

TU

TECHNISCHE UNIVERSITÄT WIEN

DISSERTATION

Einfluss der Ladungsbewegung auf Gemischbildung und Entzündung bei Otto-Motoren mit homogenen Brennverfahren

ausgeführt zum Zwecke der Erlangung des akademischen Grades eines
Doktors der technischen Wissenschaften unter der Leitung von

Univ.-Prof. Dipl.-Ing. Dr. techn. Bernhard Geringer

und

Univ.-Prof. Dr.-Ing. habil. Günter P. Merker

E315

Institut für Verbrennungskraftmaschinen und Kraftfahrzeugbau

eingereicht an der Technischen Universität Wien

Fakultät für Maschinenwesen und Betriebswissenschaften

von

Dipl.-Ing. Thomas Lauer

0426696

Egon-Schiele-Gasse 24/9/52

3430 Tulln

*Meiner Frau Karin und meiner Familie
in Augsburg und Tulln gewidmet*

„[...] die Maschine erlebt nichts, sie hat keine Angst und keine Hoffnung, die nur stören, keine Wünsche in Bezug auf das Ergebnis, sie arbeitet nach der reinen Logik der Wahrscheinlichkeit, darum behaupte ich: Der Roboter erkennt genauer als der Mensch, er weiß mehr von der Zukunft als wir, denn er errechnet sie, er spekuliert nicht und träumt nicht [...] und kann sich nicht irren; der Roboter braucht keine Ahnungen -“

Homo Faber (Max Frisch)

Vorwort

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als Assistent am Institut für Verbrennungskraftmaschinen und Kraftfahrzeugbau der Technischen Universität Wien.

Mein Dank gilt dem Institutsvorstand Herrn Univ.-Prof. Dipl.-Ing. Dr. techn. Bernhard Geringer für die Ermöglichung der Arbeit und die gewährte Selbständigkeit bei der Bearbeitung dieses Themas. Herrn Univ.-Prof. Dr.-Ing. habil. Günter Peter Merker danke ich für sein Interesse an der Aufgabenstellung und für die Übernahme des Ko-referates. Beiden Herren bin ich zudem für die wertvollen Hinweise bei der Erstellung dieses Manuskripts zu Dank verpflichtet.

Bedanken möchte ich mich weiterhin bei allen Mitarbeitern des Instituts für Verbrennungskraftmaschinen und Kraftfahrzeugbau für die gute Zusammenarbeit und das stets angenehme Arbeitsklima. Mein besonderer Dank geht an die Herren Dipl.-Ing. Karl Lorenz Oberhumer und Dipl.-Ing. Mathias Fitl für die Erstellung der Rechengitter für die CFD-Simulation, sowie die Herren Dipl.-Ing. Stefan Zarl und Dipl.-Ing. Rainer List für die Bereitstellung der in dieser Arbeit enthaltenen Messergebnisse.

Kurzfassung

Der schonende Umgang mit den globalen Erdöl-Ressourcen und die Verträglichkeit von Umwelt und Verkehr stehen seit längerem im öffentlichen Interesse. Für den Otto-Motor besteht damit Handlungsbedarf hinsichtlich Kraftstoffverbrauch und CO₂-Emission.

Bekanntermaßen ist im Bereich geringer Motorlasten die Entdrosselung des Saugsystems verbunden mit hohen Abgasrückführaten ein probates Mittel zur Absenkung des Kraftstoffverbrauchs. Hohe Restgaskonzentrationen führen jedoch zu einer verzögerten Verbrennung und höheren zyklischen Schwankungen. Die gezielte Einbringung von Ladungsbewegung und Turbulenz in den Brennraum beschleunigt und stabilisiert wiederum die Verbrennung, was die Kompensierung der aufgrund hoher Restgaskonzentrationen hervorgerufenen Effekte ermöglicht.

Diese komplexen Zusammenhänge machen es wünschenswert, bereits während der Konzeptphase eine Bewertung der Restgastoleranz eines Brennverfahrens für den unteren Teillast-Bereich zu ermöglichen. Es war deshalb das Ziel dieser Arbeit, für Motoren mit homogenem Brennverfahren eine Berechnungsmethode auf Basis numerischer Simulation zu entwickeln, die unabhängig von der Zylinderinnenströmung eine Vorhersage der Laufgrenze des Brennverfahrens zulässt.

Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen mit Hilfe der CFD-Simulation bestätigten die beschleunigende Wirkung der Turbulenz auf die Verbrennung. Ferner konnte gezeigt werden, dass eine erhöhte Ladungsbewegung die Gemischaufbereitung unterstützt, wobei Brennverfahren mit höchster Drall-Strömung eine vertikale Schichtung mit magerem Gemisch im Bereich der Zündkerze und damit eine geringere Restgastoleranz zur Folge hatten.

Durch die Analyse der berechneten Zustände der Zylinderladung mit Kennzahlen der Flammentheorie konnte rechnerisch ein Grenzwert für eine stabile Verbrennung bestimmt werden, der wiederum eine Voraussage der Restgasverträglichkeit des Brennverfahrens und damit des Potenzials zur Verbrauchsreduzierung ermöglichte. Ein Vergleich der mit diesem Verfahren gerechneten externen Abgasrückführaten mit am Motorenprüfstand gemessenen Werten zeigte eine gute Übereinstimmung.

Trotz zu erwartender Verbesserungen im Bereich der Simulation von Strömung, Gemischaufbereitung und Verbrennung stellt die erarbeitete Methode in jedem Fall eine Möglichkeit dar, auf Basis herkömmlicher CFD-Rechnungen rasch und zuverlässig Vorhersagen zur Restgastoleranz homogener Brennverfahren zu liefern.

Abstract

The wish to go easy on global oil-resources and the compatibility of environment and traffic are subject of public interest. Therefore, measures must be taken for gasoline engines regarding fuel consumption and CO₂-emissions.

The dethrottling of the intake system by means of residual gas recirculation is a well known measure to reduce the fuel consumption. However, high residual gas concentrations cause a delayed combustion and increased cyclic variations. The specific initiation of charge motion and turbulence in the combustion chamber accelerates and stabilizes the combustion and thus compensates the effects caused by high residual gas concentrations.

Because of these complex interactions it is desirable to have the possibility to evaluate the residual gas tolerance of the combustion process at low-load engine operation already during the concept phase. Therefore, it was the aim of this study to develop a method based on numerical simulation that allows a prediction of the combustion stability margin for SI engines with homogeneous combustion for arbitrary in-cylinder flow.

Investigations that were carried out with the CFD-method confirmed the acceleration of the combustion with increased turbulence. Further the supporting effect of charge motion on mixture preparation could be pointed out. However, combustion processes with highest swirl-numbers caused a vertical mixture stratification in the combustion chamber with lean mixture at the spark plug resulting in a lower residual gas tolerance.

A threshold for a stable combustion could be determined by analyzing the properties of the cylinder charge by means of the flame theory method what further enabled the prediction of the residual gas tolerance of the combustion process and the potential to reduce the fuel consumption. A good correlation between the predicted values of the external residual gas recirculation rate and measurements at the engine test bench could be found.

Although improvements of the simulation of the turbulent flow, mixture preparation and combustion are to be expected the developed method is in any case a possibility to predict quickly and reliable the residual gas tolerance of homogeneous combustion processes.

Inhalt

Formelzeichen	VIII
1 Einleitung	1
2 Maßnahmen zur Verbrauchsabsenkung beim Ottomotor - Motivation zu dieser Arbeit	4
3 Grundlagen der Strömungs- und Prozessrechnung	10
3.1 Simulation turbulenter Strömungen mit der Finite-Volumen-Methode	10
3.1.1 Lösen der Grundgleichungen	10
3.1.2 Modellierung der Turbulenz	13
3.1.3 Beschreibung der Strömung an den Wänden	17
3.2 Erstellen der numerischen Strömungsmodelle	22
3.3 Modellbildung mit den Ansätzen der Prozessrechnung	25
3.3.1 Physikalische Beschreibung der Ein- und Auslassventile	26
3.3.2 Wärmefreisetzung im Zylinder	29
3.3.3 Kennfeldberechnungen für den Teillast-Betrieb mit Abgasrückführung	32
4 Varianten zur Steigerung der Ladungsbewegung	39
4.1 Vierzylinder-Ottomotor mit Kanaleinspritzung (KE)	39
4.1.1 Kanalabschaltung	40
4.1.2 Tangentialkanal	42
4.1.3 Maskierung der Auslassventile	43
4.2 Einzylinder-Ottomotor mit Direkteinspritzung (DE)	44
4.2.1 Abdeckung der Einlassquerschnitte	46
4.2.2 Variation der Kolbengeometrie	47
4.3 Überblick der untersuchten Varianten	48
5 Untersuchungen zur Ladungsbewegung und Turbulenz	49
5.1 Zielsetzung	49
5.2 Einteilung und Erfassung der Zylinderinnenströmung	50
5.3 Methodik zur Berechnung der Ladungsbewegungskennzahlen	55
5.4 Charakterisierung der Strömung im Brennraum	59
5.4.1 Basis-Varianten ohne Steigerung der Ladungsbewegung	59
5.4.2 Kanalabschaltung	65

5.4.3	Gestaltung der Einlasskanäle	70
5.4.4	Kombination aus Tangentialkanal und Kanalabschaltung	73
5.4.5	Maskierung der Auslassventile	75
5.5	Zusammenhänge zwischen Turbulenz, Zündwinkel und Restgastoleranz	81
5.6	Einfluss der Ladungsbewegung auf die Wandwärmeverluste	83
6	Einfluss der Ladungsbewegung auf die Gemischaufbereitung	87
6.1	Abbildung der Zwei-Phasen-Strömung mit Lagrange-Ansatz	87
6.2	Primäraufbruch und Spray-Initialisierung	88
6.3	Sekundäraufbruch der Initial-Tropfen	95
6.4	Abbildung der physikalischen Kraftstoffeigenschaften	99
6.5	Gemischaufbereitung für verschiedene Arten der Zylinder-Innenströmung	102
6.6	Einfluss der Zylinderinnenströmung auf die Wandfilmbildung	111
7	Bewertung der Restgastoleranz und der Verbrennungsstabilität	115
7.1	Chemische und kinetische Grundlagen der Verbrennung	115
7.2	Gemischentflammung im Ottomotor	121
7.3	Beschreibung der turbulenten Flammenausbreitung	124
7.4	Homogenisierung und Schichtung	128
7.5	Einfluss der mittleren Geschwindigkeit auf die Entflammung	132
7.6	Physik der turbulenten Flammenfront	136
7.7	Beurteilung der Verbrennungsstabilität am Motorenprüfstand	142
7.8	Diskussion der Zustandsgrößen im Borghi-Peters-Diagramm	144
7.9	Grenzen der Gemischentflammung	150
7.10	Diskussion und Resümee	153
8	Ausblick	155
9	Zusammenfassung	157
10	Anhang	160
11	Literatur	162

Formelzeichen

A	Fläche	$[m^2]$
C_D	Widerstandsbeiwert	
c_p	Spezifische Wärmekapazität	$[J/(kgK)]$
\mathcal{D}	Diffusionskoeffizient	$[m^2/s]$
D	Durchmesser	$[m]$
Da	Damköhler-Zahl	
Dr	Drall-Zahl	
E_A	Aktivierungsenergie	$[J]$
F	Kraft	$[N]$
g	Massenbeschleunigung	$[m/s^2]$
h	Spezifische Enthalpie	$[J/kg]$
H_u	Heizwert	$[J/kg]$
k	Turbulente kinetische Energie	$[m^2/s^2]$
\bar{k}, \bar{k}	Geschwindigkeitskoeffizienten	$[1/s]$
Ka	Karlovitz-Zahl	
L, L^*	Ladungsbewegungs-Zahl	
La	Laplace-Zahl	
L_Θ	Drehimpuls	$[kgm^2/s]$
l_M	Mikrolänge nach Taylor	$[m]$
L_x	Integrale Länge	$[m]$
m	Formfaktor	
n_{MOT}	Motordrehzahl	$[1/s]$
N_T	Anzahl der Tropfen	
Nu	Nusselt-Zahl	
p	Druck	$[N/m^2]$
Pr	Prandtl-Zahl	
Q_V	Aufsummierter Volumenanteil	
Q	Wärmefreisetzung	$[J]$
q''	Auf die Oberfläche bezogener Wärmestrom	$[J/m^2]$
r	Abstand, Radius	$[m]$
R	Spezifische Gaskonstante	$[J/(kgK)]$

\tilde{R}	Universelle Gaskonstante	[J/(molK)]
Re	Reynolds-Zahl	
s	Flammengeschwindigkeit	[m/s]
S	Oberfläche	[m ²]
Sc	Schmidt-Zahl	
Sh	Sherwood-Zahl	
s_L	Laminare Flammengeschwindigkeit	[m/s]
s_T	Turbulente Flammengeschwindigkeit	[m/s]
t	Zeit	[s]
T	Temperatur	[K]
\bar{T}	Tumble-Achse	
Tu	Tumble-Zahl	
u, v	Geschwindigkeit	[m/s]
u'	Turbulenzintensität	[m/s]
u^+	Dimensionslose Geschwindigkeit	
V	Volumen	[m ³]
We	Weber-Zahl	
x, y	Koordinatenrichtung	[m]
\tilde{x}	Konzentration	
y^+	Dimensionsloser Abstand	

Griechische Zeichen

α_K	Durchflussbeiwert	
α	Wärmübergangskoeffizient	[W/(m ² K)]
γ	Winkel der Rotationsachse für Tumble und Ω -Tumble	[°]
δ_L	Dicke der Reaktionszone	[m]
Δ	Differenz	
$\Delta\Theta_d$	Flammenentwicklungswinkel	[°KW]
ε	Dissipation	[m ² /s ³]
η	Kolmogorov-Länge	[m]
Θ	Massenträgheitsmoment	[kgm ²]

κ	Isentropen-Exponent	
λ	Wärmeleitfähigkeit, Luftverhältnis	[W/(mK)]
λ_l	Schubstangenverhältnis	
μ	Dynamische Viskosität	[Ns/m ²]
ν	Kinematische Viskosität	[m ² /s]
ρ	Dichte	[kg/m ³]
σ	Oberflächenspannung	[N/m]
τ_{ij}	Impulstransport durch Viskosität	[N/m ²]
τ_w	Wandschubspannung	[N/m ²]
φ	Kurbelwinkel	[°]
Φ	Equivalence Ratio λ^{-1}	
ω	Winkelgeschwindigkeit	[1/s]

Abkürzungen

AGR	Abgasrückführung
AV	Auslassventil
BB	Brennbeginn
BD	Brenndauer
CFD	Computational Fluid Dynamics
COV	Variationskoeffizient
DE	Direkteinspritzer
FEM	Finite-Elemente-Methode
KA	Kanalabschaltung
KE	Kanaleinspritzer
LWOT	Ladungswechsel-OT
KWnEB	Kurbelwinkel nach Einspritzbeginn
KWnEÖ	Kurbelwinkel nach Einlass-Öffnen
KWvEÖ	Kurbelwinkel vor Einlass-Öffnen
MALVERN	Messverfahren zur Partikelgrößenbestimmung und Name der Herstellerfirma
OT	Oberer Totpunkt

PDA	Phasen-Doppler-Anemometrie
SMD	Mittlerer Sauter-Durchmesser
TK	Tangentialkanal
UT	Unterer Totpunkt
ZOT	Zünd-OT

Indizes

\perp	Orthogonaler Anteil
'	Stochastischer Anteil einer Zustandsgröße
-	Zeitlich gemittelter Anteil einer Zustandsgröße
0	Ohne externe Abgasrückführung
32	Mittlerer Sauter-Durchmesser
<i>D</i>	Dampfphase
<i>ein</i>	Auftreffender Tropfen
<i>ext</i>	Extern
<i>F</i>	Flüssige Phase
G, ∞	Umgebendes Gas, Umgebung
<i>i</i>	Zähler
<i>i, j, k</i>	Koordinatenrichtungen
<i>inj</i>	Einspritzung
<i>K</i>	Kolben
<i>KW</i>	Kurbelwelle
<i>mi</i>	Indizierter Mittelwert
<i>n</i>	Normalkomponente
<i>Rel</i>	Relativ
<i>RG</i>	Restgas
<i>S</i>	Sättigungszustand
<i>t</i>	Turbulent
<i>T</i>	Tropfen
<i>v10, v50, v90</i>	Summierter Volumenanteil

1 Einleitung

Der Verbrennungsmotor als Hauptantriebsquelle heutiger Fahrzeuge steht im Mittelpunkt der gesellschaftlichen Aufmerksamkeit. Auf der einen Seite ist die Mobilität ein wesentlicher Ausdruck individueller Freiheit und Grundlage des globalen Güterverkehrs, auf der anderen Seite steigt das ökologische Bewusstsein angesichts einer ständig zunehmenden Verkehrsdichte. Auch das zu erwartende volkswirtschaftliche Wachstum bevölkerungsreicher Länder wie Indien und China wird nicht nur im Hinblick auf zukünftige Absatzmärkte wahrgenommen, sondern auch als weitere Ausbeutung der globalen Erdöl-Ressourcen und als erhöhte Umweltbelastung durch Industrie und Verkehr.

Zwar wurden seit Anfang der 90er Jahre durch den Automobilverkehr verursachte schädliche Emissionen wie Stickoxide, Kohlenwasserstoffe und Kohlenmonoxid weltweit durch entsprechende Gesetzesentwürfe limitiert und insbesondere für den Otto-Motor durch Innovationen wie den Drei-Wege-Katalysator auf ein sehr niedriges Niveau abgesenkt, die weltweite Zunahme des Verkehrsaufkommens erfordert jedoch eine weitere Reduzierung der Grenzwerte und eine Erweiterung der Regelungen.

Die beiden motorischen Brennverfahren der Selbst- und Funkenzündung stehen deshalb vor beträchtlichen spezifischen Herausforderungen. Während beim Dieselmotor große Anstrengungen im Hinblick auf die Erfüllung zukünftiger Abgasgrenzwerte unternommen werden müssen, liegt beim Otto-Motor die Priorität auf der Reduzierung des Kraftstoffverbrauchs und der damit verbundenen CO₂-Emissionen [1.1-1.3].

Insbesondere die durch den Verkehr verursachten Treibhausgase, deren Einfluss auf eine zukünftige Erwärmung der Erdatmosphäre zumindest nicht ausgeschlossen werden kann, stehen im Mittelpunkt des öffentlichen Interesses. Die europäischen Automobilhersteller reagierten darauf mit der Formulierung einer freiwilligen Selbstverpflichtung zur Absenkung der CO₂-Emissionen. Deren Vereinigung ACEA (Association des Constructeurs Européennes d'Automobiles) etwa verpflichtet sich zu einer Reduzierung von 25 % gegenüber den Werten von 1995 bis zum Jahre 2008. Deklariertes Ziel ist die Absenkung der CO₂-Emissionen auf einen Wert von 120 g/km im NEFZ-Fahrzyklus bis zum Jahre 2012, siehe Abbildung 1.1 [1.4].

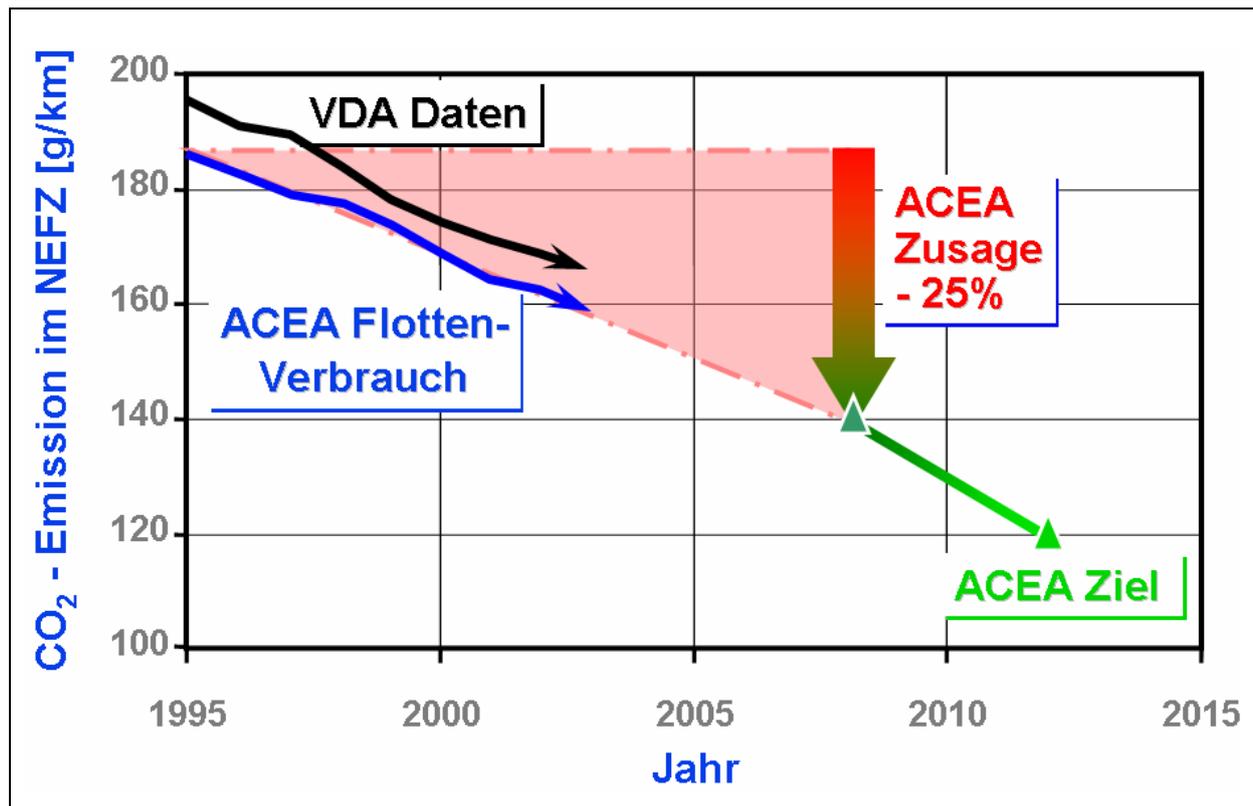


Abbildung 1.1: Selbstverpflichtung der ACEA im Hinblick auf zukünftige CO₂-Emissionen [1.6]

Die Realisierung dieser Ziele ist ein wesentlicher Grund weshalb derzeit intensiv über den Einsatz alternativer Kraftstoffe diskutiert wird, die ein günstigeres Kohlenstoff/Wasserstoff-Verhältnis aufweisen als die gebräuchlichen Diesel- und Benzin-kraftstoffe [1.5]. Der Einsatz von Wasserstoff als Energieträger etwa würde eine völlige Vermeidung von Kohlendioxid als Verbrennungsendprodukt bedeuten. Trotz intensiver Bemühungen der Automobilindustrie in den vergangenen Jahren ist ein flächendeckender Einsatz von Wasserstoff aufgrund derzeit ungelöster Probleme in den Bereichen der verbrauchsdeckenden, regenerativen Herstellung, der Verteilung und der Speicherung innerhalb der nächsten 20 Jahre nicht zu erwarten. Wesentlich besser geeignet für den kurz- und mittelfristigen Einsatz sind Biokraftstoffe auf pflanzlicher Basis, wie Bio-Ethanol und Raps-Methyl-Ester [1.6]. Diese nachwachsenden Rohstoffe haben grundsätzlich den ökologischen Vorteil, dass sie während ihrer Wachstumsphase Kohlendioxid in Sauerstoff umwandeln, woraus ein geschlossener Kreislauf hinsichtlich Emission und Verbrauch von CO₂ entsteht. Derzeit werden Biokraftstoffe als Beimischung zu konventionellen Kraftstoffen angeboten. Die

bestehenden Aussagen von Entscheidungsträgern aus Industrie und Politik lassen jedoch deren verstärkten Einsatz in der Zukunft erwarten.

Neben dem Einsatz alternativer Kraftstoffe ist die Entwicklung verbrauchsgünstiger Motoren notwendig, woraus besonders beim Otto-Motor Handlungsbedarf besteht. Gegenüber dem Diesel-Motor entsteht durch die Quantitätsregelung im Teillast-Betrieb, das niedrigere Verdichtungsverhältnis und die ungünstigeren kalorischen Eigenschaften des Arbeitsgases ein erheblicher Nachteil im Hinblick auf den Kraftstoffverbrauch. Zur Sicherung der Wettbewerbsfähigkeit des Otto-Motors sind für die weitere Verbrauchsabsenkung demnach intensive Forschungs- und Entwicklungsaktivitäten notwendig. Im folgenden Abschnitt sollen einige der aktuellen Ansätze skizziert werden.

2 Maßnahmen zur Verbrauchsreduzierung beim Otto-Motor – Motivation zu dieser Arbeit

Die Notwendigkeit, verbrauchsgünstige Otto-Motoren zu entwickeln, führte in den letzten Jahren zu einer Fülle an neuen Technologien. Vergleichbar ist die derzeitige Situation mit der Entwicklung des Diesel-Motors seit Anfang der 90er Jahre, dem Innovationen wie Aufladung, Common-Rail-Einspritzung und Piezo-Injektoren zu seiner derzeitigen Popularität auf den europäischen Märkten verhalfen.

Große Fortschritte beim Otto-Motor verspricht die Technologie der Direkteinspritzung, die neben einer Steigerung des Liefergrads und damit der Leistung auch Verbrauchsvorteile zur Folge hat. Man unterscheidet grundsätzlich zwischen Verfahren mit homogener Gemischaufbereitung und Ladungsschichtung, siehe Abbildung 2.1.

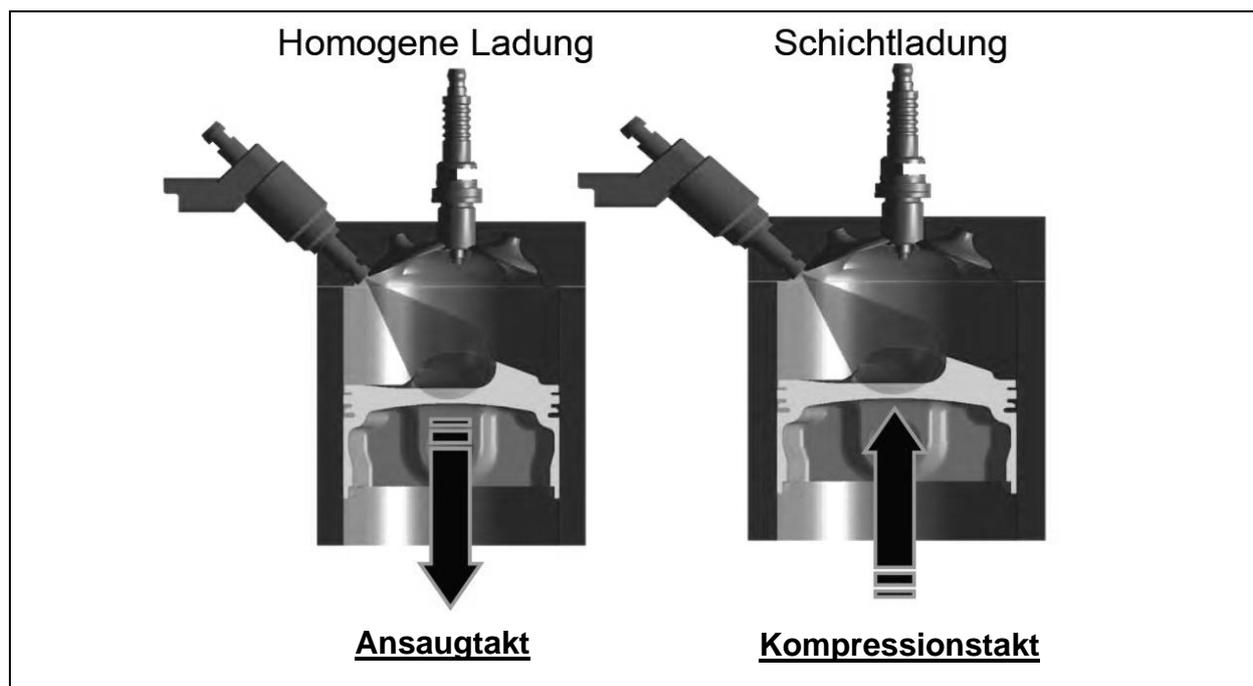


Abbildung 2.1: Strategien zur homogenen und geschichteten Gemischaufbereitung bei Benzin-Direkteinspritzung [2.1]

Bei Verfahren mit homogener Gemischaufbereitung, die stöchiometrisch betrieben werden, erfolgt die Einspritzung während des Ansaugtakts. Die Verdampfungsenthalpie des Kraftstoffs führt zu einer Kühlung der Zylinderladung. Damit verläuft die Verbrennung auf einem niedrigeren Temperaturniveau, was einen positiven Einfluss

auf die Wandwärmeverluste, die NO_x -Emission und die Klopfneigung des Brennverfahrens hat. Letzteres ermöglicht eine Steigerung des Verdichtungsverhältnisses, was in einer Verbesserung des thermischen Wirkungsgrads und daraus abgeleitet einer Verbrauchseinsparung resultiert. Gegenüber der konventionellen Saugrohrein-spritzung ergibt sich der zusätzliche Vorteil einer exakteren Kraftstoffzumessung im instationären Betrieb und während der Kaltstart-Phase, da eine unterschiedliche Kraftstoffverfügbarkeit in den verschiedenen Verbrennungszyklen aufgrund von Wandfilmauf- und -abbau in den Saugrohren vermieden wird. In der Zwischenzeit wurden bereits einige Motoren mit diesem Brennverfahren erfolgreich in die Serie eingeführt mit deutlichen Verbrauchsvorteilen gegenüber Motoren mit konventioneller Kanaleinspritzung [2.2-2.5].

Ein zusätzliches Potenzial zur Verbrauchsabsenkung bildet die Direkteinspritzung in Verbindung mit Ladungsschichtung. Durch die gezielte Schichtung des Kraftstoff-Luft-Gemischs im Brennraum mit einem angereicherten Gemisch im Bereich der Zündkerze und einem eher mageren Gemisch im verbleibenden Brennraum ist eine Entflammung und Verbrennung bei hohen Abmagerungsraten möglich. Dadurch kann ein höherer thermischer Wirkungsgrad durch die isolierende Wirkung des mageren Kraftstoff-Luft-Gemischs im Wandbereich, sowie eine deutliche Entdrosselung des Saugsystems in der unteren Teillast erreicht werden, was sich günstig auf den Verbrauch auswirkt [2.6]. Standen diesen Vorteilen der luft- und wandgeführten Verfahren der 1. Generation durch die enge Kopplung zwischen Einspritzung, Zylinderinnenströmung und Zündung noch massive Nachteile hinsichtlich Wandfilmauftrag, Verbrennungswirkungsgrad und Wandwärmeverlusten gegenüber, so sind die strahlgeführten Verfahren der 2. Generation durch den geringen Abstand von Zündkerze und Injektor bedeutend stabiler gegenüber Strömungs- und Lasteinflüssen, siehe Abbildung 2.2. Nicht zuletzt aufgrund großer Fortschritte im Bereich der Einspritztechnik und dem Einsatz von Piezo-Injektoren, die die notwendige hohe Reproduzierbarkeit des Strahlbildes sicherstellen, ist dieses Brennverfahren inzwischen bis zur Serienreife entwickelt [2.7].

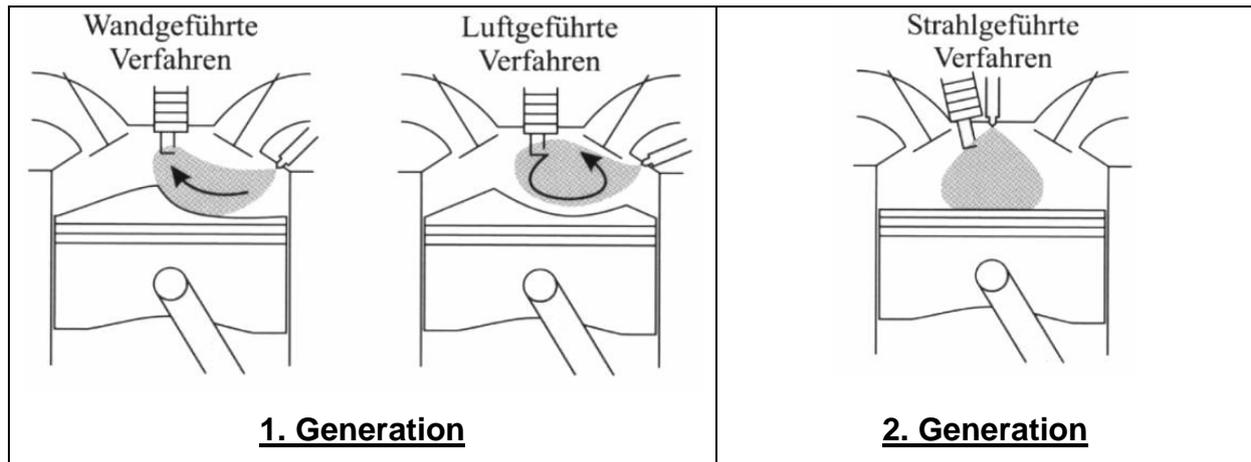


Abbildung 2.2: Verfahren der 1. und 2. Generation zur Direkteinspritzung mit Ladungsschichtung beim Otto-Motor, [2.8]

Ein weiterer wichtiger Schritt zum verbrauchsarmen Otto-Motor stellt die Kombination aus Aufladung und Direkteinspritzung dar. Im Rahmen sogenannter Downsizing-Konzepte wird der Hubraum des Verbrennungsmotors verkleinert und damit eine Lastpunktverschiebung der Teillast-Betriebspunkte in verbrauchsgünstigere Kennfeldbereiche des Motors vorgenommen. Zur Beibehaltung der hohen Leistung und Beschleunigungselastizität wird der Motor zusätzlich aufgeladen. In Kombination mit der Direkteinspritzung führt die Aufladung zu einer deutlichen Verbesserung der Klopfempfindlichkeit des Brennverfahrens, zu geringerem Anreicherungsbedarf zum Schutz hitzeempfindlicher Bauteile und damit einer geringeren HC-Emission und geringerem Kraftstoffbedarf. Für ein besseres Low-End-Torque des Motors werden zunehmend mehrere Turbolader, eine Kombination aus Turbo- und mechanischer Aufladung sowie Turbinen mit variabler Leitschaufelgeometrie (bisher nur in Kombination mit Kanaleinspritzung) eingesetzt [2.9-2.11].

Eine ähnliche Strategie verfolgen die vor allem auf den amerikanischen und asiatischen Märkten erfolgreichen Hybrid-Konzepte, die durch die Kombination von Verbrennungskraftmaschine und Elektromotor zusätzliche Freiheitsgrade für effektive Betriebsstrategien liefern. Neben der Rekuperation von Bewegungsenergie im Fahrzeug-Schubbetrieb und einer Anhebung des maximalen Drehmoments bei gleichzeitigem Betrieb beider Antriebsmaschinen, sind im Teillast-Betrieb durch ein Zu- und Abschalten des Verbrennungsmotors und eine wirkungsgradeffiziente Kombination beider Antriebe günstige Verbrauchsstrategien fahrbar [2.12]. Im Bereich der unteren Teillast und damit hohen spezifischen Verbräuchen des Otto-Motors ist beispielswei-

se der alleinige Antrieb mit dem Elektromotor möglich. Das Lastprofil des Otto-Motors wird, ähnlich den Downsizing-Konzepten, zu höheren Lasten und Wirkungsgraden verschoben.

Neben der Einführung neuer Brennverfahren und Antriebskonzepte, die stets mit hohen Entwicklungs- und Herstellkosten verbunden ist, ist die Nutzung zusätzlicher Freiheitsgrade für die Steuerung der Ein- und Auslassquerschnitte ein probates Mittel zur Verbrauchsabsenkung bestehender Motoren. Mit diesen Strategien wird erreicht, dass die Menge der Frischladung durch die veränderlichen Ein- und Auslassquerschnitte geregelt wird, was ein im Idealfall völliges Öffnen der Drosselklappe und eine Entdrosselung des Saugsystems ermöglicht. Eine Minimierung der Pumpverluste im gedrosselten Teillast-Betrieb ist somit möglich. Es existieren zahlreiche Konzepte zur Anpassung der Frischladung wobei hier nur das vorzeitige bzw. späte Schließen der Einlassventile erwähnt werden soll (Miller- bzw. Atkinson-Cycle), das eine Begrenzung bzw. ein Rückschieben der angesaugten Frischladung zur Folge hat [2.13, 2.14]. Zur konstruktiven Umsetzung dieser variablen Ventilsteuerzeiten wurden in der Vergangenheit elektro-hydraulische, elektro-mechanische sowie mechanische Systeme entwickelt, wobei sich letztere aufgrund ihrer einfacheren Integration in die bestehenden Motoren bisher durchsetzen konnten. Der Komplexitätsgrad dieser Systeme reicht von einer Phasenverschiebung der konstanten Ventilhubkurven, über eine diskrete Hubumschaltung bis hin zur Vollvariabilität [2.15, 2.16].

Weiterhin ist der Teillast-Betrieb mit hoher Ladungsverdünnung ein wirkungsvolles Mittel zur Entdrosselung des Saugsystems. Insbesondere im Bereich kleinerer Motoren hat sich dabei die Abgasrückführung durchgesetzt, da durch den stöchiometrischen Betrieb eine effiziente Abgasnachbehandlung auf Basis konventioneller Drei-Wege-Technologie möglich ist. In [Abbildung 2.3](#) ist der am Motorenprüfstand gemessene spezifische Kraftstoffverbrauch eines Vierzylinder-Otto-Motors in einem charakteristischen Teillast-Betriebspunkt in Abhängigkeit der externen Abgasrate für zwei Konzepte mit unterschiedlicher Zylinderinnenströmung dargestellt.

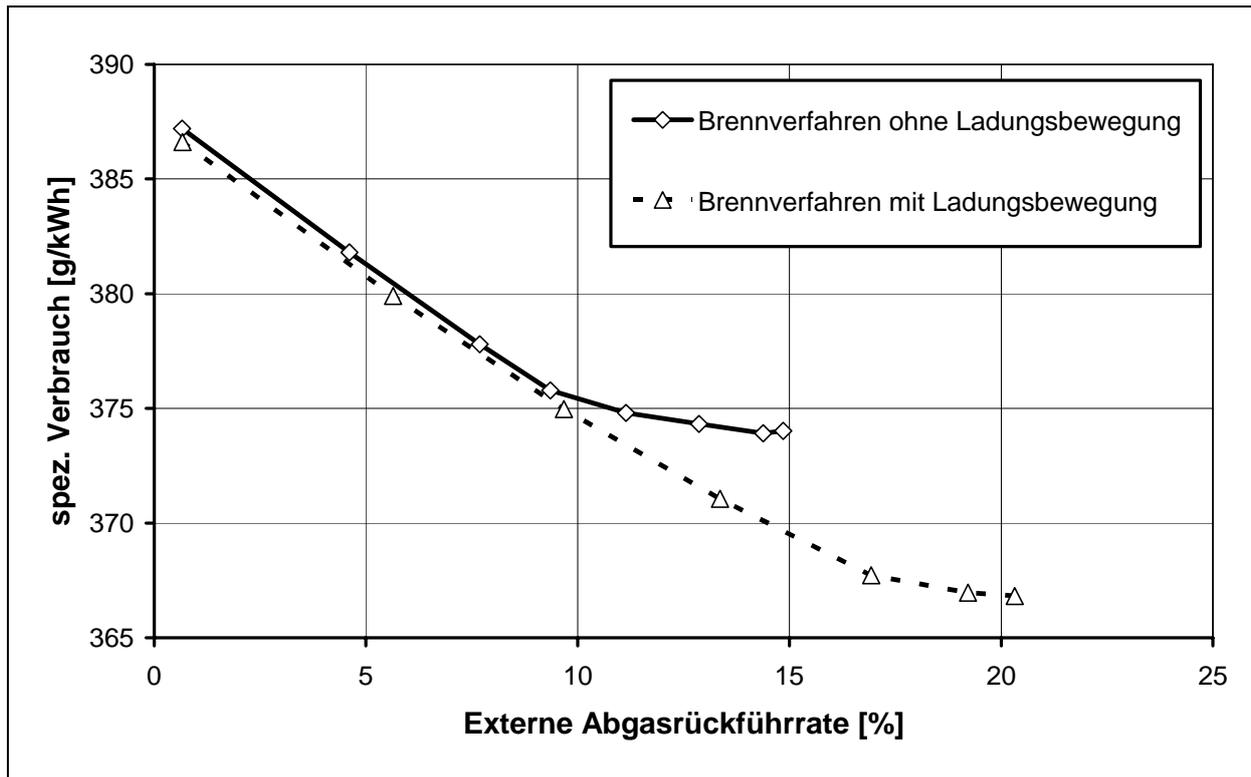


Abbildung 2.2: Spezifischer Kraftstoffverbrauch in Abhängigkeit der externen Abgasrückführrate für einen Vierzylinder-Otto-Motor in einem typischen Teillast-Betriebspunkt, [2.17]

Es ist für beide Kurvenverläufe eine lineare Abnahme des Kraftstoffverbrauchs bis etwa 10 % externe Abgasrückführrate erkennbar, die aus der Entdrosselung des Saugsystems resultiert. Bei weiter steigenden Restgasraten findet ohne gerichtete Zylinderinnenströmung nur noch eine langsame Abnahme des spezifischen Verbrauchs statt, die bei 15 % Rückführrate schließlich stagniert. Diese degressive Abnahme des Kraftstoffverbrauchs resultiert aus einer mit steigender Restgasrate zunehmenden Brenndauer und damit einer Verschlechterung des Verbrennungswirkungsgrades, siehe Abschnitt 7. Bei 15 % externer Abgasrückführrate sind schließlich die Grenzen der stabilen Verbrennung bzw. der Restgastoleranz des Brennverfahrens erreicht. Eine weitere Steigerung der Restgasraten führt zu einer starken Zunahme der zyklischen Schwankungen des Brennverfahrens und schließlich zu Verbrennungsaussetzern und hohen HC-Emissionen [2.18].

Eine Kompensation dieser Effekte ist durch die gezielte Einbringung von Ladungsbewegung und Turbulenz in den Brennraum möglich, wie sie in Abschnitt 5 beschrieben wird. Die Turbulenz beschleunigt die Verbrennung, führt zu deren Stabilisierung

und zu einer Erweiterung der Restgastoleranz. Der Kurvenverlauf des Konzepts mit hoher Ladungsbewegung zeigt eine deutlich höhere Restgasverträglichkeit und damit ein Potenzial zu geringeren Verbräuchen, siehe Abbildung 2.3.

Für die Auslegung des Brennverfahrens und des Ladungswechsels ergibt sich damit die Notwendigkeit, die Restgastoleranz und damit das Potenzial zur Verbrauchsabsenkung in Abhängigkeit diverser Betriebsparameter, wie dem Luftverhältnis und der Turbulenz, voraussagen. Insbesondere im Niedriglastbereich, wo die Ladungswechselverluste durch hohe Abgasrückführraten wesentlich abgesenkt werden können, ist die Kenntnis der Laufgrenze des Brennverfahrens von größter Bedeutung. Für die Restgasverträglichkeit homogener Brennverfahren existiert jedoch derzeit keine allgemeingültige Vorschrift. Vielmehr stützt sich die Entwicklung momentan in erster Linie auf Versuche am Motorenprüfstand, die wiederum zeit- und kostenaufwändig sind. Es ist deshalb das Ziel dieser Arbeit, mit Hilfe der Strömungssimulation, die im nächsten Abschnitt erläutert wird, theoretischen Überlegungen auf Basis der turbulenten Flammentheorie und experimentellen Untersuchungen am Motorenprüfstand ein Verfahren zu erarbeiten, das eine Bewertung der Restgastoleranz für homogene Brennverfahren im Niedriglastbereich und beliebiger Ladungsbewegung bereits während der Konzeptphase ermöglicht. Damit soll ein Beitrag zur effizienten Brennverfahrensentwicklung geleistet werden.

Des Weiteren sollen allgemeine Zusammenhänge zwischen der Art der in den Brennraum eingebrachten Ladungsbewegung und deren Einfluss auf die Gemischaufbereitung sowie die für die Entflammung und Verbrennung bedeutsame Turbulenz aufgezeigt werden. Um diesen Anforderungen gerecht zu werden, wurde das vorliegende Manuskript in drei Abschnitte gegliedert, deren Inhalt die Turbulenzgenerierung, die Gemischaufbereitung und die Entflammung ist.

Hinsichtlich des Potenzials zur Verbrauchseinsparung beim Otto-Motor soll der Vollständigkeit halber an dieser Stelle noch die Möglichkeit erwähnt werden, den Reibmitteldruck zu minimieren. Stand der Technik ist dabei eine Optimierung der Schmierölversorgung an den Lagerstellen, ein mechanischer Ventilspielausgleich zur Vermeidung der Grundkreisreibung an der Nockenwelle, Einsatz von Rollenschlepp- und Schwinghebeln sowie Zylinderabschaltung bei großen Motoren. Dieser Ansatz wird im Weiteren nicht diskutiert.

3 Grundlagen der Strömungs- und Prozessrechnung

Im Folgenden sollen die wichtigsten physikalischen und numerischen Grundlagen der Strömungs- und Prozessrechnung erläutert werden, sofern sie in dieser Arbeit von Belang sind. Es sollen auch bereits einige Ergebnisse der Prozessrechnung hinsichtlich Verbrauchsoptimierung vorgestellt werden, die für die eigentlichen Ergebnisse der CFD-Simulation und deren Analyse eine wichtige Randbedingung darstellten.

3.1 Simulation turbulenter Strömungen mit der Finite-Volumen-Methode

3.1.1 Lösen der Grundgleichungen

Setzt man an einem ortsfesten Kontrollvolumen die Erhaltungssätze für Masse, Impuls und Enthalpie an, so erhält man mit:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_i)}{\partial x_i} = 0 \quad \begin{array}{l} \text{Massenbilanz} \\ (1 \text{ DGL.}) \end{array} \quad (\text{Gl. 3.1.1})$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho u_j) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i u_j) = \frac{\partial}{\partial x_i} [(-p\delta_{ij}) + \tau_{ij}] + \rho g_j \quad \begin{array}{l} \text{Impulsbilanz} \\ (3 \text{ DGL.}) \end{array} \quad (\text{Gl. 3.1.2})$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho h) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i h) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\lambda}{c_p} \frac{\partial h}{\partial x_i} \right) + S_h \quad \begin{array}{l} \text{Enthalpiebilanz} \\ (1 \text{ DGL.}) \end{array} \quad (\text{Gl. 3.1.3})$$

$$p = \rho \cdot R \cdot T \quad \begin{array}{l} \text{Zustandsgleichung} \\ \text{idealer Gase (1 Gl.)} \end{array} \quad (\text{Gl. 3.1.4})$$

die Navier-Stokes-Gleichungen, hier dargestellt in der Einstein-Notation [3.1]. Gemeinsam mit der Zustandsgleichung idealer Gase entsteht ein System aus sechs gekoppelten partiellen Differentialgleichungen 2. Ordnung, das die Ermittlung der unbekanntenen Feldgrößen Druck p , Temperatur T , Dichte ρ und des Geschwindigkeitsvektors $(u_1, u_2, u_3)^T$ ermöglicht. Dabei sind δ_{ij} das Kronecker-Symbol, τ_{ij} der Impulstransport infolge Viskosität gemäß:

$$\tau_{ij} = \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \mu \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij}, \quad (\text{Gl. 3.2})$$

mit der dynamischen Viskosität μ . Weiterhin sind g die Massenkräfte (z. B. Gravitation), λ die Wärmeleitfähigkeit, c_p die spezifische Wärmekapazität, R die spezifische Gaskonstante und S_h ein Quellterm (z. B. Wärmefreisetzung aufgrund chemischer Reaktionen).

Bei Gasgemischen, wie sie in der motorischen Anwendung aufgrund von Abgasrückführung, Verdampfen von Kraftstoff und Verbrennungsvorgängen üblich sind, müssen zusätzliche Transportgleichungen für die verschiedenen Spezies gelöst werden [3.1]:

$$\frac{\partial \rho_m}{\partial t} + \frac{\partial (\rho_m u_i)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\rho \mathcal{D} \frac{\partial (\rho_m / \rho)}{\partial x_i} \right) + \dot{\rho}_m^s + \dot{\rho}_m^c, \quad (\text{Gl. 3.3})$$

mit der Dichte der Spezies ρ_m , dem Diffusionskoeffizienten \mathcal{D} und den Quelltermen aufgrund von Verbrennung und Verdampfen des Kraftstoffs $\dot{\rho}_m^c$ und $\dot{\rho}_m^s$.

Die Gleichungen 3.1.1 bis 3.1.4 lassen sich hinsichtlich ihrer Struktur mit der allgemeinen Transportgleichung:

$$\frac{\partial (\rho \Phi)}{\partial t} + \frac{\partial (\rho u_i \Phi)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\Gamma_\Phi \frac{\partial \Phi}{\partial x_i} \right) + q_\Phi \quad (\text{Gl. 3.4})$$

darstellen, die die zeitliche Veränderung der Feldgröße Φ durch deren konvektiven (Term 1. Ordnung) und diffusiven Transport (Term 2. Ordnung) sowie einen Quellterm q_Φ beschreibt.

Aufgrund der derzeit verfügbaren Rechnerkapazitäten sowie der Erwartung weiterhin steigender CPU-Geschwindigkeiten und Speicherverfügbarkeit haben sich zur Lösung des Differentialgleichungssystems numerische Verfahren durchgesetzt, die auf einer räumlichen und zeitlichen Diskretisierung des Problems beruhen. Aufgrund mannigfaltiger mathematischer und physikalischer Aufgabenstellungen wurde eine Vielzahl von Berechnungsverfahren entwickelt, die hier nicht im Einzelnen erläutert werden sollen. Ein grundsätzlicher Überblick findet sich bei Ferziger [3.1]. Im Bereich

der Strömungsmechanik ist die Methode der Finiten Volumen Stand der Technik, da sie eine einfache räumliche Diskretisierung komplexer Geometrien erlaubt und damit für die Beschreibung technischer Strömungsvorgänge gut geeignet ist. Dabei wird das Strömungsgebiet in eine endliche Anzahl von Teilvolumina (Zellen) zerlegt, die wiederum als separate Subsysteme betrachtet werden, die über ihre Seitenflächen mit den Nachbarzellen in Kontakt stehen. Für jedes dieser Gitterelemente werden die Erhaltungsgleichungen für Masse, Impuls und Energie in Integralform gelöst.

Die allgemeine Form der Transportgleichung, siehe Gleichung 3.4, wird unter Berücksichtigung des Gauß'schen Integralsatzes zu:

$$\int_V \frac{\partial(\rho\Phi)}{\partial t} dV + \int_S \left(\rho u_i \Phi - \Gamma_\phi \frac{\partial \Phi}{\partial x_i} \right) \cdot n_i dS = \int_V q_\phi dV, \quad (\text{Gl. 3.5})$$

wobei die Zustandsgröße Φ und der Quellterm q_ϕ über das Volumen V des Gitterelements, die konvektiven und diffusiven Ströme über dessen Systemoberfläche S aufintegriert werden. Für die Lösung der Volumenintegrale wird der Zustand der gesuchten Feldgröße auf den Zellmittelpunkt reduziert und als konstant angenommen. Für die Flächenintegrale wird ebenfalls ein konstanter Wert für die jeweilige Fläche angenommen, der durch Interpolation aus den Werten der benachbarten Zellknoten ermittelt wird. Für die Berechnung dieses Werts existieren verschiedene Ansätze unterschiedlicher Ordnung, die hier nicht weiter diskutiert werden sollen. Der durch die Reduktion auf den Zellmittelpunkt und die Seitenflächen auftretende numerische Fehler ist im Allgemeinen zweiter Ordnung und wird als numerische Diffusion bezeichnet [3.1].

Für die zeitliche Diskretisierung stehen explizite und implizite Verfahren sowie Zwischenformen, die den Zustand des Fluids an einem gegebenen Ort zum nächsten Zeitschritt mit mehreren iterativen Predictor- und Corrector-Schritten berechnen, zur Verfügung. Verfahren zur räumlichen und zeitlichen Diskretisierung mit der Finite-Volumen-Methode werden in der Literatur ausführlich diskutiert. Es sei wiederum auf Ferziger bzw. die Dokumentation der angewendeten Software verwiesen [3.1, 3.2]. Im Rahmen dieser Arbeit wurden die vom Hersteller CD-adapco empfohlenen Einstellungen zur Steuerung der Numerik verwendet.

3.1.2 Modellierung der Turbulenz

Wie später noch ausführlich erläutert wird, kann eine turbulente Strömung durch Kenngrößen wie die Längenskalen der großen Wirbel (integrale Länge L_x), der kleinen Wirbel (Kolmogorov-Länge η) und die turbulente Reynolds-Zahl Re_t :

$$Re_t = \frac{u' \cdot L_x}{\bar{\nu}} \quad (\text{Gl. 3.6})$$

beschrieben werden. Dabei sind u' die Turbulenzintensität und $\bar{\nu}$ die kinematische Viskosität. Man kann jetzt zeigen, dass das Verhältnis der beiden genannten Längenskalen von der turbulenten Reynolds-Zahl, die etwa in der Größenordnung von 1 % der makroskopischen Reynolds-Zahl liegt [3.1], in der Form:

$$L_x/\eta = Re_t^{3/4} \quad (\text{Gl. 3.7})$$

abhängt [2.18]. Daraus folgt, dass das Größenverhältnis der größten turbulenten Strukturen zu den kleinsten mit steigender Reynolds-Zahl zunimmt, wobei die großen Wirbel die Dimension des Rechengitters bestimmen und die kleinen Wirbel die notwendige Auflösung und damit die Größe der einzelnen Zellen. Da das Größenverhältnis aus Gleichung 3.7 für die drei Raumrichtungen des Rechengitters gilt und zudem einen Einfluss auf die Zeitschrittweite hat, wächst der Berechnungsaufwand insgesamt mit Re_t^3 [3.1].

Für die motorische Anwendung ist die Auflösung aller turbulenten Längenskalen und damit die direkte Berechnung des turbulenten Strömungsfelds (*Direct Numerical Simulation, DNS*) aufgrund der geometrischen Dimensionen und der hohen Reynolds-Zahlen ungeeignet. Vielmehr ist das DNS-Verfahren derzeit auf einfache Strömungsprobleme mit geringen Reynolds-Zahlen begrenzt und wird ausschließlich im Bereich der Grundlagenforschung eingesetzt.

Eine weniger aufwändiges Berechnungsverfahren stellt die LES-Methode (*Large Eddy Simulation*) dar, die nur die großen Turbulenzwirbel auflöst und die Kleinen ebenfalls über geeignete Modelle berechnet. Für die motorische Anwendung ergäbe sich so beispielsweise die Möglichkeit, die zyklischen Schwankungen des Arbeitsprozesses zu erfassen, etwa durch Vorgabe der gemessenen, zyklenaufgelösten

Druckverläufe an den Grenzen des Berechnungsgebiets [3.3]. Problematisch bleibt jedoch die hohe Anzahl der zu berechnenden Zyklen für eine statistisch abgesicherte Aussage, sowie der unbekannte Ausgangszustand des turbulenten Strömungsfelds, dessen Einfluss auf das zu erwartende Ergebnis derzeit nicht geklärt ist. Zieht man zudem die deutlich höhere notwendige Zelldichte in Betracht, dann ist in naher Zukunft mit einer breiten Anwendung dieser Methode ebenfalls nicht zu rechnen.

Für praktische Probleme ist heute das RANS-Verfahren (*Reynolds-Averaged Navier-Stokes*) in Verbindung mit Turbulenzmodellen im Einsatz, das auf die Berechnung der turbulenten Strukturen verzichtet und stattdessen die turbulenten Kenngrößen als örtlich gemittelte Werte mit Hilfe halbempirischer Modelle bestimmt [2.18]. In einer stationären turbulenten Strömung gilt für die Feldgröße Φ :

$$\Phi = \bar{\Phi} + \Phi', \quad (\text{Gl. 3.8})$$

wobei $\bar{\Phi}$ den zeitlichen Mittelwert

$$\bar{\Phi} = \lim_{\tau \rightarrow \infty} \frac{1}{\tau} \int_{t_0}^{t_0 + \tau} \Phi dt, \quad (\text{Gl. 3.9})$$

und Φ' die stochastische Schwankung um diesen Mittelwert darstellt:

$$\bar{\Phi}' = \lim_{\tau \rightarrow \infty} \frac{1}{\tau} \int_{t_0}^{t_0 + \tau} \Phi' dt = 0 \quad (\text{Gl. 3.10})$$

wobei streng genommen eine dichtegewichtete Mittelung nach Favre zu erfolgen hat [3.4]. Diese Mittelung geht bei vernachlässigbarem Einfluss der Turbulenz auf die Dichteschwankungen in die dargestellte zeitliche Mittelung über.

Durch Einsetzen von Gleichung 3.8 in Gleichung 3.4 entsteht für inkompressible Strömungen die Reynolds-gemittelte Transportgleichung:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \bar{\Phi}) + \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\rho (\bar{u}_i \bar{\Phi} + \overline{u'_i \Phi'}) \right] = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\Gamma_\Phi \frac{\partial \bar{\Phi}}{\partial x_i} \right) + \bar{S}_\Phi \quad (\text{Gl. 3.11})$$

mit dem unbekanntem turbulenten Term $-\rho\overline{u'_i\Phi'}$. Leitet man aus Gleichung 3.11 durch eine Substitution von Φ mit 1, der Geschwindigkeit u bzw. der Enthalpie h die Reynolds-gemittelten Navier-Stokes-Gleichungen ab, dann kann man zeigen, dass in der Impuls- und Energiegleichung die unbekanntem Reynolds'schen Schubspannungen $-\rho\overline{u'_i u'_j}$ und der turbulente Wärmestromvektor $-\rho c_p \overline{u'_i T'}$ entstehen, die nicht auf bekannte Größen zurückgeführt werden können. Dies wird als Schließungsproblem der turbulenten Strömung bezeichnet. In Anlehnung an die laminare Strömung werden die Ansätze:

$$-\rho\overline{u'_j u'_i} \equiv \bar{\tau}_{ij,t} = \mu_t \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij}, \quad (\text{Gl. 3.12.1})$$

$$-\rho c_p \overline{u'_i T'} \equiv \bar{q}_{i,t} = \lambda_t \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_i} \quad (\text{Gl. 3.12.2})$$

mit den unbekanntem Turbulenzgrößen μ_t und λ_t gebildet. Diese Größen stellen keine Stoffeigenschaften dar, sondern charakterisieren den erhöhten Austausch von Impuls und Energie infolge der turbulenten Schwankungsbewegungen.

Weiterhin wird in Analogie zur laminaren Strömung eine turbulente Prandtl-Zahl Pr_t gebildet:

$$Pr_t = \frac{\nu_t}{\alpha_t} = \frac{\mu_t c_p}{\lambda_t}, \quad (\text{Gl. 3.13})$$

die für ungestörte turbulente Strömungen in der Größenordnung von eins liegt [3.5]. Es bleibt demnach die Aufgabe, durch ein geeignetes Turbulenzmodell einen Ansatz für die turbulente Viskosität μ_t zu finden.

Es existiert eine Vielzahl von Turbulenzmodellen [3.1, 3.5, 3.6], wobei derzeit das $k\varepsilon$ -Modell am weitesten verbreitet ist. Es beruht auf der Annahme, dass die großen turbulenten Wirbel durch die kinetische Energie der Strömung angetrieben werden, in immer kleinere Wirbel zerfallen und schließlich in Wärme dissipiert werden. Die Größenskalen reichen dabei von der Integralen Länge L_x , die durch geometrische Dimensionen definiert ist (Brennraumdurchmesser, Ventilhub etc.), bis hinab zur Kolmogorov-Länge l_K , unterhalb derer die Schubspannungen infolge der Geschwin-

digkeitsgradienten so groß werden, dass die kinetische Energie infolge der molekularen Viskosität dissipiert. Für die unbekannte turbulente Viskosität μ_t wird der Ansatz gewählt:

$$\mu_t = C_\mu \rho \frac{k^2}{\varepsilon}, \quad (\text{Gl. 3.14})$$

wobei die turbulente kinetische Energie k und die Dissipation ε die charakteristischen Größen des $k\varepsilon$ -Modells darstellen und wie folgt für turbulente Strömungen im Gleichgewicht, d. h. gleicher Produktion und Vernichtung von Turbulenz, dargestellt werden können [3.1]:

$$k = \frac{1}{2} \overline{u'_i u'_i} = \frac{1}{2} (\overline{u_1'^2} + \overline{u_2'^2} + \overline{u_3'^2}) \quad (\text{Gl. 3.15.1})$$

$$\varepsilon = \frac{u'^3}{L_x}, \quad (\text{Gl. 3.15.2})$$

wobei L_x die integrale Länge und u' die Turbulenzintensität bezeichnen. Sie werden durch zwei Transportgleichungen beschrieben, die aus den Navier-Stokes-Gleichungen hergeleitet werden können:

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \bar{u}_i \frac{\partial k}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\nu_t}{C_k} \frac{\partial k}{\partial x_i} \right) + \nu_t \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - \varepsilon \quad (\text{Gl. 3.16.1})$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \bar{u}_i \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\nu_t}{C_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} \right) + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} \nu_t \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - C_{2\varepsilon} \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (\text{Gl. 3.16.2})$$

mit den empirischen Konstanten C_μ , C_k , C_ε , $C_{1\varepsilon}$ und $C_{2\varepsilon}$. Aus Gleichung 3.15.1 folgt für die Turbulenzintensität u' bei isotroper Turbulenz $u' = u'_1 = u'_2 = u'_3$:

$$u' = \sqrt{\frac{2}{3} k} \quad (\text{Gl. 3.17})$$

Einschränkend gilt für das $k\varepsilon$ -Modell, dass die Beschreibung der turbulenten Strömung auf Basis richtungsunabhängiger Größen wie der turbulenten kinetischen Energie und der Dissipation streng genommen nur für isotrope Turbulenz zulässig ist. Insbesondere für Brennverfahren mit hoher Ladungsbewegung erfolgt jedoch eine Dämpfung der stochastischen Mikrobewegungen in radialer Richtung durch die auftretenden Zentrifugalkräfte, so dass gilt: $u'(r) \ll u'(\varphi)$. Die Entwicklung genauerer Turbulenzmodelle ist derzeit Gegenstand intensiver Forschungsarbeit, so dass zukünftig, neben der stärkeren Berücksichtigung neuer Berechnungsverfahren wie der LES, auch der Einsatz aufwändigerer Turbulenzmodelle zu erwarten ist. Grundsätzlich hat sich das $k\varepsilon$ -Modell in der motorischen Berechnung als leistungsfähig und numerisch robust erwiesen [3.1]. Außerdem existiert eine umfangreiche Wissens- und Erfahrungsbasis mit diesem Modell, so dass es derzeit den Stand der Technik darstellt. Nach der Durchführung einiger Verifikationen wurde es deshalb auch im Rahmen dieser Arbeit eingesetzt, siehe nächster Abschnitt.

3.1.3 Beschreibung der Strömung an den Wänden

Von großer Bedeutung für die Berechnung innermotorischer Vorgänge ist die Beschreibung von Strömungsablösungen in den Kanälen zur Wiedergabe des Durchflussverhaltens, der Ladungsbewegung sowie des Wandwärmeübergangs in den Kanälen und im Zylinder. Da die Dicke der Wandschicht etwa eine Größenordnung unter der üblichen Zellgröße liegt, ist eine direkte Berechnung des Geschwindigkeits- bzw. Temperaturprofils an der Wand mit der numerischen Auflösung des Rechengitters nicht möglich. Vielmehr werden in den an die Wände angrenzenden Fluidzellen spezielle Wandfunktionen gelöst, die eine Näherung für den Verlauf der Geschwindigkeit und der Temperatur in der Wandschicht darstellen. Abbildung 3.1 zeigt beispielhaft das Geschwindigkeitsprofil in der Wandschicht nahe des Ablösepunkts der Strömung.

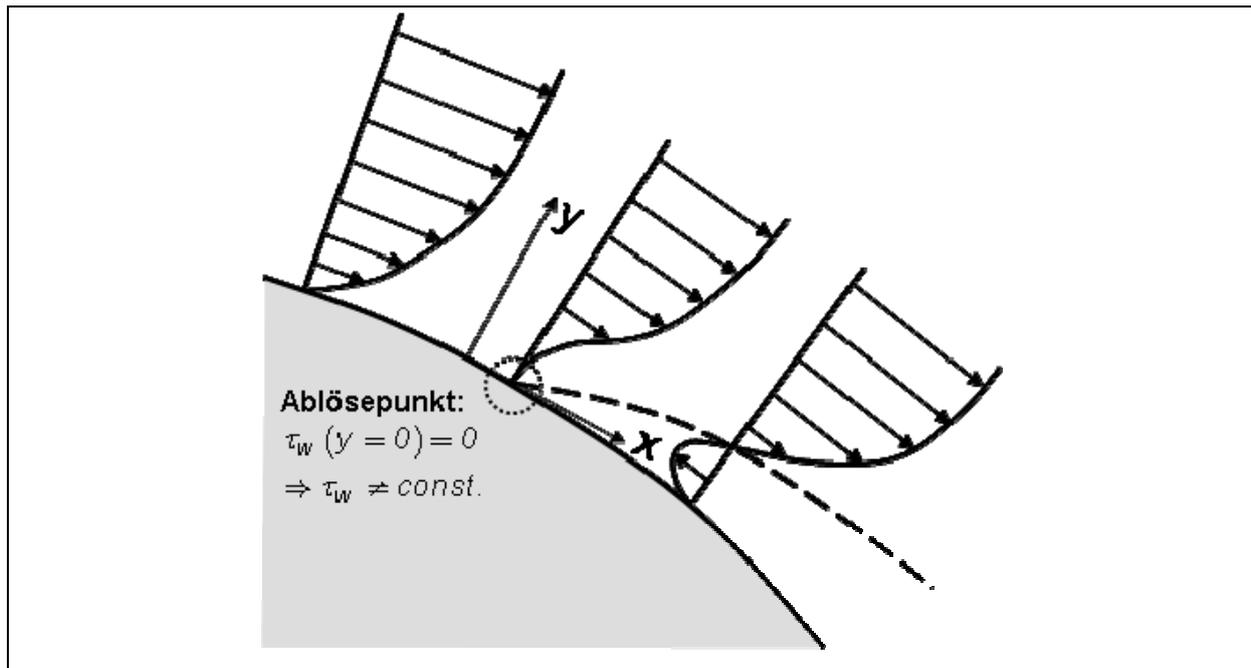


Abbildung 3.1: Strömungsprofile in der unmittelbaren Nähe des Ablösepunkts

Unter der Annahme einer zweidimensionalen, inkompressiblen und stationären Strömung sowie einem vernachlässigbaren Druckgradienten parallel zur Wand ($\partial p / \partial x = 0$) vereinfachen sich die Reynolds-gemittelte Massen- und Impulsbilanz, siehe Gleichungen 3.1.1, 3.1.2 und 3.11, zu [3.5]:

$$\frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} - \rho \overline{u'v'} \right) = 0 \quad (\text{Gl. 3.18})$$

wobei u die Geschwindigkeitskomponente parallel zur Wand, v die Geschwindigkeitskomponente und y die Koordinatenrichtung senkrecht zur Wand darstellen. Durch Integration erhält man die konstante Wandschubspannung τ_w :

$$\mu \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} - \rho \overline{u'v'} = \text{const.} = \tau_w, \quad (\text{Gl. 3.19})$$

Gleichung 3.19 kann nach Einführung einer turbulenten Viskosität ν_t umformuliert werden zu [3.5]:

$$\frac{\tau_w}{\rho} = (\nu + \nu_t) \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \quad (\text{Gl. 3.20})$$

und mit der Definition weiterer dimensionsloser Größen:

$$u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}}; \quad u^+ = \frac{\bar{u}}{u_\tau}; \quad y^+ = \frac{u_\tau y}{\nu} \quad (\text{Gl. 3.21.1-3.21.3})$$

folgt:

$$\frac{\partial u^+}{\partial y^+} = \frac{1}{1 + \nu_t/\nu}. \quad (\text{Gl. 3.22})$$

Unterteilt man die Wandschicht in eine laminare, viskose Unterschicht mit vernachlässigbarer turbulenter Viskosität und eine vollturbulente Schicht über der viskosen Unterschicht, innerhalb derer die turbulente Viskosität die laminare Viskosität um ein vielfaches übersteigt, ergeben sich aus Gleichung 3.22 folgende Wandfunktionen für die dimensionslose Geschwindigkeit u^+ :

Tabelle 3.1: Wandgesetze bei unterschiedlicher Charakteristik der Wandschicht

	Annahme	Wandgesetz
Viskose Unterschicht	$\nu \gg \nu_t$	$u^+ = y^+$
Vollturbulente Wandschicht	$\nu \ll \nu_t$	$u^+ = \frac{1}{\kappa} \ln y^+ + C$

$\kappa = 0,4$ ist die Karman-Konstante und $C = 5,5$ eine empirische Konstante. In Anlehnung an die Beschreibung der dimensionslosen Geschwindigkeit für die vollturbulente Wandschicht werden die Funktionen als logarithmisches Wandgesetz bezeichnet. Für das Temperaturprofil in der Wandschicht lässt sich eine ähnliche Gesetzmäßigkeit herleiten, auf die aber nicht näher eingegangen werden soll [3.5].

Experimentelle Untersuchungen zeigten eine gute Übereinstimmung für die viskose Unterschicht bei $y^+ \leq 5$ und für die vollturbulente Wandschicht bei Werten zwischen $30 \leq y^+ \leq 300$. Bei y^+ -Werten im Berechnungspunkt der Wandschichtzellen, die

nicht in diesen Bereichen liegen, liefert das logarithmische Wandgesetz keine genaue Lösung und verliert insbesondere bei Werten jenseits von 300 seine Gültigkeit. Durch die verschiedenen Strömungszustände im Verbrennungsmotor während des Ansaug- und Kompressionstakts wäre für eine Einhaltung dieser Kriterien ein flexibler Abstand des ersten Berechnungspunkts von der Wand erforderlich. Derzeit ist durch die Schwierigkeit der Erstellung von Rechengittern, die eine Bewegung der Ventile und des Kolbens zulassen, nur eine eingeschränkte Einflussnahme auf die Größe der Wandschichtzellen möglich. Abbildung 3.2 zeigt die y^+ -Werte für den Ansaugvorgang des im Rahmen dieser Arbeit untersuchten direkt einspritzenden Otto-Motors bei 450 °KWnZOT, also hohen Einströmgeschwindigkeiten, im betrachteten Teillast-Betriebspunkt, siehe Tabelle 4.4.

Es ist zu erkennen, dass die berechneten Werte deutlich unterhalb 300 liegen und damit grundsätzlich eine vertretbare Genauigkeit der Ergebnisse erwarten lassen. Ein erheblicher Teil der Oberfläche liegt jedoch im Bereich zwischen der viskosen und vollturbulenten Grenzschicht, so dass eine vorsichtige Interpretation der Ergebnisse erforderlich ist.

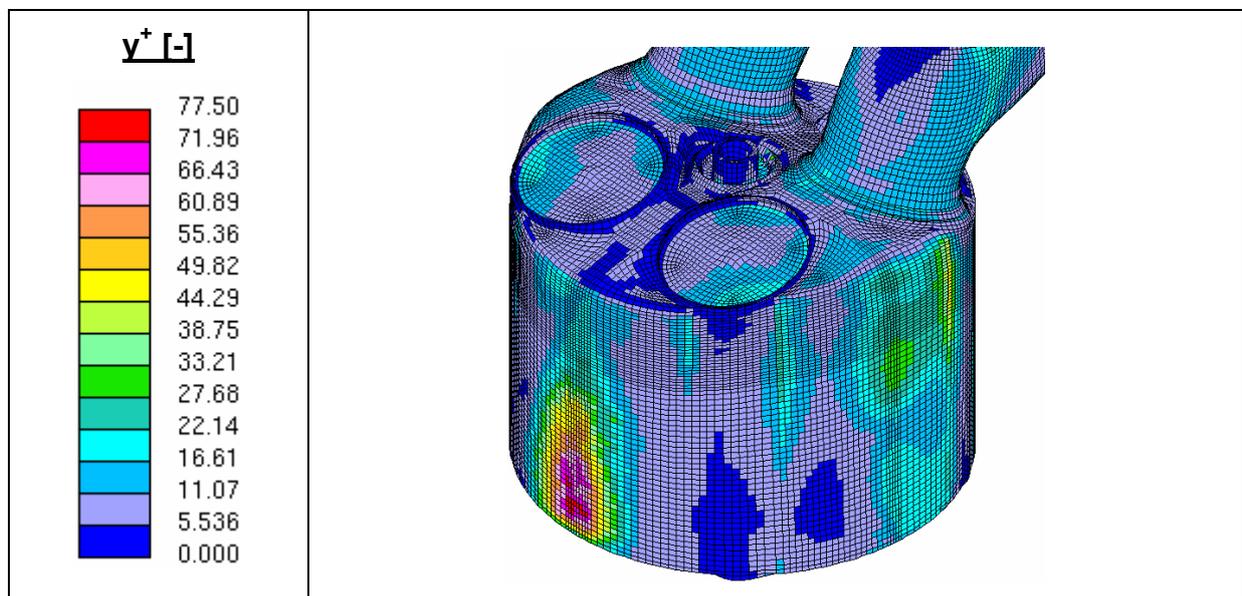


Abbildung 3.2: y^+ -Werte der Randzellen des Brennraums bei 450 °KWnZOT (Basis-Variante, Teillast)

Untersuchungen, die die Simulation der Verbrennung zum Inhalt hatten, zeigten in der Vergangenheit, dass aufgrund der hohen Temperatur- und Spannungsgradienten

während der Verbrennung das logarithmische Wandgesetz zu hohe Gastemperaturen im Brennraum berechnet, was, bedingt durch den hohen Einfluss der Temperatur auf die Reaktionskinetik und Schadstoffbildung, eine bedeutende Einschränkung darstellt. Aus diesem Grund wurden modifizierte Ansätze auf Basis des obigen Modells entwickelt [3.7] bzw. werden einfache empirische Modelle wie das Wandwärmeeübergangsmodell von Woschni verwendet [3.8, 3.9].

Im Hinblick auf die Berechnung des Strömungsfelds in den Ein- und Auslasskanälen ist die Gültigkeit der berechneten Geschwindigkeitsprofile in der Wandschicht bedeutsam. Es zeigt sich, dass die Annahme einer konstanten Wandschubspannung, siehe Gleichung 3.19, zu Schwierigkeiten bei der Berechnung von Strömungsablösungen führt, da im Ablösepunkt an der Wand die Turbulenz verschwindet ($v' = 0$ in Gleichung 3.19) und ein Geschwindigkeitsprofil mit einer senkrechten Tangente entsteht ($\partial \bar{u} / \partial y = 0$), siehe Abbildung 3.1. Es gilt daher $\tau_w(y=0) = 0$. Da zur Ausbildung eines wandnahen Geschwindigkeitsprofils $\tau_w \neq 0$ gefordert ist, steht dies im Widerspruch zur Annahme einer konstanten Schubspannung in der Wandschicht. Das $k\varepsilon$ -Modell überschätzt daher bekanntermaßen die turbulente Viskosität und führt im Allgemeinen zu einer ungenauen Berechnung der Rezirkulationsgebiete bzw. zu einem verspäteten Ablösen der Strömung [3.10].

Um die Anwendbarkeit des $k\varepsilon$ -Modells für die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen zu verifizieren, wurden Vergleiche zwischen den Ergebnissen der numerischen CFD-Simulation und den Resultaten aus statischen Durchblasversuchen am Strömungsprüfstand durchgeführt. So zeigte sich etwa eine befriedigende Übereinstimmung zwischen den an der Fließbank gemessenen Durchflussbeiwerten der Auslasskanäle eines Vierventil-Otto-Motors und den mit Hilfe einer statischen Strömungssimulation gerechneten Werten. Die Ergebnisse werden in Kapitel 5.2 erläutert. Auch die mittels der Prozessrechnung gerechneten instationären Massenströme während des Ladungswechsels durch die Ein- und Auslassventile konnten mit der CFD-Simulation gut abgebildet werden. Abbildung 3.3 zeigt einen Vergleich der beiden Berechnungsverfahren für die Ventilüberschneidung und den Ansaugtakt bei einem Vierventil-Otto-Motor mit Kanalabschaltung im untersuchten Teillast-Betriebspunkt, siehe Tabellen 5.1 und 5.2.

Die geringen Unterschiede in den Kurvenverläufen während der Ventilüberschneidungsphase und bei maximalem Einlassmassenstrom sind nicht notwendigerweise eine Indiz für eine ungenaue Beschreibung des Strömungsfelds durch die CFD-

Simulation. Wie in Kapitel 3.3.1 noch erläutert wird, ist etwa eine fehlende Differenzierung der Durchflussbeiwerte der Ein- und Auslassventile in Bezug auf Ein- und Ausströmrichtung und die modellbedingte fehlende räumliche Orientierung von Brennraum, Ein- und Auslasssystem seitens der Prozessrechnung kritisch zu hinterfragen. Die z. T. erheblichen Unterschiede der Durchflusszahlen für die beiden Strömungsfälle Ein- und Ausströmen werden in Kapitel 5.8 anhand der Durchströmung der Auslassventile erläutert.

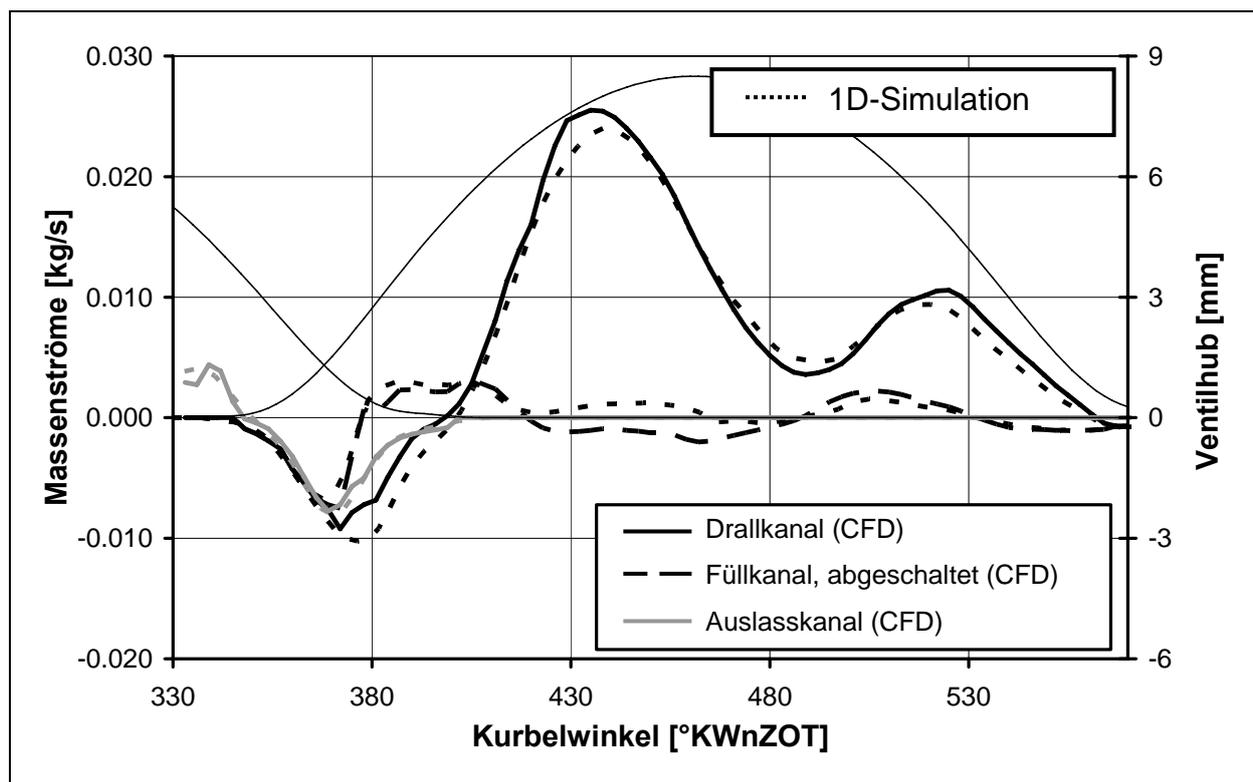


Abbildung 3.3: Vergleich der Massenstromverläufe zwischen CFD-Simulation und Prozessrechnung bei einlassseitiger Kanalabschaltung und großer Ventilüberschneidung (Otto-Motor mit Kanaleinspritzung, Teillast)

In jedem Fall kann mit der grundsätzlich guten Übereinstimmung der Ergebnisse plausibel nachgewiesen werden, dass das logarithmische Wandgesetz im Rahmen dieser Untersuchungen einen brauchbaren Ansatz zur Berechnung der Strömungsvorgänge liefert.

3.2 Erstellen der numerischen Strömungsmodelle

Abbildung 3.4 gibt einen Eindruck vom Modellierungs-, Lösungs- und Auswertungsablauf der im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten CFD-Simulationsrechnungen. Der Ablaufplan bezieht sich auf das eingesetzte Programmpaket Star-CD™, ist jedoch auf andere Anwendungsprogramme übertragbar.

Während durch die Anwenderfreundlichkeit der einzelnen Programme die Erstellung der Rechengitter in der Vergangenheit wesentlich vereinfacht wurde, ist die Modellierungsphase (Preprocessing) aufgrund der zahlreichen Schnittstellen zwischen den CAD-Programmen zur Geometrieerstellung und den Vernetzern des CFD-Programmpakets immer noch zeitintensiv. Der Aufwand nimmt weiter zu, wenn, wie in diesem Fall, ein bewegtes Netz für die Berücksichtigung der Ventil- und Kolbenbewegung über Grad Kurbelwinkel erforderlich ist.

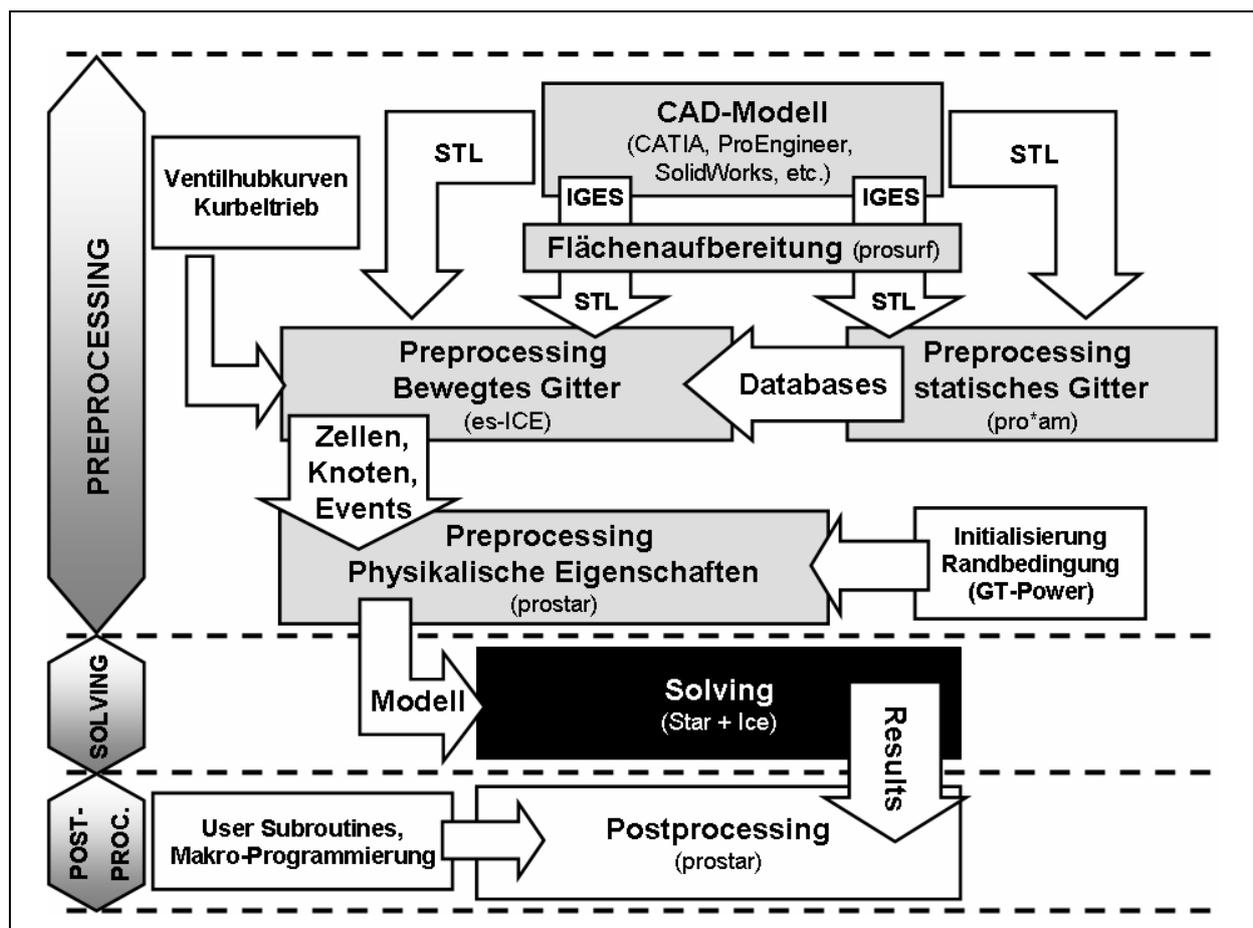


Abbildung 3.4: Ablaufplan der durchgeführten CFD-Simulationen auf Basis des Programmpakets Star-CD™

Die bewegten Netze wurden mit dem Expertensystem es-ice™ mit der Mapped-Meshing-Methode erstellt, d. h. die Netzknoten wurden ausgehend von einer als Template bezeichneten Standardgeometrie auf die aus den CAD-Daten extrahierten Oberflächen projiziert [3.11]. Abbildung 3.5 zeigt beispielhaft das bewegte Netz eines Vierventil-Otto-Motors für zwei unterschiedliche Netzpositionen.

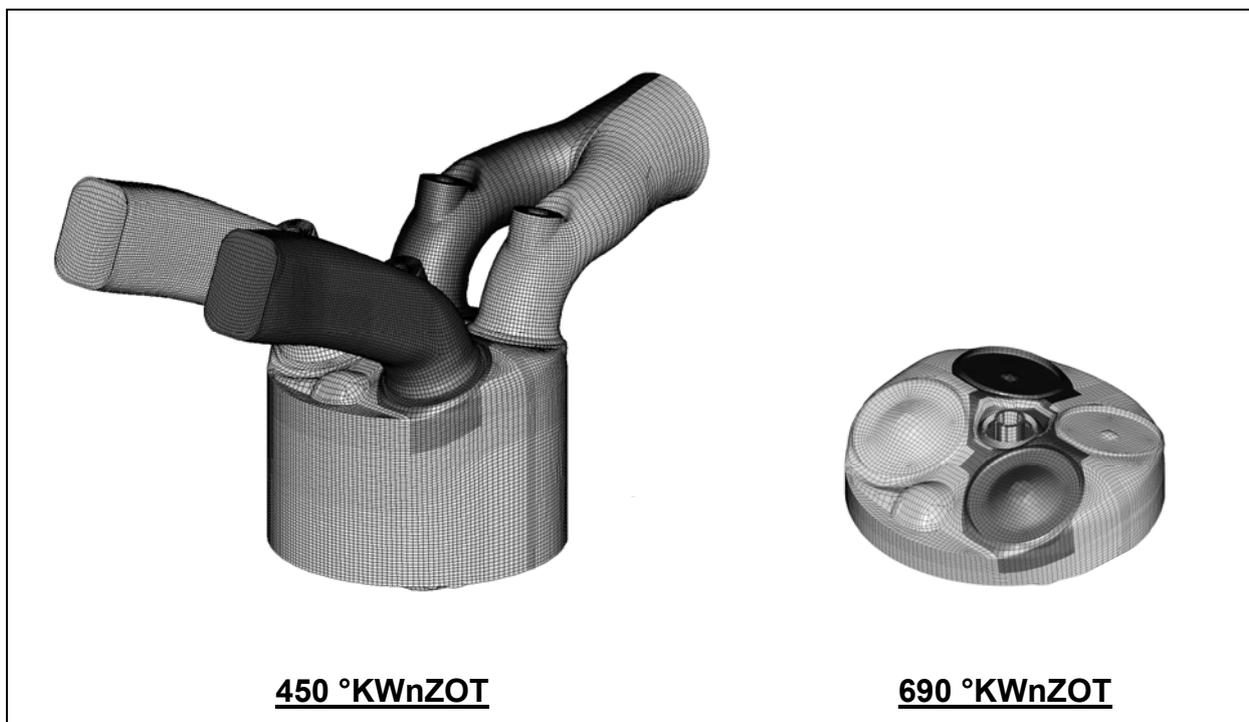


Abbildung 3.5: Bewegtes Netz eines Vierventil-Otto-Motors für zwei Netzpositionen

Um durch die Druck-Randbedingungen des CFD-Modells initiierte Massenschwankungen in den Einlasskanälen zu vermeiden, ist die zusätzliche Modellierung eines Teils des Ansaugsystems erforderlich. Für diese als statische Netze ausgeführten Modellteile steht das Programm pro*am zur Verfügung, das auf Basis der Trimmed-Meshing-Methode arbeitet. Dabei wird aus einem vordefinierten Zellblock das durchströmte Volumen mit den aus den CAD-Daten extrahierten Oberflächen herausgeschnitten [3.1]. Anschließend werden beiden Modellteile unter Verwendung mathematischer Koppelbedingungen zusammengefügt, siehe Abbildung 3.6.

An den Grenzen des Strömungsmodells werden ein- und auslassseitig die mit Hilfe der eindimensionalen Strömungsrechnung ermittelten und über Grad Kurbelwinkel abgelegten Drücke und Temperaturen vorgegeben, siehe auch nächster Abschnitt. Ferner werden die Gaszustandsgrößen sowie die Kraftstoff- und Restgaskonzentrationen im Saugsystem mit Hilfe der Prozessrechnung initialisiert [3.11].

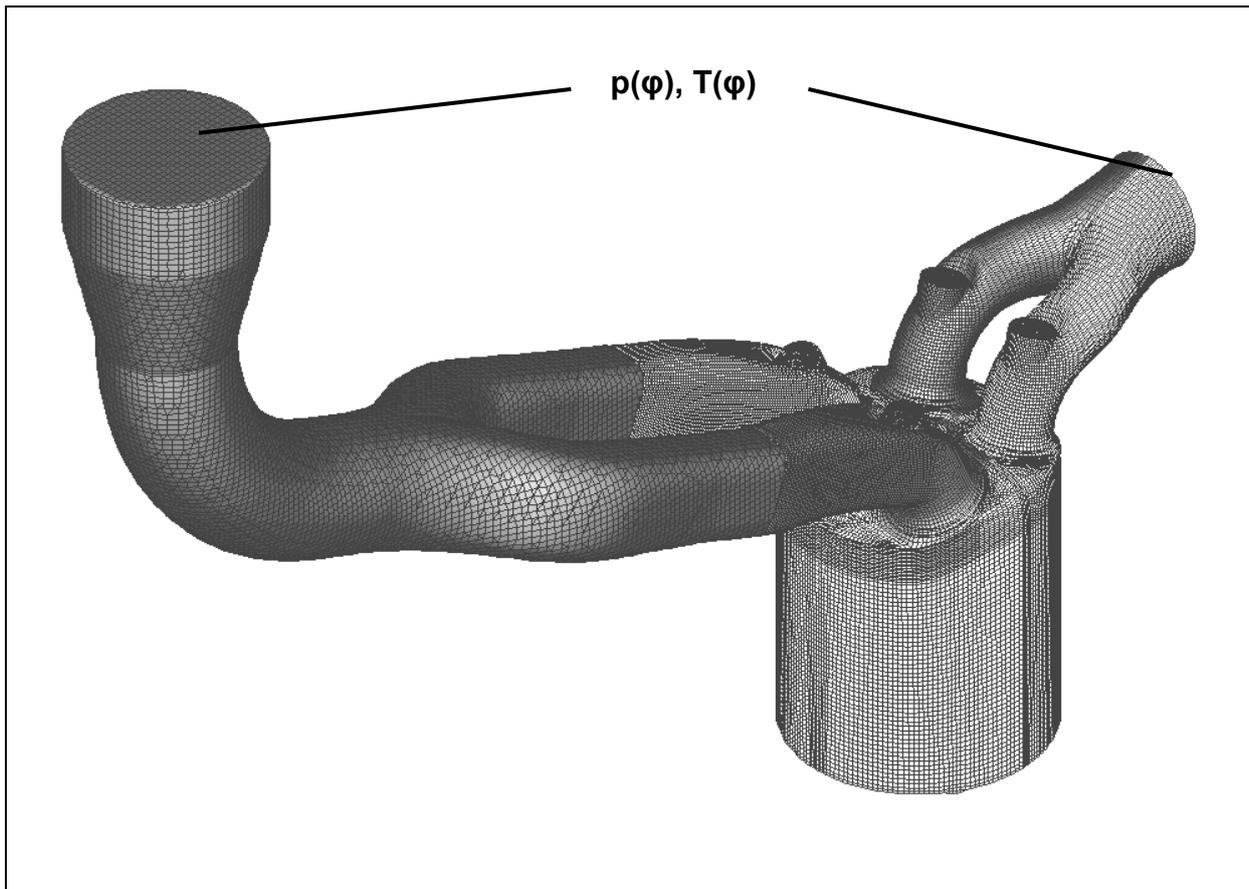


Abbildung 3.6: Gesamtmodell Vierventil-Otto-Motor als Verbindung aus statischem und bewegtem Netz

Im Falle der transienten Simulation von Ladungswechsel und Kompression liegt der gesamte Arbeitsaufwand, bestehend aus Preprocessing, Solving und Post-processing, noch immer im Bereich von Wochen, was im Rahmen industrietüblicher Entwicklungszeiten nur die Betrachtung ausgewählter Varianten ermöglicht. Auch die sinnvolle Größe der Modelle, die sich derzeit bei etwa 10^6 Zellen bewegt, beschränkt den betrachteten Ausschnitt des Motors meist auf einen Zylinder und einen Teil des Einlasssystems. Für schnelle, den gesamten Motor umfassende Berechnungen der Zustandsgrößen sind physikalische Vereinfachungen notwendig, wie sie in den ein-dimensionalen Ansätzen der Prozessrechnung getroffen werden.

3.3 Modellbildung mit den Ansätzen der Prozessrechnung

Die Prozessrechnung basiert auf einer vereinfachten Betrachtung der Strömung im Verbrennungsmotor. Ein- und Abgassystem werden als verzweigte Rohrsysteme und

Behältervolumina betrachtet, wobei Rohre und Verzweigungen durch einen eindimensionalen Stromfaden angenähert und durch die in den Gleichungen 3.1.1 bis 3.1.4 beschriebenen Navier-Stokes-Gleichungen, Zylinder- und Behältervolumina zumeist durch nulldimensionale Ansätze beschrieben werden [3.5, 3.12, 3.13].

Abbildung 3.7 zeigt zur Illustration ein mit dem kommerziellen Software-Paket GT-PowerTM aufgebautes Modell eines Vierzylinder-Otto-Motors mit Saug- und Abgassystem sowie geregelter Drosselklappe und AGR-Ventil für externe Abgasrückführung. Dargestellt ist die visuelle Umsetzung des Modells auf der grafischen Benutzeroberfläche des Programms. Die Icons repräsentieren jeweils ein Bauteil bzw. eine Baugruppe mit den hinterlegten physikalischen Eigenschaften.

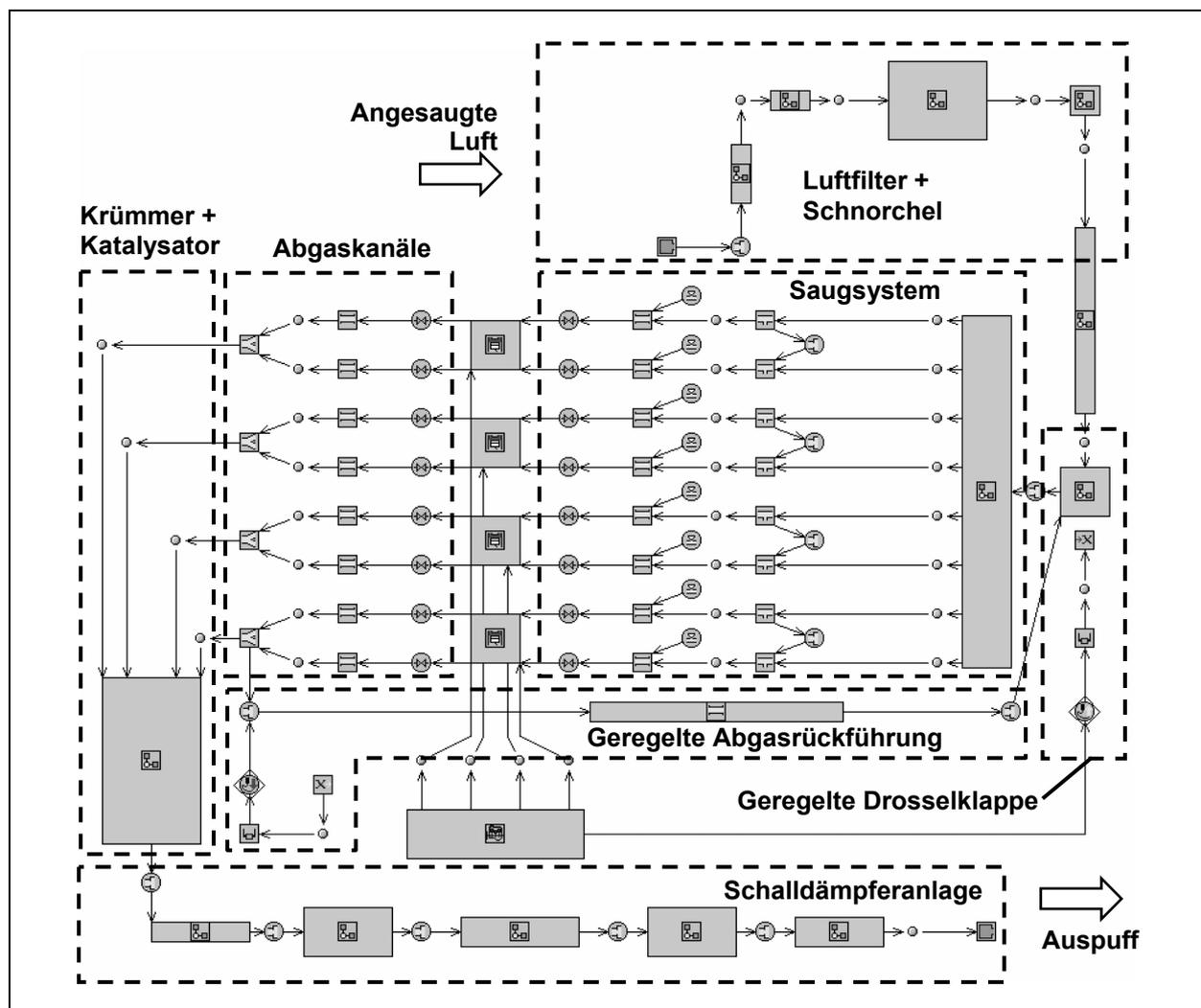


Abbildung 3.7: Modell eines Vierzylinder-Otto-Motors mit geregelter Drosselklappe und AGR-Ventil

3.3.1 Physikalische Beschreibung der Ein- und Auslassventile

Für Bauteile, deren Funktion durch die null- bzw. eindimensionale strömungsmechanische Modellbildung nicht ausreichend bestimmt werden kann, kommen empirische Ansätze zum Einsatz. Zu diesen Bauteilen zählen alle Arten von Drosselstellen, deren Durchflussverhalten durch die Einschnürung der Strömung im engsten Querschnitt und damit räumlichen Strömungseffekten, wie der Strömungsablösung und –rezirkulation, abhängen. Dies gilt auch für die Ein- und Auslassventile, die als über den Ventilhub veränderliche Drosselstelle interpretiert werden. Da der berechnete Liefergrad und damit die Leistung und der Kraftstoffverbrauch ganz wesentlich von der korrekten Beschreibung des Ladungswechsels abhängen, ist die Berechnung des Durchflussverhaltens der Ein- und Auslassventile von großer Bedeutung.

Der durch die Drosselstelle fließende Massenstrom \dot{m} wird durch die Saint-Venant'sche Durchflussgleichung beschrieben:

$$\dot{m} = \alpha_K \cdot A_{Ref} \cdot \sqrt{2p_0\rho_0} \cdot \sqrt{\frac{\kappa}{\kappa-1} \left[\left(\frac{p}{p_0} \right)^{\frac{2}{\kappa}} - \left(\frac{p}{p_0} \right)^{\frac{\kappa+1}{\kappa}} \right]} \quad (\text{Gl. 3.23})$$

mit dem am Strömungsprüfstand gemessenen Durchflussbeiwert α_K , einer Referenzfläche A_{Ref} , dem Isentropen-Exponenten κ , dem Totaldruck p_0 und der Totaldichte ρ_0 vor, sowie dem statischen Druck p nach der Drosselstelle. Im Fall der Ventile ist der Durchflussbeiwert α_K eine Funktion des Ventilhubes.

Es ist darauf zu achten, dass aufgrund ihrer geometrischen Ausführung das Durchflussverhalten durch die Ventile in beiden Strömungsrichtungen unterschiedlich ist. Die Durchflussbeiwerte sind für die aus dem Brennraum ausströmende Luft aufgrund der starken Umlenkung am Ventilteller kleiner als für die einströmende Luft. Dies konnte für die Auslassventile am untersuchten Otto-Motor mit Kanaleinspritzung rechnerisch bestätigt werden, siehe Abbildung 5.25 in Abschnitt 5. Derzeit begnügt man sich zumeist mit der experimentellen Ermittlung der Durchflussbeiwerte in die Hauptströmungsrichtung, d. h. einströmende Luft für die Einlass- und ausströmende Luft für die Auslassventile, was im Allgemeinen keinen Einfluss auf die Güte der Ergebnisse hat. Lediglich im Teillast-Betrieb bei großer Ventilüberschneidung wird auf-

grund der Druckdifferenz zwischen dem gedrosselten Saugsystem und dem Abgas-system ein hoher Massenstrom entgegen der Hauptströmungsrichtung in das Saug-system durchgespült. Die ungenaue Angabe der Durchflussbeiwerte kann dabei zu einer fehlerhaften Berechnung der im Zylinder enthaltenen Restgasmasse zu Beginn des folgenden Verbrennungszyklus führen.

Neben der Abhängigkeit des Durchflussbeiwerts von der Strömungsrichtung besteht auch ein Einfluss vom Druckgefälle an der Drosselstelle. Dies wurde experimentell am Strömungsprüfstand für die Einlassventile eines Vierventil-Otto-Motors untersucht. Der Zylinderkopf wurde dabei einlassseitig für Ventilhub zwischen 1 und 5 mm in Hauptströmungsrichtung durchblasen. Abbildung 3.8 zeigt die für Druckgefälle von 50 mbar, 100 mbar, 150 mbar und 200 mbar gemessenen Durchflussbeiwerte.

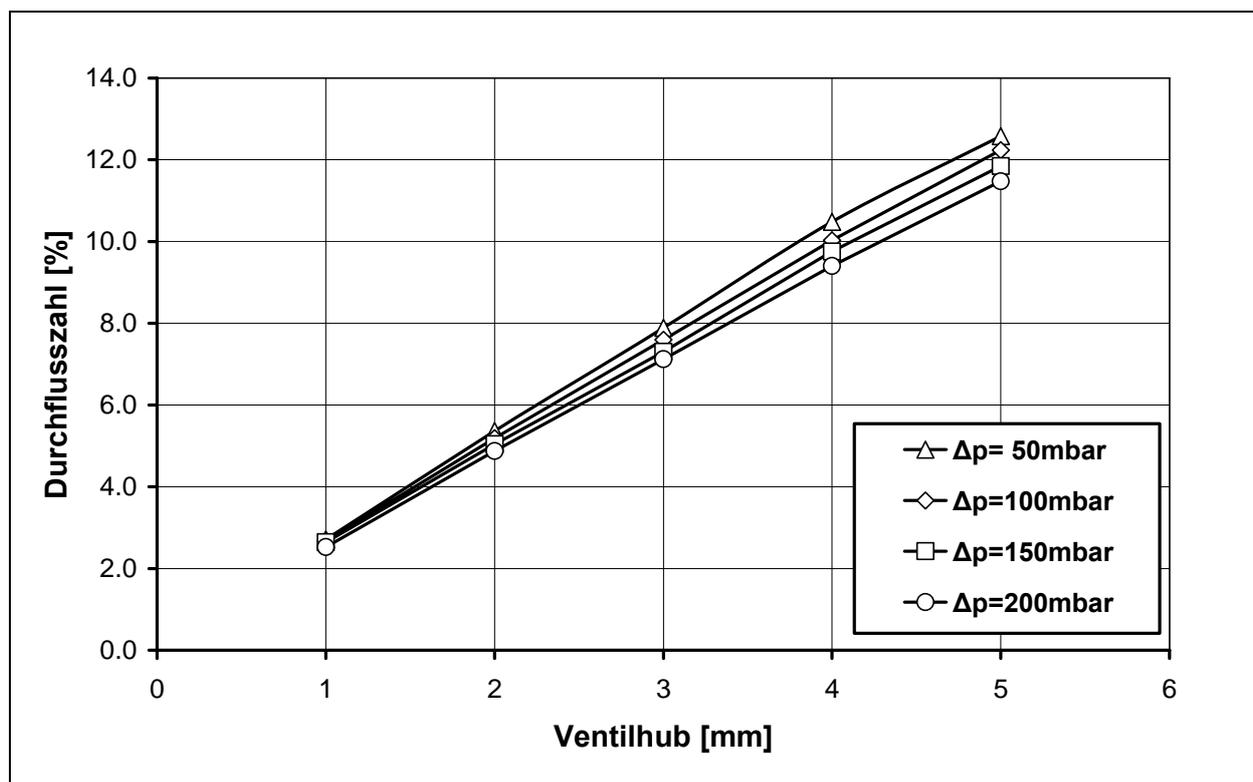


Abbildung 3.8: Durchflussbeiwerte der Einlassventile in Abhängigkeit des Druckgefälles mit einer auf die Zylinderbohrung bezogenen Referenzfläche

Bei 200 mbar Druckgefälle sinkt demnach der Durchflussbeiwert gegenüber dem Wert bei 50 mbar um etwa 10 %. Dieser auf den ersten Blick moderate Einfluss kann jedoch durchaus bedeutsam sein, etwa bei Steuerzeitenkonzepten mit geringem

Ventilhub und dabei insbesondere in Verbindung mit spätem Öffnen der Einlassventile im Vollast-Betrieb. In diesem Fall ist der Kolben bei Einlass-Öffnen bereits in der Abwärtsbewegung, was zu einer Abnahme des Zylinderdrucks und einem hohen Druckgefälle zwischen Zylinder und Einlasssystem führt. Abbildung 3.9 zeigt Berechnungsergebnisse für einen Vierventil-Otto-Motor mit einem um 41 % reduzierten Einlassventilhub bei Vollast-Betrieb. Gegeneinander aufgetragen ist der berechnete Liefergrad bei konstanten und vom Druckgefälle abhängigen Durchflussbeiwerten für die Einlassventile.

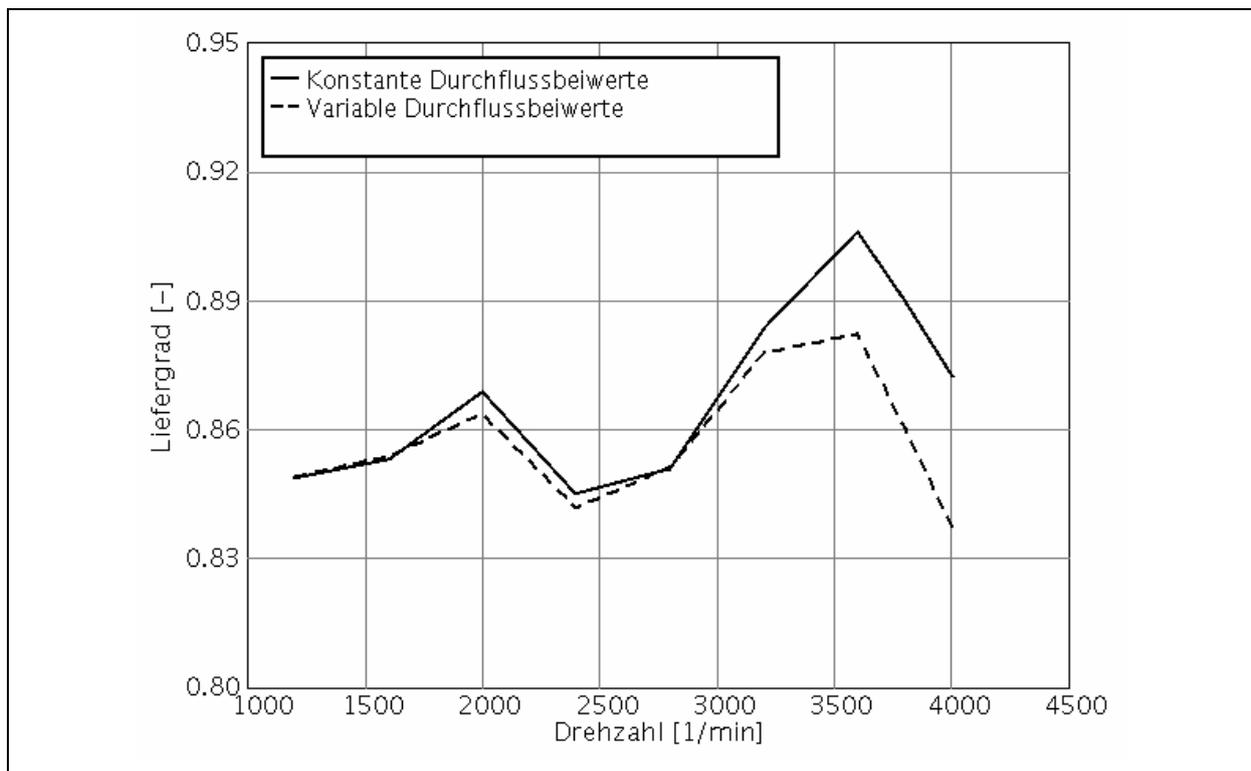


Abbildung 3.9: Vergleich des berechneten Liefergrads für Einlassventile mit konstanten und vom Druckgefälle abhängigen Durchflussbeiwerten bei einem um 41 % reduzierten Ventilhub und Vollast-Betrieb

Aufgrund des über der Drehzahl zunehmenden Differenzdrucks an den Ventilen und der in Abbildung 3.8 dargestellten Charakteristik des Durchflussverhaltens vom Druckgefälle weichen beide Kurvenverläufe ab etwa 3.000 1/min merklich voneinander ab. Demnach ist bei Konzepten mit reduzierten Ventilhuben zumindest für die Berechnung des Vollast-Betriebs eine Modellierung der Ventile mit vom Druckverhältnis p/p_0 abhängigen Durchflussbeiwerten ratsam.

3.3.2 Wärmefreisetzung im Zylinder

Die Wärmefreisetzung in Folge der Verbrennung des eingespritzten Kraftstoffs wird im einfachsten Fall über die Vibe-Funktion beschrieben [3.14]:

$$\frac{Q(\varphi)}{Q_{ges}} = 1 - \exp \left[-C \left(\frac{\varphi - \varphi_{BB}}{\Delta\varphi_{BD}} \right)^{m+1} \right] \quad (\text{Gl. 3.24})$$

Q gibt dabei den Summenbrennverlauf, also die kumulierte freigesetzte Energie über dem Kurbelwinkel φ an. Die Indizes BB und BD stehen für den Brennbeginn bzw. für die Brenndauer, m ist ein empirisch zu bestimmender Formparameter. Die gesamte dem Brennraum zugeführte Kraftstoffenergie Q_{ges} lässt sich aus dem Produkt der Kraftstoffmasse m_B und dem Heizwert H_u berechnen:

$$Q_{ges} = m_B \cdot H_u \quad (\text{Gl. 3.25})$$

Für die Berechnung des Wärmestroms zwischen dem Arbeitsgas und den Zylinderwänden existieren ebenfalls zahlreiche Ansätze, wobei derzeit der von Woschni vorgeschlagene und die darauf basierenden Modellvorstellungen die am weitesten verbreiteten sind [3.8, 3.15, 3.16].

Die Verbrennung ist, wie in Abschnitt 7 noch ausführlich erläutert wird, von zahlreichen Parametern, wie Druck, Temperatur, Restgaskonzentration und Turbulenz abhängig. Sie ist damit für einen gegebenen Motor keine konstante Größe sondern an die einzelnen Betriebspunkte anzupassen. Insbesondere bei einer Analyse des Kraftstoffverbrauchs in Abhängigkeit verschiedener Ventilsteuerzeiten führt die aufgrund der oben genannten Einflussgrößen bedingte Variation der Brenndauer zu einem erheblichen Einfluss auf den Verbrennungswirkungsgrad und damit auf die Güte der Ergebnisse. Von großem Interesse ist in diesem Zusammenhang auch die Fahrbarkeitsgrenze des Brennverfahrens, d. h. die Restgaskonzentration bei der der Variationskoeffizient des indizierten Mitteldrucks einen definierten Grenzwert übersteigt. Dieses Kriterium stellt im Allgemeinen die Grenze für die Entdrosselung des Saugsystems infolge interner oder externer Abgasrückführung dar.

Gleichung 3.24 liefert jedoch keine Voraussage hinsichtlich des Verlaufs der Wärmefreisetzung in Abhängigkeit physikalischer Größen, sondern lediglich die mathematische Beschreibung des Brennverlaufs. Damit ist die Fähigkeit des Verfahrens, den Motorbetrieb in einem weiten Drehzahl- und Lastbereich korrekt wiederzugeben, eingeschränkt.

Es wurden in der Vergangenheit zahlreiche Arbeiten veröffentlicht, die auf Basis der Prozessrechnung eine Beschreibung der Verbrennungseigenschaften erlauben. In [2.14] wird beispielsweise ein empirischer Zusammenhang zwischen den in Gleichung 3.24 enthaltenen Parametern m und $\Delta\varphi_{BD}$, dem Restgasgehalt und der Steuerzeitenbreite der Einlassventile hergestellt. In [3.17] wird auf Basis von Vibe-Ersatzbrennverläufen in Abhängigkeit von Last und Motordrehzahl eine Umrechnungsvorschrift für den Zündverzug, die Brenndauer und den Formparameter angegeben, die jedoch nur für Restgasgehalte von 0 bis 10 % gültig ist. In [3.18] wiederum wird mit einer Vielzahl experimenteller Untersuchungen am Motorprüfstand ein neuronales Netz trainiert, das eine Interpolation der Brennverläufe erlaubt.

Einen tieferen Zugang zu dieser Problematik bieten die phänomenologischen Modelle, die auf physikalischen Zusammenhängen zwischen Gemischaufbereitung, Gemischentflammung und Verbrennung basieren. Eine ausführliche Übersicht und Beschreibung dieser Ansätze, die insbesondere für die dieselmotorische Verbrennung eine gewisse Akzeptanz fanden, findet sich in [3.5]. Im Bereich der Otto-Motoren wurden die sogenannten Entrainment-Modelle eingeführt, die eine physikalische Beschreibung der Vorgänge in der Flammenfront liefern. Hires, Tabaczynski und Novak entwickelten einen Ansatz, der die Brenndauer in einen Flammenentwicklungswinkel $\Delta\theta_d$, der den Übergang der laminaren in die vollturbulente Flamme beschreibt, und eine Brenndauer der turbulenten Flamme unterteilt [3.19]. Der Flammenentwicklungswinkel wird als der Zeitraum definiert, den die Flamme benötigt um einige große Turbulenz-Wirbel durchzubrennen:

$$\Delta\theta_d = C \left(\frac{L_x}{u'} \right)^{1/3} \left(\frac{l_M}{s_L} \right)^{2/3}, \quad (\text{Gl. 3.26})$$

wobei L_x die integrale Länge, l_M die Mikrolänge nach Taylor, u' die Turbulenzintensität, s_L die laminare Flammengeschwindigkeit und C eine empirische Konstante darstellen. Die Modellvorstellung des Entrainment-Modells geht davon aus, dass sich die

großen Turbulenzballen aus kleineren Wirbelstrukturen mit den Abmessungen l_M zusammensetzen. Die Flamme tritt entlang der Grenzen dieser Mikrostrukturen in die großen Wirbel ein und brennt die kleinen Wirbel durch, wobei laminare Flammgeschwindigkeit angenommen wird. Die Entrainment-Modelle sind aufgrund ihrer einfachen Annahmen in die Zwei-Zonen-Modelle der Prozessrechnung implementierbar. Für die Berechnung der turbulenten Größen werden vereinfachte Ansätze angenommen [2.18]. Daraus abgeleitet werden können die Veränderung des Brennverlaufs und Kriterien für die Stabilität der Verbrennung und Restgasverträglichkeit [3.20].

Ihre Grenzen finden alle beschriebenen Modelle zur Beschreibung der Verbrennung bei Konzepten mit erhöhter Ladungsbewegung, was bereits durch die nulldimensionale Beschreibung des Zylinders zum Ausdruck kommt. Zwar wurden auch hier in der Vergangenheit Lösungsvorschläge für die Darstellung der Zylinderinnenströmung und deren Einfluss auf Verbrennung und Wandwärmeverluste veröffentlicht [3.20, 3.21], eine allgemeingültige Lösung für die Beschreibung der verschiedenen Formen der Ladungsbewegung und deren Zerfall in Turbulenz ist derzeit jedoch für diesen Modellansatz nicht verfügbar. Hier sind nach wie vor detaillierte, dreidimensionale Simulationsrechnungen notwendig. Ein Bewertungsverfahren zur Verbrennungsstabilität auf Basis dieser Methode wird in Abschnitt 7 vorgestellt.

3.4 Kennfeldberechnungen für den Teillast-Betrieb mit Abgasrückführung

In den folgenden Abbildungen sind mit GT-PowerTM berechnete Ergebnisse für den untersuchten Otto-Motor mit Kanaleinspritzung im Teillast-Betrieb dargestellt. Motor und Betriebspunkt sind im folgenden Abschnitt in den Tabellen 4.1 und 4.2 definiert. Für die Berechnungen wurden der Brennverlauf nach Vibe und der Wandwärmeeübergang nach Woschni gewählt. Die Parameter m und $\Delta\varphi_{BD}$ aus Gleichung 3.24 wurden mit Hilfe verfügbarer Messergebnisse vom Motorenprüfstand in Abhängigkeit von Last und Motordrehzahl als variable Größen vorgegeben. Das Modell ist mit einer geregelten Drosselklappe ausgestattet.

Abbildung 3.10 stellt einen Vergleich der mit Hilfe der Hoch- und Niederdruck-Indizierung am Motorenprüfstand gemessenen Druckverläufe in den Zylindern sowie im applizierten Ein- und Auslasskanal mit den gerechneten Werten dar.

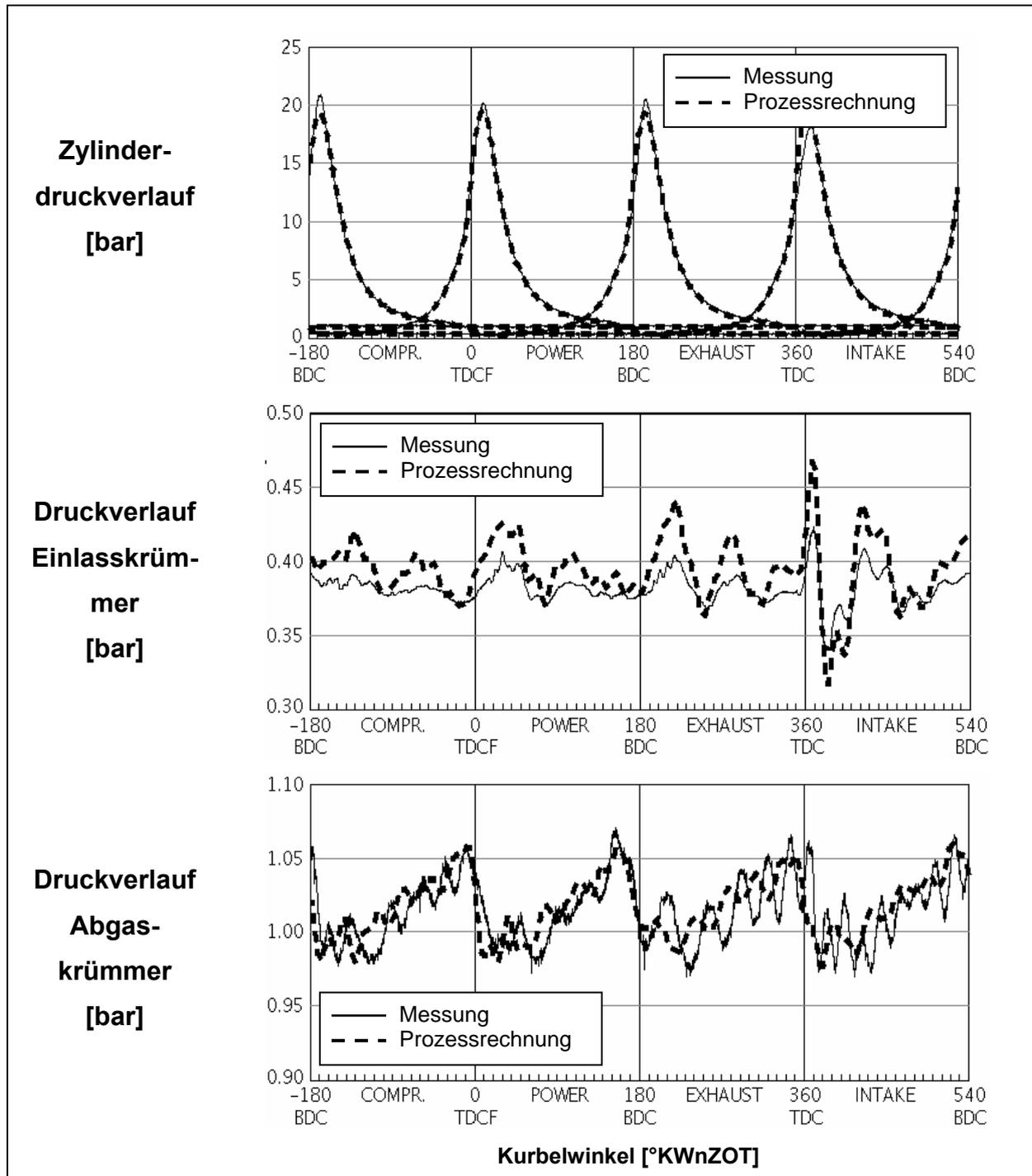


Abbildung 3.10: Vergleich der am Motorenprüfstand gemessenen und gerechneten Druckverläufe in den Zylindern sowie im Ein- und Auslasskanal (Otto-Motor mit Kanaleinspritzung, Teillast)

Die gute Übereinstimmung belegt die richtige Wiedergabe der gasdynamischen Effekte durch die Prozessrechnung sowie die richtige Abstimmung der Verbrennung.

Die Druck- und Temperaturverläufe in den Ein- und Auslasskanälen stellen eine wichtige Randbedingung für die CFD-Simulation dar.

Die Prozessrechnung bietet die Möglichkeit, mit den in Kapitel 3.3.2 dargelegten Einschränkungen hinsichtlich Brenndauer und Verbrennungswirkungsgrad, durch die Variation signifikanter Parameter, wie der Ventilsteuerzeiten, Potenziale zur Verbrauchseinsparung aufzuzeigen. Ziel ist dabei stets die Entdrosselung des Saugsystems und damit eine Absenkung der Pumparbeit. Die Entdrosselung des Einlasssystems durch interne Abgasrückführung kann etwa durch den Einschluss des Restgases im Brennraum, eine interne einlassseitige Abgasrückführung (ER) durch Auschieben von Abgas in den Einlasstrakt und nachfolgendes Ansaugen dieses Abgases, eine interne auslassseitige Abgasrückführung (AR) durch Rücksaugen aus dem Auslasstrakt und eine externe Abgasrückführung über eine Verbindung zwischen Auslass- und Einlasssystem erreicht werden [2.13]. Für jede dieser Strategien ist eine Abstimmung der Ventilsteuerzeiten notwendig.

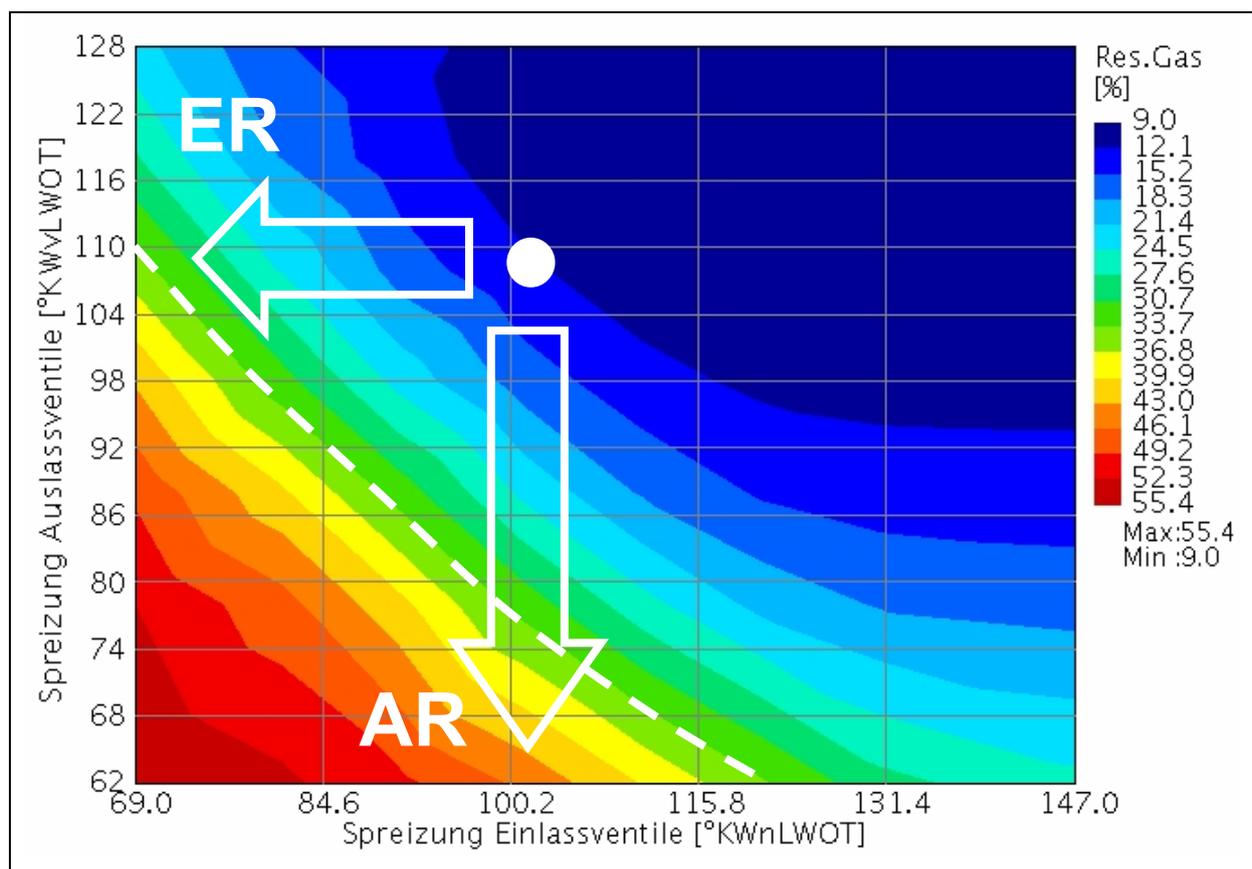


Abbildung 3.11: Berechnete Restgaskonzentrationen für verschiedene Ventilsteuerzeiten (Otto-Motor mit Kanaleinspritzung, Teillast)

Die Abbildungen 3.11 und 3.12 zeigen die berechnete Restgaskonzentration und den spezifischen Kraftstoffverbrauch bei interner Abgasrückführung in Abhängigkeit der Ein- und Auslassventilspreizungen.

Der Begriff Ventilspreizung ist dabei definiert als der Betrag des Abstands der höchsten Ventilerhebung zum Ladungswechsel-OT. In der linken, unteren Ecke der Kennfelder befinden sich demnach die Bereiche mit großer Ventilüberschneidung, worauf die stetige Zunahme der Restgaskonzentrationen in Abbildung 3.11 zurückzuführen ist. Zusätzlich in das Diagramm eingetragen sind die Strategien der einlassseitigen und der auslassseitigen Abgasrückführung. Ausgehend von der Referenz-Phasenstellung der Ventile wird für die einlassseitige Abgasrückführung bei konstanter Auslass-Steuerzeit das Einlassventil Richtung früh verschoben um durch eine große Ventilüberschneidung in Verbindung mit dem Spülgefälle zwischen Ein- und Auslasssystem ein Durchblasen des Abgases zu ermöglichen. Durch ein Spätstellen der Auslassventile wird während des Ansaughubs Abgas in den Brennraum rückgesaugt, was zu einer auslassseitigen Abgasrückführung führt. Die Kombination beider Maßnahmen hat Ventilsteuerzeiten mit maximaler Ventilüberschneidung und höchster Restgaskonzentrationen zur Folge.

In Abbildung 3.12 ist der berechnete spezifische Kraftstoffverbrauch dargestellt, wobei die Verbrennungsparameter konstant gehalten wurden, d. h. die Veränderung der Brenndauer und des Verbrennungswirkungsgrads in Abhängigkeit der Restgaskonzentration wurde nicht berücksichtigt.

Die verbrauchsgünstigsten Betriebspunkte werden in der linken, unteren Ecke im Bereich großer Ventilüberschneidungen und hoher interner Abgasrückführung, identifiziert. Dabei wird das ins Saugsystem durchgeblasene Abgas während des Einlasstakts wieder angesaugt. Dies führt zu einer Ladungsverdünnung im Zylinder, die eine Entdrosselung des Saugsystems ermöglicht. Messungen am Motorenprüfstand ergaben jedoch, dass dieser Kennfeldbereich aufgrund der instabilen Verbrennung nicht mehr fahrbar ist. Es zeigte sich vielmehr, dass in diesem Betriebspunkt eine maximale Restgastoleranz von 30 % besteht. Dieser Grenzbereich ist in den beiden Abbildungen durch eine weiße unterbrochene Linie gekennzeichnet.

Ist die Laufgrenze des Brennverfahrens bekannt, so bietet eine Optimierungsrechnung die Möglichkeit, die Ventilsteuerzeiten mit minimalem Kraftstoffverbrauch unter der Voraussetzung einer Restgaskonzentration kleiner 30 % zu berechnen.

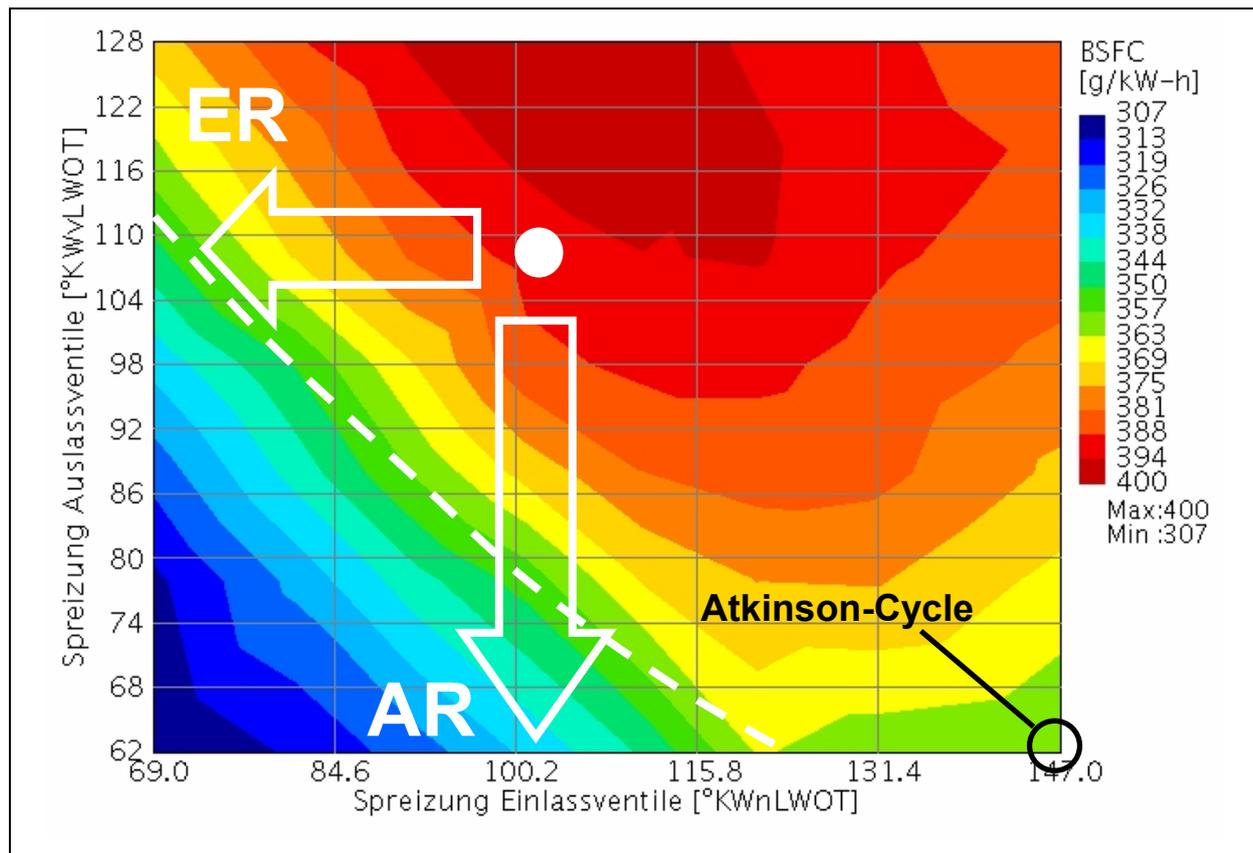


Abbildung 3.12: Berechneter spezifischer Kraftstoffverbrauch für verschiedene Ventilsteuerzeiten (Otto-Motor mit Kanaleinspritzung, Teillast)

Für diesen Betriebspunkt wurde so der Atkinson-Cycle in der rechten, unteren Ecke des Kennfelds (Spätverstellung der Ein- und Auslassventile) als verbrauchsgünstigste Strategie identifiziert, was durch Messungen am Motorenprüfstand bestätigt werden konnte. Die Entdrosselung des Saugsystems erfolgt dabei aufgrund der auslassseitigen Abgasrückführung und dem Rückschieben der Zylinderladung in das Saugsystem aufgrund des späten Schließens der Einlassventile nach Ladungswechsel-UT.

Die Berechnung zeigte insgesamt, dass durch die richtige Wiedergabe der Restgaskonzentrationen und der Ladungswechselarbeit eine gute Vorhersage der Punkte minimalen Kraftstoffverbrauchs möglich ist, solange die Effekte unterschiedlicher Brenndauern vernachlässigt werden können. Da in diesem Fall die verbrauchsgünstigen Punkte in Kennfeldbereichen mit ähnlichen Restgasraten gefunden wurden, war eine gute Übereinstimmung mit Prüfstandsergebnissen zu erkennen. Voraussetzung für die Optimierungsrechnung ist jedoch in jedem Fall die vorherige

Kenntnis der Restgasverträglichkeit des Brennverfahrens, was einmal mehr die Notwendigkeit einer frühzeitigen Bestimmung dieser wichtigen Kenngröße hervorhebt. Eine weitere Strategie zur Ladungsverdünnung besteht in der bereits angeführten externen Abgasrückführung, die im Simulationsmodell durch die Implementierung eines geregelten AGR-Ventils realisiert werden kann. Die Entdrosselung des Saugsystems erfolgt bei konstanten Ventilsteuerzeiten durch das sukzessive Erhöhen der Abgasrückführrate bis zur, wiederum am Motorenprüfstand zu ermittelnden, Laufgrenze des Brennverfahrens. Eine zuverlässige Voraussage der Verbrauchseinsparung ist in der geforderten Genauigkeit aufgrund der Abhängigkeit der Brenndauer und damit des Verbrennungswirkungsgrads von der Restgaskonzentration nicht möglich. Jedoch kann durch die Berechnung des Ladungswechsels die gesamte Restgaskonzentration im Brennraum, bestehend aus der internen und externen Abgasrückführrate, ermittelt werden. In Tabelle 3.2 ist für die beiden im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Motoren im jeweiligen Teillast-Betriebspunkt, siehe Tabellen 4.1 bis 4.5, der funktionelle Zusammenhang zwischen der externen Abgasrückführrate \tilde{x}_{ext} und der gesamten Restgaskonzentration im Brennraum \tilde{x}_{RG} dargestellt:

Tabelle 3.2: Restgaskonzentration in Abhängigkeit von der externen Restgasrate für die beiden untersuchten Motoren, siehe Tabellen 4.1 bis 4.5

Motor	Lastpunkt	Restgaskonzentration
DE	Teillast	$\tilde{x}_{RG} = 17,1 + 0,716 \cdot \tilde{x}_{ext}$
KE	Teillast	$\tilde{x}_{RG} = 14,8 + 0,764 \cdot \tilde{x}_{ext}$

Es ergab sich für beide Motoren in sehr guter Näherung ein linearer Zusammenhang, wobei aufgrund der zunehmenden Entdrosselung des Saugsystems bei steigender externer Restgasrate die interne Abgasrückführung kontinuierlich abnimmt. Eine einfache Addition der Restgaskonzentration bei rein interner Abgasrückführung mit den externen Restgasraten ergäbe demnach zu hohe Werte für die Gesamtkonzentration. Diese beiden Formeln stellen eine wichtige Eingangsgröße für das in Abschnitt 7 vorgestellte Verfahren zur Berechnung der maximalen Restgasverträglichkeit des Brennverfahrens dar.

Abschließend sei erwähnt, dass die Prozessrechnung einen wertvollen Beitrag zur Brennverfahrensentwicklung bildet, auch wenn die Verbrennung aufgrund der vielfäl-

tigen Einflussgrößen derzeit nicht allgemeingültig abgebildet werden kann und eine Beurteilung der Verbrennungsstabilität nicht generell möglich ist. Eine rein experimentelle Optimierung der vielfältigen Stellgrößen moderner Otto-Motoren wie Einspritz-, Zündzeitpunkt, Steuerzeiten, Ventilhubkurven und Ein- und Auslassquerschnitte ist in den immer kürzer werdenden Entwicklungszyklen nicht mehr machbar. Hier liefert die Prozessrechnung eine wertvolle Vorauswahl aus der Vielzahl an möglichen Varianten, für die am Motorprüfstand eine weitere Selektion stattfinden kann. Weiterhin werden große Bereiche des Motors mit den vereinfachten Ansätzen der Prozessrechnung gut beschrieben, was eine schnelle und umfassende Analyse der Gasdynamik und Thermodynamik zulässt. Die weit aufwändigere CFD-Simulation wird dagegen mittelfristig auf Teilbereiche des Motors beschränkt bleiben.

4 Varianten zur Steigerung der Ladungsbewegung

Die in dieser Arbeit dargestellten Untersuchungen wurden an zwei unterschiedlichen Motoren mit homogenen Brennverfahren erarbeitet. Für beide Motoren wurden umfangreiche numerische und experimentelle Arbeiten durchgeführt, wobei der wissenschaftliche Gehalt dieser Arbeit auf der numerischen Beschreibung der Zylinderinnenströmung und der Gemiscentflammung liegt. Die experimentellen Untersuchungen werden herangezogen, um einen quantitativen Zusammenhang zwischen den Resultaten der Strömungssimulation und dem motorischen Verhalten aufzuzeigen. Sie fließen in dieser Arbeit an geeigneter Stelle ein ohne jedoch auf die messtechnischen Details einzugehen.

Dieser Abschnitt stellt lediglich einen Überblick der untersuchten Motoren und Varianten zur Steigerung der Ladungsbewegung dar. Die Ergebnisse werden in den folgenden Abschnitten diskutiert.

4.1 Vierzylinder-Otto-Motor mit Kanaleinspritzung (KE)

Zur Verfügung stand ein seriennaher Vierventil-Otto-Motor mit Dachbrennraum, MPFI-Einspritzung und den in [Tabelle 4.1](#) aufgelisteten Kenngrößen. Zur Vereinfachung wird der Motor im verbleibenden Text über sein Einspritzverfahren abgekürzt und mit KE bezeichnet.

Tabelle 4.1: Spezifikation des Otto-Motors mit Kanaleinspritzung (KE)

Anzahl Zylinder	4
Hubraum [cm³]	1364
Hub [mm]	80,6
Bohrung [mm]	73,4
Schubstangenverhältnis [-]	0,3
Verdichtungsverhältnis [-]	10,5
Anzahl der Ventile	4
Gemischaufbereitung	Kanaleinspritzung
Einspritzdüse	4-Loch

Für die im Rahmen dieser Arbeit relevanten Untersuchungen wurde der Motor in einem typischen Auslegungspunkt für den Niedriglastbereich betrieben, der in folgender Tabelle spezifiziert ist:

Tabelle 4.2: Spezifikation des Teillast-Betriebspunktes beim Otto-Motor mit Kanaleinspritzung

Drehzahl [1/min]	2.000
Effektiver Mitteldruck [bar]	2,0
Einspritzbeginn [°KWvEÖ] *	40
Einspritzdauer [°KW]	56
Einspritzdruck [bar]	3,8
Ein- und Auslassventil-Spreizung [°KWnZOT]	101 / 108
Länge Ein- und Auslass-Event [°KW] *	244 / 238

*0,05 mm öffnende und schließende Flanke

Die Begriffe Ein- und Auslass-Spreizung bezeichnen den Abstand des höchsten Ventilerhebungspunktes vom Ladungswechsel-OT in Grad Kurbelwinkel.

Wegen der Wechselwirkung zwischen dem Öffnen der Einlassventile und dem Einspritzbeginn, wird letzterer in Grad Kurbelwinkel vor Einlass-Öffnen (°KWvEÖ) angegeben. Im vorliegenden Fall liegt demnach eine vorgelagerte Einspritzung vor, d. h. die wesentliche Kraftstoffmenge wird bereits vor dem Öffnen der Einlassventile eingespritzt. Diese Einspritzstrategie hat den Vorteil, dass der Kraftstoff durch die hohen Geschwindigkeiten im Ventilsplatt zusätzlich zerstäubt wird. Dies resultiert in kleineren Tropfen im Brennraum, einer rascheren Gemischaufbereitung und einer verminderten HC-Emission.

Im Folgenden sollen für diesen Motor die untersuchten Maßnahmen zur Generierung von Ladungsbewegung und Turbulenz vorgestellt werden [4.1].

4.1.1 Kanalabschaltung

Abbildung 4.1 zeigt die Möglichkeit einer variablen Turbulenzerzeugung mit Hilfe einer kenfeldgesteuerten Drallklappe. Die Saugkanäle sind dabei als Twin-Port-

System ausgeführt, d. h. Tangential- und Neutralkanal sind abgesehen vom Einspritzfenster getrennt ausgeführt. Der Neutralkanal kann nach Bedarf mittels dieser Drallklappe verschlossen werden. Die Leckage am Umfang der Klappe, die zudem mit Bohrungen versehen ist, führt zu einer geringen Durchspülung des abgeschalteten Neutralkanals. In Abschnitt 6 wird darauf bei der Diskussion der Gemischbildung eingegangen.

Über eine Verbindungsleitung vom Abgaskrümmmer zum Sammler wird Abgas der Frischluft beigemengt und so das Saugsystem entdrosselt. Dies entspricht der Strategie der bereits in Kapitel 3.4 diskutierten externen Abgasrückführung.

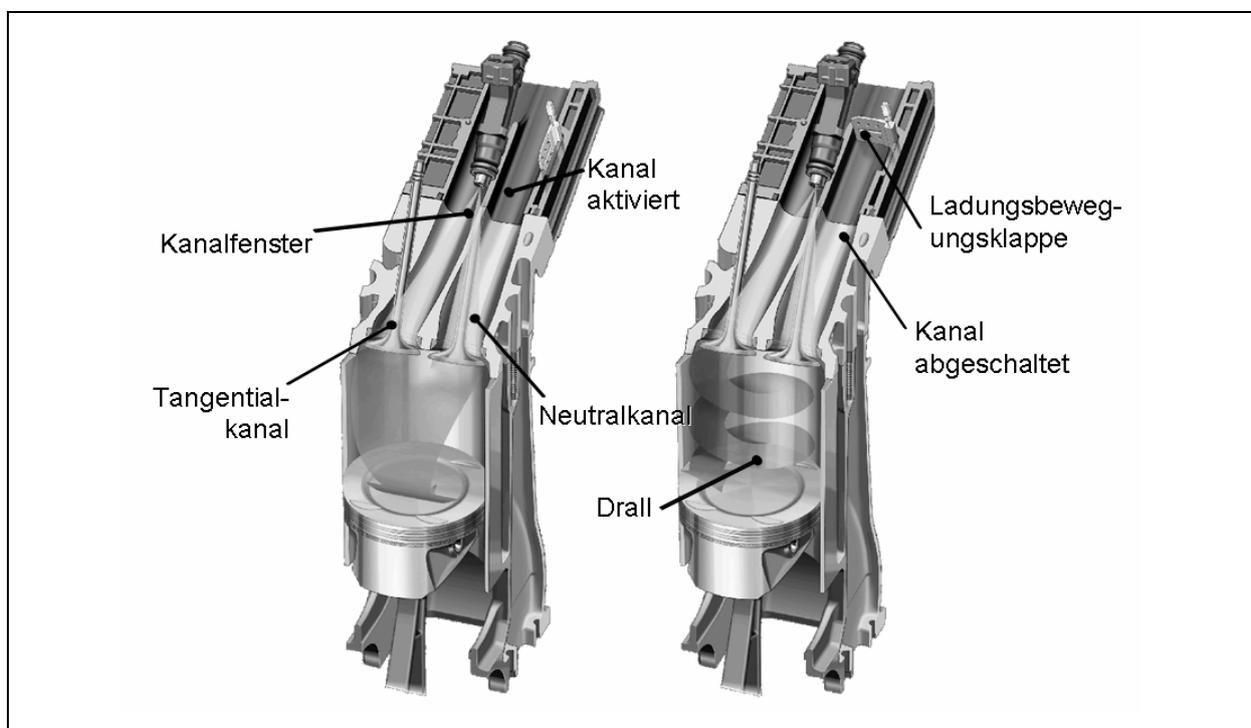


Abbildung 4.1: Twin-Port-System mit Kanalabschaltung [4.2]

Bei offener Drallklappe entsteht durch die Strömungsablösung im Bereich der Einlassventilsitze eine Tumble-Strömung (Abbildung 4.1, linke Seite). Bei geschlossener Drallklappe und damit abgeschaltetem Neutralkanal wird durch das asymmetrische, tangentiale Einströmen der Frischladung in den Zylinder und den dabei entstehenden hohen Strömungsgeschwindigkeiten eine intensive Drall-Strömung erzeugt, die die Turbulenz im Zylinder bestimmt (Abbildung 4.1, rechte Seite). Die Charakteristik beider Strömungsfelder wird im folgenden Abschnitt diskutiert.

Ein wesentlicher Vorteil dieser Maßnahme ist ihre Variabilität, die einerseits durch das kennfeldgesteuerte Schalten der Drallklappe eine bedarfsgerechte Generierung der Ladungsbewegung im jeweiligen Lastpunkt erlaubt, andererseits bei höheren Lastpunkten ausreichende Strömungsquerschnitte für die hohen Massenströme liefert. Insbesondere bei kleinvolumigen und unter hohem Preisdruck stehenden Motoren ist dieses Prinzip aufgrund seiner Einfachheit attraktiv [4.2, 4.3].

4.1.2 Tangentialkanal

Eine weitere Einflussgröße für die Turbulenzerzeugung ist die geometrische Ausföhrung der Einlasskanäle. Abbildung 4.2 zeigt die durchströmten Einlassquerschnitte der zwei im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Zylinderköpfe:

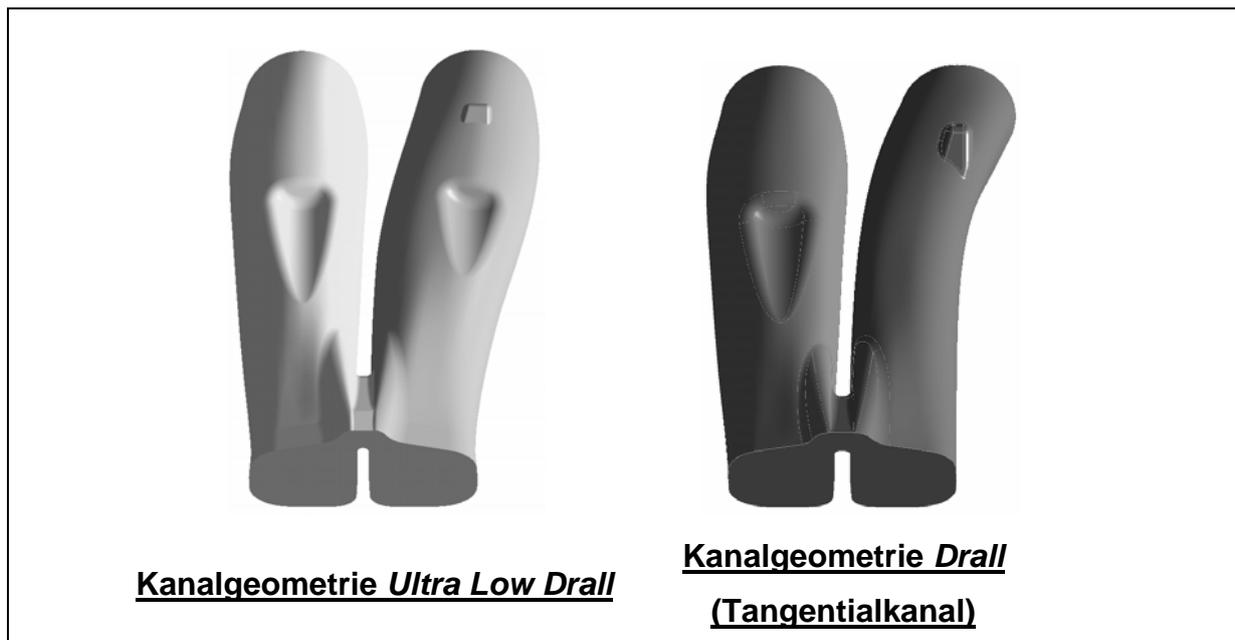


Abbildung 4.2: Geometrie der untersuchten Einlasskanäle

Der durch die oben beschriebene Drallklappe abschaltbare Neutralkanal ist für beide Varianten jeweils auf der linken Seite dargestellt. Die Variante *Ultra Low Drall* hat zwei in Querschnitt und Strömungsföhrung nur moderat unterschiedliche Einlasskanäle. Der Fokus liegt hier vielmehr auf großen Querschnitten für ein möglichst verlustfreies Einströmen der Frischladung. Die Variante *Drall* besitzt einen deutlich stärker gekrümmten Tangentialkanal, der in Verbindung mit einem geringeren Quer-

schnitt den Eintrittsimpuls der Frischladung in tangentialer Richtung erhöhen soll. Insbesondere in Verbindung mit der bereits angesprochenen Kanalabschaltung sind so höchste Drall-Niveaus erreichbar.

4.1.3 Maskierung der Auslassventile

Eine weitere Möglichkeit zur Generierung einer gerichteten Zylinderinnenströmung ist die Abdeckung der Ventilquerschnitte. Durch die Maskierung der Auslassquerschnitte kann etwa in Kombination mit einer geeigneten Ventilsteuerzeit bereits während der Ventilüberschneidungsphase eine Drallströmung erzeugt werden, die die durch einlassseitige Maßnahmen, wie der bereits diskutierten Kanalabschaltung, generierte Ladungsbewegung verstärkt.

Auf Basis dieser Strategie wurden zwei Entwürfe erzeugt, die durch die Maskierung beider Auslassventile sowie die Kombination aus Maskierung und Tangentialkanal eine geeignete Strömungsführung ermöglichen, siehe Abbildung 4.3.

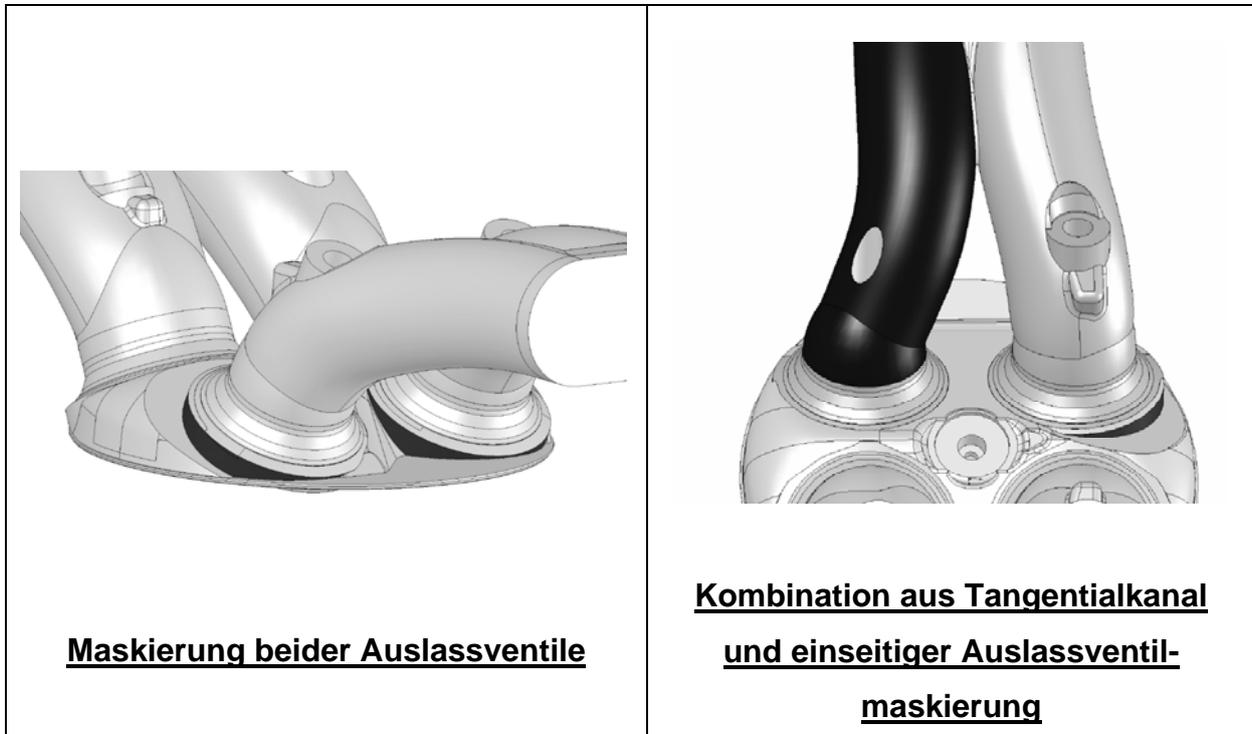


Abbildung 4.3: Ausführung geeigneter Auslassventil-Maskierungen und Kanalgeometrien zur Unterstützung einer einlassseitigen Drall-Strömung

Zu erkennen sind wiederum die durchströmten Volumina der Ein- und Auslasskanäle sowie des Brennraums. Die maskierten Ventilbereiche sind als dunkle Flächen dargestellt. Die Entwürfe entstanden unter der Maßgabe eines möglichst wenig zerklüfteten Brennraums, um die Klopfneigung des Brennverfahrens durch das Schaffen langer Flammenwege nicht zu erhöhen. Weiter waren die konstruktiven Randbedingungen in den Bereichen der Zündkerze und der Trennebene zwischen Zylinderkopf und Motorblock zu beachten.

Der Tangentialkanal mündet in einem 45°-Winkel in den Brennraum und verjüngt sich in Einströmrichtung zur zusätzlichen Erhöhung des Eintrittsimpulses des rückgesaugten Abgases auf eine relative Querschnittsfläche von 80 %.

4.2 Einzylinder-Otto-Motor mit homogener Direkteinspritzung (DE)

Neben dem erwähnten seriennahen Vierzylinder-Motor stand für diese Untersuchungen ein Einzylinder-Forschungsaggregat mit homogener Direkteinspritzung zur Verfügung. Auch dieser Motor wird im folgenden Text über seine Einspritzverfahren definiert und mit DE bezeichnet. Die wichtigsten Kenngrößen sind wiederum in folgender Tabelle aufgeführt:

Tabelle 4.3: Spezifikation des Otto-Motors mit homogener Direkteinspritzung

Anzahl Zylinder	1
Hubraum [cm³]	449
Hub [mm]	85
Bohrung [mm]	82
Schubstangenverhältnis [-]	0,3
Verdichtungsverhältnis [-]	10,0
Anzahl der Ventile	4
Gemischaufbereitung	Homogene Direkteinspritzung
Einspritzdüse	1-Loch

Analog zum Motor mit Kanaleinspritzung wurde auch in diesem Fall ein Lastpunkt für die Auslegung der unteren Teillast definiert, siehe Tabelle 4.4:

Tabelle 4.4: Spezifikation des Teillast-Betriebspunktes

Drehzahl [1/min]	1.600
Indizierter Mitteldruck [bar]	3,0
Einspritzbeginn [°KWnEÖ]	69,4
Einspritzdauer [°KW]	8,8
Einspritzdruck [bar]	70
Ein- und Auslassventil-Spreizung [°KWnZOT]	107,4 / 89,5
Länge Ein- und Auslass-Event [°KW]*	253 / 281

*0,05 mm öffnende und schließende Flanke

Gegenüber dem Motor mit Kanaleinspritzung wird die Last über den indizierten Mitteldruck bestimmt und ist damit um den Reibmitteldruck höher. Die Betriebspunkte der beiden untersuchten Motoren liegen somit eng beieinander, was bedeutsam hinsichtlich der Vergleichbarkeit der folgenden Ergebnisse ist. Der Einspritzzeitpunkt ist aufgrund der Direkteinspritzung deutlich später und wird demnach in Grad Kurbelwinkel nach Einlass-Öffnen definiert. Der Injektor sitzt zwischen den beiden Einlasskanälen, siehe Abbildung 4.5.

Zusätzlich wurden Berechnungen für einen Volllast-Betriebspunkt mit externer Aufladung im unteren Drehzahlbereich durchgeführt, siehe Tabelle 4.5. Damit war eine eindeutigere Verifizierung der gerechneten Verdampfungsraten und des Wandfilmaufbaus anhand der gemessenen Emissionen möglich, siehe Abschnitt 6.

Tabelle 4.5: Spezifikation des Volllast-Betriebspunktes mit Aufladung

Drehzahl [1/min]	2.000
Ladedruck [mbar]	1.700
Einspritzbeginn [°KWnZOT]	63
Einspritzdauer [°KW]	49,4
Einspritzdruck [bar]	120
Ein- und Auslassventil-Spreizung [°KWnZOT]	107,4 / 106,5
Länge Ein- und Auslass-Event [°KW]*	253 / 281

*0,05 mm öffnende und schließende Flanke

4.2.1 Abdeckung der Einlassquerschnitte

Durch die Abdeckung der Einlasskanäle in der Trennfuge zwischen Zylinderkopf und Saugsystem war es möglich, die Ausprägung verschiedener Arten der Zylinderinnenströmung zu beeinflussen. Abbildung 4.4 zeigt die unterschiedlichen untersuchten Maßnahmen in einem Blick auf den Zylinderkopf.

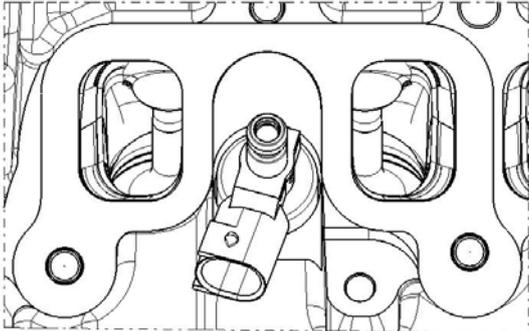
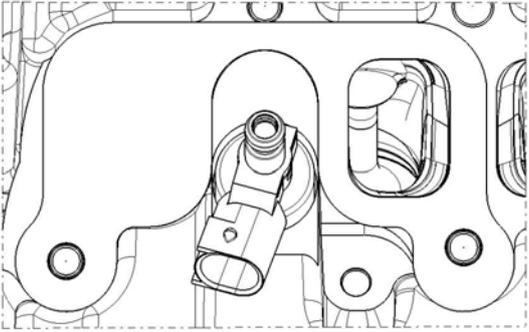
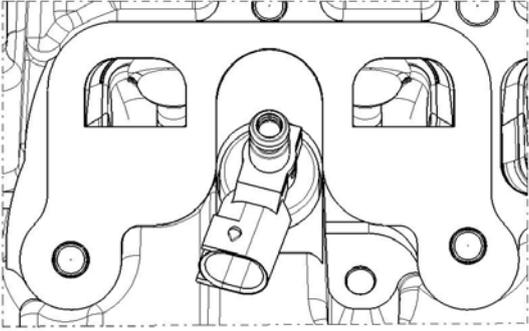
<u>Variante</u>	<u>Querschnittsabdeckung</u>
Referenz	
Kanalabschaltung (Drall-Konzept DE1)	
Tumble-Konzept (Kanalabdeckung DE2)	

Abbildung 4.4: Maßnahmen im Einlasssystem zur Erzeugung der Ladungsbewegung (Draufsicht auf die Einlasskanäle) [4.4]

Ähnlich zum Motor mit Kanaleinspritzung wurde dabei eine Variante mit Kanalabschaltung, sowie durch die Abdeckung der unteren Kanalhälften ein Konzept mit erhöhter Tumble-Strömung erzeugt.

4.2.2 Variation der Kolbengeometrie

In Abbildung 4.5 ist die Oberflächengeometrie der beiden untersuchten Kolbenvarianten dargestellt. Im Gegensatz zum flachen Serienkolben weist das im Folgenden als Muldenkolben bezeichnete Alternativkonzept eine ausgeprägte, längliche Mulde auf, die seitlich von zwei Schultern begrenzt wird. Der erfolgreiche Einsatz dieser Kolbengeometrie in Serienmotoren war bereits Gegenstand diverser Veröffentlichungen und hat gemäß den Autoren eine Stabilisierung der Tumble-Strömung und eine Verminderung der Querströmung zur Folge, was die Verbrennung positiv beeinflusst [2.2].

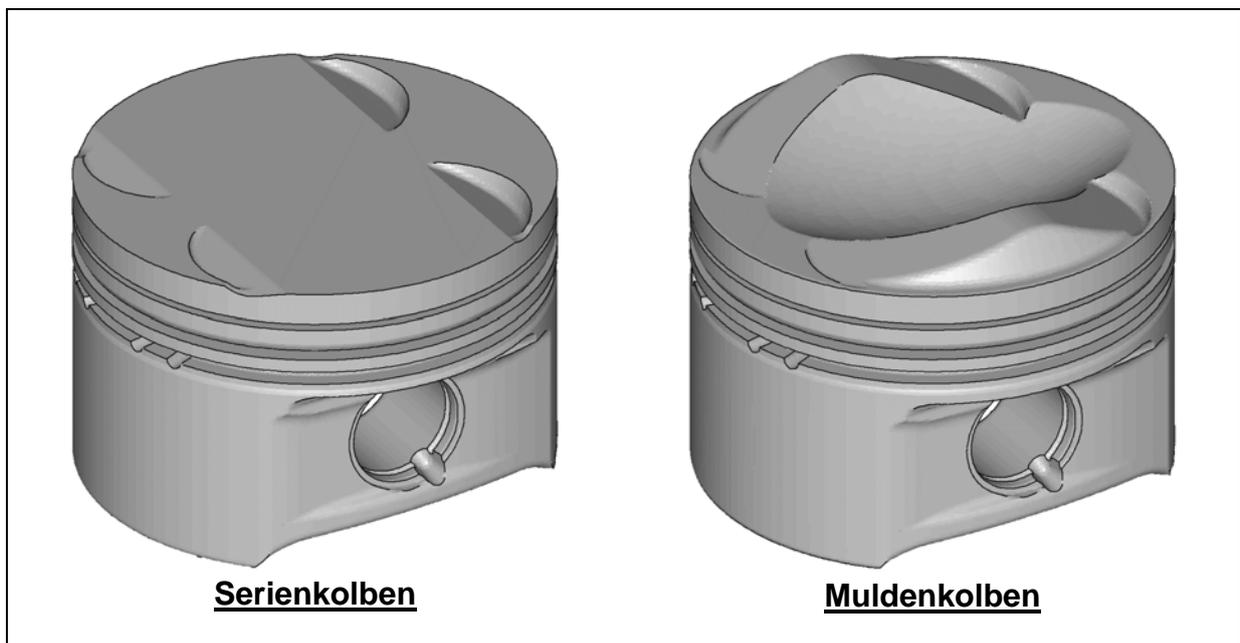


Abbildung 4.5: Berechnete Kolbengeometrien

Im Rahmen dieser Arbeit wurde der Muldenkolben lediglich als Referenzgeometrie für Untersuchungen zum Wandfilmauftrag auf der Kolbenoberfläche im Volllast-Betriebspunkt eingesetzt. Detaillierte Messungen zum Einfluss auf die Brennparameter und Schadstoffemission sind in [4.4] dokumentiert.

4.3 Überblick der untersuchten Varianten

In folgender Tabelle sind alle untersuchten Maßnahmen für beide Brennverfahren tabellarisch zusammengefasst:

Tabelle 4.6: Untersuchte Maßnahmen zur Steigerung der Ladungsbewegung

Maßnahme	Brennverfahren		Last gemäß Tabellen 4.2, 4.4 und 4.5
	KE	DE	
Kanalabschaltung	x (KE1)	x (DE1)	Teillast (KE+DE), Volllast (DE)
Tangentialkanal	x (KE2)		Teillast (KE)
Tangentialkanal + Kanalabschaltung	x (KE3)		Teillast (KE)
Kanalabdeckung (Tumble)		x (DE2)	Teillast (KE+DE), Volllast (DE)
Maskierung Auslassventile	x (KE4)		Teillast (KE)

5 Untersuchungen zur Ladungsbewegung und Turbulenz

5.1 Zielsetzung

Die Einbringung von Ladungsbewegung während des Ansaug- und Kompressions takts ist ein probates Mittel zur Steigerung der Turbulenz während der Verbrennung. Während die Anfänge gerichteter Zylinderinnenströmung aus Gründen der Gemisch-aufbereitung beim Dieselmotor lagen, verfügt heutzutage eine Vielzahl von Serien-Otto-Motoren über Maßnahmen zur gezielten Strömungsführung.

Es existieren zahlreiche Untersuchungen, die den positiven Einfluss von hoher Ladungsbewegung und Turbulenz auf die Verbrennungsstabilität thematisieren [2.13, 5.1]. Ziel strömungsoptimierter Brennraumkonzepte ist das Einbringen stabiler Strömungsstrukturen, deren gleichmäßiger Zerfall in stochastische Schwankungsbewegungen infolge viskoser Scherkräfte im Fluid ein hohes Turbulenzniveau während der Verbrennung gewährleisten [5.1]. Die hohe Turbulenz überführt wiederum die anfangs laminare Initialflamme in eine vollturbulente Flamme mit vergrößerter Oberfläche, die ein schnelles Durchbrennen der Zylinderladung bewirkt und damit positiven Einfluss auf die Stabilität der Verbrennung als auch auf den Verbrennungswirkungsgrad hat, siehe Abschnitt 7.

Im Teillastbetrieb bewirkt die Turbulenz eine erhöhte Toleranz des Brennverfahrens gegenüber Ladungsverdünnung [5.2]. Damit ist eine Entdrosselung des Ladungswechsels möglich, was wiederum positiven Einfluss auf den Kraftstoffverbrauch und die CO₂-Emission hat. Zusätzlich wird durch die niedrigere Verbrennungstemperatur die NO_x-Emission abgesenkt [2.13].

Im Vollastbetrieb erfolgt durch die höhere Geschwindigkeit der turbulenten Flamme eine beschleunigte Verbrennung. Damit ist ein schnelleres Durchbrennen der Zylinderladung möglich verbunden mit einer geringeren Klopfneigung [5.3].

Neben den positiven Eigenschaften hinsichtlich Restgastoleranz und Durchbrennverhalten bewirkt eine erhöhte Ladungsbewegung jedoch Verluste im Bereich der Einströmung und der Wärmeströme an den Brennraumwänden. Zusätzlich kann eine hohe Strömungsgeschwindigkeit zum Erlöschen der Flamme führen [5.1].

5.2 Einteilung und Erfassung der Zylinderinnenströmung

Prinzipiell lässt sich die Zylinderinnenströmung gemäß der Orientierung ihrer Rotationsachse im Brennraum in Drall- und Tumble-Strömungen einteilen, siehe Abbildung 5.1.

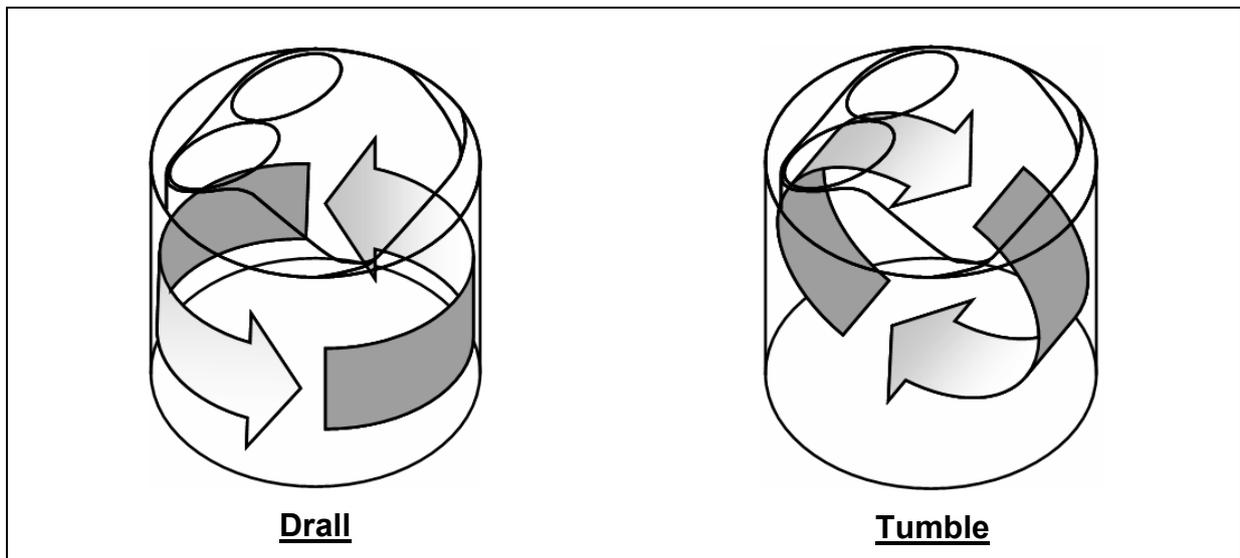


Abbildung 5.1: Drall- und Tumble-Strömung im Brennraum [5.4]

Die gerichtete Drall-Strömung ist eine Rotationsbewegung der Zylinderladung um die Zylinderachse und wird durch ein unsymmetrisches Einströmen der Frischluft in den Brennraum erzeugt. Bei Zweiventil-Motoren kann dies etwa durch außermittig angeordnete Einlasskanäle erfolgen [5.5]. Für höchste Ladungsbewegung ist bei Vierventil-Motoren das komplette Abschalten des Neutralkanal mittels kennfeldgesteuerter Klappen und Sperrglieder möglich [5.6-5.8]. Eine weitere Erhöhung der Drall-Strömung kann über die Formgebung der Einlasskanäle erreicht werden, wobei der abschaltbare Füll- bzw. Neutralkanal mit großen Querschnitten und damit hohen Durchflussbeiwerten ausgeführt wird und der durchströmte, tangential in den Brennraum einmündende Drallkanal mit geringeren Querschnitten zur Erhöhung des Eintrittsimpulses in Umfangsrichtung, siehe Kapitel 4.1.2.

Die Tumble-Strömung rotiert orthogonal zur Zylinderachse und wird durch das Ablösen der Strömung im Einlasskanal und im Bereich der Ventilsitze erzeugt. Durch diese strömungsmechanische Versperrung der Ventile entsteht eine unsymmetrische Verteilung des Massenstroms am Umfang der Ventilteller. Abbildung 5.2 zeigt bei-

spielhaft die mit Hilfe der CFD-Simulation berechnete relative Verteilung der Massenströme beim statischen Durchströmen der Auslassventile entgegen der Hauptströmungsrichtung (Einströmen in den Brennraum) und einem Ventilhub von 7 mm. Die der Rechnung zugrunde liegende Druckdifferenz von 50 mbar am Zylinderkopf entspricht den Bedingungen am Strömungsprüfstand. Zusätzlich zur Verteilung der relativen Massenströme in Umfangsrichtung ist deren ideale Gleichverteilung als unterbrochene Linie angedeutet. Zur besseren räumlichen Orientierung ist die Lage der Zündkerze eingetragen und mit ZK gekennzeichnet.

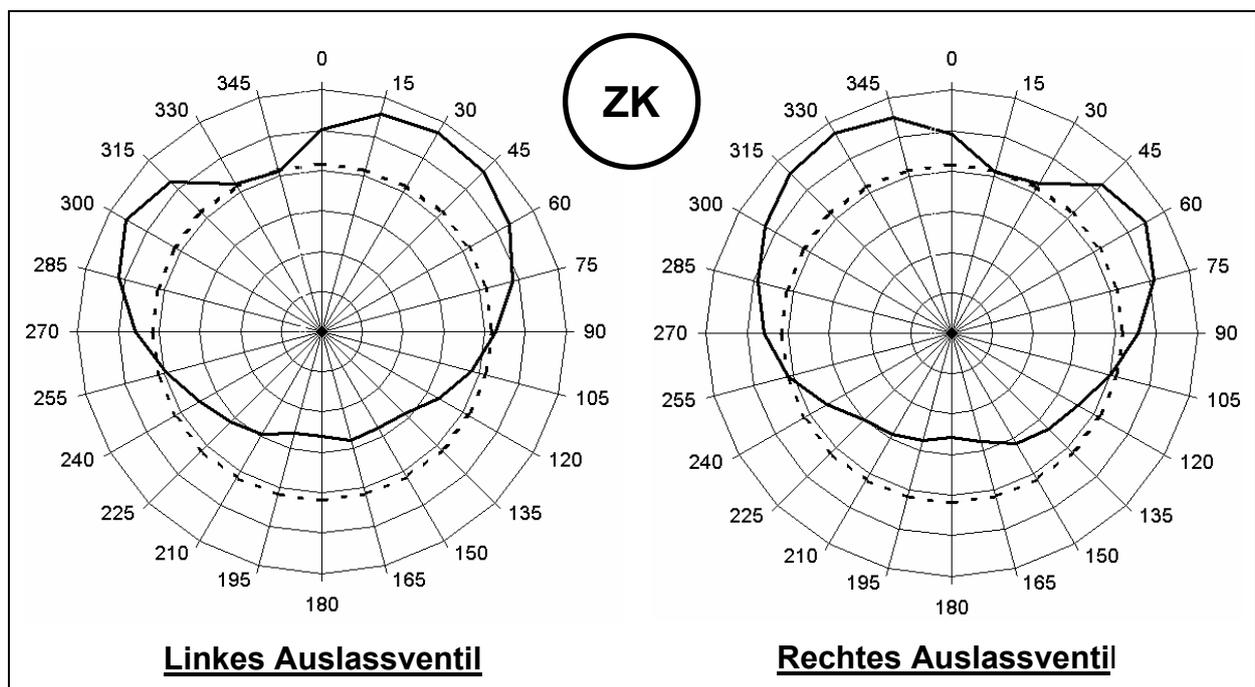


Abbildung 5.2: Relative Massenstromverteilung an den Auslassventilen bei 7 mm Ventilhub (Ergebnisse der CFD-Simulation bei statischem Durchströmen, Blickrichtung Brennraum, Position Zündkerze ZK eingetragen)

Die Umlenkung der Strömung in den gekrümmten Auslasskanälen bewirkt aufgrund der Trägheit des Fluids Ablösungen am stärker gekrümmten, zylinderwandseitigen Sektor der Kanäle und führt zu einer Konzentration der Massenströme im Bereich des Zylinderkopfs, die wiederum die Ausbildung einer Tumble-Strömung begünstigt. Es sind verschiedene Ausprägungen der Tumble-Strömung hinsichtlich der Anzahl der resultierenden Strömungswalzen und deren räumlicher Orientierung im Brennraum möglich. Bei zwei gegenläufigen Strömungswalzen spricht man vom Ω -Tumble, bei Strömungswalzen quer zur Einströmrichtung der Ventile von Cross-Tumble bzw.

Ω -Cross-Tumble. In der folgenden Übersicht sind die verschiedenen Formen der Tumble-Strömung, wie sie in vorliegender Arbeit definiert wurden, dargestellt:

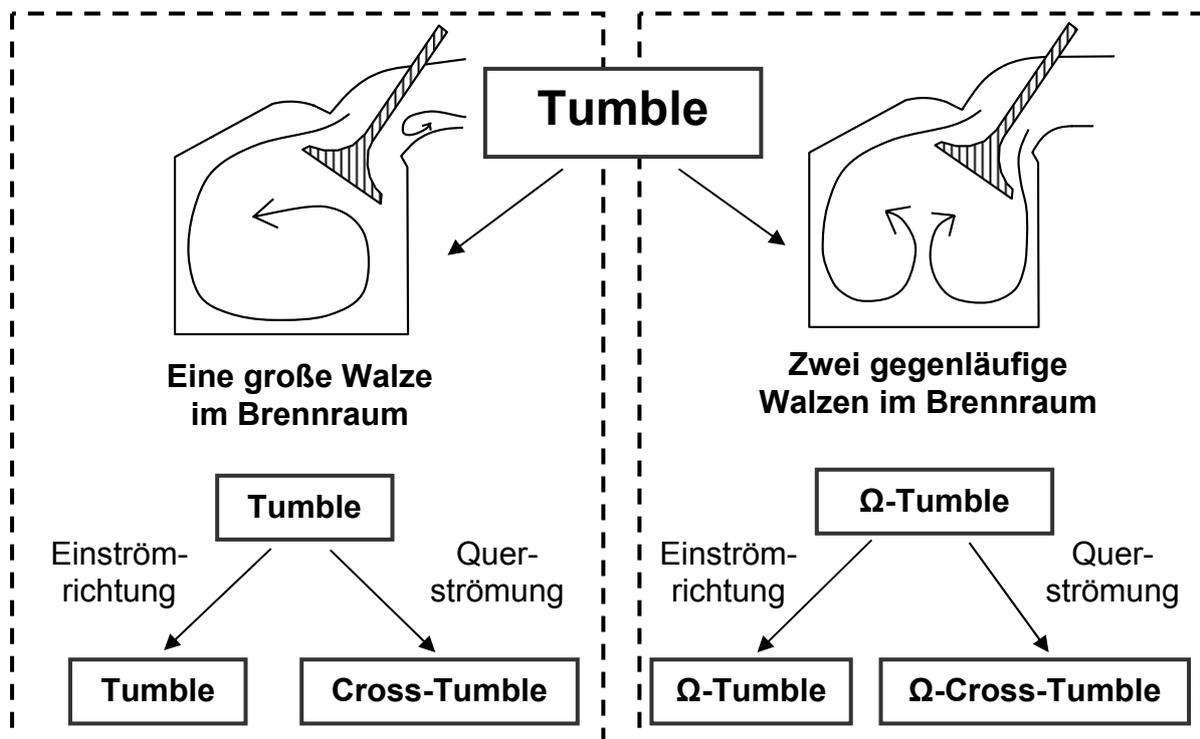


Abbildung 5.3: Übersicht der unterschiedlichen Tumble-Kennzahlen

Analog zur Drall-Strömung ist die Steigerung der Tumble-Strömung durch die teilweise Verspernung der Einlassquerschnitte und durch eine optimierte Gestaltung der Einlasskanäle möglich [5.9, 5.10]. Dies führt zu einem Trade-Off zwischen der Generierung von Ladungsbewegung und den Durchflusskoeffizienten der Einlasskanäle, d. h. die einlassseitigen Strömungsverluste resultieren bei hohen Drehzahlen und hohen Motorlasten in einer Leistungsabsenkung bzw. erhöhtem Kraftstoffverbrauch. Im Zuge derzeitiger Downsizing-Strategien in Verbindung mit der Direkteinspritzung ist die Aufladung des Otto-Motors eine denkbare Maßnahme, den beschriebenen Zielkonflikt aus Ladungsbewegung und Durchflussverhalten aufzulösen. Untersuchungen zeigten etwa, dass eine Ladedruckerhöhung die Füllungsverluste kompensiert und Wirkungsgradvorteile zur Folge hat [2.2].

Die Quantifizierung der Zylinderinnenströmung erfolgt messtechnisch an Strömungsprüfständen, auf denen der Zylinderkopf bei definiertem Druckgefälle für unterschiedliche Ventilhübe durchströmt wird. Die Ladungsbewegung wird entweder über die Umfangsgeschwindigkeit eines Flügelradanemometers oder über das Drehmoment

an einem Strömungsgleichrichter ermittelt [5.1, 5.11]. Nachteilig an dieser Messmethode ist der Umstand, dass die Kolbenbewegung und damit die Strömungsumlenkung im Brennraum nicht berücksichtigt werden kann und demnach nur eine Bewertung der Einlasskanäle möglich ist.

Moderne optische, auf der Lasertechnik beruhende Verfahren erlauben die Messung des Strömungsfelds in einem zweidimensionalen Schnitt durch den Brennraum während des Motorbetriebs und schließen damit die Lücke zwischen Strömungsprüfstand und realem Motor [5.12, 5.13]. Nachteilig sind der hohe Messaufwand und die Erfordernis eines optischen Zugangs zum Brennraum.

Die CFD-Rechnung bietet dagegen die Möglichkeit, das dreidimensionale Strömungsfeld im Brennraum mit vertretbarem Aufwand zu bestimmen. Im Gegensatz zu den meist punktuellen Ergebnissen der optischen Messverfahren liefert die CFD-Rechnung ein umfassendes Ergebnis des gesamten Strömungsfelds. Der Vergleich der Simulationsergebnisse mit gemessenen Geschwindigkeitsverläufen zeigte in der Vergangenheit eine gute Übereinstimmung, so dass in der Zwischenzeit die Auslegung strömungsführender Bauteile auf Basis der Simulation vorgenommen wird [5.14].

Im Rahmen dieser Arbeit wurden die Auslasskanäle des Otto-Motors mit Kanaleinspritzung mit Hilfe der CFD-Rechnung statisch durchströmt und strömungstechnisch bewertet. Analog zur experimentellen Methode auf dem Strömungsprüfstand wurde ein Druckgefälle von 50 mbar definiert. In [Abbildung 5.4](#) sind die berechneten Massenströme in Hauptströmungsrichtung, d. h. Ausströmen aus dem Brennraum, den experimentell ermittelten Ergebnissen gegenübergestellt.

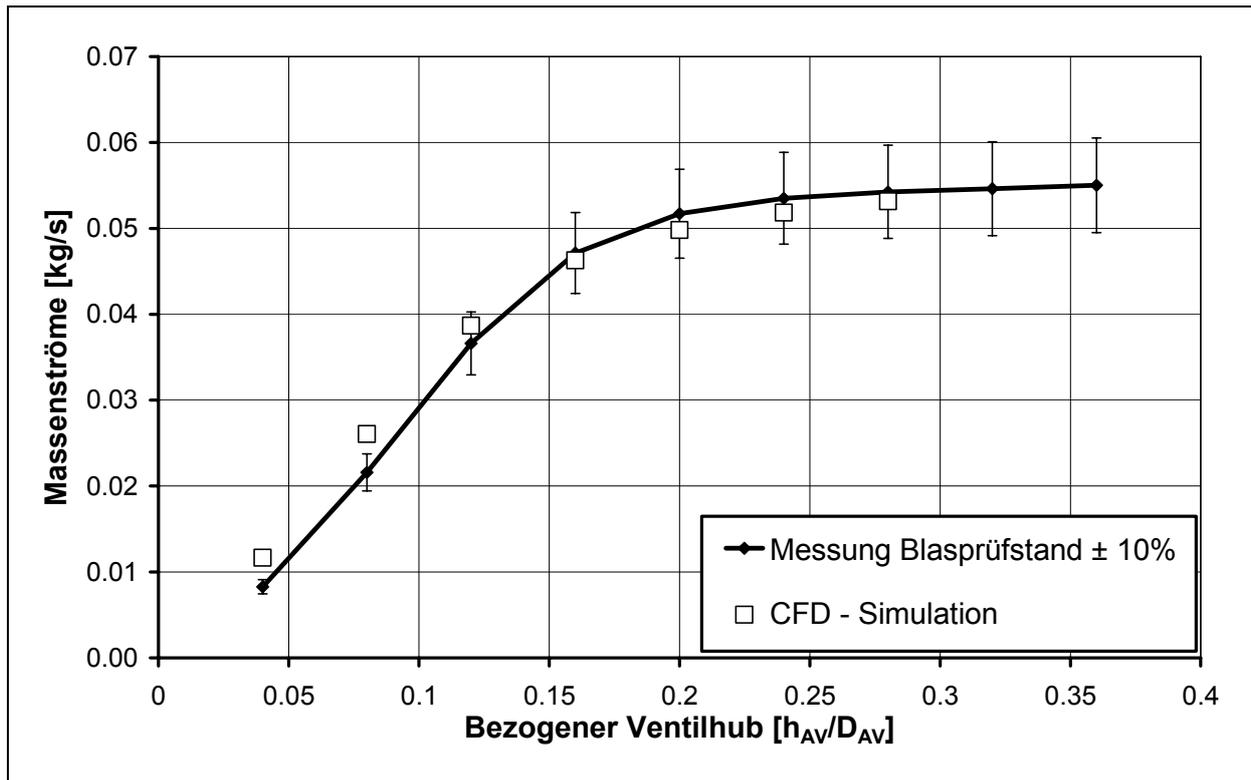


Abbildung 5.4: Vergleich der berechneten Durchflussbeiwerte durch ein Auslassventil mit Messwerten vom Strömungsprüfstand

Mit Ausnahme kleinster Ventilhuben zeigt sich eine Abweichung zwischen Messung und Rechnung, die unterhalb 5% liegt. Bei sehr starker Drosselung der Strömung im Ventilsplatt, wie sie bei kleinen Ventilhuben üblich ist, ist eine hinreichend genaue Beschreibung des Geschwindigkeitsprofils und des Ablösepunkts durch das numerische Rechengitter nicht mehr gegeben, siehe Kapitel 3.1.3. Die entstehenden Abweichungen von den experimentellen Werten, die durch ähnliche Beobachtungen anderer Autoren bestätigt wurden [5.14], können jedoch aufgrund der verhältnismäßig geringen Massenströme, die bei kleinen Ventilhuben entstehen, akzeptiert werden.

5.3 Methodik zur Berechnung der Ladungsbewegungskennzahlen

Im Gegensatz zu bisherigen Veröffentlichungen wurden für die detaillierte Betrachtung der Ladungsbewegung die Tumble- und Ω -Tumble-Strömung für insgesamt sechs Orientierungen der Rotationsachsen im Brennraum über Grad Kurbelwinkel analysiert, d. h. die Rotationsachse wurde in 30° -Schritten um die Zylinderachse geschwenkt. Diese Vorgehensweise ist in Abbildung 5.5 als Draufsicht auf den Brennraum für die sechs untersuchten Tumble-Achsen illustriert. Für einen Winkel $\gamma = 0^\circ$ ergibt sich die Rotationsachse der Querströmung bzw. des Cross-Tumbles, für $\gamma = 90^\circ$ die Rotationsachse der Tumble-Strömung.

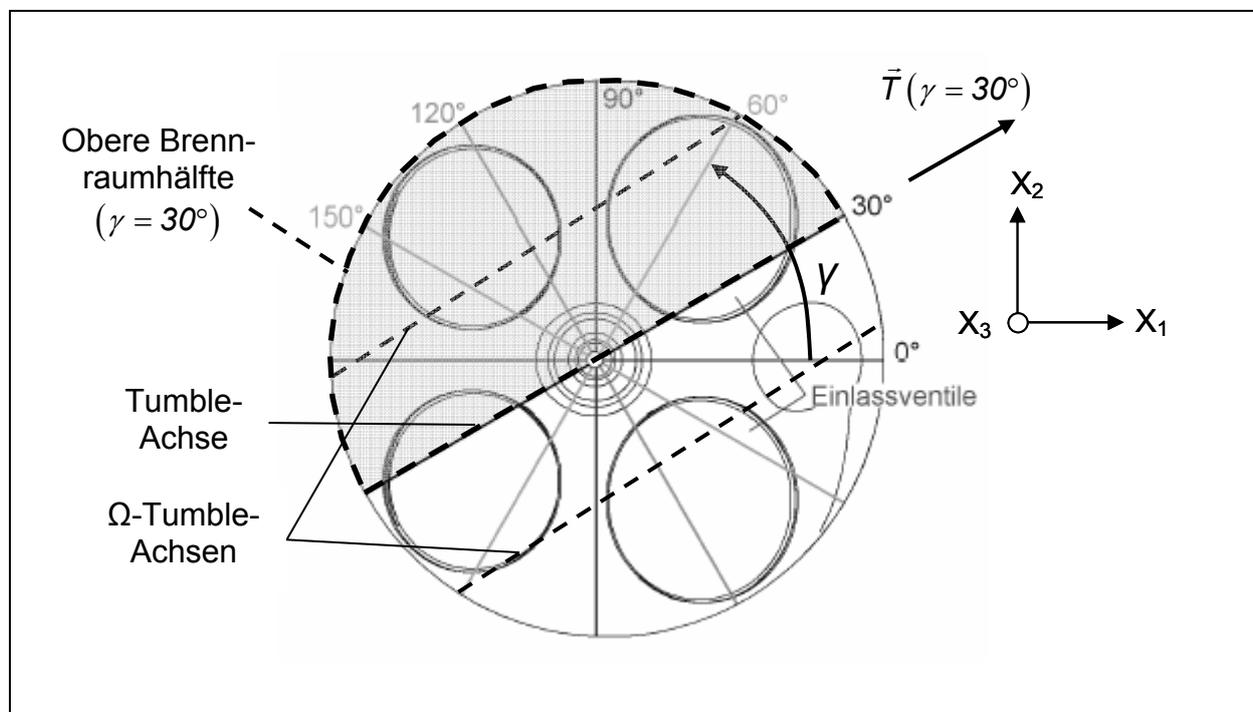


Abbildung 5.5: Schematische Darstellung der verschiedenen gerechneten Rotationsachsen für die Tumble-Kennzahl

Die folgende Herleitung der im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Analyse der Kennzahlen bezieht sich auf die Drall- bzw. Tumble-Zahl. Sie ist jedoch auf die Berechnung des Ω -Tumble übertragbar. Wie beschrieben handelt es sich beim Ω -Tumble um eine Strömungsform mit zwei Walzen im Brennraum, was die Definition von zwei Rotationsachsen erfordert. Diese sind in Abbildung 5.5 beispielhaft für einen Winkel $\gamma = 30^\circ$ mit zwei unterbrochenen Linien dargestellt. Der Brennraum

wird durch einen Schnitt mit der Tumble-Achse $\gamma = 30^\circ$ in x_3 -Richtung in zwei Hälften geteilt. In Abbildung 5.5 ist die obere der beiden Hälften durch eine unterbrochene Umrandung und einen grauen Hintergrund dargestellt. Für die Berechnung des Ω -Tumble werden für die jeweilige Achse nur diejenigen Fluidzellen herangezogen, die sich in der selben Brennraumhälfte befinden. Anschließend werden die Werte für beide Achsen zu einer gemeinsamen Kennzahl aufsummiert.

Die transiente Drall- bzw. Tumble-Zahl wird ermittelt gemäß [3.6]:

$$Dr, Tu = \frac{\omega_{Dr, Tu}(\varphi)}{\omega_K}, \quad (\text{Gl. 5.1})$$

wobei $\omega_{Dr, Tu}(\varphi)$ die Umfangsgeschwindigkeit der Zylinderladung um deren Schwerpunkt in Abhängigkeit des Kurbelwinkels φ ist und ω_{KW} die Umfangsgeschwindigkeit der Kurbelwelle. Letztere berechnet sich aus der Motordrehzahl n_{MOT} mit:

$$\omega_{KW} = 2\pi \cdot \frac{n_{MOT}}{60} \quad (\text{Gl. 5.2})$$

Die Umfangsgeschwindigkeit der Zylinderladung ist der Quotient aus der Summe der Drehimpulsanteile $L_{\Theta, i}$ und der Summe der Massenträgheitsanteile Θ_i sämtlicher im Brennraum (bzw. Brennraumhälfte für den Ω -Tumble) enthaltener Fluidzellen um die Rotationsachse der Zylinderladung:

$$\omega_{Dr, Tu}(\varphi) = \frac{\sum_i L_{\Theta, i}}{\sum_i \Theta_i} = \frac{\sum_i \rho_i \cdot V_i \cdot |\vec{r}_{n, i}| \cdot |\vec{v}_{\perp, i}|}{\sum_i \rho_i \cdot V_i \cdot \vec{r}_{n, i}^2}, \quad (\text{Gl. 5.3})$$

wobei ρ_i und V_i Dichte und Volumen der Fluidzelle i darstellen, $\vec{r}_{n, i}$ den Abstand der Fluidzelle i zur Rotationsachse und $\vec{v}_{\perp, i}$ den zu $\vec{r}_{n, i}$ orthogonalen Anteil des lokalen Geschwindigkeitsvektors.

Die Rotationsachse der Zylinderladung geht durch deren Schwerpunkt und hat den Richtungsvektor, siehe Abbildung 5.6:

$$\vec{T}(\gamma) = \begin{pmatrix} \cos \gamma \\ \sin \gamma \\ 0 \end{pmatrix} \quad (\text{Gl. 5.4})$$

Der Schwerpunktvektor \vec{x}_s der Zylinderladung (bzw. deren Anteil in der jeweiligen Brennraumhälfte für den Ω -Tumble) ergibt sich für die drei Raumrichtungen zu:

$$\vec{x}_s = \begin{pmatrix} x_{s,1} \\ x_{s,2} \\ x_{s,3} \end{pmatrix}; \quad x_{s,j} = \frac{\sum_i \rho_i \cdot V_i \cdot x_{j,i}}{\sum_i \rho_i \cdot V_i}, \quad j = 1, 2, 3 \quad (\text{G. 5.5})$$

Mit dem Abstand \vec{r}_i zwischen dem Schwerpunkt \vec{x}_s und der Fluidzelle i lässt sich der orthogonale Abstandsvektor der Fluidzelle zur Rotationsachse ermitteln zu:

$$\vec{r}_{n,i} = \vec{T}(\gamma) \times [\vec{r}_i \times \vec{T}(\gamma)] \quad (\text{Gl. 5.6})$$

Der auf dem orthogonalen Abstandsvektor $\vec{r}_{n,i}$ senkrecht stehende Betrag der Geschwindigkeit in Fluidzelle i wird berechnet gemäß:

$$|\vec{v}_{\perp,i}| = \frac{1}{|\vec{r}_{n,i}|} \cdot \vec{v}_{Rel,i} \cdot [\vec{T}(\gamma) \times \vec{r}_{n,i}], \quad (\text{Gl. 5.7})$$

wobei $\vec{v}_{Rel,i}$ der Geschwindigkeitsvektor in Fluidzelle i ist abzüglich der durch die Kolbenbewegung bedingten Geschwindigkeit des Schwerpunkts der Zylinderladung und damit der Tumble-Achse, die mit der Hälfte der momentanen Kolbengeschwindigkeit $v_K(\varphi)$ angesetzt wird:

$$\vec{v}_\tau = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ \frac{v_K}{2}(\varphi) \end{pmatrix} \quad (\text{Gl. 5.8})$$

$$v_K(\varphi) = -r \cdot \omega_K \cdot \left[\sin \varphi + \frac{\lambda_l}{2} \sin 2\varphi \right], \quad (\text{Gl. 5.9})$$

mit dem Schubstangenverhältnis λ_l .

Um verschiedene Ladungsbewegungs-Konzepte miteinander vergleichen zu können wird in dieser Arbeit eine zusätzliche Kennzahl der Ladungsbewegung L definiert, die sich aus der vektoriellen Summe der Drall-Zahl und dem maximalen Wert des Tumble bzw. Ω -Tumble für die sechs untersuchten Richtungen der Rotationsachsen zusammensetzt:

$$L^* = \sqrt{\text{Drall}^2 + \left\{ \max[\text{Tumble}(\gamma)] \right\}^2} \quad (\text{Gl. 5.10.1})$$

$$L = \sqrt{\text{Drall}^2 + \left\{ \max[\text{Tumble}(\gamma), \Omega - \text{Tumble}(\gamma)] \right\}^2} \quad (\text{Gl. 5.10.2})$$

Für eine detailliertere Unterscheidung des Einflusses der unterschiedlichen Ladungsbewegungsformen auf die Zylinderinnenströmung, wird die Kenngröße L mit und ohne Einbeziehung der Ω -Tumble-Strömung definiert.

5.4 Charakterisierung der Strömung im Brennraum

5.4.1 Basis-Varianten ohne Steigerung der Ladungsbewegung

In Abbildung 5.6 sind die im vorhergehenden Kapitel eingeführten Tumble-Zahlen für die beiden untersuchten Otto-Motoren im Referenzzustand, d. h. ohne Maßnahmen zur Steigerung der Ladungsbewegung, dargestellt. In den Diagrammen ist die jeweilige transiente, d. h. über Grad Kurbelwinkel veränderliche, Kenngröße für die verschiedenen Positionen der Rotationsachse im Brennraum gemäß Abbildung 5.6 aufgetragen. Die Drall-Zahl ist ohne gezielte Maßnahmen zur Generierung einer Drall-Strömung nicht relevant und wird hier daher nicht erläutert.

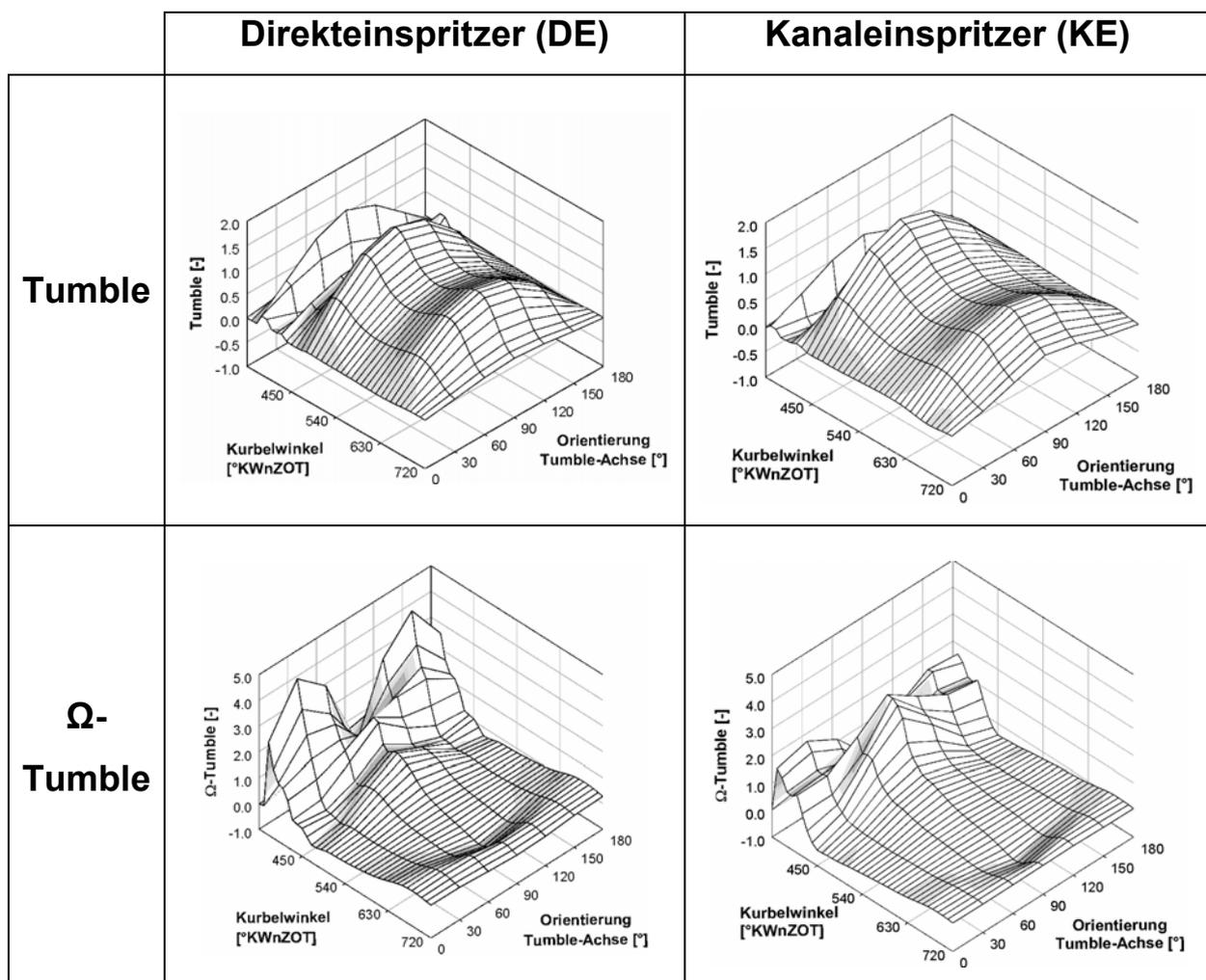


Abbildung 5.6: Darstellung von transientem Tumble und Ω -Tumble für die beiden untersuchten Brennverfahren in Abhängigkeit von Kurbelwinkel und Achsorientierung (Referenz KE und DE, Teillast)

Die dargestellten Kennfelder sind für beide Motoren im Wesentlichen identisch. Damit können im Folgenden bestimmte Sachverhalte der Zylinderinnenströmung bzw. Gemischaufbereitung mit einer gewissen Allgemeingültigkeit anhand eines der beiden Motoren erläutert werden.

Weiter zeigt sich für die Tumble-Zahl ein wellenförmiger Verlauf über Grad Kurbelwinkel mit dem Maximum bei einer Rotationsachse mit 90° -Winkel, d. h. es entsteht die typische Tumble-Strömung in Richtung des einströmenden Massenstroms. Es liegen bei 380°KWnZOT , 450°KWnZOT und 660°KWnZOT drei Überhöhungen für den Tumble vor. Bei 380°KW resultiert diese Überhöhung aus den hohen Strömungsgeschwindigkeiten während der Ventilüberschneidungsphase. Bei 450°KWnZOT ist der Impuls der einströmenden Ladungsmasse bei maximaler Kolbengeschwindigkeit der dominierende Einfluss. Dies ist in Abbildung 5.7, linke Seite für den Otto-Motor mit Direkteinspritzung anhand des Strömungsfelds in einem Schnitt durch ein Einlassventil dargestellt. Dabei ist die angesprochene Versperrung des Einlassquerschnitts mit dem erhöhten zylinderkopfseitigen Massenstrom zu erkennen.

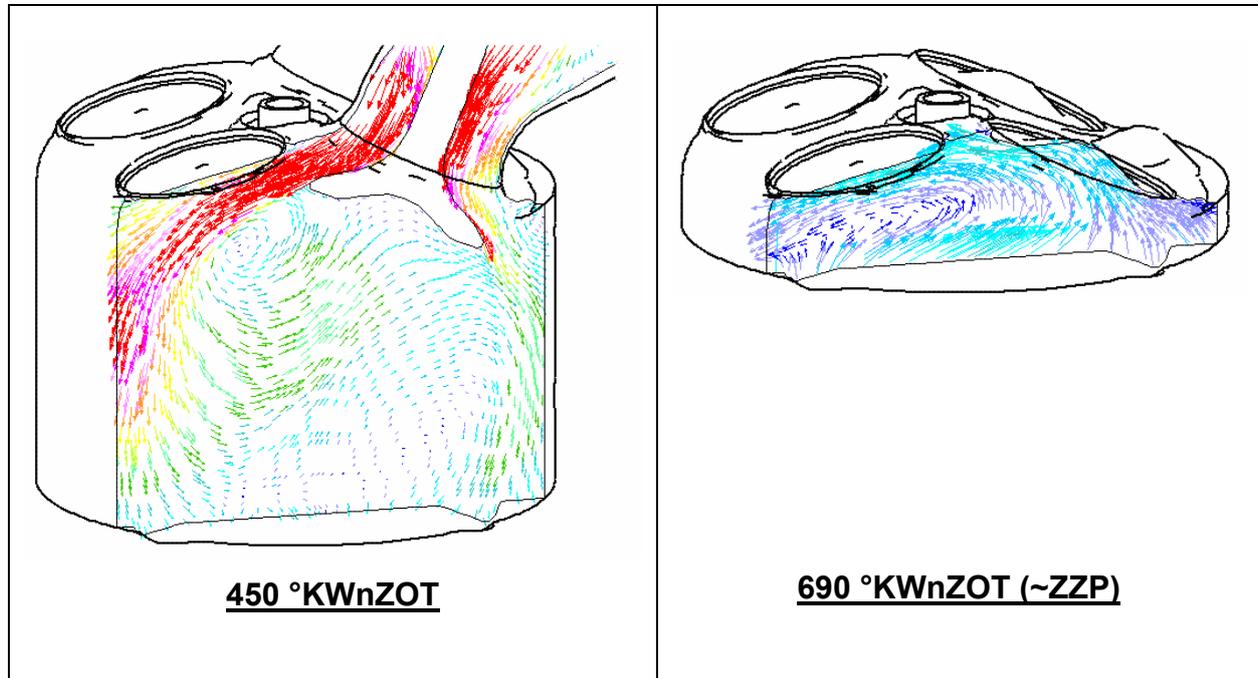


Abbildung 5.7: Tumble-Strömung im Zylinder während des Einströmvorgangs und zum Zeitpunkt der Gemiscentzündung (Referenz DE, Teillast)

Daran anschließend nimmt das Tumbelniveau durch Dissipation und eine durch die Expansion des Kolbens bewirkte Erhöhung des Massenträgheitsmoments der Zylinderladung ab. Ab dem unteren Totpunkt tritt der gegenteilige Effekt auf. Die Kompression des Kolbens bewirkt eine Reduzierung des Massenträgheitsmoments und damit wieder eine Zunahme der Tumble-Zahl. Bedingt durch Dissipationseffekte liegt der letzte Peak des Tumbles bei etwa 660 °KW.

Es folgt, dass der Tumble eine Form der Ladungsbewegung mit hoher Stabilität ist, die zur Generierung von Turbulenz zum Zündzeitpunkt und während der Verbrennung geeignet ist, siehe Abbildung 5.7 rechte Seite.

Der Ω -Tumble nimmt für beide Motoren bis etwa 400 °KWnZOT Werte an, die die der Tumble-Strömung deutlich übersteigen, siehe Abbildung 5.6. Insbesondere für den Direkteinspritzer entsteht bei 380 °KWnZOT eine deutliche Querströmung, die ihr Maximum bei einer Position der Rotationsachse von 30° bzw. 150° hat.

Abbildung 5.8 zeigt das Strömungsfeld bei 380 °KWnZOT in einem Schnitt durch die Zündkerze quer zur Strömungsrichtung.

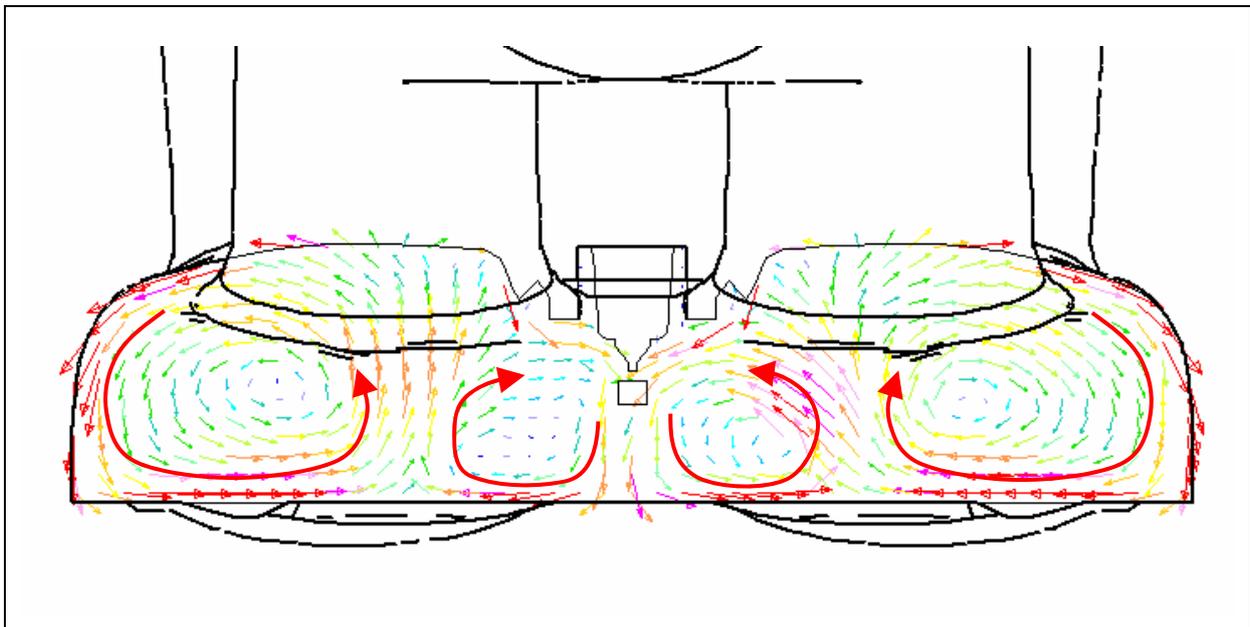


Abbildung 5.8: Strömungsfeld bei 380 °KWnZOT in einem Schnitt durch die Zündkerze (Referenz DE, Teillast)

Es zeigt sich ein nahezu symmetrisches Geschwindigkeitsfeld im Brennraum mit den vier gekennzeichneten Wirbeln. Das Aufeinanderprallen der brennraummittig einströmenden Massenströme führt zu einer scharfen Umlenkung und Verwirbelung der

Strömung, so dass die an den Brennraumwänden entlang strömende Luft die beiden dominanten Außenwirbel initiiert, die in Summe den beobachteten hohen Betrag der Ω -Tumble-Kennzahl verursachen.

Nach dem Schließen der Einlassventile findet durch das Aufeinanderprallen der gegenläufigen Wirbel im Brennraum ein unmittelbarer Zerfall der gerichteten Ω -Tumble-Strömung statt, siehe Abbildung 5.6. Diesem Vorgang kann nur während des Ansaugvorgangs durch das stetige Erzeugen gerichteter Bewegung begegnet werden. Beim Ω -Tumble handelt es sich deshalb grundsätzlich um eine instabile Form der Ladungsbewegung, die nicht geeignet ist Ladungsbewegung bis zum Zündzeitpunkt zu konservieren.

In Abbildung 5.9 sind zusammenfassend die verschiedenen Ladungsbewegungsformen anhand des Motors mit Direkteinspritzung dargestellt. Die grüne Kurve stellt die vernachlässigbare Drall-Zahl dar, die rote und die blaue Kurve die gemäß den Gleichungen 5.10.1 und 5.10.2 aufsummierte Ladungsbewegung.

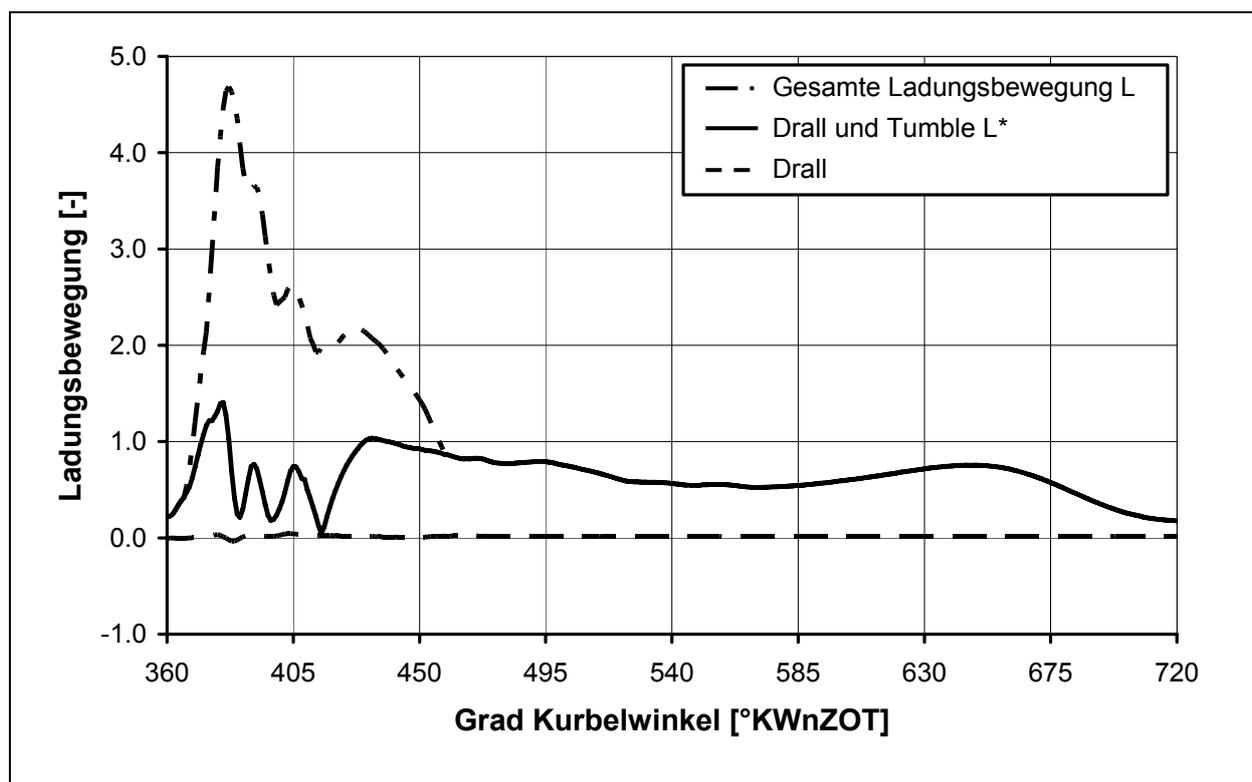


Abbildung 5.9: Transiente Ladungsbewegungskennzahl L (Referenz DE, Teillast)

Wie bereits erwähnt ist die Drall-Strömung durch das symmetrische Einströmen ohne Relevanz und die Summe aus Drall und Tumble identisch mit der Tumble-Zahl. Wäh-

rend der Ventilüberschneidungsphase ist der Ω -Tumble dominant und bestimmt das Niveau der Ladungsbewegung. Ab 450 °KWnZOT dominiert die Tumble-Strömung aufgrund ihrer größeren Stabilität, was zum identischen Verlauf der durchgezogenen und unterbrochenen Kurven führt.

Der diskutierte Verlauf und die Zusammensetzung der Ladungsbewegung sind charakteristisch für alle im Folgenden untersuchten Varianten ohne Kanalabschaltung.

Abbildung 5.10 zeigt den Verlauf der in Abschnitt 3 definierten turbulenten kinetischen Energie als gemittelte Größe im Brennraum und an der Zündkerze in einem Kurbelwinkelbereich, der für die Gemiscentflammung relevant ist. Wie in späteren Kapiteln noch ausführlich erläutert wird, hat die Turbulenz einen hohen Einfluss auf die Flammgeschwindigkeit und die Brenndauer. Sie ist damit eine wichtige Kenngröße der Zylinderinnenströmung.

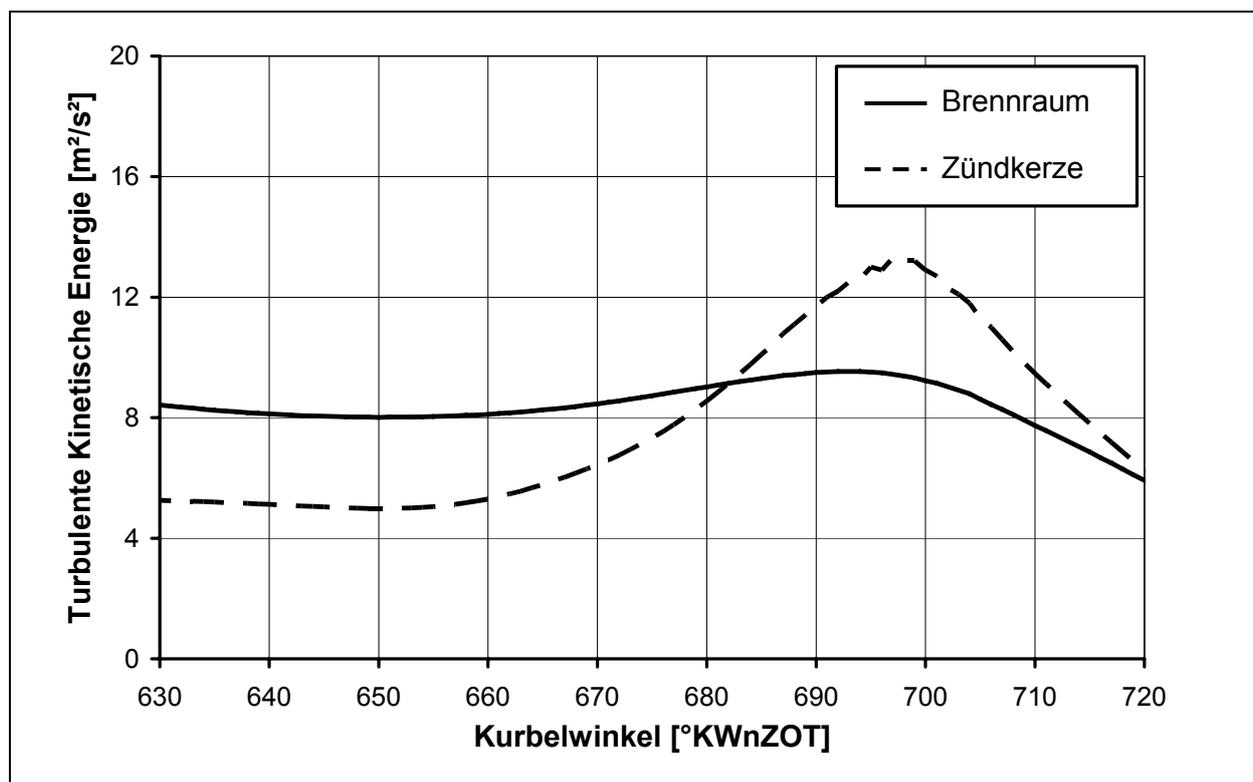


Abbildung 5.10: Verlauf der turbulenten kinetischen Energie im Bereich der Entflammung (Referenz DE, Teillast)

Kurz vor Zünd-OT wird die Zylinderladung in das Brennraumdach des Zylinderkopfs geschoben, was zu einem ausgeprägten Zerfall der Strömung führt. Der damit zusammenhängende Anstieg der turbulenten kinetischen Energie ist im Bereich der

Zündkerze stärker ausgeprägt als im Brennraummittel. Dies liegt in den hohen Strömungsgeschwindigkeiten im Brennraumzentrum und den durch die Umlenkung der Strömung an den Brennraumwänden und insbesondere der Zündkerze verursachten Geschwindigkeitsgradienten begründet. Das dabei entstehende Turbulenzfeld zeigt ein ausgeprägtes Maximum im Brennraumzentrum im Bereich der Zündkerze, siehe Abbildung 5.11, was bei allen im Rahmen dieser Arbeit berechneten Varianten beobachtet werden konnte, siehe Abbildung 7.3.

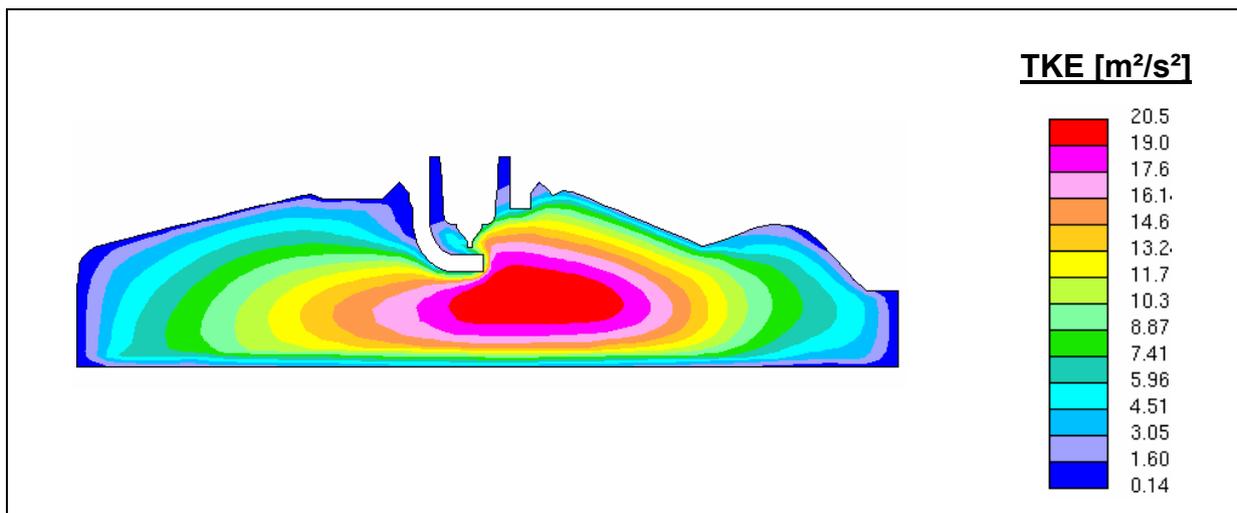
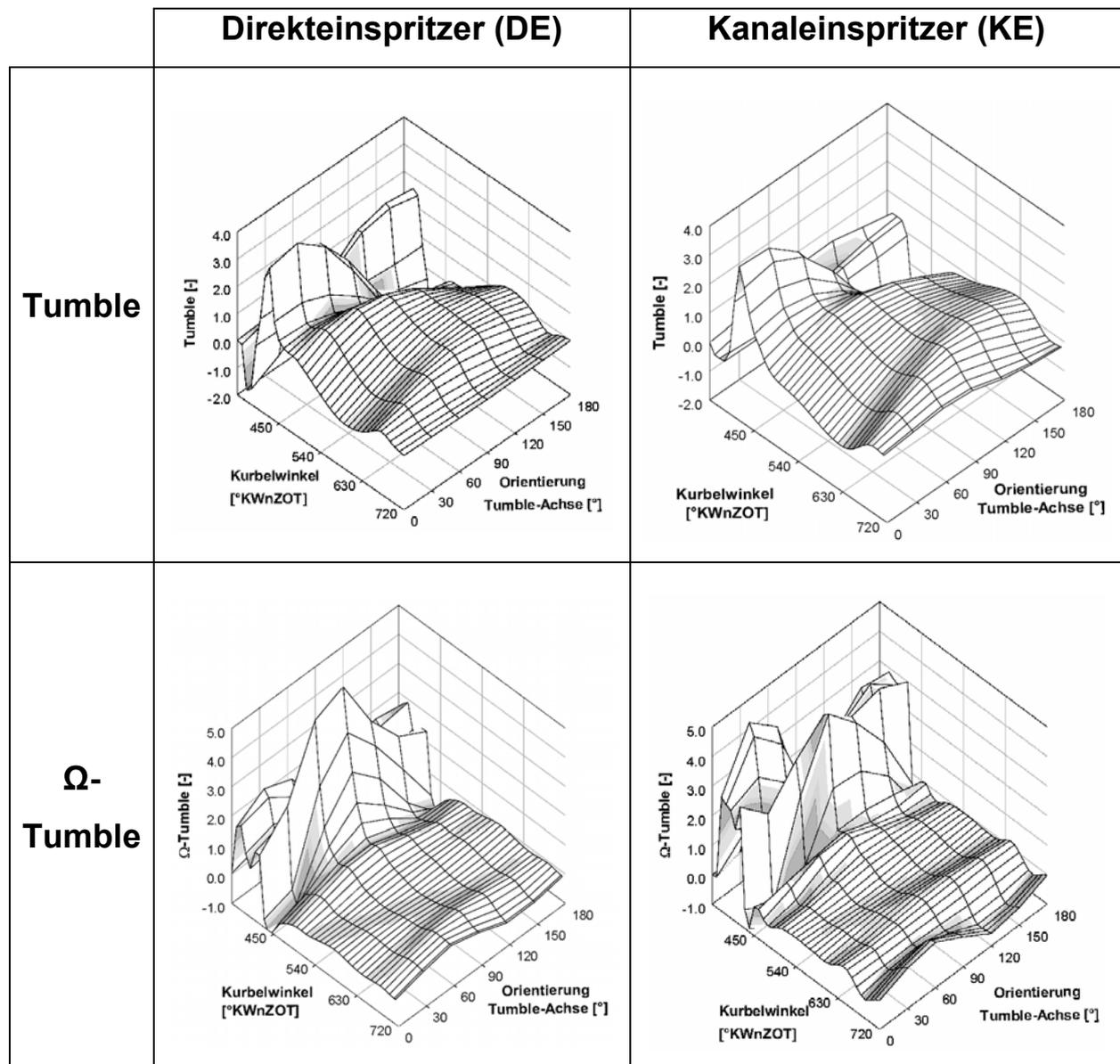


Abbildung 5.11: Verteilung der turbulenten kinetischen Energie im Brennraum bei 690 °KWnZOT (Referenz DE, Teillast)

5.4.2 Kanalabschaltung

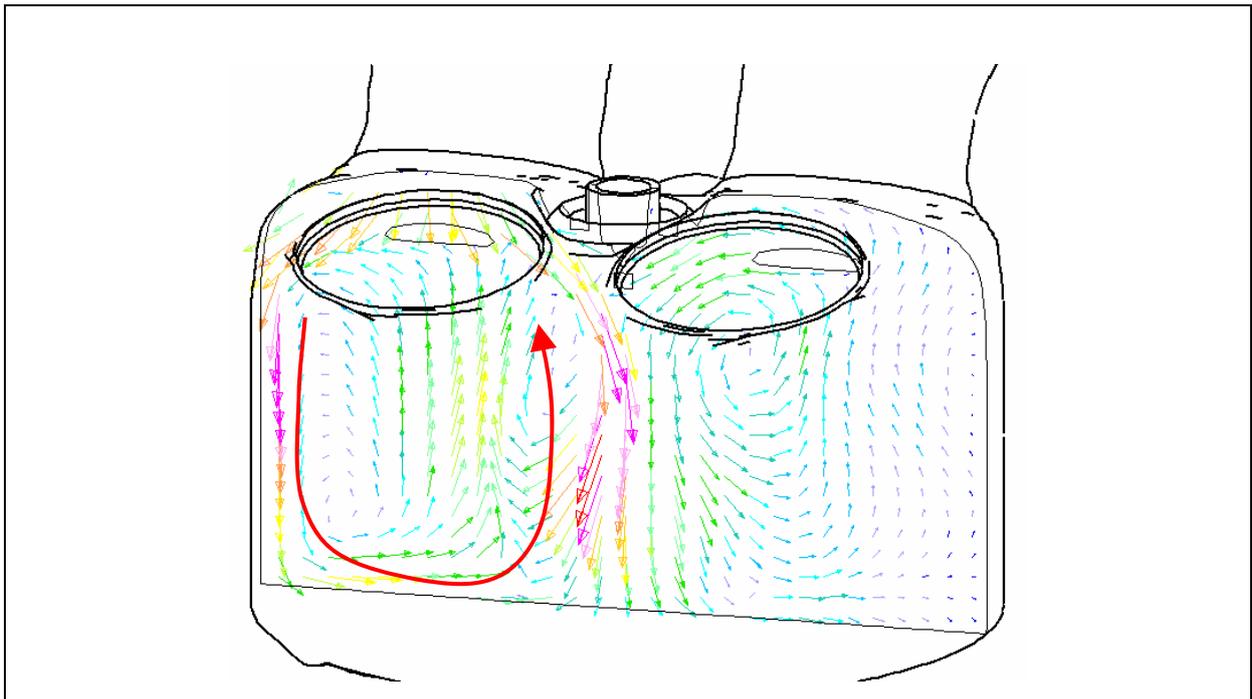
In [Abbildung 5.12](#) ist die Charakteristik der Tumble-Strömung bei einlassseitiger Kanalabschaltung für beide Brennverfahren (KE1 und DE1) in zu [Abbildung 5.6](#) vergleichbaren Kennfeld-Diagrammen dargestellt.



[Abbildung 5.12](#): Darstellung von Tumble und Ω -Tumble für die beiden untersuchten Brennverfahren in Abhängigkeit von Kurbelwinkel und Achsorientierung (Kanalabschaltung KE1 und DE1, Teillast)

Im Vergleich zur Basisvariante ist das Strömungsfeld komplexer, jedoch wiederum für beide Brennverfahren in seiner globalen Ausprägung identisch.

Das unsymmetrische Einströmen der Frischluft verbunden mit hohen Geschwindigkeiten bewirkt zunächst eine starke Querströmung im Zylinder, was durch die hohen Werte des Cross-Tumbles zum Ausdruck kommt (0° -Bereich auf den y-Achsen der Tumble-Zahl). Ähnlich wie die bereits in Kapitel 5.4.1 diskutierte Ω -Tumble-Strömung ist auch diese Strömungsform nicht stabil. In [Abbildung 5.13](#) ist zur Illustration beispielhaft das Strömungsfeld für den DE in Querrichtung in einem Längsschnitt durch die Zündkerze bei 428°KWnZOT dargestellt.



[Abbildung 5.13](#): Strömungsfeld im Mittelschnitt durch den Zylinder bei 428°KWnZOT (Kanalabschaltung DE1, Teillast)

Die Luftmasse, die mit hoher Geschwindigkeit in den Zylinder einströmt, wird von der Zylinderwand und dem Kolbenboden umgelenkt und trifft auf das weit weniger bewegte Medium der gegenüberliegenden Zylinderhälfte, siehe [Abbildung 5.13](#). Dies führt zu Dissipation und zu einem Zerfall der gerichteten Bewegung. Während in der Ventilüberschneidungsphase eine Querströmung vorherrscht, bewirkt die hohe einströmende Luftmasse ab etwa 420°KWnZOT eine Ausrichtung der Rotationsachse des Tumbles in Strömungsrichtung, siehe [Abbildung 5.12](#).

Der Verlauf des Ω -Tumble ist im Wesentlichen vergleichbar mit dem der Basis-Variante. Nach einer starken Ausprägung dieser Strömungsform bis etwa 420°KWnZOT kommt es anschließend zu deren raschem Zerfall. Zwischen

380 °KWnZOT und 420 °KWnZOT ändert sich der Ω -Tumble weitestgehend von der Querströmung (30°- und 150°-Richtung auf y-Achsen) zur Längsströmung (90°-Richtung auf y-Achsen). Abgesehen von den unterschiedlich ausgeprägten Amplituden sind die Parallelen zur Basis-Variante unverkennbar. Auffallend ist der Umstand, dass im Bereich des Zünd-OT wieder eine moderate Zunahme dieses Kennwerts zu beobachten ist, die mit einer Umlenkung der Drall-Strömung im Bereich des dachförmigen Zylinderkopfs erklärt werden kann.

Das asymmetrische Einströmen durch den Tangentialkanal bewirkt eine hohe, ab 450 °KWnZOT dominierende Drall-Strömung. Im Gegensatz zum Tumble zeigt der Drall keine vom Kurbelwinkel abhängige Charakteristik sondern lediglich einen langsamen Zerfall in Folge von Dissipation. Ursache ist die wesentlich geringere Beeinflussung dieser Strömungsform durch die Bewegung des Kolbens und die günstigere Strömungsführung durch die Zylinderwand, siehe Abbildung 5.14 und 5.15.

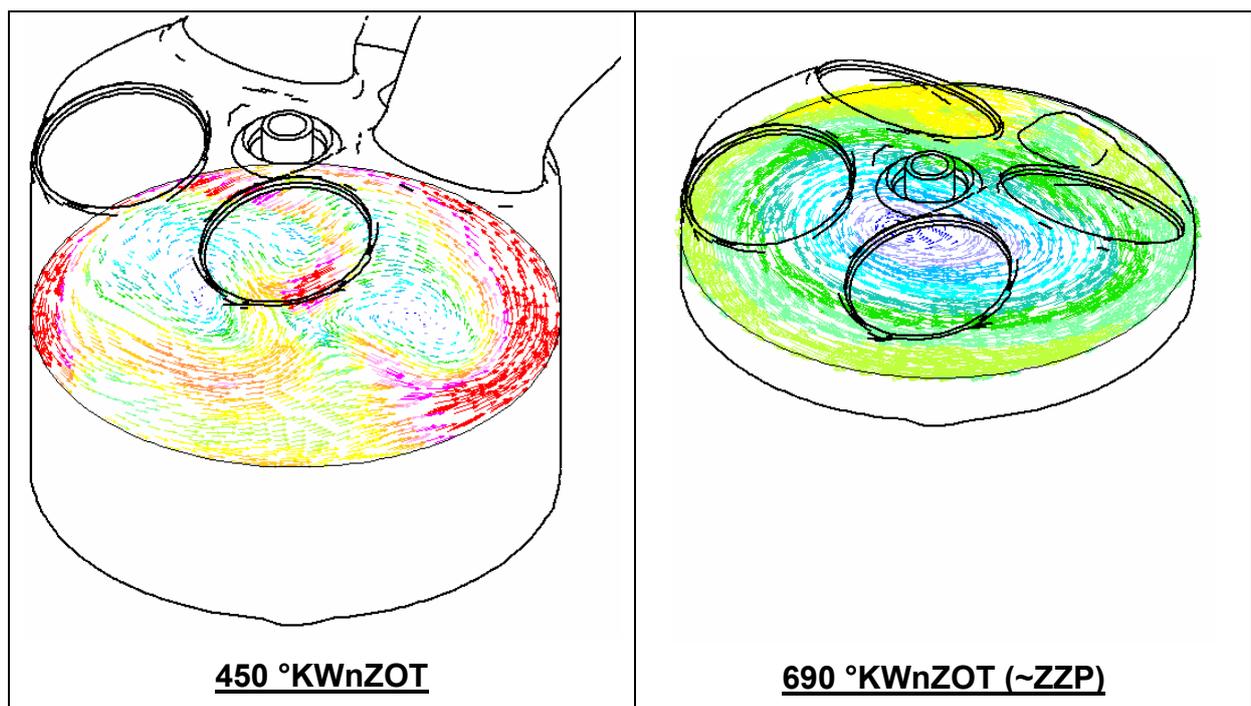


Abbildung 5.14: Drall-Strömung im Zylinder während des Einströmvorgangs und zum Zündzeitpunkt (Kanalabschaltung DE1, Teillast)

In Abbildung 5.15 ist die Ladungsbewegung des Drall-Konzepts, aufgeschlüsselt in die verschiedenen Komponenten der Ladungsbewegung, dargestellt. Charakteristisch für diese Form der Ladungsbewegung sind die beiden durch den Ω -Tumble und

Cross-Tumble verursachen Überhöhungen bei 380 °KWnZOT und 420 °KWnZOT sowie die Dominanz der Drall-Strömung ab 450 °KWnZOT.

Auch dieses Strömungsbild war für alle Varianten mit Kanalabschaltung signifikant.

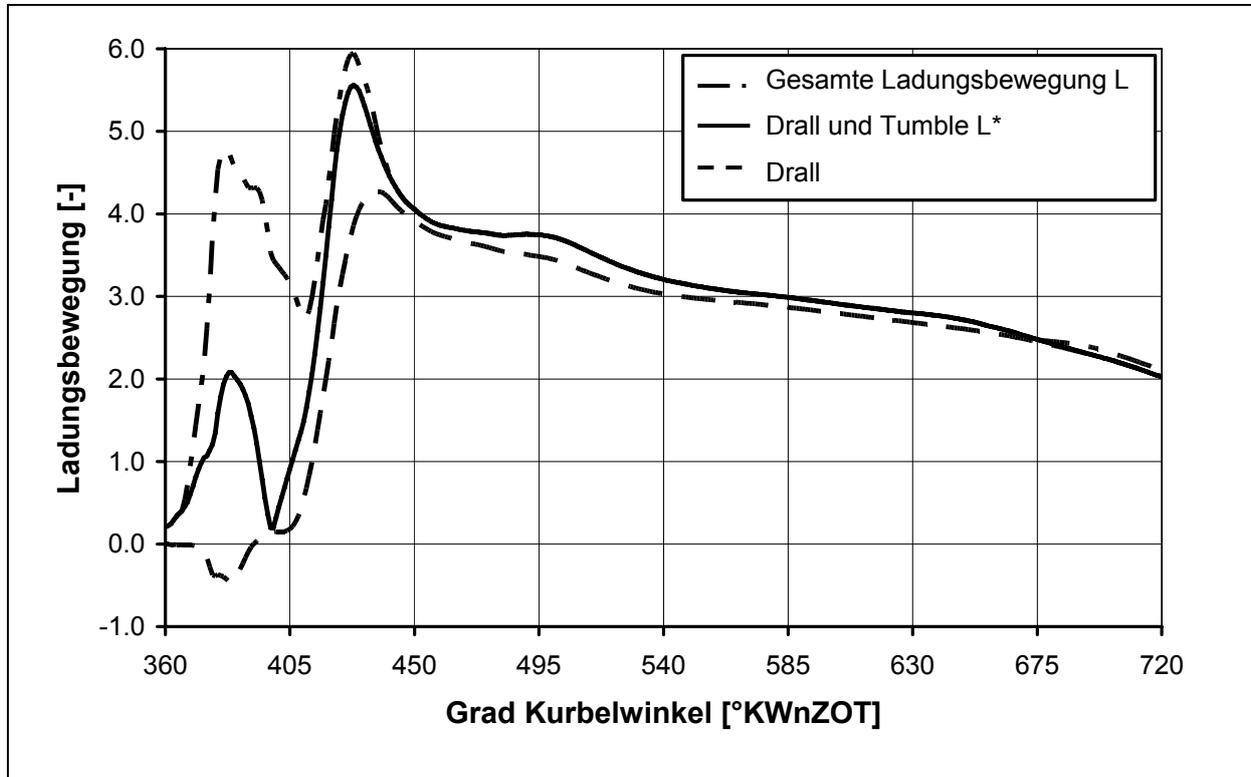


Abbildung 5.15: Transiente Ladungsbewegungskennzahl (Kanalabschaltung DE1, Teillast)

Ein Vergleich der Ladungsbewegungskennzahl L mit der diskutierten Basisvariante verdeutlicht die starke Zunahme an Ladungsbewegung im Brennraum durch die Kanalabschaltung, siehe Abbildung 5.16.

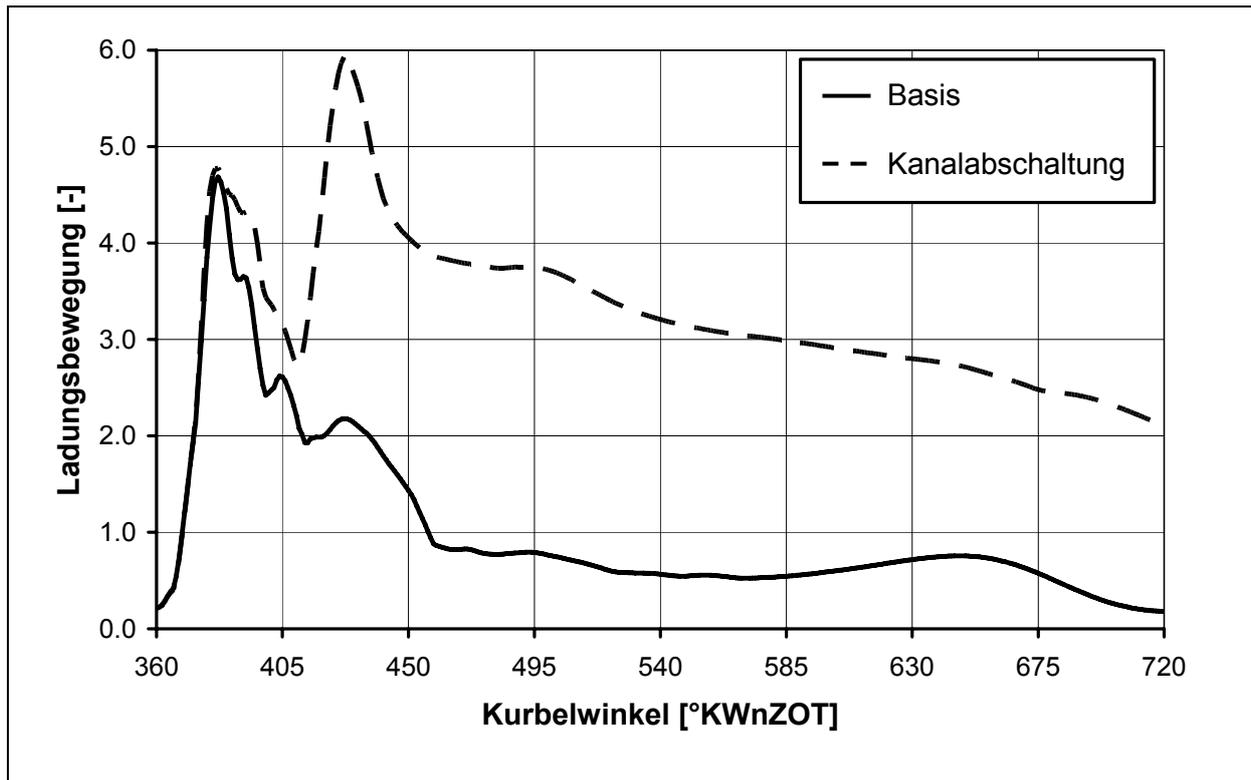


Abbildung 5.16: Vergleich der transienten Ladungsbewegungskennzahlen bei geöffneter und geschlossener Drallklappe (Referenz und DE1, Teillast)

Die bedeutend höhere Ladungsbewegung führt zwangsläufig zu einem höheren Turbulenzniveau im Brennraum. In folgender Abbildung ist die enthaltene mittlere turbulente kinetische Energie im Brennraum und im Bereich der Zündkerze bei geöffneter und geschlossener Drallklappe im für die Gemiscentflammung relevanten Kurbelwinkelbereich gegenübergestellt. Bei geschlossener Drallklappe hat die Ladungsbewegung sowohl als globale Größe im Brennraum als auch lokal an der Zündkerze ein deutlich höheres Niveau an turbulenter kinetischer Energie zur Folge. Die Auswirkungen hoher Turbulenz auf Gemischaufbereitung und Entflammung werden in den Abschnitten 6 und 7 näher diskutiert. An dieser Stelle soll lediglich auf die Möglichkeiten der Anhebung der Turbulenz durch diverse Maßnahmen zur Steigerung der Ladungsbewegung eingegangen werden.

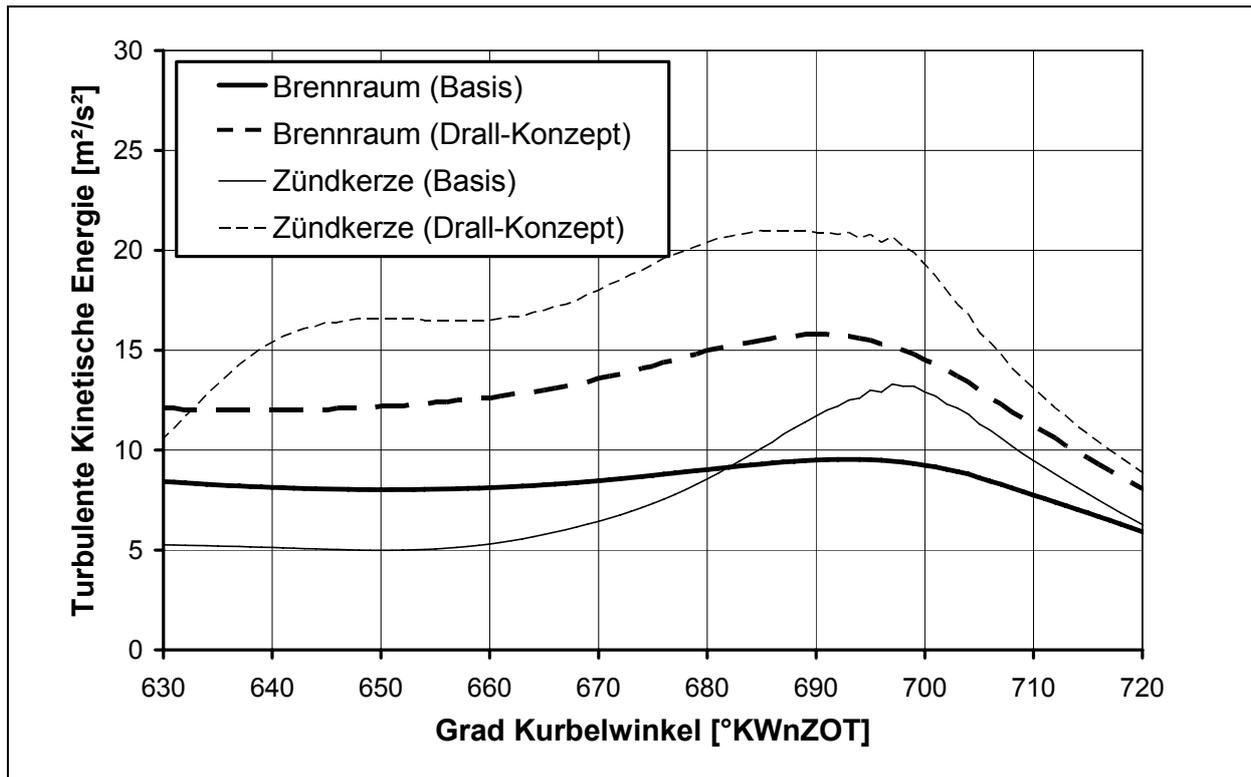


Abbildung 5.17: Vergleich der Turbulenten Kinetischen Energie im Bereich der Entflammung bei geöffneter und geschlossener Drallklappe (Referenz und DE1, Teillast)

5.4.3 Gestaltung der Einlasskanäle

In [Abbildung 5.18](#) sind für den Otto-Motor mit Kanaleinspritzung (KE) die Verläufe der Tumble- und Drall-Zahlen für die beiden Zylinderkopfvarianten *Drall* und *Ultra Low Drall* gegenübergestellt, siehe [Abbildung 4.2](#).

Das Niveau des Tumble für die Variante *Drall* liegt bedeutend über dem der Variante *Ultra Low Drall*, während die Drall-Zahl für beide Varianten Werte nahe Null annimmt. Damit führt der Zylinderkopf mit Tangentialkanal ohne gleichzeitige Abschaltung des Neutralkanals nicht zu einer Erhöhung der Drall-Zahl. Dies ist dadurch begründet, dass durch die tangentiale Kanalausformung nur bedingt die für die Generierung einer Drall-Strömung notwendige Umlenkung der Strömung erfolgt, was in [Kapitel 5.4.5](#) auf Basis von statischen Berechnungen weiter diskutiert wird.

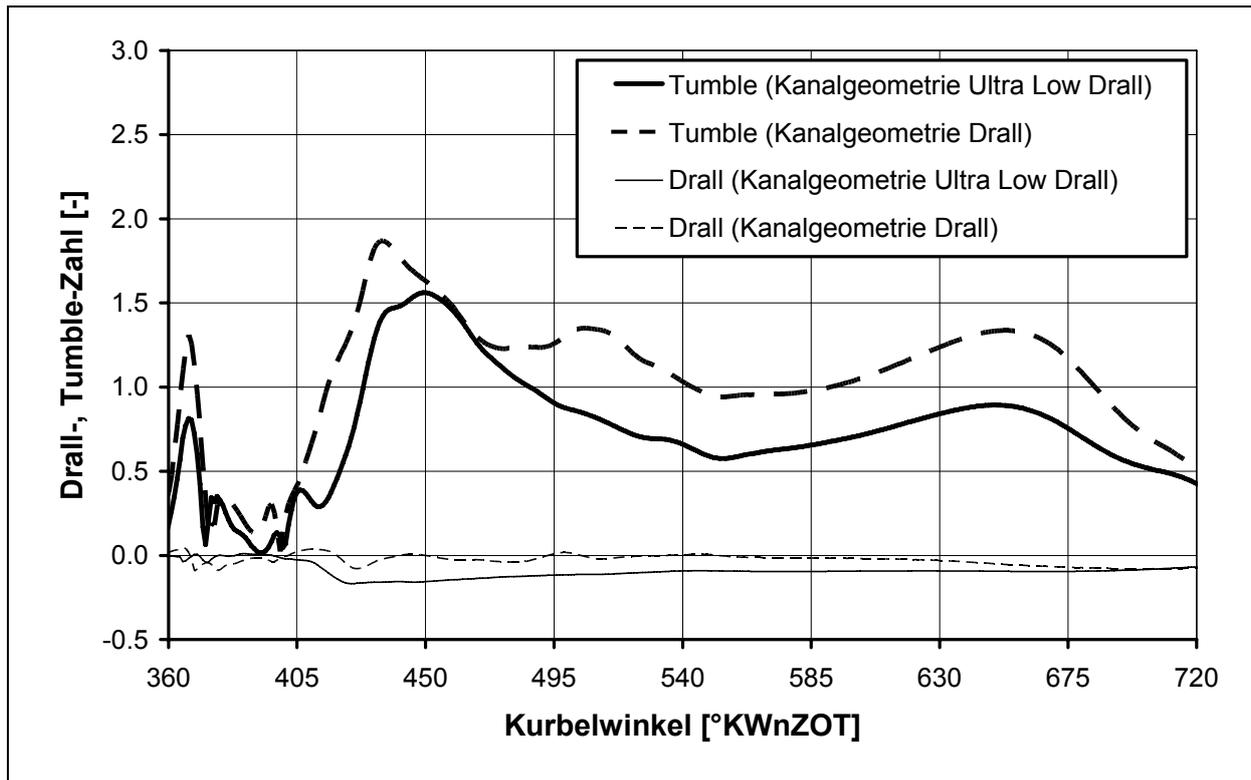


Abbildung 5.18: Ladungsbewegung bei unterschiedlicher Geometrie des Tangentialkanals und geöffneter Drallklappe (Referenz und KE2, Teillast)

Die Unterschiede in der Tumble-Strömung resultieren aus den spezifischen Strömungsablösungen in den Einlasskanälen beider Kanalvarianten, was in [Abbildung 5.19](#) für einen Kurbelwinkel von 510 °KWnZOT beispielhaft illustriert ist. Dargestellt ist das Strömungsfeld in einem Schnitt durch den Tangentialkanal. Die abgebildeten Strömungsvektoren zeigen, dass sich für die Kanalgeometrie *Ultra Low Drall* (linkes Bild) der Massenstrom am Einlassventil weitestgehend gleichmäßig kopf- und zylinderseitig aufteilt. Die veränderte Kanalführung der Kanalvariante *Drall* dagegen bewirkt, dass ein höherer Anteil des Massenstroms zylinderkopfseitig über das Einlassventil strömt und damit einen ausgeprägteren Tumble im Zylinder initiiert. Dies zeigt sich auch an den größeren Geschwindigkeitsvektoren im Bereich der rechten Zylinderwand.

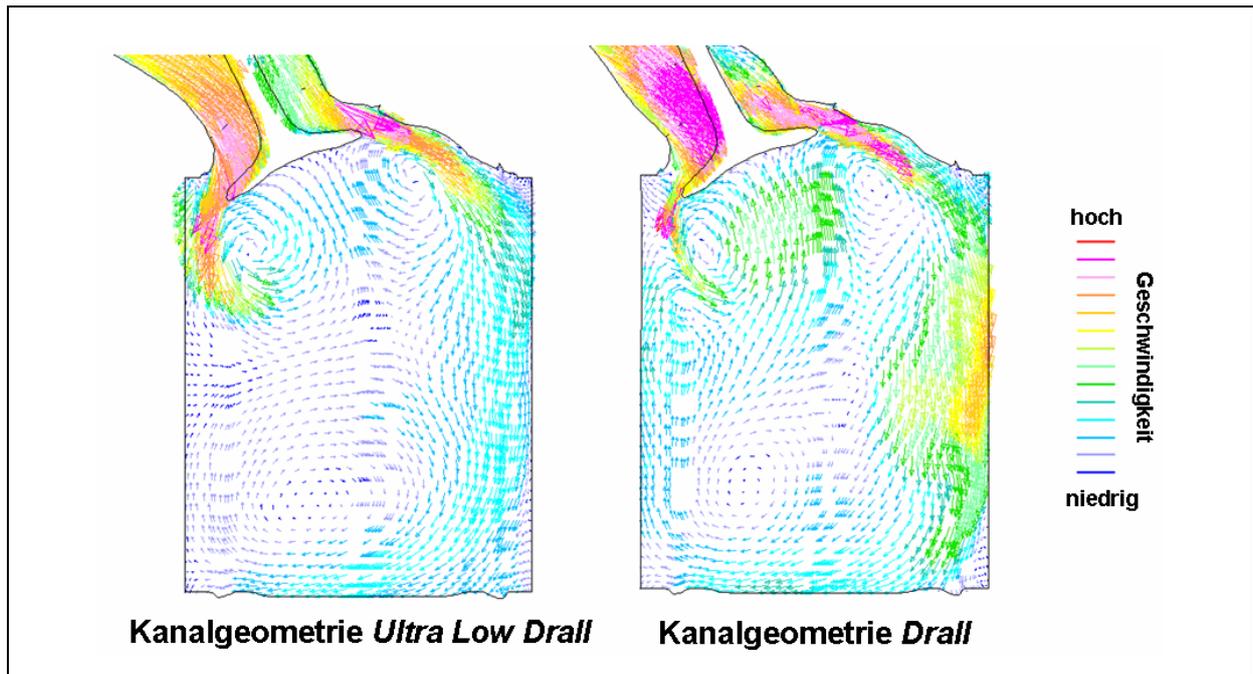


Abbildung 5.19: Geschwindigkeitsfeld bei unterschiedlicher Geometrie des Tangentialkanals bei 510 °KWnZOT und geöffneter Drallklappe (Referenz und KE2, Teillast)

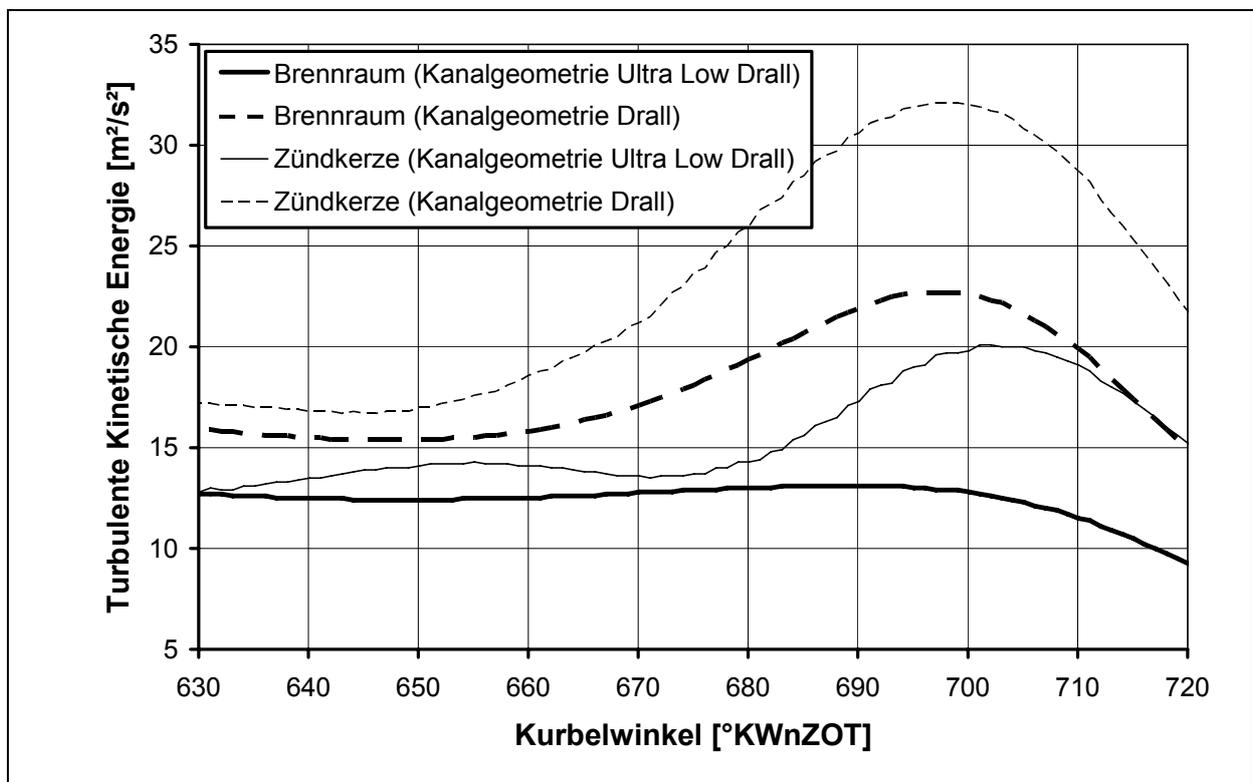


Abbildung 5.20: Turbulente kinetische Energie im Bereich der Gemiscentflammung bei unterschiedlicher Geometrie des Tangentialkanals und geöffneter Drallklappe (Referenz und KE2, Teillast)

Die intensivierete Tumble-Strömung der Kanalvariante Drall führt wiederum zu einem erhöhten Niveau an turbulenter kinetischer Energie zum Zündzeitpunkt, siehe Abbildung 5.20.

Auf die Variante der Kanalabdeckung bei direkteinspritzenden Otto-Motor (DE2) wird hier nicht näher eingegangen, da sie eine ähnliche Anhebung der Tumble-Zahl und der Turbulenz zur Folge hat wie der besprochene Zylinderkopf des KE mit Tangentialkanal.

5.4.4 Kombination aus Tangentialkanal und Kanalabschaltung

Durch die Kombination mehrerer Maßnahmen ist eine zusätzliche Steigerung von Ladungsbewegung und Turbulenz möglich. Beim Motor mit Kanaleinspritzung (KE) wurde deshalb der Zylinderkopf mit Tangentialkanal gemeinsam mit der Kanalabschaltung untersucht. Ausformung und Querschnitt des Tangentialkanals lassen einen erhöhten Eintrittsimpuls der Frischladung in Umfangsrichtung erwarten.

In den Abbildungen 5.21 und 5.22 sind die Ladungsbewegungskennzahl L sowie die turbulente kinetische Energie der Kombination beider Maßnahme der Kanalabschaltung sowie der Basis-Variante gegenübergestellt. Während die charakteristischen, durch Ω -Tumble und Cross-Tumble verursachten Überhöhungen bei 380 °KWnZOT und 420 °KWnZOT für beide Brennverfahren mit Kanalabschaltung im Wesentlichen identische Werte aufweisen, wird durch den Tangentialkanal eine signifikant höhere Drall-Strömung indiziert, was zu einer deutlichen, zusätzlichen Anhebung der turbulenten kinetischen Energie zum Zeitpunkt der Gemiscentflammung führt.

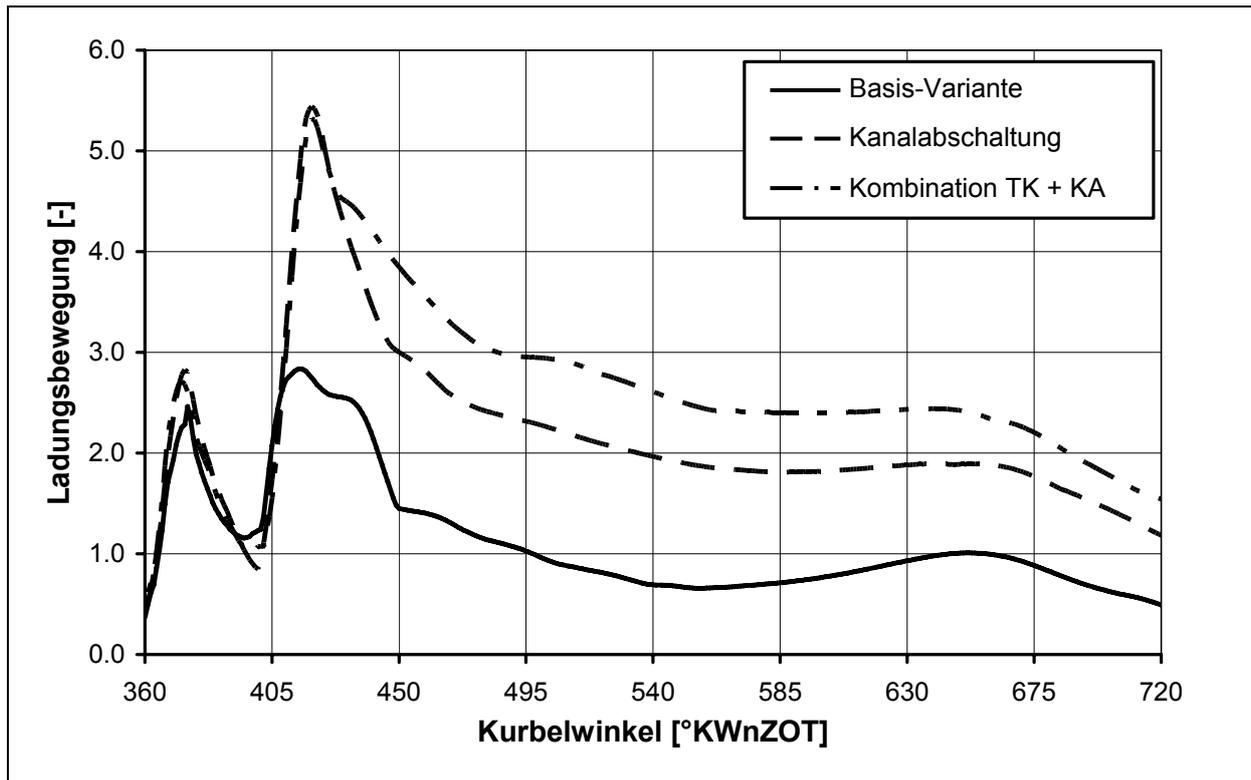


Abbildung 5.21: Ladungsbewegung mit Kanalabschaltung KA und Tangentialkanal TK (Referenz, KE1 und KE3, Teillast)

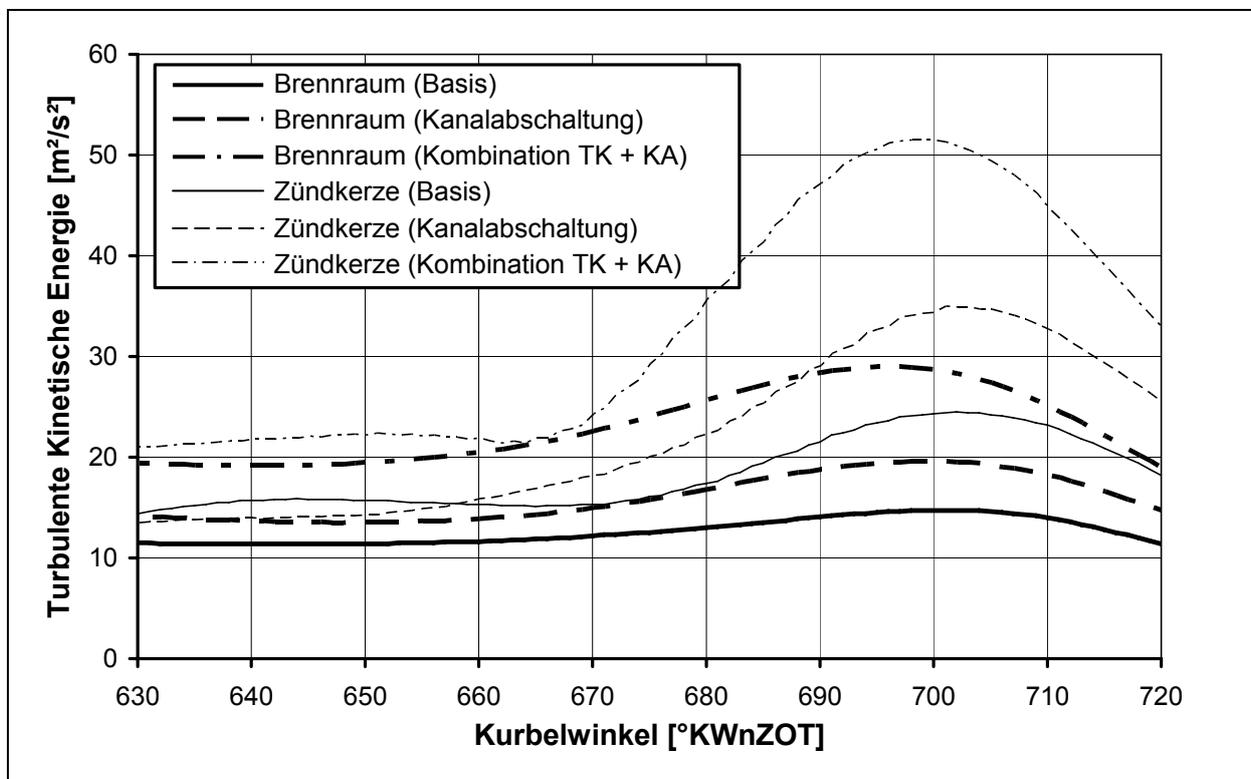


Abbildung 5.22: Turbulente kinetische Energie im Bereich der Gemiscentflamme mit Kanalabschaltung KA und Tangentialkanal TK (Referenz, KE1 und KE3, Teillast)

5.4.5 Maskierung der Auslassventile

Die durch die Maskierung bedingte Verringerung der Ventilöffnungsquerschnitte führt zunächst zu einer Beeinträchtigung des Durchflussverhaltens der Kanäle, was zu Liefergradeinbußen bei hohen Massenströmen im Vollastbetrieb führen kann, siehe Kapitel 5.2. Zur Bewertung des Durchflussverhaltens der Auslasskanäle wurde deshalb analog zum Versuchsbetrieb für die beiden in Abschnitt 4 vorgestellten Varianten am Strömungsprüfstand das statische Strömungsfeld bei gegebenem Druckgefälle berechnet, siehe Kapitel 5.2. Abbildung 5.23 zeigt in einem Schnitt durch die beiden Auslassventile das Strömungsfeld in Hauptströmungsrichtung, d. h. vom Zylinder in den Auslasstrakt, für die Variante mit Maskierung beider Auslassventile im Vergleich zur Ausgangsgeometrie beispielhaft für einen Ventilhub von 3 mm. Auf der jeweils rechten Seite der beiden Ventilöffnungsquerschnitte ist die Beeinträchtigung der Strömung durch die Maskierung und das dadurch veränderte Strömungsfeld in den Auslasskanälen zu erkennen.

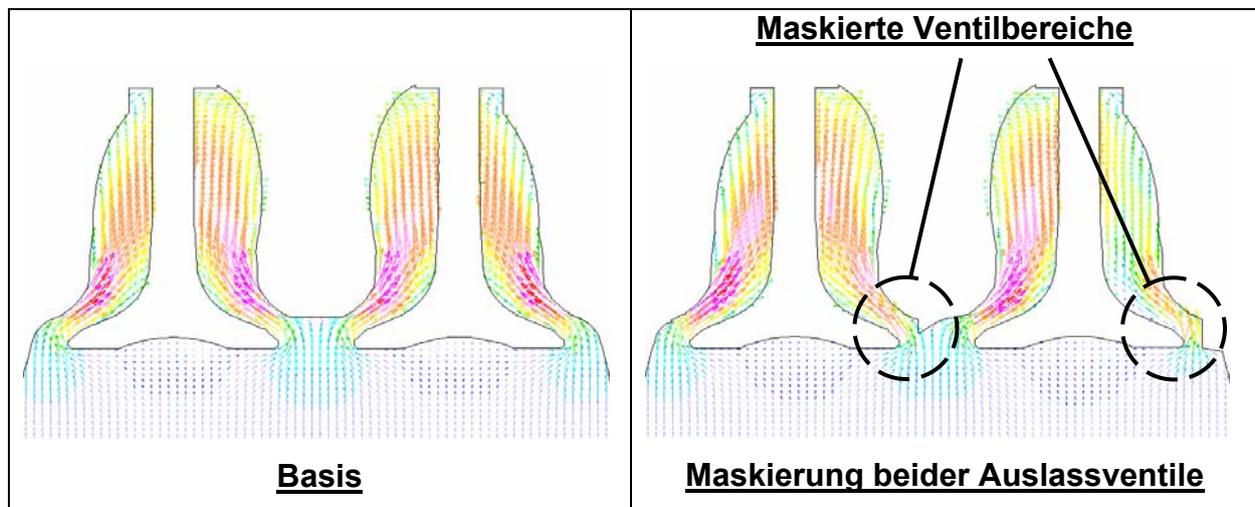


Abbildung 5.23: Einfluss der Auslassventil-Maskierung auf die Umströmung der Ventile (Statische Rechnung, Strömungsfall Ausströmen, $\Delta p=50$ mbar)

Eine quantitative Auswertung der Durchflusseigenschaften wurde mit der in Gleichung 3.23 definierten Durchflusszahl vorgenommen, siehe Abbildung 5.24, die eine Abnahme der Durchflusszahlen in Abhängigkeit des Ventilhubes von maximal 10 % ergab. Die dargestellten Kurvenverläufe zeigen weiterhin eine durch die geometrische Ausführung der Ventile bedingte deutliche Richtungsabhängigkeit der

Durchflusszahlen. Zwischen dem strömungsgünstigen Einströmen in den Brennraum und dem Ausströmen sind Unterschiede in den Durchflusszahlen zwischen 15 % und 20 % zu beobachten.

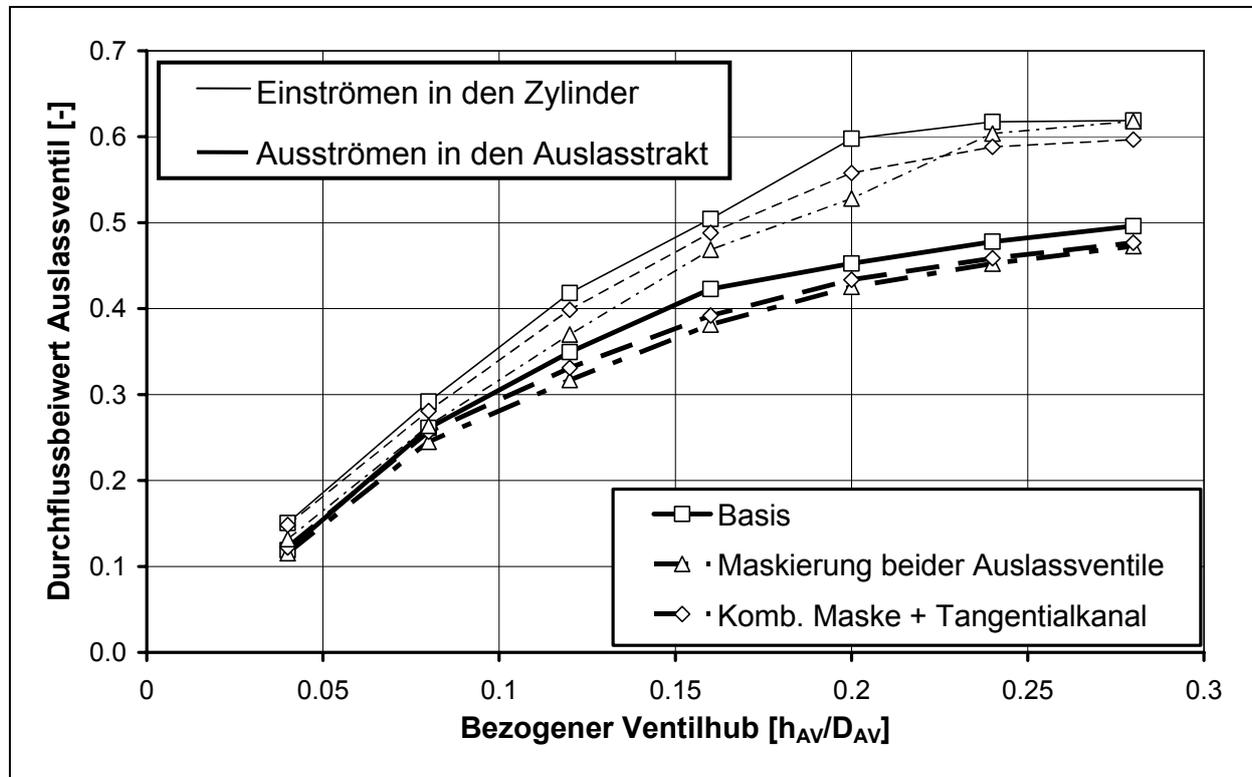


Abbildung 5.24: Berechnete Durchflusskoeffizienten für die untersuchten Masken- und Kanalgeometrien (Statische Rechnung, $\Delta p=50$ mbar)

Eine anschließende Überprüfung des Vollastverhaltens mit den angepassten Modellen der Prozessrechnung ergab jedoch nur eine sehr moderate Änderung des Drehmoments von etwa 1 % bei 6.000 1/min. Im Vergleich zu den Einlasskanälen ist die Sensitivität der Auslasskanäle gegenüber Querschnittsänderungen hinsichtlich Liefergrad und Strömungsverlusten bedeutend geringer [2.18].

Aus den Ergebnissen der statischen Durchströmung in Einströmrichtung, d. h. Rücksaugen in den Zylinder, wurden zudem Massenstromverteilungen für die beiden Auslassventile abgeleitet, die die Wirksamkeit der diskutierten Maßnahmen in Bezug auf die angestrebte Drall-Strömung aufzeigen. In [Abbildung 5.25](#) ist analog zu [Abbildung 5.2](#) die relative Massenstromverteilung an den Auslassventilen für Ventilhöbe von 3 und 7 mm dargestellt.

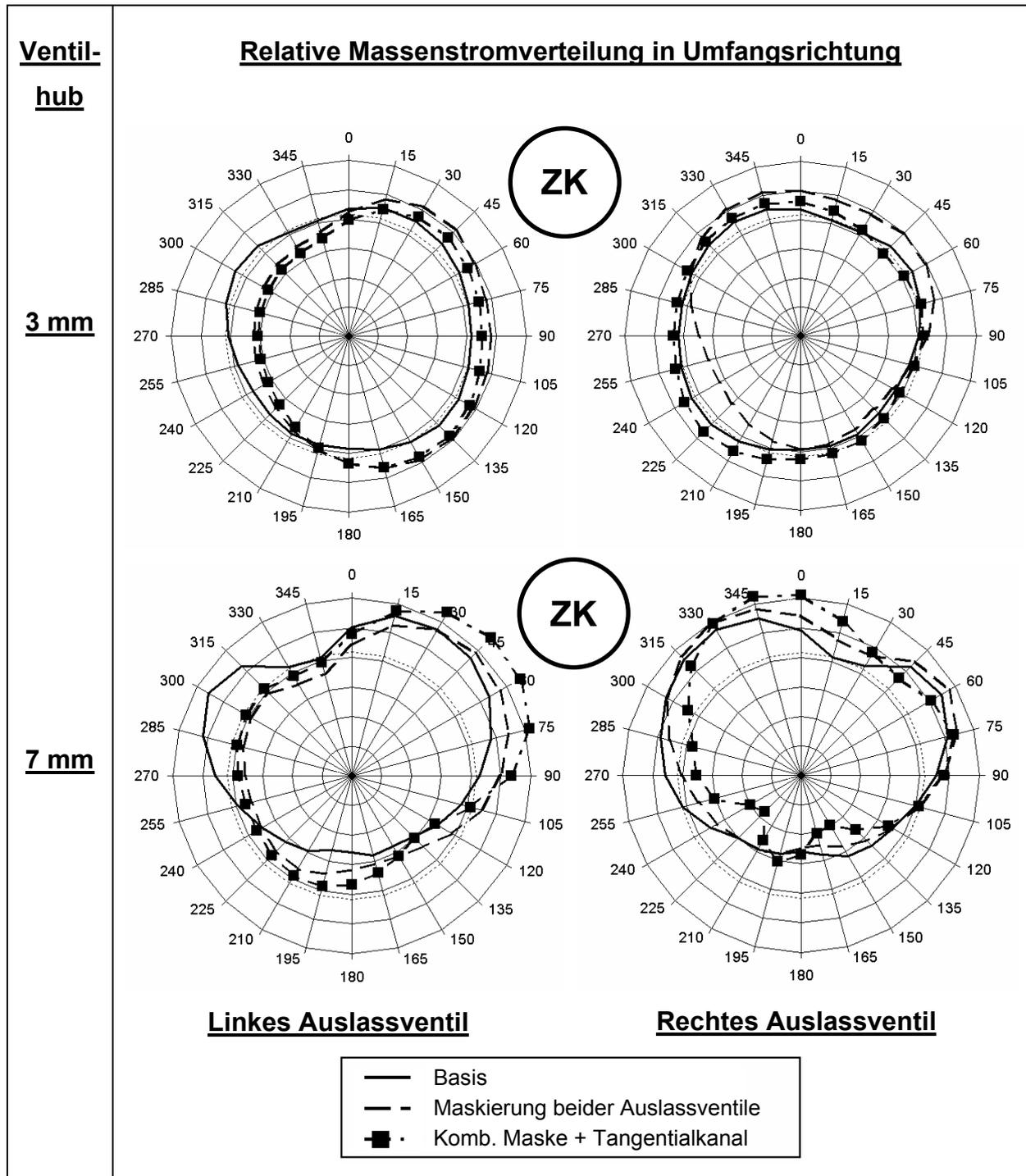


Abbildung 5.25: Relative Massenstromverteilung an den Auslassventilen bei 3 mm und 7 mm Ventilhub, Blickrichtung Brennraum mit Zündkerze ZK (Statische Rechnung, Strömungsfall Einströmen, $\Delta p=50$ mbar)

Die Maskierung des linken Auslassventils bewirkt bei 3 mm Ventilhub eine deutliche Ablenkung der Strömung in Richtung rechtes Auslassventil, was die Ausprägung einer Drall-Strömung um die Zylinderachse begünstigt und damit im Einklang mit der

definierten Zielsetzung steht, eine durch einlassseitige Maßnahmen erzeugte Drall-Strömung bereits während der Ventilüberschneidungsphase zu verstärken. Beim rechten Auslassventil kann eine gerichtete Umlenkung der Strömung zur Drall-Generierung in Richtung gegenüberliegendes Einlassventil nur im Falle der Querschnitts-Maskierung beobachtet werden. Der als Tangentialkanal ausgeführte Auslasskanal zeigt dagegen gegenüber dem Ausgangszustand zumindest bei kleineren Ventilhuben keine signifikante Änderung der Strömungsverteilung. Offensichtlich werden bei kleinen Ventilhuben die Strömungsverhältnisse in den Kanälen stark von der Drosselwirkung des Ventilspalts geprägt, so dass die geometrische Ausformung der Kanäle durch die geringen Massenströme nicht mit der erwarteten Deutlichkeit zum Tragen kommt.

Bei einem Auslassventilhub von 7 mm ist wiederum für alle Varianten die in Kapitel 5.2 diskutierte Versperrung der Kanalquerschnitte, die die Tumble-Strömung begünstigt, zu erkennen. Die tangentielle Ausführung des rechten Kanals verstärkt diesen Effekt aufgrund des geringeren Querschnitts und den damit verbundenen höheren Strömungsgeschwindigkeiten, was die in Kapitel 5.4.3 erläuterte Anhebung der Tumble-Zahl für diese konstruktive Lösung erklärt.

Im motorischen Betrieb ist für das vorgestellte Konzept zur Generierung von Ladungsbewegung neben der geometrischen Auslegung des Brennraums und der Kanäle eine geeignete Steuerzeitenstrategie zum Erzeugen hoher rückgesaugter Abgasmassenströme bedeutsam. Für die Darstellung einer hohen internen Abgasrückführung wurde deshalb eine Steuerzeit mit um 30 °KW späterem Auslass-Schließen und einer damit verbundenen großen Ventilüberschneidung gewählt. Durch das Spülgefälle zwischen Abgas- und gedrosseltem Saugsystem entstehen damit hohe Abgasmassenströme, die die Ladungsbewegung generieren. Der Massenstromverlauf für diese Ventilsteuerzeit ist etwa in Abbildung 3.3 dargestellt. Für die einlassseitige Drallerzeugung wurde die in Kapitel 5.4.2 besprochene Kanalabschaltung eingesetzt.

Abbildung 5.26 zeigt die berechneten transienten Drall-Zahlen der beiden Maskierungs-Entwürfe im Vergleich zum Referenz-Zylinderkopf über Grad Kurbelwinkel. Zusätzlich in das Diagramm eingezeichnet sind die Kurbelwinkelbereiche mit geöffneten Ein- und Auslassventilen.

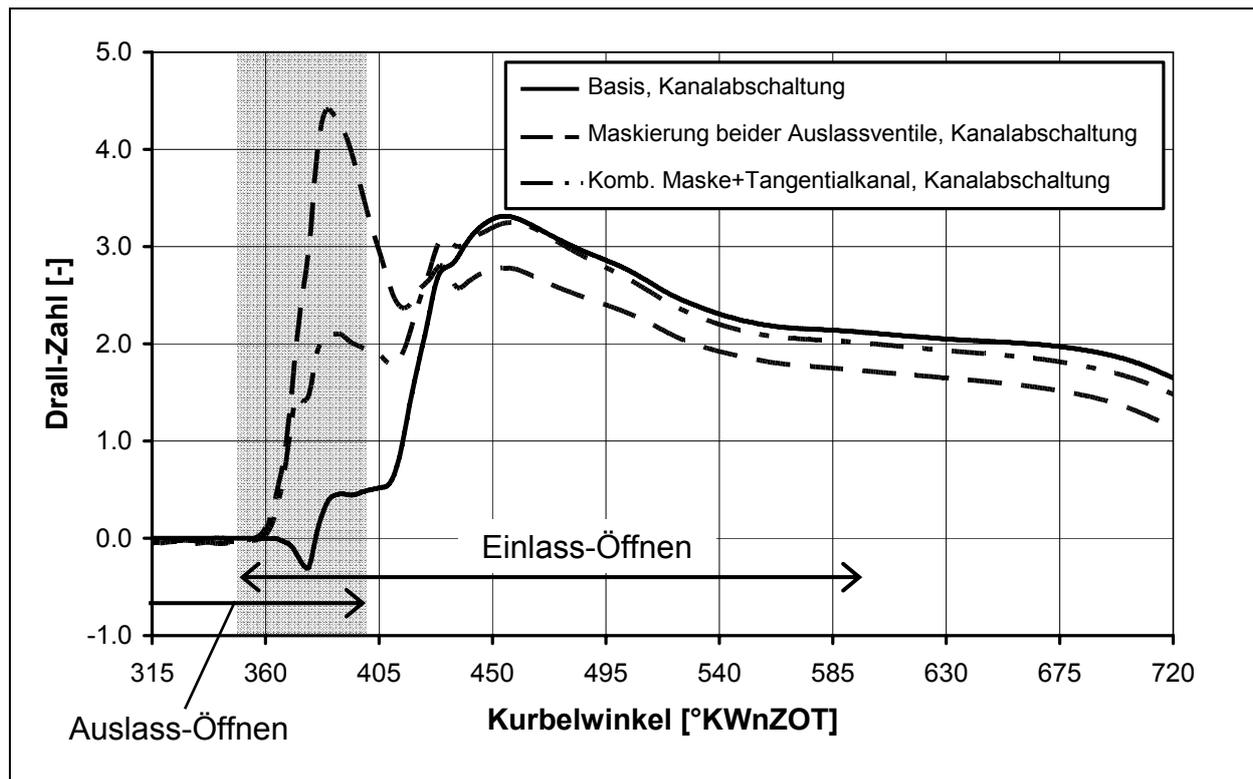


Abbildung 5.26: Transiente Drallzahlen für die untersuchten Masken- und Kanalgeometrien (Referenz, KE1 und KE4, Teillast)

Die Maskierung der Auslassventile hat eine deutliche Drallgenerierung während der Ventilüberschneidungsphase (im Diagramm grau gekennzeichnet) zur Folge. Insbesondere bei der Maskierung beider Auslassventile werden aufgrund der hohen Einströmgeschwindigkeiten Drall-Zahlen erreicht, die die Werte während des darauf folgenden Einlass-Takts deutlich übersteigen. Diese hohen Drallniveaus können jedoch nicht konserviert werden. Im Fall der Maskierung beider Auslassventile ist ab etwa 380 °KWnZOT sogar eine deutliche Abnahme der Drall-Zahl zu beobachten. Ursächlich für diese Tendenz ist die Zerklüftung des Brennraums im Zuge der Gestaltung der Funktionsflächen der Auslassventil-Maskierung, siehe Abbildung 4.3, die zu einer rascheren Dissipation der gerichteten Strömung führen. Diese Zerklüftung bewirkt zudem, dass auch während des Einlass-Takts das Drallniveau der Basisvariante nicht mehr erreicht wird. Die Ausprägung der Turbulenz im Brennraum und im Bereich der Zündkerze zeigt tendenziell dasselbe Ergebnis, siehe [Abbildung 5.27](#).

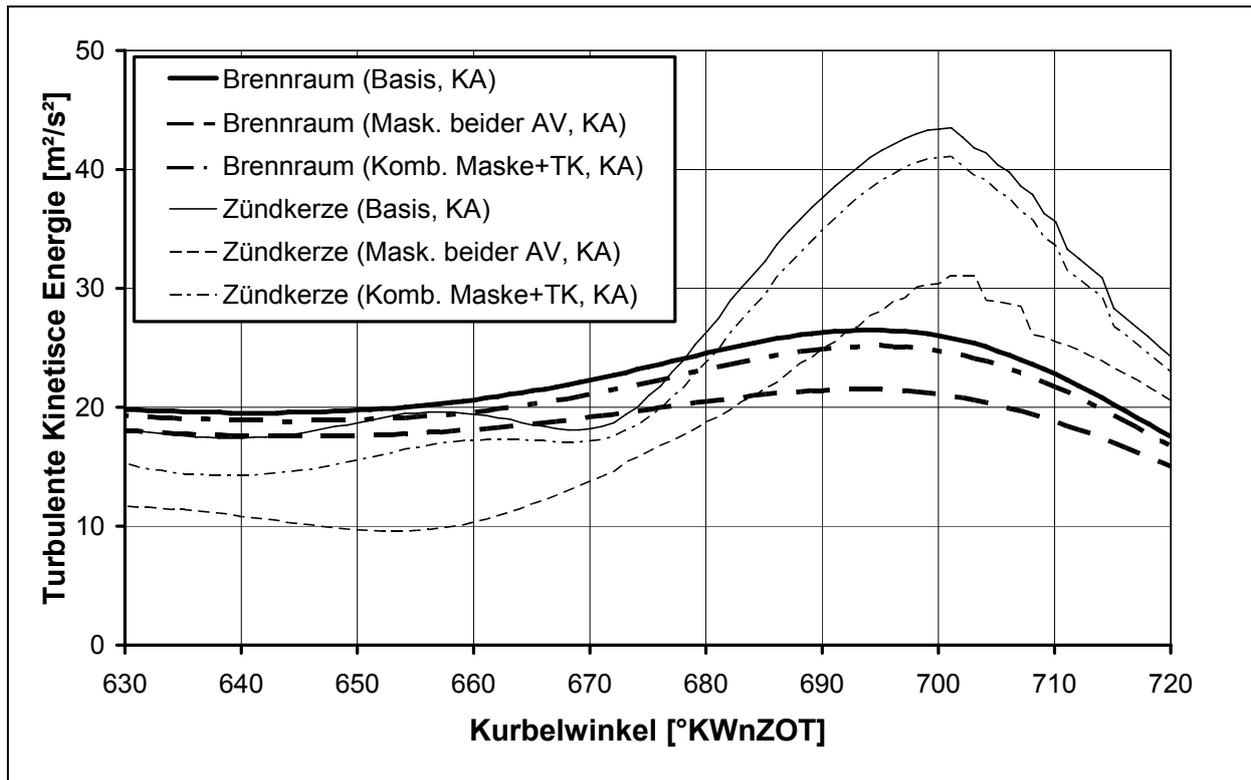


Abbildung 5.27: Vergleich der turbulenten kinetischen Energie für die untersuchten Masken- und Kanengeometrien im Brennraum und an der Zündkerze (Referenz und KE4, Teillast)

Damit ist neben der konstruktiven Ausführung der Kanäle, den Steuerzeiten sowie den Querschnittsänderungen in den Einlasskanälen mit der Form des Brennraums eine weitere wichtige Einflussgröße für die nachhaltige Einbringung von Ladungsbewegung identifiziert.

Diesem Trade-Off zwischen Ventilmaskierung und Konservierung der Ladungsbewegung kann beispielsweise durch eine deutliche Verkleinerung der Funktionsflächen begegnet werden. Insbesondere die Maskierung der Einlassventile ermöglicht auch mit verkleinerten Maskenquerschnitten und ggf. in Verbindung mit zusätzlichen Maßnahmen signifikante Veränderungen der Ladungsbewegung und der Turbulenz im Brennraum, siehe [5.15, 5.16].

5.5 Zusammenhänge zwischen Turbulenz, Zündwinkel und Restgastoleranz

In Abschnitt 7 wird auf den quantitativen Zusammenhang zwischen Turbulenz und Flammengeschwindigkeit sowie auf ein Verfahren zur Bewertung der Restgastoleranz homogener Brennverfahren ausführlich eingegangen. An dieser Stelle soll zunächst ein rein empirischer Vergleich zwischen den berechneten Turbulenzwerten und den am Motorenprüfstand gemessenen charakteristischen Größen des Brennverfahrens Vorzündbedarf und Restgastoleranz erfolgen.

In Abbildung 5.28 sind folgende Größen bezogen auf die Brennverfahren beider Motoren ohne turbulenzsteigernde Maßnahmen gegenübergestellt:

- Gerechneter, maximaler Wert der turbulenten kinetischen Energie im Bereich der Gemiscentflammung
- Am Motorenprüfstand gemessener Vorzündbedarf in Grad Kurbelwinkel ohne externe Abgasrückführung
- Am Motorenprüfstand gemessene externe Abgasrückführrate bei einem Variationskoeffizienten des indizierten Mitteldrucks (COV_{pmi}) von 3 %, siehe Kapitel 7.7. Für diesen Wert wird im Rahmen dieser Arbeit die Restgastoleranz des Brennverfahrens definiert.

Die Werte der beiden Basis-Varianten werden mit jeweils 100 % festgelegt. Wie in Abschnitt 7 noch ausführlich erläutert wird, führt eine Erhöhung der Turbulenz im Allgemeinen zu einer Erhöhung der Restgasverträglichkeit und einer schnelleren Verbrennung. Um diesem Umstand Rechnung zu tragen wird in Abbildung 5.28 die Zunahme der Turbulenz und der Restgasverträglichkeit der Abnahme des Vorzündbedarfs gegenübergestellt.

Für den Motor mit Kanaleinspritzung (KE) werden die Zunahme der Restgasverträglichkeit und die Abnahme des Vorzündbedarfs sehr gut von der turbulenten kinetischen Energie wiedergegeben, was die oben getroffene Annahme der beschleunigenden und stabilisierenden Wirkung der Turbulenz auf die Verbrennung bestätigt. Lediglich für Variante KE3, die eine Kombination aus Kanalabschaltung und Tangentialkanal darstellt, zeigt sich gegenüber der reinen Kanalabschaltung trotz hoher turbulenter kinetischer Energie und kurzer Brenndauer kein zusätzliches Potenzial zur Steigerung der Restgasverträglichkeit. In Abschnitt 7 wird anhand einer wesentlich

detaillierteren Betrachtung gezeigt, dass bereits das Brennverfahren mit Kanalabschaltung eine hohe Verbrennungsstabilität besitzt, die auch durch eine weitere Steigerung der Turbulenz nicht mehr verbessert wird.

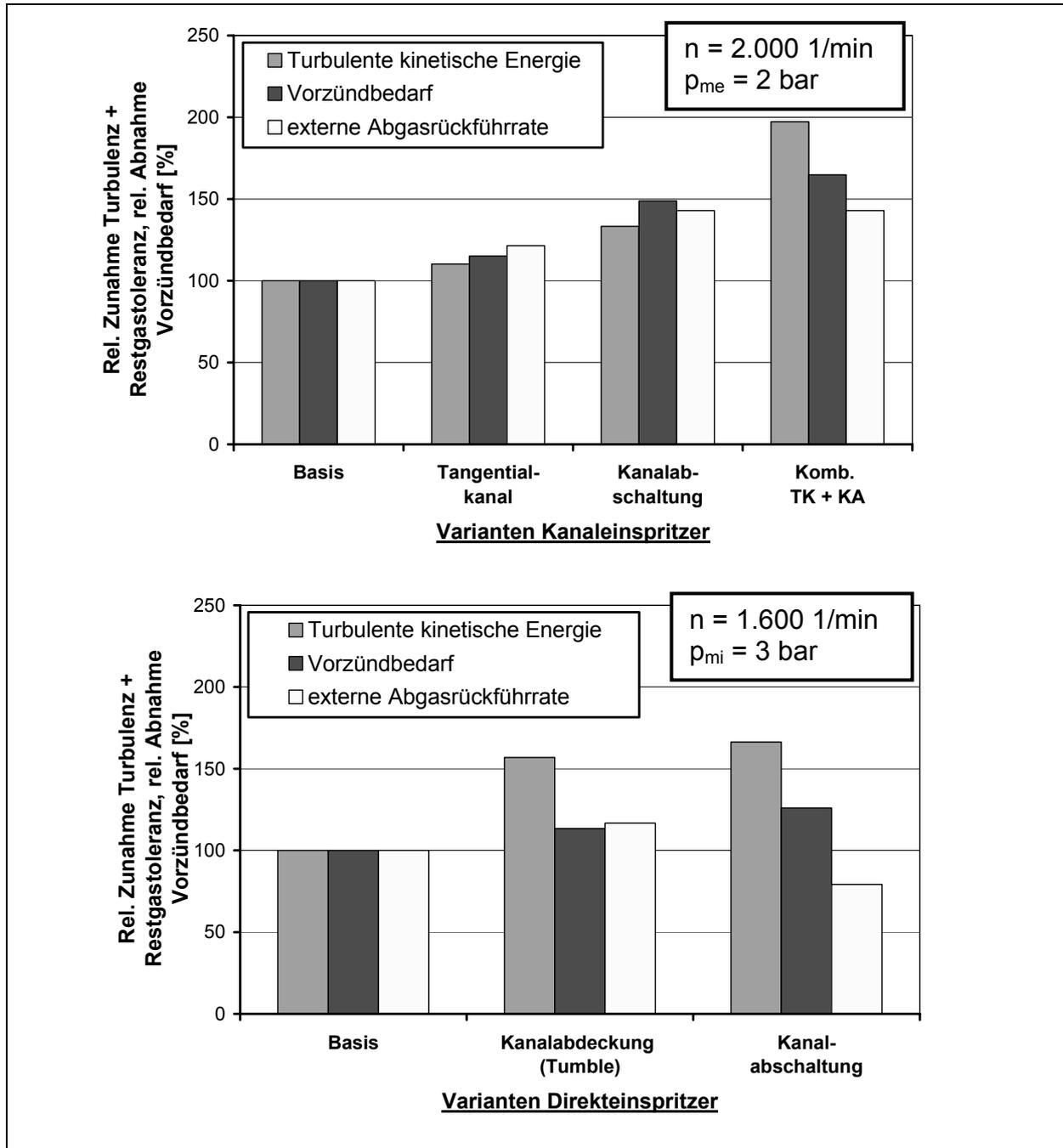


Abbildung 5.28: Zusammenhang zwischen Turbulenz, Restgasverträglichkeit und Vorzündbedarf für die beiden Motoren im jeweiligen Teillastpunkt, alle Größen sind dabei auf die beiden Basisvarianten (100 %) bezogen

Beim Motor mit Direkteinspritzung (DE) lässt sich qualitativ ebenfalls eine Korrelation zwischen steigender Turbulenz und abnehmendem Vorzündbedarf herstellen. Auch hier fällt jedoch auf, dass die Variante mit Kanalabschaltung (DE1) trotz höchster Turbulenzwerte die niedrigste Stabilität der Verbrennung besitzt, was wiederum durch die alleinige Analyse der Turbulenz im Brennraum nicht erklärbar ist.

Zusammenfassend lässt sich damit festhalten, dass die Entwicklung der Brenndauer und der Restgastoleranz grundsätzlich gut mit der gerechneten Turbulenz korrelieren, dass jedoch ein allgemeingültiger quantitativer Zusammenhang nicht gegeben ist. Vielmehr müssen zusätzliche Größen, wie das Luftverhältnis, der Restgasgehalt und die Fluideigenschaften herangezogen werden. In Abschnitt 7 wird ein Verfahren eingeführt, das auf Basis der turbulenten Flammentheorie eine detaillierte Bewertung der Verbrennung zulässt.

5.6 Einfluss der Ladungsbewegung auf die Wandwärmeverluste

Die Intensität der Zylinderinnenströmung hat Einfluss auf die Wandwärmeströme und damit den Wirkungsgrad und den Kraftstoffverbrauch. Im Folgenden sollen beispielhaft für den Motor mit Direkteinspritzung (DE) die mit Hilfe der CFD-Simulation berechneten Wärmeströme zwischen den Zylinderwänden und der Zylinderladung diskutiert werden. Es sei an dieser Stelle darauf hingewiesen, dass das in der CFD-Simulation eingesetzte logarithmische Wandgesetz nur dann befriedigende Ergebnisse liefert, falls der dimensionslose Wandabstand y^+ in einem definierten Bereich liegt, siehe Kapitel 3.1.3, was im Falle der Berechnung des Motorprozesses aufgrund der stark unterschiedlichen Strömungsgeschwindigkeiten über Grad Kurbelwinkel in weiten Bereichen nicht der Fall ist. Zudem besteht eine gewisse Unsicherheit hinsichtlich der angenommenen Wandtemperaturen für Kolben, Zylinderkopf, Ventilteller und Zylinderbüchse, die die Wärmeströme maßgeblich beeinflussen. Die im Folgenden präsentierten Ergebnisse sind demnach nur qualitativ zu betrachten. Sie stellen aber dennoch einen Beitrag zur Abschätzung der Einsparpotenziale im Kraftstoffverbrauch bei verschiedenen Formen der Ladungsbewegung dar.

Abbildung 5.29 zeigt für das Konzept mit Kanalabdeckung (Tumble) beim DE die Wandwärmeströme aufgeteilt in den Ort ihrer Entstehung.

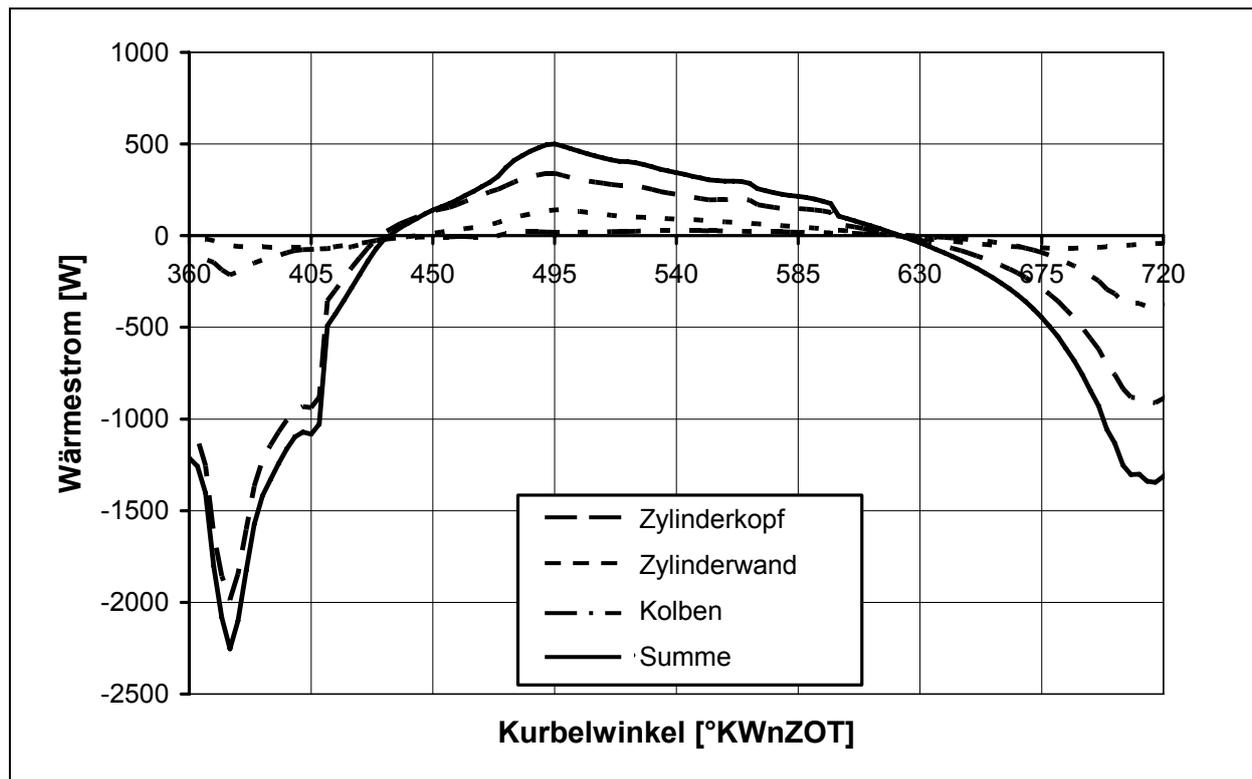


Abbildung 5.29: Wärmestromverlauf über Grad Kurbelwinkel (DE2, Teillast)

Während der Ventilüberschneidungsphase strömt heißes Abgas vom Auspuff in das Saugsystem. In dieser Phase wird Wärme vom Brenngas an die Brennraumwände abgegeben (negatives Vorzeichen in den Kurvenverläufen). Der überwiegende Teil des Massenstroms fließt dabei direkt zwischen den Ein- und Auslassventilen, was die Dominanz der Wärmeströme am Zylinderkopf erklärt. Während des anschließenden Einlass- und Kompressionstakts wechselt das Vorzeichen des Wärmestroms entsprechend der Temperatur der Zylinderladung. Der Wärmeübergang ist dabei bedingt durch dessen große Oberfläche stets für den Zylinderkopf, zu dem auch die Ventilteller gezählt werden, am größten. Bei hohen Temperaturdifferenzen, im Ladungswechsel-OT bedingt durch das Durchspülen des Abgases und im Zünd-OT durch die Kompression, sind die Wandwärmeströme durch die Zylinderbüchse aufgrund deren geringer Oberfläche von untergeordnetem Einfluss.

In [Abbildung 5.30](#) sind die Wandwärmeströme der verschiedenen am DE untersuchten Ladungsbewegungskonzepte in einem Diagramm gegenübergestellt. Während der Kompressionsphase und zunehmender Temperatur der Zylinderladung liegt das Drall-Konzept betragsmäßig über den beiden übrigen, was auf dessen hohes Ladungsbewegungsniveau zurück zu führen ist, siehe [Abbildung 5.14](#).

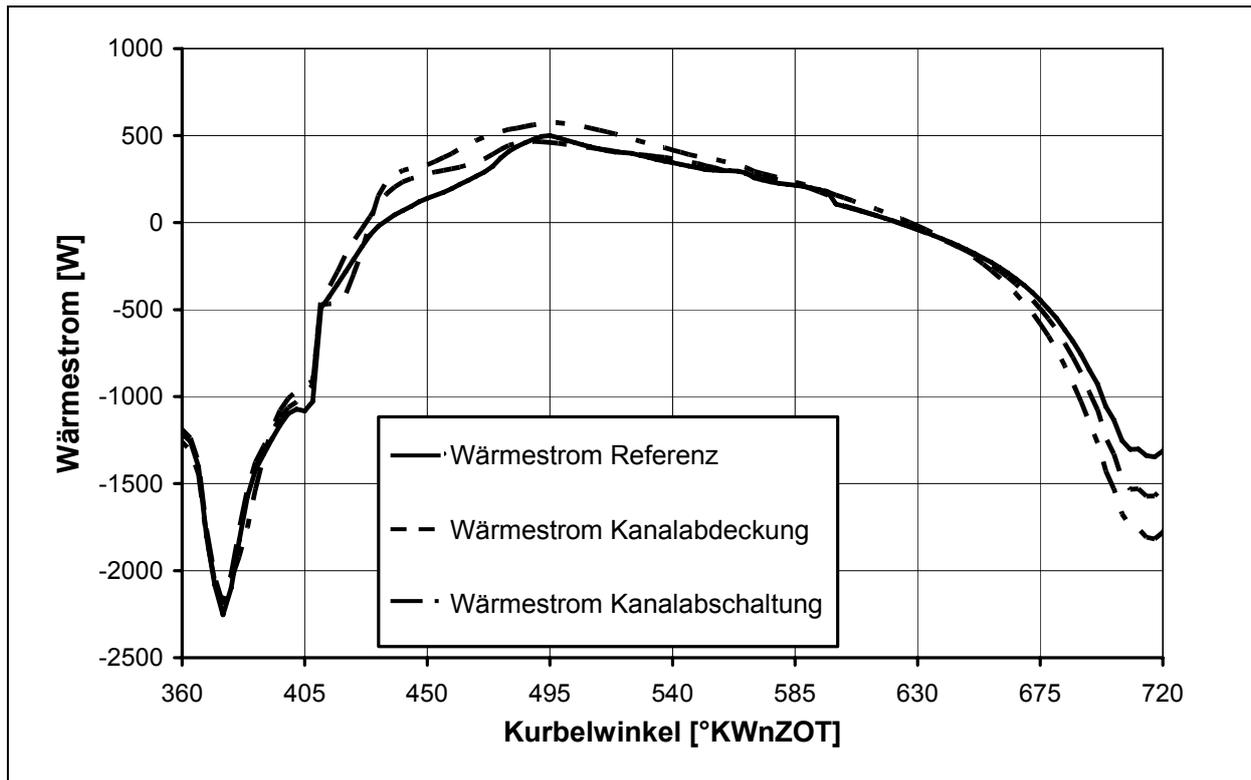


Abbildung 5.30: Vergleich der Wandwärmeströme für die verschiedenen Maßnahmen im Einlasssystem (Referenz, DE1 und DE2, Teillast)

Es lässt sich damit grundsätzlich eine Korrelation zwischen den Wärmeströmen und der Ladungsbewegung im Brennraum herstellen, siehe [Abbildung 5.31](#). Es fällt jedoch auf, dass das Konzept mit Kanalabschaltung, das eine wesentlich höhere Ladungsbewegung generiert als die beiden Übrigen, nicht im selben Maße die Wandwärmeströme erhöht. Grund für diese Beobachtung ist die Struktur der Ladungsbewegung, siehe Abbildungen 5.7 und 5.14. Die Drall-Strömung führt zu einem hohen Wärmeübergang an der Zylinderbuchse, die jedoch im Bereich großer Temperaturdifferenzen in den oberen Totpunkten nur eine kleine Oberfläche hat. Die Tumble-Strömung dagegen fördert durch ihre Ausprägung den Wärmeübergang an Kolben und Zylinderkopf und führt damit zu den, relativ gesehen, höheren Wärmeströmen der Referenz und der Variante mit Kanalabdeckung (DE2).

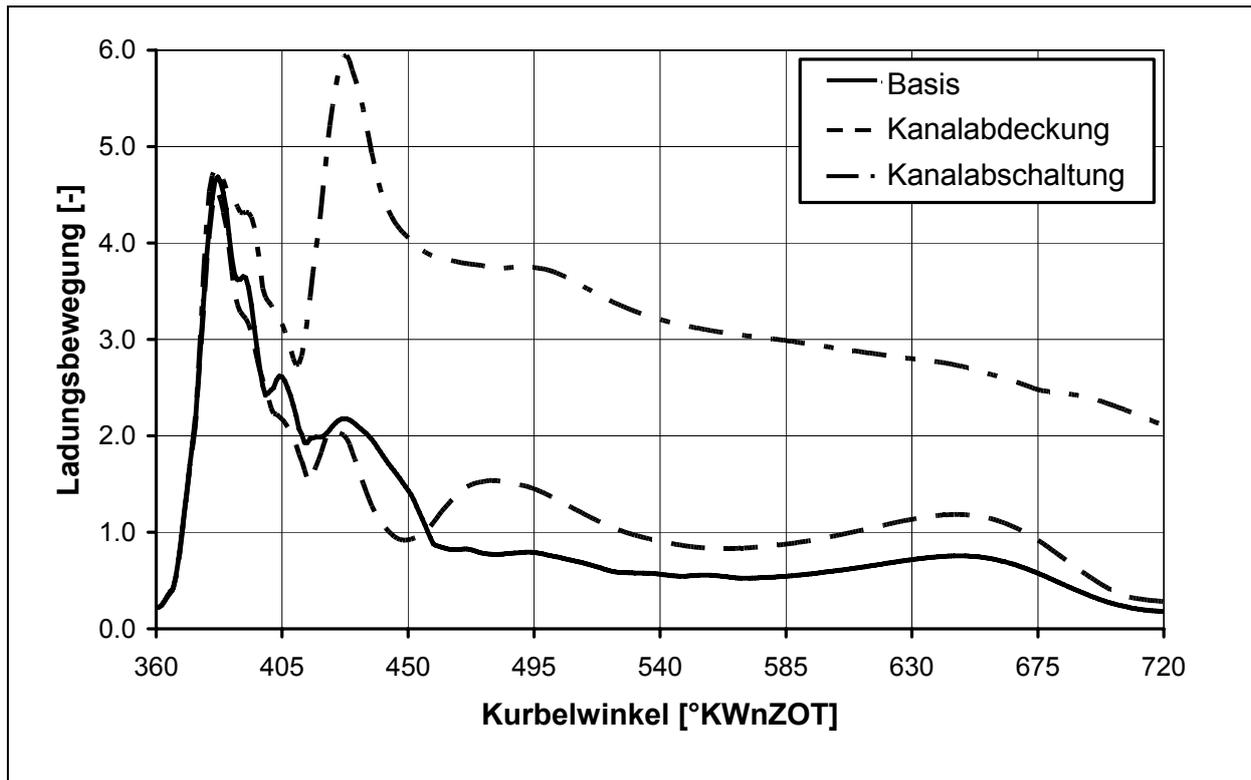


Abbildung 5.31: Vergleich der Ladungsbewegungskennzahl L (Referenz, DE1 und DE2, Teillast)

Einschränkend ist festzuhalten, dass sich die vorgestellten Ergebnisse auf die Ventilüberschneidung und die Kompressionsphase beziehen. Die wirklich relevanten Wärmeströme fließen natürlich während der Hochdruckphase, deren Berechnung allerdings nicht Umfang dieser Arbeit war. Es ist zu erwarten, dass die stabile Drallströmung auch während des Arbeitstakts entsprechend hohe Wandwärmeströme und damit Verluste generiert.

Allgemein bedeutet dies im Hinblick auf den Kraftstoffverbrauch, dass Konzepte mit hoher Ladungsbewegung den Nachteil der höheren Wandwärmeverluste durch eine schnellere Verbrennung und durch eine stärkere Ladungsverdünnung überkompensieren müssen, was die Notwendigkeit einer frühzeitigen Bewertung der Restgastoleranz in der Konzeptphase unterstreicht.

6 Einfluss der Ladungsbewegung auf die Gemischaufbereitung

6.1 Abbildung der Zwei-Phasen-Strömung mit Lagrange-Ansatz

Neben der Berechnung des Strömungsfelds ist die physikalische Beschreibung des Kraftstoffs und dessen Wechselwirkung mit der Strömung eine der Hauptaufgaben der CFD-Simulation. Hieraus können wesentliche Informationen über die Gemischaufbereitung, die Ladungsschichtung und den Wandfilmaufbau im Saugrohr bzw. im Brennraum abgeleitet werden. Insbesondere das Luftverhältnis im Bereich der Zündkerze zum Zündzeitpunkt stellt eine wesentliche Einflussgröße für eine sichere Entflammung des Gemischs dar, siehe Abschnitt 7.

In der CFD-Simulation wird derzeit das Spray als Ansammlung diskreter Kraftstofftropfen interpretiert, deren Bewegung mittels Lagrange-Ansatz bestimmt wird:

$$\frac{d}{dt}(m_T \dot{\vec{x}}) = \sum \vec{F}, \quad (\text{Gl. 6.1})$$

mit der Tropfenmasse m_T , dem Geschwindigkeitsvektor $\dot{\vec{x}}$ und den am Tropfen angreifenden Strömungskräften. Sprays in der motorischen Anwendung bestehen aus bis zu 10^8 Tropfen, was eine explizite Beschreibung aller Einzeltropfen unmöglich macht. Vielmehr werden *Parcels* (*Discrete Droplet Model, DDM*) definiert, die eine bestimmte Anzahl einzelner Tropfen beinhalten, welche identische physikalische Eigenschaften besitzen [3.5]. Für die Anzahl der *Parcels* ist ein Kompromiss zwischen machbarem Berechnungsaufwand und ausreichend genauer räumlicher Auflösung des Sprays zu suchen. In der vorliegenden Arbeit wurden für die Anzahl der *Parcels* folgende Werte verwendet:

Tabelle 6.1: Anzahl der eingespritzten *Parcels* in Abhängigkeit des Last- und Einspritzzeitpunkts

Motor	Lastpunkt	Einspritzdruck [bar]	Anzahl der <i>Parcels</i>
KE	Teillast	3,8	5.000
DE	Teillast	70	10.000
	Vollast	120	17.000

Da der Berechnungsaufwand aufgrund des früheren Einspritzzeitpunkts beim Kanaleinspritzer deutlich höher ist, wird eine geringere Anzahl an Parcels eingespritzt. Die damit verbundene gröbere räumliche Auflösung des Sprays kann aufgrund des längeren zur Verfügung stehenden Zeitraums für die Gemischaufbereitung und der damit verbundenen höheren Homogenisierung akzeptiert werden.

Die physikalischen Einflüsse, die im Rahmen der Zwei-Phasen-Strömung betrachtet werden müssen, sind:

- Primäraufbruch des Strahls unmittelbar nach der Düsenöffnung
- Sekundäraufbruch aufgrund von Scherkräften an den Tropfen
- Verdampfen des Kraftstoffs aufgrund des Partialdruck- und Temperaturgefälles zum umgebenden Fluid

6.2 Primäraufbruch und Spray-Initialisierung

Der Primäraufbruch des Einspritzstrahls unmittelbar nach der Einspritzöffnung ist derzeit noch Gegenstand diverser Forschungsarbeiten. Wesentliche Einflussgrößen auf den Strahlzerfall sind die Turbulenz der Kraftstoffströmung in der Düsenbohrung sowie die Entstehung von Kavitationsblasen. Kammerdruck, Durchmesser und -länge der Düsenbohrung sowie die geometrische Ausführung des Übergangs zwischen Druckkammer und Bohrung bestimmen die Charakteristik des Einspritzstrahls [6.1]. Die quantitative Erfassung des Primäraufbruchs des flüssigen Kraftstoffstrahls stellt sowohl messtechnisch als auch numerisch eine beträchtliche Herausforderung dar. Die messtechnische Schwierigkeit liegt im Umstand begründet, dass das unmittelbar nach der Düsenöffnung vorliegende Gemenge aus Strahlkern, Kraftstoffligamenten und Tropfen mit optischen Messverfahren wie der Particle Doppler Anemometrie (PDA), die zufriedenstellende Ergebnisse nur für exakt kugelförmige Tropfen liefern, nicht hinsichtlich Geschwindigkeit und Durchmesserspektrum vermessen werden kann. Messungen finden demnach erst 30 bis 50 mm nach der Düsenöffnung statt. Die bereits erwähnte numerische Methode des *Discrete Droplet Modeling* ihrerseits ist grundsätzlich für dünnes Spray konzipiert, also einer niedrigen Tropfenkonzentration mit geringen Wechselwirkungen zwischen den einzelnen Parcels, was ebenfalls nicht den Bedingungen im Bereich der Düsenöffnung ent-

spricht. Für die hohen Einspritzdrücke der dieselmotorischen Verbrennung wurden deshalb in der Vergangenheit zahlreiche semi-empirische Modelle entwickelt, die den Primäraufbruch abbilden [3.5, 6.2] und eine räumliche Beschreibung der Durchmesser- und Geschwindigkeitsverteilung der Primärtropfen sowie des Strahlkegels liefern.

Für die im Rahmen dieser Arbeit verwendeten vergleichsweise geringen Einspritzdrücke und der daraus resultierenden unterschiedlichen Ausprägung der Turbulenz und Kavitation in der Einspritzbohrung liefern diese Modelle im Allgemeinen keine zufrieden stellende Beschreibung der oben beschriebenen Spray-Eigenschaften und insbesondere des für die Verdampfung der Tropfen bedeutsamen mittleren Sauter-Durchmessers, siehe Gleichung 6.3. Aus diesem Grund werden derzeit geeignete empirische Ansätze auf Basis von Versuchen in der Einspritzkammer zur Beschreibung des Einspritzvorgangs eingesetzt [6.3]. Die dort gemessenen Werte für den Kegelwinkel des Einspritzstrahls, die Anfangsgeschwindigkeit und die Größenverteilung der Tropfen werden direkt als Vorgabe an den CFD-Code übergeben. Die einzelnen Parcels werden im ersten Iterationsschritt mit der dem Einspritzdruck entsprechenden Anfangsgeschwindigkeit und einer mittels Zufallsroutine bestimmten Richtung innerhalb des Einspritzkegels im Bereich der Düsenöffnung freigesetzt.

Die Größenklassenspektren werden in der motorischen Anwendung üblicherweise mit der Rosin-Rammler-Verteilungsfunktion nach Lefebvre beschrieben [6.4]:

$$Q_V = 1 - \exp\left(-\frac{D}{X}\right)^q, \quad (\text{Gl. 6.2})$$

mit dem aufsummierten Volumenanteil Q_V , dem Tropfendurchmesser D und den beiden empirischen Konstanten X und q . Letztere werden so abgestimmt, dass eine gute Übereinstimmung mit den im Einspritzversuch experimentell ermittelten Tropfendurchmessern D_{V10} , D_{V50} , D_{V90} sowie insbesondere dem mittleren Sauter-Durchmesser SMD besteht. Die Durchmesser D_{Vx} bezeichnen dabei den Durchmesser, unterhalb dessen sich x % des Sprayvolumens befinden. Der mittlere Sauter-Durchmesser SMD wird bestimmt zu:

$$SMD = \frac{\sum_{i=1}^{N_T} D_i^3}{\sum_{i=1}^{N_T} D_i^2}, \quad (\text{Gl. 6.3})$$

mit der Anzahl der Tropfen N_7 . Er stellt das Volumen des Sprays mit dessen Oberfläche ins Verhältnis und ist damit die wichtigste Kenngröße für die Verdampfungseigenschaften des eingespritzten Kraftstoffs.

Experimentelle Untersuchungen nach dem MALVERN-Verfahren und der PDA-Methode ergaben für die an den beiden Motoren eingesetzten Injektoren, n-Heptan (C_7H_{16}) als Arbeitsfluid und einem Einspritzdruck von 100 bar und 3,8 bar die folgenden, von den Firmen Bosch und Siemens gemessenen, mittleren Spraykennwerte:

Tabelle 6.2: Gemessene Spraykennwerte für die an den beiden Motoren eingesetzten Injektoren bei einem Einspritzdruck von 100 bar und 3,8 bar

Motor	Δp_{inj} [bar]	SMD / D_{32} [μm]	D_{V10} [μm]	D_{V50} [μm]	D_{V90} [μm]
KE	3,8	112,0	43,3	97,4	150,1
DE	100	19,1	12,7	21,7	39,0

Beide Messverfahren sind laseroptische Verfahren, die auf der Brechung und Reflexion des Laserlichts auf den sphärischen Tropfenoberflächen basieren. Die PDA-Methode erlaubt zudem durch die bei der Überlagerung zweier Laserstrahlen entstehenden Interferenzstreifen die Messung der Geschwindigkeiten der das Messvolumen passierenden Tropfen.

In Abbildung 6.1 ist beispielhaft die berechnete Verteilungskurve der aufsummierten Volumenverteilung der Tropfen für eine Parameterwahl $X = 25$ und $q = 2,3$ den Messergebnissen des DE gegenübergestellt. Zusätzlich in das Diagramm eingetragen sind die Klassenverteilung der Tropfenzahl und des Tropfenvolumens.

Es ist eine befriedigende Beschreibung der Spray-Charakteristik durch die Rosin-Rammler-Verteilung mit den gemessenen Werten zu erkennen. Der gerechnete mittlere Sauter-Durchmesser beträgt $19,6 \mu\text{m}$ und entspricht damit ebenfalls sehr gut dem Messwert aus Tabelle 6.2.

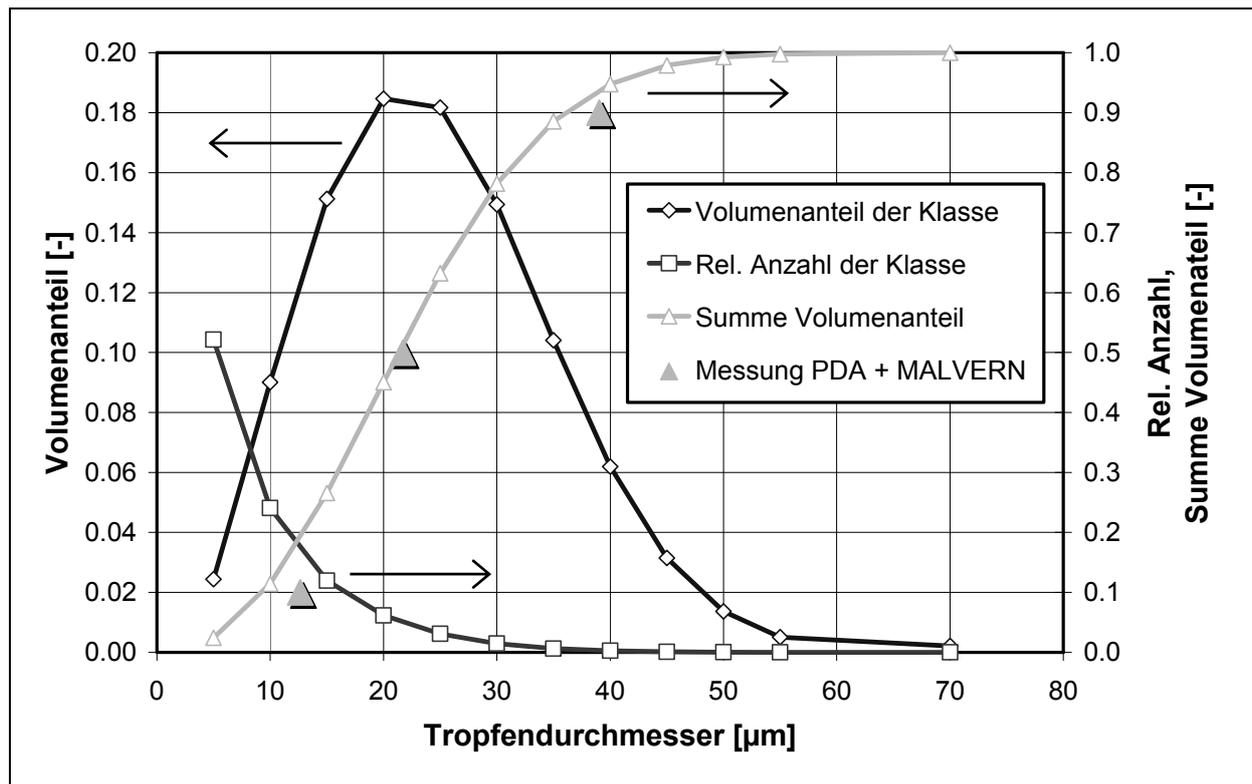


Abbildung 6.1: Vergleich der berechneten Durchmesserverteilung des Sprays mit Messwerten aus MALVERN- und PDA-Versuchen bei 100 bar Einspritzdruck

Da die Zustände im Saugrohr und die Einspritzdrücke im motorischen Betrieb im Allgemeinen nicht den Bedingungen in der Einspritzkammer entsprechen, wurde eine Korrektur des mittleren Sauter-Durchmessers nach Elkotb vorgenommen [6.5]:

$$SMD = 6156 \cdot 10^6 \cdot v_F^{0,385} \cdot \rho_F^{0,737} \cdot \rho_G^{0,06} \cdot \Delta p_{inj}^{-0,54}, \quad (\text{Gl. 6.4})$$

mit der Viskosität des Kraftstoffs v_F , der Dichte des Kraftstoffs ρ_F , der Dichte der Umgebung ρ_u , und dem Einspritzdruck Δp_{inj} . Der Exponent für die Umgebungsdichte bringt den geringen Einfluss dieser Größe des Saugrohrzustands auf den Wert des SMD zum Ausdruck, so dass nur der Einfluss des Einspritzdrucks berücksichtigt werden muss. Auf Basis der angepassten Werte für den mittleren Sauter-Durchmesser wurden die Parameter der Rosin-Rammler-Verteilung für die Teil- und Vollast-Betriebspunkte neu abgestimmt. In [Abbildung 6.2](#) sind am Beispiel des DE exemplarisch die Größenklassenverteilungen beim Einspritzdruck in der Einspritzkammer, sowie den Einspritzdrücken im Teillast- und Vollast-Betriebspunkt gegenübergestellt.

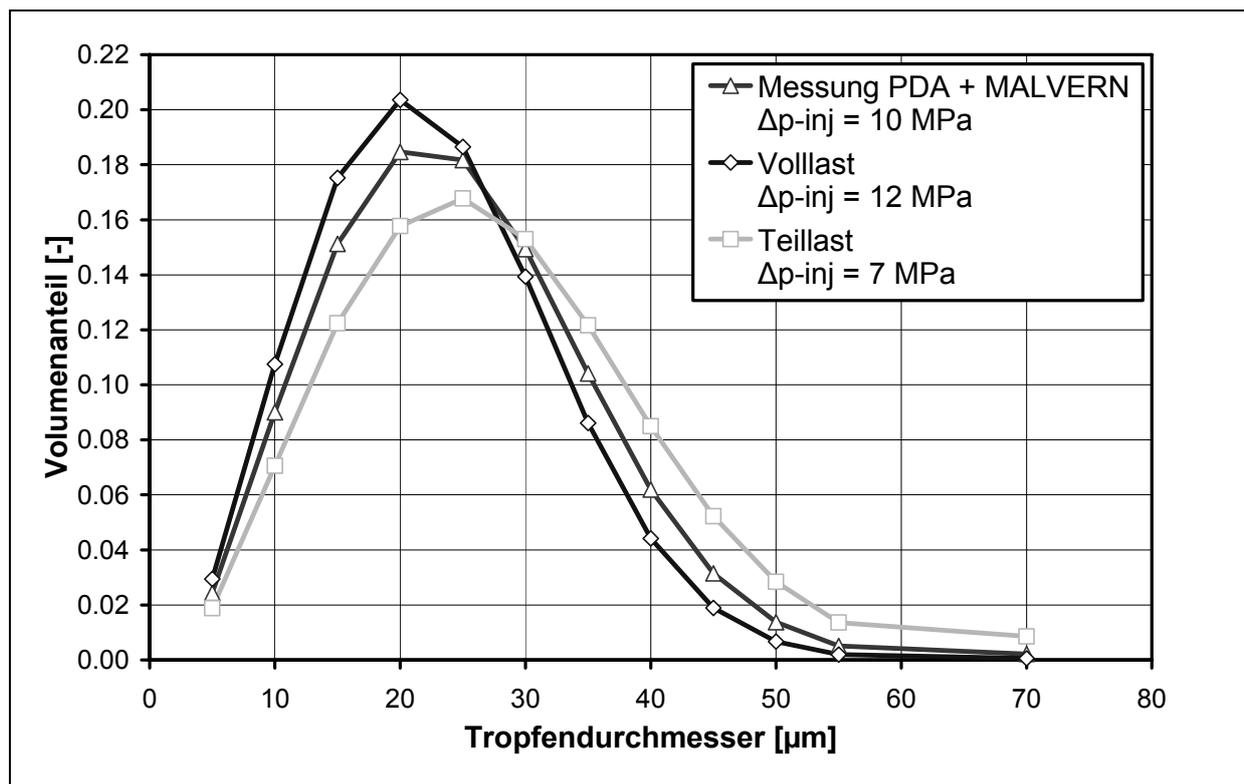


Abbildung 6.2: Tropfenverteilung für den Einspritzversuch und die betrachteten Motorbetriebspunkte

In folgender Tabelle sind die für die untersuchten Motoren und Betriebspunkte gefundenen Parameter der Rosin-Rammler-Verteilung zusammengefasst:

Tabelle 6.3: Berechnete Spraykennwerte für den Einspritzversuch und die betrachteten Motorbetriebspunkte

Bezeichnung	Δp_{inj} [bar]	SMD [μm]	Rosin-Rammler-Parameter	
			X	q
DE (Versuch)	100	19,6	25	2,3
DE (Teillast)	70	21,6	28	
DE (Volllast)	120	18,3	23	
KE (Teillast)	3,8	112	125	

Die Anfangsgeschwindigkeit der Parcels kann aus der gemessenen Eindringtiefe des Einspritzstrahls hergeleitet werden. Entweder wird eine CFD-Simulation durchgeführt, die die Zustände in der Einspritzkammer wiedergibt, oder die Eindringtiefe der

Tropfen wird eindimensional über Gleichung 6.1 mit einem separaten Programm gelöst, was einen deutlich geringeren Zeitaufwand darstellt und rasche Variationsrechnungen ermöglicht. Dabei wird für die am Tropfen angreifende Kraft die Widerstandskraft der Luft angesetzt:

$$F_D = \frac{1}{2} \rho_G C_D A_T u_T^2 \quad (\text{Gl. 6.5})$$

mit dem Widerstandsbeiwert C_D , dem Tropfenquerschnitt A_T und der Tropfengeschwindigkeit u_T . Der Widerstandsbeiwert ergibt sich zu [3.5]:

$$C_D = \frac{24}{Re} \left(1 + \frac{1}{6} Re^{2/3} \right) \quad Re \leq 1000 \quad (\text{Gl. 6.6.1})$$

$$C_D = 0,424 \quad Re > 1000 \quad (\text{Gl. 6.6.2})$$

Die Gleichungen 6.1 und 6.5 bis 6.6 können numerisch, z. B. über ein Runge-Kutta-Verfahren, gelöst werden. Abbildung 6.3 zeigt für den DE beispielhaft einen Vergleich zwischen dem gerechneten Verlauf der Tropfen-Eindringtiefe über der Zeit für den Durchmesser D_{v90} und die mit Hilfe des MALVERN-Verfahrens ermittelten Messwerte.

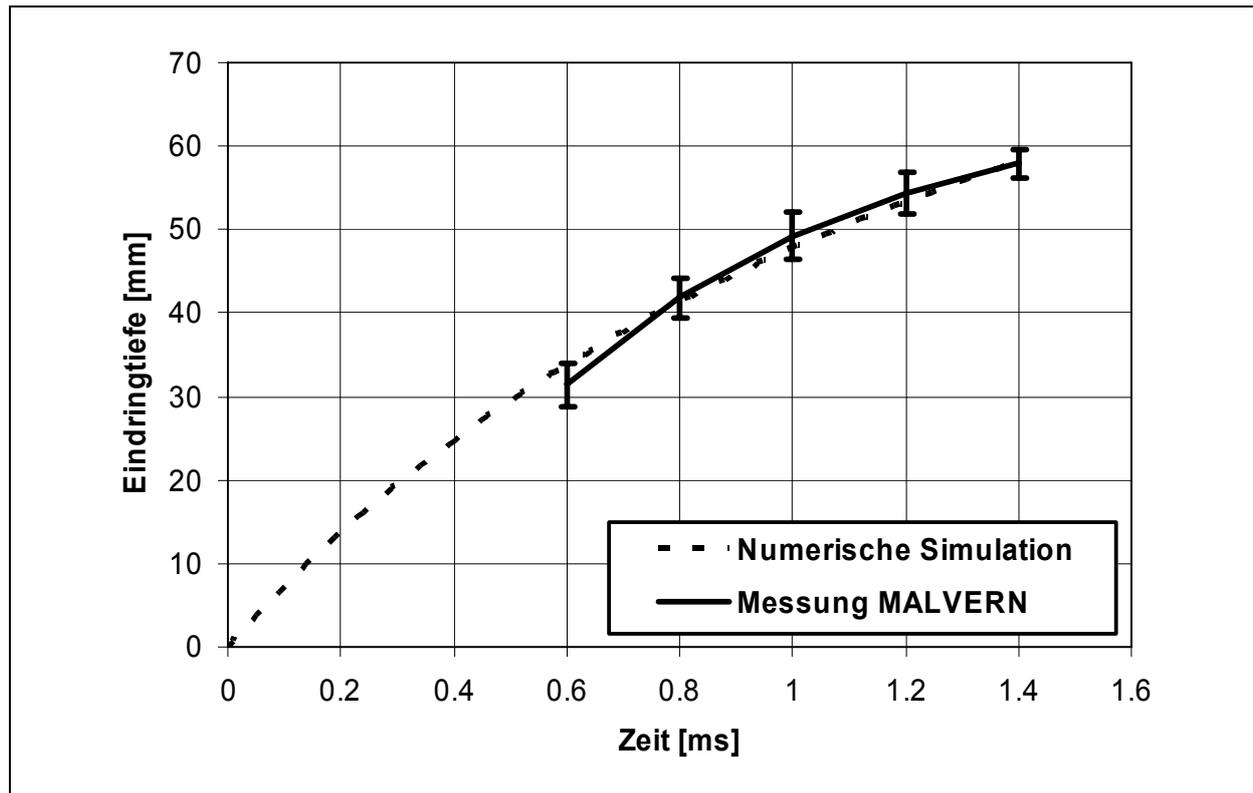


Abbildung 6.3: Vergleich der berechneten Eindringtiefe des Einspritzstrahls für den Tropfendurchmesser D_{V90} mit MALVERN-Messdaten

Unter der Annahme vergleichbarer Strömungsbedingungen in der Injektorbohrung wurde analog zur Anpassung des mittleren Sauter-Durchmessers und den Parametern der Rosin-Rammler-Verteilung ebenfalls für die Anfangsgeschwindigkeit gemäß Gleichung 6.7 eine Umrechnung von den Randbedingungen im Einspritzversuch auf die realen Bedingungen im motorischen Betrieb vorgenommen:

$$u = u_{\text{Versuch}} \cdot \sqrt{\frac{\Delta p_{\text{inj}}}{100 \text{ bar}}} \quad (\text{Gl. 6.7})$$

wobei u_{Versuch} die Anfangsgeschwindigkeit der Tropfen im Einspritzversuch und Δp_{inj} der Einspritzdruck sind.

Die Abbildung 6.4 zeigt jeweils eine Momentaufnahme des Einspritzvorgangs für die beiden untersuchten Brennverfahren in Grad Kurbelwinkel nach Einspritzbeginn ($^{\circ}\text{KWnEB}$). Der Durchmesser der einzelnen Parcels wird in den beiden Darstellungen durch die Schattierung und die Größe der einzelnen Tropfen wiedergegeben.

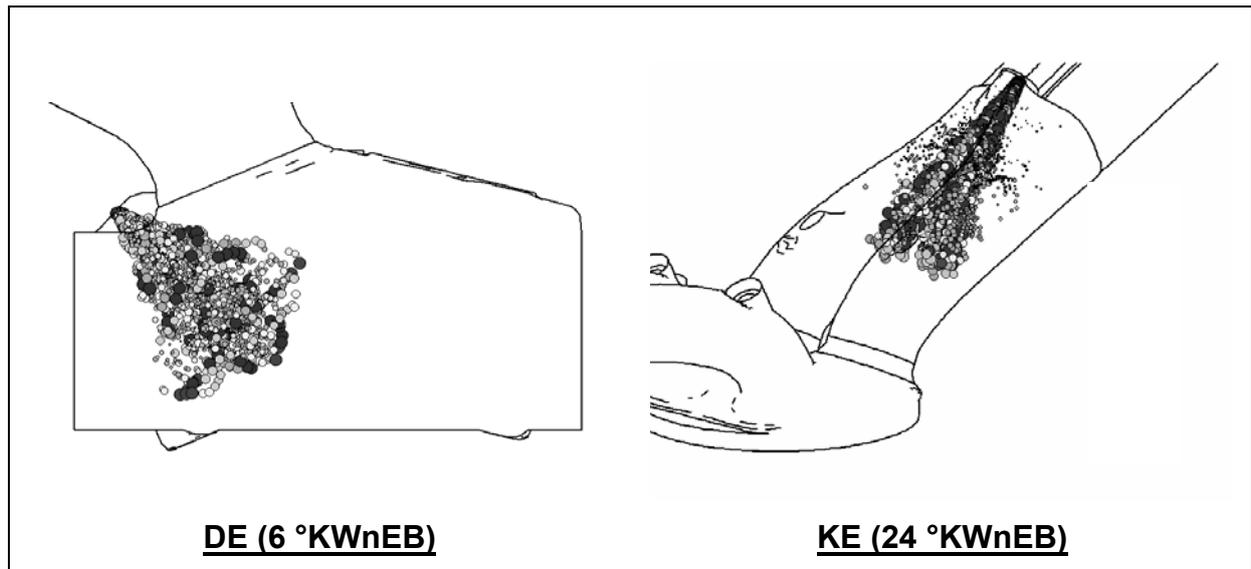


Abbildung 6.4: Darstellung des Einspritzstrahls für die beiden untersuchten Motoren

6.3 Sekundäraufbruch der Initial-Tropfen

Der Sekundäraufbruch der Initialtropfen in kleinere Tropfen wird durch aerodynamische Kräfte bestimmt. Es wurden in der Vergangenheit verschiedene Arten des Tropfenaufbruchs in Abhängigkeit der dimensionslosen Weber-Zahl We definiert, die den dynamischen Druck des den Tropfen umströmenden Fluids mit dem Innendruck aufgrund der Oberflächenspannung ins Verhältnis setzt [6.6]:

$$We = \frac{\rho_G r_T u_{T,Rel}^2}{\sigma} \quad (\text{Gl. 6.8})$$

ρ_u ist die Dichte des umgebenden Fluids, r_T der Tropfenradius, $u_{T,Rel}$ die Relativgeschwindigkeit des Tropfens im Fluid und σ die Oberflächenspannung. Wierzba definierte auf Basis der Weber-Zahl verschiedene Tropfenaufbruchsmuster [6.6], die in Abbildung 6.5 schematisch dargestellt sind.

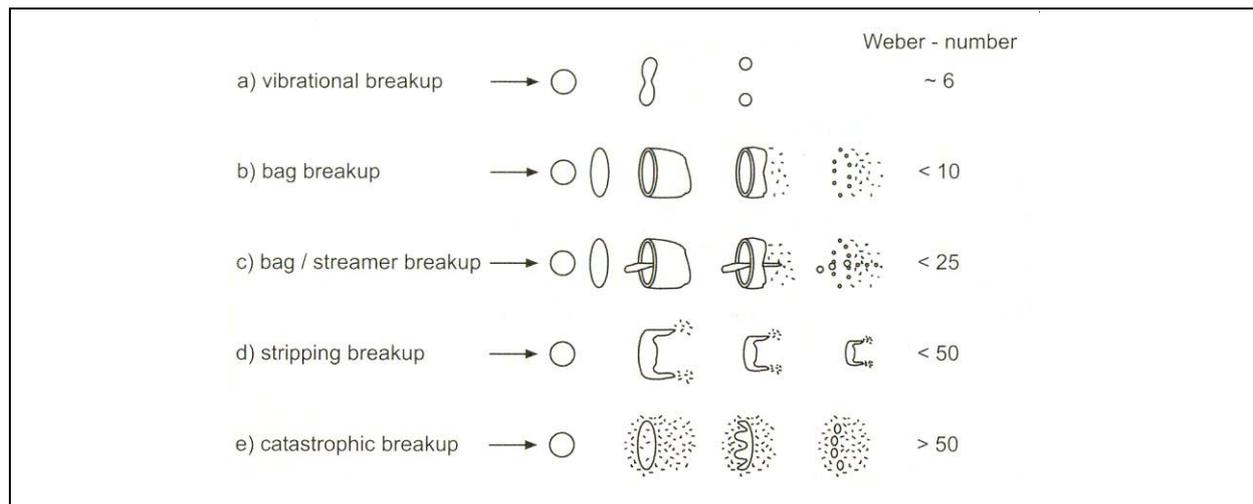


Abbildung 6.5: Tropfenaufbruchmuster nach [6.6]

Das im Rahmen dieser Arbeit verwendete Modell von Reitz und Diwakar [6.7, 6.8] unterscheidet zwischen einem ringförmigen (*Bag Breakup*) und einem abscherenden Aufbruch (*Stripping Breakup*). Die Bedingungen für den Aufbruch und die stabile Lebensdauer des Tropfens bei Überschreitung dieser Bedingung sind in Tabelle 6.4 dargestellt.

Tabelle 6.4: Bedingung für den Sekundäraufbruch der Tropfen und der stabilen Lebensdauer nach [6.7]

Art des Aufbruchs	Bedingung	Stabile Lebensdauer
Ringförmig	$We > 6$	$t_{ring} = \frac{\pi}{4} \cdot \sqrt{\frac{\rho_F D_T^3}{\sigma}}$
Abscherend	$(We \cdot Re_T^{-1/2}) > 0,5$	$t_{abscherend} = 10 \cdot \frac{D_T}{u_{T,Rel}} \cdot \sqrt{\frac{\rho_F}{\rho_u}}$

Unter Re_T ist die auf den Tropfendurchmesser D_T bezogene Reynolds-Zahl:

$$Re_T = \frac{D_T \cdot u_{T,Rel}}{v_G} \quad (\text{Gl. 6.9})$$

Der Tropfen zerfällt in eine Anzahl kleinerer Nachkommen, die gerade die kritische Größe gemäß den in Tabelle 6.4 dargestellten Kriterien für die jeweilige Aufbruchsart besitzen. Die Anzahl der Tropfen ergibt sich aus der Massenerhaltung.

Eine einfache Analyse von Gleichung 6.8 hinsichtlich der Größenordnung der Weber-Zahl zeigt sowohl für den Kanaleinspritzer als auch für den Direkteinspritzer, dass der sekundäre Tropfenaufbruch im Gegensatz zur Simulation des Einspritzvorgangs beim Diesel-Motor bzw. Otto-Motor mit strahlgeführten Brennverfahren eine eher untergeordnete Rolle spielt. In Tabelle 6.5 sind charakteristische Tropfendurchmesser für die verschiedenen untersuchten Einspritzdrücke dargestellt.

Tabelle 6.5: Vergleich kritischer Durchmesser mit charakteristischen Spray-Größen

Spezifikation			Charakteristische Durchmesser		
Motor	Last	Einspritzdruck [bar]	D_{V90} [μm]	$D_{\text{ringförmig}}$ [μm]	$D_{\text{abscherend}}$ [μm]
KE	Teillast	3,8	150	500	> 1000
DE	Teillast	70	40	45	70
	Vollast	120	33	20	26

Für die beiden Teillast-Betriebspunkte mit Einspritzdrücken von 3,8 bzw. 70 bar liegen die Durchmesser für die kritischen Weber-Zahlen für den ringförmigen und den abscherenden Tropfenaufbruch oberhalb des D_{V90} . Lediglich für die höheren Einspritzdrücke des aufgeladenen Direkteinspritzers spielt der Sekundäraufbruch für die größeren Tropfen eine Rolle. Aber auch in diesem Fall zeigt sich, dass bedingt durch den überproportionalen Anteil der großen Tropfen am Volumenanteil des Sprays nur ein relativ geringer Anteil der Parcels diesen Kriterien unterliegt, was etwa in Abbildung 6.1 durch die Kurvenverläufe der Tropfenzahl und der Volumenanteile zum Ausdruck kommt.

Neben dem sekundären Aufbruch aufgrund aerodynamischer Kräfte führt die Interaktion zwischen dem Spray und den Wänden des Saugsystems sowie des Zylinders zum Tropfenaufbruch bzw. zur Wandfilmbildung. Es existieren wiederum zahlreiche Modellvorstellungen für das Verhalten von Flüssigkeitstropfen beim Auftreffen auf starre Wände. Abbildung 6.6 zeigt die von Bai und Gosman [6.9] vorgeschlagenen Szenarien.

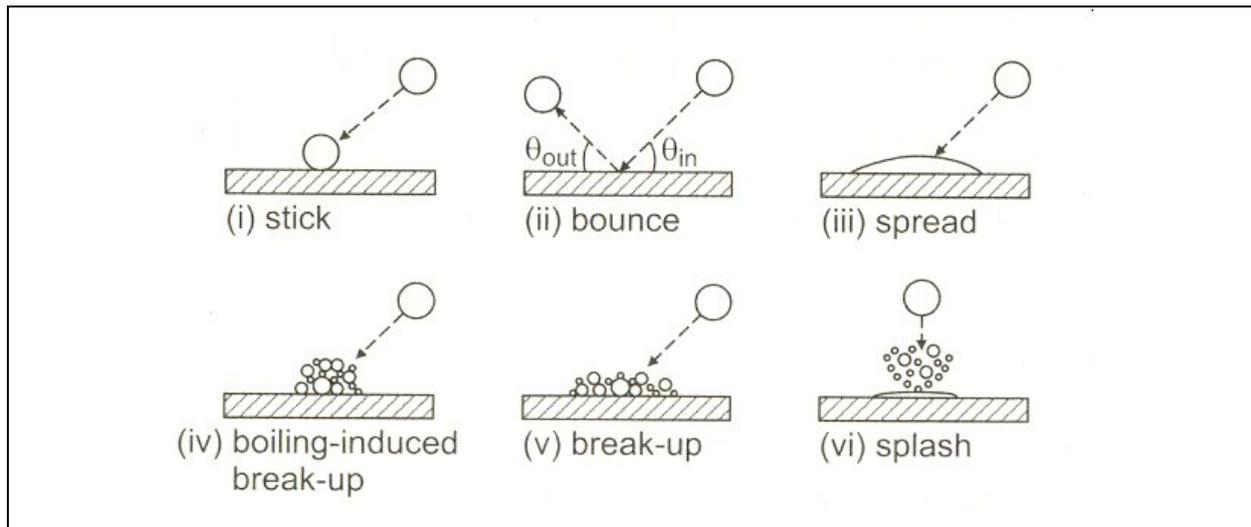


Abbildung 6.6: Szenarien beim Auftreffen von Tropfen auf eine Wand nach [6.9]

Ähnlich zum Sekundäraufbruch durch aerodynamische Kräfte wird mittels dimensionsloser Kennzahlen eine Unterscheidung zwischen verschiedenen Arten der Wechselwirkung getroffen. Das im Rahmen dieser Arbeit gewählte Interaktionsmodell von Bai unterscheidet auf Basis der Weber- und Laplace-Zahlen:

$$We_{ein} = \frac{\rho_F D_{T,ein} u_{T,\perp,ein}^2}{\sigma} \quad (\text{Gl. 6.10})$$

$$La = \frac{\rho_F \sigma D_{T,ein}}{\mu_F^2} \quad (\text{Gl. 6.11})$$

zwischen den Fällen Haften (i), Abprallen (ii), Filmbildung (iii) und Spritzen (vi). Die Laplace-Zahl setzt die Oberflächenspannung zur Viskosität des Kraftstoffs ins Verhältnis, wobei μ_F in Gleichung 6.11 die dynamische Viskosität des Kraftstoffs bezeichnet und $u_{T,\perp,ein}$ die zur Wand senkrechte Geschwindigkeitskomponente beim Auftreffen des Tropfens. Es werden weitere Unterscheidungen getroffen zwischen einer trockenen und einer benetzten Wand sowie unterschiedlichen Wandrauigkeiten. Daraus ergeben sich fallweise unterschiedliche kritische Weber-Zahlen, die hier aber nicht vollständig wiedergegeben werden sollen. Es sei auf [3.2, 6.8] verwiesen. Die Größe und Anzahl der Tropfen und deren Bewegungsrichtung nach dem Aufprall wird durch den Massen- und Impulserhaltungssatz sowie eine empirische Beziehung für den Reflexionswinkel bestimmt.

6.4 Abbildung der physikalischen Kraftstoffeigenschaften

Ein weiterer Einfluss auf die Gemischaufbereitung ist das Verdampfen des Kraftstoffs. Gebräuchlicher Ottokraftstoff verdampft in einem Temperaturbereich bis 200 °C, wobei dessen chemische Zusammensetzung so abzustimmen ist, dass das Siedeverhalten einen problemfreien Motorbetrieb unter allen Bedingungen gewährleistet. Niedrig siedende Bestandteile haben ein günstiges Kaltstartverhalten und bewirken niedrige Abgasemissionen während der Aufwärmphase, höher siedende Bestandteile verhindern im Heißbetrieb die Entstehung von Dampfblasen in den Kraftstoffleitungen.

Für die numerische Simulation stellt die Beschreibung komplexer Kraftstoffe ein beträchtliches numerisches Problem dar. Insbesondere im Zusammenhang mit den frühen Einspritzzeitpunkten homogener Brennverfahren und dem dadurch bedingten langen Kurbelwinkelbereich bis zur Gemischentzündung und damit langen Berechnungszeiten für die Zwei-Phasen-Strömung wird derzeit auf eine detaillierte Beschreibung des Kraftstoffs verzichtet. Vielmehr wird der Kraftstoff durch Einkomponenten-Ersatzfluide angenähert. Im Falle der vorliegenden Arbeit wurde aufgrund der zu konventionellem Ottokraftstoff ähnlichen Fluideigenschaften n-Heptan (C_7H_{16}) als Ersatzfluid gewählt. Die wichtigsten physikalischen Eigenschaften sind in nachfolgender Tabelle zusammengefasst.

Tabelle 6.6: Gegenüberstellung der physikalischen Eigenschaften von Ottokraftstoff und n-Heptan (C_7H_{16})

	n-Heptan	Ottokraftstoff
Dichte [kg/m³]	678,3	720 - 775
Siedetemperatur [K]	371,6	298 - 483
Stöchiometrischer Luftbedarf [kg/kg]	15,2	14,5
Verdampfungsenthalpie [kJ/kg]	365,7	380 - 500

Das Verdampfen des Kraftstoffs wird durch das Partialdruckgefälle zwischen dem flüssigen Kraftstoff und der umgebenden Gasphase sowie durch den Wärmeaustausch bestimmt. Für einen Kraftstofftropfen lautet der erste Hauptsatz der Thermodynamik wie folgt:

$$m_T \frac{d(c_{p,F} T_T)}{dt} = -A_S \dot{q}_T'' + \Delta h_{FG} \frac{dm_T}{dt} \quad (\text{Gl. 6.12})$$

mit der Tropfenmasse m_T , der spezifischen Wärmekapazität $c_{p,F}$, der Tropfenoberfläche A_S sowie der Verdampfungsenthalpie Δh_{FG} . Die Wärme- und Stoffströme \dot{q}'' und \dot{m}_T aus Gleichung 6.12 werden mit den beiden folgenden Beziehungen berechnet [6.10]:

$$\dot{q}_T'' = \alpha (T_T - T_G) \quad (\text{Gl. 6.13})$$

$$\frac{dm_T}{dt} = -A_S K_g p_S \ln \frac{p_G - p_{D,\infty}}{p_G - p_{D,S}} \quad (\text{Gl. 6.14})$$

Dabei ist α der Wärmeübergangsfaktor, T_G die Temperatur und p_G der Druck des umgebenden Gases, K_g ein den Massentransport bestimmender Faktor, $p_{D,\infty}$ der Partialdruck des Kraftstoffdampfs im umgebenden Medium sowie $p_{D,S}$ der Dampfdruck des Kraftstoffs an der Tropfenoberfläche. Letzteres entspricht dem Sättigungszustand, der unter Einbeziehung der Clausius-Clapeyron-Gleichung ermittelt werden kann. Der Suffix S bezeichnet grundsätzlich den Zustand in unmittelbarer Umgebung der Tropfenoberfläche, der Suffix ∞ den Zustand des umgebenden Mediums.

Der Wärmeübergang α wird nach El Wakil [6.11] berechnet:

$$\alpha = \frac{\lambda_S \cdot Nu \cdot z}{(e^z - 1) D_T} \quad (\text{Gl. 6.15})$$

wobei λ_S die Wärmeleitfähigkeit, Nu die Nusselt-Zahl und z ein dimensionsloser Korrekturfaktor ist, der die Verminderung des Wärmeübergangs bei gleichzeitigem Massentransport berücksichtigt:

$$z \equiv \frac{c_{p,F} \cdot (dm_T/dt)}{\pi \cdot D_T \cdot \lambda_S \cdot Nu} \quad (\text{Gl. 6.16})$$

Der Massenfaktor K_g aus Gleichung 6.14 wird bestimmt zu:

$$K_g = \frac{Sh \cdot \mathcal{D}}{R_s \cdot T_s \cdot D_T} \quad (\text{Gl. 6.17})$$

mit der Sherwood-Zahl Sh , der Diffusivität des Kraftstoffdampfs \mathcal{D} sowie der spezifischen Gaskonstante R_s . Die in den Gleichungen 6.15 und 6.17 auftretenden Kennzahlen werden von Ranz und Marshall [6.12] wie folgt vorgeschlagen:

$$Nu = 2,0 + 0,6 \cdot Re^{1/2} \cdot Pr^{1/3} \quad (\text{Gl. 6.18})$$

$$Sh = 2,0 + 0,6 \cdot Re^{1/2} \cdot Sc^{1/3} \quad (\text{Gl. 6.19})$$

mit der Reynolds-Zahl Re , der Prandtl-Zahl Pr und der Schmidt-Zahl Sc , die das Verhältnis zwischen dem viskosen und diffusiven Impulstransport definiert.

Mit der Beziehung

$$\frac{dm_T}{dt} = \frac{d}{dt} \left(\rho_T \frac{\pi}{6} D_T^3 \right) \quad (\text{Gl. 6.20})$$

und den Gleichungen 6.14 und 6.17 lässt sich somit über:

$$\frac{dD_T^3}{dt} \sim D_T \Rightarrow D_T^2 \frac{dD_T}{dt} \sim D_T \Rightarrow \int D_T dD_T \sim \int dt \quad (\text{Gl. 6.21})$$

ein einfacher Zusammenhang zwischen dem Anfangsdurchmesser eines Tropfens $D_T(t=0)$ und seiner Verdampfungszeit t_v der Form $t_v \sim D_T^2(t=0)$ herstellen [6.13]. Diese als D²-Gesetz bekannte Beziehung besagt demnach, dass eine Verdoppelung des Tropfendurchmessers eine Vervierfachung der Verdampfungszeit zur Folge hat. Aus dieser Gesetzmäßigkeit folgt für eine ausreichende Aufbereitung des Kraftstoffs unmittelbar die Notwendigkeit, bei zunehmender Verringerung des Kurbelwinkelbereichs zwischen Einspritzung und Entzündung des Gemischs den Durchmesser der Kraftstofftropfen zu verringern und damit deren Anzahl zu erhöhen. Dies kann durch Maßnahmen, die die Zerstäubung des Kraftstoffs verbessern, wie eine Erhöhung des Einspritzdrucks, eine Verringerung des Durchmessers der Einspritzbohrungen bzw. die geometrische Ausformung der Druckkammer zur Erhöhung der Turbulenz erreicht werden [6.16]. Die für die Gemischaufbereitung aufzubringende

Energie wird damit zunehmend auf die Seite der Hydraulik verlagert, was wiederum eine Verringerung des mechanischen Wirkungsgrads bedeutet. Zudem wird durch den Einspritzdruck die Eindringtiefe des Strahls in das Medium maßgeblich beeinflusst, was insbesondere beim direkteinspritzenden Otto-Motor für die Gemischaufbereitung und den Wandfilmauftrag bedeutsam ist. Eine sorgfältige Abstimmung des Einspritzdrucks auf das jeweilige Brennverfahren ist deshalb geboten.

Die Strömung der Gasphase spielt ebenfalls einen signifikanten Einfluss auf die Gemischaufbereitung und wurde im Rahmen dieser Arbeit intensiv untersucht. Zum einen wird der Strahl durch das Geschwindigkeitsfeld abgelenkt und beeinflusst, zum anderen wird der Wärme- und Stoffaustausch mit den Kraftstofftropfen bei höherer Reynolds-Zahl bzw. Relativgeschwindigkeit intensiviert. Sowohl das Sieden als auch das Verdunsten des Kraftstoffs wird dadurch beschleunigt, siehe Gleichungen 6.18 und 6.19.

6.5 Gemischaufbereitung für verschiedene Arten der Zylinderinnenströmung

Im Folgenden sollen die Untersuchungsergebnisse zur Gemischaufbereitung für die in Abschnitt 4 dargestellten unterschiedlichen Möglichkeiten der Ladungsbewegung an beiden Motoren vorgestellt werden [5.7, 6.14].

In den Abbildungen 6.7 und 6.10 ist das berechnete Luftverhältnis λ im Brennraum während der Kompressionsphase für die verschiedenen Arten der Ladungsbewegung dargestellt. Zur Visualisierung wurden Konturplots in einem mittigen Schnitt durch die Zündkerze gewählt. Betrachtet werden jeweils zwei Momentaufnahmen während der Gemischaufbereitung. Im unteren Totpunkt bei 540 °KWnZOT ist der Einfluss der Ladungsbewegung auf den Transport der Gemischwolke und die Verdampfung des Kraftstoffs erkennbar. Im Bereich der Gemiscentflammung bei 690 °KWnZOT ist die Homogenisierung des Gemischs und damit der Einfluss auf eine stabile Entflammung ersichtlich. Da beim Kanaleinspritzer durch die Vorhomogenisierung des Kraftstoffs im Saugrohr eine gleichförmigere Verteilung vorliegt, wurde die Skala für die Konturplots enger um das homogene Luftverhältnis gelegt.

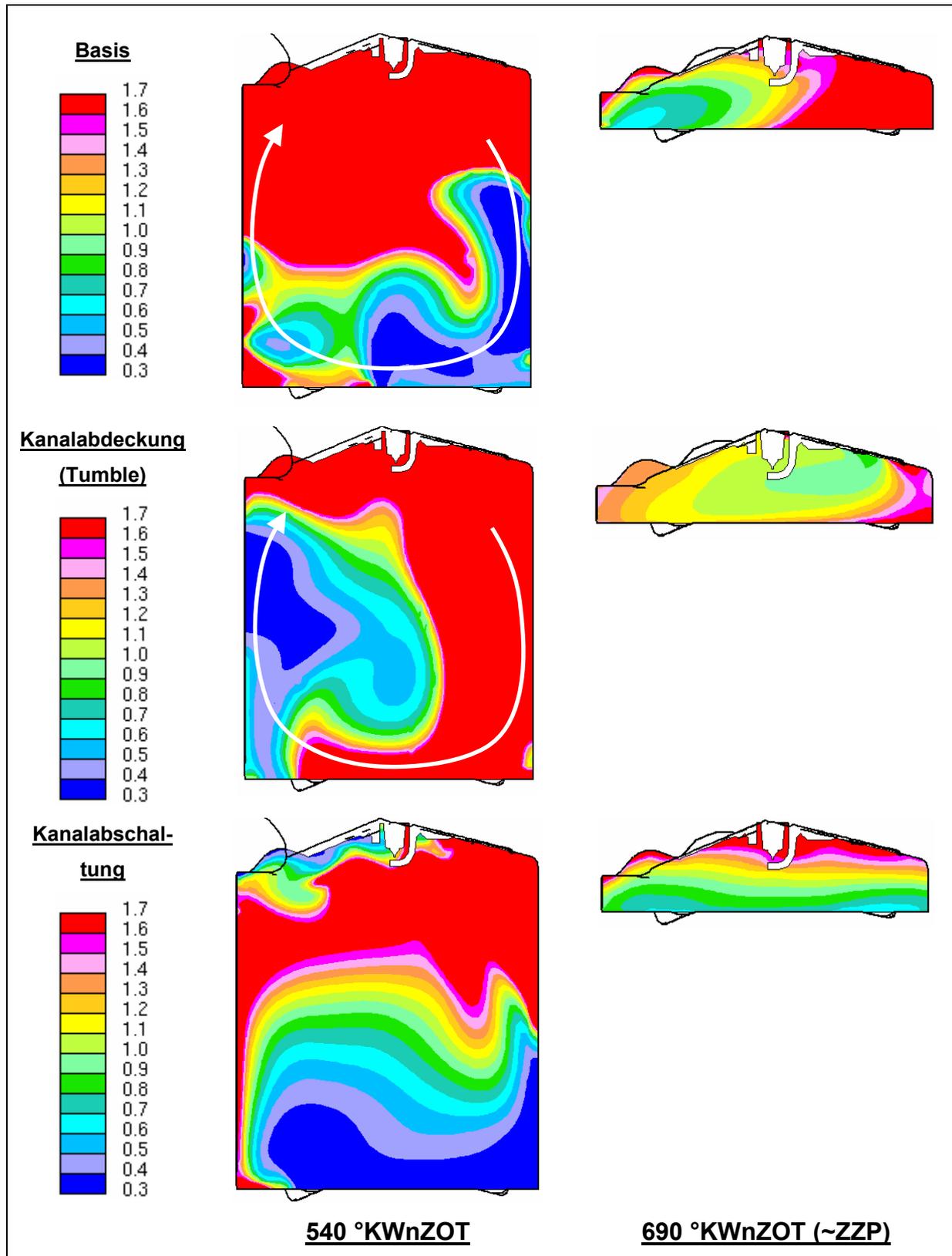


Abbildung 6.7: Luftverhältnis λ für die verschiedenen Formen der Zylinderinnenströmung (Referenz, DE1 und DE2, Teillast)

Für den Otto-Motor mit Direkteinspritzung (DE) entsteht demnach ohne Maßnahmen zur Steigerung der Ladungsbewegung eine kompakte Gemischwolke, die sich aufgrund des Grund-Tumbles im Uhrzeigersinn langsam Richtung Brennraumdach bewegt, siehe Abbildung 6.7. Die erhöhte Tumble-Zahl bei abgedeckten Einlasskanälen hat einen rascheren Transport der Gemischwolke zur Folge. Eine Erhöhung der Ladungsbewegung führt dabei insbesondere für das Konzept mit Kanalabschaltung zu einer Vergrößerung der Kraftstoffwolke und zu einer besseren Homogenisierung des Gemischs im Brennraum.

Während im Bereich der Gemiscentflammung für das Brennverfahren mit erhöhter Tumble-Bewegung eine weitestgehend homogene Luft-Kraftstoff-Durchmischung zu beobachten ist, führt die Drall-Strömung zu einer vertikalen Schichtung des Kraftstoffs und einer Konzentration mageren Gemischs im Bereich der Zündkerze. Dieses Verhalten wird im Anschluss ausführlich diskutiert.

In Abbildung 6.8 ist für diesen Motor der quantitative Einfluss der Ladungsbewegung auf die Gemischaufbereitung anhand des auf die gesamte Einspritzmenge bezogenen Anteils der verdampften Kraftstoffmasse über Grad Kurbelwinkel aufgetragen.

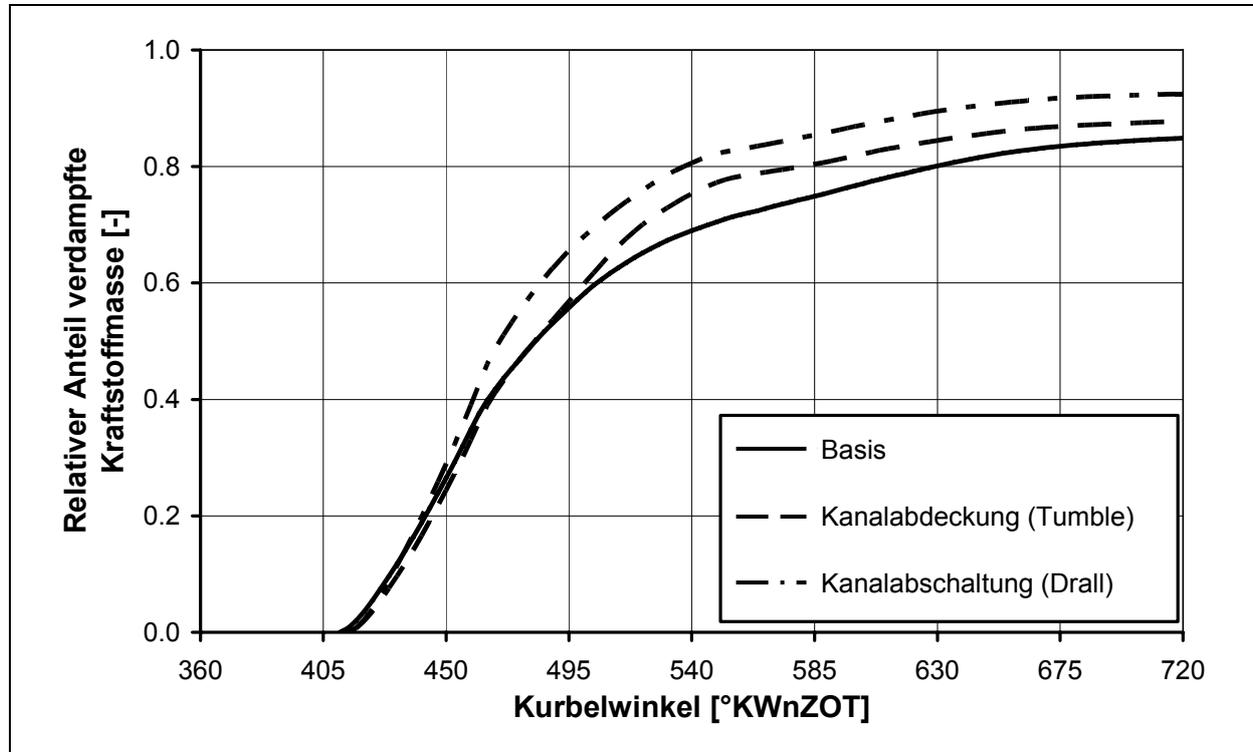


Abbildung 6.8: Relativer Anteil des verdampften Kraftstoffs für die verschiedenen Maßnahmen im Einlasssystem (Referenz, DE1 und DE2, Volllast) [4.4]

Wegen der größeren eingespritzten Kraftstoffmenge und dem daraus resultierenden deutlichen Einfluss der unterschiedlichen Ladungsbewegungskonzepte auf die Abgasemission wurde diese Analyse für den aufgeladenen Vollast-Betrieb durchgeführt, siehe Tabelle 4.5.

Zu erkennen ist ein schnelleres Verdampfen des Kraftstoffs für die Varianten mit hoher Zylinderinnenströmung. Während für das Drall-Konzept im Zünd-OT 92 % des eingespritzten Kraftstoffs in dampfförmigem Zustand vorliegen, sind es für die Basis-Variante nur 85 %. Das Tumble-Konzept liegt mit 88 % zwischen diesen beiden Werten. Die Verdampfungsraten korrelieren damit mit der höheren mittleren Geschwindigkeit der Strömung im Brennraum. Die höheren Reynolds-Zahlen zwischen den Kraftstofftropfen und dem umgebenden Fluid begünstigen den Wärme- und Stoffaustausch vom Tropfen zur Umgebung. Der verbleibende Kraftstoff liegt in flüssiger Form oder als Wandfilm vor bzw. wird nach Ladungswechsel-UT wieder aus dem Brennraum ausgeschoben.

Die mit Hilfe der CFD-Simulation getroffenen Aussagen wurden am Motorprüfstand verifiziert. Einen messbaren Indikator für die Qualität der Gemischaufbereitung stellt die Kohlenwasserstoff-Emission dar. Unverbrannte Kohlenwasserstoffe entstehen während der Verbrennung durch lokales Verlöschen der Flamme, wie es durch Kraftstoffmangel bzw. unzugängliche Brennraumbereiche wie den Feuersteg und den Spalt der Zylinderkopfdichtung hervorgerufen werden kann. Lokaler Sauerstoffmangel sowie das Vorliegen flüssiger Kraftstoffanteile sind ebenfalls Ursachen für eine unvollständige Verbrennung. Niedrige Emissionswerte weisen dagegen auf ein vollständiges Verdampfen des Kraftstoffs und eine gute Homogenisierung hin. In Abbildung 6.9 ist die am Motorenprüfstand mit einem Flammenionisationsdetektor (FID) gemessene HC-Konzentration beim DE im aufgeladenen Vollast-Betrieb dargestellt.

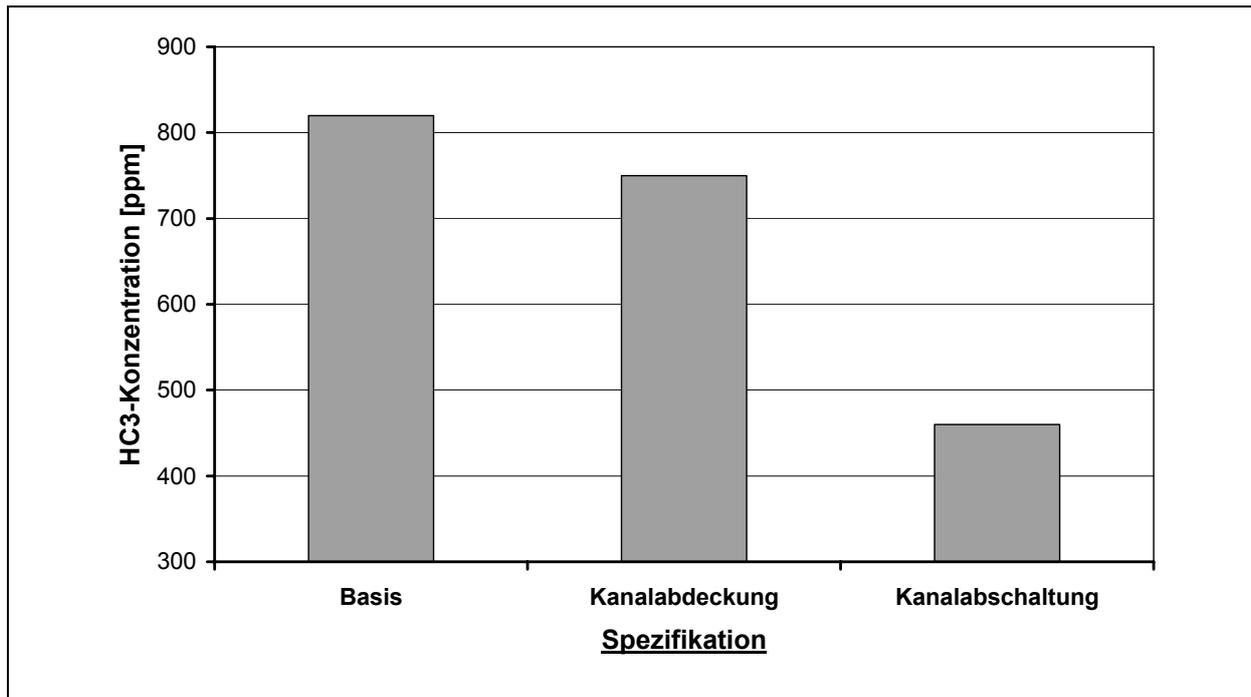


Abbildung 6.9: Gemessene HC3-Konzentration für die betrachteten Varianten (Referenz, DE1 und DE2, Vollast) [4.4]

Die Basis-Variante zeigt mit 820 ppm die höchste HC-Konzentration im Abgas, während das Drall-Konzept mit 550 ppm den niedrigsten Wert aufweist. Insgesamt ist zwischen den Abbildungen 6.8 und 6.9 eine gute Übereinstimmung zu erkennen, woraus gefolgert werden kann, dass die gerechnete Gemischaufbereitung die tatsächlichen Bedingungen im Brennraum adäquat wiedergibt.

In Abbildung 6.10 wird, analog zu Abbildung 6.7, die Gemischaufbereitung beim KE dargestellt. Auch hier werden wiederum dem Basis-Brennverfahren zwei Konzepte mit erhöhter Tumble- bzw. Drall-Strömung gegenübergestellt.

Die Ergebnisse haben eine große Ähnlichkeit zu den gefundenen Tendenzen beim DE. Die Varianten mit erhöhter Ladungsbewegung lassen einen rascheren Gemischtransport, ein schnelleres Verdampfen des Kraftstoffs sowie eine günstigere Homogenisierung im Bereich der Gemiscentflammung erkennen. Das Konzept mit erhöhter Drall-Strömung zeigt die homogenste Gemischverteilung. Die beim DE diskutierte vertikale Gemisch-Schichtung ist ebenfalls, wenn auch in deutlich geringerem Maße, zu erkennen. Die gegenüber den beiden anderen Konzepten höhere Geschwindigkeit der Zylinderinnenströmung und die damit verbundene schnellere Kraftstoffaufbereitung überkompensieren in diesem Fall den Schichtungseffekt.

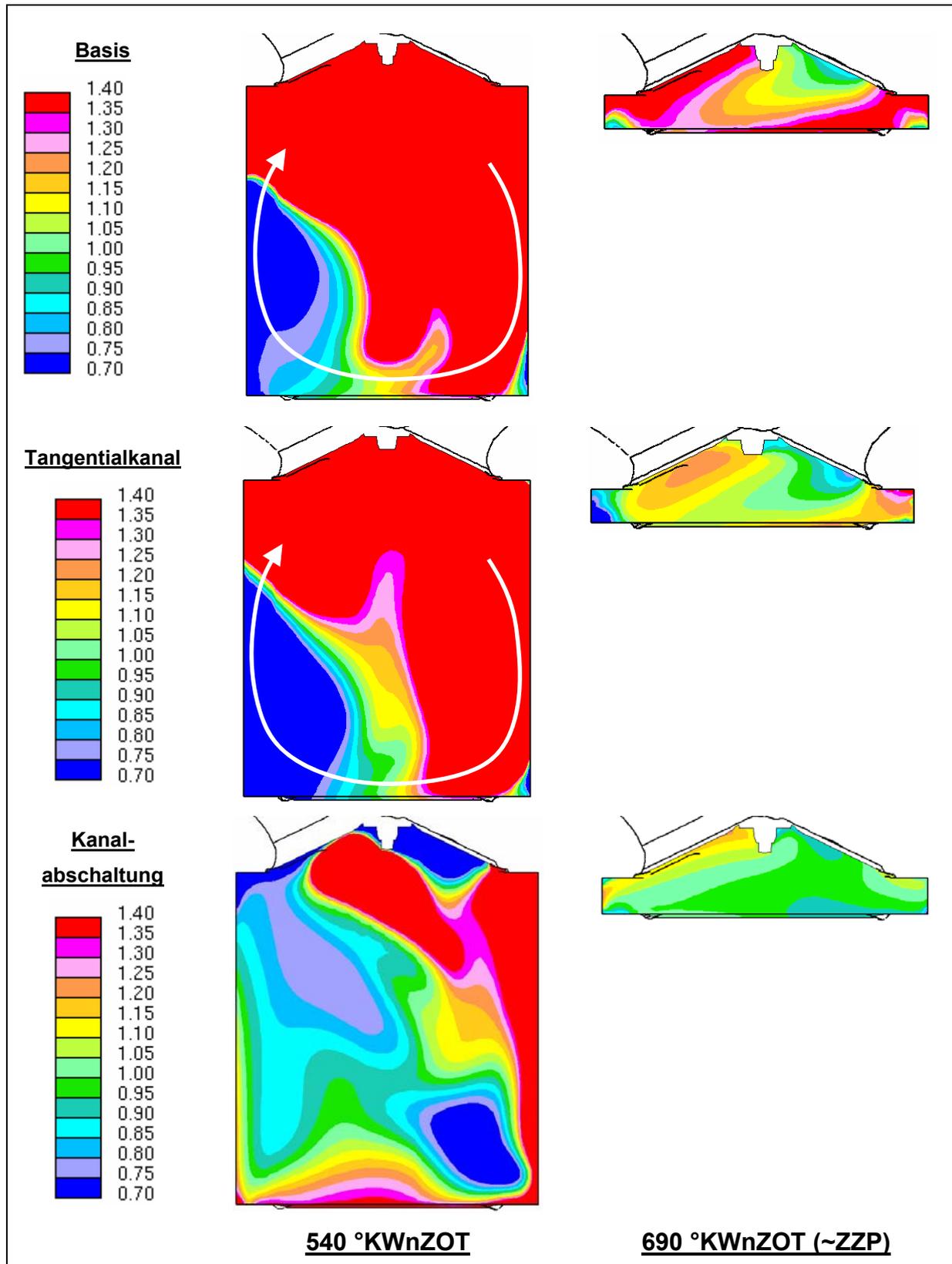
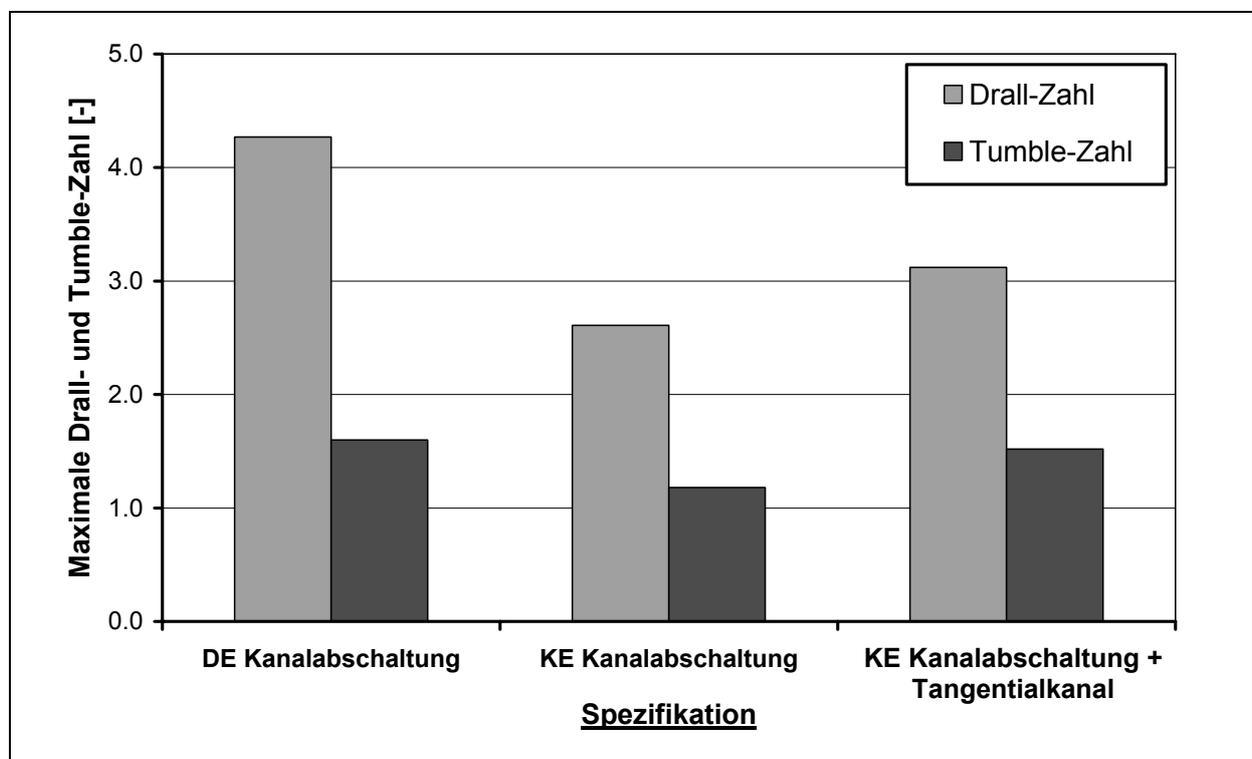


Abbildung 6.10: Luftverhältnis λ für die verschiedenen Formen der Zylinderinnenströmung (Referenz, KE1 und KE2, Teillast)

Aus dem Gesagten folgt, dass eine Anhebung der Zylinderinnenströmung grundsätzlich positiven Einfluss auf das Verdampfen des Kraftstoffs hat. Hinsichtlich der Homogenisierung ist die Art der Ladungsbewegung von Bedeutung. Zeigten die Verfahren mit erhöhter Tumble-Zahl durchwegs positive Effekte im Hinblick auf eine gleichmäßige Gemischaufbereitung, so führte eine hohe Drall-Strömung zu einer mehr oder minder ausgeprägten vertikalen Schichtung. Dieser Aspekt soll im Folgenden näher diskutiert werden.

In [Abbildung 6.11](#) sind die maximalen Drall- und Tumble-Zahlen der drei Varianten gegenübergestellt, in [Abbildung 6.12](#) ist die Gemischaufbereitung in der bekannten Form der Konturplots dargestellt. Während der DE durch die komplette Abschaltung des Füllkanals eine besonders intensive Drall-Strömung initiiert, ist die Drall-Zahl beim KE bedingt durch die Perforation der Drall-Klappe um 39 % geringer. Durch den höheren Eintrittsimpuls und das tangentiale Einströmen der Frischladung liegt die Kombination aus Tangentialkanal und Kanalabschaltung zwischen diesen beiden Werten, jedoch noch immer 27 % unterhalb der Drall-Zahl des DE. Grundsätzlich ist zu erkennen, dass für die Tumble-Zahlen aufgrund der höheren Einströmgeschwindigkeiten ein qualitativ ähnliches Verhalten wie für die Drall-Zahlen vorliegt.



[Abbildung 6.11](#): Maximale Drall-Zahlen für die untersuchten Varianten mit Kanalabschaltung

Abbildung 6.12 zeigt wiederum, dass der Betrag der Drall-Zahl in einem direkten Zusammenhang zum Grad der vertikalen Schichtung steht. Beim DE ist die Charakteristik so stark ausgeprägt, dass die Abmagerung im Bereich der Zündkerze gegenüber der Basis-Variante trotz Vorteilen in der Gemischaufbereitung und schnellerem Durchbrennen der Zylinderladung eine ungünstige Auswirkung auf die Stabilität der Verbrennung erwarten lässt, siehe Abschnitt 7. Beim KE ist dieser Effekt durch die Vorhomogenisierung des Gemischs und geringeren Drall-Zahlen nicht so ausgeprägt. Die Neigung zur Schichtung mit steigender Drall-Zahl, mit einem angereicherteren Gemisch im Bereich des Kolbens und einem Gradienten der Luftzahl λ in Richtung Brennraumdach, ist jedoch ebenfalls zu erkennen. Erklärt werden kann diese Tendenz grundsätzlich mit den zunehmenden Zentrifugalkräften in der rotierenden Zylinderladung nach dem Schließen der Einlassventile. Der dabei auftretende physikalische Effekt ähnelt dem eines Kreisels, der um eine seiner Hauptachsen rotiert. Gemäß der physikalischen Gesetzmäßigkeit für den Erhalt des Drehimpulses nach Betrag und Richtung wirkt jeder äußeren Störung ein Rückstellmoment entgegen, das die Bewegung des Kreisels stabilisiert. Übertragen auf das Arbeitsgas und den verbleibenden flüssigen Kraftstoffanteil während des Kompressionstakts bedeutet dies, dass die ausgeprägte Rotationsbewegung des Arbeitsgases um die Zylinderachse die Kraftstoffverteilung im Brennraum stabilisiert und ein „Umrühren“ des Kraftstoffs um die zur Zylinderachse orthogonal stehende Tumble-Achse und damit eine bessere Homogenisierung verhindert.

Aufgrund des dargestellten Einflusses der Drall-Zahl auf die Gemischaufbereitung lässt sich eine hohe Anforderung an die Optimierung der Kanalabschaltung ableiten. Rein auf experimenteller Basis durchgeführte Untersuchungen zeigten für beide Motoren eine hohe Sensitivität nahe der vollständigen Kanalabschaltung. Der KE mit Kanalabschaltung konnte das in Abschnitt 7 aufgezeigte Potenzial zur Restgastoleranz und damit Verbrauchsabsenkung erst nach einer sorgfältigen Abstimmung der Perforation der Drallklappe aufzeigen [6.15]. Der DE zeigte wiederum bei geringfügigem Öffnen der Kanalabschaltung bereits eine deutlich stabilere Verbrennung und höhere Restgastoleranz [4.4]. Hier besteht zukünftig Bedarf, durch eine sinnvolle Kombination aus Experimenten am Motorenprüfstand und detaillierter Strömungsrechnung eine Erfahrungsbasis zu erarbeiten. **Grundlage ist in jedem Fall die akkurate Darstellung der Wechselwirkung von Strömung und Gemischaufbereitung.**

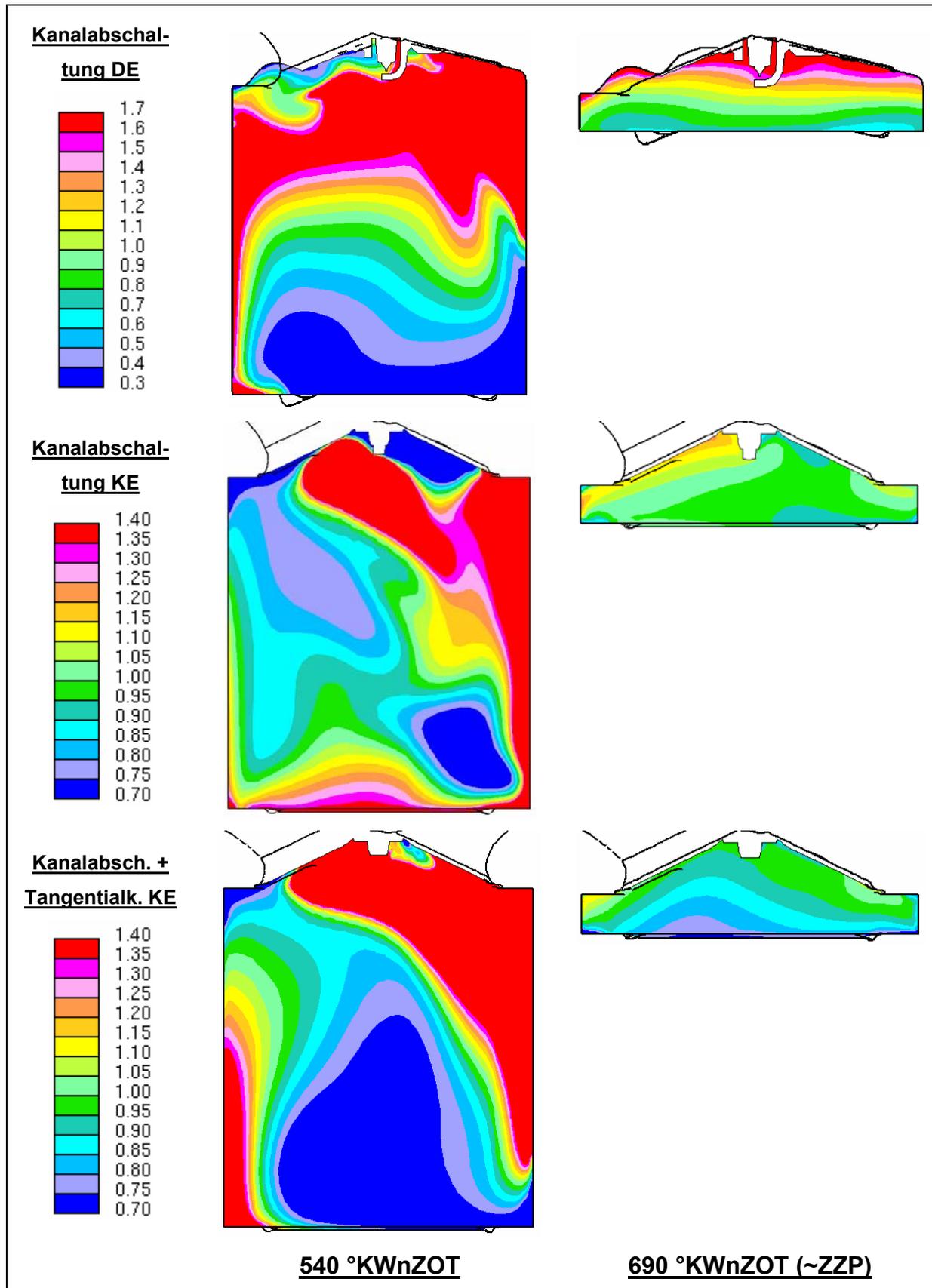


Abbildung 6.12: Luftverhältnis λ für die verschiedenen Varianten mit Drall-Strömung (DE1, KE1 und KE3, Teillast)

6.6 Einfluss der Zylinderinnenströmung auf die Wandfilmbildung

Wesentlicher Einflussfaktor auf die im letzten Kapitel diskutierten Unterschiede des verdampften Kraftstoffanteils zum Zündzeitpunkt ist die Wandfilmbildung auf der Kolbenoberfläche. Der Aufbau und das Abdampfen von Wandfilm sind in erster Linie für die HC- und Rußemission bedeutsam. Beim Kanaleinspritzer sind diese Effekte insbesondere während des Kaltstarts für eine optimale Kraftstoffzumessung und die Optimierung des Kraftstoffverbrauchs bzw. der Emissionen entscheidend [6.16]. Beim DE führt eine intensive Wandfilmbildung im Zylinder zum unvollständigen Verdampfen des Kraftstoffs, zu einem Abbrennen des Wandfilms unter Luftmangel und in weiterer Folge zu erhöhten Emissionen.

Im Folgenden sollen die Untersuchungen zur Kraftstoffaufbringung auf die Kolbenoberfläche beim DE für verschiedene Arten der Ladungsbewegung diskutiert werden. Analog zur Untersuchung des Kraftstoffverdampfens soll der Vollast-Betriebspunkt herangezogen werden.

In Abbildung 6.13 ist etwa der Einspritzvorgang für die Basis-Variante ohne Maßnahmen zur Ladungsbewegung und das Konzept mit Kanalabschaltung jeweils 16 °KW und 36 °KW nach Einspritzbeginn in einer Draufsicht auf den Brennraum gegenübergestellt. Über die das Luftverhältnis darstellenden Konturplots sind die eingespritzten Parcels geplottet um die Wechselwirkung zwischen den Kraftstofftropfen und der Zylinderinnenströmung wiederzugeben.

Aus der Darstellung wird ersichtlich, dass die Geometrie des Einspritzkegels für die Basis-Variante erhalten bleibt, während beim Drall-Konzept die um die Zylinderachse rotierende Luft den eingespritzten Kraftstoff unmittelbar erfasst und in Strömungsrichtung ablenkt. Dies gilt in noch höherem Maße für den bereits verdampften Anteil. Auch die höhere Verdampfungsrate des Kraftstoffs kommt durch die größere Gemischwolke des Drall-Konzepts bei 36 °KWnEB zum Ausdruck. Eine intensive Zylinderinnenströmung beeinflusst somit durch die Strahlverwehung und das raschere Verdampfen des Kraftstoffs durch den höheren Wärme- und Stoffaustausch in hohem Maße die Benetzung der Kolbenoberfläche.

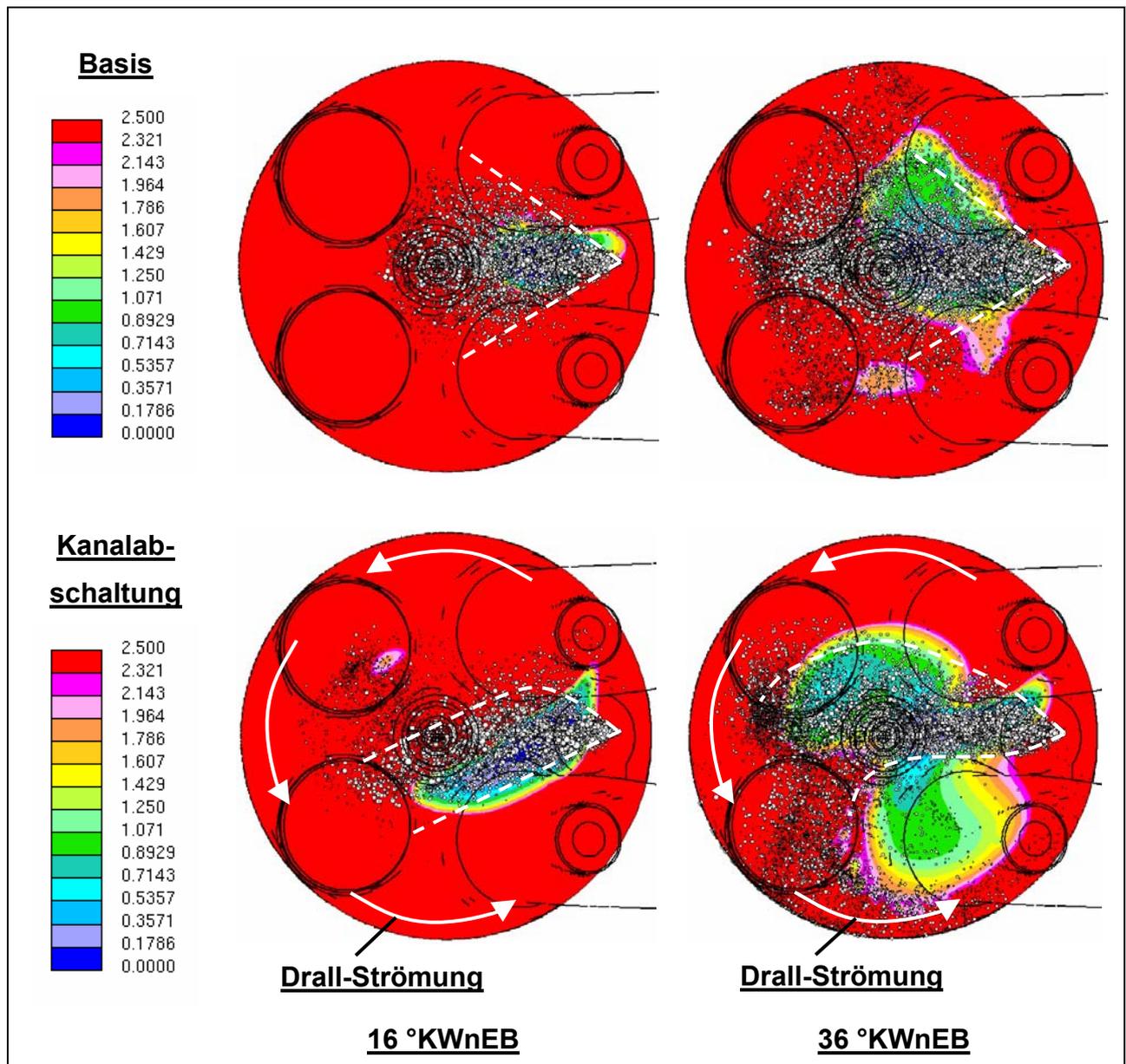


Abbildung 6.13: Luftverhältnis λ für die Basis-Variante und das Drall-Konzept (Referenz und DE1, Volllast)

Abbildung 6.14 zeigt den berechneten, auf die eingespritzte Kraftstoffmasse bezogenen Anteil des Wandfilms auf der Kolbenoberfläche über Grad Kurbelwinkel. In der CFD-Simulation wurde dabei das in Kapitel 6.3 vorgestellte Tropfen-Wand-Interaktionsmodell nach Bai eingesetzt. Für die Temperatur der Kolbenoberfläche wurde ein konstanter Wert von 500 K angenommen. Nicht berücksichtigt wurde bei diesem Ansatz die Kühlung der Kolbenoberfläche durch das Verdampfen des Kraftstoffs. Detailliertere Methoden, wie sie etwa gekoppelte CFD- und FEM-Simulationen dar-

stellen, sind grundsätzlich in der Lage, diesen Effekt abzubilden, wobei jedoch eine erhebliche Erhöhung des Berechnungsaufwands in Kauf genommen werden muss.

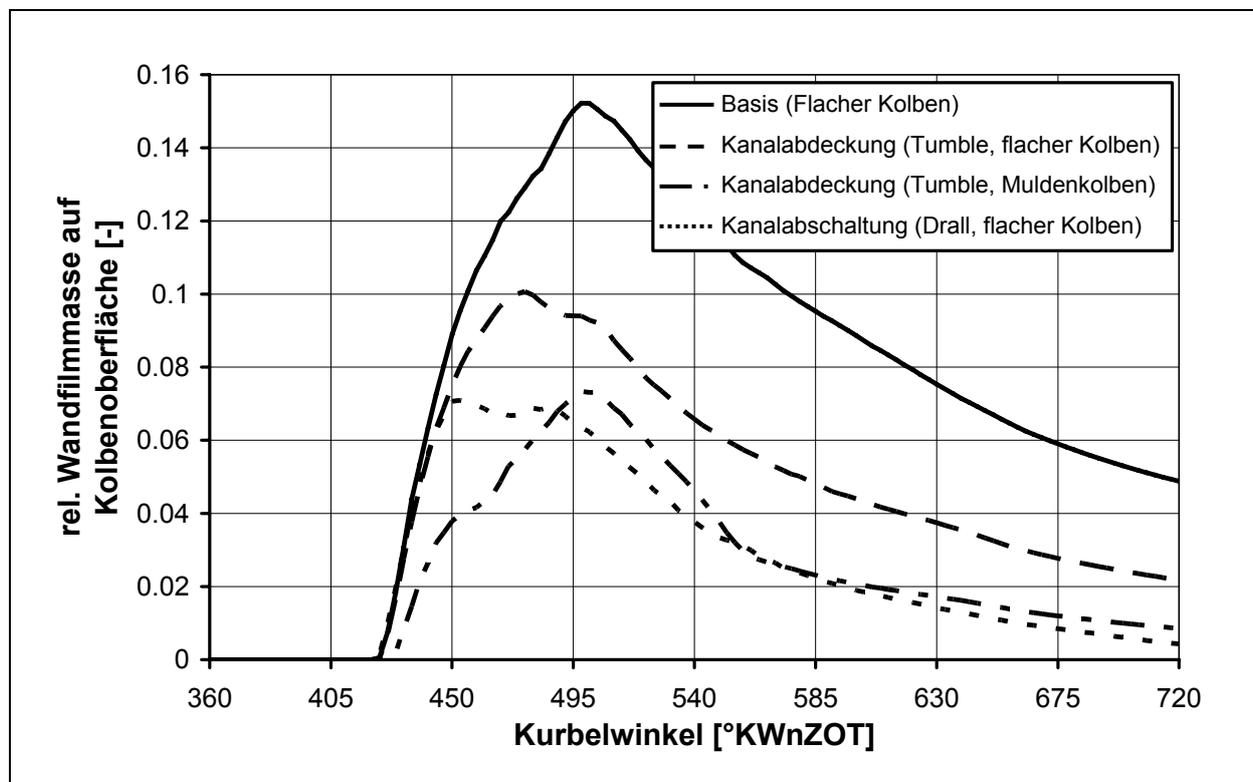


Abbildung 6.14: Relativer Anteil des auf die Kolbenoberfläche aufgetragenen Kraftstoffwandfilms (Referenz, DE1 und DE2, Vollast)

Von allen Varianten führt die Basis-Variante ohne zusätzliche Maßnahmen zur stärksten Benetzung des Kolbens. Zum Zündzeitpunkt sind noch etwa 5 % des eingespritzten Kraftstoffs im Wandfilm gebunden. Demgegenüber bewirken alle Konzepte mit erhöhter Ladungsbewegung eine Absenkung der Wandfilmbildung. Insbesondere beim Drall-Konzept führt die intensive Ladungsbewegung zur in Abbildung 6.13 dargestellten Strahlableitung und raschen Kraftstoffverdampfung und verhindert so ab etwa 450 °KWnZOT eine weitere Zunahme des Wandfilms. Bis zum Zündzeitpunkt sinkt der Anteil der im Wandfilm gebundenen Kraftstoffmasse auf etwa 0,5 % der gesamten eingespritzten Kraftstoffmasse. Der Muldenkolben wirkt sich aufgrund seiner Geometrie ebenfalls günstig auf die Wandfilmbildung aus. Bedingt durch die Ausformung der Kolbenmulde ist der Abstand zwischen Einspritzdüse und Kolbenoberfläche entlang der Strahlachse größer, was zu einem deutlich geringeren Aufbau des Wandfilms auf der Kolbenoberfläche gegenüber den Konzepten mit flachem Kol-

ben führt. Es ist zu erkennen, dass das Tumble-Konzept mit Muldenkolben ähnlich geringe Werte für die Wandfilmmasse aufweist wie das Drall-Konzept.

Auch in diesem Fall wurde untersucht, in wie weit die Berechnungsergebnisse versuchs-technisch abgesichert werden können. Abbildung 6.15 zeigt die am Motorenprüfstand mittels Filtermethode gemessene Schwärzungszahl FSN, die ein Maß für eine Verbrennung unter Sauerstoffmangel darstellt, wie sie etwa beim Abbrennen des Wandfilms auftritt. Die Messwerte belegen den hohen Einfluss, den eine intensivierte Zylinderinnenströmung auf die Gemischaufbereitung und den Wandfilmauftrag hat. Die unterschiedlichen Maßnahmen der Ladungsbewegung führen zu einer signifikanten Absenkung der hohen Schwärzungszahl der Basis-Variante.

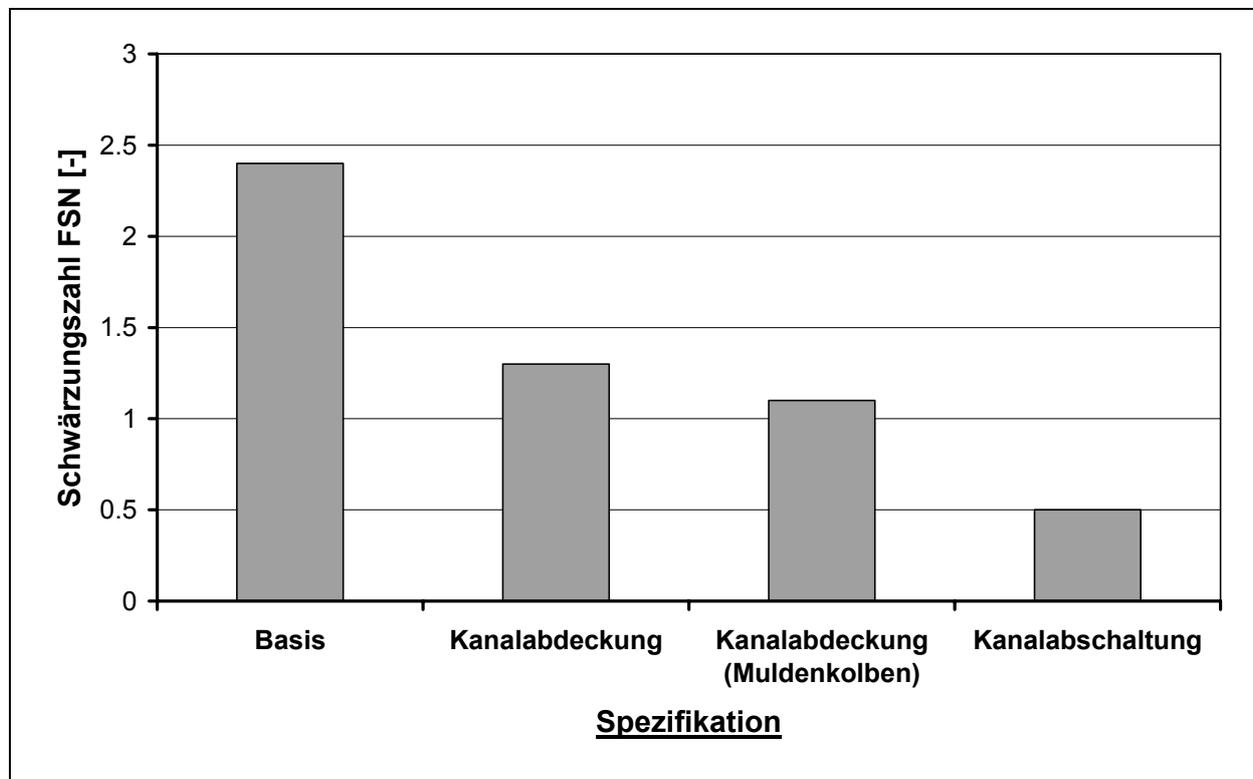


Abbildung 6.15: Gemessene Schwärzungszahl FSN für die betrachteten Varianten (Referenz, DE1 und DE2, Vollast) [4.4]

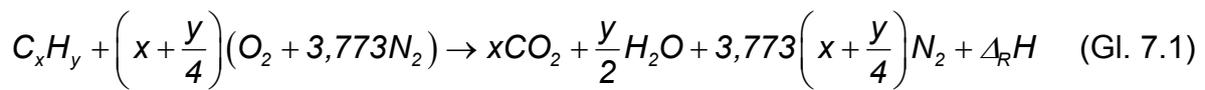
Ein Vergleich mit Abbildung 6.14 zeigt zudem, dass die Simulationsergebnisse im Vergleich zu den Messergebnissen ein durchaus stimmiges Bild abgeben und die Beobachtungen am Motorenprüfstand tendenziell richtig wiedergeben. Insbesondere die Reihung der unterschiedlichen Varianten hinsichtlich Ruß-Emission wird richtig berechnet.

7 Bewertung der Restgastoleranz und der Verbrennungsstabilität

Wie bereits in den letzten Abschnitten dargestellt, wurde aufgrund der komplexen Zusammenhänge eine Methodik auf Basis der CFD-Simulation entwickelt, die eine Voraussage der Restgastoleranz homogener Brennverfahren ermöglicht. Vor deren Erläuterung soll zunächst der derzeitige Wissensstand hinsichtlich Verbrennung und Gemischentflammung skizziert werden, sofern er für diese Arbeit relevant ist.

7.1 Chemische und kinetische Grundlagen der Verbrennung

Bekanntermaßen läuft die hier für ein stöchiometrisches Luftverhältnis und vollständige Verbrennung formulierte Bruttoreaktion der Oxidation von Kohlenwasserstoffen mit der Reaktionsenthalpie $\Delta_R H$:



in einer Vielzahl von Elementarreaktionen ab. Die Initiierung dieser Reaktionen bedarf zunächst der Bildung aktiver Radikale und der Einbringung von Aktivierungsenergie. Je nach dem Ablauf der Entflammung wird dabei unterschieden zwischen einer thermischen und einer chemischen Explosion. In beiden Fällen wird durch eine rasch ablaufende Kettenreaktion eine sprunghafte Energiefreisetzung verbunden mit einem Anstieg der Temperatur erreicht.

Gemäß Semenov ist die thermische Explosion gekennzeichnet durch die Freisetzung von Wärmeenergie, die die Verluste des Systems übersteigt und damit die Reaktionen weiter anfacht und die Explosion des Gemischs zur Folge hat [7.1].

Die chemische Explosion wiederum setzt voraus, dass durch Kettenverzweigungsreaktionen mehr aktive Radikale erzeugt werden, als durch Kettenabbruchreaktionen vernichtet. Bei der Entflammung von Kohlenwasserstoffen zeigt sich dabei ein Zündverhalten, das stark temperatur- und druckabhängig ist. Pilling nimmt etwa eine Unterteilung in Hochtemperaturoxidation, Niedertemperaturoxidation sowie einen Übergangsbereich vor, siehe Abbildung 7.1 [7.2].

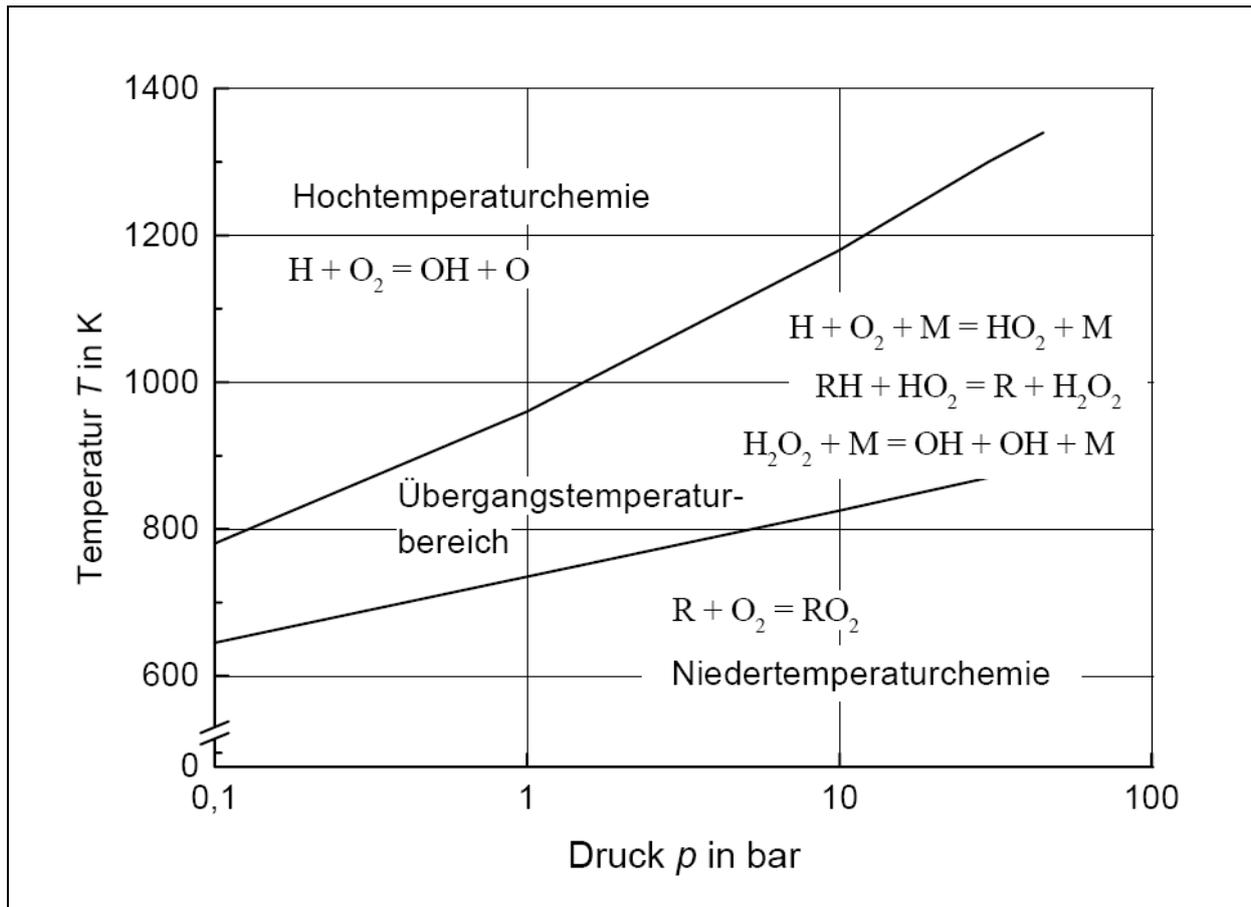
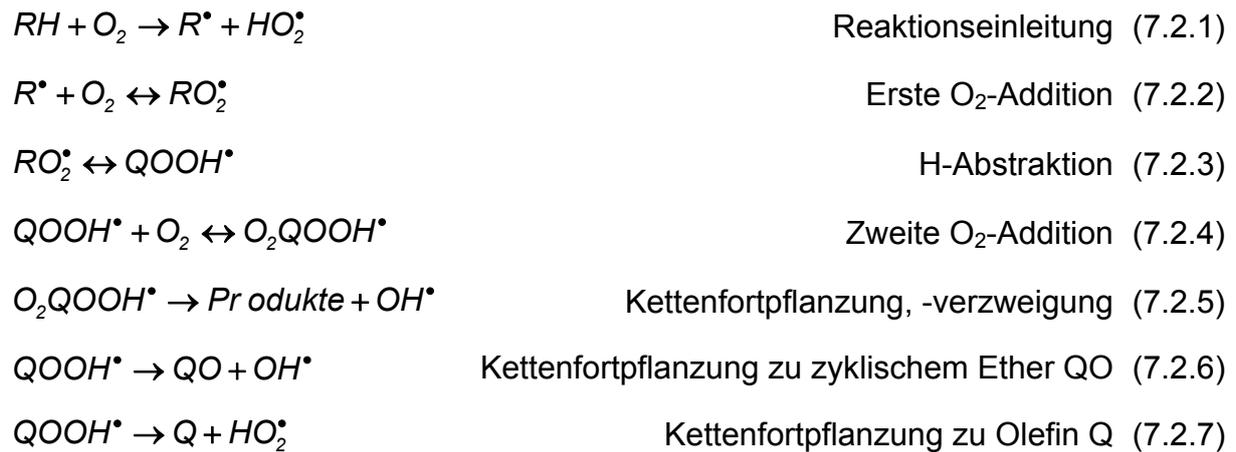


Abbildung 7.1: Chemie der Kohlenwasserstoffoxidation [7.2]

Im Bereich der Hochtemperaturoxidation dominiert die Chemie der O^\bullet - und OH^\bullet -Radikalenbildung, die jedoch bei tieferen Temperaturen und höheren Drücken deutlich langsamer wird. Es wird dann vielmehr die HO_2 - und H_2O_2 -Chemie bestimmend. Im Folgenden soll der im Verbrennungsmotor stattfindende Ablauf der Selbstzündung von der Niedertemperaturoxidation bis hin zur letztendlichen Entflammung des Gemischs skizziert werden. Anschließend wird auf die Besonderheiten der Fremdzündung eingegangen, siehe Kapitel 7.2.

Die nachfolgenden Gleichungen stellen die wesentlichen Reaktionen der Niedertemperaturoxidation bis zur ersten Entflammung der Kohlenwasserstoffe dar:



Die bestimmende Reaktion ist die erste Sauerstoffanlagerung an ein Kohlenwasserstoffradikal nach Gleichung 7.2.2. R^\bullet steht dabei für den Alkylrest, der durch eine erste Wasserstoffabspaltung aus dem Alkan RH entsteht. Die Gleichgewichtskonstante und damit die Reaktionsgeschwindigkeit von Gleichung 7.2.2 weist eine starke Temperaturabhängigkeit auf und begünstigt bei tiefen Temperaturen die Bildung des RO_2^\bullet -Peroxyradikals, während bei höheren Temperaturen das Gleichgewicht auf der Seite der Ausgangsprodukte liegt. Der Grund für diesen Mechanismus liegt in der schwachen $(R-O_2)^\bullet$ -Bindung, die bei hohen Temperaturen wieder zerfällt. Systeme, die der Chemie der Niedertemperaturoxidation unterliegen, weisen deshalb einen negativen Temperaturkoeffizienten (*Negative Temperature Coefficient NTC*) auf, d. h. dass die durch steigende Temperaturen angefachte Reaktionsrate sich ab einer Schwellentemperatur wieder deutlich verlangsamt. Dies basiert auf einer veränderten Abfolge der chemischen Reaktionen und wird später erläutert.

Die Wasserstoffanlagerung in der an die beschriebene Bildung des Peroxy-Radikals folgenden Isomerisierungsreaktion ist die Grundlage der weiteren Reaktionen mit Erzeugung von OH^\bullet -Radikalen und der Bildung von Reaktionsprodukten. Eine direkte Bildung von Alkenen und zyklischen Etherverbindungen ist gemäß den Gleichungen 7.2.6 und 7.2.7 möglich. Eine Beschleunigung des Reaktionsablaufs kann nach der Anlagerung eines zweiten Sauerstoffmoleküls, siehe Gleichung 7.2.4, erfolgen, die die Entstehung von einer Vielzahl von Reaktionsprodukten ermöglicht.

Durch die im Zuge der beschriebenen Reaktionen steigende Temperatur bewirkt die stark temperaturabhängige Gleichgewichtskonstante von Reaktion 7.2.2 eine Verschiebung des Gleichgewichts auf die linke Seite, was zu unterschiedlichen chemi-

schen Abläufen und zum bereits angesprochenen negativen Temperaturkoeffizienten führt:

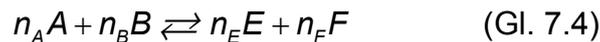


Statt der Reaktionen 7.2.3 bis 7.2.7 werden im mittleren Temperaturbereich ($900 \text{ K} < T < 1100 \text{ K}$) Alkene und HO_2^* -Radikale gebildet (Kettenfortpflanzung), was zu einer verminderten Reaktionsgeschwindigkeit führt. Die HO_2^* -Radikale reagieren weiter zu Wasserstoffperoxid H_2O_2 , einem stabilen Molekül. Dieser Vorgang wird als degenerierte Kettenverzweigung bezeichnet. Bei langsam ansteigender Temperatur findet oberhalb von 1000 K schließlich ein schneller Zerfall des Wasserstoffperoxids statt, der die zweite Zündphase einleitet. Durch die starke Verzweigungsreaktion und die damit verbundene Entstehung großer Mengen an OH^* -Radikalen wird der Zündvorgang erneut angefacht und es kommt zu einer Wärmefreisetzung, die den Hochtemperaturmechanismus einleitet und zur endgültigen Explosion des Gemischs führt. Die vorgenannten Reaktionen bis zum Einsetzen des Hochtemperaturmechanismus werden als **Zündverzug** bezeichnet. Sie finden beim Otto-Motor am Ende der Kompression, im unverbrannten Gemisch während der Verbrennung und in der Vorheizzone der Flammenfront statt. Neben der Einleitung der konventionellen Verbrennung ist dieser Vorgang bedeutsam für die klopfende Verbrennung und das HCCI-Brennverfahren, die hier nicht näher erläutert werden sollen. Beim Diesel-Motor führen diese chemischen Abläufe zur konventionellen Selbstzündung.

Während der Hochtemperaturoxidation ($T > 1100 \text{ K}$), oder chemischen Explosion, werden in einer Vielzahl von Kettenverzweigungsschritten Radikale gebildet (siehe Gleichung 7.3.4), die die Kohlenwasserstoffmoleküle angreifen und zu kleinen Bruchstücken zerlegen. Die so entstandenen Alkene und Alkadiene reagieren unter der Einwirkung der in den Verzweigungsreaktionen entstandenen Kettenträger H^* , O^* und OH^* weiter zu Aldehyd, wie Acetaldehyd CH_3CHO und Formaldehyd $HCHO$, was mit einer ersten relevanten Energiefreisetzung verbunden ist. In der an-

schließenden blauen Flamme werden CO , H_2 und H_2O gebildet, wobei 30 % der im Kraftstoff gespeicherten thermischen Energie freigesetzt werden. Beim Aufoxidieren von CO zu CO_2 werden schließlich die verbleibenden 60 %, und damit der wesentliche Teil, der gespeicherten Wärmeenergie freigesetzt.

Der Ablauf und die Kinetik der beschriebenen Einzelreaktionen kommen durch das Massenwirkungsgesetz zum Ausdruck. Für die allgemeine chemische Reaktion:



mit den stöchiometrischen Koeffizienten n_A bis n_F wird beispielsweise die zeitliche Veränderung des Produkts E beschrieben durch

$$\frac{d[E]}{dt} = n_E \left(\bar{k} [A]^{n_A} [B]^{n_B} - \bar{k} [E]^{n_E} [F]^{n_F} \right), \quad (\text{Gl. 7.5})$$

wobei die Konzentration der teilnehmenden Partner in eckigen Klammern steht und \bar{k} und \bar{k} die Geschwindigkeitskoeffizienten der chemischen Reaktion in beide Richtungen darstellen. Diese wiederum können in der verallgemeinerten Arrhenius-Form formuliert werden

$$k = A \cdot T^b \cdot \exp\left[-\frac{E_A}{\tilde{R}T}\right], \quad (\text{Gl. 7.6})$$

mit der Aktivierungsenergie E_A , der molaren Gaskonstante \tilde{R} , der Temperatur T , sowie den empirischen Konstanten A und b . Der exponentielle Term gibt dabei den Anteil der reaktiven Kollisionen in Abhängigkeit der Temperatur und der Aktivierungsenergie an.

Für den Motorprozess bedeutet dies, dass neben der Verfügbarkeit der Reaktanten und damit der Gemischzusammensetzung (Gleichung 7.5) der Gemischzustand und dabei insbesondere die Temperatur bedeutsam sind (Gleichung 7.6). Ein Anstieg der Temperatur führt zu einer Erhöhung der kinetischen Energie der Reaktionsteilnehmer und damit zu einer erhöhten Reaktionswahrscheinlichkeit. Im Gegensatz dazu führt ein hoher Anteil inerter Gase, wie er etwa bei einer Rückführung von Verbrennungsgas in den Brennraum in Form von interner oder externer Abgasrückführung vor-

kommt, zu einer Herabsetzung der Kollisions- und Reaktionswahrscheinlichkeit der Reaktanten und damit zu einer ungünstigeren Entflammung und langsameren Verbrennung. Eine ähnliche Wirkung haben magere und stark angereicherte Gemische bedingt durch den Überschuss an Luft bzw. Kraftstoff. Dabei wird durch die Wärmekapazität der nicht an der Reaktion teilnehmenden Gemischanteile die Reaktionszone abgekühlt, was wiederum zu einer Abnahme der Reaktionsgeschwindigkeit führt. Gegenüber der Abgasrückführung haben magere Gemische dabei den Vorteil einer höheren Sauerstoffkonzentration. Demzufolge ist bei Brennverfahren mit Gemischabmagerung eine stabile Verbrennung für höhere Ladungsverdünnungsraten möglich, woraus ein grundsätzlich höheres Potenzial hinsichtlich Verbrauchsabsenkung resultiert [7.3]. Bei der praktischen Umsetzung dieser Brennverfahren in Magermotoren ergeben sich jedoch Nachteile hinsichtlich der Abgasnachbehandlung, die, insbesondere im Hinblick auf die zukünftige Gesetzgebung, den Einsatz zusätzlicher DeNO_x-Katalysatoren erfordert.

Stöchiometrische Brennverfahren hingegen, die eine Verbrauchsreduzierung mit hohen Abgasrückführaten realisieren, können mit konventionellem Drei-Wege-Katalysator betrieben werden und führen zudem durch eine Absenkung des Isentropen-Exponenten der Zylinderladung zu geringeren Verbrennungstemperaturen, was wiederum einen positiven Einfluss auf die NO_x-Emission und die Wandwärmeverluste hat. Aus den vorgenannten technischen und wirtschaftlichen Gründen hat sich bisher vor allem bei kleinvolumigen Motoren mit hohen Stückzahlen die Abgasrückführung zur Verbrauchsreduzierung durchgesetzt.

Grundsätzlich bleibt festzuhalten, dass aufgrund der geringeren Konzentrationen der Reaktanten und der niedrigeren Temperaturen in der Reaktionszone die Anwesenheit von Restgas zu einer wesentlichen Verlangsamung und Destabilisierung der Verbrennung führt. Darin liegt die in Kapitel 7.7 dargestellte maximale Restgastoleranz des Brennverfahrens begründet. Neben den hier dargestellten reaktionskinetischen Einflüssen ist die Vergrößerung der Reaktionszone durch die Turbulenz zu beachten, die der Verzögerung durch inerte Gase entgegenwirkt. Dies wird in den Kapiteln 7.3 und 7.6 näher erläutert.

7.2 Gemischentflammung im Otto-Motor

Die Otto-Motorische Verbrennung wird durch den Überschlag eines Zündfunkens an der Zündkerze eingeleitet. Für ein ruhendes, stöchiometrisches Gemisch sind hierfür Energien von etwa 0,2 mJ für die Entflammung aufzubringen [2.18]. Wie bereits erläutert, kann die Reaktionswahrscheinlichkeit durch diverse Einflüsse wie die Anwesenheit von Restgas bzw. magere und angereicherte Gemische herabgesetzt werden. Um die Entflammung unter allen Umständen zu gewährleisten stehen deshalb in modernen Zündsystem Zündspannungen von bis zu 35 kV und einer Zündenergie von etwa 30 mJ zur Verfügung. Induktive Hochenergiezündsysteme für Verbrennungsverfahren mit strahlgeführter Direkteinspritzung liefern sogar bis zu 120 mJ [7.4]. Der Ablauf der Zündung kann dabei in die drei aufeinander folgenden Teilschritte Durchschlagsphase, Bogen- und Glühphase unterteilt werden. Während der Durchschlagsphase entsteht in einem Zeitfenster von etwa 60 ns durch die Ionisierung des Gases ein elektrisch leitfähiger Kanal mit einem Durchmesser von etwa 40 μm , Temperaturen von 60.000 K und lokalen Drücke von 100 bar. An den Kathoden liegen dabei Spannungen von etwa 10 kV bei Spitzenstromstärken von 200 A an. Das Gas in diesem Kanal liegt als vollständig ionisiertes und dissoziiertes Plasma vor. Die Bildung stabiler Moleküle infolge chemischer Reaktionen, wie sie im vorigen Kapitel beschrieben wurden, ist aufgrund der hohen Temperaturen nicht möglich. Ein Teil der in das Plasma eingespeisten Energie wird durch die entstehende Schockwelle in das umliegende Gemisch abtransportiert, es kommt dabei zu einer raschen Expansion des Plasmas und einem starken Abfall von Druck und Temperatur. Im Anschluss an die Durchschlagsphase nehmen Spannung und Stromstärke um etwa zwei Größenordnungen ab. Der Ionisierungsgrad des Plasmas sinkt auf Werte $< 1\%$, bei immer noch hohem Dissoziationsgrad und einem hohen Anteil an reaktiven Teilchen. Das expandierende Zündplasma wird in weiterer Folge durch die Energie des Zündfunkens und die ersten einsetzenden exothermen Reaktion gespeist. Die Temperaturen sinken während der Zünddauer auf Werte von etwa 6.000 K ab. Der gesamte Zündvorgang hat eine zeitliche Erstreckung von Millisekunden. In den Begrifflichkeiten von Kapitel 7.1 bedeutet dies, dass an den Rändern des Zündplasmas durch die Zufuhr thermischer Energie und die Dissoziation des Gemischs die Erfordernisse sowohl für eine thermische als auch für eine chemische

Explosion gegeben sind. Durch die hohe Energiezufuhr des Zündfunken wird die Hochtemperaturoxidation unmittelbar ausgelöst.

Untersuchungen von Maly zur Geschwindigkeit der durch den Zündfunken initiierten Schockwelle konnten beispielsweise anhand der Expansionsgeschwindigkeit des Zündplasmas in Luft und stöchiometrischem Luft-Methan-Gemisch nachweisen, dass bereits ab etwa 20 μs exotherme Reaktionen einsetzen, was die unmittelbare Aktivierung der Hochtemperaturmechanismen beweist [7.5].

Beim Entflammungsprozess des Otto-Motors ist der Begriff des Zündverzugs deshalb irreführend. Der Zündfunke bewirkt eine sofortige thermische Explosion des Gemischs, wie sie in den Modellen der thermischen und chemischen Explosion beschrieben werden. Heywood schlägt etwa vor, den Begriff Zündverzug durch Flammenentwicklungswinkel zu ersetzen (*Flame-Development Angle*) [2.18]. Nichts desto trotz sind die Begriffe Zündverzug und Brenndauer Bestandteil der für die messtechnische Untersuchung der ottomotorischen Verbrennung angewandten Terminologie. Im Folgenden wird demnach gemäß der prüfstandsseitigen Definition für den Zündverzug der Kurbelwinkelbereich zwischen dem Zündzeitpunkt und dem Umsatzpunkt von 5 % Kraftstoffmasse, für die Brenndauer der Kurbelwinkelbereich zwischen dem Umsatz von 5 % und 90 % Kraftstoffmasse festgelegt.

Wiederum Untersuchungen von Maly zeigten, dass der Zeitpunkt des Einsetzens der exothermen Reaktionen durch eine Veränderung der Zündenergie während der Bogen- und Glühphase nicht wesentlich verändert werden kann. Der Autor schließt daraus, dass nach etwa 20 μs eine ausreichend rasche Flammenfront entstanden ist, deren Energiefreisetzung die Wärmeverluste an das umliegende Gemisch überkompensiert. Demnach hat die Charakteristik des Funkendurchschlags den größten Einfluss auf die Entflammung [7.6]. Eine Erhöhung der Zündenergie während dieser Phase führt zu einer Vergrößerung des Zündplasmas. Die dadurch bedingte erhöhte Produktion an reaktiven Teilchen führt gemeinsam mit der Wärmeleitung und Stoffdiffusion an der durch hohe Temperatur- und Konzentrationsgradienten gekennzeichneten Kernoberfläche zu einer stabileren Entflammung. Für diese Arbeit, die sich mit der Voraussage einer stabilen Verbrennung für homogene Brennverfahren beschäftigt, bedeutet dies, dass die Analyse der beschreibenden Kennzahlen auf die unmittelbare Umgebung der Zündkerze beschränkt werden kann, siehe Kapitel 7.8.

Aus dem Gesagten lässt sich auch schließen, dass alternative Zündsysteme, wie etwa die Laser-Zündung, hier für die Zukunft beträchtliches Potenzial aufweisen.

Durch das Einspeisen hoher Zündenergien während weniger Nanosekunden kann ein großes Zündplasma erzeugt werden mit den beschriebenen positiven Effekten. Untersuchungen von Graf zeigten, dass so gegenüber der konventionellen Funkenzündung insbesondere bei hohen Restgasraten vor allem eine kürzere Zündverzugszeit erreicht werden kann, die definiert ist als der Kurbelwinkelbereich zwischen der Zündung und dem Umsatz von 5 % der Kraftstoffmasse. Dies führt zu einer Verminderung des Zündwinkels und zu einer Erhöhung des Verbrennungswirkungsgrads [7.7]. Durch die stabilere Entflammung ist damit eine erhöhte Restgasverträglichkeit bei definiertem Variationskoeffizienten des indizierten Mitteldrucks COV_{pmi} , siehe Kapitel 7.7, darstellbar, was Potenzial für eine Absenkung des Kraftstoffverbrauchs bzw. für eine Reduzierung der NO_x -Emissionen eröffnet. Ein weiterer Vorteil der Laserzündung ist eine entlang der optischen Achse freie Wahl des Zündorts. Durch eine Zündung im Brennraumzentrum kann so eine große Flammenoberfläche ohne Wandkontakt erreicht werden, was zu schnellerem Durchbrennen der Zylinderladung und geringeren Wärmeverlusten an den Brennraumwänden führt. Diesen vielfältigen Vorteilen stehen jedoch extrem hohe Systemkosten gegenüber, die einen Einsatz dieser Technologie zumindest im Automobilsektor mittelfristig in Frage stellen.

Eine erhöhte Verträglichkeit des Brennverfahrens gegenüber Ladungsverdünnung ist gemäß Schwarz zudem durch eine Verlängerung der Funkendauer bei gleicher Zündenergie erreichbar [7.8]. Der Autor verlängerte den Zündfunken von 12 auf 60 $^{\circ}KW$ (5 ms bei 2.000 1/min) und schwächte so den Einfluss der zyklischen Schwankungen der Luft- und Kraftstoffzufuhr auf das Gemisch während des Zündvorgangs ab. Als besonders wirkungsvolle Maßnahme erwies sich die Kombination aus erhöhter Zündenergie und verlängerter Funkendauer. Geiger et al. konnten die positive Wirkung einer längeren Funkendauer auf die Abmagerfähigkeit des Gemischs durch den Vergleich unterschiedlicher Zündsysteme bestätigen [7.3].

Neben dem Einfluss der Zuführung der Zündenergie wurden diverse konstruktive Parameter der Zündkerze hinsichtlich ihrer stabilisierenden Wirkung auf die Verbrennung untersucht [7.3, 7.8]. Dabei konnte gezeigt werden, dass eine Erhöhung des Elektrodenabstands, eine Verringerung des Elektrodendurchmessers sowie ein tieferes Hineinragen der Elektroden in den Brennraum zu einer Erhöhung der Gemischabmagerfähigkeit führen. Die wesentlichen Mechanismen stellen dabei die Zugänglichkeit der Funkenstrecke für das Gemisch, die Temperatur der Elektroden und die Wärmeabfuhr an den Oberflächen der Elektroden dar. Alger et al. konnten in einem

Vergleich handelsüblicher Zündkerzen zeigen, dass eine geringe Oberfläche der Elektroden und eine kleine Mittelelektrode zu einer schnellen Ausbreitung der Initialflamme und damit zu einer stabilen Entflammung führen [7.9]. Der Reduktion des Mittelelektroden durchmessers ist jedoch durch die Dauerhaltbarkeit der Kerze und dem Verschleiß durch Abbrand Grenzen gesetzt.

Untersuchungen von Geiger et al. mit Gleitfunken- und Wirbelkammer-Zündkerzen zeigten gegenüber der herkömmlichen Zündkerze mit Dachelektrode keine zusätzliche Verbesserung hinsichtlich der Gemischabmagerfähigkeit. Zusätzliches Potenzial konnte dagegen durch die Verwendung einer mit Methan gespülten Wirbelkammer erschlossen werden. Es wurden Abmagerungsraten bis zu einem Luftverhältnis von etwa 2 erreicht [7.3].

7.3 Beschreibung der turbulenten Flammenausbreitung

Aufgrund der im letzten Abschnitt diskutierten kurzen Zeitskalen des Zündvorgangs und den hohen räumlichen und zeitlichen Gradienten der physikalischen Zustandsgrößen, ist die Darstellung der Zündung mit den Diskretisierungsmöglichkeiten der CFD-Simulation derzeit nicht zuverlässig reproduzierbar. Legt man etwa für eine typische transiente Berechnung der Ansaug- und Kompressionsphase eines Otto-Motors eine Zellgröße von ca. 1 mm und eine zeitliche Auflösung von 0,1 μs (ca. 10^{-5} s bei 2.000 1/min) zugrunde, dann ist leicht einsichtig, dass etwa der komplexe Vorgang des Funkendurchschlags mit einer zeitlichen Erstreckung in der Größenordnung von 10^{-9} s und die unmittelbar daran anschließende Expansion des Zündplasmas numerisch nicht auflösbar sind. Auch die steilen Temperatur- und Konzentrationsgradienten die an der Oberfläche des Zündplasmas bzw. in der Reaktionszone der Flammenfront herrschen und typischerweise eine räumliche Ausdehnung von etwa 0,01 mm haben [7.10], können mit den üblichen Rechengittern nicht erfasst werden.

Für die ingenieurmäßige Beschreibung der Verbrennung wird deshalb auf empirische Modelle zurückgegriffen, die die Flamme in ihren jeweiligen Phasen hinreichend gut beschreiben. Ein derzeit weit verbreiteter Ansatz für die Geschwindigkeit der laminaren Flammenfront s_L , wie sie unmittelbar nach der Entflammung vorliegt, ist die von Keck et al. eingeführte Beziehung [7.11]:

$$s_L = s_{L,0}(\phi) \cdot \left(\frac{T_u}{T_0}\right)^\alpha \cdot \left(\frac{p}{p_0}\right)^\beta \cdot (1 - 2,06 \cdot \tilde{x}_{RG}^{0,77}) \quad (\text{Gl. 7.7})$$

$s_{L,0}(\phi)$ stellt die vom Luftverhältnis abhängige laminare Flammgeschwindigkeit bei Referenzdruck 1 bar, Referenztemperatur 300 K und reinem Gemisch ohne Restgas dar. ϕ ist der in der englischsprachigen Literatur gebräuchliche Kehrwert des Luftverhältnisses (*Equivalence Ratio*). T_u ist die Temperatur des unverbrannten Gemischs, p der Druck. T_0 und p_0 bezeichnen die Referenzgrößen für Temperatur und Druck. \tilde{x}_b ist der Restgasanteil.

Auf Basis detaillierter Untersuchungen von Gülder et al. wurde ein exponentieller Ansatz für die laminare Flammgeschwindigkeit bei Referenzbedingungen $s_{L,0}(\phi)$ gewählt [7.12]:

$$s_{L,0} = Z \cdot \omega \cdot \phi^\eta \cdot e^{-\xi(\phi - \phi_m)^2}, \quad (\text{Gl. 7.8})$$

wobei Z , ω , η , ξ und ϕ_m kraftstoffspezifische Kenngrößen darstellen, die für Iso-Oktan (C_8H_{18}) folgendermaßen angegeben werden:

Tabelle 7.1: Wahl der Parameter für die laminare Flammgeschwindigkeit nach Gülder

Kraftstoff	Kennwerte						
	Z	ω [m/s]	η	ξ	ϕ_m	α	β
Iso-Oktan	1	0,4658	-0,326	4,48	1,075	1,56	-0,22

Aufnahmen mit der Schlieren-Technologie bzw. Shadowgraph-Fotografien zeigten, dass die Flamme unmittelbar nach dem Zündfunken eine glatte Oberfläche aufweist und damit in guter Näherung laminaren Charakter hat [2.18]. Erst nach einer gewissen Übergangszeit (*Transition Time*) entwickelt sich unter Einwirkung des turbulenten Strömungsfelds eine turbulente Flammenfront. Dabei ist die Modellvorstellung, dass die großen Wirbel, deren Größe die Dicke der Reaktionszone wesentlich übersteigt, zu einer Faltung und, bei zunehmender Turbulenz, zu einem Aufreißen der Flammenfront führen. Diese Faltung der Flamme bewirkt eine Vergrößerung der Ober-

fläche der Reaktionszone und damit höhere Umsatzraten, was etwa der Verlangsamung der Reaktion bei hohen Restgaskonzentrationen entgegenwirkt. Obwohl sich die Flamme lokal immer noch wie eine laminare Flamme verhält, führt die Vergrößerung der Oberfläche zu einer scheinbaren Erhöhung der Flammengeschwindigkeit, die zunächst von Damköhler beschrieben wurde [7.13]:

$$\frac{s_T}{s_L} = 1 + \frac{u'}{s_L} \quad (\text{Gl. 7.9})$$

wobei s_T die turbulente Flammengeschwindigkeit und u' die Turbulenzintensität sind. Diese einfache Beziehung wurde von zahlreichen Autoren modifiziert und diversen Messdaten angepasst [7.14, 7.15].

Zwischenzeitlich existieren detailliertere Modelle, wie das Folgende von Herweg und Maly, die den kontinuierlichen Übergang des anfänglich laminaren Flammenkerns in die vollturbulente Flamme beschreiben [7.16]:

$$\frac{s_T}{s_L} = l_0 + l_0^{1/2} \cdot \left(\frac{[\bar{u}^2 + u'^2]^{1/2}}{[\bar{u}^2 + u'^2]^{1/2} + s_L} \right)^{1/2} \cdot \left(1 - \exp\left(-\frac{r_k}{L_x}\right) \right)^{1/2} \cdot \left(1 - \exp\left(-\frac{[\bar{u}^2 + u'^2]^{1/2} + s_L}{L_x} \cdot t\right) \right)^{1/2} \cdot \left(\frac{u'}{s_L} \right)^{5/6}, \quad (\text{Gl. 7.10})$$

wobei l_0 die Dehnungsrate der Reaktionszone, t die Zeit und r_k den Radius des von der Flammenfront erfassten Brennraumvolumens darstellen. Durch die beiden exponentiellen Ausdrücke wird die Einwirkung der Turbulenz auf die Reaktionszone in Abhängigkeit ihrer räumlichen und zeitlichen Entwicklung berücksichtigt. Gemäß obiger Vorstellung wird etwa die Flamme nur dann von der Turbulenz beeinflusst, wenn der Flammenkernradius r_k in der Größenordnung der großen Turbulenzwirbel mit Durchmesser L_x ist, siehe Kapitel 3.1.2. Ansonsten hat die Turbulenz konvektive Wirkung und führt zu einer makroskopischen Bewegung der Flamme. Aufgrund der zahlreichen turbulenten Kennzahlen, die in die Berechnung eingehen, findet dieses Modell primär im Bereich der numerischen CFD-Analyse Anwendung.

Für die motorische Verbrennung bedeutet demnach ein erhöhtes Maß an Turbulenz und eine höhere turbulente Flammengeschwindigkeit eine geringere Brenndauer,

einen höheren Verbrennungswirkungsgrad und damit ein Potenzial zur Kraftstoff einsparung. Zudem erlaubt eine schnelle Verbrennung bei optimalem 50%-Umsatzpunkt von ca. 7 °KWnZOT einen geringeren Zündwinkel. Aufgrund der hohen Druck- und Temperaturgradienten während des Kompressionstakts wird so durch den näher am oberen Totpunkt liegenden Zündzeitpunkt eine höhere Temperatur mit günstigeren Zündbedingungen und höheren Reaktionsraten, siehe Gleichung 7.6, sowie eine höhere laminare Flammgeschwindigkeit für eine stabile Entflammungsphase erreicht. Um den Einfluss des Zündwinkels und damit des Drucks und der Temperatur auf die laminare Flammgeschwindigkeit aufzuzeigen, ist in Abbildung 7.2 der Quotient aus laminarer Flammgeschwindigkeit in Abhängigkeit von Druck und Temperatur und deren Wert bei Referenzbedingungen $s_L/s_{L,0}(\phi = 1)$ gemäß Gleichung 7.7 über Grad Kurbelwinkel aufgetragen.

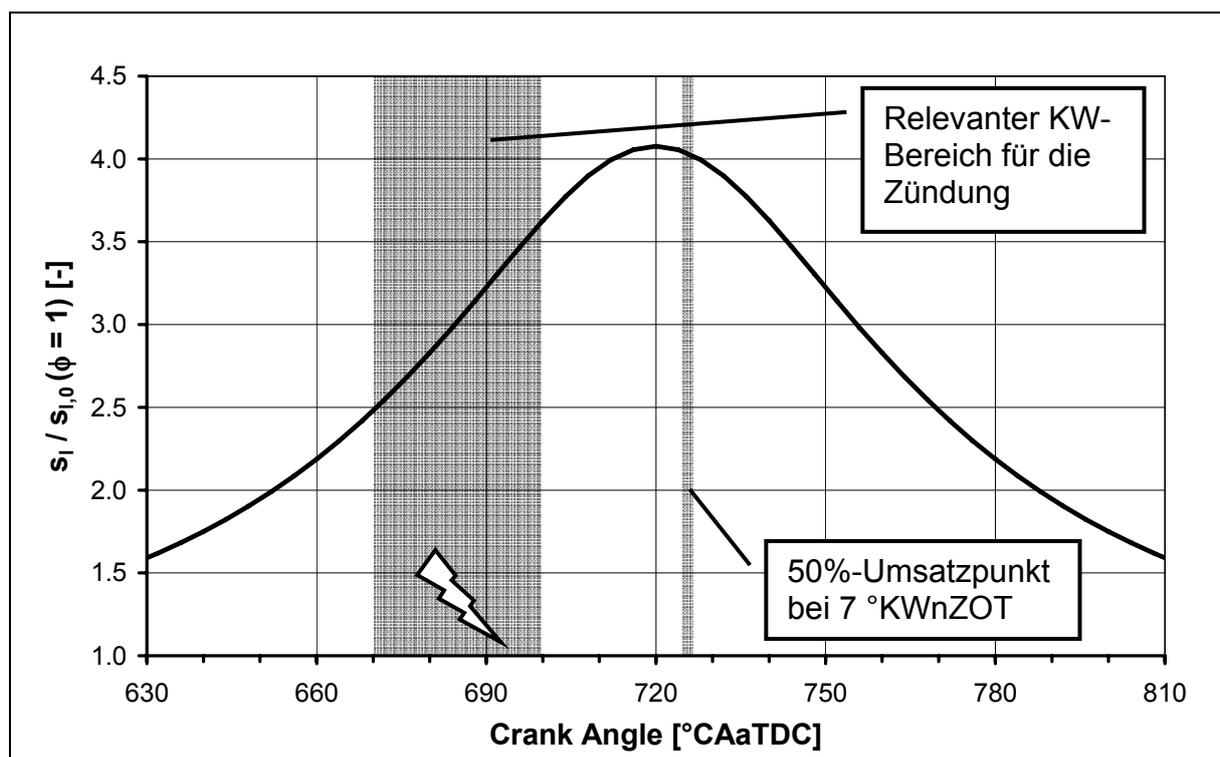


Abbildung 7.2: Berechneter Verlauf der relativen laminaren Flammgeschwindigkeit über Grad Kurbelwinkel (stöchiometrisches Gemisch ohne Restgas)

Dem Diagramm zugrunde liegt die Annahme eines stöchiometrischen Gemischs sowie die Abwesenheit von Restgas. Der Druck- und Temperaturverlauf im Zylinder entstammt der 1D-Simulation [5.7]. Im Diagramm gekennzeichnet sind die optimale

Lage des 50%-Umsatzpunkts und ein typischer Kurbelwinkelbereich, innerhalb dessen in Abhängigkeit der Brenndauer die Zündung erfolgt.

Ein Vergleich der Kurvenwerte an den beiden Rändern des Zündbereichs zeigt, dass bei einer schnellen Verbrennung und spätem Zündzeitpunkt eine höhere laminare Flammengeschwindigkeit und damit ein schnelleres Wachstum der Initialflamme erreicht wird, was sich günstig auf die stabile Entflammung des Gemischs auswirkt. Insbesondere bei hohen Restgaskonzentrationen, wie sie bei einer starken Entdrosselung aufgrund einer externen Abgasrückführung üblich sind, kommt es zu einer deutlichen Verlängerung der Brenndauer, siehe Gleichung 7.7. Ein hohes Maß an Turbulenz zum Zündzeitpunkt und während der Verbrennung kompensiert diesen Effekt, verkürzt die Brenndauer aufgrund der höheren turbulenten Flammengeschwindigkeit und ermöglicht eine Zündung des Gemischs bei höheren Drücken und Temperaturen, womit ein wesentlicher positiver Einfluss der Turbulenz auf die Entflammung identifiziert werden kann.

Experimentelle Untersuchungen von Lord et al. mit einer mit Lichtleitern ausgerüsteten Zündkerze konnten ein schnelleres Wachstum der Initialflamme bei geringer werdendem Zündwinkel bestätigen. Die Autoren führen diese Beobachtung, neben einer besseren Homogenisierung und einer höheren Turbulenz, insbesondere auf eine höhere Temperatur der Zylinderladung zurück [7.17].

7.4 Homogenisierung und Schichtung

Wie im letzten Abschnitt beschrieben, existiert eine Abhängigkeit der laminaren und turbulenten Flammengeschwindigkeiten s_L und s_T von zahlreichen Zustandsgrößen des Arbeitsgases in der Form:

$$s_T = s_T(p, T, \lambda, k, \tilde{x}_{RG}) = s_T(s_L, k) \quad (\text{Gl. 7.11})$$

Demnach ist der zeitliche und räumliche Verlauf dieser Einflussgrößen signifikant für die Entflammung und das Durchbrennen der Zylinderladung. Insbesondere der Verlauf dieser Größen im Bereich der Zündkerze spielt eine große Rolle.

Im Folgenden sollen die Ergebnisse der CFD-Simulation für die unterschiedlichen Arten der Ladungsbewegung im Hinblick auf die Verteilung des Kraftstoffs, des Restgases und der Turbulenz untersucht und hinsichtlich ihrer Bedeutung für die Ent-

flammung diskutiert werden. Die Diskussion erfolgt am Beispiel des Motors mit Direkteinspritzung (DE), da die Unterschiede zwischen den einzelnen Konzepten aufgrund des späteren Einspritz-Zeitpunkts und des damit verbundenen größeren Einflusses der Zylinderinnenströmung auf die Gemischbildung deutlicher zu Tage treten. Die wesentlichen Aussagen gelten jedoch in gleicher Form für den Motor mit Kanaleinspritzung (KE), siehe Abschnitt 4.

In Abbildung 7.3 sind die signifikanten Größen im Bereich der Gemischentflammung bei 690 °KWnZOT in Form von Konturplots in zwei mittigen, zueinander orthogonalen Schnitten durch den Brennraum dargestellt.

Auffällig für alle drei Konzepte sind die Parallelen in der räumlichen Verteilung des Kraftstoffs und des Restgases, was wiederum den Einfluss der Zylinderinnenströmung auf die globale Homogenisierung unterstreicht. Das Konzept ohne Maßnahmen zur Ladungsbewegung führt dabei zu einer unzureichenden Durchmischung von Luft, Kraftstoff und Restgas mit hohen Gradienten im Brennraum, das Konzept mit erhöhter Tumble-Zahl zu einer guten Homogenisierung und das Konzept mit erhöhter Drall-Strömung zu der bereits in Kapitel 6.5 diskutierten vertikalen Schichtung. Betrachtet man die rechte Spalte, so stellt man ferner fest, dass für das Basis-Konzept und das Konzept mit erhöhter Tumble-Strömung eine zur Zündkerze symmetrische räumliche Verteilung des Kraftstoffs und des Restgases vorliegt, die durch die in guter Näherung gegebene Symmetrie von Einströmvorgang und Einspritzung zustande kommt.

Die höheren Geschwindigkeiten im Brennraum führen bei beiden Konzepten mit erhöhter Ladungsbewegung zu einer deutlichen Anhebung des Turbulenzniveaus im Brennraum, siehe Abschnitt 5. Dies hat die im vorhergehenden Kapitel diskutierte beschleunigte Verbrennung mit einer Zündung bei höheren Drücken und Temperaturen zur Folge und ist damit günstig für die Verbrennungsstabilität bei hohen Restgaskonzentrationen, wie sie etwa bei externer Abgasrückführung entstehen.

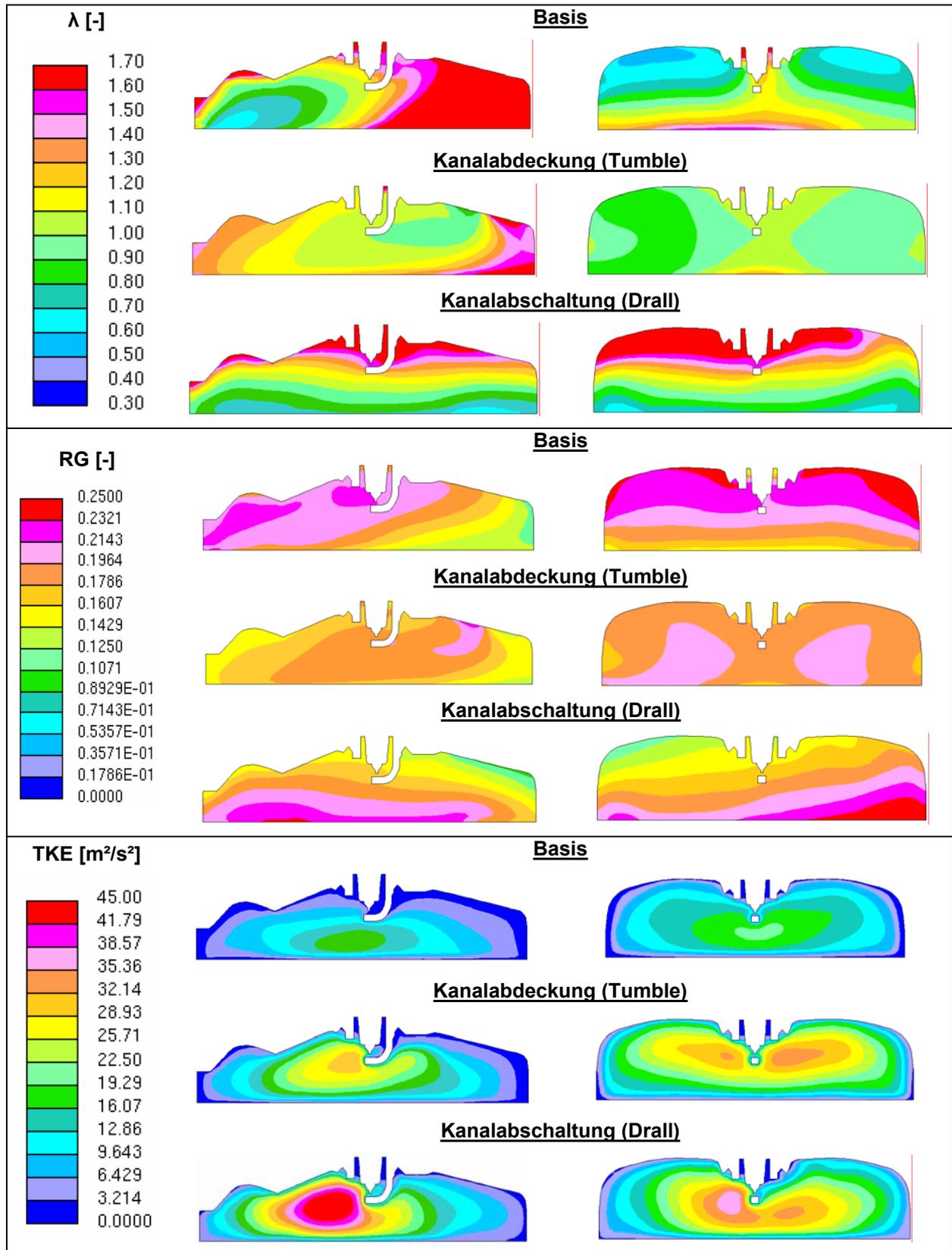


Abbildung 7.3: Zustandsgrößen Luftverhältnis λ , Turbulenz TKE und Restgaskonzentration RG im Brennraum bei 690 °KWnZOT (Referenz, DE1 und DE2, Teillast)

Die gute Homogenisierung und das nahezu stöchiometrische Gemisch für das Konzept mit erhöhter Tumble-Strömung begünstigen damit vor allem in Hinblick auf die zyklischen Schwankungen der Zylinderladung eine stabile Entflammung. Wie in Kapitel 7.7 näher erläutert wird, bilden sich beim Otto-Motor durch Schwankungen beim Liefergrad und bei der Einspritzung unterschiedliche Verbrennungszyklen aus [7.18]. Dieser Effekt wird durch die CFD-Simulation aufgrund der RANS-Mittelung, siehe Abschnitt 2, nicht abgebildet. Vielmehr handelt es sich bei der Berechnung um einen mittleren Zyklus. Eine gute Homogenisierung führt zu einer geringeren Sensitivität gegenüber Änderungen im Strömungsfeld und der Kraftstoffaufbereitung, wogegen bei hohen Gradienten wiederum die Wahrscheinlichkeit höher ist, dass in jedem Verbrennungszyklus unterschiedliche Bedingungen an der Zündkerze vorherrschen. Dies bewirkt unterschiedliche Entflammungs- und Brennbedingungen, die die zyklischen Schwankungen des Brennverfahrens erhöhen.

Die Komplexität der Voraussage einer stabilen Entflammung wird am Beispiel des Konzepts mit erhöhter Drall-Strömung (DE1) deutlich. Die vertikale Schichtung bei erhöhter Drall-Strömung führt einerseits zu einem mageren Gemisch an der Zündkerze, andererseits zu einer Ausspülung des Restgases im oberen Brennraumbereich. Wie sich etwa aus Gleichung 7.7 leicht ersehen lässt, handelt es sich dabei um zwei gegensätzliche Effekte im Hinblick auf ein schnelles Wachstum der Initialflamme und damit der stabilen Entflammung. Zudem erzeugt die Drall-Strömung ein sehr hohes Turbulenzniveau, was ebenfalls grundsätzlich einen positiven Einfluss darstellt. Diese konträren Einflüsse lassen sich nur mit einer Methodik auflösen, die quantitative Aussagen zum Einfluss der einzelnen Größen auf die Stabilität der Verbrennung zulässt.

Die alleinige Bewertung des Ladungsbewegungs-Konzepts durch die Analyse einzelner Zustandsgrößen führt demnach nicht zwingend zu einer klaren Aussage hinsichtlich der Restgastoleranz des Brennverfahrens. In Kapitel 7.8 wird deshalb eine Methodik vorgestellt, die eine Bewertung des Brennverfahrens auf Basis der turbulenten Flammentheorie ermöglicht.

7.5 Einfluss der mittleren Geschwindigkeit auf die Entflammung

Bereits in Abschnitt 5 wurden die verschiedenen Formen der Ladungsbewegung diskutiert und deren Auswirkung auf die mittlere Geschwindigkeit und die Turbulenz erörtert. Aus Sicht einer stabilen Verbrennung ist der Einfluss des Geschwindigkeitsfelds auf die Gemischentflammung bedeutsam, der in der Vergangenheit bereits Gegenstand diverser Forschungsarbeiten war.

Johansson konnte etwa mit einer statistischen Auswertung laseroptischer Untersuchungen des Strömungsfelds nahe der Zündkerze und der frühen Wärmefreisetzung der Verbrennung eine Korrelation zwischen den zyklischen Schwankungen des Strömungsfelds und der Entflammung aufzeigen. Dieser Einfluss gilt sowohl für den mittleren als auch für den stochastischen Geschwindigkeitsanteil [7.19]. Die Güte der Korrelation nimmt mit zunehmendem Abstand des Strömungsfelds von der Zündkerze ab woraus der Autor eine integrale Länge L_x von 3 bis 4 mm ableitet, was in guter Übereinstimmung mit den Ergebnissen dieser Arbeit steht.

Geiger et al. führten Experimente mit Zylinderköpfen durch, die hohe Tumble-Strömungen mit hohen Geschwindigkeiten an der Zündkerze erzeugten und konnten dabei zeigen, dass mit steigender Tumble-Zahl eine höhere Ladungsverdünnung möglich ist. Gemäß den Autoren bewirkt eine erhöhte Strömungsgeschwindigkeit das Ausspülen von Restgas aus dem kerzennahen Bereich und trägt so zur Bereitstellung eines zündfähigen Gemischs bei. Die Ladungsbewegung und damit die hohe gerichtete Geschwindigkeit führen zudem zu einer Auslenkung des Zündfunken, was eine Verlängerung des Funkenkanals und die Einspeisung größerer elektrischer Energiemengen bedeutet [7.3].

Krausgrill konnte wiederum bei ähnlichen Experimenten und einer Variation der Tumble-Strömung zeigen, dass ein zu hohes Maß an Ladungsbewegung zu einer verringerten Toleranz gegenüber Ladungsverdünnung in Verbindung mit einer erhöhten HC-Emission führt [5.1]. Dies wurde mit einer Verwehung der bereits entzündeten Flamme bis hin zu deren Ausblasen begründet.

Lord et al. untersuchten mit einer mit Lichtleitern ausgerüsteten Zündkerze Wachstum und Konvektion der Initialflamme für verschiedene Formen der Ladungsbewegung ohne jedoch Angaben über das Maß der Ladungsbewegung zu machen [7.17]. Dabei wurde von der Konvektion der Initialflamme auf die mittlere Geschwindigkeit an der Zündkerze geschlossen. Die Messungen ergaben gegenüber einer

Basis-Variante ohne Maßnahmen zur Erzeugung von Ladungsbewegung eine höhere Konvektion der Zündflamme für die Zylinderköpfe mit hoher Drall-Strömung, jedoch keine nennenswerten Unterschiede für den Zylinderkopf mit hoher Tumble-Strömung. Die Vergleichbarkeit der Daten ist jedoch eingeschränkt, da die beiden untersuchten Zylinderköpfe mit Drall-Strömung Zweiventil-Konzepte mit außermittiger Zündkerze waren. Wie die in Abbildung 5.15 dargestellte Struktur der Drall-Strömung im Bereich der Gemiscentflammung zeigt, sind bei außermittiger Anordnung der Zündkerze deutlich höhere mittlere Geschwindigkeiten zu erwarten als bei mittlerer. Im Folgenden sollen auf Basis der durchgeführten CFD-Rechnungen die mittleren Geschwindigkeiten im Brennraum und im Bereich der Zündkerze für die im Rahmen dieser Arbeit behandelten, unterschiedlichen Maßnahmen zur Steigerung der Ladungsbewegung erörtert werden, wobei die mittlere Geschwindigkeit v_m folgendermaßen definiert ist:

$$v_m = \frac{\sum_i \left(\sqrt{u_i^2 + v_i^2 + w_i^2} \cdot V_i \right)}{\sum_i V_i} \quad (\text{Gl. 7.12})$$

mit den Geschwindigkeitskomponenten u , v , w und dem Volumen V für Fluidzelle i . Da beim KE zwei Konzepte mit verschieden hoher Drall-Erzeugung überprüft wurden, siehe Abschnitt 3, die jedoch keinen Unterschied hinsichtlich ihrer Restgastoleranz ergaben, soll hier anhand dieses Motors diskutiert werden, ob eine Beeinflussung der Entflammung durch die gerichtete Strömung bestätigt werden kann. Die dabei gemachten Aussagen lassen sich ohne Weiteres auf die Varianten des DE übertragen.

Abbildung 7.4 zeigt die mittleren Geschwindigkeiten im Brennraum für die verschiedenen untersuchten Strömungskonzepte.

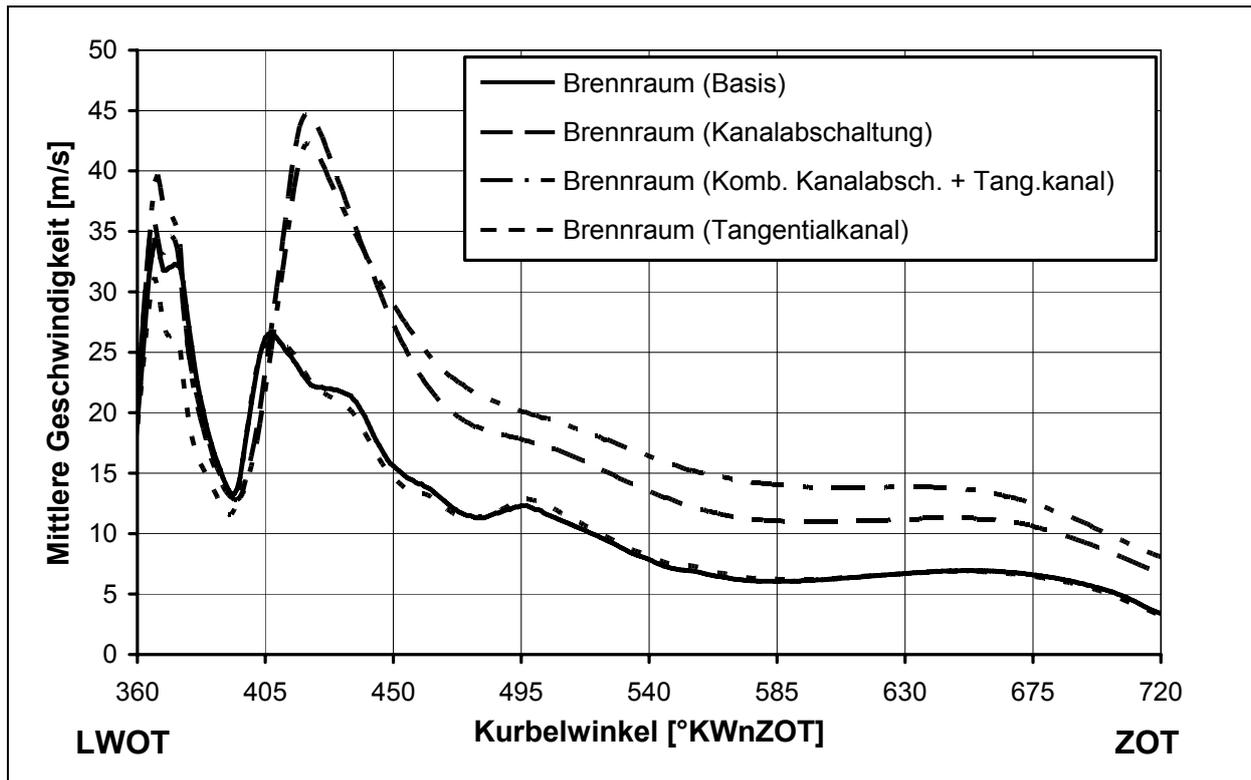


Abbildung 7.4: Mittlere Geschwindigkeiten für die verschiedenen Strömungskonzepte des KE (Referenz, KE1 bis KE3, Teillast)

Während das Konzept mit Tangentialkanal und angehobener Tumble-Zahl keine nennenswerte Änderung der mittleren Geschwindigkeit zur Folge hat, ist diese Größe für beide Konzepte mit Drall-Strömung bedeutend höher. Bei den untersuchten Tumble-Verfahren handelt es sich demnach eher um eine strukturelle als betragsmäßige Änderung des Strömungsfelds, d. h. die Geschwindigkeitsvektoren werden im Sinne der Tumble-Strömung ausgerichtet ohne deren Betrag zu erhöhen. Die Beobachtung von Lord, die eine geringe Änderung zwischen einer Basis-Variante und einem Zylinderkopf mit erhöhter Tumble-Strömung ergab, kann durch die gerechneten Geschwindigkeiten bestätigt werden.

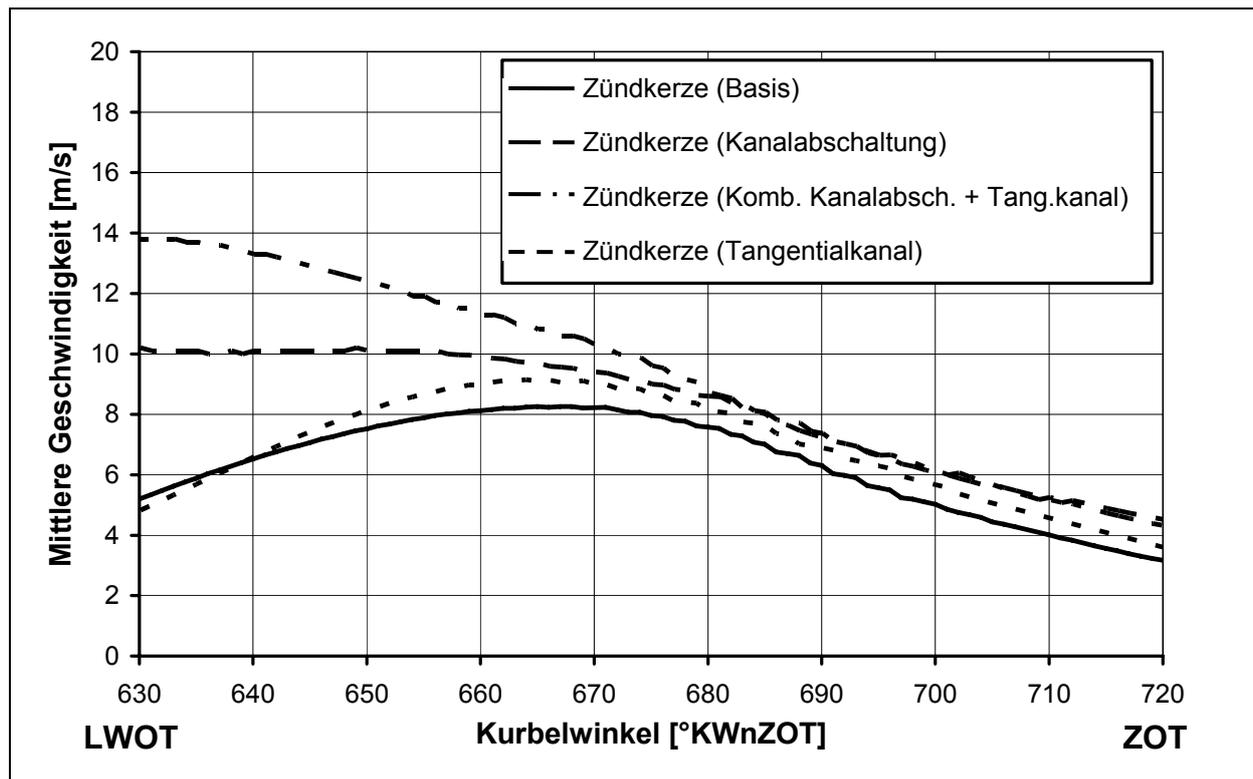


Abbildung 7.5: Geschwindigkeit an der Zündkerze für die verschiedenen Strömungskonzepte des KE (Referenz, KE1 bis KE3, Teillast)

Abbildung 7.5 zeigt zudem, dass sich die Geschwindigkeitsverläufe der unterschiedlichen Konzepte ab etwa 660 °KWnZOT stark annähern, was eine Folge der Deformation der globalen Strömungsstrukturen und deren Zerfall im oberen Totpunkt aufgrund der dachförmigen Ausführung des Zylinderkopfes ist. Für die Drall-Strömung ist außerdem die zentrale Lage der Zündkerze wesentlich, die sich relativ zum Strömungsfeld gewissermaßen im „Auge des Sturms“ befindet, siehe Abbildung 5.15. Es sind demnach nur moderat höhere lokale Geschwindigkeiten im Bereich der Zündkerze gegenüber den übrigen Konzepten zu beobachten.

Wie die Abbildungen 7.4 und 7.5 zeigen, konnte durch die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen kein eindeutiger Einfluss der gerichteten Strömung auf die Entflammung nachgewiesen werden. Es zeigte sich vielmehr, dass im zündkerzennahen Bereich und dem für die Entflammung relevanten Kurbelwinkelbereich bedingt durch die Struktur der Zylinderinnenströmung keine Strömungsgeschwindigkeiten größer 10 m/s vorliegen.

Der Umstand, dass sich die Geschwindigkeiten an der Zündkerze für die verschiedenen Konzepte nur moderat unterscheiden, lässt demnach die Vernachlässigung die-

ser Einflussgröße in weiterer Folge zu. Vielmehr soll die Entflammungsphase auf Basis der Theorie der turbulenten Flammenfront analysiert werden.

7.6 Physik der turbulenten Flammenfront

Zur Beschreibung der Flamme ist deren Wechselwirkung mit den turbulenten Strömungsstrukturen im Brennraum zu diskutieren. Wie bereits mehrfach erwähnt, führt die Turbulenz grundsätzlich zu einer Vergrößerung der Reaktionszone und damit einer beschleunigten Verbrennung. Dies ist auf die großen Turbulenz-Wirbel zurückzuführen, die die Flammenfront falten und die Oberfläche vergrößern. Die kleinsten Wirbel, deren Durchmesser kleiner als die Dicke der Flammenfront sind, dringen dagegen in die Reaktionszone ein, erhöhen deren Diffusivität und führen einerseits zu einer Verdickung der Flammenfront, andererseits zu einer Verzerrung der Reaktionszone. Als Grenzwert für diese Wirbelgröße η gilt das Klimov-Williams Kriterium [7.20]:

$$Ka = \left(\frac{\delta_L}{\eta} \right)^2 > 1, \quad (\text{Gl. 7.13})$$

wobei Ka die dimensionslose Karlovitz-Zahl darstellt, δ_L die Dicke der Reaktionszone und η die Kolmogorov-Länge. Es sei hier vermerkt, dass es derzeit in der Literatur keine einheitliche Terminologie hinsichtlich der die Flammencharakteristik beschreibenden Kenngrößen gibt. Insbesondere zwischen dem deutschen und dem englischen Sprachraum sind unterschiedliche Definitionen üblich, die etwa bei der angegebenen Karlovitz-Zahl zu Unterschieden mit Faktor 100 führen können [7.21]. Auch bei Arbeiten mit experimentellem und numerischem Ansatz wurden aufgrund der unterschiedlichen Zugänglichkeit bestimmter Größen voneinander abweichende Definitionen vereinbart. In der vorliegenden Arbeit wurde der Ansatz von Peters [7.22] gewählt, der aufgrund der beschriebenen Abweichungen im Folgenden erläutert werden soll.

Die Dicke der Reaktionszone δ_L wird nach Zeldovich ermittelt:

$$\delta_L = \frac{\mathcal{D}}{s_L}, \quad (\text{Gl. 7.14})$$

wobei \mathcal{D} den Diffusionskoeffizienten des im Mangel vorhandenen Reaktanten darstellt. Zur praktischen Handhabung dieser Beziehung wird die Vereinfachung $\mathcal{D} \approx \nu$ eingeführt, wobei ν die kinematische Viskosität des unverbrannten Gemischs darstellt.

Eine weitere wesentliche Kenngröße für den Einfluss der Turbulenz auf die physikalischen Eigenschaften der Flamme ist die Damköhler-Zahl

$$Da = \frac{\tau_t}{\tau_{ch}} = \left(\frac{s_L}{\delta_L} \right) / \left(\frac{L_x}{u'} \right) = \left(\frac{L_x}{\delta_L} \right) \cdot \left(\frac{s_L}{u'} \right), \quad (\text{Gl. 7.15})$$

die die turbulenten Zeitskalen τ_t mit den chemischen τ_{ch} ins Verhältnis setzt und damit die Wechselwirkung zwischen der Turbulenz und den chemischen Vorgängen in der Flammenfront charakterisiert.

Eine schematische Darstellung der beschriebenen Zusammenhänge bietet das in Abbildung 7.6 dargestellte doppellogarithmische Phasendiagramm nach Borghi-Peters mit dem Verhältnis der turbulenten und chemischen Längenskalen auf der Abszisse und dem Verhältnis der turbulenten und chemischen Geschwindigkeiten auf der Ordinate [7.20, 7.23].

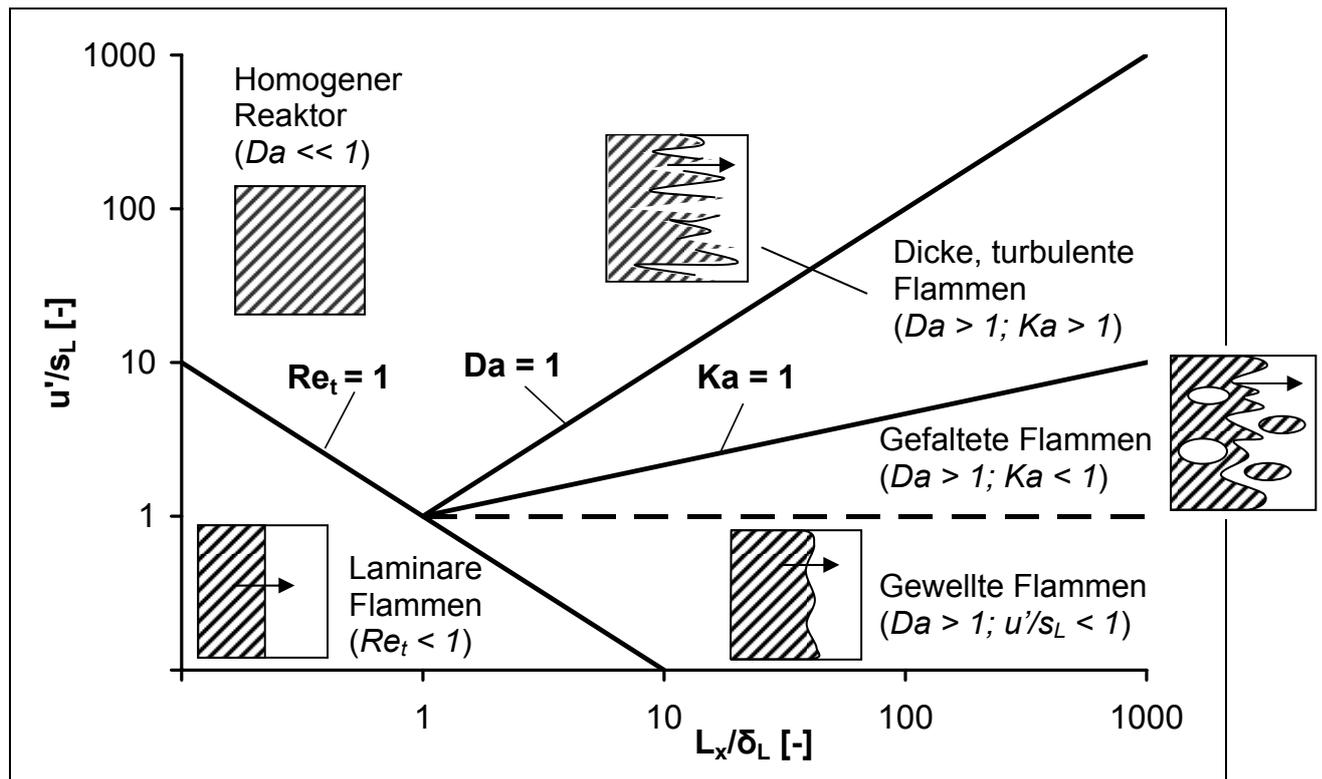


Abbildung 7.6: Charakterisierung der Flamme abhängig von ihrer Lage im Borghi-Peters-Diagramm [7.20]

Aus Gleichung 7.14 ist ersichtlich, dass die Damköhler-Zahl im Diagramm eine Geradenschar mit Steigung 1 darstellt und für $Da = 1$ durch den Ursprung geht.

Die Karlovitz-Zahl kann unter Beachtung der Gleichungen 7.13, 7.14 und 3.7 in folgende Form überführt werden:

$$Ka = \left(\frac{u'}{s_L} \right)^{3/2} \cdot \left(\frac{\delta_L}{L_x} \right)^{1/2} \quad (\text{Gl. 7.16})$$

und liegt im Diagramm als Geradenschar mit der Steigung $1/3$ vor. Schließlich kann die Turbulente Reynolds-Zahl Re_t aus Gleichung 3.6 wie folgt umgeschrieben werden:

$$Re_t = \left(\frac{u'}{s_L} \right) \cdot \left(\frac{L_x}{\delta_L} \right) \quad (\text{Gl. 7.17})$$

und beschreibt damit eine Geradenschar mit Steigung -1.

In der linken unteren Diagrammecke befinden sich die Zustände geringer Turbulenz ($Re_t < 1$), für die eine laminare Flammenausbreitung erfolgt. In der linken oberen Ecke bestimmt die chemische Zeitskala die Reaktionsgeschwindigkeit ($Da \ll 1$), die hohe Turbulenz bewirkt eine ideale Durchmischung. Für $Da > 1$ und $Ka < 1$ liegt die Flamme noch als dünne Reaktionszone vor (Flamelet Regime) wird aber bereits durch die Turbulenz merklich beeinflusst. Ihr Erscheinungsbild reicht von der moderat gewellten Flammenfront für kleine u'/s_L -Werte bis zum Ausbrechen einzelner Flammeninseln. Schließlich entsteht für $Da > 1$ und $Ka > 1$ durch das oben beschriebene Eindringen der kleinen Wirbel in die Reaktionszone eine dicke Flammenfront ohne scharfe Abgrenzung (*Distributed Reaction Regime*).

Neuere experimentelle Untersuchungen diverser Autoren mit Hilfe laseroptischer Verfahren ergaben, dass die für $Ka > 1$ vorausgesagten Verdickungen der vorge-mischten Flamme nicht grundsätzlich bestätigt werden können [7.24, 7.25]. Insbesondere für turbulente Reynolds-Zahlen $Re_t < 600$ konnte gezeigt werden, dass selbst für höhere Karlovitz-Zahlen eher eine Verdünnung der Reaktionszone stattfindet, die von einer Streckung der Flammenfront infolge der in die Reaktionszone eintretenden rotierenden Turbulenzballen herrührt. In der folgenden Abbildung ist dieser Effekt gemäß der Modellvorstellung von Leipertz und Dinkelacker dargestellt.

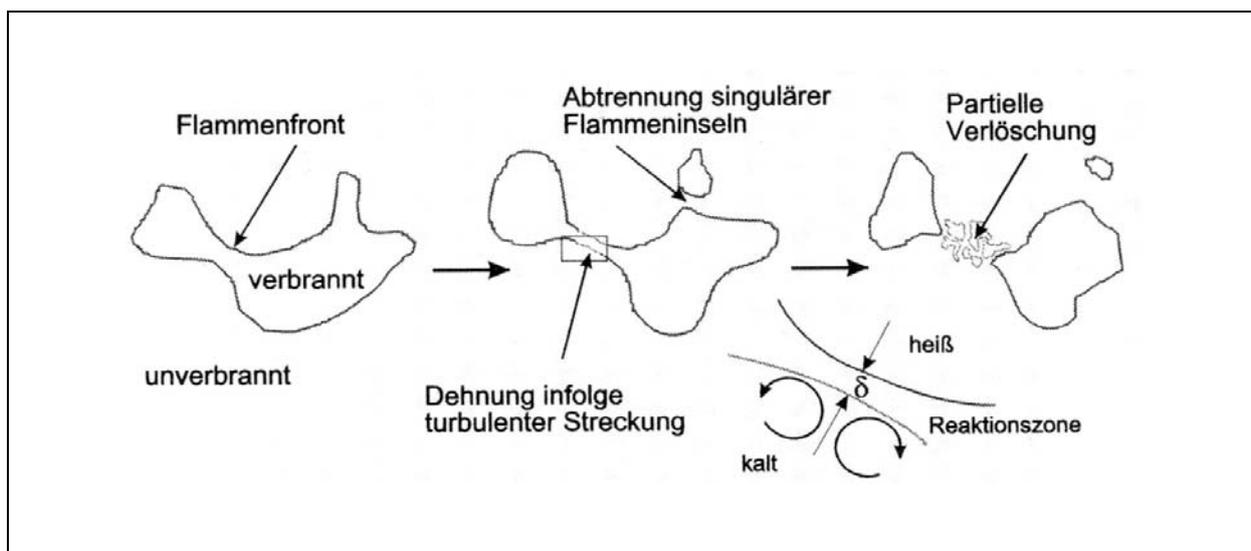


Abbildung 7.7: Turbulente Streckung nach Leipertz und Dinkelacker

Eine vergleichbare Charakteristik der Reaktionszone konnte von Dinkelacker et al. bei turbulenten Reynolds-Zahlen von etwa 2.000 anhand von Messungen des Temperaturfelds und der OH-Konzentrationen an einem Gasturbinenbrenner nachgewiesen werden [7.26]. Obwohl die Messungen eine bereits stark deformierte Flammenfront zeigten, konnte mit einer Auswertung der thermischen Flammendicke im Schnitt eine signifikante Verdünnung nachgewiesen werden. Wie in Abbildung 7.7 dargestellt, kann die Streckung der Flamme das Abtrennen von Flammeninseln und ein partielles Verlöschen der Flammenfront zur Folge haben. **Sie stellt damit einen wichtigen Einflussfaktor hinsichtlich der Stabilität der Verbrennung dar.** Die Aufgabe besteht demnach, die kritischen Bereiche im Borghi-Peters-Diagramm zu identifizieren.

Peters trägt diesem Umstand mit einem Zwei-Zonen Ansatz Rechnung, in dem er die Reaktionszone in eine Vorheizzone mit der Dicke δ_F , in der die Temperatur aufgrund von Konvektion und Diffusion stark ansteigt, und eine innere Reaktionszone deren Dicke δ_i etwa 10 % der Dicke der gesamten Reaktionszone entspricht und innerhalb derer die eigentlichen Kettenverzweigungs-Reaktionen stattfinden, unterteilt [7.27]. Diesen beiden neuen Bezugsgrößen werden die Karlovitz-Zahlen $Ka_i = (\delta_i/\eta)^2$ und $Ka_F = (\delta_F/\eta)^2$ zugeordnet. Die Modellvorstellung ist nun dahin gehend, dass die kleinen Wirbel zwar in die Vorheizzone eindringen können und dort den Transport der chemischen Spezies beschleunigen, jedoch nicht in die innere Reaktionszone und damit keinen Einfluss auf die entscheidenden Verzweigungsreaktionen haben. Das Gebiet der dünnen Reaktionszonen (*Flamelet Regime*) gibt Peters jetzt durch die beiden Bedingungen $Ka_F > 1$ und $Ka_i < 1$ an, wobei derzeit unklar ist, inwieweit die Bereiche für $Da > 1$ tatsächlich eingeschlossen sind. In jedem Fall zeigt sich, dass der Einfluss der Kolmogorov-Wirbel geringer ist als durch das Klimov-Williams Kriterium angegeben.

Große Unsicherheit besteht derzeit hinsichtlich der Abgrenzung der Bereiche, innerhalb derer eine stabile Entflammung stattfindet, d. h. die oben erläuterte Verdünnung der Reaktionszone durch die eintretenden Kolmogorov-Wirbel keine negativen Auswirkungen hat. Auch die Übertragbarkeit der zumeist an stationären Flammen gefundenen Ergebnisse auf den motorischen Prozess ist noch nicht ausreichend erforscht. Eine allgemeingültige Anwendung bisheriger Vorschläge, die beispielsweise $Ka > 1$ als kritisch angeben, konnte bisher nicht bestätigt werden [7.10, 7.28].

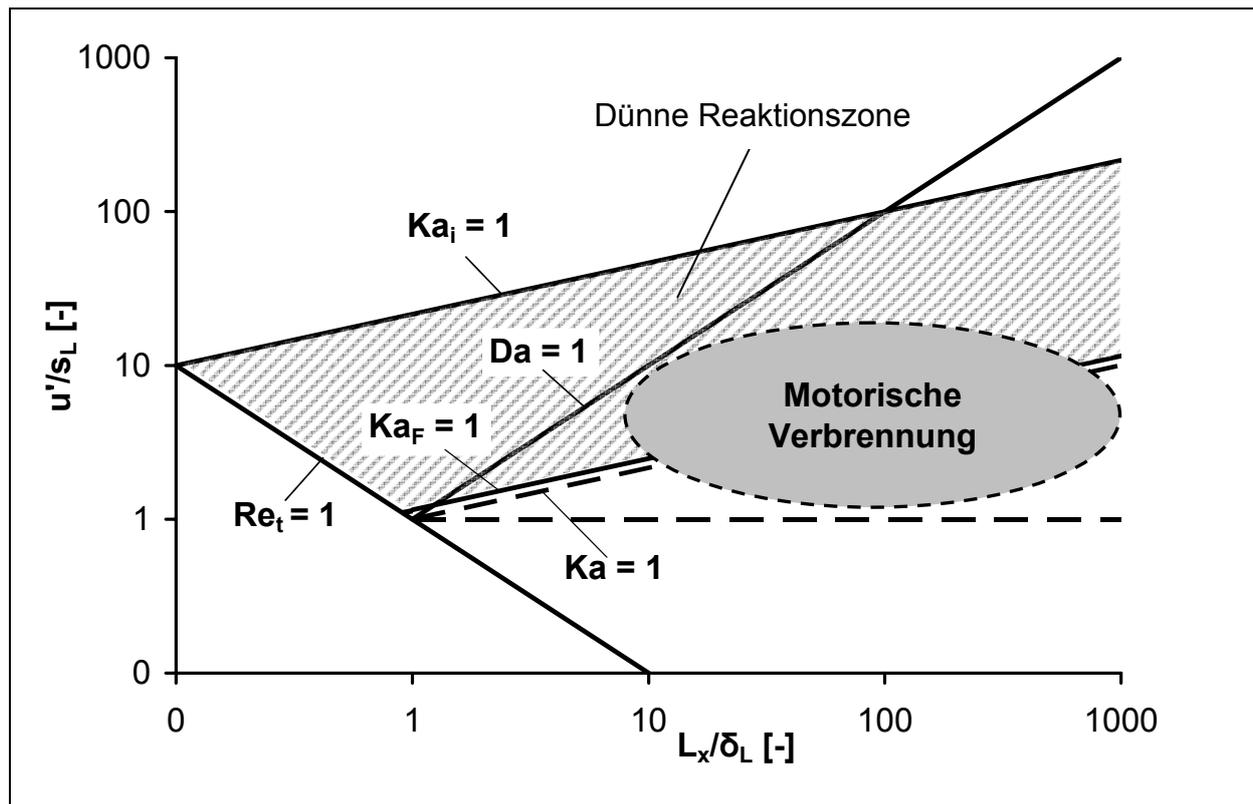


Abbildung 7.8: Definition der inneren Reaktionszone nach Peters und Bereich der motorischen Verbrennung im Borghi-Peters-Diagramm

In **Abbildung 7.8** ist der Bereich der motorischen Verbrennung eingetragen, wie er aufgrund von Messungen und eindimensionalen Prozessrechnungen, häufig in Verbindung mit phänomenologischen Modellen zur Erfassung der Turbulenz, angenommen wird. Nachteil der Vorgehensweise ist die durch die Möglichkeiten der Methodik eingeschränkte Beurteilung der Ladungsbewegung und der daraus resultierenden Turbulenz. Ziel dieser Arbeit ist deshalb, mit einer detaillierten Beschreibung des Strömungsfelds und der Turbulenz mit Hilfe der CFD-Rechnung in Kombination mit Messungen am Motorenprüfstand für den verbrauchskritischen unteren Teillast-Bereich einen Grenzbereich im Borghi-Peters-Diagramm zu bestimmen, innerhalb dessen Instabilitäten der Verbrennung aufgrund hoher Restgasraten zu erwarten sind.

7.7 Beurteilung der Verbrennungsstabilität am Motorenprüfstand

Die Verbrennung des Otto-Motors unterliegt aufgrund stochastischer Effekte der turbulenten Strömung im Ein- und Auslasssystem sowie in den Einspritzleitungen zyklischen Schwankungen. Dies führt für die einzelnen Verbrennungszyklen zu Abweichungen im Liefergrad, der Einspritzmenge sowie der räumlichen Verteilung des Strömungsfelds und des Luftverhältnisses im Brennraum. Wesentliche Parameter der Verbrennung, wie der Spitzendruck, die Spitzentemperatur, der maximale Druckanstieg sowie Zünderverzug und Brenndauer werden durch diese zyklischen Schwankungen bestimmt. Für den motorischen Betrieb ist dieses Verhalten aus Sicht des Geräuschkomforts und, bei starken Schwankungen mit unvollständiger Verbrennung, der Emissionen bzw. des Bauteilschutzes aufgrund von Nachoxidation ungünstig. Quantitativ empirisch erfasst werden können diese zyklischen Schwankungen über den Variationskoeffizienten des indizierten Mitteldrucks p_{mi} , der aus dem mit piezoelektrischen Druckaufnehmern im Rahmen einer Hochdruck-Indizierung gemessenen Zylinderdruckverläufen berechnet wird:

$$p_{mi} = \frac{1}{V_H} \cdot \oint p dV \quad (\text{Gl. 7.18})$$

V_H ist dabei das Hubvolumen. Die Streuung des indizierten Mitteldrucks aus n gemessenen Verbrennungszyklen dividiert durch dessen Mittelwert \bar{p}_{mi} ergibt schließlich den COV-Wert (*Coefficient of Variation*):

$$\text{COV}_{p_{mi}} = \frac{1}{\bar{p}_{mi}} \cdot \sqrt{\frac{1}{n-1} \cdot \sum (p_{mi} - \bar{p}_{mi})^2} \cdot 100 \quad (\text{Gl. 7.19})$$

Wie bereits in den vorherigen Kapiteln ausgiebig erläutert, ist die Stabilität der Verbrennung in hohem Maße von deren Restgastoleranz abhängig, was ein wesentliches Kriterium für das Potenzial hinsichtlich Absenkung des Kraftstoffverbrauchs darstellt.

In [Abbildung 7.9](#) ist jeweils der COV-Wert für die beiden Motoren und die untersuchten Maßnahmen zur Steigerung der Ladungsbewegung in Abhängigkeit der externen

Restgasrate dargestellt. Der Wert liegt bei niedrigen Restgasraten unter 2 % und ist für alle untersuchten Maßnahmen im Wesentlichen gleich.

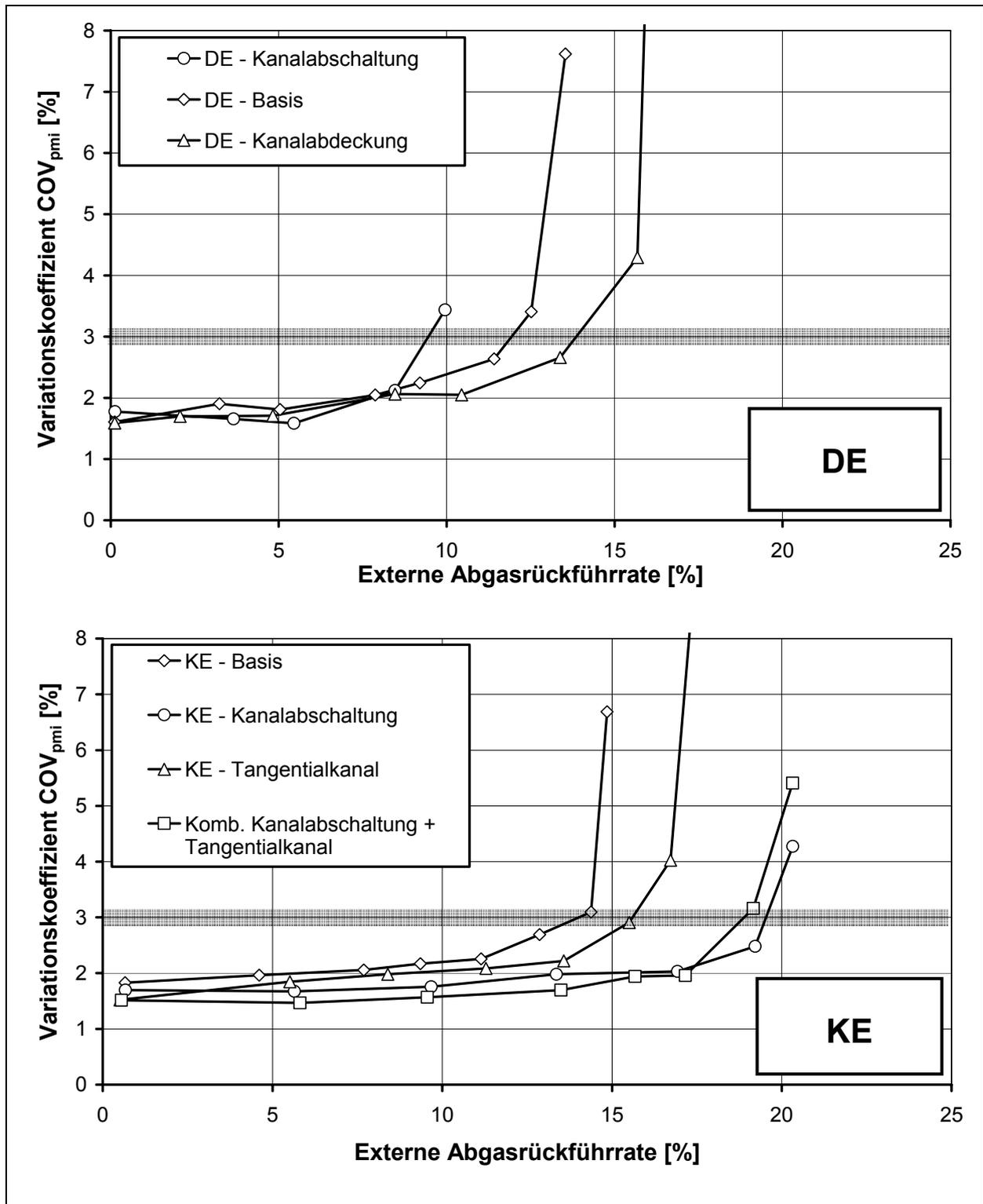


Abbildung 7.9: Gemessener Variationskoeffizient des indizierten Mitteldrucks über der externen Restgasrate (Teillast) [4.4, 7.29]

Ab einer, für die jeweilige Variante spezifischen, kritischen Restgaskonzentration nimmt der COV-Wert zu und geht schließlich in einen steilen Anstieg über, der den Beginn einer instabilen Verbrennung ankündigt. Damit ist dieser Parameter eine geeignete Größe um die rechnerische Analyse der Verbrennungsstabilität, wie sie in Kapitel 7.8 vorgenommen wird, mit Messdaten zu verifizieren. Wie aus beiden Diagrammen ersichtlich, befindet sich bei einem COV- Wert von etwa 3 % ein Übergang zwischen dem flachen Verlauf der stabilen Verbrennung und den steilen Gradienten für eine beginnende instabile Verbrennung. Damit wird dieser Wert im Folgenden als Grenzwert für eine stabile Verbrennung definiert.

Gemäß Abbildung 7.9 führen die Konzepte mit hoher Turbulenz grundsätzlich zu einer Anhebung der Restgastoleranz. Es fällt jedoch auf, dass beim DE mit Kanalabschaltung und hoher Drall-Strömung die niedrigste Restgastoleranz aller Varianten festgestellt wird, was zu einem späteren Zeitpunkt genauer diskutiert wird. Es sei hier jedoch bereits erwähnt, dass dieses überraschende Ergebnis der Auslöser dieser Arbeit war. Es zeigte auf, dass eine bloße Steigerung der Turbulenz keine ausreichende Maßnahme für eine höhere Restgastoleranz darstellt und dass eine sichere Methodik für eine Evaluierung unterschiedlicher Konzepte notwendig ist.

Weiterhin ist beim KE für die Kombination aus Kanalabschaltung und Tangentialkanal trotz höchster Turbulenz und geringstem Vorzündbedarf keine weitere Verbesserung gegenüber dem Konzept mit Kanalabschaltung feststellbar, siehe Abbildung 5.29. Wie in Abschnitt 6 erläutert wurde, liegt dies nicht an einer zu hohen Ladungsbewegung, die ein Verwehen der entzündeten Flamme bewirkt sondern an der zunehmenden Tendenz einer vertikalen Ladungsschichtung im Brennraum.

7.8 Diskussion der Zustandsgrößen im Borghi-Peters-Diagramm

Die in Abschnitt 3 dargestellten Strömungskonzepte sollen im Folgenden aufgrund der in Kapitel 7.6 diskutierten Methodik der turbulenten Flamme analysiert werden. In Kapitel 7.2 wurde bereits erläutert, dass in erster Linie die Phase des Zündvorgangs die Stabilität der Entflammung bestimmt. Daraus folgt, dass für die Bewertung der stabilen Gemischentflammung in erster Linie die Fluidzellen im Bereich der Zündkerze analysiert werden müssen. Um die erläuterten zyklischen Schwankungen der Zustandsgrößen an der Zündkerze angemessen zu berücksichtigen, wurde das zu

untersuchende Volumen so gewählt, dass auch die umliegenden Zellen mit in die Auswertungen einbezogen werden. Daraus resultierend wurde über Makroroutinen in Star-CD ein kugelförmiges Volumen mit einem Radius von 10 mm um die Zündkerze definiert, innerhalb dessen die physikalischen Kennzahlen der turbulenten Flammtheorie berechnet werden. Allgemein formuliert beträgt der Durchmesser des Kugelvolumens etwa 25 % des Zylinderdurchmessers. Ausgewertet wurde der für die Entflammung wichtige Kurbelwinkelbereich zwischen 680 bis 720 °KWnZOT. Abbildung 7.10 zeigt die Fluidzellen im selektierten Kugelvolumen in den beiden Extrempositionen 680 und 720 °KWnZOT.

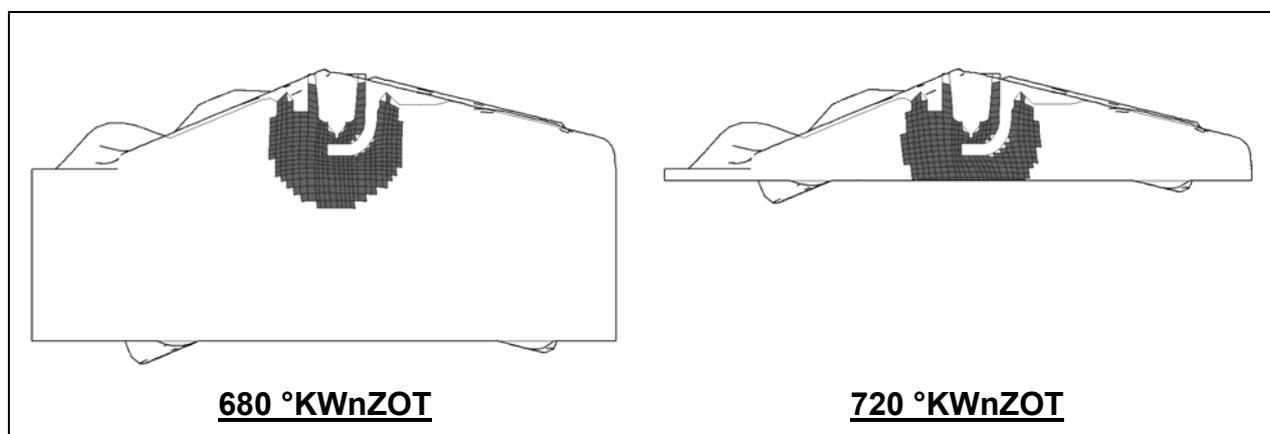


Abbildung 7.10: Kugelförmiges Zellvolumen mit Radius 10 mm zur Analyse des Gemischzustands während der Gemiscentflammung (DE)

Durch die Programmierung von Makroroutinen wurden wiederum für jeden berechneten Zeitschritt die laminare Flammgeschwindigkeit, sowie die turbulente Reynolds-, Damköhler- und Karlovitz-Zahl aus den Ergebnissen des turbulenten Strömungsfelds berechnet. Im Borghi-Peters-Diagramm ergeben sich auf Basis dieser Kennwerte charakteristische Verläufe, die über die Art der Flammene Ausbildung Aufschluss geben. Zur Verdeutlichung zeigt Abbildung 7.11 exemplarisch für die am DE untersuchten Varianten der Ladungsbewegung die grafische Darstellung dieser Kennwerte. Zusätzlich sind in das Diagramm die Geraden konstanter Karlovitz-, Damköhler- und turbulenter Reynolds-Zahl eingetragen. Zu erkennen sind jeweils die von links oben nach rechts unten verlaufenden diskreten Datenpunkte zwischen 680 °KWnZOT bis 720 °KWnZOT in einem Abstand von 3 °KW.

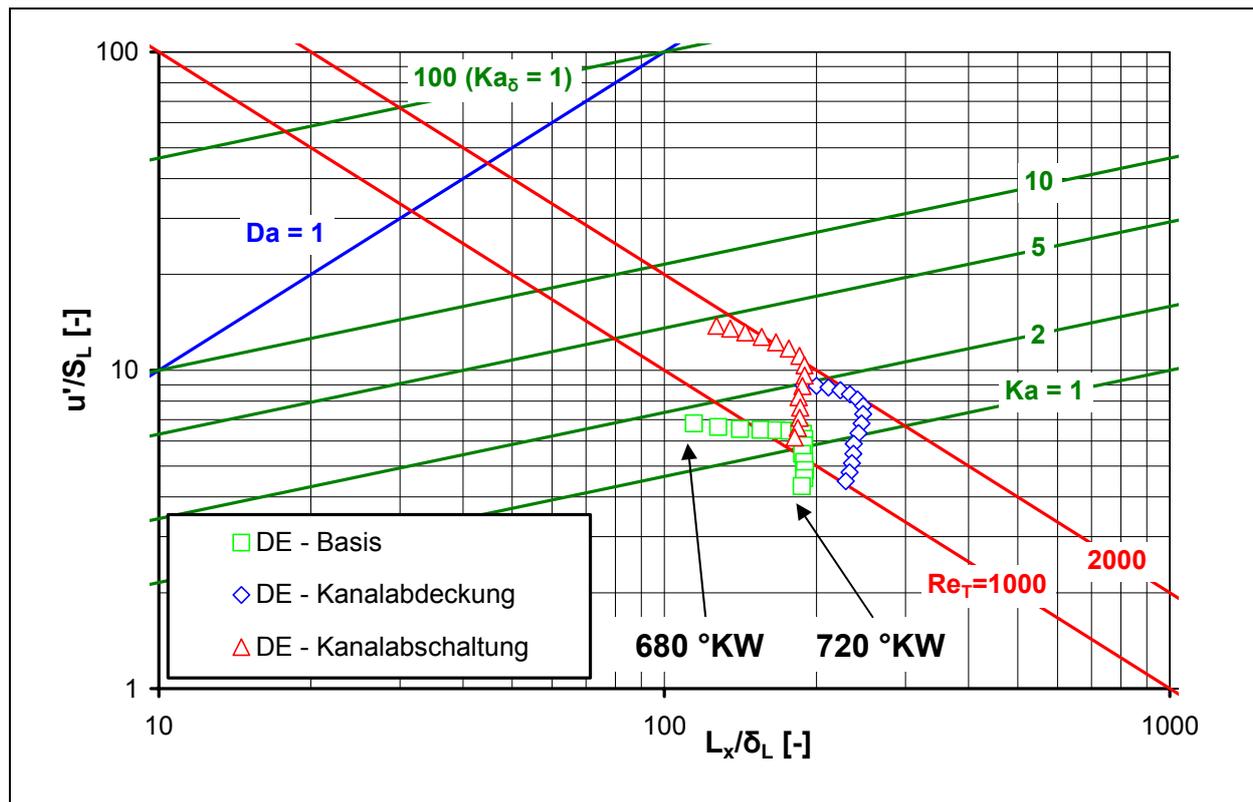


Abbildung 7.11: Borghi-Peters-Diagramm für die berechneten Varianten des DE zwischen 680 und 720 °KWnZOT (Referenz, DE1 und DE2, Teillast_i)

Die gesteigerte Zylinderinnenströmung für die beiden Konzepte mit hoher Ladungsbewegung ist an der deutlich höheren turbulenten Reynolds-Zahl zu erkennen. Der Verlauf gibt zunächst die moderate Zunahme der Turbulenz und schließlich deren Zerfall vor dem oberen Totpunkt, verbunden mit einer starken Abnahme der turbulenten Reynolds-Zahl wieder, siehe Kapitel 5.4. Während dem kompletten Verlauf nimmt die Damköhler-Zahl kontinuierlich zu und die Karlovitz-Zahl kontinuierlich ab, was auf die zunehmend günstigeren Bedingungen für die Initialflamme aufgrund der zunehmenden Temperaturen und Drücke zurückzuführen ist, siehe Abbildung 7.2. Wie bereits erläutert, wird für die Karlovitz-Zahl im Allgemeinen eine obere Grenze definiert, die eine stabile Flamme repräsentiert. Die Abnahme dieser Größe zeigt demnach die zunehmend stabileren Zündbedingungen über Grad Kurbelwinkel auf. Beträgsmäßig liegen die drei Kurvenverläufe im Wesentlichen oberhalb der $Ka=1$ -Linie. Da alle drei Varianten ohne zusätzliche externe Abgasrückführung eine stabile Verbrennung mit geringen zyklischen Schwankungen zeigten, siehe Abbildung 7.9, ist eine sichere Entflammung offensichtlich oberhalb des z. T. in der Literatur zitierten Grenzwerts $Ka = 1$, siehe Kapitel 7.6, möglich. Die Ergebnisse passen damit gut zu der von

Peters eingeführten Definition einer inneren Reaktionszone mit dazugehöriger Karlovitz-Zahl Ka_i .

Ziel der weiteren Betrachtung ist, auf Basis der Lage der unterschiedlichen untersuchten Varianten im Borghi-Peters-Diagramm eine quantitative Aussage hinsichtlich der Restgasverträglichkeit des Brennverfahrens zu ermöglichen. Als Referenzpunkt wird dabei im Folgenden der Zustand bei 720 °KW gewählt. Diese Festlegung ist zunächst willkürlich, stellt aber eine sinnvolle Festlegung für ein neues zu bewertendes Brennverfahren dar, von dem Zündzeitpunkt und Brenndauer nicht bekannt sind.

In Abbildung 7.12 sind die Datenpunkte sämtlicher untersuchter Ladungsbewegungskonzepte ohne externe Abgasrückführung eingetragen.

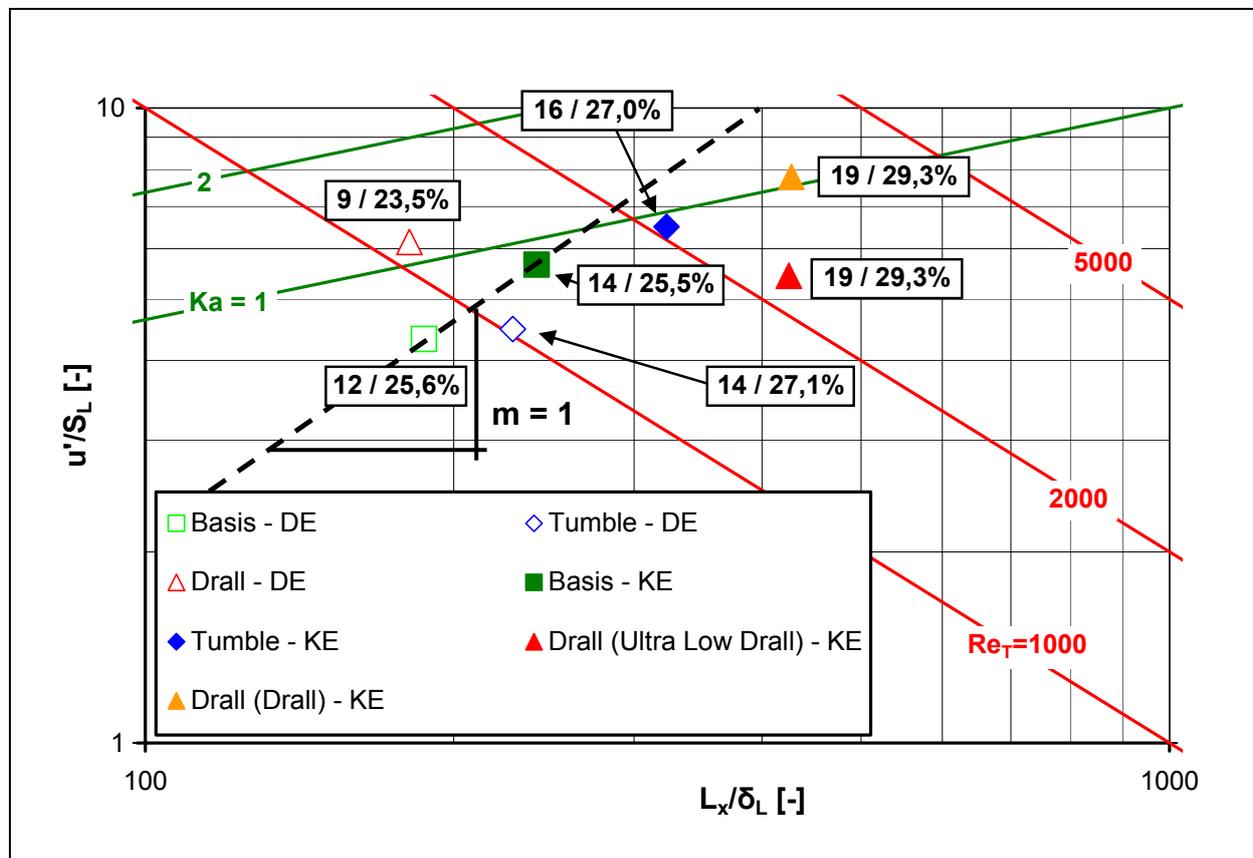


Abbildung 7.12: Bewertung der untersuchten Varianten im Borghi-Peters-Diagramm bei 720 °KW unter Angabe der externen (vorgenannt) und gesamten Restgaskonzentration

Neben den bereits erwähnten Geraden der charakteristischen Kennzahlen sind jedem Datenpunkt der Wert der gemessenen externen Abgasrückführungsrate bei

3 % COV_{pmi} , siehe Abbildung 7.9, und die daraus resultierende, und mittels der Gleichungen aus Tabelle 3.2 berechnete, gesamte Restgastoleranz zugeordnet.

Es ist zu erkennen, dass die beiden als Basis bezeichneten Konzepte ohne erhöhte Ladungsbewegung dieselbe absolute Restgastoleranz besitzen. Verbindet man im Diagramm die Punkte dieser beiden Brennverfahren, so findet man eine Gerade mit der Steigung $m \approx 1$, was der Damköhler-Zahl entspricht.

Weiter findet man, dass auch die gesamte Restgastoleranz der übrigen Varianten qualitativ gut mit dem Verlauf der Damköhler-Zahl wiedergegeben werden kann. Die geringe Restgastoleranz des DE mit Kanalabschaltung liegt oberhalb der eingetragenen Damköhler-Geraden und damit im Bereich niedrigerer Damköhler-Werte. Die übrigen Konzepte entfernen sich mit steigender Restgastoleranz in der entgegengesetzten Richtung.

Die Ergebnisse legen den Schluss nahe, dass in der motorischen Anwendung die Stabilität der Verbrennung eher von der Damköhler- als von der Karlovitz-Zahl bestimmt wird. Ein möglicher Grund für dieses Verhalten ist der Umstand, dass eine zunehmende Turbulenz im Brennraum ein schnelleres Durchbrennen der Ladung und damit einen geringeren Vorzündbedarf bewirkt. Wie bereits erläutert, führt dieses Verhalten zu einem Verschieben der Entflammungsphase in Bereiche höherer Drücke und Temperaturen, was eine stabile Zündung begünstigt. In Abbildung 7.12 bedeutet dies, dass der Zündzeitpunkt und damit die Phase der Flammenentstehung entlang den Zustandskurven nach rechts in den Bereich höherer Damköhler- und niedrigerer Karlovitz-Zahlen wandern, was sich günstig auf die Entflammung auswirkt. Dieser Effekt ist im Borghi-Peters-Diagramm, das auf Basis stationärer Flammen entwickelt wurde, nicht berücksichtigt. Dies würde den steileren Verlauf der Linien konstanter Restgastoleranz im Diagramm erklären. Eine weitere denkbare Erklärung für die bestimmende Funktion der Damköhler-Zahl stellt der Umstand dar, dass die in-stationäre Verbrennung des Otto-Motors in weit höherem Maße von der Verfügbarkeit der Reaktanten bestimmt wird als etwa die stationäre Flamme eines Bunsenbrenners und damit die Beeinflussung der chemischen Vorgänge durch die Turbulenz an Bedeutung zunimmt. Es ist etwa denkbar, dass bei zunehmender Turbulenz und damit zunehmender Zerklüftung und Dehnung der dünnen Flammenfront eine Ausdünnung der reaktiven Teilchen sowie eine Abkühlung der Reaktionszone statt findet. Dies bewirkt, insbesondere bei Anwesenheit inerter Gase, eine Verlangsamung der chemischen Reaktionen, die ein partielles Verlöschen zur Folge haben

kann. Dies kommt durch die Damköhler-Zahl eher zum Ausdruck als durch die Karlovitz-Zahl.

In Abbildung 7.13 sind die für das beschriebene kugelförmige Zellvolumen ermittelten Mittelwerte und Streuungen der Damköhler-Zahl (Balken) bei einem Kurbelwinkel von 720 °KW und der gemessenen Restgastoleranz (Linien) für die untersuchten Konzepte des Direkt- (DE) und Kanaleinspritzers (KE) gegenübergestellt.

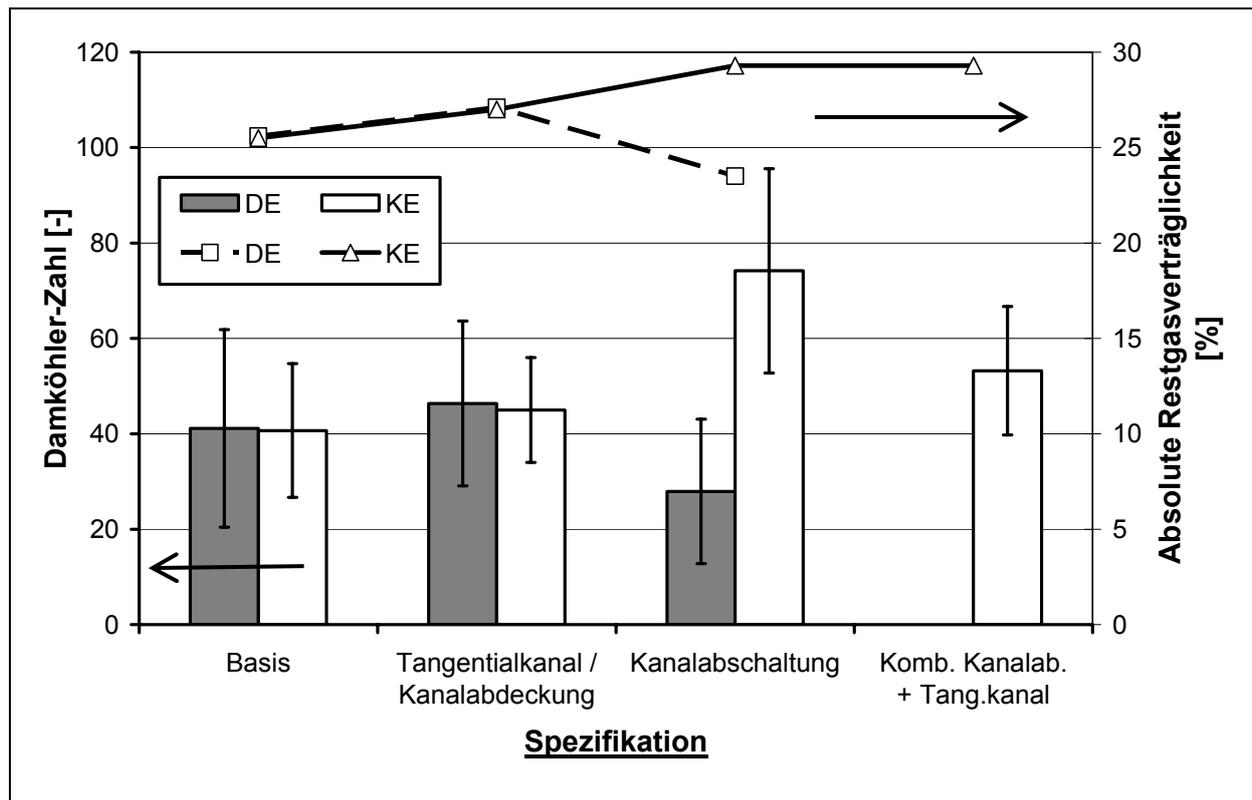


Abbildung 7.13: Mittlere Damköhler-Zahlen und zugehörige Streuung (Balken) bei 720 °KW (Teillast) im Vergleich zur Restgasverträglichkeit (Linien) für die beiden untersuchten Motoren

Die Korrelation von Damköhler-Zahl und Restgastoleranz kommt auch in dieser Darstellung klar zum Ausdruck. Durch die längere für die Gemischaufbereitung zur Verfügung stehende Zeit und die damit verbundene bessere Homogenisierung ist die Streuung der Damköhler-Zahl für die Varianten mit Kanaleinspritzung geringer. Bei erhöhter Tumble-Strömung (Varianten Tangentialkanal und Kanalabdeckung) ergibt sich aufgrund einer guten Durchmischung eine geringere Streuung der Damköhler-Zahl. Beim DE mit Kanalabschaltung wiederum ist aufgrund der ausgeprägten verti-

kalen Schichtung und hohen Gradienten in Richtung der Zylinderachse, siehe Kapitel 6.5, ein geringer Mittelwert und eine hohe Streuung zu erkennen.

Aus dem Vergleich der Damköhler-Zahl und der Restgastoleranz ist jedoch auch ersichtlich, dass für die Kombination aus Kanalabschaltung und Tangentialkanal beim KE (KE3) eine zu geringe Restgasverträglichkeit prognostiziert würde. Dieser Punkt wird im nächsten Kapitel im Rahmen der Diskussion eines Grenzwerts für eine stabile Verbrennung aufgegriffen.

Grundsätzlich zeigen die Untersuchungen, dass mit Hilfe der Damköhler-Zahl als dimensionslose Kenngröße eine verlässliche Bewertung von Konzepten mit unterschiedlicher Zylinderinnenströmung hinsichtlich ihrer Restgastoleranz möglich ist.

7.9 Grenzen der Gemiscentflammung

Für eine quantitative Bestimmung der Restgastoleranz eines Brennverfahrens ist die Berücksichtigung der gesamten Restgaskonzentration, bestehend aus interner und externer Restgasrate, notwendig. Im Folgenden wird angenommen, dass die Erhöhung der externen Restgasrate keinen Einfluss auf das turbulente Strömungsfeld im Brennraum im für die Entflammung relevanten Kurbelwinkelbereich nahe Zünd-OT hat. Dies ist in guter Näherung zulässig, da sowohl Luft als auch Abgas zu 80 % aus Stickstoff bestehen, was ähnliche kalorische Werte und Transporteigenschaften bei der Fluide zur Folge hat.

In Falle der Berücksichtigung der externen Abgasrückführrate wird die neue Lage der Zustandspunkte im Borghi-Peters-Diagramm beschrieben durch die Änderung der laminaren Flammengeschwindigkeit gemäß Gleichung 7.7 mit:

$$L_x/\delta_L(\tilde{x}_{RG}) = L_x/\delta_L(\tilde{x}_{RG,0}) \cdot \frac{1 - 2,06 \cdot \tilde{x}_{RG,0}^{0,77}}{1 - 2,06 \cdot \tilde{x}_{RG}^{0,77}} \quad (\text{Gl. 7.20.1})$$

$$u'/S_L(\tilde{x}_{RG}) = u'/S_L(\tilde{x}_{RG,0}) \cdot \frac{1 - 2,06 \cdot \tilde{x}_{RG}^{0,77}}{1 - 2,06 \cdot \tilde{x}_{RG,0}^{0,77}} \quad (\text{Gl. 7.20.2})$$

wobei \tilde{x}_{RG} die Restgaskonzentration mit, und $\tilde{x}_{RG,0}$ die Restgaskonzentration ohne externe Abgasrückführung darstellt. Dabei errechnet sich die gesamte Restgaskonzentration im Brennraum mit externer Abgasrückführung aus Tabelle 3.2.

Die Zustandspunkte wandern im Diagramm parallel zu den Geraden konstanter turbulenter Reynolds-Zahl in Richtung niedrigere Damköhler-Zahlen und damit instabile Verbrennung. Abbildung 7.14 zeigt, dass in Bezug auf die Flammencharakteristik nach Peters sämtliche Punkte im Bereich der dünnen, durch die Turbulenz gefalteten Flammenfront zwischen den $Da=1$ - und $Ka=1$ -Grenkurven liegen, siehe auch Abbildung 7.8. Es ist weiter ersichtlich, dass die so ermittelten Werte in guter Näherung durch eine Damköhler-Zahl von 12,5 abgebildet werden können. Lediglich für die Kombination aus Tangentialkanal und Kanalabschaltung beim KE wird, wie bereits im vorherigen Kapitel erwähnt, eine etwas zu geringe Damköhler-Zahl und damit Restgastoleranz berechnet. Aus den Abbildungen 7.12 und 7.13 ist aber immer noch ersichtlich, dass die relative Einschätzung dieser Variante im Vergleich zu den Übrigen korrekt ist. Auch das Ergebnis einer gegenüber der Variante mit Kanalabschaltung tendenziell geringeren Restgastoleranz, wie sie in Abbildung 7.13 zum Ausdruck kommt, ist durch die berechneten Damköhler-Zahlen nachvollziehbar.

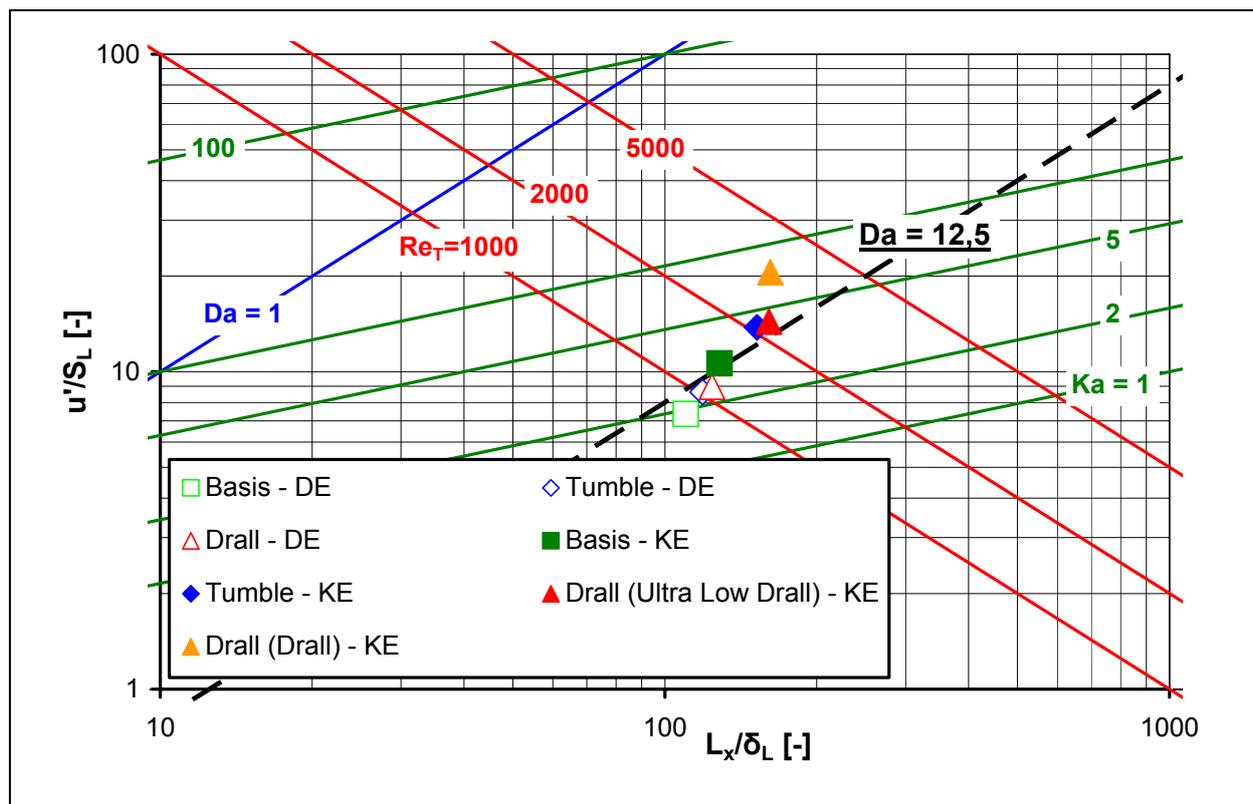


Abbildung 7.14: Ableitung der kritischen Damköhler-Zahl im Borghi-Peters-Diagramm bei 720 °KW und der gesamten Restgaskonzentration

Die Güte der Ergebnisse wird in Abbildung 7.15 in einer unterschiedlichen Darstellung im Vergleich zu Messergebnissen vom Motorenprüfstand diskutiert. Gegenübergestellt sind die gemessene externe Abgasrückführrate bei einem Variationskoeffizienten COV_{pmi} von 3 %, siehe Abbildung 7.9, und die durch das vorgestellte Berechnungsverfahren bei einer kritischen Damköhler-Zahl $Da_{KRIT} = 12,5$ ermittelten Werte. Aus den Gleichungen 7.14 und 7.19 erhält man damit für die gesamte zulässige Restgaskonzentration \tilde{x}_{RG} im Brennraum:

$$\tilde{x}_{RG} = \left\{ 0,485 \cdot \left[1 - \left(1 - 2,06 \cdot \tilde{x}_{RG,0}^{0,77} \right) \cdot \sqrt{\frac{Da_{KRIT}}{Da_{RG,0}}} \right] \right\}^{1,3} \quad (\text{Gl. 7.21})$$

wobei $Da_{RG,0}$ die Damköhler-Zahl und $\tilde{x}_{RG,0}$ die berechnete Restgaskonzentration für den Motorbetrieb ohne externe Abgasrückführung darstellen. Aus Tabelle 3.2 lässt sich daraus die in Abbildung 7.15 dargestellte maximale externe Abgasrückführrate ermitteln.

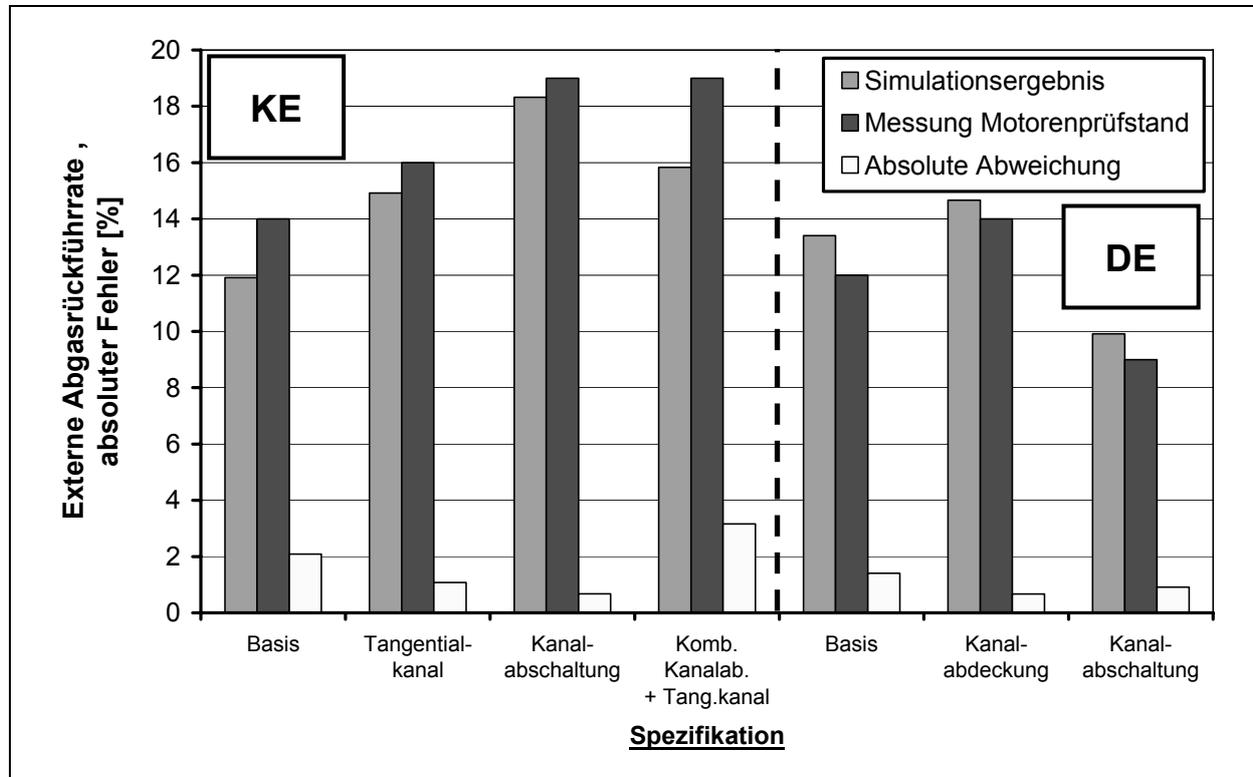


Abbildung 7.15: Gegenüberstellung der gemessenen und der berechneten externen Restgasraten bei einem Variationskoeffizienten COV_{pmi} von 3 %

Grundsätzlich ist für die untersuchten Varianten eine Abweichung in einer Größenordnung von 1 % beobachtbar, was einer guten Ergebnisgüte entspricht. Lediglich der berechnete Wert der bereits diskutierten Variante bestehend aus einer Kombination aus Kanalabschaltung und Tangentialkanal für den KE liegt mit 2,9 % zu niedrig. Auch die beiden Varianten ohne Maßnahmen für eine zusätzliche Ladungsbewegung liegen mit Abweichungen von 2,1 und 1,6 % im Vergleich zu den übrigen Konzepten eher ungünstig. Eine Erklärung für diese Abweichung ist die geringere Homogenisierung im Brennraum, wie sie auch in der höheren relativen Streuung der Damköhler-Zahl in Abbildung 7.13 zum Ausdruck kommt. Die höheren Gradienten der Zustandsgrößen im Brennraum führen so zu einer stärkeren Sensitivität der Berechnungsergebnisse hinsichtlich der getroffenen Annahmen bei der Gemischaufbereitung und Turbulenz. Insbesondere die Beschreibung des Kraftstoffs als Einkomponentenfluid, die daraus resultierende Abweichung beim Verdampfen und die durch die DDM-Methode bedingte vereinfachte räumliche Auflösung des Kraftstoffstrahls sind mögliche Gründe für die beobachteten Abweichungen.

7.10 Diskussion und Resümee

Wie im letzten Kapitel ausführlich erläutert, lässt die Analyse der untersuchten Motor- und Ladungsbewegungsvarianten nach dem vorgestellten Berechnungsverfahren eine richtige Einschätzung der Restgastoleranz des Brennverfahrens und damit des Potenzials zur Verbrauchsabsenkung zu.

Wesentliches Untersuchungsergebnis ist die in Kombination mit Messungen am Motorenprüfstand gefundene Abhängigkeit der Restgastoleranz und der Stabilität homogener Brennverfahren von der dimensionslosen Damköhler-Zahl, was sich von bisherigen Analysen stationärer Flammen unterscheidet, die im Allgemeinen die Karlovitz-Zahl als wesentlichen Einfluss angaben. Offensichtlich ist beim hochgradig instationären motorischen Verbrennungsprozess die Wechselwirkung zwischen dem turbulenten Strömungsfeld und der Reaktionskinetik in der Flammenfront der bestimmende Mechanismus, was durch die Damköhler-Zahl, die ein Maß für die Relation turbulenter und chemischer Zeitskalen ist, zum Ausdruck kommt. Wie im letzten Kapitel bereits diskutiert, ist bei zunehmender Zerklüftung und Dehnung der dünnen Flammenfront eine Abkühlung der Reaktionszone und eine Ausdünnung der reakti-

ven Teilchen denkbar, woraus eine Verlangsamung der chemischen Reaktionen bzw. ein partielles Verlöschen der Flamme resultiert.

Durch die Kombination aus Messung und CFD-Simulation konnte empirisch für den im Rahmen dieser Arbeit festgelegten Grenzwert des Variationskoeffizienten des indizierten Mitteldrucks COV_{pmi} von 3 % eine kritische Damköhler-Zahl von 12,5 gefunden werden. Bei Annahmen hinsichtlich der Darstellung der turbulenten Strömung bzw. der physikalischen Kraftstoffeigenschaften im Bereich der numerischen CFD-Simulation, die sich von den hier getroffenen stark unterscheiden, ist jedoch eine Abweichung dieses Grenzwerts denkbar. In diesem Fall sind zur Bestimmung eines angepassten Werts für die Damköhler-Zahl Validierungsrechnungen notwendig.

Die Abweichungen der berechneten externen Abgasrückführaten von den am Motorenprüfstand gemessenen Werten waren für die untersuchten Varianten trotz unterschiedlichster Zylinderinnenströmung geringer als 3 %, in vielen Fällen sogar kleiner 1 %. Auch unter der Maßgabe, dass bedingt durch den bereits sehr fortschrittlichen Entwicklungsstand homogener Brennverfahren Ziele zur Verbrauchsreduktion von etwa 5 % üblich sind und damit Verbesserungen der Restgastoleranz in einer vergleichbaren Größenordnung gesucht werden, ist die Güte der Ergebnisse befriedigend.

Für den erfolgreichen Einsatz des vorgestellten Berechnungsverfahrens im Entwicklungsprozess ist von besonderer Bedeutung, dass die richtige relative Einordnung der verschiedenen untersuchten Varianten grundsätzlich immer gegeben war und damit der Forderung genüge getan wird, eine Voroptimierung mit Hilfe der Simulation zu ermöglichen.

Es wurde weiterhin Wert auf einen möglichst allgemeinen Zugang zur Bewertung der Restgastoleranz der homogenen Brennverfahren und die Transparenz des Berechnungsverfahrens gelegt, so dass weder der Einsatz eines spezifischen Software-Pakets noch Details zur Netzgenerierung gefordert sind. Eine einfache Implementierung der einzelnen Berechnungsschritte, siehe Anhang, in die jeweilige Entwicklungsumgebung und die Möglichkeit der Analyse bereits bestehender, konventioneller Simulationsdaten mit Zwei-Phasen-Strömung ist damit gegeben. Es entsteht somit ein unmittelbarer Nutzen für den praktischen Entwicklungsprozess.

8 Ausblick

In den letzten Abschnitten wurde dargestellt, dass eine physikalisch sinnvolle Beschreibung der Strömungsvorgänge, der Einspritzung sowie der Wechselwirkung zwischen der Luft und dem Kraftstoff mit den Methoden der CFD-Simulation möglich ist. Auf Basis dieser Ergebnisse wurde ein Analyseverfahren vorgestellt, das Aussagen zur Flammenstabilität und Restgastoleranz für den verbrauchskritischen unteren Teillast-Bereich während der Konzeptphase ermöglicht und so zu einem effizienteren Entwicklungsablauf beiträgt. Die vorgestellte Methode, die einen Zusammenhang zwischen der Restgastoleranz eines homogenen Brennverfahrens und der Damköhler-Zahl herstellt, ist in zukünftigen Projekten durch Berechnungen und Messungen bei höheren Lasten und Drehzahlen auf eine breitere Datenbasis zu stellen. Langfristiges Ziel muss dabei sein, eine Beschreibung der Flammenstabilität unabhängig von der Last und der Drehzahl zu ermöglichen.

Im Rahmen dieser Arbeit konnte ferner gezeigt werden, dass trotz der getroffenen Annahmen in den Bereichen der Turbulenzmodellierung und der Beschreibung des Kraftstoffs insgesamt eine hohe Ergebnisgüte erreicht werden konnte. Weitere Verbesserungen sind durch die Anwendung aufwändigerer Turbulenzmodelle zu erwarten, die eine Beschreibung anisotroper Turbulenz ermöglichen und damit insbesondere für Brennverfahren mit hoher Ladungsbewegung geeignet sind. Hier besteht jedoch die grundsätzliche Problematik, dass die Interpretierbarkeit der halbempirischen Turbulenzmodelle der RANS-Methode (*Reynolds-Averaged Navier Stokes*) in hohem Maße von der bestehenden Wissensbasis in Verbindung mit Messergebnissen abhängt. Inzwischen existieren für das $k\varepsilon$ -Modell, das derzeit Stand der Technik ist, eine Vielzahl von Veröffentlichungen und vergleichenden Untersuchungen, so dass der Einsatz alternativer Modelle erst nach einer längeren Phase der Verifizierung denkbar ist.

Exaktere Berechnungsverfahren, wie die LES- (*Large Eddy Simulation*) bzw. DNS-Verfahren (*Direct Numerical Simulation*), die die Turbulenz ganz oder teilweise aus den Navier-Stokes-Gleichungen ableiten, führen zu extrem hohem Berechnungsaufwand. Zudem ist derzeit noch nicht geklärt, wie die Initialisierung des Turbulenzfelds im Zylinder bzw. die Definition der turbulenten Randbedingungen bewerkstelligt werden kann, ohne Einfluss auf die Güte der Ergebnisse zu nehmen.

Potenzial zur Verbesserung der Ergebnisqualität ist hinsichtlich der Abbildung des Kraftstoffs gegeben. Ist derzeit die vereinfachte Darstellung als Einkomponenten-

Fluid üblich, so ist zukünftig bei weiterer Verbesserung der verfügbaren Rechnerleistungen eine detaillierte Auflösung der physikalischen Kraftstoffeigenschaften denkbar und, angesichts der ständig zunehmenden Bedeutung alternativer Kraftstoffe, auch notwendig. Ansätze sind die Einspritzung mehrerer Kraftstoffkomponenten, was wiederum zu einem Anstieg der Spezies und Transportgleichungen führt und somit den Aufwand nach oben treibt, sowie der Ansatz der kontinuierlichen Thermodynamik [3.4]. Dieser Ansatz leitet aus der Verteilungskurve der Spezies in einem Kraftstoffkomponentengemisch dessen physikalische Eigenschaften ab. Die Entwicklung der Parameter der Verteilungskurve wird über Transportgleichungen realisiert. Mit diesem Ansatz ist die Darstellung komplexer Kraftstoffe möglich, sofern sie aus denselben Kohlenwasserstoffverbindungen bestehen. Für die derzeit dominierenden Benzin- und Dieselmotorkraftstoffe wird diese Forderung durch deren Beschreibung als Gemisch aus Alkanen in guter Näherung erfüllt. Hier ist zukünftig durchaus eine akkuratere Simulation der Gemischaufbereitung zu erwarten.

Auch beim Zündvorgang wurden in der Zwischenzeit semi-empirische Modelle entwickelt, die die Gemischentflammung und die Entwicklung der Initialflamme abbilden. Beim *Arc and Kernel Tracking Ignition Model (AKTIM)* etwa wird das CFD-Modell um vier physikalische Submodelle erweitert [8.1, 8.2], die die elektrischen Eigenschaften des Zündsystems, den Zündfunken, die Initialflamme und die Zündkerze beschreiben. Das Modell berücksichtigt die Auslenkung des Zündfunkens durch das turbulente Strömungsfeld und Mehrfachzündungen. Die Anfangsposition des Flammenkerns wird über eine Vielzahl von Partikeln mit unterschiedlicher statistischer Gewichtung beschrieben, die ebenfalls in Wechselwirkung mit dem Strömungsfeld stehen. Die Autoren geben an, dass mit dieser Methode in Verbindung mit der für die Finite-Volumen-Methode üblichen räumlichen Diskretisierung die Entstehung der Flamme beschrieben werden kann. Derzeit bestehen für dieses Modell keine Erfahrungen hinsichtlich seiner allgemeinen Anwendbarkeit bei hoher Turbulenz bzw. Restgaskonzentration. Es lässt aber in jedem Fall zukünftig eine stärker auf physikalischen Prinzipien basierende Simulation des Zündvorgangs erwarten.

In nächster Zukunft wird das vorgestellte Modell in jedem Fall eine interessante Möglichkeit zur Bewertung der Entflammung darstellen. Die Analyse der Daten beruht auf den Ergebnissen bestehender CFD-Simulationen mit Zwei-Phasen-Strömung und ist damit problemlos für bereits bestehende Berechnungsmodelle ausführbar, was eine schnelle und einfache Anwendung ermöglicht.

9 Zusammenfassung

Der schonende Umgang mit Ressourcen und die Verträglichkeit von Umwelt und Verkehr stehen seit längerem im öffentlichen Interesse. Für den Ottomotor besteht damit Handlungsbedarf hinsichtlich Kraftstoffverbrauch und CO₂-Emission.

Bekanntermaßen ist im Bereich geringer Motorlasten die Entdrosselung des Saugsystems verbunden mit hohen Abgasrückfuhraten ein probates Mittel zur Absenkung der Pumpverluste und damit des Kraftstoffverbrauchs. Hohe Restgaskonzentrationen führen jedoch zu einer verzögerten Verbrennung und damit zu geringerem Verbrennungswirkungsgrad und Komforteinbußen bedingt durch höhere zyklische Schwankungen. Die gezielte Einbringung von Ladungsbewegung und Turbulenz in den Brennraum bewirkt dagegen eine Faltung und Vergrößerung der Flammenfront, was die Verbrennung beschleunigt und stabilisiert. Damit ist eine Kompensierung der durch die hohen Restgaskonzentrationen hervorgerufenen Effekte möglich, was die Restgasverträglichkeit des Brennverfahrens und somit das Potenzial zur Verbrauchsabsenkung verbessert. Eine hohe Ladungsbewegung hat jedoch wiederum Nachteile im Hinblick auf Einström- und Wandwärmeverluste zur Folge.

Diese komplexen Zusammenhänge machen es wünschenswert, bereits während der Konzeptphase die Bewertung der Restgastoleranz eines Brennverfahrens für den unteren Teillast-Bereich vorzunehmen. Das Ziel dieser Arbeit war es deshalb, für Motoren mit homogenem Brennverfahren ein Verfahren auf Basis numerischer Methoden zu entwickeln, das unabhängig von der Zylinderinnenströmung eine Vorhersage der Laufgrenze des Brennverfahrens zulässt.

Zu diesem Zweck wurden für jeweils einen Motor mit Kanaleinspritzung und homogener Direkteinspritzung unter Anwendung der CFD-Simulation zahlreiche Konzepte zur Generierung von Ladungsbewegung untersucht und mit Hilfe der globalen Strömungsstrukturen Drall, Tumble und Ω -Tumble ausgewertet. Es konnte dabei die Steigerung der Turbulenz im Brennraum zum Zeitpunkt der Gemiscentflammung nachgewiesen werden. Vergleiche mit Versuchsergebnissen vom Motorenprüfstand zeigten eine gute Korrelation zwischen abnehmendem Vorzündbedarf und steigender Turbulenz, was die beschleunigende Wirkung der Turbulenz auf die Verbrennung bestätigte.

Eine Analyse der berechneten Wandwärmeströme während der Ansaug- und Kompressionsphase ergab weiterhin die Zunahme der Wärmeverluste bei zunehmender

Zylinderinnenströmung, woraus ein Trade-Off zwischen beschleunigter Verbrennung einerseits und steigenden Wärmeverlusten andererseits resultiert. Die Notwendigkeit der frühzeitigen Auslegung einer optimierten Zylinderinnenströmung kommt damit wiederum zum Ausdruck.

Ferner konnte durch die Berücksichtigung der Kraftstoffeinspritzung mittels der Simulation der Zwei-Phasen-Strömung gezeigt werden, dass die hohen Relativgeschwindigkeiten zwischen den Kraftstofftropfen und dem umgebenden Medium bei erhöhter Ladungsbewegung ein schnelleres Verdampfen des Kraftstoffs und damit eine schnellere Gemischaufbereitung zur Folge haben. Während Konzepte mit erhöhter Tumble-Strömung grundsätzlich die homogene Kraftstoffverteilung im Brennraum förderten, stellte sich bei zunehmender Drall-Strömung eine vertikale Schichtung im Brennraum ein, die zu einem eher mageren Gemisch an der Zündkerze und damit ungünstigeren Zündbedingungen führt. Dies ist ein wichtiger Aspekt bei der Auslegung zukünftiger Brennverfahren mit Kanalabschaltung.

Beim Brennverfahren mit Direkteinspritzung konnte rechnerisch für den aufgeladenen Vollastbetrieb eine reduzierte Benetzung der Kolbenoberfläche bei erhöhter Ladungsbewegung nachgewiesen werden. Hier zeigte insbesondere eine intensive Drall-Strömung bedingt durch das Verwehen des Einspritzstrahls und der schnelleren Gemischaufbereitung eine deutlich geringere Wandfilmbildung. Parallel am Motorenprüfstand durchgeführte Versuche zeigten eine Absenkung der Kohlenwasserstoff- und Ruß-Emissionen bei erhöhter Ladungsbewegung, womit indirekt ein versuchstechnischer Nachweis für die Richtigkeit der Simulationsergebnisse erbracht werden konnte.

Mit Hilfe der Theorie turbulenter Flammen wurde ein Verfahren entwickelt, das eine rechnerische Voraussage der Restgastoleranz des Brennverfahrens erlaubt. Dabei ermöglichen dimensionslose Kennzahlen wie die Karlovitz- und Damköhler-Zahl Aussagen zur Charakteristik der Flammenfront sowie zur Relation chemischer und turbulenter Zeitskalen. Letztere stellen ein Kriterium für die Wechselwirkung turbulenter Durchmischung und Reaktionskinetik dar.

Eine Analyse der untersuchten Motor- und Ladungsbewegungs-Varianten im Borghi-Peters-Diagramm im Hinblick auf die beschriebenen Kennzahlen der Flammentheorie und deren Vergleich mit der am Motorenprüfstand gemessenen Restgastoleranz des jeweiligen Brennverfahrens mit einem Variationskoeffizienten des indizierten Mitteldrucks kleiner 3 % ergab eine mittlere Damköhler-Zahl von 12,5 als

Grenzwert für eine stabile Verbrennung. Diese Beobachtung unterscheidet sich von bisherigen Untersuchungsergebnissen, die die Flammenstabilität bei stationärer Verbrennung zum Gegenstand hatten und die Karlovitz-Zahl als kritischen Grenzwert angaben. Dies ist offensichtlich mit der beschleunigenden Wirkung der Turbulenz auf die Verbrennung und dem damit verbundenen späteren Zündzeitpunkt und der größeren Bedeutung der Wechselwirkung zwischen den turbulenten und chemischen Abläufen im hoch instationären motorischen Verbrennungsprozess zu begründen. Bei zunehmender Turbulenz und starker Zerklüftung der dünnen Reaktionszone sind eine Ausdünnung der reaktiven Teilchen und ein Abkühlen der Reaktionszone zu erwarten, was zur Abnahme der Reaktionsgeschwindigkeit und zum partiellen Verlöschen der Flamme führt und so die Stabilität des Brennverfahrens begrenzt.

Aus der berechneten Restgastoleranz des Brennverfahrens konnte weiterhin mit Hilfe der 1D-Simulation die maximal darstellbare externe Abgasrückführrate bestimmt werden. Es konnte wiederum durch eine Gegenüberstellung der gerechneten und gemessenen Werte gezeigt werden, dass eine verlässliche Voraussage der externen Abgasrückführaten und damit des Potenzials des jeweiligen Brennverfahrens hinsichtlich Verbrauchseinsparung möglich ist.

Durch die weiter steigenden Rechnerleistungen sind zukünftig aufwändigere numerische Modelle mit verbesserter Darstellung der Turbulenz, detaillierter Definition des Kraftstoffs und einer physikalischen Beschreibung des Zündvorgangs zu erwarten. Die im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Methode stellt jedoch in jedem Fall eine Möglichkeit dar, auf Basis herkömmlicher CFD-Rechnungen rasch und zuverlässig Vorhersagen zur Restgasverträglichkeit eines homogenen Brennverfahrens zu liefern.

10 Anhang

Überblick der einzelnen Berechnungsschritte zur rechnerischen Bestimmung der Restgastoleranz homogener Brennverfahren

Es sollen die Berechnungsschritte, die für die Voraussage der externen Restgasrate notwendig sind, noch einmal in Form eines Ablaufschemas dargestellt werden. Auf eine Erläuterung der einzelnen Schritte wird verzichtet. Es wird vielmehr auf die jeweiligen Abschnitte dieser Arbeit verwiesen.

1. Führe für den zu berechnenden Motor eine CFD-Simulation unter Einbeziehung der Zwei-Phasen-Strömung in einem Motorbetriebspunkt aus, der für den unteren Teillast-Bereich repräsentativ ist.
2. Selektiere bei 720 °KW (Zünd-OT) die Fluidzellen innerhalb eines Kugelvolumens mit einem Durchmesser von etwa 25 % des Zylinderdurchmessers und bestimme die Größen Druck p , Temperatur T , Luftverhältnis λ und Restgaskonzentration $\tilde{x}_{RG,0}$.
3. Leite aus den CFD-Ergebnisgrößen folgende Kennwerte der turbulenten Verbrennung ab (Mittelwert und Streuung):
 - Laminare Flammengeschwindigkeit s_L Gleichungen 7.7 und 7.8
 - Dicke der Reaktionszone δ_L Gleichung 7.14
 - Turbulenzintensität u' Gleichung 3.17
 - Integrale Länge L_x Gleichung 3.15.2
 - Turbulente Reynolds-Zahl Re_T Gleichung 7.17
 - Karlovitz-Zahl Ka Gleichung 7.16
 - Damköhler-Zahl Da Gleichung 7.15
4. Berechne aus diesen Größen die Restgasverträglichkeit des Brennverfahrens gemäß Gleichung 7.21. Für die kritische Damköhler-Zahl Da_{KRIT} ist ein Wert von 12,5 einzusetzen, der jedoch bei abweichenden Modellannahmen im Hinblick auf Turbulenz und Kraftstoff andere Werte annehmen kann. In diesem Fall sind vorherige Validierungsrechnungen notwendig.

5. Bestimme mit Hilfe der Prozessrechnung einen linearen Zusammenhang zwischen der externen Restgasrate und der gesamten Restgaskonzentration im Brennraum (siehe Tabelle 3.2).

6. Berechne daraus die maximale externe Abgasrückführrate.

11 Literatur

Einleitung

- [1.1] Berner, U.: „Treibhausgas Kohlendioxid – ein Rückblick in die Vergangenheit und ein Ausblick in die Zukunft“, 27. Internationales Wiener Motorensymposium, 2006
- [1.2] Bockelmann W.: „Der Verbrennungsmotor im Spannungsfeld zukünftiger Anforderungen“, 25. Internationales Wiener Motorensymposium, 2004
- [1.3] Takimoto, M.: “Toyota’s Challenge for Sustainable Mobility”, 26. Internationales Wiener Motorensymposium, 2005
- [1.4] Stromberger, R.; Theis, J.: „Integrated Approach: Konzept einer nachhaltigen CO₂-Reduktion“, 27. Internationales Wiener Motorensymposium, 2006
- [1.5] Seyfried, F.: „Alternative Kraftstoffe für fortschrittliche Antriebe“, 14. Aachener Kolloquium, Fahrzeug- und Motorentechnik, 2005
- [1.6] Geringer, B.; Hofmann, P.: “Potentials and Challenges of 1st and 2nd Generation Alternative Fuels for Internal Combustion Engines (ICE)”, 6th International Colloquium Fuels, Osterfildern, 2007

Maßnahmen zur Verbrauchsreduzierung beim Ottomotor

- [2.1] Grebe, U.-D.: „Weiterentwicklung des Ottomotors“, Skriptum, TU Wien, 2005
- [2.2] Wurms, R.; Kuhn, M.; Zeilbeck, A.; Adam, S.; Krebs, R.; Hatz, W.: „Die Audi Turbo FSI Technologie“, 13. Aachener Kolloquium, Fahrzeug- und Motorentechnik, 2004

- [2.3] Königstedt, J.; Müller, R.; Jablonski, J.; Dirschnabel, T.; Uhrich J.; Hatz, W.: „Der neue V10-FSI-Motor von Audi“, 27. Internationales Wiener Motorensymposium, 2006
- [2.4] Abe, S.; Sugiyama, M.; Kishi, H.; Harada, J.: “Development of a new V-6 High Performance Stoichiometric Gasoline Direct Injection Engine“, 25. Internationales Wiener Motorensymposium, 2004
- [2.5] Schnittger, W.; Königstein, A.; Pritze, S.; Pöpperl, M.; Rothenberger, P.; Samstag, M.: „2.2 Direct Ecotec – Neuer Ottomotor mit Direkteinspritzung von Opel“, MTZ 12/2003
- [2.6] Goeschel, B.: „Potenziale zukünftiger Brennverfahren“, 10. Tagung Arbeitsprozess der Verbrennungskraftmaschine, TU Graz, 2005
- [2.7] Lückert, P.; Waltner, A.; Rau, E.; Vent, G.; Schaupp, U.: „Der neue V6-Ottomotor mit Direkteinspritzung von Mercedes-Benz“, MTZ 11/2006
- [2.8] Merker, G. P.; Stiesch, G.: „Technische Verbrennung, Motorische Verbrennung“, Teubner, 1. Auflage, 1999
- [2.9] Welter, A.; Unger, H.; Hoyer, U.; Brüner, T.; Kiefer, W.: „Der neue aufgeladene BMW Reihensechszylinder Ottomotor“, 15. Aachener Kolloquium, Fahrzeug- und Motorentechnik, 2006
- [2.10] Krebs, R.; Szengel, R.; Middendorf, H.; Sperling, H.; Siebert, W.; Theobald, J. Michels, K.: „Neuer Ottomotor mit Direkteinspritzung und Doppelaufladung“, ATZ 11/2005, MTZ 12/2005
- [2.11] Knirsch, S.; Kerkau, M.; Beer, M.; Knoll, E.; Sterner, A.; Neußer, H.-J.: „Die Mechanik des neuen Porsche 6-Zylinder Biturbo-Motors mit Variabler Turbinengeometrie“, 15. Aachener Kolloquium, Fahrzeug- und Motorentechnik, 2006
- [2.12] Danisch, R.; Goppelt, G.: „Der neue Toyota Prius“, MTZ 3/2004

- [2.13] Grebe, U.-D.: „Möglichkeiten zur ansaugseitigen Querschnittssteuerung und deren Analyse an einem Vierventil-Ottomotor“, VDI Fortschrittbericht, Reihe 12, Nr. 289, 1996
- [2.14] Scharrer, O.: „Einflusspotenzial Variabler Ventiltriebe auf die Teillast-Betriebswerte von Saug-Ottomotoren – eine Studie mit der Motorprozess-Simulation“, Dissertation, TU Berlin, 2005
- [2.15] Beer, M.; Held, W.; Kerkau, M.; Rehr, A.: „Der neue Motor des Porsche 911 Turbo“, MTZ 11/2000
- [2.16] Klaus, B.; Drexler, G.; Eder, T.; Eisenkölbl, M.; Luttermann, C.; Schleusener, M.: „Weiterentwicklung der vollvariablen Ventilsteuerung BMW-Valvetronic“, MTZ 9/2005
- [2.17] List, R.; Hofmann, P.; Geringer, B.: Interner Bericht B05026 am Institut für Verbrennungskraftmaschinen und Kraftfahrzeugbau, TU Wien, 2006
- [2.18] Heywood, J. B.: “Internal Combustion Engine Fundamentals“, McGraw-Hill, 1988

Strömungs- und Prozesssimulation

- [3.1] Ferziger, J. H.; Perić M: “Computational Methods for Fluid Dynamics“, Springer, 3rd Edition, 2002
- [3.2] N. N.: „Methodology – Star-CD Version 3.24“, CD adapco Group, 2004
- [3.3] Adomeit, P.; Pischinger, S.; Graf, M.; Aymanns, R.: „Zyklische Schwankungen beim direkteinspritzenden Ottomotor“, 7. Internationales Symposium für Verbrennungsdiagnostik, Baden-Baden, 2006
- [3.4] Favre, A. J.: “The Equations of Turbulent Compressible Gases“, Journal of Mechanics 4, 1965

-
- [3.5] Stiesch, G.: "Modeling Engine Spray and Combustion Processes", Springer, 2003
- [3.6] Pischinger, R.; Klell, M.; Sams, T.: „Thermodynamik der Verbrennungskraftmaschine“, Springer, 2. Auflage, 1989
- [3.7] Angelberger, C.; Poinso, T.; Delhay, B.: "Improving Near-Wall Combustion and Wall Heat Transfer Modeling in SI Engine Computations", SAE Paper 972881, 1997
- [3.8] Woschni, G.: "A Universally Applicable Equation for the Instantaneous Heat Transfer Coefficient in the Internal Combustion Engine", SAE Paper 670931, 1967
- [3.9] Peters, H.; Worret, R.; Spicher, U.: "Numerical Analyses of the Combustion Process in a Spark-Ignition Engine", COMODIA, Nagoya, 2001
- [3.10] Brandstätter, W.: „Berechnung und Messung innermotorischer Vorgänge“, Skriptum, TU Wien, 2004
- [3.11] Oberhumer, K. L.: „Einfluss der Kolbengeometrie auf die Zylinderinnenströmung am Beispiel eines Ottomotors mit homogener Direkteinspritzung“, Diplomarbeit, TU Wien, 2006
- [3.12] Merker, G. P.; Schwarz, C.: „Technische Verbrennung – Simulation verbrennungsmotorischer Prozesse“, Teubner, 1. Auflage, 2001
- [3.13] Woschni, G.: „Theorie der Verbrennungskraftmaschine – Moderne Methoden zur Berechnung der Innenvorgänge“, Skriptum, TU München, 1990
- [3.14] Vibe, I. I.: „Brennverlauf und Kreisprozess von Verbrennungsmotoren“, VEB Verlag Technik, Berlin, 1970
- [3.15] Hohenberg, G.: "Advanced Approaches for Heat Transfer Calculations", SAE Paper 790825, 1979

- [3.16] Bargende, M.: „Ein Gleichungsansatz zur Berechnung der instationären Wandwärmeverluste im Hochdruckteil von Ottomotoren“, Dissertation, TU Darmstadt, 1990
- [3.17] Csallner, P.: „Eine Methode zur Vorausberechnung der Änderung des Brennverlaufes von Ottomotoren bei geänderten Betriebsbedingungen“, Dissertation, TU München, 1981
- [3.18] Reulein, C.; Schwarz, C.: „Gesamtprozesssimulation“, Tagung Simulation der motorischen Verbrennung – Modellbildung und Verifikation, Essen, 2004
- [3.19] Hires, S. D.; Tabaczynski, R. J.; Novak, J. M.: “The Prediction of Ignition Delay and Combustion Intervals for a Homogeneous Charge, Spark Ignition Engine“, SAE Paper 780232, 1978
- [3.20] Meier, K.: „Berechnung der Verbrennung und Schadstoffbildung im OTTO-Motor bei großen Abgasrückführraten“, Dissertation, Universität Karlsruhe, 1997
- [3.21] Morel, T.; Keribar, R.: “A Model for Predicting Spatially and Time Resolved Convective Heat Transfer in Bowl-in-Piston Combustion Chambers“, SAE Paper 850204, 1985

Varianten zur Steigerung der Ladungsbewegung

- [4.1] Lauer, T.; Hofmann, P.; Geringer, B.; Grebe, U.-D., Buhr, R.; Scharrer, O.: „Bewertung turbulenzsteigernder Maßnahmen mit Hilfe der CFD-Rechnung am Beispiel eines Ottomotors mit Kanaleinspritzung“, 1. Tagung Motorprozesssimulation und Aufladung, 2005
- [4.2] Gebhard, P.; Grebe, U.-D.; Reinheimer, G.; Prüfer, R.; Zimmermann, J., Dickgreber, F.: „Die neue Generation der kleinen Ottomotorenfamilie für den Opel Corsa“, 12. Aachener Kolloquium, Fahrzeug- und Motorenentwicklung, 2002

- [4.3] Grebe, U.-D., Prüfer, R.; Hofmann, P.; Fitl, M., Weissenberger, D.: „Kanalabschaltung: Der intelligente Weg zur Verbrauchsreduzierung kleiner Ottomotoren“, VDI Fortschrittbericht, Reihe 12, Nr. 49, 2002
- [4.4] Zarl, S.; Hofmann, P.; Geringer, B.: Interner Bericht B06002 am Institut für Verbrennungskraftmaschinen und Kraftfahrzeugbau, TU Wien, 2006

Untersuchungen zur Ladungsbewegung und Turbulenz

- [5.1] Krausgrill, C.: „Messung und Bewertung der Zylinderinnenströmung am Ottomotor“, Dissertation, TU Darmstadt, 1998
- [5.2] Kaden, A.; Klumpp, R.; Enderle, C.: „Analyse der Restgasverträglichkeit beim Ottomotor – Ergänzung der Verbrennungsdiagnostik durch die 3D-Motorprozeßrechnung“, Internationales Symposium für Verbrennungsdiagnostik, Baden-Baden, 2004
- [5.3] Tomita, T.: “Formula 1 – Encouraging Creativity for Future Engine Technology“, 24. Internationales Wiener Motorensymposium, 2003
- [5.4] Hohenberg, G.; Grebe, U.-D.; Krausgrill, C.: „Die Bestimmung von Drall und Tumble und deren Auswirkung auf den Arbeitsprozeß des Ottomotors“, Der Arbeitsprozess der Verbrennungsmotors, 5. Tagung Graz, 1995
- [5.5] Bandel, W.; Fraidl, G. K.; Friedl, H.; Kapus, E.: „Mehrwertorientierte Techniken für ottomotorische Antriebssysteme“, MTZ 2/2006
- [5.6] Enderle, C.; Mürwald, M.; Tiefenbacher, G.; Karl, G.; Lautenschütz, P.: „Neue Vierzylinder-Ottomotoren mit Kompressoraufladung“, MTZ 7-8/2002
- [5.7] Lauer, T.; Hofmann, P.; Geringer, B.; Grebe, U.-D.; Buhr, R.: “Application of the CFD-Simulation Method in the Development of a Turbulence Increasing Concept for a Port-Fuel-Injection SI-Engine”, FISITA World Congress, Yokohama, 2006

- [5.8] Geringer, B.; Hofmann, P.; Weissenberger, D.; Fitl, M.; Grebe, U.-D.; Prüfer, R.: "Optimization of the Mixture Preparation in Engines with Port Deactivation", 9th EAEC International Congress, Paris, 2003
- [5.9] Lückert, P.; Waltner, A.; Rau, E.; Vent, G.; Wolf, H.-C.: „Der neue V6-Ottomotor M272“, MTZ 6/2004
- [5.10] Wolters, P.; Geiger, J.; Baumgarten, H.: „Tumble-Brennverfahren für DI-Ottomotoren“, MTZ 11/2000
- [5.11] Glanz, R.: „Differenzielle Erfassung von Tumble-Strömungsfeldern“, MTZ 1/2000
- [5.12] Dingel, O.; Kahrstedt, J.; Seidel, T.; Zülch, S.: „Dreidimensionale Messung der Ladungsbewegung mit Doppler Global Velocimetry“, MTZ 2/2003
- [5.13] Dingel, O.; Seidel, T.; Steuker, H.: „Strömungsmessung während der Kompression mit Doppler Global Velocimetry“, MTZ 5/2006
- [5.14] Adomeit, P.; Lang, O.; Schmidt, A.; Hopp, M.: „CAD-gestützte Kanalentwicklung für moderne Ottomotoren“, MTZ 1/2006
- [5.15] Wurms, R.; Dengler, S.; Budack, R.; Mendl, G.; Dicke, T.; Eiser, A.: „Audi valvelift system: Ein neues innovatives Ventiltriebssystem von Audi“, 15. Aache-ner Kolloquium, Fahrzeug- und Motorenentwicklung, 2006
- [5.16] Luttermann, C.; Schünemann, E.: „Die Valvetronic – zentrales Element des neuen BMW Sechszylinder-Motors zur Einhaltung der SULEV-Emissionsgrenzwerte“, 3. Fachtagung Emission Control, Dresden, 2006

Einfluss der Ladungsbewegung auf die Gemischaufbereitung

- [6.1] Gilles-Birth, I.; Rechs, M.: „Untersuchungen zur Düseninnenströmung von Sitzlochinjektoren für die Benzindirekteinspritzung“, 7. Internationales Symposium für Verbrennungsdiagnostik, Baden-Baden, 2006
- [6.2] Eckert, P.; Baumgarten, C.; Merker, G. P.: „Möglichkeiten und Grenzen der Simulation dieselmotorischer Prozesse“, 7. Internationales Symposium für Verbrennungsdiagnostik, Baden-Baden, 2006
- [6.3] Baretzky, U.; Pfeffer, T.; Kuntz, P.; Ullrich, W.: „Optimierte Entwicklungsmethode zur Verbesserung der Gemischaufbereitung für den Audi R8 FSI® Motor für Le Mans“, 25. Internationales Wiener Motorensymposium, 2004
- [6.4] Lefebvre, A. H.: “Atomization and Sprays“, Taylor & Francis, 1st Edition, 1989
- [6.5] Elkoth, M. M.: “Fuel Atomization for Spray Modeling“, Progress in Energy and Combustion Science, Vol. 8, 1982
- [6.6] Wierzbza, A.: “Deformation and Breakup of Liquid Drops in a Gas Stream at Nearly Critical Weber Numbers“, Experiments in Fluids, Vol. 9, 1993
- [6.7] Nicholls, J. A.: “Stream and Droplet Breakup by Shock Waves“, NASA-SP-194, 1972
- [6.8] Reitz, R. D.; Diwakar, R.: “Effect of Drop Breakup on Fuel Sprays“, SAE Paper 860469, 1986
- [6.9] Bai, C.; Gosman, A. D.: “Development of Methodology for Spray Impingement Simulation“, SAE Paper 950283, 1995
- [6.10] Bird, R. B.; Stewart, E. W.; Lightfoot, E. N.: “Transport Phenomena“, John Wiley & Sons, New York, 1966

- [6.11] El Wakil, M. M.; Ueyhara, O. A.; Myers, P. S.: "A theoretical investigation of the heating-up period of injected fuel droplets vaporizing in air", NACA Technical Note 3179, 1954
- [6.12] Ranz, W. E.; Marshall, W. E.: "Evaporation from Drops", Chemical Engineering Progress, Vol. 48, Nr. 3, 1952
- [6.13] Godsave, G. A. E.: "Studies of the combustion of drops in a fuel spray: The burning of single drops of fuel", 4th International Symposium on Combustion, 1953.
- [6.14] Lauer, T.; Oberhumer, K. L.; Geringer, B.: "Influence of the Charge Motion on the Mixture Preparation of a Homogeneous GDI", 16th International Star-CD Internal Combustion Engines Workshop, Detroit, 2006
- [6.15] Hofmann, P.; Lenz, H. P.: Interner Bericht B2771 des Instituts für Verbrennungskraftmaschinen und Kraftfahrzeugbau, TU Wien, 2001
- [6.16] Frank, M.; Gesk, M.; Samenfink, W.; Gerhardt, J.; Hackl, B.; Urbanek, M.; Hofmann, P.; Geringer, B.: „Neue Wege bei der Injektorauswahl und der Startabstimmung von Ottomotoren mit Saugrohreinspritzung", 27. Internationales Wiener Motorensymposium, Wien, 2006

Bewertung der Restgastoleranz und der Verbrennungsstabilität

- [7.1] Semenov, N. N.: "Chemical Kinetics and Chain Reactions", Oxford University Press, London, 1935
- [7.2] Pilling, M.J.: "Low-Temperature Combustion and Autoignition", Elsevier Science, Vol. 35, 1997
- [7.3] Geiger, J.; Pischinger, S.; Böwing, R.; Koß, H.-J.; Thiemann, J.: "Ignition Systems for Highly Diluted Mixtures in SI-Engines", SAE Paper 1999-01-0799, 1999

- [7.4] Fansler, T. D.; Drake, M. C.; Düwel, I.; Zimmermann, F. P.: „Wechselwirkung zwischen Kraftstoffspray und Zündkerze in einem Ottomotor mit Direkteinspritzung“, 7. Internationales Symposium für Verbrennungsdiagnostik, Baden-Baden, 2006
- [7.5] Maly, R.; Vogel, M.: “Ignition and Propagation of Flame Fronts in Lean CH₄-Air Mixtures by the Three Modes of the Ignition Spark“, Proceedings of 17th International Symposium on Combustion, The Combustion Institute, 1976
- [7.6] Maly, R.; Saggau, B.; Wagner, E.; Ziegler, G.: “Prospects of Ignition Enhancement“, SAE Paper 850478, 1985
- [7.7] Graf, J.; Geringer, B.; Herdin, G; Klausner, J.: „Das Potenzial der Laserzündung bei verbrauchs- und emissionsreduzierenden homogenen Brennverfahren“, 10. Tagung Arbeitsprozess des Verbrennungsmotor, TU Graz, 2005
- [7.8] Schwartz, H.: “Ignition Systems for Lean Burn Engines“, Proceedings of Conference on Fuel Economy and Emissions of Lean Burn Engines, Institution of Mechanical Engineers, London, 1979
- [7.9] Alger, T.; Mangold, B.; Mehta, D.; Roberts, C.: “The Effect of Sparkplug Design on Initial Flame Kernel Development and Sparkplug Performance“, SAE Paper 2006-01-0224, 2006
- [7.10] Heywood, J. B.: “Combustion and its Modeling in Spark-Ignition Engines“, COMODIA, Yokohama, 1994
- [7.11] Rhodes, D. B.; Keck, J. C.: “Laminar Burning Speed Measurements of Indolene-Air-Diluent-Mixtures at High Pressures and Temperatures“, SAE Paper 850047, 1985
- [7.12] Gülder, O. L.: “Turbulence premixed flame propagation models for different combustion regimes“, 23rd International Symposium on Combustion, The Combustion Institute, 1990

- [7.13] Damköhler, G.: „Der Einfluss der Turbulenz auf die Flammgeschwindigkeit in Gasgemischen“, Zeitschrift für Elektrochemie und physikalische Chemie, Vol. 46, 1940
- [7.14] Pischinger, F.: „Motorische Verbrennung“, Sonderforschungsbericht 224, 2001
- [7.15] Tabaczynski, R. J.; Trinker, F. H.; Shannon, B. A. S.: “Further Refinement and Validation of a Turbulent Flame Propagation Model for Spark-Ignition Engines”, Combustion and Flame, Vol. 39, 1980
- [7.16] Herweg, R.; Maly, R. R.: “A Fundamental Model for Flame Kernel Formation in SI Engines”, SAE Paper 922243, 1992
- [7.17] Lord, D. L.; Brehob, D. D.; Kim, Y.: “The Effects of Charge Motion on Early Flame Development”, SAE Paper 930463, 1993
- [7.18] Fischer, J.; Kettner, M.; Spicher, U.; Velji, A.: „Zylinderinnenströmung und zyklische Schwankungen bei Benzin-Direkteinspritzung“, MTZ 3/2005
- [7.19] Johansson, B.: “Influence of the Velocity Near the Spark Plug on Early Flame Development“, SAE Paper 930481, 1993
- [7.20] Peters, N.: “Laminar flamelet concepts in turbulent combustion”, 21st International Symposium on Combustion, The Combustion Institute, 1986
- [7.21] Dinkelacker, F.: “Experimental validation of flame regimes for highly turbulent premixed flames”, European Combustion Meeting (ECM 2003), Orleans, 2003
- [7.22] Peters, N.: “Turbulent Combustion”, Cambridge University Press, 2000
- [7.23] Borghi, R.: “Recent Advances in Aeronautical Science”, Plenum Press, 1985
- [7.24] Dinkelacker, F.: „Struktur turbulenter Vormischflammen“, Habilitationsschrift, Universität Erlangen, Esytec Erlangen, 2001

- [7.25] Dinkelacker, F.: VDI-Berichte Nr. 1629, 20. Deutscher Flammentag, Essen, 2001
- [7.26] Dinkelacker, F.; Buschmann, A.; Schäfer, M.; Wolfrum, J.: "Joint Meeting of the British and German Sections of the Combustion Institute", Cambridge, 1993
- [7.27] Peters, N.: "The turbulent burning velocity for large-scale and small-scale turbulence", Journal of Fluid Mechanics 384, 1999
- [7.28] Abraham, J.; Williams, F. A.; Bracco, F. V.: "A Discussion of Turbulent Flame Structure in Premixed Charges", SAE Paper 850345, 1985
- [7.29] List, R.; Hofmann, P.; Geringer, B.: Interner Bericht B05026 des Instituts für Verbrennungskraftmaschinen und Kraftfahrzeugbau, TU Wien, 2005

Ausblick

- [8.1] Zellat, M.; Abouri, D.; Conte, T.; Hechaichi, R.: "Recent Advances in SI Engine Modeling: A New Model for Spark and Knock Using a Detailed Chemistry in Star-CD", 16th International Star-CD Internal Combustion Engines Workshop, Detroit, 2006
- [8.2] Duclos, J.-M.; Colin, O.: "Arc and Kernel Tracking Ignition Model for 3D Spark-Ignition Engine Calculations", COMODIA, Nagoya, 2001

Lebenslauf

Persönliche Daten

Name: Thomas Lauer
Geburtsdatum: 14. Januar 1970
Geburtsort: Augsburg
Staatsangehörigkeit: Deutsch
Eltern: Helmut und Rosmarie Lauer
Familienstand: verheiratet mit Karin Lauer,
geb. Kaltenbrunner

Schulbildung

Pestalozzi Grundschule, Augsburg 1976 bis 1980
Jakob-Fugger-Gymnasium, Augsburg 1980 bis 1989
Hochschulstudium Maschinenwesen,
TU München 1990 bis 1995

Grundwehrdienst 1989 bis 1990

Beruflicher Werdegang

Entwicklungsingenieur für Strömung und
Akustik, Fa. Zeuna Stärker GmbH & Co KG,
Augsburg 01. Dezember 1995 bis 30. Juni 1999
Berechnungsingenieur für Betriebsfestigkeit,
Fa. MAN B&W Diesel AG, Augsburg 01. Juli 1999 bis 01. September 2003
Projektassistent am Institut für Verbrennungs-
kraftmaschinen und Kraftfahrzeugbau,
TU Wien seit 15. September 2003