

**Numerische Untersuchung der zyklischen Schwankungen der
Ladungsbewegung und Gemischbildung in einem
direkteinspritzenden Ottomotor**

Dissertation

zur Erlangung des akademischen Grades

Doktor-Ingenieur (Dr.-Ing.)

der Fakultät für Maschinenbau und Schiffstechnik
der Universität Rostock

vorgelegt von

Dipl.-Ing. Martin Theile

geboren am 02.06.1987 in Leer

aus Rostock

Lehrstuhl für Technische Thermodynamik
Universität Rostock

https://doi.org/10.18453/rosdok_id00002408

Erstgutachter:

Prof. Dr.-Ing. habil. Dr. h.c. Egon Hassel
Lehrstuhl für Technische Thermodynamik
Universität Rostock

Zweitgutachter:

Prof. Dr.-Ing. habil. Dominique Thévenin
Lehrstuhl für Strömungsmechanik und Strömungstechnik
Otto-von-Guericke-Universität Magdeburg

Datum der Einreichung: 30.06.2017

Datum der Verteidigung: 15.12.2017

We don't normally think much about our car's motor, and rightly we shouldn't. It functions so well that fretting about its inner workings is a foolish waste of time.

Robert B. Laughlin (2011)

Vorwort

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit am Lehrstuhl für Technische Thermodynamik der Universität Rostock sowie im Rahmen meiner Forschungsaktivitäten im Forschungszentrum für Verbrennungsmotoren und Thermodynamik Rostock (FVTR) in Zusammenarbeit mit dem Projektpartner der Volkswagen AG.

Mein besonderer Dank gilt Prof. Dr.-Ing. habil. Dr. h.c. Egon Hassel sowie Dr.-Ing. Jürgen Nocke vom Lehrstuhl für Technische Thermodynamik der Universität Rostock, welche mir die Möglichkeit gaben, eine solch komplexe und anspruchsvolle Thematik zu bearbeiten und als Ansprechpartner für jegliche Fragestellung stets zur Verfügung standen. Des Weiteren möchte ich mich bei allen meinen Kollegen in Rostock bedanken. Nur durch ein solch freundliches, motiviertes und über die arbeitstechnischen Grenzen hinausgehendes Miteinander ist die Erstellung einer solchen Arbeit meiner Meinung nach überhaupt erst möglich. Besonderer Dank gilt meinem ehemaligen Raumkollegen Prof. Dr.-Ing. Rom Rabe, welcher mir gerade zu Beginn durch sachliche und auch unsachliche Diskussionen stets eine große Hilfe war. Des Weiteren möchte ich mich bei Dr.-Ing. Ibrahim Najar und Sascha Andree für die täglich simulationsgeladene Atmosphäre im Büro bedanken. Mein Dank gilt ebenso Dr.-Ing. Martin Reißig, der mir über die gesamte Bearbeitungszeit zu jeder Tageszeit für Diskussionen zur Verfügung stand.

Des Weiteren möchte ich Prof. Dr.-Ing. habil. Dominique Thévenin danken, durch den ich in der Zeit meines Forschungsaufenthaltes in Magdeburg meinen Horizont stark erweitern konnte. Für die freundliche Aufnahme am Lehrstuhl möchte ich den dortigen Kollegen ebenfalls sehr danken.

Mein besonderer Dank gilt Dr.-Ing. Karsten Michels für sein offenes Ohr bezüglich jeder fachlichen, aber auch nicht fachlichen Frage sowie sein Engagement zum Gelingen der Forschungs Kooperation. Des Weiteren möchte ich mich bei sämtlichen mitwirkenden Mitarbeitern der Volkswagen AG bedanken, insbesondere Dr.-Ing. Henrik Hoffmeyer, Dr.-Ing. Lars Kapitza, Uwe Reisch und Axel Winkler, welche stets freundliche, offene und produktive Diskussionen ermöglichten. Mein besonderer Dank gilt jedoch Dr.-Ing. Martin Hofer, der als Diskussionspartner während der gesamten Bearbeitungszeit, aber insbesondere in der finalen Phase eine sehr große Hilfe war und mir das ein oder andere Mal die Motivation zurück in die Fingerspitzen gebracht hat.

Der größte Dank gilt zuletzt jedoch meiner Familie, die mir durch ihre Unterstützung während des Studiums die Grundlage zu einer solchen Arbeit überhaupt erst geschaffen hat. Ganz besonders danke ich meiner Partnerin Inga, die mir zu jeder Zeit in den vergangenen Jahren zur Seite stand und mir durch tatkräftige Unterstützung die finale Fassung erst ermöglichte. Ohne ihr Zutun wäre diese Arbeit in dieser Form nicht entstanden. Das gleiche, wenn auch in gänzlich anderer Art und Weise, gilt für meinen Sohn Fiete. Das Leben spielt sich offensichtlich nicht zwischen Programmcode-Zeilen ab.

Rostock, Juni 2017

Martin Theile

Disclaimer

Die Ergebnisse, Meinungen und Schlüsse dieser Dissertation sind nicht notwendigerweise die der Volkswagen Aktiengesellschaft.

The results, opinions and conclusions expressed in this thesis are not necessarily those of Volkswagen Aktiengesellschaft.

Kurzfassung

Die Schwankungen innermotorischer Prozessgrößen von Arbeitsspiel zu Arbeitsspiel stellen die Motorenentwickler im heutigen Spannungsfeld zwischen Emissionssenkung und Effizienzsteigerung vor Herausforderungen. Die stochastische Natur dieser zyklischen Schwankungen erlaubt es Entwicklungs- und Applikationsingenieuren nur mit einer gewissen Unschärfe einem möglichen Optimum eines Betriebspunktes nahezukommen. Insbesondere trifft dies für Motoren mit ottomotorischen Brennverfahren zu. Einzelne Arbeitsspiele, welche zum Teil stark vom mittleren bzw. repräsentativen Arbeitsspiel des jeweiligen Betriebspunktes abweichen, können durch Klopfneigung, Zündaussetzer bzw. unvollständige Verbrennung negative Auswirkungen auf das Betriebsverhalten des Motors haben.

Die Ursachen solcher zyklischer Schwankungen werden häufig in deterministische und stochastische Anteile aufgeteilt. Während erstere durch motorspezifische Bauteile und Geometrien beeinflusst werden sind letztere ein Resultat der chaotischen Natur turbulenter Strömungen.

Im Rahmen dieser Arbeit wird ein numerisches, dreidimensionales Modell eines 1-Zylinder Forschungsmotors vorgestellt, welcher an einen aufgeladenen, direkteinspritzenden 1,4 l Serienottomotor aus dem Hause der Volkswagen AG angelehnt ist. Das Ziel ist eine detaillierte Untersuchung des Einflusses der Ladungsbewegung und Einspritzung auf die zyklischen Schwankungen der Gemischbildung. Begleitet werden die CFD Simulationen durch experimentelle optische Untersuchungen an eben diesem 1-Zylinder Transparentmotor.

Die Simulation zyklischer Schwankungen wird in der dreidimensionalen numerischen Strömungsmechanik über die Auflösung eines Großteils des Spektrums der turbulenten Strömung möglich. Dies wird über die Verwendung skalenauflösender Turbulenzmodelle sichergestellt, welche das stark chaotische und anisotropische Verhalten des Strömungsfeldes wiedergeben können. Im Rahmen dieser Arbeit wurde das Scale Adaptive Simulation (SAS) Modell aufgrund der automatischen Anpassungsfähigkeit des skalenauflösenden Modus an die vorliegende zeitliche und örtliche Diskretisierung gewählt. Im Rahmen eines Validierungstests wurde die Abhängigkeit der Simulationsergebnisse von der Genauigkeit der verwendeten numerischen Verfahren untersucht. Somit konnte eine Wahl bestimmter Einstellungsparameter getroffen werden, ohne die Qualität der Simulationsergebnisse zu beeinflussen. In einem weiteren Testfall wurden zudem verschiedene Turbulenzmodelle gegenübergestellt und bezüglich Stabilität und Geschwindigkeit des Lösungsverfahrens bewertet. Aufgrund dessen wurde die Wahl des SAS Modells für den eigentlichen motorischen Anwendungsfall bestätigt.

Aufgrund der enormen Datenmengen bei Durchführung skalenauflösender Simulationen sind Postprocessing Routinen von Nöten, welche gezielt Informationen für einen Bewertungsprozess extrahieren und dem Ingenieur zugänglich machen. In einem Kapitel dieser Arbeit werden daher die Möglichkeiten der Proper Orthogonal Decomposition (POD) und der Wirbelzentrendetektion mit Hilfe des Γ_1 -Kriteriums vorgestellt. Dazu wurden die Ergebnisse des Validierungstestfalles genutzt um das charakteristische Verhalten der Strömung zu analysieren. Mit Hilfe der POD konnte das transiente Verhalten charakteristischer Strömungsstrukturen bewertet werden. Zusätzlich konnte durch die Nutzung des

Γ_1 -Kriteriums der zeitliche Verlauf der Trajektorien einzelner Wirbelstrukturen dargestellt werden.

Die Analyse der Ladungsbewegung, Einspritzung und Gemischbildung des motorischen Anwendungsfalles findet im zweiten Teil der Arbeit anhand von Multizyklensimulationen dreier verschiedener Betriebspunkte mit und ohne Einspritzung statt. Es wird im Detail auf die Entstehung kohärenter turbulenter Strukturen im Einlasskanal als Ursache zyklischer Schwankungen der Ladungsbewegung eingegangen. Des Weiteren wird die Ladungsbewegung in Form einer Tumbleströmung qualitativ und quantitativ analysiert.

Schlussendlich werden die Wechselwirkungen der Kraftstoffeinspritzung mit der Ladungsbewegung erläutert und die Gemischbildung im Kontext zyklischer Schwankungen analysiert. Aufgrund der geringen Zeit vom Einbringen der Kraftstoffmenge bis zum Kompressionsende ist eine vollständige Homogenisierung nicht möglich. Es werden verschiedene Kennzahlen zur Bewertung der Güte der Gemischbildung vorgestellt. Die Auswirkungen des turbulenten Strömungsfeldes und inhomogenen Luft-Kraftstoff-Gemisches auf die Entzündung bei Kompressionsende wird mit einer Analyse verschiedener Strömungsgrößen und der laminaren Flammengeschwindigkeit in Zündkerzennähe dargestellt.

Das entwickelte numerische Motormodell in Kombination mit den vorgestellten Analysemethoden lassen damit eine detaillierte Untersuchung der zyklischen Schwankungen der Ladungsbewegung und Gemischbildung zu und erlauben es dem Entwicklungsingenieur die innermotorischen Prozesse besser zu verstehen und zyklische Schwankungen durch entsprechende Gegenmaßnahmen zu verringern.

Abstract

The cycle to cycle fluctuations of engine process variables are still challenging for engine developers in terms of reducing raw emissions and increasing engine efficiency. Development engineers can only get as close to the optimum as the uncertainty, produced by the stochastic nature of these cyclic fluctuations, allows it. Especially in spark ignition engines, single combustion cycles can differ tremendously from the mean or representing cycle, resulting in knocking, unburned or even misfired cycles. These phenomena can obviously have major impact on engine performance.

These cyclic fluctuations can be caused by deterministic and stochastic factors. Engine components and geometric features belong to the deterministic part, while the chaotic nature of the turbulent engine flow represents the stochastic part.

In this thesis a three dimensional numerical model of a 1-cylinder transparent engine is presented. This model is based on a boosted direct injection 1.4 l gasoline engine of the Volkswagen AG. The aim of this work is to analyze the influence of charge motion and fuel injection on the mixture formation with respect to cyclic fluctuations. Optical experimental work supports the numerical analysis.

Three dimensional simulations of cyclic fluctuations are possible by resolving a major part of the turbulent spectrum. For this purpose, a scale resolving turbulence model is used to reproduce the chaotic and anisotropic behaviour of the flowfield. The so called Scale Adaptive Simulation (SAS) model was chosen because of the automatic dynamic behaviour of the scale resolving mode with respect to the applied temporal and spatial discretization. A validation test case from literature was used to analyze the influence of the accuracy of different numerical settings. In addition to this, a second test case was used to compare different scale resolving turbulence models regarding solver stability and speed. As a result the applicability of the SAS model was confirmed.

The massive amount of simulation data generated by such models requires advanced post processing routines in order to sort information for the engineer. For this purpose Proper Orthogonal Decomposition (POD) and the vortex identification method called Γ_1 -Criterion were introduced. POD was used to evaluate the transient behaviour of characteristic flow structures within the validation test case. The Γ_1 -Criterion instead was used to visualize the trajectories of single main vortices.

The analysis of the charge motion, fuel injection and mixture formation of the engine case was examined with the use of multicycle simulation of three different operating points with and without injection. Turbulent coherent structures in the intake port could be identified as a cause for the cyclic fluctuations of the flowfield. The resulting charge motion in form of a tumble motion was analyzed qualitatively and quantitatively.

Finally the interaction of fuel injection with charge motion and mixture formation was analyzed with respect to cycle to cycle variations. Thereby the impact of the turbulent flowfield and the inhomogeneous fuel-air mixture on the ignition near top dead center was described using flowfield information near the spark plug.

The developed model contributes to get a detailed insight into the inner processes of spark ignition engines and additionally enables engineers to analyse cyclic fluctuations. With

the use of this model, possible improvements can directly be examined without the use of experimental setups.

Inhaltsverzeichnis

Vorwort	iii
Disclaimer	v
Kurzfassung	vii
Abstract	ix
Abbildungsverzeichnis	xiii
Tabellenverzeichnis	xvii
Nomenklatur	xix
1 Einleitung	1
1.1 Motivation	1
1.2 Charakterisierung von zyklischen Schwankungen	2
1.3 Literaturanalyse - numerische Untersuchungen zyklischer Schwankungen . .	4
2 Ziel und Aufbau der Arbeit	9
3 Numerische Simulation der Strömung, Einspritzung und Gemischbildung	13
3.1 Methoden der numerischen Strömungssimulation	13
3.1.1 Physikalische Grundgleichungen	13
3.1.2 Direkte Numerische Simulation - DNS	14
3.1.3 Reynoldsgemittelte Navier-Stokes Simulation - RANS	15
3.1.4 Large Eddy Simulation	18
3.1.5 Hybride Turbulenzmodelle	20
3.2 Besonderheiten der turbulenten Strömung im Verbrennungsmotor	23
3.3 Spraymodellierung	25
3.3.1 Grundlagen der lagrangen Betrachtungsweise	25
3.3.2 Grundgleichungen der Lagrangeschen Betrachtungsweise	26
3.3.3 Verwendete Submodelle	27
3.4 Methoden zur Analyse der turbulenten Innenzylinderströmung	29
4 Untersuchung, Validierung und Verifikation verwendeter Modelle	35
4.1 Eruierung und Validierung des SAS Modells und numerischer Modellparameter	35
4.1.1 Simplifizierter motorischer Testfall	35
4.1.2 Numerisches Modell	36
4.1.3 Ergebnisse	37
4.2 Validierung verwendeter Auswerteroutinen	44

4.3	Validierung des Teilmodells „kalte Strömung“	51
4.3.1	1-Zylinder Forschungsmotor und laseroptischer Messaufbau	51
4.3.2	Einfluss spezifischer, motorrelevanter Modellparameter	52
4.3.3	Gittererstellung und Gitterbewegung	58
4.3.4	Modellannahmen und Randbedingungen	59
4.3.5	Validierung	63
4.3.6	Fazit	71
4.4	Validierung des Teilmodells „Spraymodell“	71
4.4.1	Erstellung des numerischen Gitters und Beschreibung des CFD-Modells	73
4.4.2	Validierung	75
4.4.3	Fazit	78
4.5	Gesamtmotormodell	78
4.5.1	Beschreibung des numerischen Modells	78
4.5.2	Plausibilisierung der Kraftstoffeinspritzung und Gemischbildung . .	79
4.5.3	Fazit	81
5	Analyse der Innenzylinderströmung, Einspritzung und Gemischbildung	83
5.1	Entstehung der turbulenten Innenzylinderströmung	83
5.1.1	Fazit	89
5.2	Zyklische Schwankungen der Ladungsbewegung	90
5.2.1	Trajektorie des Tumbles	92
5.2.2	Tumblezahl und Tumblevisualisierung	94
5.2.3	Fazit	100
5.3	Einspritzung und Gemischbildung	100
5.3.1	Charakteristischer Verlauf der Einspritzung und Gemischbildung . .	100
5.3.2	Einfluss der Einspritzung auf die Ladungsbewegung	101
5.3.3	Fazit	104
5.4	Zyklische Schwankungen der Gemischbildung	106
5.4.1	Fazit	114
5.5	Zündbedingungen	114
5.5.1	Einflussgrößen auf Zündung und Entflammung	114
5.5.2	Zyklische Schwankungen zündrelevanter Kenngrößen	115
5.5.3	Fazit	122
6	Zusammenfassung und Ausblick	123
6.1	Zusammenfassung der Forschungstätigkeiten	123
6.2	Ausblick auf zukünftige Forschungsschwerpunkte	124
	Literaturverzeichnis	127
	Selbstständigkeitserklärung	139

Abbildungsverzeichnis

1.1	Zyklische Schwankungen des Innenzylinderdruckes einer ottomotorischen Verbrennung, gemessen an einem Prüfstandsmotor der Universität Rostock, zur beispielhaften Veranschaulichung der charakteristischen Merkmale. . . .	3
1.2	Anzahl an Veröffentlichungen unterschiedlicher Suchmaschinen / Verlage unter Bezugnahme der Stichwörter „Large Eddy Simulation“ und „Internal Combustion Engine“ in Titel, Stichwort oder Kurzfassung einer Veröffentlichung.	5
2.1	Schematische Abbildung der Methodik und Vorgehensweise in der vorliegenden Arbeit	10
3.1	Darstellung von aus Messungen berechneten Energiespektren turbulenter Strömungen mit unterschiedlichen Reynoldszahlen (Symbole) im Vergleich mit den jeweiligen Modellspektren (durchgezogene Linien)	16
3.2	Simulation der Strömungsablösung um einen Zylinder mit dem RANS-k- ω -SST (li.) und dem SAS-SST Modell (re.).	22
3.3	Darstellung der typischen Ladungsbewegung Drall (links) und Tumble (rechts) im Brennraum eines Motors [MT14].	24
3.4	Schematische Darstellung des Γ_1 Kriteriums anhand eines beispielhaften Vektorfeldes (li).	31
4.1	Schematische Darstellungen der untersuchten Motorbaugruppe in Morse et al. [MWY79].	36
4.2	Darstellung der 3D Geometrie der Motorbaugruppe nach Morse et al. [MWY79] (li.)	37
4.3	Visualisierung der Absolutgeschwindigkeit in einer mittleren Schnittebene zu verschiedenen Zeitpunkten der Konfigurationen K1 (oben), K2 (Mitte) und K3 (unten).	39
4.4	Vergleich der numerischen Simulation von K1 und K3 mit experimentellen Daten von Morse et al. [MWY79] bei 36° KW im Abstand von $z = 10$ mm (oben), $z = 20$ mm (Mitte), und $z = 30$ mm (unten) vom Ventil.	40
4.5	Vergleich der numerischen Simulation von K1 und K3 mit experimentellen Daten von Morse et al. [MWY79] bei 90° KW im Abstand von $z = 10$ mm (oben), $z = 20$ mm (Mitte), und $z = 30$ mm (unten) vom Ventil.	41
4.6	Vergleich der numerischen Simulation von K1 und K3 mit experimentellen Daten von Morse et al. [MWY79] bei 144° KW im Abstand von $z = 10$ mm (oben), $z = 20$ mm (Mitte), und $z = 30$ mm (unten) vom Ventil.	42
4.7	Visualisierung des durch die Einlassströmung verursachten primären Einlasswirbels bei 90° KW über eine Druckisofläche (li.) im Vergleich mit turbulenten Strukturen, welche von klassischen Wirbelvisualisierungsmethoden, wie z.B. dem Q-Kriterium, dargestellt werden (mi.).	45

4.8	Visualisierung der Zentren der zyklengemittelten Rezirkulationsgebiete bzw. Wirbelzentren aus [MWY79] und der in Kapitel 4.1 vorgestellten Simulation.	46
4.9	Darstellung der „phase-dependent“ POD anhand des in Kapitel 4.1.1 vorgestellten Testfalls aus Morse et al. [MWY79].	48
4.10	Darstellung der „phase-invariant“ POD anhand des in Kapitel 4.1.1 vorgestellten Testfalls aus Morse et al. [MWY79].	50
4.11	Schematischer Aufbau des High Speed PIV Messsystems mit zwei Lasern, einem optischen System und der High Speed PIV Kamera.	52
4.12	Visualisierung der Messebenen, welche zur Aufnahme der experimentellen Daten am Transparentmotor dienen.	52
4.13	Änderungen der Zylinderladung in Abhängigkeit des minimalen Ventilhubes.	54
4.14	Auswirkungen der Einstellung des minimalen Ventilhubes auf die Strömung im Bereich des Schließens des Einlassventils.	54
4.15	Anzahl der benötigten Iteration pro Zeitschritt bei Verwendung verschiedener Turbulenz bzw. Feinstrukturmodelle.	56
4.16	Auswirkungen des numerischen Gitters bei Verfeinerungen im Einlassventilbereich normal zur Oberfläche auf die Strömung.	57
4.17	Darstellung des erstellten numerischen Gitters während der Ansaugphase mit geöffnetem Einlassventil.	60
4.18	Darstellung der verwendeten Ventilerhebungskurven (li.) und die schematische Darstellung des im Modell veränderten Ventilhubes zum Zeitpunkt des Einlassventilöffnens (re.).	61
4.19	Am Transparentmotor gemessene Ein- und Auslassdrücke für die in Tabelle 4.6 beschriebenen Betriebspunkte.	62
4.20	Vergleich des Innenzylinderdruckes zwischen Experiment und Simulation in drei repräsentativen Betriebspunkten.	64
4.21	Zyklengemittelte Geschwindigkeitsfelder bei 270, 180 und 90° KW v. ZOT dargestellt in der mittleren Messebene (oberen zwei Reihen) und in der Ventilschnittebene (unteren zwei Reihen) für den Betriebspunkt bei $n = 2000$ $1/min$ und 1 bar mittlerem Ansaugdruck.	66
4.22	Zyklengemittelte Geschwindigkeitskomponenten sowie deren Standardabweichungen in den dargestellten vier Punkten der jeweiligen Messebene (links Mittelschnitt, rechts Ventilschnitt).	67
4.23	Visualisierung der Trajektorie des Tumblekerns im Betriebspunkt bei $n = 2000$ $1/min$ und 1 bar mittlerem Ansaugdruck.	70
4.24	Verhältnis von aufgelöster und modellierter turbulenter kinetischer Energie in der Ventilschnittebene des Betriebspunktes BP 2.	72
4.25	Visualisierung der Einspritzung im Saughub zur Darstellung der Position des Injektors und Ausrichtung der fünf Spraykeulen im Brennraum.	73
4.26	Visualisierung der numerischen Gitter (li. Hexaeder, re. Tetraeder) der simplifizierten Geometrie der Druckkammer.	74
4.27	Dampfdruckkurven verschiedener Kohlenwasserstoffe, welche als Hauptbestandteile von ROZ95 Ottokraftstoff bekannt sind (siehe z.B. [PCD ⁺ 07]).	76
4.28	Visueller Vergleich des transienten Verhaltens des Kraftstoffsprays im Betriebspunkt BP s1 (oben) und BP s3 (unten) zwischen Experiment (jeweils links) und Simulation (jeweils rechts) zu vier unterschiedlichen Zeitpunkten.	76

4.29	Darstellung der Tropfengrößenverteilungen im Vergleich von Simulation und Experiment in den Betriebspunkten BP s1 und s3, welche in Tabelle 4.7 beschrieben sind.	78
4.30	Plausibilisierung des Systemverhaltens der SAS im Vergleich mit numerischen Untersuchungen von [IRMC14] zu verschiedenen Kurbelwellenposition nach Einspritzbeginn.	80
4.31	Darstellung der Ergebnisse der experimentellen Untersuchungen von [KLWL10].	81
5.1	Schematische Darstellung der Analyse der Ladungsbewegung, Einspritzung und Gemischbildung.	83
5.2	Visualisierung der aufgelösten Turbulenz mit Hilfe des Q-Kriteriums.	85
5.3	Kategorisierung der unterschiedlichen Zonen der Strömungsablösung im Bereich des linken Einlasskanals und -ventils.	86
5.4	Darstellung des Verlaufs der x-Komponente des Geschwindigkeitsvektors in den in Abbildung 5.3 dargestellten Punkten 1 bis 4 über das Kurbelwellensignal.	87
5.5	Darstellung der Fourierreihe der z-Komponente der Geschwindigkeitsfluktuationen in den Punkten 5 und 6.	87
5.6	Darstellung der Absolutgeschwindigkeiten im Betriebspunkt BP 1 (1000 1/min und 2 bar Ansaugdruck) in den Positionen, welche in Abbildung 5.2 dargestellt sind.	89
5.7	Darstellung der Absolutgeschwindigkeiten im Betriebspunkt BP 3 (3000 1/min und 2 bar Ansaugdruck) in den Position, welche in Abbildung 5.2 dargestellt sind.	90
5.8	Visualisierung der turbulenten Einlassströmung mit Hilfe der Absolutgeschwindigkeit in der linken Ventilebene bei 480, 540 und 680° KW n. ZOT.	91
5.9	Visualisierung der Trajektorien der Tumblekerne zwischen 450 und 690° KW n. ZOT für die Betriebspunkte BP 1 (links unten), 2 (oben) und 3 (rechts unten).	93
5.10	Beispielhafte Darstellung eines charakteristischen Verlaufs der Tumblezahl über dem Kurbelwinkel.	95
5.11	Darstellung der Tumblezahlen der Betriebspunkte BP 1 (oben links) , BP 2 (oben rechts) und BP 3 (unten links) zu den Kurbelwellenpositionen 80, 60, 40 und 20° KW v. ZOT sowie im ZOT.	96
5.12	Visualisierung der Tumblestruktur bei 640° KW n. ZOT.	98
5.13	Visualisierung der Tumblestruktur bei 640° KW n. ZOT in den Zyklen 2, 7 (BP 1, oben), 15 und 5 (BP 2, mittig) und 6 und 9 (BP 3, unten) über eine Isofläche des statischen Drucks jeweils aus einer Iso Perspektive (oben) und Draufsicht (unten).	99
5.14	Darstellung des stöchiometrischen Luft-Kraftstoff-Verhältnisses in einer zentralen Schnittebene von Zyklus 4 und Zyklus 6 im Betriebspunkt BP 1. . .	101
5.15	Darstellung der Tumblezahlen der Betriebspunkte BP m1 (oben links) , BP m2 (oben rechts) und BP m3 (unten links) zu den Kurbelwellenpositionen 640, 660, 680, 700 und 720° KW n. ZOT	103
5.16	Darstellung des Variationskoeffizienten (COV) und der Standardabweichung der Tumblezahlen der Betriebspunkte BP 1, 2 und 3.	104
5.17	Visualisierung der Trajektorien der Tumblekerne zwischen 450 und 690° KW n. ZOT für die Betriebspunkte BP m1 (li.), m2 (ob.) und m3 (re.).	105

5.18	Darstellung des Verlaufs der verdampften Kraftstoffmasse über die Kurbelwellenposition für die Betriebspunkte BP m1 (oben), m2 (mitte) und m3 (unten).	107
5.19	Darstellung der Gemischbildung in Form von PDFs des Betriebspunktes BP m1 bei 500, 640, 660, 680, 700 und 720° KW n. ZOT.	109
5.20	Darstellung der Gemischbildung in Form von PDFs des Betriebspunktes BP2 bei 500, 640, 660, 680, 700 und 720° KW n. ZOT.	110
5.21	Visualisierung von flüssigen Kraftstoffanteilen im Brennraum bei 20° KW v. ZOT und im ZOT des Zyklus 24.	111
5.22	Darstellung der Gemischbildung in Form von PDFs des Betriebspunktes BP 3 bei 500, 640, 660, 680, 700 und 720° KW n. ZOT.	112
5.23	Darstellung der Qualität der Homogenisierung über $\Delta\lambda$ nach Gleichung 5.3.	113
5.24	Darstellung von Strömungsgrößen bei der Zündkerze in BP 1 bei 700° KW n. ZOT.	118
5.25	Darstellung von Strömungsgrößen bei der Zündkerze in BP 2 bei 700° KW n. ZOT.	119
5.26	Darstellung von Strömungsgrößen bei der Zündkerze in BP 3 bei 700° KW n. ZOT.	120
5.27	Laminare Flammengeschwindigkeit berechnet nach dem Iso-Oktan Reaktionsmechanismus nach [CGPW02].	121

Tabellenverzeichnis

1.1	Kategorisierung der Einflussparameter zyklischer Schwankungen nach Goryntsev [Gor07]	2
3.1	Abschätzung der Kolmogorovlänge und -zeit in einem Pkw-Motor bei einer Drehzahl von 2000 min^{-1}	15
3.2	Abschätzung der benötigten Zellanzahlen (N) in Abhängigkeit der Schubspannungs-Reynoldszahl (Re_τ) nach [Men15]	20
4.1	Daten zur Motorbaugruppe aus Morse et. al. [MWY79]	36
4.2	Daten zum numerischen Modell basierend auf der Motorbaugruppe aus Morse et al. [MWY79]	37
4.3	Technische Daten des 1-Zylinder Transparentmotors	51
4.4	Daten zur Variation des skalenauflösenden Turbulenzmodells	55
4.5	Start- und Randbedingungen der Validierungsrechnungen nach Tabelle 4.6	63
4.6	Parameter der simulierten Betriebspunkte	63
4.7	Parameter der Betriebspunkte zur Simulation der Kraftstoffeinspritzung	75
4.8	Parameter der simulierten Betriebspunkte zur Analyse der innermotorischen Gemischbildung	79
5.4	Variationskoeffizient von λ , Temperatur, aufgelöster TKE und laminarer Flammengeschwindigkeit.	121

Nomenklatur

Abkürzungen

Abkürzung	Erklärung
AGR	Abgasrückführung
ANW	Auslassnockenwelle
AÖ	Auslassventil öffnet
AS	Auslassventil schließt
ATL	Abgasturbolader
BP	Betriebspunkt
CAD	Computer Aided Design
CARB	California Air Resources Board
CFD	Computational Fluid Dynamics
CFL(-Zahl)	Courant-Friedrichs-Lewy(-Zahl)
COV	Coefficient of Variation
DDES	Delayed Detached Eddy Simulation
DES	Detached Eddy Simulation
DLRM	Dynamic Length Scale Resolution Model
DNS	Direkte Numerische Simulation
DPM	Discrete Phase Model
EB	Einspritzbeginn
ENW	Einlassnockenwelle
EÖ	Einlassventil öffnet
EPA	Environmental Protection Agency
ES	Einlassventil schließt
F MDF	Filtered Mass Density Function
HS-PIV	High Speed Particle Image Velocimetry
IDDES	Improved Delayed Detached Eddy Simulation
KHRT	Kelvin Helmholtz Rayleigh Taylor
KW	Kurbelwinkel
LDA	Laser-Doppler-Anemometrie
LES	Large Eddy Simulation
LEV	Low Emission Vehicle
LIF	Laserinduzierte Fluoreszenz
LWOT	Ladungswechsel oberer Totpunkt
LWUT	Ladungswechsel unterer Totpunkt
Oh(-Zahl)	Ohnesorge(-Zahl)
OT	oberer Totpunkt
PANS	Partially Averaged Navier-Stokes
PDA	Phasen-Doppler-Anamometrie
PDF	Probability Density Function

Abkürzung	Erklärung
PIV	Particle-Image-Velocimetry
POD	Proper Orthogonal Decomposition
RANS	Reynolds Averaged Navier Stokes
Re(-Zahl)	Reynolds(-Zahl)
SAS	Scale Adaptive Simulation
Sc(-Zahl)	Schmidt(-Zahl)
Sh(-Zahl)	Sherwood(-Zahl)
Sr(-Zahl)	Strouhal(-Zahl)
SST	Shearstress Transport
Ta(-Zahl)	Taylor(-Zahl)
TKE	Turbulente kinetische Energie
VDI	Verein Deutscher Ingenieure
VTG	Variable Turbinengeometrie
VÖ	Ventil öffnet
WALE-LES	Wall-Adapting Local Eddy - Large Eddy Simulation
We(-Zahl)	Weber(-Zahl)
WMLES	Wall-Modelled Large Eddy Simulation
ZOT	oberer Totpunkt bei Zündung
ZZP	Zündzeitpunkt

Griechische Buchstaben

Symbol	Einheit	Erklärung
α	$W m^{-2} K$	Wärmeübergangskoeffizient
Γ_1	—	Wirbelzentrendetektionskriterium
δ_{ij}	—	Kronecker Delta
Δ	—	Filterweite
Δ_V	m^3	Diffusionsvolumen
ϵ	—	Verdichtungsverhältnis
η_2	—	Modellkonstante SAS-SST Model (3,51)
κ	—	von-Karman Konstante
λ	—	Verbrennungsluftverhältnis
λ	$W m^{-1} K^{-1}$	Wärmeleitfähigkeit
Λ	m	Wellenlänge
μ	$kg m^{-1} s^{-1}$	dynamische Viskosität
μ_t	$kg m^{-1} s^{-1}$	turbulente Viskosität
ν	$m^2 s^{-1}$	kinematische Viskosität
ν_K	m	Kolmogorov Längenmaß
π	—	Kreiszahl
τ_K	s	Kolmogorov Zeitskala
ρ	$kg m^{-3}$	Dichte
σ	—	Standardabweichung
σ_k	—	Modellkonstante k- ω -SST Model (2,0)
σ_ω	—	Modellkonstante k- ω -SST Model (2,0)
σ_Φ	—	Modellkonstante SAS-SST Model (2/3)
τ	s	Zeitkonstante
τ_D	s	Relaxationszeit
τ_{ij}	$kg m^{-1} s^{-2}$	viskoser Spannungstensor
ϕ	$^\circ$	Kurbelwellenwinkel
Φ	—	allgemeine Variable
ω	s^{-1}	Dissipationsfrequenz
Ω	s^{-1}	Wachstumsrate
$\dot{\Omega}$	$kg s^{-1} m^{-3}$	Speziesquellterm

Lateinische Buchstaben

Symbol	Einheit	Erklärung
A	m^2	Fläche
C_D	–	Widerstandskoeffizient
C_S	–	Modellkonstante Smagorinsky Modell
d	m	charakteristischer Durchmesser
D	$m^2 s^{-1}$	Diffusionskoeffizient
f	s^{-1}	Frequenz
F	$kg s^{-2} m^{-2}$	Impulsquellterm
g	$m s^{-2}$	Erdbeschleunigung
G	–	Filterkern
h_S	$J kg^{-1}$	sensible spezifische Enthalpie
k	$m^2 s^{-2}$	turbulente kinetische Energie
k_C	$m s^{-1}$	Stoffübergangskoeffizient
L	m	charakteristisches Längenmaß
m	kg	Masse
M	$kg kmol^{-1}$	molare Masse
n	s^{-1}	Drehzahl
N	–	Zellanzahl
p	Pa	Druck
\dot{Q}	$J m^{-3} s^{-1}$	Energiequellterm
Q_{SAS}	$kg m^{-1} s^{-4}$	SAS Quellterm
r	m	Radius
R	–	Autokorrelation
R	$J kg^{-1} K^{-1}$	spezifische Gaskonstante
S	s^{-1}	Scherungstensor
t	s	Zeit
T	K	Absolute Temperatur
\vec{u}	$m s^{-1}$	Geschwindigkeit
V	$m s^{-1}$	Diffusionsgeschwindigkeit
V	m^3	Volumen
\vec{x}	m	Ortsvektor
y	–	relative Tropfendeformation
\dot{y}	–	Tropfendeformationsrate
Y	–	Speziesmassenanteil

Indizes

Symbol	Erklärung
α	Spezies
g	gasförmig
i	Zählvariable
j	Zählvariable
k	Zählvariable
K	Kolmogorov
l	liquid
p	Paket
S	Spray
SAS	Scale Adaptive Simulation
vK	von-Karman

1 Einleitung

1.1 Motivation

Der moderne Ottomotor hat durch die Brennverfahrensentwicklung der letzten Jahre eine deutliche Effizienzsteigerung erfahren. Das Basiskonzept ist eine Erhöhung der spezifischen Leistung, wodurch eine Reduzierung des notwendigen Hubvolumens bei gleichbleibender bzw. gesteigerter Leistung möglich wird. Durch die resultierende Reduzierung der Reibverluste erhöht sich der effektive Wirkungsgrad [Gol05]. Durch Konzepte der Benzindirekteinspritzung in Kombination mit der Aufladung, sowie der Nutzung eines klassischen Drei-Wege Katalysators bei Durchführung von λ -1 Konzepten wurde diese Optimierung bei gleichbleibender bzw. sogar geringerer Schadstoffemission erarbeitet. Brennverfahrenskonzepte und Aggregate, wie der variablen Turbinengeometrie (VTG), Millerzyklus und Partikelfilter, finden in aktuellen Motorkonzepten Anwendung (siehe [DEPGW17]), um die Effizienz und Emissionen im realen Betrieb weiter zu verbessern und für zukünftige Emissionsgrenzwerte gerüstet zu sein (z.B. EPA Tier 2, CARB LEV-II, Euro 6d). Ein zusätzliches Ziel der Hersteller ist die Minimierung des CO₂-Ausstoßes ihrer Fahrzeugflotte [MST12].

Der Brennverfahrensentwicklung sind jedoch Grenzen gesetzt. Im Betrieb des Ottomotors begrenzt das Phänomen des „Klopfens“ die Effizienzsteigerung durch Erhöhung des Verdichtungsverhältnisses. Des Weiteren besteht bei geringen Motordrehzahlen die Gefahr der spontanen Vorentflammung [Ben12], welche in einem immensen Druckanstieg resultiert und dadurch zu einer Beschädigung des Motors durch Bauteilüberlastung führen kann.

Eine weitere Methodik die Effizienz des klassischen Ottomotors zu erhöhen besteht in der Entdrosselung im Teillastbetrieb, wodurch die Ladungswechselsarbeit aufgrund des höheren Mitteldrucks in der Ladungswechselschleife verringert wird. Dies kann unter anderem mit Hilfe des Restgasgehaltes im Brennraum über die Ventilsteuerzeiten erreicht werden. Diese so genannte interne Abgasrückführung hat jedoch den Nachteil einer negativen Beeinflussung der turbulenten Verbrennung bezüglich Stabilität und Effizienz. Durch die Anreicherung des Luft-Kraftstoff Gemisches mit Abgas wird die Verbrennung verschleppt und es können bei sehr hohen AGR-Raten im schlimmsten Fall Zündaussetzer auftreten. Weitere Methoden der Effizienzsteigerung sind unter anderem in Arbeiten von Golos [Gol05] und Merker et. al. [MT14] beschrieben.

Sämtliche Grenzen (Klopfen, Vorentflammungen, Verbrennungsstabilität, Zündaussetzer) sind stark abhängig vom Betriebspunkt des Motors, welcher unter anderem über einen zyklengemittelten Druck- bzw. Brennverlauf charakterisiert wird. Zusätzlich treten als Resultat der turbulenten, vorgemischten, innermotorischen Verbrennung so genannte Zyklus zu Zyklus Schwankungen oder zyklische Schwankungen auf, welche ebenfalls stark betriebspunktabhängig sind. Als Resultat dieser zyklischen Schwankungen können sich für eine bestimmte Anzahl an Einzelzyklen eines betrachteten Betriebspunktes Brennraumdruck- bzw. Brennverläufe ergeben, welche die Belastungsgrenzen des verwendeten Aggregats überschreiten können oder durch instabile bzw. unvollständige Verbrennung charakterisiert sind (siehe z.B. Abbildung 1.1).

Die Grenzen bei der motorischen Brennverfahrensentwicklung werden dem entsprechend

durch den Anteil von Zyklen gekennzeichnet, welche sich gegenüber dem Zyklusmittel negativ verhalten. Im Kontext der Brennverfahrensentwicklung bedeutet dies, dass eine Reduzierung der zyklischen Schwankungen eine weitere Steigerung der Effizienz bzw. Reduzierung der Rohemissionen bedeutet, da die bereits beschriebenen Methoden des Downsizings stärker ausgereizt werden können. Das Optimum ist daher ein Brennverfahren, welches keine zyklischen Schwankungen aufweist.

Zur Verringerung zyklischer Schwankungen ist dementsprechend eine Wissensbasis über die möglichen Ursachen und deren Auswirkungen unerlässlich. Dies kann über experimentelle Analysen an optisch zugänglichen Motoren geschehen. Hier gibt es jedoch nur begrenzte Möglichkeiten „in den Motor hineinzuschauen“, da nicht jedes Bauteil als optisch durchlässig appliziert werden kann. Abhilfe können hierbei moderne CFD-Methoden schaffen. Die Modellentwicklungen für motorprozessrelevante Vorgänge sowie die permanente Steigerung von verfügbaren Rechenressourcen erlauben es, immer genauere komplexe Gesamtmotormodelle zu entwickeln und dem entsprechend einen detaillierten Einblick in die motorischen Prozesse zu erlangen [Has16].

1.2 Charakterisierung von zyklischen Schwankungen

Unter zyklischen Schwankungen wird in der Brennverfahrensentwicklung die Abweichung eines betrachteten, motorrelevanten Parameters, z.B. des Zylinderinnendruckes, von Zyklus zu Zyklus verstanden. Der Verbrennungsprozess ist scheinbar in einem gewissen Rahmen stochastisch und kann je nach Betriebspunkt stark variieren. Eine einheitliche Definition der zyklischen Schwankungen ist in der Literatur nicht vorhanden, die Beschreibung ähnelt sich jedoch in den wesentlich Grundzügen. Goryntsev [Gor07] definiert sie wie folgt: „*Cyclic fluctuations are non-repeatable statistically independent variations of gas-dynamics parameters which are induced by the turbulence nature of the flow*“. Die Ursache zyklischer Schwankungen ist die Turbulenz der Strömung, welche durch die Nichtlinearität der Navier-Stokes-Gleichungen ausgedrückt werden kann. Die Auswirkung sind statisch unabhängige Schwankungen bestimmter gasdynamischer Parameter. Dies kann der Druck, aber auch das Strömungsfeld oder die Mischung sein. Goryntsev [Gor07] nimmt nach Ball [Bal99] und Ozdor [ODS94] eine konkrete Kategorisierung verschiedener Einflussparameter vor (siehe Tabelle 1.1).

Tab. 1.1. Kategorisierung der Einflussparameter zyklischer Schwankungen nach Goryntsev [Gor07]

EINFLUSSFAKTOR	BESCHREIBUNG
1. Mischungszusammensetzung	Luft-Kraftstoffverhältnis, Kraftstoffart, Mischungsinhomogenitäten, AGR
2. Geometrische Faktoren	Brennraumgeometrie, Verdichtungsverhältnis, Ladungsbewegungsklappe/-system
3. Zylinderfüllung	Füllungsgradschwankungen
4. Zündung	Zündart, -zeitpunkt, Entladungscharakteristik, Zündkerzeneinfluss
5. Zylinderinnenströmung	Turbulenzintensität und -skalen, Ladungsbewegung (Swirl/Tumble)

Es wird (wie z.B. von Merker et. al. [MST12]) oftmals zwischen einem deterministischen und stochastischen Einfluss unterschieden. Ersterer beinhaltet globale Einflusskriterien, welche den jeweiligen Motorbetriebspunkt charakterisieren, wie z.B. Ladeluftdruck, Zündzeitpunkt, Abgasrückführtrate, ATL-Drehzahl usw., aber auch der Einfluss des vorangegangenen Zyklusses auf den nächsten. In die zweite Kategorie fällt unter anderem jener Einfluss, welcher aufgrund der chaotischen, turbulenten Strömung entsteht und qualitativ und quantitativ nur über eine Auflösung der thermodynamischen, strömungsmechanischen und chemischen Phänomene vorhersagbar ist. Zusätzlich dazu treten stochastische Effekte in motorspezifischen Bauteilen auf, z.B. im Zündsystem oder im Injektor, welche ebenfalls die zyklischen Schwankungen des Motorinnenprozesses beeinflussen können.

In Abbildung 1.1 ist beispielhaft der Druckverlauf einer ottomotorischen Verbrennung abgebildet. Es ist deutlich zu erkennen, dass die zyklischen Schwankungen stark von dem jeweiligen Betriebspunkt des Motors abhängen. Das Streuband der dargestellten Einzeldruckverläufe vergrößert sich mit einer Erhöhung der AGR-Rate von 0 auf 10 % $_{Vol}$. Es wird eine Steigerung der Differenz zwischen Minimal- und Maximalwert des Spitzendrucks von 8 auf 17,5 bar verursacht. Dieses Beispiel zeigt den möglichen Einfluss eines einzelnen Einflussfaktors auf die zyklischen Schwankungen.

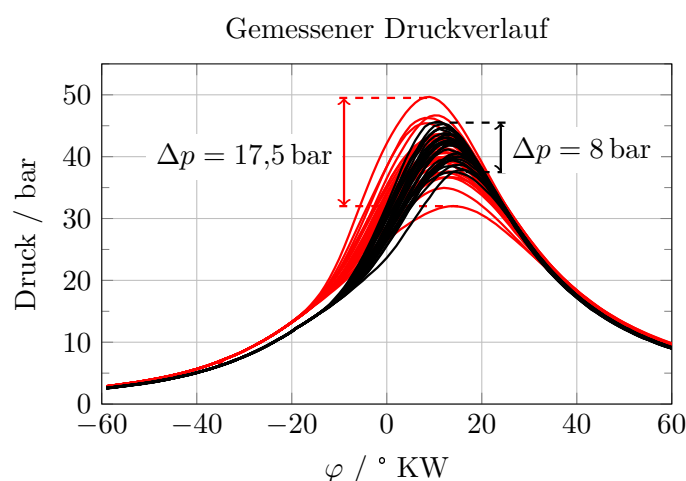


Abb. 1.1. Zyklische Schwankungen des Innenzylinderdruckes einer ottomotorischen Verbrennung, gemessen an einem Prüfstandsmotor der Universität Rostock, zur beispielhaften Veranschaulichung der charakteristischen Merkmale. Dargestellt sind jeweils 30 Einzelzyklendruckverläufe zweier unterschiedlicher Betriebspunkte (schwarz: 0 % AGR-Rate, rot: 10 % AGR-Rate). Es ist deutlich zu erkennen, dass zyklische Schwankungen in beiden Betriebspunkten vorhanden sind, sich jedoch mit steigender AGR-Rate erhöhen.

Oftmals werden in der Kategorisierung und Analyse der zyklischen Schwankungen verschiedene Parameter genutzt. Der Brennraumdruck bzw. von ihm abgeleitete Größen werden aufgrund der Handhabbarkeit und Möglichkeit der genauen Messungen häufig verwendet. Ist ein optischer Zugang in den Brennraum gegeben ist mit Hilfe entsprechender Messtechnik ebenfalls ein Bezug auf die Flammenausbreitungsgeschwindigkeit bzw. anderer Flammeneigenschaften möglich. In der Arbeit von Wenig [Wen14] wird mit Verweis auf Ozdor et. al. [ODS94] auf mögliche Kategorisierungen eingegangen, welche sich in die Bereiche druck-, verbrennungs-, flammenfront- und restgasbezogene Parameter unterteilen. Mit der Schwankung des Innenzylinderdruckes während der Verbrennung gehen ebenso Schwankungen lokaler Größen wie Geschwindigkeit, Temperatur, Gemischzusammensetzung,

etc. einher. Es werden unterschiedliche Ursachen bzw. deren Einfluss für die Entstehung dieser zyklischen Schwankungen erläutert. Merker et al. [MST12] geben an, dass zyklische Fluktuationen in den thermophysikalischen Randbedingungen einen hauptsächlichlichen Einfluss auf die Entstehung haben. Demnach sind die zyklischen Variationen der Entstehung des Zündfunkens, des Einspritzvorgangs oder der Einfluss des vorangegangenen Zyklus von dominanter Natur. Es wird darauf hingewiesen, dass die numerische Analyse mit Hilfe der Large Eddy Simulation nur die Stochastik beschreiben kann, welche auf der Nichtlinearität der Navier-Stokes-Gleichungen beruht. Es können demnach numerisch nur die Effekte des Strömungsfeldes auf die zyklischen Schwankungen analysiert werden. Eichseder [Eic08] bewertet den Einfluss des globalen und lokalen Luft-Kraftstoff-Verhältnisses im Zylinder bzw. in der Funkenstrecke als dominant. Die Entstehung des Flammenkerns sowie die Entstehung bzw. spätere Ausbreitung einer Flammenfront hängt stark von der Stoffzusammensetzung ab. Dies lässt sich leicht anhand der Abhängigkeit der laminaren Flammengeschwindigkeit von dem lokalen stöchiometrischen Luft-Kraftstoffverhältnis nachvollziehen. Ebenfalls wird auch hier die Zündung bzw. der Zeitpunkt der Zündung als kritische Einflussgröße für zyklische Schwankungen betrachtet.

Mit Bezug auf die Themenstellung dieser Arbeit ist der stochastische Anteil, entstehend durch die turbulente Strömung und die Kraftstoffeinspritzung, von Bedeutung. Die Zündung und Verbrennung, wodurch die messbaren zyklischen Schwankungen des Zylinderinnendruckes erst entstehen, werden nicht betrachtet. Es soll vielmehr eine Analyse der Entstehungsursachen und Phänomene im Zeitbereich bis zur Zündung durchgeführt werden. Dies wird mit Hilfe skalenauflösender numerischer Simulationen durchgeführt. Im folgenden Kapitel soll daher ein Überblick über vergangene und aktuelle numerische Untersuchungen im Kontext zyklischer Schwankungen des Motorinnenprozesses gegeben werden.

1.3 Literaturanalyse - numerische Untersuchungen zyklischer Schwankungen

Abbildung 1.2 zeigt die Anzahl internationaler wissenschaftlicher Publikationen der Jahre 2000 bis 2016, welche mit Hilfe der Suchmaschine „Google Scholar“ und den Datenbanken von „ScienceDirect“ und der „SAE“ unter Verwendung der beiden Schlagwörter „Large Eddy Simulation“ und „Internal Combustion Engine“ gefunden wurden. Weniger von Interesse ist die Quantität, welche stark abhängig vom verwendeten Suchbegriff ist. Bei qualitativer Betrachtung der Verläufe ist jedoch ein Trend ersichtlich, welcher zeigt, dass die LES zunehmend Anwendung im Bereich der numerischen Simulation des Motorinnenprozesses findet. An dieser Stelle wird ein Überblick über die wichtigsten Arbeiten auf diesem Gebiet gegeben.

Eine Übersicht zur historischen Entwicklung der Forschungsaktivitäten bzgl. LES in motorischen Anwendungsgebieten wird u.a. durch Celik et al. [CYS01] und Rutland [Rut11] in ihren Reviews und Hasse in [Has16] gegeben. Es wird auf die vielfältige Interpretation des Begriff „LES“ hingewiesen, ausgehend von einem Turbulenzmodell auf Basis räumlicher Filterung bis zu einem rein dissipativen Modell, welches die Auflösung turbulenter Strukturen zulässt. Die Erwartungshaltung der Anwendung einer LES kategorisiert Rutland [Rut11] in die Auflösung von mehr Strömungsstrukturen, bessere Vorhersagekraft, unterschiedliche Interpretation der Ergebnisse im Vergleich zu RANS, einfachere Modelle und höhere Rechenzeit. Dies resultiert im motorischen Anwendungsfall in der Möglichkeit, zusätzliche Phänomene, wie zyklische Schwankungen, numerisch zu untersuchen. Weiterhin listet Rutland [Rut11]

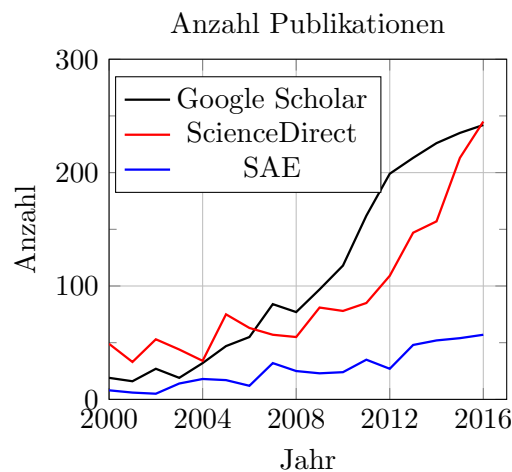


Abb. 1.2. Anzahl an Veröffentlichungen unterschiedlicher Suchmaschinen / Verlage unter Bezugnahme der Stichwörter „Large Eddy Simulation“ und „Internal Combustion Engine“ in Titel, Stichwort oder Kurzfassung einer Veröffentlichung. Die Ergebnisse zeigen unabhängig von der Quantität einen eindeutigen Trend zum steigenden Nutzungsgrad skalenauflösender Turbulenzmodelle in der Innenzylindersimulation.

unterschiedliche Turbulenz-, Spray- und Verbrennungsmodelle auf und kategorisiert diese im Kontext der LES. Eine wichtige Unterscheidung zwischen wissenschaftlicher und ingenieurstechnischer LES bezüglich numerischer Genauigkeit und Anwendungsfall wird getroffen. Hasse gibt in [Has16] einen detaillierten Überblick zur Modellentwicklung und Integration skalenauflösender Simulation in die industrielle Motorenentwicklung. Die stetig steigenden verfügbaren Rechenkapazitäten erlauben es mehr und mehr die LES bzw. skalenauflösende Simulationen zur Analyse konkreter Probleme in der Entwicklungsarbeit zu nutzen.

Eine sinnvolle Kategorisierung der bisherigen Arbeiten zum Thema der zyklischen Schwankungen wird von Goryntsev in [Gor07] getroffen. Es wird u.a. unterschieden zwischen einphasiger Strömung, mehrphasiger Strömung und experimentellen Arbeiten. Da der Fokus dieser Arbeit auf der numerischen Untersuchung zyklischer Schwankungen liegt, sei für den letztgenannten Punkt auf weiterführende Literatur verwiesen (siehe u.a. Goryntsev [Gor07], Ball [Bal99], Ozdor et al. [ODS94], Finney et al. [FKD⁺15] und Wenig [Wen14]).

Skalenauflösende Simulationen des ottomotorischen Innenprozesses

Die Anwendung skalenauflösender Turbulenzmodelle eröffnet aufgrund der Komplexität der physikalischen Prozesse innerhalb des motorischen Brennraums eine Vielzahl unterschiedlicher Bereiche zur Modellverbesserung. Beginnend mit Analysen der kalten Strömung, um Aussagen zum Einfluss unterschiedlicher numerischer Verfahren, Gitterauflösungen und Turbulenzmodelle zu treffen, sei auf Arbeiten von Haworth [Haw99], Hasse et al. [HSD10], [BHH14], [BHH16], [HBG⁺16], Imberdis [Imb09], Celik et al. [CYS⁺00], Thobois et al. [TRSP04] sowie die in Celik [CYS01] und Rutland [Rut11] dargestellten Werken verwiesen. Die Anwendung skalenauflösender Turbulenzmodelle in Verbindung mit weiteren Submodellen zur Abbildung eines kompletten motorischen Innenprozesses wurde in Anlehnung an unterschiedliche akademische und real existierende Problemfälle durchgeführt. Sone et al. (siehe [SPM01] und [SM03]) erweiterten den CFD-Code KIVA 3V um ein Mischungsmodell (Linear Eddy Model), um Mischungsphänomene im direkteinspritzenden Ottomotor mit

Hilfe von LES zu untersuchen. Es konnten Strömungsstrukturen aufgelöst werden, welche im RANS Kontext nicht vorhanden waren. Adomeit et al. [ALP⁺07] zeigten über einen Vergleich zwischen Simulation und laseroptischen Messungen, dass die LES in der Lage ist Ursachen zyklischer Schwankungen eines direkteinspritzenden Ottomotors im Schichtladebetrieb abzubilden. Unter anderem konnten Fehlzündungen auf ein schwankendes Luft-Kraftstoffgemisch im Bereich der Zündkerze zurückgeführt werden. Goryntsev hat in einer Vielzahl von Veröffentlichungen (siehe z.B. [Gor07], [GK08], [GSKJ09], [GSJ11], [GSJ13]) gezeigt, dass die LES ein Werkzeug ist, um Strömungsphänomene, Gemischbildung und Verbrennung abzubilden. Hauptsächliche Anwendung waren Schichtladekonzepte, wodurch die Betrachtung der Interaktion zwischen Kraftstoffstrahl und Strömung im Bereich der Zündkerze relevant war. Einflüsse der Ladungsbewegung durch so genanntes „jet flapping“ wird ebenfalls erwähnt. Banaeizadeh et al. [BASJ13] nutzen LES in Verbindung mit einem „filtered mass density function“ (FMDf) Modell zur Analyse eines ottomotorischen Prozesses und zeigten, dass dieses Modell in der Lage ist experimentelle Daten sowie Ergebnisse konventioneller Modelle verschiedener Testfälle wiederzugeben. Direkteinspritzung und Verbrennung an einem simplifizierten Modell eines 3-Ventil Motors wurden ebenfalls simuliert. Es zeigte sich, dass der Hauptanteil des Verdampfungsprozesses erst im Kompressionstakt beginnt, resultierend aus einer Steigerung der Gastemperatur. Die Simplifizierung der originalen Motorgeometrie lässt jedoch keinen Rückschluss auf Phänomene realer Brennraumgeometrien zu, welche u.a. bereits Optimierungen bezüglich der Ladungsbewegung unterlagen und damit die turbulente Strömung stark beeinflussen. Fontanesi et al. [FdR15] haben unter Verwendung des kommerziellen Codes Star-CD mit Hilfe von Large Eddy Simulationen eines direkteinspritzenden Ottomotors die Einflüsse unterschiedlicher Zündkerzenpositionen auf Verbrennungseffizienz und -stabilität überprüft und konnten diese auf Fluktuationen des Geschwindigkeitsvektors und des Luft-Kraftstoffverhältnisses in Zündkerzennähe zurückführen. Ein fettes Gemisch sowie Absolutgeschwindigkeiten unterhalb 35 m/s begünstigen die Verbrennungstabilität stark. Des Weiteren wurde von Fontanesi et al. (siehe [FPDD14], [FCCD14], [FPC14], [FdR15]) ein Vergleich verbrennungsrelevanter Kenngrößen wie Spitzendruck, Spitzendrucklage, Umsatzpunkte, etc. über eine Variationen der Zündkerzenausrichtung durch geführt. Es zeigte sich, dass diese einen starken Einfluss auf die Verbrennung hat. Tatschl et al. (siehe [VMT⁺12] und [TBP⁺13]) nutzten den kommerziellen Code AVL Fire, um Einflussparameter zyklischer Schwankungen eines direkteinspritzenden Ottomotors zu untersuchen. Zyklische Unterschiede im Mischungsfeld, welche kurz nach Einspritzbeginn vorhanden sind, verringern sich bis zur Zündung durch fortschreitende Homogenisierung des Gemisches. Als Hauptursache für zyklische Schwankungen wurde die Interaktion des Flammenkerns mit dem aufgelösten Geschwindigkeitsfeld definiert. Die numerische Analyse der zyklischen Schwankungen der Flammenausbreitung und Verbrennung unter Berücksichtigung von Verbrennungsphänomenen (z.B. Klopfen) wurde in den vergangenen Jahren insbesondere von der Arbeitsgruppe um Poinot und Vermorel vom CERFACS unter Verwendung des eigens Entwickelten LES Codes AVBP in Zusammenarbeit mit der Arbeitsgruppe von Angerberger des IFPEN vorangetrieben (siehe u.a. [MVP15], [VRC⁺07], [VRC⁺09], [RCV⁺07], [GVL⁺12]). Es wurden unter anderem der Einfluss der Genauigkeit numerischer Verfahren (2. und 3. Ordnung), Gittervariationen sowie Turbulenzmodelleinflüsse untersucht. Eine Vielzahl von Submodellen zur Abbildung motorspezifischer Prozesse (Mischung, Zündung, Verbrennung, Klopfen) wurde entwickelt, angewandt und mit experimentellen Daten verglichen. Krempf et al. (siehe u.a. [JWBK16], [NJL⁺14], [JRK⁺15]) nutzen die CFD-Codes PsiPhi und OpenFOAM um zyklische Schwankungen der Verbrennung, inklusive Betrachtung des AbbreNNens in den Feuersteg hinein, sowie die Charakteristik der Ladungsbewegung zu

analysieren. Die Simulationsdaten wurden mit Daten von Kaiser et. al. [KSS13] verglichen und zeigten gute Übereinstimmung.

Interaktion der Einspritzung mit der Ladungsbewegung

Die Einflüsse der Kraftstoffeinspritzung auf die Ladungsbewegung wurden in verschiedenen Anwendungen untersucht. Devesa et al. [DMPH04] zeigen einen solchen Einfluss auf eine rotatorische Gasbewegung, welche der ottomotorischen Tumblebewegung nachempfunden ist mit Hilfe einer zusätzlichen sekundären Gasströmung. Es zeigte sich, dass der zusätzliche Impuls der Einspritzung einen erheblichen Einfluss auf die Fluidbewegung hat und den Endzustand, welcher in der realen Anwendung im Bereich des ZOTs liegt, stark verändert. Damit wird deutlich, dass eine Auslegung der Einlass- und Brennraumgeometrien ohne eine Berücksichtigung der Einspritzung nicht das volle Potential der turbulenten Strömung im Brennraum ausnutzt. Devesa et al. [DMPH04] zeigen weiterhin, dass die Einspritzung in Rotationsrichtung des Tumbles geschehen und durch eine Art tangentialer Ausrichtung den Tumble unterstützen sollte. Es wird zusätzlich darauf hingewiesen, dass eine homogene Mischung in den Zeitskalen des Motorinnenprozesses nicht zu erreichen ist. Aufgrund der getroffenen Vereinfachungen (rechteckiger 3D Raum statt realer Brennraumgeometrie) ist jedoch unklar, in welcher Größenordnung der Einfluss einer Einspritzung im realen Anwendungsfall liegt und inwiefern Zyklus-zu-Zyklus Schwankungen bestimmter Strömungskenngrößen hierdurch beeinflusst werden. Iyer et al. [IY09] stellen Ergebnisse numerischer Untersuchungen bezüglich der ottomotorischen Gemischbildung und des Einflusses der Einspritzung auf die Ladungsbewegung und Gemischbildung vor. Es zeigte sich, dass eine Verschiebung des Einspritzbeginns nach früh einen negativen Einfluss auf den Tumble und somit die Gemischbildung hat. Letzteres wird jedoch durch die längere Dauer der Gemischbildung überkompensiert, wodurch eine homogenere Mischung im ZOT erreicht wird. Es wird jedoch in keiner Konfiguration eine komplett homogene Mischung erreicht. Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen des Mischungsfeldes zeigten, dass das lokale Mischungsfeld je nach Konfiguration zwischen $\lambda = 0,75$ und $\lambda = 1,6$ liegt, wobei sämtliche Betriebspunkte durch ein global stöchiometrisches Luft-Kraftstoff-Gemisch charakterisiert waren. Aufgrund der Verwendung von RANS Turbulenzmodellen wurden keine Aussagen zu den zyklischen Schwankungen der Gemischbildung getroffen. Lemetayer et al. [LCD⁺14] zeigten mit Hilfe von Particle Image Velocimetry (PIV) Messungen an einem Transparentmotor, dass die Kraftstoffeinspritzung einen drastischen Einfluss auf die Innenzylinderströmung hat. Es stellte sich heraus, dass die Intensität des Tumbles um bis zu Faktor 2,5 verringert wird. Ebenso ist die Trajektorie des Tumblekerns verschoben und es bildet sich eine Art zeitlicher Versatz des Tumblekernverlaufs aus, sodass anzunehmen ist, dass sich die turbulenten Fluktuationen im Zeitbereich einer möglichen Zündung ebenfalls deutlich unterscheiden. Die Untersuchungen fanden mit einem zentral sitzenden Injektor statt.

Fazit

Insgesamt kann gesagt werden, dass ausgehend von universitären Forschungsinstituten ein Trend zu beobachten ist, welcher skalenauflösende Simulation näher an die Motorentwicklung heranträgt. Die oben gelisteten Werke stellen lediglich einen Auszug dessen dar. Trotz der verfügbaren Modellbreite bezüglich Turbulenz-, Spray-, Zünd- und Verbrennungsmodelle besteht nach wie vor Bedarf grundsätzliche Mechanismen und Zusammenhänge der turbulenten Einlassströmung (siehe Imberdis [Imb09], Kapitza [Kap11], Hartmann et al. [HBG⁺16])

und Einspritzung und Gemischbildung (siehe Theile et al. [THT⁺16], Goryntsev et al. [GSKJ10]) und deren Wechselwirkungen miteinander zu verstehen. Aufgrund der Vielzahl unterschiedlicher Brennverfahren und Motorkonzepte treten je nach Anwendungsfall einzelne Mechanismen unterschiedlich stark in den Vordergrund. Eine Übertragbarkeit verfügbarer simulativer Ergebnisse eines motorischen Konzepts auf ein anderes ist nicht ohne Weiteres möglich.

Die hier vorliegende Arbeit soll den Kenntnisstand zu zyklischen Schwankungen in direkteinspritzenden Ottomotoren im Homogenbetrieb erweitern, indem Vorgänge und gegenseitige Einflüsse der Einlassströmung und Kraftstoffeinspritzung während der Ansaug- und Kompressionsphase untersucht werden. Im folgenden Kapitel wird die dafür notwendige Methodik und Vorgehensweise sowie der Aufbau der Arbeit genau erläutert.

2 Ziel und Aufbau der Arbeit

Das Ziel der Arbeit ist es, mit Hilfe von Methoden der numerischen Thermofluidodynamik die Ursachen der zyklischen Schwankungen über eine Analyse der Einlassströmung, Kraftstoffeinspritzung und Gemischbildung sowie deren gegenseitiger Beeinflussung zu untersuchen und ein Verständnis für die Prozesse im Inneren eines aufgeladenen, direkteinspritzenden Ottomotors zu erlangen. Aufgrund der Komplexität des gesamten innermotorischen Prozesses beschränkt sich diese Arbeit auf den Teil der Wirkkette, welcher sich bis zur Zündung des Luft-Kraftstoff Gemisches hinzieht.

Aufgrund der Ausführung des zu untersuchenden Motors, welcher im Rahmen dieser Arbeit als 1-Zylinder Transparentmotor auf Basis eines 1,4 l TSI Serienmotors (EA211) der Firma Volkswagen nachgebildet ist, gibt es eine starke Interaktion verschiedener strömungsmechanischer und thermodynamischer Prozesse. Der dachförmige Zylinderkopf des Vierventilmotors verursacht eine sehr symmetrische Einströmung, welche sich in eine rotatorische Strömung um die Querachse des Zylinders entwickelt, den Tumble. Unbekannt ist, wie stark der Tumble von Zyklus zu Zyklus in seiner Stärke und seinem transienten Bewegungsverhalten schwankt und in welcher Art und Weise er von der Direkteinspritzung beeinflusst wird, welche durch einen 5-Loch Injektor der Firma Bosch realisiert wird. Aufgrund des λ -1 Konzepts findet die Einspritzung während des Saughubs statt, wodurch sich ein definiertes Zeitfenster für die Gemischbildung und Homogenisierung bis zum Zündzeitpunkt (ZZP) ergibt. Die Gemischbildung, welche stark durch die Interaktion des Sprays mit dem turbulenten Strömungsfeld gekennzeichnet ist, wird unter anderem als Ursache für zyklischen Schwankungen des Ottomotors angesehen (siehe z.B. [VRC⁺07], [VRC⁺09], [ALP⁺07], [Joh96], [TBP⁺13]).

Schlussendlich sind die thermophysikalischen Initialbedingungen für die Zündung zyklischen Schwankungen ausgesetzt, welche für diesen Motor unbekannt, im Generellen bisher nicht komplett verstanden und daher im Fokus aktueller wissenschaftlicher Untersuchungen sind. Charakterisiert sind die Ausgangsbedingungen der Verbrennung unter anderem durch großskalige Strömungsphänomene, welche den Zündfunken einem Konvektionsprozess aussetzen, durch das lokale Luft-Kraftstoff Verhältnis und die Temperatur, welche über die Beeinflussung der laminaren Flammengeschwindigkeit im ersten Abschnitt der Zündung bereits zyklusabhängige Unterschiede verursachen können, sowie den Grad der Turbulenz, welcher durch seine Beeinflussung der Flammenfront durch Faltungsprozesse die Geschwindigkeit des Durchbrennens stark abändert.

Im Rahmen numerischer thermodynamischer und strömungsmechanischer Untersuchungen ist eine Auflösung dieser thermophysikalischen Effekte nur durch die Nutzung skalenauflösender Turbulenzmodelle möglich. Diese müssen im Kontext der Frage- bzw. Problemstellung geeignet sein die innermotorischen Prozesse darzustellen. Dies ist notwendig, um als Resultat der Simulation tatsächlich zyklusabhängige Ergebnisse zu erhalten. Des Weiteren muss die Handhabbarkeit möglichst gut sein. Dies schließt einen geringen Rechenaufwand, stabiles Lösungsverhalten sowie gitterunabhängiges Verhalten ein. Im Rahmen dieser Arbeit wird daher ein Fokus auf die Validierung des verwendeten Turbulenzmodells im motorischen Kontext gesetzt. Weiterhin ist ein Modell zur Kraftstoffeinspritzung notwendig, welches

die wesentlichen Merkmale der Kraftstoffsprays wiedergibt. Die Kombination beider Modelle ermöglicht die Analyse der Gemischbildung im Motor sowie eine Untersuchung der Wechselwirkungen zwischen Ladungsbewegung und Kraftstoffspray. Als Werkzeug wird der kommerziell verfügbare CFD-Code ANSYS Fluent verwendet, in welchem die notwendigen Submodelle zur Modellierung der Turbulenz, des Kraftstoffsprays sowie Methoden zur Topologiebeeinflussung des numerischen Gitters aufgrund der Ventil- und Kolbenbewegung bereits implementiert sind. Abbildung 2.1 stellt die Vorgehensweise dar.

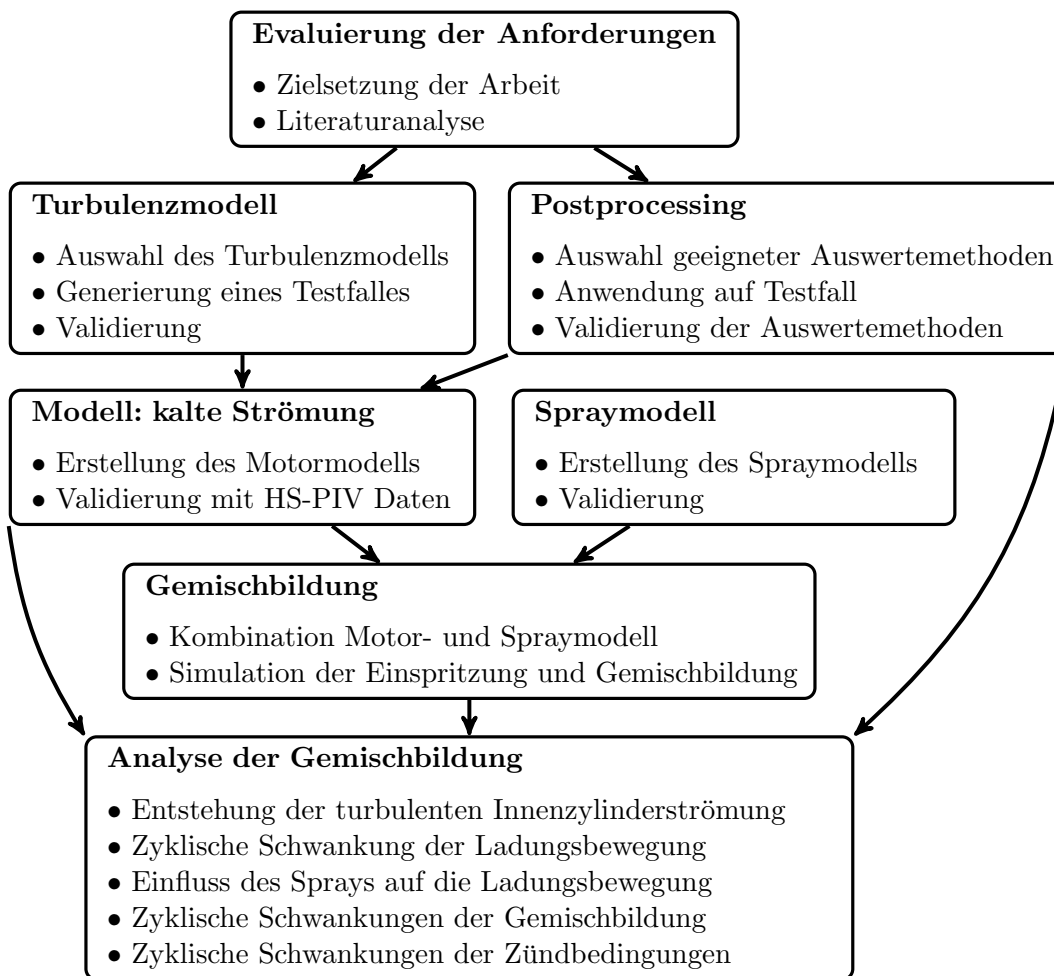


Abb. 2.1. Schematische Abbildung der Methodik und Vorgehensweise in der vorliegenden Arbeit

Die vorliegende Arbeit gliedert sich in unterschiedliche Kapitel. Die thermodynamischen und strömungsmechanischen Grundlagen zur Modellbildung werden in Kapitel 3 dargestellt. Dies schließt eine kurze Herleitung der Erhaltungsgleichung für das zu erstellende CFD Modell ein, sowie eine Beschreibung geeigneter Turbulenzmodelle, welche zur Auflösung zyklischer Schwankungen notwendig sind. Die Abbildung der Kraftstoffeinspritzung geschieht über ein separates Modell, welches im Detail erläutert wird. Des Weiteren wird kurz auf Auswerte- und Postprocessingmöglichkeiten im Kontext skalenauflösender Simulationen eingegangen.

Im vierten Kapitel wird das verwendete Turbulenzmodell sowie der Einfluss numerischer

Einstellungen des Löser anhand eines Testfalles untersucht. Weiterhin werden Auswertearoutinen verifiziert und validiert. Im Anschluss findet eine Untersuchung motorspezifischer Modelleinflüsse statt, bevor das erstellte Modell des realen Motors anhand experimenteller Daten einer High Speed PIV Messkampagne validiert wird. Des Weiteren wird das erstellte Spraymodell beschrieben und anhand von Messdaten validiert, welche im Rahmen von Untersuchungen an einer Hochdruck/Hochtemperaturkammer entstanden sind. Das Gesamtmotormodell, welches die Kombination des Modells des realen Motors sowie des Spraymodells ist, wird schlussendlich anhand eines Vergleichs des globalen Systemverhaltens mit Literaturdaten plausibilisiert.

In Kapitel 5 werden die Ergebnisse der Simulationen der kalten Innenzylinderströmung sowie der Einspritzung und Gemischbildung präsentiert und diskutiert. Die Mechanismen der zyklischen Schwankungen werden erläutert und dargestellt sowie das Verhalten der Ladungsbewegung analysiert. Im Anschluss wird der Einfluss der Einspritzung auf die Ladungsbewegung präsentiert und die Gemischbildung mit Fokus auf zyklische Schwankungen analysiert. Schlussendlich werden die Initialbedingungen für die Zündung vorgestellt und diskutiert. Eine Korrelation der Strömungsgrößen mit Ergebnissen aus einer Berechnung der laminaren Flammgeschwindigkeit und Verwendung eines Chemie-Reaktionsmechanismus soll einen ersten Ausblick zu den zyklischen Schwankungen der frühen Flammenkernentwicklung geben.

Das sechste Kapitel fasst die wesentlichen Inhalte der Arbeit zusammen und gibt einen Ausblick über mögliche weitere Arbeiten, welche das Verständnis des innermotorischen Prozesses überdies erhöhen.

Es ergeben sich damit zusammengefasst folgende Schwerpunkte der Arbeit:

- Untersuchung der Eignung bestimmter skalenauflösender Turbulenzmodelle im motorischen Kontext
- Untersuchung verschiedener Postprocessingmöglichkeiten in Verbindung mit einem ottomotorischen Prozesses
- Analyse möglicher Ursachen zyklischer Schwankungen im Strömungsfeld
- Analyse der charakteristischen Ladungsbewegung eines ottomotorischen Prozesses
- Darstellung der Interaktion zwischen Direkteinspritzung und Ladungsbewegung im Kontext zyklischer Schwankungen
- Untersuchung zyklischer Schwankungen der Gemischbildung und Homogenisierung
- Analyse der Initialbedingungen der Zündung mit Fokus auf zyklische Schwankungen

Die Arbeit beinhaltet eine Anwendung verschiedener Modelle und Analysemethoden, welche in Kombination miteinander die Untersuchung zyklischer Schwankungen des ottomotorischen Arbeitsprozesses ermöglichen. Es ist über diese Arbeit hinaus nicht bekannt, dass ein solches numerisches Modell in Kombination mit Auswertewerkzeugen zur Analyse der Innenzylinderströmung inklusive Einspritzung und Gemischbildung verwendet wurde, um die innermotorischen Prozesse dieses real existierenden Motors zu analysieren. Des Weiteren wird eine Vielfalt an Postprocessing Methoden verwendet, welche als mögliche Toolbox dem Leser näher gebracht werden. Die Arbeit hebt sich daher vom wissenschaftlichen Standpunkt in dem Detailgrad der Modellbildung, dem Praxisbezug durch die Anlehnung an einen realen Motor und in der Art und Weise der Analyse der Simulationsergebnisse hervor.

3 Numerische Simulation der Innenzylinderströmung, Einspritzung und Gemischbildung

Im folgenden Kapitel werden die thermodynamischen, strömungsmechanischen und numerischen Grundlagen in Hinblick auf das in dieser Arbeit erstellte numerische Innenzylindermodell erläutert. Der Autor erhebt keinen Anspruch auf Vollständigkeit der Herleitungen mathematisch-physikalischer Formulierungen. Für Detailfragen und weitergehendes Interesse sei auf einschlägige Literatur des Gebietes der Thermodynamik und numerischen Strömungsmechanik verwiesen (z.B. [BK09], [FP08], [Car06], [Pop01], [VM95]).

Nach einer Vorstellung der physikalischen Grundgleichungen und Methoden zur Turbulenzmodellierung wird auf die Besonderheiten der turbulenten Strömung in Verbrennungsmotoren eingegangen. Im Anschluss werden verwendete Modelle zur Spraymodellierung erläutert. Das Kapitel schließt mit einer kurzen Darstellung von Methoden zur Analyse der turbulenten Innenzylinderströmung und einer Zusammenfassung ab.

3.1 Methoden der numerischen Strömungssimulation

Die Simulation des innermotorischen Prozesses geschieht mit Hilfe des kommerziellen CFD-Lösers ANSYS FLUENT, welcher einen Satz partieller Differentialgleichungen nach dem Finite-Volumen-Verfahren auf unstrukturierten Gittern lösen kann. Nach der örtlichen Diskretisierung des zu untersuchenden Bereiches, wird pro numerischer Zelle ein Satz von Erhaltungsgleichungen iterativ gelöst. Im folgenden Abschnitt wird kurz auf die physikalischen Grundgleichungen und deren mathematische Behandlung im Gleichungslöser eingegangen.

3.1.1 Physikalische Grundgleichungen

- Massenerhaltung

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_i)}{\partial x_i} = \dot{\rho}^S, \quad (3.1)$$

- Speziesmassenerhaltung

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho Y_\alpha) + \frac{\partial \rho u_i Y_\alpha}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(D_\alpha \frac{\partial \rho Y_\alpha}{\partial x_i} \right) + \dot{\Omega}_\alpha^S, \quad (3.2)$$

- Impulserhaltung

$$\frac{\partial \rho u_j}{\partial t} + u_i \frac{\partial (\rho u_j)}{\partial x_i} = -\frac{\partial p}{\partial x_j} + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_i} + F_j, \quad (3.3)$$

$$\tau_{ij} = \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \delta_{ij} \frac{2}{3} \mu \frac{\partial u_i}{\partial x_i}, \quad (3.4)$$

- Energieerhaltung

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho h_S}{\partial t} + u_i \frac{\partial (\rho h_S)}{\partial x_i} = \frac{Dp}{Dt} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x_i} \right) - \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\rho \sum_{\alpha=1}^N h_{S,\alpha} Y_\alpha V_{\alpha,i} \right) \\ + \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \dot{Q}^S. \end{aligned} \quad (3.5)$$

Dabei ist $\dot{\rho}^S$ ein Massenquellterm, welcher den Masseneintrag durch verdampftes Kraftstoffspray beschreibt. D_α ist der Diffusionskoeffizient der jeweiligen Spezies in die entsprechende Mischung, $\dot{\Omega}_\alpha^S$ ist der Sprayquellterm der Spezies α . μ ist die dynamische Viskosität, δ_{ij} ist das Kronecker Delta und F_j stellt einen Quellterm dar, in welchem z.B. der Impulseintrag aus dem Spray berücksichtigt wird. h_S ist die spezifische Enthalpie, λ die Wärmeleitfähigkeit, V_α die Diffusionsgeschwindigkeit der Spezies α und \dot{Q}^S der Energiequellterm, welcher den Energieeintrag oder -austrag durch das Spray berücksichtigt.

Industrielle Anwendungsfälle der numerischen Strömungsmechanik beinhalten zu einem großen Teil turbulente Strömungen. Die korrekte Voraussage der Auswirkung der Turbulenz auf die Strömung ist eine der wesentlichen Herausforderungen und wird im Folgenden erläutert.

3.1.2 Direkte Numerische Simulation - DNS

Eine Möglichkeit die Auswirkungen der Turbulenz mit hoher Genauigkeit zu berechnen, besteht in der kompletten Auflösung sämtlicher turbulenter Strukturen. Dies bedeutet, dass keine Modellierung der Auswirkung von Turbulenz nötig ist und mögliche Fehler sich auf die Numerik beschränken. Dies impliziert allerdings eine hohe zeitliche und örtliche Auflösung. Die Orts- und Zeitskalen turbulenter Strukturen sind eng an die Reynoldszahl gekoppelt, welche wie folgt definiert ist:

$$Re = \frac{u d \rho}{\mu}. \quad (3.6)$$

Dabei ist u die Strömungsgeschwindigkeit und d die charakteristische Länge. Nach Kolmogorov [KT91] wird in einer Energiekaskade (siehe Abbildung 3.1) kinetische Energie über Wirbelzerfallsprozesse von großen Wirbeln an kleine Wirbel weitergegeben. Diese Kaskade endet bei der Wirbelgröße, bei welcher die molekulare Viskosität einen weiteren Zerfall verhindert und kinetische Energie durch Reibung in innere Energie umgewandelt wird. Die charakteristische Länge dieser Wirbel wird Kolmogorovlänge μ_K genannt. Es besteht ein direkter Zusammenhang zwischen der Reynoldszahl und dieser Kolmogorovlänge bzw. der charakteristischen Zeit dieser Wirbel. Nach Pope [Pop01] lassen sich diese Länge und Zeit

wie folgt als erste Schätzung berechnen:

$$\mu_K = \left(\frac{\nu^3 L}{U^3} \right)^{\frac{1}{4}}, \quad (3.7)$$

$$\tau_K = \left(\frac{\nu L}{U^3} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (3.8)$$

L ist die charakteristische Länge, U die Absolutgeschwindigkeit und ν die kinematische Viskosität. Um die Notwendigkeit der Turbulenzmodellierung in motorischen Anwendungsfällen darzustellen, wird eine erste Approximation der beiden vorgestellten Größen vorgenommen (siehe Tabelle 3.1). Dort werden überschlägig die Kolmogorov Längen- und Zeitskalen einer globalen Tumbleströmung über die mittlere Kolbengeschwindigkeit und den Bohrungsdurchmesser sowie einer Ventilsplattströmung berechnet. Es ist ersichtlich, dass turbulente Strukturen mit Größen von weit weniger als einem Zehntel Millimeter örtlich aufgelöst werden müssten. Dies resultiert in numerischen Gittern mit Zellanzahlen jenseits von $1 \cdot 10^9$ Zellen.

Tab. 3.1. Abschätzung der Kolmogorovlänge und -zeit in einem Pkw-Motor bei einer Drehzahl von 2000 min^{-1}

GRÖSSE	v_m	L	ν	μ_K	τ_K
Beispiel	m/s	mm	$\frac{m^2}{s}$	mm	s
Tumble Wirbel	5,33	74,5	$1,525 \cdot 10^{-5}$	0,036	$8,66 \cdot 10^{-5}$
Ventilsplatt Strömung	70	9	$1,525 \cdot 10^{-5}$	0,003	$6,33 \cdot 10^{-7}$

Um die notwendigen Rechenressourcen einer DNS für einen anwendungsnahen Fall darzustellen wird auf Schmitt [Sch14] verwiesen. Hier wurde eine direkte numerische Simulation in einer vereinfachten Motorgeometrie durchgeführt, welche jedoch eine für reale Anwendungen niedrige Drehzahl von 560 min^{-1} aufwies. Das zu untersuchende Gebiet wurde mit bis zu $135 \cdot 10^6$ Knotenpunkten vernetzt, wodurch sich ein Rechenaufwand von 600000 CPUh pro Zyklus ergab. Diese beiden Beispiele veranschaulichen die Impraktikabilität der DNS für industrielle Anwendungen bezüglich der Modellierung von Innenzylinderströmungen.

3.1.3 Reynoldsgemittelte Navier-Stokes Simulation - RANS

Da häufig zeitlich oder ensemble-gemittelte Werte für industrielle Anwendungen von Interesse sind, besteht die Möglichkeit, eine sogenannte Reynoldszerlegung der Erhaltungsgleichungen vorzunehmen. Dabei wird die zu betrachtende Größe in einen zeitlich bzw. ensemblegemittelten Wert und einen Schwankungsanteil zerlegt (siehe [Rey95], [FP08]):

$$\phi = \bar{\phi} + \phi'' \quad \text{mit} \quad \overline{\phi''} = 0. \quad (3.9)$$

Zusammen mit der Favre-Mittelung, um Korrelationen von Dichtefluktuationen zu vermeiden,

$$\tilde{\phi} = \frac{\overline{\rho \phi}}{\bar{\rho}} \quad (3.10)$$

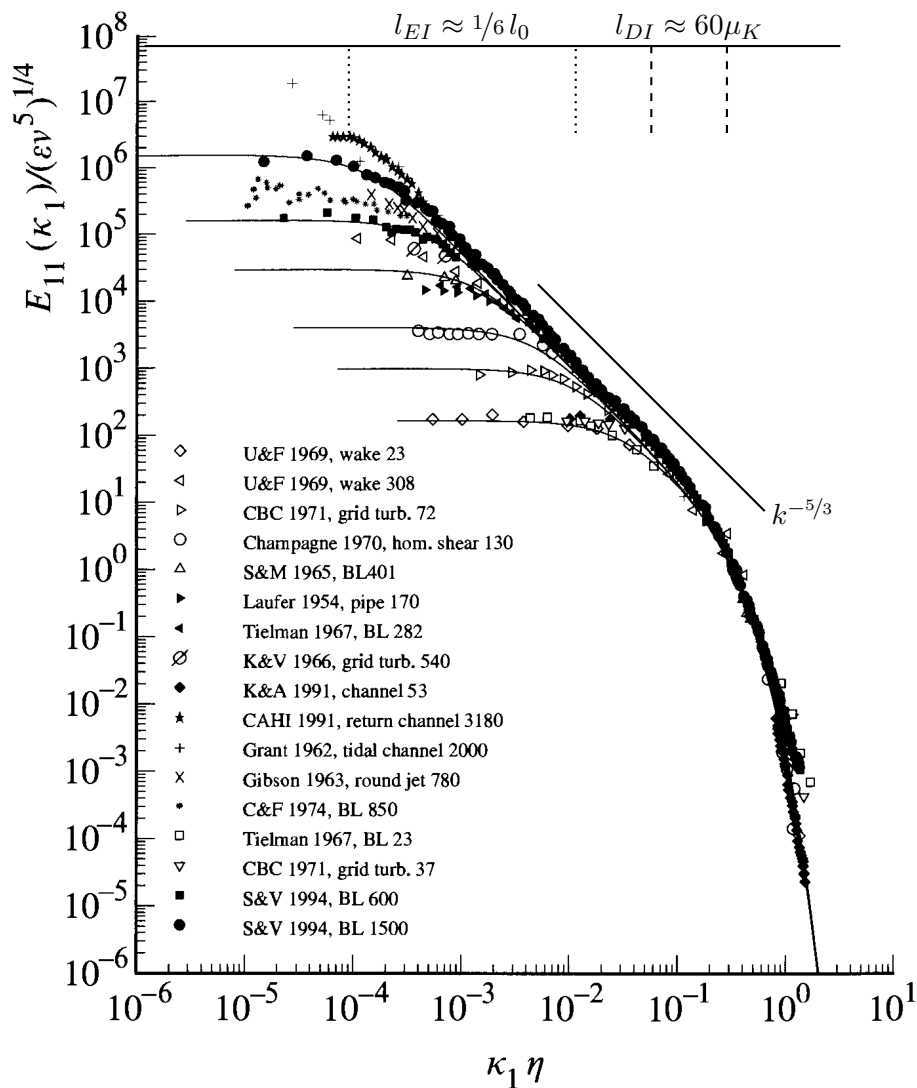


Abb. 3.1. Darstellung von aus Messungen berechneten Energiespektren turbulenter Strömungen mit unterschiedlichen Reynoldszahlen (Symbole) im Vergleich mit den jeweiligen Modellspektren (durchgezogene Linien) verändert nach Pope ([Pop01]). Die unterschiedlichen Markierungen von l_{EI} (gepunktete Linie) und l_{DI} (gestrichelte Linie) veranschaulichen die Abhängigkeit der charakteristischen Längenskalen von der Taylor-Scale-Reynoldszahl $Re_\lambda = (20/3 Re)^{(1/2)}$, welche jeweils in der Legende angegeben ist. Der Energieeintrag geschieht im Bereich großer Wirbel (resp. kleiner Wellenzahlen, links von l_{EI}) durch Auswirkungen von Randbedingungen und Geometrie und ist stark abhängig von der Reynoldszahl. Der Abfall des Energiespektrums im Inertialbereich wird laut Kolmogorov mit einem Exponenten von $-5/3$ beschrieben. Hier wird über Wirbelzerfallsprozesse turbulente kinetische Energie an Wirbel hoher Wellenzahl weitergegeben. Die Energie sehr kleiner Wirbel bzw. Wirbel hoher Wellenzahlen nimmt im Dissipationsbereich (rechts von l_{DI}) durch den Einfluss von molekularer Viskosität stark ab, wodurch turbulente kinetische Energie in innere Energie umgewandelt wird [Pop01]. Eine DNS löst sämtliche genannten Phänomene auf, während mit Hilfe der Turbulenzmodellierung ein Teil der Effekte bei hohen Wellenzahlen über Modelle beschrieben werden kann.

lauten die reynoldszerlegten Erhaltungsgleichungen damit wie folgt:

- Massenerhaltung

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{\rho}\tilde{u}_i)}{\partial x_i} = \bar{\rho}^S, \quad (3.11)$$

- Speziesmassenerhaltung

$$\frac{\partial}{\partial t} (\bar{\rho}\tilde{Y}_\alpha) + \frac{\partial(\bar{\rho}\tilde{u}_i\tilde{Y}_\alpha)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\bar{\rho}D_\alpha \frac{\partial\tilde{Y}_\alpha}{\partial x_i} - \overline{\bar{\rho}u_i''\tilde{Y}_\alpha''} \right) + \bar{\Omega}_\alpha^S, \quad (3.12)$$

- Impulserhaltung

$$\frac{\partial\bar{\rho}\tilde{u}_j}{\partial t} + \tilde{u}_i \frac{\partial(\bar{\rho}\tilde{u}_j)}{\partial x_i} = -\frac{\partial\bar{p}}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\bar{\tau}_{ij} + \overline{\bar{\rho}u_i''u_j''} \right) + \tilde{F}_j, \quad (3.13)$$

$$\bar{\tau} = \mu \left(\frac{\partial\tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial\tilde{u}_j}{\partial x_i} \right) - \delta_{ij} \frac{2}{3} \mu \frac{\partial\tilde{u}_i}{\partial x_i}, \quad (3.14)$$

- Energieerhaltung

$$\begin{aligned} \frac{\partial\bar{\rho}\tilde{h}_S}{\partial t} + \tilde{u}_i \frac{\partial(\bar{\rho}\tilde{h}_S)}{\partial x_i} = \frac{D\bar{p}}{Dt} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x_i} - \overline{\rho u_i'' h_S''} \right) - \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\overline{\rho \sum_{\alpha=1}^N h_{S,\alpha} Y_\alpha V_{\alpha,i}} \right) \\ + \overline{\tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j}} + \bar{Q}^S. \end{aligned} \quad (3.15)$$

Die transienten Terme auf der jeweiligen linken Seite sind das Ergebnis einer erweiterten Interpretation der reynoldsgemittelten Gleichungen, welche in einer „Unsteady“-RANS resultiert. Der Schwankungsterm $\overline{\bar{\rho}u_i''u_j''}$, auch Reynoldsspannungstensor genannt, ist unbekannt und muss über geeignete Schließungsansätze approximiert werden. Nach Boussinesq [Bou77] entspricht der Einfluss dieses Schwankungsterms auf die Strömung einer zusätzlichen Diffusion, ähnlich der molekularen Diffusion. Mit Hilfe einer künstlichen Viskosität, der so genannten Wirbelviskosität, und den Gradienten des mittleren Geschwindigkeitsfelds kann somit der Einfluss der Turbulenz auf die mittlere Strömung approximiert werden:

$$\overline{\bar{\rho}u_i''u_j''} = -\mu_t \left(\frac{\partial\tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial\tilde{u}_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial\tilde{u}_i}{\partial x_i} \right) + \frac{2}{3} \bar{\rho} \delta_{ij} k. \quad (3.16)$$

Die Wirbelviskosität μ_t wird abhängig vom verwendeten Turbulenzmodell berechnet. Im Beispiel des k - ω -SST Models nach Menter [Men93] ergibt sie sich wie folgt:

$$\mu_t = \bar{\rho} \frac{k}{\omega}. \quad (3.17)$$

Zur Bestimmung der Wirbelviskosität werden zwei Transportgleichungen für die turbulente kinetische Energie k und die turbulente Dissipationsfrequenz ω gelöst:

$$\frac{\partial \bar{\rho} k}{\partial t} + \tilde{u}_i \bar{\rho} \frac{\partial k}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + G_k - \bar{\rho} C_k k \omega \quad \text{mit} \quad G_k = -\overline{\tilde{\rho} u_i'' u_j''} \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i}, \quad (3.18)$$

$$\frac{\partial \bar{\rho} \omega}{\partial t} + \tilde{u}_i \bar{\rho} \frac{\partial \omega}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\omega} \right) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + \alpha \frac{\omega}{k} G_k - \bar{\rho} C_\omega \omega^2. \quad (3.19)$$

Die Variablen C_k und C_ω stellen örtlich abhängige Modelkonstante dar und können [ANS16b] entnommen werden. Bei Anwendung von (U)RANS Turbulenzmodellen können die erhaltenen Ergebnisse, z.B. Strömungsfelder, als zeitlich bzw. ensemble-gemittelte Ergebnisse interpretiert werden. Vom physikalischen Standpunkt aus wird in die Transportgleichungen eine zusätzliche Diffusion eingebaut, deren Effekt wesentlich größer ist als der Diffusionseffekt aufgrund molekularer Wechselwirkungen. Zur Untersuchungen zyklischer Schwankungen des Motorinnenprozesses sind diese Modelle allerdings nicht geeignet, da Gradienten (z.B. Geschwindigkeits- oder Temperaturgradienten) stark gedämpft werden. Bei geringen Änderungen bzw. kleinen Unterschieden in den Randbedingungen kann es entsprechend passieren, dass das Ergebnis zweier Simulationen nahezu identisch ist. Scarcelli et. al. [SRP⁺16] konnten zwar zeigen, dass eine Kombination aus einem URANS Turbulenzmodell und genauen numerischen Verfahren eine Vorhersage der Auswirkungen verschiedener Betriebsparameter auf zyklische Schwankungen zulässt. Dies ist jedoch nur für einen Teil des Betriebsfeldes möglich, in welchem ohnehin größere zyklische Schwankungen erwartet werden. Für Betriebspunkte, welche durch geringe zyklische Schwankungen charakterisiert sind, ergaben die Simulationen nahezu identische Ergebnisse. Grund ist auch hier die hohe Diffusivität des Turbulenzmodells, welche Gradienten dämpft. Zusätzlich ist die komplexe Strömung in Verbrennungsmotoren stark anisotrop, wodurch die Vorhersagekraft von klassischen Zweigleichungsmodellen per Definition an ihre Grenzen stößt.

3.1.4 Large Eddy Simulation

Im Gegensatz zu der zeitlichen Filterung besteht die Möglichkeit einer räumlichen Filterung (siehe Gleichung 3.20) der physikalischen Transportgleichungen. Es wird eine Skalenseparation vorgenommen, in welcher die großen Skalen, die z.B. als große Wirbel vorzustellen sind, direkt aufgelöst werden. Die Auswirkungen der kleinen Skalen werden dagegen durch so genannte Feinstrukturmodelle abgebildet. Wie in Abbildung 3.1 dargestellt, besitzen die großen Skalen im Vergleich zu den kleinen Skalen aufgrund der hohen kinetischen Energie einen größeren Einfluss auf Transportprozesse. Durch die direkte Auflösung der großen Skalen, wobei die Filterweite theoretisch frei wählbar ist, ist der Fehler aufgrund der Modellierung des Einflusses der kleinen Skalen gering und verringert sich mit entsprechend kleiner werdender Filterweite. Die Filterung ist nach Ferziger und Peric [FP08] für eine Dimension wie folgt:

$$\bar{\phi}(x) = \int G(x, x') \phi(x') dx'. \quad (3.20)$$

Dabei ist G der Filterkern. Unter Einbezug der Favre-Mittelung (siehe 3.10) ergeben sich bei Anwendung auf die Navier-Stokes Gleichungen folgende gefilterte Transportgleichungen, welche den RANS Gleichungen sehr ähnlich sind:

- Massenerhaltung

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{\rho} \tilde{u}_i)}{\partial x_i} = \bar{\rho}^S, \quad (3.21)$$

- Speziesmassenerhaltung

$$\frac{\partial}{\partial t} (\bar{\rho} \tilde{Y}_\alpha) + \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{Y}_\alpha}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\bar{\rho} D_\alpha \frac{\partial \tilde{Y}_\alpha}{\partial x_i} \right) - \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{Y}_\alpha - \bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{Y}_\alpha) + \bar{\Omega}_\alpha^S, \quad (3.22)$$

- Impulserhaltung

$$\frac{\partial \bar{\rho} \tilde{u}_j}{\partial t} + \tilde{u}_i \frac{\partial (\bar{\rho} \tilde{u}_j)}{\partial x_i} = - \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{\tau}_{ij} + \tau_{ij}^S) + \tilde{F}_j, \quad (3.23)$$

$$\bar{\tau}_{ij} = \mu \left(\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} \right) - \delta_{ij} \frac{2}{3} \mu \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j}, \quad (3.24)$$

- Energieerhaltung

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{h}_S}{\partial t} + \tilde{u}_i \frac{\partial (\bar{\rho} \tilde{h}_S)}{\partial x_i} &= \frac{\overline{Dp}}{Dt} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\lambda \frac{\partial \overline{T}}{\partial x_i} - \bar{\rho} (\tilde{u}_i \tilde{h}_S - \tilde{u}_i \tilde{h}_S) \right) + \overline{\tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j}} \\ &+ \left(\overline{\rho \sum_{\alpha=1}^N h_{S,\alpha} Y_\alpha V_{\alpha,i}} \right) + \bar{Q}^S. \end{aligned} \quad (3.25)$$

Da die mittleren Schwankungen des Geschwindigkeitstensors nicht dem Mittelwert des Produkts der einzelnen Geschwindigkeitsschwankungen entspricht,

$$\overline{u_i u_j} \neq \tilde{u}_i \tilde{u}_j \quad (3.26)$$

muss ein Schließungsmodell herangezogen werden, um diese so genannten Feinstruktur-Reynoldsspannungen abzubilden:

$$\tau_{ij}^S = -\rho (\tilde{u}_i \tilde{u}_j - \tilde{u}_i \tilde{u}_j). \quad (3.27)$$

Ein weit verbreiteter Ansatz ist das sogenannte Smagorinsky Modell [Sma63], welches auf dem Wirbelviskositätsansatz beruht, ähnlich Gleichung 3.16. Die Wirbelviskosität wird dabei wie folgt berechnet:

$$\mu_t = C_S^2 \rho \Delta^2 |\bar{S}|. \quad (3.28)$$

Dabei ist C_S eine Modellkonstante, Δ die Filterweite und S der Scherungstensor. In vielen CFD-Codes ist Δ mit der Zellgröße verknüpft (z.B. $\Delta = V_{Zelle}^{(1/3)}$). C_S ist keine universelle Konstante, sondern beruht auf der lokalen Strömung. Daher gibt es sogenannte dynamische Modelle, z.B. das dynamische Smagorinsky Modell [GPMC91], welche C_S über Ort und Zeit anpassen. Auf eine detaillierte Auflistung weiterer Modelle wird an dieser Stelle verzichtet und auf die einschlägige Literatur verwiesen (z.B. [Pop01], [FP08], [BIL06]).

Klassische LES Modelle haben hohe Anforderungen an die numerischen Lösungsverfahren und an die zeitlichen und räumlichen Diskretisierungen. In [Men15] hat Menter beispielhaft anhand einer Kanalströmung die Anforderungen einer grenzschichtauflösenden LES approximiert. Aufgrund der linearen Abhängigkeit der Größe der turbulenten Strukturen mit geringer werdendem Wandabstand muss die örtliche Diskretisierung bis in die viskose Unterschicht der turbulenten Grenzschicht in alle drei Raumrichtungen verfeinert werden. Durch die Abhängigkeit der Dicke der viskosen Unterschicht von der Reynoldszahl, ergibt sich laut Menter der in Tabelle 3.2 dargestellte Zusammenhang zwischen Reynoldszahl und benötigter Zellanzahl.

Tab. 3.2. Abschätzung der benötigten Zellanzahlen (N) in Abhängigkeit der Schubspannungs-Reynoldszahl (Re_τ) nach [Men15]

Re_τ	500	10^3	10^4	10^5
N	$5 \cdot 10^5$	$2 \cdot 10^6$	$2 \cdot 10^8$	$2 \cdot 10^{10}$

Aufgrund der Abhängigkeit der numerischen Zeitschrittweite vom Gitterabstand bei Annahme einer konstanten Courant-Friedrichs-Lewy-Zahl (CFL-Zahl) ergeben sich weitere Anforderungen an Rechenressourcen. Das vorgestellte Beispiel deutet einerseits den immensen Ressourcenbedarf einer LES an, zeigt andererseits allerdings auch Verbesserungspotentiale in dieser Hinsicht auf. Sobald ein gewisser Anteil der turbulenten Strömung in Wandnähe modelliert statt aufgelöst wird, sinkt der Ressourcenbedarf drastisch. Dies wird bei Erweiterungen bestimmter LES Modelle, wie z.B. der Wall-modelled LES oder dem „Wall-adapting eddy viscosity“-Modell berücksichtigt ([SSST08],[ND99]). Eine detaillierte Erläuterung dieser Modelle wird an dieser Stelle jedoch nicht vorgenommen.

3.1.5 Hybride Turbulenzmodelle

Aufgrund der Gitteranforderungen der LES in Wandnähe, sowie der fortgeschrittenen Wandgrenzschichtmodelle im RANS Kontext entstanden in der Vergangenheit eine Reihe von Modelle, welche zwischen beiden Modellansätzen, basierend auf der lokalen Gitterauflösung, umschalten. Erste Modelle wurden unter anderem von Spalart et al. [SJSA97], [Spa00], Travin et al. [TSS00] und Strelets [Str01] vorgestellt und tragen die Namen „Detached Eddy Simulation“ (DES) Modelle. Dabei wird die Wandgrenzschicht im RANS Kontext simuliert, während in der freien Scherströmung die LES Modelle zum Tragen kommen. Das Umschalten basiert auf folgender Bedingung:

$$\begin{aligned}
 C_{DES} \Delta_{max} > L_t &\rightarrow RANS, \\
 C_{DES} \Delta_{max} \leq L_t &\rightarrow LES
 \end{aligned}
 \tag{3.29}$$

C_{DES} ist eine Modellkonstante, Δ_{max} die maximale Zellausdehnung und L_t die turbulente Längenskala. Letztere wird bei Verwendung eines k - ω -Modells wie folgt berechnet:

$$L_t = \frac{\sqrt{k}}{\beta^* \omega}.
 \tag{3.30}$$

Durch einen zusätzlichen Term in der k -Transportgleichung wird bei einer von C_{DES} abhängigen lokalen Gittergröße unterhalb der turbulenten Längenskala die Wirbelviskosität so verringert, wie es bei einer LES der Fall ist. Die Anwendung dieses ursprünglichen Modells hat jedoch gezeigt, dass aufgrund der starken Abhängigkeit der Wirbelviskosität von der lokalen Gitterstruktur in der Anwendung unphysikalische Ablöseerscheinungen in der turbulenten Grenzschicht hervorgerufen werden können, welche aufgrund des Umschaltens von (U)RANS auf LES entstehen ([Men15]). Diese gitterinduzierten Ablösungen können durch weitere Bedingungen für das Umschalten zwischen URANS und LES verhindert werden. Zusätzlich zur Gittergröße kann z.B. der Wandabstand in das Modell einfließen, sodass erst ab einem definierten sicheren Wandabstand auf den LES-Modus umgeschaltet wird. Diese und weitere Verbesserungen fließen in die „Delayed“ DES und „Improved Delayed“ DES Modelle ein (siehe [SDS⁺06], [GGSM11]). Zur Anwendung in komplexen Geometrien muss jedoch weiterhin beachtet werden, dass die lokalen Gitter einen wesentlichen Einfluss auf die Lösung haben können. Die optimale Gitterauflösung kann nicht in jedem Fall garantiert werden, wenn z.B. Veränderungen der Gittertopologie aufgrund bewegter Oberflächen erfolgt.

Diese Restriktionen und der Wunsch nach „globalen“ skalenauflösenden Turbulenzmodellen hat die Entwicklung weiterer Modelle gefördert. Ein Vertreter dieser Modelle ist das so genannte „Scale-Adaptive-Simulation“ (SAS) Turbulenzmodell. Dieses Modell ist eine Erweiterung des RANS- k - ω -SST Modells, erstmals vorgestellt von Menter im Jahr 2003 ([MKB03]) und in den folgenden Jahren weiterentwickelt und validiert ([ME10], [EMLC10]). Es basiert auf der Herleitung einer exakten Transportgleichung für die Größe Φ , welche wie folgt definiert ist:

$$\Phi = \sqrt{k} L_t. \quad (3.31)$$

Dabei ist k die turbulente kinetische Energie, und L_t die integrale Längenskala, welche mittels 2-Punkt Korrelation hergeleitet wurde. Um in der Formulierung der Transport-Gleichung für diese Größe den konvektiven Anteil darstellen zu können, wurde eine Taylorreihen Entwicklung durchgeführt, welche in den höheren Termen Ableitungen des Geschwindigkeitsvektors beinhaltet. Nach einer Analyse der Terme begründet Menter ([ME10]), dass der Term mit der zweiten Ableitung der Geschwindigkeit Ähnlichkeiten zum Quotienten aus der turbulenten Längenskala und der von-Karman Längenskala besitzt:

$$-\frac{3}{16} \frac{\partial^2 U(x)}{\partial y^2} \int_a^b R_{12} r_y dr_y = -const \cdot \overline{u'v'} L^2 \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} \frac{L}{L_{vK}}. \quad (3.32)$$

Die von-Karman Längenskala ist dabei wie folgt definiert:

$$L_{vK} = \kappa \left| \frac{U'}{U''} \right| = \kappa \left| \frac{\sqrt{2 \cdot S_{ij} S_{ij}}}{\sqrt{\left(\frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j^2} \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_k^2} \right)}} \right| = \kappa \left| \frac{\sqrt{2 \cdot \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_k}{\partial x_i} \right) \cdot \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_k}{\partial x_i} \right)}}{\sqrt{\left(\frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j^2} \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_k^2} \right)}} \right|. \quad (3.33)$$

Die von-Karman Konstante κ beträgt 0.41. In einer physikalischen Interpretation argumentiert Menter, dass in gängigen 2-Gleichungs-Modellen nur eine Größe, oftmals der Scherungstensor, in die Berechnung der beiden turbulenten Größen (z.B. k und ϵ) eingeht, was in seinen Augen ein Widerspruch ist. Dies wird unter anderen mit der Herleitung der Transportgleichung der skalenbeschreibenden Größe (z.B. der turbulenten Dissipationsrate

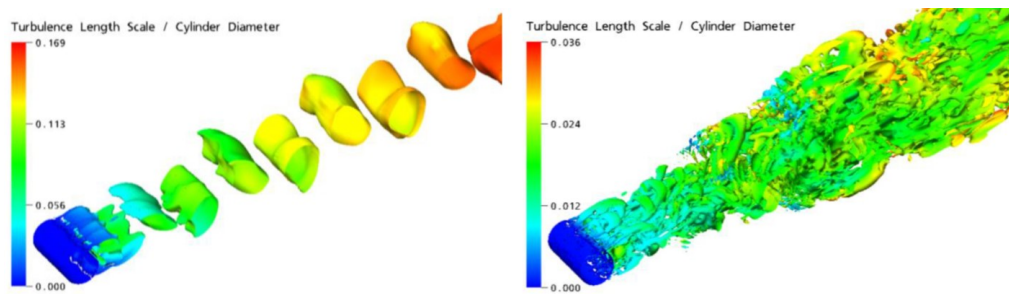


Abb. 3.2. Simulation der Strömungsablösung um einen Zylinder mit dem RANS-k- ω -SST (li.) und dem SAS-SST Modell (re.). Es ist deutlich zu erkennen, dass das SAS-SST Modell in der Lage ist, ein turbulentes Spektrum aufzulösen ([Men15]).

ϵ) begründet, welche oftmals nur in Analogie zur Transportgleichung der turbulenten kinetischen Energie mit Hilfe einfacher Dimensionsanalyse [Men15] hergeleitet wird. Durch die Nutzung des Scherungstensors und der von-Karman Längeskala im SAS Modell stehen zwei Eingangsgrößen zur Verfügung, was sich laut Menter in einem physikalisch korrektem Verhalten des SAS Modells bei inhomogenen Scherraten äußert und somit die Vorhersagekraft erhöht [ME10]. In der Anwendung dieses Modells, welches über Umformungen in klassische Turbulenzmodelle in Form zusätzlicher Quellen- oder Senkenterme implementiert werden kann, zeigt sich, dass ein skalenauflösendes Verhalten bei starker Instationarität hervorgerufen wird. Dies liegt in der von-Karman Längenskala begründet. Der Quotient nach Gleichung 3.33 liefert eine Aussage, wie groß der lokale Anteil der tatsächlich aufgelösten zur turbulenten Längenskala ist. Implementiert in das k- ω -SST Modell resultiert dies in einen zusätzlichen Quellterm in der skalenschreibenden ω -Transportgleichung:

$$Q_{SAS} = \max \left[\rho \eta_2 \kappa S^2 \left(\frac{L}{L_{vK}} \right)^2 - C_{SAS} \frac{2\rho k}{\sigma_\Phi} \max \left(\frac{1}{\omega^2} \frac{\partial \omega}{\partial x_i} \frac{\partial \omega}{\partial x_j}, \frac{1}{k^2} \frac{\partial k}{\partial x_i} \frac{\partial k}{\partial x_j} \right), 0 \right]. \quad (3.34)$$

Der Subtrahent sowie die „max“-Funktion in Gleichung 3.34 wurden eingeführt, um das Verhalten innerhalb der Wandgrenzschicht dem Standard RANS k- ω -SST Modell anzugleichen. In der freien Scherströmungen dominiert im skalenauflösenden Modus der Minuend in der ersten „max-Funktion“.

In der Anwendung zeigt sich, dass bei hinreichend starken Änderungen der Geschwindigkeitsgradienten, welche ihre Ursachen z.B. in den Randbedingungen oder einer umströmten Geometrie haben, das SAS Modell die Generierung eines turbulenten Spektrum „detektiert“ und die Wirbelviskosität soweit herabsetzt, dass mit der gegebenen örtlichen und zeitlichen Diskretisierung der maximale Anteil an Turbulenz aufgelöst wird. Der Anteil aufgelöster Turbulenz kann somit vom Nutzer durch das Gitter und die gewählte Zeitschrittweite direkt beeinflusst werden. Dies kann jedoch dazu führen, dass bei fehlenden Instationaritäten das SAS Modell nicht in den skalenauflösenden Modus schaltet, was somit in einer (U)RANS Lösung resultiert.

Das Modell wurde in der Vergangenheit bereits erfolgreich angewandt und zeigte verbesserte prädiktive Aussagen gegenüber einem RANS Modell, bei Steigerung des Detailgrads [EMLC10]. Die Einsatzmöglichkeit für motorische Innenzylinderströmungen konnte ebenfalls erfolgreich unter Beweis gestellt werden (siehe Imberdis [Imb09], Buhl et al. [BHH16]).

Weitere hybride Modelle sind das sogenannte „partially averaged Navier-Stokes“ (PANS) Modell, welches ebenfalls als global agierendes hybrides Modell anzusehen ist. Hier wird über eine Übergangsfunktion zwischen einer Modellierung der Turbulenz im RANS Kontext und komplett ohne Modellierung (ähnlich einer DNS) unterschieden. Das Modell wurde von Gririmaji et al. ([GAH05]) vorgestellt und unter anderem von Chaouat et al. [CS05] für eine turbulente Kanalströmung angepasst. Chang [Cha15] verglich das PANS Modell im motorischen Kontext mit einem klassischen LES Modell auf seine Tauglichkeit. Es stellte sich heraus, dass der Anteil der aufgelösten turbulenten Strukturen gegenüber einer klassischen LES deutlich niedriger ist. Zusätzlich stellte sich ein instabiles Verhalten heraus, das auf die drastische Absenkung eines Modellparameters durch die hohe Ventilspaltströmung zurückgeführt wurde, welche in sehr kleinen Wirbelviskositäten resultierte.

Piscaglia et al. [PMO15] entwickelten ein neues skalenauflösendes Turbulenzmodell, das Dynamic Length Scale Resolution Model (DLRM), welches die Wirbelviskosität dynamisch anpasst. Dies geschieht über einen Vergleich zwischen modellierter und potentiell auflösbarer Längen- und Zeitskala. Letztere werden dabei über Informationen der Zeitschritt- und lokaler Gitterweite berechnet. In einer simplifizierten Motorgeometrie konnte gezeigt werden, dass das DLRM Modell gegenüber einem WALE-LES Modell Vorteile in der Vorhersagegenauigkeit von mittleren Geschwindigkeiten und Fluktuationen besitzt. Dies konnte auf kleineren numerischen Gittern gezeigt werden, wodurch sich eine Praxistauglichkeit für industrielle Anwendungen ergibt.

Ein aktueller Ansatz ist die Nutzung einer Übergangsfunktion zwischen RANS und LES Modellen auf Ebene der Wirbelviskosität, wodurch sich der Name „stress blended eddy simulation“ Modell ergibt. Wenn beide Submodelle (z.B. $k-\omega$ -SST und ein LES Smagorinsky Modell) auf dem Wirbelviskositäts Ansatz beruhen, kann über eine lineare Funktion ein Übergang abgebildet werden. Wichtig ist hier die Definition einer Schildfunktion, welche einen Übergang von RANS auf LES in der Grenzschicht unterbindet. Eine bisher wissenschaftlich nicht veröffentlichte Version ist in ANSYS FLUENT verfügbar (siehe [ANS16a]) und sagt eine gute Funktionalität bei stabilem Verhalten voraus. Ebenso wird bei Strömungsablösungen wesentlich schneller ein turbulentes Spektrum erzeugt. Zum Datum der Modellerstellung in dieser Arbeit war dieses Turbulenzmodell jedoch nicht verfügbar.

Aufgrund der geringeren Sensitivität bezüglich der wandnahen Gitterauflösung im Vergleich zur LES bzw. DES, wird das SAS Modell als Turbulenzmodell favorisiert. Dies wird durch die bereits in der Literatur bestätigte Anwendbarkeit für Innenzylinderströmungen bestätigt. Eine Anwendungstauglichkeit bzw. Validierung muss dennoch vorgenommen werden.

3.2 Besonderheiten der turbulenten Strömung im Verbrennungsmotor

Die turbulente Strömung im Verbrennungsmotor ist besonders durch ihre statistisch nicht stationäre Strömung gekennzeichnet. Aufgrund der oszillierenden Kolbenbewegung und den zeitlich variierenden Strömungsquerschnitten im Ventilbereich ergeben sich stark unterschiedliche Strömungsregime. Die Spreizung des Drehzahlbereichs im Motorkennfeld und mögliche Freiheitsgrade bestimmter Bauteile (z.B. Drosselklappe, variabler Ventiltrieb, AGR-Ventil) am Motor erhöhen die Anzahl unterschiedlicher Strömungsregime weiter. In Tabelle 3.1 wurden bereits beispielhaft die für einen PKW Motor charakteristischen Kennwerte einer turbulenten Strömung dargestellt.

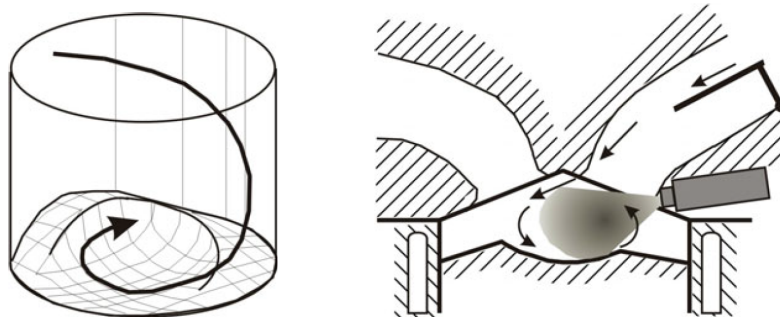


Abb. 3.3. Darstellung der typischen Ladungsbewegung Drall (links) und Tumble (rechts) im Brennraum eines Motors [MT14]. Letzterer kann mit Hilfe einer Ladungsbewegungsklappe in Betriebspunkten mit geringer Ladungsbewegung durch Querschnittsverengung und Umleitung der Strömung über den oberen Bereich des Einlassventils gesteigert werden.

Globale Strömungseigenschaften

Die Zylinderinnenströmung wird vorrangig durch die Einlassphase geprägt. Je nach geometrischer Auslegung des Einlasskanals, der Ventile, des Brennraums sowie der Ventilsteuerzeiten wird eine charakteristische Strömung forciert. Bezüglich des Geschwindigkeitsfeldes unterscheidet man grundlegend zwischen einer Tumbleströmung, welche eine rotatorische Fluidbewegung um die Querachse des Brennraums ist, und einer Drallströmung, welche die Zylinderachse als Rotationsachse besitzt (siehe Abbildung 3.3). Letztere ist vorrangig bei dieselmotorischen Konzepten von Vorteil, da die Gemischbildung bei zentral sitzenden Injektoren unterstützt wird. Die eingespritzte Kraftstoffmasse wird nicht nur über die Aufbruchmechanismen des Kraftstoffstrahls im Brennraum verteilt, sondern zusätzlich über starke rotatorische Konvektionsprozesse, welche ihren Ursprung im Drall haben.

Tumbleverfahren finden in ottomotorischen Brennverfahren Anwendung. Dabei werden zwei Effekte genutzt. Zum Einen verbessert sich aufgrund gesteigerter Turbulenz im Brennraum die Gemischbildung, sodass zum Zeitpunkt der Zündung das Luft-Kraftstoff Gemisch insgesamt homogener ist, insofern dies gewünscht ist. Findet eine Ladungsschichtung statt, muss das Targeting und Einspritztiming des Injektors entsprechend angepasst werden, um ein zündfähiges Gemisch zum Zündzeitpunkt im Bereich der Zündkerze herzustellen. Aufgrund der langen Gemischbildungszeit bei Motoren mit Einlasskanaleinspritzung dient ein Tumbleverfahren hier nicht bzw. kaum zur Optimierung der Gemischbildung.

Zum Anderen verursacht der Zerfall der charakteristischen Tumblestruktur eine Umwandlung gerichteter kinetischer Energie in kleinskalige turbulente Energie. Dieser Zerfall wird meist kurz vor ZOT aufgrund einer Erhöhung der Scherkräfte auf die globale Strömungsstruktur eingeleitet. Aufgrund der resultierenden Erhöhung der Turbulenz kann das Durchbrennen stark positiv beeinflusst werden. Dies liegt in der Erhöhung der Faltung der Flammenfront, wodurch sich die Flammenfrontoberfläche stark erhöht [MT14].

Der Tumble kann mit Hilfe der Tumblezahl quantifiziert werden und wird über das Verhältnis von Drehimpuls zum Trägheitsmoment der Zylinderladung bezogen auf Motordrehzahl berechnet:

$$Tumble = \frac{\left(\frac{\text{Drehimpuls}}{\text{Trägheitsmoment}} \right)}{\text{Motordrehzahl} \cdot 2 \cdot \pi}. \quad (3.35)$$

Dies ermöglicht die Quantifizierung der globalen Ladungsbewegung mit Hilfe einer einzelnen Kennzahl.

Lokale Strömungseigenschaften

Turbulente Strömungen sind charakterisiert durch stark transiente Strömungsformen, welche sich lokal über die Zeit ändern können. Dies trifft ebenso für Innenzylinderströmungen zu. Goryntsev [Gor07], Imberdis [Imb09], Buhl et al. [BHH16] und Hartmann et al. [HBG⁺16] erläutern in ihren Arbeiten unter anderem das sogenannte „jet flapping“, eine Schwankungsbewegung des Luftstrahls, welcher durch den Einlassventilspalt in den Brennraum gelangt. Diese Schwankung tritt laut Hartmann et al. [HBG⁺16] bereits bei der Strömungsablösung am Einlassventilschaft auf und lässt sich mit einem Fehler von ca. 10 % mit Hilfe der Strouhal Zahl berechnen:

$$Sr = \frac{f d_{ch}}{u_{inf}}. \quad (3.36)$$

Die Strouhal Zahl kann dabei aus experimentellen Daten zur Umströmung eines zylindrischen Körpers entnommen werden. u_{inf} und d_{ch} entsprechen den mittleren Strömungsgeschwindigkeiten und dem charakteristischen Durchmesser des umströmten Körpers an der jeweiligen Stelle im Einlasskanal.

Das erwähnte „jet flapping“ wird eng mit der Entstehung von zyklischen Schwankungen in Verbindung gebracht und ist Gegenstand aktueller Forschung. Strömungsablösungen am Ventilteller sowie Rezirkulationsgebiete im Brennraum können des Weiteren maßgeblich die Einlassströmung und Gemischbildung beeinflussen.

3.3 Spraymodellierung

3.3.1 Grundlagen der lagrangischen Betrachtungsweise

Die Modellierung des Einspritzvorgangs geschieht über eine Betrachtung der flüssigen Phase über ein Lagrang'sches Modell, in Fluent und fortlaufend Discrete Phase Model (DPM) genannt. Dabei wird die Gasphase als Kontinuum betrachtet, während die flüssige Phase, in diesem Fall der Kraftstoff, über eine definierte Anzahl an diskreten Paketen abgebildet wird, deren Eigenschaften pro Paket identisch sind. Die Anzahl der Tropfen, welche pro Paket repräsentiert werden, kann dabei frei gewählt werden. Diese Methodik verlangt, dass eine Mindestanzahl an Paketen in das System eingebracht werden muss, um über ausreichende Statistik eine reale Verteilung der Eigenschaften, z.B. gemessene Verteilungsfunktionen der Tropfengröße oder -geschwindigkeiten innerhalb eines Kraftstoffstrahles zu repräsentieren. Die Eigenschaften der Tropfen innerhalb eines Paketes sind dabei homogen. Dieser Ansatz ist als Standard anzusehen und wird seit Jahren in der Motorsimulation genutzt (siehe [MT14], [GSJ11], [Car06]).

Im Anwendungsfall der Benzindirekteinspritzung hat der Kraftstoff einen Einfluss auf die Gasphase, z.B. durch Impulsaustausch, Wärmeübertragung und Verdampfungsprozesse. Dieser Einfluss besteht ebenfalls von der Gasphase auf den einzelnen Kraftstofftropfen, z.B. in Form von Abkühlung durch Verdampfungseffekte. Des Weiteren müssen physikalische Prozesse des Kraftstoffstrahlaufbruchs korrekt wiedergegeben werden. Die dazu notwendigen Modelle werden im folgenden Abschnitt kurz erläutert.

Grundlegende Annahme der Lagrang'schen Betrachtungsweise ist ein geringer Volumenanteil der flüssigen Phase pro numerische Zelle, damit von geringen Tropfen-Tropfen-Interaktionen ausgegangen werden kann. In [Som08] wird empfohlen, dass der Volumenanteil der Flüssigkeiten pro numerischer Zelle nicht größer als 0,1 sein sollte. Bei höheren Anteilen verliert dieser Modellansatz seine Gültigkeit.

Mit Blick auf die Modellierung der Einspritzung und Gemischbildung lassen sich die dominanten Vorgänge grob in folgende Teilprozesse unterteilen:

- Bestromungssignal, Injektordynamik, Düseninnenströmung
- Einspritzung in den Brennraum, Primärstrahlaufbruch, Zerfall des flüssigen Strahls in große Tropfen und Ligamente
- Impulsaustausch zwischen flüssiger und gasförmiger Phase
- Sekundärzerfall in kleine Tropfen
- Verdampfungsprozesse
- Mischung des gasförmigen Kraftstoffes mit der umgebenden Ladung

Einige dieser Prozesse geschehen parallel zu anderen. Die Genauigkeit der Modellierung hängt zum Einen von den vorhandenen Informationen bezüglich der Randbedingungen ab, zum Anderen von der Güte des gewählten Modells. Die physikalischen Prozesse innerhalb des Injektors werden in dieser Arbeit nicht explizit modelliert, da dafür geometrische Informationen bezüglich der Injektorinnengeometrie nötig sind. Diese stehen jedoch nicht zur Verfügung. Die Auswirkung der Injektorinnenströmung wird über eine geeignete Wahl von Randbedingungen abgebildet.

3.3.2 Grundgleichungen der Lagrangeschen Betrachtungsweise

Die in dieser Arbeit verwendeten Teilmodelle zur Modellierung der oben genannten physikalischen Effekte werden im folgenden Abschnitt vorgestellt.

Es werden pro betrachtetem Paket die Wirkung unterschiedlicher Kräfte aufintegriert, wodurch sich über die Änderung des Geschwindigkeitsvektors die Trajektorie des Pakets ergibt. Dies ist in Gleichung 3.37 in spezifischer Schreibweise dargestellt:

$$\frac{\partial \vec{u}_p}{\partial t} = \frac{(\vec{u} - \vec{u}_p)}{\tau_D} + \frac{\vec{g}(\rho_p - \rho)}{\rho_p} + \vec{f}. \quad (3.37)$$

\vec{f} beschreibt den Einfluss einer spezifischen Kraft auf das Paket. τ_D beschreibt die Relaxationszeit, welche die charakteristische Zeit ist, die von einem Paket benötigt wird, um der Strömung zu folgen. \vec{u} ist die richtungsabhängige Geschwindigkeit und der Index „p“ steht für das betrachtete Paket. τ_D kann nach [Gl83] wie folgt berechnet werden:

$$\tau_D = \frac{\rho_p d_p^2}{18 \mu C_D Re}. \quad (3.38)$$

Wobei d_p für den Tropfendurchmesser steht, C_D für die Widerstandskoeffizienten und Re für die Reynoldszahl, basierend auf der Relativgeschwindigkeit zwischen Paket und Umgebung:

$$Re = \frac{\rho d_p |\vec{u}_p - \vec{u}|}{\mu}. \quad (3.39)$$

Der Widerstandskoeffizient C_D wird über ein dynamisches Modell berechnet, welches eine zeitliche Änderung des Widerstandsbeiwertes durch Verformung des Tropfens von einem sphärischen Körper zu einem elliptischen Körper zulässt. Die Berechnung basiert auf der Analogie eines Feder-Masse-Systems. Die genaue Herleitung ist in [LMR93] zu finden und resultiert für Reynoldszahlen über $Re = 1000$ in folgendem Zusammenhang:

$$C_D = 0,424(1 + 2,632 y) \quad \text{mit} \quad \frac{d^2 y}{dt^2} = \frac{C_F \rho_g u^2}{C_b \rho_l r^2} - \frac{C_k \sigma}{\rho_l r^3} y - \frac{C_d u_l}{\rho_l r^2} \frac{dy}{dt}. \quad (3.40)$$

Der Verformungsgrad von einer Kugel zum elliptischen Körper wird durch y beschrieben. C_F , C_b , C_k und C_d sind Modellkonstanten, welche nach Liu [LMR93] mit Hilfe experimenteller Daten bestimmt wurden und betragen $1/3$, $0,5$, 8 und 5 . ρ_g und ρ_l beschreiben die Dichte der gasförmigen und flüssigen Stoffe. σ entspricht der Oberflächenspannung und r dem Radius des jeweiligen Tropfens.

3.3.3 Verwendete Submodelle

Aufgrund der verschiedenen physikalischen Effekte, welche den flüssigen Teil des Kraftstoffstrahls während eines Einspritzvorgangs beeinflussen, sind in der Vergangenheit eine Reihe empirischer und halbempirischer Modelle zur Approximation dieser Effekte entwickelt worden.

Primär- und Sekundäraufbruch

Eine detaillierte Übersicht zu Modellen zur Berücksichtigung der physikalischen Effekte des Strahlaufbruchs ist unter anderem in [Car06], [MT14], [SGR11], [LA10] zu finden.

Der Prozess der Einspritzung ist in dieser Arbeit vom Bestromungsbeginn entkoppelt. Eine Modellierung des elektromagnetischen, mechanischen und hydromechanischen Verhaltens findet nicht statt. Eine gängige Herangehensweise ist die Modellierung der Einspritzung über diskrete Pakete, welche als große Tropfen (engl. blobs) interpretiert werden können. Das entsprechende Modell ist das so genannte „Blob injection model“. Notwendige Randbedingungen sind die teilweise zeitabhängigen Informationen zur Einspritzrate, Einspritzgeschwindigkeit und der initialen Eigenschaften der Tropfen, wie z.B. die Temperatur und der Tropfendurchmesser. Des Weiteren müssen Stoffeigenschaften, wie z.B. Oberflächenspannung und Viskosität, bekannt sein.

Das verwendete Aufbruchmodell berücksichtigt die physikalischen Effekte der Kelvin-Helmholtz und Rayleigh-Taylor Instabilitäten und trägt daher den Namen KHRT-Modell [RB99]. Sobald der flüssige Kraftstoffstrahl das Düsenloch verlässt, beginnen Kelvin-Helmholtz Instabilitäten unterschiedlicher Frequenzen an der Kraftstoffstrahloberfläche zu wirken. Diese Wellen bewirken ab einer gewissen Größe einen Strahlaufbruch (Primäraufbruch) in große Tropfen und Ligamente. Die Größe dieser Tropfen ist abhängig von der Wellenlänge und ist im verwendeten KHRT-Modell wie folgt definiert:

$$r = B_0 \Lambda. \quad (3.41)$$

Der Modellparameter B_0 ist frei wählbar, wird aber in der Literatur oftmals mit 0,61 angegeben (siehe [Car06]). Λ ist die Wellenlänge der am schnellsten wachsenden Instabilität, welche den Tropfen zum Aufbruch zwingt und von Reitz [Rei87] über Strahlstabilitätsanalysen wie folgt quantifiziert wurde:

$$\Lambda = a \, 9,02 \frac{(1 + 0,45 \, Oh^{0,5}) (1 + 0,4 \, Ta^{0,7})}{(1 + 0,87 \, We_2^{1,67})^{0,6}}. \quad (3.42)$$

a ist der Durchmesser des jeweils untersuchten Strahls, Oh ist die Ohnesorge Zahl, Ta die Taylor Zahl und We_2 die Weber Zahl des Gases. Die Wachstumsrate der Instabilitäten und somit auch die Aufbruchrate ist dabei wie folgt definiert:

$$\frac{da}{dt} = -\frac{(a-r)}{\tau}, r \leq a \quad \text{mit} \quad \tau = \frac{3,726 \, B_1 \, a}{\Lambda \, \Omega}. \quad (3.43)$$

Ω ist dabei, ähnlich wie Λ , in [Rei87] über Korrelationen der Weber und Ohnesorge Zahlen hergeleitet worden. B_1 kann von 10 bis 60 variiert werden.

Bei fortschreitender Einspritzung bewirken Rayleigh-Taylor Instabilitäten einen weiteren Aufbruch. Diese werden ab einem definierten Abstand, auch Levich-Länge genannt, vom Düsenloch zugelassen. Die Berechnung der Levich-Länge ist wie folgt:

$$L = C_L \, d_0 \sqrt{\frac{\rho_l}{\rho g}}. \quad (3.44)$$

C_L ist die Levich Konstante, welche in der Literatur mit Werten von 5 bis 30 angegeben wird (z.B. [Lev62], [KHHS12], [LA10]). Die Variable d_0 ist der Düsenlochdurchmesser. Die Aufbruchrate bzw. -frequenz τ_{RT} und der resultierende neue Tropfenradius r_c werden dabei wie folgt berechnet:

$$\tau_{RT} = \frac{C_\tau}{\Omega_{RT}}, r_c = \frac{\pi \, C_{RT}}{K_{RT}}. \quad (3.45)$$

Die Aufbruchszeitkonstante C_τ wird nach Reitz mit 0,5 angegeben [RB99], Ω_{RT} und K_{RT} werden ähnlich den Kelvin-Helmholtz Instabilitäten über empirische Gleichungen berechnet siehe [RB99]. C_{RT} beeinflusst direkt den Radius der neu entstehen Tropfen und wird in der Literatur oftmals mit 0,1 angegeben (z.B. [LA10]).

Wärmeübergang und Verdampfung

Die Temperaturänderung der Tropfen infolge von Verdampfungsprozessen und Wärmeübergängen von der Gasphase in die flüssige Phase bzw. vice versa wird bei Vernachlässigung von Strahlungsanteilen über folgende Energieerhaltungsgleichung berechnet:

$$m_p \, c_p \frac{dT_p}{dt} = \alpha \, A_p (T_\infty - T_p) - \frac{dm_p}{dt} \, h_{vap}. \quad (3.46)$$

Dabei ist m_p die Masse des Tropfens, c_p die spezifische Wärmekapazität, T_p die aktuelle Tropfentemperatur, A_p die Oberfläche des Tropfens, h_{vap} die spezifische Verdampfungsenthalpie und α der Wärmeübergangskoeffizient. Letzterer wird nach Ranz und Marshall [RM52] berechnet:

$$\frac{\alpha \, d_p}{\lambda_\infty} = 2,0 + 0,6 \, Re_d^{1/2} \, Pr^{1/3}. \quad (3.47)$$

λ_∞ ist als Wärmeleitfähigkeit des umgebenden Gases definiert, Re_d ist die Reynoldszahl basierend auf der Tropfengröße und der Relativgeschwindigkeit und Pr die Prandtlzahl.

Die Verdampfung der eingespritzten Kraftstoffmasse wird über einen Gradientendiffusionsansatz berechnet. Hierbei ist der Konzentrationsunterschied zwischen dem Gas direkt an der Tropfenoberfläche ($C_{i,s}$) und dem Gas ($C_{i,\text{inf}}$), welches mit Hilfe des numerischen Gitters aufgelöst wird, relevant. Ersteres wird dabei als vollständig gesättigtes Gas angenommen. Für letzteres stehen aufgrund der Spezieistransportgleichung auf der Gasseite die benötigten Informationen als Zellwerte zur Verfügung. Kondensation aufgrund eines negativen Konzentrationsgradienten wird dabei unterdrückt und auf Null gesetzt. In der motorischen Anwendung ist dies zulässig, da dies nur bei hinreichend kleinen Wandabständen und direktem Kontakt der Tropfen mit einer kalten Brennraumwand zu erwarten ist. Die Verdampfungsrate wird wie folgt berechnet:

$$N_i = k_C (C_{i,s} - C_{i,\infty}) = k_C \left(\frac{p_{\text{sat}}}{R T_p} - X_i \frac{p}{R T_\infty} \right). \quad (3.48)$$

Der Stoffübergangskoeffizient k_C wird über eine Korrelation der Sherwood Zahl hergeleitet [RM52]:

$$Sh = \frac{k_C d_p}{D_{i,m}} = 2,0 + 0,6 Re_d^{1/2} Sc^{1/3}. \quad (3.49)$$

$D_{i,m}$ beschreibt den binären Diffusionskoeffizienten und Sc die Schmidt Zahl.

Die Verdampfung hängt damit sehr stark vom binären Diffusionskoeffizienten ab, welcher für ideale Gase wiederum ein umgekehrt proportionales Verhalten zum Umgebungsdruck zeigt. Aufgrund dessen wurde für $D_{i,m}$ die Korrelation nach Fuller genutzt [FSG66], welche als benutzerspezifische Funktion hinzugefügt wurde:

$$D_{12} = \frac{0,00143 T^{1,75} [\widetilde{M}_1^{-1} + \widetilde{M}_2^{-1}]^{1/2}}{p \sqrt{2} [(\sum \Delta_{v_1})^{1/3} + (\sum \Delta_{v_2})^{1/3}]^2}. \quad (3.50)$$

Δ_v beschreibt das Diffusionsvolumen, welches mit Hilfe des VDI Wärmeatlas [Ste13] ermittelt werden kann.

Der Wärme- und Stoffübergang wird auf der Gasseite, welche mit Hilfe des numerischen Gitters aufgelöst wird, durch Quell- bzw. Senkenterme (siehe Gleichungen 3.1, 3.3, 3.2, 3.5) berücksichtigt.

3.4 Methoden zur Analyse der turbulenten Innenzylinderströmung

In diesem Unterkapitel folgt eine kurze Auflistung und anschließende Beschreibung von Methoden zur Auswertung skalenauflösender Simulationen:

- Integrale Größen (brennraumgemittelter Druck, Temperatur, etc.),
- Visualisierungsmethoden (Q-Kriterium, Isoflächen),
- Detektion von Wirbelzentrentrajektorien (Γ_1 -Kriterium, normierter Absolutdruck),
- Proper Orthogonal Decomposition (Detektion kohärenter Strukturen),

- Kriterien zur Bewertung der Qualität einer LES (aufgelöste turbulente kinetische Energie).

Integrale Größen

Eine erste Validierung eines Motormodells basiert oftmals auf einem Vergleich mit gemessenen Brennraumdruckverläufen. Die Auswertung integraler Größen (z.B. brennraumgemittelter Druck oder Gastemperatur) ist daher von Interesse, da nur so ein Vergleich mit experimentellen oder gegebenenfalls Literaturdaten möglich ist. Im Falle einer Verbrennung ist es aufgrund von starken Druckgradienten eventuell notwendig lokale Druckdaten zu betrachten. Die zu erwartenden Druckgradienten sind im Falle einer kalten Strömung jedoch sehr gering, sodass hier volumengemittelte Größen verwendet werden können. Die Aufarbeitung ist weitestgehend trivial, dennoch von der Wichtigkeit als hoch einzustufen.

Visualisierungsmethoden

Wirbelvisualisierungsmethoden bieten die Möglichkeit, Ergebnisse im LES Kontext zugänglich zu machen. Menter [Men15] empfiehlt die Darstellung turbulenter Strukturen mit Hilfe von Isoflächen des Q-Kriteriums (siehe Abbildung 3.2):

$$Q = \frac{1}{2} (\Omega_{ij}\Omega_{ij} - S_{ij}S_{ij}) \quad \text{mit} \quad \Omega_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right), \quad S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right). \quad (3.51)$$

Die Intension einer solchen Darstellung ist weniger eine quantitative Auswertung aufgelöster Wirbel, sondern eher eine qualitative Impression der stark instationären, skalenauflösenden Strömung zu erhalten. Die Ergebnisse sind dabei in der Regel fallabhängig. Sollten keine bzw. nur große, wenig gekrümmte, zusammenhängende Isoflächen vorhanden sein, sollte überprüft werden, ob die numerischen Einstellungen denen einer skalenauflösenden Simulation entsprechen, da in diesem Fall kaum Turbulenz aufgelöst wird (siehe z.B. Abbildung 3.2).

Neben dem Q-Kriterium gibt es eine Vielzahl an weiteren Möglichkeiten zur Visualisierung turbulenter Strukturen (siehe z.B. [JH95], [HWM88], [HHT07], [LWSH04]), welche an dieser Stelle nicht weiter erläutert werden.

Die Erstellung von Animationen ist ebenfalls eine Methodik, um die Auflösung und das Systemverhalten im LES-Kontext zu bewerten. Methodiken für solche Analysen sind in der genutzten kommerziellen Software implementiert.

Detektion von Wirbelzentrentrajektorien

Eine detaillierte Validierung eines CFD-Modells schließt oftmals einen Vergleich von Strömungsfeldern ein. Während Informationen über das zeit- oder zyklengemittelte Strömungsfeld den Grad an zusätzlichen Informationen einer LES (stark transientes, zyklenabhängiges Strömungsfeld) ausschließen, kann eine Betrachtung des zeitlichen Verlaufs einer einzelnen Realisierung der Strömung in einem örtlich und zeitlich definierten Fenster eine Aussage über das zyklenindividuelle Verhalten geben. Dabei kann die Berechnung von Trajektorien einzelner Wirbel Informationen zum transienten Strömungsfeld liefern. Im Kontext einer Motorinnenströmung ist der Verlauf des Tumblewirbels bzw. der Drallströmung eine Anwendungsmöglichkeit. Eine Methodik in definierten zweidimensionalen Ebenen einen solchen Vergleich turbulenter Strukturen durchzuführen ist die Nutzung des Γ_1 -Kriteriums. Dieses

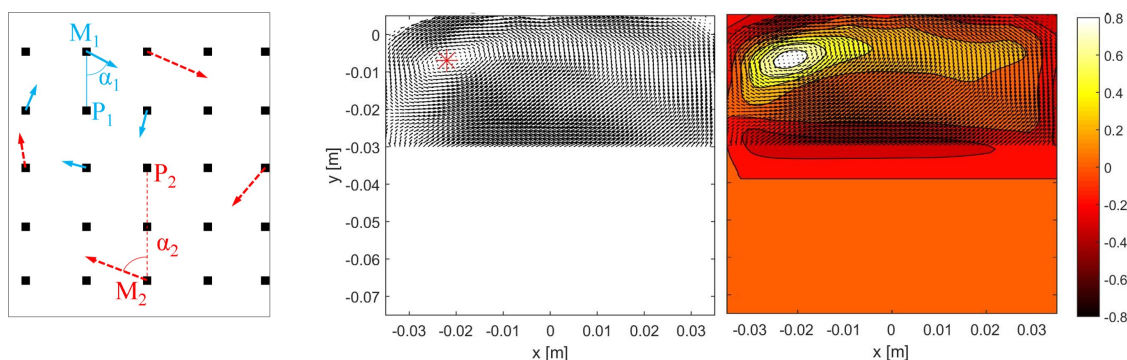


Abb. 3.4. Schematische Darstellung des Γ_1 Kriteriums anhand eines beispielhaften Vektorfeldes (li). Punkte P_1 und P_2 repräsentieren unterschiedliche Punkte im Vektorfeld, für welche der Γ_1 -Wert berechnet wird. Die farbliche Hervorhebung repräsentiert zwei unterschiedlich definierte Bereiche A (Fenstergröße). Während für P_1 nur 4 diskrete Punkte in direkter Nachbarschaft zur Berechnung des Γ_1 -Wertes in P_1 genutzt werden, werden für P_2 vier Punkte mit einem doppelten Abstand zu P_2 genutzt. Dies resultiert in der Detektion von Wirbelzentren unterschiedlich großer Wirbel. Die zwei rechten Abbildungen zeigen die Anwendung auf ein beispielhaftes Strömungsfeld. Das globale Maximum des Γ_1 -Kriteriums entspricht dem Zentrum des Wirbels (Markierung mit rotem Stern). Mit größer werdendem Abstand zum Wirbelzentrum bzw. in Bereichen ohne Strömungsfeld geht der Γ_1 -Wert gegen Null.

Verfahren wurde zunächst von Michard [MGL97] vorgestellt und von Graftieaux [GMG01] im motorischen Kontext zur Identifikation von Wirbelstrukturen angewandt. Aufgrund seiner Robustheit gegenüber der Auflösung des Strömungsfeldes eignet es sich sehr gut zum Abgleich mit experimentellen Daten.

Der Wert des Γ_1 -Kriteriums in einem Punkt P hängt dabei vom Skalarprodukt des Vektors \overrightarrow{PM} und des Geschwindigkeitsvektors $\overrightarrow{u_M}$ im Punkt M_i ab. i fungiert als Index, welcher die Gesamtheit der diskreten Punkte M_i beschreibt, welche sich innerhalb des definierten Bereichs A um Punkt P befinden. Mathematisch lässt sich Γ_1 damit wie folgt ausdrücken:

$$\Gamma_1(P) = \frac{1}{A} \int_{M \in A} \frac{(\overrightarrow{PM} \times \overrightarrow{u_M}) \cdot \vec{n}}{|\overrightarrow{PM}| |\overrightarrow{u_M}|} dA. \quad (3.52)$$

Befindet sich Punkt P im Zentrum eines axialnormalen Schnitts einer idealen kreisförmigen Wirbelstruktur, so ist der Wert, je nach mathematischer Drehrichtung der Struktur, entweder 1 oder -1. Sobald sich Punkt P vom Zentrum entfernt bzw. die Struktur von der oben beschriebenen Idealfom abweicht, verändert sich der Wert in Richtung Null. Die Definition nach 3.52 besitzt den Vorteil, dass Bereich A frei definiert werden kann, z.B. in seiner Form oder auch Größe (siehe Abbildung 3.4). Damit lassen sich Aussagen zur Bewegung von Strukturen unterschiedlicher Größe treffen. Wird nun im betrachteten Gebiet über alle möglichen Punkte P , sowie sämtliche Zeitschritte das Γ_1 -Kriterium berechnet, kann eine Nachstellung der Bewegung der Wirbelzentren erfolgen. Diese Methodik kann verwendet werden, um die Bewegung großer Strukturen (z.B. Tumblestruktur) oder kleiner Strukturen (z.B. Wirbel durch Ablösung am Einlassventil) zu untersuchen bzw. als Validierungsmethode zu nutzen.

Anhand des Beispiels in Abbildung 3.4 ist zu erkennen, dass keine Galilei-Invarianz vorliegt, was ein Nachteil gegenüber anderen Methoden ist, da eine Überlagerung von Struk-

turen unterschiedlicher Größe die Vektorfelder so beeinflussen kann, dass keine eindeutige Identifikation mehr möglich ist. Dies bedeutet, dass nur Wirbel verfolgt werden können, welche als Resultat der Superposition aller einzelnen turbulenten Strukturen ein rotatorisches Wirbelfeld erzeugen. Die Galilei Invarianz ist in der Definition des Γ_2 -Kriteriums (siehe [Luc13]) enthalten. Die Berechnung geschieht hierbei auf Basis eines zeitlich gemittelten Strömungsfeldes. Das Γ_2 -Kriterium ist im motorischen Anwendungsfall jedoch nur bedingt anwendbar, da die zyklischen Schwankungen des Strömungsfeldes gegenüber dem Ensemblemittel als sehr stark einzustufen sind.

Eine weitere Möglichkeit rotatorische Wirbelstrukturen zu visualisieren wird unter anderem in [JH95] und [Imb09] beschrieben. Hier wird ein normierter Absolutdruck p (siehe Gleichung 3.53) verwendet. Es wird jedoch darauf hingewiesen, dass die Visualisierung kleiner Wirbel schwierig ist, da der Referenzwert a stark von der lokalen Strömung abhängig ist. Nichtsdestotrotz können große Strukturen, welche aufgrund ihrer Rotation ein Druckminimum erzeugen, visualisiert werden:

$$\frac{p}{\rho u^2} = a < 0. \quad (3.53)$$

Proper Orthogonal Decomposition

Eine mathematische Methode zur Berechnung und Analyse kohärenter Strukturen und deren Frequenzen ist die Proper Orthogonal Decomposition (POD). Erstmals vorgestellt wurde diese Methodik von Lumley [Lum67]. Der in dieser Arbeit verwendete Code basiert auf den Arbeiten von Chen et al. [CRS12], [CRHS13]. In den vergangenen Jahren wurden eine enorme Anzahl an Publikationen im Kontext von experimentell und numerisch untersuchten Motorinnenströmungen veröffentlicht. Für tiefergehendes Verständnis sei auf diese und weiterführende Literatur verwiesen (siehe u.a. [Kap11], [Imb09], [GMG01], [BHH16], [Suz13]).

Bei der POD wird eine mehrdimensionale Matrix $\Phi(x_i, t_n)$ in eine Summe aus zeitunabhängigen, orthogonalen Basisfunktionen $\varphi_m(x_i)$ multipliziert mit deren ortsunabhängigen Zeitkoeffizienten $c_m(t_n)$ zerlegt (siehe Gleichung 3.54):

$$\Phi(x_i, t_n) = \sum_{m=0}^M \varphi_m(x_i) \cdot c_m(t_n). \quad (3.54)$$

Im Bereich der Strömungsfeldanalysen wird vorrangig die „method of snapshots“ bzw. Snapshot-POD eingesetzt, da die zeitliche Dimension t , welche proportional zur Anzahl der zu untersuchenden Strömungsfelder ist, häufig geringer ist als die örtliche Dimension x bzw. y , welche mit der Auflösung einer einzelnen Realisierung des Strömungsfeldes korreliert. Die Größe des zu lösenden Eigenwertproblems (siehe Gleichung 3.58) reduziert sich in der Snapshot-POD aufgrund der Form der Matrix $M(x, y, t)$ (siehe [Imb09]). Die programmtechnische Umsetzung bei Anwendung auf ein zweidimensionales Geschwindigkeitsfeld wird im Folgenden kurz dargestellt.

Jede Geschwindigkeitskomponente aller zeitlichen Realisierungen K bzw. aller „Snapshots“, z.B. im zweidimensionalen Fall $u_{i,j}^k$ mit i und j als Ortsindizes und k als Nummer der Realisierung, werden in eine Matrixform gebracht (z.B. U). Im Anschluss wird eine Kreuzkorrelationsmatrix erstellt:

$$C = \frac{1}{K}(UU^T + VV^T). \quad (3.55)$$

Ziel der POD ist es, einen Satz aus Basisfunktionen zu finden, sodass das Optimierungsproblem gelöst wird:

$$\sum_{k=1}^K \left\| V^{(k)} - \sum_{m=1}^M c_m^{(k)} \varphi_m \right\|^2 \rightarrow \min, \quad (3.56)$$

wobei $\|\cdot\|$ besagt, dass sich die Vektorfelder $\varphi(x,t)$ im Hilbertraum der reellen, quadratintegrierbaren Funktionen befinden. Weiterhin gilt:

$$(\varphi_i, \varphi_j) = \delta_{ij} = \begin{cases} 1 & \text{wenn } i = j \\ 0 & \text{wenn } i \neq j \end{cases}. \quad (3.57)$$

Das Minimierungsproblem wird über eine Eigenwertzerlegung mit Hilfe einer „Singular Value Decomposition“ (SVD) gelöst:

$$C\beta_m = \lambda\beta_m. \quad (3.58)$$

λ entspricht den Eigenwerten und β_m den Eigenvektoren. Die Basisfunktionen bzw. POD-Moden werden anschließend über die Projektion der erhaltenen Eigenvektoren auf die originalen Strömungsvektoren berechnet. Daraufhin erfolgt eine Normierung. Die erhaltenen POD-Moden werden gängigerweise als kohärente Strukturen bezeichnet, wobei deren Interpretation gesondert im Anwendungskapitel betrachtet wird.

Die Zeitkoeffizienten werden über die Projektion der originalen Strömungsfelder auf die berechneten, normierten Basisfunktionen ermittelt. Die dabei entstehende Koeffizientenmatrix beschreibt den Anteil jeder Basisfunktion an der jeweiligen Realisierung des Strömungsfeldes. Die Koeffizientenmatrix ist daher eine $K \times M$ - Matrix, wobei M für die Anzahl der Basisfunktionen steht.

Bei Anwendung der POD auf Innenzylinderströmungen wird in der Regel zwischen „phase-invariant“ und „phase-dependent“ unterschieden ([CRS12]). Ersteres nutzt als Datenbasis Strömungsfelder, welche kontinuierlich aufgenommen werden. Bei Letzterem werden die zu analysierenden Strömungsfelder zu festen Kurbelwellenpositionen aufgenommen. Die Interpretation der einzelnen POD-Moden und Zeitkoeffizienten ist entsprechend unterschiedlich und wird in Kapitel 4 und 5 separat erläutert.

Kriterien zur Bewertung der Qualität einer LES

Da bei Verwendung eines skalenauffösenden Turbulenzmodells im Gegensatz zu einem RANS-Turbulenzmodell keine Konvergenz des Strömungsfeldes bei Verfeinerung des numerischen Gitters bzw. der Zeitschrittweite einer Simulation eines konkreten Betriebspunktes erreicht werden kann, müssen zusätzliche Kriterien zur Beurteilung der Qualität der Lösung herangezogen werden. Aufgrund der immensen Rechenressourcen für die im motorischen Bereich benötigte Vielzahl an Einzelzyklen, muss eine gute Abschätzung bzgl. Gitterfeinheit und numerischer Zeitschrittweite im Vorfeld der Simulationen erfolgen. Sind im Anschluss der Simulationen eine Vielzahl an Zyklen als Ergebnis vorhanden, kann mit Hilfe eines Vergleiches zwischen der aufgelösten und modellierten turbulenten kinetischen Energie eine erste Aussage über die Qualität der Simulation getätigt werden. Die aufgelöste turbulente kinetische Energie wird dabei wie folgt berechnet:

$$k = \frac{1}{2} \left(\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2} \right). \quad (3.59)$$

Pope weist in [Pop01] darauf hin, dass eine LES in der Lage sein sollte ca. 80 % der turbulenten kinetischen Energie aufzulösen. Diese Annahme basiert jedoch nicht auf einer innermotorischen Strömung, wo kleine Änderungen in den Randbedingungen bereits große Änderungen im Strömungsfeld hervorrufen. Eine quantitative Aussage ist daher nur bedingt möglich, jedoch lassen sich unterschiedliche Bereiche des Simulationsraums miteinander vergleichen, sodass eventuelle Gebiete mit wenig aufgelöster Turbulenz identifiziert werden können.

Ein weiteres Kriterium ist die Courant-Friedrichs-Lewy Zahl. Diese wird wie folgt berechnet:

$$CFL = \frac{u\Delta t}{\Delta x}. \quad (3.60)$$

Bei Ausnutzung der gewählten örtlichen Diskretisierung sollte diese Zahl den Wert 1 nicht überschreiten. Für explizite numerische Lösungsverfahren ist dieser Wert ein Stabilitätskriterium ([FP08]). Bei Nutzung impliziter Löser ist dies jedoch nicht zwingend notwendig. Ist die CFL-Zahl größer eins, bedeutet dies, dass ein imaginäres Fluidpaket innerhalb eines Zeitschrittes weiter als eine numerische Zelle strömt. Im Kontext einer LES wird damit die gewählte numerische Gitterweite nicht vollständig genutzt und die Wahl kleinerer Zeitschrittweiten ermöglicht die Auflösung kleinerer Strukturen. Dies ist jedoch nur dann der Fall, wenn die numerische und turbulente Diffusion entsprechend gering ist.

Ein weiteres Kriterium zur Qualitätsbewertung ist die Zyklenkonvergenz. Diese veranschaulicht das Konvergenzverhalten des Mittelwertes einer Lösung mit Zunahme weiterer Einzellösungen. Aufgrund der häufigen Nutzung von Mittelwerten in der Ergebnisinterpretation lässt dieses Kriterium eine Aussage über die Qualität des Mittelwertes zu. Bei Nutzung dreidimensionaler CFD kann es sinnvoll sein, über ein Volumen zu mitteln, um so einen einzelnen numerischen Wert zur Bewertung der Zyklenkonvergenz zu erhalten:

$$\Delta\Phi_i = \frac{1}{V} \int_V (|\overline{\Phi}_{i+1} - \overline{\Phi}_i|) dV. \quad (3.61)$$

4 Untersuchung, Validierung und Verifikation verwendeter Modelle und Methodiken

4.1 Eruierung und Validierung des SAS Modells und numerischer Modellparameter

4.1.1 Simplifizierter motorischer Testfall

Eine Analyse der turbulenten Zylinderinnenströmung mit der Scale Adaptive Simulation setzt eine Multizyklensimulation voraus, um ausreichend Datenmaterial für eine statistische Auswertung zu besitzen. Daraus resultiert ein Zielkonflikt. Auf der einen Seite muss eine ausreichende Genauigkeit der einzelnen numerischen Lösung sichergestellt werden. Dies äußert sich in Form der Größe des aufgelösten Energiespektrums (siehe Abbildung 3.1), welche einhergeht mit der Auflösung immer kleinerer turbulenter Strukturen. Auf der anderen Seite muss eine ausreichende Datenmenge in Form von simulierter Zeit bzw. Anzahl an Zyklen produziert werden, um eine statistische Aussage treffen zu können. Da sich die numerische Lösung bei Verfeinerung der örtlichen und zeitlichen Diskretisierung ändert, müssen die Grenzen der möglichen Genauigkeit evaluiert werden. Dies muss gegebenenfalls in Einklang mit Limitierungen auf Seiten des CFD-Lösers geschehen, da bestimmte Kombinationen von numerischen Verfahren (z.B. Gitterbewegung oder Diskretisierungsschemata) oder physikalischen Modellen (z.B. Turbulenz) nur in Abhängigkeit miteinander bzw. nicht zeitgleich möglich sind.

Um eine Aussage diesbezüglich treffen zu können, wurde der in Abbildung 4.1 dargestellte Testfall gewählt, welcher die zu untersuchende Problematik des innermotorischen Prozesses gut darstellt. Morse et al. [MWY79] nutzten einen vereinfachten Aufbau einer Motorbaugruppe (siehe Abbildung 4.1), um mit Hilfe von Laser-Doppler-Anemometrie (LDA) die turbulente Zylinderinnenströmung im Brennraum zu untersuchen. Des Weiteren wurde diese Motorbaugruppe bereits in mehreren numerischen Simulationen als Referenzfall genutzt (siehe u.a. Buhl [BHH16], Schmitt [Sch14], Liu et al. [LH10], [Liu12], Montorfano et al. [MPO14], [MPS⁺15]). Damit existiert eine solide Datenbasis für Vergleiche, wie z.B. experimentelle oder bereits getätigte numerische Untersuchungen, um eine Validierung der geeigneten Modellkonfigurationen durchführen zu können. Im Gegensatz zu einem real existierenden Motor besteht der experimentelle Aufbau aus einem stationären Ventil, einem Zylinder und einem beweglichen Kolben, welcher das Medium Luft durch eine sinusförmige, oszillierende Bewegung durch den konstanten Ventilsplatt in den Brennraum ansaugt und anschließend wieder herausschiebt. Der gesamte Aufbau ist axialsymmetrisch. Die Daten zur Motorbaugruppe sind Tabelle 4.1 zu entnehmen. Die geometrische Beschreibung ist in Abbildung 4.1 dargestellt.

Die LDA-Messungen von Morse et al. [MWY79] fanden zu den Kurbelwellenwinkeln 36°, 90°, 144° und 270° statt. Es wurden die axialen und radialen Geschwindigkeiten gemessen. Die Messpositionen befanden sich 10, 20 und 30 mm unterhalb des Zylinderkopfes in jeweils 5 mm Intervallen in radialer Richtung. Die Berechnung von Mittel- und Schwankungswerten

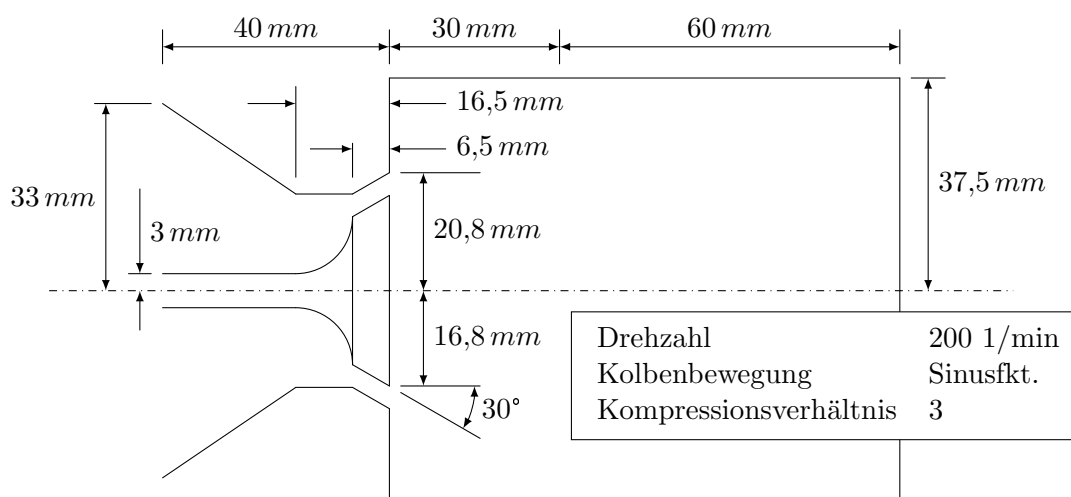


Abb. 4.1. Schematische Darstellungen der untersuchten Motorbaugruppe in Morse et. al. [MWY79]. Aufgrund der simplen Geometrie (stationäres Ventil, Axialsymmetrie, flacher Kolben) jedoch realistischer Kolbenbewegung eignet sich dieser Fall als Validierungsplattform.

Tab. 4.1. Daten zur Motorbaugruppe aus Morse et. al. [MWY79]

Bohrung	75 mm
Hub	60 mm
Ventiltellerdurchmesser	33,6 mm
Ventilspalt	4 mm
Ventilsitzwinkel	60°
Lufttemperatur	300 K
Luftdruck	1 atm

der Geschwindigkeitskomponenten wurde über jeweils 100 Stichproben durchgeführt.

4.1.2 Numerisches Modell

Das zu untersuchende Volumen wurde als 3D Modell nachgebaut und mit Hilfe des ANSYS Meshing Tools vernetzt. Aufgrund der Kolbenbewegung verändert sich das Volumen des zu untersuchenden Bereichs über die Zeit. Um die mittlere Zellgröße im Brennraum möglichst konstant zu halten, werden mit Hilfe der Dynamic Mesh Methoden von dem CFD-Löser ANSYS FLUENT während der Simulationszeit bei Vergrößerung des Volumens an einer definierten Oberfläche in der Nähe des Kolbens neue Zellschichten mit Hilfe des „Layering“-Verfahrens generiert bzw. bei Verringerung des Volumens Zellschichten zusammengefasst. Dieses „Layering“-Verfahren ist unter Anderem beschrieben in [PMO14]. Das numerische Gitter, insbesondere der Ventillbereich, ist in Abbildung 4.2 dargestellt. Die wichtigsten Modelleigenschaften sind in Tabelle 4.2 zusammengefasst. Um die Anzahl der für eine statistische Auswertung benötigten Zyklen zu reduzieren, wurden insgesamt acht Ebenen definiert, aus welchen die benötigten Daten extrahiert wurden (siehe Abbildung 4.2). Dies ist zulässig, da das integrale Längenmaß im Brennraum stark an die Größe des Ventilspalts gekoppelt ist (siehe Haworth [HJ00], Buhl et al. [BHH16]). Danach besteht ab einer Distanz

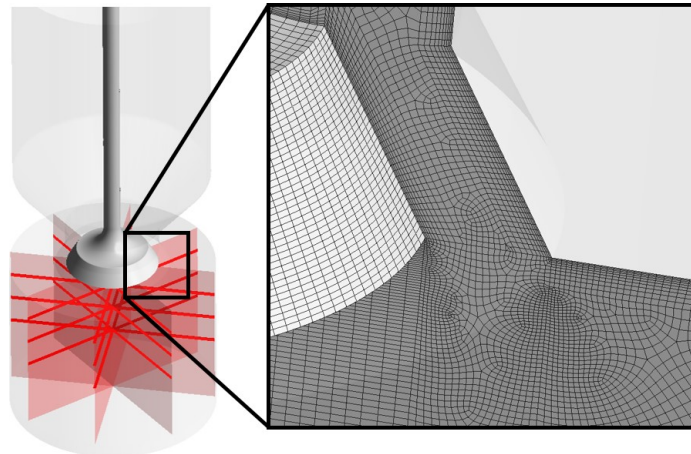


Abb. 4.2. Darstellung der 3D Geometrie der Motorbaugruppe nach Morse et. al. [MWY79] (li.) und des numerischen Gitters im Bereich des Ventilspaltes (re.). Die Verfeinerung im Nachlauf des Ventils ermöglicht eine genaue Auflösung der turbulenten Schwankungsbewegungen. Aufgrund der Axialsymmetrie wurden Informationen des Strömungsfeldes mit Hilfe mehrerer Schnittebenen für weitere Berechnungen genutzt (li.).

von ca. 3,5 mm von der Zylinderachse statistische Unabhängigkeit zwischen den einzelnen Ebenen und turbulente Strukturen existieren unabhängig voneinander. Insgesamt wurden pro Modellkonfiguration drei Zyklen simuliert. Folgende Aussagen sollen mit Hilfe der Untersuchungen getätigt werden:

- Validierung des skalenauflösenden Turbulenzmodells anhand von experimentellen Daten,
- Abhängigkeit der Ergebnisse von der numerischen Zeitschrittweite,
- Abhängigkeit der Ergebnisse von der Genauigkeit der räumlichen Interpolationsverfahren,
- Zeitpunkt der Unabhängigkeit der Lösung von den aufgeprägten Startbedingungen.

Tab. 4.2. Daten zum numerischen Modell basierend auf der Motorbaugruppe aus Morse et al. [MWY79]

Zellanzahl	2,3 · 10 ⁶ (OT) - 3,8 · 10 ⁶ (UT)		
Anzahl an Zyklen	3		
Messebenen pro Zyklus	8		
Konfiguration	K1	K2	K3
Zeitschrittweite	0,1° KW	0,025° KW	0,025° KW
Diskretisierung (Ort)	Aufwind 2. Ord.	Aufwind 2. Ord.	Zentrale Differenzen
Diskretisierung (Zeit)	Aufwind 1. Ord.	Aufwind 1. Ord.	Aufwind 1. Ord.

4.1.3 Ergebnisse

In Abbildung 4.3 sind die Geschwindigkeitsfelder der drei Konfigurationen bei den Kurbelwellenwinkeln 90°, 180°, 270° und 360° jeweils im ersten und zweiten Zyklus dargestellt. An den

örtlichen Fluktuationen der Absolutgeschwindigkeit ist deutlich zu erkennen, dass in Konfiguration K3 die Auflösung der turbulenten Strukturen im Vergleich zu den Konfigurationen K1 und K2 wesentlich höher ist. Dies ist ein Resultat des verwendeten Diskretisierungsverfahrens und der numerischen Zeitschrittweite. Beides beeinflusst über den in Gleichung 3.34 dargestellten Quellterm die Berechnung der Wirbelviskosität, sodass bei größerer Zeitschrittweite und diffusiven Interpolationsverfahren Gradienten verstärkt gedämpft werden. Im direkten Vergleich von K3 zu K2 bzw. K2 zu K1 ist zu erkennen, dass beide Effekte unabhängig voneinander einen Einfluss haben. Anhand der Ergebnisse der Konfiguration K1 ist jedoch zu erwähnen, dass trotz der im Vergleich zu K2 und K3 erhöhten Dämpfung ebenfalls ein transientes, turbulentes Strömungsfeld aufgelöst wird.

Aufgrund der Einlassrandbedingung, welche als Dirichlet-Druckrandbedingung mit Gleichverteilung über der Einlassfläche definiert wurde und somit keine aufgelösten Geschwindigkeitsgradienten oder Strukturen enthält, muss sich eine aufgelöste turbulente Strömung eigenständig entwickeln. Dies geschieht durch die Strömungsablösung am mittig sitzenden Einlassventil. Aufgrund der Nichtlinearität der Navier-Stokes-Gleichung und der im Nachlauf des Einlassventils entstehenden starken Geschwindigkeitsgradienten wird durch das SAS Turbulenzmodell ein turbulentes Spektrum berechnet und aufgelöst. Der Zeitpunkt, an welchem die Strömung von einem axialsymmetrischen Profil in ein asymmetrisches, turbulentes Profil übergeht, ist stark abhängig von der Zeitschrittweite und dem numerischen Verfahren. Die Umschlagzeitpunkte liegen je nach Konfiguration zwischen ca. 90° (in K3) und 200° KW (in K1). Diese Unterschiede werden durch die unterschiedliche numerische Diffusion der verschiedenen Interpolationsverfahren verursacht, was in einer unterschiedlichen Dämpfung von Geschwindigkeitsgradienten resultiert. Da das SAS Turbulenzmodell auf die Änderung von Geschwindigkeitsgradienten sensibel reagiert und in Folge dessen die turbulente Viskosität aufgrund des SAS Quellterms nach Gleichung 3.34 reduziert wird, können unterschiedlich große turbulente Strukturen aufgelöst werden. Asymmetrische Störungen können sich bei Nutzung von Interpolationsverfahren höherer Ordnung (z.B. zentrale Differenzen) schneller fortpflanzen und führen schlussendlich zu einer Auflösung chaotischer, turbulenter Strukturen. Es ist jedoch zu erwähnen, dass dieses Verhalten in allen Konfigurationen festzustellen ist, wobei lediglich der erwähnte Umschlagzeitpunkt variiert. Somit ist zunächst festzuhalten, dass das SAS Turbulenzmodell in der Lage ist, vom URANS-Modus in den skalenauflösenden Modus zu wechseln.

Bei einem Vergleich der dargestellten Strömungsfelder in den jeweils ersten und zweiten Zyklen ist festzustellen, dass die Initialbedingung zu Beginn eines individuellen Zyklus einen Einfluss auf die Lösung ausübt. In den Konfigurationen K1 und K2 ist zu erkennen, dass die Rezirkulationsgebiete in den oberen Bereichen der Kammer bei 540° KW (zweiter Zyklus) nicht derart symmetrisch ausgeprägt sind, wie im ersten Zyklus bei 180° KW. Der Umschlag von einer stark symmetrischen Einströmung auf eine aufgelöste chaotische Strömung findet wesentlich früher statt. Dies ist einerseits ein direkter Effekt der gegenüber den Initialbedingungen bereits reduzierten turbulenten Viskosität, welche in eine geringere turbulente Diffusion resultiert. Andererseits erhöhen bereits vorherrschende Schwankungsbewegungen in der Strömung den Einfluss des SAS-Quellterms bereits zu einer früheren Kurbelwellenposition in dem jeweiligen Zyklus. Dies ist bei späteren Simulationen in einer realen Motorgeometrie durch einen oder mehrere Initialisierungszyklen zu berücksichtigen. In Konfiguration K3 ist zu erkennen, dass die turbulenten Strukturen bei 540° KW gegenüber 180° KW zu einem größeren Anteil aufgelöst erscheinen, erkennbar an höheren Geschwindigkeitsgradienten.

Um die Eignung des SAS Turbulenzmodells für den innermotorischen Anwendungsfall zu

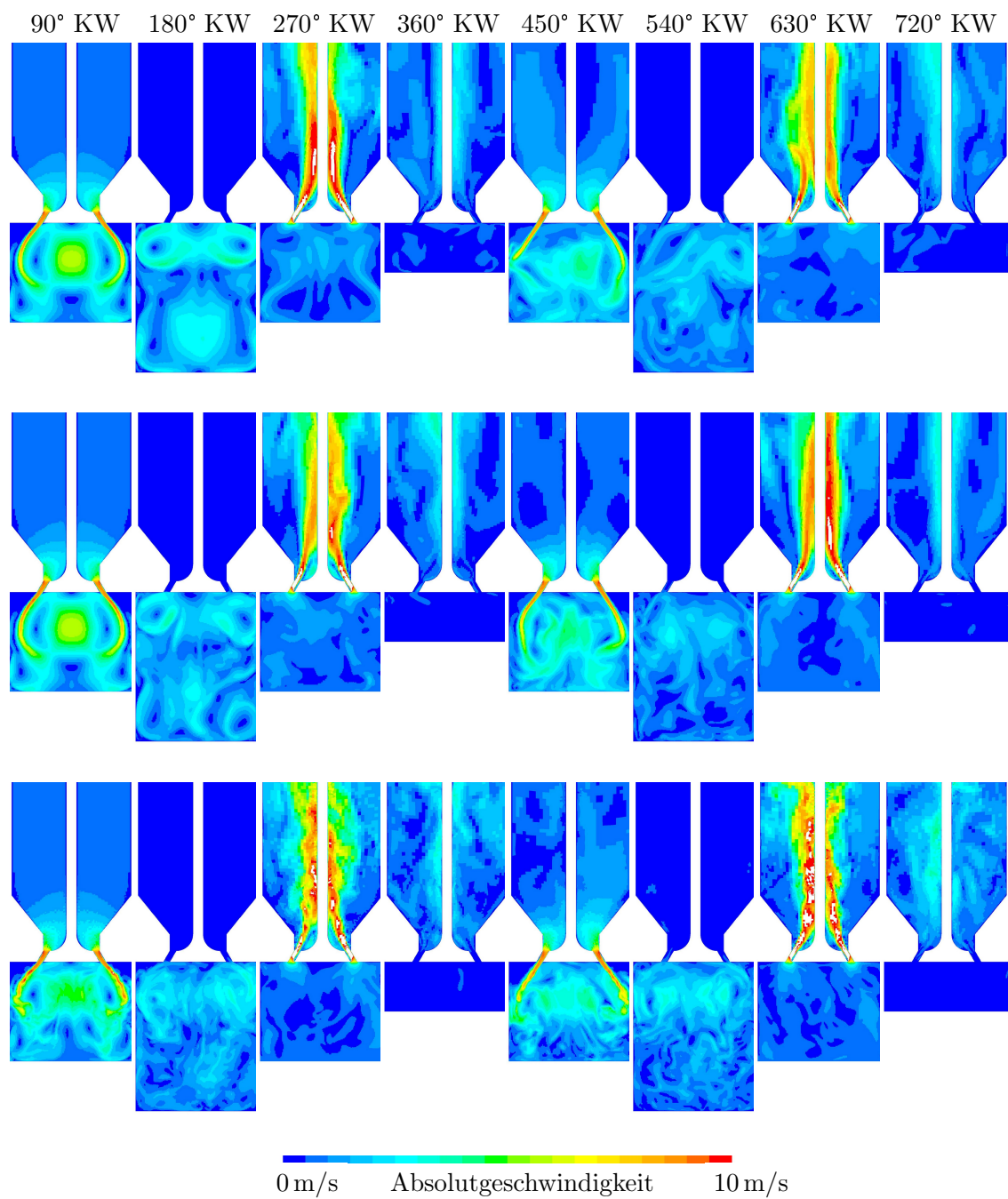


Abb. 4.3. Visualisierung der Absolutgeschwindigkeit in einer mittleren Schnittebene zu verschiedenen Zeitpunkten der Konfigurationen K1 (oben), K2 (Mitte) und K3 (unten). Der steigende Genauigkeitsgrad der Interpolationsverfahren von K1 zu K3 bewirkt eine zunehmende Auflösung turbulenter Strukturen, welche visuell durch höhere Geschwindigkeitsgradienten zu erkennen ist.

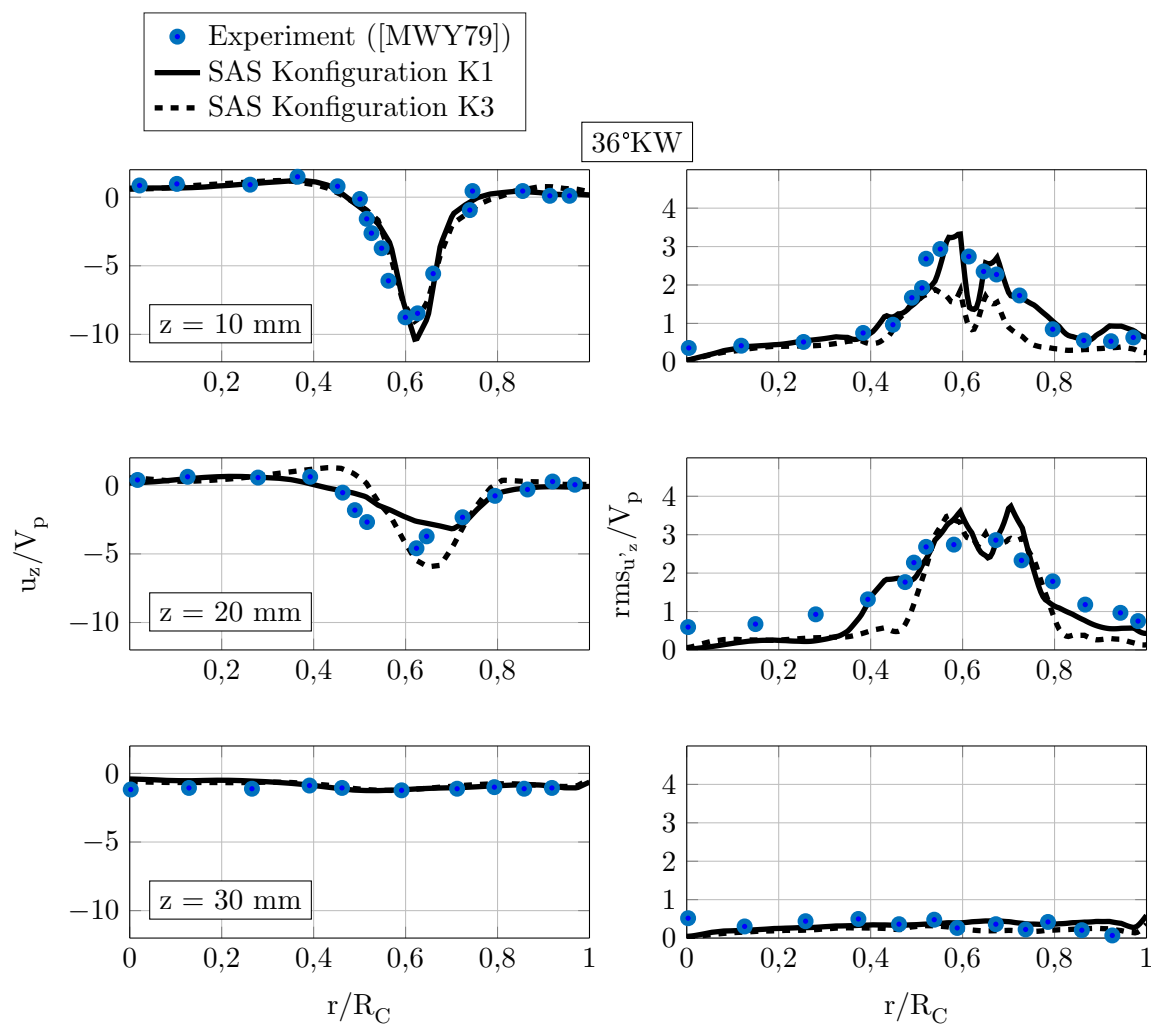


Abb. 4.4. Vergleich der numerischen Simulation von K1 und K3 mit experimentellen Daten von Morse et. al. [MWY79] bei 36° KW im Abstand von $z = 10$ mm (oben), $z = 20$ mm (Mitte), und $z = 30$ mm (unten) vom Ventil. Die mittleren axialen Geschwindigkeiten (links) stimmen sehr gut überein und geben die charakteristische Strömung wieder. Die Höhe der Geschwindigkeitsschwankungen (quadratische Abweichung, rechts) liegen auf einem ähnlichen Niveau, wie im Experiment. Dies lässt die Aussage zu, dass das SAS Modell in der Lage ist, einen großen Anteil der Turbulenz aufzulösen.

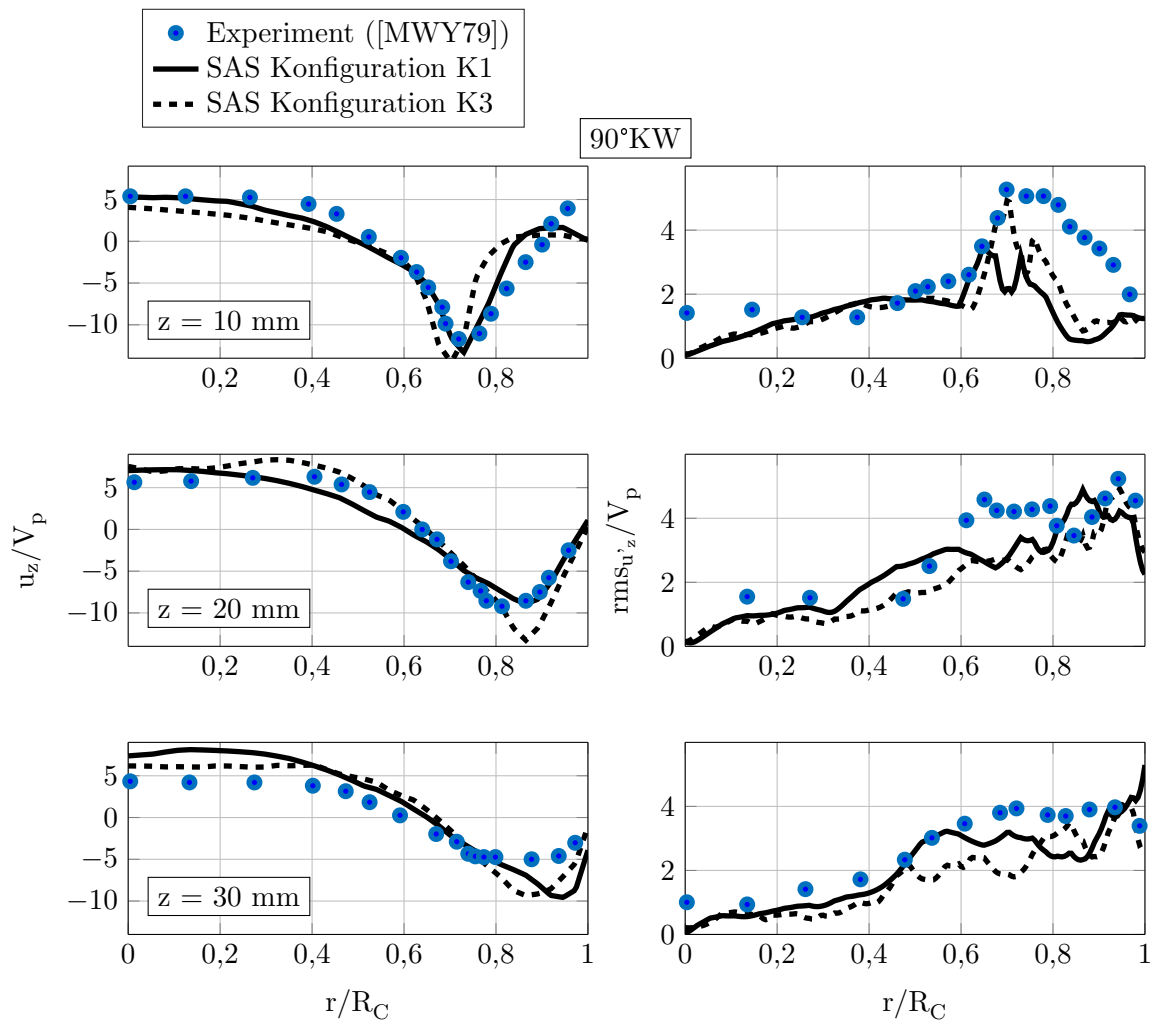


Abb. 4.5. Vergleich der numerischen Simulation von K1 und K3 mit experimentellen Daten von Morse et. al. [MWY79] bei 90° KW im Abstand von $z = 10$ mm (oben), $z = 20$ mm (Mitte), und $z = 30$ mm (unten) vom Ventil. Die Konfiguration K3 überschätzt die mittlere axiale Geschwindigkeit im Bereich von $r/R_C = 0,7$ und $0,9$, gibt den Geschwindigkeitsgradienten im Vergleich zu K1 jedoch besser wieder. Die Geschwindigkeitsschwankungen entsprechen dem Niveau der experimentellen Daten. Lediglich bei $z = 10$ mm ab $r/R_C = 0,7$ werden zu geringe Werte vorausgesagt. Insgesamt ist die Übereinstimmung beider Konfigurationen jedoch sehr gut.

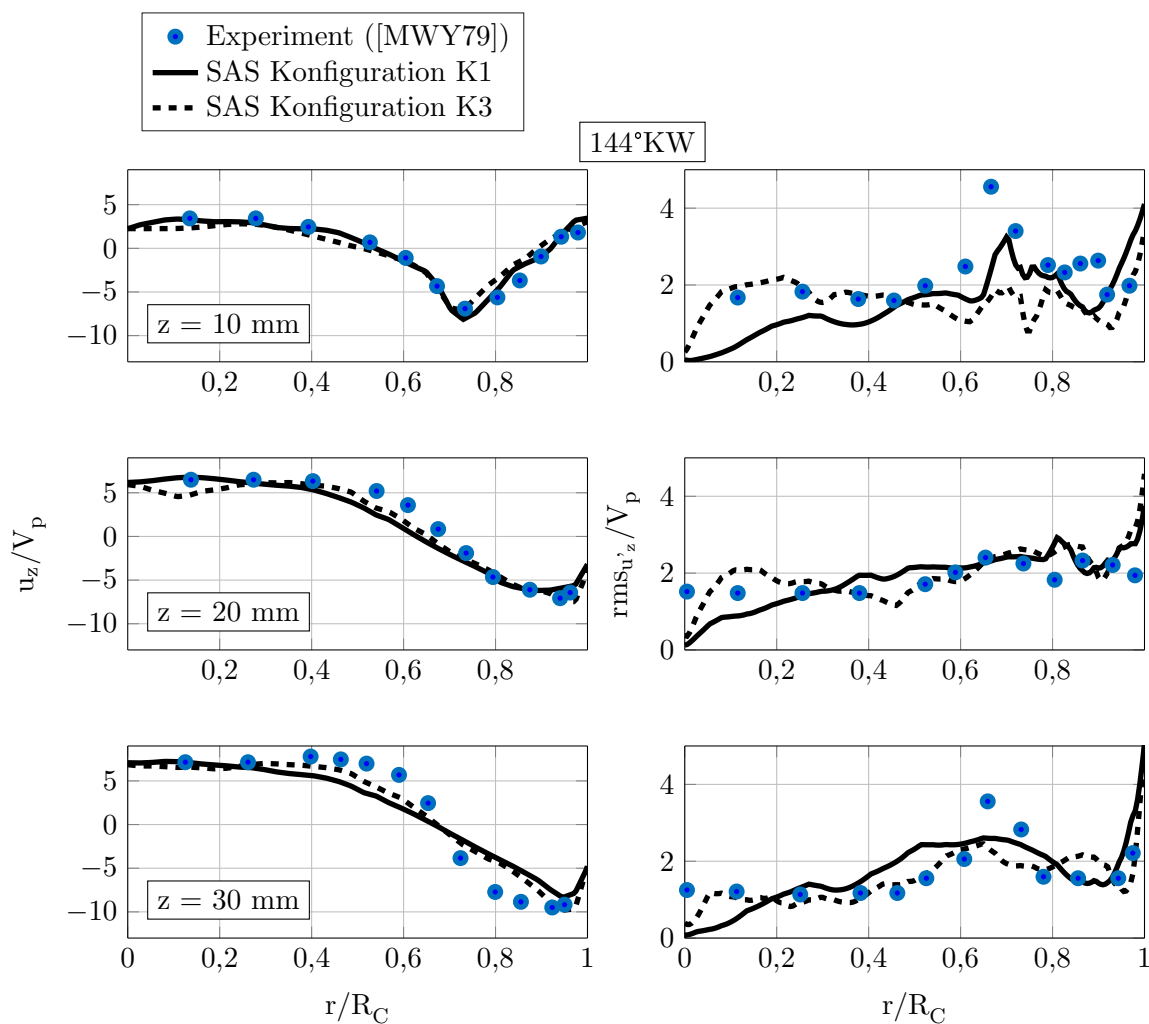


Abb. 4.6. Vergleich der numerischen Simulation von K1 und K3 mit experimentellen Daten von Morse et al. [MWY79] bei 144° KW im Abstand von $z = 10$ mm (oben), $z = 20$ mm (Mitte), und $z = 30$ mm (unten) vom Ventil. Die Übereinstimmung der mittleren axialen Geschwindigkeit ist sehr gut. Lediglich bei $z = 30$ mm wird der Geschwindigkeitsgradient nicht genau wiedergegeben. Dies ist in den Geschwindigkeitsschwankungen ebenfalls zu beobachten. Unter Berücksichtigung der geringen Zyklenanzahl sind die Ergebnisse jedoch als sehr gut einzustufen.

überprüfen, werden die numerischen Daten aus den Simulationen mit den experimentellen Daten von Morse et al. [MWY79] verglichen. Die Ergebnisse sind den Abbildungen 4.4, 4.5 und 4.6 zu entnehmen. Dargestellt sind jeweils die mittleren axialen Geschwindigkeitskomponenten und die mittlere quadratische Abweichung der Geschwindigkeitsfluktuationen (RMS-Werte), jeweils normalisiert mit der mittleren Kolbengeschwindigkeit, aufgetragen über den normalisierten Bohrungsradius. Es werden die Strömungsfelder der Konfigurationen K1 und K3 bei 36, 90 und 144 °KW verglichen.

Zunächst ist festzustellen, dass beide Konfigurationen bei 36° KW bei $z = 10$ mm, $z = 20$ mm und $z = 30$ mm eine gute Übereinstimmung mit dem Experiment bzgl. der zyklusgemittelten Axialgeschwindigkeit u_z zeigen. Bei $z = 20$ mm liegt eine geringe Differenz zum Experiment vor. Während Konfiguration K1 u_z zu gering voraussagt, wird bei K3 die Geschwindigkeitsänderung aufgrund des eindringenden Luftstroms mit einem Versatz von $r/R_C = 0,06$ zur Zylinderachse vorausgesagt. Aufgrund der frühen Kurbelwellenposition von 36° ist der eintretende Luftstrom noch nicht bis zur Ebene bei $z = 30$ mm vorgedrungen, was in sehr geringen Werten von u_z resultiert. Bei Betrachtung der Geschwindigkeitsfluktuationen sind bei beiden Konfigurationen gute Übereinstimmungen zu erkennen. Unterschiede und Abweichungen zum Experiment können ihren Ursprung in der niedrigen Anzahl betrachteter Zyklen haben. In den dargestellten Ergebnissen der ersten drei Zyklen ist jedoch eine im Rahmen der Untersuchung ausreichende Übereinstimmung zu erkennen.

Bei 90° KW zeigen sich leichte Unterschiede zwischen K1 und K3 bzgl. u_z . Während bei $z = 10$ mm die Übereinstimmung von K1 und Experiment besser ist, scheint bei $z = 20$ mm und $z = 30$ mm K3 u_z besser vorherzusagen. Die Abweichungen zum Experiment bewegen sich jedoch im Rahmen ähnlicher numerischer Untersuchungen (siehe z.B. [HJ00], [Sch14], [BHH16], [MPO14], [MPS⁺15] und [Liu12]). Bei Betrachtung von $rms_{u'_z}$ ist zu erkennen, dass aufgrund der Mittelung über mehrere Schnittebenen die Schwankungen in der Nähe der Zylinderachse gegen Null gehen. Ab ca. $r/R_C = 0,15$ bewegen sich Simulationen und Experiment jedoch auf einem ähnlichen Niveau. Eine Ausnahme bildet hier der Bereich von $r/R_C = 0,7 - 0,95$ bei $z = 10$ mm, in welchem im Experiment wesentlich höhere Schwankungen gemessen wurden. Eine Untersuchung der Annäherung der Simulationsergebnisse an das Experiment mit höherer Anzahl an simulierten Zyklen ist hier notwendig, war jedoch aus Zeitgründen nicht möglich. Bei 144° KW zeigen beide Konfigurationen bzgl. u_z und $rms_{u'_z}$ sehr gute Übereinstimmungen. Lediglich bei $z = 30$ mm ist der Gradient von u_z in der Simulation nicht so stark ausgeprägt wie im Experiment. Die Geschwindigkeitsschwankungen liegen auf einem ähnlichen Niveau. Extremwerte bei $r/R_C = 0,7$ bei $z = 10$ mm und $z = 30$ mm werden angedeutet.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass insgesamt sehr gute Übereinstimmungen beider Konfigurationen mit den experimentellen Daten von Morse et al. [MWY79] vorhanden sind. Die Niveaus der Differenzen liegen in Bereichen, welche in der Literatur bei ähnlichen Untersuchungen ebenfalls vorgefunden wurden. Martin Schmitt hat in [Sch14] eine DNS des vorgestellten Falls durchgeführt. Aufgrund der nicht vorhandenen Modellierung der Turbulenz in der DNS sind mögliche Fehler auf Randbedingungen und Numerik beschränkt. Trotz der geringeren Fehlermöglichkeiten haben sich in [Sch14] ebenfalls Abweichungen zum Experiment gezeigt. Eine Fehlerbetrachtung in [MWY79] zeigt, dass für verschiedene Einflussgrößen (Motordrehzahl, Genauigkeit der Messposition, Kurbelwellensignalgeber) die Fehler im unteren einstelligen Prozentbereich liegen und nach [MWY79] damit vernachlässigbar sind. Die Symmetrie der Strömung aufgrund asymmetrischer und ungenauer Geometrie wird mit Abweichungen von bis zu 8 % bezogen auf die mittleren Strömungsgeschwindigkeit

als hinreichend genau festgelegt. Dies zeigt, dass Abweichungen der Simulationsergebnisse zum Experiment ebenfalls durch die endliche Genauigkeit der Messungen bzw. der realen Geometrie hervorgerufen werden.

Insgesamt lässt sich aussagen, dass sämtliche Konfigurationen bei Berücksichtigung der Literaturdaten somit sehr gut mit den experimentellen Daten übereinstimmen und der skalenauflösende Modus des SAS Turbulenzmodells aufgrund der Strömungsablösung am Einlassventil aktiviert wird. Die Unabhängigkeit von gesetzten Startbedingungen kann in der eigentlichen Motorsimulation über eine Initialisierung mit mindestens einem vorausgerechneten Zyklus erreicht werden. Aufgrund der geometrischen Konfiguration des zu untersuchenden Motors ist zu erwarten, dass der skalenauflösende Modus sehr früh während der Ansaugphase erreicht wird, da im Gegensatz zu diesem vorgestellten Fall keine axialsymmetrische Form der zukünftigen Geometrie vorhanden ist und damit eine stabile RANS-Lösung vom SAS Modell wesentlich früher unterbunden wird. Da die Schwankungswerte der Geschwindigkeitskomponenten in allen drei Konfigurationen auf ähnlichem Niveau sind, bestehen Freiheitsgrade in der Wahl des Zeitschrittes und der numerischen Verfahren. Buhl et al. [BHG14] haben gezeigt, dass das SAS Modell in der Lage ist, Schwankungen charakteristischer Strömungsstrukturen wie z.B. den Kern des Tumblewirbels vorauszusagen. Dies ist trotz geringer aufgelösten turbulenten Strukturen im Vergleich zu reinen LES-Turbulenzmodellen, wie z.B. dem WALE- und Smagorinsky-Modell, möglich. Mit der oben beschriebenen Argumentation wird das SAS Modell als zu verwendendes Turbulenzmodell favorisiert.

4.2 Validierung verwendeter Auswerteroutinen

Zur Analyse der turbulenten Innenzylinderströmung werden im weiteren Verlauf der Arbeit mit Hilfe des Γ_1 -Kriteriums und der Proper Orthogonal Decomposition charakteristische und kohärente Strukturen identifiziert und analysiert. Die Validierung der ProgrammROUTINEN geschieht anhand des in Kapitel 4.1 vorgestellten Testfalls. Aufgrund der umfangreichen Datenbasis bezüglich experimenteller und numerischer Ergebnisse ist eine gute Vergleichbarkeit der Resultate möglich.

Wirbeldetektion mit Hilfe des Γ_1 -Kriterium

Das Γ_1 -Kriterium wurde bereits in Kapitel 3.4 vorgestellt. Die Validierung der erstellten Γ_1 -ProgrammROUTINE geschieht anhand synthetischer Strömungsfelder, welche an bestimmten Koordinaten rotatorische Vektorfelder beinhalten. Da die synthetischen Wirbelfelder analytisch vorgegeben werden, können die Koordinaten der detektierten Wirbelzentren direkt mit der analytischen Lösung verglichen werden. Eine ähnliche Methodik wurde von Lucas [Luc13] angewandt. Um zusätzlich eine anwendungsbezogene Validierung durchzuführen, werden im folgenden Abschnitt die numerischen Ergebnisse der Simulation des in Kapitel 4.1 vorgestellten Testfalls genutzt. Die Ergebnisse werden anhand der experimentellen Messungen von Morse et al. [MWY79] und den numerischen Untersuchungen von Buhl et al. [BHH16] und Schmitt [Sch14] verglichen

In Abbildung 4.7 ist die nahezu achsensymmetrische Ausbildung des Einlasswirbels anhand einer Druckisofläche bei 90° KW zu erkennen. Diese Wirbelstruktur wird im Verlauf des Ansaugvorganges zunehmend asymmetrischer und zerfällt schlussendlich aufgrund der asymmetrisch wirkenden Scherkräfte. Die Identifikation und Verfolgung der ausgebildeten

Hauptwirbelstruktur über die Darstellung der diskreten Position sowie der Trajektorie des Wirbelzentrums dient zur Validierung der Γ_1 -Programmroutine und veranschaulicht die Anwendung auf die spätere Tumbleströmung des zu untersuchenden Motors.

Die Notwendigkeit eines Wirbelidentifikationsverfahrens basierend auf dem Geschwindigkeitsfeld kann mit Hilfe von Abbildung 4.7 dargestellt werden. Während der sich ausbildende große, charakteristische Wirbel über eine Druckisofläche visualisierbar ist, können mit Hilfe klassischer Wirbelidentifikationsverfahren, wie z.B. dem Q-Kriterium, lediglich kleine Wirbelstrukturen dargestellt werden. Dies ist in der Regel unabhängig von der Wahl des Grenzwertes der Isofläche solcher Verfahren. Für einen Vergleich mit experimentellen Daten, z.B. aus einer PIV Messkampagne, steht das örtlich aufgelöste Druckfeld in der Regel jedoch nicht zur Verfügung, sodass zur Identifikation großer, primärer Strukturen auf andere Methoden zurückgegriffen werden muss. Das Γ_1 -Kriterium eignet sich hierfür durch die benötigte Datenbasis, welche im Experiment durch eine LDA oder PIV Messkampagne generiert werden kann, durch die individuell anpassbare Fensterweite, wodurch die Größe der zu berücksichtigten Wirbel anwendungsspezifisch gewählt werden kann und durch die einfache Interpretation der Ergebnisse.

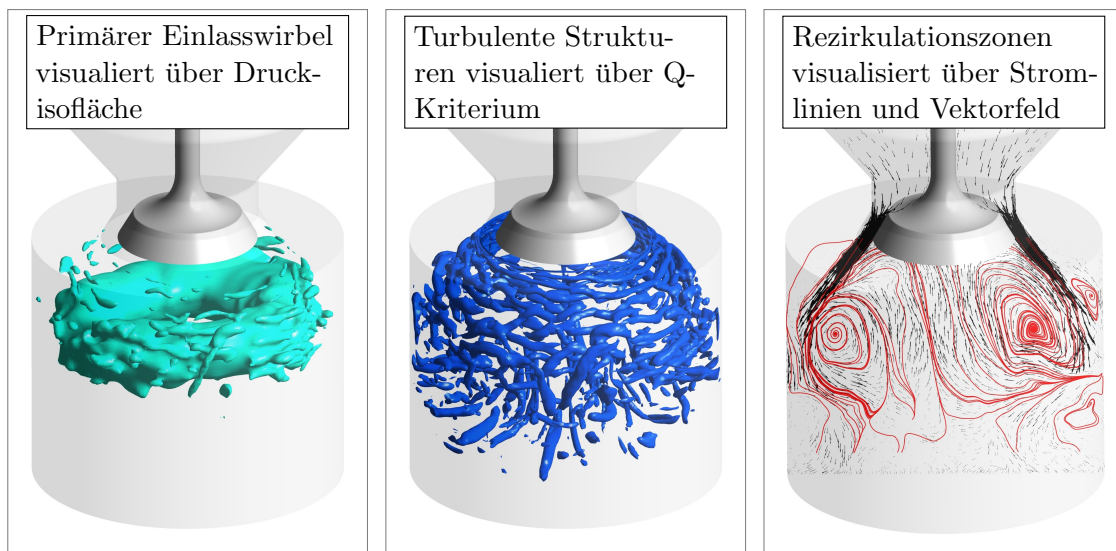


Abb. 4.7. Visualisierung des durch die Einlassströmung verursachten primären Einlasswirbels bei 90° KW über eine Druckisofläche (li.) im Vergleich mit turbulenten Strukturen, welche von klassischen Wirbelvisualisierungsmethoden, wie z.B. dem Q-Kriterium, dargestellt werden (mi.). Zur Veranschaulichung der Strömung ist zusätzlich in einer Schnittebene das Geschwindigkeitsvektorfeld mit Stromlinien dargestellt (re.). Die Rezirkulationszone des primären Einlasskanalwirbels ist deutlich sichtbar.

In Abbildung 4.8 sind die detektierten Wirbelzentren der in Kapitel 4.1 vorgestellten Simulationskonfiguration K3 dargestellt. Die Wirbelzentren des großen Einlasswirbels unterhalb des Ventils sind in [MWY79] zu den Kurbelwellenpositionen 36° , 90° und 144° KW abgebildet und werden mit den detektierten Wirbelzentren aus der Simulation verglichen. Die Übereinstimmung ist insgesamt sehr groß. Ein leichter Versatz zwischen Simulation und Experiment ist zu erkennen, welcher sich bei Betrachtung des transienten Verlaufs als zeitlicher Versatz erschließt. Insgesamt ist der Bewegungsraum der Trajektorie des Wirbelzentrums der Simulation, welche zusätzlich in Abbildung 4.8 dargestellt ist, in sehr guter Übereinstimmung mit dem Experiment. Ebenfalls sind zwei sekundäre Rezirkulationsgebiete

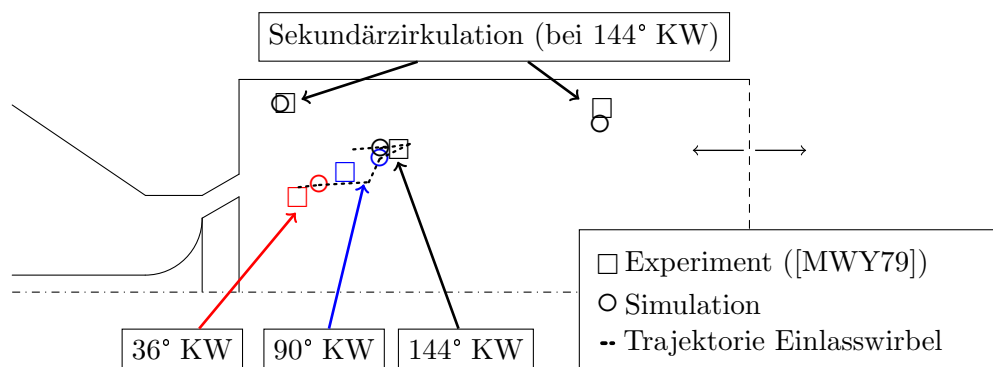


Abb. 4.8. Visualisierung der Zentren der zyklengemittelten Rezirkulationsgebiete bzw. Wirbelzentren aus [MWY79] und der in Kapitel 4.1 vorgestellten Simulation. Letztere wurde mit Hilfe des Γ_1 -Kriteriums detektiert. Die Positionen der Zentren des großen Einlasswirbels unterhalb des Ventilspalts zu den Kurbelwellenpositionen 36°, 90° und 144° KW stimmen sehr gut überein und werden durch die Darstellung der Trajektorie des Wirbelzentrums von 30 - 180° KW bestätigt. Ebenfalls sind die Zentren der sekundären Rezirkulationsgebiete bei 144° KW sehr genau detektiert worden.

bei 144° KW in der Nähe der Laufbuchse zu erkennen, die mit dem Experiment sehr gut übereinstimmen. Ein Vergleich mit den DNS Ergebnissen von Schmitt [Sch14] bestätigt die Qualität der hier vorgestellten Resultate.

Zusammenfassend kann gesagt werden, dass eine Analyse der Innenzylinderströmung mit Hilfe des Γ_1 -Kriteriums möglich ist. Die Programmroutine funktioniert mit den vorgestellten Testvektorfeldern aus der Simulation K3 einwandfrei und kann für eine Analyse der Tumbleströmung des zu untersuchenden Motors eingesetzt werden. Abweichungen zwischen den detektierten Wirbelzentren aus Simulation und Experiment resultieren zum großen Teil aus Differenzen der simulierten Strömungsfelder mit den experimentellen Daten, d.h. die Differenzen liegen bereits in den Rohdaten vor. Die Wirbelzentrendetektion mit Hilfe des Γ_1 -Kriteriums zeigte im visuellen Vergleich eine sehr gute Übereinstimmung mit dem aus dem Vektorfeldern zu erkennenden Wirbelzentren.

Analyse von Strömungsstrukturen mit der Proper Orthogonal Decomposition

Analog zur Vorgehensweise im vorherigen Unterkapitel wird die POD-Programmroutine mit Hilfe des in Kapitel 4.1 vorgestellten Testfalls verifiziert. Zur Bewertung der entwickelten Programmroutine und im Hinblick auf den späteren Anwendungsfall liegt der Fokus auf folgende Aufgabenstellungen:

- Darstellung des Ensemblemittels bzw. zeitlichen Mittels durch den ersten POD-Mode,
- Rekonstruktion originaler Strömungsfelder durch Summation der Produkte aus POD-Moden und Zeitkoeffizienten,
- Darstellung der Entstehungsorte von Strömungsanteilen unterschiedlicher Frequenzen.

Mit Hilfe der POD sind eine Vielzahl von Möglichkeiten gegeben eine Analyse von Motorinnenströmungen durchzuführen (siehe z.B. Kapitza [Kap11], Imberdis [Imb09], Graftieaux [GMG01], Buhl et al. [BHH16], Suzanne [Suz13]).

Die für die Snapshot-POD benötigten Realisierungen der zu analysierenden Strömungsfelder werden aus der Simulationskonfiguration K3 entnommen. Um die Möglichkeit der

„phase dependent“ POD darzustellen, werden Strömungsfelder bei einer festen Kurbelwellenposition von 90° KW genutzt. Entsprechend der bereits vorgestellten Methodik stehen damit 24 Einzelströmungsfelder zur Verfügung. Zur Darstellung der „phase invariant“ POD wird anhand dreier aufeinanderfolgender Zyklen jeweils im Abstand von 1° KW das Geschwindigkeitsfeld einer Schnittebene verwendet. Dabei stehen insgesamt 1080 Einzelströmungsfelder zur Verfügung.

Phase-dependent-POD

In Abbildung 4.9 ist der erste und zweite POD-Mode mit Fokus auf den Einlassjet dargestellt. Zusätzlich werden die jeweiligen Zeitkoeffizienten für die einzelnen Snapshots abgebildet. Es ist zu erkennen, dass der erste POD-Mode ein Strömungsfeld ohne scharfe Gradienten darstellt, mit einer Rezirkulationszone unterhalb des Einlassjets. Dieses Strömungsfeld entspricht in sehr genauer Näherung dem ensembledemittelten Strömungsfeld bei 90° KW. Der zweite POD-Mode zeigt eine Rezirkulationszone am Ende des Einlassjets sowie eine Aufwärtsbewegung der Strömung in der Nähe des Einlassjets. Die Interpretation der POD-Moden höherer als der ersten Ordnung hat nicht zwangsweise einen physikalischen Hintergrund, da die einzelnen POD-Moden lediglich das Resultat einer Optimierung bzw. des mathematischen Verfahrens sind ([CRHS13], [Kap11]). Nichtsdestotrotz kann in Kombination mit den Zeitkoeffizienten der einzelnen Modi eine physikalische Interpretation möglich sein. Die Darstellung der Zeitkoeffizienten der ersten beiden POD-Moden (siehe Abbildung 4.9) über die Anzahl der Snapshots zeigt, dass der erste POD-Mode einen erheblichen Anteil in allen Strömungsfeldern besitzt, während der Anteil des zweiten POD-Mode schwankt. Um die Möglichkeit einer physikalischen Interpretation darzustellen wird auf die Strömungsfelder der Snapshots 23 und 24 eingegangen.

Wie in Abbildung 4.9 dargestellt, ist der Verlauf des Einlassjets stark unterschiedlich. In Snapshot 23 verläuft dieser durchgehend bis zur Lauffachse, wohingegen in Snapshot 24 der Einlassjet vorher in Richtung Zylinderachse abgelenkt wird. Bei Betrachtung der Zeitkoeffizienten der ersten beiden POD-Moden ist zu erkennen, dass für den ersten POD-Mode in beiden Snapshots ein hoher positiver Zeitkoeffizient vorhanden ist. Der Zeitkoeffizient für den zweiten POD-Mode unterscheidet sich jedoch stark in Betrag und Vorzeichen. Dies bedeutet, dass bei einer Rekonstruktion des Snapshots 23 unter Zunahme nur der ersten beiden POD-Moden der erste POD-Mode mit Faktor 78 eingeht, der zweite mit Faktor 38. Im Gegensatz dazu sind die Faktoren bei einer Rekonstruktion von Snapshot 24 jeweils 63 und -58. Dies bedeutet, dass der zweite POD-Mode in einer Rekonstruktion des Snapshots 23 addiert und des Snapshots 24 subtrahiert wird. Die Rekonstruktionen sind für beide Snapshots unter Einbeziehung der jeweils ersten beiden POD-Moden und jeweils aller POD-Moden in Abbildung 4.9 dargestellt. Die grundlegend unterschiedliche Ausrichtung der Einlassjets kann bereits mit Hilfe der ersten beiden POD-Moden klar dargestellt werden. Die Rekonstruktion mit allen POD-Moden verändert das Geschwindigkeitsfeld nur noch geringfügig und entspricht dann nahezu vollständig dem Originalströmungsfeld.

Somit kann mit Hilfe einer Analyse der ersten POD-Moden bereits ein Trend aufgezeigt werden. In diesem Fall kann durch die Zeitkoeffizienten des zweiten POD-Mode gezeigt werden, in welche Richtung das sogenannte „jet-flapping“ geschieht.

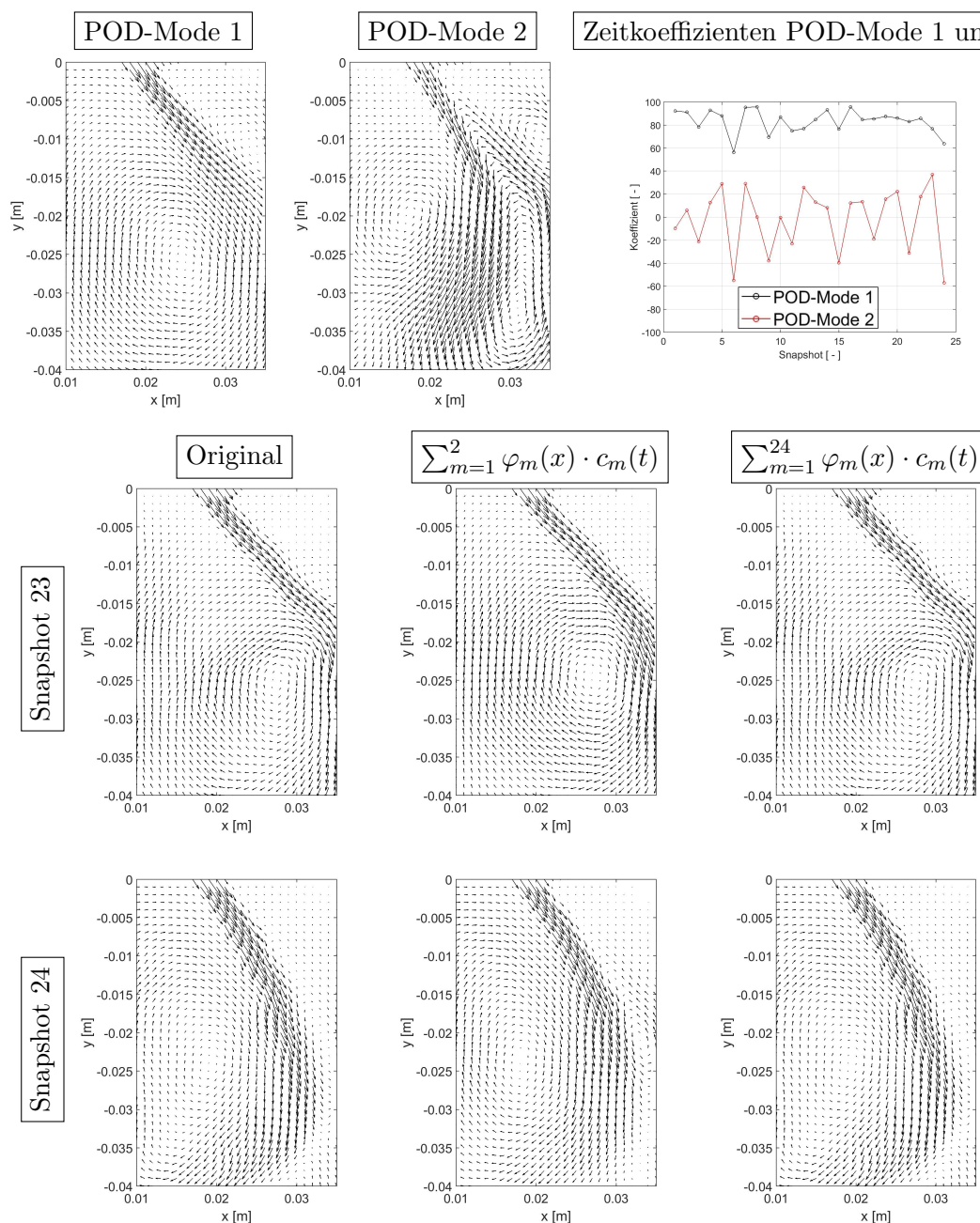


Abb. 4.9. Darstellung der „phase-dependent“ POD anhand des in Kapitel 4.1.1 vorgestellten Testfalls aus Morse et. al. [MWY79]. Dargestellt sind die ersten beiden POD-Moden (oben) sowie die Zeitkoeffizienten auf Basis von 24 Snapshots. Die Rekonstruktion ist beispielhaft an den Snapshots 23 (Mitte) und 24 (unten) dargestellt. Der charakteristische Verlauf der Einlassströmung kann bereits mit einer Rekonstruktion auf Basis der ersten beiden POD-Moden dargestellt werden. Bei Hinzunahme sämtlicher POD-Moden entsprechen die rekonstruierten Strömungsfelder den originalen. Anhand der Schwankungen des Betrags des zweiten POD-Mode kann die Hauptrichtung des Einlassstroms ermittelt werden. In Snapshot 23 weist der Einlassstrom im Vergleich mit Zyklus 24 einen höheren Winkel auf, was direkt mit Vorzeichen der Zeitkoeffizienten des zweiten POD-Mode korreliert.

Phase-invariant POD

Die Möglichkeit der Analyse kurbelwinkelunabhängiger Daten erfolgt an dieser Stelle. Abbildung 4.10 zeigt die ersten vier sowie den 38. POD-Mode der 1080 Snapshots aus den drei aufeinanderfolgenden Zyklen. Der erste POD-Mode ähnelt dem Ersten aus der phase-dependent POD und zeigt den Einlassjet. Dies entspricht dabei dem zeitlichen Mittelwert. Da aufgrund der statistisch instationären Strömung die Strömungsregime innerhalb eines Zyklus stark variieren, ist die Interpretation des zeitlichen Mittelwertes hier wenig von Bedeutung.

Jedoch kann bei Betrachtung der Zeitkoeffizienten gezeigt werden, dass der Anteil dieses POD-Mode an der Strömung in einem großen Zeitbereich sehr hoch ist. In den Einlassphasen, jeweils von 0 bis 180° KW und entsprechende 360° KW Versätze später, ist der Zeitkoeffizient sehr hoch (siehe Abbildung 4.10). In den Ausschubphasen sind entsprechend der Strömungsrichtung negative Werte vorhanden, welche ebenfalls einen nicht unerheblichen Anteil ausmachen. Die höheren POD-Moden 2, 3, 4 und 38 haben keine direkte physikalische Bedeutung. Die Zeitkoeffizienten der ersten vier POD-Moden weisen jedoch eine starke Abhängigkeit zum jeweiligen Takt (Ansaug- oder Ausschubphase) auf und haben kaum hochfrequente Anteile. Dies geht mit der Annahme einher, dass die ersten Moden den Großteil der kinetischen Energie des Strömungsfeldes beinhalten und sich mit diesen POD-Moden die Hauptströmung rekonstruieren lässt. Bei Betrachtung der Zeitkoeffizienten höherer POD-Moden, wie z.B. dem 38., ist dagegen zu erkennen, dass nennenswerte Anteile nur in der Ansaugphase bestehen und diese mit hoher Frequenz ihre Amplitude ändern. Dies hat ihre Ursache in den aufgelösten Geschwindigkeitsschwankungen, welche dort besonders stark und hochfrequent sind. Mit Beendigung des Ansaugvorganges verringern sich diese aufgrund von Diffusionseffekten. Entsprechend werden für die Rekonstruktion von Strömungsfeldern in der Ansaugphase verstärkt Anteile von höheren POD-Moden benötigt.

Die beschriebenen starken Geschwindigkeitsschwankungen und -gradienten am Rand des Einlassjets sind ein Resultat der starken Scherströmung. Es bilden sich Verwirbelungen, welche maßgeblich die Turbulenz im Brennraum beeinflussen. Eine Fourieranalyse des Verlaufs der Zeitkoeffizienten des POD-Mode 38 zeigt, dass sich im Zeitbereich der Ansaugphase bei der Frequenz von 430 Hz bzw. 2,7° KW eine Amplitudenerhöhung befindet. Eine Analyse der Bilderreihe des Vektorfeldes bestätigt diese Frequenz. Wird eine Rekonstruktion eines Strömungsfeldes im Zeitbereich der Ansaugphase bei 800° KW unter Verwendung der POD-Moden 31 bis 100 durchgeführt, welche die hochfrequenten Anteile beinhalten, zeigt sich, dass sich lediglich im Bereich des Einlassjets und dessen Nachlauf kohärente Strukturen befinden (siehe Abbildung 4.10). Dieses Beispiel zeigt, dass charakteristische Frequenzen im Geschwindigkeitsfeld mit Hilfe der POD aufgezeigt werden können. Eine ähnliche Methodik wurde von Imberdis [Imb09] angewandt. Es wurden Spektrogramme der Zeitkoeffizienten erzeugt. Anschließend wurde mit Hilfe der POD-Moden, deren Zeitkoeffizienten auffällig große Anteile an bestimmten Frequenzen besaßen, Strömungsfelder rekonstruiert, welche als Ursache für die Ausbildung von Strömungsstrukturen dieser Frequenz ausgemacht wurden. Es zeigten sich bei Anwendung der POD bemerkenswerte Übereinstimmungen der detektierten Frequenzen in Simulation und Experiment.

Die Verifizierung der erstellten Programmroutine ist mit den dargestellten Erläuterungen hinreichend genau erfolgt. Die Darstellungen zeigen, dass mit Hilfe des Programmcodes die POD-Zerlegung erfolgt und eine Analyse der Strömung möglich ist. Die Anwendbarkeit auf eine motorische Innenzylinderströmung wurde durch die Anwendung der „phase-invariant“ und „phase-dependent“ POD bestätigt und die Programmroutine damit für den Testfall validiert.

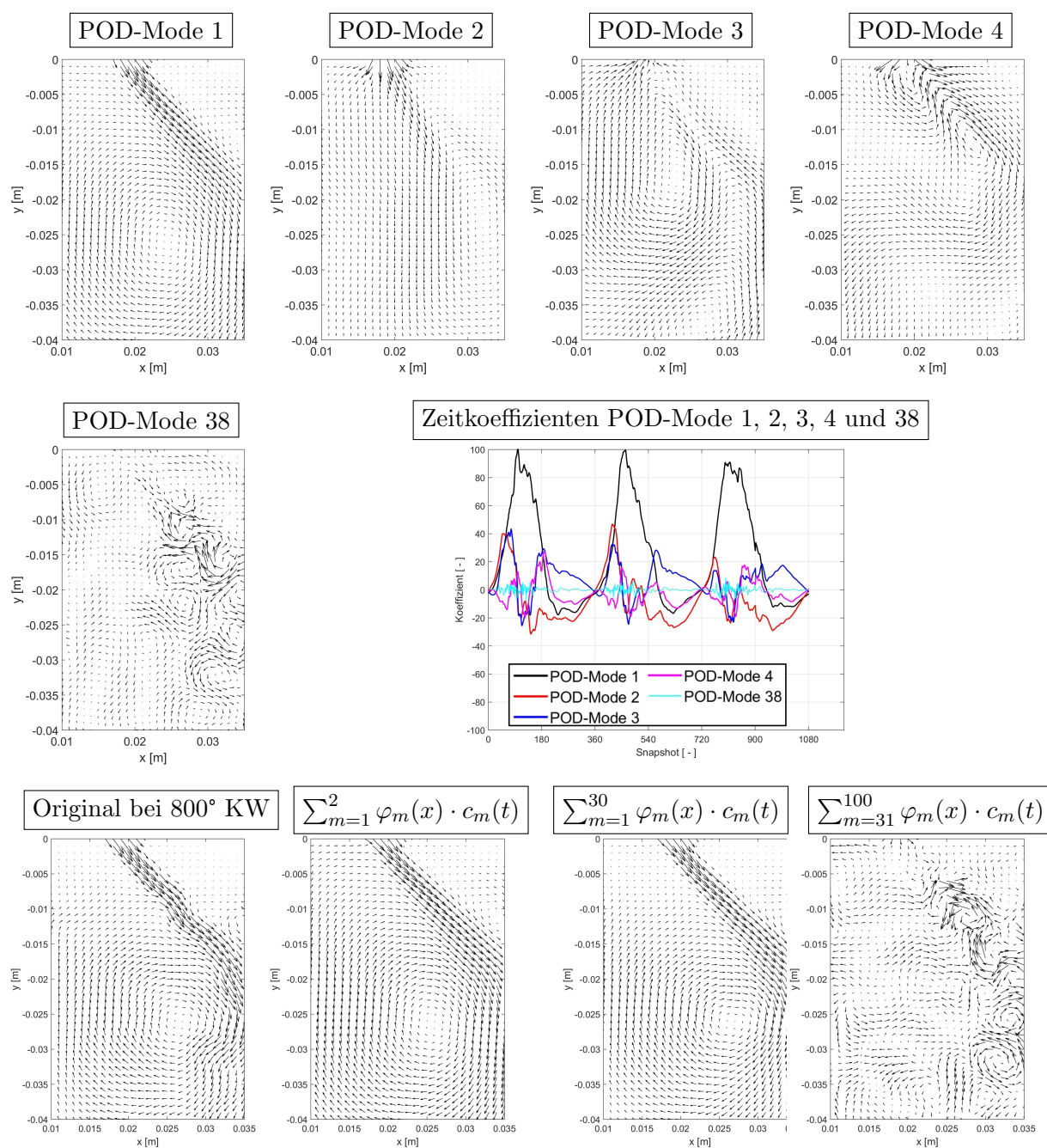


Abb. 4.10. Darstellung der „phase-invariant“ POD anhand des in Kapitel 4.1.1 vorgestellten Testfalls aus Morse et. al. [MWY79]. Dargestellt sind die ersten vier POD-Moden (oben) sowie der 38. Mode und die Zeitkoeffizienten auf Basis von 1080 Snapshots (mittig). Anhand der Zeitkoeffizienten ist zu erkennen, dass der POD-Mode 1 (schwarz) einen hohen Anteil in der Einlassphase besitzt. Die Anteile des zweiten bis vierten POD-Mode schwanken jedoch und verändern teilweise ihr Vorzeichen während der Ansaugphase, was mit einer Änderung des Winkels des Einlassjets einhergeht. Der POD-Mode 38 zeigt Verwirbelungen im Bereich des Einlassstroms. Die Frequenz des entsprechenden Zeitkoeffizienten lässt Rückschlüsse auf die Frequenz dieser Schwankungen zu. Die Rekonstruktion des Strömungsfeldes bei 800° KW mit Hilfe unterschiedlicher POD-Moden bestätigt die Funktionsfähigkeit des Programmcodes.

4.3 Validierung des Teilmodells „kalte Strömung“

4.3.1 1-Zylinder Forschungsmotor und laseroptischer Messaufbau

Der verwendete Motor zur Untersuchung zyklischer Schwankungen der Einlassströmung und Gemischbildung ist ein 1-Zylinder Transparentmotor, welcher auf Basis eines 1,4 l Serienmotor der Baureihe EA211 der Volkswagen AG entworfen wurde und bei dem Projektpartner in der VW-Konzernforschung in Wolfsburg vorhanden ist. Aufgrund der optischen Zugänglichkeit eignet sich dieser Motor insbesondere, da mit Hilfe laseroptischer Messungen eine Validierung des numerischen Modells möglich ist.

Die technischen Daten des Transparentmotors sind der Tabelle 4.3 zu entnehmen. Änderungen gegenüber einem Serienmotor sind eine veränderte Luftführung bis zum Einlasskanal und ab dem Auslasskanal, aufgrund der Ausführung als 1-Zylinder Prüfstand. Der Kolben wird abweichend zum Serienkolben als Panoramakolben mit planer Oberfläche ausgeführt und dient neben einer Quarzglaslaufbuchse der optischen Zugänglichkeit. Die Grenzen des numerisch untersuchten Bereichs liegen 180 mm stromaufwärts vom Einlassventil und 80 mm stromabwärts vom Auslassventil. Ein- und Auslasskanal, Ventile, Zylinderkopf, Laufbuchse und Kolben stellen die Grenzflächen dar.

Tab. 4.3. Technische Daten des 1-Zylinder Transparentmotors

EIGENSCHAFT	WERT
Bohrung	74,5 mm
Hub	80 mm
Hubvolumen	349 cm ³
ENW / EÖ	194 / -28 ... 22° KW
ANW / AS	180 / -15 ... 25° KW
Injektor	Bosch 5.32.04
Kolben	Panoramakolben
Kühlwassertemperatur	60 °C
Öltemperatur	60 °C
Saugrohrtemperatur	30 °C
Drehzahl	bis 3000 1/min
Saugrohrdruck	0,5 - 2,0 bar
Abgasgegendruck	ca. 1,0 bar

Zum Zwecke einer Validierung wurde ein optisches Messsystem installiert, welches eine High Speed Particle Image Velocimetry (HS-PIV) ermöglicht. Dieses System besteht aus zwei Nd:YAG Lasern (Quantronix Hawk II und Quantronix Hawk Pro) mit einer durch Frequenzverdopplung ausgehenden Wellenlänge von 532 nm. Die Aufnahmen, aus welchen die Geschwindigkeitsvektorfelder berechnet werden, werden mit Hilfe einer Lavision High-SpeedStar 5 Kamera aufgenommen. Die Auflösung wurde auf 512 x 512 Pixel eingestellt. Die Aufnahmefrequenz variiert je nach Motordrehzahl zwischen 2640 und 3960 Hz. Der zeitliche Versatz für die Aufnahme eines Doppelbildes liegt zwischen 5 und 15 μ s. Als Seeding Partikel wurde Erdnussöl verwendet. Dieses hat den Vorteil einer hohen Siedekurve, wodurch die Qualität des Seedings über einen großen Zeitraum optimal ist. Das Erdnussöl wurde ca. 1 m vor dem Einlassventil im Einlasstrakt zerstäubt und eingebracht. Die aufgenommenen Rohbilder wurden mit der kommerziellen Software LaVision Davis 8.16 ausgewertet. Für

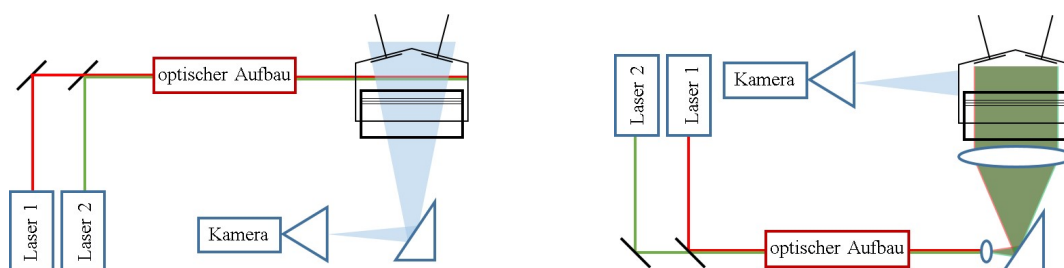


Abb. 4.11. Schematischer Aufbau des High Speed PIV Messsystems mit zwei Lasers, einem optischen System und der High Speed PIV Kamera. Die linke Abbildung zeigt den Aufbau zur Messung in einer horizontalen Ebene. Rechts wird die Messung in einer senkrechten Ebene dargestellt.

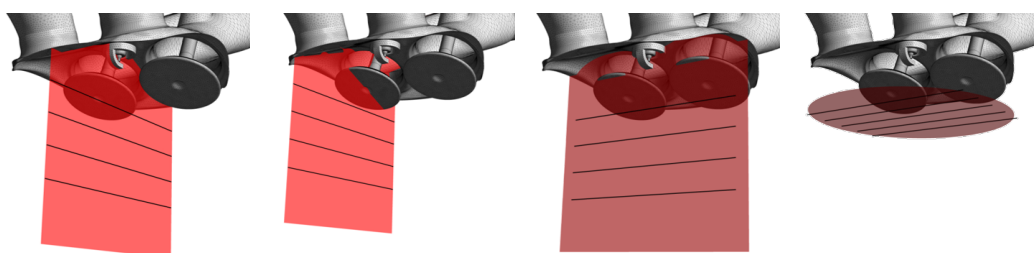


Abb. 4.12. Visualisierung der Messebenen, welche zur Aufnahme der experimentellen Daten am Transparentmotor dienen. Dies ermöglicht die Validierung des Modells zur Simulation der kalten Strömung und ermöglicht durch die Vielzahl an Ausrichtungen einen Vergleich der globalen dreidimensionalen Strömung. Zur visuellen Orientierung sind die beiden Einlassventile als geöffnet dargestellt.

den Validierungsvorgang wurde in insgesamt 74 aufeinanderfolgenden Zyklen im Bereich zwischen 450° KW v. ZOT und 30° KW n. ZOT alle 5° KW ein Vektorfeld erzeugt. Die Abbildung 4.11 stellt den Messaufbau schematisch für zwei unterschiedliche Messebenen dar.

Aufgrund der komplexen Innenzylinderströmung wurden die Geschwindigkeitsfelder in mehreren Ebenen aufgenommen, welche in der Abbildung 4.12 veranschaulicht werden. Die mittlere Schnittebene dient zur Validierung der typischen Ladungsbewegung (Tumble). Der seitliche Ventilschnitt dient zur Validierung der Einlasströmung über den Ventilteller. Der Frontal- und Horizontalschnitt dienen zur zusätzlichen Validierung, falls benötigt.

4.3.2 Einfluss spezifischer, motorrelevanter Modellparameter

Die Modellbildung eines Motors zur Simulation eines kompletten Arbeitsspieles verlangt Simplifizierungen, welche die Vorhersageeigenschaft des Modells beeinflussen können. Es wird daher versucht mit Hilfe von Variationen bestimmter, wichtiger Modellparameter im Vorfeld eine Abschätzung zu deren Einflüssen abzugeben. Explizit sind dies die Folgenden:

- Minimaler Ventilspalt
- Vergleich der Anwendbarkeit des SAS Modells mit anderen skalenauflösenden Turbulenzmodellen in Bezug auf Rechenzeit, Stabilität, Konvergenzverhalten und Vorhersagekraft
- Gitterauflösung am Einlassventil

Minimaler Ventilspalt

Der minimale Ventilspalt beschreibt den minimalen Ventilhub, welcher vom numerischen Gitter aufgelöst wird. Die Ein- und Auslasskanäle sind zu jedem Zeitpunkt der Simulation vorhanden. Die Verbindung mit dem Brennraum geschieht über den Ventilspalt. Der Ventilspalt ist in der Realität im Zeitbereich der geschlossenen Ventile sehr klein bzw. im Idealfall nicht vorhanden. Dies ist numerisch nicht ohne Weiteres abzubilden, da die entsprechenden finiten Volumen dementsprechend gegen Null tendieren. Dies kann zu Instabilitäten bzw. schlechtem Konvergenzverhalten führen. Um dies zu unterbinden wird der Ansatz verfolgt, ab einem bestimmten Zeitpunkt bzw. einem bestimmten Minimalhub die Ventile numerisch als geschlossen zu betrachten. Dies kann durch einen Wechsel von einem Gitter mit numerisch aufgelöstem Ventilspalt zu einem Gitter mit nicht aufgelöstem Ventilspalt erfolgen. Wobei über ein Interpolationsverfahren die Topologieunterschiede berücksichtigt werden. Ein anderer Ansatz ist, die Ventilspalte zu jedem Zeitpunkt aufzulösen, wobei über die Definition einer Schnittstelle ein Massenfluss zwischen Ventilspalt und Brennraum unterbunden wird.

Der Zeitpunkt des modellierten Ventilschließens kann jedoch Einfluss auf die gefangene Luftmasse im Brennraum und somit den Liefergrad haben. Um den Einfluss des Minimalhubs zu untersuchen, wurden Simulationen mit minimalen Ventilhuben von 0,2 mm und 0,05 mm durchgeführt. In Abbildung 4.18 ist die Modellierung des Ventilöffnens beispielhaft an einem Ventilhub von 0,2 mm dargestellt und wird im Folgenden kurz erläutert. Eine detaillierte Beschreibung geschieht in Kapitel 4.3.4. Die Ventilbewegung, ausgehend vom Minimalhub, geschieht sobald die reale Ventilerhebungskurve den Minimalhub erreicht. Der Zeitpunkt der Umschaltung der Schnittstelle zwischen Brennraum und Ventilspalt von geschlossen auf geöffnet wird so berechnet, dass die Flächenintegrale zwischen Minimalhub und Ventilerhebungskurve bzw. zwischen der x-Achse und Ventilerhebungskurve gleich groß sind. Dies impliziert, dass bei gleichbleibenden Durchflusskoeffizienten und gleichbleibender Druckdifferenz zwischen Ventilspalt und Brennraum die gleiche Masse in den Brennraum gelangt, wie bei vollständiger Betrachtung der Ventilerhebungskurve. Dies lässt sich in Vereinfachung mit der Kontinuitätsgleichung und dem Gesetz von Torricelli darstellen (siehe Gleichung 4.1). Das Ventilschließen erfolgt in Analogie dazu:

$$\dot{m} = \rho A \alpha \sqrt{2 \frac{\Delta p}{\rho}}. \quad (4.1)$$

In der Abbildung 4.13 ist zu sehen, dass der Einfluss des minimalen Ventilhubes bei einer Variation zwischen 0,2 mm und 0,05 mm nur sehr gering ist. Im Zeitbereich des Ventilöffnens entsteht aufgrund der geringen Druckverhältnisse zwischen Einlasskanal und Brennraum zwischen 310° KW und 325° KW kaum ein Massenstrom, sodass die Auswirkungen unterschiedlicher Minimalhübe gering sind. Im Zeitbereich des Einlassventilschließens gibt es nur geringfügige Abweichungen zwischen 550° KW und 570° KW, welche sich in einem Unterschied der gefangenen Ladungsmasse von ca. 0,14 % zeigen. Es ist jedoch zu erwähnen, dass sich das Konvergenzverhalten ab einem Ventilhub von ca. 0,15 mm verschlechtert. Um eine Konvergenz zu erreichen bzw. die erreichten Residuen konstant zu halten, musste die Anzahl der Iterationen pro Zeitschritt um den Faktor drei erhöht werden. Dies impliziert einen Anstieg der Rechenressourcen. In aufgeladenen Betriebspunkten ist damit zu rechnen, dass das Erreichen der Konvergenz aufgrund der höheren Geschwindigkeitsgradienten im Ventilspalt noch schwieriger ist. Die Prognose zum Anstieg der Rechenressourcen pro Zyklus, welche sich aufgrund der vorgestellten ersten Analyse ergibt, liegt bei ca. 10 %. Um die

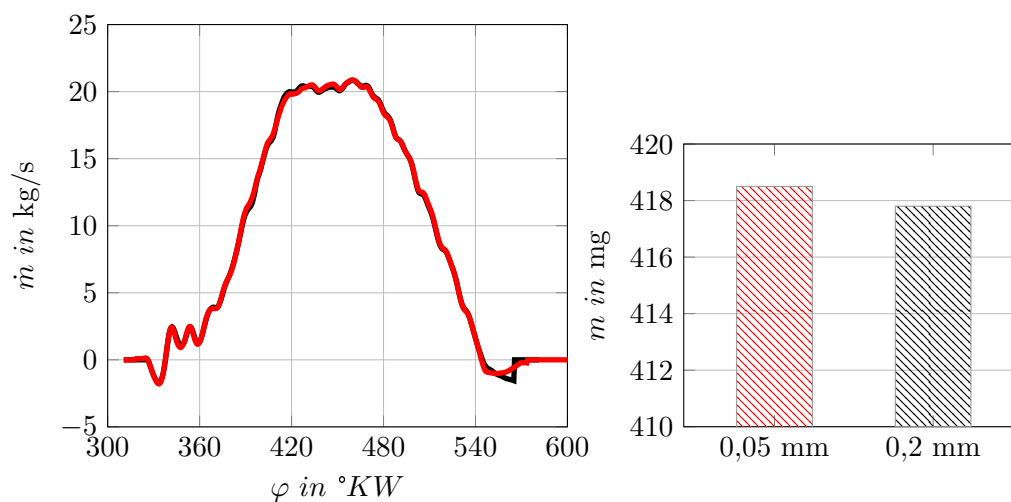


Abb. 4.13. Änderungen der Zylinderladung in Abhängigkeit des minimalen Ventilhubes. Es ist deutlich zu erkennen, dass der Einfluss nur gering ist und die Differenzen im einstelligen Promillebereich liegen.

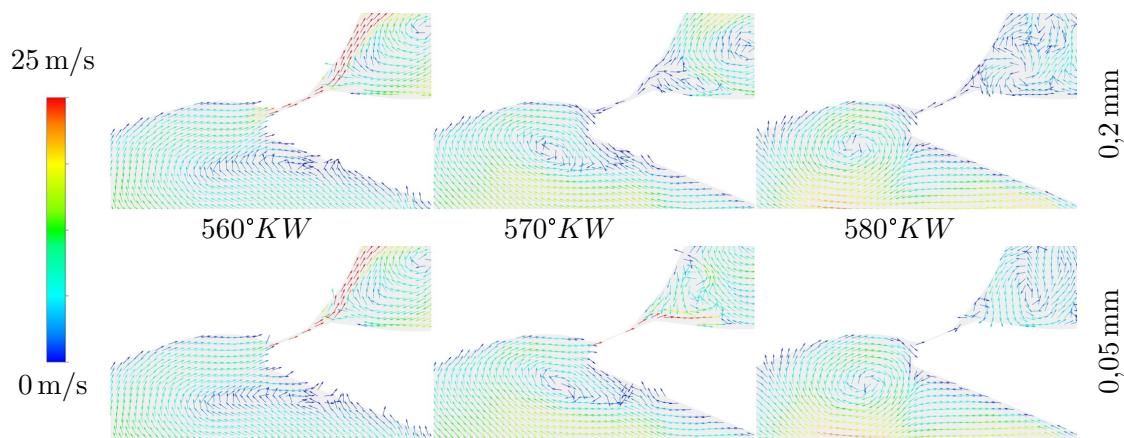


Abb. 4.14. Auswirkungen der Einstellung des minimalen Ventilhubes auf die Strömung direkt nach dem Schließen des Einlassventils. Es ist zu erkennen, dass sich die Innenzylinderströmung bei Variation des minimalen Ventilhubes von 0,2 mm (oben) auf 0,05 mm (unten) kaum ändert. Die Geschwindigkeitsvektoren sind normalisiert. Die Höhe der Geschwindigkeit ist lediglich der Farbe zu entnehmen.

Auswirkungen der unterschiedlichen Modellierung einzuschätzen, wird das Geschwindigkeitsfeld im Zeitbereich des Einlassventilschließens betrachtet. In Abbildung 4.14 ist das Geschwindigkeitsfeld in einer Schnittebene durch die Einlassventile zu den Zeitpunkten 560, 570 und 580° KW dargestellt. Es ist deutlich zu erkennen, dass sich die Strömung innerhalb des Brennraums nahezu nicht ändert. Dies kann an Hand einer markanten Wirbelstruktur nachgewiesen werden, dessen Trajektorie sich in beiden Konfigurationen fast identisch verhält. Der erhöhte Brennraumdruck in Folge der Aufwärtsbewegung des Kolbens sorgt für einen Ausschub des Brennraumgases. Die Änderungen, welche sich im Einlasskanal durch die unterschiedliche Strömung ergeben (siehe Abbildung 4.14), können vernachlässigt werden, da die entstehenden Unterschiede in der Turbulenz bis zur erneuten Ansaugphase zu einem sehr großen Teil dissipiert sind. Dies bedeutet insgesamt, dass mit der hier vorgestellten Konfiguration, insbesondere mit den vorgestellten Ventilsteuerzeiten, die Wahl eines Minimalhubes von 0,2 mm gerechtfertigt ist.

Vergleich skalenauflösender Turbulenzmodelle

Während in Kapitel 4.1 gezeigt wurde, dass das SAS Turbulenzmodell zur Anwendung an einem statistisch nicht stationären, motorähnlichen Strömungsprozess geeignet ist, wird im Folgenden die Eignung bezüglich der Stabilität und des Konvergenzverhaltens des Löser untersucht. Dabei werden auf Basis der Motorgeometrie des vorgestellten Transparentmotors vier verschiedene Turbulenzmodelle untersucht. Die Referenz bildet dabei die SAS. Tabelle 4.4 ist eine Zusammenfassung zu entnehmen.

Tab. 4.4. Daten zur Variation des skalenauflösenden Turbulenzmodells

NR.	1	2	3	4
Turbulenzmodell	SAS	WMLES	DDES	IDDES

Die verwendete Geometrie entspricht dabei der tatsächlichen Motorgeometrie, welche in Kapitel 4.3 genauer vorgestellt wird. Als Druckrandbedingungen wurden gemessene Druckverläufe im Ein- und Auslasstrakt des Transparentmotors verwendet. Die skalenauflösenden Simulationen wurden zunächst über einen gerechneten Zyklus unter Verwendung eines RANS- $k-\omega$ -SST Modells initialisiert. Anschließend wurden für jedes Turbulenzmodell individuelle Simulationen über zwei Zyklen gerechnet.

In Abbildung 4.15 sind zunächst die benötigten Iterationen pro Zeitschritt bei bestimmten Kurbelwellenpositionen dargestellt. Die maximal zulässige Iterationsanzahl pro Zeitschritt beträgt dabei 30.

Es ist zu erkennen, dass die hybriden Turbulenzmodelle DDES und IDDES während eines großen Anteils der Simulationszeit erheblich mehr Iterationen pro Zeitschritt benötigen um die Konvergenzkriterien zu erreichen. Diese verlangen eine Reduzierung der Residuen um drei bzw. vier Zehnerpotenzen. Dabei ist während der Ansaugphase bei maximalem Ventilhub (1160° KW) keine Konvergenz innerhalb der zugelassenen 30 Iterationen erreicht worden. Die benötigten Iterationen pro Zeitschritt der Wall-modelled LES (WMLES) liegen im Bereich der SAS. Während der Kompressionsphase (630° KW) und im Ladungswechsel-OT (1080° KW) konvergiert die Lösung der SAS jedoch 30 - 35% schneller. Aufgrund der unterschiedlich komplexen Feinstrukturmodelle ist die Zeitdauer zur Berechnung einer Iteration jedoch unterschiedlich. Während zwischen den hybriden Modellen SAS, DDES und IDDES nur ein Unterschied bis zu 3% ermittelt werden konnte, benötigt die WMLES nur

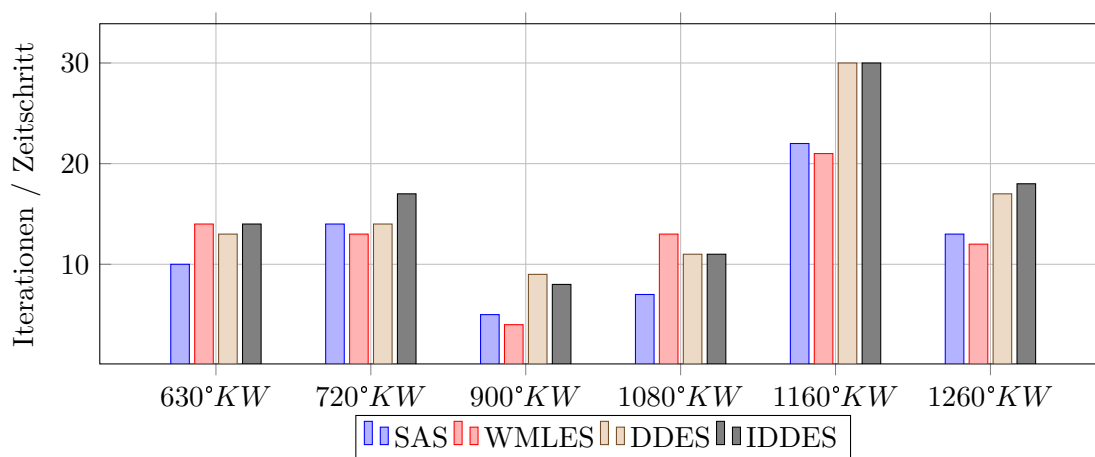


Abb. 4.15. Anzahl der benötigten Iteration pro Zeitschritt bei Verwendung verschiedener Turbulenz bzw. Feinstrukturmodelle. Die SAS und Wall-modelled LES benötigen deutlich weniger Iterationen pro Zeitschritt.

ca. 86% der Zeit im Vergleich zur SAS.

Insgesamt wird die Stabilität des Lösungsverhaltens, welche mit dem Konvergenzverhalten korreliert, für die Wahl des Turbulenzmodells stärker gewichtet als die benötigte Zeit der Simulation. Im späteren Anwendungsfall muss ein schlechtes Konvergenzverhalten oder gar Divergenz auf jeden Fall vermieden werden. Bei Verwendung des WMLES Modells ist aufgrund der höheren Iterationsanzahl pro Zeitschritt die Gefahr eines instabilen Verhaltens größer. Zusätzlich ist hervorzuheben, dass bei der SAS das Lösungsverhalten dem Zeitschritt und der Gitterweite angepasst ist. Letztere wird im Preprocessing zwar bestmöglichst dem zu simulierenden Fall angepasst, kann jedoch aufgrund der bewegten Gitter nur im begrenzten Maße strömungsoptimal gestaltet werden. Insbesondere die Auflösung der Grenzschicht wird durch die bewegten Oberflächen zum Teil negativ beeinflusst. Aufgrund des „Fall-back“ Mechanismus der SAS, durch welchen das Turbulenzmodell in Bereichen mit groben Gittern in einen (U)RANS Modus zurückfällt, ist davon auszugehen, dass das Lösungsverhalten bei der SAS im Vergleich zur WMLES insgesamt stabiler ist.

Gitterauflösung am Einlassventil

In einer Vielzahl von Veröffentlichungen wird auf die Entstehung der ottomotorischen zyklischen Schwankungen durch die Strömungsablösung am Einlassventil und dem dadurch entstehenden „jet flapping“ hingewiesen (siehe z.B. [HBG⁺16], [BHH16], [Has16], [Suz13]). Diese Strömungsablösung kann numerisch abgebildet werden, ohne stromaufwärts bereits Turbulenz in großem Maß aufzulösen. Dies steht im Einklang mit Untersuchungen zu Umströmungen von Körpern wie Zylindern oder Pyramiden, in welchen sich alleine durch die Strömungsablösung an den Körpern die charakteristischen turbulenten Spektren nachweisen bzw. auflösen lassen (siehe z.B. [Frö06]). Aufgrund dessen wird in der Modellbildung stromaufwärts vor dem Einlassventil keine Turbulenz aufgelöst. Es wird jedoch erwartet, dass die SAS in der Lage ist, das charakteristische turbulente Spektrum nach dem Einlassventil nachzubilden. Dies stimmt mit Untersuchungen von Imberdis [Imb09] überein. Da die Ablösung am Einlassventil durch die geometrische Beschreibung der Einlassventilsitzkante forciert wird, ist eine sehr feine Auflösung der turbulenten Grenzschicht nicht zwingend notwendig. In den Arbeiten von Angelberger et al. [Ang06], Enaux et al. [EGV⁺11a],

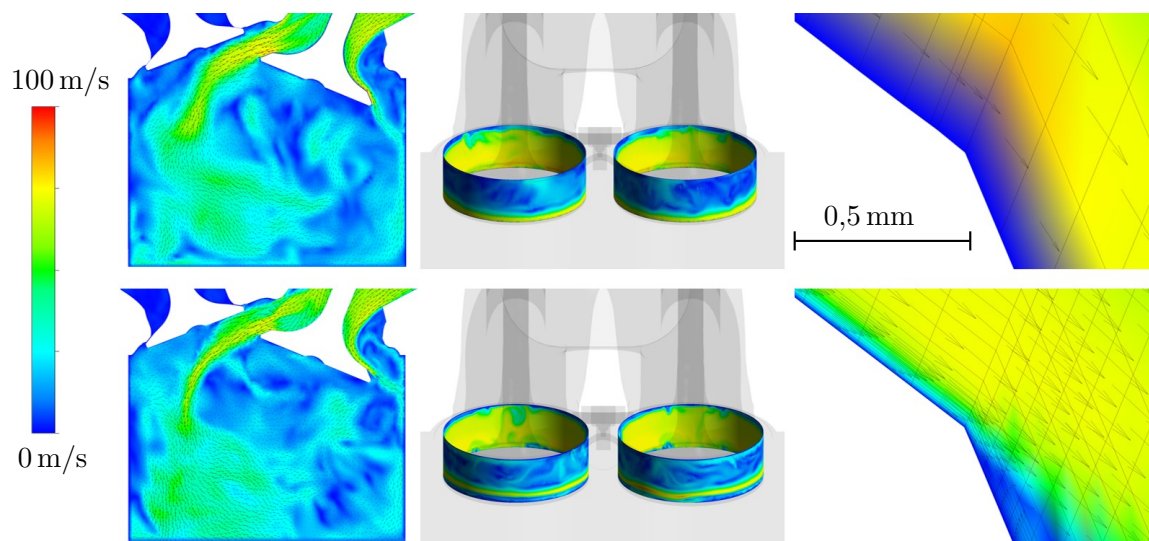


Abb. 4.16. Auswirkungen des numerischen Gitters bei Verfeinerungen im Einlassventilbereich normal zur Oberfläche auf die Strömung. Hier dargestellt ist das Strömungsfeld bei 280° KW v. ZOT im Ventilschnitt (li.), als Isoperspektive stromabwärts aus dem Einlasskanal mit zylindrischem Schnitt im Ventilbereich (mi.) und Detailansicht im Ventilschnitt (re.). Die untere Reihe zeigt die Ergebnisse des feinen Gitters. Die deutliche Beeinflussung der Strömungsablösung zeigt sich an der Ventilsitzkante, wodurch die weitere Strömungsführung im Brennraum verändert stattfindet.

[EGV⁺11b] und Kuo et al. [KYGC14] wurde bestätigt, dass zyklische Schwankungen auch bei Verwendung von Grenzschichtmodellen, wie z.B. Van-Driest Dämpfungsfunktion [VD56] o.Ä., vorausgesagt werden können. Es wird jedoch keine Aussage getroffen, ob eine Ablösung bereits vor dem Ende des Einlassventils stattfindet.

Um eine Abhängigkeit der Ergebnisse von der Auflösung der Grenzschicht im Einlassventilbereich zu untersuchen, wurden verschiedene Vernetzungsfeinheiten überprüft. Abbildung 4.16 veranschaulicht zwei Vernetzungsvarianten V1 und V2, welche sich im Wesentlichen durch eine Verfeinerung des Gitters normal zur Oberfläche der Einlassventile unterscheiden. Bei V1 beträgt die Höhe der ersten Zelle ca. 0,4 mm, während bei V2 eine Verfeinerung bis auf ca. 5 μ m durchgeführt wurde. Die Auflösung der Geschwindigkeitsgradienten ist in Abbildung 4.16 gut zu erkennen. Während sich in V2 ca. 10 Zellen innerhalb der turbulenten Grenzschicht befinden, wird diese in V1 nicht aufgelöst. Als Resultat dessen findet der Ablösevorgang an der Ventilsitzkante erst am Ende des Einlassventils statt, wodurch sich eine verspätete Strömungsablösung ergibt. Dies kann zur Folge haben, dass sich die Zylinderströmung ändert und sich z.B. die Tumblestruktur falsch ausprägt und damit qualitativ und quantitativ beeinflusst wird. In einem zylindrischen Querschnitt im Ventilsplatt (siehe Abbildung 4.16) ist deutlich zu sehen, dass dieser Effekt in einem großen Bereich zu beobachten ist.

Zusammengefasst zeigt diese Untersuchung, dass in einer finalen Vernetzung der Motorgeometrie auf eine Verfeinerung im Ventilsplatt zu achten ist, damit eine eventuelle Ablösung an der Ventilsitzkante vorausgesagt werden kann.

4.3.3 Gittererstellung und Gitterbewegung

Das für die Lösung der partiellen Differentialgleichungen als räumliche Diskretisierung benötigte Rechengitter wird mit Hilfe des ANSYS Meshing Tools erstellt, welches in der ANSYS Workbench integriert ist. Dabei wird, nach einem Import der CAD-Geometrie und notwendigen geometrischen Verbesserungen und Reparaturen der Geometrie, über das „IC Engine Tool“ eine Aufteilung der Domain in sinnvolle Unterdomains vorgenommen. Diese Unterdomains werden in einer anschließenden Vernetzung im Hinblick auf die spätere Gitterbewegung optimal räumlich diskretisiert.

Für die Bereiche der Ein- und Auslasskanäle sowie den oberen Teils des Brennraums wurde ein unstrukturiertes Tetraedernetz verwendet, welches komplizierte Geometrien optimal abbilden kann. Die Bereiche um die Ein- und Auslassventile wurden mit einer rotationssymmetrischen „Sweep“-Methode vernetzt. Diese funktioniert ähnlich einem blockstrukturierten Ansatz, bei welchem ausgehend von einer Fläche entlang einer Kante ein strukturiertes Netz erzeugt wird. Der untere Teil der Brennraums wird ebenfalls mit einem „Sweep“-Gitter versehen, um in Hinblick auf die Oberflächenbewegung des Kolbens die Gittererstellungsmethode des „Layerings“ wählen zu können, welche im späteren Verlauf des Abschnittes erläutert wird. Abbildung 4.17 veranschaulicht die wesentlichen Bereiche des verwendeten numerischen Gitters. Die Erstellung des numerischen Gitters zur Simulation innermotorischer Prozesse muss in Hinblick auf die Gitter- bzw. Oberflächenbewegung ausgerichtet sein. Die Verfahren, welche in Innenzylindersimulationen zur Kopplung der Bewegung mit dem Gleichungslöser häufig verwendet werden, können dabei in drei Kategorien unterteilt werden.

Die Gittertopologie wird von einem Zeitschritt zum nächsten aufrechterhalten und es werden nur die Knotenpunkte verschoben, ohne dass neue Zellen erstellt werden. Ab einer gewissen Laufzeit ist die Verzerrung des verwendeten Gitters so hoch, dass auf ein neues Gitter interpoliert wird (Keygrid-Methode, siehe z.B. [MT14], [TBP⁺13]). Der Vorteil dieser Methode ist, dass der Nutzer die Gitter der einzelnen Zeitabschnitte individuell erstellen kann. Somit kann auf charakteristische Besonderheiten einer transienten Strömung zu einem bestimmten Zeitpunkt Rücksicht genommen werden. Herrschen zeitlich und örtlich abhängig starke Geschwindigkeitsgradienten, kann dort eine Verfeinerung vorgenommen werden, welche zu einem späteren Zeitpunkt nicht mehr benötigt wird. Nachteil dieser Methode ist ein hoher Vernetzungsaufwand, solange keine automatisierte Vernetzungsroutine vorhanden ist. Zusätzlich muss bei geometrischen Veränderungen, wie z.B. modifizierten Ventilsteuerzeiten oder Kolbengeometrien, ein Großteil des Vernetzungsprozesses erneut durchgeführt werden.

Die zweite Methode ist eine Projektion der Außenseiten der zu untersuchenden Domain auf ein orthogonales Hintergrundgitter. Zellen, welche von der Oberfläche geschnitten werden, werden an die Oberfläche angepasst (siehe z.B. [NJL⁺14]). Vorteil ist, dass eine Gitterveränderung während der Laufzeit geschehen kann (siehe z.B. [SLA⁺13]), sodass im Vergleich zur Keygrid-Methode nur eine geringe Anzahl an Einstellungen zum Gitter notwendig ist. Die Methode kann, wie in der Arbeit von Nguyen [NPWK15], auch mit der Keygrid-Methode kombiniert werden. Nachteilig hierbei ist, dass Gitter erzeugt werden, welche nur bedingt die Auflösung von Geschwindigkeits- oder Druckgradienten in der Grenzschicht zulassen. Gitterverfeinerungen geschehen in der Regel über eine Halbierung der Kantenlänge, wodurch sich eine Achtelung des Volumens ergibt. Werden geringe Zellhöhen in der ersten Zellschicht benötigt, muss eine wiederholte Halbierung der Kantenlänge stattfinden, wodurch sich die Gesamtzellanzahl stark erhöht. Vorteil ist jedoch eine einfache Implementierung einer adaptiven Netzverfeinerung (siehe [MT14]).

Die dritte Methode ist eine Art Mittelweg. Es wird ein Ausgangsgitter erstellt, mit der

Option bei Notwendigkeit ebenfalls Keygrids zu bestimmten Zeitpunkten zu verwenden. Die Abbildung der Oberflächen- bzw. Gitterbewegung geschieht mit Hilfe verschiedener Methoden zur Manipulation des Gitters bzw. der Gittertopologie während der Laufzeit. Vorteil dieser Variante ist der geringe Vernetzungsaufwand, da im besten Fall ein einzelnes Startgitter ausreicht. Die Oberflächenbewegung geschieht über Einstellungen der dynamischen Netzanpassung im CFD-Löser. Dies hat den Vorteil, dass bei Veränderungen des Motorinnenprozesses durch z.B. neue Ventilsteuerzeiten nur die Einstellungen zur Gitterbewegung aktualisiert werden müssen. Das Startgitter kann weiter genutzt werden. Nachteil ist die nur bedingte Beeinflussung der Gitterqualität, solange keine oder nur wenige Keygrids verwendet werden. Damit liegt diese Methoden zwischen den beiden erstgenannten.

In der Regel sind in kommerziellen CFD-Lösern nicht alle Verfahren implementiert. ANSYS FLUENT ist in der Lage die erste und dritte Variante zu nutzen.

Es soll kurz auf die Methoden zur Gittermanipulation eingegangen werden, welche im Detail z.B. in [FP08] oder [ANS16b] wiederzufinden sind. Namentlich handelt es sich dabei um folgende Methoden:

- Smoothing,
- Remeshing,
- Layering.

Das Smoothing bzw. Glätten verändert in einem definierten Bereich um die zu bewegendende Zellzone bzw. Oberfläche die einzelnen Knoten auf Basis eines vorher definierten Gitterqualitätskriteriums, ohne dass sich die Gittertopologie verändert. Somit bleibt die Zellanzahl konstant. Zellen werden entsprechend den Einstellungen gestreckt bzw. gestaucht.

Das Remeshing wird aktiviert, sobald eine Zelle ein definiertes Qualitätskriterium unterschreitet. Sobald dies geschieht, wird diese Zelle markiert und der CFD-Löser versucht mit Hilfe benachbarter Zellen lokal neue Zellen zu erstellen, sodass die Zellqualitäten in einem gültigen Bereich liegen. Damit wird die Gittertopologie verändert. Diese Methode ist für starke oder komplexe Oberflächenbewegungen geeignet. In der verwendeten Software ist diese Methode nur mit Tetraederzellen möglich.

Das Layering ist eine Methode, in welcher bei einer Gitter- oder Oberflächenbewegung orthogonal zu einer Oberfläche neue Zellen in Schichten hinzugefügt oder zwei Schichten zusammengefasst werden. Diese Methode ändert somit ebenfalls die Gittertopologie und ist nur bei Hexaeder- oder Prismenzellen zulässig. Aufgrund der orthogonalen Bewegung ist die Gitterqualität sehr gut.

In dem genutzten Modell zur Simulation der Zylinderinnenströmung werden alle drei Methoden verwendet und die Einstellungen so getätigt, dass ein einzelnes Startgitter ausreicht. Im oberen Bereich des Brennraums findet ein Smoothing und Remeshing statt, um die starken Oberflächenbewegungen der Ventile und des Kolbens, insbesondere in der Ventilüberschneidungsphase, abbilden zu können. Im Ventiltellerbereich sowie im unteren Brennraum wird die Layering Methode angewandt.

4.3.4 Modellannahmen und Randbedingungen

Modellannahmen

Der Zeitbereich des Ventilöffnens und -schließens sowie die Handhabung der Trennung zwischen Ein- und Auslasskanal und Brennraum stellt bei einer Innenzylindersimulation

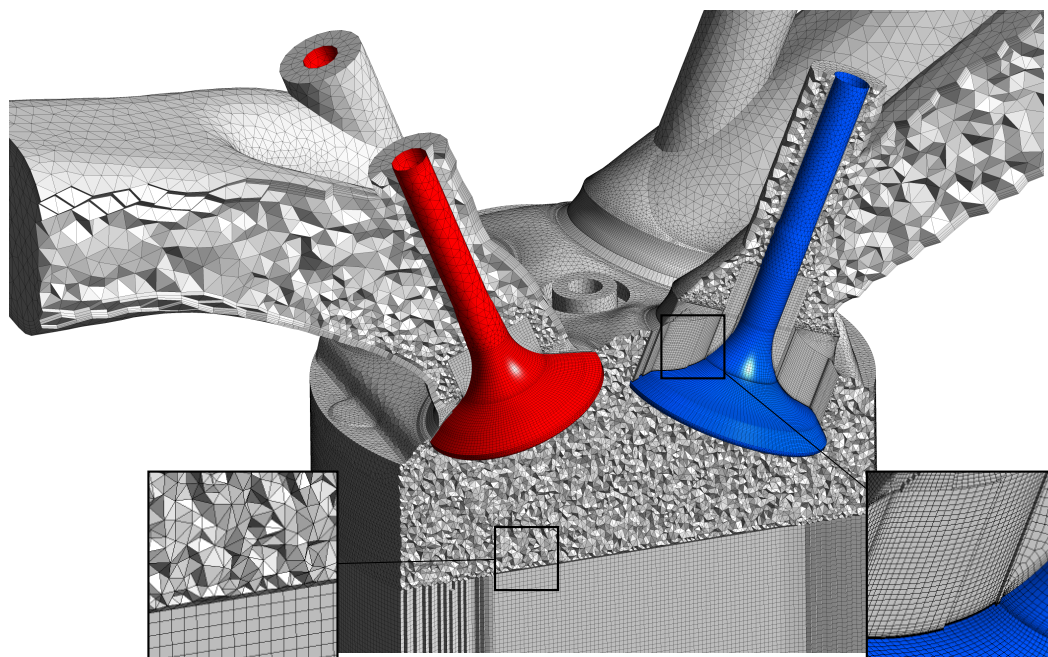


Abb. 4.17. Darstellung des erstellten numerischen Gitters während der Ansaugphase mit geöffnetem Einlassventil. Es wurde ein hybrider Vernetzungsansatz gewählt, da der verwendete CFD-Löser im oberen Teil des Brennraums komplexe Topologieänderungen durchführt. Normal zur Oberfläche des Einlassventils wurde eine Verfeinerung durchgeführt, um Geschwindigkeits- und Druckgradienten aufzulösen. Das Gitter bewegt sich mit 3,6 bis 6,3 Millionen Zellen im Bereich der verwendeten Gittergrößen aktueller Forschungsgruppen.

eine Herausforderung dar. Die verwendete Methodik wird im Folgenden kurz vorgestellt. In den Zeiträumen, in welchen die jeweiligen Ein- bzw. Auslassventile geschlossen sind, besteht die Möglichkeit die sich anschließenden Ein- bzw. Auslasskanäle nicht explizit aufzulösen, da häufig nur Informationen im Brennraum relevant sind. Dies verringert den Rechenaufwand, da das zu lösende Gleichungssystem aufgrund verringerter Zellanzahlen kleiner ist. Da für die LES die Strömung im Ein- und Auslasstrakt des vorangehenden Zyklus Auswirkungen auf die Innenzylinderströmung des nachfolgenden Zyklus haben kann, werden diese Bereiche jedoch während der gesamten Simulation mit berücksichtigt.

Während ein Ventil geschlossen ist, tritt kein Massenfluss im Ventilspalt auf. Dies wird in der Simulation über eine Schnittstelle (Interface) definiert, welche bei geschlossenem Ventil als Wand agiert. Sobald das Ventil als offen betrachtet wird, werden sämtliche Flüsse zugelassen. Dies eröffnet die Möglichkeit, eine bestimmte Mindestanzahl an Zellen im Ventilspalt zu jedem Zeitpunkt zu garantieren, um eine An- und Abgliederung des Ein- bzw. Auslasstraktes zu ermöglichen, ohne topologische Veränderungen am Netz vornehmen zu müssen. Die Ventile verharren im geschlossenen Zustand in einem bestimmten Minimalhub. Dies bedeutet, dass der Querschnitt des Ventilspaltes abhängig vom Drehwinkel der Kurbelwelle (in ° KW) im numerischen Modell Werte zwischen einer vorbestimmten Minimalweite (z.B. 0,2 mm) und des maximalen Wertes der Ventilerhebungskurve (z.B. 9 mm) annimmt. Die originalen Ventilerhebungskurven, wie sie am Transparentmotor appliziert wurden, sind der Abbildung 4.18 zu entnehmen.

Der Zeitpunkt des Ventilöffnens (VÖ) wird über eine Analyse der realen Ventilspaltquerschnittsflächen vor und nach VÖ iterativ berechnet. Abbildung 4.18 veranschaulicht die

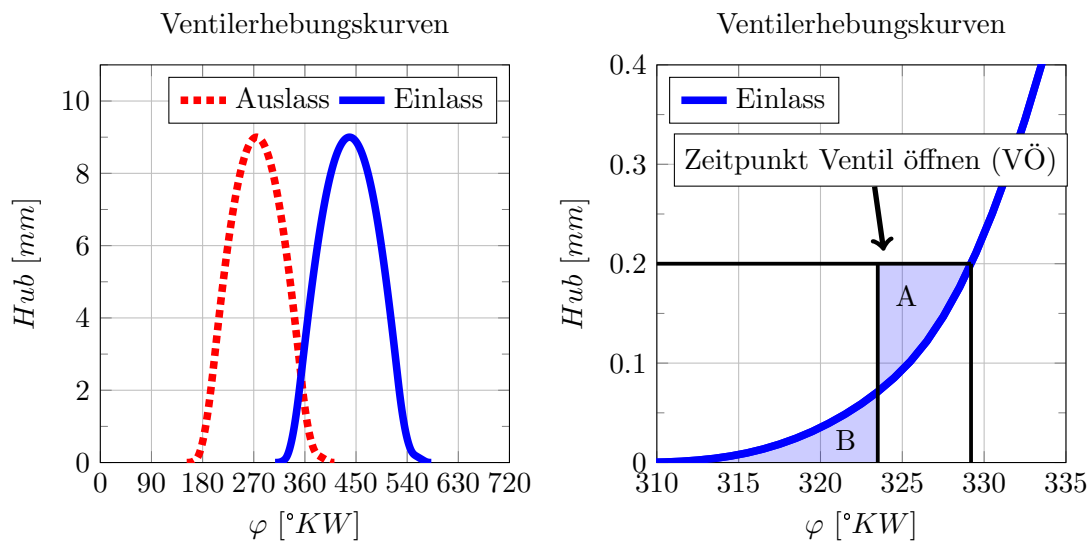


Abb. 4.18. Darstellung der verwendeten Ventilerhebungskurven (li.) und die schematische Darstellung des im Modell veränderten Ventilhubes zum Zeitpunkt des Einlassventilöffnens (re.). Die numerische Schnittstelle öffnet erst, wenn die Flächen unter bzw. über der Ventilerhebungskurve identisch sind. Der Minimalhub (0,2 mm) wird so lange gehalten, bis die Ventilerhebungskurve höhere Werte annimmt. Ein analoges Verhalten ergibt sich beim Ventilschließen.

Vorgehensweise anhand der Einlassventilöffnung. Bei folgenden Annahmen:

- Vernachlässigung von Druckverlusten,
- konstante Druckdifferenz vor und nach dem Ventil,
- konstante Gasdichte und Temperatur

ist der Massenfluss über das Ventil proportional zur Querschnittsfläche im Ventilspalt. Die Querschnittsfläche ist eine zylindrische Oberfläche und somit direkt proportional zum Ventilhub. Der Modellfehler ist dann minimal, wenn das Integral aus Ventilhub über den Kurbelwinkel nach VÖ, in Abbildung 4.18 veranschaulicht durch Fläche A, genau dem Integral vor VÖ entspricht, dargestellt durch Fläche B. Da ein Massenfluss sofort nach VÖ eintritt, muss das entsprechende Gitter im Ventilspalt so ausgelegt sein, dass eine Konvergenz der Lösung gewährleistet wird.

Auf eine Auflösung des Feuerstegs in Verbindung mit einer Modellierung des Blowby wird verzichtet, da der Einfluss auf die Strömung als sehr gering begutachtet und lediglich eine Änderung des Druckes im Bereich um den Zünd-OT erwartet wird (siehe u.A. [RKDP11] und [FLHMR08]). Es erfolgte eine Anpassung des Verdichtungsverhältnisses ϵ von 7,2 auf 7,0, um im Referenzbetriebspunkt bei $n = 2000$ 1/min und 1 bar mittlerem Ansaugdruck einen nahezu identischen Druckverlauf zu generieren. Da Druck und Temperatur über die thermische Zustandsgleichung des idealen Gases miteinander korrelieren und die Temperatur einen entscheidenden Einfluss auf die Verdampfung ausübt, wird erwartet, dass dieses Vorgehen die Aussagekraft bezüglich der Verdampfungsprozesse entscheidend verbessert.

Start- und Randbedingungen

In Abbildung 4.19 sind die verwendeten Druckrandbedingungen für die drei untersuchten Betriebspunkte dargestellt, welche in Tabelle 4.6 näher erläutert sind. Die Druckkurven sind zur besseren Darstellbarkeit als zyklengemittelte Werte abgebildet, deren Basis jeweils 200 Einzelzyklen sind. Die Standardabweichung liegt deutlich unter 5 mbar für die Betriebspunkte 1 und 3, bei Betriebspunkt 2 aufgrund der geringeren Druckverhältnisse zwischen Ein- und Auslasskanal sogar unter 1,2 mbar. Die Daten stammen aus Messungen am 1-Zylinder Forschungsmotor und wurden mit Hilfe einer Niederdruckindizierung aufgenommen. Die Druckwerte der Einzelzyklen werden den Ein- und Auslassflächen aufgeprägt, sodass pro simuliertem Zyklus jeweils individuelle Druckrandbedingungen vorliegen. Weitere Start- und Randbedingungen sind in Tabelle 4.5 zusammengefasst und wurden experimentellen Daten oder Voruntersuchungen mit Hilfe von URANS Simulationen entnommen.

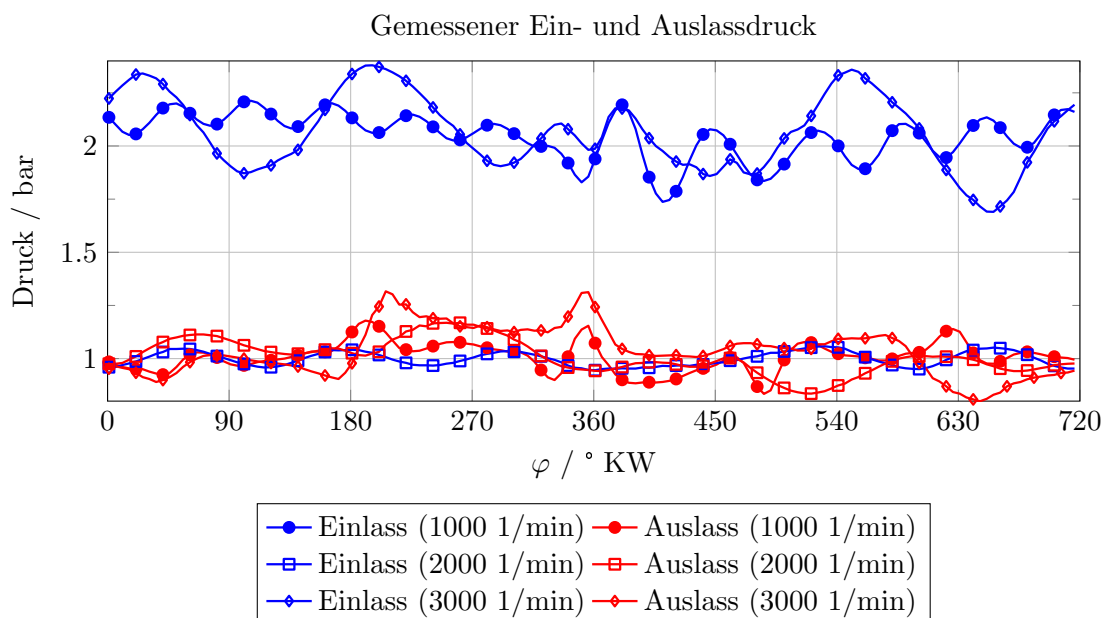


Abb. 4.19. Am Transparentmotor gemessene Ein- und Auslassdrücke für die in Tabelle 4.6 beschriebenen Betriebspunkte. Dargestellt sind jeweils zyklengemittelten Druckkurven aus 200 Zyklen.

Die Initialisierung der zur Validierung herangezogenen Zyklen geschieht über eine Aufprägung betriebspunktspezifischer, homogen verteilter Anfangsbedingungen in der zu untersuchenden Domain (siehe Tabelle 4.5). Anschließend wird ein Zyklus unter Verwendung eines RANS- $k-\omega$ -SST Turbulenzmodells simuliert, bevor zeitlich parallel laufende individuelle Multizyklensimulationen unter Verwendung des SAS Modells gestartet werden. Der jeweils erste SAS Zyklus wird in der Auswertung nicht berücksichtigt, um Unabhängigkeit von den Startbedingungen zu erhalten. Die Wirksamkeit dieses Vorgehens wird mit den in Kapitel 4.1 vorgestellten Ergebnissen begründet. Die Multizyklensimulationen umfassen jeweils 5 Zyklen, welche zur Auswertung berücksichtigt werden. Die Anzahl an Multizyklensimulationen wird so gewählt, dass die in Tabelle 4.6 aufgelistete Anzahl an Zyklen pro Betriebspunkt erreicht wird (siehe Theile et al. [THT⁺16]). Die Anzahl ergibt sich als Optimum aus verfügbaren Rechen- und Speicherressourcen und zur Verfügung stehender Zeit.

Tab. 4.5. Start- und Randbedingungen der Validierungsrechnungen nach Tabelle 4.6

Name	T [K]	u [m/s]	p [bar]	k [m ² /s ²]	ω [1/s]
Einlass	303	* ¹	* ²	TI = 5 %	$D_{Hydr} = 0.038 m$
Auslass	313	* ¹	* ²	TI = 5 %	$D_{Hydr} = 0.032 m$
Einlasskanal	303	Haftbedingung		* ¹	
Auslasskanal	303	Haftbedingung		* ¹	
Zylinderkopf	363	Haftbedingung		* ¹	
Auslassventile	363	Haftbedingung		* ¹	
Einlassventile	363	Haftbedingung		* ¹	
Laufbuchse	363	Haftbedingung		* ¹	
Kolben	383	Haftbedingung		* ¹	
Startb. Einlass	303	0	* ²	1	2000
Startb. Auslass	313	0	* ²	2	2500
Startb. Brennraum	673	0	16 bzw. 32* ³	20	10000

*¹ Keine direkten Angaben*² Experimentelle Daten*³ Berechnet aus polytroper Kompression mit 1 bzw. 2 bar Initialdruck

4.3.5 Validierung

Die Validierung des Teilmodells „kalte Strömung“ (von hier an kS-Modell genannt) geschieht im ersten Schritt anhand des Brennraumdrucks, welcher am Transparentmotor über ein Indiziersystem experimentell bestimmt wurde. Im zweiten Schritt werden Daten aus einer High Speed Particle Image Velocimetry Messkampagne verwendet. Es werden mittlere Geschwindigkeiten und Standardabweichungen der Geschwindigkeitskomponenten verglichen. Zusätzlich werden Trajektorien charakteristischer turbulenter Strukturen, z.B. der Verlauf des Tumble-Kerns, verglichen. Es werden insgesamt drei Betriebspunkte zur Validierung herangezogen (siehe Tabelle 4.6). Der Fokus liegt auf Betriebspunkt BP 2, weshalb hier eine höhere Anzahl an Zyklen simuliert wird.

Tab. 4.6. Parameter der simulierten Betriebspunkte

Name	Drehzahl min^{-1}	mittlerer Ansaugdruck bar	n_{Zyklen} –
BP 1	1000	2	10
BP 2	2000	1	30
BP 3	3000	2	10

Validierung mit Daten einer Hochdruckindizierung

Zunächst werden die Verläufe des Innenzylinderdrucks verglichen. Die Messungen stellen dabei zyklengemittelte Werte des Innenzylinderdrucks am piezoelektrischen Sensor dar. Die Zyklenanzahl beträgt 200. Die Ergebnisse aus der Simulation entsprechen massengewichteten,

volumengemittelten Werten des Brennraumdrucks. Die Anzahl der Zyklen ist Tabelle 4.6 zu entnehmen.

In Abbildung 4.20 sind die Druckkurven über jeweils 720° KW dargestellt. Beginnend beim Öffnen der Einlassventile (EÖ) bei ca. 320° KW ist in allen Betriebspunkten eine gute Übereinstimmung der Brennraumdrücke im Ladungswechsel zu beobachten. In BP 1 sind nach EÖ aufgrund der hohen Druckdifferenz zwischen Einlasstrakt und Brennraum Druckschwingungen im Experiment zu erkennen. Diese können von der Simulation nachgebildet werden. In BP 2 und BP 3 sind solche Druckschwingungen nicht derart ausgeprägt vorhanden, die Übereinstimmung zwischen Simulation und Experiment ist jedoch ebenfalls sehr gut.

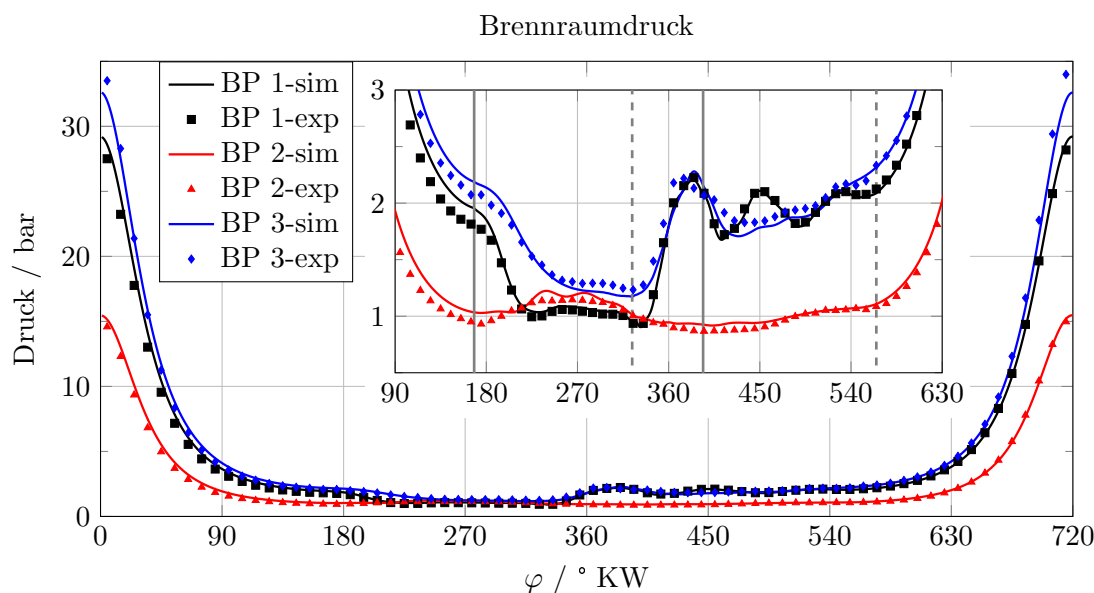


Abb. 4.20. Vergleich des Innenzylinderdruckes zwischen Experiment und Simulation in drei repräsentativen Betriebspunkten. Es herrscht insgesamt eine sehr hohe Übereinstimmung, insbesondere in der Ladungswechselphase, was durch die Wiedergabe der Druckschwingungen in BP 1 zu erkennen ist. Die Qualität der Übereinstimmungen im restlichen jeweiligen Zyklus lässt darauf schließen, dass integrale Größen sehr gut wiedergegeben werden können und globale Größen, wie z.B. die Zylinderfüllung, nahe dem Experiment sind. Die Ventilsteuerzeiten sind mit einer durchgezogenen Linie (Auslassventile) und gestrichelten Linie (Einlassventile) gekennzeichnet.

Nach dem Schließen der Einlassventile (ES) bei ca. 560° KW ist die durchschnittliche, mittlere Druckdifferenz zwischen Simulation und Experiment geringer als 25 mbar. Dies ist ein Indiz dafür, dass die Ladungsmasse annähernd identisch ist. Aufgrund der Anpassung des Verdichtungsverhältnisses und unbekanntener Informationen bezüglich räumlicher Verteilung und zeitlichem Verlauf von Bauteiltemperaturen, welche über Wandwärmeübergang die Gastemperaturen und damit die Gasdichte beeinflussen können, besteht trotz des korrekten Druckes die Möglichkeit von Differenzen in der Ladungsmasse. Die möglichen Fehlerquellen werden jedoch als gering und damit vernachlässigbar eingestuft, da, wie in folgendem Absatz erläutert, der Einfluss der Ladungsmasse auf das Geschwindigkeitsfeld nur sehr gering ist.

Während der Kompressionsphase driften die Druckkurven von Experiment und Simulation bis zum ZOT leicht auseinander. In der Nähe des oberen Totpunktes sind damit in allen drei Betriebspunkten geringe Abweichungen zwischen Simulation und Experiment zu

beobachten. Diese resultieren aus dem Verlust von Brennraumgasmasse im Motorbetrieb, dem Blowby. Aufgrund der geometrischen Anpassung der Kolbenposition im OT, um in BP 2 die Differenz im Spitzendruck von Simulation und Experiment zu minimieren, sind in den beiden Betriebspunkten BP 1 und BP 3 erwartungsgemäß höhere Abweichungen vorhanden. Während eine Überschätzung des Druckes in BP 1 vorhanden ist, wird ein zu geringer Spitzendruck in BP 3 vorausgesagt. Dies ist ein Resultat aus den unterschiedlichen Drehzahlen, da der entstehende Blowbymassenstrom aufgrund der Druckdifferenz eine Funktion der Zeit ist und die Motordrehzahl damit direkten Einfluss hat. Die dargestellten Ergebnisse entsprechen daher den Erwartungen. Die Auswirkungen einer geringen Druckdifferenz soll nach [FLHMR08] und [RKDP11] nahezu keinen Einfluss auf das Strömungsfeld im Brennraum haben. Dies ist im Einklang mit Untersuchungen, in welchen ein negativer Massenquellterm mit transientem Verlauf als Funktion der Druckdifferenz zwischen Kurbelwellengehäuse und Brennraum aufgeprägt wurde. Bei einem maximalen Blowby von 5 % wurden nahezu keine Einflüsse auf das Strömungsfeld beobachtet.

In der Expansionsphase von ZOT bis ca. 180° KW ist zu erkennen, dass der gemessene Innenzylinderdruck bereits kurz nach ZOT unterhalb der Simulation liegt. Dies ist im Einklang mit den oben erwähnten Blowbyverlusten. Nach Öffnung der Auslassventile bei ca. 170° KW zeigt sich, dass der sich einstellende Innenzylinderdruck gut mit den experimentellen Daten übereinstimmt.

Insgesamt wird die Übereinstimmung von Simulation und Experiment als sehr gut eingestuft.

Validierung mit Daten von High Speed PIV Messungen

Die Validierung des kS-Modells mit HS-PIV Messergebnissen findet zunächst unter Verwendung zyklusgemittelter Daten statt. Es werden Strömungsfelder zu unterschiedlichen Kurbelwellenpositionen für den Betriebspunkt bei $n = 2000$ 1/min und 1 bar mittlerem Ansaugdruck verglichen.

Um Aussagen zur globalen Qualität des Simulationsmodells zu treffen, wird in den Messebenen des Mittel- und Ventilschnitts (vergleiche Abbildung 4.12 erste und zweite Messebene von links) auf die Zeitpunkte bei 270, 180 und 90° KW v. ZOT eingegangen. Damit sind Aussagen zum Einströmvorgang und eine Bewertung der charakteristischen Tumbleströmung möglich.

In Abbildung 4.21 sind die zyklusgemittelten Geschwindigkeitsfelder dargestellt, berechnet aus den beiden Komponenten des Geschwindigkeitsvektors tangential zur Messebene. Aufgrund von Reflexionen des verwendeten Lasers an Brennraumwänden und Ventilen wurden Bereiche in Wandnähe ausgeschnitten, um einen Vertrauensbereich mit geringem Fehler darzustellen. Angaben zur Messgenauigkeit belaufen sich auf Herstellerangaben und konnten durch die Experimentatoren nicht näher quantifiziert werden. Im dargestellten Bereich sind lediglich die Eckbereiche mit einem höheren Signal-zu-Rausch Verhältnis versehen und werden in der Auswertung gesondert berücksichtigt.

Ein Vergleich zwischen Simulation und Experiment in der mittleren Schnittebene zeigt insgesamt eine sehr gute Übereinstimmung. In der frühen Einlassphase bei 270° KW v. ZOT sagt die Simulation eine geringfügig höhere Geschwindigkeit im Bereich des Einlassstroms voraus. Dies wurde in allen untersuchten Betriebspunkten beobachtet. Die Ursache kann mit den hohen Geschwindigkeitsfluktuationen der Seedingpartikel stromabwärts beider Einlassventilspalte begründet werden. Es kann vorkommen, dass Seedingpartikel aufgrund der hohen Geschwindigkeitskomponente normal zur Messebene vom optischen Messsystem nicht erfasst werden. Da in der Simulation nicht alle turbulenten Fluktuationen aufgelöst

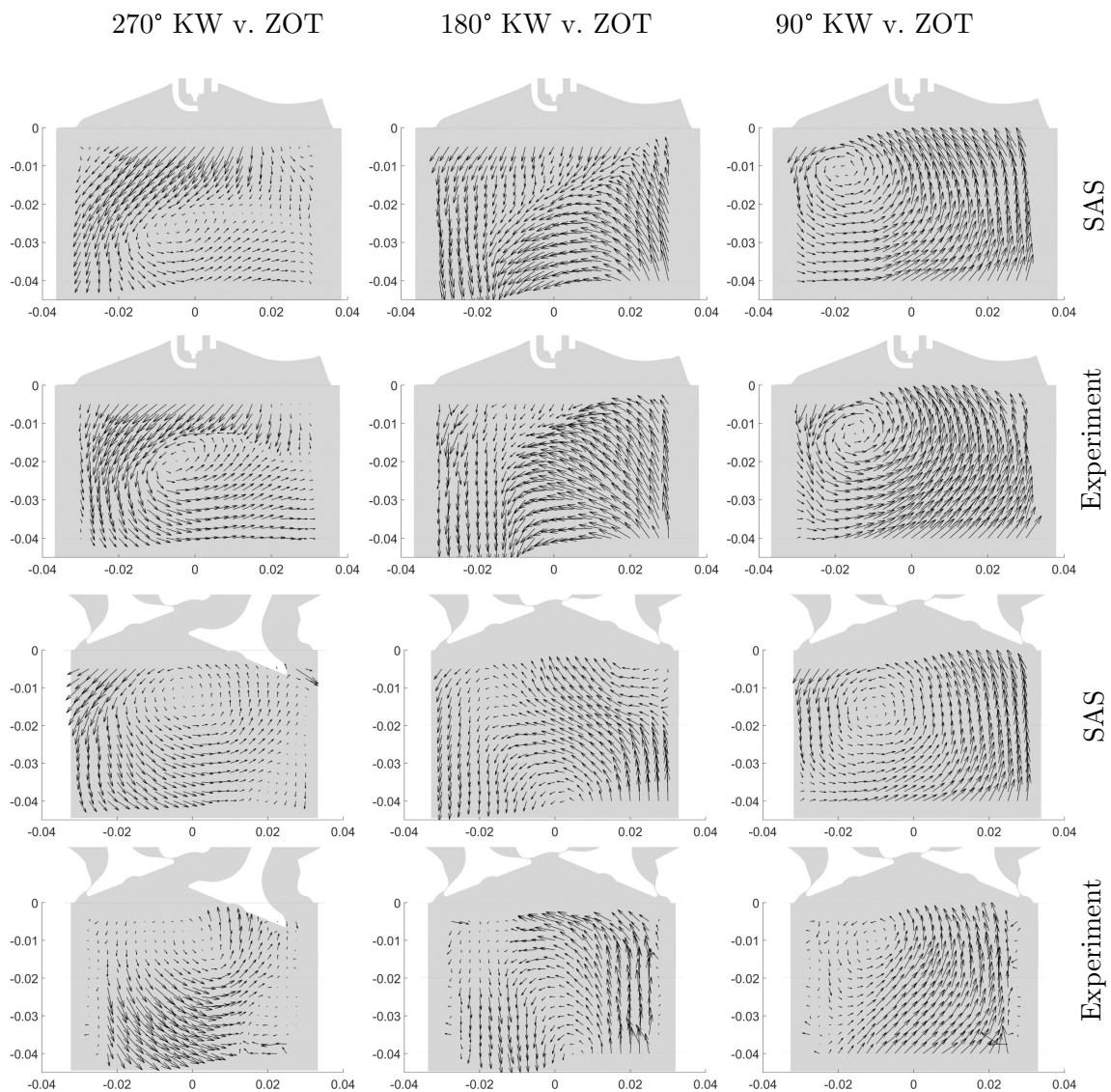


Abb. 4.21. Zyklengemittelte Geschwindigkeitsfelder bei 270, 180 und 90° KW v. ZOT dargestellt in der mittleren Messebene (oberen zwei Reihen) und in der Ventilschnittebene (unteren zwei Reihen) für den Betriebspunkt bei $n = 2000 \text{ 1/min}$ und 1 bar mittlerem Ansaugdruck. Die globalen Strömungsfelder und die Ausbildung der charakteristischen Tumblestruktur stimmen sehr gut überein.

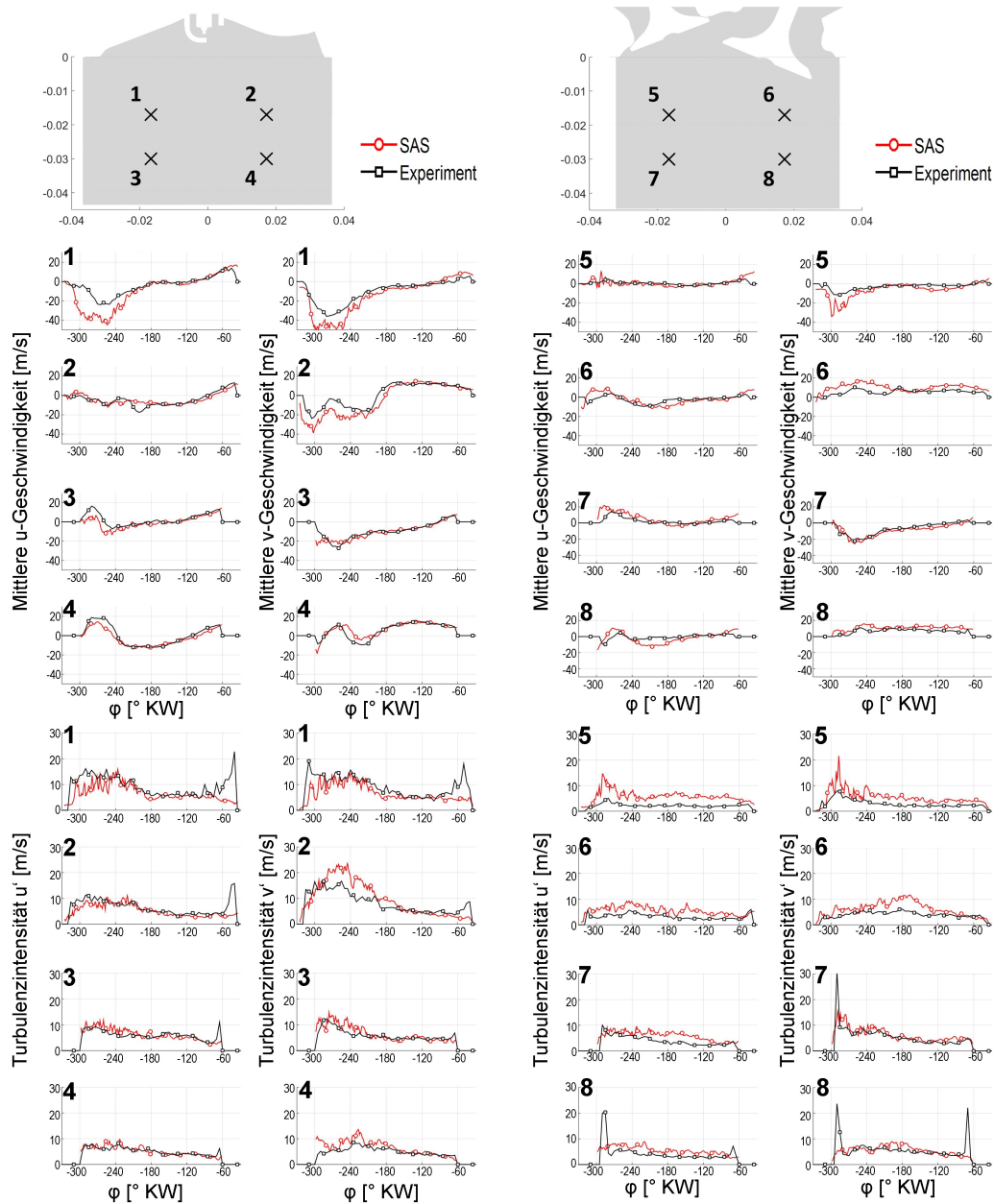


Abb. 4.22. Zyklengemittelte Geschwindigkeitskomponenten sowie deren Standardabweichungen in den dargestellten vier Punkten der jeweiligen Messebene (links Mittelschnitt, rechts Ventilschnitt). Die Übereinstimmung ist insgesamt sehr gut. Abweichungen entstehen lediglich durch die bereits in Abbildung 4.21 diskutierten unterschiedlichen Trajektorien des Tumblewirbels in Simulation und Experiment.

werden, sondern gerade in der Einlassphase ein beträchtlicher Anteil modelliert wird, kann dies zu Differenzen zwischen gemessenen und simulierten zyklusgemittelten Geschwindigkeiten kommen. Zusätzlich findet im Ventilspalt eine starke Beschleunigung der Strömung statt. Die Massenträgheit der Seedingpartikel verursacht damit zusätzlich eine Differenz, welche ebenfalls dafür sorgt, dass die gemessenen Geschwindigkeiten geringer sind, als die tatsächlichen. Sollten zu späteren Zeitpunkten (z.B. in der Kompressionsphase) die Geschwindigkeiten besser übereinstimmen, bestätigt dies die Hypothese, dass das kS-Modell die kalte Strömung gut abbildet und Unterschiede zu Beginn der Einlassphase lediglich aufgrund von Unsicherheiten auf Seiten des Messsystems entstehen. Insgesamt wird die Übereinstimmung in der Einlassphase dennoch als gut eingestuft. Ein Vergleich von PIV Messungen und Simulationen unter Verwendung des SAS Modells in [Imb09] korrelieren mit der Qualität der Ergebnisse dieser Arbeit.

Bereits bei 270° KW v. ZOT ist die Entwicklung des Tumblekerns zu erkennen, welcher sich bei 180° KW v. ZOT weiter ausgeprägt hat und im unteren rechten Bereich des Brennraums, außerhalb des Sichtbereiches des Experiments vermutet wird. Das abgebildete rotatorische Geschwindigkeitsfeld oberhalb des Tumblekerns zeigt in Simulation und Experiment starke Übereinstimmungen. Im weiteren Verlauf bewegt sich die Tumblestruktur bis zum Zeitpunkt bei 90° KW v. ZOT in Simulation und Experiment sehr ähnlich und befindet sich zum dargestellten Zeitpunkt auf einer nahezu identischen Position. Zusammenfassend wird die Übereinstimmung zwischen Simulation und Experiment in der mittleren Messebene damit als sehr gut eingestuft.

Bei Betrachtung des Ventilschnitts sind bei 270° KW v. ZOT im oberen linken Bereich Unterschiede bezüglich des Betrags der Geschwindigkeit zu erkennen, welche jedoch auf die geringe Qualität des Messsignals in diesem Bereich zurückgeführt werden. Die Verwirbelung im Bereich unter dem Einlassventil ist klar zu erkennen, welche die Entstehung des Tumbles in dieser Messebene anzeigt. Bei 180° KW v. ZOT wird die Lage des Tumblekerns im Experiment sowie in der Simulation an einer ähnlichen Position vermutet. Analog zur mittleren Messebene kann lediglich der Bereich oberhalb dieses Tumblezentrums dargestellt werden, welcher jedoch im Vergleich zwischen Simulation und Experiment große Gemeinsamkeiten aufweist. Eine sehr hohe Ähnlichkeit des Vektorfeldes ist ebenfalls bei 90° KW v. ZOT zu erkennen, wodurch die gesammte Übereinstimmung in der Ventilschnittebene als sehr gut eingestuft wird.

In Abbildung 4.22 sind die zyklusgemittelten Geschwindigkeitskomponenten in den vorgestellten Messebenen sowie deren Standardabweichung über den Kurbelwellenwinkel dargestellt. In der mittleren Messebene (links) ist zu erkennen, dass vom kS-Modell in den Punkten 1 und 2 eine leicht höhere negative u- bzw. v-Geschwindigkeit im Zeitbereich der Ansaugphase von ca. 320 bis 180° KW v. ZOT vorhergesagt wird. Dies steht im Einklang mit den vorherig diskutierten Ergebnissen. Die Geschwindigkeitsfluktuationen sind jedoch auf einem ähnlichem Niveau, zu erkennen an der Standardabweichung. In den restlichen Punkten und Zeitbereichen ist eine sehr gute Übereinstimmung in den mittleren Geschwindigkeiten sowie deren Fluktuationen qualitativ sowie quantitativ zu erkennen. Die beobachteten Geschwindigkeitsfluktuationen zum Ende der Kompressionsphase auf Seite der experimentellen Daten sind durch die Qualität der PIV Aufnahmen durch die Kolbennähe zu erklären und werden daher von dem kS-Modell nicht wiedergegeben. Dieser Effekt ist ebenfalls in der Ventilschnittebene (rechts) zu erkennen.

Bei Betrachtung der Ventilschnittebene ist eine ähnlich gute Übereinstimmung zwischen Simulation und Experiment zu beobachten. In Punkt 5 und 6 sind lediglich leichte Differenzen in den zyklusgemittelten Geschwindigkeiten während der Ansaugphase vorhanden. Die Geschwindigkeitsfluktuationen werden in dem kS-Modell in Punkt 5 und 6 leicht überschätzt.

Diese Unterschiede lassen sich zum Einen durch die Qualität der PIV Messung erklären. Reflexionen des Lasers an den Ventilen beeinflussen die Ergebnisse der Auswertalgorithmen. Dies ist an der hohen Anzahl fehlender Geschwindigkeitsvektoren in diesem Bereich zu erkennen. Dies lässt die Vermutung nahe, dass die Punkte 5 und 6 am Rand des Vertrauensbereichs der PIV Messebenen liegen. Zum Anderen lassen sich Unterschiede zwischen Simulation und Experiment auf die unterschiedlichen Positionen der Tumblezentren von Simulation und Experiment in dieser Messebene zurückführen, wodurch starke Abweichungen in den Geschwindigkeitskomponenten in einzelnen punktuellen Koordinaten entstehen können. In den restlichen Punkten und Zeiträumen sind nur sehr geringe Unterschiede vorhanden. Insgesamt ist die Übereinstimmung in der Ventilschnittebene als sehr gut einzustufen.

Der bisher dargestellte Vergleich bestätigt die gute Vorhersagekraft des kS-Modells bezüglich der transienten Innenzylinderströmung. Es wurde jedoch auf eine Diskrepanz bezüglich des zeitlichen Verlaufs des Tumbles hingewiesen. Aufgrund der Relevanz der Tumbleströmung für die Gemischbildung wird in Abbildung 4.23 die Trajektorie des Tumblekerns dargestellt. Die Berechnung geschieht mit Hilfe des Γ_1 -Kriteriums (siehe Kapitel 3.4). Dargestellt ist jeweils das lokale Maximum sowie der Bereich eines Γ_1 -Wertes größer als 0,5. Die dargestellten Trajektorien werden in der Ansaugphase, von 280 bis 200° KW v. ZOT, sowie in der Kompressionsphase, von 160 bzw. 140 bis 40° KW v. ZOT, jeweils in der in Abbildung 4.22 oben gezeigten Schnittebenen dargestellt.

Es ist zu erkennen, dass sich die Positionen des Tumblekerns stark ähneln und der charakteristische Verlauf über die Ansaug- und Kompressionsphase als eine kreisförmige Bewegung im Uhrzeigersinn in Simulation und Experiment vorhanden ist. Im Mittelschnitt ist zu erkennen, dass ein Versatz des Tumblekerns von ca. 10 mm in der Ansaugphase vorliegt. Eine Betrachtung der Bereiche mit Γ_1 -Werten größer 0,5 zeigt jedoch, dass eine Überlappung dieser Bereiche aufgrund der breit gezogenen Ausdehnung vorhanden ist. Die dennoch vorhandenen Differenzen sind ein Resultat der bereits diskutierten Abweichungen des Strömungsfeldes in Simulation und Experiment. Im weiteren Verlauf der Ansaugphase konvergieren die Tumblezentren in beiden Fällen jedoch in den unteren, rechten Bereich des Brennraums. Im Ventilschnitt sind derartige Abweichung nicht so stark ausgeprägt. Während der Kompressionsphase herrscht eine gute Übereinstimmung im Mittel- und Ventilschnitt. Es ist zu erkennen, dass die Tumblezentren im Bereich von ca. 80 bis 40° KW v. ZOT einen Richtungswechsel zur Einlassseite verrichten. Dies ist in Simulation und Experiment zu erkennen und kann als charakteristisches Verhalten angesehen werden. In [JWBK16] wird in experimentellen Untersuchungen sowie in Large Eddy Simulationen ein nahezu identisches Verhalten präsentiert, was die Plausibilität der hier dargestellten Ergebnisse stärkt.

Qualität der Simulationsergebnisse

Ein Vergleich zwischen der modellierten und aufgelösten turbulenten kinetischen Energie (TKE) zeigt, dass in der späten Einlassphase und während der Kompressionsphase der Anteil an aufgelöster TKE (TKE_{res}) größer als 80 % in weiten Teilen des Brennraums ist (siehe Abbildung 4.24). Dies wird oftmals als Qualitätskriterium einer LES angesehen (siehe z.B. [Pop01]). Die hier dargestellte aufgelöste TKE wurde aus den Geschwindigkeitsfluktuationen berechnet, welche über die zyklengemittelten Geschwindigkeitskomponenten ermittelt wurden. Aufgrund der schwierigen Unterscheidung zwischen großskaligen Schwankungen und turbulenten Fluktuationen (siehe z.B. [BHH16]) sind mit dieser Methodik sämtliche Fluktuationen in der berechneten aufgelösten TKE erhalten. Dies ändert jedoch nichts an der Tatsache, dass ein großer Anteil der turbulenten Schwankungen aufgelöst wird, welcher

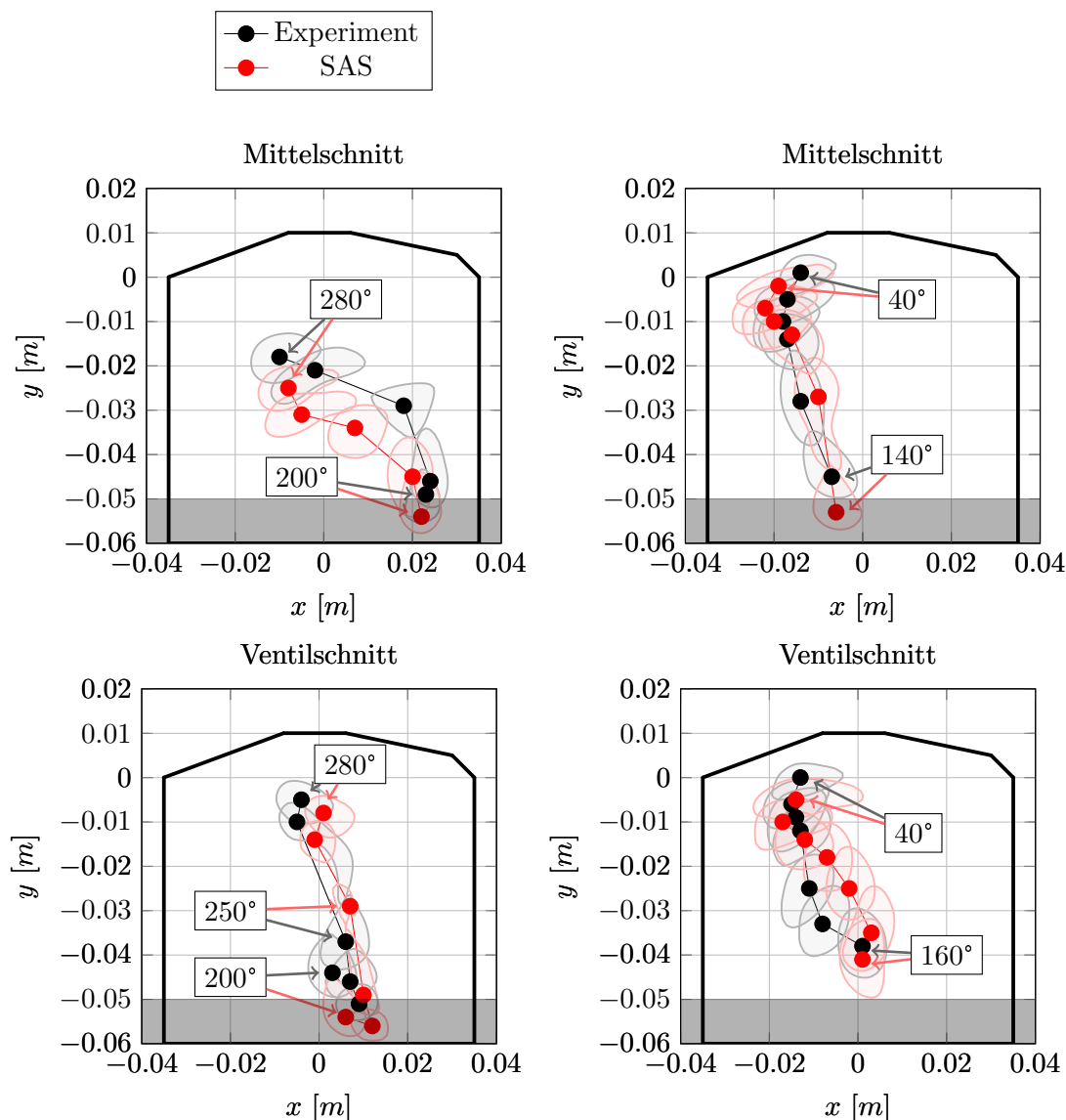


Abb. 4.23. Visualisierung der Trajektorie des Tumblekerns im Betriebspunkt bei $n = 2000 \text{ 1/min}$ und 1 bar mittlerem Ansaugdruck. Dargestellt sind die mit Hilfe des Γ_1 -Kriteriums detektierten Tumblezentren sowie die Bereiche, in welchen $\Gamma_1 > 0.5$ ist. Die Angaben des Kurbelwinkels beziehen sich auf den Winkel vor ZOT. Der zeitliche Verlauf ist in großen Teilen sehr ähnlich. Nennenswerte Abweichungen sind lediglich in der Ansaugphase vorhanden. Bei 200° KW v. ZOT konvergieren die Tumblezentren des Experiments und der Simulation gleichermaßen in den unteren rechten Teil des Brennraums. Insgesamt ist die Übereinstimmung sehr gut.

weit über den Werten typischer (U)RANS Simulationen liegt.

In Abbildung 4.24 ist zu erkennen, dass der obere Bereich des Brennraums einen höheren Anteil an TKE auflöst. Dies ist ein Resultat des hybriden Gitters, welches in diesem Teil als Tetraedergitter ausgeführt wurde (vergleiche Abbildung 4.17). Durch das leicht geringere Volumen gegenüber den Hexaederzellen im unteren Bereich des Brennraums kann durch eine geringere turbulente Viskosität ein höherer Anteil an turbulenten Schwankungen aufgelöst werden. Während der Ansaugphase ist die Auflösung des einströmenden Strahls etwas geringer. Aufgrund des adaptiven Verhaltens des SAS Turbulenzmodells ist dies jedoch nur ein lokaler Effekt. Dieses Verhalten bestätigt des Weiteren die Vorteile des SAS Turbulenzmodells als global einsetzbares skalenauflösendes Turbulenzmodell.

Zusammenfassend kann gesagt werden, dass genügend Turbulenz aufgelöst wird und die Vorhersage zyklischer Schwankungen des Strömungsfeldes mit diesem kS-Modell möglich ist.

Des Weiteren wird in Abbildung 4.24 die mittlere CFL Zahl zu den gleichen Kurbelwellenpositionen dargestellt. Es ist zu erkennen, dass im Mittel eine CFL Zahl zwischen 0 und 1 im Brennraum vorliegt. Lediglich in der Ansaugphase ist ein höherer Wert von ca. 2 im Einlassstrom vorhanden. Dies bedeutet, dass während eines Großteils der Simulationszeit und im großen Bereich des Brennraums die örtliche Auflösung in Kombination mit der Zeitschrittweite ein optimales Verhältnis bildet, sodass die örtliche Auflösung gut ausgenutzt wird. Dies steht im Einklang mit den Darstellungen der aufgelösten TKE.

Eine Betrachtung der Zyklenkonvergenz nach Gleichung 3.61 bezüglich der Absolutgeschwindigkeit, dargestellt in Abbildung 4.24, zeigt, dass sich die volumengemittelte Änderung der Absolutgeschwindigkeit nach 30 Zyklen nur noch marginal ändert. Dies trifft für sämtliche dargestellten Zeitpunkte zu, wobei gegen Ende der Kompressionsphase eine Zyklenkonvergenz schneller erreicht wird. Tatsächlich ist zu erkennen, dass nach ca. 10 Zyklen der mittlere Zyklus bereits ausgeprägt ist und sich nicht mehr stark ändert. Erste Aussagen sollten dementsprechend auch mit einer geringen Anzahl an Zyklen möglich sein. Dies deckt sich mit Ergebnissen von Brussies [Bru14], welche diese Aussage nach 11 Zyklen tätigt.

4.3.6 Fazit

Zusammenfassend kann festgestellt werden, dass die kalte innermotorische Strömung mit Hilfe des vorgestellten Modells sehr genau vorausgesagt werden kann. Die Übereinstimmung mit dem gemessenen Innenzylinderdruck ist in allen Betriebspunkten sehr gut, sodass davon ausgegangen werden kann, dass die gefangene Luftmasse sehr ähnlich ist. Ein Vergleich der gemessenen Strömungsfelder in verschiedenen Ebenen zeigt ebenfalls sehr gute Übereinstimmungen, wodurch gezeigt werden kann, dass die charakteristischen Eigenschaften der Strömung vom Modell vorhergesagt werden können. Diese Aussage wird insbesondere durch den Vergleich der Position des Tumblewirbels sowie der Schwankungswerte der Geschwindigkeitskomponenten unterstützt. Eine Berechnung der Anteile der aufgelösten turbulenten kinetischen Energie bestätigt die Fähigkeit des SAS Turbulenzmodells in einem LES-Kontext zu agieren und einen Großteil der turbulenten Geschwindigkeitsfluktuationen aufzulösen.

4.4 Validierung des Teilmodells „Spraymodell“

Die Validierung des Teilmodells zur Simulation der Einspritzung und Verdampfung des otto-motorischen Kraftstoffes wird im folgenden Kapitel vorgestellt. Zunächst wird der verwendete Injektor und der experimentelle Aufbau der Druckkammer, welche zur Generierung der

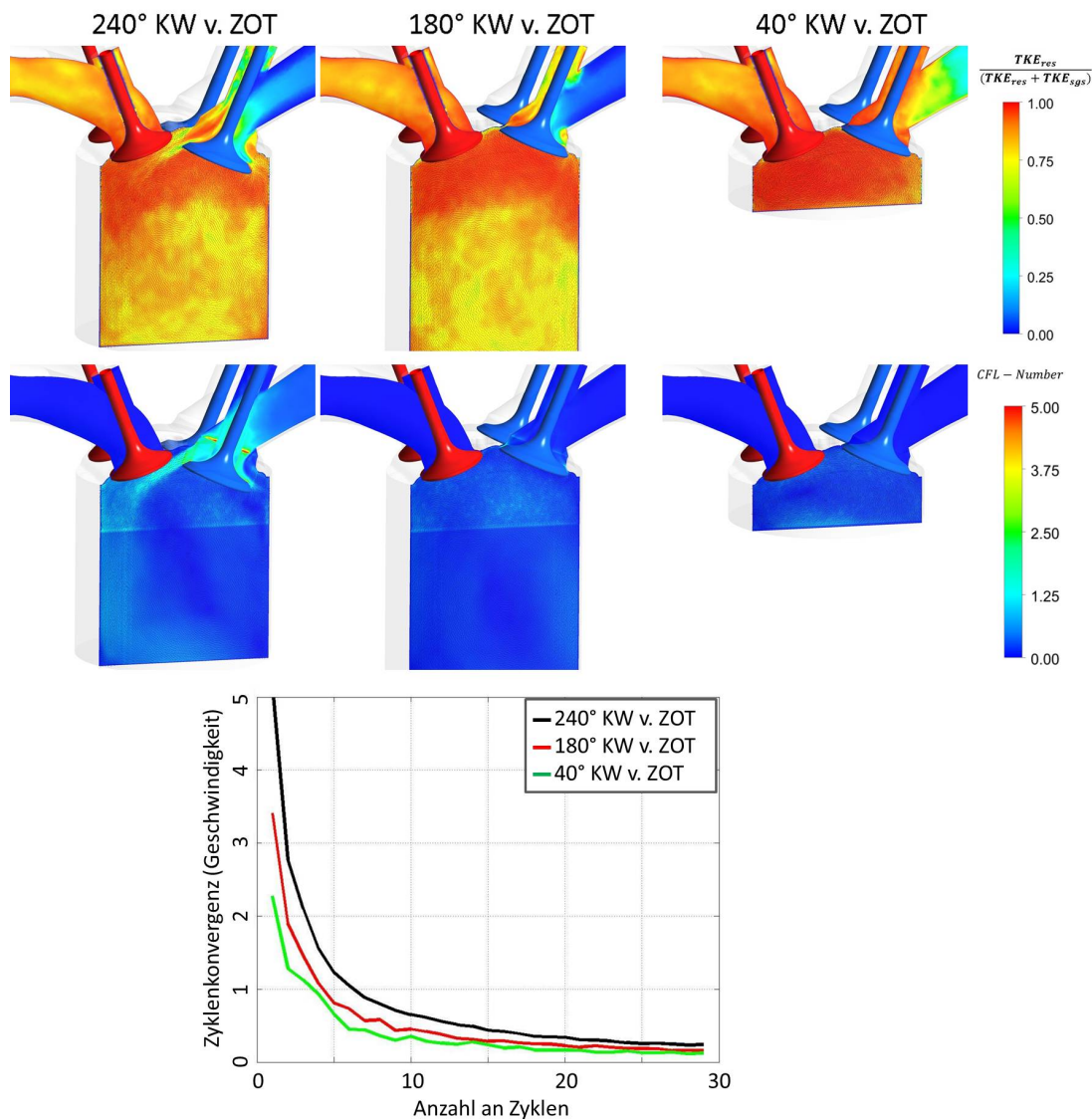


Abb. 4.24. Verhältnis von aufgelöster und modellierter turbulenter kinetischer Energie in der Ventil-schnittebene des Betriebspunktes BP 2 (oben). Es ist zu erkennen, dass ein Großteil der turbulenten Schwankungen aufgelöst wird, wodurch die Nutzung des kS-Modells zur Vorhersage zyklischer Schwankungen des Strömungsfeldes bestätigt wird. Eine Darstellung der CFL-Zahl (mittig) zeigt, dass das Verhältnis von Zeitschrittweite und örtlicher Diskretisierung gut ist. Lediglich im Einlassstrombereich nehmen die CFL-Zahlen Werte höher 1 an. Die Darstellung der Zykluskonvergenz bezüglich der Absolutgeschwindigkeit zeigt, dass bereits nach 10 Zyklen das mittlere Strömungsfeld ausgebildet ist und erste Aussagen getroffen werden können. Nach 30 Zyklen ändert sich das mittlere Strömungsfeld nur noch minimal.

Validierungsmessdaten genutzt wurde, vorgestellt. Anschließend wird auf die Modellbildung eingegangen, bevor die Validierung des parametrisierten Modells vorgestellt wird.

4.4.1 Erstellung des numerischen Gitters und Beschreibung des CFD-Modells

Der verwendete Injektor ist ein 5-Loch Injektor der Firma Bosch, entwickelt für die ottomotorische Direkteinspritzung für ein homogenes $\lambda=1$ Brennverfahren. Die Position der Düse des Injektors im Brennraum liegt seitlich zwischen beiden Einlassventilen (siehe Abbildung 4.25). Die Düsenkonfiguration des Injektors in Kombination mit der Einbaulage ergibt eine Ausrichtung der Spraykeulen, wie sie in Abbildung 4.25 beispielhaft zu entnehmen ist. Die Einspritzung geschieht während des Saughubs.

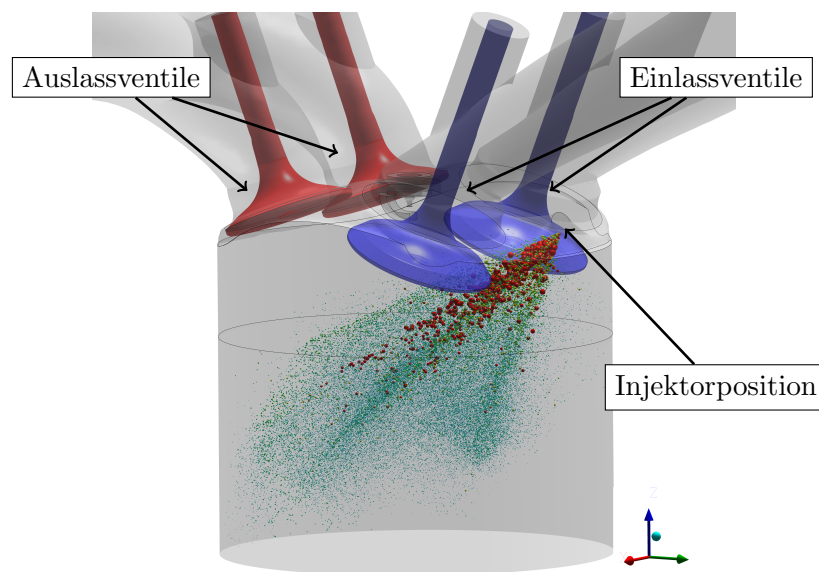


Abb. 4.25. Visualisierung der Einspritzung im Saughub zur Darstellung der Position des Injektors und Ausrichtung der fünf Spraykeulen im Brennraum.

Die zur Validierung aufgenommenen Messwerte stammen aus Druckkammeruntersuchungen und wurden vom Projektpartner Volkswagen zur Verfügung gestellt. Das charakteristische Verhalten des Injektors sowie des Kraftstoffsprays wurden experimentell unter Einsatz verschiedener Randbedingungen in Form von Kammerdrücken und -temperaturen sowie Einspritzdrücken ermittelt. Das Sprayverhalten wurde mit Hilfe von High Speed Fotografie bzw. Streulichtverfahren (HS-P) und Laser Doppler- und Phasen Doppler Anemometrie (LDA / PDA) untersucht. Die daraus resultierenden Daten zum Zwecke der Validierung beinhalten als Resultat der HS-P visuelle Darstellungen der Eindringtiefe des flüssigen Anteils des Sprays zu verschiedenen Zeitpunkten nach Einspritzbeginn. Unter der Annahme, dass selbst sehr kleine Tropfen, welche kurz vor der vollständigen Verdampfung stehen, noch einen bestimmten Teil des genutzten Lichts des HS-P Messsystems reflektieren, kann so die flüssige Eindringtiefe ermittelt werden. Aus den Rohdaten der LDA / PDA Messungen lassen sich Tropfengeschwindigkeits- und größenverteilungen an diskreten Punkten bzw. kleinen, definierten Volumen berechnen.

Zur Modellbildung wird zunächst eine Simplifizierung der Druckkammergeometrie vorgenommen. Aufgrund der geringen Auswirkungen der Außenseitengeometrien (z.B. Sichtfenster

zur optischen Zugänglichkeit) auf das Spray, werden diese entfernt und vereinfacht. Durch die Abbildung des kompletten Druckkammervolumens ergibt sich die Möglichkeit der Auflösung der Interaktion einzelner Spraykeulen des 5-Loch Injektors miteinander. Es werden zwei separate Gittertypen hergestellt und in der späteren Simulation verwendet (siehe Abbildung 4.26). Zunächst wird ein reines Hexaedergitter genutzt, da eine erhöhte Stabilität der numerischen Lösung erwartet wird und bei gleichbleibender Kantenlänge weniger Zellen im Vergleich zu einem Tetraedergitter benötigt werden. Des Weiteren verlangt der spätere Parametrierungsprozess des Spraymodells eine Vielzahl an Simulationsläufen, wodurch der rechentechnische Aufwand bei Verwendung des Hexaedergitters geringer ausfällt. Das numerische Gitter ist in Abbildung 4.26 (links) dargestellt. Die Anzahl der Zellen beträgt ca. 1 Million mit einer Gitterweite zwischen 0,5 mm am Injektoraustritt und 1,2 mm im düsenfernen Bereich. Im nächsten Schritt wird eine Überprüfung der Parametrierung des Spraymodells unter der Verwendung eines numerischen Gitters durchgeführt, welches Ähnlichkeiten mit dem Gitter im Motormodell besitzt. Dazu wurde die Druckkammer als reines Tetraedergitter neu vernetzt. Das numerische Gitter ist in Abbildung 4.26 (rechts) dargestellt. Die Anzahl der Zellen beträgt ca. 1,7 Million mit einer Gitterweite zwischen 0,4 mm am Injektoraustritt und 2,0 mm im düsenfernen Bereich.

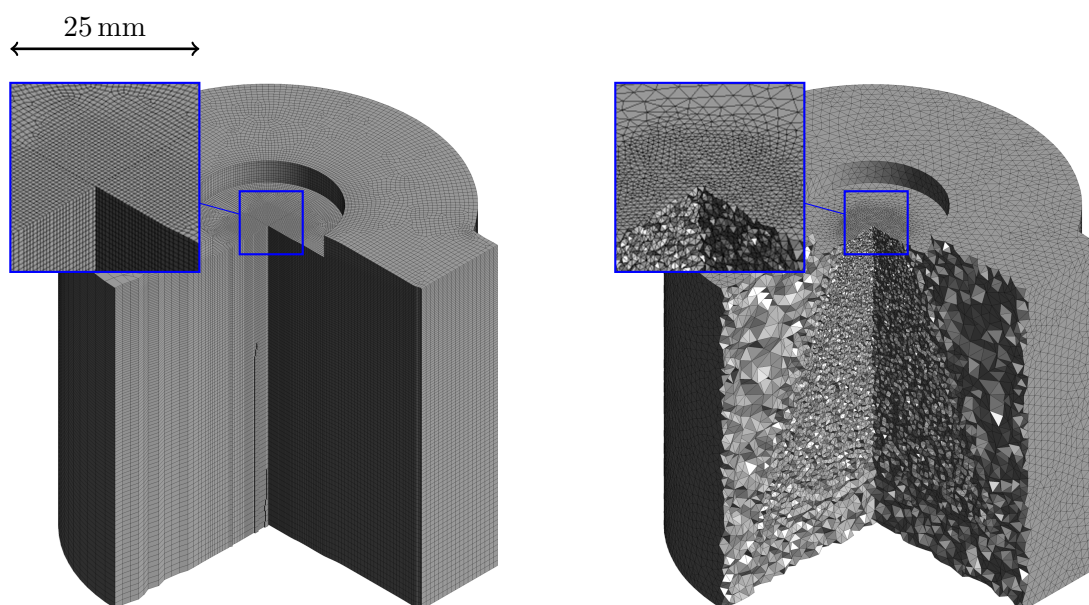


Abb. 4.26. Visualisierung der numerischen Gitter (li. Hexaeder, re. Tetraeder) der simplifizierten Geometrie der Druckkammer. Die Gitterweiten im finalen Netz entsprechen den Bedingungen, welche in der späteren Anwendung im Motormodell genutzt werden.

Tabelle 4.7 zeigt die wesentlichen Randbedingungen der Betriebspunkte, welche zur Validierung genutzt wurden. Diese Betriebspunkte repräsentieren mit BP s1 das Verhalten des Sprays bei hohem Gegendruck, was einem aufgeladenen Betriebspunkt entspricht. Des Weiteren wurden zwei Betriebspunkte (BP s2 und BP s3) gewählt, welche das Verhalten in Teillast beschreiben. Die Kammertemperatur sowie Einspritzdruck- und -temperatur wurden jeweils konstant gehalten. Die benötigte Einspritzrate wurde aus den Einspritzverläufen ermittelt, welche über einen Einspritzverlaufsindikator gemessen und vom Projektpartner Volkswagen zur Verfügung gestellt wurde.

Tab. 4.7. Parameter der Betriebspunkte zur Simulation der Kraftstoffeinspritzung

Name	$Druck_{Gas}$ <i>bar</i>	$Temperatur_{Gas}$ <i>K</i>	$Dichte_{Gas}$ <i>kg/m³</i>	$Druck_{KS}$ <i>bar</i>	$Temperatur_{KS}$ <i>K</i>
BP s1	2,10	373	1,96	200	363
BP s2	0,62	373	0,58	200	363
BP s3	0,85	373	0,79	200	363

Die Modellierung der Verdampfung von Mehrkomponentengemischen ist Gegenstand der aktuellen Forschung (siehe z.B. [BKH13], [KKWH15]). Aufgrund der unterschiedlichen Eigenschaften der Einzelkomponenten, wie z.B. die Dipolarität von Ethanol im Falle von E10 bzw. E85 Kraftstoff, kann ein über die Stoffmengenanteile nicht lineares Verhalten des Dampfdruckes entstehen bzw. können sich im Extremfall azeotrope Punkte ausbilden. Somit kann das Verdampfungsverhalten nicht mehr durch das Raoult'sche Gesetz berechnet werden. Um diese Problematik zu umgehen wird die Annahme getroffen, dass die Verdampfung hinreichend genau mit einem Surrogat abgebildet werden kann, dessen Dampfdruckkurve repräsentativ für das Gesamtgemisch steht. Im Falle von ROZ95 Ottokraftstoff wird in der Literatur häufig iso-Oktan bzw. ein Gemisch aus iso-Oktan und n-Heptan als Surrogat gewählt (siehe z.B. [CPW⁺98], [Ben12]). In Abbildung 4.27 sind die Dampfdruckkurven für verschiedene Kohlenwasserstoffe dargestellt, welche z.B. von Pitz et. al. [PCD⁺07] als Hauptbestandteile von ROZ95 Kraftstoff angegeben wurde. Es ist zu erkennen, dass die Dampfdruckkurve von iso-Oktan zwischen den Kurven der restlichen Kohlenwasserstoffe liegt. Somit wird davon ausgegangen, dass die Verdampfung in einer späteren Simulation ebenfalls in einer sehr ähnlichen Zeitskala geschieht. Die Auswirkungen auf zyklische Schwankungen können an dieser Stelle nicht quantifiziert werden. Dies muss in einer späteren Ergebnisinterpretation berücksichtigt werden.

4.4.2 Validierung

Die Validierung des parametrisierten Einspritzmodells geschieht an Hand zweier ausgewählter Betriebspunkte BP s1 und BP s3 (siehe Tabelle 4.7), welche den relevanten Bereich des Motorkennfelds abdecken, für welchen die Gemischbildung numerisch untersucht werden soll. Die Validierung geschieht mit Hilfe eines visuellen Abgleichs zwischen Simulation und High Speed Photography Aufnahmen. Des Weiteren werden die berechneten Eindringtiefen der flüssigen Phase des Sprays und zuletzt die Tropfengrößendurchmesserverteilungen verglichen.

Abbildung 4.28 zeigt den visuellen Abgleich zwischen Simulation und Experiment im Betriebspunkt BP s1 und BP s3. Es ist zu erkennen, dass das transiente Verhalten des simulierten Sprays insgesamt gut mit dem experimentell ermittelten Sprayverhalten übereinstimmt. Zu Beginn der Einspritzung ist in beiden Betriebspunkten in der Simulation eine leicht verringerte Eindringtiefe festzustellen. Die Modellierung der Tropfenaufbruchsprozesse geschieht über Konstanten des Spraymodells, wodurch bei Annahme konstanter Modellkonstanten die Abhängigkeit der Aufbruchrate von den jeweiligen Modellannahmen über die Zeit ebenfalls konstant ist. Die meisten Modelle basieren auf der Weberzahl, welche sich durch die Geschwindigkeitsdifferenzen zwischen flüssigen Kraftstoffpaketen und der Gasphase ergibt. Da zu Beginn der Einspritzung die Weberzahl aufgrund des ruhenden Fluids sehr groß ist, wird eine sehr hohe Aufbruchrate vorhergesagt. Diese reduziert die Eindringtiefe drastisch, da die Widerstandskräfte auf kleine Tropfen eine sehr große Auswirkung haben.

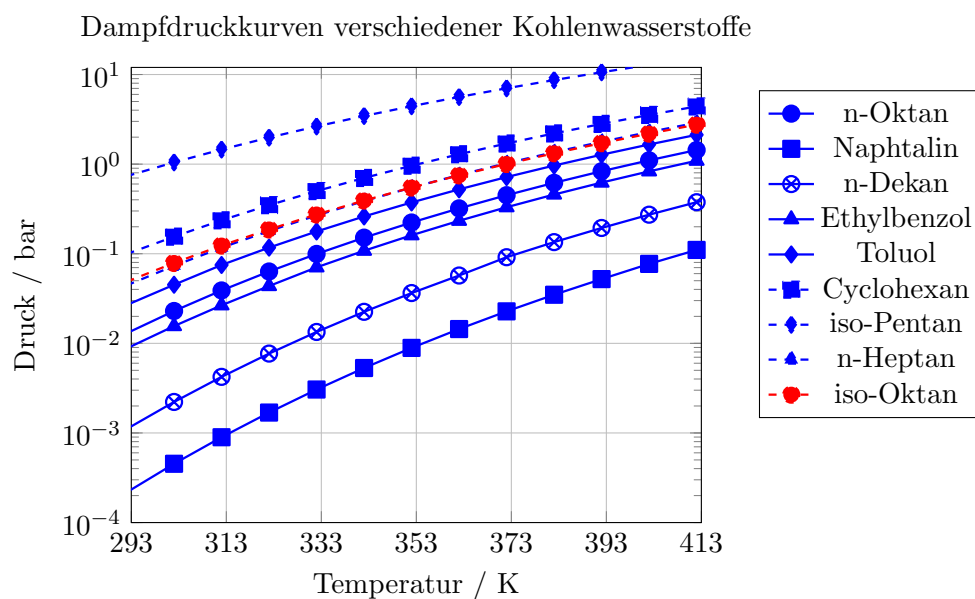


Abb. 4.27. Dampfdruckkurven verschiedener Kohlenwasserstoffe, welche als Hauptbestandteile von ROZ95 Ottokraftstoff bekannt sind (siehe z.B. [PCD⁺07]). Die Dampfdruckkurve von Iso-Oktan befindet sich zwischen den Hauptbestandteilen, was als Argument für die Verwendung als ROZ95 Surrogat gilt.

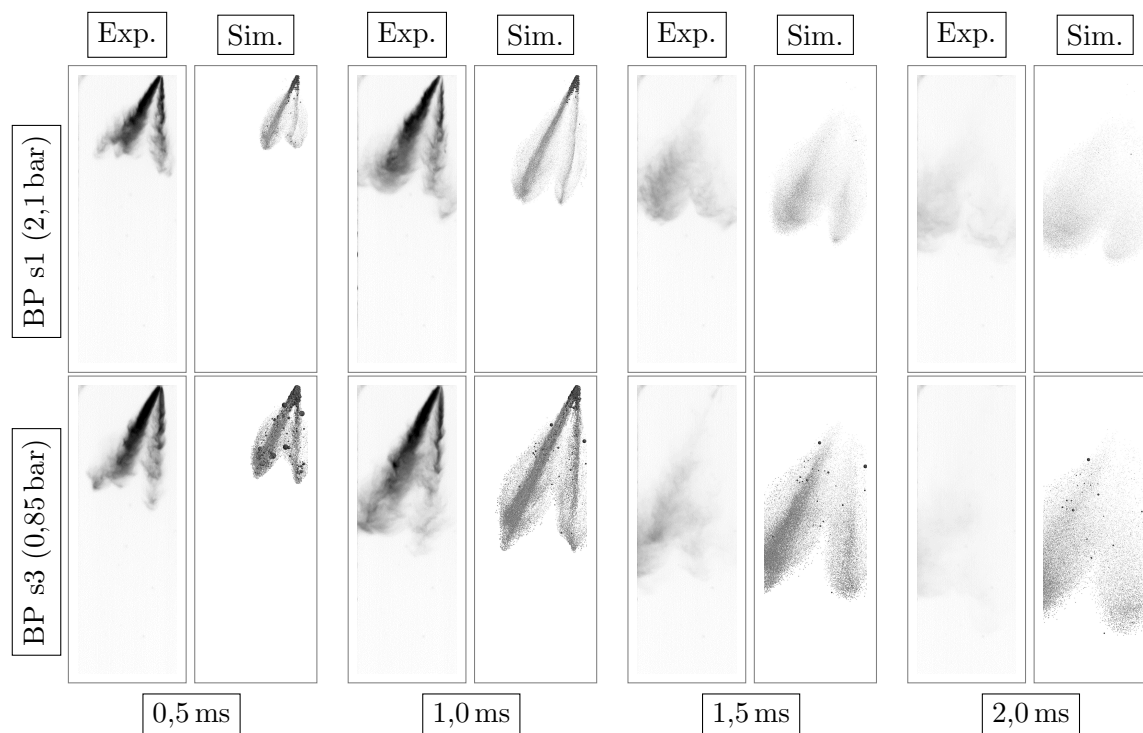


Abb. 4.28. Visueller Vergleich des transienten Verhaltens des Kraftstoffsprays im Betriebspunkt BP s1 (oben) und BP s3 (unten) zwischen Experiment (jeweils links) und Simulation (jeweils rechts) zu vier unterschiedlichen Zeitpunkten. Die Übereinstimmung ist sehr gut. Zu Beginn der Einspritzung bei ca. 0,5 ms gibt es geringe Abweichungen. Insgesamt kann die Penetration jedoch gut vorhergesagt werden.

Diese Modellgenauigkeit kann nur durch eine zeitabhängige Wahl der Modellkonstanten oder durch eine synthetisch erzeugte zweite Einspritzung, welche den frühen Zeitbereich der Einspritzung abbildet, korrigiert werden. Beide Maßnahmen führten jedoch nicht zu einem akzeptablen Ergebnis. Aufgrund der langen Einspritzdauern von $t_{Einspritzung} > 2$ ms in der späteren innermotorischen Anwendung können die Auswirkungen der Modellgenauigkeiten in der frühen Einspritzphase vernachlässigt werden.

In BP s2 und s3 findet zusätzlich Flash Boiling statt. Aufgrund der starken Druckabsenkung des flüssigen Kraftstoffstrahls von 200 bar auf den Kammerdruck ändert sich der Aggregatzustand im thermodynamischen Gleichgewicht von flüssig auf gasförmig sehr schnell. Dies induziert einen zusätzlichen Aufbruch, welcher durch das schlagartige Sieden des Kraftstoffes im flüssigen Strahl verursacht wird. Dieser Siedeprozess tritt an kleinen Nukleoiden zuerst auf. Flash-Boiling wird teilweise aktiv in der Auslegung von Injektoren genutzt, da eine zusätzliche Verdampfung ein positiver Nebeneffekt ist. Auswirkungen des Flash-Boiling lassen sich in der Regel ab einem Umgebungsdruck von unter 1,2 bar beobachten (siehe z.B. [AR13],[Car06], [WWJ⁺16]). Aufgrund der ebenfalls unterrepräsentierten Eindringtiefe der Simulation im Betriebspunkt BP s1 kann der Einfluss von Flash Boiling jedoch als sehr gering eingestuft werden. Nichtsdestotrotz wird an dieser Stelle darauf hingewiesen, dass in verschiedenen Betriebspunkten, wie z.B. BP s2 und s3 der Effekt des Flash Boilings festgestellt werden konnte.

Eine visuelle Analyse und ein Vergleich gemessener und simulierter Kraftstoffsprays zeigt ebenfalls gute Übereinstimmung (siehe Abbildung 4.28) in Hinblick auf den Spraywinkel und Tropfenaufbruch. Mit zunehmender Zeit findet eine Verringerung der Tropfendurchmesser statt, welche sich durch Aufbruchs- und Verdampfungsprozesse begründen lässt. Dies äußert sich im Experiment durch eine Verringerung der Reflektionen der Tropfen. Im Vergleich mit der Simulation kann visuell ermittelt werden, dass der Grad der Tropfendurchmesserreduktion in einer ähnlichen Größenordnung verläuft. Eindeutige Ergebnisse kann hier jedoch nur ein Vergleich mit den Daten aus der PDA liefern.

Abbildung 4.29 zeigt die Tropfengrößenverteilung in einem Bereich zwischen $D_{Tropfen} = 0$ bis $30 \mu\text{m}$. Es ist deutlich zu erkennen, dass das KHRT Aufbruchmodell die initialen Tropfen, welche am Düsenaustritt einen Durchmesser äquivalent zum Düsendurchmesser $D = 161 \mu\text{m}$ besitzen, sukzessiv verkleinert. Die Tropfengrößenverteilung der Simulation in einem Abstand von 40 mm zum Düsenaustritt entspricht den Messungen der PDA und liegt in einem Bereich zwischen 0 und ca. $20 \mu\text{m}$. Die höchste Tropfenanzahl wird dabei zwischen 5 und $10 \mu\text{m}$ vorausgesagt. Im Bereich $D_{Tropfen} > 20 \mu\text{m}$ sind nahezu keine Tropfen mehr vorhanden. Insgesamt kann damit ausgesagt werden, dass das parametrisierte KHRT Modell in der Lage ist, den Tropfenzerfall so abzubilden, wie die Messungen den realen Zerfallsprozess vermuten lassen. Da der Verdampfungsprozess einzelner Tropfen stark vom Verhältnis des jeweiligen Volumens zur Oberfläche abhängig ist, wird davon ausgegangen, dass der Verdampfungsprozess ebenfalls in hinreichender Genauigkeit abgebildet wird. Hierzu stehen jedoch keine Messdaten zur Verfügung.

Eine Überprüfung der Parametrierung bei Verwendung des in Abbildung 4.26 dargestellten Tetraedergitters zeigte lediglich Differenzen in der Eindringtiefe von unter 3% sowie marginale Veränderungen in der Tropfengrößenverteilung (siehe [THT⁺16]). Somit wird davon ausgegangen, dass das vorgestellte Spraymodell ebenfalls bei Verwendung eines Tetraedergitters verwendbar ist.

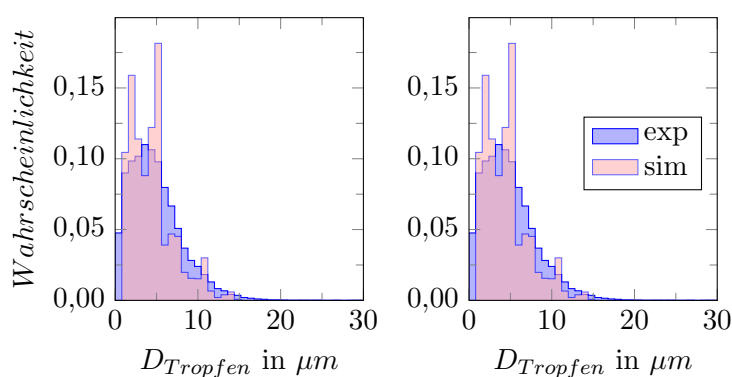


Abb. 4.29. Darstellung der Tropfengrößenverteilungen im Abstand von 40 mm zur Düse im Vergleich von Simulation und Experiment in den Betriebspunkten BP s1 und s3, welche in Tabelle 4.7 beschrieben sind. Es ist zu erkennen, dass der modellierte Primär- und Sekundäraufbruch zu ähnlichen Tropfendurchmesserverteilungen wie im Experiment führt. Ebenfalls zu erkennen ist, dass nahezu alle Tropfen zerfallen und keine nennenswerten Anteile größerer Tropfen $D_{Tropfen} > 20 \mu m$ verweilen.

4.4.3 Fazit

Die Übereinstimmung von Simulation und experimentellen Daten bezüglich der Ausbreitung des Sprays und des transienten Verhaltens ist sehr gut. Eine optische Analyse zeigt eine korrekte Sprayausbreitung in den beiden Raumrichtungen, welche mit den High Speed Photographie Aufnahmen visualisiert werden. Die Eindringtiefe in den dargestellten Zeitpunkten zeigt, mit Ausnahme der sehr frühen Phase, ein sehr ähnliches Verhalten von Simulation und Experiment. Ein Vergleich der Tropfengrößenverteilung in der axialen Spraykeule 40 mm von Düsenaustritt entfernt zeigt eine gute Übereinstimmung. Dies lässt auf eine gute Modellierung des Tropfenzerfalls schließen, wodurch auf eine ähnliches Verdampfungsverhalten geschlossen wird. Insgesamt wird davon ausgegangen, dass das Spraymodell damit hinreichend genau validiert ist und für den Einspritz- und Gemischbildungsprozess in einem motorischen Gesamtmodell genutzt werden kann.

4.5 Gesamtmotormodell

4.5.1 Beschreibung des numerischen Modells

Zur Analyse der innermotorischen Gemischbildung werden die validierten Teilmodelle, das kS-Modell und das parametrisierte Spraymodell, kombiniert. Notwendige Anpassungen der Randbedingungen und Modellannahmen werden im Folgenden erläutert.

Die eingespritzte Kraftstoffmasse wird über eine Anpassung der Einspritzdauer so geändert, dass bei Annahme eines Mindestluftbedarfs von iso-Oktan von $15,16 \text{ kg}_{\text{Luft}}/\text{kg}_{\text{KS}}$ sich ein stöchiometrisches Luft-Kraftstoff-Verhältnis von $\lambda = 1$ einstellt. Der Einspritzbeginn liegt jeweils bei $280^\circ \text{ KW v. ZOT}$, wodurch sich aufgrund der unterschiedlichen Drehzahlen die in Tabelle 4.8 aufgelisteten jeweiligen Kurbelwinkelstellungen des Einspritzendes ergeben. Analog zu den Simulationsläufen der kalten Strömung wurde eine unterschiedliche Anzahl an Zyklen simuliert, mit Fokus auf BP m2.

Tab. 4.8. Parameter der simulierten Betriebspunkte zur Analyse der innermotorischen Gemischbildung

Name	Drehzahl min^{-1}	mittlerer Ansaugdruck bar	Kraftstoffmasse mg	Einspritzende $^{\circ}\text{KW v. ZOT}$	n_{Zyklen} –
BP m1	1000	2	60,4	239	10
BP m2	2000	1	34,2	229	30
BP m3	3000	2	63,9	156	10

4.5.2 Plausibilisierung der Kraftstoffeinspritzung und Gemischbildung

Die Interaktion der turbulenten Strömung mit dem Kraftstoffstrahl sowie die Gemischbildung im motorischen Anwendungsfall kann nun untersucht werden. Eine Validierung des Gesamtmotormodells, basierend auf der Verteilung des Kraftstoffes, kann mit Hilfe unterschiedlicher Verfahren durchgeführt werden. Qualitative Vergleiche der Verteilung der flüssigen Kraftstoffanteile sind unter anderem mit High Speed Photographie oder Mie-Streulicht Aufnahmen möglich. Quantitative Vergleiche der flüssigen Anteile sind nur mit Informationen bezüglich der lokalen Tropfeneigenschaften möglich (z.B. Tropfenanzahl-, Tropfengrößen- und Geschwindigkeitsverteilungen), wodurch laseroptische Messmethoden (z.B. LDA oder PDA) notwendig sind. Alternativ kann ebenfalls mit Hilfe von Mie-Streulicht Verfahren eine Verteilung der Flüssigphase vorausgesagt werden. Da in der Prozesskette der Gemischbildung die Verdampfung und Verteilung der gasförmigen Kraftstoffanteile einen großen Einfluss auf den Gesamtmotorprozess ausüben, sind Vergleiche der gasförmigen Kraftstoffspeziesverteilungen von großem Interesse. Basis für solche Messungen sind laser-spektroskopische Verfahren wie z.B. planare laserinduzierte Fluoreszenz. Auf eine Beschreibung solcher Verfahren wird verzichtet und an dieser Stelle auf eine Auswahl an Review Artikeln und expliziten laseroptischen Anwendungen in Ottomotoren verwiesen (siehe z.B. [SS05], [LZT⁺16], [WEW⁺10], [Wol98]).

Aufgrund fehlender experimenteller Daten der Kraftstoffverteilung im geschleppten Betrieb des Transparentmotors kann eine Validierung anhand experimenteller Daten nicht durchgeführt werden. Die Simulationsergebnisse werden jedoch mit Literaturdaten verglichen, welche unter ähnlichen Randbedingungen (z.B. ottomotorischer Prozess, Direkteinspritzung, Saughubeinspritzung, etc.) produziert wurden, um eine Aussage über die Plausibilität des Systemverhaltens geben zu können. In Kombination mit der bereits vorgestellten Validierung der einzelnen Teilmodelle ergibt sich damit eine hinreichende Vertrauenswürdigkeit des Gesamtmodells.

Zunächst wird anhand des Betriebspunktes BP m1 die Interaktion von Spray und Strömungsfeld und die anschließende Gemischbildung bis ZOT bewertet. Abbildung 4.30 veranschaulicht beispielhaft die Einspritzung und Gemischbildung anhand eines Zyklus.

Es ist zu erkennen, dass im Zeitbereich der Einspritzung zunächst nur ein Teil des Zylindervolumens mit Kraftstoff beladen wird. Durch die einzelne zusammenhängende Einspritzung über ca. 40°KW in Kombination mit der rotatorischen Bewegung der Tumbleströmung bleibt ein erheblicher Teil des Volumens unbeladen. Dies ist Abbildung 4.30 bei 60 und 100°KW zu erkennen. Nach Einspritzende kann nur durch turbulente und molekulare Diffusionsprozesse eine homogene Mischung erreicht werden. Im weiteren Verlauf ab ca. 100°KW (UT) bis ZOT wird der Mischungsprozess durch die Kompression der Tumbleströmung weiter intensiviert. Eine vollständige Homogenisierung kann bis zum ZOT jedoch nicht erreicht werden. Es ist zu erwähnen, dass die grafische Darstellung in Abbildung 4.30

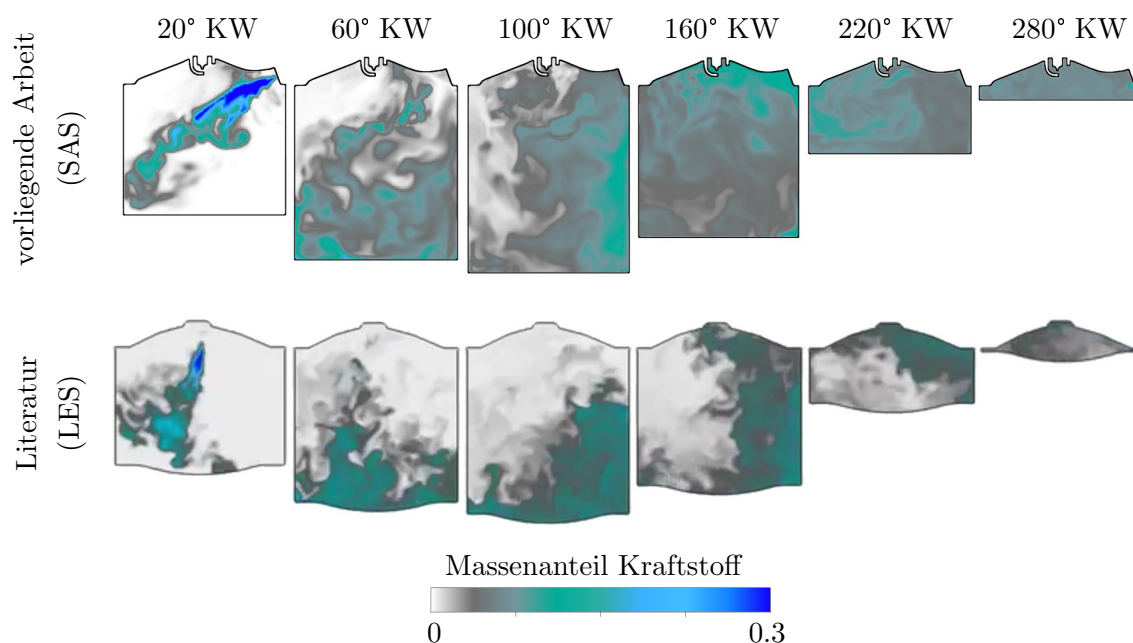


Abb. 4.30. Plausibilisierung des Systemverhaltens der SAS im Vergleich mit numerischen Untersuchungen von [IRMC14] zu verschiedenen Kurbelwellenposition nach Einspritzbeginn. Die Gemischwolke wird über Konvektion, hervorgerufen durch die Tumbleströmung, entgegen des Uhrzeigersinns transportiert. Der turbulente Mischungsprozess ist visuell durch die stark zerklüftete lokale Verteilung der Konzentrationsgradienten zu erkennen.

nur die Gemischbildung eines einzelnen Zyklus darstellt. Das oben beschriebene Verhalten ist jedoch charakteristisch für die untersuchten Betriebspunkte, sodass dieser Zyklus zur Beschreibung des allgemeinen Systemverhaltens als repräsentativ angesehen werden kann. Ein Vergleich mit Ergebnissen aus numerischen Untersuchungen von [IRMC14] zeigen ein ähnliches Systemverhalten. Aufgrund unterschiedlicher geometrischer und physikalischer Randbedingungen (Drehzahl, Tumblezahl, Injektorposition, etc.) kann kein quantitativer Vergleich erfolgen. Es ist jedoch zu beobachten, dass das charakteristische Systemverhalten sehr ähnlich ist. Durch die Einspritzung wird ebenfalls ein Teil des Brennraumvolumens beladen und durch Konvektion von der Tumbleströmung rotatorisch durch den Brennraum bewegt. Die Verdampfungsraten sind ähnlich, was in einen vollständig verdampften Kraftstoff bis ZOT resultiert. Aufgrund einer geringeren Tumblezahl (1,3 bei [IRMC14] zu $> 2,0$ in BP m1) ist die Konvektion der Gemischwolke wesentlich langsamer und die Mischung ist aufgrund geringerer Turbulenz ebenfalls verringert. Daraus resultiert ein im Vergleich zu den Ergebnissen von [IRMC14] homogeneres Gemisch in den eigenen Simulationsergebnissen, was aufgrund der unterschiedlichen Randbedingungen mit den Erwartungen übereinstimmt. Bei Betrachtungen der Grenzflächen zwischen fetten und mageren Bereichen bei 60° KW nach EB sind in beiden Fällen starke Zerklüftungen zu erkennen, was als Indiz für aufgelöste Turbulenz dient. Das Systemverhalten ist entsprechend den dargestellten Mischungsvorgängen plausibel.

Koch et al. [KLWL10] untersuchten mit Hilfe von LIF-Messungen die Mischungsvorgänge in einem saughub-, direkteinspritzenden Ottomotor. Es zeigt sich, dass bei früher Einspritzung eine Gemischwolke entsteht, welche durch die Tumblebewegung rotiert und sich

zunehmend homogenisiert. Die anfänglich fetten und mageren Bereiche bleiben im dargestellten Betriebspunkt bis zum ZOT erhalten, jedoch befindet sich das Gemisch innerhalb nicht näher spezifizierter oberer und unterer Zündgrenzen (siehe Abbildung 4.31). Dies deutet auf nicht abgeschlossene Mischungsvorgänge hin, welche aufgrund der Entflammbarkeit zwar keine Fehlzündungen im Motorbetrieb verursachen, jedoch aufgrund verschiedener Flammeneigenschaften der unterschiedlichen lokalen Gemischzusammensetzung (z.B. laminare Flammengeschwindigkeit) dennoch die Verbrennung beeinflussen können.

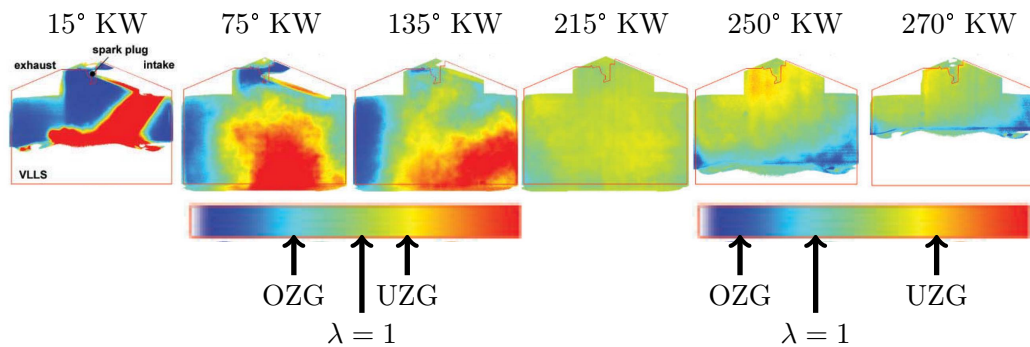


Abb. 4.31. Darstellung der Ergebnisse der experimentellen Untersuchungen von [KLWL10]. Dargestellt ist das Luft-Kraftstoff Verhältnis zu verschiedenen Kurbelwinkelpositionen nach Einspritzbeginn (EB). Das Kraftstoffspray belädt nur einen Teil des Brennraums und wird anschließend durch die Ladungsbewegung rotatorisch durch den Brennraum transportiert. Bei 270° KW n. EB ist das Gemisch zwar innerhalb der farblich markierten Zündgrenzen, jedoch ist die Homogenisierung nicht abgeschlossen. Dies deckt sich mit den eigenen Simulationsergebnissen.

In Kapitel 5 wird die Gemischbildung im Detail analysiert. Dennoch kann bereits im Vorfeld gesagt werden, dass Inhomogenitäten in der Mischung bis zum ZOT vorhanden bleiben, sich jedoch innerhalb der Zündgrenzen nach Grabner et al. [GEE10] bewegen. Dies deckt sich mit den dargestellten Ergebnissen von Koch et al. [KLWL10] und anderen Literaturangaben (siehe z.B. [IY09]).

4.5.3 Fazit

Zusammenfassend kann die Aussage getätigt werden, dass das entwickelte Gesamtmodell die Prozesse der Einspritzung, Kraftstoffverdampfung und Gemischbildung abbilden kann. Vergleiche mit Literaturdaten bestätigen das Systemverhalten, welches die Interaktion des Sprays mit der Tumbleströmung, sowie die Gemischbildung bis zum ZOT beinhaltet. Eine Analyse der Einlasströmung, Einspritzung, Verdampfung und Gemischbildung kann damit mit Hilfe dieses Modells erfolgen.

5 Analyse der Innenzylinderströmung, Einspritzung und Gemischbildung

Das folgende Kapitel widmet sich der Analyse der physikalischen Phänomene des vorgestellten direkteinspritzenden Ottomotors während des Ansaugvorganges, der Einspritzung und Gemischbildung bis zur Zündung. Zur Diskussion der Ergebnisse wird eine Kategorisierung und Unterteilung vorgenommen. So wird im Teilabschnitt A (siehe Abbildung 5.1) zunächst die für diesen Motor typische Ladungsbewegung in ihrer Entstehung und ihrem Verlauf analysiert sowie auf die zyklischen Schwankungen dieser charakteristischen Ladungsbewegung eingegangen. Im Teilabschnitt B wird der Einfluss der Einspritzung auf die Innenzylinderströmung diskutiert, der eigentliche Prozess der Gemischbildung detailliert aufgeschlüsselt und auf die zyklischen Schwankungen der Gemischbildung eingegangen. Das Kapitel endet mit Teilabschnitt C, in welchem eine Analyse der Zünd- und Entflammungsbedingungen im Bereich der Zündkerze durchgeführt wird, um auf die zyklischen Schwankungen als Initialbedingungen für die Verbrennung einzugehen.

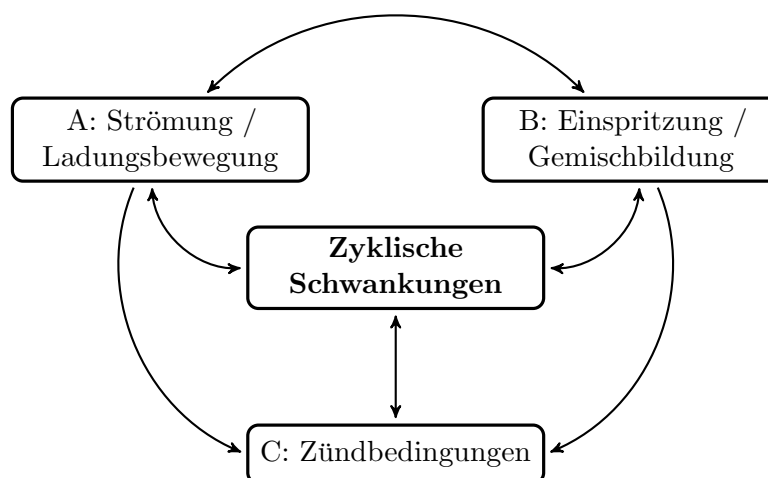


Abb. 5.1. Schematische Darstellung der Analyse der Ladungsbewegung, Einspritzung und Gemischbildung. Im Fokus der gesamten Analyse stehen die zyklischen Schwankungen. Eine Einzelbetrachtung der Phänomene ist aufgrund gegenseitiger Einflüsse nicht ohne Weiteres möglich.

5.1 Entstehung der turbulenten Innenzylinderströmung

Zwar wurde bereits im Kapitel 4.3.5 auf die Innenzylinderströmung und Ladungsbewegung im Rahmen der Validierung eingegangen, es fehlte jedoch eine detaillierte Aufschlüsselung der Effekte und Vorgänge zur Entstehung dieser charakteristischen Strömung. Dies wird im Folgenden nachgeholt. In Abbildung 5.2 sind die aufgelösten turbulenten Strukturen im

Brennraum während der Einlassphase beispielhaft für den Betriebspunkt BP 2 mit Hilfe des Q-Kriteriums dargestellt. Es ist zu erkennen, dass sehr kleine turbulente Strukturen mit einem Durchmesser, welcher wesentlich kleiner ist, als der Bohrungsdurchmesser, durch das SAS Modell aufgelöst werden können. Die Entstehung dieser Strukturen ist auf das Verhalten der Strömung im Einlasskanal und Ventilspalt zurückzuführen. Zur Veranschaulichung sind die Absolutgeschwindigkeiten in verschiedenen Positionen innerhalb des Einlasskanals, Ventilspaltes und Brennraums über das Kurbelwellensignal aufgetragen. Es ist zu erkennen, dass die zyklengemittelte Absolutgeschwindigkeit (schwarz) im Einlasskanal vor dem Einlassventil nahezu identisch mit den Werten der Einzelzyklen (rot) ist. Dies ist ein direktes Resultat der verwendeten Einlassrandbedingung, welche als zeitlich aufgelöstes, jedoch örtlich homogenes Drucksignal in Kombination mit einer Turbulenzintensität über die gesamte Einlassfläche vorgegeben wurde (vergleiche Tabelle 4.5 und Abbildung 4.19). Das SAS Turbulenzmodell agiert aufgrund der fehlenden Änderungen der Geschwindigkeitsgradienten im Bereich des Einlasskanals vor dem Einlassventil in einem URANS Modus, sodass keine Geschwindigkeitsschwankungen aufgelöst und die turbulenten Schwankungsbewegungen nahezu komplett durch das Turbulenzmodell modelliert werden.

Im Bereich des Einlassventilschaftes kommt es zu Ablöseerscheinungen, ähnlich einer Karman'schen Wirbelstraße, wodurch erste aufgelöste Geschwindigkeitsschwankungen entstehen. Der Beginn dieser Ablösungen liegt im Bereich des oberen Ventilschaftes. In Abbildung 5.3 ist zu erkennen, dass die Ablösungen sich durch den Ventilspalt bis in den Brennraum ziehen können, dargestellt durch die magentafarbige Isofläche des Q-Kriteriums. Weitere Hauptablösegebiete liegen am unteren Ende des Einlasskanals (rot), hervorgerufen durch die starke Abrisskante, sowie im Ventilschaft am oberen Rand des Einlasskanal (grün). Schlussendlich kommt es nach dem Verlassen des Ventilspaltes zu einer Strömungablösung an der Ventilsitzkante, bevor die turbulente Strömung in den Brennraum eintritt (cyan).

Hartmann et al. [HBG⁺16] zeigen in einer stationären Kanalströmung einer Motorgeometrie, dass die charakteristischen Frequenzen der Ablösung am Ventilschaft die starke Beschleunigung im Ventilspalt „überleben“ und somit Auswirkungen auf die Einlassströmung haben. Die Ablösefrequenz ist mehreren in Positionen vor und nach dem Ventilspalt im Geschwindigkeitssignal zu erkennen und ähnelt stark der mit Hilfe der Strouhal-Zahl berechneten Ablösefrequenz (siehe Gleichung 3.36). Die Strouhal-Zahl wurde nach [Ros61] mit 0,196 berechnet. Der charakteristische Durchmesser d_{ch} wurde dem hydraulischen Durchmesser des Einlasskanals gleichgesetzt. Die resultierende Ablösefrequenz f ergab ca. 2500 Hz.

Kapitza [Kap11] zeigt für eine stationäre Kanalströmung, dass charakteristische Frequenzen im Geschwindigkeitsfeld im Brennraum vorhanden sind. Diese werden auf Ablösungen am Einlassventilschaft zurückgeführt und korrelieren ebenfalls mit der berechneten Frequenz der Strouhal-Instabilitäten.

Aufgrund der transienten Anströmung des Ventilschaftes (siehe Abbildung 5.2, Einlass (li.)) und der Ventilbewegung ist es im Gegensatz zu den Arbeiten von Hartmann et. al. [HBG⁺16] und Kapitza [Kap11] nicht ohne weiteres möglich, eine charakteristische Frequenz aus einem aufgezeichneten Geschwindigkeitssignal zu detektieren. Die zeitliche Entwicklung der Amplitude und Frequenz der Ablösevorgänge als Funktion der Anströmgeschwindigkeit sind nicht direkt proportional zum zeitlichen Verlauf der Anströmgeschwindigkeit. Dennoch ist anhand der in Abbildung 5.4 dargestellten zeitlichen Verläufe der x-Komponente des Geschwindigkeitsvektors in den Positionen 1, 2, 3 und 4 (siehe Abbildung 5.3) zu erkennen, dass Schwankungen mit der Strömung mitgetragen werden. Die Entstehung der Geschwindigkeitsschwankungen ist in Punkt 1 bereits ab 400° KW anhand erster kleiner Amplituden deutlich wahrzunehmen (siehe Abbildung 5.4 (A)). Bei ca. 410° KW tritt eine starke Ablen-

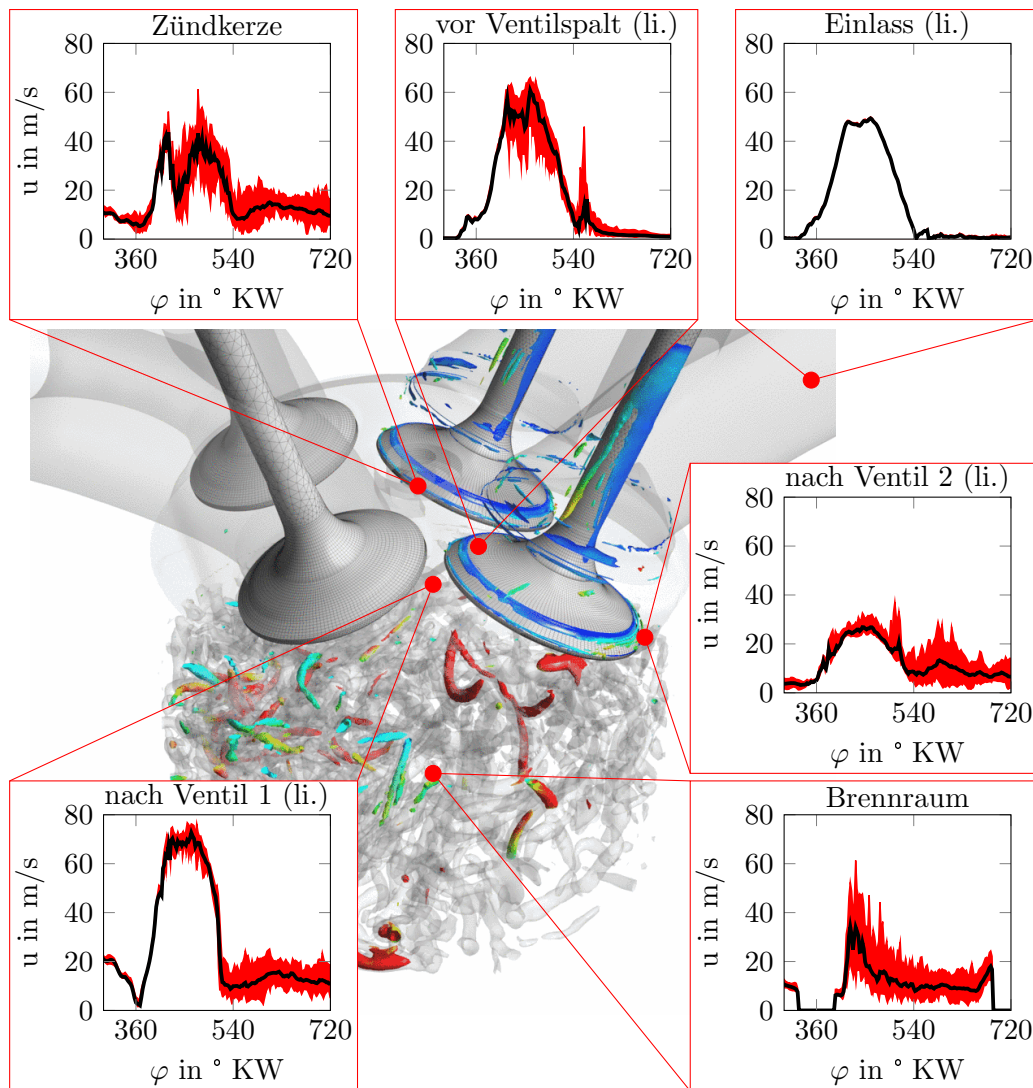


Abb. 5.2. Visualisierung der aufgelösten Turbulenz mit Hilfe des Q-Kriteriums. Es ist zu erkennen, dass die turbulenten Strukturen deutlich kleiner als der Brennraumdurchmesser sind und bereits vor dem Ventilspalt entstehen. In ausgewählten Punkten ist die jeweils zyklengemittelte Absolutgeschwindigkeit (schwarz) sowie die Einzelzyklenwerte (rot) aufgetragen. Aufgrund der Randbedingungen sind keine Geschwindigkeitsschwankungen vor dem Einlassventil vorhanden. In allen anderen Punkten sind starke Geschwindigkeitsfluktuationen und zyklische Schwankungen zu erkennen.

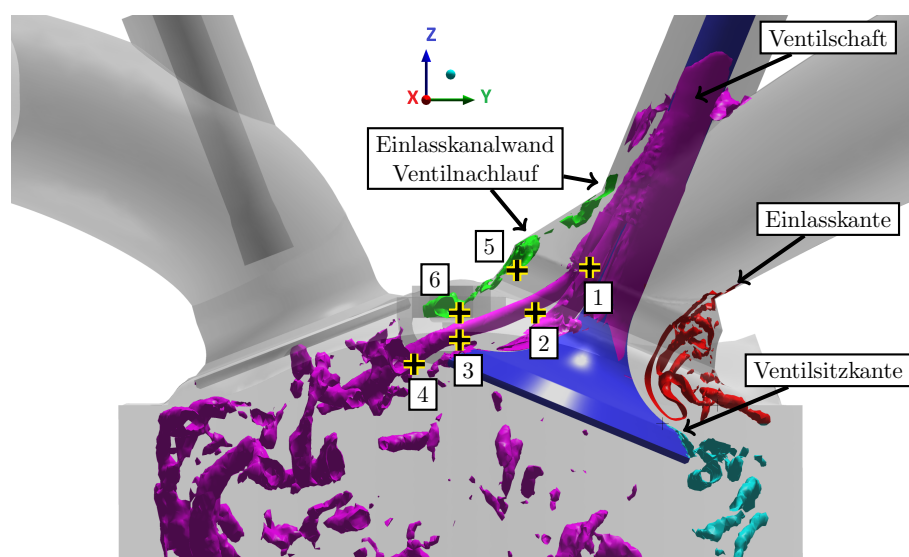


Abb. 5.3. Kategorisierung der unterschiedlichen Zonen der Strömungsablösung im Bereich des linken Einlasskanals bzw. -ventils. Neben der Ablösung am Einlassventilschaft (magenta) sowie an der unteren Abrisskante im Einlasskanal (rot) und der Ventilsitzkante (cyan) gibt es ebenfalls ein Ablösegebiet an der Einlasskanalwand im Ventilnachlauf (grün).

kung in die negative x -Richtung auf (B). Diese Ablenkung ist in allen 4 Punkten mit einem leichten zeitlichen Versatz zu erkennen.

Anschließend folgt die Hauptströmung der Ventilkontur, wodurch es aufgrund der jeweiligen ortsfesten Koordinaten der Punkte 1 bis 4 vorkommt, dass sich die Hauptströmung relativ zu den Punkten entfernt. Dies ist zwischen ca. 430° und ca. 460° KW zu erkennen, wo die Fluktuationen der Punkte 3 und 4 nicht mehr mit den Punkten 1 und 2 übereinstimmen (C). Bei ca. 450° KW (D) findet wiederholt eine Absenkung der x -Komponente der Geschwindigkeit statt. Die Ventilposition zu diesem Zeitpunkt sorgt dafür, dass die Hauptströmung wieder durch alle vier Punkte verläuft. Entsprechend kann die Änderung des Geschwindigkeitssignals in Punkt 1 wieder in allen vier Punkten mit einem leichten zeitlichen Versatz beobachtet werden. Dies gilt ebenfalls für (E). Somit kann die Aussage getroffen werden, dass übereinstimmend mit der Literatur in einer hochgradig instationären Kanalströmung ebenfalls Teile der Geschwindigkeitsfluktuationen die Beschleunigung im Ventilsplatt überdauern und die Innenzylinderströmung beeinflussen können. Dies zeigt deutlich, dass Phänomene im Einlasskanal zur korrekten Abbildung der Innenzylinderströmung von einem CFD-Modell berücksichtigt werden müssen.

Die Hauptströmung über das Einlassventil in Richtung des Auslassventils ist durch eine fluktuierende Auf- und Abwärtsbewegung („jet-flapping“) charakterisiert. Neben dem Einfluss des Einlassventilschaftes konnte bereits in Abbildung 5.3 gezeigt werden, dass ein zusätzliches Ablösegebiet an der oberen Einlasskanalwand im Ventilnachlauf vorhanden ist. Bereits direkt nach dem Einlassventil, an der Kante der Ventilfehrungsbohrung, entstehen erste Ablösungen. Diese werden mit der Strömung mitgetragen und beeinflussen die Ablösevorgänge am Ventilsitz (zwischen den Positionen 5 und 6). Als Resultat der Ablösung am Ventilsitz ist in Punkt 6 in Abbildung 5.3 eine turbulente Struktur zu erkennen. Eine Fourieranalyse der z -Komponente des Geschwindigkeitsvektors in den Punkten 5 und 6 zeigt, dass eine Spitze in der Amplitude bei ca. 650 Hz in beiden Positionen vorhanden ist (siehe

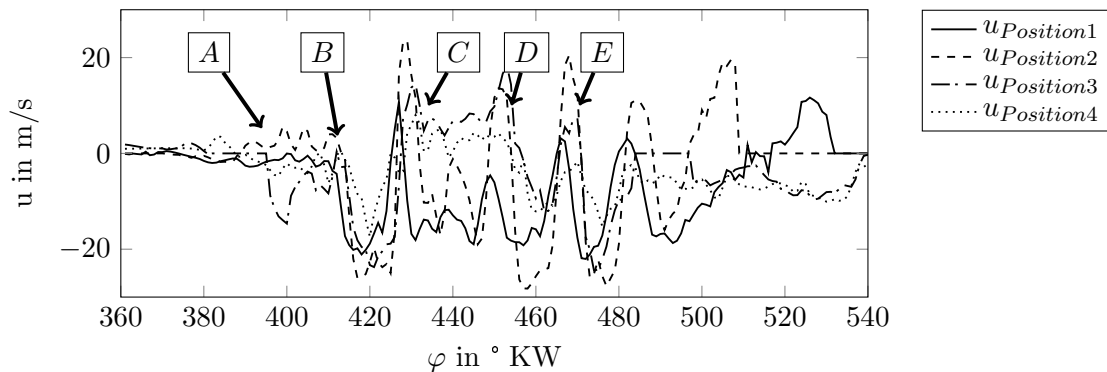


Abb. 5.4. Darstellung des Verlaufs der x-Komponente des Geschwindigkeitsvektors in den in Abbildung 5.3 dargestellten Punkten 1 bis 4 über das Kurbelwellensignal. Die Fluktuationen, welche durch die Strömungsablösung am Einlassventil entstehen, werden von der Hauptströmung bis in den Brennraum transportiert und „überleben“ die Beschleunigung im Ventilschlitz. Dies wurde bisher nur in stationären Kanalströmungen nachgewiesen (siehe z.B. [HBG⁺16], [Kap11]).

Abbildung 5.5). Ein fluktuierender Anteil in der z-Komponente der Geschwindigkeit fördert das vertikale Schwanken des Einlassstroms („jet-flapping“), welches in der Literatur als Hauptursache für zyklische Schwankungen der Innenzylinderströmung genannt wird (siehe z.B. [Imb09], [BHH16], [Has16], [WLJ⁺15], [Haw99]).

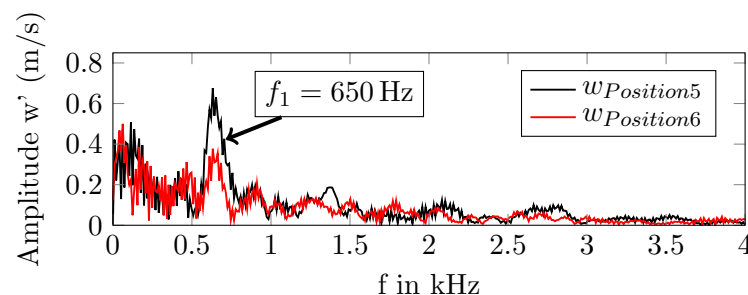


Abb. 5.5. Darstellung der Fourierreihe der z-Komponente der Geschwindigkeitsfluktuationen in den Punkten 5 und 6. Das lokale Maximum bei $f = 650\text{ Hz}$ ist in beiden Positionen zu finden. Es wird daher angenommen, dass Geschwindigkeitsfluktuationen vor dem Ventilsitz die Ablösung am Ventilsitz begünstigen und somit die Schwankungsbewegung der Hauptströmung beeinflussen.

In Abbildung 5.2 ist anhand der aufgetragenen Absolutgeschwindigkeiten zu erkennen, dass sich vor dem Ventilschlitz Geschwindigkeitsfluktuationen ab ca. 400° KW entwickeln. Bei 550° KW ist ein starker Anstieg zu erkennen, verursacht durch das Einlassventilschließen und der pulsartig hervorgerufenen Rückströmung. Im weiteren Verlauf dissipiert die Turbulenz jedoch, sodass bereits bei 720° KW kaum noch Geschwindigkeitsfluktuationen vorhanden sind. Direkt nach dem Ventil („nach Ventil 1 (li.)“) ist die zyklengemittelte Geschwindigkeit bei 360° KW nahezu bei 0 m/s , hauptsächlich verursacht durch die ruhende Kolbenposition. Die Ansaugphase beginnt in jedem Zyklus nahezu identisch, sodass erst ab ca. 400° KW große Zyklenschwankungen der Geschwindigkeit zu erkennen sind. Nach Beendigung der Ansaugphase bleiben die Geschwindigkeitsfluktuationen bis zum ZOT nahezu erhalten.

Ein ähnliches Bild ergibt sich an der auslassabgewandten Seite („nach Ventil 2 (li.)“). Starke Geschwindigkeitsschwankungen entstehen erst kurz nach OT, bleiben jedoch in der Kompressionsphase erhalten. Bei ca. 400 und 500° KW ist eine Spitze im Signal zu erkennen. Hier tritt die Strömung, welche der Ventilkontur folgt, durch den ortsfesten Punkt.

Im Punkt „Brennraum“ herrscht eine starke turbulente Strömung. Die mittlere Geschwindigkeit nimmt ab ca. 660° KW zu, was durch die Stauchung der Hauptströmung aufgrund der Kolbenbewegung zu erklären ist, wodurch der Randbereich des Tumblewirbels sich diesem Punkt nähert. Kurz vor ZOT ist kein Signal vorhanden, da die Ortskoordinate nicht mehr im Volumen des Brennraums liegt. Anhand des Signals an der Position „Zündkerze“, welches direkt zwischen den Elektroden aufgezeichnet wurde, ist zu erkennen, dass die zyklengemittelte Geschwindigkeit während der Einlassphase bis zum UT zyklisch stark schwankt. Die Schwankungen nehmen in der Kompressionsphase ab und steigen trotz abnehmender mittlerer Geschwindigkeit am Ende der Kompression wieder. Dies ist ein Resultat des Tumblezerfalls, durch welchen gerichtete kinetische Energie in turbulente kinetische Energie umgewandelt wird.

In Abbildung 5.6 sind die zyklengemittelten und zyklenindividuellen Absolutgeschwindigkeiten in den gleichen Punkten für den Betriebspunkt BP 1 über das Kurbelwellensignal aufgetragen. Ähnlich wie in BP 2 ist zu erkennen, dass vor dem Einlassventil nahezu keine zyklischen Schwankungen festzustellen sind. Lediglich kleine Schwankungen, hervorgerufen durch das Einlassventilschließen, sind zu erkennen, welche bis ZOT jedoch nahezu vollständig dissipiert sind. Während der Ansaugphase sind drei starke Spitzen im zyklusgemittelten Signal in allen sechs Punkten zwischen ca. 330 und 540° KW festzustellen. Diese werden durch die Einlassrandbedingung hervorgerufen, welche eine Druckschwingung gleicher Frequenz enthält (siehe Abbildung 4.19). Die Ursache liegt in der geometrischen Form des kompletten Ansaugkanals des Transparentmotors begründet, welche bei diesen Betriebsbedingungen (Drehzahl und Ansaugdruck) als Resultat der Ventilöffnungszeiten Druckwellen erzeugt. Die Auswirkungen dieser Druckwellen sind im Geschwindigkeitssignal in allen sechs Punkten zu erkennen, wobei die Amplitude im Punkt „Brennraum“ stark abgeschwächt vorhanden ist. Dies zeigt den diffusiven Charakter der turbulenten Innenzylinderströmung, welche starke Geschwindigkeitsänderungen über einen bestimmten Weg hinweg dämpft.

Ähnlich zum Betriebspunkt BP 2 entstehen bereits lokal vor dem Einlassventil zyklische Schwankungen, welche sich bis in den Brennraum bewegen. Das Einlassventilschließen ist durch eine Amplitude im Punkt „vor Ventil“ ebenfalls zu erkennen. Im Gegensatz zu BP 2 fallen die zyklischen Schwankungen der Absolutgeschwindigkeit geringer aus, was im direkten Zusammenhang mit der niedrigeren Drehzahl bzw. Kolbengeschwindigkeit steht. Lediglich zum Zeitpunkt des Ventilöffnens kommt es zu starken Fluktuationen, verursacht durch die hohe Druckdifferenz zwischen Brennraum (ca. 1 bar) und Einlasskanal (ca. 2 bar). Ein Anstieg der zyklusgemittelten Geschwindigkeit in der Position „Brennraum“ ab 660° KW ist ebenfalls zu erkennen, ebenso wie eine starke Zunahme der Geschwindigkeitsfluktuationen kurz vor ZOT im Bereich der Zündkerze.

Abschließend werden analog zu BP 1 und 2 für BP 3 die Geschwindigkeitssignale in den bereits definierten sechs Punkten vorgestellt (siehe Abbildung 5.7). Ähnlich zu BP 1 sind aufgrund der Druckrandbedingung drei Hauptschwingungen in allen Punkten zu erkennen. Die Geschwindigkeitsfluktuationen sind insgesamt höher gegenüber BP 1 und 2, was ein direktes Resultat der gesteigerten Motordrehzahl ist. Eine Steigerung der zyklusgemittelten Geschwindigkeit im Brennraum ab ca. 660° KW ist analog zu BP 1 und 2 auch in BP 3 erkennbar. Eine Erhöhung der Fluktuation im Zündkerzenbereich ist jedoch nur bis ca. 20° KW v. ZOT zu beobachten. Die anschließende Abnahme der zyklusgemittelten

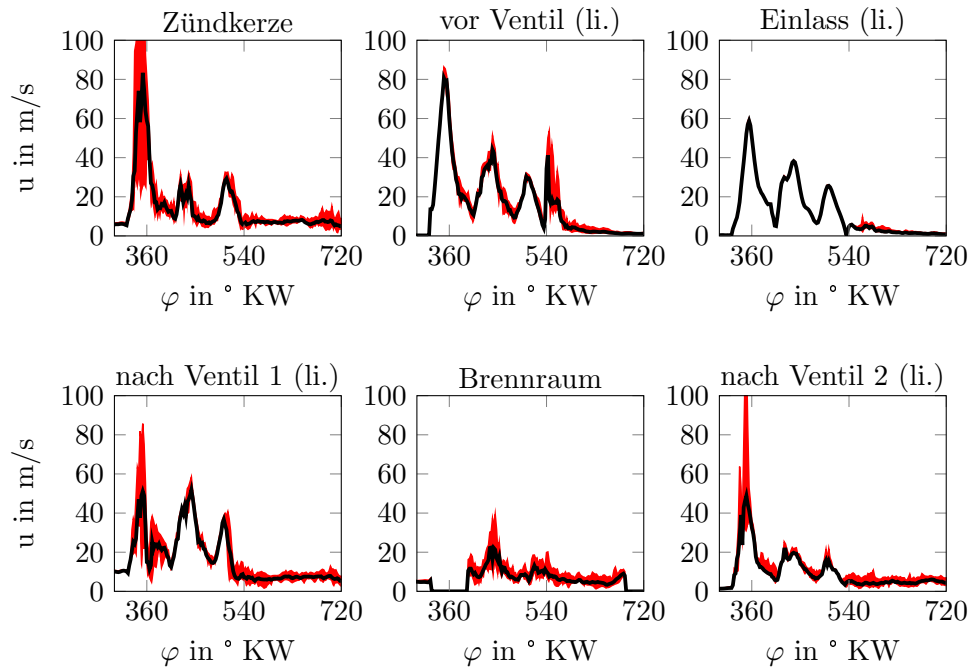


Abb. 5.6. Darstellung der Absolutgeschwindigkeiten im Betriebspunkt BP 1 (1000 1/min und 2 bar Ansaugdruck) in den Positionen, welche in Abbildung 5.2 dargestellt sind. Kurz nach Öffnen des Einlassventils sind aufgrund der hohen Druckdifferenz zwischen Brennraum und Einlasskanal starke Geschwindigkeitsspitzen zu erkennen. Es ergeben sich ebenfalls deutliche zyklische Schwankungen in allen Punkten des Brennraums.

Geschwindigkeit sowie der Geschwindigkeitsfluktuationen bis zum ZOT weist auf einen frühen Tumblezerfall hin. Dies wird im späteren Verlauf separat analysiert.

5.1.1 Fazit

Zusammenfassend können durch die vorgestellten Ergebnisse folgende Aussagen zur turbulenten Innenzylinderströmung getroffen werden:

- Bereits vor dem Einlassventilspalt verursachen der Ventilschaft sowie die Einlasskanalwand in Ventilsnähe die Entstehung turbulenter Strukturen durch geometrisch forcierte Ablösevorgänge.
- Diese Geschwindigkeitsfluktuationen werden durch den Ventilspalt beschleunigt, sind jedoch nach dem Ventilspalt weiter vorhanden und beeinflussen die Innenzylinderströmung.
- Letztere ist gekennzeichnet durch lokale Geschwindigkeitsschwankungen unterschiedlicher Stärke, welche proportional zur Motordrehzahl sind.
- Niederfrequente Geschwindigkeitsschwankungen, verursacht durch die Randbedingungen, sind in der gesamten Innenzylinderströmung zu beobachten, werden jedoch bereits nach kurzem Weg durch turbulente Diffusion stark gedämpft.

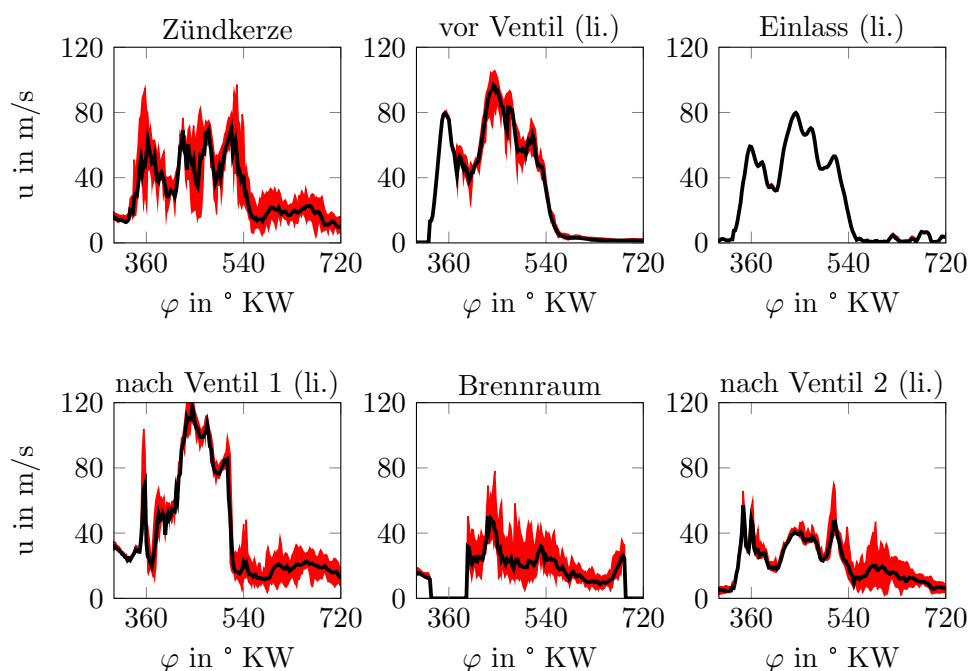


Abb. 5.7. Darstellung der Absolutgeschwindigkeiten im Betriebspunkt BP 3 (3000 1/min und 2 bar Ansaugdruck) in den Position, welche in Abbildung 5.2 dargestellt sind. Die Absolutgeschwindigkeiten sind aufgrund der Drehzahl sehr hoch, wodurch die zyklischen Schwankungen ebenfalls steigen. Im Bereich der Zündkerze ist kurz vor ZOT ein Abfall der Fluktuationen zu erkennen, welche in BP 1 und 2 nicht derart ausgeprägt sind.

- Der Zeitpunkt des Tumblezerfalls ist abhängig vom Betriebspunkt (Drehzahl und Ansaugdruck) und resultiert in unterschiedlich starken Geschwindigkeitsschwankungen in Zündkerzennähe zum ZOT.

5.2 Zyklische Schwankungen der Ladungsbewegung

Die Ladungsbewegung ist ein wichtiger Parameter zur Steuerung der Verbrennung und bestimmt maßgeblich das Brennverfahren eines Motors (siehe z.B. [MT14], [PSD⁺01], [SGR11], [BWMH16]). Sie kann unter anderem über die Tumblezahl (siehe Gleichung 3.35) ausgedrückt werden, deren Erhöhung eines der Ziele einer Brennverfahrensentwicklung sein kann. Einflussfaktoren sind neben den Randbedingungen des jeweiligen Betriebspunktes (Drehzahl, Ladedruck, Steuerzeiten) auch die geometrische Form des Einlasskanals, Ventilbereichs, Zylinderkopfes und des Kolbens.

Nach der Analyse der Auswirkungen des Einlasskanals und -ventils auf die Hauptströmung im vorherigen Unterkapitel wird nun die Innenzylinderströmung und Ladungsbewegung diskutiert. In Abbildung 5.8 ist der Absolutbetrag der Geschwindigkeit im Betriebspunkt BP 2 bei drei Kurbelwellenpositionen in der linken Ventilebene für die Zyklen 1 bis 5 sowie für den aus 30 Einzelzyklen gemittelten Zyklus dargestellt. Es ist zu erkennen, dass das Geschwindigkeitsfeld starken zyklischen Schwankungen ausgesetzt ist. Während im Zyklenmittel die Position des Tumblekerns eindeutig anhand des lokalen Minimums der Absolutgeschwindigkeit

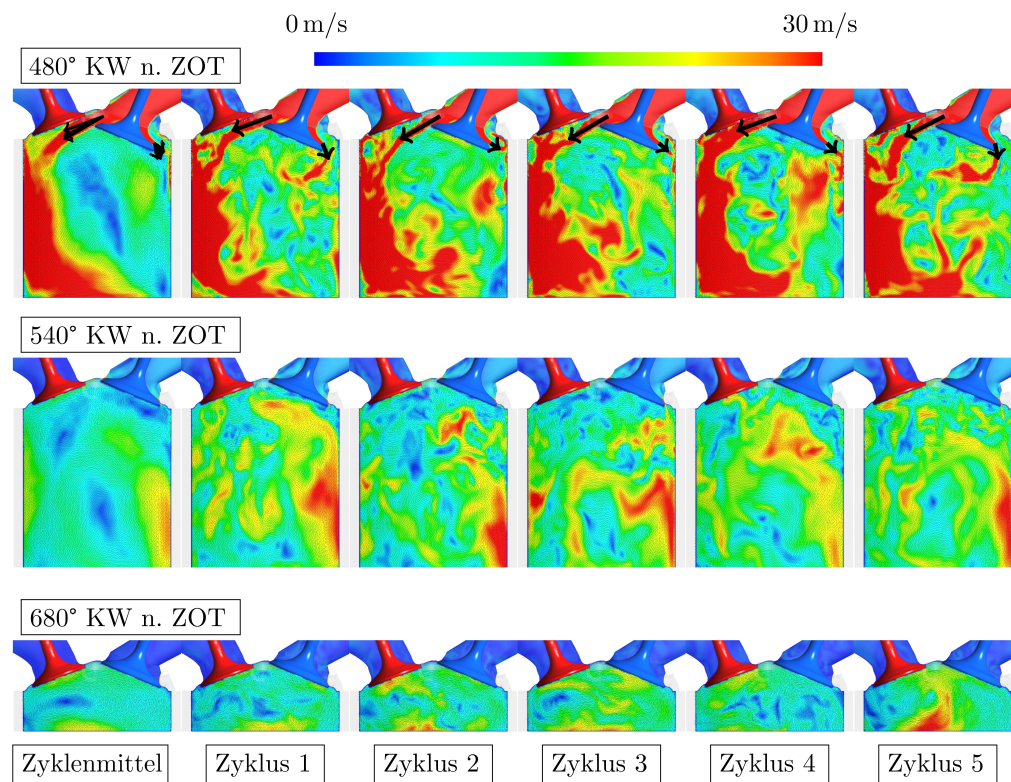


Abb. 5.8. Visualisierung der turbulenten Einlassströmung mit Hilfe der Absolutgeschwindigkeit in der linken Ventilebene bei 480, 540 und 680° KW n. ZOT. Es ist zu erkennen, dass starke zyklische Schwankungen der Einlassjets vorhanden sind, welche jeweils zyklusabhängige Ladungsbewegungen verursachen. Das Resultat sind zyklisch schwankende Tumblezerfallsprozesse, welche zu unterschiedlichen Strömungsfeldern kurz vor ZOT führen.

keit nahe der Brennraummitte zu erkennen ist, ist in den individuellen Zyklen eine optische Bestimmung der Rotationsachse nicht direkt möglich. In der Ansaugphase bei 480° KW n. ZOT sind die Auswirkungen des „jet-flappings“ zu erkennen. Der Einlassjet auf der dem Auslass zugewandten Seite führt eine schwankende Auf- und Abwärtsbewegung durch, gekennzeichnet in Abbildung 5.8 durch die schwarzen Pfeile links vom Einlassventil. Auf der gegenüberliegenden Seite findet ein Wechsel der Strömungsregime zwischen Rezirkulation im oberen rechten Brennraumbereich und Eindringen und Ablenkung des Einlassjets bis unter das Einlassventil (markiert durch die schwarzen Pfeile rechts vom Einlassventil) statt. Um die Schwankungen der beiden Jets zu visualisieren, werden die der Strömung folgenden Pfeile auf die Abbildung des Zyklusmittels (links) projiziert. Es ist zu erkennen, dass die beiden Jets eine Richtungsänderung von mehr als 10° (links) und 45° (rechts) durchführen. Durch diese jeweils zyklusabhängigen, schwankenden Einlassströmungen etablieren sich individuelle Innenzylinderströmungen, in Abbildung 5.8 dargestellt bei 540 und 680° KW n. ZOT, welche sich bis zum Ende der Kompressionsphase durch jeweils unterschiedliche Turbulenzintensitäten bemerkbar machen. Im weiteren Verlauf werden die zyklischen Schwankungen der Ladungsbewegung untersucht. Dabei werden zunächst die zyklusindividuellen Trajektorien der Tumblezentren in der mittleren Schnittebene visualisiert und analysiert. Im Anschluss wird die zyklische Schwankung der Stärke der Ladungsbewegung über die Tumblezahl bewertet.

5.2.1 Trajektorie des Tumbles

Analog zu Kapitel 4.3.5 wird das Γ_1 -Kriterium genutzt, um die zyklenindividuellen Trajektorien des Tumblekerns zu visualisieren. Dabei wird zwischen 450 und 690° KW n. ZOT alle 10° KW das Γ_1 -Feld in der mittleren Brennraumbene berechnet. Das globale Maximum entspricht dabei dem Tumblekern. Die berechneten Trajektorien für die Betriebspunkte BP 1, 2 und 3 sind in Abbildung 5.9 dargestellt.

Es ist zunächst deutlich zu erkennen, dass sämtliche Trajektorien in allen Betriebspunkten eine ähnliche rotatorische Bewegung ausführen, welche in der Ansaugphase in der Mitte des Brennraums beginnt. Bis zum UT wandert der Tumblekern in die untere rechte Brennraumcke, um sich während der Kompression in die obere linke Ecke zu bewegen. Zwischen ca. 640 und 660° KW v. ZOT findet eine erneute Richtungsänderung in Richtung Einlassseite statt. Diese Bewegungsumkehr wird ebenfalls in [JWBK16] beschrieben. Währenddessen bzw. im Anschluss findet der Tumblezerfall statt, wodurch keine gerichtete Strömung mehr vorhanden ist und das Maximum des Γ_1 -Feldes unterhalb des Detektionsschwellwertes fällt. Dieser Zeitpunkt ist von Zyklus zu Zyklus unterschiedlich, liegt jedoch in einem Bereich zwischen 690 und 720° KW n. ZOT.

Bei Betrachtung der markierten Zeitpunkte bei 450, 540 und 630° KW n. ZOT in Betriebspunkt BP 2 fällt auf, dass die Streuung der Position des Tumblekerns in x- und y-Richtung im Verlauf der Ansaugphase (blaue Linienfarbe) zunächst zunimmt, sich während der Kompressionsphase (rote Linienfarbe) bis 630° KW n. ZOT bezüglich der y-Richtung wieder reduziert, jedoch bezüglich der x-Richtung in annähernd gleicher Größenordnung erhalten bleibt. Dies liegt in der Änderung des Brennraumvolumens begründet, wodurch sich bei 540° KW n. ZOT Schwankungen in x- und y-Richtung etablieren können. Dies wird aufgrund der Kolbenposition bei 630° KW n. ZOT nahezu nur noch in x-Richtung zugelassen. Die Richtungsänderung kurz vor OT liegt in den geometrischen Verhältnissen begründet. Das größte freie Volumen befindet sich aufgrund der Brennraumdachgeometrie im Bereich der Zündkerze in der Brennraummitte. Der Tumblewirbel bewegt sich kurz vor ZOT in Richtung dieses Volumens, bevor hohe Scherkräfte einen Zerfall der gerichteten kinetischen Energie in turbulente kinetische Energie forcieren.

Eine Quantifizierung der Schwankungsbreite in x-Richtung zeigt, dass diese während der Ansaugphase mit ca. 12 mm vorhanden ist, sich bei 540° n. ZOT auf ca. 18 mm vergrößert und bei 630° KW n. ZOT ca. 20 mm beträgt. Somit bestehen schon zu einem sehr frühen Stadium der Ansaugphase zyklusabhängige Unterschiede der Ladungsbewegung, verursacht durch die unterschiedlichen Einlassströme.

Eine Drehzahlabhängigkeit kann durch einen Vergleich der Trajektorien der Betriebspunkte BP 1 und 3 festgestellt werden. Die geringe simulierte Zyklenzahl in BP 1 und 3 erlaubt keine statistisch gesicherte Aussage, es lassen sich jedoch bereits Tendenzen erkennen. Im Vergleich mit BP 2 und 3 liegt der Tumblekern in BP 1 durchschnittlich näher am Brennraumdach. Der Punkt der Richtungsänderung des Tumbles kurz vor ZOT liegt jedoch tiefer, teilweise bereits 20 mm unterhalb der Zylinderkopfdichtung, welche hier mit $y = 0$ mm definiert wurde. Die Streuung des Tumblekerns in BP 3 bei 450° n. ZOT ist im Vergleich mit BP 1 und 2 sehr gering, jedoch nehmen die zyklischen Schwankungen bis 630° n. ZOT stark zu und sind im Vergleich zu BP 1 und 2 mit ca. 30 mm in x-Richtung deutlich größer. Insgesamt scheint das Verhalten des Tumblekerns mit steigender Drehzahl instabiler zu werden. Dies kann mit der größeren Turbulenz begründet werden.

Es wird darauf hingewiesen, dass die Kolbengeometrie dieses Modells dem Panoramakolben des Transparentmotors entspricht. Die Kolbenmulde eines Serienmotors unterstützt die

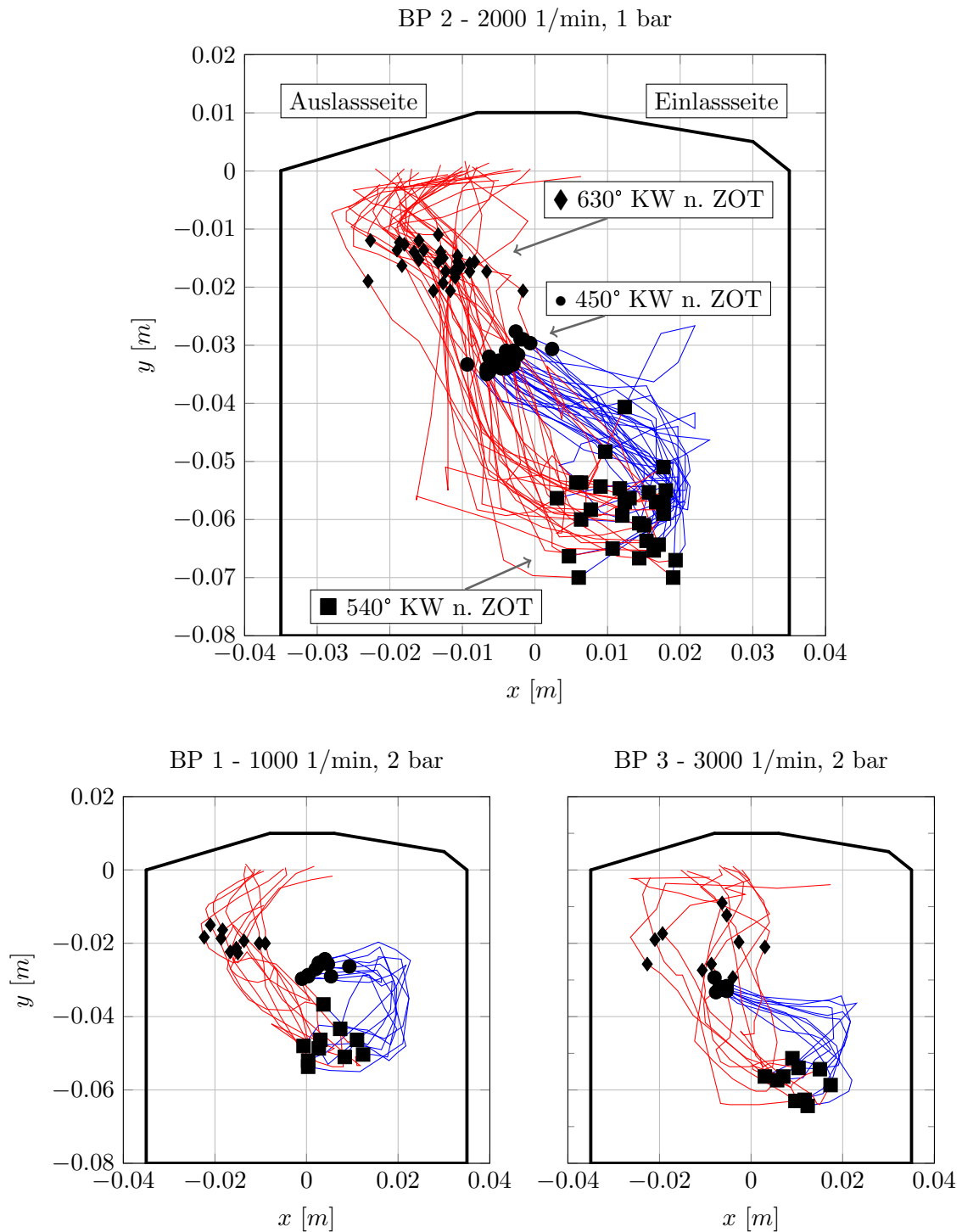


Abb. 5.9. Visualisierung der Trajektorien der Tumblekerne zwischen 450 und 690° KW n. ZOT für die Betriebspunkte BP 1 (li.), 2 (ob.) und 3 (re.). Die rotatorische Bewegung während der Einlass- und Kompressionsphase, gekennzeichnet mit den blauen und roten Linienfarben, von der Brennraummitte über den unteren rechten Bereich bei UT bis in den oberen linken Bereich ist deutlich erkennbar. Des Weiteren sind deutliche Schwankungen sichtbar. Insgesamt ist mit steigender Drehzahl ein instabiles Verhalten am Ende der Kompressionsphase festzustellen.

Ladungsbewegung, wodurch eine Stabilisierung und verringerte Fluktuationen der Ladungsbewegung erwartet wird. Die hier dargestellten Tendenzen werden jedoch auch in einem Serienmotor erwartet.

Eine Aussage bezüglich der Stärke der Ladungsbewegung kann mit Hilfe der Trajektorien nicht getätigt werden, da einerseits lediglich Daten aus einer Schnittebene verwendet werden und andererseits die Stärke der Ladungsbewegung nicht direkt mit der Trajektorie des Tumblekerns korreliert. Zusammenfassend kann jedoch gesagt werden, dass mit Hilfe der dargestellten Verläufe gezeigt werden kann, dass zyklische Schwankungen der Ladungsbewegung bereits früh in der Ansaugphase vorhanden sind. Vermorel et al. [VRC⁺09] nennen als eine Ursache zyklischer Schwankungen des Verbrennungsprozesses die Fluktuationen des mittleren und turbulenten Strömungsfeldes im Bereich der Zündkerze zum Zeitpunkt der Zündung. Bei Betrachtung der in Abbildung 5.9 dargestellten Trajektorien ist es offensichtlich, dass eine Reduktion dieser Fluktuationen eine Optimierung der gesamten Ladungsbewegung voraussetzt.

5.2.2 Tumblezahl und Tumblevisualisierung

Die Ladungsbewegung von Verbrennungsmotoren mit einem Tumble als Hauptbewegungsrichtung lässt sich mit Hilfe der Tumblezahl nach Gleichung 3.35 quantifizieren. Es ergibt sich ein charakteristischer Verlauf, welcher beispielhaft in Abbildung 5.10 dargestellt ist. Es ist zu erkennen, dass die Tumblezahl bereits vor Beginn des Ansaugvorgangs kurz vor dem oberen Totpunkt des Ladungswechsels (LWOT) bei $\varphi \approx 300^\circ$ KW steigt. Direkt im Anschluss beginnt der Ansaugvorgang und kurz nach LWOT schließt das Auslassventil. Bei $\varphi \approx 460^\circ$ KW weist die Tumblezahl ein Maximum auf, welches durch die hohe Kolbengeschwindigkeit und der damit verbundenen hohen Geschwindigkeit der angesaugten Luftmasse hervorgerufen wird. Im weiteren Verlauf der Ansaugung und Kompression verringert sich die Tumblezahl bis kurz nach LWUT, um im Anschluss in der Kompressionsphase wieder anzusteigen. Dieser Effekt wird durch die Veränderung des Trägheitsmomentes der Luft hergerufen, welches im LWUT maximal ist und sich bis OT stetig verringert. In einem Bereich von $\varphi \approx 660 - 680^\circ$ KW besteht ein lokales Maximum der Tumblezahl. Bei Annahme von Impulserhaltung muss sich die Tumblezahl durch die Verringerung des Trägheitsmomentes bis ZOT erhöhen. Es tritt jedoch eine zunehmende Stauchung des Tumblewirbels auf, wodurch sich Scherkräfte erhöhen und die Struktur instabil wird. Der Tumblezerfall beginnt und es wird zunehmend gerichtete kinetische Energie in turbulente kinetische Energie umgewandelt und schlussendlich dissipiert. Dies verringert den Drehimpuls, wodurch die Tumblezahl sinkt. Zum Zündzeitpunkt kurz vor ZOT ist somit ein hoher Anteil an turbulenter kinetischer Energie vorhanden, um eine sich ausbreitende Flammenfront durch Verwinkelung und Faltung zu beschleunigen. Aufgrund des letztgenannten Effekts ist eine Steigerung der Tumblezahl zielführend, um z.B. die Restgasverträglichkeit zu erhöhen und eine stabile und vollständige Verbrennung bei hohen AGR-Raten zu ermöglichen. Ein Konzept dafür ist die Verwendung einer Ladungsbewegungsklappe, welche drehzahlabhängig geschaltet wird, um über eine Querschnittsverengung des Einlasskanals auf Kosten des Durchflusses eine gesteigerte Ladungsbewegung zu generieren. Es wird darauf hingewiesen, dass der hier untersuchte Motor keine Ladungsbewegungsklappe besitzt und somit identische geometrische Verhältnisse für jeden Betriebspunkt vorliegen.

Im Folgenden wird die Ladungsbewegung anhand der Tumblezahl bei den fünf Kurbelwellenpositionen 640, 660, 680, 700 und 720° KW n. ZOT bewertet. In Abbildung 5.11 sind für die Betriebspunkte BP 1, 2 und 3 die Tumblezahlen für jeden einzelnen Zyklus dargestellt.

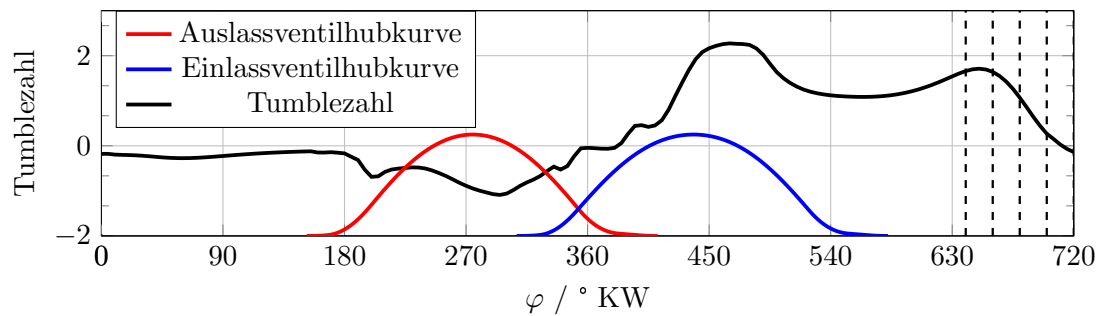


Abb. 5.10. Beispielhafte Darstellung eines charakteristischen Verlaufs der Tumblezahl über dem Kurbelwinkel. Zu erkennen ist das lokale Maximum zwischen 640 und 660° KW n. ZOT. Aufgrund der Datenmenge wird im weiteren Verlauf auf die diskreten Werte bei 640, 660, 680, 700 und 720° KW n. ZOT genauer eingegangen. Die dargestellten Ventilhubkurven dienen zur Veranschaulichung und sind daher qualitativ.

Es ist zunächst zu erkennen, dass die Tumblezahl starken Schwankungen unterworfen und zu keinem der dargestellten Zeitpunkte über mehrere Zyklen konstant ist. Dies ist ein direkter Effekt der aufgelösten Turbulenz, wodurch das Strömungsfeld zyklischen Schwankungen unterliegt und folglich der Tumble in Rotationsgeschwindigkeit und Position ebenfalls zyklisch schwankt. Bei Betrachtung der Differenz der Tumblezahlen zwischen 660 und 720° KW n. ZOT ist zu erkennen, dass auch die Abnahme der Tumblezahl zyklisch schwankt. Teilweise ist im ZOT noch eine rotatorische Bewegung vorhanden (BP 1, Zyklus 7, TZ = 0.93), teilweise ist der Tumble komplett in ungerichtete Bewegung übergegangen (BP 1, Zyklus 8, TZ = -0.04). Dies ist in allen Betriebspunkten zu beobachten. In einem Vergleich von BP 1 zu BP 3 ist eine Drehzahlabhängigkeit festzustellen. Die Tumblezahlen weisen in BP 3 in allen Kurbelwellenpositionen niedrigere Werte gegenüber BP 1 auf. Dies korreliert mit Abbildung 5.9, in welchem der Verlauf der Tumblezentren in BP 3 deutlich instabiler erscheint und zyklische Schwankungen gegenüber BP 1 stärker ausgeprägt sind. Dies ist eine direkte Ursache der geringeren Ladungsbewegung. Eine Abhängigkeit gegenüber des Ansaugdruckes kann hier nicht getätigt werden, da BP 2 der einzige Betriebspunkt mit einem mittleren Ansaugdruck von $p = 1$ bar ist. Dennoch lässt sich dieser Zyklus bezüglich seiner Tumblezahlen (vergleiche Abbildung 5.11) und seiner Tumblezentrentrajektorien (vergleiche Abbildung 5.9) zwischen BP 1 und 3 einordnen.

Die Ursachen der zyklischen Variationen der Tumblezahl lassen sich anhand einer dreidimensionalen Darstellung der Strömung erklären, wobei mehrere Möglichkeiten zur Visualisierung des Tumbles bzw. des Tumblekerns bestehen. Unter anderem sind in [LWSH04], [HHT07] und [Bru14] verschiedene Methoden zur Visualisierung rotatorischer Innenzylinderströmungen vorgestellt. Aufgrund der Skalenunterschiede von Faktor 20 bis 30 zwischen den kleinsten aufgelösten Wirbeln ($\sim 2 - 3$ mm) im Brennraum und der globalen Ladungsbewegung ($\sim D = 74,5$ mm) ist die Nutzung von Wirbelvisualisierungsmethoden stark eingeschränkt. Da das vorrangige Interesse zunächst eine Darstellung des Tumblekerns bzw. der Tumbleachse ist, sollen kleinere Strukturen nicht dargestellt werden. Dieses Kriterium untersagt die Nutzung von Q-Kriterium, λ_2 -Kriterium und ähnlichen Methoden (siehe [JH95]) aufgrund der schwierigen Visualisierung (siehe Abbildung 5.12). Ähnliches gilt für Stromlinien und masselose Partikel, welche erst in Kombination mit Animationen eine ausreichende Aussagekraft entwickeln. Es wird daher auf die Darstellung des Tumbles über die Isofläche des statischen Drucks zurückgegriffen. Brussies [Bru14] bestätigt diese Methodik in ihrer Arbeit, schlägt jedoch weiterhin die Nutzung des Extremwerts des Betrags

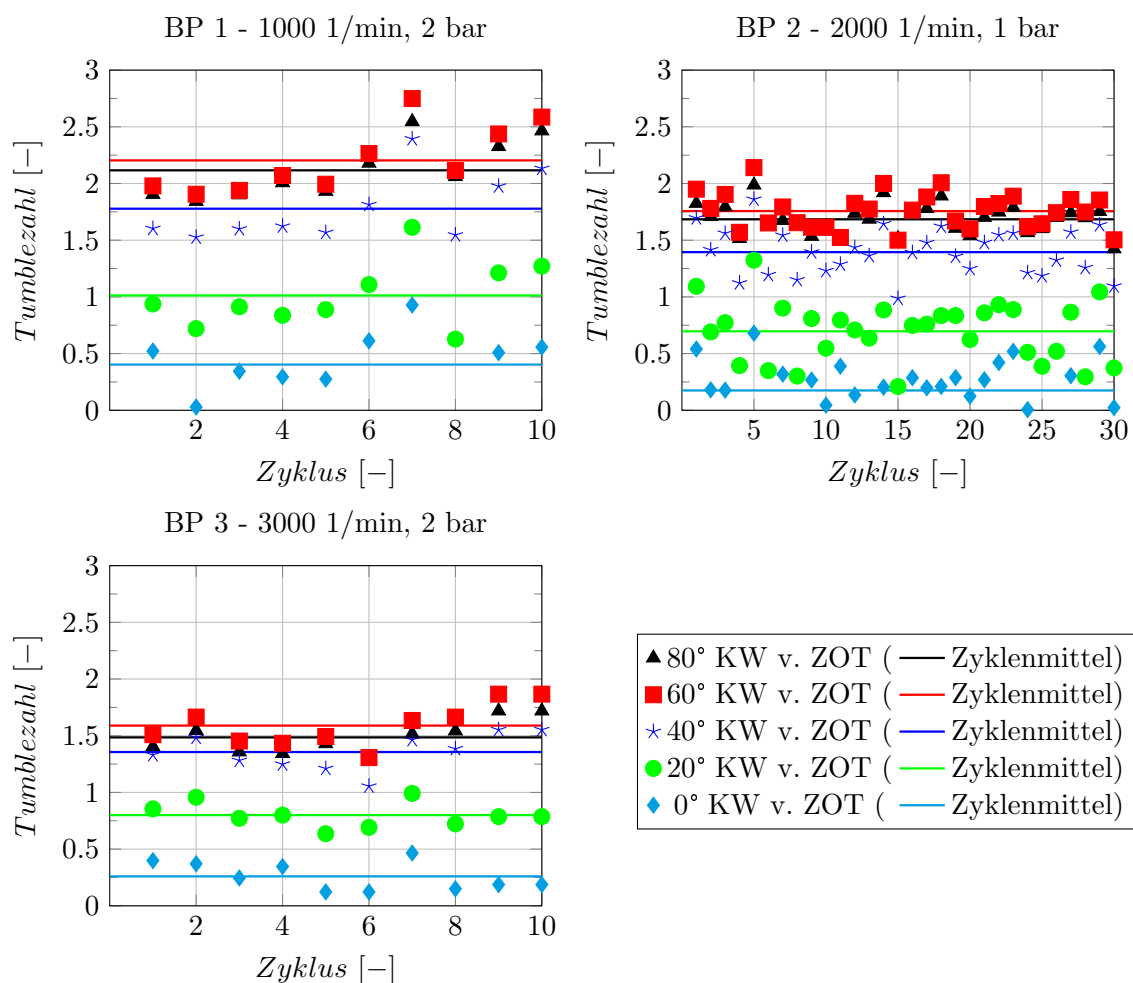


Abb. 5.11. Darstellung der Tumblezahlen der Betriebspunkte BP 1 (oben links), BP 2 (oben rechts) und BP 3 (unten links) zu den Kurbelwellenpositionen 80, 60, 40 und 20° KW v. ZOT sowie im ZOT. Es sind jeweils die Einzelwerte (Symbole) und zyklengemittelten Werte (durchgezogene Linien) dargestellt. Ein Vergleich von BP 1 und BP 3 zeigt, dass bei gleichem mittleren Ansaugdruck die Tumblezahlen mit zunehmender Drehzahl abnehmen.

der Rotation des normierten Geschwindigkeitsfeldes $J(u)$ (siehe Gleichung 5.1) vor, um die Drallachse in einem dieselmotorischen Verfahren zu visualisieren:

$$J(u) = \left| \nabla \times \left(\frac{u}{|u|} \right) \right| \quad \rightarrow x_D : \max J(u(x)). \quad (5.1)$$

Es wird argumentiert, dass in einer LES dieses Verfahren gut geeignet ist, da als Resultat viele kleine Strukturen unberücksichtigt bleiben. Abbildung 5.12 zeigt beispielhaft für den ersten Zyklus des Betriebspunktes BP 2 zur Kurbelwellenposition 640° KW n. ZOT mehrere vorgestellte Möglichkeiten zur Visualisierung des Tumbles während der Kompressionsphase. Zu diesem Zeitpunkt befindet sich eine ausgeprägte Tumblestruktur nahezu in der Mitte des Brennraums. Aufgrund der rotatorischen Bewegung der Luftmasse und den damit einhergehenden Zentrifugalkräften entsteht ein Druckminimum in der Rotationsachse [JH95], welches mit Hilfe einer Isofläche visualisiert wird. Der Wert des Druckminimums ist dabei in Relation zum volumengemittelten Brennraumdruck gewählt. Für die untersuchten Betriebspunkte

wurden die in Tabelle 5.1 aufgelisteten Werte genutzt.

Tab. 5.1. Grenzwerte für die Druckisoflächen zur Visualisierung des Tumblekerns

Betriebspunkt	BP m1	BP m2	BP m3
Grenzwert p/\bar{p}	0,9997	0,997	0,997

Des Weiteren ist zu erkennen, dass der Verlauf von $J(u)$ große Ähnlichkeit mit dem Verlauf der Isofläche des Druckes hat. Der Grenzwert der Isofläche von $J(u)$ ist zur Veranschaulichung so gewählt, dass die zentrale Achse visualisiert wird. Gegenüber der Druckisofläche kann es jedoch vorkommen, dass in weiteren Bereichen des Brennraums sehr hohe Werte von $J(u)$ auftreten. Brussies [Bru14] empfiehlt, bei der Berechnung des Tumblekerns die wandnahen Bereiche nicht zu berücksichtigen, da die Rotationsgeschwindigkeit in diesen Bereichen sehr hoch ist und das Ergebnis verfälschen kann. Daher wird bei der Darstellung ein Abstand von 10 mm zu den Wänden gehalten. Nichtsdestotrotz sind Strukturen neben dem Tumblekern sichtbar, welche zu anderen Kurbelwellenpositionen noch ausgeprägter sind. Daraus wird geschlossen, dass dieses Kriterium zur Visualisierung einer Tumbleströmung nur begrenzt geeignet ist.

Zur weiteren Visualisierung der Tumblestruktur wird in Abbildung 5.12 die großskalige rotatorische Bewegung mit Hilfe von Strömungslinien dargestellt. Die Positionen und Verläufe der Stromlinien unterstützen die These, dass über eine Druckisofläche der Tumble dargestellt werden kann. Eine alleinige Nutzung von Stromlinien verspricht jedoch keine eindeutige Visualisierung des Tumblekerns.

Klassische Visualisierungsmethoden über Isoflächen von Derivaten des Geschwindigkeitsgradiententensors führen nicht zu einer Darstellung des Tumbles. Dies wird beispielhaft über die Visualisierung des λ_2 -Kriteriums in Abbildung 5.12 veranschaulicht. Großskalige Strukturen können nicht dargestellt werden, da kleinskalige Strukturen überwiegen. Ein weiteres Beispiel dafür ist in Abbildung 3.2 zu sehen, wo große kohärente Strukturen nicht sichtbar sind, da ebenfalls kleinskalige Strukturen überwiegen (charakteristische Wirbelablösung und Ausbildung einer kármánschen Wirbelstraße).

Zusammenfassend kann gesagt werden, dass eine Visualisierung der Tumbleachse mit Hilfe einer Isofläche des statischen Drucks die besten Resultate liefert. Daher wird im folgenden Kapitel dieses Verfahren genutzt. Es erfolgt eine qualitative Analyse einzelner Zyklen. Dazu werden pro Betriebspunkt exemplarisch jeweils die Zyklen mit der höchsten und niedrigsten Tumblezahl miteinander verglichen.

In Abbildung 5.13 ist die Tumblestruktur mehrerer individueller Zyklen mit der jeweils höchsten und niedrigsten Tumblezahl der jeweiligen Betriebspunkte BP 1, 2 und 3 bei 640° KW n. ZOT dargestellt. Der Unterschied zwischen minimaler und maximaler Tumblezahl beträgt in BP 1 ca. 0,6, in BP 2 ca. 0,5 und in BP 3 ca. 0,55. Anhand der Druckisofläche ist zu erkennen, dass in den Zyklen mit hoher Tumblezahl die Tumbleachse nahezu konstant in der Mitte des Brennraums liegt und sich von links nach rechts in einer zylindrischen Form erstreckt. Im Gegensatz dazu ist in den Zyklen mit niedriger Tumblezahl keine eindeutige Tumbleachse zu identifizieren. Eine Variation des Grenzwertes der Druckisofläche bewirkte zwar eine größere Isofläche, jedoch ist weiterhin keine eindeutige Tumbleachse zu erkennen. Grund dafür ist eine weniger stark ausgerichtete Strömung, wodurch die Rotation der Luftmasse geringer ausfällt und sich damit ein geringerer Druckabfall im Zentrum einstellt. Zusätzlich ist zu erkennen, dass sich das Zentrum nicht exakt in der Mitte des

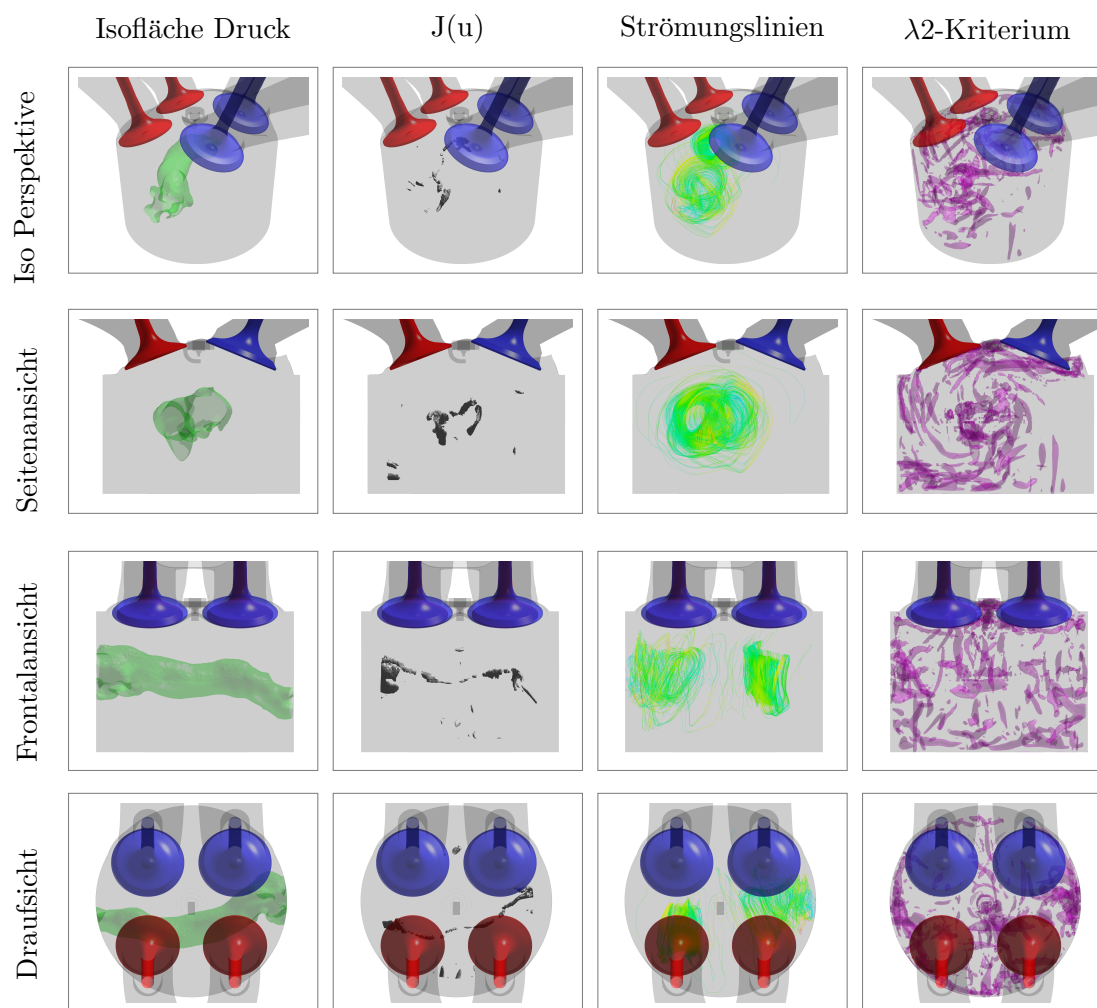


Abb. 5.12. Visualisierung der Tumblestruktur bei 640° KW n. ZOT in Zyklus 1 von Betriebspunkt BP 2 über eine Isofläche des statischen Drucks, den Betrag der Rotation des normierten Geschwindigkeitsfeldes, Stromlinien und das λ_2 Kriterium jeweils aus verschiedenen Perspektiven. Eine Visualisierung des Tumblewirbels über eine Isofläche des Druckes liefert die besten Ergebnisse. Verfahren, welche unter anderem in der Literatur (siehe [Bru14], [LWSH04]) empfohlen werden, eignen sich für die komplexe Struktur nicht.

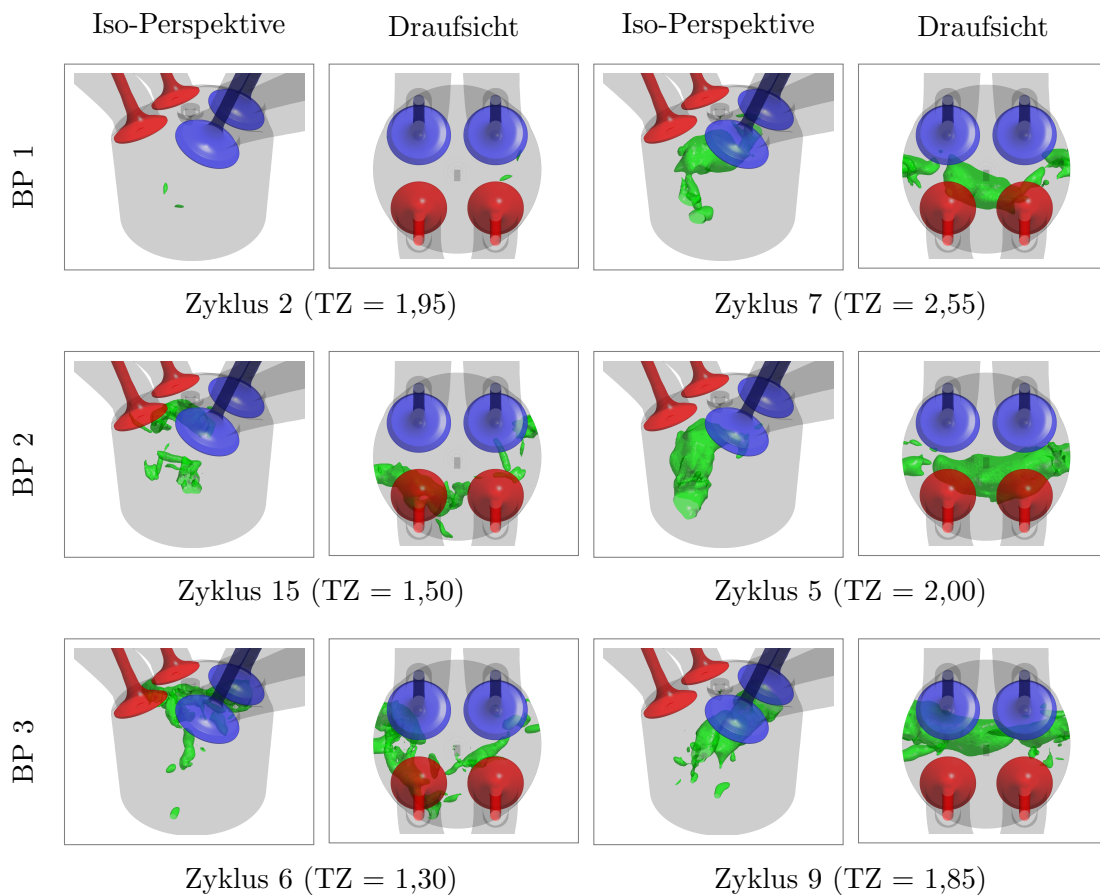


Abb. 5.13. Visualisierung der Tumblestruktur bei 640° KW n. ZOT in den Zyklen 2, 7 (BP 1, oben), 15 und 5 (BP 2, mittig) und 6 und 9 (BP 3, unten) über eine Isofläche des statischen Drucks jeweils aus einer Iso-Perspektive (links) und Draufsicht (rechts). Es herrscht eine starke Korrelation zwischen der Struktur des Tumbles und der Tumblezahl. Eine zylindrische, durchgehende Tumblestruktur geht einher mit einer hohen Tumblezahl.

Brennraums befindet. Der Berechnung der Tumblezahl liegt allerdings die Rotation um den Massenschwerpunkt zu Grunde. Bei Vernachlässigung von Dichteunterschieden liegt dieser im geometrischen Zentrum des Brennraums. Die Tumblebewegung verläuft im Zyklennittel jedoch auf einer Art kreisförmigen Bahn (siehe Abbildung 4.23), welche starken zyklischen Schwankungen unterliegt (siehe Abbildung 5.9)). Die in Abbildung 5.11 dargestellten Tumblezahlen stellen daher das Resultat der Auswirkungen von einerseits unterschiedlichen, zyklusabhängigen Rotationsgeschwindigkeiten der Ladung und andererseits unterschiedlicher dreidimensionaler Ausrichtung der Ladungsbewegung dar. Die starke Korrelation zwischen hoher Tumblezahl und zylindrischer Form des Tumblewirbels parallel zur Querachse des Zylinders zeigt jedoch, dass eine Steigerung der Tumblezahl über eine geometrische forcierte, symmetrische und stabile Ladungsbewegung erreicht werden kann. Dies reduziert folglich ebenfalls die zyklischen Schwankungen des Strömungsfeldes.

5.2.3 Fazit

Zusammenfassend können durch die vorgestellten Ergebnisse folgende Aussagen zur Analyse der Ladungsbewegung getroffen werden:

- Schwankungen der Ladungsbewegung entstehen durch Schwankungen des Einlassstroms.
- Die Trajektorien der Tumblekerne zeigen stark zyklisch schwankendes Verhalten und dies bereits früh in der Ansaugphase.
- Eine Steigerung der Drehzahl zeigt eine Steigerung der Zyklusschwankungen der Position des Tumblekerns kurz vor ZOT.
- Die Tumblezahl als Beurteilungskriterium ist stark abhängig von der Form des Tumbles.
- Eine hohe Tumblezahl korreliert mit einer zylindrischen, symmetrischen Form des Tumbles, welcher möglichst mittig im Brennraum liegt.
- Starke Wölbungen und dezentrale Lagen verringern die Tumblezahl.

In der Brennverfahrensentwicklung dient der Tumble zur Steigerung der Gemischbildung bis zum Zündzeitpunkt durch Interaktion mit dem Kraftstoffspray während und nach der Einspritzung. Zusätzlich dazu soll eine möglichst hohe turbulente kinetische Energie während und nach dem Zündvorgang generiert werden, ohne großskalige Konvektionsströmungen hervorzurufen, welche die Entstehung des Flammenkerns durch den Zündfunken erschweren oder gar verhindern [GVL⁺12]. Daher werden in den folgenden Unterkapiteln genau diese Themen näher untersucht.

5.3 Einspritzung und Gemischbildung

5.3.1 Charakteristischer Verlauf der Einspritzung und Gemischbildung

Zunächst wird anhand zweier Zyklen des Betriebspunktes BP m1 beispielhaft die Gemischbildung und -homogenisierung charakterisiert. Dazu ist in Abbildung 5.14 zu diskreten Kurbelwellenpositionen das stöchiometrische Luft-Kraftstoff Verhältnis der Mischung in der Gasphase im Brennraum dargestellt. Es ist zu erkennen, dass die Einspritzung in der dargestellten Schnittebene auf Grund der Injektoreinbaulage (siehe Abbildung (4.25)) unabhängig von der Tumblezahl nahezu tangential und in Richtung der Tumblerotation stattfindet. Die flüssigen und bereits verdampften Kraftstoffanteile werden durch die angesaugte Luft nach unten verdrängt. Die Einspritzdauer beeinflusst maßgeblich die Beladung der Frischluftmasse.

Bei ca. 60° KW nach Einspritzbeginn (EB) ist der Einspritzvorgang beendet und aufgrund der Rotation der Luftmasse sowie der Ausrichtung des Sprays ist in der dargestellten Schnittebene ca. die Hälfte der Frischluftmasse beladen. Mit Beginn der Kompressionsphase wird der Tumble gestaucht und die Gemischbildung durch die höhere Winkelgeschwindigkeit intensiviert. Ab ca. 120 bis 140° KW nach EB sind in dieser Schnittebene erste Unterschiede zwischen Zyklus 4 und 6 zu erkennen. Aufgrund der höheren Rotation von Zyklus 6 wird die kraftstoffreiche Gemischwolke weiter transportiert. Dies ist insbesondere bei 220° KW nach EB zu erkennen, wo die Gemischwolke ca. eine halbe Umdrehung weiter konvektiert ist. Im

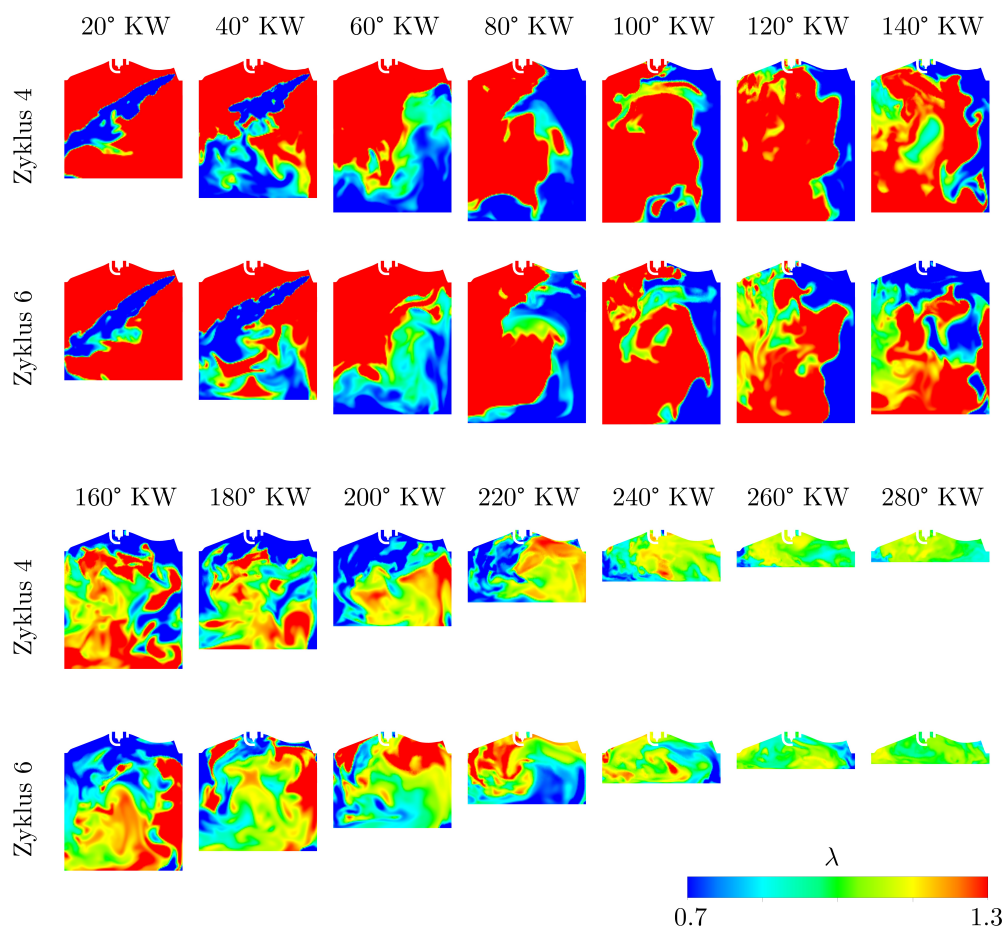


Abb. 5.14. Darstellung des stöchiometrischen Luft-Kraftstoff-Verhältnisses in einer zentralen Schnittebene von Zyklus 4 und Zyklus 6 im Betriebspunkt BP 1. Die Kurbelwellenangaben beziehen sich auf den Einspritzbeginn. Die Beladung der Luft mit Kraftstoff und die anschließende Rotation sind deutlich sichtbar. Die Homogenisierung findet hauptsächlich in der Phase der Kompression statt, wo gerichtete kinetische Energie in turbulente kinetische Energie umgewandelt wird. Aufgrund der unterschiedlichen Ladungsbewegung findet eine unterschiedlich schnelle Konvektion der gasförmigen Kraftstoffanteile durch Rotation statt.

weiteren Verlauf äußert sich dies durch eine unterschiedliche Position des kraftstoffreichen Bereichs. In Zyklus 4 befindet sich dieser auf der Auslassventilseite, während in Zyklus 6 dieser Bereich unter den Einlassventilen lokalisiert ist. In beiden Zyklen ist zu erkennen, dass die Gemischbildung bis zum Erreichen des ZOTs noch nicht vollständig abgeschlossen ist. Es liegen in dieser Schnittebene bei ZOT (280° KW n. EB) noch örtliche Variationen zwischen λ ca. 0,8 und 1,15 vor. Zusätzlich ist zu erkennen, dass der Transport von mageren bzw. fetten Gemischwolken stark vom Drehimpuls des Tumbles abhängig ist. Dies kann die Zündung stark beeinflussen, da Zyklus-zu-Zyklus Variationen des stöchiometrischen Luft-Kraftstoff-Verhältnisses direkt im Bereich der Zündkerze auftreten können.

5.3.2 Einfluss der Einspritzung auf die Ladungsbewegung

Aufgrund des zusätzlichen Impulses des eingespritzten Kraftstoffes wird die Ladungsbewegung beeinflusst. Die Auswirkungen sind stark motor-, brennverfahrens- und betriebspunkt-

abhängig. Unter anderem haben Injektorlage und Einspritzstrategie einen erheblichen Einfluss auf die Änderung der Ladungsbewegung (siehe z.B. [IY09], [DMPH04], [SSK⁺13], [WLT⁺15], [YZS⁺16]).

Bei Betrachtung von Abbildung 5.15 ist zu erkennen, dass die Auswirkung der Einspritzung auf die Tumbleströmung in der Regel in einer Erhöhung der Tumblezahl resultiert. Die Quantität dieses Einflusses ist jedoch betriebspunktabhängig. In BP m1 wird die Tumblezahl zwischen 640 und 700° KW n. ZOT um durchschnittlich 0,3 angehoben, in BP m3 um 0,35. Wobei die Tumblezahl im ZOT auf ähnlichem Niveau liegt, was mit einem frühen Tumblezerfall begründet werden kann, wie bereits in Kapitel 5.1 diskutiert. Aufgrund der geringen Anzahl an simulierten Zyklen kann keine statistisch gesicherte Aussage zum charakteristischen Verhalten in diesen Betriebspunkten getroffen werden, jedoch erwähnt Brussies [Bru14] in ihrer Arbeit, dass bereits mit elf Zyklen gute Aussagen zum Mittelwert getätigt werden können. Somit wird davon ausgegangen, dass das tendenzielle Systemverhalten wiedergegeben werden kann. Im Gegensatz zu BP m1 und m3 sind die Auswirkungen in BP m2 wesentlich stärker. Hier findet zwischen 640 und 700° KW n. ZOT eine durchschnittliche Erhöhung der Tumblezahl um 0,6 statt. Im ZOT herrscht in den Zyklen mit Einspritzung weiterhin eine rotatorische Bewegung, zu erkennen an der zyklusgemittelten Tumblezahl von ca. 0,8. Der stärkere Einfluss wird auf die geringere Ladungsmasse zurückgeführt, wodurch sich durch die geringere Massenträgheit eine instabilere Tumbleströmung ausbildet. Der Impuls der Einspritzung hat in diesem Fall einen stärkeren Einfluss, was im Vergleich mit BP m1 und m3 in einer im Vergleich deutlicheren Erhöhung der TZ resultiert.

Neben dem Einfluss auf die zyklusgemittelte Tumblezahl ist weiterhin zu erkennen, dass die Einspritzung eine Stabilisierung der TZ hervorruft. Dies kann unter anderem durch eine Darstellung des Variationskoeffizienten (engl.: „coefficient of variation“, „COV“) gezeigt werden, welcher sich wie folgt berechnet:

$$COV_{TZ} = \frac{\text{Standardabweichung}(TZ)}{\text{Erwartungswert}(TZ)} = \frac{\sigma_{TZ}}{\overline{TZ}}. \quad (5.2)$$

Abbildung 5.16 (links) stellt den COV der TZ in BP 1, 2 und 3 für die Zyklen mit und ohne Einspritzung dar. Es ist zu erkennen, dass die Einspritzung in BP 1 und 3 nur einen geringen Effekt auf die zyklischen Schwankungen ausübt. Der COV verringert sich um maximal 4%, mit Ausnahme von BP 1 im ZOT, wo eine Reduktion um ca. 19% vorliegt. In BP 2 sind ab 680° KW n. ZOT deutlich höhere Reduktionen von bis zu 112% im ZOT zu erkennen. Grund ist die geringere zyklusgemittelte TZ, welche in Gleichung 5.2 im Nenner ihren Einfluss ausübt. Bei Betrachtung der Standardabweichung der TZ in Abbildung 5.16 (rechts) ist zu erkennen, dass die Einspritzung je nach Betriebspunkt unterschiedliche Auswirkungen haben kann. In BP 1 gibt es bei 680 und 700° KW n. ZOT eine Erhöhung der Standardabweichung, was sich durch die beiden Zyklen 4 und 5 erklären lässt, welche zu diesem Zeitpunkt eine sehr geringe TZ aufweisen und damit die Standardabweichung erhöhen. In BP 2 findet eine Reduktion der zyklischen Schwankungen des Tumbles statt, zu erkennen an einer durchschnittlichen Verringerung von σ_{TZ} von ca. 0,05. In BP 3 erhöht sich σ_{TZ} nur marginal um ca. 0,02. Zusammenfassend kann daher gesagt werden, dass eine Stabilisierung der Tumblezahl lediglich in BP 2 stattfindet. In BP 1 und 3 findet zwar teilweise eine Erhöhung der Standardabweichung statt, welche jedoch aufgrund der höheren mittleren Tumblezahlen in einen COV auf ähnlichem Niveau resultiert.

Analog zu Abbildung 5.9 werden in Abbildung 5.17 die Trajektorien der Tumblezentren dargestellt. Er ist zu erkennen, dass weiterhin starke Schwankungen der Tumblebewegungen von Zyklus zu Zyklus vorhanden sind. In sämtlichen Betriebspunkten liegen die Trajektorien

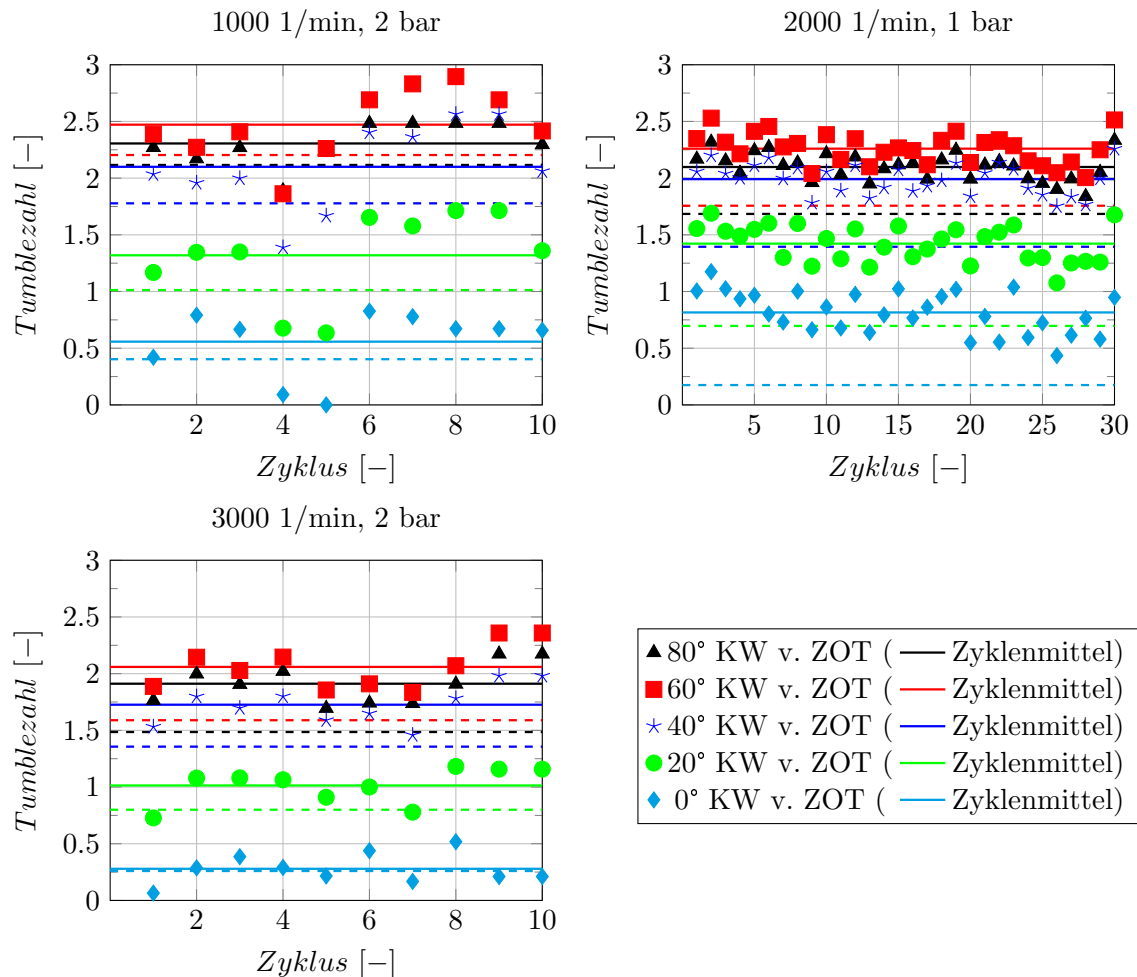


Abb. 5.15. Darstellung der Tumblezahlen der Betriebspunkte BP m1 (oben links), BP m2 (oben rechts) und BP m3 (unten links) zu den Kurbelwellenpositionen 640, 660, 680, 700 und 720° KW n. ZOT. Es sind jeweils die Einzelwerte (Symbole) und zyklengemittelten Werte für die Betriebspunkte mit Einspritzung (durchgezogene Linien) den zyklengemittelten Werten ohne Einspritzung (gestrichelte Linien) gegenübergestellt. Es ist eine Steigerung der zyklengemittelten Tumblezahl durch die Einspritzung zu erkennen, welche in BP m2 am stärksten ausgeprägt ist. Der Einfluss der Einspritzung auf die Tumblezahl in BP m1 und m3 ist auf ähnlichem Niveau, sodass davon ausgegangen wird, dass mit zunehmender Aufladung der Einfluss auf die Tumblezahl geringer wird.

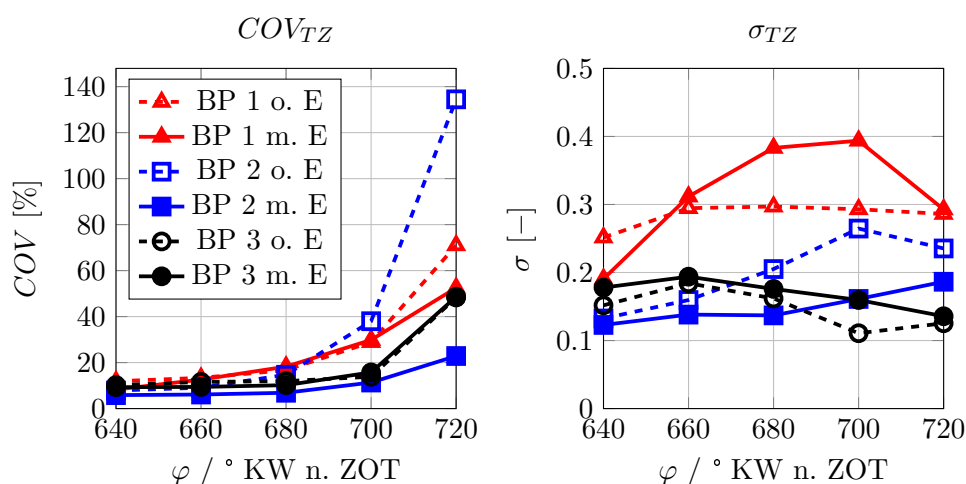


Abb. 5.16. Darstellung des Variationskoeffizienten (COV) und der Standardabweichung der Tumblezahlen der Betriebspunkte BP 1, 2 und 3 jeweils mit und ohne Einspritzung zu den Kurbelwellenpositionen 640, 660, 680, 700 und 720° KW n. ZOT. Es ist zu erkennen, dass die Einspritzung in BP 2 eine Stabilisierung der Ladungsbewegung hervorruft. In BP 1 und 3 ist der COV durch eine im Zyklusmittel erhöhte Tumblezahl, trotz leicht gesteigerter Standardabweichung, auf ähnlichem Niveau.

im Vergleich zu den Betriebspunkten ohne Einspritzung wesentlich weiter oben im Brennraum. Bei Betrachtung der Positionen bei 540° KW v. ZOT ist eine Verschiebung von ca. 20 mm in BP 1 und 2 bzw. 10 mm in BP 3 in Richtung Zylinderkopf feststellbar (vergleiche dazu Abbildung 5.9). Insgesamt erscheint die Richtungsänderung in BP 2 in der späten Kompressionsphase ab ca. 60° KW v. ZOT in Richtung Zündkerze nunmehr stabiler. In BP 3 ist diese Richtungsumkehr nicht vorhanden, was im Einklang mit den Darstellung ohne Einspritzung ist, welche ein ähnliches Verhalten aufweisen. Dies stimmt mit den dargestellten Tumblezahlen (vergleiche Abbildung 5.15) überein, welche für BP 3 weiterhin sehr niedrige Werte bei ZOT voraussagen.

5.3.3 Fazit

Zusammenfassend können durch die vorgestellten Ergebnisse folgende Aussagen zum Einfluss der Einspritzung auf die Ladungsbewegung getroffen werden:

- Die Ladungsbewegung hat über Konvektionsprozesse einen starken Einfluss auf die Kraftstoffverteilung im Brennraum.
- Die Einspritzung erhöht über zusätzlichen Impuls sowie Masse die Ladungsbewegung in ihrer Stärke.
- Dadurch verringern sich die zyklischen Schwankungen, ausgedrückt durch den Variationskoeffizienten.
- Die Tumbletrajektorien ändern sich, sodass die Bewegung mehr im oberen Teil des Brennraums durchgeführt und eine Stabilisierung bei niedriger Drehzahl erreicht wird.
- Die zyklischen Schwankungen der Tumblezahl, dargestellt durch die Standardabweichung und den COV, werden in BP 2 stark verringert und bleiben in BP 1 und 3 auf ähnlichem Niveau.

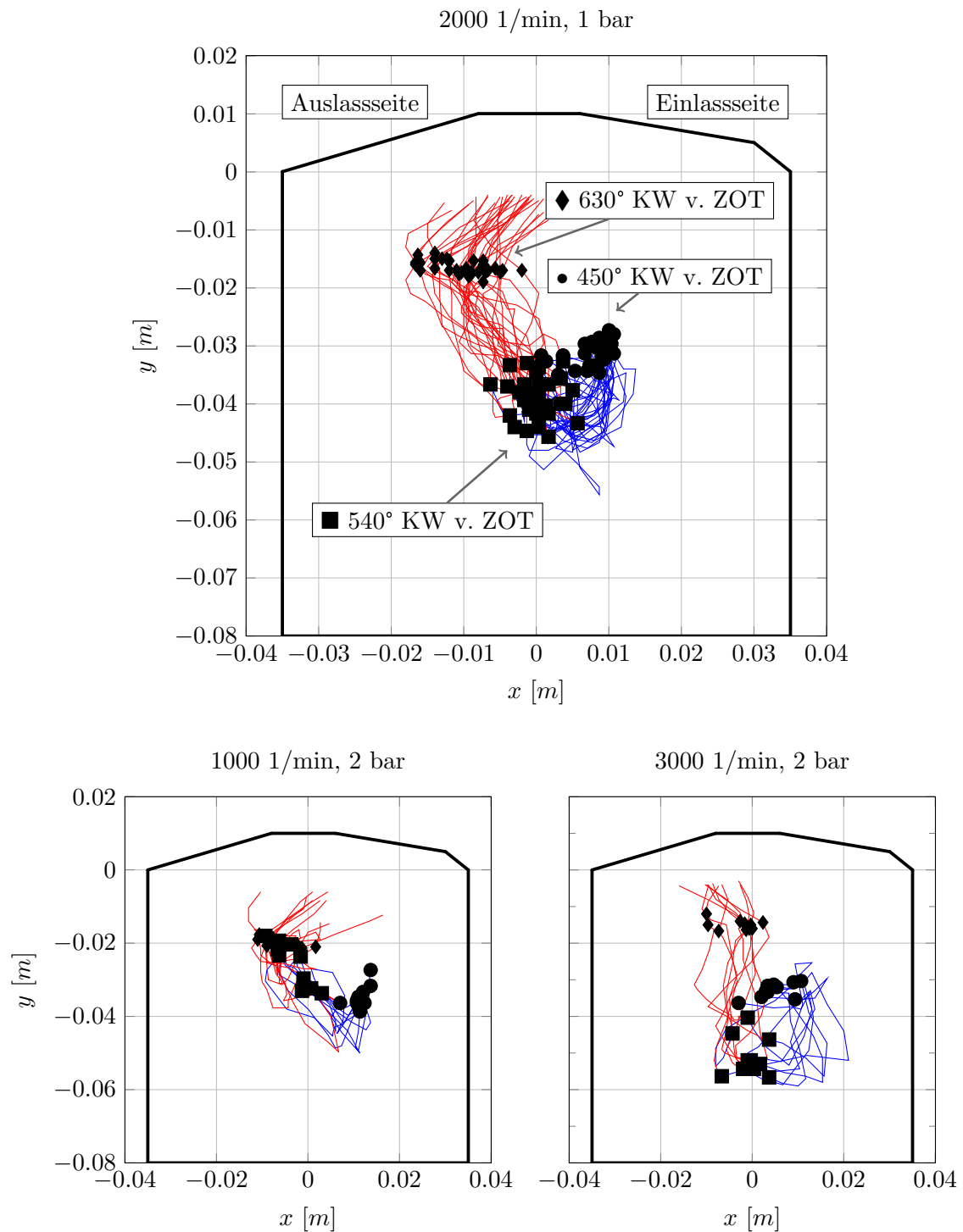


Abb. 5.17. Visualisierung der Trajektorien der Tumblekerne zwischen 450 und 690° KW n. ZOT für die Betriebspunkte BP m1 (li.), m2 (mi.) und m3 (re.). Im Vergleich mit den Betriebspunkten ohne Einspritzung (vergleiche Abbildung 5.9) ist eine Stabilisierung der Trajektorien zu erkennen, sodass die zyklischen Schwankungen reduziert werden. Insgesamt verläuft die Trajektorie weiter im oberen Teil des Brennraums. Die Richtungsumkehr kurz vor ZOT ist in BP m1 und m2 stärker ausgeprägt, in BP m3 jedoch nicht mehr vorhanden. Dennoch nehmen die Schwankungen in BP m3 ab, sodass auch hier von einer Stabilisierung gesprochen werden kann.

5.4 Zyklische Schwankungen der Gemischbildung

Um die zyklischen Schwankungen der Gemischbildung zu analysieren und Aussagen über die Gemischbildungsqualität zu möglichen Zündzeitpunkten treffen zu können wird zunächst das zyklenindividuelle Kraftstoffverdampfungsverhalten betrachtet. In Abbildung 5.18 sind dazu die verdampften Kraftstoffmassen über dem Kurbelwinkel für die einzelnen Zyklen der Betriebspunkte BP m1, m2 und m3 aufgetragen. Pro Betriebspunkt sind drei individuelle Zyklen farblich hervorgehoben. Auf diese Zyklen wird im weiteren Verlauf des Kapitels näher eingegangen.

Zunächst ist zu erkennen, dass sich trotz der pro Betriebspunkt identischen Einspritzraten unterschiedliche Verdampfungsraten ergeben. In BP m1 sind erste Unterschiede bereits vor Einspritzende (EE), welches bei ca. 480° KW liegt, zu erkennen, die bis zu 1,5 mg betragen. Im weiteren Verlauf der Ansaugphase bis zum Zeitpunkt des Einlassventilschließens bei ca. 560° KW erhöhen sich die Zyklusschwankungen auf bis zu 1,9 mg. Im Verlauf der Kompression erhöhen sich die Brennraumgastemperaturen, wodurch die sich die Verdampfungsrate erhöht und die Zyklusunterschiede verringern. Differenzen sind bis zum ZOT vorhanden und betragen maximal 0,5 mg. Es ist deutlich zu erkennen, dass aufgrund der Ventilsteuerzeiten ein Teil des bereits verdampften Kraftstoffes ausgeschoben wird. Zwischen ca. 540 und 560° KW ist eine nahezu konstante verdampfte Kraftstoffmasse im Brennraum vorhanden, welche sich durch ähnlich große Anteile von Verdampfung und Ausschub von Kraftstoff ergibt. Zusätzlich ist zu erkennen, dass die Verdampfung unter anderem eine Funktion der Zeit ist, wodurch sich mit steigender Drehzahl flachere Kurven ergeben. Eine Zusammenfassung der verdampften Kraftstoffmassen zu definierten Zeitpunkten ist in Tabelle 5.2 dargestellt.

Tab. 5.2. Maximale Differenz der verdampften Kraftstoffmasse von Zyklus zu Zyklus zu bestimmten Kurbelwellenpositionen der Betriebspunkte BP 1, 2 und 3

Name	$\Delta m_g(480^\circ KW)$	$\Delta m_g(520^\circ KW)$	$\Delta m_g(560^\circ KW)$	$\Delta m_g(720^\circ KW)$
	mg	mg	mg	mg
BP 1	1,54	1,98	1,21	0,52
BP 2	0,37	0,78	0,76	0,09
BP 3	0,28	1,75	1,21	0,01

Die dargestellten maximalen Differenzen zeigen, dass Schwankungen stark abhängig von der eingespritzten Kraftstoffmasse sind. Diese ist in BP 2 am geringsten (vergleiche Tabelle 4.8). Andererseits haben die Ventilsteuerzeiten einen starken Einfluss, da deutliche Unterschiede des Verdampfungsverhaltens zwischen BP 1 und BP 3 bei ähnlich hoher eingespritzter Kraftstoffmasse zu erkennen sind. Aufgrund der Trägheit der angesaugten Luft ist die zurückgeschobene Masse bei hohen Drehzahlen geringer, wodurch mehr Kraftstoffmasse im Brennraum verbleibt und sich dadurch ebenfalls die Zyklus-zu-Zyklus Schwankungen verringern. Bezüglich des Verdampfungsprozesses kann ausgesagt werden, dass die Verdampfung bis ZOT abgeschlossen ist und sich nahezu keine flüssigen Kraftstofftropfen mehr im Brennraum befinden.

Aufgrund der komplexen dreidimensionalen, transienten Vorgänge im Brennraum ist eine Visualisierung mit Hilfe von Schnittebenen (siehe Abbildung 5.14) bzw. brennraumintegrierten Werten (siehe Abbildung 5.18) nur bedingt aussagekräftig, da nur ein Bruchteil an Informationen dargestellt werden kann. Mehrdimensionale Datenmengen können komprimiert mit Hilfe von diskreten Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen (engl.: probability

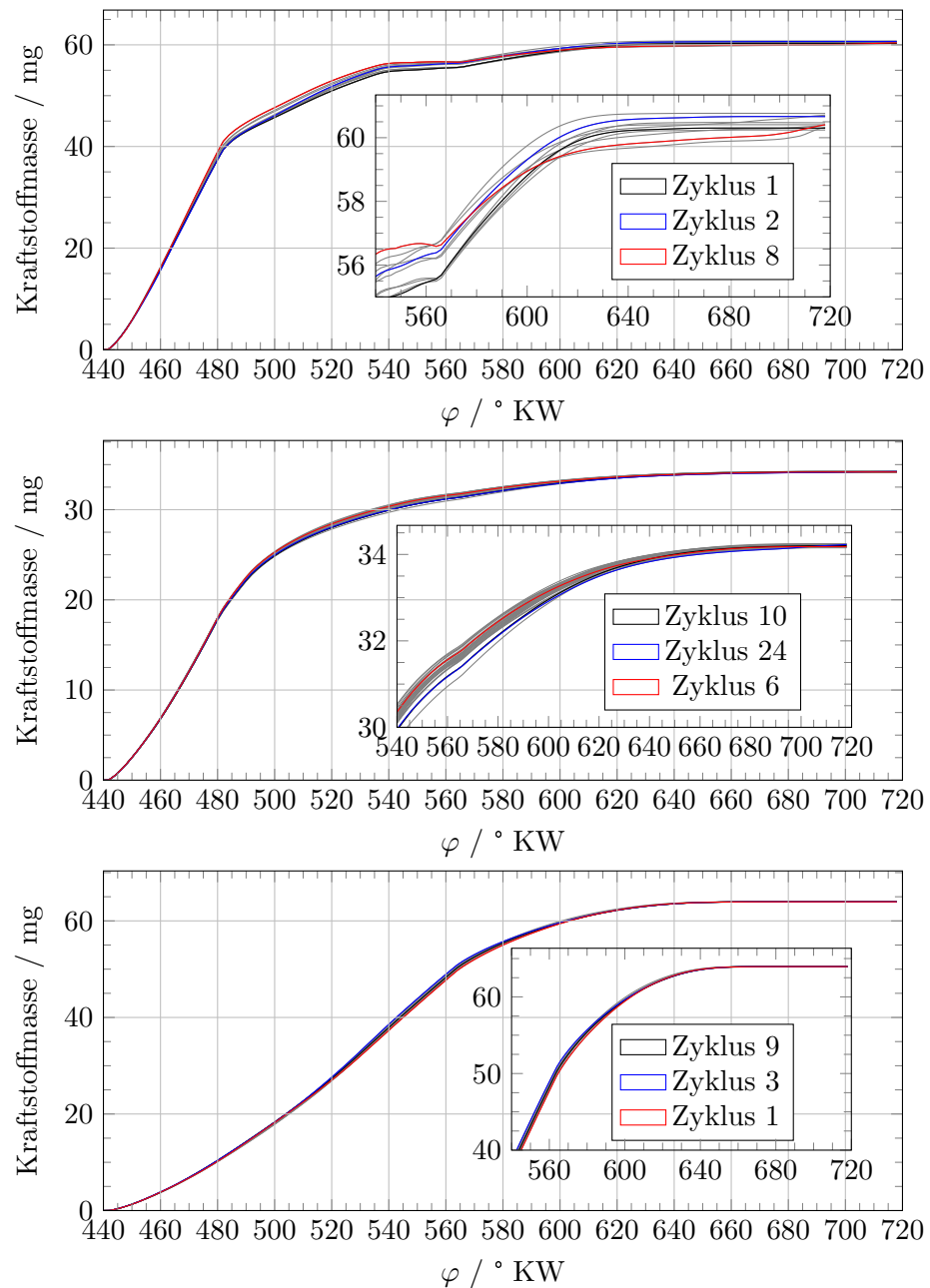


Abb. 5.18. Darstellung des Verlaufs der verdampften Kraftstoffmasse über die Kurbelwellenposition für die Betriebspunkte BP m1 (oben), m2 (mitte) und m3 (unten). Der Ausschub von Ladung inkl. Kraftstoffmasse aufgrund des späten Einlassventilschließens ist in BP m1 bei ca. 562° KW gut zu erkennen. Dies tritt in BP m2 und m3 aufgrund der Massenträgheit des Gases nicht auf. Insgesamt ergeben sich dadurch in BP m1 die größten Schwankungen der verdampften Kraftstoffmasse im Brennraum (vergleiche Tabelle 5.2).

density functions) bzw. Häufigkeitsverteilungen dargestellt werden. Hier wird die Wahrscheinlichkeit über die auszuwertende Variable aufgetragen. Dazu werden in dieser Anwendung die einzelnen Zellwerte massengewichtet vordefinierten Bereichen zugeordnet. Im weiteren Verlauf der Arbeit wird diese Darstellungsweise gewählt um zyklische Schwankungen der Gemischbildung genauer zu beschreiben.

In Abbildung 5.19 sind die PDFs des Luft-Kraftstoff-Verhältnisses des Betriebspunktes BP 1 zu den Kurbelwellenpositionen 500, 640, 660, 680, 700 und 720° KW n. ZOT dargestellt. Die Zyklen 1 (schwarz), 2 (blau) und 8 (rot) sind farblich hervorgehoben, um die unterschiedlichen Mischungsvorgänge exemplarisch darzustellen. Es ist zunächst zu erkennen, dass bereits nach Einspritzende bei 500° KW n. ZOT Unterschiede zwischen einzelnen Zyklen vorhanden sind. Große Differenzen im Bereich zwischen $\lambda = 1 - 2.5$ verdeutlichen, dass es während des Einspritzvorganges zu unterschiedlichen Interaktionen des Sprays mit der Strömung und dadurch zu zyklischen Schwankungen im Verdampfungsverhalten bzw. der Mischung kommt. Aufgrund der gewählten Randbedingungen, welche eine identische Einspritzrate für jeden Zyklus vorsehen, ist die Ursache dieser Schwankungen auf die Interaktion des Sprays mit dem Strömungsfeld zurückzuführen. In Zyklus 8 ist eine erhöhte Menge an Kraftstoff in der Gasphase zwischen $\lambda = 0$ und $\lambda = 2$ vorhanden, wodurch sich frühzeitig eine im Vergleich mit den anderen Zyklen gute Verteilung des Luft-Kraftstoff-Verhältnisses im Brennraum bei 640° KW n. ZOT ergibt. Aufgrund der weiter auftretenden Verdampfung des Kraftstoffes, welche sich bis kurz vor ZOT vollzieht, verschieben sich die Schwerpunkte der PDFs vom mageren Bereich weiter bis zum $\lambda = 1$ Punkt. Aufgrund von Konvektions-, Diffusions- und Mischungsvorgängen verändert sich die Form der PDFs von breiten, asymmetrischen, schiefen und gewölbten Formen bis hin zu immer höheren, symmetrischen und schmalen Funktionen. Ein homogenes Gemisch entspräche einer Dirac Funktion bei dem entsprechenden globalen Luft-Kraftstoff-Verhältnis.

Bei Betrachtung der Zyklen 1 und 2 bei 640° KW n. ZOT fällt auf, dass erhöhte Anteile auf der mageren Seite im Vergleich zu Zyklus 8 vorhanden sind. Zusätzlich dazu bestehen erhöhte Anteile auf der fetten Seite bei Zyklus 1, welche bei Zyklus 2 nicht ersichtlich sind. Die ab diesem Zeitpunkt weiter verlaufende Mischung, welche durch den Tumblezerfall beschleunigt wird, verursacht stark unterschiedliche Resultate. Während sich Zyklus 1 bezüglich der mageren Anteile bereits nach 680° KW dem Zyklus 8 angenähert hat, sind die Differenzen bei Zyklus 2 weiter vorhanden. Bei Betrachtung der fetten Gemischanteile ist festzustellen, dass sich diese in Zyklus 1 ebenfalls nach ca. 680° KW verringert und damit Zyklus 8 angeglichen haben. Bei Betrachtung von Zyklus 2 fällt auf, dass sich nennenswerte Anteile auf der fetten Seite bis zum ZOT nicht verringern bzw. sich quantitativ nicht Zyklus 1 und 8 angenähert haben.

Diese exemplarisch dargestellten stark unterschiedlichen Gemischbildungsvorgänge verdeutlichen die stochastischen Vorgänge während der Einspritzung und Gemischbildung. Das resultierende Luft-Kraftstoff-Gemisch im Brennraum zum Zündzeitpunkt ist die Kombination vieler Einflussgrößen, welche zyklisch abhängig mehr oder weniger stark auftreten können. Während Zyklus 2 die Unterschiede zu Zyklus 8 nicht abbauen konnte und eine breite PDF im ZOT ausweist, ist Zyklus 1 nahezu identisch mit Zyklus 8 und weist eine schmale und hohe Form der PDF auf. Dies bestätigt einerseits die Wichtigkeit der gesamten Kraftstoffeinspritzung über Tröpfchenzerstäubung bis zum Targeting, um einen möglichst großen Bereich des Brennraumvolumens mit Kraftstoff zu beladen und somit die Basis für eine optimale Gemischbildung möglichst früh herzustellen. Andererseits kann die späte Mischung beim Tumblezerfall eventuelle Unzulänglichkeiten der Homogenisierung kompensieren. Dies tritt jedoch nicht in jedem Fall auf.

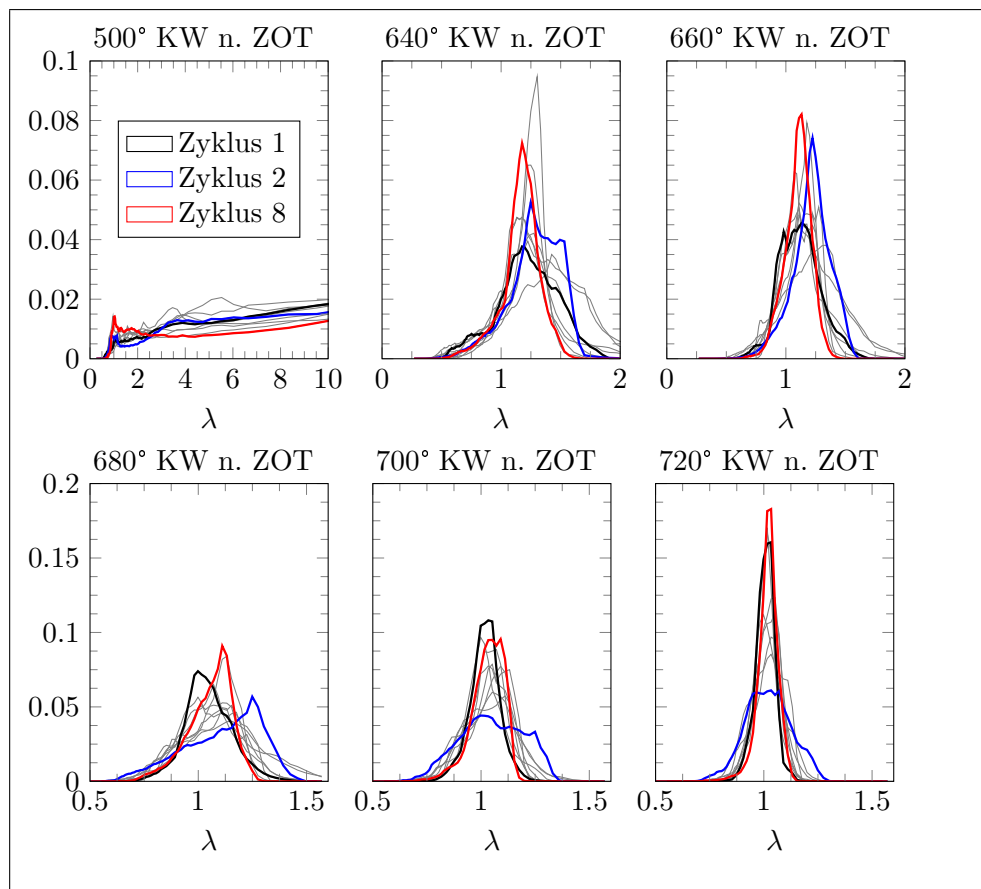


Abb. 5.19. Darstellung der Gemischbildung in Form von PDFs des Betriebspunktes BP m1 bei 500, 640, 660, 680, 700 und 720° KW n. ZOT. Die farblich hervorgehobenen Zyklen 1 (schwarz), 2 (blau) und 8 (rot) repräsentieren beispielhaft Zyklen mit stark unterschiedlicher Gemischverteilung.

In Abbildung 5.20 sind die PDFs der Zyklen des Betriebspunktes BP 2 dargestellt. Analog zur Abbildung 5.19 sind drei Zyklen farblich markiert, Zyklus 10 (schwarz), 24 (blau) und 6 (rot). Insgesamt kann festgestellt werden, dass der Grad der Homogenisierung sowie die zyklischen Schwankungen, zu erkennen an der Breite der PDFs, im Vergleich zu BP 1 in annähernd gleicher Größenordnung ausfallen. Analog zu BP 1 repräsentieren die farblich hervorgehobenen Zyklen unterschiedliche Mischungsvorgänge. Es sind Unterschiede direkt nach Einspritzende zu erkennen, welche bereits Zyklus-zu-Zyklus Schwankungen aufzeigen. Bei 80° KW v. ZOT weist Zyklus 6 eine im Vergleich zu Zyklus 10 und 24 schmale und annähernd symmetrische Form auf. Auffallend sind die Bereiche $\lambda < 0,7$, in welchen Zyklus 6 im Gegensatz zu Zyklus 10 und 24 nahezu keine Anteile aufweist. Auf der mageren Seite besitzt Zyklus 10 hohe Anteile. Im weiteren Verlauf zeigt sich, dass Zyklus 10 diese Anteile bis ZOT abbauen kann und sich Zyklus 6 annähert. Ähnlich verhält es sich mit den fetten Bereichen, welche sich bei Zyklus 10 zwischen 60 und 40° KW v. ZOT noch einmal erhöhen, sich aber bis ZOT wieder stark verringern. In Zyklus 24 sind die Mischungsprozesse nicht derart stark ausgeprägt, was in hohen Anteilen zwischen $\lambda = 0,6$ und $0,75$ resultiert. Dies korreliert mit den in Abbildung 5.18 dargestellten verdampften Kraftstoffmassen, welche in Zyklus 24 kurz vor ZOT noch einmal zunehmen. Dies ist ein Indiz für eine späte Verdampfung aus Kraftstoffnestern heraus (siehe Abbildung 5.21). Zusätzlich sind im Vergleich zu Zyklus

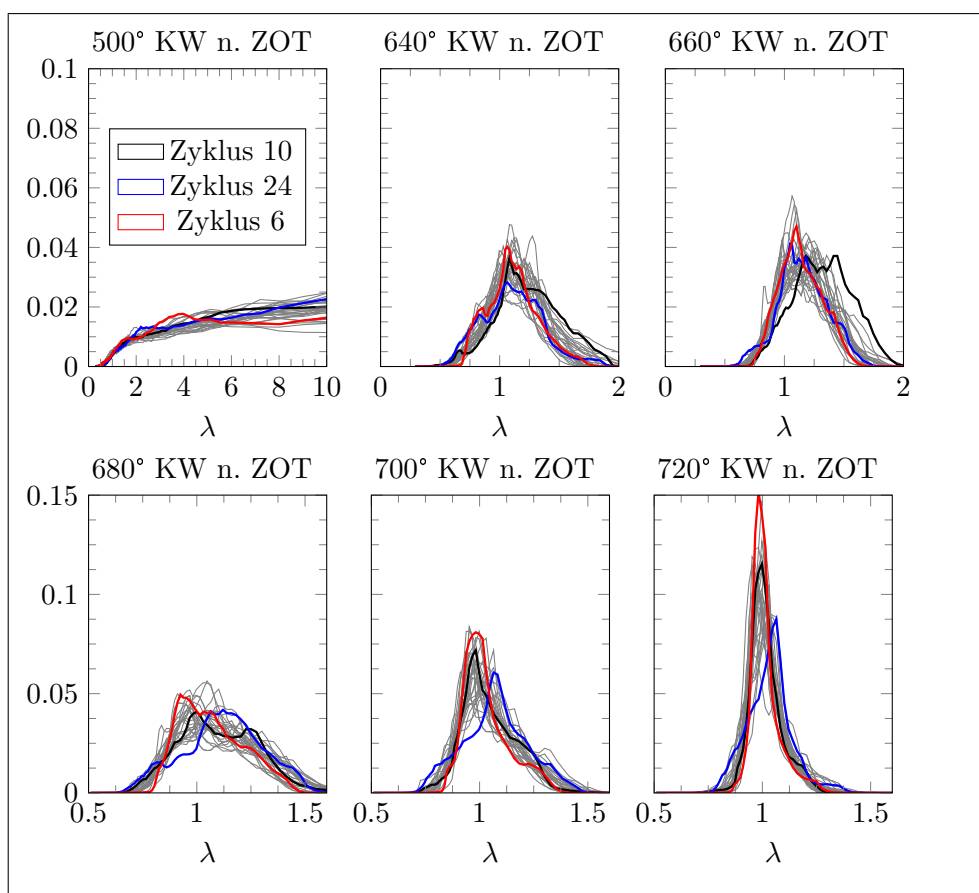


Abb. 5.20. Darstellung der Gemischbildung in Form von PDFs des Betriebspunktes BP 2 bei 500, 640, 660, 680, 700 und 720° KW n. ZOT. Die farblich hervorgehobenen Zyklen 10 (schwarz), 24 (blau) und 6 (rot) repräsentieren beispielhaft Zyklen mit stark unterschiedlicher Gemischverteilung.

6 Differenzen auf der mageren Seite im ZOT zu erkennen, welche bei 80 bzw. 60° KW v. ZOT nicht derart ausgeprägt waren.

Die in Abbildung 5.22 dargestellten PDFs der Zyklen des Betriebspunktes BP 3 weisen ein ähnliches Verhalten wie BP 1 auf. Unterschiede zwischen den beiden dargestellten Zyklen 3 (blau) und 1 (rot) auf der mageren Seite werden vom Tumblezerfall kaum beeinflusst.

Um eine Beschreibung der Stärke der Gemischbildung sowie der zyklischen Schwankungen des Gemischbildungsprozesses während des Tumblezerfalls in dem Bereich zwischen 80° KW v. ZOT und ZOT vornehmen zu können, wird die Breite der PDFs ermittelt und quantitativ bewertet. Ausgehend von $\lambda = 1$ wird für jeden Zyklus das $\Delta\lambda$ berechnet, bei welchem 95% des Gemisches zwischen $1 - \Delta\lambda/2$ und $1 + \Delta\lambda/2$ liegen, d.h. folgende Bedingung erfüllt ist:

$$\int_{1-\Delta\lambda/2}^{1+\Delta\lambda/2} PDF(\lambda) d\lambda = 0,95. \quad (5.3)$$

Je geringer der Wert von $\Delta\lambda$, desto homogener ist das Luft-Kraftstoff-Gemisch. Abbildung 5.23 veranschaulicht die Ergebnisse. Es ist zu erkennen, dass sich in allen Betriebspunkten im ZOT 95% des Gemisches innerhalb eines $\Delta\lambda$ von 0,6 liegen, dementsprechend innerhalb

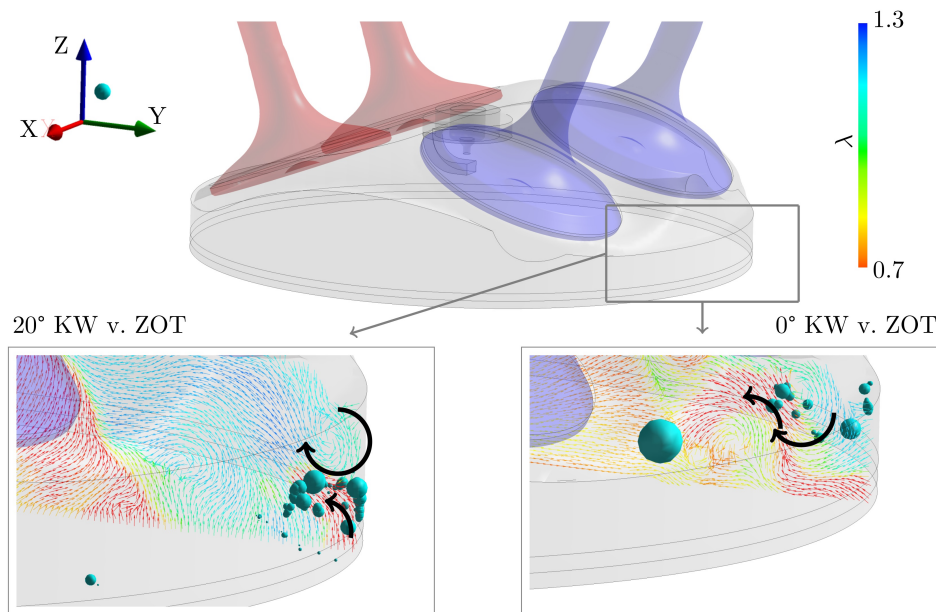


Abb. 5.21. Visualisierung von flüssigen Kraftstoffanteilen im Brennraum bei 20° KW v. ZOT und im ZOT des Zyklus 24, welche aufgrund von Rezirkulationsgebieten zwischen Kolben und Laufbuchse in einer fetten Gemischwolke gefangen sind. Dargestellt sind normalisierte Vektorpfeile, welche die Geschwindigkeitskomponenten in x- und y-Richtung anzeigen. Die Einfärbung der Schnittebene zeigt das lokale Luft-Kraftstoff-Gemisch. Aufgrund der geringen Gastemperatur innerhalb der Gemischwolke sowie geringerer Konzentrationsunterschiede zwischen Gas und Tropfen findet die Verdampfung erst statt, wenn Konvektion die Gemischwolke aufricht und Gastemperaturen aufgrund der Kompression steigen. Dies führt zu einer Erhöhung der fetten Anteile in der PDF des Zyklus 24.

eines λ -Bereiches zwischen 0,7 und 1,3. In den Betriebspunkten BP 1 und 2 sogar zwischen 0,8 und 1,2. Dies liegt deutlich innerhalb der Zündgrenzen, welche für ROZ95-Kraftstoff mit 0,4 bis 1,4 angegeben werden (siehe z.B. [GEE10]). Daher wird davon ausgegangen, dass eine Entzündung in jedem Zyklus ohne Komplikationen erfolgen kann. Es bleibt zu erwähnen, dass die laminaren Flammgeschwindigkeiten dennoch stark unterschiedlich sind. Dies wird in Kapitel 5.5 gesondert behandelt.

Zunächst wird aufgrund der ähnlich hohen Einspritzmasse der Betriebspunkt BP m1 mit BP m3 verglichen. Ersterer zeigt eine bessere Homogenisierung. Im ZOT liegen die Werte für $\Delta\lambda$ zwischen 0,18 und 0,40, wobei sie nur für Zyklus 2 und 4 die Werte höher als 0,3 sind. In BP 3 betragen die Werte für $\Delta\lambda$ zwischen 0,34 und 0,55, wobei in einem Großteil der Zyklen die Werte ca. 0,4 sind. Somit ist zu bemerken, dass die Homogenisierung weniger stark ausgeprägt ist. Die Auswirkungen auf die Zündung werden gesondert im Unterkapitel 5.5 diskutiert. BP 2 zeigt im Vergleich dazu eine qualitativ ähnliche Homogenisierung wie BP 1. In Tabelle 5.3 sind die zyklengemittelten Werte für $\Delta\lambda$ sowie die Standardabweichung $\sigma_{\Delta\lambda}$ dargestellt.

Anhand von $\Delta\lambda$ ist zu erkennen, dass die Gemischbildung in BP 1 von 640° KW n. ZOT bei annähernd gleichem zyklusgemitteltem $\Delta\lambda$ im Vergleich zu BP 3 stärker ist, zu erkennen an den unterschiedlichen $\Delta\lambda$ im ZOT von BP 1 (0,258) und BP 3 (0,397). Die zyklischen Schwankungen $\sigma_{\Delta\lambda}$ sind mit 0,066 bzw. 0,065 annähernd identisch. Im Gegenzug dazu ist das Gemisch in BP 2 bei 640° KW n. ZOT bereits homogener ($\Delta\lambda = 0,789$), wird jedoch

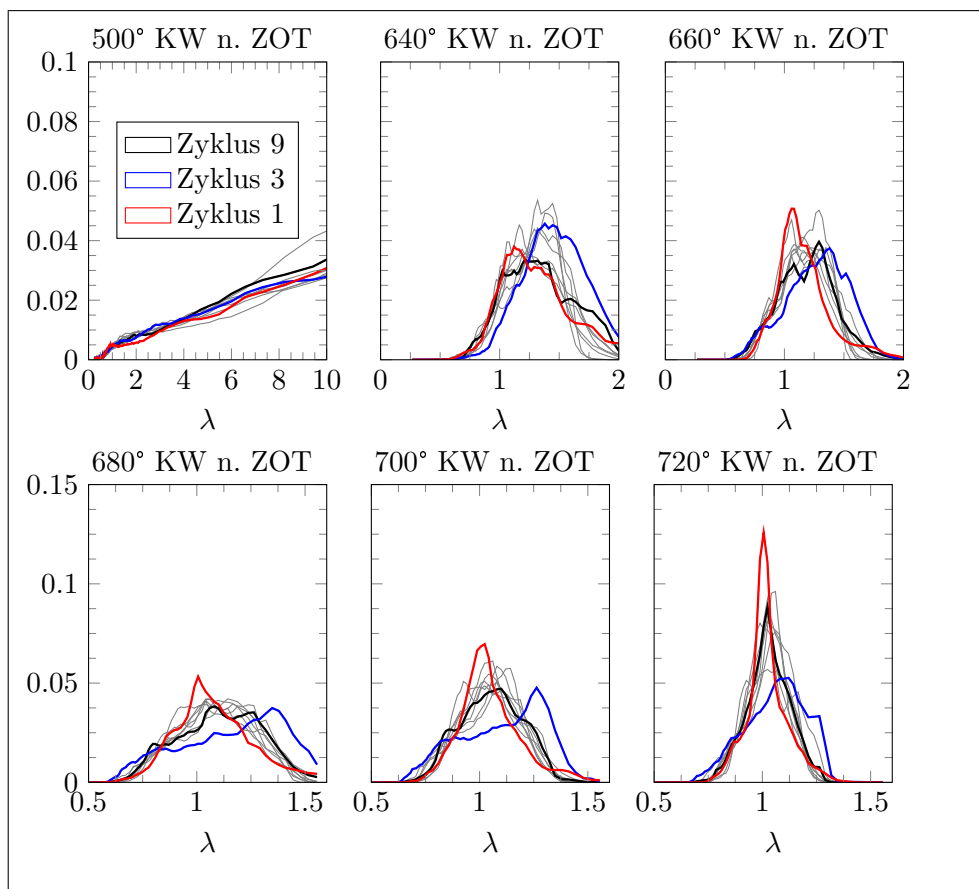


Abb. 5.22. Darstellung der Gemischbildung in Form von PDFs des Betriebspunktes BP 3 bei 500, 640, 660, 680, 700 und 720° KW n. ZOT. Die farblich hervorgehobenen Zyklen 9 (schwarz), 3 (blau) und 1 (rot) repräsentieren beispielhaft Zyklen mit stark unterschiedlicher Gemischverteilung.

Tab. 5.3. Zyklengemittelte Werte von $\Delta\lambda$ sowie die Standardabweichung $\sigma_{\Delta\lambda}$. Die Kurbelwellenpositionen beziehen sich auf ° v. ZOT.

Name	Größe	80° KW	60° KW	40° KW	20° KW	0° KW
BP 1	$\Delta\lambda$	0,935	0,653	0,531	0,390	0,258
	$\sigma_{\Delta\lambda}$	0,226	0,154	0,114	0,078	0,066
BP 2	$\Delta\lambda$	0,789	0,685	0,569	0,422	0,277
	$\sigma_{\Delta\lambda}$	0,114	0,075	0,060	0,052	0,041
BP 3	$\Delta\lambda$	0,938	0,787	0,679	0,530	0,397
	$\sigma_{\Delta\lambda}$	0,111	0,089	0,073	0,068	0,065

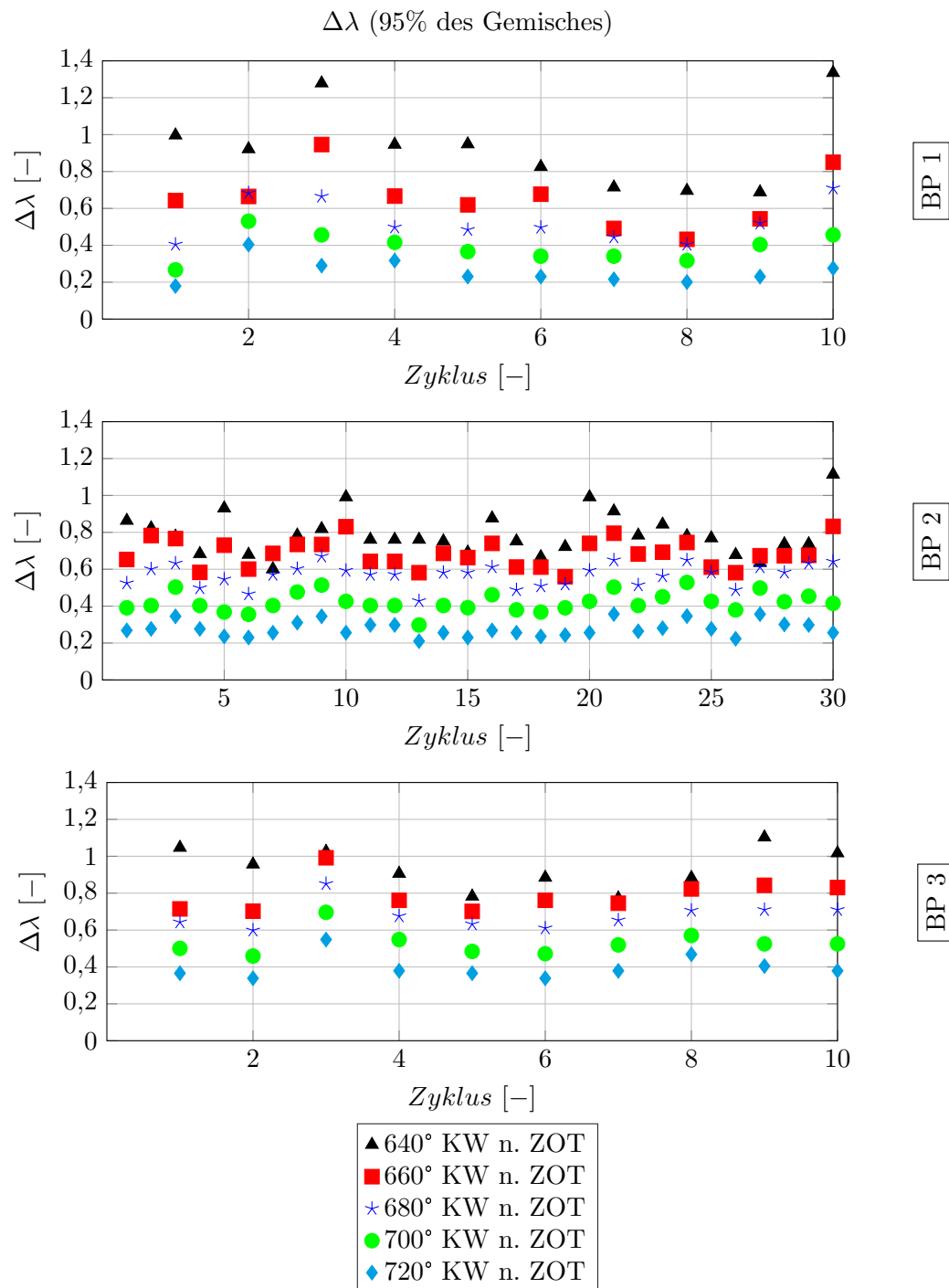


Abb. 5.23. Darstellung der Qualität der Homogenisierung über $\Delta\lambda$ nach Gleichung 5.3. Das Gemisch befindet sich bei relevanten Zündzeitpunkten (ab ca. 700° KW n. ZOT) innerhalb der Zündgrenzen nach [GEE10]. Dennoch sind Zyklus-zu-Zyklus Schwankungen in der Qualität der Homogenisierung zu beobachten.

während des Tumblezerfalls bis zum ZOT mit $\Delta\lambda = 0,277$ auf das Niveau von BP 1 gebracht. Es ist jedoch anzumerken, dass die zyklischen Schwankungen deutlich unter BP 1 und BP 3 liegen.

Bei Betrachtung der Differenzen von $\Delta\lambda$ zwischen 640° KW n. ZOT und ZOT fällt auf, dass starke zyklische Schwankungen vorhanden sind. In BP 1 beträgt die Differenz in Zyklus 9 ca. 0,5, wobei in Zyklus 10 diese Differenz ca. 1,05 beträgt. Bis zum ZOT ist das Niveau von $\Delta\lambda$ jedoch ähnlich. Dies zeigt, dass der Tumblezerfall stark unterschiedliche Auswirkungen auf die Mischung kurz vor ZOT ausübt. Große Unterschiede bezüglich der Homogenisierung bei 640° KW n. ZOT können durch die stark ausgeprägten Mischungsprozesse während des Tumblezerfalls zum Teil ausgeglichen werden. Bei Betrachtung von Zyklus 2 und 10 des Betriebspunktes BP 1 ist allerdings ebenfalls anzumerken, dass eine gute Homogenisierung vor dem Tumblezerfall, z.B. bei Zyklus 2 mit $\Delta\lambda$ ca. 0,9, nicht zwangsweise zu einem homogenen Gemisch im ZOT führt.

5.4.1 Fazit

Zusammenfassend können durch die vorgestellten Ergebnisse folgende Aussagen zu den zyklischen Schwankungen der Gemischbildung getroffen werden:

- Aufgrund der Ventilsteuerzeiten wird bei niedrigen Drehzahlen ein Teil des verdampften Kraftstoffes ausgeschoben, dieser Effekt verringert sich mit steigenden Drehzahlen.
- Die zyklischen Schwankungen der verbleibenden gasförmigen Kraftstoffmasse im ZOT verringern sich mit steigender Drehzahl.
- Mit Hilfe von Wahrscheinlichkeitsdichteverteilungen ist eine qualitative Analyse der Gemischbildung und Homogenisierung möglich. Insbesondere können Zyklus-zu-Zyklus Fluktuationen detektiert und analysiert werden.
- In den betrachteten Betriebspunkten sind sämtliche Luft-Kraftstoff-Gemische innerhalb der Zündgrenzen, jedoch bis ZOT nie zu 100% homogenisiert.
- Der finale Gemischbildungsprozess kurz vor ZOT ist sehr stark stochastisch. Gut homogenisierte Zyklen im ZOT müssen nicht zwangsweise kurz vor ZOT gut homogenisiert sein und vice versa. Es gibt lediglich Tendenzen, dass bereits gut vorgemischte Zyklen kurz vor ZOT entsprechend sehr gut im ZOT gemischt sind.

5.5 Zündbedingungen

In diesem Unterkapitel sollen die Auswirkungen der Einlasströmung, Einspritzung und Gemischbildung auf die Initialbedingungen der Zündung beschrieben werden. Dazu werden zunächst wichtige Einflussparameter identifiziert und im Anschluss diese Parameter im Bereich der Zündkerze analysiert.

5.5.1 Einflussgrößen auf Zündung und Entflammung

Innermotorische Einflüsse auf zyklische Schwankungen sind, wie in Kapitel 1.3 bereits beschrieben, aktueller Forschungsgegenstand. Vermorel et al. [VRC⁺09] benennen als wesentliche Einflussgrößen die Folgenden:

- Schwankungen der Entladung des Zündfunken,
- Schwankungen des globalen Luft-Kraftstoff-Verhältnisses,
- Lokale Schwankungen des Luft-Kraftstoff-Verhältnisses im Bereich der Zündkerze,
- Lokale Schwankungen der Richtung und Stärke der zyklengemittelten Strömung,
- Lokale und globale Schwankungen der Turbulenz,
- Schwankungen der generellen Inzylinderströmung.

Merker et al. [MT14] weisen darauf hin, dass der Zündprozess einen Einfluss auf zyklische Schwankungen des Verbrennungsprozesses ausüben kann, welcher per se nicht durch eine CFD Simulation abbildbar ist. Zur Berücksichtigung muss ein dementsprechend detailliertes Submodell des Zündapparates genutzt werden, welches sämtliche Einflüsse auflöst. Da im Rahmen dieser Arbeit die zyklischen Schwankungen des Strömungsfeldes vor der Zündung untersucht werden, wird dieser Teil nicht betrachtet. Des Weiteren wird in [MT14] auf den Einfluss des Injektors hingewiesen, welcher eine bestimmte Schuss zu Schuss Variation besitzt. Dieser Effekt wurde durch die Annahme konstanter Einspritzrandbedingungen für jeden Zyklus eines Betriebspunktes vernachlässigt. Zur Berücksichtigung sind detaillierte Untersuchungen des Injektors notwendig, welche eine Modellierung des transienten Injektorverhaltens bei Ansteuerung sowie der transienten Düseninnenströmung einschließen. Dies ist aufgrund nicht vorhandener Informationen bezüglich des Injektors nicht möglich gewesen.

Bezüglich der restlichen Punkte der Auflistung von [VRC⁺09] konnte bereits gezeigt werden, dass die Strömungsablösung im Einlasskanal und Einlassventil die Inzylinderströmung beeinflusst und zyklischen Schwankungen unterliegt. Es ist jedoch unklar, welche Auswirkungen dies auf die Strömung im Zündkerzenbereich zu relevanten Zündzeitpunkten hat. Des Weiteren konnte gezeigt werden, dass das globale Luft-Kraftstoff-Verhältnis in der untersuchten Motorkonfiguration aufgrund der Ventilsteuerzeiten schwankt, da ein zyklusabhängiger Teil des Kraftstoffes in den Einlasskanal zurückgeführt wird.

Im weiteren Verlauf der Arbeit wird der Bereich der Zündkerze auf die mittlere Strömung, die turbulenten Schwankungen, die Luft-Kraftstoff-Zusammensetzung sowie die Temperatur hin untersucht.

5.5.2 Zyklische Schwankungen zündrelevanter Kenngrößen

Aufgrund des starken Einflusses der frühen Flammenkernentwicklung auf die zyklischen Schwankungen der Verbrennung (siehe [Joh96]) werden im weiteren Verlauf die zündrelevanten Größen innerhalb zweier kugelförmiger Volumina unterschiedlicher Größe untersucht. Abbildung 5.5.2 stellt diese Sphären dar, deren Mittelpunkt jeweils im Zündkerzenspalt liegt. Mit Hilfe der kleinen Sphäre mit dem Radius $r = 1$ mm soll der Einfluss auf den Zündprozess analysiert werden, da angenommen wird, dass der Zündfunke innerhalb dieses Volumens das Gemisch entzünden wird. Der Einfluss des Strömungsfeldes bzw. des Mischungsfeldes auf die weitere Flammenausbreitung soll mit Hilfe der großen Sphäre mit $r = 10$ mm analysiert werden.

Um eine Aussage bezüglich des Einflusses der turbulenten kinetische Energie auf die Zündung zu treffen, müssen einerseits die Feinstrukturanteile der TKE und andererseits die aufgelösten Anteile betrachtet werden. Während ersteres über das SAS Turbulenzmodell als Größe zur Verfügung steht, muss letzteres berechnet werden. Per Definition werden

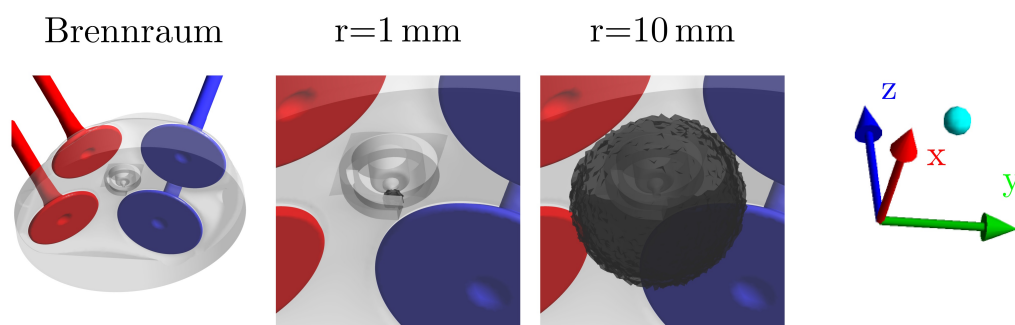


Abb. 5.24. Darstellung der beiden Volumina zur Berechnung und Auswertung der TKE und weiteren Strömungsgrößen zu einem möglichen Zündzeitpunkt.

zur Berechnung der turbulenten kinetischen Energie (siehe Gleichung 3.59) die Schwankungen der Geschwindigkeitskomponenten um einen Mittelwert benötigt. Zur Bildung dieses Mittelwertes muss berücksichtigt werden, dass die Strömung in einem Motor statistisch nicht stationär ist, sodass eine Mittelung über die Zeit nicht möglich ist. Laut [Pop01] ist es bei Strömungsvorgängen, welche beliebig oft wiederholt werden können, zulässig, dass über die Anzahl der simulierten Zyklen gemittelt wird (Ensemblemittel). Da hier jedoch die Informationen einzelner Zyklen miteinander vermengt werden und keine zyklenindividuellen Informationen berechnet werden können, wird auf ein räumliches Mittel zurückgegriffen. Laut [Pop01] ist dies zulässig, solange die integrale Längenskala über das Integrationsvolumen identisch bzw. die Turbulenz homogen ist, wie es oftmals in direkten numerischen Simulationen mit periodischen Randbedingungen der Fall ist. Auswertungen aus RANS Simulationen haben gezeigt, dass die integrale Längenskala, berechnet nach Gleichung 5.4, Größenordnungen von ca. 0,1 mm im direkten Zündkerzenspalt und zwischen 0,6 und 1,2 mm ab einem Abstand von ca. 1 mm von den Elektroden annimmt:

$$L = \frac{k^{(1/2)}}{\omega} . \quad (5.4)$$

L ist dabei die integrale Längenskala, k die turbulente kinetische Energie und ω die Dissipationsfrequenz. Die Ergebnisse dieser Berechnungen bestätigen die Möglichkeit der Nutzung zweier unterschiedlicher Volumina zur Analyse der TKE. Die unterschiedliche Größe der Volumina berücksichtigt dabei die Zonen mit turbulenter Längenskala ähnlicher Größenordnung, sodass die Anwendung des räumlichen Mittels gültig ist. Zur Berechnung des Mittelwertes wird der massengewichtete Zellwert der jeweiligen Geschwindigkeitskomponente über die Anzahl der Zellen im Volumen aufsummiert:

$$u_{i,mittel} = \sum_{c=1}^C \tilde{u}_{i,c} . \quad (5.5)$$

Basierend auf diesem Mittelwert, wird die turbulente kinetische Energie nach Gleichung 3.59 berechnet. Um einen Wert der aufgelösten turbulenten kinetischen Energie in dem definierten Volumen (z.B. eine Sphäre um den Zündkerzenspalt) zu erhalten, werden die Zellwerte der berechneten TKE massengewichtet aufsummiert (siehe Gleichung 5.6):

$$k_{aufgelöst,V}(t) = \sum_{c=1}^C \tilde{k}_c. \quad (5.6)$$

Die Abbildungen 5.24, 5.25 und 5.26 stellen das Luft-Kraftstoff-Verhältnis, die Temperatur, die turbulente kinetische Energie der Feinstruktur, die aufgelöste turbulente kinetische Energie, berechnet nach der vorgestellten Methodik, und die Geschwindigkeiten in den Sphären mit den Radien $r = 1\text{mm}$ (S_1) und $r = 10\text{mm}$ (S_{10}) für die Betriebspunkte BP 1, 2 und 3 bei 20°KW v. ZOT dar.

Es ist deutlich zu erkennen, dass das lokale Luft-Kraftstoff-Verhältnis im Zündkerzenspalt zyklischen Schwankungen unterworfen ist. Innerhalb von S_1 treten Schwankungen von λ zwischen 0,8 und 1,2 auf. In der Sphäre S_{10} sind die zyklischen Schwankungen wesentlich geringer und schwanken zwischen $\lambda = 0,9$ und 1,1. Dies ist ein direkter Effekt der Volumenmittelung, welche Schwankungen reduziert. Insgesamt ist das Gemisch jedoch in allen Zyklen innerhalb der in [GEE10] definierten Zündgrenzen, sodass keine Zündaussetzer zu erwarten sind.

Die Fluktuationen der Gastemperatur zeigen den direkten Effekt des Verdampfungsverhaltens auf. In Bereichen mit hoher Verdampfungsrate ist die lokale Gastemperatur aufgrund der aufzubringenden Verdampfungsenthalpie des Iso-Oktans geringer. Diffusionseffekte in den Transportgleichungen für die Energie und für den Speziestransport werden hauptsächlich durch turbulente Diffusion kontrolliert. Diese werden über einen Gradientendifusionsansatz berechnet, welcher die turbulente Viskosität sowie eine turbulente Prandtl Zahl Pr_t (in der Energiegleichung) bzw. die turbulente Schmidt Zahl Sc (Speziestransportgleichung) beinhaltet. Dies sind Modellkonstanten mit den Werten 0,85 bzw. 0,7. Dies zeigt die direkte Korrelation zwischen Zellen bzw. Bereichen geringerer Temperatur und entsprechend geringem λ bzw. vice versa. Sobald eine bestimmte Menge Kraftstoff verdampft, wodurch eine lokale Temperaturabsenkung erreicht wird, sind die Speziesdiffusionseffekte in einer ähnlichen Größenordnung wie die Diffusion der Energie. Eine Konvektion dieser Bereiche, z.B. durch den Tumble, verändert nur sehr wenig an dieser Kopplung. Eine mögliche Entflammung wird jedoch nicht alleinig durch das Luft-Kraftstoff-Verhältnis geprägt. Temperaturschwankungen können Entflammungen zusätzlich hemmen bzw. beschleunigen, sodass diese weitere Einflussgrößen auf zyklische Schwankungen darstellen können.

Bei Betrachtung der modellierten bzw. aufgelösten turbulenten kinetischen Energie fällt zunächst auf, dass eine starke Drehzahlabhängigkeit vorliegt. Um eine Vergleichbarkeit zu ermöglichen, wurde in den Abbildungen 5.24, 5.25 und 5.26 eine gleiche Skala gewählt. Die Drehzahlabhängigkeit ist dabei ungefähr quadratisch, was durch die Definition der TKE (siehe Gleichung 3.59) bestätigt wird. In BP 1 ist die TKE der Feinstruktur zwischen 0 und $1\text{ m}^2/\text{s}^2$ und steigert sich in BP 2 auf Werte zwischen 1 und maximal $7\text{ m}^2/\text{s}^2$, wobei der Großteil zwischen 1 und $3\text{ m}^2/\text{s}^2$ liegt. In BP 3 erhöhen sich diese Werte noch einmal auf Bereiche zwischen 0 und ca. $8\text{ m}^2/\text{s}^2$, wobei der Großteil zwischen 1,5 und 5 liegt. Die aufgelöste TKE verhält sich ähnlich, jedoch in Größenordnungen von Faktor 50 - 100 höher. Zwischen den Betriebspunkten mit und ohne Einspritzung sind keine nennenswerten Unterschiede im Volumen S_1 auszumachen. Die Werte liegen, unter Berücksichtigung der Anzahl an simulierten Zyklen, in ähnlichen Bereichen. Bezüglich des Volumens S_{10} ist jedoch festzustellen, dass die Zyklen mit Einspritzung hier leicht erhöhte Werte der modellierten TKE aufweisen. Dies ist ebenfalls in der aufgelösten TKE zu beobachten und spiegelt damit direkt den Einfluss des Sprays auf die Ladungsbewegung und damit indirekt auf die Turbulenz zu möglichen Zündzeitpunkten wieder.

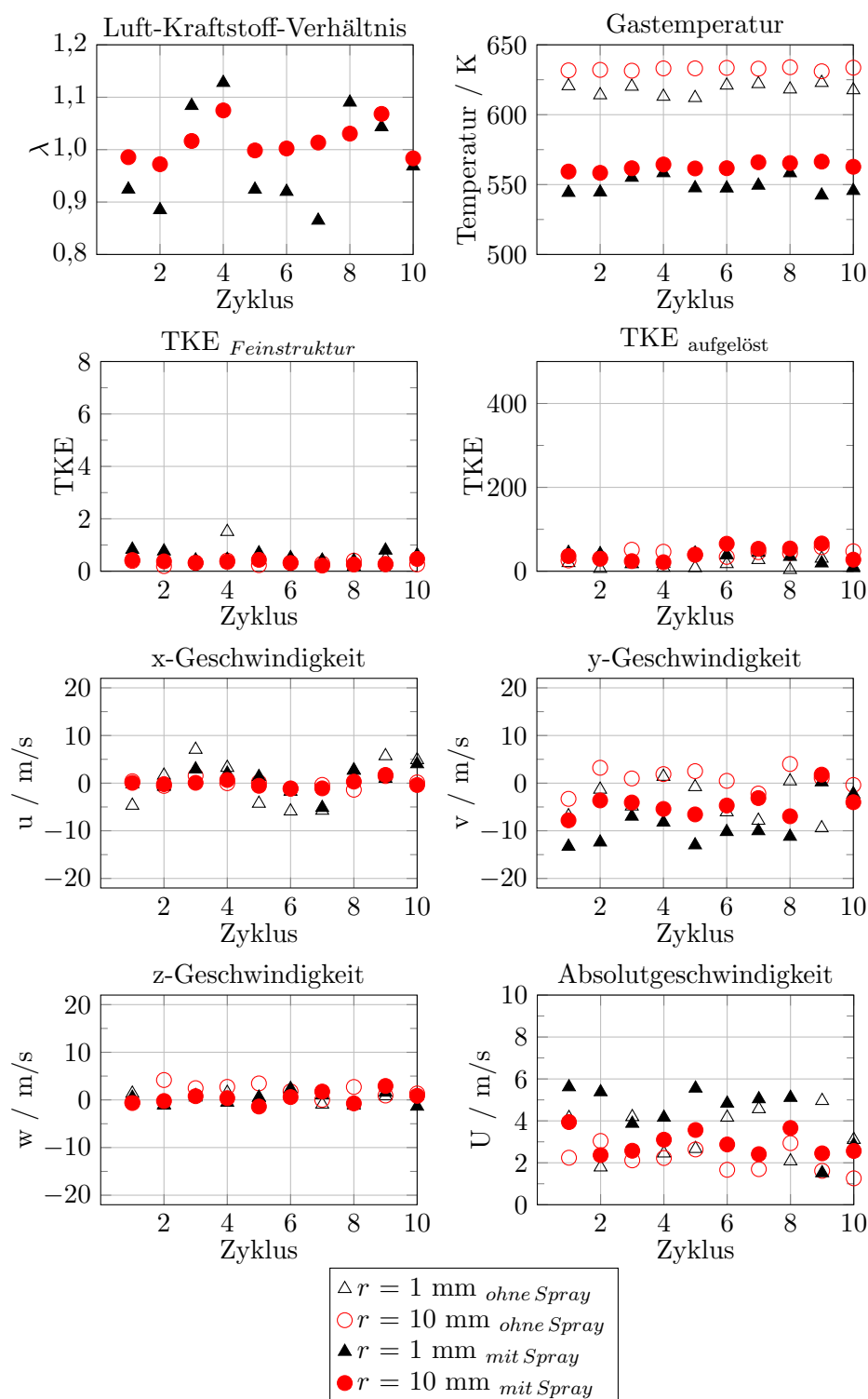


Abb. 5.25. Darstellung des Luft-Kraftstoff-Verhältnisses, der Temperatur, der turbulenten kinetischen Energie der Feinstruktur, der aufgelösten turbulenten kinetischen Energie und der Geschwindigkeiten in den Sphären mit den Radien $r = 1$ mm (S_1) und $r = 10$ mm (S_{10}) für den Betriebspunkt BP 1 bei 700° KW n. ZOT.

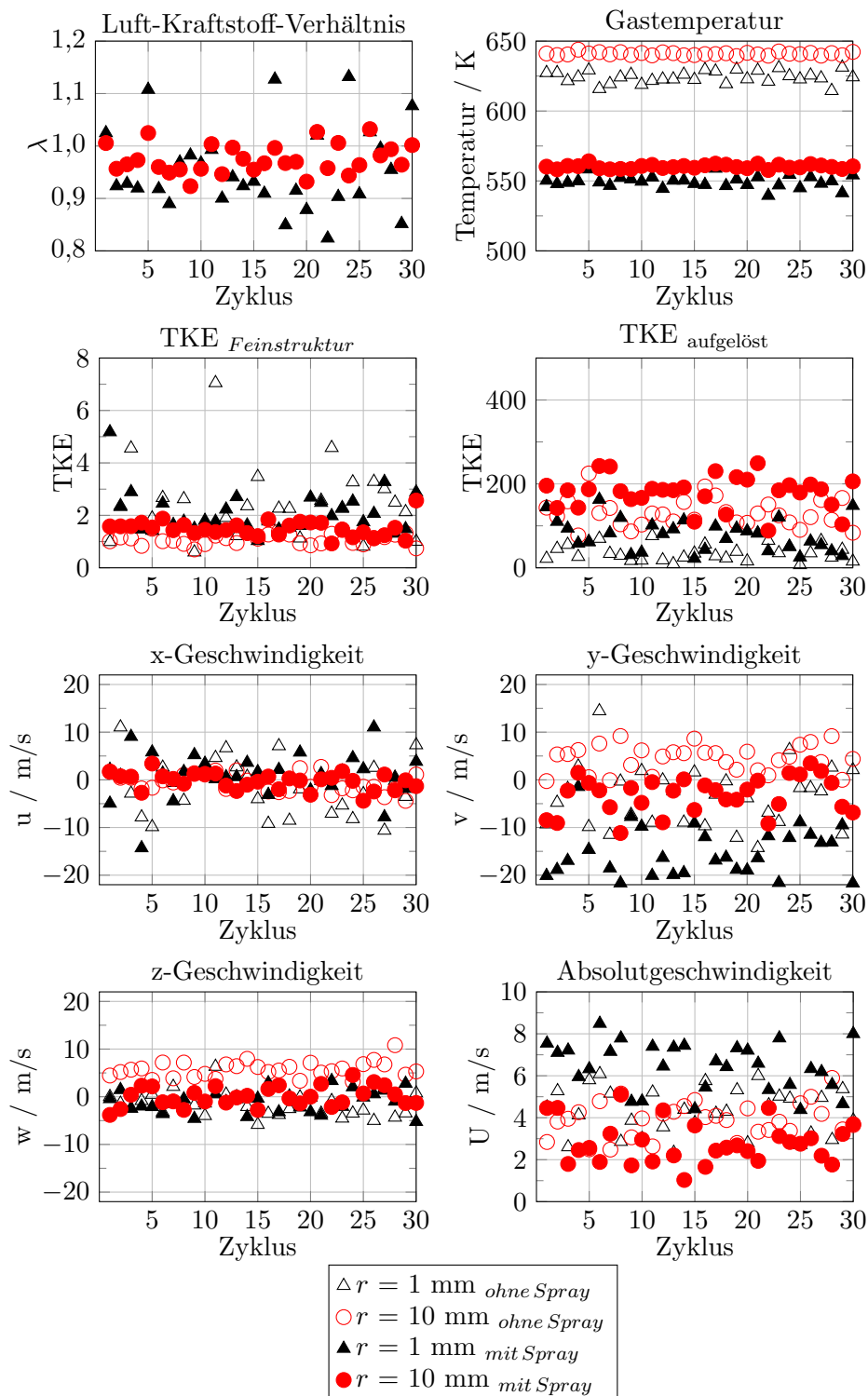


Abb. 5.26. Darstellung des Luft-Kraftstoff-Verhältnisses, der Temperatur, der turbulenten kinetischen Energie der Feinstruktur, der aufgelösten turbulenten kinetischen Energie und der Geschwindigkeiten in den Sphären mit den Radien $r = 1\text{ mm}$ (S_1) und $r = 10\text{ mm}$ (S_{10}) für den Betriebspunkt BP 2 bei $700^\circ\text{ KW n. ZOT}$.

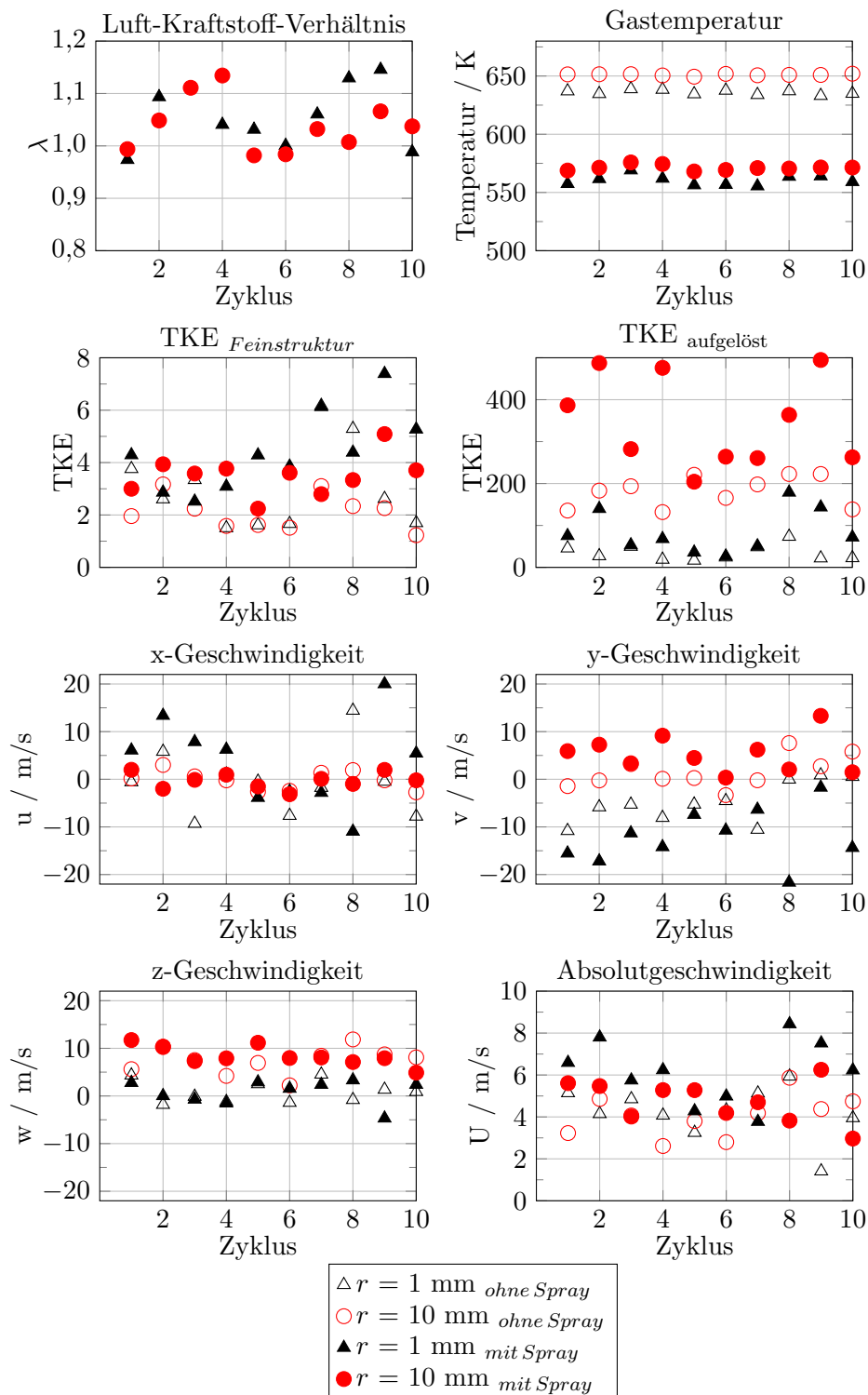


Abb. 5.27. Darstellung des Luft-Kraftstoff-Verhältnisses, der Temperatur, der turbulenten kinetischen Energie der Feinstruktur, der aufgelösten turbulenten kinetischen Energie und der Geschwindigkeiten in den Sphären mit den Radien $r = 1 \text{ mm}$ (S_1) und $r = 10 \text{ mm}$ (S_{10}) für den Betriebspunkt BP 3 bei $700^\circ \text{ KW n. ZOT}$.

Bei Betrachtung der Geschwindigkeitskomponenten bzw. Absolutgeschwindigkeiten ist festzustellen, dass ebenfalls starke zyklische Schwankungen auftreten. Die x-Komponente u , welche normal zur Symmetrieebene des Brennraums gerichtet ist (siehe Abbildung 5.5.2), schwankt in allen Betriebspunkten in S_1 deutlich. In BP 1 fallen diese Schwankungen gering aus (von ca. -6 bis 8 m/s) und verstärken sich mit zunehmender Drehzahl. In BP 2 liegen die Schwankungen bereits zwischen -15 und 12 m/s und steigern sich in BP 3 auf Werte zwischen -10 und 20 m/s. Die y-Komponente v weist in den meisten Zyklen das gleiche Vorzeichen auf und konvektiert den Zündfunken in Richtung Auslassventile. Die Schwankungen sind in einer ähnlichen Größenordnung in allen Betriebspunkten. Die z-Komponente w schwankt dagegen nur gering zwischen ca. -5 und 5 m/s. Bei Betrachtung der Absolutgeschwindigkeiten fällt auf, dass diese sich in allen Betriebspunkten in einer ähnlichen Größenordnung zwischen 1 und 9 m/s befinden. Aufgrund der starken Drehzahlunterschiede lässt dies die Vermutung zu, dass die mittlere Strömung, welche durch die volumengemittelten Werte von S_{10} zu einem Teil dargestellt wird, kurz vor ZOT drehzahlunabhängig in einer ähnlichen Größenordnung liegt und sich lediglich die turbulente kinetische Energie stark unterscheidet. Der Grund hierfür ist der Zerfall der Tumblestruktur, welcher gerichtete kinetische Energie in TKE umwandelt. Diese ist maßgeblich für die Brenngeschwindigkeit verantwortlich, welche drehzahlunabhängig sein muss, um eine stabile bzw. ausreichend schnelle Verbrennung zu gewährleisten.

Um die Auswirkungen der Temperaturschwankungen sowie des Luft-Kraftstoff-Verhältnisses auf die Zündung zu beurteilen, wurden exemplarisch für den Betriebspunkt BP 2 Berechnungen der laminaren Flammgeschwindigkeit für den entsprechenden Temperatur- und λ Bereich durchgeführt. Dazu wurde ein detaillierter Chemie-Reaktionsmechanismus, welcher die Oxidation von Iso-Oktan abbildet, genutzt (siehe [CGPW02]). Mit Hilfe der kommerziellen Software CHEMKIN wurde für die in Abbildung 5.25 dargestellten Temperatur- und λ -Bereiche die laminare Flammgeschwindigkeit berechnet. Exemplarisch sind für zwei Temperaturen die berechneten Werte in Abbildung 5.27 veranschaulicht. Es ist zu erkennen, dass die höchste laminare Flammgeschwindigkeit bei ca. $\lambda = 1,1$ mit $s_L = 50 - 55$ cm/s vorhanden ist. Eine Temperaturabhängigkeit ist im dargestellten Bereich von 535 bis 555 K vorhanden. Schwankungen des Luft-Kraftstoff-Verhältnisses, welche bereits diskutiert wurden, zeigen, dass die laminare Flammgeschwindigkeit um bis zu 38 % schwanken kann. Sie kann Werte zwischen ca. 40 (bei $\lambda = 0,8$) und 55 cm/s (bei $\lambda = 1,1$) annehmen.

laminare Flammgeschwindigkeit für iso-Oktan

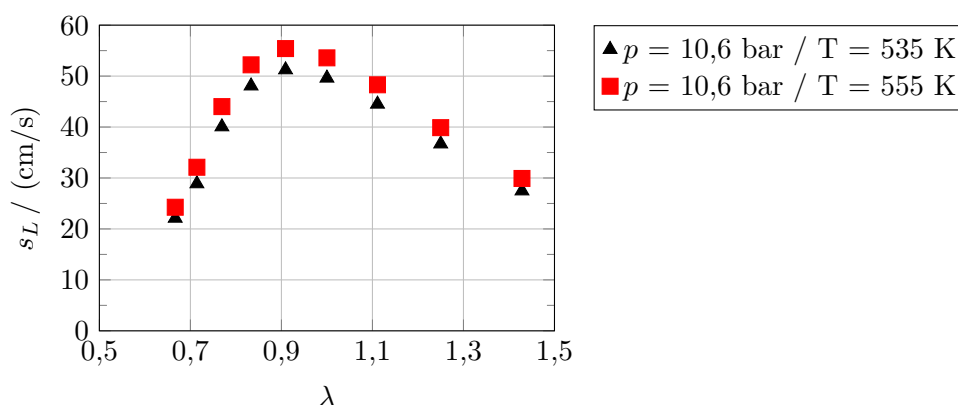


Abb. 5.28. Laminare Flammgeschwindigkeit berechnet nach dem Iso-Oktan Reaktionmechanismus nach [CGPW02] bei zwei unterschiedlichen Temperaturen.

Tab. 5.4. Variationskoeffizient von λ , Temperatur, aufgelöster TKE und laminarer Flammengeschwindigkeit für beide Sphären im Betriebspunkte BP m2 bei 700° KW n. ZOT.

Sphärenradius	COV_λ	COV_T	$COV_{TKE,res}$	COV_{sL}
$r = 1 \text{ mm}$	7,91	0,73	12,43	7,96
$r = 10 \text{ mm}$	2,66	0,23	12,47	2,70

Bei Kombination der Strömungsinformationen mit den Daten der laminaren Flammengeschwindigkeit ergeben sich für die betrachteten Sphären in BP 2 die in Tabelle 5.4 dargestellten Werte.

Es ist zu erkennen, dass der Variationskoeffizient der laminaren Flammengeschwindigkeit auf dem gleichen Niveau liegt, wie der COV des Luft-Kraftstoff-Verhältnisses. Dies trifft für S_1 und für S_{10} zu. Der COV der Temperatur ist dem gegenüber wesentlich geringer. Der COV der aufgelösten TKE ist in beiden Sphären auf einem gleichen Niveau. Dies zeigt, dass die Schwankungen der Temperatur einen sehr geringen Einfluss auf die Schwankungen der laminaren Flammengeschwindigkeit hat. Für eine detaillierte und quantitative Analyse ist es notwendig, genaue Informationen zum Wirkradius des Zündfunken zu haben, da eine große Abhängigkeit des COV von der Größe der gewählten Sphäre vorhanden ist. Entsprechend kann eine Vergrößerung des Wirkradius eine stabilere Entflammung bzw. Durchbrennen forcieren, wie es beispielsweise bei Verwendung von Corona Zündanlagen [BLM13] angedacht ist.

5.5.3 Fazit

Zusammenfassend können durch die vorgestellten Ergebnisse folgende Aussagen zu den Zündbedingungen getroffen werden:

- Das lokale Luft-Kraftstoff-Verhältnis in einem Bereich von 1 mm Radius um die Zündkerze schwankt in den untersuchten Betriebspunkten betriebspunktunabhängig zwischen $\lambda = 0,8$ und 1,2.
- Die turbulente kinetische Energie steigt mit steigender Drehzahl nahezu quadratisch.
- Die Einspritzung erhöht die TKE zum Zündzeitpunkt über den Einfluss auf die Ladungsbewegung.
- Die Schwankungen der Geschwindigkeitskomponenten zeigen, dass ein möglicher Zündfunke in alle drei Raumrichtungen betriebspunktabhängig transportiert wird. Dieser Transportprozess unterliegt starken zyklischen Schwankungen.
- Eine Analyse berechneter laminarer Flammengeschwindigkeiten für iso-Oktan zeigt, dass die zu erwartende laminare Flammengeschwindigkeit in der Entstehungsphase des Flammenkerns um bis zu 38 % schwanken kann. Diese Schwankungen resultieren hauptsächlich aus den Schwankungen des lokalen Luft-Kraftstoff-Verhältnisses.

6 Zusammenfassung und Ausblick

In diesem Kapitel werden die wesentlichen Inhalte der vorliegenden Arbeit zusammengefasst und komprimiert dargestellt. Es folgt ein Ausblick auf zukünftige Anwendungs- und Forschungsmöglichkeiten, welche das Verständnis des ottomotorischen Arbeitsprozesses weiter verbessern können.

6.1 Zusammenfassung der Forschungstätigkeiten

In dieser Arbeit erfolgte die Analyse zyklischer Schwankungen des Prozesses der Einlassströmung und Ladungsbewegung sowie der ottomotorischen Einspritzung, Gemischbildung und Homogenisierung bis zu einem möglichen Zündzeitpunkt. Es konnten Ursachen zyklischer Schwankungen sowie die gegenseitige Beeinflussung verschiedener Teilprozesse aufgezeigt werden. Schlussendlich wurden zyklische Schwankungen verschiedener thermodynamischer Größen im Bereich der Zündkerze quantifiziert.

Zyklische Schwankungen sind nicht einheitlich definiert. Dies wurde im Rahmen einer Literaturübersicht zur Erklärung des Phänomens der „ottomotorischen zyklischen Schwankungen“ gezeigt. Die wissenschaftliche Präsenz dieses Themas wurde im Rahmen einer Literaturübersicht zu „numerischen Untersuchungen zyklischer Schwankungen“ dargestellt. Die Arbeit gliedert sich daher in die aktuellen Forschungen rund um das Thema ein.

Kernstück der Arbeit ist die Anwendung des hybriden Turbulenzmodells „Scale Adaptive Simulation“ (SAS). Der theoretische Hintergrund wurde in Kapitel 3 erläutert und die Anwendbarkeit im Rahmen der Simulation eines Testfalles unter Anwendung unterschiedlicher numerischer Einstellungen des Lösers bewiesen. Kritisch ist die Auflösung von Geschwindigkeitsgradienten, welche ein bestimmtes Maß erreichen müssen, um den „LES Modus“ des SAS Modells zu aktivieren. Dies konnte selbst unter Verwendung großer Zeitschrittweiten, diffusiver Numerik und eines symmetrischen Anwendungsproblems gezeigt werden.

Durch einen Abgleich von Simulationsergebnissen mit experimentellen Daten des zu untersuchenden Transparentmotors wurde dargestellt, dass integrale Werte wie der Innenzylinderdruck sehr gut übereinstimmen. In verschiedenen Messebenen wurde gezeigt, dass mittlere Geschwindigkeiten sowie Geschwindigkeitsfluktuationen qualitativ wie quantitativ ein sehr ähnliches Verhalten aufweisen. Eine Analyse der Tumbletrajektorie stellte dar, dass das charakteristische Verhalten der Ladungsbewegung vom Modell wiedergegeben werden kann. Eine Analyse der aufgelösten turbulenten kinetischen Energie zeigte, dass ein großer Anteil von Geschwindigkeitsfluktuationen aufgelöst wird. Dies bestätigt die Qualität des Modells, einschließlich des Turbulenzmodells „SAS“ und der Ergebnisse.

Eine Untersuchung der Innenzylinderströmung ergab, dass die Entstehung zyklischer Schwankungen der turbulenten Innenzylinderströmung bereits im Einlasskanal geschieht. Die Interaktion der Strömung mit dem Einlassventilschaft sowie der Einlasskanalwände forciert Ablösevorgänge, welche große kohärente Strukturen verursachen. Diese Strukturen können den Einlassstrom derart beeinflussen, dass so genanntes „jet flapping“ auftritt. Als Entstehungsorte konnten die Einlasskanalkante unterhalb des Einlassventils sowie die Einlasskanalwand im Nachlauf der Einlassventilführung identifiziert werden.

Die entstehende Ladungsbewegung als globale Strömungsstruktur ist trotz ihrer Größe instabil und zeigt zyklische Variationen in Stärke und Bewegung. Die globale Tumblekernbewegung ist betriebspunktunabhängig und verläuft im Uhrzeigersinn durch den Brennraum. Als Resultat zyklischer Fluktuationen können allerdings Positionsänderungen in der Größenordnung des halben Brennraumdurchmessers hervorgerufen werden. Eine Steigerung der Drehzahl führt zu einer Steigerung der zyklischen Schwankung der Tumblekerntrajektorie. Eine Analyse der Form des Tumbles ergibt, dass eine zylindrische Form eine Erhöhung der Tumblezahl zur Folge hat.

Die Wechselwirkung der Einspritzung und Ladungsbewegung resultiert in der hier applizierten Einspritzstrategie, welche als einzelnde Einspritzung im Saughub ausgeführt ist, in einer Stabilisierung der Ladungsbewegung. Dies äußert sich einerseits in gesteigerten Tumblezahlen, insbesondere in Betriebspunkten mit niedrigem Ansaugdruck. Eine Analyse der Trajektorie zeigt, dass die Tumblebewegung durch den Einfluss der Einspritzung vermehrt im oberen Bereich des Brennraums stattfindet. Die zyklischen Schwankungen der Tumbletrajektorie verringern sich in Betriebspunkten niedriger Drehzahl.

Eine Analyse des Strömungsfeldes zu einem möglichen Zündzeitpunkt bei 20° KW v. ZOT hat gezeigt, dass sich das Gemisch betriebspunktunabhängig im nahen Bereich der Zündkerze zwischen $\lambda = 0,8$ und 1,2 bewegt. Diese Werte liegen innerhalb der Zündgrenzen, wodurch eine Entflammung zu jeder Zeit möglich ist. Eine Untersuchung der modellierten und aufgelösten TKE zeigt, dass diese mit steigender Drehzahl nahezu im Quadrat zunehmen. Dies gilt jedoch nicht für die mittleren Geschwindigkeiten, welche zwischen Drehzahlen von 1000 und 3000 1/min auf ähnlichem Niveau liegen. Dies spricht für die Umwandlung gerichteter kinetischer Energie in turbulente kinetische Energie durch den Prozess des Tumblezerfalls.

Eine Analyse des Einflusses des lokalen Luft-Kraftstoff Verhältnisses und Temperaturfeldes auf die laminare Flammgeschwindigkeit hat gezeigt, dass für letztere zyklische Variationen von ca. 38 % zu erwarten sind. In Kombination mit der Interaktion der Turbulenz mit der Flamme können weitere Steigerungen der Zyklusschwankungen auftreten.

6.2 Ausblick auf zukünftige Forschungsschwerpunkte

Die vorgestellten skalenauflösenden Simulationen sowie die Vorgehensweise bei der Auswertung der Ergebnisse ermöglichen die Analyse der Zylinderinnenströmung bzw. des Innenprozesses. Das vorgestellte Modell kann die thermophysikalischen Effekte bis zur Zündung abbilden und auflösen. Eine Erweiterung des Modells mit einem Zündmodell, welches die Charakteristika eines Zündsystems abbildet, wie z.B. in [DC01] beschrieben, ist daher die logische Konsequenz. Aufgrund des Einflusses der Zündung und ersten Phase der Verbrennung auf den gesamten Verbrennungsprozess muss eine ausreichende Modelltiefe gewählt werden, um einen Großteil der stochastischen Effekte tatsächlich aufzulösen, statt sie deterministisch vorzugeben.

Eine Modellierung des anschließenden Verbrennungsprozesses komplettiert das Modell und eröffnet die Möglichkeit der Vorhersage zyklischer Schwankungen des Verbrennungsprozesses. In Kombination mit einer detaillierten Validierung anhand experimenteller Daten, welche z.B. über laserspektroskopische Messungen am Transparentmotor gewonnen werden können, ist eine Übertragbarkeit auf einen Serienmotor gegeben. Dies eröffnet entsprechend die Möglichkeit, den realen Motorinnenprozess in einem Serienmotor zu modellieren, welcher sich gegenüber dem in dieser Arbeit beschriebenen Transparentmotor unter anderem in

folgenden Punkten unterscheidet:

- Reale Kolbengeometrie inklusive Ventiltaschen und Kolbenmulde im Gegensatz zu einem flachen Panoramakolben des Transparentmotors, welcher zur Realisierung der optischen Zugänglichkeit benötigt wird. Dies beeinflusst die Ladungsbewegung maßgeblich.
- Verdichtungsverhältnis ϵ von ca. 9,75 statt $\epsilon = 7$ am Transparentmotor. Dies ruft eine Veränderung der Gemischbildung hervor und dies schließt Brennraumtemperaturen mit ein, welche wiederum die Verdampfungsvorgänge beeinflussen
- Die Einspritzvorgänge, wie z.B. Anzahl und Timing, sind im realen Anwendungsfall komplexer als eine Einfacheinspritzung, wie sie in dieser Arbeit modelliert wurde. Dies beeinflusst die Gemischbildung maßgeblich.

Daraus ergeben sich zukünftige Modelländerungen in Bezug auf eine praxisnahe Anwendung.

Im Gegenzug zur Modellerweiterung lassen sich weitere Kenntnisse des Innenprozesses über eine ausgedehnte Parametervariation erhalten. Dies schließt eine Erweiterung der Betriebspunkte im Rahmen von Drehzahl-, Ansaugdruck und Einspritzstrategievariationen ein, sodass das gesamte Motorkennfeld analysiert werden kann. Mit Hilfe einer solchen ausgedehnten Matrix können Effekte den einzelnen Randbedingungen besser zugeordnet werden. Dies schließt ebenfalls eine detaillierte Analyse der Ablöseeffekte im Einlasskanal mit ein. Aufgrund der Möglichkeit des SAS Modells vom URANS in den LES Modus zu wechseln, wurde auf eine Analyse des Einflusses aufgelöster Turbulenz am Einlass verzichtet.

Der LES oder anderen skalenauflösenden Simulationen sind nahezu keine Grenzen gesetzt. [HBG⁺16] und [Sch14] zeigten bereits, dass sehr detaillierte Analysen mit entsprechend feinen Modellen möglich sind. Die Nutzung der CFD als „numerisches Experiment“ erscheint mit der weiter anhaltenden Steigerung der Rechenkapazitäten durchaus plausibel. Dennoch bleibt festzuhalten, dass die Anzahl und Komplexität der physikalischen Effekte in einem motorischen Prozess weiterhin nicht gänzlich mit Modellen abgebildet werden kann. Prädiktive Simulationen über die reine Ein- oder Zweiphasenströmung hinaus sind nicht ohne ausreichende Validierung möglich. Dies zeigt den immensen Forschungsbedarf in diesem Themengebiet auf.

Das schlussendliche Ziel sämtlicher simulativer Ansätze ist jedoch gleich: Der innermotorische Prozess muss weiterhin besser verstanden werden, sodass im Rahmen von Effizienzsteigerung und Emissionsverringerung alle Potentiale zukünftig ausgeschöpft werden können.

Literaturverzeichnis

- [ALP⁺07] ADOMEIT, Philipp ; LANG, Oliver ; PISCHINGER, Stefan ; AYMANN, Richard ; GRAF, Markus ; STAPF, Georg: Analysis of Cyclic Fluctuations of Charge Motion and Mixture Formation in a DISI Engine in Stratified Operation. In: *SAE Technical Paper* (2007)
- [Ang06] ANGELBERGER, Christian: *LESSCO2: Final Technical Report: Part 1 - Publishable Final Report*. 2006
- [ANS16a] ANSYS, Inc.: *ANSYS CFX-Solver Theory Guide v 17.0*. 2016
- [ANS16b] ANSYS, Inc.: *ANSYS FLUENT User's Guide v. 17.0*. 2016
- [AR13] ALEIFERIS, P.G. ; ROMUNDE, Z.R. van: An analysis of spray development with iso-octane, n-pentane, gasoline, ethanol and n-butanol from a multi-hole injector under hot fuel conditions. In: *Fuel* 105 (2013), S. 143 – 168
- [Bal99] BALL, Jeffrey K.: *Cycle-by-cycle variation in spark ignition internal combustion engines*, University of Oxford, Dissertation, 1999
- [BASJ13] BANAEIZADEH, A. ; AFSHARI, A. ; SCHOCK, H. ; JABERI, F.: Large-eddy simulations of turbulent flows in internal combustion engines. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 60 (2013), S. 781–796
- [Ben12] BENZ, Christof.: *Numerische Untersuchung von Vorentflammungsphänomenen im direkteinspritzenden hochaufgeladenen Ottomotor*, Universität Rostock, Dissertation, 2012
- [BHG14] BUHL, Stefan ; HARTMANN, Frank ; GAUDING, M. ; HASSE, Christian: Analysis of various scale resolving turbulence models to capture cycle-to-cycle variations in IC engines. In: *Proceedings of the 8th international conference on computational fluid dynamics (ICCFD8)* (2014), S. 1–15
- [BHH16] BUHL, Stefan ; HARTMANN, Frank ; HASSE, Christian: Identification of Large-Scale Structure Fluctuations in IC Engines using POD-Based Conditional Averaging. In: *Oil & Gas Science and Technology – Revue d'IFP Energies nouvelles* 71 (2016), Nr. 1, S. 1
- [BIL06] BERSELLI, Luigi C. ; ILIESCU, Traian ; LAYTON, William J.: *Mathematics of Large Eddy Simulation of Turbulent Flows*. Berlin, Heidelberg : Springer-Verlag, 2006 (Scientific Computation)
- [BK09] BAEHR, Hans D. ; KABELAC, Stephan: *Thermodynamik Grundlagen und technische Anwendungen*. Berlin; Heidelberg : Springer, 2009

- [BKH13] BADER, A. ; KELLER, P. ; HASSE, C.: The influence of non-ideal vapor-liquid equilibrium on the evaporation of ethanol/iso-octane droplets. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 64 (2013), S. 547 – 558
- [BLM13] BURROWS, John ; LYKOWSKI, Jim ; MIXELL, Kristapher: Corona-Zündsystem für hocheffiziente Ottomotoren. In: *MTZ - Motortechnische Zeitschrift* 74 (2013), Nr. 6, S. 484–487
- [Bou77] BOUSSINESQ, Joseph: *Mémoires présentés par divers savants à l'Académie des sciences de l'Institut national de France*. Bd. [2. sér.] t. XXIII, no. 1; t. XXIV, no. 2: *Essai sur la théorie des eaux courantes*. Paris : Impr. nationale, 1877
- [Bru14] BRUSSIES, Eva: *Simulation der Zylinderinnenströmung eines Zweiventil-Dieselmotors mit einem skalenauflösenden Turbulenzmodell*. Darmstadt, Technische Universität, Dissertation, 2014
- [BWMH16] BUDACK, Ralf ; WURMS, Rainer ; MENDL, Günther ; HEIDUK, Thomas: Der neue 2,0-l-R4-TFSI-Motor von Audi. In: *MTZ - Motortechnische Zeitschrift* 77 (2016), Nr. 5, S. 16–25
- [Car06] CARSTEN, Baumgarten: *Mixture Formation in Internal Combustion Engine*. Berlin and Heidelberg : Springer-Verlag, 2006 (Heat, Mass Transfer)
- [CGPW02] CURRAN, H.J. ; GAFFURI, P. ; PITZ, W.J. ; WESTBROOK, C.K.: A comprehensive modeling study of iso-octane oxidation. In: *Combustion and Flame* 129 (2002), Nr. 3, S. 253 – 280
- [Cha15] CHANG, Chi-Yao: *Development and Validation of Scale-resolving Computational Models Relevant to IC-engine Flow Configurations*. Darmstadt, Technische Universität, Dissertation, 2015
- [CPW⁺98] CURRAN, H.J. ; PITZ, W.J. ; WESTBROOK, C.K. ; CALLAHAN, G.V. ; DRYER, F.L.: Oxidation of automotive primary reference fuels at elevated pressures. In: *Symposium (International) on Combustion* 27 (1998), Nr. 1, S. 379 – 387
- [CRHS13] CHEN, H. ; REUSS, D. L. ; HUNG, D. L. ; SICK, V.: A practical guide for using proper orthogonal decomposition in engine research. In: *International Journal of Engine Research* 14 (2013), Nr. 4, S. 307–319
- [CRS12] CHEN, Hao ; REUSS, David L. ; SICK, Volker: On the use and interpretation of proper orthogonal decomposition of in-cylinder engine flows. In: *Measurement Science and Technology* 23 (2012), 8, Nr. 8
- [CS05] CHAOUAT, Bruno ; SCHIESTEL, Roland: A new partially integrated transport model for subgrid-scale stresses and dissipation rate for turbulent developing flows. In: *Physics of Fluids* 17 (2005), Nr. 6, S. 065106
- [CYS⁺00] CELIK, I. ; YAVUZ, I. ; SMIRNOV, A. ; SMITH, J. ; AMIN, E. ; GEL, A.: Prediction of In-Cylinder Turbulence for IC Engines. In: *Combustion Science and Technology* 153 (2000), Nr. 1, S. 339–368

- [CYS01] CELIK, I. ; YAVUZ, I. ; SMIRNOV, A.: Large eddy simulations of in-cylinder turbulence for internal combustion engines: A review. In: *International Journal of Engine Research* 2 (2001), Nr. 2, S. 119–148
- [DC01] DUCLOS, J-M. ; COLIN, O.: Arc and Kernel Tracking Ignition Model for 3D Spark-Ignition engine calculations. In: *The international symposium on diagnostics and modeling of combustion in internal combustion engines* (2001)
- [DEPGW17] DEMMELBAUER-EBNER, Wolfgang ; PERSIGHEHL, Kai ; GÖRKE, Michael ; WERSTAT, Eike: Der neue 1,5-l-Vierzylinder-TSI-Motor von Volkswagen. In: *MTZ - Motortechnische Zeitschrift* 78 (2017), Nr. 2, S. 16–23
- [DMPH04] DEVESA, Antoine ; MOREAU, Julien ; POINSOT, Thierry ; HELIE, Jérôme: Large Eddy Simulations of Jet / Tumble Interaction in a GDI Model Engine Flow. In: *SAE Technical Paper* (2004)
- [EGV⁺11a] ENAUX, B. ; GRANET, V. ; VERMOREL, O. ; LACOUR, C. ; PERA, C. ; ANGELBERGER, C. ; POINSOT, T.: LES study of cycle-to-cycle variations in a spark ignition engine. In: *Proceedings of the Combustion Institute* 33 (2011), Nr. 2, S. 3115–3122
- [EGV⁺11b] ENAUX, Benoit ; GRANET, Victor ; VERMOREL, Olivier ; LACOUR, Corine ; THOBOIS, Ludovic ; DUGUÉ, Vincent ; POINSOT, Thierry: Large Eddy Simulation of a Motored Single-Cylinder Piston Engine: Numerical Strategies and Validation. In: *Flow, Turbulence and Combustion* 86 (2011), Nr. 2, S. 153–177
- [Eic08] EICHLSEDER, Helmut: *Grundlagen und Technologien des Ottomotors*. Springer, 2008 (Der Fahrzeugantrieb)
- [EMLC10] EGOROV, Y. ; MENTER, F. R. ; LECHNER, R. ; COKLJAT, D.: The Scale-Adaptive Simulation Method for Unsteady Turbulent Flow Predictions. Part 2: Application to Complex Flows. In: *Flow, Turbulence and Combustion* 85 (2010), Nr. 1, S. 139–165
- [FCCD14] FONTANESI, Stefano ; CICALESE, Giuseppe ; CANTORE, Giuseppe ; D'ADAMO, Alessandro: *Integrated In-Cylinder/CHT Analysis for the Prediction of Abnormal Combustion Occurrence in Gasoline Engines*. Warrendale and PA : SAE International, 2014
- [FdR15] FONTANESI, Stefano ; D'ADAMO, Alessandro ; RUTLAND, Christopher J.: Large-Eddy simulation analysis of spark configuration effect on cycle-to-cycle variability of combustion and knock. In: *International Journal of Engine Research* 16 (2015), Nr. 3, S. 403–418
- [FKD⁺15] FINNEY, Charles E. A. ; KAUL, Brian C. ; DAW, C. S. ; WAGNER, Robert M. ; EDWARDS, K. D. ; GREEN, Johny B.: A review of deterministic effects in cyclic variability of internal combustion engines. In: *International Journal of Engine Research* 16 (2015), Nr. 3, S. 366–378
- [FLHMR08] FOUCHER, Fabrice ; LANDRY, Ludovic ; HALTER, Fabien ; MOUNAÏM-ROUSSELLE, Christine: Turbulent flow fields analysis of a Spark-Ignition

- engine as function of the boosted pressure. In: *14th International Symposium on Laser Techniques to Fluid Mechanics* (2008)
- [FP08] FERZIGER, Joel H. ; PERIĆ, Milovan: *Numerische Strömungsmechanik*. Berlin : Springer, 2008
- [FPC14] FONTANESI, Stefano ; PALTRINIERI, Stefano ; CANTORE, Giuseppe: *LES Analysis of Cyclic Variability in a GDI Engine*. Warrendale and PA : SAE International, 2014
- [FPDD14] FONTANESI, S. ; PALTRINIERI, S. ; D'ADAMO, A. ; DURANTI, S.: Investigation of Boundary Condition and Field Distribution Effects on the Cycle-to-Cycle Variability of a Turbocharged GDI Engine Using LES. In: *Oil & Gas Science and Technology – Revue d'IFP Energies nouvelles* 69 (2014), Nr. 1, S. 107–128
- [Frö06] FRÖHLICH, Jochen: *Large Eddy Simulation turbulenter Strömungen: Mit 14 Tabellen*. 1. Aufl. Wiesbaden : Teubner, 2006 (Lehrbuch Maschinenbau)
- [FSG66] FULLER, Edward N. ; SCHETTLER, Paul D. ; GIDDINGS, J. C.: New Method for Prediction of Binary Gas-Phase Diffusion Coefficients. In: *Industrial & Engineering Chemistry* 58 (1966), Nr. 5, S. 18–27
- [GAH05] GIRIMAJI, S. S. ; ABDOL-HAMID, Khaled S.: Partially-averaged Navier Stokes Model for Turbulence: Implementation and Validation. In: *43rd Aerospace Sciences Meeting and Exhibit* (2005), S. 1–14
- [GEE10] GRABNER, Peter ; EICHLSEDER, Helmut ; ECKHARD, Gregor: Potential of E85 Direct Injection for Passenger Car Application. (2010), 10
- [GGSM11] GRITSKEVICH, Mikhail S. ; GARBARUK, Andrey V. ; SCHÜTZE, Jochen ; MENTER, Florian R.: Development of DDES and IDDES Formulations for the $k-\omega$ Shear Stress Transport Model. In: *Flow, Turbulence and Combustion* 88 (2011), Nr. 3, S. 431–449
- [GK08] GORYNTSEV, D. ; KLEIN, M.: *Large Eddy Simulation Gemischbildung: Vorhaben Nr. 896, 3D simulation of mixture fields for inhomogeneous combustion processes using generous Eddy Simulation*. Frankfurt am Main : FVV, 2008
- [Gl83] GOSMAN, A. D. ; LOANNIDES, E.: Aspects of Computer Simulation of Liquid-Fueled Combustors. In: *Journal of Energy* 7 (1983), Nr. 6, S. 482–490
- [GMG01] GRAFTIEAUX, Laurent ; MICHARD, Marc ; GROSJEAN, Nathalie: Combining PIV, POD and vortex identification algorithms for the study of unsteady turbulent swirling flows. In: *Measurement Science and Technology* 12 (2001), Nr. 9, S. 1422
- [Gol05] GOLLOCH, R.: *Downsizing bei Verbrennungsmotoren: Ein wirkungsvolles Konzept zur Kraftstoffverbrauchssenkung*. Springer, 2005 (VDI-Buch)
- [Gor07] GORYNTSEV, Dmitry: *Large eddy simulation of the flow and mixing field in an internal combustion engine*, Technische Universität Darmstadt, Dissertation, 2007

- [GPMC91] GERMANO, Massimo ; PIOMELLI, Ugo ; MOIN, Parviz ; CABOT, William H.: A dynamic subgrid-scale eddy viscosity model. In: *Physics of Fluids A: Fluid Dynamics* 3 (1991), Nr. 7, S. 1760
- [GSJ11] GORYNTSEV, Dmitry ; SADIKI, Amsini ; JANICKA, Johannes: *Towards Large Eddy Simulation of Spray Combustion in Direct Injection Spark Ignition Engine*. Warrendale and PA : SAE International, 2011
- [GSJ13] GORYNTSEV, D. ; SADIKI, A. ; JANICKA, J.: Analysis of misfire processes in realistic Direct Injection Spark Ignition engine using multi-cycle Large Eddy Simulation. In: *Proceedings of the Combustion Institute* 34 (2013), Nr. 2, S. 2969–2976
- [GSKJ09] GORYNTSEV, D. ; SADIKI, A. ; KLEIN, M. ; JANICKA, J.: Large eddy simulation based analysis of the effects of cycle-to-cycle variations on air–fuel mixing in realistic DISI IC-engines. In: *Proceedings of the Combustion Institute* 32 (2009), Nr. 2, S. 2759–2766
- [GSKJ10] GORYNTSEV, D. ; SADIKI, A. ; KLEIN, M. ; JANICKA, J.: Analysis of cyclic variations of liquid fuel–air mixing processes in a realistic DISI IC-engine using Large Eddy Simulation. In: *International Journal of Heat and Fluid Flow* 31 (2010), Nr. 5, S. 845–849
- [GVL⁺12] GRANET, V. ; VERMOREL, O. ; LACOUR, C. ; ENAUX, B. ; DUGUÉ, V. ; POINSOT, T.: Large-Eddy Simulation and experimental study of cycle-to-cycle variations of stable and unstable operating points in a spark ignition engine. In: *Combustion and Flame* 159 (2012), Nr. 4, S. 1562–1575
- [Has16] HASSE, Christian: Scale-resolving simulations in engine combustion process design based on a systematic approach for model development. In: *International Journal of Engine Research* 17 (2016), Nr. 1, S. 44–62
- [Haw99] HAWORTH, D. C.: Large-Eddy Simulation of in-Cylinder Flows. In: *Oil & Gas Science and Technology* 54 (1999), Nr. 2, S. 175–185
- [HBG⁺16] HARTMANN, Frank ; BUHL, Stefan ; GLEISS, Florian ; BARTH, Philipp ; SCHILD, Martin ; KAISER, Sebastian A. ; HASSE, Christian: Spatially Resolved Experimental and Numerical Investigation of the Flow through the Intake Port of an Internal Combustion Engine. In: *Oil & Gas Science and Technology – Revue d’IFP Energies nouvelles* 71 (2016), Nr. 1, S. 2
- [HHT07] HAUSER, Helwig ; HAGEN, H. ; THEISEL, Holger: *Topology-based methods in visualization*. Berlin and New York : Springer, 2007 (Mathematics and Visualization)
- [HJ00] HAWORTH, D. C. ; JANSEN, K.: Large-eddy simulation on unstructured deforming meshes: Towards reciprocating IC engines. In: *Computers & Fluids* 29 (2000), Nr. 5, S. 493–524
- [HSD10] HASSE, Christian ; SOHM, Volker ; DURST, Bodo: Numerical investigation of cyclic variations in gasoline engines using a hybrid URANS/LES modeling approach. In: *Computers & Fluids* 39 (2010), Nr. 1, S. 25–48

- [HWM88] HUNT, J. C. R. ; WRAY, A. A. ; MOIN, P.: Eddies, Stream, and Convergence Zones in Turbulent Flows. In: *Center For Turbulence Research Report CTR-S88* (1988)
- [Imb09] IMBERDIS, Olivier: *Turbulent flow structures induced by an engine intake port*, Otto-von-Guericke Universität Magdeburg, Dissertation, 2009
- [IRMC14] IAFRATE, N ; ROBERT, A. ; MICHEL, J.-B. ; CUENOT, B.: LES study on mixing and combustion in a Direct Injection Spark Ignition engine. (2014)
- [IY09] IYER, Claudia O. ; YI, Jianwen: 3D CFD Upfront Optimization of the In-Cylinder Flow of the 3.5L V6 EcoBoost Engine. (2009), 04
- [JH95] JEONG, Jinhee ; HUSSAIN, Fazle: On the identification of a vortex. In: *Journal of Fluid Mechanics* 285 (1995), 02, S. 69–94
- [Joh96] JOHANSSON, Bengt: *Cycle to Cycle Variations in S.I. Engines - The Effects of Fluid Flow and Gas Composition in the Vicinity of the Spark Plug on Early Combustion*. Warrendale and PA : SAE International, 1996
- [JRK⁺15] JANAS, Peter ; RIBEIRO, Mateus D. ; KEMPF, Andreas ; SCHILD, Martin ; KAISER, Sebastian A.: Penetration of the Flame Into the Top-Land Crevice - Large-Eddy Simulation and Experimental High-Speed Visualization. In: *SAE Technical Paper Series* (2015)
- [JWBK16] JANAS, Peter ; WLOKAS, Irenäus ; BÖHM, Benjamin ; KEMPF, Andreas: On the Evolution of the Flow Field in a Spark Ignition Engine. In: *Flow, Turbulence and Combustion* (2016), S. 1–28
- [Kap11] KAPITZA, Lars: *Experimentelle Analyse des transienten Verhaltens der einlasskanalgenerierten Zylinderinnenströmung*, Otto-von-Guericke Universität Magdeburg, Dissertation, 2011
- [KHHS12] KITAGUCHI, K. ; HATORI, S. ; HORI, T. ; SENDA, J.: Development of Breakup Model for Large Eddy Simulation of Diesel Spray. In: *ICLASS, Triennial International Conference on Liquid Atomization and Spray Systems* (2012)
- [KKWH15] KELLER, Peter ; KNORSCH, Tobias ; WENSING, Michael ; HASSE, Christian: The influence of differential evaporation on the structure of a three-component biofuel spray. In: *International Journal of Engine Research* 16 (2015), Nr. 5, S. 610–626
- [KLWL10] KOCH, P ; LÖFFLER, M G. ; WENSING, M ; LEIPERTZ, A: Study of the mixture formation processes inside a modern direct-injection gasoline engine. In: *International Journal of Engine Research* 11 (2010), Nr. 6, S. 455–471
- [KSS13] KAISER, S. A. ; SCHILD, M. ; SCHULZ, C.: Thermal stratification in an internal combustion engine due to wall heat transfer measured by laser-induced fluorescence. In: *Proceedings of the Combustion Institute* 34 (2013), Nr. 2, S. 2911–2919

- [KT91] KOLMOGOROV, A. N. ; TIKHOMIROV, V. M.: *Mathematics and its applications. Soviet series. Bd. 25: Selected works of A.N. Kolmogorov*. Dordrecht : Springer Science, 1991
- [KYGC14] KUO, Tang-Wei ; YANG, Xiaofeng ; GOPALAKRISHNAN, Venkatesh ; CHEN, Zhaohui: Large Eddy Simulation (LES) for IC Engine Flows. In: *Oil & Gas Science and Technology – Revue d'IFP Energies nouvelles* 69 (2014), Nr. 1, S. 61–81
- [LA10] LAKSHMINARAYANAN, P. A. ; AGHAV, Yoghesh V.: *Modelling Diesel Combustion*. Berlin : Springer Netherland, 2010 (Mechanical Engineering Series)
- [LCD⁺14] LEMÉTAYER, Julien ; CESSOU, Armelee ; DOMINGUES, Eric ; LECORDIER, Bertrand ; LACOUR, Corine: Two-phase PIV to investigate spray/flow interaction in Gasoline Direct injection engine. (2014), 07
- [Lev62] LEVIČ, Veniamin G.: *Physiochemical hydrodynamics: [Tab.]*. Englewood Cliffs, N. J. : Prentice-Hall, 1962
- [LH10] LIU, Kai ; HAWORTH, D. C.: Large-Eddy Simulation for an Axisymmetric Piston-Cylinder Assembly With and Without Swirl. In: *Flow, Turbulence and Combustion* 85 (2010), Nr. 3-4, S. 279–307
- [Liu12] LIU, Kai: *Large-eddy simulation of in-cylinder flows in motored reciprocating-piston internal combustion engines*, State University of Pennsylvania, Dissertation, 2012
- [LMR93] LIU, Alex B. ; MATHER, Daniel ; REITZ, Rolf D.: Modeling the effects of drop drag and breakup on fuel sprays. In: *NASA STI/Recon Technical Report N 93* (1993)
- [Luc13] LUCIUS, Andreas: *Numerische Simulation instationärer Strömungsvorgänge in Pumpen und Ventilatoren radialer Bauart*, Technische Universität Clausthal-Zellerfeld, Dissertation, 2013
- [Lum67] LUMLEY, J. L.: The Structure of Inhomogeneous Turbulent Flows. In: YAGLOM, A. M. (Hrsg.) ; TATARSKI, V. I. (Hrsg.): *Atmospheric turbulence and radio propagation*. Moscow : Nauka, 1967, S. 166–178
- [LWSH04] LARAMEE, R. S. ; WEISKOPF, D. ; SCHNEIDER, J. ; HAUSER, H.: Investigating swirl and tumble flow with a comparison of visualization techniques. In: *Visualization, 2004. IEEE* (2004), Oct, S. 51–58
- [LZT⁺16] LIND, Susanne ; ZIGAN, Lars ; TROST, Johannes ; LEIPERTZ, Alfred ; WILL, Stefan: Simultaneous two-dimensional measurement of fuel-air ratio and temperature in a direct-injection spark-ignition engine using a new tracer-pair laser-induced fluorescence technique. In: *International Journal of Engine Research* 17 (2016), Nr. 1, S. 120–128
- [ME10] MENTER, F. R. ; EGOROV, Y.: The Scale-Adaptive Simulation Method for Unsteady Turbulent Flow Predictions. Part 1: Theory and Model Description. In: *Flow, Turbulence and Combustion* 85 (2010), Nr. 1, S. 113–138

- [Men93] MENTER, F. R.: Zonal Two Equation k-omega Turbulence Models for Aerodynamic Flows. In: *American Institute of Aeronautics and Astronautics 1993* (1993), Nr. 2
- [Men15] MENTER, F. R.: Best Practice: Scale-Resolving Simulations in ANSYS CFD, Version 2.00. In: *ANSYS Inc.* (2015), S. 1–75
- [MGL97] MICHARD, M. ; GRAFTIEAUX, L. ; LOLLINI, L.: Identification of vortical structures by a non local criterion: application to PIV measurements and DNS-LES results of turbulent rotating flow. In: *Proceedings of the 11th Symposium in Turbulent Shear Flows* (1997), S. 25–28
- [MKB03] MENTER, F. R. ; KUNTZ, M. ; BENDER, R.: The Scale-Adaptive Simulation Method for Unsteady Turbulent Flow Predictions. Part 1: Theory and Model Description. In: *41st Aerospace Sciences Meeting and Exhibit* (2003), S. 1–11
- [MPO14] MONTORFANO, Andrea ; PISCAGLIA, Federico ; ONORATI, Angelo: *A LES Study on the Evolution of Turbulent Structures in Moving Engine Geometries by an Open-Source CFD Code*. Warrendale and PA : SAE International, 2014
- [MPS⁺15] MONTORFANO, Andrea ; PISCAGLIA, Federico ; SCHMITT, Martin ; WRIGHT, Yuri M. ; FROUZAKIS, Christos E. ; TOMBOULIDES, Ananias G. ; BOULOUCHOS, Konstantinos ; ONORATI, Angelo: Comparison of Direct and Large Eddy Simulations of the Turbulent Flow in a Valve/Piston Assembly. In: *Flow, Turbulence and Combustion* 95 (2015), Nr. 2, S. 461–480
- [MST12] MERKER, Günter P. ; SCHWARZ, Christian ; TEICHMANN, Rüdiger: *Grundlagen Verbrennungsmotoren: Funktionsweise, Simulation, Messtechnik*. 6., ergänzte Auflage. Wiesbaden : Vieweg+Teubner Verlag, 2012 (ATZ/MTZ-Fachbuch)
- [MT14] MERKER, Günter P. (Hrsg.) ; TEICHMANN, Rüdiger (Hrsg.): *Grundlagen Verbrennungsmotoren: Funktionsweise, Simulation, Messtechnik*. 7., vollst. überarb. Aufl. Wiesbaden : Springer Vieweg, 2014 (ATZ/MTZ-Fachbuch)
- [MVP15] MISDARIIS, Antony ; VERMOREL, Olivier ; POINSOT, Thierry: LES of knocking in engines using dual heat transfer and two-step reduced schemes. In: *Combustion and Flame* 162 (2015), Nr. 11, S. 4304–4312
- [MWY79] MORSE, A. P. ; WHITELAW, J. H. ; YIANNESKIS, M.: Turbulent Flow Measurements by Laser-Doppler Anemometry in Motored Piston-Cylinder Assemblies. In: *Journal of Fluids Engineering* 101 (1979), Nr. 2, S. 208
- [ND99] NICOUD, F. ; DUCROS, F.: Subgrid-Scale Stress Modelling Based on the Square of the Velocity Gradient Tensor. In: *Flow, Turbulence and Combustion* 62 (1999), Nr. 3, S. 183–200
- [NJL⁺14] NGUYEN, Thuong ; JANAS, Peter ; LUCCHINI, Tommaso ; D'ERRICO, Gianluca ; KAISER, Sebastian ; KEMPF, Andreas: LES of Flow Processes in an SI Engine Using Two Approaches: OpenFoam and PsiPhi. (2014)
- [NPWK15] NGUYEN, T. M. ; PROCH, F. ; WLOKAS, I. ; KEMPF, A. M.: Large Eddy Simulation of an Internal Combustion Engine Using an Efficient Immersed Boundary Technique. In: *Flow, Turbulence and Combustion* (2015), S. 1–40

- [ODS94] OZDOR, Nir ; DULGER, Mark ; SHER, Eran: Cyclic Variability in Spark Ignition Engines: A Literature Survey. In: *SAE Technical Paper* (1994), 03
- [PCD⁺07] PITZ, W. ; CERNANSKY, N. ; DRYER, D. ; EGOLFOPOULOS, F. ; FARELL, J. T. ; G., Friend D. ; PITSCH, H.: Development of an Experimental Database and Chemical Kinetic Models for Surrogate Gasoline Fuels. In: *SAE 2007 World Congress & Exhibition* (2007)
- [PMO14] PISCAGLIA, Federico ; MONTORFANO, Andrea ; ONORATI, Angelo: A Moving Mesh Strategy to Perform Adaptive Large Eddy Simulation of IC Engines in OpenFOAM. In: *International Multidimensional Engine Modeling Users Group Meeting 2014* (2014), S. 1–9
- [PMO15] PISCAGLIA, Federico ; MONTORFANO, Andrea ; ONORATI, Angelo: A Scale Adaptive Filtering Technique for Turbulence Modeling of Unsteady Flows in IC Engines. In: *SAE Int. J. Engines* 8 (2015), 04, S. 426–436
- [Pop01] POPE, Stephen B.: *Turbulent flows*. Cambridge : Cambridge Univ. Press, 2001
- [PSD⁺01] PISCHINGER, Stefan ; SALBER, Wolfgang ; DILTHEY, Jochen ; ADOMEIT, Philip ; GRÜNEFELD, Gerd ; BROCHHAUS, Markus: Ladungsbewegung und Gemischbildung bei Ottomotoren mit voll variabler Ventilsteuerung. In: *MTZ - Motortechnische Zeitschrift* 62 (2001), Nr. 11, S. 936–945
- [RB99] REITZ, Rolf D. ; BEALE, Jennifer C.: Modeling Spray Atomization with the Kelvin-Helmholtz/ Rayleigh-Taylor Hybrid Model. In: *Atomization and Sprays* 9 (1999), Nr. 6, S. 623–650
- [RCV⁺07] RICHARD, S. ; COLIN, O. ; VERMOREL, O. ; BENKENIDA, A. ; ANGELBERGER, C. ; VEYNANTE, D.: Towards large eddy simulation of combustion in spark ignition engines. In: *Proceedings of the Combustion Institute* 31 (2007), Nr. 2, S. 3059–3066
- [Rei87] REITZ, Rolf D.: Modeling atomization processes in high-pressure vaporizing sprays. In: *Atomisation Spray Technology* 3 (1987), S. 309–337
- [Rey95] REYNOLDS, Osborne: On the Dynamical Theory of Incompressible Viscous Fluids and the Determination of the Criterion. In: *Philosophical Transactions of the Royal Society of London A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences* 186 (1895), S. 123–164
- [RKDP11] RAKOPOULOS, C. D. ; KOSMADAKIS, G. M. ; DIMARATOS, A. M. ; PARIOTIS, E. G.: Investigating the effect of crevice flow on internal combustion engines using a new simple crevice model implemented in a CFD code. In: *Applied Energy* 88 (2011), Nr. 1, S. 111–126
- [RM52] RANZ, W. E. ; MARSHALL, W. R. J.: Evaporation from drops—I–II. In: *Chemical Engineering Progress* 48 (1952), Nr. 141, S. 141–146
- [Ros61] ROSHKO, Anatol: Experiments on the flow past a circular cylinder at very high Reynolds number. In: *Journal of Fluid Mechanics* 10 (1961), 05, Nr. 3, S. 345–356

- [Rut11] RUTLAND, C. J.: Large-eddy simulations for internal combustion engines - a review. In: *International Journal of Engine Research* 12 (2011), Nr. 5, S. 421–451
- [Sch14] SCHMITT, Martin: *Direct numerical simulation on engine like geometries*, Eidstattliche Technische Hochschule Zürich, Dissertation, 2014
- [SDS⁺06] SPALART, P. R. ; DECK, S. ; SHUR, M. L. ; SQUIRES, K. D. ; STRELETS, M. K. ; TRAVIN, A.: A New Version of Detached-eddy Simulation, Resistant to Ambiguous Grid Densities. In: *Theoretical and Computational Fluid Dynamics* 20 (2006), Nr. 3, S. 181–195
- [SGR11] SHI, Yu ; GE, Hai-Wen ; REITZ, Rolf D.: *Computational optimization of internal combustion engines*. London and New York : Springer, 2011
- [SJSA97] SPALART, P. R. ; JOU, Wh. ; STRELETS, M. ; ALLMARAS, S. R.: Comments on the Feasibility of LES for Wings, and on a Hybrid RANS/LES Approach. In: *Conference Proceedings: Advances in DNS/LES* (1997)
- [SLA⁺13] SOM, Sibendu ; LONGMAN, Douglas ; AITHAL, Shashi ; BAIR, Raymond ; GARCÍA, Marta ; QUAN, Shaoping ; RICHARDS, K. J. ; SENEAL, P. K. ; SHETHAJI, Tushar ; WEBER, Marcus: A Numerical Investigation on Scalability and Grid Convergence of Internal Combustion Engine Simulations. (2013)
- [SM03] SONE, K. ; MENON, S.: Effect of Subgrid Modeling on the In-Cylinder Unsteady Mixing Process in a Direct Injection Engine. In: *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power* 125 (2003), Nr. 2, S. 435
- [Sma63] SMAGORINSKY, J.: General circulation experiment with the primitive equations. In: *Monthly Weather Review* 91 (1963), Nr. 3, S. 99–164
- [Som08] SOMMERFELD, Martin (Hrsg.): *Best practice guidelines for computational fluid dynamics of dispersed multi-phase flows (BPG-DMPF 2008)*. Version 1, October 2008. Brüssel : European Research Community on Flow Turbulence and Combustion (ERCOFTAC), 2008
- [Spa00] SPALART, P.R.: Strategies for turbulence modelling and simulations. In: *International Journal of Heat and Fluid Flow* 21 (2000), Nr. 3, S. 252–263
- [SPM01] SONE, Kazuo ; PATEL, Nayan ; MENON, Suresh: Large-eddy simulation of fuel-air mixing in an internal combustion engine. In: *39th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit* (2001)
- [SRP⁺16] SCARCELLI, Riccardo ; RICHARDS, Keith ; POMRANING, Eric ; SENEAL, P. K. ; WALLNER, Thomas ; SEVIK, James: Cycle-to-Cycle Variations in Multi-Cycle Engine RANS Simulations. In: *SAE Technical Paper* (2016), 04
- [SS05] SCHULZ, Christof ; SICK, Volker: Tracer-LIF diagnostics: quantitative measurement of fuel concentration, temperature and fuel/air ratio in practical combustion systems. In: *Progress in Energy and Combustion Science* 31 (2005), Nr. 1, S. 75 – 121

- [SSK⁺13] STIEHL, R. ; SCHORR, J. ; KRÜGER, C. ; DREIZLER, A. ; BÖHM, B.: In-Cylinder Flow and Fuel Spray Interactions in a Stratified Spray-Guided Gasoline Engine Investigated by High-Speed Laser Imaging Techniques. In: *Flow, Turbulence and Combustion* 91 (2013), Nr. 3, S. 431–450
- [SSST08] SHUR, Mikhail L. ; SPALART, Philippe R. ; STRELETS, Mikhail K. ; TRAVIN, Andrey K.: A hybrid RANS-LES approach with delayed-DES and wall-modelled LES capabilities. In: *International Journal of Heat and Fluid Flow* 29 (2008), Nr. 6, S. 1638–1649
- [Ste13] STEPHAN, P.: *VDI-Wärmeatlas*. Berlin, 2013
- [Str01] STRELETS, M.: Detached Eddy Simulation of Massively Separated Flows. In: *Conference Proceedings: 39th AIAA Fluid Dynamics Conference and Exhibit* (2001), S. 1–18
- [Suz13] SUZANNE, Preeti: *Analyzing In-Cylinder Flow Variations in a Motored Spark Ignition Engine using Proper Orthogonal Decomposition*, University of Michigan, Dissertation, 2013
- [TBP⁺13] TATSCHL, Reinhard ; BOGENSPERGER, Michael ; PAVLOVIC, Zoran ; PRIESCHING, Peter ; SCHUEMIE, Henrik ; VITEK, Oldrich ; MACEK, Jan: LES Simulation of Flame Propagation in a Direct-Injection SI-Engine to Identify the Causes of Cycle-to-Cycle Combustion Variations. In: *SAE 2013 World Congress & Exhibition* (2013)
- [THT⁺16] THEILE, Martin ; HASSEL, Egon ; THÉVENIN, Dominique ; BUCHHOLZ, Bert ; MICHELS, Karsten ; HOFER, Martin: Analysis of Cycle-to-Cycle Variations of the Mixing Process in a Direct Injection Spark Ignition Engine Using Scale-Resolving Simulations. In: *SAE Int. J. Engines* 9 (2016), 11, S. 2320–2336
- [TRSP04] THOBOIS, L. ; RYMER, G. ; SOULÈRES, T. ; POINSOT, T.: Large-Eddy Simulation in IC Engine Geometries. In: *SAE Technical Paper Series* (2004)
- [TSS00] TRAVIN, Andrei ; SHUR, Michael ; STRELETS, Michael ; SPALART, Philippe: Detached-Eddy Simulations Past a Circular Cylinder. In: *Flow, Turbulence and Combustion* 63 (2000), Nr. 1, S. 293–313
- [VD56] VAN DRIEST, E. R.: On turbulent flow near a wall. In: *J. Aerospace Sci.* 23 (1956), S. 1007–1011
- [VM95] VERSTEEG, Henk K. ; MALALASEKERA, Weeratunge: *An introduction to computational fluid dynamics: The finite volume method*. Harlow : Longman Scientific & Technical, 1995
- [VMT⁺12] VITEK, Oldrich ; MACEK, Jan ; TATSCHL, Reinhard ; PAVLOVIC, Zoran ; PRIESCHING, Peter: LES Simulation of Direct Injection SI-Engine In-Cylinder Flow. In: *SAE Technical Paper Series* (2012)
- [VRC⁺07] VERMOREL, O. ; RICHARD, S. ; COLIN, O. ; ANGELBERGER, C. ; BENKENIDA, A. ; VEYNANTE, D.: *Multi-Cycle LES Simulations of Flow and Combustion in a PFI SI 4-Valve Production Engine*. Warrendale and PA : SAE International, 2007

- [VRC⁺09] VERMOREL, O. ; RICHARD, S. ; COLIN, O. ; ANGELBERGER, C. ; BENKENIDA, A. ; VEYNANTE, D.: Towards the understanding of cyclic variability in a spark ignited engine using multi-cycle LES. In: *Combustion and Flame* 156 (2009), Nr. 8, S. 1525–1541
- [Wen14] WENIG, Markus: *Simulation der ottomotorischen Zyklenschwankungen*, Universität Stuttgart, Dissertation, 2014
- [WEW⁺10] WILLIAMS, Ben ; EWART, Paul ; WANG, Xiaowei ; STONE, Richard ; MA, Hongrui ; WALMSLEY, Harold ; CRACKNELL, Roger ; STEVENS, Robert ; RICHARDSON, David ; FU, Huiyu ; WALLACE, Stan: Quantitative planar laser-induced fluorescence imaging of multi-component fuel/air mixing in a firing gasoline-direct-injection engine: Effects of residual exhaust gas on quantitative {PLIF}. In: *Combustion and Flame* 157 (2010), Nr. 10, S. 1866 – 1878
- [WLJ⁺15] WANG, Tianyou ; LI, Wei ; JIA, Ming ; LIU, Daming ; QIN, Wenjin ; ZHANG, Xianhui: Large-eddy simulation of in-cylinder flow in a {DISI} engine with charge motion control valve: Proper orthogonal decomposition analysis and cyclic variation. In: *Applied Thermal Engineering* 75 (2015), S. 561 – 574
- [WLT⁺15] WANG, Tianyou ; LIU, Daming ; TAN, Bingqian ; WANG, Gangde ; PENG, Zhijun: An Investigation into In-Cylinder Tumble Flow Characteristics with Variable Valve Lift in a Gasoline Engine. In: *Flow, Turbulence and Combustion* 94 (2015), Nr. 2, S. 285–304
- [Wol98] WOLFRUM, Jürgen: Lasers in combustion: From basic theory to practical devices. In: *Symposium (International) on Combustion* 27 (1998), Nr. 1, S. 1 – 41
- [WWJ⁺16] WANG, Ziman ; WANG, Bo ; JIANG, Changzhao ; XU, Hongming ; BADAWY, Tawfik: Microscopic characterization of isoctane spray in the near field under flash boiling condition. In: *Applied Energy* 180 (2016), S. 598 – 606
- [YZS⁺16] YIN, Congbo ; ZHANG, Zhendong ; SUN, Yuedong ; SUN, Tao ; ZHANG, Renjie: Effect of the piston top contour on the tumble flow and combustion features of a GDI engine with a CMCV: a CFD study. In: *Engineering Applications of Computational Fluid Mechanics* 10 (2016), Nr. 1, S. 312–330

Selbstständigkeitserklärung

Hiermit versichere ich, die vorliegende Dissertation eigenständig und ausschließlich unter Verwendung der angegebenen Hilfsmittel angefertigt zu haben. Alle öffentlichen Quellen sind als solche kenntlich gemacht. Die vorliegende Arbeit ist in dieser oder anderer Form zuvor nicht als Prüfungsarbeit zur Begutachtung vorgelegt worden.

Rostock, 25.06.2017

Martin Theile

