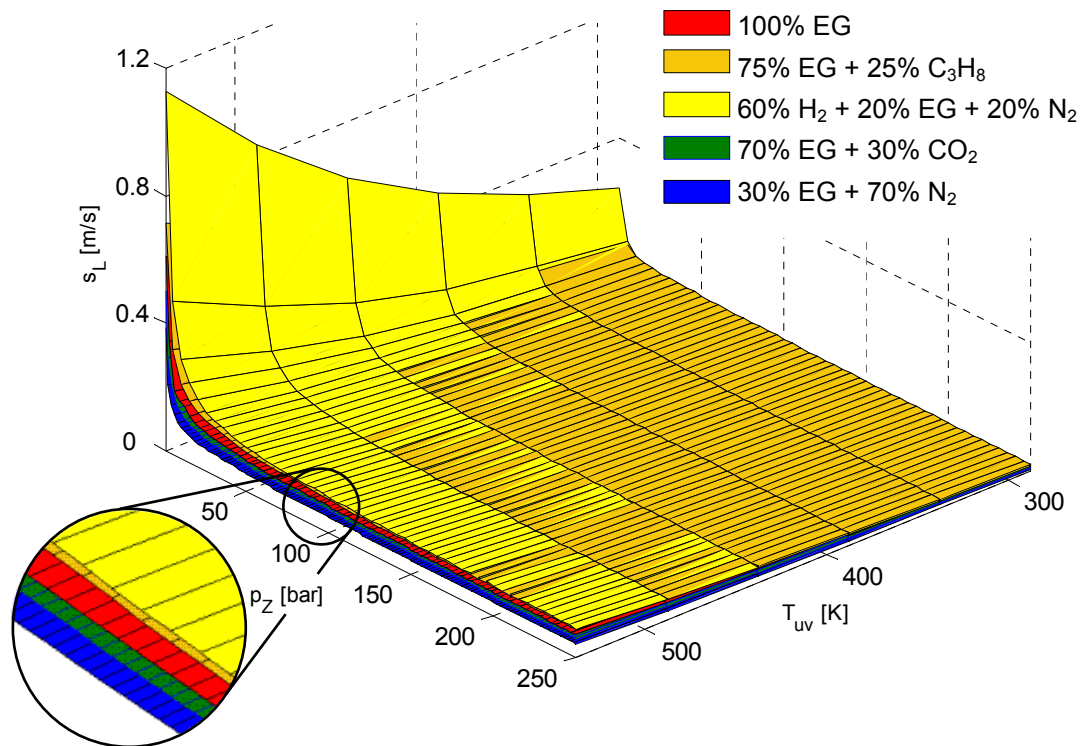


Bild 3.9: Vergleich der laminaren Brenngeschwindigkeiten unterschiedlicher Gasmischungen

Diese Erkenntnis wurde genutzt, um das Untermodell zur Berechnung der laminaren Brenngeschwindigkeit schnell, flexibel und benutzerfreundlich zu gestalten. Denn die Berechnung der laminaren Brenngeschwindigkeit mit Chemkin ist sehr zeitaufwändig und somit ist eine direkte Einbindung der reaktionskinetischen Brenngeschwindigkeitsberechnung in das Verbrennungsmodell nicht zielführend. So dauert die Berechnung für einen einzelnen Druck-Temperatur-Verbrennungsluftverhältnis-Punkt etwa eine Minute.

Daher wurde auf ein Vorgehen mit Polynomansätzen zurückgegriffen. Dazu wird für die Brenngeschwindigkeit von Methan der Ansatz von Witt und Griebel in der Erweiterung nach Liao verwendet. Unter Berücksichtigung der oben erwähnten Erkenntnis, dass der prinzipielle Verlauf aller untersuchten Gasmischungen ähnlich ist, werden die Brenngeschwindigkeiten der restlichen Gase mit Hilfe eines empirischen Skalierungsfaktors auf die Brenngeschwindigkeit von Methan bezogen. Dieser Skalierungsfaktor wird unter Zuhilfenahme von Motormessungen ermittelt. Dazu wird das Verbrennungsmodell zunächst für Methan abgestimmt und dann wird für jedes weitere Brenngas an einem gemessenen Betriebspunkt der

Skalierungsfaktor so abgestimmt, dass gemessener Brennverlauf und berechneter Brennverlauf möglichst gut übereinstimmen.

Dieses Vorgehen hat für den Anwender den Vorteil, dass er auch mit Brenngasmischungen rechnen kann, deren Brenngeschwindigkeiten ihm nicht im gesamten Druck-, Temperatur-, Verbrennungsluftverhältnis- und Restgasbereich vorliegen. Er muss lediglich einen Skalierungsfaktor abstimmen und das Aufstellen eines Polynoms mit vielen Koeffizienten entfällt.

In Kapitel 4.4 werden nach der Vorstellung der wichtigsten Gleichungen des Verbrennungsmodells die Betriebspunkte gezeigt, an denen diese Skalierungsfaktoren bestimmt wurden.

3.5 Drallmessungen

Um aus der im vorangegangenen Kapitel behandelten laminaren Brenngeschwindigkeit s_L die für die Flammenausbreitung relevante turbulente Brenngeschwindigkeit s_T berechnen zu können, muss die Turbulenzintensität im Brennraum bekannt sein. Auf den formelmäßigen Zusammenhang zwischen den beiden Brenngeschwindigkeiten wird in Kapitel 4.3 bei der Beschreibung der Verbrennungsmodelle eingegangen. An dieser Stelle soll zunächst der Einfluss der Ladungsbewegung und damit der Einfluss der Turbulenzintensität auf den Ablauf der Verbrennung studiert werden. Zur Beeinflussung des Dralls und damit der Turbulenzverhältnisse im Brennraum, wurde ein Einlassventil des Versuchsmotors durch ein von außen verstellbares Schirmventil ersetzt (Bild 3.10). Dabei wird von einem auf dem Ventilteller sitzenden Schirm das Einströmen der Ladung in Richtung des Schirms behindert. Um diese Veränderungen quantifizieren zu können, wurden zum einen Drallmessungen nach Tippelmann (Tippelmann, 1977) und zum anderen CFD-Rechnungen durchgeführt.

Das verwendete Schirmventil hat einen 10 mm hohen Schirm, der in radialer Richtung in einem Bereich von 120° das Einströmen der Ladung behindert und somit die Haupteinströmrichtung beeinflusst. Bei Vorversuchen hat sich gezeigt, dass es zur Einstellung der Strömungsverhältnisse günstig ist, das Schirmventil in den Füllkanal zu setzen, da dort durch das Verstellen der Schirmposition der Drall sehr gezielt beeinflusst werden kann. Im Drallkanal führten in einigen Verstellbereichen schon kleine Änderungen in der Schirmstellung zu großen Veränderungen der Strömungsverhältnisse, was eine reproduzierbare Einstellung des Drallniveaus erschwerte.



Bild 3.10: Schirmventile mit von außen bedienbarer Verstelleinrichtung

3.5.1 Messprinzip und Messergebnisse

Für die Drallmessungen wurde ein nach dem Tippelmann-Prinzip arbeitender Drallprüfstand mit einem Strömungsgleichrichter verwendet (Bild 3.11). Bei diesem Verfahren wird im stationären Blaseversuch der Einlasskanal und die Zylinderbüchse durchströmt. Die drallbehaftete Strömung wird von einem Strömungsgleichrichter in axiale Richtung umgelenkt. Dabei ändert sich der Drehimpuls der Strömung.

Diese Drehimpulsänderung \dot{I} führt zu einem Drehmoment M , das sich am Strömungsgleichrichter abstützt und gemessen werden kann.

$$\dot{I} = M \quad (3.21)$$

Bei dieser Messung wird neben dem Drehmoment M auch der Massenstrom \dot{m} in Abhängigkeit vom Ventilhub erfasst (Barthelmä, 1977). Der Drall für einen bestimmten Ventilhub wird nach folgender Formel bestimmt (Messergebnisse siehe Bild 3.15):

$$D = M \cdot R_{\text{Zyl}} \cdot \frac{\rho}{\dot{m}^2} \quad (3.22)$$

Zur Berechnung der eigentlichen Drallzahl D_m geht man von der Vorstellung aus, dass während des Ansaugvorgangs in einem Zeitraum Δt eine bestimmte Masse Δm in den Brennraum einströmt. Diese Masse bringt einen vom jeweiligen Ventilhub abhängigen Drehimpuls I in den Brennraum ein (Heywood, 1987). Summiert man den eingebrachten Drehimpuls D über die Einlassphase, so erhält man den Drall D_m im Brennraum. Die mittlere Drallzahl D_m ist somit eine über den Ansaugvorgang massenstromgemittelte Kenngröße:

$$D_m = \frac{\sum D \cdot \dot{m} \cdot \Delta t}{\sum \dot{m} \cdot \Delta t} \quad (3.23)$$

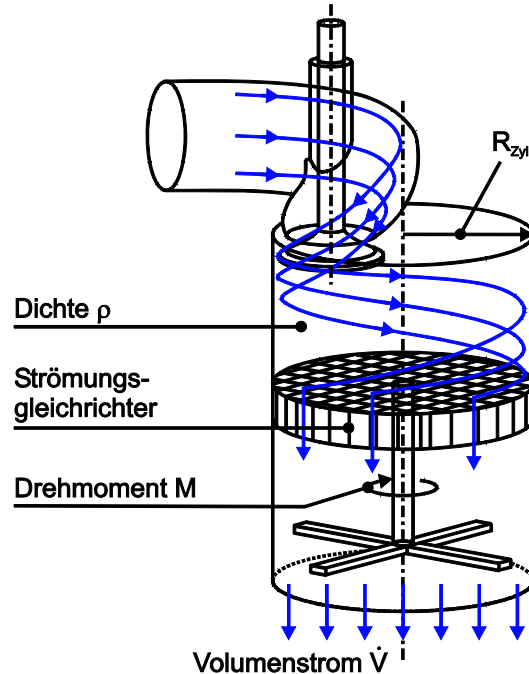


Bild 3.11: Drallmessung nach Tippelmann mit einem Strömungsgleichrichter (Tippelmann, 1977)

Bild 3.12 zeigt die mittlere Drallzahl D_m für verschiedene Schirmventilstellungen. Zum Vergleich ist das Drallniveau des Serienzylinderkopfes ohne Schirmventil eingetragen. Es ist deutlich zu erkennen, dass der Drall gegenüber dem Serienstand ohne Schirmventil (horizontale Linie ohne Punkte) je nach Schirmstellung sowohl verstärkt wie auch deutlich gesenkt werden kann.

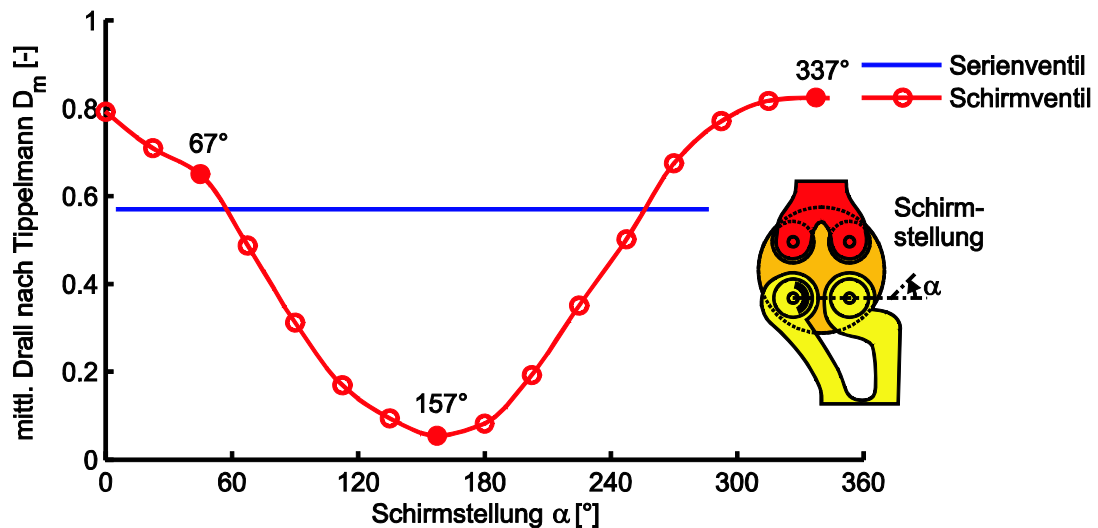


Bild 3.12: Ergebnisse der Drallmessung nach Tippelmann über der Schirmstellung α im Vergleich zum Serienventil

3.5.2 Einfluss des Dralls auf den Ablauf der Verbrennung

Nach der Vermessung des Dralls am stationären Drallprüfstand wurde der mit dem Schirmventil bestückte Zylinderkopf auf den Versuchsmotor montiert, um den Einfluss der Strömungsverhältnisse auf den Ablauf der Verbrennung zu untersuchen. Die Motorversuche mit unterschiedlichen Schirmventilstellungen und somit mit unterschiedlichen Drallniveaus zeigen deutlich den Einfluss der Ladungsbewegung bzw. der Turbulenz (Bild 3.13). Der Brennverlauf der Betriebspunkte mit sehr wenig Drall (Schirmstellung 157°) ist deutlich intensiver und die Brenndauer ist kürzer als bei den Betriebspunkten mit viel Drall (Serienventil und Schirmstellung 67°). Erst bei extrem hohen Drallzahlen wird bei erhöhten Strömungsverlusten so viel kinetische Energie in den Brennraum eingebracht, dass die Brenngeschwindigkeit wieder leicht zunimmt (Schirmstellung 337°).

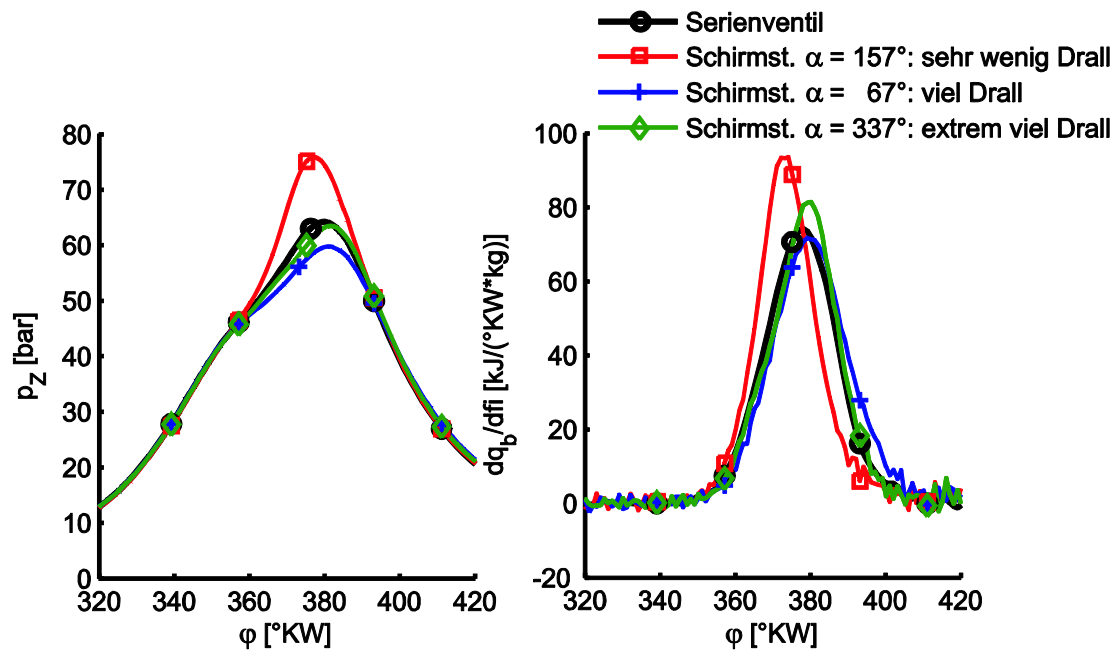


Bild 3.13: Druck- und Brennverläufe bei unterschiedlichen Drallniveaus

Diese Beobachtung lässt sich folgendermaßen erklären: Die während des Ansaugens in den Zylinder eingeströmte Ladung bringt Bewegungsenergie mit. Diese Bewegungsenergie findet sich als gerichtete Strömung in Form von Drall und Tumble sowie als ungerichtete Strömung in Form von Turbulenz im Brennraum wieder. Nimmt man nun an, dass immer in etwa die gleiche kinetische Energie während des Ansaugens mit der Ladung eingebracht wird, so folgt daraus, dass

- bei einem hohen Drallniveau entsprechend weniger Tumble und ungerichtete Turbulenz vorliegt und dass
- bei einem niedrigen Drallniveau entsprechend viel Tumble und ungerichtete Turbulenz vorliegt.

Die gerichtete Drallströmung bleibt besonders in rotationssymmetrischen Brennräumen länger erhalten als der Tumble, da die Tumblewalzen während der Annäherung des Kolbens an das Brennraumdach zerstört werden und in ungerichtete Turbulenz übergehen.

Die stabile Drallströmung bleibt bis zur Entflammung weitgehend erhalten, was im Umkehrschluss heißt, dass entsprechend wenig Turbulenz vorliegt. Der Drall, der eine Festkörperrotation um die Zylinderlängsachse darstellt, trägt kaum dazu bei, die Flammenfront zu zer-

klüften oder zu zerreißen und sie damit zu beschleunigen. Daher ist die Brenngeschwindigkeit verhältnismäßig gering.

Diese Untersuchungen belegen, dass die Turbulenz einen starken Einfluss auf den Ablauf der Verbrennung hat und über den Drall nur indirekt auf die Turbulenz geschlossen werden kann. Da eine direkte Messung der Turbulenz sehr aufwändig ist und im Grunde nur an einem optisch zugänglichen Motor erfolgen kann, wurde im Rahmen dieser Arbeit auf CFD-Simulationen zur Turbulenzbestimmung zurückgegriffen.

3.6 CFD-Ladungswechselrechnungen

Mit dem in Kapitel 3.5 beschriebenen Verfahren lassen sich zwar sehr gut die Drallniveaus unterschiedlicher Einlasskanäle oder Schirmventilstellungen bestimmen, der Einfluss der Kolbenform auf das Strömungsfeld bleibt dabei aber prinzipbedingt unberücksichtigt, da der Kolben durch den stationär durchströmten Strömungsgleichrichter ersetzt wird. Zudem lassen sich keine Aussagen über den zeitlichen Verlauf der Turbulenz während eines Arbeitsspiels treffen. Dieser Turbulenzverlauf stellt jedoch eine wichtige Eingangsgröße für das Verbrennungsmodell dar und wurde daher mit Hilfe von CFD-Rechnungen untersucht.

Folgendes Vorgehen wurde dabei gewählt: Nach dem Import der Geometrie der Kanäle und des Brennraums erfolgte die Vernetzung. Für eine erste Validierung wurden die in Kapitel 3.5 beschriebenen stationären Blasversuche nachgerechnet. Anschließend erfolgte die Kopplung von Solver und Mesher, um die zur Simulation des Ladungswechsels notwendige Netzbewegung im Bereich der Ventile und des Kolbens realisieren zu können. Ziel war es, das Strömungsfeld und Turbulenzniveau für unterschiedliche Drallniveaus im Verlauf eines Arbeitsspiels zu bestimmen.

3.6.1 Aufbau der Geometrie

Da von den komplexen Freiformflächen der Ein- und Auslasskanäle keine 3D-CAD-Daten verfügbar waren, wurden Silikonabgüsse (Neukasil RTV 102 + C 02) der Kanäle angefertigt, mit Hilfe eines 3D-Scanners digitalisiert und im STL-Format in das Vernetzungsprogramm Ansys ICEM CFD importiert. Der Rest der Geometrie des Strömungsgebietes wurde auf Basis von Zeichnungen direkt in ICEM erstellt.

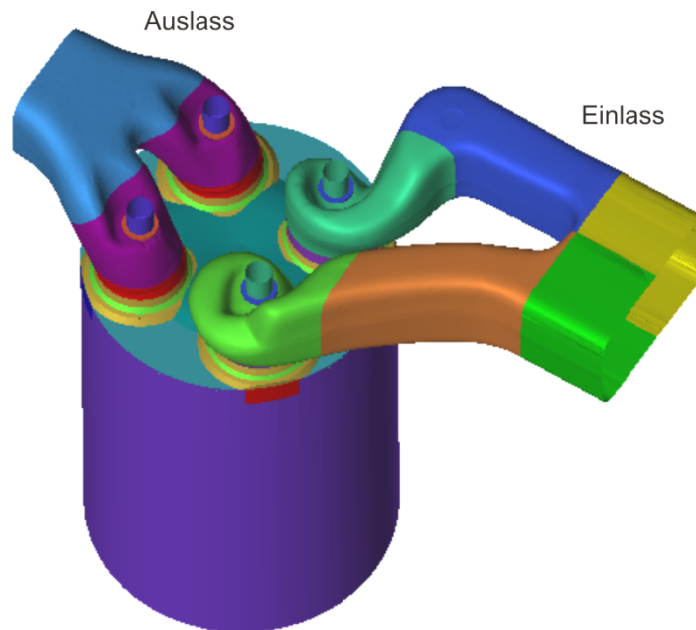


Bild 3.14: Geometrie des Strömungsgebietes mit Drallkanal (oben), Füllkanal (unten), Auslasskanälen und Zylinderbüchse

3.6.2 Vernetzung

Die Vernetzung ist im Hinblick auf die Genauigkeit der erzielten Berechnungsergebnisse einer der wichtigsten Schritte der gesamten Simulation. Ziel bei der Erstellung des Netzes ist eine möglichst gleichmäßige Tetraederstruktur im Inneren des Volumens und pyramidenfreie Prismenschichten am Rand.

Für die Vernetzung wird bei der vorliegenden Geometrie die globale Tetraedergröße auf 8 mm festgelegt, die Höhe der gesamten Prismenschicht auf 3 mm, wobei diese logarithmisch in zehn Schichten unterteilt wird. Insbesondere in Spalten zwischen nahe beieinander liegenden Wänden wird die Höhe der Prismenschicht auf bis zu 0.5 mm reduziert.

3.6.3 Nachrechnung des Blaseversuchs

Eine erste Validierung des CFD-Modells erfolgte in Form eines Messungs-Rechnungsvergleiches mit den am Drallprüfstand gewonnenen Daten. Dazu wurden in der Simulation an den Einlasskanälen und am unteren Ende der 1.5 mal Hub langen Büchse Druckrandbedingungen gesetzt. Um die Drallströmung im Büchsenbereich durch die Randbedingung an der Ausströmfläche nicht zu beeinflussen, wurde nur der Druck vorgegeben, so dass sich die Ausströmrichtung frei einstellen kann. Das Strömungsgebiet wurde stationär durchströmt. Die Auslassventile waren dabei geschlossen. Ausgewertet wurden die Rechnungen hinsichtlich des Luftmassendurchsatzes, der maßgeblich von der Qualität der Vernetzung im

Ventilspalt abhängt, und hinsichtlich des Drehimpulses um die Zylinderlängsachse. In Bild 3.15 sind exemplarisch die Massendurchsätze und die Drallzahlen für unterschiedliche Differenzdrücke zwischen Einlasskanal und Brennraum über dem Ventilhub dargestellt. Aus der Abbildung ist zu erkennen, dass die gemessenen Massenströme und Drallzahlen mit den simulierten Werten aus der CFD-Rechnung gut korrelieren.

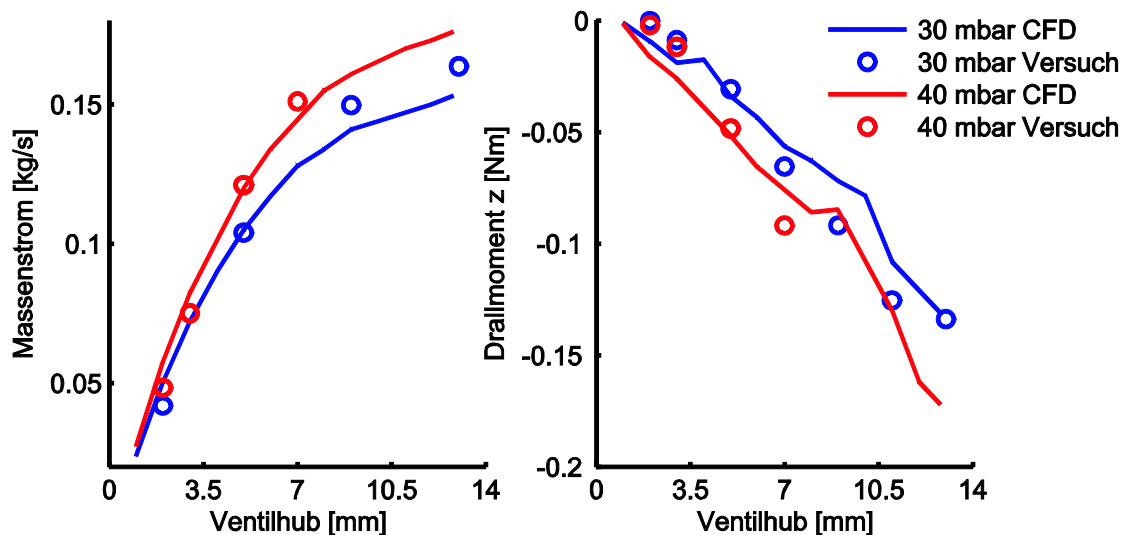


Bild 3.15: Stationärer Massendurchsatz und Drall in Abhängigkeit vom Ventilhub und vom Druckgefälle über die Einlassventile

Nach dieser erfolgreichen Validierung an Hand dieser Ergebnisse des Blaseversuchs wurde begonnen, die Ladungswechselrechnungen aufzusetzen. Dazu muss zunächst ein deformierbares Netz erzeugt werden, das die Bewegungen des Kolbens und der Ventile zulässt.

3.6.4 Netzbewegung

Zur Realisierung der Netzbewegung werden der Netzgenerator ICEM CFD und der Solver Ansys CFX mit Hilfe des Perl-Skripts PistonGrid gekoppelt. Das Skript PistonGrid veranlasst zunächst eine automatisierte Vernetzung des Strömungsgebietes mit Vernetzungsparametern, die aus einer Steuerdatei eingelesen werden. Dieses Netz wird an den Solver übergeben, die instationäre Rechnung beginnt und der Solver verzerrt das Netz solange, bis Zellen mit negativem Volumen auftreten. Dann bricht der Solver ab und das Steuermakro veranlasst den Netzgenerator, ein neues Netz für die Ventil- und Kolbenposition zu erstellen, bei der der Solver abgebrochen hat (Bild 3.16). Dieses Netz wird dann an den Solver übergeben, das Strömungsfeld des vorherigen Ergebnisses wird aufinterpoliert und die Rechnung kann mit dem neuen Netz fortgeführt werden.

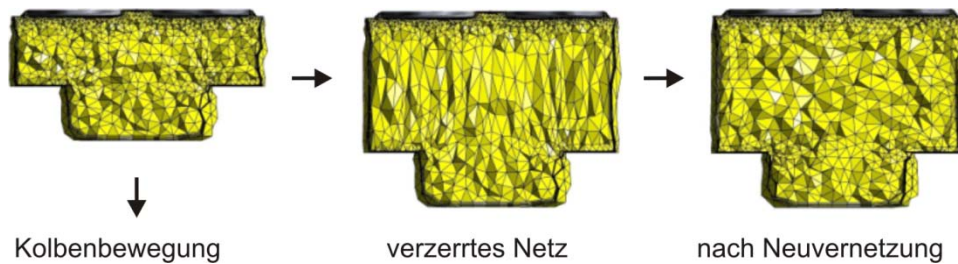


Bild 3.16: Netzbewegung und Neuvernetzung des verzerrten Netzes

3.6.5 Ergebnisse der CFD-Ladungswechselrechnung

Nach diesem Vorgehen wurden CFD-Ladungswechselrechnungen sowohl mit den Serienventilen ohne Schirm als auch mit einem Schirmventil im Füllkanal durchgeführt. Simuliert wurde dabei die Schirmstellung, die bei den Drallmessungen den niedrigsten Drall und am Motorprüfstand die intensivste Verbrennung gezeigt hat.

Im Folgenden werden die Ergebnisse dieser beiden Varianten gegenübergestellt. In Bild 3.17 sind für beide Varianten die Strömungsverhältnisse gegen Ende der Einlassphase in Form von Stromlinien visualisiert, deren Färbung die Strömungsgeschwindigkeit wiedergibt. Zusätzlich sind Flächen gleicher Geschwindigkeit eingeblendet. Man erkennt für das Serienventil den deutlich ausgeprägten Drall um die Zylinderachse. Das Strömungsfeld der Variante mit Schirmventil (Schirmstellung 157° , wenig Drall) zeigt, dass sich hier keine geordnete globale Bewegung einstellt. Die Flächen gleicher Geschwindigkeit sind zerklüftet und deuten auf ein hohes Maß an ungerichteter Turbulenz hin. Die Stromlinien lassen einen stärker ausgeprägten Tumble im System erkennen.

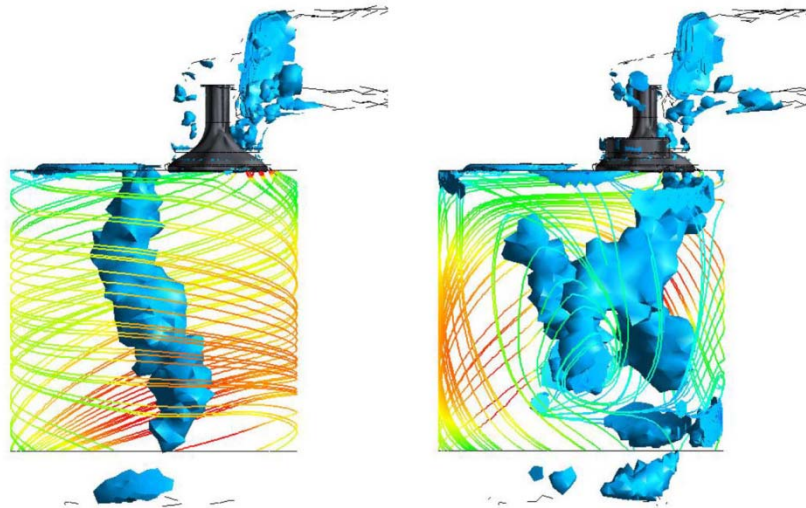


Bild 3.17: Stromlinien mit Geschwindigkeits-Iso-Flächen für $v = 10 \text{ m/s}$: Serienventil mit ausgeprägter und stabiler Drallströmung (links) und mit Schirmventil in der Position, in der der Drall am niedrigsten ist (rechts)

Bevor die Ergebnisse dieser Diagramme eingehender interpretiert werden, seien kurz die Begriffe Turbulenz und turbulente kinetische Energie erklärt:

Unter Turbulenz versteht man die räumlich und zeitlich ungeordnete Strömung eines Fluids. Die Geschwindigkeit einer turbulenten Strömung setzt sich aus einer mittleren Geschwindigkeit \bar{u} und einer dieser mittleren Geschwindigkeit überlagerten Schwankungsgeschwindigkeit \acute{u} zusammen (Bild 3.18):

$$u(x, t) = \bar{u}(x, t) + \acute{u}(x, t) \quad (3.24)$$

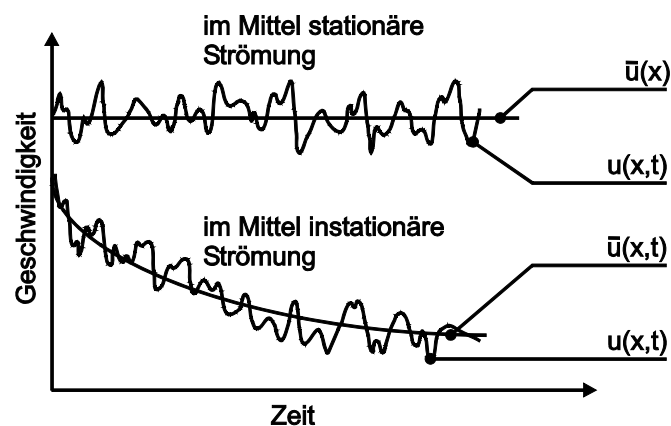


Bild 3.18: Mittlere und turbulente Strömungsgeschwindigkeit

Der Betrag des schwankenden Anteils \dot{u} gibt die Turbulenzintensität einer Strömung an. Die spezifische kinetische Energie des Fluids, die sich aus dieser in alle Raumrichtungen schwankenden Geschwindigkeit \dot{u} ergibt, ist die turbulente kinetische Energie (TKE) k :

$$k = \frac{1}{2} \cdot (\dot{u}_x^2 + \dot{u}_y^2 + \dot{u}_z^2) \quad (3.25)$$

Bei homogener isotroper Turbulenz ist dies gleichbedeutend mit:

$$k = \frac{3}{2} \cdot \dot{u}^2 \quad \text{bzw.} \quad \dot{u} = \sqrt{\frac{2}{3} \cdot k} \quad (3.26)$$

In Bild 3.19 und Bild 3.20 ist der Verlauf von Drall, Tumble und Turbulenz über dem Kurbelwinkel dargestellt. Der Drall ist als Trägheitsmoment der Ladung um die Zylinderachse (z-Achse) aufgetragen, der Tumble als Trägheitsmoment um die x- und y-Achse und die Turbulenz ist in Form der über das Brennraumvolumen gemittelten turbulenten kinetischen Energie quantitativ aufgetragen.

In Bild 3.19 ist deutlich zu erkennen, dass über die Ansaugphase hinweg eine Drall- und Tumbleströmung erzeugt wird. Zum Zeitpunkt Einlass schließt hat sich bei Einsatz der Serienventile eine ausgeprägte Drallströmung und ein leichter Tumble um die y-Achse ausgebildet. Die durch das Ansaugen erzeugte turbulente kinetische Energie dissipiert über der Zeit, so dass sogar gegen Ende der Einlassphase schon mehr TKE dissipiert, als durch das Ansaugen generiert wird. Besonderes Augenmerk sei nun auf die Vorgänge von der Kompression bis kurz nach dem OT gerichtet, also bis zu der Phase, in der sich bei gefeuertem Betrieb die Verbrennung abspielen würde:

Die TKE dissipiert über der Zeit und nimmt entsprechend ab. Der Tumble nimmt während der Kompression ab und geht bis zum OT auf Null zurück, da die Tumbleströmung vom sich nach oben bewegenden Kolben zerstört wird. Die kinetische Energie, die in dieser makroskopischen Strömung steckt, wird in ungerichtete Turbulenz übergeführt und trägt so zu einer Produktion von TKE bei, weshalb im Bereich des OT trotz der Dissipationsvorgänge die TKE nur leicht abnimmt. Die Drallströmung wird durch den Kolben mit seiner rotations-symmetrischen Mulde kaum behindert und bleibt deutlich über den OT hinaus bestehen und nimmt nur sehr langsam ab.

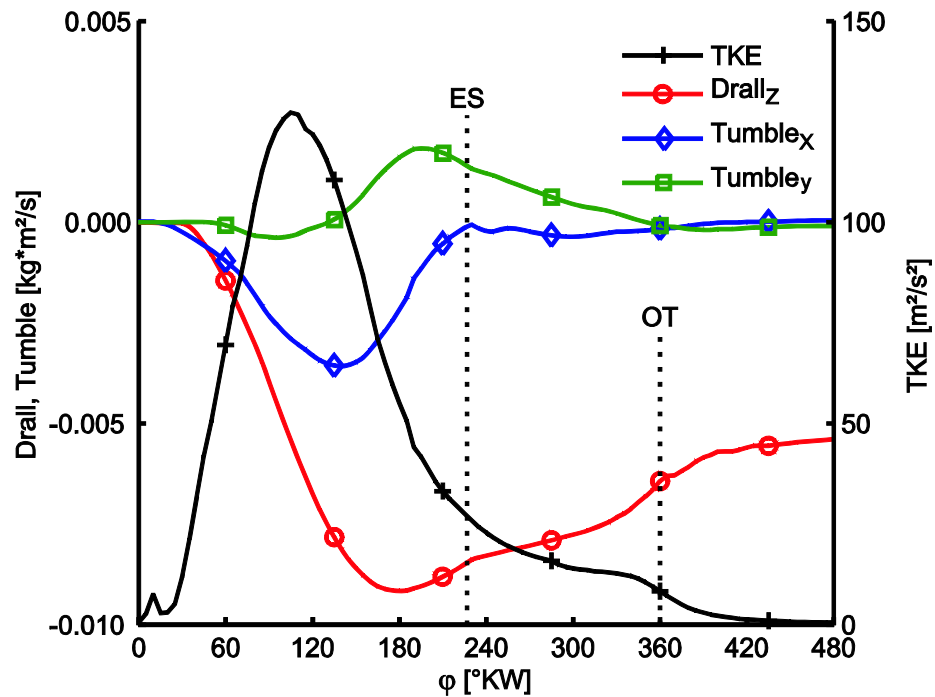


Bild 3.19: CFD-Ladungswechselrechnung mit Serienventilen: Verlauf von Drall, Tumble und turbulenter kinetischer Energie über einem Arbeitsspiel

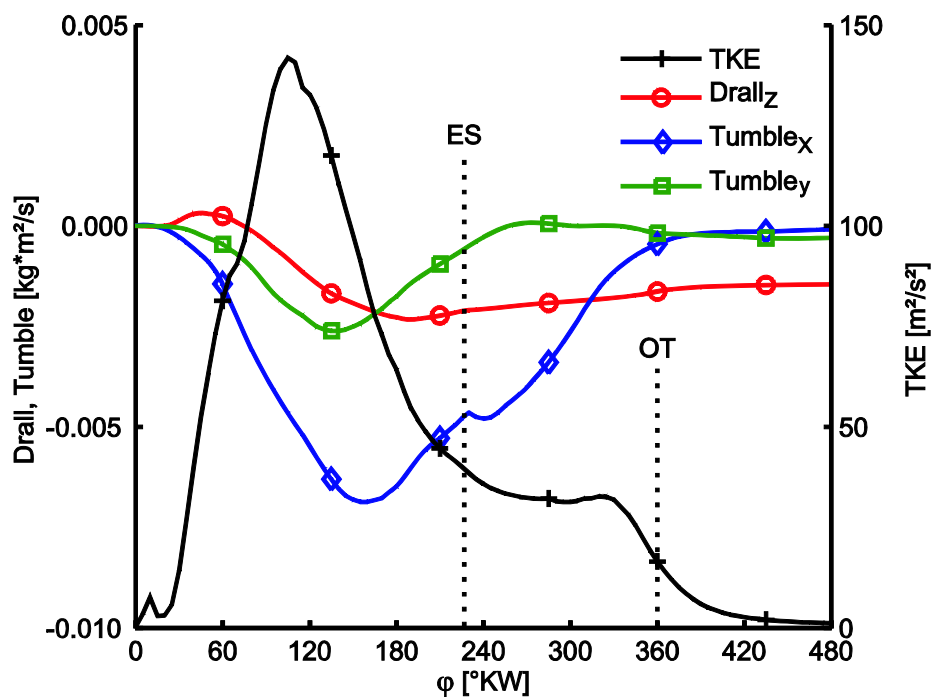


Bild 3.20: CFD-Ladungswechselrechnung mit Schirmventil im Füllkanal: Verlauf von Drall, Tumble und turbulenter kinetischer Energie über einem Arbeitsspiel (Schirmst. $\alpha = 157^\circ$ - minimaler Drall)

Die Simulation mit Schirmventil im Füllkanal (Bild 3.20) zeigt ein deutlich anderes Verhalten: Während der Ansaugphase wird ein vergleichsweise schwacher Drall erzeugt. Dies deckt sich mit den Ergebnissen aus Messung und Simulation des stationären Drallprüfstandes. Der Tumble um x- und y-Achse ist zum Zeitpunkt Einlass schließt wesentlich stärker ausgeprägt. Wie im Fall mit den Serienventilen wird während der Kompression die Tumbleströmung zerstört und in TKE übergeführt. Da in diesem Fall eine vergleichsweise energiereiche Tumbleströmung zerstört wird, ist die Produktionsrate von TKE entsprechend höher. Daher liegt hier der Betrag der TKE im Bereich des Zündzeitpunktes etwa um Faktor zwei höher als im Fall mit den Serienventilen. Dieses hohe Turbulenzniveau und die somit erwarteten hohen Brenngeschwindigkeiten korrelieren mit den Messungen am Motorprüfstand, die bei dieser Ventilstellung eine besonders intensiv ablaufende Verbrennung zeigen (Bild 3.13).

Zunächst lässt sich als Ergebnis dieser Simulationen und der Versuche am Motorprüfstand festhalten, dass sich die über den Einlassvorgang eingebrachte kinetische Energie in drei Anteile aufteilt, die in verschiedenen Phasen die Verbrennung prägen können:

- Die stabile Drallströmung, die lange über den OT hinaus bestehen bleibt und erst sehr spät in TKE zerfällt, kann gegen Ende der Verbrennung noch Turbulenz erzeugen, die für einen verbesserten Ausbrand sorgt.
- Die kinetische Energie, die in der Tumbleströmung steckt, wird während der Kompression in TKE übergeführt und sorgt so für ein hohes Turbulenzniveau zu Beginn der Verbrennung.
- Die direkt während des Ansaugens erzeugte TKE dissipiert über der Zeit, so dass ein großer Anteil bis zu Beginn der Verbrennung bereits zerfallen ist.

Als weiteres Ergebnis lässt sich festhalten, dass die Turbulenz einen entscheidenden Einfluss auf den Ablauf der Verbrennung hat und somit Eingang in das Verbrennungsmodell finden muss. Dazu wurde ein aus der Literatur bekanntes Turbulenzmodell implementiert und in das Verbrennungsmodell eingebunden.

3.7 Turbulenzmodellierung in der Prozessrechnung

Das in der Prozessrechnung verwendete Turbulenzmodell soll die wesentlichen Einflüsse auf die Turbulenz berücksichtigen, ohne das dreidimensionale Strömungsfeld explizit zu lösen. So kann der Einfluss der Turbulenz auf den Ablauf der Verbrennung berücksichtigt werden, ohne dass dies zu langen Rechenzeiten führt.

Die Turbulenz entsteht durch schnelle Strömungen im Bereich hoher Geschwindigkeitsgradienten, wie es beim Einlassvorgang der Fall ist, oder durch den Zerfall makroskopischer Strömungsstrukturen. Dieser Zerfall geht mit der Bildung von Wirbelkaskaden einher. Für das Strömungsfeld eines Verbrennungsmotors heißt das, dass sich die kinetische Energie, die in Folge des Ansaugens in den Zylinder eingebracht wird, in die Komponenten gerichtete kinetische Energie und ungerichtete kinetische Energie aufteilt. Während der Kompression zerfällt gerichtete kinetische Energie, die in Form von Drall- bzw. Tumbleströmungen vorliegt, in ungerichtete Turbulenz, die wiederum sukzessive durch Reibung zu innerer Energie dissipiert.

Das Turbulenzmodell in der nulldimensionalen Prozessrechnung berücksichtigt die Turbulenzproduktion durch das Ansaugen dk_{in} , durch Verdichtung dk_{verd} und in Folge von Quetschströmungen $dk_{quetsch}$ sowie die Dissipation von turbulenter kinetischer Energie dk_{diss} (Bargende, 1991). Zur Berücksichtigung von Überströmvorgängen in Vorkammermotoren wird ein weiterer Term eingeführt, der die Turbulenzproduktion durch die aus der Vorkammer austretenden Fackelstrahlen $dk_{über}$ beschreibt (Chmela, 2007):

$$\frac{dk}{dt} = \frac{dk_{in}}{dt} + \frac{dk_{verd}}{dt} + \frac{dk_{quetsch}}{dt} + \frac{dk_{diss}}{dt} + \frac{dk_{über}}{dt} \quad (3.27)$$

$$\frac{dk_{über}}{dt} = C_{\ddot{u}} \cdot \frac{v_{\ddot{u}}^2}{2 \cdot m_{HBR}} \cdot \frac{dm_{\ddot{u}}}{dt} \quad (3.28)$$

Darin ist $v_{\ddot{u}}$ die Überströmgeschwindigkeit des Massenstroms $dm_{\ddot{u}}$, der sich aus dem Druckunterschied zwischen Vorkammer und Hauptbrennraum unter Anwendung der Drosselgleichung ergibt. Über die Modellkonstante $C_{\ddot{u}}$ kann der Einfluss des Überströmens auf die turbulente kinetische Energie angepasst werden.

Eine übersichtliche Zusammenstellung der restlichen Terme des Turbulenzmodells findet sich in der Arbeit von Lämmle (Lämmle, 2005).

Um das Turbulenzmodell losgelöst von den anderen Teilmodellen abstimmen und validieren zu können, wurden die Ergebnisse der CFD-Ladungswechselrechnungen aus Kapitel 3.6 herangezogen. In Bild 3.21 ist der Verlauf der turbulenten kinetischen Energie aus der CFD-

Simulation dem Verlauf aus dem Turbulenzmodell der Prozessrechnung gegenübergestellt. Dabei wurde das Turbulenzmodell der Prozessrechnung absichtlich so abgestimmt, dass die Turbulenz etwas höher liegt als in der CFD-Rechnung, da jeweils die über den gesamten Brennraum gemittelte Turbulenz betrachtet wird. Bei der Mittelung der Ergebnisse aus der CFD-Rechnung führt die in Wandnähe niedrige Turbulenz dazu, dass die mittlere Turbulenz im Brennraum entsprechend niedriger ausfällt. Da aber die wandnahen Bereiche für die Hauptverbrennung von untergeordneter Bedeutung sind, wird in der Prozessrechnung ein leicht erhöhtes Turbulenzniveau angenommen.

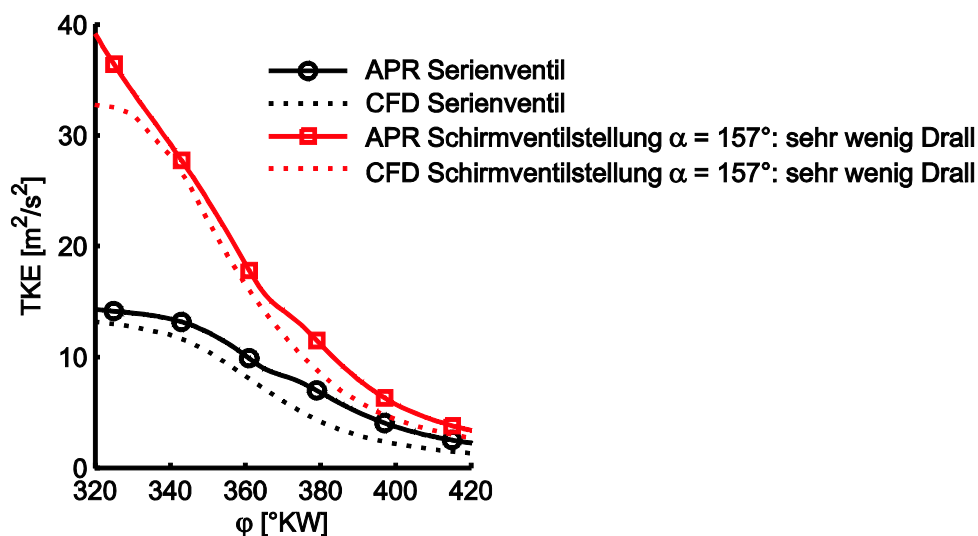


Bild 3.21: Vergleich des Turbulenzverlaufes aus der CFD-Rechnung und aus dem Turbulenzmodell der Arbeitsprozessrechnung

Diese Abstimmung des Turbulenzmodells auf Basis von CFD-LDW-Rechnungen hat im Vergleich zu einer Abstimmung des Turbulenzmodells auf Basis von Motormessungen den Vorteil, dass sie auf sehr direktem Weg erfolgt. Es wird die Ausgabegröße TKE aus der CFD-Rechnung der Ausgabegröße TKE aus der Prozessrechnung gegenübergestellt. Stützte man die Abstimmung auf Motormessungen, so könnte man das Turbulenzmodell nur auf indirektem Weg über den Vergleich von gemessenem und berechnetem Druck- und Brennverlauf abstimmen. Es könnte immer nur Turbulenz und Brenngeschwindigkeit im Zusammenspiel betrachtet werden. Eine Trennung von Turbulenzeinflüssen und Gaseigenschaften wäre kaum möglich.

Nach diesen Vorüberlegungen zu Brenngeschwindigkeit und Turbulenz werden nun die Verbrennungsmodelle vorgestellt.

4 Phänomenologische Modellierung der Verbrennung

In diesem Kapitel wird zunächst der grundlegende Aufbau der beiden Modelle dargestellt. In den Kapiteln 5 und 6 wird dann auf die Besonderheiten der jeweiligen Modelle für ungeteilte Brennräume bzw. für Vorkammermotoren detailliert eingegangen.

4.1 Aufbau der Modelle

Den erstellten phänomenologischen Verbrennungsmodellen für die beiden Brennverfahren „ungeteilter Brennraum“ und „Vorkammer“ liegt die Vorstellung zu Grunde, dass sich eine hemisphärische Flammenfront mit der turbulenten Brenngeschwindigkeit s_T ins Unverbrannte ausbreitet und eine Flammenzone aufspannt (Blizard, 1974; Grill, 2006b; Lämmle, 2005).

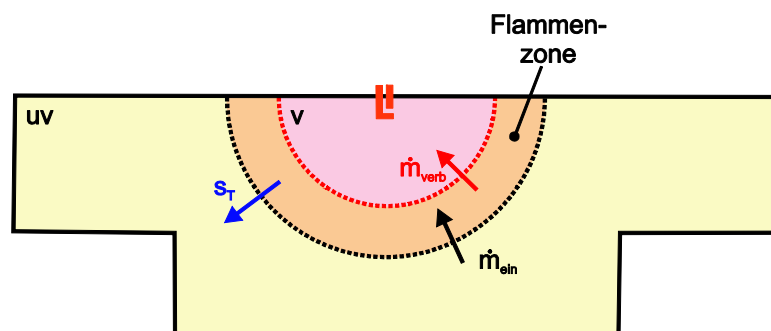


Bild 4.1: Aufbau des phänomenologischen Verbrennungsmodells

Dabei laufen zwei Prozesse simultan ab: Zum einen wird unverbrannte Ladung von der sich ausbreitenden äußeren Flammenfrontfläche A_{FF} erfasst und gelangt dabei als Massenstrom

dm_{ein} in die Flammenzone. Die Eindringgeschwindigkeit entspricht dabei der turbulenten Brenngeschwindigkeit s_T :

$$\frac{dm_{\text{ein}}}{d\varphi} = \rho_u \cdot A_{FF} \cdot s_T \cdot Ex \quad (4.1)$$

Der zweite Prozess ist das Abbrennen der Ladung in der Flammenzone, das zu einem Massenstrom dm_{verb} aus der Flammenzone in das Verbrannte führt. Die Energiefreisetzung, also der Brennverlauf dQ_B , ist über den Heizwert der Zylinderladung $H_{G,uv}$ proportional zu diesem Massenstrom:

$$\frac{dm_{\text{verb}}}{d\varphi} = K_F \cdot \frac{m_F}{\tau_L} \quad \text{und} \quad \frac{dQ_B}{d\varphi} = H_{G,uv} \cdot \frac{dm_{\text{verb}}}{d\varphi} \quad (4.2)$$

Die Flammenzone wird in der Arbeitsprozessrechnung als Teil der unverbrannten Zone betrachtet und ist damit keine thermodynamische Zone mit eigener Zusammensetzung, Temperatur und eigenem Druck (Grill, 2006b). Die Masse in der Flammenzone m_F ergibt sich durch Bilanzierung des ein- und austretenden Massenstroms:

$$m_F = \int (\dot{m}_{\text{ein}} - \dot{m}_{\text{verb}}) d\varphi \quad (4.3)$$

Bevor in Kapitel 4.5 auf den aus der Flamme austretenden Massenstrom dm_{verb} eingegangen wird, wird zunächst in den Kapiteln 4.2 bis 4.4 die Bestimmung des in die Flammenzone eintretenden Massenstroms dm_{ein} erläutert.

4.2 Modellierung der Flammenfrontfläche

Die Flammenfrontfläche A_{FF} gibt die Oberfläche der sich ausbreitenden Flamme wieder. Sie wird als turbulente Flammenfrontfläche definiert, die sich mit turbulenter Brenngeschwindigkeit ausbreitet. Hierbei gilt folgender Zusammenhang zwischen der laminaren und der turbulenten Oberfläche und Geschwindigkeit (Gülder, 1990):

$$A_T \cdot s_T = A_L \cdot s_L \quad (4.4)$$

Dieser Gleichung liegt die Vorstellung zu Grunde, dass sich eine gefaltete, turbulente Flamme in einem kleinen, örtlich beschränkten Volumenelement mit einer Größe, die kleiner als die umgebenden Strömungswirbel ist, senkrecht zur Oberfläche laminar in das unverbrannte Gemisch hinein fortpflanzt. Die laminare Oberfläche A_L ist ungleich größer als die turbulente, als gemittelt anzusehende Flammenfrontfläche A_T .

Zur Modellierung des in die Flammenzone eintretenden Massenstroms dm_{ein} wird der äußere Rand der Flamme herangezogen. Die Berechnung der Flammenfrontaußenfläche A_{FF} erfolgt unter der Annahme, dass sich die Flamme ideal hemisphärisch ausbreitet (Haslacher, 2009). So kann die Flammenfrontaußenfläche in Abhängigkeit von der Kolbenposition und dem umschlossenen Volumen berechnet werden. Die Kolbenposition ist zu jedem Rechenschritt bekannt. Das vom Verbrannten V_v und der Flammenzone V_{Flamme} erfasste Volumen V_{erf} wird auf das aktuelle Zylindervolumen V_Z normiert und ergibt sich zu:

$$v_{\text{erf}} = \frac{V_{\text{erf}}}{V_Z} = \frac{V_v + V_{\text{Flamme}}}{V_Z} \quad (4.5)$$

Da eine analytische und damit schnelle Berechnung der Flammenfrontfläche nicht für alle Brennraumgeometrien möglich ist, wird auf ein vorab berechnetes Kennfeld zurückgegriffen. Dazu wurde im Rahmen dieser Arbeit ein Programm implementiert, das in einem Pre-Processing-Schritt für flache, linsen-, topf- und trapezförmige Kolbenmulden das Flammenfrontflächenkennfeld berechnen kann, wobei sowohl die Zündkerze als auch die Kolbenmulde bezüglich der Zylinderachse außermittig liegen dürfen. In diesem Kennfeld ist die Flammenfrontfläche für Kolbenpositionen zwischen OT und UT in Abhängigkeit vom relativen erfassten Volumen v_{erf} abgelegt.

Hierzu wird der Brennraum in Scheiben senkrecht zur Zylinderhochachse unterteilt und für diese jeweils das vom Verbrannten umschlossene Volumen sowie die freie Flammenoberfläche berechnet (Bild 4.2). Im allgemeinen Fall wird die Scheibe in zwei Segmente unterteilt, deren Volumen und Oberfläche sich leicht berechnen lassen. Im skizzierten Fall wird die Scheibe in ein Kegelscheibensegment (V_1 links der gestrichelten Linie, begrenzt durch den Kolbenmuldenrand) und ein Kugelschichtsegment (V_2 rechts der gestrichelten Linie, begrenzt durch die hemisphärische Flammenfront) aufgeteilt. Für die Scheiben gilt:

$$V_i = V_1 + V_2 \quad (4.6)$$

Je nach Kolbenmuldenform wird das Volumen V_1 zylindrisch (topfförmiger Kolben), kugelförmig (linsenförmige Mulde) oder wie hier im skizzierten Fall von einer Kegelfläche begrenzt.

$$A_i = \frac{2\pi}{\alpha} \cdot r_{\text{Flamme}} \cdot \Delta h_i \quad (4.7)$$

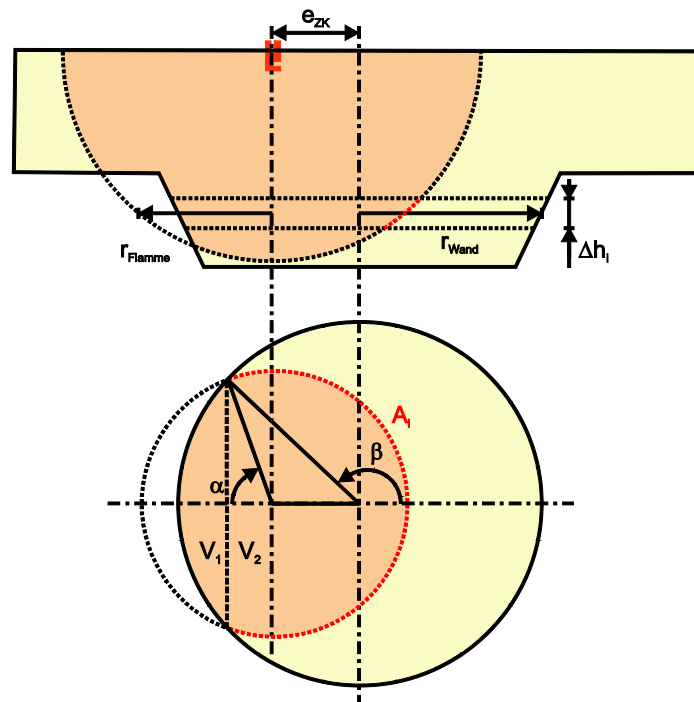


Bild 4.2: Bestimmung der Flammenfrontfläche

Durch Summation über alle Scheiben wird so das gesamte von der Flamme umschlossene Volumen und die zugehörige Flammenfrontfläche berechnet und das Ergebnis in einem Kennfeld abgelegt.

$$v_{erf} = \frac{\sum V_i}{V_Z} \quad (4.8)$$

$$A_{FF} = \sum A_i \quad (4.9)$$

Zur Erstellung des vollständigen Kennfeldes wird einerseits der Flammenradius und andererseits die Kolbenposition variiert. Aus dem so erstellten Kennfeld kann dann abhängig von der aktuellen Kolbenposition und dem von der Flamme umschlossenen Volumen die zugehörige Flammenfrontaußenfläche durch Interpolation bestimmt werden.

In den folgenden Ausschnitten aus Flammenfrontflächenkennfeldern (Bild 4.3) entspricht jede Linie einer Verbrennung bei einer festen Kolbenstellung: Zu Beginn der Verbrennung ist die Oberfläche der Flamme gleich Null, erreicht ein Maximum und geht dann in Folge der Wandkontakte wieder auf Null zurück. Bei der Prozessrechnung mit bewegtem Kolben werden im berechneten Kennfeld laufend die betrachteten Linien gewechselt bzw. zwischen den Linien interpoliert (Bild 4.4).

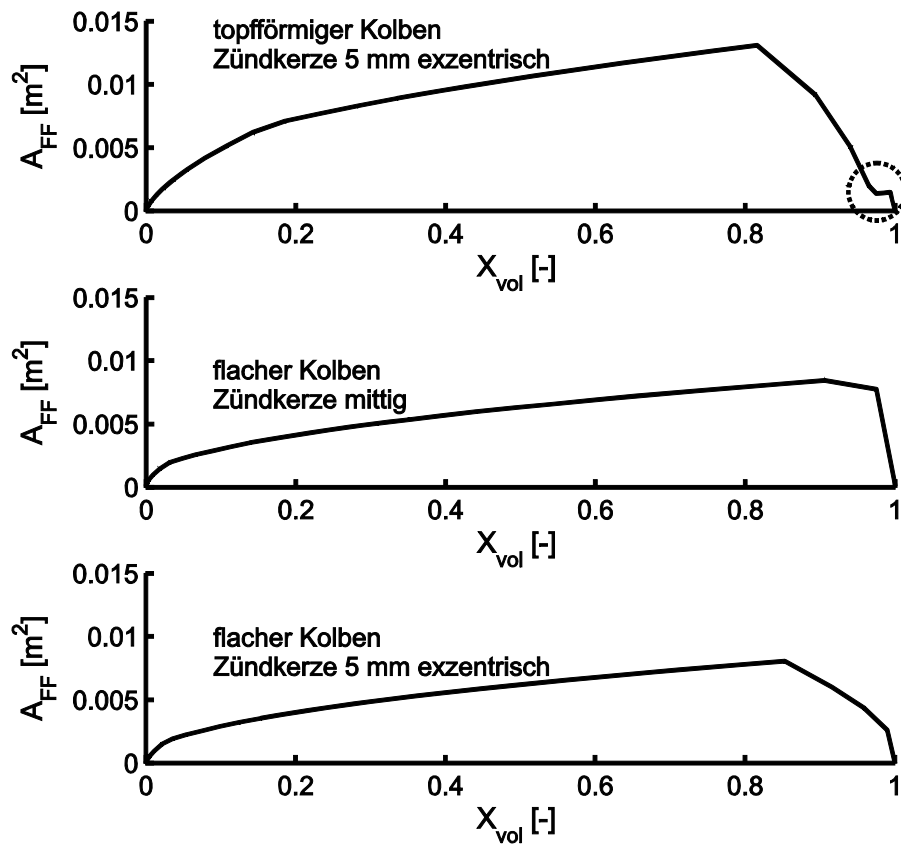


Bild 4.3: Verlauf der Flammenfrontfläche bei Stellung des Kolbens im OT: Topfförmiger Kolben (oben), flacher Kolben mit mittlerer Zündkerzen (mitte) und flacher Kolben mit leicht exzentrisch angenommener Zündkerzenposition (unten)

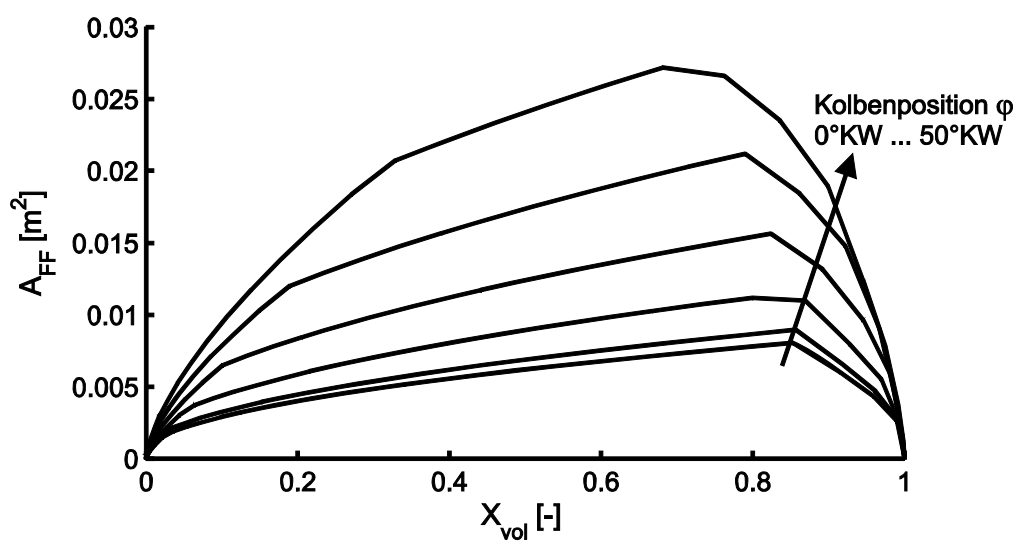


Bild 4.4: Flammenfrontflächenkennfeld eines flachen Kolbens mit leicht exzentrisch angenommener Zündkerzenposition

In Bild 4.3 (oben) ist der Flammenfrontflächenverlauf für einen topfförmigen Kolben dargestellt. Der Übersichtlichkeit halber ist nur die Linie für die Stellung des Kolbens im OT eingetragen. Dabei ist gegen Ende der Verbrennung ein kleines Plateau im Verlauf der Flammenfrontfläche zu erkennen (markiert mit gepunktetem Kreis). Dieses Plateau entspricht einer Ausbrandphase, die im Quetschspalt stattfindet. Dementsprechend ist die freie Oberfläche sehr klein und ändert sich bis zum Erreichen der Brennraumwand kaum. Dieses Plateau in den Linien des Flammenfrontflächenkennfeldes fände sich nach Gleichung 4.1 auch im simulierten Brennverlauf wieder, da der Betrag der Flammenfrontfläche unmittelbaren Einfluss auf den in die Flammenzone eintretenden Massenstrom dm_{ein} hat. Diese Überlegung und die Erkenntnis, dass gemessene Brennverläufe gegen Verbrennungsende kein entsprechendes Plateau zeigen, lassen folgenden Schluss zu: Die Kombination einer detailliert modellierten Geometrie zusammen mit der einfachen Modellannahme einer sich hemisphärisch ausbreitenden Flammenfront, die in allen Bereichen die gleiche Brenngeschwindigkeit hat, führt zu keinem Genauigkeitsgewinn in den Berechnungsergebnissen.

Nimmt man anstelle der tatsächlichen Kolbenform einen vereinfacht modellierten, scheibenförmigen Brennraum mit gleichem Volumen an, so findet man dieses Plateau nicht mehr (Bild 4.3, mitte). Allerdings ist nun der Flammenfrontflächenverlauf unter einem anderen Gesichtspunkt unrealistisch: Die sich von der mittig im Brennraum sitzenden Zündquelle ideal hemisphärisch ausbreitende Flamme erreicht am gesamten Umfang gleichzeitig die Buchsenwand und erlischt dort. Dies führt zu einem scharfen Knick im Flammenfrontflächenverlauf, der sich wiederum deutlich im berechneten Brennverlauf zeigen würde. Auch dieser scharfe Einbruch des Brennverlaufes lässt sich in Messergebnissen nicht wiederfinden, da sich die Flamme zwar im Mittel in guter Näherung hemisphärisch ausbreitet, aber nie am ganzen Umfang exakt gleichzeitig die Büchsenwand erreichen wird. Dies lässt sich durch Strömungsvorgänge im Brennraum erklären, die das Zentrum der Flamme etwas aus der Mitte des Brennraums verwehen, sowie durch lokale Inhomogenitäten der Zylinderladung, die zu leichten Abweichungen von der idealen Halbkugelform führen.

Auf Grund dieser Überlegungen wurde das von Bargende und Grill vorgeschlagene Vorgehen aufgegriffen (Grill, 2006b). Nach diesem wird mit einem Flammenfrontflächenkennfeld für einen einfachen scheibenförmigen Brennraum mit einer – ggf. von der Realität abweichenden – leicht exzentrischen Zündkerzenposition gerechnet (Bild 4.3, unten). Durch die leicht außermittige Positionierung der Zündkerze im Modell wird erreicht, dass der Flammenfrontflächenverlauf realistischer, d.h. weicher wird. Damit berücksichtigt man, dass die Flammenfront in der Realität nicht perfekt halbkugelförmig ist und nicht am gesamten Umfang zur gleichen Zeit an der Büchsenwand ankommt. Bild 4.4 zeigt das hier verwendete Kennfeld mit einer um 5 mm außermittig angenommenen Zündkerze mit den Linien für Kolbenpositionen von 0 bis 50°KW vor bzw. nach OT.

4.3 Laminare und turbulente Brenngeschwindigkeit

Die zweite modellierte Größe zur Berechnung des in die Flammenzone eintretenden Massenstroms \dot{m}_{ein} ist die turbulente Brenngeschwindigkeit s_T . Sie ist im Wesentlichen eine Funktion der laminaren Brenngeschwindigkeit s_L und der Turbulenzintensität \acute{u} .

Zur Bestimmung der laminaren Brenngeschwindigkeit wird in dieser Arbeit auf den Ansatz von Witt und Griebel (Witt, 2000; Lämmle, 2005) zurückgegriffen. Dieser beschreibt die laminare Brenngeschwindigkeit von Methan in Abhängigkeit von Druck, Temperatur und Verbrennungsluftverhältnis:

$$s_L = c \cdot p_Z^{-d} \quad (4.10)$$

In der von Liao erweiterten Formulierung wird auch der volumetrische Restgasgehalt rg berücksichtigt:

$$s_L = c \cdot p_Z^{-d} \cdot (5.4825 \cdot rg^2 - 4.1988 \cdot rg + 0.9952) \quad (4.11)$$

Die Polynome für den Faktor c und den Exponent d werden für Niederdruck- und Hochdruckbereich getrennt angegeben. Im Bereich von 1 bis 7 bar sind folgende Koeffizienten zu verwenden:

$$\begin{aligned} c = & (-1.03 \cdot 10^{-2} \cdot T_u + 3.645) \cdot (1/\lambda)^2 \\ & + (-4.12 \cdot 10^{-6} \cdot T_u^2 + 2.512 \cdot 10^{-2} \cdot T_u - 7.68) \cdot 1/\lambda \\ & + (8.78 \cdot 10^{-6} \cdot T_u^2 + 1.547 \cdot 10^{-2} \cdot T_u + 4.19) \end{aligned} \quad (4.12)$$

$$d = 7.5 \cdot 10^{-1} \cdot (1/\lambda)^2 - 1.6 \cdot 1/\lambda + 1.337 - 2 \cdot 10^{-4} \cdot T_u \quad (4.13)$$

Dabei ist λ das Verbrennungsluftverhältnis in der unverbrannten Zone, T_u die Temperatur in der unverbrannten Zone und p_Z der Druck im Brennraum. Für Drücke über 7 bar gilt:

$$\begin{aligned} c = & (-6.906 \cdot 10^{-5} \cdot T_u^2 + 6.875 \cdot 10^{-2} \cdot T_u - 25.13) \cdot (1/\lambda)^3 \\ & + (1.155 \cdot 10^{-4} \cdot T_u^2 - 1.1523 \cdot 10^{-1} \cdot T_u + 46.47) \cdot (1/\lambda)^2 \\ & + (-4.185 \cdot 10^{-5} \cdot T_u^2 + 4.922 \cdot 10^{-2} \cdot T_u - 24.82) \cdot 1/\lambda \\ & + (6.75 \cdot 10^{-6} \cdot T_u^2 - 9.55 \cdot 10^{-3} \cdot T_u + 5.185) \end{aligned} \quad (4.14)$$

$$d = 0.45 \quad (4.15)$$

Das Modell von Witt und Griebel wurde zur Berechnung der laminaren Brenngeschwindigkeit von Methan im für Gasturbinen typischen Druck- und Temperaturbereich bis zu 30 bar bzw. 823 K erstellt. Im Rahmen dieser Arbeit wurde auf Basis von reaktionskinetischen Rechnungen mit Chemkin und dem GRI 3.0-Reaktionsmechanismus die Gültigkeit der Poly-

nomkoeffizienten im motorischen Druck- und Temperaturbereich bis zu 250 bar bzw. 1038 K qualitativ überprüft.

In Bild 4.5 sind die nach dem Polynomansatz berechneten Brenngeschwindigkeiten denen aus der Chemkin-Rechnung gegenübergestellt. Es ist zu erkennen, dass der Polynomansatz auch weit außerhalb seines validierten Bereiches noch gut mit den Simulationen übereinstimmt und den Druck- und Temperaturverlauf qualitativ sehr gut wiedergibt. Zur Orientierung, welche Drücke und Temperaturen im Unverbrannten im Verlauf eines Arbeitsspiels auftreten, ist exemplarisch für ein Arbeitsspiel bei mittlerer Last der Druck- und Temperaturverlauf auf die Brenngeschwindigkeitsfläche projiziert.

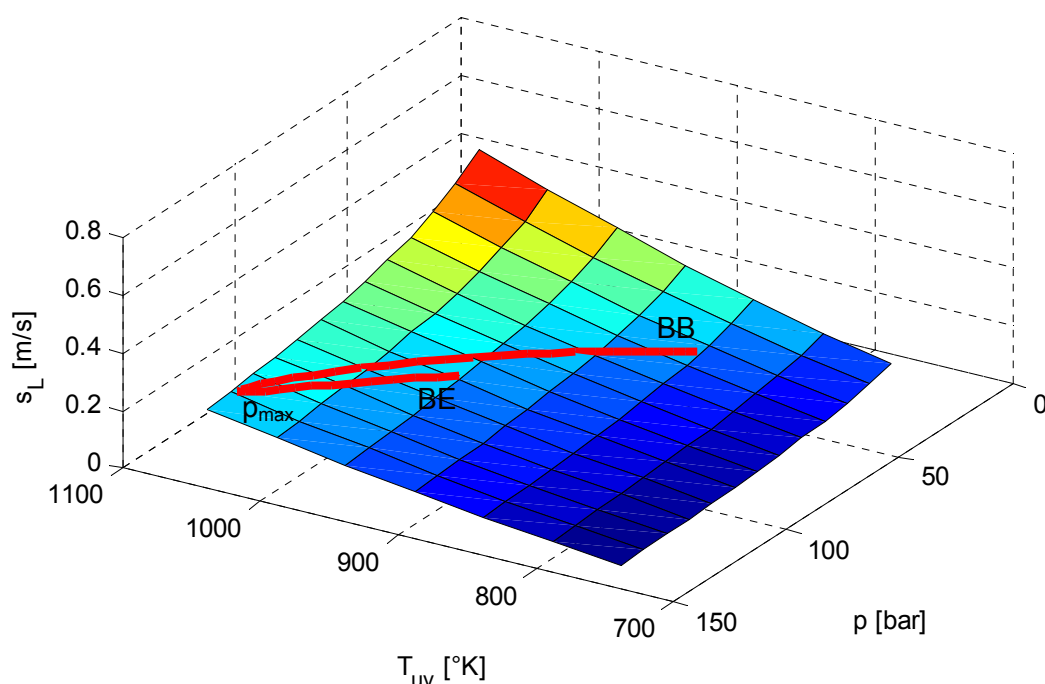


Bild 4.5: Kennfeld der laminaren Brenngeschwindigkeit für Erdgas ($\lambda = 1.7$) mit einer exemplarischen p_z - T_{uv} -Linie bei mittlerer Last von Brennbeginn (BB) über p_{max} bis Brennende (BE)

Zur Bestimmung der laminaren Brenngeschwindigkeit weiterer Brenngasmischungen wurden Messungen am Einzylinderprüfstand herangezogen. Das genaue Vorgehen wird im folgenden Kapitel erläutert.

Die turbulente Brenngeschwindigkeit s_T wird in dieser Arbeit nach dem Ansatz von Gülder berechnet (Gülder, 1990):

$$s_T = s_L \cdot \left(1 + A_G \cdot \left(\frac{\dot{u}}{s_L}\right)^{n_{ST}} \cdot Re_T^{m_{ST}}\right) \quad (4.16)$$

Für die Modellkonstanten werden die von Gülder vorgeschlagenen Werte übernommen:

$$A_G = 0.62 \quad n_{ST} = 0.5 \quad m_{ST} = 0.25$$

Die turbulente Reynoldszahl Re_T gibt den Turbulenzgrad wieder und berechnet sich aus der Turbulenzintensität \dot{u} , dem integralen Längenmaß l_i , der Dichte des Unverbrannten ρ_u und der Viskosität η_u :

$$Re_T = \frac{\dot{u} \cdot l_i \cdot \rho_u}{\eta_u} \quad (4.17)$$

Die Viskosität im Unverbrannten η_u wird aus den nach Sutherland bestimmten Viskositäten der Einzelkomponenten η_i berechnet (Lämmle, 2005; John, 2004):

$$\eta(T_u) = \frac{\sum V_i \cdot \eta_i(T_u) \cdot \sqrt{M_i \cdot T_{krit,i}}}{\sum V_i \cdot \sqrt{M_i \cdot T_{krit,i}}} \quad (4.18)$$

$$\eta_i(T_u) = \eta_{i,0} \cdot \sqrt{\frac{T}{T_0}} \cdot \frac{1 + S_i/T_0}{1 + S_i/T} \quad (4.19)$$

mit:

$\eta_{i,0}$	Bezugviskosität der Komponente i
V_i	Partialvolumen der Komponente i
M_i	Molmasse der Komponente i
T	Temperatur des Gasgemisches
$T_{krit,i}$	kritische Temperatur der Komponente i
T_0	Bezugstemperatur (273 K)
S_i	Sutherlandkonstante der Komponente i

Das charakteristische turbulente Längenmaß l_i beschreibt die charakteristische Größe eines Wirbels. Unter der Annahme, dass die Masse eines Wirbels konstant bleibt, ändert sich das Längenmaß mit der Dichte, wobei die Dichte zu Einlass schließt als Bezugswert herangezogen

gen wird. Über den Faktor K_{li} wird das Längenmaß so abgestimmt, dass die charakteristische Wirbelgröße zu Einlass schließt getroffen wird. Sie beträgt hier etwa 2 mm. Zur Berechnung der Dichten in Gleichung 4.20 werden dabei die Brennraum gemittelten Größen m_z und V_z verwendet (Lämmle, 2005).

$$l_i = K_{li} \cdot \left(\frac{\rho_{ES}}{\rho} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (4.20)$$

Die Bestimmung der Turbulenzintensität \acute{u} erfolgt mit Hilfe des in Kapitel 3.7 beschriebenen Turbulenzmodells.

4.4 Laminare Brenngeschwindigkeiten weiterer Brenngase

Im Rahmen dieser Arbeit wurden neben Methan noch sieben weitere Brenngase untersucht (Tabelle 3.3, S. 25). Eine zuverlässige quantitative Vorausberechnung der laminaren Brenngeschwindigkeit ist für diese Gasmischungen im motorischen Druck- und Temperaturbereich jedoch mit derzeit verfügbaren Reaktionsmechanismen nicht möglich. Selbst der speziell für die Verbrennung von Erdgas entwickelte Reaktionsmechanismus GRI 3.0 würde hier in mehrfacher Hinsicht außerhalb seiner validierten Grenzen angewendet werden. Entwickelt und validiert wurde dieser – wie in Kapitel 3.4 erwähnt – für die Verbrennung von Erdgas mit geringen Anteilen an Ethan und Propan bei Drücken bis 10 bar.

Daher wurden zur Bestimmung der Brenngeschwindigkeiten die Erkenntnisse aus reaktionskinetischer Berechnung und Messung am Einzylindermotor kombiniert. Mit Hilfe der Chemkin-Rechnungen wurde gezeigt, dass die prinzipielle Druck-, Temperatur- und Lambda-Abhängigkeit für alle untersuchten Brenngase ähnlich ist (Bild 3.9, S. 37).

Auf Basis von motorischen Messungen wird dann für jede Gasmischung ein empirischer Skalierungsfaktor bestimmt, der die Brenngeschwindigkeit des jeweiligen Brenngases auf die von Erdgas bezieht. Dazu muss zunächst das Verbrennungsmodell auf die Verbrennung von Methan abgestimmt werden. Daraufhin wird ein vergleichbarer Betriebspunkt einer anderen Brenngasmischung mit unveränderten Modellkonstanten simuliert. Es wird lediglich der Skalierungsfaktor solange verändert, bis Messung und Rechnung auch für das andere Brenngas wieder möglichst gut übereinstimmen. Bild 4.6 zeigt die Druck- und Brennverläufe aus der Messung und die auf diese Messungen abgestimmten Simulationen.

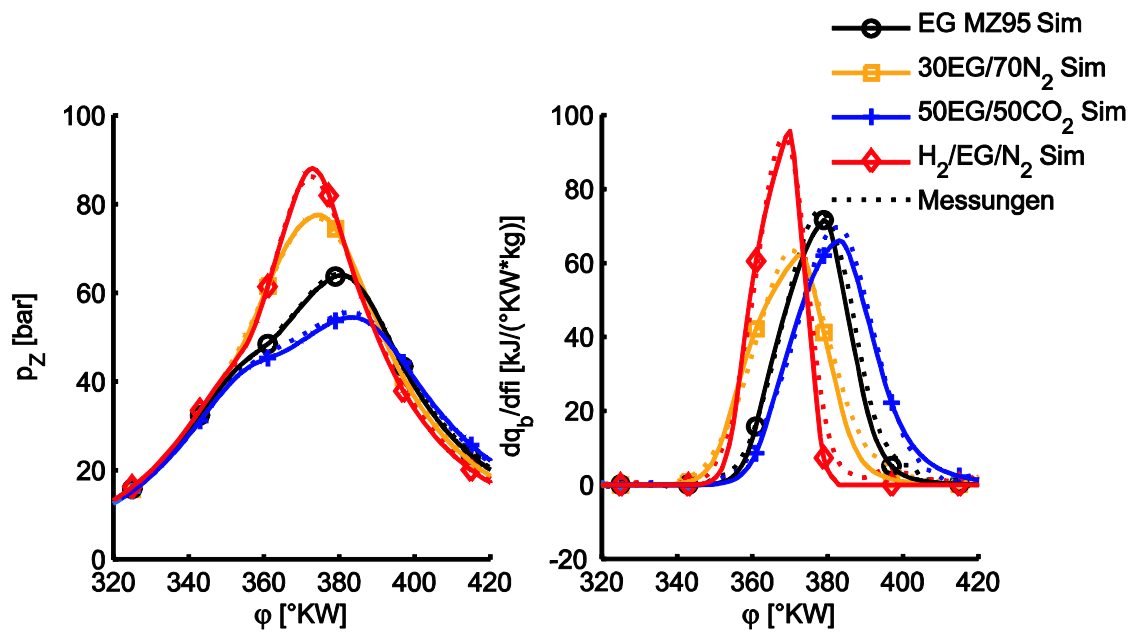


Bild 4.6: Druck- und Brennverläufe bei unterschiedlichen Brenngasen mit jeweils auf die Messung abgestimmtem Skalierungsfaktor für die laminare Brenngeschwindigkeit

In Tabelle 4.1 sind die Skalierungsfaktoren für die hier untersuchten Brenngase zusammengefasst. Wird mit einer Erdgas- oder Biogasmischung gerechnet, deren Zusammensetzung zwischen zwei der aufgeführten Mischungen liegt, so wird der Skalierungsfaktor durch lineare Interpolation bestimmt. Der Vergleich mit den aus den reaktionskinetisch berechneten Brenngeschwindigkeiten bestimmten Skalierungsfaktoren zeigt deutliche Abweichungen zu den mittels Messungs-Rechnungs-Abstimmung ermittelten Werten. Die Größenordnung der empirischen Faktoren liegt jedoch im Bereich der aus der Literatur bekannten Werte.

Aus diesen Gründen wird die oben beschriebene Methode mit den auf die Brenngeschwindigkeit von Erdgas bezogenen Skalierungsfaktoren beibehalten. Diese Methode hat zudem den Vorteil, dass Benutzer des Verbrennungsmodells auch nicht explizit im Rahmen dieses Projektes untersuchte Gasmischungen auf einfache Weise simulieren können. Es entfällt die zeitaufwändige reaktionskinetische Berechnung der Brenngeschwindigkeiten in Abhängigkeit von Druck, Temperatur und Verbrennungsluftverhältnis sowie die Kennfelderstellung oder Polynomapproximation.

Tabelle 4.1: Vergleich der auf den Versuchsmotor abgestimmten Skalierungsfaktoren zur Berechnung der laminaren Brenngeschwindigkeit mit den reaktionskinetischen Rechnungen aus Kapitel 3.4 und mit Werten aus der Literatur

	Zusammensetzung [vol.-%]	Faktor s_L [-] Basis: Modell- abstimmung	Faktor s_L [-] Basis: Chemkin- Rechnung ¹⁾	Faktor s_L [-] Vergleich mit Literatur
Erdgas, MZ 95	100% EG ≈ 98% CH ₄	$1.0 \cdot s_{L,MZ100}$ = $s_{L,EG}$		
Erdgas, MZ 75	94% EG 6% C ₃ H ₈	$1.02 \cdot s_{L,EG}$	-	
Erdgas, MZ 60	86% EG 14% C ₃ H ₈	$1.03 \cdot s_{L,EG}$	$1.17 \cdot s_{L,EG}$	
Erdgas, MZ 50	75% EG 25% C ₃ H ₈	$1.04 \cdot s_{L,EG}$	$1.26 \cdot s_{L,EG}$	
Erdgas m. hohem Inertgasanteil	30% EG 70% N ₂	$0.61 \cdot s_{L,EG}$	$0.66 \cdot s_{L,EG}$	$0.47 \cdot s_{L,EG}$ ²⁾
Biogas 1	70% EG 30% CO ₂	$0.56 \cdot s_{L,EG}$	-	$0.72 \cdot s_{L,EG}$ ³⁾
Biogas 2	50% EG 50% CO ₂	$0.47 \cdot s_{L,EG}$	$0.68 \cdot s_{L,EG}$	$0.45 \cdot s_{L,EG}$ ⁴⁾
Synthesegas	20% EG 60% H ₂ 20% N ₂	≈ $3.5 \cdot s_{L,EG}$ ⁵⁾	$1.69 \cdot s_{L,EG}$	

1) bei $T = 700$ K, $p = 50$ bar und $\lambda = 1.7$; siehe Kapitel 3.4

2) leicht abweichende Zusammensetzung mit 25 vol.-% CH₄ und 75 vol.-% N₂; berechnet bei $T = 300$ K, $p = 1$ bar und $\lambda = 1.55$ (Dobski, 2007)

3) leicht abweichende Zusammensetzung mit 73 vol.-% CH₄ und 23 vol.-% CO₂; restliche Bestandteile, Randbedingungen und Bestimmungsmethode nicht angegeben (Herdin, 2007)

4) leicht abweichende Zusammensetzung mit 52 vol.-% CH₄ und 41.5 vol.-% CO₂; restliche Bestandteile, Randbedingungen und Bestimmungsmethode nicht angegeben (Herdin, 2007)

5) Bei der synthesegasähnlichen Brenngasmischung mit hohem Wasserstoffanteil stößt das Modell an seine Grenzen, da bei der Verbrennung von Wasserstoff Diffusionseffekte von besonderer Bedeutung sind. Die Skalierung der Brenngeschwindigkeit von Erdgas ist zwar noch möglich, für detaillierte Berechnungen mit stark wasserstoffhaltigen Gasen sind jedoch im Bereich der Entflammungsphase (r_0 , K_{sT} , siehe Kapitel 5.1) und der Flammenzone (K_F) weitere Modellparameter abzustimmen.

4.5 Energiefreisetzung und Brennverlauf

Wie zu Beginn von Kapitel 3.3 bereits erwähnt, findet die Energiefreisetzung beim Übertritt des Verbrennungsmassenstroms dm_{verbr} von der Flammenzone in das Verbrannte statt. Die freigesetzte Energie wird dabei der verbrannten Zone zugeführt:

$$\frac{dQ_B}{d\varphi} = H_{G,uv} \cdot \frac{dm_{\text{verbr}}}{d\varphi} \quad (4.21)$$

Der Gemischheizwert der Ladung in der unverbrannten Zone und wird im Rahmen der Prozessrechnung von den Kalorikmodulen berechnet. Der Massenstrom dm_{verbr} , der der Flammenzone entnommen und dem Verbrannten zugeführt wird, muss modelliert werden. Dabei nimmt man an, dass in der Flammenzone die von der Flamme erfassten Frischgaswirbelbereiche mit laminarer Brenngeschwindigkeit abbrennen. In erster Linie hängt die Größe dieses Massenstroms dm_{verbr} von der Masse in der Flammenzone m_F ab. Befindet sich viel Masse in der Flammenzone, so wird auch viel umgesetzt.

$$\frac{dm_{\text{verbr}}}{d\varphi} = K_F \cdot \frac{m_F}{\tau_L} \quad (4.22)$$

Die charakteristische Brenndauer eines Frischgaswirbels τ_L berechnet sich aus der Größe eines Wirbels mit einem Durchmesser im Bereich der Taylor-Mikrolänge l_T und der laminaren Brenngeschwindigkeit s_L (Grill, 2006b):

$$\tau_L = \frac{l_T}{s_L} \quad (4.23)$$

Die Taylor-Mikrolänge l_T hängt vom globalen Längenmaß l , der Turbulenzintensität \acute{u} , der kinematischen Viskosität ν_T und dem Faktor χ_{Taylor} ab:

$$l_T = \sqrt{\chi_{\text{Taylor}} \cdot \frac{\nu_T \cdot l}{\acute{u}}} \quad (4.24)$$

Der Faktor χ_{Taylor} wird nach Heywood auf 15 gesetzt (Heywood, 1988). Das globale Längenmaß l beschreibt die großräumige Wirbelstruktur im Brennraum und wird als Durchmesser einer Kugel betrachtet, deren Volumen gleich dem Zylindervolumen V_Z ist:

$$l = \left(\frac{6 \cdot V_Z(\varphi)}{\pi} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (4.25)$$

Die kinematische Viskosität ν_T ist als Verhältnis von dynamischer Viskosität η zur Dichte ρ definiert:

$$v_T = \frac{\eta}{\rho} \quad (4.26)$$

Die dynamische Viskosität η der unverbrannten Ladung wird wie in der Brenngeschwindigkeitsberechnung aus der nach Sutherland berechneten Viskosität der einzelnen Gaskomponenten η_i berechnet (Gleichungen 4.18 und 4.19).

Über die Modellkonstante K_F kann die Reaktionsgeschwindigkeit in der Flammenzone auf Basis von Messungs-Rechnungsvergleichen abgestimmt werden (Auer, 2009).

4.6 Expansionsfaktor

Der Korrekturfaktor Ex wurde in Anlehnung an den Expansionsfaktor (Heywood, 1988; Lämmle, 2005) eingeführt. Der Expansionsfaktor beschreibt die im Vergleich zur turbulenten Brenngeschwindigkeit erhöhte Flammenausbreitungsgeschwindigkeit in Folge des Dichteunterschieds zwischen unverbrannter und verbrannter Ladung unter Berücksichtigung des Verbrennungsfortschrittes X .

$$Ex = \frac{\rho_{uv}/\rho_v}{(\rho_{uv}/\rho_v - 1) \cdot X + 1} \quad (4.27)$$

Ihm wird in diesem Modell jedoch keine unmittelbare physikalische Bedeutung zugeordnet, da die Expansion des Verbrannten von den Differenzialgleichungen der zweizonigen Arbeitsprozessrechnung in Form der Volumenvergrößerung der verbrannten Zone bereits berücksichtigt wird. Dennoch wurden mit dem Korrekturfaktor Ex sehr gute Simulationsergebnisse erzielt, so dass er beibehalten wurde. Er kann als Erhöhung der Flammengeschwindigkeit durch die Expansion der Flammenzone in Folge einer darin stattfindenden Energiefreisetzung und Dichteänderung gedeutet werden, die im Modell ansonsten nicht berücksichtigt wird, da die Energiefreisetzung am Übergang zwischen Flammenzone und Verbranntem stattfindet. Die Reaktionsenthalpie wird von dort aus vollständig dem Verbrannten zugeschlagen und trägt damit nicht unmittelbar zu einer Temperatur-, Dichte- bzw. Volumenänderung in der Flammenzone bei.

Bei einer dreizonigen Modellierung mit einer endlichen thermodynamischen Zone für die Flamme, in der die Energiefreisetzung (oder ein Teil der Energiefreisetzung) stattfindet, könnte der Korrekturfaktor Ex voraussichtlich entfallen, da dann auch Expansionseffekte in dieser Zone erfasst würden.

5 Modell für ungeteilte Brennräume

In diesem Kapitel wird zunächst auf die Besonderheiten im Ablauf der Verbrennung in Motoren mit ungeteiltem Brennraum eingegangen, es werden die Ergebnisse diskutiert und anschließend wird die hohe Qualität des erstellten Modells in Form von Messungs-Rechnungs-Vergleichen gezeigt.

5.1 Besonderheiten des Modells während der Entflammungsphase

Bevor die Hauptverbrennung entsprechend dem in Kapitel 4 vorgestellten Modell abläuft, werden während der Entflammung zwei Phasen durchlaufen, in denen der in die Flammenzone eintretende Massenstrom dm_{ein} modifiziert berechnet wird.

5.1.1 Initialisierungsphase

Mit dem Zündzeitpunkt beginnt die Initialisierungsphase. Dabei wird der Flammenzone innerhalb der Zeit t_i (1°KW) die unverbrannte Masse m_i eines kugelförmigen Zündkeims m_i mit Radius r_0 (1 mm) zugeführt:

$$\frac{dm_i}{d\varphi} = \frac{m_i}{t_i} \quad \text{mit} \quad m_i = \rho_u \cdot \frac{4}{3} \cdot r_0^3 \cdot \pi \quad (5.1)$$

Diese Initialisierung hat primär die Aufgabe, die zum Zündzeitpunkt leere Flammenzone langsam mit einer kleinen Masse zu füllen, und trägt so zur numerischen Stabilität des Differenzialgleichungslösers bei. Von der Modellvorstellung her bildet diese Phase die Peroxidbildung während des ersten Teils des Zündverzugs ab, in dem noch keine merkliche Wärme-freisetzung stattfindet (Wachtmeister, 2006).

5.1.2 Übergangsphase

Während der Entflammungsphase breitet sich die Flamme zunächst mit einer Geschwindigkeit s_0 aus, die in der Größenordnung der laminaren Brenngeschwindigkeit s_L liegt. Mit größer werdendem Flammenradius r_F nimmt die effektive Brenngeschwindigkeit s zu, bis die turbulente Brenngeschwindigkeit s_T erreicht ist (Wiese, 2007). Zu Beginn der Verbrennung ist der Flammenradius kleiner als die Größe der Wirbel und daher wird angenommen, dass die Flamme nicht gefaltet wird. Mit zunehmendem Flammenradius r_F nehmen auch die Turbulenzeinflüsse zu. Hat die Flamme einen kritischen Radius r_T erreicht, so wird angenommen, dass sich die Flamme mit voll turbulenter Brenngeschwindigkeit s_T ausbreitet.

Diese Übergangsphase wird im Modell in Form einer flammenradiusabhängigen Überblendfunktion zur Berechnung der Brenngeschwindigkeit berücksichtigt:

$$s = s_0 + \frac{(s_T - s_0)}{r_T - r_0} \cdot (r_F - r_0) \quad (5.2)$$

$$\text{solange } r_F < r_T \quad \text{mit} \quad r_T = K_{\ddot{u}} \cdot l_i \quad \text{und} \quad s_0 = K_{sT} \cdot s_T$$

Dabei ist die Brenngeschwindigkeit s_0 zu Beginn der Übergangsphase über den Modellparameter K_{sT} an die turbulente Brenngeschwindigkeit und damit indirekt an die Betriebsbedingungen gekoppelt. Der Modellparameter K_{sT} wird so gewählt, dass s_0 in der Größenordnung der laminaren Brenngeschwindigkeit s_L liegt. An dieser Stelle wird bewusst nicht direkt von der laminaren Brenngeschwindigkeit auf die turbulente übergeblendet, da die laminare Brenngeschwindigkeit lediglich von Druck, Temperatur, Verbrennungsluftverhältnis und Restgasgehalt abhängt. Bei Verwendung der um den Faktor K_{sT} reduzierten turbulenten Brenngeschwindigkeit als Basis für das Überblenden, werden von Anfang an auch die Turbulenzeinflüsse auf die Brenngeschwindigkeit berücksichtigt.

Das Ende der Übergangsphase ist erreicht, wenn der Radius der Flammenfront r_F gleich der charakteristischen Wirbelgröße r_T ist, wobei die charakteristische Wirbelgröße r_T proportional zum integralen Längenmaß l_i aus dem Turbulenzmodell ist. Sie wird über die Modellkonstante $K_{\ddot{u}}$ auf Basis eines gemessenen Betriebspunktes abgestimmt.

An die Übergangsphase schließt sich dann die in Kapitel 4.3 beschriebene voll turbulente Hauptverbrennung an.

5.2 Validierung des Modells für ungeteilte Brennräume

Zunächst wurden die Teilmodelle für die laminare Brenngeschwindigkeit (Kapitel 3.4) und das Turbulenzmodell (Kapitel 3.6) jeweils unabhängig von den anderen Modellen validiert. In der nun folgenden abschließenden Validierung des gesamten Verbrennungsmodells wird gezeigt, dass die einzelnen Teilmodelle korrekt zusammenspielen. Außerdem erlauben die Messungs-Rechnungsvergleiche die Beurteilung der Qualität des Modells.

Zur Abstimmung des Modells wurden an einem einzigen gemessenen Betriebspunkt die Modellparameter so gewählt, dass Messung und Rechnung sehr gut übereinstimmen. In Bild 5.2 bis Bild 5.8 ist dieser Referenzpunkt jeweils schwarz gekennzeichnet. Alle anderen mit diesem Modell simulierten Betriebspunkte wurden dann mit unveränderten Modellparametern berechnet. Eine detaillierte Anleitung zum Arbeiten mit dem Modell und zur Abstimmung der Modellparameter ist in (Auer, 2009) zu finden. In Tabelle 5.1 sind die Modellparameter zusammengefasst.

Tabelle 5.1: Parameter des Modells für den Fall ungeteilter Brennraum

	Modellparameter	Wert
Exzentrizität Zündkerze	e_{ZK} [mm]	5.0
Radius Zündkeim	r_0 [mm]	1
Dauer Initialisierungsphase	t_i [°KW]	1
Faktor Anfangsbrenngeschwindigkeit	K_{sT} [-]	0.16
Faktor Ende Überblendphase Brenngeschw.	$K_{ü}$ [-]	30
Faktor Längenmaß	K_{li} [-]	0.0028
Faktor Reaktionsgeschw. in der Flammenzone	K_F [-]	8.0

5.2.1 Diskussion der Simulationsergebnisse

Die obersten beiden Diagramme in Bild 5.1 zeigen neben dem gemessenen Druckverlauf und dem Brennverlauf aus der Druckverlaufsanalyse (gestrichelt) die simulierten Verläufe aus der Prozessrechnung. Die fast deckungsgleichen Kompressionslinien sind ein Indiz dafür, dass das thermodynamische Verdichtungsverhältnis und die Ladungsmengen gut

übereinstimmen. Das Druckmaximum und der Druckverlauf werden von der Simulation sehr gut getroffen. Dies belegt, dass das Verbrennungsmodell den zeitlichen Verlauf der Wärmefreisetzung sehr gut wiedergibt und dass die zugeführte Energiemenge bei der Messung am Prüfstand und in der Simulation gut übereinstimmen.

Des Weiteren sind in Bild 5.1 die wichtigsten Zwischenergebnisse des Verbrennungsmodells dargestellt, aus denen dann nach den Gleichungen 4.1 bis 4.3 der in die Flammenzone eintretende Massenstrom \dot{m}_{ein} und der zum Brennverlauf über den Heizwert des Unverbrannten $H_{G,uv}$ proportionale Verbrennungsmassenstrom \dot{m}_{verb} berechnet werden.

Die Flammenfrontfläche A_{FF} nimmt solange zu, bis die hemisphärische Flammenfront bei 380°KW die Büchsenwand erreicht. Zu diesem Zeitpunkt hat die Flamme einen Radius von 77.5 mm, was genau dem Bohrungsradius abzüglich der Exzentrizität der Zündkerze von 5 mm entspricht. Ab diesem Zeitpunkt nimmt trotz größer werdendem Radius der Flammenkugel die freie Oberfläche ab. Gegen Ende der Verbrennung hat die Flamme den gesamten Brennraum erfasst und somit alle Wände erreicht und die freie Oberfläche geht auf null zurück. Im Verlauf des in die Flammenzone eintretenden Massenstroms \dot{m}_{ein} ist der Einbruch der Flammenfrontfläche bei 380°KW als Einbruch im Massenstrom deutlich wiederzuerkennen. Der Verbrennungsmassenstrom \dot{m}_{verb} weist diesen Einbruch nicht mehr so deutlich auf, da die Flammenzone dazu führt, dass der eintretende Massenstrom nicht unmittelbar, sondern erst zeitlich versetzt und leicht verschliffen umgesetzt wird.

Im untersten Diagramm sind weitere Einflüsse der Flammenzone zu sehen. Ab dem Zündzeitpunkt bei 340°KW wird die Flammenzone langsam mit Masse angefüllt. Mit zunehmender Masse in der Flammenzone nimmt auch der Verbrennungsmassenstrom \dot{m}_{verb} zu. Bei etwa 395°KW hat die Flammenfront auch die am weitesten von der Zündkerze entfernten Brennraumwände erreicht und es wird der Flammenzone keine unverbrannte Masse mehr zugeführt, so dass ab diesem Zeitpunkt die Flammenzone leer brennt. Zusammen mit der abnehmenden Flammenfrontfläche und der abnehmenden Brenngeschwindigkeit ergibt sich die für die Ausbrandphase typische asymptotische Annäherung des Brennverlaufes an die Nulllinie.

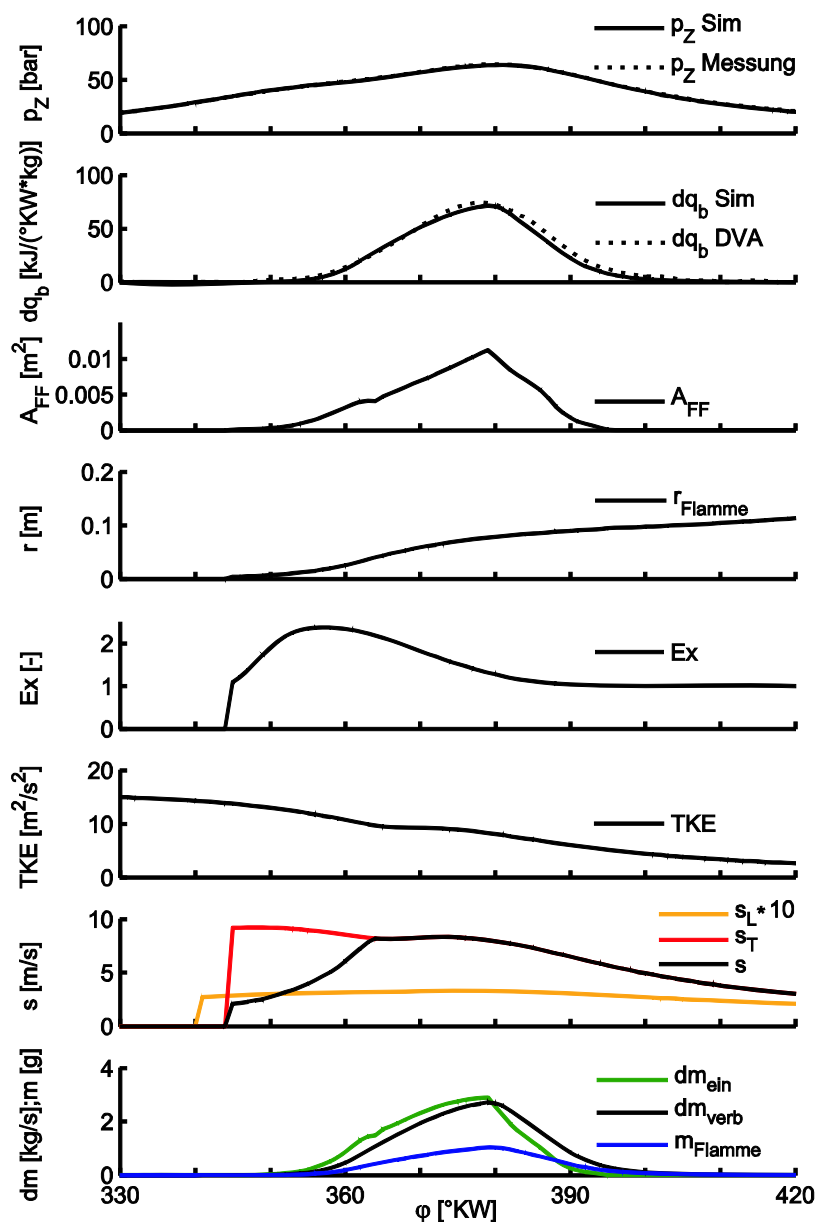


Bild 5.1: Zusammenstellung der wichtigsten Größen aus dem Verbrennungsmodell am Beispiel des Referenzpunktes

Im Brenngeschwindigkeitsdiagramm ist der Verlauf der laminaren (orange) und turbulenten Brenngeschwindigkeit (rot) aufgetragen. Im Diagramm darüber ist die turbulente kinetische Energie zu finden. Es ist zu erkennen, dass die laminare Brenngeschwindigkeit s_L über dem Arbeitsspiel keinen großen Änderungen unterworfen ist, da sie mit der Temperatur steigt, mit dem Druck aber abnimmt (siehe auch Bild 4.5). Sie erreicht mit der hohen Temperatur im Unverbrannten kurz nach OT ein flaches Maximum. Die turbulente Brenngeschwindigkeit s_T dagegen ändert sich deutlich im Verlauf des Hochdruckteils, da sie stark von der turbulenten kinetischen Energie abhängt. Wie in Kapitel 3.6 erläutert, nimmt die Turbulenz während der Kompression auf Grund der Dissipation der turbulenten kinetischen

Energie ab, da diese die Turbulenzproduktion in Folge der Dichtesteigerung deutlich überwiegt. Im Bereich des OT ergibt sich ein Plateau, weil dort zum einen die gerichtete Tumbleströmung in ungerichtete turbulente kinetische Energie zerfällt und zum anderen durch die Quetschströmung Wirbel hervorgerufen werden. Nach dem OT dissipieren die Wirbel weiter, bis gegen Auslass öffnet die turbulente kinetische Energie gegen Null geht. Während des zweiten Teils der Entflammungsphase wird von der weitgehend laminaren auf die turbulente Brenngeschwindigkeit übergeblendet. Es ist zu sehen, wie sich die effektive Brenngeschwindigkeit s (schwarz im Brenngeschwindigkeitsdiagramm) von einem niedrigen Niveau ausgehend der turbulenten Brenngeschwindigkeit s_T annähert. Die Linkskrümmung im Verlauf der effektiven Brenngeschwindigkeit s während der Entflammungsphase findet sich im in die Flammenzone eintretenden Massenstrom und damit auch im Brennverlauf wieder.

Der Expansionsfaktor Ex nimmt in Abhängigkeit vom Dichteunterschied zwischen den beiden Zonen und dem Verbrennungsfortschritt X Werte zwischen 1 und etwa 2.5 an. Er trägt vor allem während der ersten Hälfte der Verbrennung dazu bei, dass der in die Flammenzone eintretende Massenstrom dm_{ein} erhöht wird. In diesem Verbrennungsmodell werden so Expansionseffekte in der Flammenzone berücksichtigt, die ansonsten im Modell nicht abgebildet werden (siehe Kapitel 4.6). Da sich der Expansionsfaktor jedoch auf die ganze verbrannte und die ganze unverbrannte Zone – und nicht nur auf den Teil der Flammenzone – bezieht, wird der in die Flammenzone eintretende Massenstrom dm_{ein} im ersten Viertel der Verbrennung tendenziell zu stark erhöht. Dies bedingt eine verlängerte Überblendphase.

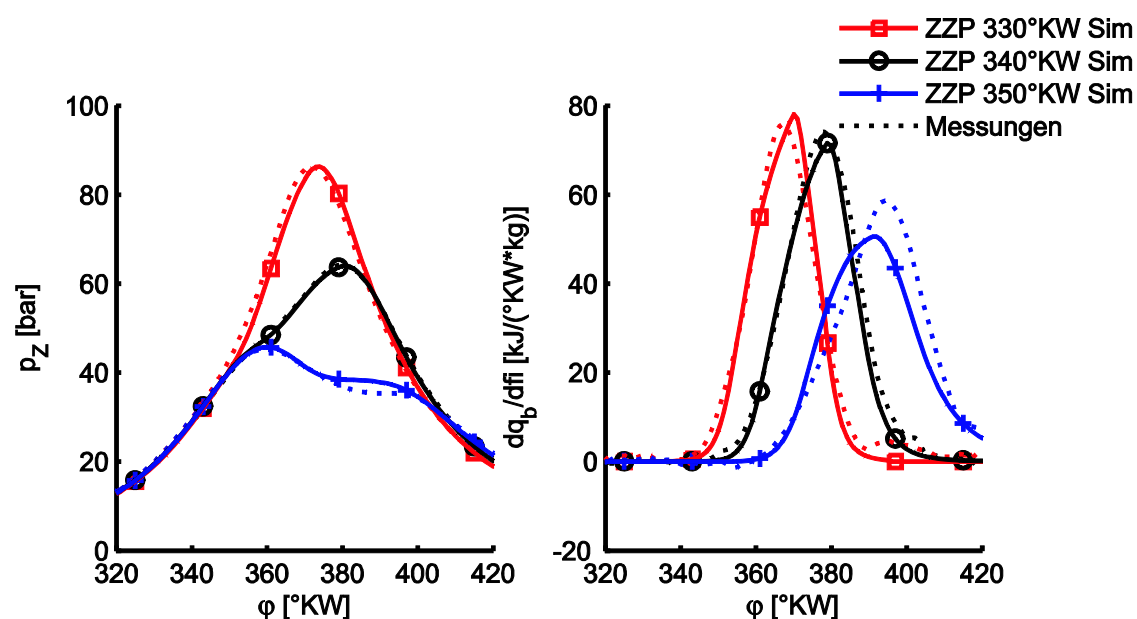
Der Vergleich der Umsatzpunkte und der Brenndauer (Tabelle 5.2) zeigt, dass die Ergebnisse aus der Messung bzw. der Druckverlaufsanalyse sehr gut mit den simulierten Werten aus dem Verbrennungsmodell übereinstimmen.

Tabelle 5.2: Messungs-Rechnungsvergleich für den Referenzpunkt

		DVA	APR	Abweichung
ZZP	[°KW]	340	340	0.0 %
λ	[-]	1.55	1.55	0.0 %
p_{mi}	[bar]	12.14	11.97	1.4 %
p_{max}	[bar]	64.2	64.0	0.3 %
X_{10}	[°KW]	361.4	357.5	3.9 °KW
X_{50}	[°KW]	377.5	377.1	0.4 °KW
X_{90}	[°KW]	391.0	388.5	2.5 °KW
BD_{10-90}	[°KW]	29.6	31.0	4.7 %

5.2.2 Variation des Zündzeitpunktes

In Bild 5.2 sind die Druck- und Brennverläufe für drei Betriebspunkte mit unterschiedlichen Zündzeitpunkten dargestellt. Die durchgezogenen Linien mit den Symbolen stammen aus der Simulation, die gestrichelten aus der Messung bzw. aus der Druckverlaufsanalyse. Die ZZZP-Variation erfolgte bei konstantem Ladedruck und Verbrennungsluftverhältnis. Der Abgasgegendruck wurde über die Drosselklappe im Abgas so eingestellt, dass sich am Referenzpunkt ein Aufladewirkungsgrad von 69 % ergibt. Für die restlichen Betriebspunkte der jeweiligen Variationen wurde dann das Spülgefälle konstant gehalten.



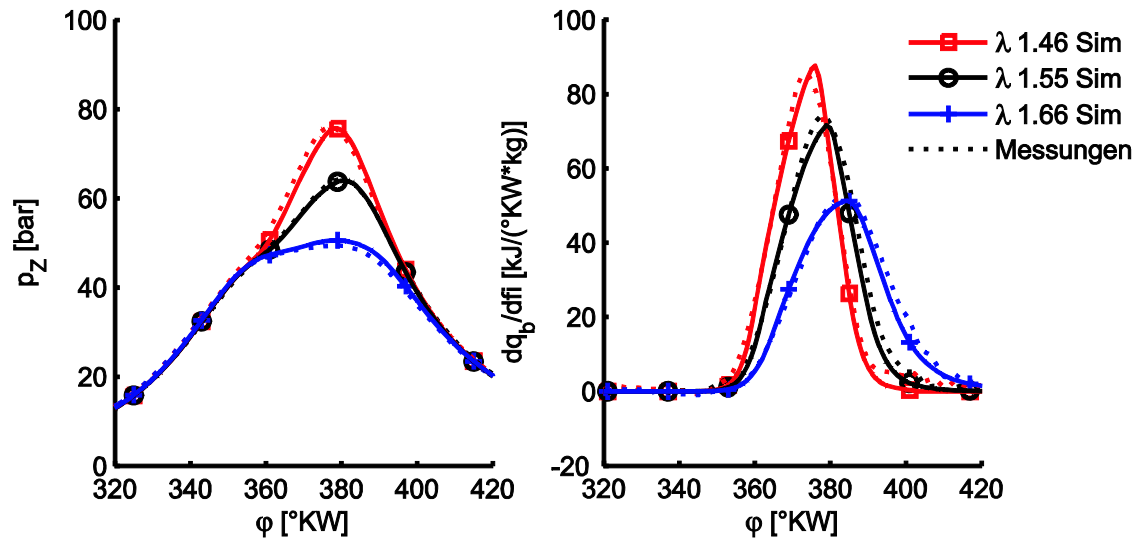
ZZZP [°KW]	λ [-]	p_{mi} [bar]	p_L [bar]	n [min^{-1}]	ϵ [-]
330	1.55	11.9	1.67	1500	12.05
340	1.55	12.1	1.67	1500	12.05
350	1.55	9.8	1.67	1500	12.05

Bild 5.2: Messungs-Rechnungs-Vergleich:
Zündzeitpunktvariation, Erdgas MZ 95

Die Druck- und Brennverläufe zeigen in Messung und Rechnung das typische Verhalten bei einer Zündzeitpunktvariation. Mit früherem Zündzeitpunkt läuft die Verbrennung intensiver ab und das Druckmaximum ist entsprechend hoch. Mit späterem Zündzeitpunkt läuft die Verbrennung zunehmend verschleppter ab, so dass bei dem hier gezeigten extrem späten Zündzeitpunkt das Druckmaximum der Kompressionskurve von der Verbrennung nicht mehr übertroffen wird. Diese drei Betriebspunkte zeigen, dass das Modell über einen sehr weiten Zündzeitpunktbereich den Brennverlauf sehr gut wiedergibt, obwohl die sich einstellenden Druck- und Temperaturverhältnisse über das jeweilige Arbeitsspiel extrem unterschiedlich sind.

5.2.3 Variation des Verbrennungsluftverhältnisses

Bei der Variation des Verbrennungsluftverhältnisses wurden Zündzeitpunkt, Ladedruck und Drehzahl konstant gehalten, verändert wurde die Brenngasmasse.



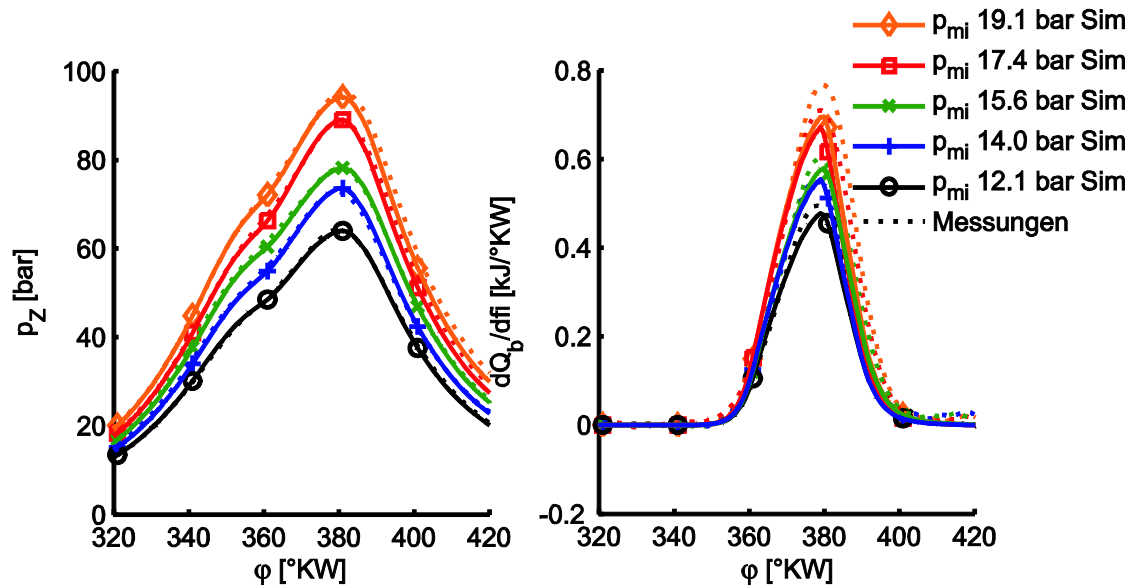
ZZP [°KW]	λ [-]	p_{mi} [bar]	p_L [bar]	n [min ⁻¹]	ϵ [-]
330	1.46	12.7	1.67	1500	12.05
340	1.55	12.1	1.67	1500	12.05
350	1.66	10.2	1.67	1500	12.05

Bild 5.3: Messungs-Rechnungs-Vergleich: Variation des Verbrennungsluftverhältnisses, Erdgas MZ 95

Auch hier gibt das Modell die gemessenen Werte bei einer Anfettung bzw. Abmagerung gut wieder. Die hohen Brenngeschwindigkeiten der fetteren Ladung führen zu einer hohen maximalen Umsetzungsrate und einer kurzen Brenndauer. Bei dem mageren Betriebspunkt mit einem Verbrennungsluftverhältnis von $\lambda = 1.66$ wird der verschleppte Ausbrand vom Modell sehr gut wiedergegeben.

5.2.4 Variation der Last

Die Last wurde über die Ladungsmenge, also den Ladedruck, eingestellt. Das Verbrennungsluftverhältnis und der Zündzeitpunkt blieben unverändert.



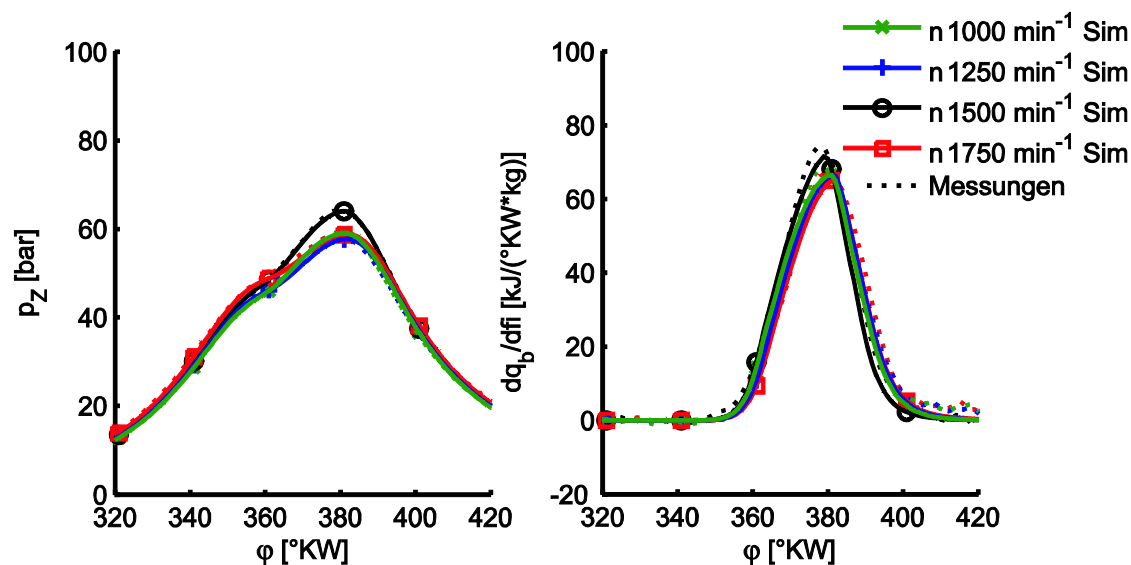
ZZP [°KW]	λ [-]	p_{mi} [bar]	p_L [bar]	n [min ⁻¹]	ϵ [-]
340	1.56	19.1	2.47	1500	12.05
340	1.56	17.4	2.27	1500	12.05
340	1.58	15.6	2.07	1500	12.05
340	1.57	14.0	1.87	1500	12.05
340	1.55	12.1	1.67	1500	12.05

Bild 5.4: Messungs-Rechnungs-Vergleich: Variation der Last bei konstantem Verbrennungsluftverhältnis, Erdgas MZ 95

Um den Einfluss der Last besser erkennen zu können, sind hier nicht die auf die Ladungsmenge bezogenen Brennverläufe, sondern die absoluten Brennverläufe gezeigt. Daher unterscheiden sich die Verläufe von den maximalen Umsatzraten her deutlich. Die weitgehend lastunabhängigen Brenndauern der bei konstantem Verbrennungsluftverhältnis durchgeführten Lastvariation werden vom Modell sehr gut wiedergegeben. Dies deckt sich mit der Modellvorstellung, dass die Brenngeschwindigkeit im Wesentlichen vom Verbrennungsluftverhältnis abhängt und damit bei gleichen Brennwegen auch die Brenndauern in etwa gleich sein müssen.

5.2.5 Variation der Drehzahl

Die Drehzahlvariation wurde bei fast konstantem Ladedruck und fast konstantem Verbrennungsluftverhältnis durchgeführt. Der Zündzeitpunkt blieb unverändert.



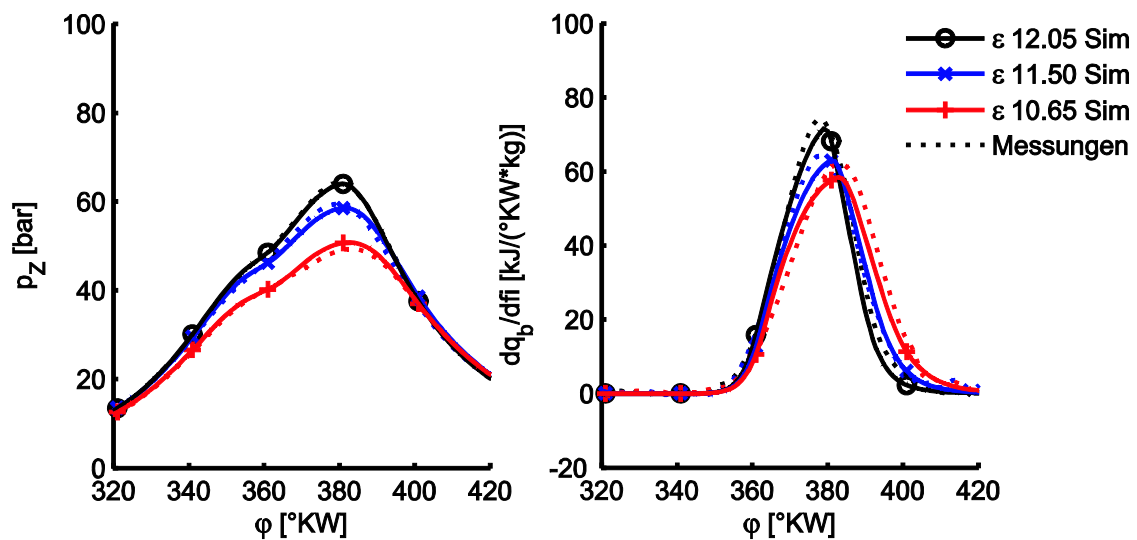
ZZP [°KW]	λ [-]	p_{mi} [bar]	p_L [bar]	n [min ⁻¹]	ϵ [-]
340	1.57	11.2	1.68	1000	12.05
340	1.57	11.2	1.67	1250	12.05
340	1.55	12.1	1.67	1500	12.05
340	1.55	11.9	1.66	1750	12.05

Bild 5.5: Messungs-Rechnungs-Vergleich: Variation der Drehzahl, Erdgas MZ 95

Die Drehzahl hat nur einen geringen Einfluss auf den Brennverlauf. Mit zunehmender Drehzahl nimmt zwar die für die Verbrennung zur Verfügung stehende Zeit ab, aber die mit der Kolbengeschwindigkeit zunehmende Turbulenz kompensiert dies weitgehend. Gleiches gilt umgekehrt für abnehmende Drehzahlen, so dass die über °KW aufgetragenen Brennverläufe fast deckungsgleich sind. Damit belegt die Drehzahlvariation, dass das Verbrennungsmodell auch die Turbulenz- und Zeiteinflüsse richtig wiedergibt.

5.2.6 Variation des Verdichtungsverhältnisses

Das Verdichtungsverhältnis wird über Distanzscheiben zwischen Kolbenoberteil und Kolbenhemd verändert. Zündzeitpunkt, Ladedruck und Verbrennungsluftverhältnis blieben konstant.



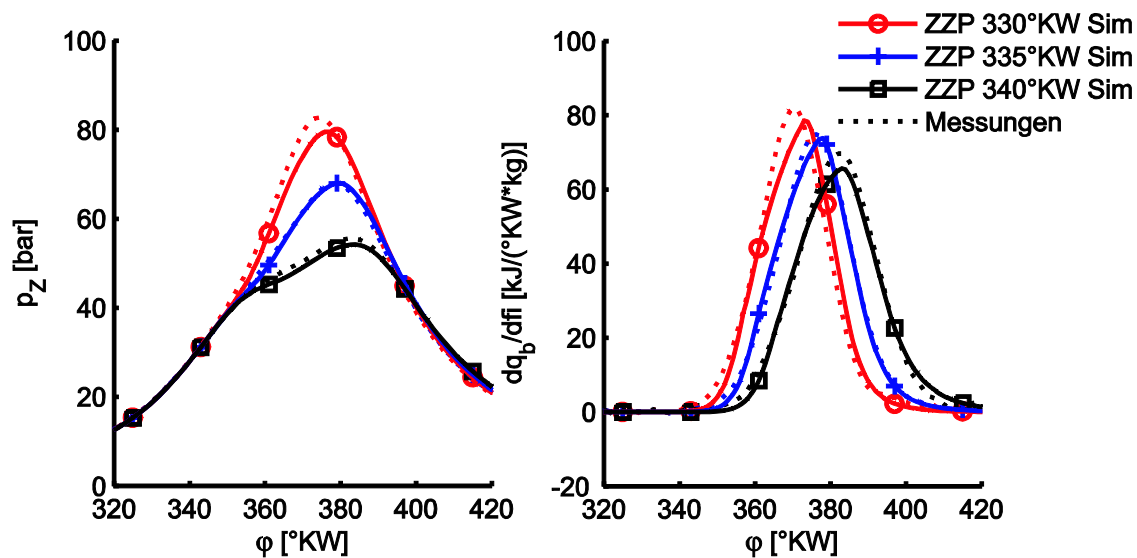
ZZP [°KW]	λ [-]	p_{mi} [bar]	p_L [bar]	n [min ⁻¹]	ϵ [-]
340	1.55	12.1	1.67	1500	12.05
340	1.55	11.5	1.67	1500	11.50
340	1.55	11.4	1.67	1500	10.65

Bild 5.6: Messungs-Rechnungs-Vergleich: Variation des Verdichtungsverhältnisses, Erdgas MZ 95

Bei höherem Verdichtungsverhältnis führen die höheren Temperaturen und die etwas stärkeren Quetschkanteneinflüsse zu einer höheren turbulenten Brenngeschwindigkeit, was zusammen mit den minimal kürzeren Brennwegen kürzere Brenndauern mit sich bringt. Auch diese Einflüsse werden vom Modell korrekt wiedergegeben.

5.2.7 Variation der Brenngaszusammensetzung

Die gute Übereinstimmung zwischen Messung und Rechnung für die unterschiedlichen Gase in Bild 4.6 ist insofern nicht überraschend, da das Modell über den Skalierungsfaktor für die laminare Brenngeschwindigkeit auf die jeweilige Gasmischung neu abgestimmt wurde. Um nun zu belegen, dass das Modell auch nach dieser Abstimmung wieder in der Lage ist Brennverläufe vorauszuberechnen, sind in Bild 5.7 - ausgehend vom neuen Referenzpunkt für das Biogas 2 - die Ergebnisse einer Zündzeitpunktvariation gezeigt. Für diese Zündzeitpunktvariation in Richtung früh wurden dann wiederum alle Modellparameter konstant gehalten. Bemerkenswert ist, dass das Verbrennungsmodell alleine über diesen einen Parameter an ein neues Brenngas angepasst werden kann. Änderungen im Bereich der Entflammungsphase (r_i , t_i , K_{st} , $K_{ü}$) oder der Reaktionsgeschwindigkeit in der Flammenzone (K_F) sind nicht erforderlich. Für detaillierte Untersuchungen mit einer neuen Gasmischung kann das Modell dennoch über die oben genannten Parameter feiner abgestimmt werden.

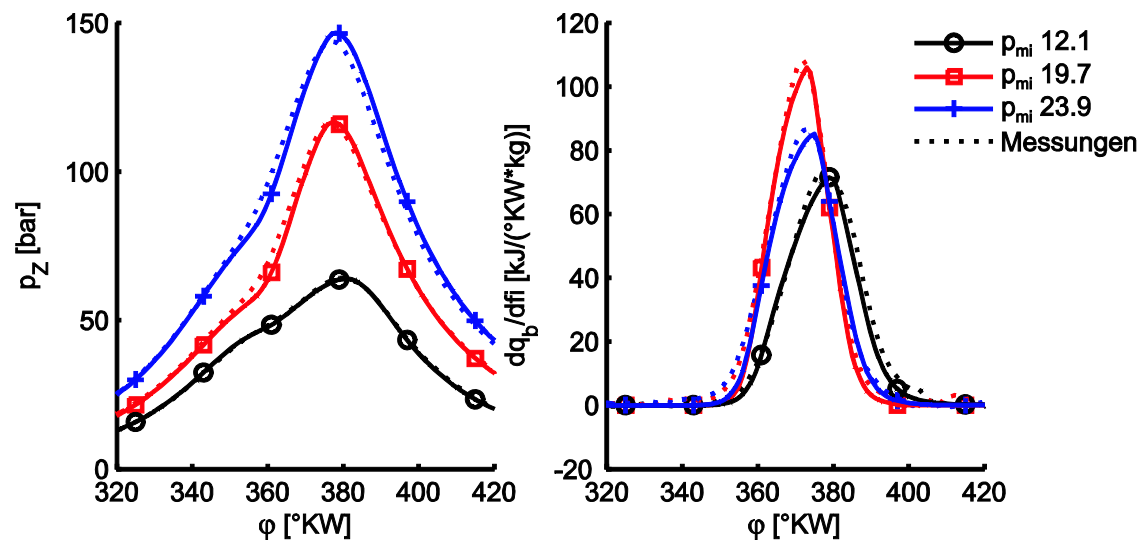


ZPP [°KW]	λ [-]	p_{mi} [bar]	p_L [bar]	n [min^{-1}]	ϵ [-]
330	1.30	13.1	1.67	1500	12.05
335	1.29	12.6	1.67	1500	12.05
340	1.28	12.2	1.67	1500	12.05

Bild 5.7: Messungs-Rechnungs-Vergleich: Variation des ZPP bei Betrieb mit Biogas 2 (50 vol.-% EG und 50 vol.-% CO₂)

5.2.8 Validierung auf Basis extremer Betriebspunkte

Um zu zeigen, dass das Modell einen sehr weiten Gültigkeitsbereich besitzt, wurden extreme Betriebspunkte herangezogen. Ladedruck und Mitteldruck liegen bei diesen Betriebspunkten etwa doppelt so hoch wie am Referenzpunkt. Zudem unterscheiden sich die Punkte deutlich im Verdichtungsverhältnis. Die Simulation dieser extremen Betriebspunkte erfolgte wiederum ohne Anpassung der Modellkonstanten.



ZZP [°KW]	λ [-]	p_{mi} [bar]	p_L [bar]	n [min ⁻¹]	ϵ [-]
340	1.55	12.1	1.67	1500	12.05
340	1.34	19.7	2.34	1500	10.65
337	1.47	23.9	3.21	1500	10.65

Bild 5.8: Der Messungs-Rechnungs-Vergleich der extremsten im Rahmen dieser Arbeit angefahrenen Betriebspunkte belegt den weiten Gültigkeitsbereich des Modells (Erdgas MZ 95)

6 Modell für Vorkammermotoren

Um die für Vorkammervverbrennungen typische Überhöhung des Brennverlaufes zu Brennbeginn (Bild 6.1) auf Basis physikalischer und chemischer Effekte abbilden zu können, ist einerseits ein Modell notwendig, das die beiden thermodynamischen Systeme Vorkammer und Hauptbrennraum beschreibt, andererseits müssen die Besonderheiten, die sich aus der Koppelung der beiden Systeme durch Überströmbohrungen ergeben, berücksichtigt werden. Dazu gehören neben der fetten und damit schnellen Verbrennung in der Vorkammer die Turbulenzeffekte, die veränderte Flammenfrontfläche und das durch die aus der Vorkammer ausströmenden Fackelstrahlen hervorgerufene Entrainment von Unverbranntem in die Flammenzone.

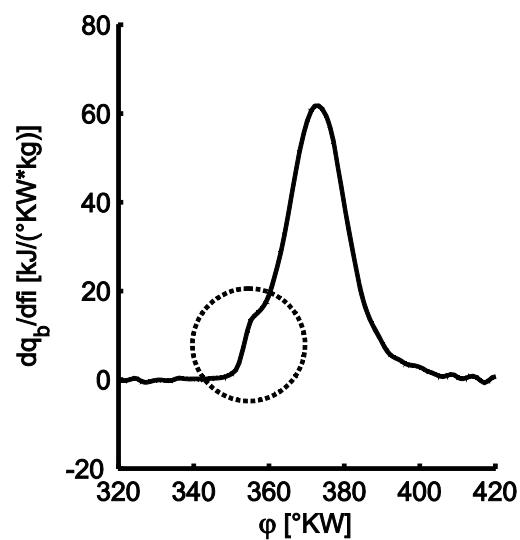


Bild 6.1: Charakteristische Überhöhung des Brennverlaufes zu Brennbeginn bei Vorkammermotoren

6.1 Systemaufbau

Zur Abbildung der Verbrennungsvorgänge werden zwei thermodynamische Systeme betrachtet, die durch eine als Drossel abgebildete Überströmbohrung miteinander verbunden sind. Beide Systeme sind zweizonig angelegt und in beiden Zonen wird jeweils eine Verbrennung gerechnet. Dieser Systemaufbau ermöglicht außerdem die Berechnung der Überströmvorgänge und damit die Bestimmung der Ladungszusammensetzung in der Vorkammer sowie der Turbulenz in Vorkammer und Hauptbrennraum (Bild 6.2).

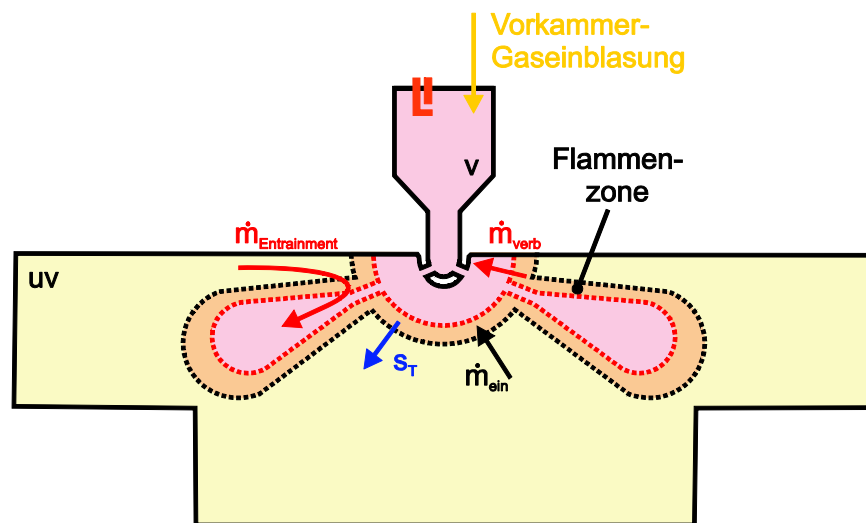


Bild 6.2: Ablauf der Verbrennung in Vorkammermotoren

Die Verbrennung in der Vorkammer läuft analog der in den Kapiteln 4 und 5 beschriebenen Hauptverbrennung ab: Es wird der in die Flammenzone eintretende Massenstrom dm_{ein} und der aus der Flammenzone austretende Verbrennungsmassenstrom dm_{verb} berechnet:

$$\frac{dm_{\text{ein}}}{d\varphi} = \rho_u \cdot A_{FF} \cdot s_T \cdot Ex \quad (6.1)$$

$$\frac{dm_{\text{verb}}}{d\varphi} = K_F \cdot \frac{m_F}{\tau_L} \quad \text{und} \quad \frac{dQ_B}{d\varphi} = H_{G,uv} \cdot \frac{dm_{\text{verb}}}{d\varphi} \quad (6.2)$$

Im Hauptbrennraum gelten diese Gleichungen ebenfalls, nur dass für die Energiefreisetzung die Entrainment-Effekte durch das Überströmen berücksichtigt werden:

$$\frac{dm_{ein}}{d\varphi} = \rho_u \cdot A_{FF} \cdot s_T \cdot Ex \quad (6.3)$$

$$\frac{dm_{verb}}{d\varphi} = K_F \cdot \frac{m_F}{\tau_L} \quad \text{und} \quad \frac{dQ_B}{d\varphi} = H_{G,uv} \cdot \frac{dm_{verb} + dm_{Entrainment}}{d\varphi} \quad (6.4)$$

Das Verbrennungsmodell für Vorkammermotoren greift auf alle Teilmodelle des in Kapitel 4 und 5 vorgestellten Modells für den ungeteilten Brennraum zurück. Einige Teilmodelle müssen dazu modifiziert bzw. hinzugefügt werden. Diese Erweiterungen werden im Folgenden vorgestellt.

6.2 Ladungszusammensetzung in der Vorkammer

Das Verbrennungsluftverhältnis in der Vorkammer ist für den Ablauf der Verbrennung von zentraler Bedeutung, weil es sowohl den Energieinhalt der Vorkammer beschreibt als auch die Brenngeschwindigkeit dort stark beeinflusst. Da sich die Ladungszusammensetzung der Vorkammer während der Einblasung und der Verdichtungsphase stark ändert, wurde diesen Vorgängen im Modell Rechnung getragen (Bild 6.3). Der Gasaustausch zwischen Vorkammer und Hauptbrennraum erfolgt über die Überströmbohrungen in Abhängigkeit vom Druckunterschied zwischen den beiden Systemen. Während des Ladungswechsels und der Kompression wird jeweils zwischen den unverbrannten Zonen Ladungsmasse ausgetauscht. Ab dem Zeitpunkt, an dem die Flammenzone die Überströmbohrungen erreicht, tauschen die verbrannten Zonen Masse untereinander aus.

Um gespülte Vorkammern abzubilden, wird über einen Injektor-Baustein Gas in die Vorkammer eingebracht. Somit wird sowohl das Einblase-Timing als auch die Einblasemenge berücksichtigt (Bild 6.3).

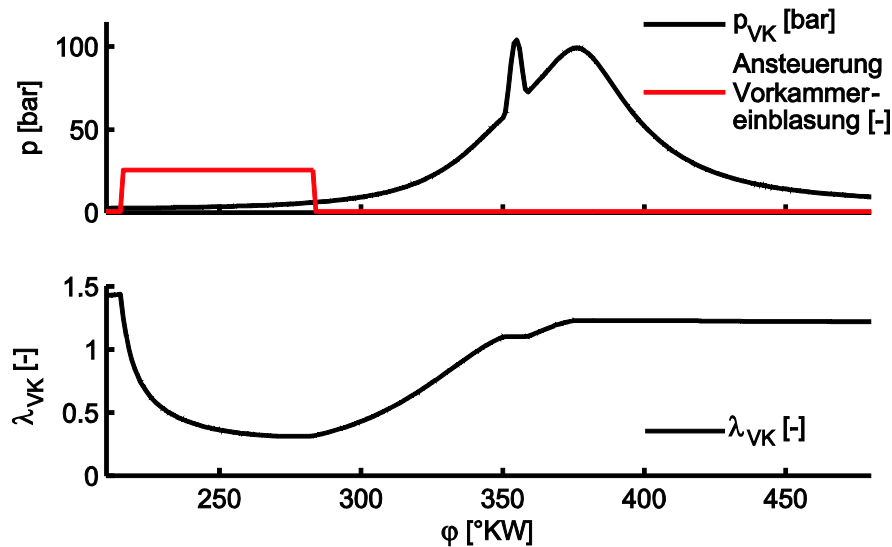


Bild 6.3: Verbrennungsluftverhältnis in der Vorkammer

Nach der Einblasung ist die Vorkammer (meist) über die Zündgrenzen hinaus angefettet. Erst während der Verdichtung wird durch die einströmende, extrem magere Hauptbrennraumladung wieder der zündfähige Bereich erreicht. Bei einem frühen ZZP liegt demzufolge ein fetteres Gemisch vor als bei einem späteren ZZP (Bild 6.3 unten).

Auf Basis dieses Zusammenhangs lassen sich zwei Fälle ableiten, die so auch am Prüfstand beobachtet werden können. Diese werden im Folgenden noch etwas detaillierter erklärt: Je nachdem, wie mager bzw. fett die Vorkammer zum Zündzeitpunkt ist, hat eine Verschiebung des Zündzeitpunktes in Richtung früh unterschiedlich starke Auswirkungen (Bild 6.4).

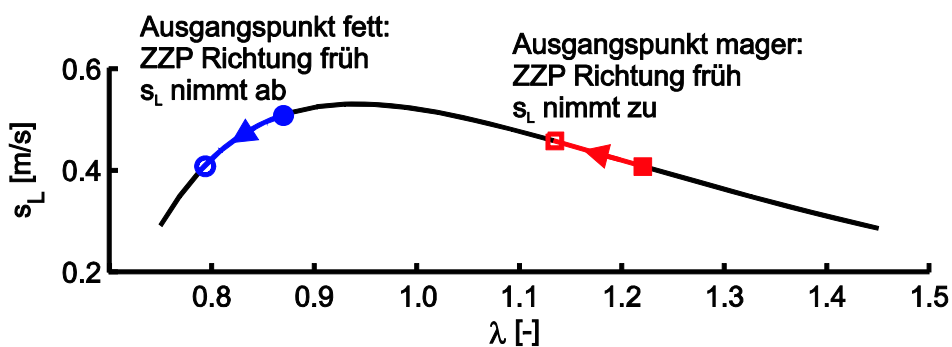


Bild 6.4: Zusammenhang zwischen Verbrennungsluftverhältnis λ und laminarer Brenngeschwindigkeit s_L zum Zündzeitpunkt: Wird der ZZP ausgehend von einem mageren Verbrennungsluftverhältnis zum ZZP in Richtung früh verschoben, so nimmt die Brenngeschwindigkeit in der Vorkammer zu (rot); wird von einem fetten Verbrennungsluftverhältnis ausgegangen, so nimmt die Brenngeschwindigkeit in der Vorkammer ab (blau).

Geht man im ersten Fall davon aus, dass das Verbrennungsluftverhältnis in der Vorkammer zum Zündzeitpunkt λ_{ZZP} im mageren Bereich liegt, so führt eine Verschiebung des Zündzeitpunktes in Richtung früh dazu, dass die Vorkammerladung fetter bleibt. Dementsprechend ist die Brenngeschwindigkeit höher und die Vorkammervverbrennung intensiver (Bild 6.4 rot). Dies hat zur Folge, dass der Zündverstärkungseffekt verstärkt wird. Die Hauptbrennraumverbrennung wird also durch zwei Effekte beschleunigt: Zum einen durch den früheren Brennbeginn und zusätzlich durch die intensivere Zündverstärkung.

Geht man im zweiten Fall davon aus, dass das Verbrennungsluftverhältnis in der Vorkammer zum Zündzeitpunkt λ_{ZZP} im fetten Bereich liegt, so führt eine Verschiebung des Zündzeitpunktes in Richtung früh ebenso dazu, dass die Vorkammerladung zum neuen Zündzeitpunkt fetter wird. Allerdings bedeutet dies im fetten Bereich, dass die Brenngeschwindigkeit wieder abnimmt (Bild 6.4 blau). Damit wird die Hauptbrennraumverbrennung in Folge von zwei gegenläufigen Effekten nur leicht beschleunigt: Der frühere Brennbeginn wird durch einen abgeschwächten Zündverstärkungseffekt teilweise kompensiert, so dass im zweiten Fall die Verbrennung auf eine Frühverstellung des Zündzeitpunktes abgeschwächt reagiert.

6.3 Turbulenz in Vorkammer und Hauptbrennraum

Während der Kompression strömt Masse in die Vorkammer ein. Zur Berechnung der turbulenten kinetischen Energie wird angenommen, dass diese proportional zur kinetischen Energie der einströmenden Masse ist (Chmela, 2007):

$$\frac{dk_{vk}}{dt} = C_{\dot{U}} \cdot \frac{v_{\dot{u}}^2}{2 \cdot m_{VK}} \cdot \frac{dm_{\dot{u}}}{dt} \quad (6.5)$$

Darin ist $v_{\dot{u}}$ die Einströmgeschwindigkeit des überströmenden Massenstroms $dm_{\dot{u}}$, der nach der Durchflussgleichung für kompressible Gase (Gleichung 3.14) berechnet wird. Über die Modellkonstante $C_{\dot{U}}$ kann der Turbulenzeinfluss durch Überströmen abgestimmt werden.

Das Turbulenzmodell des Hauptbrennraums berücksichtigt, wie in Kapitel 3.7 beschrieben, die Turbulenzproduktion durch den Ansaugvorgang, Kompression und Squish sowie die Dissipation der turbulenten kinetischen Energie. Zur Abbildung der Turbulenzproduktion durch Überströmvorgänge wird es um einen Term $dk_{\text{über}}$ ergänzt, der analog zu Gleichung 6.5 bestimmt wird.

6.4 Entflammungsphase in Vorkammer und Hauptbrennraum

Die Entflammung in der Vorkammer erfolgt entsprechend der in Kapitel 5 vorgestellten Entflammungsphase im Hauptbrennraum:

Mit dem Zündzeitpunkt beginnt die Initialisierungsphase und die Flammenzone wird zunächst mit der Masse eines kleinen, kugelförmig angenommenen Zündkeims mit dem Radius r_0 in der Zeit t_i gefüllt. Nach dieser Initialisierungsphase geht die Verbrennung von einer tendenziell laminaren Verbrennung in die turbulente Verbrennung über. Entspricht die Größe der Flamme der charakteristischen Wirbelgröße, so ist die Verbrennung voll turbulent ausgebildet und die Ausbreitung der Flamme erfolgt mit turbulenter Brenngeschwindigkeit. Wenn die Flamme die Überströmbohrungen erreicht, dann beginnt die Verbrennung im Hauptbrennraum. Dort beginnt die Verbrennung wiederum mit einer Übergangsphase, an die sich die voll turbulente Hauptverbrennung anschließt.

Auch in der Vorkammer wird die Annahme einer (hemi)sphärischen Flammenausbreitung getroffen. Hinsichtlich der Ausbreitung der Flammenfront wird berücksichtigt, dass im Falle einer in die Vorkammer hineinragenden Zündkerze zu Beginn der Entflammung eine kugelförmige Flammenfront vorliegt.

6.5 Ausbreitung der Flammenfront in der Vorkammer

Da die Zündkerze in einer Vorkammer nicht zwangsläufig am oberen Ende der Vorkammer sitzen muss und schon eine leicht in die Vorkammer hineinragende Zündkerze dazu führt, dass zu einem nennenswerten Anteil der Vorkammerverbrennung eine kugelförmige anstatt einer halbkugelförmigen Flammenfront vorliegt, wird dieser Fall im Modell abgebildet. Das ist vor allem für den Brennbeginn im Hauptbrennraum von Bedeutung, denn die von einem wie in Bild 6.5 skizzierten Punkt in der Vorkammer ausgehende Flammenfront breitet sich nach oben und nach unten aus. Dabei nimmt die Dichte im Verbrannten stark ab und das Volumen entsprechend zu. Dies führt dazu, dass sich die brennende Kugel in Richtung der Überströmbohrungen verschiebt und somit die Flammenfront wesentlich früher die Überströmbohrungen erreicht und die Verbrennung im Hauptbrennraum entsprechend früher beginnt.

Um diesen Effekt im Modell abbilden zu können, wird im Rahmen einer quasidimensionalen Betrachtung die Vorkammer in zwei Bereiche unterteilt: in einen Bereich oberhalb der Zündkerze mit der Masse m_{oben} und in einen über die Überströmbohrungen mit dem Hauptbrennraum verbundenen Bereich unterhalb der Zündkerze.

Zur Bestimmung der jeweiligen Lage der Flammenkugel-Mittelebene z_{KM} , also der angenommenen „Trennebene“ zwischen den beiden Bereichen, ist das Volumen zu berechnen, das die Masse m_{oben} einnimmt.

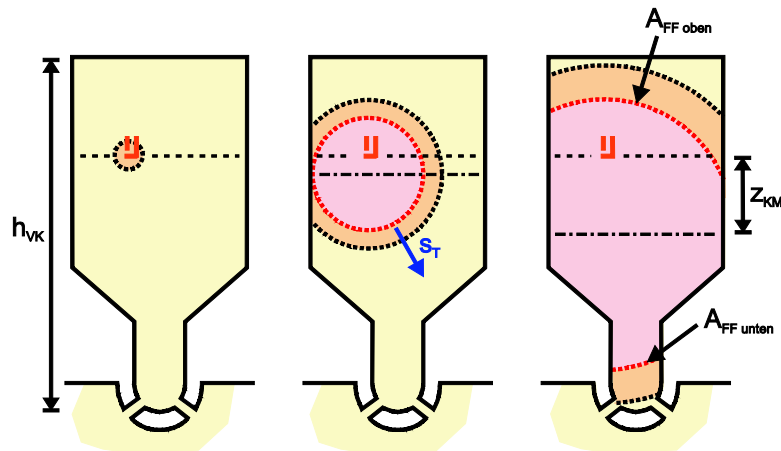


Bild 6.5: Ausbreitung der Flammenfront in der Vorkammer

Zum Ende der Initialisierungsphase (Bild 6.5 links) wird die Masse oberhalb der gestichelten Trennebene m_{oben} ermittelt. Durch die Dichteänderung während der Verbrennung dehnt sich das von der Masse m_{oben} eingenommene Volumen aus (mitte) und der Mittelpunkt der Flammenkugel verschiebt sich in Richtung der Überströmbohrungen. Wenn die Flammenzone (schwarz gepunktet) die Überströmbohrungen erreicht, beginnt die Verbrennung im Hauptbrennraum (rechts).

Unter der Annahme, dass die Masse oberhalb der Trennebene konstant ist und dass sich der gesamte ins Verbrannte gehende Massenstrom \dot{m}_{verb} entsprechend den Flächenanteilen der Flammenfront $A_{FF,oben}$ und $A_{FF,unten}$ aufteilt, gelten folgende Beziehungen:

$$m_{oben} = konst = m_{v,oben} + m_{uv,oben} \quad (6.6)$$

$$\dot{m}_{verb,oben} = \dot{m}_{verb} \cdot \frac{A_{FF,oben}}{A_{FF,oben} + A_{FF,unten}} = -\dot{m}_{uv,oben} \quad (6.7)$$

Über die Dichte im Verbrannten und Unverbrannten kann so das Volumen und daraus die Lage der Flammenkugelmitte bestimmt werden.

Die Bedingung für das Erreichen der Überströmbohrungen durch die Flamme - also den Brennbeginn im Hauptbrennraum - lautet damit:

$$z_{KM} + r_{Flamme} \geq h_{VK} \quad (6.8)$$

Die Flammenfrontfläche wird wie im Falle des ungeteilten Brennraums aus einem vorab berechneten Kennfeld ausgelesen. Im Kennfeld ist für relative Volumen zwischen 0 und 1 die Flammenfrontfläche in Abhängigkeit von der Lage der Flammenkugelmittle abgelegt. Die Lage der Mittelebene muss berücksichtigt werden, da es für die freie Oberfläche der Flammenkugel eine Rolle spielt, wann sie mit den Wänden in Kontakt tritt. Stellt man sich die Flammenkugel in der mittleren Skizze in Bild 6.5 so weit nach oben verschoben vor, dass es zwischen dem oberen Ende der Vorkammer und der Flamme zu einem Kontakt kommt, also zum Ablöschen, so würde dies eine kleinere Oberfläche ergeben.

Die Berechnung des Kennfeldes erfolgt analog zum Hauptbrennraum, nur dass anstelle der Kolbenposition die Lage der Mittelebene variiert wird. Die Berechnung der Volumina und Oberflächen erfolgt ebenfalls durch eine Aufteilung der Vorkammer in Scheiben, die jeweils von zylindrischen, kegeligen und kugelförmigen Flächen begrenzt sind. Zusätzlich zur gesamten Flammenfrontfläche werden auch die Flächen oberhalb und unterhalb der Trennebene ausgegeben.

6.6 Ausbreitung der Flammenfront im Hauptbrennraum

Einen weiteren Beitrag zur Überhöhung des Brennverlaufes zu Brennbeginn leisten die aus den Überströmbohrungen austretenden Fackelstrahlen, die im Hauptbrennraum zu einer vergrößerten Flammenfrontfläche beitragen.

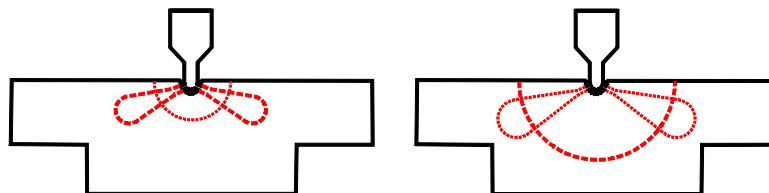


Bild 6.6: Überblenden von der Fackel-Betrachtung auf die hemisphärische Flammenfrontflächen-Betrachtung

Zu Beginn der Verbrennung dominiert eine keulenförmige Flammenfrontfläche den Verbrennungsablauf im Hauptbrennraum (Bild 6.6 links). Gegen Ende der Verbrennung werden sich die Keulenstrukturen weitgehend aufgelöst haben und die Flammenfront wird wieder

eine hemisphärische Form annehmen (Bild 6.6 rechts). Um dieser Vorstellung im Modell Rechnung zu tragen, wird folgendermaßen vorgegangen:

Während der Verbrennung werden die Extremvarianten der keulenförmigen ($A_{FF,Keulen}$) und der hemisphärischen Flammenfrontfläche ($A_{FF,hemisphärisch}$) parallel berechnet. Mittels einer Überblendfunktion wird vom Beginn der Verbrennung bis zu dem Zeitpunkt, an dem der Radius der hemisphärisch betrachteten Flammenfront die Keulenlänge l_{K0} überschreitet, von der keulenförmigen auf die hemisphärische Betrachtung gewechselt:

$$A_{FF} = \left(1 - \frac{r_F(\varphi)}{l_{K0}}\right) \cdot A_{FF,Keulen} + \left(\frac{r_F(\varphi)}{l_{K0}}\right) \cdot A_{FF,hemisphärisch} \quad (6.9)$$

Dabei entspricht die Keulenlänge l_{K0} der erwarteten Länge der Keulen, die sich auf Grund des insgesamt während der Vorkammerv Verbrennung ausströmenden Volumens ergibt. Zur Berechnung von l_{K0} wird angenommen, dass sich durch die Verbrennung die Dichte in der Vorkammer halbiert und dementsprechend in erster Näherung ein Volumen aus der Vorkammer ausströmt, das dem Vorkammervolumen entspricht. Zur Berechnung der Länge der Keulen wird auf Basis der Theorie des Freistrahls (Kolb, 1990) und von Messungen an einer optisch zugänglichen Hochdruckzelle, die am Lehrstuhl für Thermodynamik der TU München durchgeführt wurden (Heinz, 2005; Mittermayer, 2009), ein Öffnungswinkel der Keulen α von 18° angenommen (Bild 6.7).

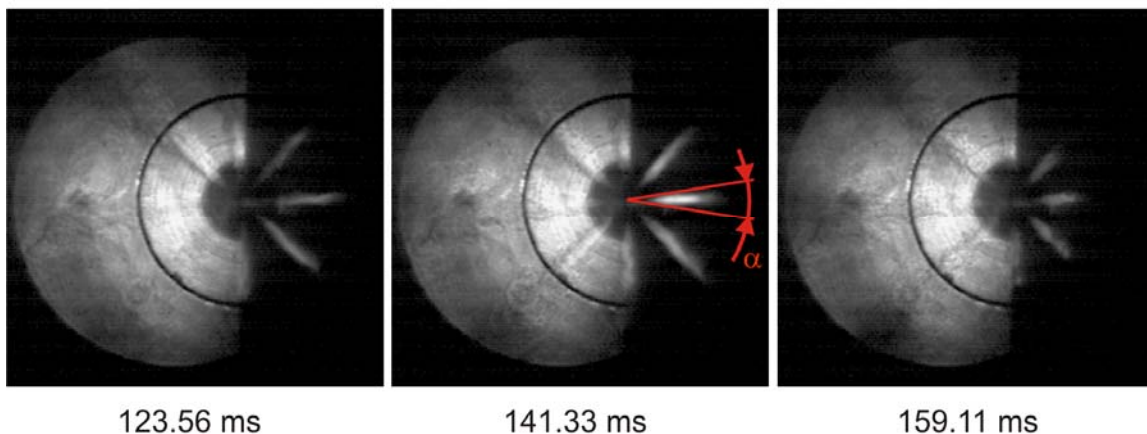


Bild 6.7: Highspeedaufnahme des Ausströmvorgangs in eine Hochdruckzelle: Die jeweils linke, beleuchtete Bildhälfte zeigt Dichteunterschiede, die abgedunkelte Seite (jeweils rechts) zeigt das Eigenleuchten der brennenden Fackelstrahlen (Heinz, 2005; Mittermayer, 2009). Im mittleren Bild ist der Öffnungswinkel α einer Keule hervorgehoben, der in etwa 18° beträgt.

Das Volumen und die Oberfläche einer Keule wird aus den geometrischen Grundkörpern Kegelstumpf und Halbkugel berechnet. Die Länge der Keule l_{K0} ergibt sich aus der Länge des Kegelstumpfes l_0 sowie dem Radius der Halbkugel R_0 und kann über den Faktor C_K angepasst werden:

$$V_{Keule} = V_{Kegelstumpf} + V_{Halbkugel} \quad (6.10)$$

$$l_{K0} = C_K \cdot (l_0 + R_0) \quad (6.11)$$

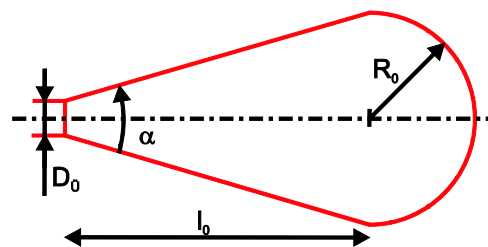


Bild 6.8: Angenommene Form des Fackelstrahls, zusammengesetzt aus Kegelstumpf und Halbkugel

6.7 Entrainment im Hauptbrennraum

Der aus der Vorkammer austretende Fackelstrahl führt neben der Vergrößerung der Flammenfrontfläche auch zu einem Entrainment-Effekt. Darunter versteht man in diesem Zusammenhang, dass der brennende Strahl unverbrannte Ladung aus dem Hauptbrennraum mitreißt. Dabei wird die Annahme getroffen, dass die mitgerissene Ladung unmittelbar verbrannt wird. Sie wird also nicht erst der Flammenzone zugeführt und dann umgesetzt (Gleichung 6.4). In Anlehnung an die Theorie des turbulenten Freistrahls wird unter Berücksichtigung der Strahlaustrittsdichte ρ_v und der Dichte des Unverbrannten ρ_{uv} der Entrainmentmassenstrom wie folgt berechnet (Kolb, 1990):

$$\dot{m}_{Entrainment} = K_E \cdot \dot{m}_{\ddot{u}} \cdot \sqrt{\frac{\rho_{uv,HBR}}{\rho_{v,HBR}}} \quad (6.12)$$

Im Wesentlichen ist somit der mitgerissene Massenstrom $\dot{m}_{Entrainment}$ vom aus der Vorkammer austretenden Massenstrom $\dot{m}_{\ddot{u}}$ abhängig. Über die Modellkonstante K_E kann zur Modellabstimmung der Einfluss des Entrainment-Effekts gewichtet werden.

6.8 NO_x-Emissionen

Bei den erstellten Modellen sind die Vorkammer und der Hauptbrennraum zweizonig angelegt und ermöglichen so die Berechnung der NO_x-Emissionen. Dazu kann auf die jeweiligen Zonen der Zeldovich-Mechanismus angewendet werden. Im Falle des Vorkammermodells wird mit den überströmenden Massenströmen auch die Spezies NO transportiert. So finden sich im Hauptbrennraum auch Stickoxide, die in der Vorkammer gebildet wurden und in den Hauptbrennraum übergeströmt sind.

In Bild 6.9 sind die Stickoxidkonzentrationen in der Vorkammer und im Hauptbrennraum aufgetragen. Während der Verbrennung in der Vorkammer entsteht auf Grund der hohen Verbrennungstemperaturen bei leicht überstöchiometrischen Bedingungen viel NO_x. Im Hauptbrennraum ist die Temperatur im Verbrannten zum Brennbeginn ebenso hoch wie in der Vorkammer, da das Verbrannte des Hauptbrennraums zunächst aus dem übergeströmten Verbrannten aus der Vorkammer besteht. Sobald jedoch die Umsetzung der sehr mageren Hauptbrennraumladung mit entsprechend niedrigen Verbrennungstemperaturen beginnt, nimmt die Temperatur in der verbrannten Zone deutlich ab. Somit entstehen im Hauptbrennraum nur sehr geringe Mengen an Stickoxiden (in Bild 6.9 unten um Faktor 10 überhöht aufgetragen).

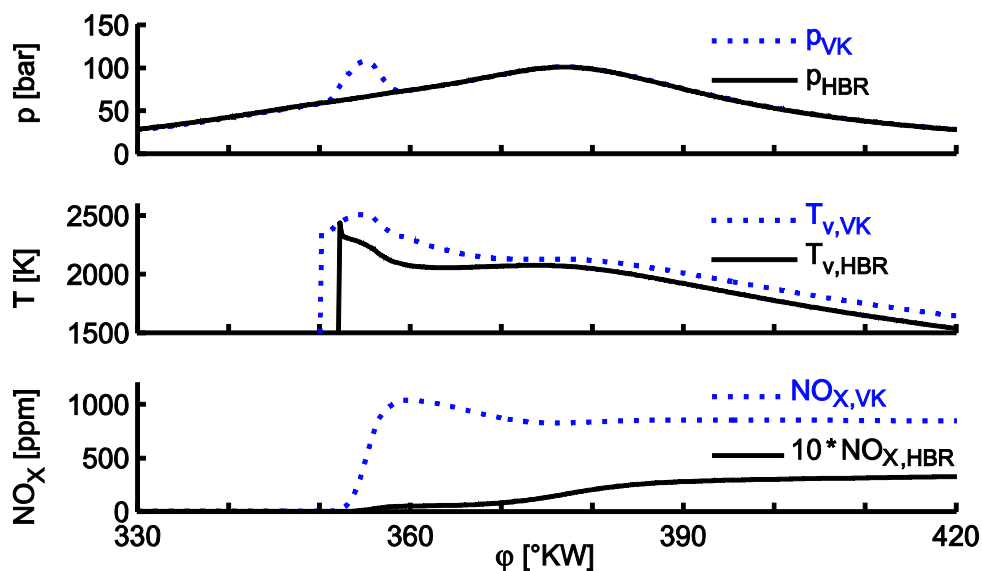


Bild 6.9: Verlauf der NO_x-Konzentration in Vorkammer und Hauptbrennraum

Allerdings stößt der Zeldovich-Mechanismus sowohl bei der Anwendung auf die extrem mageren Zonen im Hauptbrennraum wie auch bei gegebenenfalls unterstöchiometrischen Gemischen in der Vorkammer an seine Grenzen (Boulouchos, 1997; Kuhlmann, 2004; Anderson, 2006). Im Rahmen der Grenzen des Zeldovich-Mechanismus können mit den erstellten Modellen trotz der abnehmenden absoluten Genauigkeit bei extremen Verbrennungsluftverhältnissen die qualitativen Veränderungen untersucht werden. Insbesondere ermöglicht das Vorkammermodell die getrennte Betrachtung der NO-Bildung in der Vorkammer und im Hauptbrennraum. Dies kann im Bereich der Brennverfahrensentwicklung hilfreich sein, da so Aussagen getroffen werden können, welcher Anteil der Stickoxid-Emissionen aus der Vorkammer und welcher aus dem Hauptbrennraum stammt. So kann das Brennverfahren in den beiden Systemen gezielt hinsichtlich der NO_x-Emissionen optimiert werden.

6.9 Validierung des Modells für Vorkammermotoren

Das Vorkammermodell wird zunächst an Hand von Messungen validiert, die im Rahmen dieser Arbeit am Prüfstand gewonnen wurden. Um zu belegen, dass das erstellte Modell auch für größere Motoren angewendet werden kann, wird in Kapitel 6.10 auf Messungen zurückgegriffen, die von einem Industriepartner bereitgestellt wurden.

Die Abstimmung des Vorkammermodells wird wie beim ungeteilten Brennraum an einem Referenzpunkt vorgenommen (schwarze Linien in den Bild 6.11 bis Bild 6.14). Zusätzlich werden zur feineren Abstimmung noch je ein Betriebspunkt mit früherem und späterem Zündzeitpunkt herangezogen. Dann werden die Modellparameter wiederum für sämtliche weiteren Betriebspunkte konstant gehalten. Die in diesem Kapitel gezeigten Messungen wurden mit einer Brenngas gespülten Vorkammerkerze mit einem Kammervolumen von 7 cm³ ($\approx 2\%$ des Kompressionsvolumens) durchgeführt. Die Spülung der Vorkammer erfolgt gegen Ende der Einlassphase und dauert bis zu Beginn der Kompression (200 – 275°KW). Der Einfluss der einzelnen Modellparameter und eine detaillierte Anleitung zur Abstimmung des Verbrennungsmodells findet sich wiederum in (Auer, 2009). In Tabelle 6.1 sind die Parameter für das Vorkammermodell zusammengestellt.

Tabelle 6.1: Parameter des Modells für den Fall Vorkammerverbrennung

	Modell- parameter	Wert
Verbrennung Vorkammer:		
Exzentrizität Zündkerze in der Vorkammer	e_{zK} [mm]	2.0
Radius Zündkeim	r_0 [mm]	0.33
Dauer Initialisierungsphase	t_i [°KW]	3
Faktor Anfangsbrenngeschwindigkeit	K_{sT} [-]	0.2
Faktor Ende Überblendphase Brenngeschw.	$K_{\ddot{u}}$ [-]	1
Faktor Längenmaß	K_{li} [-]	0.0028
Faktor Reaktionsgeschw. in der Flammenzone	K_F [-]	10.0
Verbrennung Hauptbrennraum:		
Exzentrizität Vorkammer im HBR	e_{zK} [mm]	10.0
Faktor Entrainmenteinfluss	K_E [-]	0.7
Radius Zündkeim	r_0 [mm]	1
Faktor Anfangsbrenngeschwindigkeit	K_{sT} [-]	0.075
Faktor Ende Überblendphase Brenngeschw.	$K_{\ddot{u}}$ [-]	40
Faktor Ende Überblendphase Keulenbetrachtung	C_K [-]	1
Faktor Längenmaß	K_{li} [-]	0.0028
Faktor Reaktionsgeschw. in der Flammenzone	K_F [-]	13.0

6.9.1 Diskussion der Simulationsergebnisse

Die Ergebnisse der Simulation des Motors mit Vorkammer zeigen, dass mit dem gewählten Systemaufbau der Vorkammerpeak im Brennverlauf wiedergegeben wird. Anhand der Diagramme in Bild 6.10 und Bild 6.11 werden nun die vier Faktoren diskutiert, die zu diesem Vorkammerpeak führen.

Dies ist zunächst die intensive Verbrennung in der Vorkammer, die an einem steilen Druckanstieg in der Vorkammer zu erkennen ist (blaue Kurve im Diagramm ganz oben). Das Verbrennungsluftverhältnis in der Vorkammer liegt zum Zündzeitpunkt bei 1.1 (Bild 6.3). Die entsprechend hohe Brenngeschwindigkeit führt zu einer schnellen Verbrennung, die nach knapp 10°KW abgeschlossen ist.

Der Druckunterschied zwischen Vorkammer und Hauptbrennraum führt dazu, dass während der Kompression Gemisch aus dem Hauptbrennraum in die Vorkammer strömt (Bild 6.10). In Folge des Druckanstiegs in der Vorkammer durch die kurze aber intensive Vorkammervverbrennung bilden sich Fackelstrahlen aus, die den Hauptbrennraum entflammen.

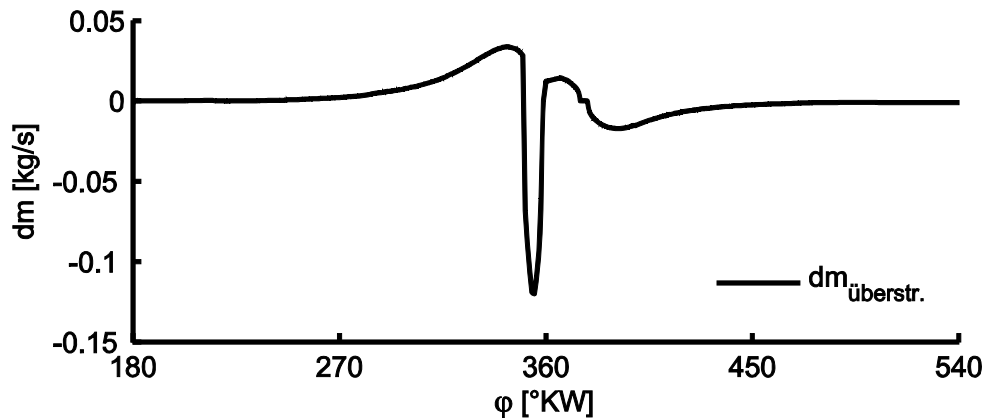


Bild 6.10: Massenstrom zwischen Vorkammer und Hauptbrennraum

Diese aus der Vorkammer austretenden Fackelstrahlen führen dazu, dass unverbrannte Ladung mitgerissen wird. Die mitgerissene Ladung ($dm_{\text{Entrainment}}$, blaue Kurve im Diagramm ganz unten) wird unmittelbar umgesetzt und tritt ohne in die Flammenzone einzutreten in das Verbrannte über. Der Entrainment-Effekt erhöht somit während des Ausströmens die Umsetzungsrate.

Da die Oberfläche der sechs Keulen (Diagramm A_{FF} , blau gepunktet) deutlich größer ist als die einer Halbkugel gleichen Inhalts (Diagramm A_{FF} , schwarz gepunktet), ist die Flammenfront deutlich vergrößert. Zum Brennbeginn im Hauptbrennraum wird mit der großen Oberfläche der keulenförmigen Flammenstruktur gerechnet. Mit zunehmendem Flammenradius wird auf die hemisphärische Betrachtungsweise übergeblendet. Die Überblendphase ist beendet, wenn die Keulenlänge l_{K0} erreicht ist, die im mittleren Diagramm rot angedeutet ist und hier 35 mm beträgt (Gleichung 6.11). Ab diesem Zeitpunkt wird von einer rein hemisphärischen Flammenfront ausgegangen.

Die Fackelstrahlen aus der Vorkammer tragen mit ihrer kinetischen Energie dazu bei, dass während der Überströmphase die Turbulenz im Hauptbrennraum zunimmt. Dies ist im Verlauf der turbulenten kinetischen Energie (Diagramm TKE) zu erkennen.

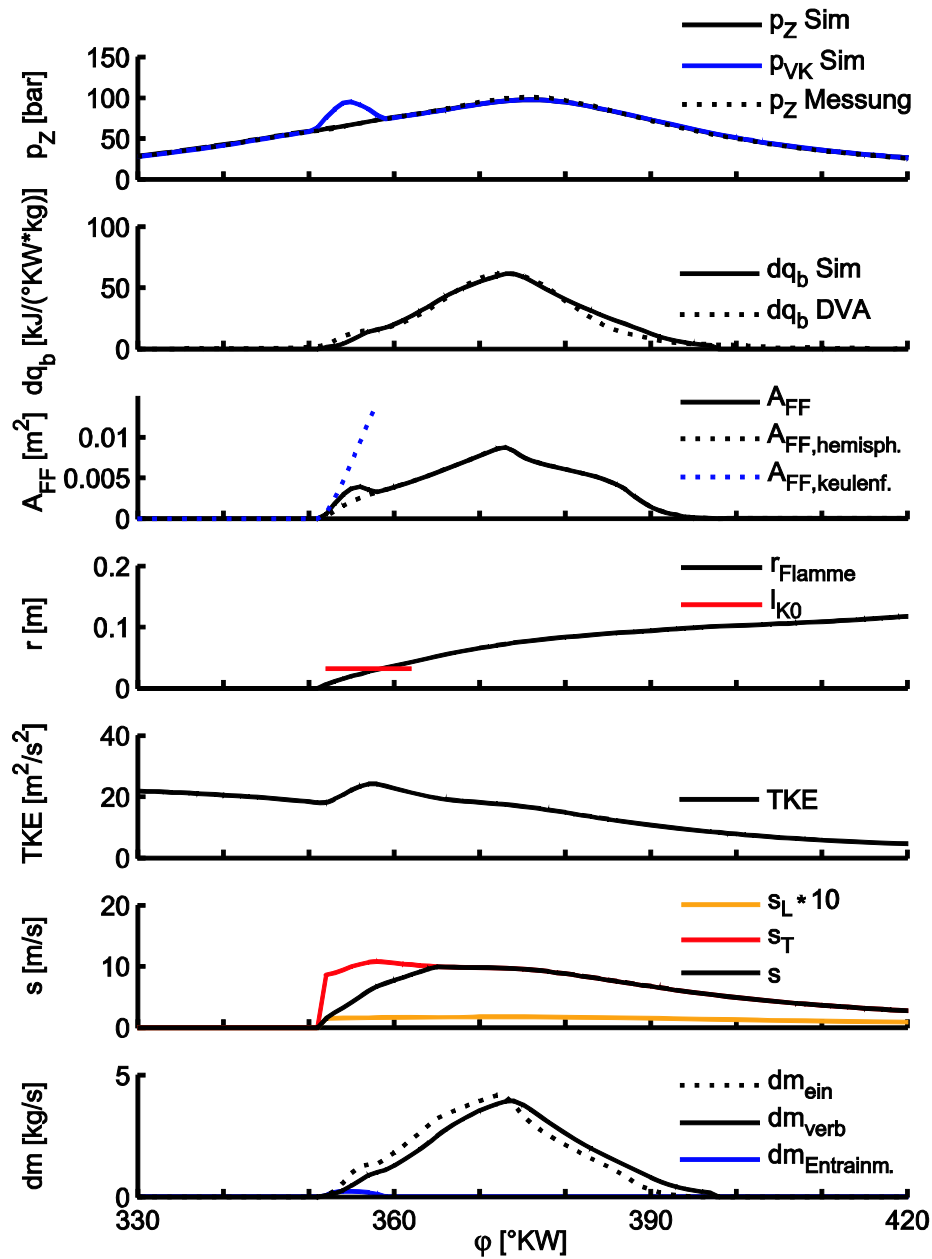


Bild 6.11: Zusammenstellung der wichtigsten Größen aus dem Verbrennungsmodell am Beispiel des Referenzpunktes

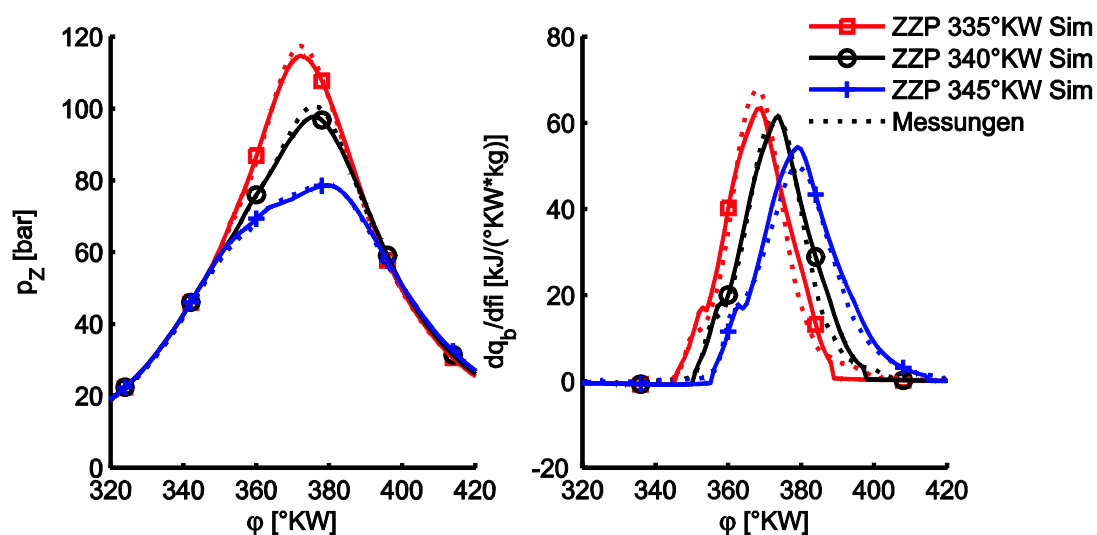
Der Vergleich der Umsatzpunkte und der Brenndauer (Tabelle 6.2) zeigt, dass die Ergebnisse aus der Messung bzw. Druckverlaufsanalyse gut mit den simulierten Werten aus dem Verbrennungsmodell übereinstimmen.

Tabelle 6.2: Messungs-Rechnungsvergleich für den Referenzpunkt

		DVA	APR	Abweichung
ZZP	[°KW]	340	340	0.0 %
λ	[-]	1.95	1.97	2.0 %
p_{mi}	[bar]	15.12	15.4	1.9 %
p_{max}	[bar]	100.3	97.7	2.6 %
X_{10}	[°KW]	360.5	362.6	2.1 °KW
X_{50}	[°KW]	372.8	374.2	1.4 °KW
X_{90}	[°KW]	385.0	386.3	1.3 °KW
BD ₁₀₋₉₀	[°KW]	24.5	23.7	3.2 %

6.9.2 Variation des Zündzeitpunktes

Wie beim ungeteilten Brennraum erfolgte die Zündzeitpunktvariation bei konstantem Ladedruck und Verbrennungsluftverhältnis. Deutlich zu erkennen ist in den gemessenen und gerechneten Betriebspunkten die für Vorkammermotoren charakteristische Überhöhung des Brennverlaufes zu Brennbeginn (Bild 6.12). Da das Verbrennungsluftverhältnis in der Vorkammer mit späterem Zündzeitpunkt höher würde, wurde diesem Effekt über einen höheren Spülgasdruck und damit über eine größere Spülgasmenge gegengesteuert (siehe Kapitel 3.2.2).

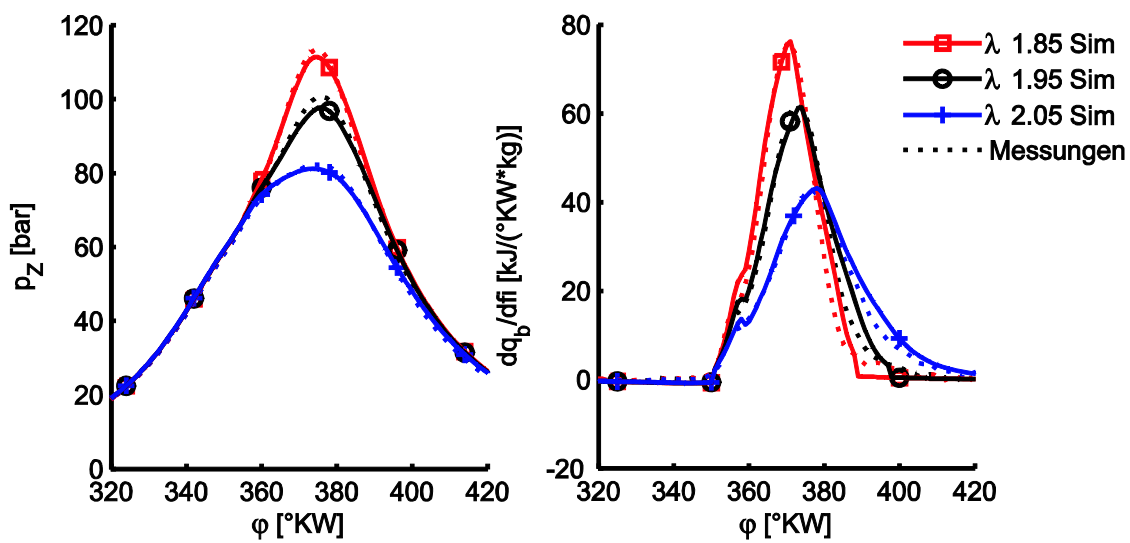


ZZP [°KW]	λ [-]	$\lambda_{VK,ZZP}$ [-]	p_{mi} [bar]	p_L [bar]	n [min ⁻¹]
335	1.95	0.93	15.5	2.47	1500
340	1.95	0.94	15.2	2.47	1500
345	1.95	0.88	14.2	2.47	1500

Bild 6.12: Messungs-Rechnungsvergleich: Variation des ZZP

6.9.3 Variation des Verbrennungsluftverhältnisses

Bei der Variation des Verbrennungsluftverhältnisses im Hauptbrennraum wurde neben den globalen Größen Ladedruck und Zündzeitpunkt auch das Verbrennungsluftverhältnis in der Vorkammer weitgehend konstant gehalten. Bei dem fetteren Betriebspunkt wurde die Vorkammer durch eine Reduzierung der Spülgasmenge weniger stark angefettet, so dass der geringere Verdünnungseffekt der über die Überströmbohrungen in die Vorkammer einströmenden Hauptbrennraumladung ausgeglichen wird. Für den in Richtung mager verschobenen Betriebspunkt wurde die Vorkammer entsprechend stärker angefettet.

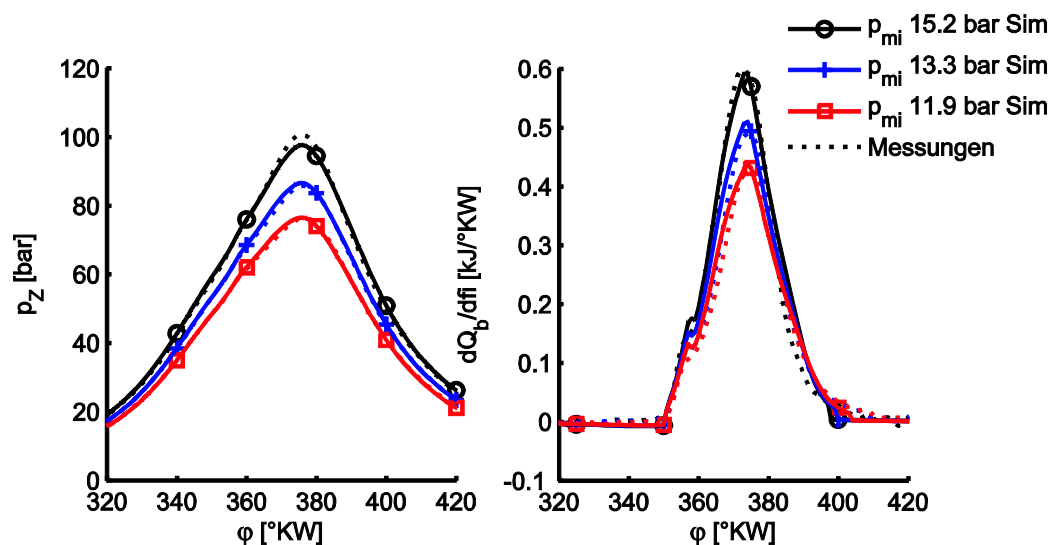


ZZP [°KW]	λ [-]	$\lambda_{VK,ZZP}$ [-]	p_{mi} [bar]	p_L [bar]	n [min ⁻¹]
340	1.85	0.95	16.1	2.47	1500
340	1.95	0.94	15.2	2.47	1500
340	2.05	0.97	13.2	2.47	1500

Bild 6.13: Messungs-Rechnungsvergleich: Variation des Verbrennungsluftverhältnisses im Hauptbrennraum

6.9.4 Variation der Last

Die Last wurde über den Ladedruck bei konstantem Verbrennungsluftverhältnis im Hauptbrennraum und in der Vorkammer eingestellt. Auf Grund des mit dem Ladedruck steigenden Druckniveaus im Zylinder wurde der Spülgasdruck der Vorkammer so erhöht, dass das Verbrennungsluftverhältnis in der Vorkammer zum Zündzeitpunkt weitgehend unverändert blieb. Der Zündzeitpunkt liegt bei 340°KW und die Drehzahl bei 1500 min^{-1} .



ZZP [$^\circ\text{KW}$]	λ [-]	$\lambda_{\text{VK,ZZP}}$ [-]	p_{mi} [bar]	p_{L} [bar]	n [min^{-1}]
340	1.95	0.94	15.2	2.47	1500
340	1.95	0.98	13.3	2.27	1500
340	1.95	0.88	11.9	2.07	1500

Bild 6.14: Messungs-Rechnungsvergleich: Variation des Ladedrucks bei konstantem Verbrennungsluftverhältnis

6.10 Validierung mit Daten eines Industriepartners

Zusätzlich zu den Validierungen auf Basis der am eigenen Prüfstand ermittelten Daten wurde das Modell anhand von Messwerten, die von einem Industriepartner zur Verfügung gestellt wurden, validiert. An diesem Motor wurde neben dem Hauptbrennraum-Druckverlauf auch der Vorkammer-Druckverlauf gemessen. Damit können mit Hilfe dieser Messdaten nun auch die Vorgänge innerhalb der Vorkammer validiert werden. Dazu sind im Folgenden die gemessenen und berechneten Vorkammerdruckverläufe gegenübergestellt. Die Messwerte umfassen eine Zündzeitpunktvariation und je eine Variation des Verbrennungsluftverhältnisses in Vorkammer und Hauptbrennraum. Es handelt sich um einen mittelschnelllaufenden

den Vorkammernmotor mit sechs Zylindern und ca. 38 l Zylindervolumen, der bei Vollast betrieben wird. Das Volumen der Vorkammer beträgt 180 cm³ (2.3 % des Kompressionsvolumens).

Zunächst wurden mit Hilfe der Druckverlaufsanalyse aus den zur Verfügung gestellten Hauptbrennraum-Druckverläufen die Brennverläufe berechnet.

Das Modell wurde an einem Betriebspunkt abgestimmt, dann wurde die Zündzeitpunktvariation ($\pm 4^\circ\text{KW}$) nachgerechnet und daraufhin die Modellparameter nachjustiert. So konnten ohne weitere Anpassungen alle zur Verfügung gestellten Betriebspunkte gut nachgerechnet werden. Auf eine Feinabstimmung des Modells wurde verzichtet, da ohnehin einige für die Prozessrechnung wichtige Eingabegrößen wie Strömungsbeiwerte, Abgasgedruck und Turbulenzniveau geschätzt werden mussten.

Für die hier gezeigten Messungen wurde der Motor bei Verbrennungsluftverhältnissen von über 2.1 und Ladedrücken von über 3 bar mit Erdgas betrieben. Dabei traten Spitzendrücke von über 130 bar auf. Weitere Angaben zu den Motor- und Betriebsdaten können aus Gründen der Vertraulichkeit nicht gemacht werden.

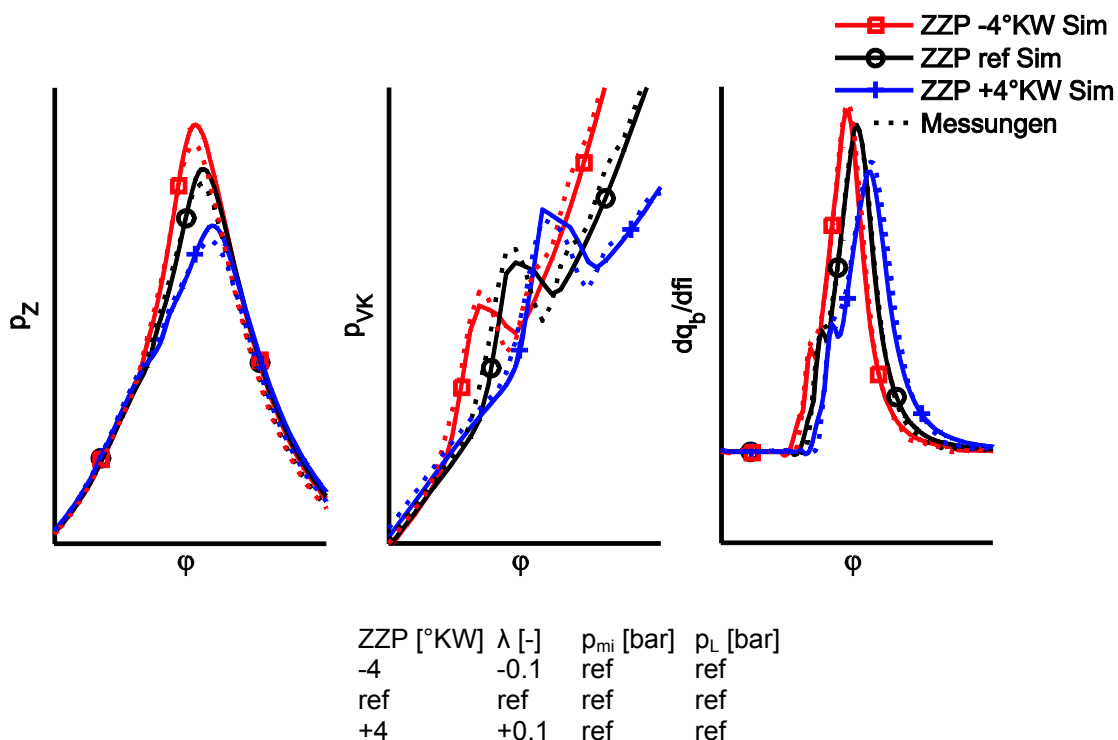


Bild 6.15: Messungs-Rechnungsvergleich an Hand von Daten eines Industriepartners: Variation des Zündzeitpunktes

Die Zündzeitpunktvariation erfolgte bei konstanter Last. Dazu wurde bei konstantem Ladedruck das Verbrennungsluftverhältnis angepasst. Die gemessenen Druckverläufe in der Vorkammer werden bei allen drei Variationen von der Simulation gut wiedergegeben. Die für die Verbrennung in der Vorkammer getroffenen Annahmen hinsichtlich Turbulenz und Flammenausbreitung sind offensichtlich geeignet, die in der Realität ablaufenden Vorgänge abzubilden.

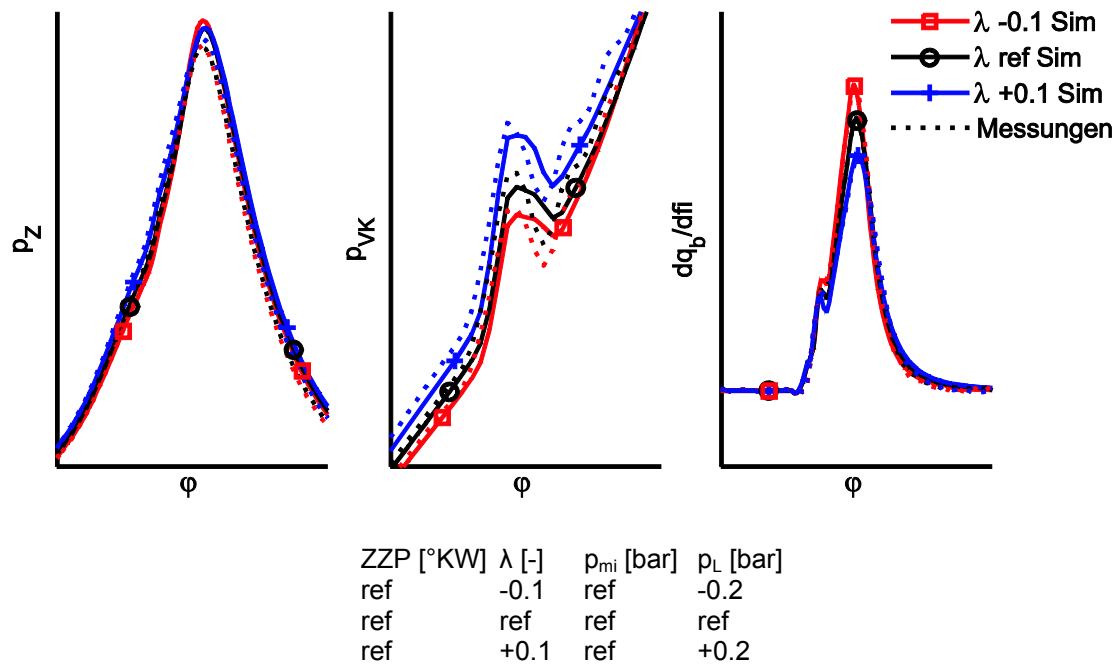


Bild 6.16: Messungs-Rechnungsvergleich an Hand von Daten eines Industriepartners: Variation des Verbrennungsluftverhältnisses im Hauptbrennraum

Die Messungen für die Variation des Verbrennungsluftverhältnisses erfolgten wiederum bei konstanter Last. Der veränderte Gemischheizwert wurde über den Ladedruck kompensiert. Auch hier stimmen Messung und Rechnung wieder gut überein. Die Vorkammerdruckverläufe werden ebenfalls gut wiedergegeben.

Die Messungen bei der Variation des Verbrennungsluftverhältnisses in der Vorkammer zeigen, dass die Druckentwicklung in der Vorkammer bei dem fettesten Punkt am schwächsten ausgeprägt ist und mit steigendem Verbrennungsluftverhältnis intensiver wird. Dies liegt daran, dass die Vorkammer bei dieser Messreihe so fett betrieben wird, dass sich ein Anfetten negativ auf die Brenngeschwindigkeiten und die Entflammungsbedingungen auswirkt.

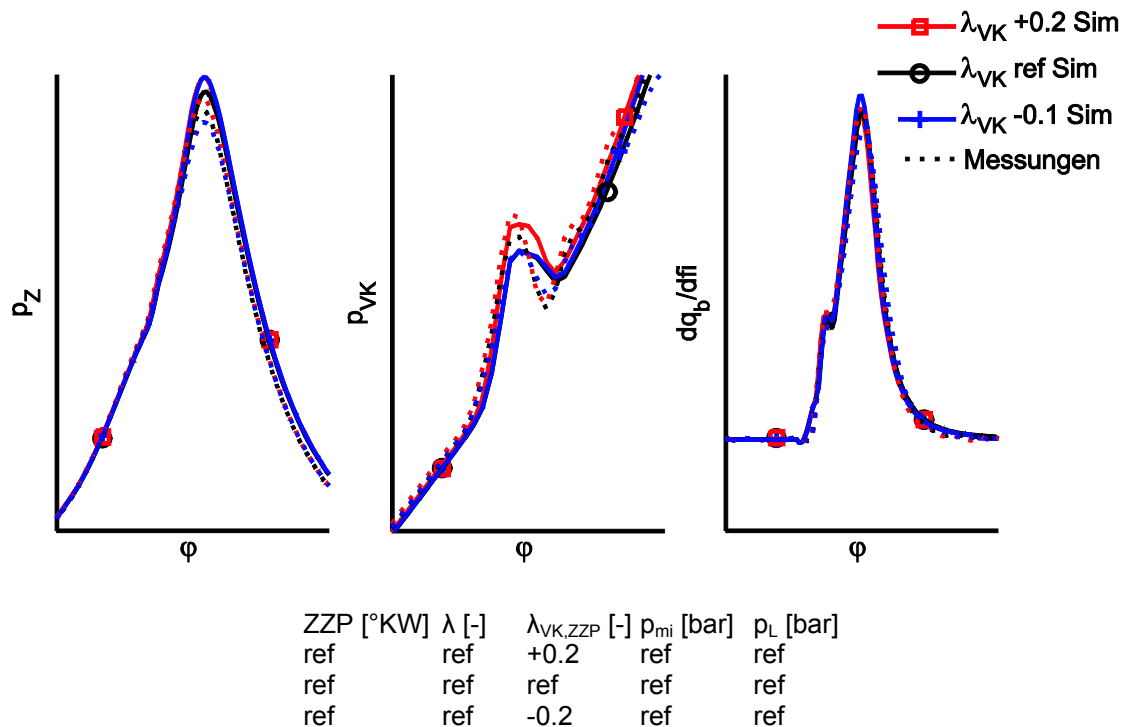


Bild 6.17: Messungs-Rechnungsvergleich an Hand von Daten eines Industriepartners: Variation des Verbrennungsluftverhältnisses in der Vorkammer

6.11 Rechenzeit

Die programmtechnische Umsetzung der Verbrennungsmodelle erfolgte zunächst in der lehrstuhleigenen Prozessrechnung cDyn. Zudem wurden sie in das Zylindermodul der FVV eingebunden. Somit stehen die Modelle einem großen Benutzerkreis zur Verfügung. Da beide Prozessrechnungen auf den gleichen Grundlagen basieren und ähnlich aufgebaut sind, sind auch die Rechenzeiten vergleichbar. Sie betragen bei dem komplexen Modell mit Vorkammer, das die Differenzialgleichungen in zwei zweizonigen thermodynamischen Systemen löst und in beiden Systemen die quasidimensionale Flammenfront und die Flammenzone berücksichtigt, lediglich 0.8 s je Arbeitsspiel (PC mit 2 GHz). Bis das System eingeschwungen ist, reicht es aus, drei bis fünf Zyklen zu rechnen.

7 Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wurden zwei phänomenologische Verbrennungsmodelle für Magerkonzept-Gasmotoren erstellt. Ein Modell beschreibt die Verbrennung mit ungeteiltem Brennraum und ein zweites die Verbrennung nach dem Brennverfahren mit gespülter Vorkammer. In beiden Fällen wird die Brenngeschwindigkeit und die Flammenausbreitung modelliert und eine Flammenzone betrachtet.

In beiden Modellen wird die laminare Brenngeschwindigkeit von Methan nach einem Polynomansatz berechnet, der Druck, Temperatur, Verbrennungsluftverhältnis und Restgasgehalt berücksichtigt. Die Brenngeschwindigkeiten der anderen Gasmischungen werden auf Basis von Messungen über einen empirischen Skalierungsfaktor auf die Brenngeschwindigkeit von Erdgas bezogen. Mit dieser Methode können Benutzer des Modells auch nicht explizit im Rahmen dieses Projektes untersuchte Gasmischungen auf einfache Weise simulieren. Die Validierung des Untermodells zur Bestimmung der laminaren Brenngeschwindigkeiten erfolgte mittels reaktionskinetischer Rechnungen mit Chemkin und mit Hilfe von am Prüfstand ermittelten Druck- und Brennverläufen, die entsprechenden Simulationsergebnissen gegenübergestellt wurden.

Die für die Ausbreitung der Flamme relevante turbulente Brenngeschwindigkeit wird aus der laminaren Brenngeschwindigkeit und Turbulenzgrößen berechnet. Die turbulente kinetische Energie wird mit Hilfe eines Turbulenzmodells ermittelt, das die Turbulenzproduktion durch Ansaugen, Verdichten und Quetschströmungen sowie die Dissipation der turbulenten kinetischen Energie über der Zeit beschreibt. Für die Brennraumkonfiguration mit Vorkammer wurde das Turbulenzmodell um einen Term erweitert, der die Turbulenzproduktion in Folge von Überströmvorgängen beschreibt. Zur Abstimmung des Turbulenzmodells wurden CFD-Ladungswechselrechnungen durchgeführt und der Einfluss der Turbulenz auf den Ablauf der Verbrennung mit Hilfe eines Schirmventils am Motorprüfstand untersucht.

Die Flammenfrontfläche wird beim Modell für den ungeteilten Brennraum unter der Annahme einer sich hemisphärisch ausbreitenden Flammenfront berechnet.

Das Modell für das Vorkammerverfahren betrachtet je eine Verbrennung in Vorkammer und Hauptbrennraum. In beiden Systemen wird eine Flammenfrontfläche berechnet. In der Vorkammer wird dabei wie im Fall des ungeteilten Brennraums von einer kugelförmigen Flammenfrontfläche ausgegangen. Im Hauptbrennraum wird berücksichtigt, dass die aus der Vorkammer austretenden Fackelstrahlen zu einer Vergrößerung der Flammenfrontfläche beitragen.

Die Validierung der Modelle erfolgte zum einen an Hand von Messungen, die an einem Einzylinder-Versuchsmotor durchgeführt wurden. Zum Einsatz kam ein MTU-Motor der Baureihe 396 mit knapp 4 l Zylindervolumen. Es wurden neben den Betriebsparametern Zündzeitpunkt, Verbrennungsluftverhältnis, Ladedruck, Ladelufttemperatur, Drehzahl, Aufladewirkungsgrad und Brenngaszusammensetzung auch die Motorparameter Verdichtungsverhältnis und Drall intensiv untersucht. Zum anderen wurden von einem Industriepartner Messdaten zur Verfügung gestellt, die an einem Vollmotor mit 38 l Zylindervolumen erfasst wurden.

Die Modelle wurden sowohl in die lehrstuhleigene Prozessrechnung cDyn als auch in das Zylindermodul der FVV eingebunden. Somit stehen die fertigen Programme wie auch der Quellcode einem großen Benutzerkreis zur Verfügung. Die erstellten Verbrennungsmodelle gliedern sich in die modularen Strukturen der cDyn und des FVV-Zylindermoduls ein und sind somit leicht erweiterbar. Dies gilt sowohl für den Aufbau von Vollmotormodellen mit Aufladung, Ladeluftkühlung und Abgasrückführung als auch für die Erweiterung der Modelle selbst. So wurde darauf geachtet, dass die Struktur der Modelle eine Erweiterung hinsichtlich anderer Brennverfahren erlaubt. Insbesondere gilt dies für das Dieselmündstrahlverfahren, das unter anderem die Berücksichtigung eines zweiten Kraftstoffes erfordert, und das Miller-Atkinson-Verfahren mit extremen Steuerzeiten und damit neuen Anforderungen an das Turbulenzmodell, mit deren Modellierung im Rahmen von FVV-Projekten bereits begonnen wurde.

Für Anwender aus der Industrie stehen mit diesen phänomenologischen Modellen Werkzeuge zur Verfügung, die viele physikalische und chemische Vorgänge abbilden, einen weiten Gültigkeitsbereich besitzen und dennoch nur kurze Einarbeitungs- und Rechenzeiten erfordern.

Literaturverzeichnis

Anderson, M., Johansson, B., Hultqvist, A.:

A Predictive Real Time NO_x Model for Conventional and Partially Premixed Diesel Combustion. SAE-Paper 2006-01-3329. 2006.

Athenstaedt, G.:

Entwicklung stationärer Gasmotoren seit dem Inkrafttreten der TA-Luft. MTZ Motortechnische Zeitschrift 54 (1993) 11.

Auer, M.:

Kapitel 11 bis 16 in: Grill, M., Auer, M., FVV-Zylindermodul. Tutorial und Referenzhandbuch. Frankfurt am Main: Forschungsvereinigung Verbrennungskraftmaschinen. 2009.

Bargende, M.:

Ein Gleichungsansatz zur Berechnung der instationären Wandwärmeverluste im Hochdruckteil von Ottomotoren. Darmstadt, Technische Hochschule, Dissertation. 1991.

Barthelmä, L.:

Messung der örtlichen Luftbewegung im Brennraum eines Dieselmotors im Kurbelwinkelbereich der Kraftstoffeinspritzung und Verbrennung, Abschlussbericht zu Vorhaben Nr. 244. Frankfurt am Main: Forschungsvereinigung Verbrennungskraftmaschinen. 1977.

Beran, R., Baufeld, T., Philipp, H., Kim, J. T., Kim, J. S.:

Entwicklung des H17/24G - Dem ersten koreanischen Gasmotor.
in: 11. Tagung Der Arbeitsprozess des Verbrennungsmotors. Graz. 2007.

Blizard, N. C., Keck, J. C.:

Experimental and Theoretical Investigation of Turbulent Burning Model for Internal Combustion Engines. SAE Paper 740191. 1974.

BMU, Bundesministerium für Umwelt, Naturschutz und Reaktorsicherheit:

Technische Anleitung zur Reinhaltung der Luft. Köln: Carl Heymanns. 2002.

Bonnevie-Svendsen, A., Boulouchos, K., Lämmle, Ch., Vlakos, I.:

Double-Vibe-Model for heat release in lean burn gas engines with prechamber ignition.
in: 6. Dessauer Gasmotoren-Konferenz. Dessau-Roßlau. 2009.

Boulouchos, K., Papadopoulos, S.:

Zur Modellbildung des motorischen Verbrennungsablaufes.
MTZ Motortechnische Zeitschrift 45 (1984) 1.

Boulouchos, K., Zbiorczyk, A., Inhelder, J., Frouzakis, Ch.:

Optimale Auslegung umweltfreundlicher Gasmotoren mit Hilfe von Simulationswerkzeugen.
MTZ Motortechnische Zeitschrift 58 (1997) 9.

Ceviz, M. A., Kaymaz, I.:

Temperature and air-fuel dependent specific heat ratio functions for lean burned and unburned mixture. Energy Conversion and Management 46. 2005.

Chmela, F., Dimitrov, D.:

Simulation der Verbrennung bei Vorkammer-Großgasmotoren.
in: 11. Tagung Der Arbeitsprozess des Verbrennungsmotors. Graz. 2007.

Chmela, F., Dimitrov, D., Pirker, G., Wimmer, A.:

Konsistente Methodik zur Vorausrechnung der Verbrennung in Kolbenkraftmaschinen.
MTZ Motortechnische Zeitschrift 67 (2006) 6.

Christoph, K., Cartellieri, W., Pfeiffer, U.:

Die Bewertung der Klopfestigkeit von Kraftgasen mittels der Methanzahl und deren praktische Anwendung bei Gasmotoren. MTZ Motortechnische Zeitschrift 33 (1972) 10.

Dobski, T., Wawrzyniak, J., Jancy, B.:

Combustion of Low Calorific Natural gases in Gas Engines
in Pipeline Gas Transportation Systems.
in: 5. Dessauer Gasmotoren-Konferenz. Dessau. 2007.

Dietrich, W. R.:

Die Gemischbildung bei Gas- und Dieselmotoren sowie ihr Einfluss auf die Schadstoffemissionen - Rückblick und Ausblick. MTZ Motortechnische Zeitschrift 60 (1999) 1.

Franzke, D. E.:

Beitrag zur Ermittlung eines Klopfkriteriums der ottomotorischen Verbrennung und zur Vorausberechnung der Klopfgrenze. München, Technische Universität, Dissertation. 1981.

Frenklach, M., Bowman, T., Smith, G., Gardiner, B.:

GRI-Mech. entnommen am 18.06.2009, http://www.me.berkeley.edu/gri_mech/. 2009.

Grill, M.:

Objektorientierte Prozessrechnung von Verbrennungsmotoren.

Stuttgart, Universität, Dissertation. 2006a.

Grill, M., Bargende, M.:

Quasi-Dimensional Modeling of Spark Ignition Engine Combustion with Variable Valve Train. SAE Paper 2006-01-1107. 2006b.

Gülder, Ö. L.:

Turbulent Premixed Combustion Modelling using Fractal Geometry.

in: 23. Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute. 1990.

Hanenkamp, A., Terbeck, S., Köbler, St.:

32/40 PGI - Neuer Otto-Gasmotor ohne Zündkerzen.

MTZ Motortechnische Zeitschrift 67 (2006) 12.

Haslacher, R., Skalla, Ch., Jauk, Th., Eichlseder, H.:

Einsatz optischer Messmethoden bei der Entwicklung von Brennverfahren für Wasserstoff-Erdgas-Gemische. in: 6. Dessauer Gasmotorenkonferenz. Dessau-Roßlau. 2009.

Heider, G.:

Rechenmodell zur Vorausberechnung der NO-Emission von Dieselmotoren.

München, Technische Universität, Dissertation. 1996.

Heinz, C. Mittermayer, F., Sattelmayer, T.:

Investigation of a Novel Pre-Chamber-Concept for Lean Premixed Combustion in Large Bore Gas Motors. Projektplakat. Technische Universität München. 2005.

Herdin, G.:

Emissionsproblematik bei Biogasmotoren.

in: 11. Tagung Der Arbeitsprozess des Verbrennungsmotors. Graz. 2007.

Heywood, J. B.:

Fluid Motion Within the Cylinder of Internal Combustion Engines - The 1986 Freeman Scholar Lecture. Journal of Fluids Engineering Vol. 109 / 3. 1987.

Heywood, J. B.:

Internal Combustion Engine Fundamentals. New York: McGraw-Hill. 1988.

Hiroyasu, H., Kodata, T.:

Fuel Droplet Size Distribution in Diesel Combustion Chamber. SAE Paper 740715. 1974.

Huiming, Z., Defu, Z., Qingping, Z.:

Investigation on the Combustion Characteristics of the Compression Ignition Divided Chamber Combustion System of the Natural Gas Engine. in: CIMAC Congress. Wien. 2007.

Jobst, J., Chmela, F., Wimmer, A.:

Simulation von Zündverzögerung, Brennrate und NO_x-Bildung für direktgezündete Gasmotoren. in: 1. Tagung Motorprozesssimulation und Aufladung. Berlin. 2005.

John, A., Kaminski, H., Kuhlbusch, T.:

Entwicklung und Erprobung eines zweistufigen Impaktors zur Messung alveolengängiger Quarzfeinstaubemissionen und Durchführung von Validierungsmessungen.

Duisburg, IUTA e.V., Bericht. 2004.

Kettner, M.:

Experimentelle und numerische Untersuchungen zur Optimierung der Entflammung von mageren Gemischen bei Ottomotoren mit Direkteinspritzung.

Karlsruhe, Universität, Dissertation. 2006.

Klimstra, J.:

The road to obtain the ultimate performance of gas engines - opportunities and challenges.

in: 5. Dessauer Gasmotoren-Konferenz. Dessau. 2007.

Koch, T.:

Numerischer Beitrag zur Charakterisierung und Vorausberechnung der Gemischbildung und Verbrennung in einem direkteinspritzenden, strahlgeführten Ottomotor.

Zürich, Eidgenössische Technische Hochschule, Dissertation. 2002.

Kogler, G., Wimmer, A.:

Potential of HCCI for large natural gas fueled engines. in: CIMAC Congress. Wien. 2007.

Kolb, T.:

Experimentelle und theoretische Untersuchung zur Minderung der NO_x-Emission technischer Feuerungen durch gestufte Verbrennungsführung.

Karlsruhe, Technische Hochschule, Dissertation. 1990.

Kozuch, P.:

Ein phänomenologisches Modell zur kombinierten Stickoxid- und Rußberechnung bei direkteinspritzenden Dieselmotoren. Stuttgart, Universität, Dissertation. 2004.

Kuhlmann, R. M. V., Sodr , J. R.:

Improvement of a Model for Calculation of Oxides of Nitrogen Emissions from Spark Ignition Engines. SAE-Paper 2004-01-3001. 2004.

L mmlle, Ch.:

Numerical and Experimental Study of Flame Propagation and Knock in a Compressed Natural Gas Engine. Zürich, Eidgenössische Technische Hochschule, Dissertation. 2005.

Liao, S. Y., Jiang, D. M., Cheng, Q.:

Determination of laminar burning velocities for natural gas. Fuel 83 (2004). Elsevier. Science Direct. 2004.

Magnussen, B. F., Hjertager, B. H.:

On Mathematical Modeling of Turbulent Combustion with special emphasis on Soot formation and Combustion. in: 16. Symposium (International) on Combustion. The Combustion Institute. Pittsburgh. 1976.

Merker, G., Schwarz, Ch.:

Technische Verbrennung - Simulation verbrennungsmotorischer Prozesse. Stuttgart: Teubner. 2001.

Mittermayer, F., Heinz, C., Sattelmayer, T., Hanenkamp, A., Wilke, I.:

Periodisch beladbare Hochdruckzelle zur Untersuchung der Verbrennung in vorkammergez ndeten Großgasmotoren. in: Berichte zur Energie- und Verfahrenstechnik, 9. Tagung Motorische Verbrennung, Heft 9.1. München. 2009.

Noske, G.:

Ein quasidimensionales Modell zur Beschreibung des ottomotorischen Verbrennungsablaufes. Düsseldorf: VDI Verlag. 1988.

Pischinger, R., Klell, M., Sams, T.:

Thermodynamik der Verbrennungskraftmaschine, 2. Auflage. Wien: Springer. 2002.

Pischinger, R., Kra nig, G., Taucar, G., Sams, T.:

Thermodynamik der Verbrennungskraftmaschine, 1. Auflage. Wien: Springer. 1989.

Prager, M.:

Analytische Betrachtung und Modellierung des Betriebsverhaltens eines Gasmotors mit neuem Gasz ndstrahlverfahren für hohe Leistungsdichten. München, Technische Universität, Dissertation. 2010.

Schiffgens, H.-J., Brandt, D., Dier, L., Rieck, K., Glauber, R.:

Die Entwicklung des neuen MAN B&W Diesel-Gas-Motors 32/40 DG.
MTZ Motortechnische Zeitschrift 58 (1997) 10.

Schlick, H., Chmela, F., Pirker, G., Wimmer, A.:

Weiterentwicklung eines nulldimensionalen Brennratenmodells für direktgezündete Gasmotoren auf Basis der Computertomographie. in: IX. Tagung Motorische Verbrennung - Aktuelle Probleme und moderne Lösungsansätze. Haus der Technik. München. 2009.

Schneßl, E., Kogler, G., Strasser, Ch., Winter, H.:

Potenzial verschiedener Brennverfahren für den Einsatz in Großgasmotoren.
in: 3. Dessauer Gasmotorenkonferenz. Dessau. 2003.

Schollmeyer, H.-J., Wackertrapp, H.:

Einsatz von Erdgasen unterschiedlicher Beschaffenheit in Stationär- und Fahrzeugmotoren.
gwf - Gas/Erdgas 137 (1996) 2.

Sixel, E., Hassel, E., Mooser, D.:

CFD-Berechnung von Strömung und Vorkammer in der Vorkammer eines Otto-Gasmotors.
in: 3. Dessauer Gasmotoren-Konferenz. Dessau. 2003.

Stiesch, G.: Modeling Engine Spray and Combustion. Berlin: Springer. 2003.

Tabaczynski, R. J., Ferguson, C. R.:

A Turbulent Entrainment Model for Spark-Ignition Engine Combustion.
SAE Paper 770647. 1977.

Tippelmann, G.:

A New Method of Investigation of Swirl Ports. SAE Paper 770404. 1977.

Turns, S. R.:

An Introduction to Combustion - Concepts and Applications, 2nd edition.
Boston: McGraw-Hill. 2000.

Wachtmeister, G.:

Skriptum zur Vorlesung Verbrennungsmotoren. Technische Universität München. 2006.

Wiese, W., Adomeit, Ph., Ewald, J.:

Strömungsentwicklung zur Darstellung robuster Otto-Brennverfahren.
in: 11. Tagung Der Arbeitsprozess des Verbrennungsmotors. Graz. 2007.

Witt, M., Griebel, P.:

Numerische Untersuchung von laminaren Methan-Luft-Vormischflammen.
Villingen (CH), Paul Scherer Institut, interner Bericht. 2000.

Woschni, G.:

Die Berechnung der Wandverluste und der thermischen Belastung der Bauteile von Dieselmotoren. MTZ Motortechnische Zeitschrift 31 (1970) 12.

Woschni, G., Anisits, F.:

Eine Methode zur Vorausberechnung der Änderung des Brennverlaufs mittelschnelllaufender Dieselmotoren bei geänderten Betriebsbedingungen.
MTZ Motortechnische Zeitschrift 34 (1973) 4.

Zacharias, F.:

Gasmotoren. Würzburg: Vogel. 2001.

Zeilinger, K., Zitzler, G.:

Vorausberechnung der Brennverläufe von Gasmotoren.
MTZ Motortechnische Zeitschrift 12 (2003) 64.

Zitzler, G.:

Analyse und Vorausberechnung der Brennverläufe von Gasmotoren bei Einsatz verschiedener Gasarten. München, Technische Universität, Dissertation. 2004.