



# **Charakterisierung des Einflusses der Einlassströmung auf die motorische Verbrennung anhand von Strömungsfeldern stationärer Durchströmungen**

**MASTERARBEIT**

zur Erlangung des akademischen Grades

Diplom-Ingenieur

Masterstudium Maschinenbau

Verfasser

**Michael Offenbacher, BSc**

eingereicht am

**Institut für Strömungslehre und Wärmeübertragung**

**Technische Universität Graz**

Vorstand:

**Univ.-Prof. Dr.-Ing. habil. Günter Brenn**

Betreuer:

**Ao.Univ.-Prof. Dipl.-Ing. Dr.techn. Helfried Steiner**

externer Betreuer:

**Dipl.-Ing. Reinhard Glanz (AVL List GmbH)**

Graz, August 2016



## **Vorwort**

Die vorliegende Masterarbeit entstand aus der langjährigen erfolgreichen Zusammenarbeit des Instituts für Strömungslehre und Wärmeübertragung mit der Firma AVL List GmbH in Graz im Zeitraum zwischen November 2015 und August 2016.

Jene Personen, die durch ihre Unterstützung sehr wichtig für das Zustandekommen dieser Arbeit waren, möchte ich hier erwähnen und mich bei ihnen sehr herzlich bedanken.

An erster Stelle gilt mein Dank Herrn Ao.Univ.-Prof. Dr. Helfried Steiner, der mir als institutsseitiger Betreuer ständig mit Ideen, Ratschlägen und tollen, verständlichen Erklärungen zur Seite stand. Es war wirklich sehr angenehm, nie lange auf Termine für Besprechungen warten zu müssen, wenn Unklarheiten auftraten. Auf den Ideen von Herrn Steiner beruht ein großer Anteil am Inhalt dieser Arbeit.

Ebenso möchte ich mich recht herzlich beim Leiter des Instituts für Strömungslehre und Wärmeübertragung, Herrn Univ.-Prof. Dr. Günter Brenn, für sein großes Interesse an dieser Arbeit, das freundliche Arbeitsklima am Institut sowie für seine permanente Hilfsbereitschaft bei diversen Problemstellungen bedanken.

Seitens der Firma AVL List GmbH gebührt mein Dank dem firmenseitigen Betreuer und Leiter der Abteilung „Kanalkonstruktion und Strömungsentwicklung“, Herrn DI Reinhard Glanz. Sehr zu schätzen weiß ich die freundlichen und aufschlussreichen Besprechungen, für die nach Fragen meinerseits immer sehr kurzfristig Zeit gefunden wurde.

Bei Herrn DI (FH) Egon Petschenig möchte ich mich für die großzügige Unterstützung bei den Messungen am Prüfstand sowie den gut funktionierenden Datenaustausch zwischen Institut und Firma bedanken. Die vielen Stunden am Prüfstand waren für mich sehr belehrend.

Ein aufrichtiges Dankeschön möchte ich außerdem meinen Eltern Gerlinde und Michael aussprechen, die mir das Maschinenbaustudium in Graz ermöglicht haben.

Zuletzt sei Herrn DI Hannes Hinterbichler für das Korrekturlesen vielmals gedankt.

## **Eidesstattliche Erklärung**

Ich erkläre an Eides statt, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig verfasst, andere als die angegebenen Quellen/Hilfsmittel nicht benutzt, und die den benutzten Quellen wörtlich und inhaltlich entnommenen Stellen als solche kenntlich gemacht habe.

Graz, am .....

.....  
(Unterschrift)

# Inhaltsverzeichnis

VORWORT .....	I
EIDESSTATTLICHE ERKLÄRUNG .....	II
NOMENKLATUR .....	IV
KURZFASSUNG .....	VII
ABSTRACT .....	VIII
<b>1 EINLEITUNG .....</b>	<b>1</b>
1.1 AUSGANGSSITUATION .....	1
1.1.1 Einflussfaktoren auf die Verbrennung.....	3
1.1.2 Bewertungskriterien der Qualität des Verbrennungsvorgangs.....	6
1.1.3 Betrachtete Motoren.....	7
<b>2 STRÖMUNGSMECHANISCHE BESCHREIBUNG.....</b>	<b>8</b>
2.1.1 Grundbegriffe.....	8
2.1.1.1 Kontinuum.....	8
2.1.1.2 Kontrollvolumen.....	8
2.1.2 Kontinuitätsgleichung .....	8
2.1.3 Impulsgleichung .....	9
2.1.4 Deformation eines Fluidteilchens .....	10
2.1.5 Turbulenz .....	14
2.1.5.1 Turbulenzmodelle.....	15
<b>3 KENNGRÖßEN.....</b>	<b>19</b>
3.1 TUMBLE-ZAHL .....	19
3.2 NEUE ALTERNATIVE KENNGRÖßEN.....	23
3.2.1 Wirbelvektor-basierte Kenngrößen $\omega^*$ und $\omega_{rms}^*$ .....	23
3.2.2 Norm des Verzerrungsratentensors.....	26
3.2.3 Auf Turbulenzmodellierung basierte Kenngrößen .....	27
3.2.4 Statistische Kenngrößen.....	28
3.2.5 Amplitudenverhältnis aus Frequenzanalyse.....	29
3.2.6 Zusammenfassung der neu vorgeschlagenen Kenngrößen.....	31
3.3 GEGENÜBERSTELLUNG VERBRENNUNGSERGEBNIS - TUMBLE-ZAHL.....	33
<b>4 PRÜFSTANDSMESSTECHNIK .....</b>	<b>35</b>
4.1 INTEGRALE MESSMETHODE.....	35
4.2 DIFFERENTIELLE MESSMETHODE .....	37
4.2.1 Particle Image Velocimetry (PIV).....	38
4.2.1.1 Einflussgrößen auf die PIV-Messung .....	41
4.2.1.2 Durchführung der Messung .....	43
4.2.1.3 Bestimmung der Geschwindigkeit aus den Partikelpositionen .....	44
<b>5 MESSERGEBNISSE.....</b>	<b>46</b>
5.1 AXIALE POSITION DER MESSEBENEN.....	47
5.2 DETAILLIERTE AUSWERTUNG DES STRÖMUNGSFELDES VON MOTOR 3 .....	48
5.2.1 Einfluss der Anzahl der Messebenen.....	54
5.2.2 Einfluss der Gradienten in Hauptströmungsrichtung .....	56
5.3 VERGLEICH DER MESSERGEBNISSE FÜR DIE MOTOREN 2, 3 UND 7 .....	58
5.3.1 Gemittelter Betrag des Wirbelvektors $\omega$ .....	58
5.3.2 Dimensionsloser gemittelter Betrag des Wirbelvektors $\omega^*$ .....	61
5.3.3 Standardabweichung $\omega_{rms}$ .....	63
5.3.4 Dimensionslose Standardabweichung $\omega_{rms}^*$ .....	65
5.3.5 Gemittelte Norm des Verzerrungsratentensors $d$ .....	67
5.3.6 Turbulenzbasierte Parameter.....	70
5.3.7 Schiefe der Verteilung $sk$ .....	79
5.3.8 Amplitudenverhältnis $av$ .....	81
5.3.9 Resümee der Gegenüberstellung der Motoren 2, 3 und 7 .....	85

5.4	INTEGRALE KENNGRÖßEN .....	86
5.4.1	<i>Neue integrale Kenngrößen vs. Tumble-Zahl</i> .....	86
5.4.2	<i>Brenndauer vs. neue Kenngröße</i> .....	90
5.4.2.1	Gruppe T1.....	91
5.4.2.2	Gruppe T2.....	91
5.4.2.3	Gruppe S1.....	92
<b>6</b>	<b>ZUSAMMENFASSUNG UND SCHLUSSFOLGERUNGEN .....</b>	<b>93</b>
	<b>LITERATURVERZEICHNIS .....</b>	<b>95</b>

# Nomenklatur

## Lateinische Formelzeichen

$A_{Zyl}$	$m^2$	Querschnittsfläche (Zylinder)
$R$	$m$	Radius (Zylinder)
$D$	$m$	Durchmesser (Zylinder)
$V_h$	$m^3$	Hubvolumen
$s$	$m$	Motorhub
$h_v$	$m$	Ventilhub
$d_v$	$m$	Ventilsitzdurchmesser
$n$	$1/s$	Drehzahl
$\underline{D}$	$1/s$	Verzerrungsratentensor
$\underline{W}$	$1/s$	Drehgeschwindigkeitstensor
$\underline{L}$	$1/s$	Geschwindigkeitsgradiententensor
$T_m$	–	Tumble-Zahl
$T$	–	relative Festkörperrotation
$f^B$	$N/kg$	spezifische Volumenkraft
$\dot{m}$	$kg/s$	Massenstrom
$c(\alpha)$	$m/s$	aktuelle Kolbengeschwindigkeit
$c_m$	$m/s$	mittlere Kolbengeschwindigkeit
$k_T$	$m^2/s^2$	turbulente kinetische Energie
$p$	$Pa$	Druck
$t$	$s$	Zeit
$u$	$m/s$	Geschwindigkeit in x-Richtung
$v$	$m/s$	Geschwindigkeit in y-Richtung
$w$	$m/s$	Geschwindigkeit in z-Richtung
$x$	$m$	Koordinate
$y$	$m$	Koordinate
$z$	$m$	Koordinate
$Re = UL/\nu$	–	Reynolds-Zahl

## Griechische Formelzeichen

$\mu$	$Ns/m^2$	dynamische Viskosität
$\nu$	$m^2/s$	kinematische Viskosität
$\nu_t$	$m^2/s$	turbulente Wirbelviskosität
$\underline{\sigma}$	$N/m^2$	Spannungstensor
$\underline{\tau}$	$N/m^2$	bewegungsinduzierter Spannungstensor
$\underline{\tau}^{SGS}$	$m^2/s^2$	Feinstruktur-Spannungstensor
$\Delta$	$m$	Gitterweite
$\alpha$	$^\circ$ KW	Kurbelwinkel
$\gamma$	$^\circ$	Winkel am Fluidelement
$\lambda$	–	Schubstangenverhältnis
$\rho$	$kg/m^3$	Dichte
$\omega$	$s^{-1}$	Winkelgeschwindigkeit

## Operatoren, hoch- und tiefgestellte mathematische Symbole

$d$	vollständiges Differential
$\partial$	partiell Differential
$\delta_{ij} = \begin{cases} 1 & i=j \\ 0 & i \neq j \end{cases}$	Kronecker-Delta
$'$	Fluktuation (von Geschwindigkeit und Druck)
$\nabla$	Nabla-Operator
$i$	Index, der die Normalenrichtung der betrachteten Fläche angibt
$j$	Index, der die Richtung der übertragenen Größe angibt
$rot$	Rotor
$std$	Standardabweichung
$\Delta$	Differenz zweier Größen oder Laplace-Operator
$-$	über Messquerschnitt gemittelte Kenngröße
$*$	entdimensionierte Kenngröße
$m$	gewichteter Integralwert

## Weitere Indices und Abkürzungen

$BMEP$	Brake Mean Effective Pressure
$CFD$	Computational Fluid Dynamics
$DI$	Direct Injection (Direkteinspritzung)
$DNS$	Direkte Numerische Simulation
$LES$	Large-Eddy Simulation
$OT$	oberer Totpunkt
$UT$	unterer Totpunkt
$PIV$	Particle Image Velocimetry
$LDA$	Laser-Doppler-Anemometrie

## Kurzfassung

Voraussetzung für eine gute Verbrennung in Ottomotoren ist eine schnelle und vollständige Gemischbildung zwischen angesaugter Ladeluft und verdampftem Kraftstoff. Dies versucht man im Allgemeinen zu realisieren durch eine von der Einlasskanalgeometrie gezielt hervorgerufene rotierende Ladungsbewegung im Zylinder. Das Ziel dieser Arbeit besteht darin, aus Geschwindigkeitsfeldern, gemessen in repräsentativen stationären Zylinderdurchströmungen, strömungsmechanisch fundierte Kenngrößen abzuleiten, welche die Form und Intensität der von der Einlassgeometrie induzierten großen Wirbelstrukturen dergestalt charakterisieren, dass deren Zahlenwert schlussendlich auf die Güte der Verbrennungsergebnisse schließen lässt.

Durch drei verschiedene Einlasskanalgeometrien generierte Strömungsfelder wurden jeweils an mehreren Querschnittsebenen stromab vom Einlass mittels PIV vermessen. Die Erweiterung der Datenbasis durch die Geschwindigkeitsmessungen an mehreren Messebenen, z.B. zur Berücksichtigung axialer Gradienten in einigen Kenngrößen, beeinflusst die Ergebnisse nur geringfügig. Die Verwendung der Daten aus nur einer Messebene, einen Zylinderradius entfernt vom Einlass wie in der Vergangenheit bereits gehandhabt, erweist sich als ausreichend.

Der über den Querschnitt gemittelte Betrag des Wirbelvektors, dessen Standardabweichung, sowie die Norm des Verzerrungsgeschwindigkeitstensors werden als neue Kenngrößen vorgeschlagen, da diese auch als Maß für eine strömungsinduzierte Mischrate interpretiert werden können. Im Gegensatz zur bis dato als Kenngröße verwendeten Tumble-Zahl können diese neuen Parameter die qualitative Bewertung des Verbrennungsprozesses aller betrachteten aufgeladenen Motoren ohne Widersprüche abbilden. Bei den untersuchten frei ansaugenden Motoren produzierten sie hingegen widersprüchliche Aussagen zum tatsächlichen Verbrennungsverhalten.

Die Aussagekraft des Turbulenzgrads sowie von aus etablierten Turbulenzmodellen gewonnenen Wirbelviskositäten wurde ebenso untersucht. Diese zur Beschreibung und Modellierung von Turbulenz etablierten Parameter erwiesen sich jedoch als wenig geeignet, die relevanten großen Strömungsstrukturen der Ladungsbewegung als Kenngrößen zu charakterisieren.

Basierend auf allgemeinen statistischen bzw. mathematischen Beschreibungen wurden überdies die Schiefe der Geschwindigkeitsverteilung (skewness) sowie das Amplitudenverhältnis der ersten beiden Moden einer Fourierreihen-Approximation von gemessenen Geschwindigkeitsprofilen als weitere Kenngrößen entwickelt. Das Amplitudenverhältnis führte auf dieselben Widersprüche wie die Tumble-Zahl. Die skewness lieferte hingegen grundsätzlich stets konsistente Aussagen bei allen Motortypen, ihr Zahlenwert kann die aus der Bewertung des Verbrennungsverhaltens resultierende Reihung der Motoren allerdings nicht deutlich reflektieren.

Die neu vorgeschlagenen Kenngrößen können somit die bei der Bewertung bestimmter Motorgruppen aufgetretenen Defizite der bisher verwendeten Tumble-Zahl beseitigen. Angewandt auf alle in dieser Arbeit betrachteten Motoren korrelieren deren Zahlenwerte jedoch mitunter tendenziell nicht richtig oder zu undifferenziert mit der Benotung der Güte des Verbrennungsprozesses. Angesichts der Komplexität des hochgradig instationären Vorgangs von der Gemischbildung bis zur Verbrennung ist die beobachtete nur sehr eingeschränkt gültige Beschreibung durch einzelne globale Parameter, welche aus Messungen von stationären Zylinderdurchströmungen gewonnenen werden, durchaus zu erwarten. Die stark vereinfachte stationäre Strömungssituation am Prüfstand kann die real vorherrschenden Bedingungen im

Verbrennungsmotor naturgemäß nur unvollständig nachbilden.

## Abstract

A prerequisite for a good combustion in Otto engines is a fast and complete mixing of the charge air with the evaporated fuel. This is generally achieved applying a specially designed geometry of the intake port, which induces an intense rotating motion of the gaseous charge. Using velocity fields, which are experimentally obtained in representative stationary cylinder flow, the present work aims to develop global characteristic parameters for describing the shape and intensity of the large vortex structures evolving inside the cylinder, such that these parameters finally provide a reliable measure for the quality of the combustion process.

Three different types of geometries of the intake port were considered in the measurements acquiring velocity data at several cross-sections downstream of the inlet. The extension of the experimental data base by the velocity fields obtained at several cross-sections, e.g. for computing axial derivatives as input into some of the parameters, did not significantly change the computational results. Therefore, only data from one single plane, located at one cylinder-radius downstream distance from the inlet, were used in the analysis, as it has been done in the past as well.

The cross-sectional average of the norm of the vorticity vector, its corresponding standard deviation, as well as the norm of the strain tensor were proposed as new characteristic parameters. Their choice is argued by the fact that all of them can be interpreted as a measure for a convective mixing rate. In contrast to the Tumble-number, which has been used thus far as characteristic parameter, these new alternatives could describe the quality of the combustion process in the case of all considered turbocharged engines without contradictions. For the considered uncharged engines they produced contradictive trends though.

The descriptive capability of the turbulence intensity and two different eddy-viscosities obtained from popular turbulence models was investigated for the present purpose as well. All these quantities introduced for describing and modelling of turbulence did not adequately reflect the here relevant large flow structures, so that they were disregarded in the further analysis.

Based on not strictly flow specific but rather general statistical and mathematical descriptions the skewness of the distribution of the axial velocity, and the amplitude ratio of the first modes of a Fourier-representation of the measured velocity profiles were proposed as further parameters, respectively. The amplitude ratio exhibited the same shortcomings as the Tumble-number. The skewness essentially reflected the results of the evaluation of the combustion process without major contradictions for all engines, but its quantitative values were mostly too close to clearly distinguish the quality of the combustion as shown by the ranking.

As such, the newly proposed characteristic parameters are proven to eliminate the drawbacks of the Tumble-number observed for certain types of turbocharged engines. However, when applied to all types engines considered in this work they partly contradict the tendencies shown by the evaluation of the combustion process, or their quantitative values do not match clearly enough with the ranking associated with the evaluation. Considering the high complexity of the whole unsteady process from the mixing to the chemical reaction the observed limitations of the characteristic global parameters combustion, which are computed from

measured data on stationary flow through cylinders, have to be expected. The strongly simplified experimental conditions can certainly reflect not all possibly relevant features of the situation in the real engine.



## 1 Einleitung

Die Verbrennungskraftmaschine – in ihrer häufigsten Form als Otto- oder Dieselmotor ausgeführt – ist seit vielen Jahrzehnten nicht mehr aus der modernen Gesellschaft wegzudenken. Dies gilt vor allem in Hinblick auf den Personen- und Warenverkehr. An diesem Zustand wird sich auch in absehbarer Zukunft nichts ändern, da die Elektrifizierung des Industrieverkehrs oft als noch zu wenig ausgereift und zu kostspielig wahrgenommen wird. Auch die zunehmende Hybridisierung setzt stark auf moderne und hocheffiziente Verbrennungsmotoren. Außerdem geben ständig strenger werdende Emissionsvorschriften Antrieb, Verbrennungsmotoren noch effizienter zu gestalten.

Das Unternehmen AVL List GmbH, unter dessen Zusammenarbeit diese Masterarbeit entstand, gilt weltweit als einer der Vorreiter in der Verbrennungsmotorenentwicklung. Einen wichtigen Teil dieser Entwicklungsarbeit stellen unter anderem die Bereiche *Kanalkonstruktion und Strömungsentwicklung* dar, wie die zuständige Abteilung firmenintern bezeichnet wird. Die Form des Einlasskanals von Verbrennungsmotoren hat aufgrund der erzeugten Ladungsbewegung einen großen Einfluss auf die nachfolgende Verbrennung im Zylinder. In der AVL List GmbH wurden bereits globale Kenngrößen entwickelt, um diesen Einfluss der Durchströmung der Einlasskanäle zu charakterisieren. Die Bestimmung dieser Parameter basiert auf der Vermessung von Strömungsfeldern im Zylinder, welche mit Hilfe eines laseroptischen Messverfahrens (Particle Image Velocimetry; PIV) an einem stationären Strömungsprüfstand erfolgt. Unter den so gewonnenen bereits existierenden Kenngrößen korrelierte die sogenannte Tumble-Zahl bis dato am besten mit den Verbrennungsergebnissen für einen Großteil der betrachteten Ottomotoren. Bei einigen Motoren führt die Anwendung dieser stark auf empirischen Grundlagen basierten Kenngröße jedoch zu widersprüchlichen Vorhersagen über das tatsächlich realisierte Verbrennungsverhalten. Die vorliegende Arbeit verfolgt daher das Ziel, alternative Kenngrößen zu entwickeln, welche die Qualität der Verbrennung für ein breites Spektrum von Motoren und motorischen Betriebspunkten möglichst frei von Widersprüchen beschreiben können. Diese alternativen Kenngrößen sollen vornehmlich auf etablierten Parametern der Strömungsmechanik beruhen, welche gemeinhin zur Beschreibung der turbulenten Wirbelbewegung dienen und daher auch oftmals wichtige Eingangsgrößen für die Modellierung turbulenter Verbrennung darstellen. Um diese lokalen strömungsmechanischen Parameter (z.B. Betrag des Wirbelvektors, Norm des Verzerrungsratentensors, etc.) möglichst vollständig bestimmen zu können, sollen die Strömungsfelder statt wie bisher in einer Ebene nun in mehreren Ebenen stromab des Einlasskanals mittels PIV vermessen werden.

In Kapitel 2 erfolgt die Beschreibung der strömungsmechanischen Grundlagen, auf welchen die betrachteten neuen Kenngrößen, nachfolgend definiert in Kapitel 3, basieren. Der Prüfaufbau und die Versuchsdurchführung werden in Kapitel 4 erklärt. Außerdem wird darin auf den Unterschied zwischen integralen und differentiellen Messmethoden näher eingegangen. In Kapitel 5 werden die für die neu vorgeschlagenen Kenngrößen erzielten Ergebnisse analysiert und diskutiert. Eine Ergebnisdiskussion sowie Schlussfolgerungen schließen diese Arbeit ab.

### 1.1 Ausgangssituation

In allen Bestrebungen zur systematischen Verbesserung des Verbrennungsprozesses im Ottomotor kommt der raschen und vollständigen Ausbildung eines homogenen Gemisches aus angesaugter Ladeluft und Brennstoff eine wesentliche Bedeutung zu. Diese Gemischbildung wird maßgeblich beeinflusst durch die Geometrie der Einlasskanäle, durch deren spezielle Strömungsführung große Wirbelstrukturen in der Ladeluft generiert werden (Drall, Tumble),

um eine große Menge an kinetischer Energie für den Durchmischungsprozess bereitzustellen. Aufgrund dieses Wirkprinzips war man schon sehr bald bestrebt, den Einfluss der Einlassgeometrie auf die Zylinderinnenströmung, Gemischbildung und anschließende Verbrennung durch geeignete Parameter möglichst universell zu charakterisieren. Bei der zur Bestimmung dieser Parameter erforderlichen experimentellen Messung von motorspezifischen Daten beschränkte man sich dabei stets auf rein stationäre Messungen, da der hochgradig instationäre Strömungszustand im realen Motor messtechnisch schwer bzw. nur unter extremen Aufwand zugänglich ist. Man bediente sich bei diesen Untersuchungen der stationären Durchströmung der verschiedenen Einlassgeometrien zunächst sogenannter integraler Messmethoden, indem man bestimmte strömungsinduzierte Kräfte oder Momente an speziellen Messeinbauten aufnimmt. Die auf diesen Kraft- bzw. Momentenmessungen basierten Kenngrößen korrelierten jedoch in vielen Fällen sehr unbefriedigend mit dem tatsächlichen Verbrennungsverhalten der jeweiligen Motoren. Deshalb wurde im Jahr 2000 ein stationärer Strömungsprüfstand aufgebaut, der es ermöglicht, das Strömungsfeld mittels LDA-Messtechnik (Laser-Doppler-Anemometrie) in seiner differentiellen Form zu erfassen [1]. Anhand des auf diese Weise in feiner örtlicher Auflösung gemessenen Strömungsfeldes lassen sich wiederum globale Parameter definieren, um den Zustand der Zylinderinnenströmung zu charakterisieren. Einer dieser charakteristischen Parameter ist die Tumble-Zahl, welche eine relative Festkörperrotation der angesaugten Luft, integriert über den Saugtakt des Motors, darstellt. Sie wurde in [1] vorgeschlagen und ist jene Kenngröße, welche bis dato die Messergebnisse des stationären Strömungsprüfstands mit den Verbrennungsergebnissen des realen Motors am besten korrelieren lässt. Kapitel 3.1 zeigt die Herleitung dieser Kenngröße, für deren Berechnung die lokale Verteilung der Geschwindigkeitskomponenten in Richtung der Zylinderachse in einer bestimmten Messebene bekannt sein muss.

Im Jahr 2010 erfolgte die Umstellung des bis dahin verwendeten LDA-Messsystems auf ein PIV-System (Particle Image Velocitymetry) [2]. Diese Umstellung brachte den Vorteil, an einem feiner aufgelösten Messraster die Geschwindigkeitskomponenten in allen drei Raumrichtungen bei im Vergleich zum LDA-System weitaus geringerer Messzeit zu bestimmen. Durch den Übergang zum PIV-System konnte also die Datenbasis zur Bestimmung bereits bestehender bzw. neu vorgeschlagener charakteristischer Parameter nochmals deutlich erweitert werden.

Trotz all dieser mittlerweile zur Verfügung stehenden hochwertigen messtechnischen Möglichkeiten zur Bedatung charakteristischer Kenngrößen existieren jedoch nach wie vor Fälle, in denen weder die Tumble-Zahl, noch diverse andere globale Parameter das Verbrennungsverhalten der Motoren richtig abbilden. Die im Jahr 2014 von Pichsenmeister durchgeführte Masterarbeit [3] verfolgt daher im wesentlichen das Ziel, diese Defizite durch eine modifizierte Berechnung der Tumble-Zahl bzw. Einführung von Drall-Zahlen (zur Beschreibung der Rotation um die Zylinderachse) zu beseitigen. Dafür wurden in dieser Studie sieben verschiedene Motoren untersucht, welche in drei Gruppen gemäß ihrer charakteristischen Motoreigenschaften eingeteilt wurden. Innerhalb jeder Gruppe wurde das Verbrennungsergebnis nach bestimmten Kriterien (siehe Kapitel 1.1.2) bewertet und der Tumble-Zahl bzw. den neu eingeführten Parametern gegenübergestellt. Da auch diese Kenngrößen, welche analog zur ursprünglich vorgeschlagenen Tumble-Zahl die Tumble- und Drallströmungen grundsätzlich als eine Festkörperrotation um bestimmte Drehachsen innerhalb des Strömungsfeldes beschreiben, teils zu widersprüchlichen Ergebnissen führten, wurde in der Firma AVL List GmbH die Idee geboren, die Zylinderinnenströmung alternativ anhand strömungsmechanisch etablierter Parameter universeller zu beschreiben. Dies ist die Zielsetzung der vorliegenden Arbeit.

Vorausschickend sei an dieser Stelle erwähnt, dass es natürlich sehr ambitioniert ist, von einer einzelnen integralen Kenngröße auf den äußerst komplexen Verbrennungsprozess im Zylinder zu schließen, zumal diese Kenngröße rein auf Messungen einer

stationären Durchströmung des Zylinders für eine Reihe diskret vorliegender Einlassbedingungen beruht. Eine rigorose physikalisch basierte Charakterisierung des Verbrennungsprozesses würde grundsätzlich eine detaillierte Beschreibung der instationären, kompressiblen, chemisch reagierenden Strömung über den gesamten Arbeitszyklus hinweg erfordern. Derartig umfassende Beschreibungen können grundsätzlich nur sehr aufwändige numerische Simulationen liefern, wie beispielsweise die Large-Eddy Simulationen von Haworth 1999 [4] oder Joelsson 2011 [5]. Im Gegensatz zu diesen detaillierten Simulationen kann eine auf den gegebenen stationären experimentellen Daten basierte globale Kenngröße bestenfalls die korrekten Trends für die Qualität der Verbrennung vorherzusagen, sofern die grundsätzliche Struktur der Strömung des Gemisches in den betrachteten Motoren nicht zu sehr voneinander abweicht.

### 1.1.1 Einflussfaktoren auf die Verbrennung

Der im Zylinder realisierte Verbrennungsvorgang hängt maßgeblich vom Eintrag des flüssigen Kraftstoffes, der Gemischbildung und der Gemisch- bzw. Ladungsbewegung während der Ansaug- und Verdichtungsphase ab. Die wesentlichen Einflussfaktoren für diese Prozesse sind im Folgenden zusammengefasst.

#### Geometrie:

Einen beträchtlichen Einfluss auf die Güte der Verbrennung hat sowohl bei Diesel- als auch bei Ottomotoren die Ladungsbewegung, welche maßgeblich durch die jeweilige Geometrie des Einlasskanals bestimmt wird. Grundsätzlich versteht man unter der Ladungsbewegung die Drehbewegung der angesaugten Frischladung um eine bestimmte Achse, wobei je nach deren Orientierung zwischen Drall- und Tumbleströmungen unterschieden wird. Unter Drall versteht man die Rotation der Ladung um die Zylinderachse während sie bei Tumbleströmungen um eine Achse normal zur Zylinderachse rotiert (siehe Abbildung 1-1). Im realen Motorbetrieb ist jedoch immer eine Mischform dieser beiden Drehbewegungen zu beobachten, was im Fachjargon als Swumble bezeichnet wird. Dieselmotoren benötigen für eine effiziente Verbrennung eine stark drallbehaftete Ladungsbewegung, während für Ottomotoren je nach Ladungsmethode (aufgeladen oder frei ansaugend) eine mehr oder weniger stark ausgeprägte Tumbleströmung angestrebt wird.

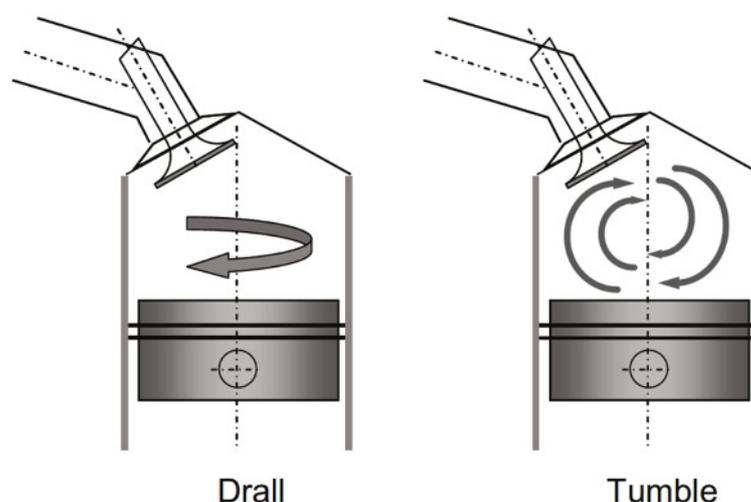


Abbildung 1-1: Formen der Ladungsbewegung [6]

Durch den Unterschied in der Orientierung der Drehachsen, um welche die Frischladung rotiert, verhalten sich Drall und Tumble grundlegend anders. Während der Drall während des Kolbenhubs erhalten bleibt bzw. sogar verstärkt werden kann, wird die Tumbleströmung durch die Kompression zwischen Kolben und Zylinderkopfboden sprichwörtlich zerquetscht und kurz vor OT in für die Verbrennung sehr wichtige komplexe Strömungs- und Turbulenzstrukturen umgewandelt [1].

Ein Tumble-Einlasskanal hat eine Geometrie, welche das eingesaugte Gas zwingt, bevorzugt die obere Hälfte der Einlassventile zu durchströmen. Dadurch entsteht ein asymmetrisches Strömungsprofil, welches bei Auftreffen der Strömung auf den Kolben zur Ausbildung einer sogenannten Tumble-Walze führt. DI-Ottomotoren benötigen für eine optimale Gemischbildung und anschließende Verbrennung immer eine derartige Struktur einer Tumble-Strömung.

Abbildung 1-2 zeigt das Entstehen einer Tumble-Walze im Saugtakt schematisch. Die durch die spezielle Einlasskanalgeometrie erzeugte, um die Ventile stark asymmetrisch verteilt einströmende Frischladung, beginnt sich nach Auftreffen auf den speziell geformten Kolbenboden einzudrehen. Die auf diese Weise induzierte Drehbewegung der Frischladung führt schlussendlich zur Bildung der Tumble-Walze [6].

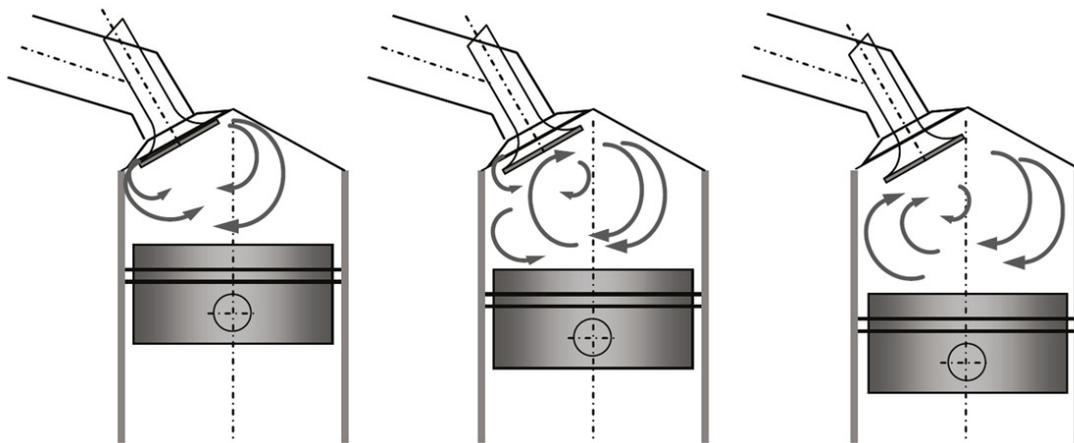


Abbildung 1-2: Entstehung der Tumble-Walze [6]

Die für den konvektiven Mischvorgang bis zu den diffusiven Skalen notwendige Turbulenz kann durch die kinetische Energie der Ladungsbewegung sowohl brennraumintern als auch brennraumextern gespeist werden. Brennraumintern beeinflussen typischerweise Kolben- und Brennraumgeometrie die Ladungsbewegung sehr stark. Vor allem bei DI-Ottomotoren, deren Einlasskanalgeometrien im Zuge dieser Arbeit untersucht werden, hat die spezielle Kolbengeometrie einen starken Einfluss. Brennraumextern kann Ladungsbewegung beispielsweise durch die Geometrie des Einlasskanals oder durch Verwenden einer Tumbleklappe beeinflusst werden (siehe Abbildung 1-4).

Einlasskanäle von Ottomotoren werden in High-Tumble-Kanäle und Low-Tumble-Kanäle (Füllkanäle) unterteilt. Während Füllkanäle die Aufgabe haben, möglichst viel Ladeluftvolumen ungestört in den Brennraum strömen zu lassen, sollen High-Tumble-Kanäle für eine starke Tumble-Bewegung im Brennraum sorgen. Daher haben letztere eine scharfe Kante stromauf des Ventilsitzes (Abrisskante), die ein Ablösen der Strömung im unteren Kanalbereich und somit eine stärkere Durchströmung des oberen Ventilbereichs hervorruft. Abbildung 1-3 stellt die beiden Kanal-Varianten gegenüber [6].

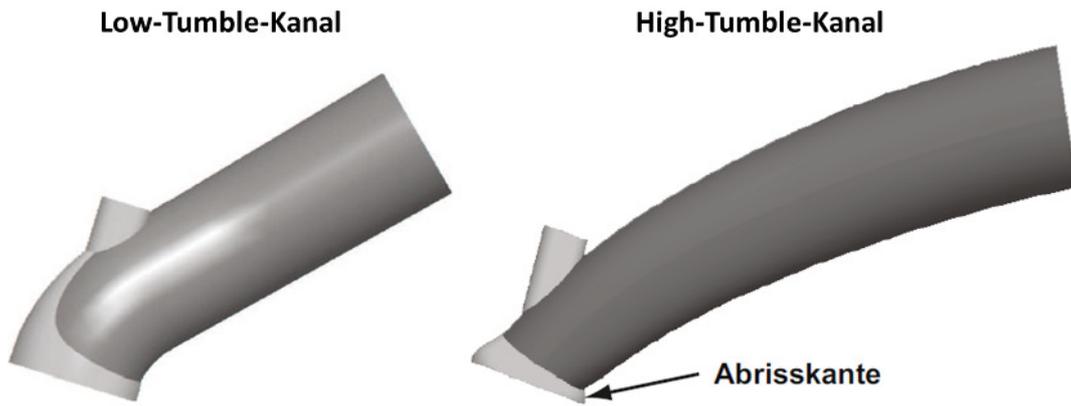


Abbildung 1-3: Gegenüberstellung Low-Tumble- vs. High-Tumble-Kanal [6]

Durch den Einsatz von Tumbleklappen ist es möglich, den Motor sowohl im Homogenbetrieb als auch im Schichtbetrieb zu betreiben. Bei hoher Last erfolgt der Homogenbetrieb, bei welchem Benzin früh im Saugtakt eingespritzt wird und die homogenisierte Ladung bei stöchiometrischem Luftverhältnis vorgemischt verbrennt. Im unter Teillast gefahrenen Schichtbetrieb hingegen erfolgt die Benzin-Einspritzung erst spät im Kompressionstakt, sodass bei global magerem Luftverhältnis an der Zündkerze trotzdem genügend zündfähiges Gemisch zu gewährleisten ist. Möglich wird dies durch die spezielle Geometrie des Kolbens und das Schließen der Tumbleklappe, wodurch die Ladung gezielt zur Zündkerze gelenkt wird. Im Schichtbetrieb kann der Motor außerdem entdrosselt betrieben werden, was sich positiv auf Wirkungsgrad und Verbrauch auswirkt [7]. Durch Schließen der Tumbleklappe (Abbildung 1-4, rechts) wird die Einlasskanalgeometrie so verändert, dass die Luft bevorzugt den oberen Teil des Ventilspalts durchströmt und im Zusammenspiel mit der speziellen Kolbenform die für eine schnelle Durchmischung förderliche Ladungsbewegung erzeugt. Bei höheren Lasten ist die Tumbleklappe hingegen geöffnet, um möglichst viel Frischladung in den Zylinder zu befördern (Abbildung 1-4, links).

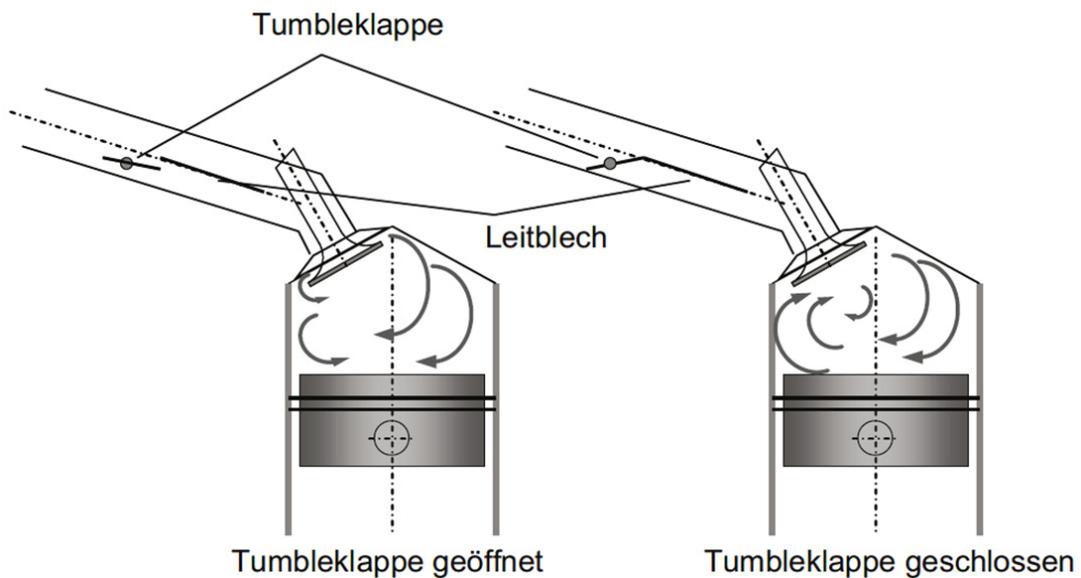


Abbildung 1-4: Tumbleklappe im Einlasskanal [6]

Neben der Einlasskanal- und Brennraumgeometrie hat auch die Form des Kolbens einen wesentlichen Einfluss auf die Strömung. Erst durch seine besondere Geometrie entsteht die schlussendlich realisierte Strömungsstruktur, aus deren kinetischer Energie die kleinskaligen turbulenten Wirbelstrukturen für den konvektiven Mischprozess im Bereich des OT gespeist werden. Durch das Fehlen eines Kolbens am stationären Strömungsprüfstand kann dessen wichtiger Einfluss auf die Strömungsstruktur nicht dargestellt werden. Aufgrund dieser Einschränkung können die an diesem Prüfstand gewonnenen Messdaten bestenfalls Aussagen über den Einfluss der Geometrien von Einlasskanal, Brennraum, Ventilen und Zylinder liefern ohne jegliche Wechselwirkung mit dem Kolben.

### **Steuerzeiten:**

Die Ventil-Steuerzeiten haben ebenso einen großen Einfluss auf die motorische Verbrennung. Um den Ladungswechsel – und somit auch Drehmomentverlauf und Verbrauch des Motors – zu optimieren, ändern sich die Steuerzeiten in Abhängigkeit von der Motordrehzahl. Eine Änderung der Steuerzeiten wirkt sich beispielsweise über Änderungen des Restgasgehalts in der Ladung direkt auf thermodynamische Verbrennungseigenschaften wie Zündverzug, Brenndauer und Brennstabilität aus. Da es sich bei den Messungen am PIV-Strömungsprüfstand um stationäre Prüfstandexperimente handelt, ist es nicht möglich, die stark instationären Folgen der Steuerzeiten bzw. deren Änderungen zu berücksichtigen.

### **Einspritzung:**

Die Einspritzung des flüssigen Kraftstoffs kann am stationären Strömungsprüfstand gleich aus mehreren Gründen nicht abgebildet werden. Dabei handelt es sich nämlich um einen hochgradig instationären, mehrere Phasen involvierenden Vorgang (Zerstäubung der Flüssigphase, Verdampfen der feinst dispergierten Tröpfchen), welcher in den mit Luft betriebenen einphasigen stationären Messungen naturgemäß nicht erfasst werden kann. Dadurch ist es ebenso nicht möglich, mehrere Motoren zu vergleichen hinsichtlich deren Unterschiede bei der Einspritzung betreffend Injektorlage, Einspritzzeitpunkt, Anzahl der Einzel-Einspritzungen, usw.

### **1.1.2 Bewertungskriterien der Qualität des Verbrennungsvorgangs**

Zur Bewertung der motorischen Verbrennung werden verschiedenste charakteristische Kriterien herangezogen, von denen einige wesentliche nachfolgend kurz erläutert sind.

#### **Zündverzug:**

Unter dem Zündverzug versteht man die Zeitdifferenz in °KW zwischen dem Einspritzbeginn und dem Brennbeginn [8]. Als Brennbeginn wird hierbei jener Zeitpunkt betrachtet, bei dem je nach Definition 5 bzw. 10% des Brennstoffs verbrannt sind.

#### **Brenndauer:**

Die Brenndauer entspricht jenem Zeitintervall in °KW, welches sich erstreckt vom Brennbeginn (5 bzw. 10% der Brennstoffladung chemisch umgesetzt) bis zum Zeitpunkt, wo 90% der Brennstoffladung chemisch umgesetzt sind.

#### **Brennstabilität:**

Als Maß für die Brennstabilität wird die prozentuelle Standardabweichung des indizierten Mitteldrucks während einer bestimmten Anzahl von Arbeitszyklen ermittelt.

### 1.1.3 Betrachtete Motoren

Aufgrund der schon vorhandenen und damit als Vergleichsdaten verfügbaren Verbrennungsergebnisse werden für die vorliegende Arbeit dieselben sieben Motoren untersucht, die auch in der Vorläuferarbeit von Pichsenmeister [3] betrachtet wurden. Hinsichtlich ihrer unterschiedlichen Einlasskanalgeometrie - Low-Tumble bzw. High-Tumble - wurden diese in erster Instanz in zwei Gruppen von frei ansaugenden und aufgeladenen Motoren unterteilt, wonach eine weitere Untergliederung hinsichtlich des Zylinderhubvolumens  $V_h$  vorgenommen wurde. Abbildung 1-5 zeigt die nach diesen Kriterien erfolgte Klassifizierung der insgesamt sieben verglichenen Motoren in Gruppen und Untergruppen (zwei Untergruppen mit Turbomotoren, T1 und T2, und eine mit Saugmotoren, S1).

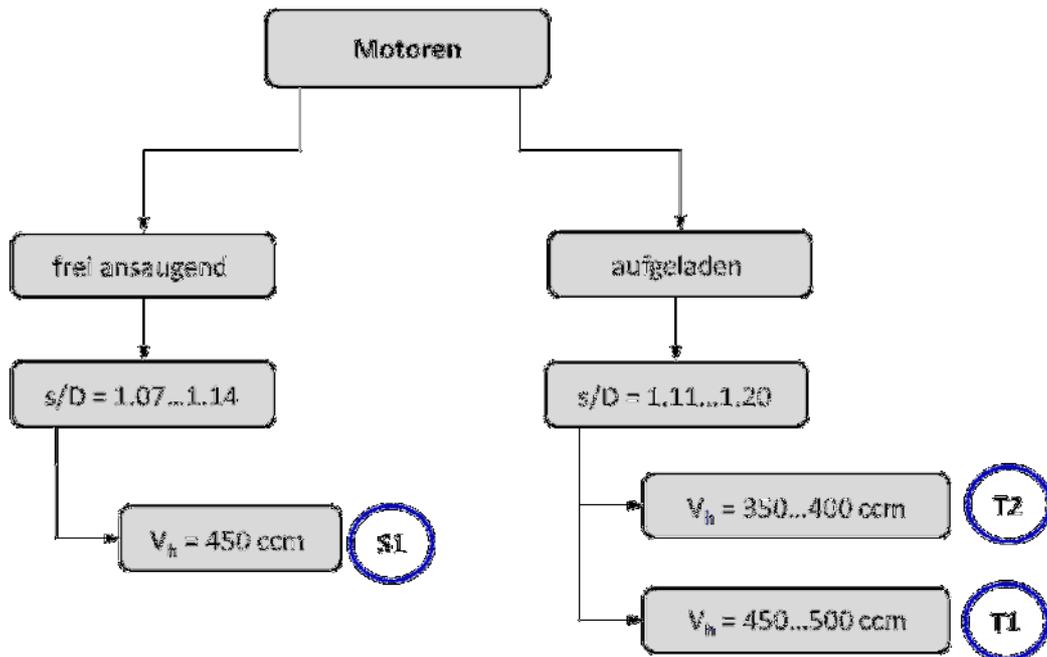


Abbildung 1-5: Unterteilung der Motoren in Gruppen nach [3]

Tabelle 1-1 listet die untersuchten Motoren 1 bis 7, sowie deren jeweilige Hub-Bohrungs-Verhältnisse  $s/D$  und Hubvolumina  $V_h$  einzeln auf. Unter den aufgeladenen Motoren unterscheiden sich die Gruppen T1 und T2 im Wesentlichen durch das Hubvolumen  $V_h$ . Die Gruppe T1 repräsentiert demnach die aufgeladenen Motoren mit großen Hubvolumina, während Gruppe T2 jene mit relativ kleinen Hubvolumina darstellt. Die frei ansaugenden Motoren 6 und 7 haben dieselben Parameter  $s/D$  und  $V_h$ . Sie unterscheiden sich ausschließlich durch ihre Einlasskanalgeometrien.

	Motor 1	Motor 2	Motor 3	Motor 4	Motor 5	Motor 6	Motor 7
$V_h$ [ccm]	500	500	450	400	350	450	450
$s/D$ [-]	1.12	1.19	1.16	1.11	1.12	1.10	1.10
	⏟			⏟		⏟	
	Gruppe T1			Gruppe T2		Gruppe S1	

Tabelle 1-1: Übersicht über die sieben betrachteten Motoren

Die oben beschriebenen Strömungsvorgänge des Ansaugvorgangs des Motors und die daraus resultierende Bewegung der Frischladung im Zylinder können naturgemäß durch die Grundgleichungen der Strömungsmechanik mathematisch beschrieben werden. Eine solche auf den Prinzipien der Erhaltung von Masse, Impuls und Energie beruhende strömungsmechanische Beschreibung wird im folgenden Kapitel geliefert.

## 2 Strömungsmechanische Beschreibung

In diesem Kapitel werden zuerst die allgemeinen Grundgleichungen der Kontinuumsmechanik definiert, bevor die spezifischen strömungsmechanischen Aspekte beschrieben werden, auf denen die in dieser Arbeit neu definierten Kenngrößen beruhen. Darauf aufbauend werden im daran anschließenden Kapitel neue Kenngrößen definiert, um den betrachteten Strömungszustand zu charakterisieren.

### 2.1.1 Grundbegriffe

#### 2.1.1.1 Kontinuum

Zur Beschreibung strömender Fluide werden diese als Kontinuum betrachtet. Darunter versteht man einen fluidgefüllten Raum, der in allen Koordinatenrichtungen gleiche Eigenschaften aufweist [9] [10]. Die Kontinuumshypothese erlaubt es nun, jedem Massenpunkt des Kontinuums eine Dichte, einen Spannungsvektor und einen Volumenkraftvektor zuzuordnen (ohne Herleitung) [11].

#### 2.1.1.2 Kontrollvolumen

Das Kontrollvolumen beschreibt bei einer differentiellen Betrachtungsweise in der Strömungsmechanik ein infinitesimal kleines Volumenelement innerhalb des Kontinuums, auf welches die drei Grundgleichungen der Kontinuumsmechanik angewendet werden.

Diese Grundgleichungen basieren auf Axiomen der Erhaltung von Masse, Impuls und Energie. Im nachfolgenden Kapitel werden die Erhaltungsgleichungen von Masse und Impuls (Navier-Stokes Gleichungen) gezeigt.

### 2.1.2 Kontinuitätsgleichung

Die Kontinuitätsgleichung basiert auf dem Axiom, dass Masse weder erzeugt noch vernichtet werden kann [11]:

$$\left( \begin{array}{c} \text{zeitliche Änderung der Masse} \\ \text{des Kontrollvolumens} \end{array} \right) + (\text{Massenabfluss}) - (\text{Massenzufluss}) = 0$$

Die Kontinuitätsgleichung lautet in Indizesschreibweise bzw. in vektorieller Form wie folgt:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_j}{\partial x_j} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + (\vec{\nabla} \cdot \rho \vec{v}) = 0 \quad (2)$$

### 2.1.3 Impulsgleichung

Basierend auf dem Axiom, dass Impuls ohne physikalische Ursache nicht entstehen oder verschwinden kann, lautet die Impulsgleichung in Worten [11]:

$$\left( \text{zeitliche Änderung des Impulses} \right) + \left( \text{austretender Impulsfluss} \right) - \left( \text{eintretender Impulsfluss} \right) = \sum \vec{F}$$

*(im Inneren des Kontrollvolumens)*

In ihrer allgemeinen Form lautet die Indizesschreibweise der Impulsgleichung:

$$\frac{\partial \rho u_i}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i u_j}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \underbrace{-p\delta_{ij} - \frac{2}{3}\mu \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij} + \mu \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)}_{\sigma_{ij}} \right] + \rho f_i^B \quad (3)$$

Der Spannungstensor  $\sigma_{ij}$  beschreibt die auf die Oberfläche eines jeden Fluidelements einwirkenden Spannungen in Form des statischen Druckes  $p$  und der bewegungsinduzierten, viskosen Spannungen  $\tau_{ij}$ . Er ist wie folgt definiert:

$$\sigma_{ij} = \begin{pmatrix} \sigma_{11} & \tau_{12} & \tau_{13} \\ \tau_{21} & \sigma_{22} & \tau_{23} \\ \tau_{31} & \tau_{32} & \sigma_{33} \end{pmatrix} = -p\delta_{ij} + \tau_{ij} \quad (4)$$

Der erste Index des Spannungstensors ( $i$ ) entspricht dabei der Normalenrichtung der betrachteten Fläche des Kontrollvolumens und der zweite ( $j$ ) jener Richtung, in der die Spannung an der jeweiligen Fläche wirkt. In Analogie zum Hook'schen Federgesetz für Festkörper stehen die Spannungen in Fluiden im Zusammenhang mit der Deformation des Fluidelements. Dies können Winkeländerungen, lineare Deformationen (Dehnung/Stauchung;  $|dV|=const.$ ) und Volumsänderungen (Dilatation;  $|dV|\neq const.$ ) am Kontrollvolumen sein. Somit kann der Spannungstensor  $\sigma_{ij}$  unter Annahme eines isotropen Newton'schen Fluids und der Stokes Hypothese (1845;  $\tau_{ii}|_{dilat.} = -\frac{2}{3}\mu \frac{d(dV)}{dt}$ ) mit Deformationen in Zusammenhang gebracht werden [12]:

$$\sigma_{ij} = -p\delta_{ij} - \underbrace{\frac{2}{3}\mu \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij}}_{\text{Dilatation}} + \underbrace{\tau_{ij}}_{\substack{\text{lin. Deformation ... } i=j \\ \text{Winkeländerung ... } i\neq j}} + \underbrace{2\mu D_{ij}}_{\substack{\text{lin. Deformation ... } i=j \\ \text{Winkeländerung ... } i\neq j}} \quad (5)$$

Der Ausdruck  $D_{ij}$  in Gleichung (5) heißt Verzerrungsratentensor und ist in Gleichung (6) definiert. Er charakterisiert die auftretenden linearen Dehnungen und Stauchungen kleiner Fluidelemente und deren Winkeländerungen.

$$D_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (6)$$

Die detaillierte Herleitung des Verzerrungsratentensors  $D_{ij}$  erfolgt in Kapitel 2.1.4 basierend auf geometrischen Überlegungen zur Beschreibung der Deformation eines Fluidteilchens.

In vektorieller Form lautet die Impulsgleichung für inkompressible Fluide:

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \nabla) \vec{v} = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \nu \Delta \vec{v} + \vec{f}^B \quad (7)$$

Es sei angemerkt, dass zur vollständigen Beschreibung von kompressiblen Strömungen auch noch die Energiegleichung zu lösen ist. Da aber die in dieser Arbeit beschriebenen Strömungsfelder als inkompressibel mit konstanter Dichte betrachtet werden, wird auf eine Erläuterung der Energiegleichung verzichtet. Dementsprechend wird auch die Dilatation vernachlässigt.

### 2.1.4 Deformation eines Fluidteilchens

Ebenso wie in der Festkörpermechanik interessieren auch in der Strömungsmechanik die auftretenden Deformationen kleiner Fluidelemente. Diese entstehen im Strömungsfeld aufgrund vorliegender Geschwindigkeitsgradienten.

Abbildung 2-1 zeigt ein rechteckförmiges Fluidteilchen mit den Kantenlängen  $dx$  und  $dy$  zu zwei verschiedenen Zeitpunkten  $t$  und  $t+dt$ , welches aufgrund der Geschwindigkeitsunterschiede an seinen Eckpunkten verformt wird. Nachfolgende aus [13] entnommene Betrachtung soll beispielhaft die Verschiebung des Punktes  $D$  beschreiben.

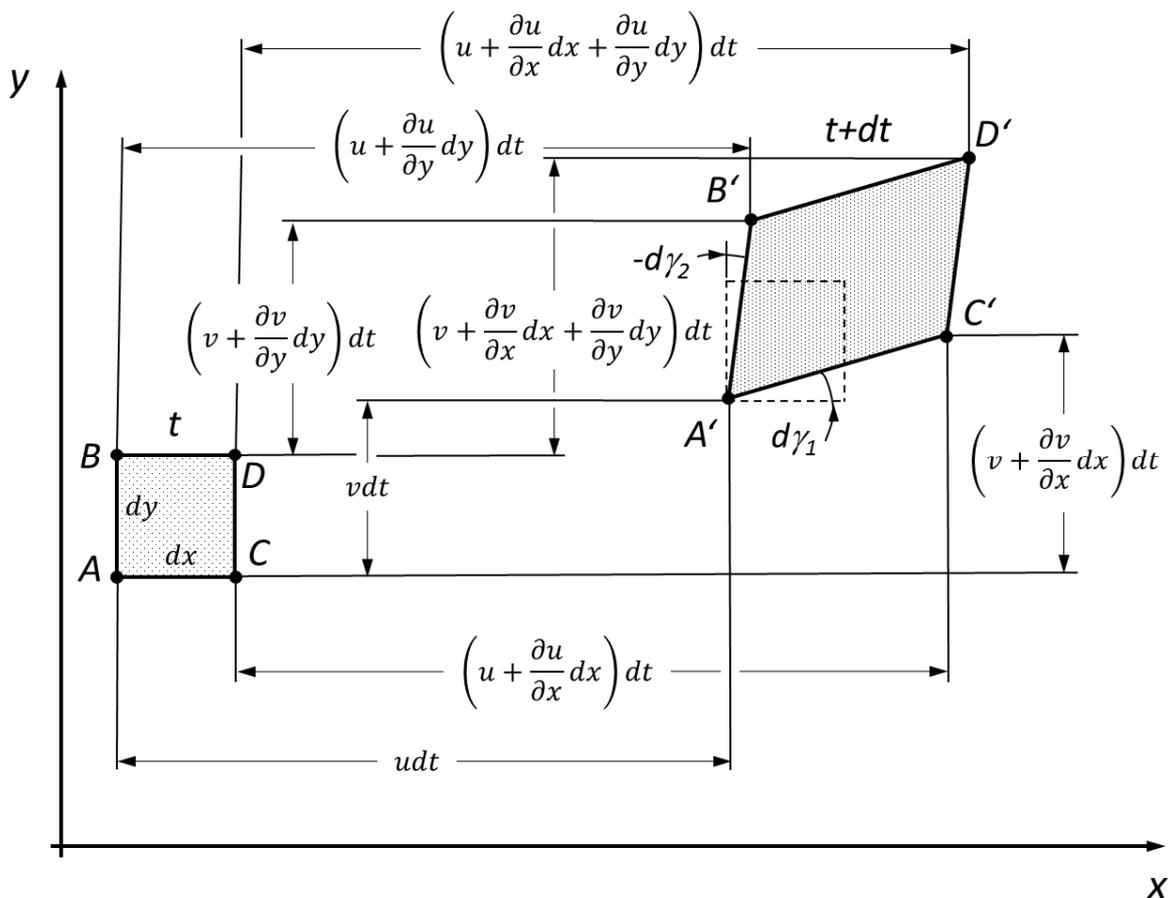


Abbildung 2-1: Deformation eines Fluidteilchens infolge von Geschwindigkeitsgradienten; in Anlehnung an [13]

Die Längenänderung der infinitesimalen Kantenlänge  $dx$  des Fluidteilchens beträgt während des Zeitintervalls  $dt$ :

$$ddx = dx + \left( u + \frac{\partial u}{\partial x} dx + \frac{\partial u}{\partial y} dy \right) dt - u dt - dx = \left( \frac{\partial u}{\partial x} dx + \frac{\partial u}{\partial y} dy \right) dt \quad (8)$$

Im selben Zeitschritt verformt sich  $dy$  um

$$ddy = dy + \left( v + \frac{\partial v}{\partial x} dx + \frac{\partial v}{\partial y} dy \right) dt - v dt - dy = \left( \frac{\partial v}{\partial x} dx + \frac{\partial v}{\partial y} dy \right) dt . \quad (9)$$

Die Kantenlängen des Fluidteilchens  $dx$  und  $dy$  können zu folgendem differentiellen Vektor

$$d\vec{x} = \begin{pmatrix} dx \\ dy \end{pmatrix} \quad (10)$$

zusammengefasst werden. Somit ist es möglich, die Verformung des Punktes  $D$  in  $x$ - und  $y$ -Richtung vektoriell darzustellen als

$$\frac{dd\vec{x}}{dt} = \underbrace{\begin{pmatrix} \frac{\partial u}{\partial x} & \frac{\partial u}{\partial y} \\ \frac{\partial v}{\partial x} & \frac{\partial v}{\partial y} \end{pmatrix}}_{:=\underline{L}} \begin{pmatrix} dx \\ dy \end{pmatrix} := \underline{L} d\vec{x} . \quad (11)$$

Die in Gleichung (11) enthaltene Matrix  $\underline{L}$  wird als Geschwindigkeitsgradiententensor bezeichnet.

Um die Rotation des Fluidelements zu berechnen, ist es notwendig, die beiden differentiellen Winkeländerungen  $d\gamma_1$  und  $d\gamma_2$  zu beschreiben:

$$d\gamma_1 \approx \tan d\gamma_1 = \frac{\frac{\partial v}{\partial x} dx dt}{dx + \underbrace{\frac{\partial u}{\partial x} dx dt}_{\text{klein}}} \approx \frac{\partial v}{\partial x} dt \quad (12)$$

$$-d\gamma_2 \approx -\tan d\gamma_2 = \frac{\frac{\partial u}{\partial y} dy dt}{dy + \underbrace{\frac{\partial v}{\partial y} dy dt}_{\text{klein}}} \approx \frac{\partial u}{\partial y} dt \quad (13)$$

Die Winkeldifferentiale sind positiv definiert bei Drehung gegen den Uhrzeigersinn und negativ bei Drehung im Uhrzeigersinn.

Das oben gezeigte Fluidelement wird als Folge der Verformung auch verdreht. Diese Rotation (Drehgeschwindigkeit) wird als arithmetisches Mittel der beiden Verdrehungen  $d\gamma_1$  und  $d\gamma_2$  definiert und entspricht der pro Zeiteinheit erfolgten positiven Winkeländerung der Diagonalen  $\overline{AD}$ .

$$\omega = \frac{1}{2}(\dot{\gamma}_1 + \dot{\gamma}_2) = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial\gamma_1}{\partial t} + \frac{\partial\gamma_2}{\partial t}\right) = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y}\right) \quad (14)$$

Durch Einsetzen von Gleichung (14) in die Gleichungen (8) und (9) ergeben sich die Verformungen des Punktes  $D$  in  $x$ - und  $y$ -Richtung zu folgenden Ausdrücken:

$$ddx = \left[ \frac{\partial u}{\partial x} dx + \frac{1}{2}\left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y}\right) dy - \frac{1}{2}\left(\frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y}\right) dy \right] dt \quad (15)$$

$$ddy = \left[ \frac{1}{2}\left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y}\right) dx + \frac{\partial v}{\partial y} dy + \frac{1}{2}\left(\frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y}\right) dx \right] dt \quad (16)$$

Somit kann die zeitliche Änderung der vektoriellen Abmessung  $d\vec{x}$  geschrieben werden als

$$\frac{dd\vec{x}}{dt} = \underline{L} d\vec{x} = \underline{D} d\vec{x} + \underline{W} d\vec{x} \quad (17)$$

mit dem Verzerrungsratentensor  $\underline{D}$  (definiert in Index-Schreibweise Gleichung (6)) angeschrieben für den drei-dimensionalen Fall

$$\underline{D} = \begin{pmatrix} \frac{\partial u}{\partial x} & \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x}\right) & \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x}\right) \\ \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x}\right) & \frac{\partial v}{\partial y} & \frac{1}{2}\left(\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y}\right) \\ \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x}\right) & \frac{1}{2}\left(\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y}\right) & \frac{\partial w}{\partial z} \end{pmatrix} \quad (18)$$

und dem Drehgeschwindigkeitstensor  $\underline{W}$

$$\underline{W} = \begin{pmatrix} 0 & \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial x}\right) & \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial x}\right) \\ -\frac{1}{2}\left(\frac{\partial u}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial x}\right) & 0 & \frac{1}{2}\left(\frac{\partial v}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial y}\right) \\ -\frac{1}{2}\left(\frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial x}\right) & -\frac{1}{2}\left(\frac{\partial v}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial y}\right) & 0 \end{pmatrix}. \quad (19)$$

Es lässt sich die Verformung also als Überlagerung einer Verzerrung und einer Verdrehung beschreiben [11].

Gleichung (14) entspricht der Winkelgeschwindigkeit  $\omega_z$  des ebenen Fluidelements um die  $z$ -Achse. Analog lassen sich die Komponenten  $\omega_x$  und  $\omega_y$  des Rotationsgeschwindigkeitsvektors eines Fluidteilchens in einer dreidimensionalen Strömung um seine drei Achsen berechnen. Die drei Winkelgeschwindigkeiten bilden die Komponenten des Wirbelvektors  $\vec{\omega}$ .

$$\vec{\omega} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \frac{\partial w}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial z} \\ \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial x} \\ \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \omega_x \\ \omega_y \\ \omega_z \end{pmatrix}. \quad (20)$$

Unter Verwendung des Nabla-Operators  $\vec{\nabla} = \left( \frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y}, \frac{\partial}{\partial z} \right)^T$  lautet der Wirbelvektor in vektorieller Form:

$$\vec{\omega} = \frac{1}{2} \vec{\nabla} \times \vec{v} = \frac{1}{2} \text{rot } \vec{v} \quad (21)$$

mit dem Geschwindigkeitsvektor  $\vec{v}$

$$\vec{v} = \begin{pmatrix} u \\ v \\ w \end{pmatrix}. \quad (22)$$

Abbildung 2-2 zeigt die positiven Drehrichtungen der Winkelgeschwindigkeiten um alle drei Koordinatenachsen [14].

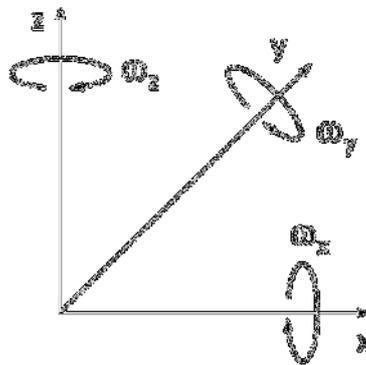


Abbildung 2-2: Drehrichtungen eines Fluidelements in kartesischen Koordinaten in Anlehnung an [14]

Gemäß Gleichung (21) beschreibt der Ausdruck  $\text{rot } \vec{v}$  die doppelte Rotationsgeschwindigkeit des Fluidelements und repräsentiert somit eine wichtige kinematische Größe des Geschwindigkeitsfeldes.

Zur anschaulichen Erklärung der Drehung eines Strömungsfeldes soll Abbildung 2-3 dienen. Es sei ein Korkstück, auf welchem eine bestimmte Richtung  $\vec{s}$  markiert ist, auf die freie Oberfläche einer sich bewegenden Flüssigkeit gelegt. Ändert diese markierte Richtung bei der Fortbewegung des Korkstücks längs einer Stromlinie zu verschiedenen Zeitpunkten  $t_1, t_2, t_3$  ihre Richtung gegenüber der Ausgangslage, wie es z.B. in einem zylindrischen Gefäß nach Abbildung 2-3-a) der Fall ist, dann ist die Strömung längs der gekennzeichneten Stromlinie drehungsbehaftet, d.h.  $d\vec{s}/dt \neq 0$ . Bleibt die Markierung jedoch wie in Abbildung 2-3-b) parallel zur Anfangslage, so liegt eine drehungsfreie Strömung vor, d.h.  $d\vec{s}/dt = 0$  [14].

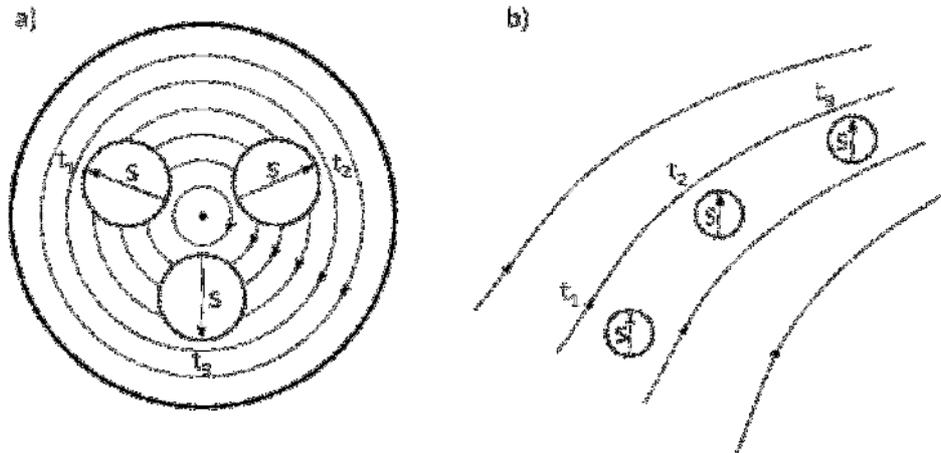


Abbildung 2-3: Drehung eines Strömungsfeldes: a) drehungsbehaftet, b) drehungsfrei; in Anlehnung an [14]

Für drehungsfreie Strömungen gilt also:

$$\vec{\omega} = \begin{pmatrix} \omega_x \\ \omega_y \\ \omega_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (23)$$

### 2.1.5 Turbulenz

Die Strömung im Zylinderraum von Verbrennungskraftmaschinen ist im allgemeinen turbulent. Im Fall einer Tumble-Strömung wird die Turbulenzintensität durch den Kompressionshub des Kolbens sogar noch verstärkt.

Der laminare Strömungszustand schlägt in turbulente Strömung um, wenn die Reynoldszahl  $Re$  größer wird als ein kritischer Wert  $Re_{krit}$ . Dies ist bei technisch relevanten Strömungen meistens der Fall. Bei gegebenem charakteristischen Geschwindigkeits- und Längenmaßstab,  $U$  und  $L$ , ist die Reynoldszahl definiert als

$$Re = \frac{U L}{\nu} = \frac{\text{Trägheitskräfte}}{\text{Zähigkeitskräfte}} \quad (24)$$

Turbulente Strömungen sind gekennzeichnet durch stochastische Schwankungen von Geschwindigkeit und Druck und somit stark instationär. Diese Fluktuationen sind den mittleren Strömungseigenschaften überlagert. Die instationären Strömungsgrößen können deshalb in einen zeitlichen Mittelwert und eine Schwankungsgröße zerlegt (Reynolds-Zerlegung) werden [11].

$$\begin{aligned} u &= \bar{u} + u' \\ v &= \bar{v} + v' \\ w &= \bar{w} + w' \\ p &= \bar{p} + p' \end{aligned} \quad (25)$$

Wie die Definition (24) zeigt, entspricht die Reynoldszahl dem Verhältnis der Trägheitskräfte zu den Zähigkeitskräften. Durch die bei überkritischen Reynoldszahlen auftretenden Schwankungsbewegungen steigt grundsätzlich der Strömungswiderstand [11].

Abbildung 2-4 skizziert exemplarisch den zeitlichen Verlauf der instationären Geschwindigkeit  $u$  einer turbulenten Strömung. Die starken Fluktuationen  $u'$  als Abweichung von einem zeitlich konstanten Mittelwert  $\bar{u}$  sind Kennzeichen einer turbulenten Strömung.

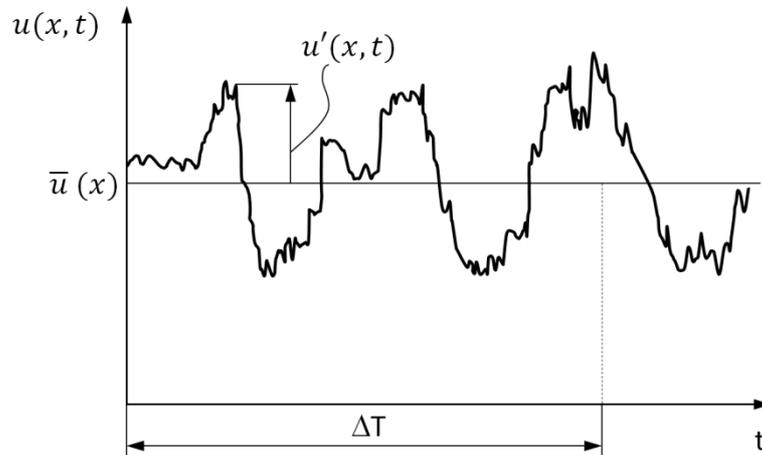


Abbildung 2-4: Geschwindigkeitsfluktuation einer turbulenten Strömung

Der zeitliche Mittelwert jeder turbulent fluktuierenden Strömungsgröße, zum Beispiel der Geschwindigkeitskomponente  $u$ , ist allgemein definiert durch das Zeitintegral

$$\bar{u} = \lim_{\Delta T \rightarrow \infty} \frac{1}{\Delta T} \int_{t_0}^{t_0 + \Delta T} u \, dt . \quad (26)$$

Umgelegt auf die Vermessung turbulenter Strömungsfelder bedeutet dies, dass sich an einem ortsfesten Punkt der zeitliche Mittelwert  $\bar{u}$  als ein arithmetisches Mittel über ein ausreichend großes Ensemble an Messwerten ( $N$  entspricht hier der Anzahl an Messungen) darstellen lässt. Der zeitliche Mittelwert wird somit als Ensemble-Mittelwert gebildet:

$$\bar{u} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N u_i \quad (27)$$

Den Regeln der Mittelwertbildung folgend ist der zeitliche Mittelwert der Schwankungsbewegung  $\bar{u}'$  naturgemäß null.

$$\bar{u}' = \lim_{\Delta T \rightarrow \infty} \frac{1}{\Delta T} \int_{t_0}^{t_0 + \Delta T} u' \, dt = 0 \quad (28)$$

### 2.1.5.1 Turbulenzmodelle

Dieses Kapitel stellt zwei spezielle Methoden zur Turbulenzmodellierung vor, welche sich insbesondere als sehr erfolgreich zur Beschreibung der hochgradig instationären Strömung im Zylinder von Verbrennungsmotoren erwiesen haben. Wichtige grundsätzliche Erläuterungen zu diesen Ansätzen sind aus [9] und [15] entnommen.

Die vorliegend diskutierten Turbulenzmodelle wurden beide zur Modellierung der numerisch nicht aufgelösten Feinstrukturbewegung in der Grobstruktur-Simulation (Large-Eddy Simulation; LES) entwickelt.

Grundsätzlich stellt die Methode der Direkten Numerischen Simulation (DNS) die genaueste Methode zur rechnerischen Untersuchung bzw. Beschreibung turbulenter Strömungen dar. Da diese Methode jedoch bei technisch relevanten hohen Reynoldszahlen einen enorm hohen rechnerischen Aufwand erfordert, ist sie in praktischen Anwendungen zumeist nicht anwendbar. Verglichen mit DNS erfordert LES einen viel geringeren Rechenaufwand, hat aber den Nachteil, dass Strömungsstrukturen, die kleiner als die Gittergröße sind, nicht aufgelöst werden können. Das Ziel der Turbulenzmodelle ist es, diese numerisch nicht aufgelösten turbulenten Schwankungsbewegungen in Form sogenannter Feinstrukturmodelle im Impulstransport möglichst realistisch zu erfassen. Dabei geht man wiederum von einer Reynolds-Zerlegung analog Gleichung (25) aus, wobei der Index  $i$  hier für die drei Raumrichtungen steht.

$$u_i = \bar{u}_i + u_i' \quad (29)$$

Der Mittelwert ist hier jedoch kein zeitlicher, sondern ein räumlicher Mittelwert. Diese räumliche Mittelung entsteht grundsätzlich durch die diskrete Erfassung der Strömungsgrößen an den Rechengitterpunkten und entspricht, mathematisch betrachtet, einer Filterung mit einer Filterweite, welche mit der Maschenweite des Rechengitters korreliert ( $\Delta \sim \Delta x_i$ ). Die Fluktuation  $u_i'$  repräsentiert demgemäß die vom Rechengitter numerisch nicht mehr auflösbare Feinstruktur. Zur Herleitung der von der LES nach den gefilterten Geschwindigkeiten  $\bar{u}_i$  gelösten Bewegungsgleichungen geht man von der nicht gemittelten, d.h. nicht gefilterten Impulsgleichung aus. Für inkompressible Strömungen mit  $\rho = \text{const.}$  unter Vernachlässigung der Volumenkraft lautet diese

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial u_i u_j}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j}. \quad (30)$$

Wendet man auf diese die räumliche Filterung (Mittelung) an, so erhält man folgenden Ausdruck:

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \bar{u}_i \bar{u}_j}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_j \partial x_j} \quad (31)$$

Problematisch ist in Gleichung (31) die Mittelung des nichtlinearen Terms  $\bar{u}_i \bar{u}_j$ . Unter Einführung des sogenannten Feinstruktur-Spannungstensors

$$\tau_{ij}^{SGS} = \bar{u}_i \bar{u}_j - \bar{u}_i \bar{u}_j \quad (32)$$

lässt sich die gefilterte Impulsgleichung schreiben als

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \bar{u}_i \bar{u}_j}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_j \partial x_j} - \frac{\partial \tau_{ij}^{SGS}}{\partial x_j}. \quad (33)$$

Turbulenzmodelle zielen darauf ab, den unbekanntem Tensor  $\tau_{ij}^{SGS}$  zu berechnen, der die nicht aufgelösten turbulenten Strömungsstrukturen beschreibt. Den meisten Modellen liegt hierfür der Wirbelviskositätsansatz nach Boussinesq zugrunde. Nachfolgend werden beispielhaft dafür das Smagorinsky- und das WALE-Modell vorgestellt.

### 2.1.5.1.1 Smagorinsky-Modell

Das auf dem Boussinesq-Ansatz basierende Smagorinsky-Modell ist ein Standardmodell im Bereich der Turbulenzmodellierung für LES. Es ist einfach und robust – hat aber den Nachteil, dass es in Wandnähe nur mit Einschränkungen funktioniert. Dem Boussinesq'schen Wirbelviskositätsansatz folgend wird im Smagorinsky-Modell der deviatorische Anteil des Feinstruktur-Spannungstensors modelliert als

$$\tau_{ij}^{SGS} - \frac{1}{3} \delta_{ij} \tau_{kk}^{SGS} = -2\nu_t \overline{D}_{ij} \quad (34)$$

Darin ist die turbulente Wirbelviskosität  $\nu_t$  keine Stoffgröße wie ihr molekulares Gegenstück, sondern abhängig vom lokalen Momentanzustand der turbulenten Strömung. Der Tensor  $\overline{D}_{ij}$  stellt wiederum den Verzerrungsratentensor dar und ist gegeben durch

$$\overline{D}_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial \overline{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u}_j}{\partial x_i} \right). \quad (35)$$

Zur Bestimmung der turbulenten Wirbelviskosität wird basierend auf Dimensionsüberlegungen ein Ansatz verwendet, welcher diese als Produkt einer charakteristischen Geschwindigkeit  $u_c$  und einer charakteristischen Länge  $l_c$  annimmt:

$$\nu_t = u_c l_c \quad (36)$$

Mit einer zusätzlichen Modellkonstanten  $C_s$  und Berücksichtigung der Gitterweite  $\Delta$  wird die charakteristische Länge modelliert als

$$l_c = C_s \Delta. \quad (37)$$

Die charakteristische Geschwindigkeit wird als ein Produkt von einem Längenmaß und der Norm des Verzerrungsratentensors angenommen

$$u_c = l_c |\overline{D}| \quad (38)$$

mit der Norm des Verzerrungsratentensors gegeben durch  $|\overline{D}| = \sqrt{2 \overline{D}_{ij} \overline{D}_{ij}}$ .

Damit ergibt sich die turbulente Wirbelviskosität des Smagorinsky-Modells zu

$$\nu_{ts} = (C_s \Delta)^2 |\overline{D}|. \quad (39)$$

Für die Wahl der Modellkonstante liegt die Empfehlung meist im Bereich  $C_s=0.1$  bis  $0.2$ . Dem Vorschlag in der Arbeit [16] folgend wird im Zuge dieser Arbeit für die Modellkonstante ein Wert von  $C_s=0.18$  verwendet. Das Smagorinsky-Modell ist zur Berechnung von Strömungen bei hohen Reynoldszahlen gedacht. In Wandnähe werden jedoch Geschwindigkeitsfluktuationen stark gedämpft, bis sie schlussendlich direkt an der Wand Null werden. Somit sind auch die Reynoldszahlen in diesen Bereichen um ein Vielfaches kleiner als bei großen Wandabständen. Da aber in diesen Bereichen nahe den Wänden immer noch Geschwindigkeitsgradienten vorliegen, würde dort  $\nu_{ts}$  nicht verschwinden, wie erforderlich. Dieses Defizit des Smagorinsky-Modells kann z.B. durch Wandkorrekturfunktionen oder Adaptionen von  $C_s$  beseitigt werden, worauf hier aber nicht näher eingegangen wird.

2.1.5.1.2 WALE-Modell

Ein Feinstrukturmodell, das entwickelt wurde, um das Verhalten der turbulenten Wirbelviskosität auch in Wandnähe richtig wiederzugeben, ist das WALE-Modell (Wall Adapted Local Eddy Viscosity) [16]. Als Erweiterung zum Smagorinsky-Modell berücksichtigt es neben den Verzerrungs- auch die Rotationsraten der aufgelösten turbulenten Wirbelstrukturen.

Das WALE-Modell beruht auf dem Boussinesq-Ansatz wie das Smagorinsky-Modell (Gleichung (34)). Zur Bestimmung der Wirbelviskosität wird jedoch anstatt der Norm des Verzerrungsratentensors  $\overline{D}_{ij}$  zusätzlich ein spezieller tensorieller Ausdruck eingeführt, um die verzerrungsfreie Rotation des Geschwindigkeitsfeldes zu berücksichtigen und das Verschwinden von  $\nu_t$  in Wandnähe zu gewährleisten. Der zusätzlich eingeführte tensorielle Ausdruck  $\overline{G}_{ij}$  basiert wie  $\overline{D}_{ij}$  auf dem Tensor der aufgelösten Geschwindigkeitsgradienten  $\overline{g}_{ij} = \partial \overline{u}_i / \partial x_j$  und wird geschrieben als [15]

$$\overline{G}_{ij} = \frac{1}{2} (\overline{g}_{ik} \overline{g}_{kj} + \overline{g}_{jk} \overline{g}_{ki}) . \quad (40)$$

Sein spurfreier Anteil

$$\overline{G}_{ij}^a = \frac{1}{2} (\overline{g}_{ik} \overline{g}_{kj} + \overline{g}_{jk} \overline{g}_{ki}) - \frac{1}{3} \delta_{ij} \frac{1}{2} (\overline{g}_{mk} \overline{g}_{km} + \overline{g}_{mk} \overline{g}_{km}) \quad (41)$$

wird in weiterer Folge als Norm zur Berechnung der turbulenten Wirbelviskosität des WALE-Modells verwendet,

$$\nu_{tw} = (C_w \Delta)^2 \frac{|\overline{G}^a|^{\frac{3}{2}}}{|\overline{D}|^{\frac{5}{2}} + |\overline{G}^a|^{\frac{5}{4}}} \quad (42)$$

wobei die Norm des spurfreien Tensors definiert ist als

$$|\overline{G}^a| = \sqrt{2 \overline{G}_{ij}^a \overline{G}_{ij}^a} . \quad (43)$$

Die gemäß Gleichung (42) bestimmte turbulente Wirbelviskosität nach dem WALE-Modell liefert das oben beschriebene und geforderte Verhalten nahe der Wand, ohne Wandkorrekturfunktionen einbauen zu müssen. Für die in dieser Arbeit auf diesem Modell basierten Kenngrößen-Berechnungen wird aufgrund der Empfehlungen in [16] stets ein Wert  $C_w=0.6$  als Modellparameter gewählt.

### 3 Kenngrößen

Basierend auf der im vorigen Kapitel betrachteten allgemeinen kinematischen Beschreibung von Strömungen, insbesondere der turbulenten Wirbelbewegung, lassen sich grundsätzlich Kenngrößen bestimmen, um den jeweils vorherrschenden Strömungszustand geeignet zu charakterisieren. Dabei ist es meist nötig, die lokalen Größen über den vermessenen Strömungsbereich zu mitteln, um entsprechende globale Parameter zu erhalten. Dieses Kapitel beschreibt zunächst jene Kenngröße, welche bisher für die vorliegend angestrebte Charakterisierung der Ladungsbewegung am häufigsten verwendet wurde, die sogenannte Tumble-Zahl. Danach werden die neu vorgeschlagenen alternativen Kenngrößen sukzessive erläutert.

#### 3.1 Tumble-Zahl

Vorausschickend sei angemerkt, dass die in diesem Kapitel beschriebene Herleitung der Tumble-Zahl aus den Quellen [1] und [17] entnommen ist. Die Tumble-Zahl ist jene globale Kenngröße, die sich in der Firma AVL List GmbH zur Beschreibung der Tumble-Strömung bis dato am besten bewährt hat. Die auf Messungen am stationären Strömungsprüfstand beruhende Bestimmung dieser Kenngröße wird im Folgenden erläutert.

Es wird angenommen, dass die in den Zylinder eingeströmte Frischladung wie ein Festkörper mit der Winkelgeschwindigkeit  $\omega_{FK}$  um eine Achse normal zur Zylinderachse rotiert. Wie in Abbildung 3-1 a) und b) veranschaulicht, entsteht eine solche rotatorische Bewegung tatsächlich infolge der schräg zur Zylinderachse orientierten Einströmrichtung. Durch die Wechselwirkung mit dem ansaugenden Kolben ist diese Drehbewegung im realen Motor naturgemäß unterschiedlich zur Rotation am stationären Prüfstand. Der Vergleich der in Abbildung 3-1 schematisch dargestellten Strömungsbedingungen soll dies veranschaulichen.

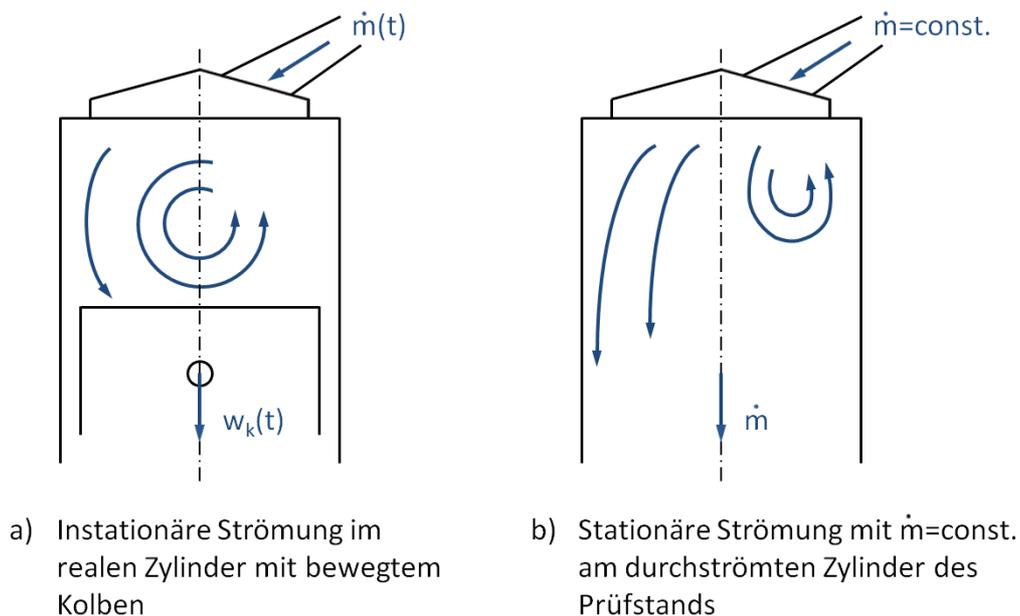


Abbildung 3-1: Gegenüberstellung realer Motor - Strömungsprüfstand

Wie in Abbildung 3-2 skizziert, wird die Winkelgeschwindigkeit dieser Festkörperrotation  $\omega_{FK}$  bestimmt aus dem Momentengleichgewicht der axialen Geschwindigkeit ( $z$ -Komponente

$w_i$ ) um die  $x$ -Achse. Dies ergibt

$$\omega_{FK} = \frac{\sum_{i=1}^N w_i y_i f_i}{\sum_{i=1}^N y_i^2 f_i}, \quad (44)$$

worin über alle  $i=1, \dots, N$  Flächenelemente  $f_i$  der betrachteten Messebene jeweils gewichtet mit den zugehörigen  $y$ -Koordinaten  $y_i$  bzw. den dort mittels PIV gemessenen Geschwindigkeiten  $w_i$  aufsummiert wird. Es sei darauf hingewiesen, dass die Tumble-Achse im Normalfall nicht exakt mit der  $x$ -Achse übereinstimmt, sondern meist um die  $z$ -Achse verdreht ist. Daher wird das  $x$ - $y$ -Koordinatensystem, welches die betrachtete Messebene aufspannt, solange iterativ um die  $z$ -Achse gedreht, bis die jeweilige Auswertung von Gleichung (44) einen Maximalwert ergibt, was das Zusammenfallen der  $x$ -Achse mit der Tumble-Achse anzeigt.

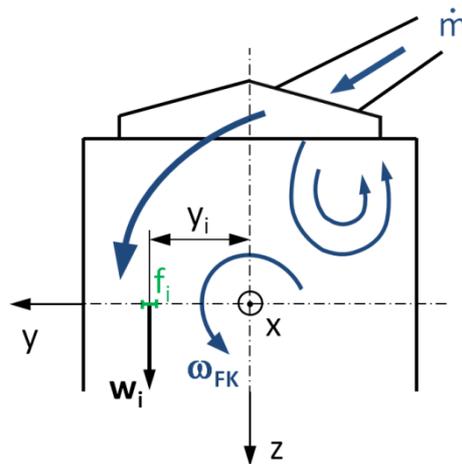


Abbildung 3-2: Bestimmung von  $\omega_{FK}$  [1]

Die so bestimmte Festkörperrotation wird ins Verhältnis gesetzt zu einer fiktiven Winkelgeschwindigkeit  $\omega_{Mot}$  des Motors und man erhält eine relative Festkörperrotation (in der Firma AVL List GmbH als *Tumble-Kennwert* bezeichnet) definiert als

$$\omega_{rel}^* = \frac{\omega_{FK}}{\omega_{Mot}}. \quad (45)$$

Die fiktive Winkelgeschwindigkeit des Motors wird dabei berechnet in Abhängigkeit der volumenstromäquivalenten mittleren Geschwindigkeit der stationären Strömung durch den Zylinder am Prüfstand,  $w_m = \dot{m}/\rho A_{Zyl}$ , sowie des Hubs des betrachteten Motors,  $s$ , gemäß der Beziehung

$$\omega_{Mot} = \frac{w_m \pi}{s}. \quad (46)$$

Obigen Ausdruck erhält man durch Gleichsetzen von  $w_m$  mit einer mittleren Kolbengeschwindigkeit

$$c_m = \frac{s n}{30}, \quad (47)$$

abhängig vom Hub  $s$  und der Drehzahl des Motors  $n = \omega_{Mot}/2\pi$ .

Die Größe jedes Flächenelements  $f_i$  in Gleichung (44) entspricht der Größe eines Auswertefensters der PIV-Messung. Im Zuge dieser Arbeit, wo Motoren mit Zylinderdurchmessern von ca. 80 mm untersucht werden, wird die Messebene in ca. 90 x 90 Messpunkte unterteilt. Dadurch ergeben sich mehr als 8000 Messpunkte pro Messebene, der Inhalt jedes Flächenelements beträgt damit circa  $f_i = 1 \text{ mm}^2$ .

Aus Kontinuitätsgründen lässt sich die dem Volumenstrom äquivalente mittlere axiale Geschwindigkeit  $w_m$  sowohl aus den Messdaten als Mittelwert aller Geschwindigkeiten in Achsrichtung als auch aus der Massenstrommessung am Prüfstand ermitteln:

$$w_m = \frac{1}{N} \frac{\sum_{i=1}^N f_i w_i}{\sum_{i=1}^N f_i} = \frac{\dot{m}}{\rho A_{Zyl}} \quad (48)$$

In der vorliegenden Arbeit wird die mittlere axiale Geschwindigkeit  $w_m$  stets mit ersterer Methode, d.h. durch Mittelung aller Geschwindigkeiten in Achsrichtung über den Messquerschnitt bestimmt.

Da die mittlere Geschwindigkeit der Durchströmung des Zylinders  $w_m$  am stationären Prüfstand bei gegebener Druckdifferenz nur vom Ventilhub abhängt, nimmt diese mit steigendem Ventilhub zu, da sich dadurch der Massenstrom erhöht. Die Ventilhübe werden zumeist durch Division mit dem Ventilsitzdurchmesser  $d_v$  in dimensionsloser Form  $h_v/d_v$  dargestellt und haben dann typische Werte von 0.04, 0.08, ..., 0.4. Dadurch ist es möglich, Motoren verschiedener Geometrien untereinander besser vergleichen zu können. Am Prüfstand werden jeweils die stationären Durchströmungen des Zylinders für zehn ansteigende relative Ventilhübe  $h_v/d_v$  vermessen. Die jeweils vorgegebenen Ventilhübe entsprechen klar definierten Kolbenpositionen im Saugtakt auf seinem Weg vom OT in Richtung UT. Jeder Kolbenposition ist wiederum ein Kurbelwinkel  $\alpha$  zugeordnet. Diese Korrelation zwischen Ventilhub und Kurbelwinkel wird durch die Ventilhubkurve beschrieben. Die motorspezifische Ventilhubkurve wird jeweils auf eine Standardventilhubkurve umgelegt, um unterschiedliche Motoren besser miteinander vergleichen zu können.

Basierend auf der Korrelation zwischen Ventilhub  $h_v$  und Kurbelwinkel  $\alpha$  gemäß der Ventilhubkurve kann durch Auswertung der Gleichung (48) für alle gemessenen Durchströmungen eine entsprechende relative Festkörperrotation  $\omega_{rel}^* = \omega_{FK}(\alpha)/\omega_{Mot}$  bestimmt werden. Deren mit dem Kolbengeschwindigkeitsverhältnis  $c(\alpha)/c_m$  gewichtete Integration über das gesamte Hubvolumen  $V_h$  ergibt schließlich die Tumble-Zahl.

$$T_m = \frac{1}{V_h} \int_{OT}^{UT} \frac{\omega_{FK}(\alpha)}{\omega_{Mot}} \frac{c(\alpha)}{c_m} dV \quad (49)$$

Da der Integrand in (49) eine Funktion von  $\alpha$  ist, muss das Volumenintegral in ein Integral über den Kurbelwinkel transformiert werden. Abbildung 3-3 zeigt die dafür notwendigen geometrischen Zusammenhänge. Unter Einführung einer relativen Zylinderhöhe zwischen OT und UT,  $z(\alpha)$ , ergibt sich

$$dV = A_{Zyl} s dz(\alpha) = V_h \frac{dz(\alpha)}{d\alpha} d\alpha. \quad (50)$$

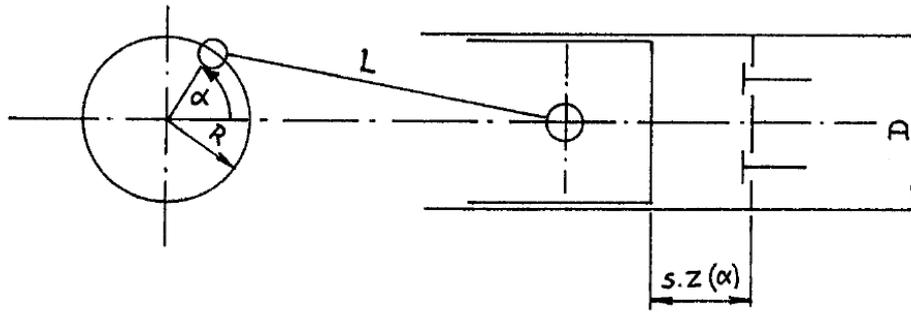


Abbildung 3-3: Geometrie des Kurbeltriebs [1]

Die aktuelle Kolbengeschwindigkeit  $c(\alpha)$  als Funktion des Kurbelwinkels berechnet sich wie folgt:

$$c(\alpha) = s \frac{dz(\alpha)}{dt} = s \frac{dz(\alpha)}{d\alpha} \frac{d\alpha}{dt} \quad (51)$$

$$\omega_{Mot} = \frac{d\alpha}{dt} = \frac{n\pi}{30} \quad (52)$$

Der Faktor  $d\alpha/dt$  entspricht dabei der fiktiven Winkelgeschwindigkeit  $\omega_{Mot}$  und somit ergibt sich  $c(\alpha)$  zu

$$c(\alpha) = s \frac{dz(\alpha)}{d\alpha} \frac{n\pi}{30} \quad (53)$$

Unter Berücksichtigung der Gleichungen (46) und (47) ergibt sich Gleichung (53) zu

$$c(\alpha) = s \frac{dz(\alpha)}{d\alpha} c_m \frac{\pi}{s} \quad (54)$$

bzw.

$$\frac{c(\alpha)}{c_m} = \pi \frac{dz(\alpha)}{d\alpha} \quad (55)$$

Wegen  $V_h = A_{Zyl} s$  kann Gleichung (49) mittels der Gleichungen (50) und (55) geschrieben werden als

$$T_m = \frac{1}{\pi} \int_{OT}^{UT} \frac{\omega_{FK}}{\omega_{MOT}} \left( \frac{c(\alpha)}{c_m} \right)^2 d\alpha \quad (56)$$

Das Verhältnis aus aktueller Kolbengeschwindigkeit zur mittleren Kolbengeschwindigkeit  $c(\alpha)/c_m$  wird mittels Gleichung (55) aus dem geometrischen Zusammenhang zwischen  $s$  und  $\alpha$  hergeleitet:

$$\frac{c(\alpha)}{c_m} = \pi \frac{dz(\alpha)}{d\alpha} = \frac{\pi}{2} \left( 1 + \frac{\lambda \cos \alpha}{\sqrt{1 - \lambda^2 (\sin \alpha)^2}} \right) \sin \alpha \quad (57)$$

Darin entspricht  $\lambda$  dem Schubstangenverhältnis  $R/L$  (vgl. Abbildung 3-3).

Da die Eigenschaften der Strömungsfelder und somit der Betrag der relativen Festkörperrotationen unter anderem auch von der Motorgröße abhängig sind, wird oftmals eine reduzierte Tumble-Zahl  $T_{red}$  verwendet, um Motoren trotz geometrischer Unterschiede besser miteinander vergleichen zu können. Diese reduzierte Tumble-Zahl ist definiert als

$$T_{red} = T_m \frac{D}{s}. \quad (58)$$

## 3.2 Neue alternative Kenngrößen

### 3.2.1 Wirbelvektor-basierte Kenngrößen $\overline{\omega^*}$ und $\overline{\omega_{rms}^*}$

Diese Kenngrößen beruhen auf der Annahme, dass eine stark wirbelbehaftete Strömung eine gute Vermischung der angesaugten Luft mit dem eingespritzten, verdampften Kraftstoff gewährleistet und somit zu einem entsprechend guten Brennverlauf führt. Der über den Zylinderquerschnitt gemittelte Betrag des Wirbelvektors erscheint daher als naheliegender Parameter, um dies zu charakterisieren.

Um anhand der für diese Arbeit aufgenommenen Messdaten den lokalen Wirbelvektor gemäß seiner Definition in Gleichung (20) berechnen zu können, müssen für jedes Auswertefenster des zur Messung verwendeten PIV-Messsystems die erforderlichen Geschwindigkeitsgradienten bestimmt werden. Der Betrag des lokalen Wirbelvektors in einem Auswertefenster  $i$  wird dann berechnet als

$$\omega_i = \sqrt{\omega_{ix}^2 + \omega_{iy}^2 + \omega_{iz}^2}. \quad (59)$$

Für die in dieser Arbeit vermessenen Zylindergeometrien ergeben sich in einer Ebene ca. 90 x 90 Messpunkte, sprich Auswertefenster, mit einer Fläche von jeweils circa einem Quadratmillimeter. Stark vergrößert ist dies in Abbildung 3-4 dargestellt. Diese Skizze zeigt auch die Festlegung des Koordinatensystems, welche für die gesamte Arbeit dieselbe bleibt.

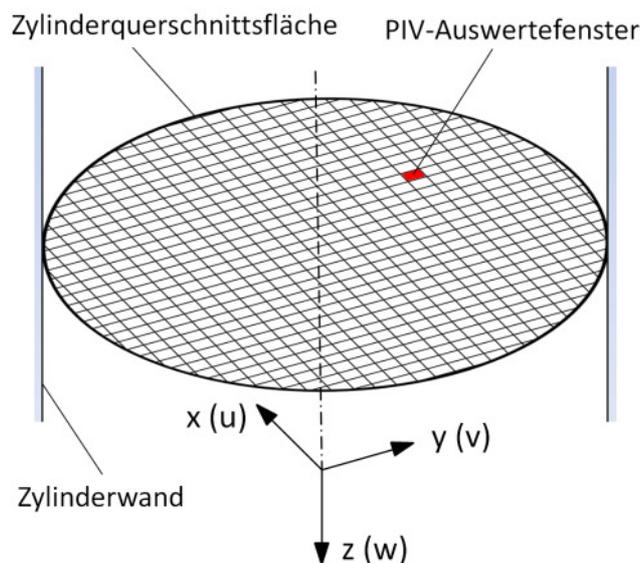


Abbildung 3-4: Auswertefenster des Messsystems in einer Messebene

Auf die Bestimmung und den Einfluss der zur vollständigen Berechnung des Wirbelvektors erforderlichen Gradienten in die axiale ( $z$ -) Richtung wird in Kapitel 5 näher eingegangen.

Infolge der Flächengleichheit der Auswertefenster kann der über die Messebene gemittelte Betrag des Wirbelvektors einfach als arithmetischer Mittelwert bestimmt werden.

$$\bar{\omega} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \omega_i \quad (60)$$

Der Parameter  $\bar{\omega}$  hat die Einheit  $1/s$  und kann auch als Maß für eine Mischzeit angesehen werden. Darunter wird jene Zeit verstanden, die notwendig ist, um zwei oder mehr Fluide vollständig miteinander zu vermischen. Hat  $\bar{\omega}$  einen großen Wert, so ist die Mischzeit klein. Dieser Fall wäre in motorischen Verbrennungen wünschenswert, um die angesaugte Luft möglichst schnell mit dem eingespritzten Kraftstoff zu homogenisieren.

Auch höhere statistische Momente der Wirbelvektorverteilung können als geeignetes Maß für die wirbelinduzierte Mischbewegung definiert werden. Auf dieser Überlegung beruhend wird hier konkret als ein weiterer alternativer Parameter die Standardabweichung

$$\overline{\omega_{rms}} = \sqrt{\omega_{rms,x}^2 + \omega_{rms,y}^2 + \omega_{rms,z}^2} \quad (61)$$

mit

$$\omega_{rms,x} = std(\omega_x) = \sqrt{\frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N (\omega_{i,x} - \bar{\omega}_x)^2}, \quad (62)$$

$$\omega_{rms,y} = std(\omega_y) = \sqrt{\frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N (\omega_{i,y} - \bar{\omega}_y)^2}, \quad (63)$$

$$\omega_{rms,z} = std(\omega_z) = \sqrt{\frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N (\omega_{i,z} - \bar{\omega}_z)^2}. \quad (64)$$

vorgeschlagen. Die Standardabweichung ist ein Maß dafür, wie sehr die drei Elemente der Wirbelvektoren  $\omega_x$ ,  $\omega_y$ , und  $\omega_z$  aller Auswertefenster  $i$  um ihre flächengemittelten Werte  $\bar{\omega}_x$ ,  $\bar{\omega}_y$  und  $\bar{\omega}_z$  streuen. Große Abweichungen vom Mittelwert deuten auf eine große Ungleichförmigkeit der Wirbelverteilung hin, was einer guten Durchmischung förderlich sein kann. Die Kenngröße  $\overline{\omega_{rms}}$  hat ebenso wie  $\bar{\omega}$  die Einheit  $1/s$  und kann somit ebenso als ein Maß für die Mischzeit verstanden werden.

Zur anschaulichen Erklärung von  $\overline{\omega_{rms}}$  nach Gleichung (61) soll in Abbildung 3-5 exemplarisch die Standardabweichung von  $\omega_x$ , nämlich  $\omega_{rms,x}$  dienen. Dazu sind im oberen Diagramm stark vereinfacht die Geschwindigkeitsverläufe zweier eindimensionaler Strömungsfelder  $w(y)$  gezeigt ( $u = v = 0$ ). Geschwindigkeitsfeld  $I$  hat einen beinahe homogenen Verlauf, während Geschwindigkeitsfeld  $II$  stark inhomogen ist. Es ist allgemein bekannt, dass die

Durchmischung zweier oder mehrerer Medien umso besser ist, je inhomogener deren Geschwindigkeitsfelder sind. Für den beispielhaften Fall in Abbildung 3-5 ergibt die Berechnung eines gemittelten Werts der Wirbelvektorkomponente  $\omega_x$  nach Gleichung (65) für beide Geschwindigkeitsverläufe einen circa gleich großen Wert von etwa Null,

$$\overline{\omega_x} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \omega_{xi} \approx 0, \quad (65)$$

obwohl das Strömungsfeld *II* eine deutlich bessere Durchmischung erwarten lässt als das Strömungsfeld *I*. Im Gegensatz dazu kann die Standardabweichung diese Unterschiede der Geschwindigkeitsfelder abbilden, d.h.  $\overline{\omega_{rms}}$  spiegelt die Ungleichförmigkeit der Geschwindigkeitsfelder in einem noch stärkerem Ausmaß wider als  $\overline{\omega}$ . Während die Schwankung der Geschwindigkeitsgradienten um ihren Mittelwert eines beinahe homogenen Strömungsfeldes, wie *I* es zeigt, sehr gering ist, schwanken diese in einem stark inhomogenen Strömungsfeld (*II*) sehr stark um ihren Mittelwert ( $\omega_{rms,x,II} \gg \omega_{rms,x,I}$ ). Daraus kann abgeleitet werden, dass große  $\overline{\omega_{rms}}$ -Werte mit einer besseren Durchmischung einhergehen als kleine.

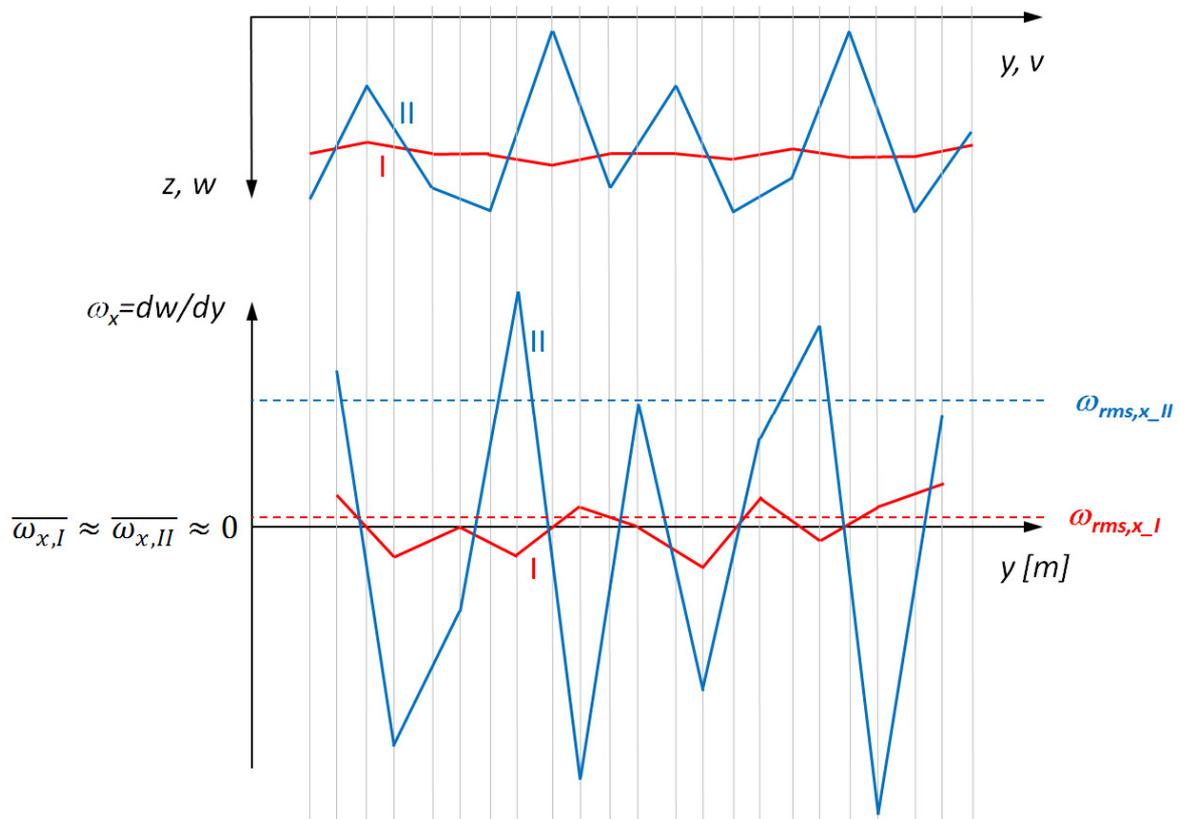


Abbildung 3-5: Geschwindigkeitsgradienten eines eindimensionalen Strömungsfeldes

Analog zur Tumble-Zahl können die vorgeschlagenen Parameter mittels Division durch die fiktive Motordrehzahl  $\omega_{Mot}$  dimensionslos gemacht werden zu

$$\overline{\omega}^* = \frac{\overline{\omega}}{\omega_{Mot}} \quad (66)$$

bzw.

$$\overline{\omega_{rms}}^* = \frac{\overline{\omega_{rms}}}{\omega_{Mot}}. \quad (67)$$

Deren mit dem Kolbengeschwindigkeitsverhältnis  $c(\alpha)/c_m$  gewichtete Integration über das Hubvolumen liefert analog zu Gleichung (56) die entsprechenden integralen Kenngrößen

$$\overline{\omega_m}^* = \frac{1}{\pi} \int_{OT}^{UT} \frac{\bar{\omega}}{\omega_{Mot}} \left( \frac{c(\alpha)}{c_m} \right)^2 d\alpha \quad (68)$$

bzw.

$$\overline{\omega_{rms,m}}^* = \frac{1}{\pi} \int_{OT}^{UT} \frac{\omega_{rms}}{\omega_{Mot}} \left( \frac{c(\alpha)}{c_m} \right)^2 d\alpha. \quad (69)$$

### 3.2.2 Norm des Verzerrungsratentensors

Der in Kapitel 2.1.4 hergeleitete Tensor der Verzerrungsrate  $\underline{D}$  kann ebenso herangezogen werden, um ein Zeitmaß für die strömungsinduzierte Mischbewegung zu liefern. Um aus dem Verzerrungsratentensor eine einzelne repräsentative Kenngröße abzuleiten, wird dessen Frobeniusnorm gebildet und über die Querschnittsfläche der Messebene gemittelt. Die Frobeniusnorm eines Tensors berechnet sich als Wurzel der Summe der Quadrate aller Matrixelemente und ist vergleichbar mit der Norm eines Vektors. Sie ist definiert als

$$\|\underline{d}\|_F = \sqrt{\sum_{k=1}^3 \sum_{l=1}^3 (D_{kl})^2}. \quad (70)$$

Die über die Messebene gemittelte Norm erhält man wiederum als arithmetischen Mittelwert über alle Messpunkte  $i=1, \dots, N$  der betrachteten Messebene.

$$\bar{d} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \|\underline{d}\|_{F_i} \quad (71)$$

Auch diese Kenngröße wird mittels Division durch die fiktive Motordrehzahl zur besseren Vergleichbarkeit der Motoren untereinander in eine dimensionslose Form gebracht, d.h.

$$\bar{d}^* = \frac{\bar{d}}{\omega_{Mot}} \quad (72)$$

und gemäß Gleichung (56) mit  $c(\alpha)/c_m$  gewichtet und über  $\alpha$  integriert. Die entsprechende integrale Kenngröße lautet somit

$$\bar{d}_m^* = \frac{1}{\pi} \int_{OT}^{UT} \frac{\bar{d}}{\omega_{Mot}} \left( \frac{c(\alpha)}{c_m} \right)^2 d\alpha. \quad (73)$$

### 3.2.3 Auf Turbulenzmodellierung basierte Kenngrößen

Die turbulente Mischbewegung spielt eine wesentliche Rolle für die Gemischbildung und die Ausbreitung der turbulenten Vormischflamme im Zylinder. Der lokale Turbulenzgrad geht daher oft als wichtiger Modellparameter in die Modellierung turbulenter Flammen ein. Es ist daher naheliegend, diesen Parameter als weitere Kenngröße zur Charakterisierung des zu erwartenden Verbrennungsverhaltens vorzuschlagen. Der Turbulenzgrad ist hier definiert als Quotient der turbulenten kinetischen Energie der mittleren turbulenten Schwankungsgeschwindigkeit und der mittleren Geschwindigkeit  $w_m$  in Hauptströmungsrichtung und beschreibt die Intensität der turbulenten Fluktuationen.

Die turbulente kinetische Energie  $k$  ist eine Funktion der turbulenten Fluktuationsbewegungen in allen drei Raumrichtungen und berechnet sich nach

$$k_T = \frac{\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2}}{2}. \quad (74)$$

Der entsprechende über alle Messpunkte  $i=1,\dots,N$  der Messebene gemittelte Wert der turbulenten kinetischen Energie lautet

$$\overline{k_T} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N k_{T,i}. \quad (75)$$

Daraus berechnet sich der mittlere Turbulenzgrad der Messebene zu

$$\overline{Tu} = \frac{1}{w_m} \sqrt{\frac{2}{3} \overline{k_T}}. \quad (76)$$

Alternativ zum Turbulenzgrad erscheinen auch die aus der Turbulenzmodellierung hervorgehenden Wirbelviskositäten als geeignete Parameter zur Beschreibung der turbulenten Mischbewegung. Hohe Wirbelviskositäten stehen für starke Durchmischung und vice versa. Es werden daher die Wirbelviskositäten  $\nu_{ts}$  und  $\nu_{tw}$ , welche aus dem Smagorinsky-Modell gemäß Gleichung (39) bzw. dem WALE-Modell gemäß Gleichung (42) hervorgehen, als weitere Parameter vorgeschlagen. Deren über alle Messpunkte  $i=1,\dots,N$  gemittelten Werte

$$\overline{\nu_{ts}} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \nu_{ts,i} \quad (77)$$

$$\overline{\nu_{tw}} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \nu_{tw,i} \quad (78)$$

ergeben in entdimensionalisierter Form zwei weitere Kenngrößen:

$$\overline{\nu_{ts}^*} = \frac{\overline{\nu_{ts}}}{w_m D} \quad (79)$$

$$\overline{\nu_{tw}^*} = \frac{\overline{\nu_{tw}}}{w_m D} \quad (80)$$

### 3.2.4 Statistische Kenngrößen

Einen gänzlich anderen, nicht auf strömungsmechanischen Grundsätzen beruhenden Zugang, um die vorliegenden Messdaten zur Charakterisierung der Zylinderströmung nutzen zu können, liefert eine Methode der Statistik.

Die *Schiefe der Verteilung* (engl. skewness) beschreibt die Ungleichförmigkeit, genau genommen das Ausmaß der Asymmetrie einer Verteilung von Daten. Wie anschaulich mittels Histogrammen dargestellt werden kann, ist eine nichtsymmetrische Verteilung von Daten entweder linksschief (rechtssteil, Abbildung 3-6) oder rechtsschief (linkssteil, Abbildung 3-7).

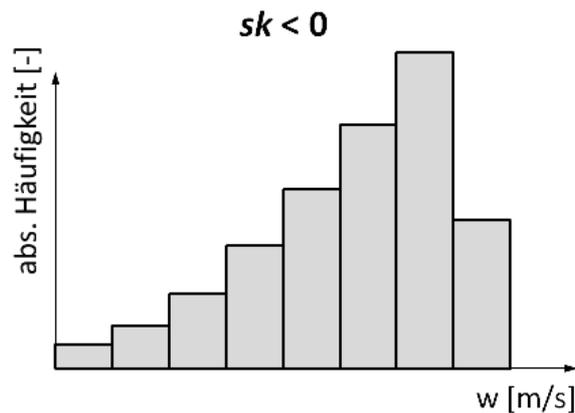


Abbildung 3-6: Linksschiefe Verteilung von Geschwindigkeitsdaten

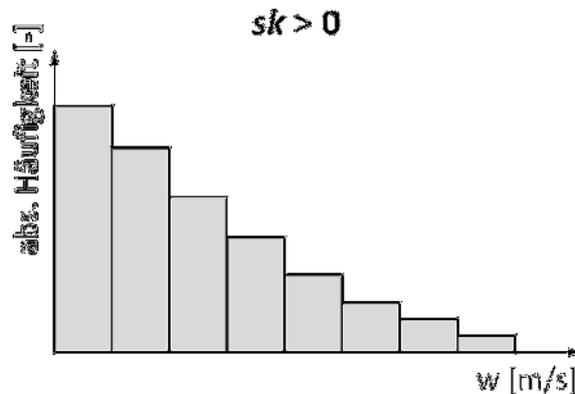


Abbildung 3-7: Rechtsschiefe Verteilung von Geschwindigkeitsdaten

Die Skewness nimmt für linksschiefe Verteilungen negative und für rechtsschiefe Verteilungen positive Werte an. Berechnet wird die Schiefe einer Verteilung beispielsweise für die Geschwindigkeitskomponenten  $w_i$  in Achsrichtung des Zylinders per Definition wie folgt:

$$sk = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \left( \frac{w_i - w_m}{std(w)} \right)^3 \quad (81)$$

Darin bedeutet  $std(w)$  die Standardabweichung von  $w$ . Aus Gleichung (81) geht hervor, dass die Skewness nicht berücksichtigt, wo die Geschwindigkeitskomponenten  $w_i$  im Strömungsfeld auftreten. Eine hohe positive Schiefe bedeutet, dass es in der betrachteten Messebene

Messpunkte gibt, die zwar relativ wenig in ihrer Anzahl sind, deren Geschwindigkeit jedoch den Mittelwert sehr stark überschreitet. Eine hohe positive Skewness deutet daher auf eine sehr ungleiche Verteilung der Strömungsgeschwindigkeiten hin.

In Abbildung 3-8 ist dieses Verhalten beispielhaft anhand zweier Geschwindigkeitsverteilungen über einen Zylinderquerschnitt hinweg,  $-0.5 \leq x/D \leq 0.5$ , dargestellt. Das stark ungleichförmige Geschwindigkeitsprofil auf der linken Bildseite hat eine große positive Skewness, das gleichförmige Profil auf der rechten Bildseite weist hingegen einen negativen Wert für  $sk$  auf. Da die Ungleichförmigkeit der Ladungsbewegung grundsätzlich eine gute Durchmischung fördert, wird die mittlere Skewness ebenfalls als mögliche alternative, neue Kenngröße in Betracht gezogen.

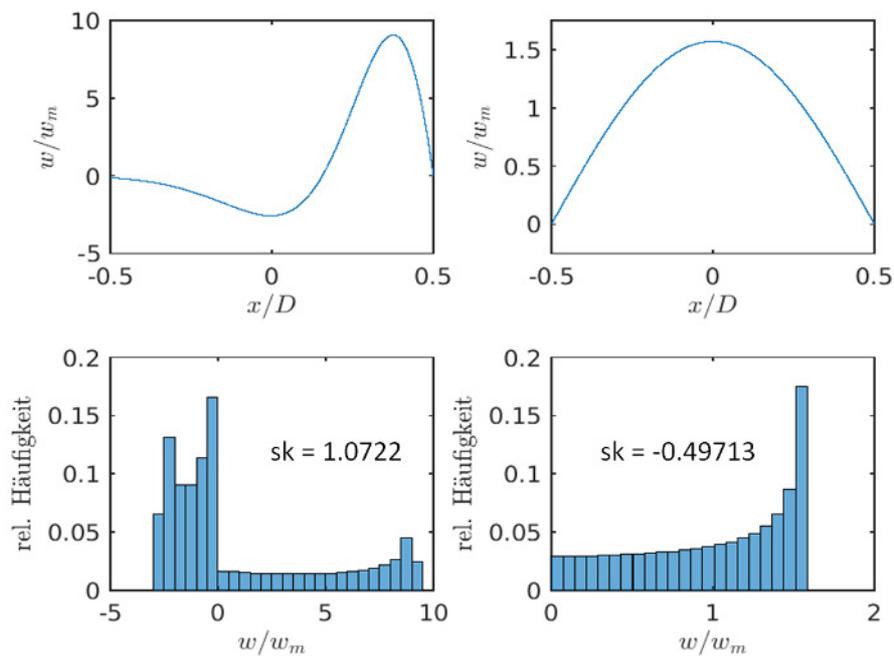


Abbildung 3-8: Gegenüberstellung der Skewness zweier Geschwindigkeitsfelder

Nach Gewichtung mit  $c(\alpha)/c_m$  und Integration über das Hubvolumen erhält man ganz analog zur Berechnung der Tumble-Zahl in Gleichung (56) den integralen Wert der Skewness.

$$sk_m = \frac{1}{\pi} \int_{OT}^{UT} sk \left( \frac{c(\alpha)}{c_m} \right)^2 d\alpha \quad (82)$$

### 3.2.5 Amplitudenverhältnis aus Frequenzanalyse

Ein weiterer Ansatz zur Definition charakteristischer Kenngrößen, welcher grundsätzlich nicht auf strömungsmechanischen Überlegungen beruht, sondern eher theoretisch-mathematischer Natur ist, basiert auf der Möglichkeit, Geschwindigkeitsprofile durch Fourier-Reihen zu beschreiben.

Es ist möglich, beliebige periodische Funktionen  $f(y)$  als eine Summe von trigonometrischen Funktionen (Fourier-Reihe) darzustellen, was als Fourier-Analyse bezeichnet wird. Für eine

diskretisierte Funktion, deren Werte  $f_j$  auf  $j=0,1,\dots,N-1$  äquidistanten Punkten  $x_j = j \Delta x$  vorliegen, lautet die entsprechende diskrete Fourierreihenentwicklung [18]

$$f_j(x_j) = A_0 + \sum_{m=1}^{N-1} \left[ A_m \sin\left(2\pi m \frac{j}{N}\right) + B_m \cos\left(2\pi m \frac{j}{N}\right) \right]. \quad (83)$$

Darin repräsentieren  $A_m$  und  $B_m$  die Amplituden der asymmetrischen bzw. symmetrischen Elementarschwingungen. Die Konstante  $A_0$  hat keinen Einfluss auf die Periodizität sondern entspricht dem arithmetischen Mittelwert der Funktionswerte. Die Elementarschwingungen der Mode  $m = 1$  werden Grundschwingung genannt. Alle weiteren Terme mit Modenzahl  $m > 1$  sind Oberschwingungen der Grundschwingung und haben deren  $m$ -fache Frequenz.

Betrachtet man die typische Strömungsstruktur einer Tumble-Walze (Abbildung 3-1), kann festgestellt werden, dass die Idealform dieses Strömungswirbels mit einer Geschwindigkeitsverteilung einhergeht, welche der Form der asymmetrischen Grundschwingung  $A_1 \sin\left(2\pi \frac{j}{N}\right)$  sehr nahe kommt. In Abbildung 3-9 ist ein solcher idealisierter sinusförmiger Geschwindigkeitsverlauf  $w(y)$  für eine um die  $x$ -Achse drehende Tumble-Walze dargestellt.

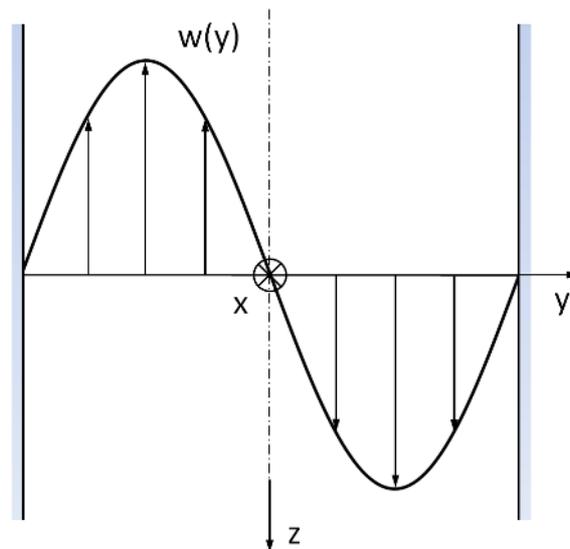


Abbildung 3-9: Sinusfunktion als Idealfall einer Tumble-Strömung

Somit kann zur Definition einer neuen Kenngröße die Amplitude der asymmetrischen Grundschwingung ( $A_1$ ) als Maß für die Stärke der Tumble-Bewegung herangezogen werden. Sinnvollerweise wird dieser Amplitudenwert auf den Wert des Koeffizienten der 0-ten Mode bezogen, welcher den Mittelwert der axialen Strömungsgeschwindigkeit repräsentiert. Der neue Parameter Amplitudenverhältnis lautet somit

$$av = \frac{A_1}{A_0}. \quad (84)$$

Diese Kenngröße liefert gleichsam ein Maß für die relative Stärke der rotierenden Tumble-Bewegung zur mittleren axialen Strömungsbewegung durch den Zylinder. Die zur Beschreibung von  $av$  benötigten Amplitudenwerte werden hierbei mittels einer Fouriertransformation der diskreten Messwerte  $w_i(y_i)$  entlang der  $y$ -Achse der Messebene berechnet.

In gleicher Weise wie bei der Berechnung der Tumble-Zahl wird auch das Amplitudenverhältnis mit  $c(\alpha)/c_m$  gewichtet und über das Hubvolumen integriert. Demgemäß lautet das integrale Amplitudenverhältnis

$$av_m = \frac{1}{\pi} \int_{OT}^{UT} av \left( \frac{c(\alpha)}{c_m} \right)^2 d\alpha . \quad (85)$$

### 3.2.6 Zusammenfassung der neu vorgeschlagenen Kenngrößen

Alle in dieser Arbeit neu vorgeschlagenen Kenngrößen sind in der Tabelle 3-1 zusammenfassend aufgelistet. Die einzelnen Größen sind dabei jeweils als Mittelwerte über die vermessene Querschnittsebene,  $\bar{(\ )}$ , bzw. als deren gewichtete Integralwerte vom oberen Totpunkt OT bis zum unteren Totpunkt UT,  $\overline{(\ )}_m$ , dargestellt. Das „\*“-Symbol bezeichnet jeweils die entsprechende dimensionslose Repräsentation.

Tabelle 3-1: Neu vorgeschlagene Kenngrößen als Querschnittsmittelwerte und gewichtete Integralwerte

Bezeichnung	Berechnung	Einheit
$\bar{\omega}$	$\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \omega_i$	$\left[ \frac{1}{s} \right]$
$\bar{\omega}^*$	$\frac{\bar{\omega}}{\omega_{Mot}}$	$[-]$
$\overline{\omega}_m^*$	$\frac{1}{\pi} \int_{OT}^{UT} \bar{\omega}^* \left( \frac{c(\alpha)}{c_m} \right)^2 d\alpha$	$[-]$
$\overline{\omega}_{rms}$	$\sqrt{\omega_{rms,x}^2 + \omega_{rms,y}^2 + \omega_{rms,z}^2}$	$\left[ \frac{1}{s} \right]$
$\overline{\omega}_{rms}^*$	$\frac{\overline{\omega}_{rms}}{\omega_{Mot}}$	$[-]$

$\overline{\omega_{rms,m}^*}$	$\frac{1}{\pi} \int_{OT}^{UT} \overline{\omega_{rms}^*} \left( \frac{c(\alpha)}{c_m} \right)^2 d\alpha$	[-]
$\bar{d}$	$\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \ \underline{d}\ _{Fi}$	$\left[ \frac{1}{s} \right]$
$\bar{d}^*$	$\frac{\bar{d}}{\omega_{Mot}}$	[-]
$\bar{d}_m^*$	$\frac{1}{\pi} \int_{OT}^{UT} \bar{d}^* \left( \frac{c(\alpha)}{c_m} \right)^2 d\alpha$	[-]
$\overline{Tu}$	$\frac{1}{w_m} \sqrt{\frac{2}{3} k_T}$	[-]
$\overline{v_{ts}}$	$\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N v_{tsi}$	$\left[ \frac{m^2}{s} \right]$
$\overline{v_{ts}^*}$	$\frac{\overline{v_{ts}}}{w_m D}$	[-]
$\overline{v_{tw}}$	$\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N v_{twi}$	$\left[ \frac{m^2}{s} \right]$
$\overline{v_{tw}^*}$	$\frac{\overline{v_{tw}}}{w_m D}$	[-]
$sk$	$\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \left( \frac{w_i - w_m}{std(w)} \right)^3$	[-]
$sk_m$	$\frac{1}{\pi} \int_{OT}^{UT} sk \left( \frac{c(\alpha)}{c_m} \right)^2 d\alpha$	[-]
$av$	$\frac{A_1}{A_0}$	[-]
$av_m$	$\frac{1}{\pi} \int_{OT}^{UT} av \left( \frac{c(\alpha)}{c_m} \right)^2 d\alpha$	[-]

### 3.3 Gegenüberstellung Verbrennungsergebnis - Tumble-Zahl

Die Tabellen 3-2 bis 3-4 zeigen eine Bewertung der sieben untersuchten Motoren gegliedert nach den drei Motorgruppen entnommen aus der Vorläuferarbeit von Pichsenmeister [3]. Die der ersten Spalte jeweils zu entnehmende Rangordnung basiert auf der Verbrennungsbewertung nach den in Kapitel 1.1.2 beschriebenen Kriterien. Die letzte Spalte beinhaltet die für den jeweiligen Motor berechnete Tumble-Zahl basierend auf den PIV-Messdaten eines Zylinderquerschnitts am stationären Strömungsprüfstand.

Rang	Motor	$T_m$
1	1	1.4
1	2	1.7
3	3	2

Tabelle 3-2: Gegenüberstellung Gruppe T1 nach [3]

Rang	Motor	$T_m$
1	4	1.5
1	5	1.8

Tabelle 3-3: Gegenüberstellung Gruppe T2 nach [3]

Rang	Motor	$T_m$
1	7	0.95
2	6	0.7

Tabelle 3-4: Gegenüberstellung Gruppe S1 nach [3]

Zur Veranschaulichung des Zustandekommens der verschiedenen Tumble-Zahlen zeigt Abbildung 3-10 die mittels PIV an der Querschnittsebene im axialen Abstand  $z = D/2$  zum Einlass gemessenen Verteilungen der Geschwindigkeitskomponente  $w$  beispielhaft für die Motoren 2, 3 und 7, jeweils für drei verschiedene Ventilhübe. Die Ventilhübe 7, 8 und 9 entsprechen großen relativen Ventilhüben  $h_v/d_v = 0.28, 0.32$  und  $0.36$  und wurden deshalb gewählt, da bei großen Ventilhüben die Unterschiede in den Geschwindigkeitsfeldern noch deutlicher zum Vorschein kommen. Sehr deutlich zu erkennen ist die viel stärkere Änderung der Geschwindigkeitskomponenten  $w_i$  in  $y$ -Richtung von Motor 2 im Vergleich zu Motor 3. Während Motor 3 mit der höheren Tumble-Zahl  $T_m$  im negativen  $y$ -Bereich großteils negative Geschwindigkeitskomponenten aufweist, sind diese im selben Bereich bei Motor 2 meist positiv. Gerade diese negativen Geschwindigkeitskomponenten (Motor 3) tragen maßgeblich zu einer

großen Tumble-Zahl bei. Umgekehrt wirken die positiven Geschwindigkeitskomponenten im negativen  $y$ -Bereich bei Motor 2 der Bildung einer großen Tumble-Zahl entgegen. Motor 7 hingegen weist im Mittel im positiven  $y$ -Bereich ähnliche Änderungen der Geschwindigkeitskomponenten  $w_i$  in  $y$ -Richtung auf wie Motor 3, zeigt aber im Bereich  $y \leq 0$  einen weit stärkeren Anstieg der Geschwindigkeit in axialer Richtung als die beiden Turbo-Motoren. Die resultierenden kleinen Tumble-Zahlen bei Saugmotoren können aus der Geschwindigkeitsverteilung von Motor 7 ebenfalls klar herausgelesen werden, da ein Großteil der Geschwindigkeitskomponenten des positiven  $y$ -Bereichs im negativen  $y$ -Bereich gegengleich drehende Komponenten aufweist.

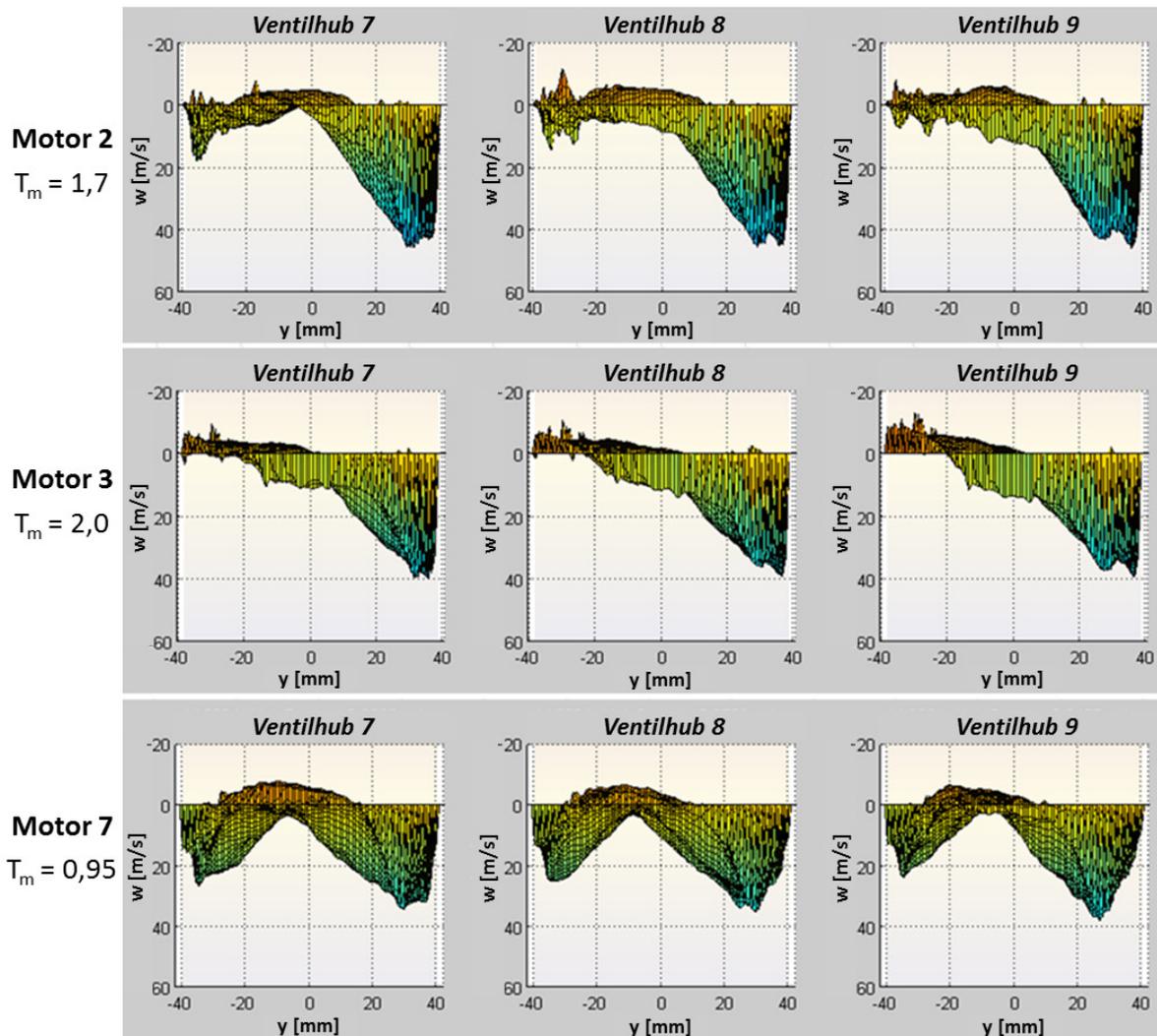


Abbildung 3-10: Gegenüberstellung der Geschwindigkeitsverteilungen der Motoren 2, 3 und 7 in Messebene 4 ( $z=39.5 \text{ mm}$ ) für VH7 ( $h_v/d_v=0.28$ ), VH8 ( $h_v/d_v=0.32$ ) und VH9 ( $h_v/d_v=0.36$ ) durch Ansicht dreidimensionaler Strömungsfelder in negative  $x$ -Richtung

Speziell bei den Motoren der Gruppe T1 ist die Korrelation der Qualität der Verbrennung mit der Tumble-Zahl sehr widersprüchlich. Motor 3 weist trotz der schlechtesten Verbrennung die höchste Tumble-Zahl auf. Im Gegensatz dazu hat der verbrennungsmäßig vergleichsweise besser bewertete Motor 2 eine geringere Tumble-Zahl. Dieser offenkundige Widerspruch war ein wesentlicher Grund, dass in der vorliegenden Arbeit erneut Messungen für die Motorgeometrien 2 und 3 durchgeführt werden. Diesmal werden die Strömungsfelder jedoch nicht nur in einer, sondern in mehreren Ebenen vermessen. Als Referenz zu den aufgeladenen Motoren 2 und 3 soll der frei ansaugende Motor 7 dienen, dessen Tumble-Zahl gut mit den Verbrennungsergebnissen korreliert. Für die Geometrie dieses Motors werden ebenso erneut Messungen durchgeführt.

## 4 Prüfstandsmesstechnik

Um die durch den Einlasskanal erzeugte Ladungsbewegung vermessen und beurteilen zu können, werden grundsätzlich zwei verschiedene Messprinzipien verwendet – integrale und differentielle Messmethoden. Dieses Kapitel stellt beide Methoden gegenüber, bevor die in dieser Arbeit verwendete PIV-Messtechnik genauer erklärt wird.

### 4.1 Integrale Messmethode

Seit vielen Jahren sind integrale Messmethoden für Drall-Messungen erfolgreich im Einsatz, da deren Messergebnisse gut mit Verbrennungsergebnissen korrelieren.

Integrale Messmethoden basieren – wie in Abbildung 4-1 dargestellt – auf dem Prinzip, dass ein im Zylinder montierter, geometrisch definierter Körper (z.B. Messflügel) durch die Strömung in Bewegung versetzt wird (Flügelradanemometrie) bzw. dass auf ihn aufgrund des Drehimpulses der Strömung ein Moment einwirkt (Messgleichrichter). Die Drehzahl des Flügelrades bzw. das Moment auf den Messgleichrichter sind jeweils ein Maß für die Stärke des Dralls.

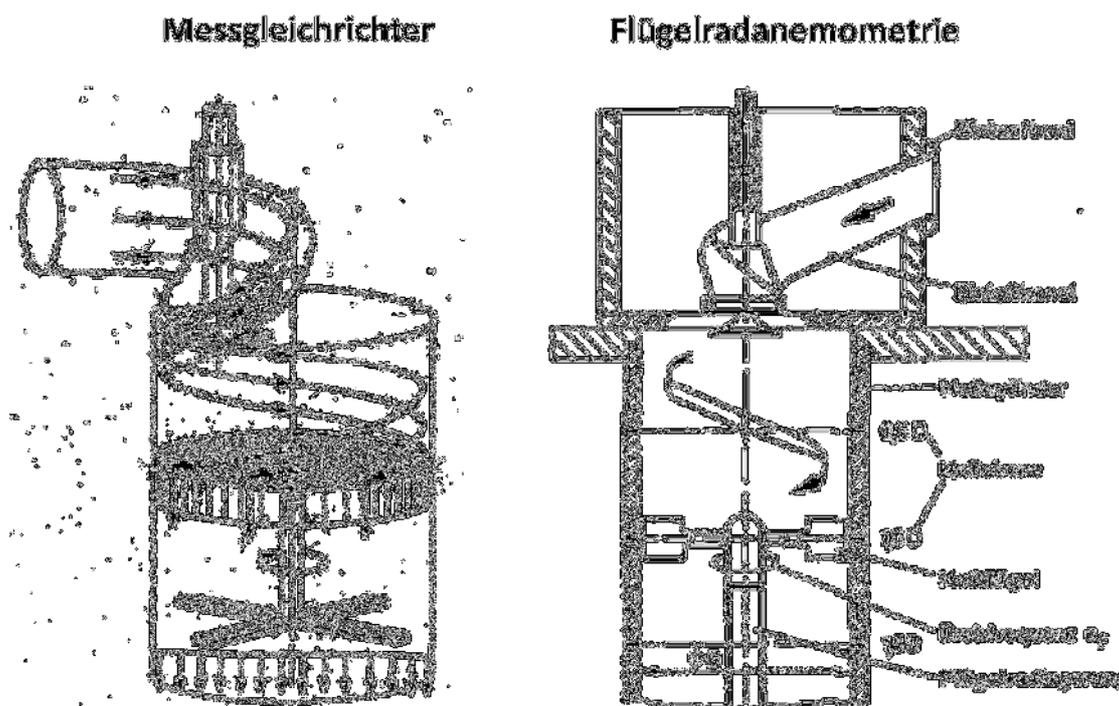


Abbildung 4-1: Messgleichrichter, Flügelradanemometrie [19]

Verglichen mit Drall-Strömungen korrelieren bei Tumble-Strömungen die Messergebnisse integraler Methoden mit den Verbrennungsergebnissen großteils schlecht. Das kann damit erklärt werden, dass am stationären Strömungsprüfstand im Gegensatz zum echten Motor kein richtiger Tumble vorhanden ist, sondern nur eine durch Kanal- und Brennraumform beeinflusste asymmetrische Strömung mit teilweiser Rückströmung infolge Ablösung vorliegt [1]. Die Tumble-Strömung formt sich nur im realen Motorbetrieb durch die Wechselwirkung mit dem speziell geformten Kolben zu einer Tumble-Walze aus, welche anschließend durch den Kolbenhub in komplexere kleinskalige Strömungsstrukturen und Turbulenz umgewandelt wird.

Im Gegensatz dazu ist eine Drall-Strömung sowohl am stationären Strömungsprüfstand als auch im realen Motorbetrieb vorhanden, was der Grund für die gute Korrelation zwischen Verbrennungsergebnissen und den Ergebnissen der integralen Messmethoden ist. Der Drall wird im realen Motorbetrieb im Kompressionstakt aufgrund des Drehimpulserhaltungssatzes in der Brennraummulde sogar noch verstärkt. Die geschilderten Zusammenhänge sind in Abbildung 4-2 zusammenfassend in einer Matrix dargestellt.

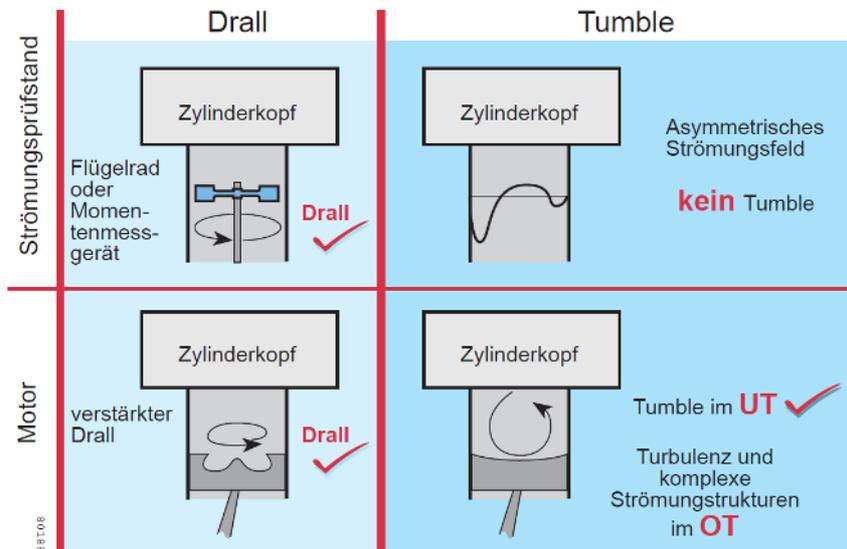


Abbildung 4-2: Vergleich Drall - Tumble [1]

Abbildung 4-3 zeigt verschiedene integrale Messmethoden zur Tumble-Messung. Die Stärke des Tumbles wird dabei durch Drehzahlen (Flügelrad, rotierender Ring) oder die Stärke von Momenten (Momentenmessgerät; sphärischer Strömungsgleichrichter) beschrieben. Alle hier gezeigten Messverfahren haben aber den Nachteil, dass sie wegen oben genannter Gründe meist schlecht mit Verbrennungsergebnissen korrelieren.

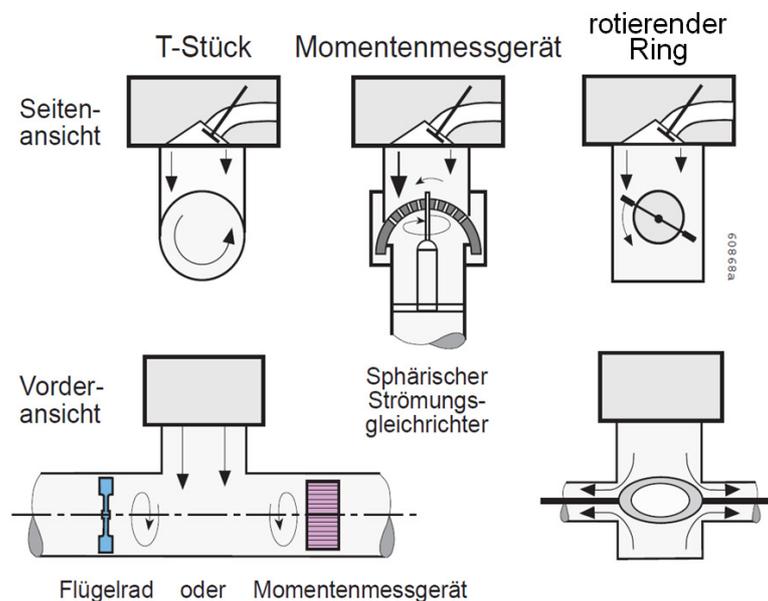


Abbildung 4-3: Integrale Tumble-Messverfahren [1]

Vorteile von integralen gegenüber differentiellen Messmethoden sind vor allem die geringe Messzeit und der einfache Prüfandaufbau. Nachteilig ist, dass das Strömungsfeld nicht lokal aufgelöst werden kann, wodurch für dessen Beschreibung nur globale Kenngrößen geliefert werden können.

## 4.2 Differentielle Messmethode

Im Gegensatz zur integralen wird bei der differentiellen Messmethode das Strömungsfeld örtlich fein aufgelöst, wodurch sich dessen Feinstruktur erfassen lässt. Aus dieser Struktur können anschließend beliebige integrale Parameter abgeleitet werden. [1]

Aufgrund des hohen Messaufwands ist es zumeist jedoch nicht möglich, das gesamte Strömungsfeld zu vermessen, sondern die Messung meist in beschränkten Bereichen, bei PIV-Messungen z.B. an einer oder mehreren ausgewählten Messebenen, durchzuführen. Die Erfahrung und auch CFD-Simulationen haben gezeigt, dass Kenngrößen gebildet mit Messdaten aus einer Messebene mit dem Abstand  $z = D/2$  vom Zylinderkopfboden die besten Korrelationen zu Verbrennungsergebnissen liefern.

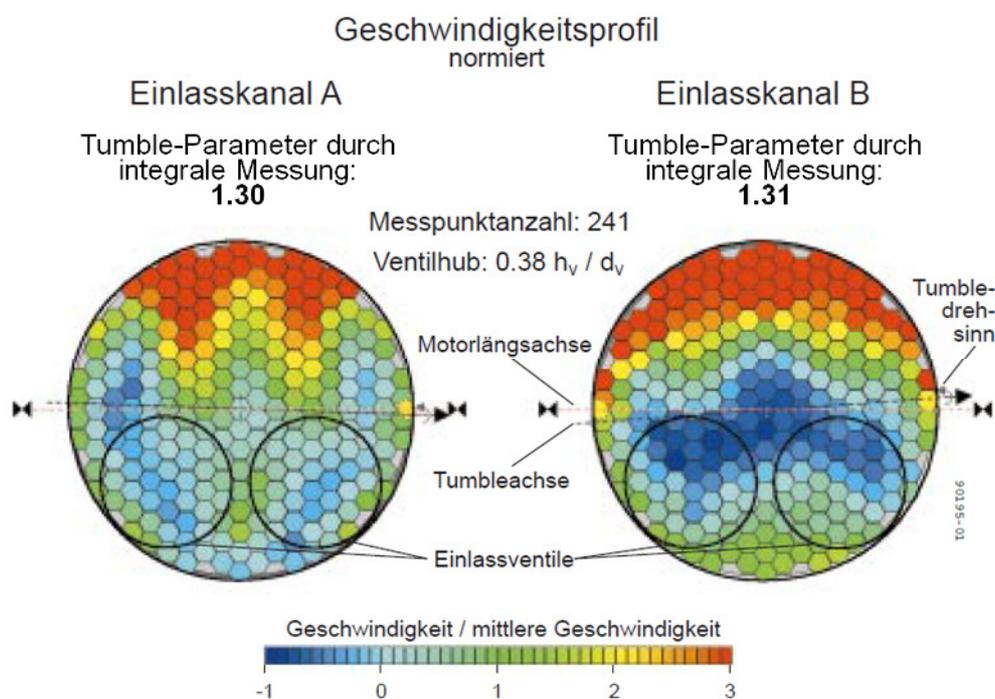


Abbildung 4-4: Beschränkte Aussagekraft integraler Tumble-Messverfahren [1]

Abbildung 4-4 zeigt die beschränkte Aussagekraft des integralen Tumble-Messverfahrens. Trotz ähnlicher durch integrale Messung ermittelter charakteristischer Tumble-Parameter sind die Strömungsfelder in den beiden Zylindern grundlegend verschieden. Dieser Unterschied in den Strömungsfeldern begründet unter anderem die oftmals schlechten Korrelationen zwischen Mess- und Verbrennungsergebnissen bei integralen Messverfahren.

Seit 2009 werden differentielle, stationäre Strömungsmessungen in der Firma AVL List GmbH mittels eines PIV-Messsystems durchgeführt. Die Vorteile gegenüber des bis dahin verwendeten LDA-Systems (Laser-Doppler-Anemometrie) liegen in der viel geringeren Messzeit bei höherer Anzahl an Messpunkten und in der Möglichkeit, Geschwindigkeitskomponenten nicht nur in axialer, sondern auch in tangentialer und radialer Richtung messen zu können. Das Strömungsfeld wird bei geringerer Messzeit viel detaillierter vermessen.

### 4.2.1 Particle Image Velocimetry (PIV)

Unter Particle Image Velocimetry versteht man ein berührungsloses, laseroptisches Messverfahren zur Erfassung von Geschwindigkeitsfeldern in der Strömungsmesstechnik. Dieses Verfahren ermöglicht durch differentielle Auflösung eine dreidimensionale Strömungsvisualisierung von stationären oder transienten Strömungen [20].

Schematisch dargestellt ist das Messprinzip der PIV in Abbildung 4-5. Es beruht auf der Lageänderung von Partikeln während eines kurzen Zeitintervalls  $\Delta t$ . Dazu wird das strömende Medium mit feinen Partikeln (z.B. Öl) beladen und mit einem Doppelpuls-Laser in kurzen Intervallen beleuchtet. Der Laserstrahl wird in einer Lichtschnitt-Optik gebrochen und zu einer Fläche aufgeweitet, bevor er über einen Umlenkspiegel auf das zu vermessende Strömungsfeld projiziert wird. Dort wird das Laserlicht an den Tracer-Partikeln gestreut und von einer hochauflösenden Kamera aufgezeichnet. Die Pulsperioden und Pulsdauern der Laserblitze werden so klein gewählt, dass aus den Kamerabildern zusammengehörnde Punktekettchen sichtbar werden, welche eine Software anschließend zu Geschwindigkeitsvektoren auswertet. Wird - wie in Abbildung 4-5 skizziert - nur eine Kamera verwendet, erhält man als Messergebnis ein zweidimensionales Strömungsfeld. Enthält der Prüfstand jedoch zusätzlich eine zweite Kamera, ist es unter Verwendung eines speziellen Korrelationsalgorithmus möglich, ein dreidimensionales Geschwindigkeitsfeld zu vermessen.

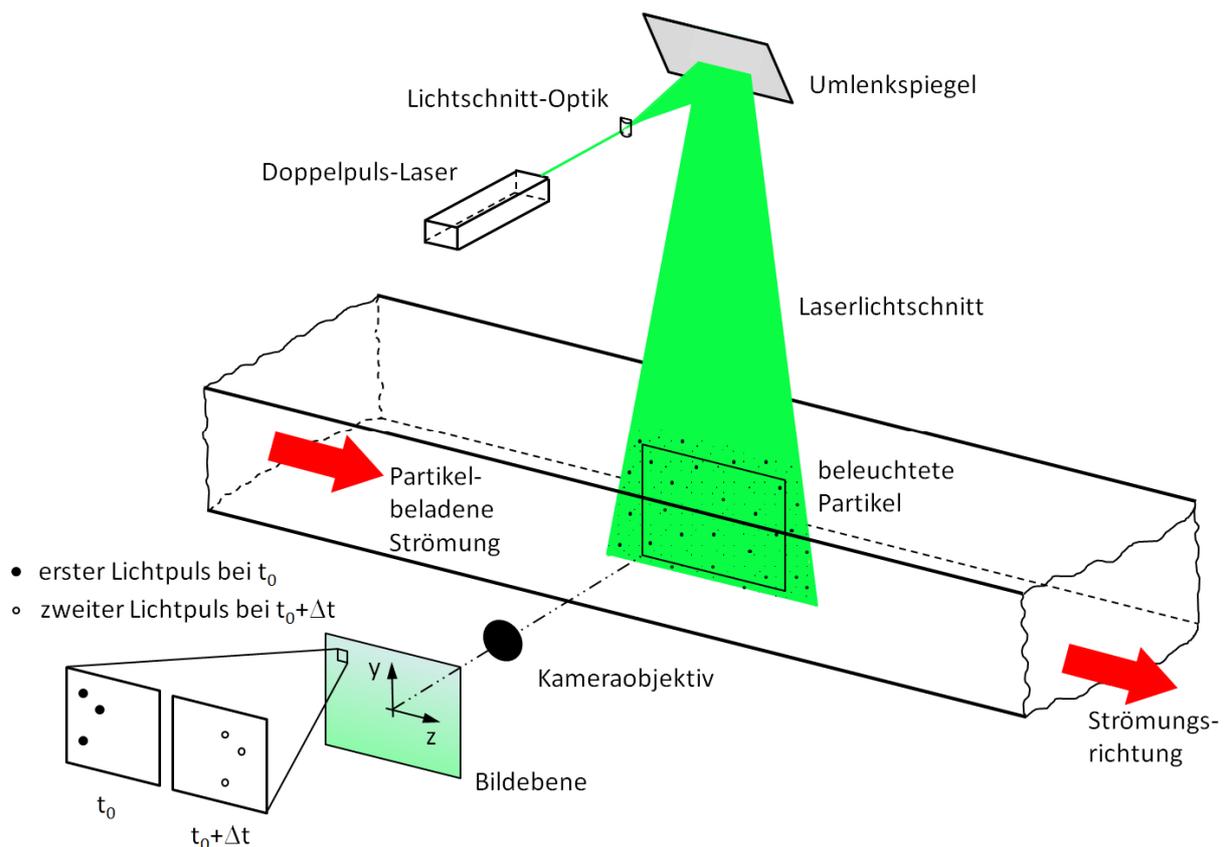


Abbildung 4-5: Messprinzip PIV; in Anlehnung an [21]

Die Abbildungen 4-6 und 4-7 zeigen den Aufbau des PIV-Strömungsprüfstands, der in der Firma AVL List GmbH verwendet wird. Auf einer Arbeitsebene wird ein Zylinderkopf oder eine Flowbox montiert. Unter einer Flowbox versteht man einen einfach zu fertigenden Körper, der dieselbe Einlass- und Brennraumgeometrie besitzt wie der originale Zylinderkopf.

Dessen geometrische Daten werden aus CAD-Daten entnommen und somit ist es möglich, die Flowbox mit dem hauseigenen 3D-Drucker zu fertigen. Direkt neben der Zylinderkopfgeometrie vor den Einlasskanälen stehen mehrere kleine Leitungen am Ende eines Kunststoffarms, durch die die zur Partikelbeladung notwendigen winzigen Flüssigkeitspartikel (Seeding) angesaugt werden. Die genaue Einstellung der Ventilhöhe erfolgt mittels Mikrometerschrauben.

Unter dem Messobjekt ist ein auswechselbarer Glaszylinder mit der jeweiligen Zylinderbohrung ( $D$ ) angebracht, der in einen Beruhigungsbehälter mündet. Nach diesem befindet sich in Strömungsrichtung ein Gebläse, welches den Massenstrom durch Vorgabe einer Druckdifferenz regelt. Durch diesen Unterdruck, der für die Messungen dieser Arbeit jeweils 20 mbar beträgt, strömt die Partikel-beladene Luft über die Einlasskanäle durch den Glaszylinder. Die Aufgabe des Beruhigungsbehälters ist es, die Strömungsgeschwindigkeit soweit zu minimieren, um eine eindeutige Messung der treibenden Druckdifferenz über den Prüfling zu garantieren. Somit wird eine exakte Durchflussmessung ermöglicht.

Am Strömungsprüfstand sind zwei CCD-Kameras angebracht, die über verstellbare Umlenkspiegel auf das Strömungsfeld gerichtet sind. (CCD steht für „charge-coupled device“ und beschreibt einen Sensor in der Kamera, der bestimmte physikalische Effekte zur Bildauswertung nützt. Darauf wird hier nicht näher eingegangen.) Der Doppelpulslaser erzeugt während eines Impulses einen ca. ein Millimeter dicken Laserlichtschnitt, um das gesamte Strömungsfeld in einer Messebene zu beleuchten. Er ist durch ein Gewinde höhenverstellbar, sodass es möglich ist, große Bereiche des Strömungsfeldes im Glaszylinder zu vermessen.

Die Massenstrommessung erfolgt anhand des hauseigenen Messgeräts "Flowsonic", das auf dem Prinzip der Messung von Zeitdifferenzen beruht, die zwei gegeneinander und schräg zur Strömung gerichtete Ultraschallwellen brauchen, um das Strömungsfeld zu durchqueren. Auch auf dieses Ultraschall-Messverfahren wird in dieser Arbeit nicht näher eingegangen.



Abbildung 4-6: PIV-Strömungsprüfstand Gesamtübersicht [22]

Es kommt in der Firma AVL List GmbH ein PIV-System der Firma La Vision zum Einsatz. Die verwendete Software DaVis 8.1.6 ist ein speziell auf Strömungsmesstechnik abgestimmtes Gesamtpaket.



Abbildung 4-7: PIV-Strömungsprüfstand [22]

In einem definierten Abstand vom Zylinderkopfboden befindet sich die Messebene (Abbildung 4-8). Auf diese Ebene werden die beiden CCD-Kameras gerichtet. Es wird ersichtlich, dass bei PIV-Messungen die Auswertung der gemessenen Daten einen wesentlichen Anteil am Gesamtaufwand hat. Mittels entsprechender Korrelationsalgorithmen wird aus den Bildern der beiden Kameras ein Strömungsprofil in einer Messebene berechnet, das die Geschwindigkeitskomponenten in allen drei Koordinatenrichtungen enthält [1].

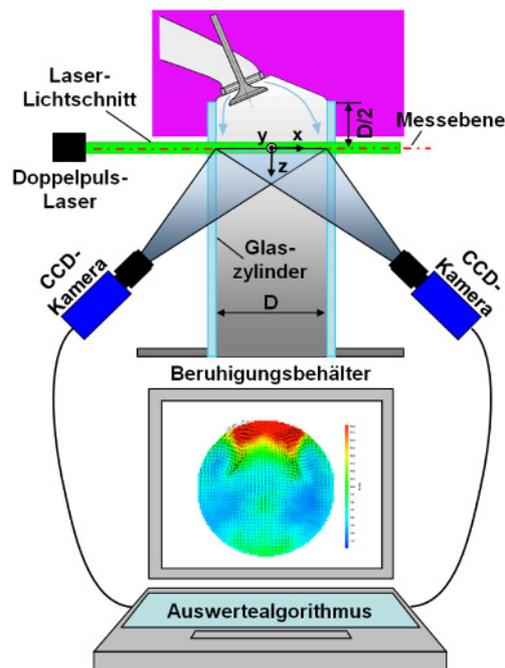


Abbildung 4-8: Prinzip des PIV-Strömungsprüfstandes [1]

#### 4.2.1.1 Einflussgrößen auf die PIV-Messung

Im Folgenden werden einige Faktoren gezeigt, welche Einfluss auf die Ergebnisse der PIV-Messung haben. Es handelt sich dabei um Ergebnisse von Studien, die von der Firma AVL List GmbH bei Einführung des PIV-Messsystems durchgeführt wurden. In den Abbildungen 4-9 bis 4-11 wird jeweils der Einfluss bestimmter Faktoren auf die gemäß dem Formelapparat in Kapitel 3.1 berechnete reduzierte relative Festkörperrotation exemplarisch dargestellt. Es wurden in diesen Sensitivitätsstudien Versuche für drei verschiedene Ventilhube durchgeführt, die jeweils in dimensionsloser Form definiert sind. Alle gezeigten Ergebnisse sind entnommen aus [2].

Abbildung 4-9 stellt den Einfluss der Zeitdifferenz zwischen zwei Einzelbildern dar. Ab ca.  $12 \mu\text{s}$  nimmt diese Kenngröße plötzlich unrealistische Verläufe an. Der Grund dafür ist, dass ab einer gewissen Zeitdifferenz nicht mehr alle Partikel vermessen werden können, da manche zu schnell durch die Messstrecke strömen, um zweimal belichtet zu werden. Daher wird für die Messungen dieser Arbeit eine relativ kleine Zeitdifferenz von  $\Delta t = 4 \mu\text{s}$  gewählt, um auch die Lageänderungen der schnellsten Partikel vermessen zu können.

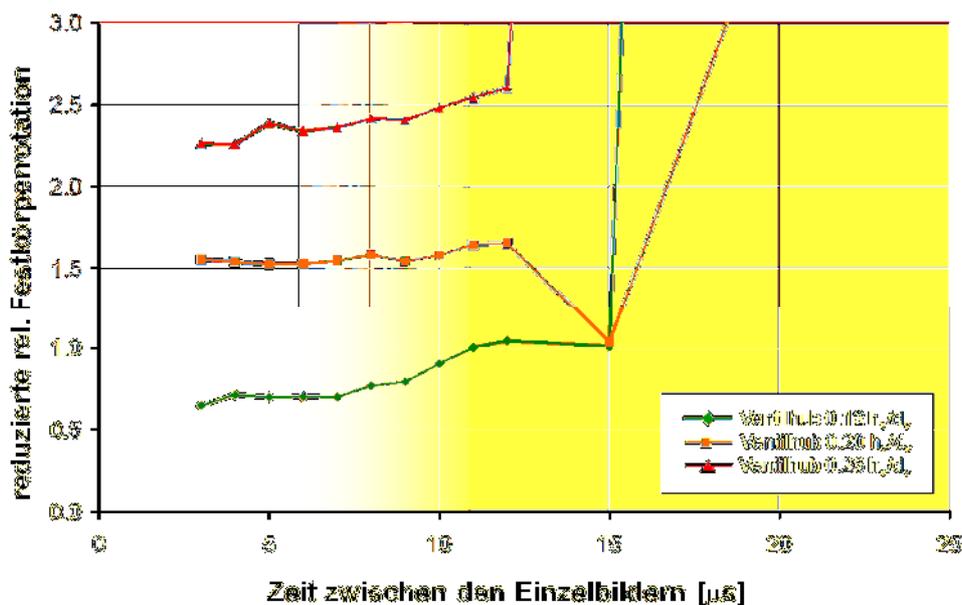


Abbildung 4-9: Einfluss der Zeitdifferenz zwischen Einzelbildern

Aufgrund von Reflexionen des Laserlichts im Bereich der Oberfläche des Glaszylinders sind die dort gemessenen Geschwindigkeitskomponenten teils sehr ungenau bzw. verrauscht. Deshalb werden zur Berechnung der neu vorgeschlagenen Kenngrößen alle Geschwindigkeitsgradienten innerhalb eines Wandabstands  $\leq 1.5 \text{ mm}$  zu Null gesetzt, da die zu Grunde liegenden Differenzenquotienten sehr empfindlich auf derlei Ungenauigkeiten reagieren. Abbildung 4-10 zeigt, dass das Verkleinern des Strömungsfeldes um einen Wandabstand von ca.  $1.5 \text{ mm}$  auch auf die Berechnung der reduzierten relativen Festkörperrotation nur sehr geringe Auswirkungen hat.

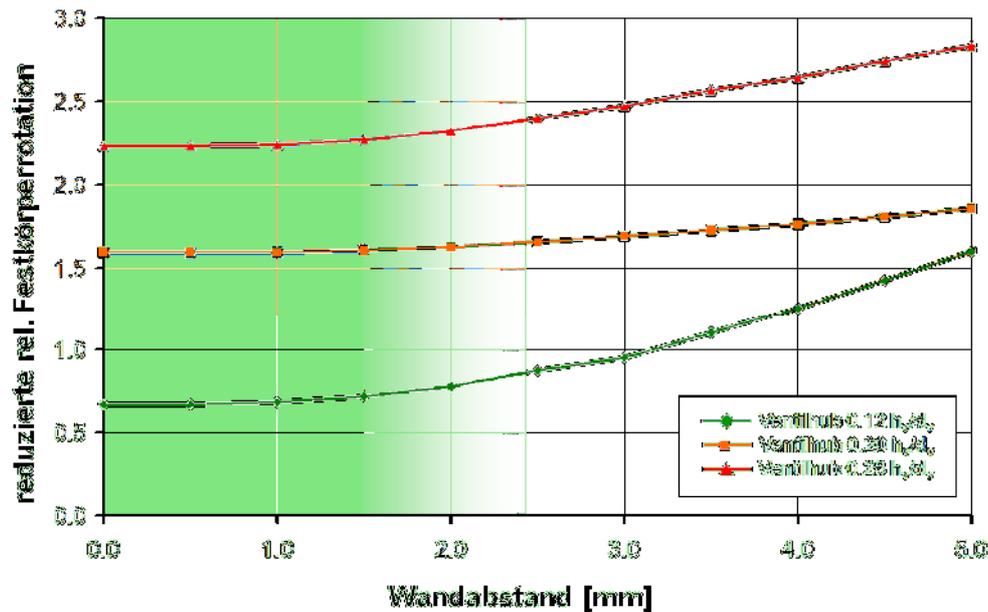


Abbildung 4-10: Einfluss des Wandabstands

Der Einfluss der Anzahl an Messwiederholungen ist in Abbildung 4-11 dargestellt. Begründet wird die mehrmalige Wiederholung der Messung z.B. mit dem Vermeiden inhomogener Seedungsverteilung innerhalb des Strömungsfeldes. Für alle drei Ventilhube ändert sich die relative Festkörperrotation ab ca. 50 Messwiederholungen nicht mehr maßgeblich (oberes Diagramm). Die Abhängigkeit des Strömungsfeldes in axialer Richtung von der Anzahl an Wiederholungen zeigt das untere Diagramm. Die Qualität des Strömungsfeldes wird mit größer werdender Anzahl an Messwiederholungen deutlich verbessert. Während bei wenigen Messwiederholungen die mittlere Abweichung der Geschwindigkeit aller Einzelvektoren in axialer Strömungsrichtung gegenüber einer hohen Anzahl an Wiederholungen noch sehr groß ist, wird sie bei zunehmender Anzahl an Messungen immer geringer. Ab ca. 100 Wiederholungen ist sie ausreichend klein, sodass diese Anzahl einen guten Kompromiss aus zeitlichem Messaufwand und Messgenauigkeit darstellt und somit für alle Messungen dieser Arbeit verwendet wird.

Weitere Faktoren, die sich wesentlich auf PIV-Messergebnisse auswirken, sind Tracerpartikel-bezogene Eigenschaften wie Teilchenfolgevermögen, Streulichtintensität und Anzahldichte in der Strömung. Häufig führt eine Verbesserung einer Partikel-Eigenschaft (z.B. besseres Teilchenfolgevermögen durch kleinere Partikel) zu einer Verschlechterung einer anderen (z.B. geringere Streulichtintensität). Typisch sind Durchmesser von Ölparkeln in Gasströmungen zwischen  $0.5$  und  $10 \mu\text{m}$ . Auf das Teilchenfolgevermögen hat neben der Größe natürlich auch die Dichte des Partikels einen wesentlichen Einfluss. Während ein großer Dichteunterschied zwischen Partikeln und Strömung gute Streulichteigenschaften verspricht, verschlechtert sich dadurch das Teilchenfolgevermögen. Die Anzahl der Partikel wird deshalb so eingestellt, dass sie einerseits im gesamten Messquerschnitt ausreichend sichtbar sind und sich andererseits gegenseitig nicht beeinflussen.

Schlussendlich wird ein Kompromiss zwischen guten Streueigenschaften (große Partikel), einem guten Folgevermögen (kleine Partikel) und einer passenden Anzahldichte gewählt [23], [24].

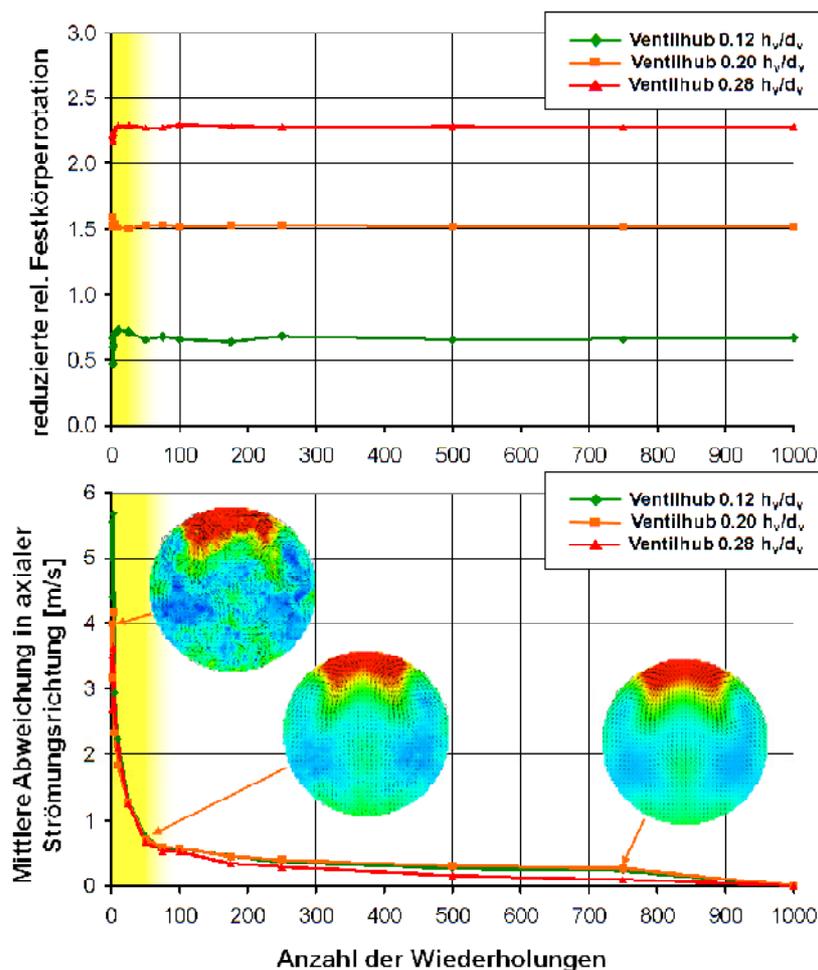


Abbildung 4-11: Einfluss der Anzahl an Wiederholungen

#### 4.2.1.2 Durchführung der Messung

Nach einer Kalibrierung des Messsystems erfolgt die eigentliche PIV-Messung. Die Ventilhubhöhe und die Lage der Messebene werden eingestellt und nach Einregeln der Druckdifferenz auf 20 mbar werden der Strömung Tracerpartikel beigemischt. Danach werden mit einer Frequenz von 2 Hz innerhalb von 50 Sekunden 100 Messungen durchgeführt.

In Abbildung 4-12 ist der Entstehungsprozess der Strömungsbilder dargestellt. Das erste Bild (links oben) zeigt eine einzelne Aufnahme des Querschnitts durch ein Strömungsfeld. Bei genauer Betrachtung werden die Tracerpartikel (oberer Bildbereich) erkennbar. Auch die Reflexionen des Laserlichts am Glaszylinder sind deutlich zu erkennen. Das zweite Bild (rechts oben) zeigt das Geschwindigkeitsfeld als Ergebnis einer einzelnen Messung. Die farblichen Unterschiede entsprechen Geschwindigkeitsunterschieden in der Hauptströmungsrichtung, während radiale und tangentielle Geschwindigkeiten durch Vektoren dargestellt sind. Im dritten Bild (links unten) ist Strömungsfeld abgebildet, das sich aus der Mittelung von 100 Messungen ergibt. Es zeigt ein typisches Strömungsbild eines High-Tumble-Kanals. Nachdem dieses Bild noch nachbearbeitet wird (z.B. Entfernen aller Geschwindigkeitskomponenten außerhalb des Zylinders) ergibt sich schließlich das finale Strömungsbild (rechts unten).

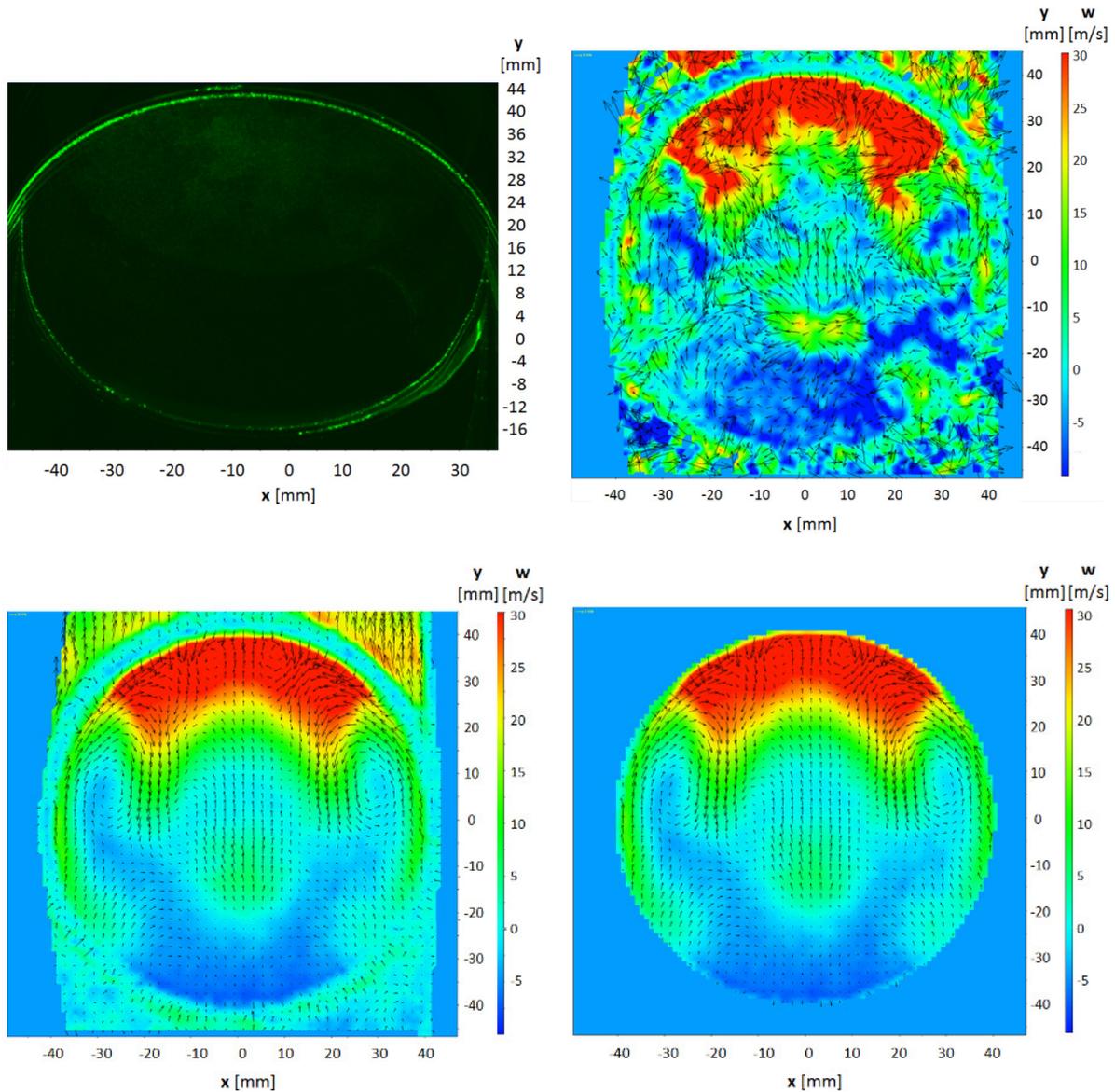


Abbildung 4-12: Entstehungsprozess eines Strömungsbildes

Ist die Messung in einer axialen Ebene beendet, so werden beim selben Ventilhub die jeweils verbleibenden Ebenen vermessen. Erst danach wird der Ventilhub geändert und alle Ebenen erneut vermessen.

#### 4.2.1.3 Bestimmung der Geschwindigkeit aus den Partikelpositionen

Wie bereits oben erwähnt, wird die Geschwindigkeit im jedem Auswertefenster mittels eines Korrelationsalgorithmus bestimmt. Dieser sei im Folgenden für den 2-dimensionalen Fall anhand von Abbildung 4-13 erklärt:

Ausgehend von zwei einzeln beleuchteten Bildern der Strömung zu den Zeitpunkten  $t_0$  (Bild 1) und  $t_0 + \Delta t$  (Bild 2) wird für jedes Auswertefenster  $(i, j)$  der Messebene separat ein spezieller numerischer Algorithmus (Kreuzkorrelation) angewandt, der das Bild 2  $g(i + m, j + n)$  solange um den Abstand  $(m, n)$  gegenüber Bild 1  $f(i, j)$  verschiebt, bis die maximale Übereinstimmung vorliegt. Die Verschiebung der beiden Bilder gegeneinander bildet den lokalen Verschiebungsvektor  $(i + m, j + n)$  und somit kann durch Kenntnis der Zeitdifferenz  $\Delta t$  zwi-

schon den beiden Aufnahmen der lokale Geschwindigkeitsvektor jedes Auswertefensters berechnet werden.

Erreicht die Kreuzkorrelationsfunktion  $K_{II}(m,n)$  ihr Maximum, so zeigt der Verschiebungsvektor  $(m,n)$  jenen Ort an, an dem die Übereinstimmung der beiden Bilder am größten ist. Diese Vorgehensweise wird auf alle Auswertefenster der Messebene angewandt [25].

$$K_{II}(m,n) = \sum_i \sum_j f(i,j) \cdot g(i+m,j+n) \quad (86)$$

Die Parameter  $i$  und  $j$  entsprechen dabei den jeweiligen Auswertefenstern (Pixel) in  $x$ - und  $y$ -Richtung.

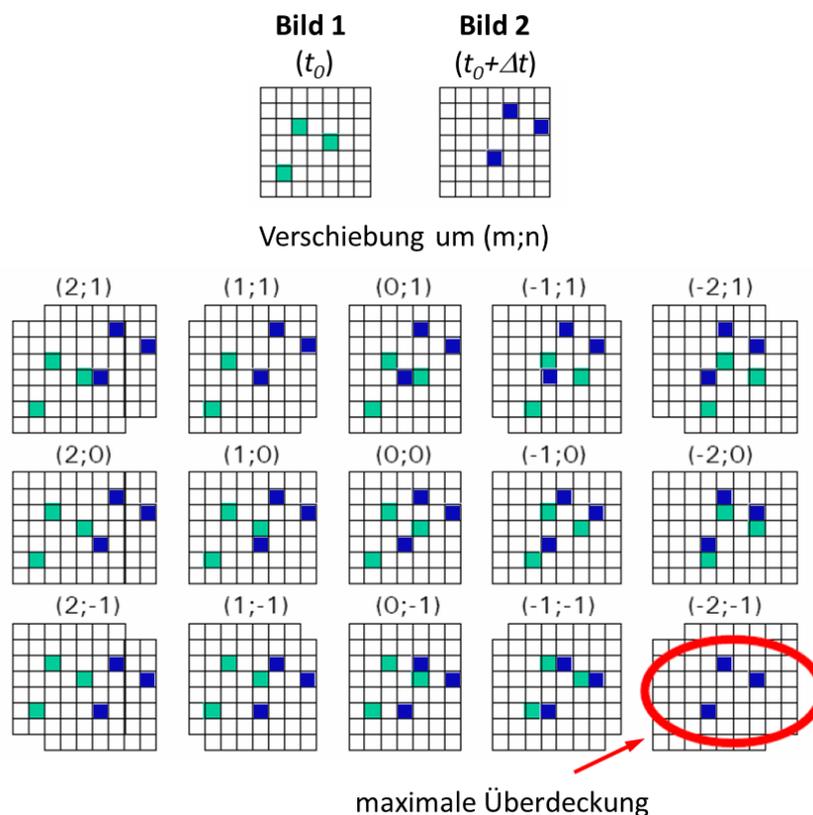


Abbildung 4-13: Prinzip des Kreuzkorrelationsalgorithmus für den 2-dimensionalen Fall [24]

In obiger Abbildung ist auch ersichtlich, dass bei PIV-Messungen nicht einzelne Partikel, sondern ganze Partikelhaufen verfolgt werden. Somit ist die in einem Auswertefenster berechnete Geschwindigkeit eine gemittelte Größe über viele Partikel dieser Fläche. Strömungsstrukturen wie z.B. Rotationen oder Scherungen, die kleiner sind als das Auswertefenster, können nicht aufgelöst werden. [26]

Die in die Prüfstandmesstechnik implementierte Auswertesoftware berechnet anhand der hier vereinfacht dargestellten Ansätze aus den Bildverschiebungen die Geschwindigkeitsfelder (wie in Abbildung 4-12 dargestellt).

Sämtliche mit oben beschriebener Prüfstandmesstechnik aufgenommenen Messergebnisse werden im nächsten Kapitel analysiert und dienen als Grundlage aller charakteristischen Parameter und Kenngrößen.

## 5 Messergebnisse

Wie bereits in Kapitel 1.1.3 erwähnt, werden in der vorliegenden Arbeit dieselben sieben Motortypen betrachtet wie in der Vorgängerarbeit von Pichsenmeister [3]. Im experimentellen Aufbau am stationären Strömungsprüfstand unterscheiden sich diese sieben Motoren im Wesentlichen nur durch die Einlasskanalgeometrie, der Zylinderdurchmesser stromab davon ist stets derselbe.

Aufgrund der sehr schlechten Übereinstimmung der Verbrennungsergebnisse mit der Tumble-Zahl wurde das Strömungsfeld von Motor 3 als erstes neu vermessen. Die für diesen Motor erhaltenen Messergebnisse werden beispielhaft für alle betrachteten Motortypen in viel Detail analysiert und ausgewertet. Danach werden die wesentlichen Ergebnisse dieser Detailanalyse mit entsprechenden Resultaten für die Motoren 2 und 7 verglichen. Zum Abschluss werden dann in einem umfassenden Überblick die für die sieben Motoren erhaltenen integralen Kenngrößen verglichen und diskutiert.

Die mathematische Definition der in dieser Arbeit neu vorgeschlagenen Kenngrößen erfordert mitunter das Vermessen des Strömungsfeldes in mehreren Ebenen. Nur so ist es möglich, auch die zur vollständigen Berechnung bestimmter Parameter benötigte Veränderung der Geschwindigkeiten in Hauptströmungsrichtung ( $\partial/\partial z$ ) zu ermitteln. Zur Berechnung der Tumble-Zahl, die bis dato den für die meisten Fälle bewährtesten Parameter zur Bewertung der Einlasskanalgeometrien von Ottomotoren darstellt, reicht es hingegen, das Geschwindigkeitsfeld am stationären Strömungsprüfstand in nur einer Ebene zu vermessen. Wie erwähnt, zeigen die Erfahrung und auch Simulationen, dass die Prüfstands-Ergebnisse dabei am besten mit Verbrennungsergebnissen korrelieren, wenn diese Messebene einen Abstand von  $z = D/2$  zum Zylinderkopfboden hat.

Alle Kenngrößenberechnungen werden jeweils mit *MATLAB* durchgeführt, die grafische Auswertung der Berechnungsergebnisse erfolgt mit *EXCEL*.

## 5.1 Axiale Position der Messebenen

Um das Strömungsfeld im Zylinder nicht nur an einem bestimmten Querschnitt, sondern möglichst gesamthaft zu erfassen, wird es für den Fall von Motor 3 an 15 Ebenen vermessen. Diese Anzahl stellt einen Kompromiss dar zwischen einer genauen axialen Auflösung des Strömungsfeldes und einem begrenzten Messaufwand. Abbildung 5-1 zeigt die Lage der für Motor 3 betrachteten Messebenen. Zusätzlich sind deren axiale Abstände vom Zylinderkopfboden in Zahlenwerten in Tabelle 5-1 aufgelistet.

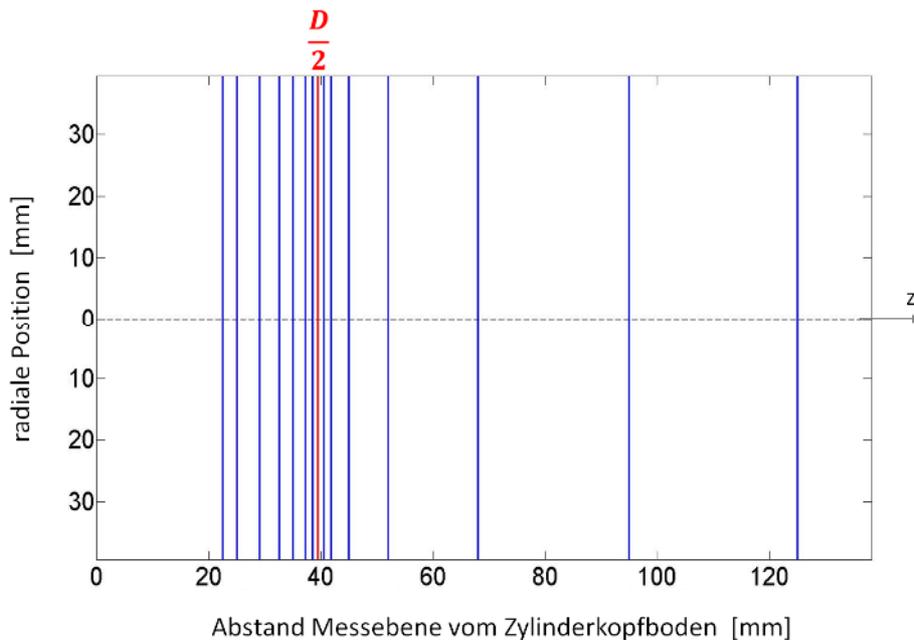


Abbildung 5-1: Lage der Messebenen Motor 3

Messebene Nr.	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15
z [mm]	22.5	25	29	32.5	35	37.2	38.5	39.5	40.5	41.8	45	52	68	95	125

Tabelle 5-1: Lage der Messebenen Motor 3

Die Lage der Messebenen wurde hierbei so gewählt, dass das Strömungsfeld im Bereich um  $z = D/2$  möglichst fein aufgelöst wird, wo auch die Tumble-Zahlen am besten mit Verbrennungsergebnissen korrelieren. Mit größer werdendem Abstand von der Position  $z = D/2$  nimmt der Abstand der Messebenen zueinander in beide Richtungen zu.

Obwohl der Hub dieses Motors nur 90 mm beträgt, werden noch zwei weitere Ebenen außerhalb dieser Strecke vermessen ( $z = 95$  und  $125$  mm), um das Strömungsfeld in seiner gesamten Struktur zu erfassen und eventuelle weitreichende Störungen auch noch in großer Entfernung der Einlasskanäle aufzeigen zu können.

Die axiale Position der Messebene Nr. 1 entspricht jenem minimalen Abstand zum Zylinderkopfboden, bei dem aufgrund der geometrischen Randbedingungen des Prüfstands gerade noch störungsfrei und verlässlich gemessen werden kann.

## 5.2 Detaillierte Auswertung des Strömungsfeldes von Motor 3

Die Vermessung des Strömungsfeldes von Motor 3 erfolgt in den in Abbildung 5-1 gezeigten fünfzehn Messebenen zu je zehn Ventilhuben  $h_v$ . Die Größe der Ventilhubhöhe  $VH$  wird so eingestellt, dass – wie in Kapitel 3.1 beschrieben – die dimensionslose Form der Ventilhubhöhe,  $h_v/d_v$ , Werte von 0.04, 0.08, ..., 0.4 einnimmt. Abbildung 5-2 zeigt die Verläufe des jeweils über den Zylinderquerschnitt gemittelten Betrags des Wirbelvektors  $\bar{\omega}$  für verschiedene Ventilhubhöhe aufgetragen über die axiale Lage der Messebene.

$VH 1$  bis  $VH 10$  entsprechen darin den Ventilhubhöhen in ansteigender Reihenfolge ( $VH 1$ :  $h_v/d_v = 0.04$ ,  $VH 10$ :  $h_v/d_v = 0.4$ ). Die Vorgabe dieser ansteigenden Ventilhubhöhe stellt gleichsam in diskreter Form den Ansaugtakt des Motors dar.

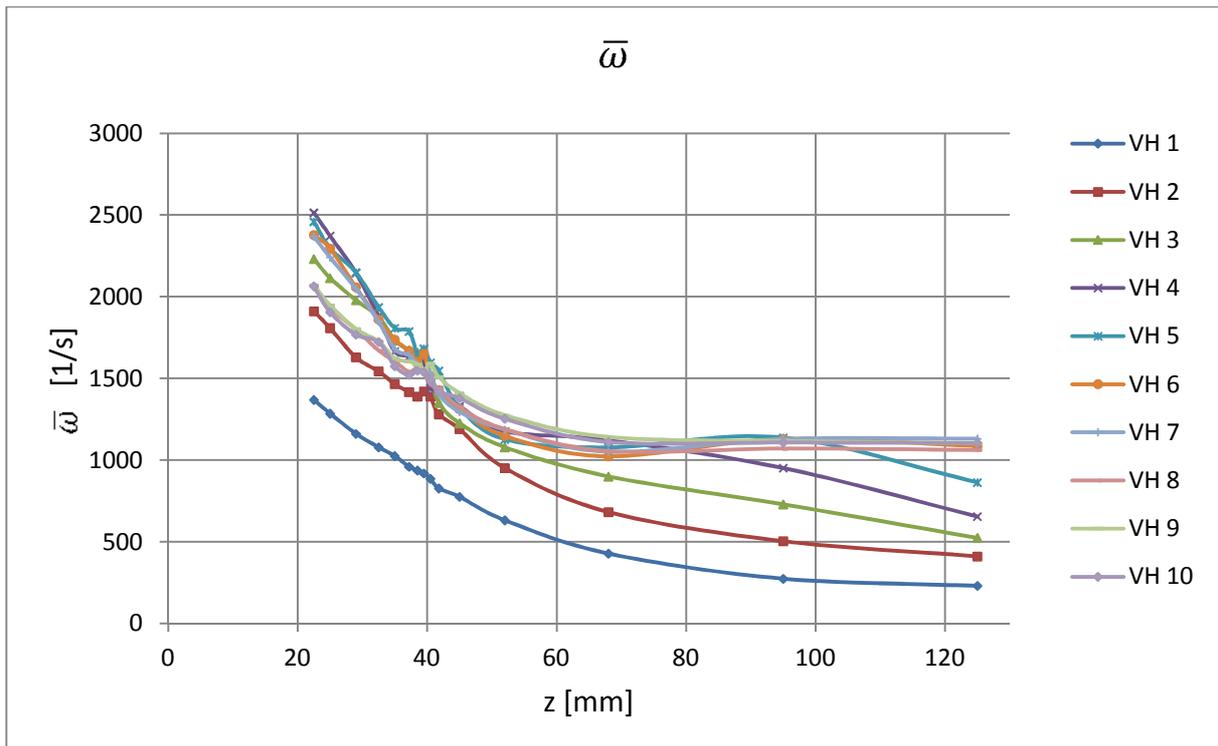


Abbildung 5-2: Kenngröße  $\bar{\omega}$  in Abhängigkeit von Ventilhub und Lage der Messebene

Aus Abbildung 5-2 geht hervor, dass die Kenngröße  $\bar{\omega}$  sowohl von der Lage der Messebene als auch von der Größe des Ventilhubes abhängt. Es ist deutlich zu erkennen, dass mit zunehmendem Abstand der Messebene vom Zylinderkopfboden die lokale, gemittelte Rotation des Strömungsfeldes bis ca.  $z = 70 \text{ mm}$  bei allen Ventilhubhöhen abnimmt. Ab diesem Abstand bleibt  $\bar{\omega}$  für die fünf größeren Ventilhubhöhen annähernd konstant. Im Gegensatz dazu nimmt  $\bar{\omega}$  für die kleineren Ventilhubhöhen weiterhin stetig ab. Der Grund für die Konstanz von  $\bar{\omega}$  bei den fünf größten Ventilhubhöhen ab ca.  $70 \text{ mm}$  liegt in der Zunahme des Betrages der über die Messebene gemittelten Komponente  $\overline{\omega_y}$  in diesem Bereich. Abbildung 5-3 zeigt die axiale Variation des Querschnittsmittelwerts dieser Komponente, definiert als

$$\overline{\omega_y} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \omega_{y_i} \quad (87)$$

mit

$$\omega_y = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial x} \right). \quad (88)$$

Die beobachtete Zunahme von  $\overline{\omega}_y$  ab ca.  $z = 70 \text{ mm}$  geht auf den starken wandnahen Gradienten der Geschwindigkeit  $w$  in die wandnormale ( $x$ -) Richtung zurück, da die Wandreibung durch die bei größeren Ventilhuben höheren Massenströme zunimmt.

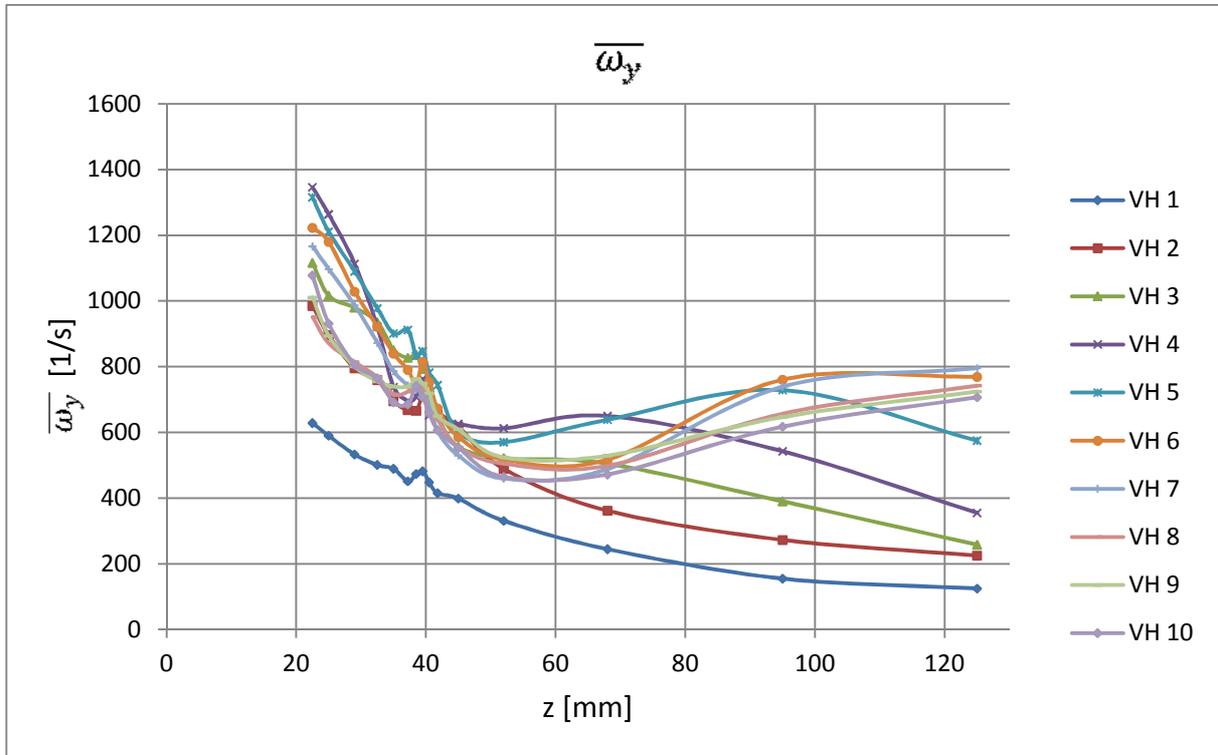


Abbildung 5-3:  $\overline{\omega}_y$  in Abhängigkeit von Ventilhub und Lage der Messebene

Weiters zeigen die Verläufe von  $\overline{\omega}$ , dass die lokalen Verwirbelungen des Strömungsfeldes bei sehr kleinen Ventilhuben am geringsten sind und sich ab einer bestimmten Öffnung der Einlassventile nicht mehr allzu stark ändern.

Abbildung 5-4 veranschaulicht anhand von Konturen des lokalen Betrags des Wirbelvektors die Abschwächung der Wirbel im Geschwindigkeitsfeld mit zunehmendem Abstand der vermessenen Ebene vom Zylinderkopfboden exemplarisch für den siebenten Ventilhub von Motor 3. Die lokalen  $\omega$ -Werte sind mit mehr als  $5000 \text{ s}^{-1}$  am stärksten in der Nähe der Zylinderwand in den Querschnitten mit geringem Abstand zu den Einlassventilen. Die an den Einlassventilen induzierten Wirbelstrukturen sind im  $\omega$ -Feld auch weiter stromab von der Störquelle gut zu erkennen, wobei die Maximalwerte in diesen Ebenen jedoch nur noch Werte um  $2000 \text{ s}^{-1}$  annehmen.

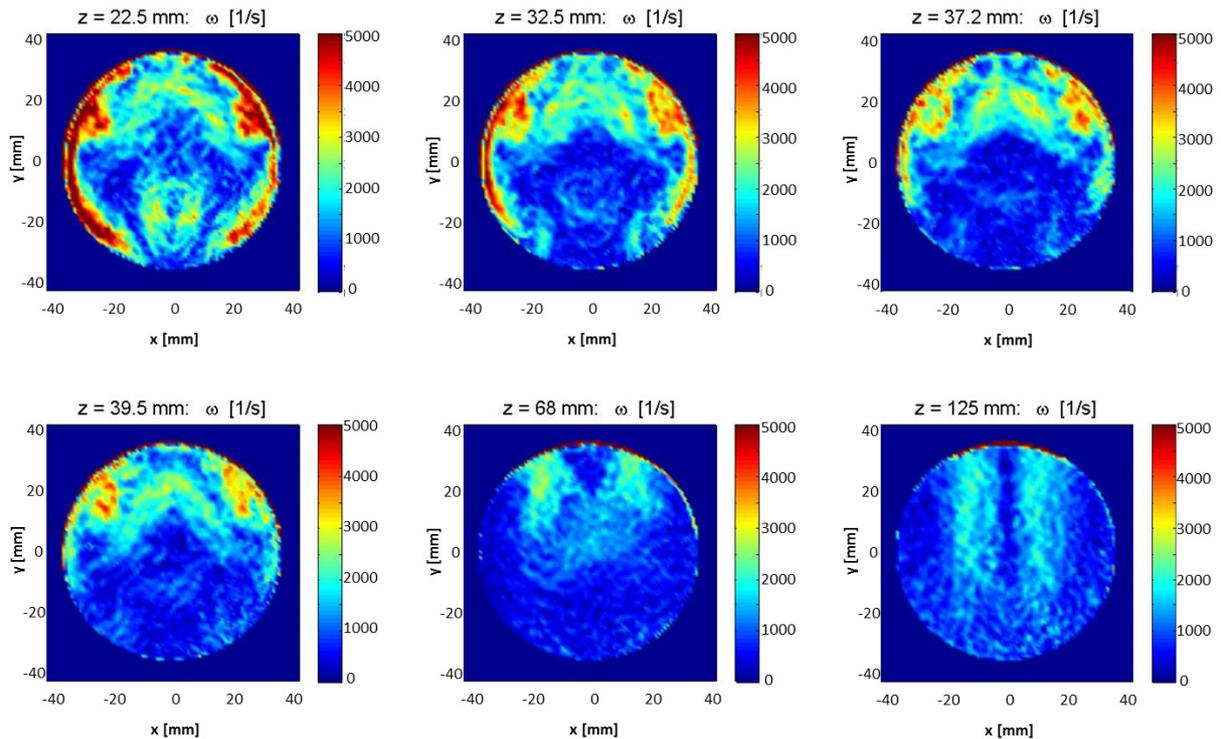


Abbildung 5-4:  $\omega$ -Feld Motor 3, *VH 7*

Die in Abbildung 5-2 beobachtete Abhängigkeit der Kenngröße  $\bar{\omega}$  vom Ventilhub ist ebenfalls sehr gut in den  $\omega$ -Konturen an einem gegebenen Messquerschnitt bei variiertem Ventilhub zu erkennen. Abbildung 5-5 vergleicht konkret die  $\omega$ -Felder an einer ausgewählten Stromab-Position  $z = 68 \text{ mm}$  (= Messebene 13) für drei Ventilhübe. Diese Messebene wurde zur Veranschaulichung deshalb gewählt weil dort nach Abbildung 5-2 deutliche Unterschiede zwischen den drei gewählten Ventilhuben zu erkennen sind. Während bei *VH 1* nur wenige und kleine Wirbel auftreten, mehren und verstärken sich diese bei größeren Ventilhuben deutlich. Abbildung 5-6 zeigt die axialen Geschwindigkeitskonturen bei diesen Ventilhuben in derselben Messebene. Klar zu erkennen ist, dass naturgemäß die größten Wirbelstrukturen im Bereich der stärksten Änderungen der Geschwindigkeitskomponenten  $w$  in  $x$ - und  $y$ -Richtung auftreten.

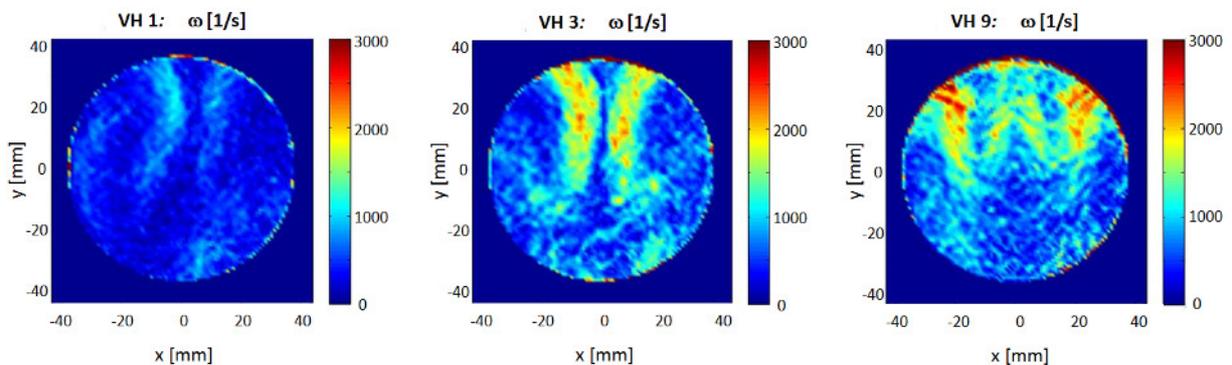


Abbildung 5-5:  $\omega$ -Konturen (Motor 3, Messebene 13) in Abhängigkeit des Ventilhubes

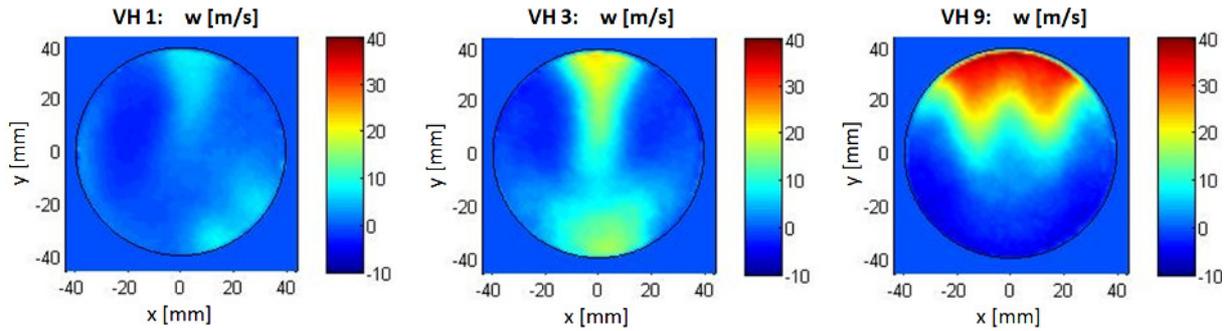


Abbildung 5-6: Konturen der Geschwindigkeitskomponente  $w$  (*Motor 3*, Ebene *13*) in Abhängigkeit des Ventilhubes

Eine tendenziell völlig umgekehrte Abhängigkeit vom Ventilhub zeigt die entdimensionalisierte Form des über den Querschnitt gemittelten Wirbelvektorbetrags,  $\bar{\omega}^* = \bar{\omega}/\omega_{Mot}$ , wie aus Abbildung 5-7 hervorgeht. Diese Trendumkehr ist der einfachen Tatsache geschuldet, dass die als Bezugsgröße verwendete fiktive Motordrehzahl direkt proportional dem Massenstrom durch den Zylinder ist. Da der Massenstrom und damit die Bezugsgröße  $\omega_{Mot}$  mit kleiner werdendem Ventilhub stark abnimmt, nimmt die dimensionslose Größe  $\bar{\omega}^*$  im Gegensatz zum dimensionsbehafteten Parameter  $\bar{\omega}$  bei kleiner werdenden Ventilhuben zu und nicht ab. Die für die Veränderlichkeit in die  $z$ -Richtung beobachtete Tendenz, dass  $\bar{\omega}^*$  mit zunehmendem Abstand vom Zylinderkopfboden abnimmt bzw. sich bei größeren Ventilhuben ab ca.  $z = 70 \text{ mm}$  nicht mehr stark ändert, bleibt - wie der Vergleich mit Abbildung 5-2 zeigt - natürlich erhalten. Ab einem Abstand von ca.  $z = 100 \text{ mm}$  vom Zylinderkopfboden bleibt  $\bar{\omega}^*$  für alle Ventilhuben annähernd bei einem Wert von ca.  $\bar{\omega}^* = 4$  konstant.

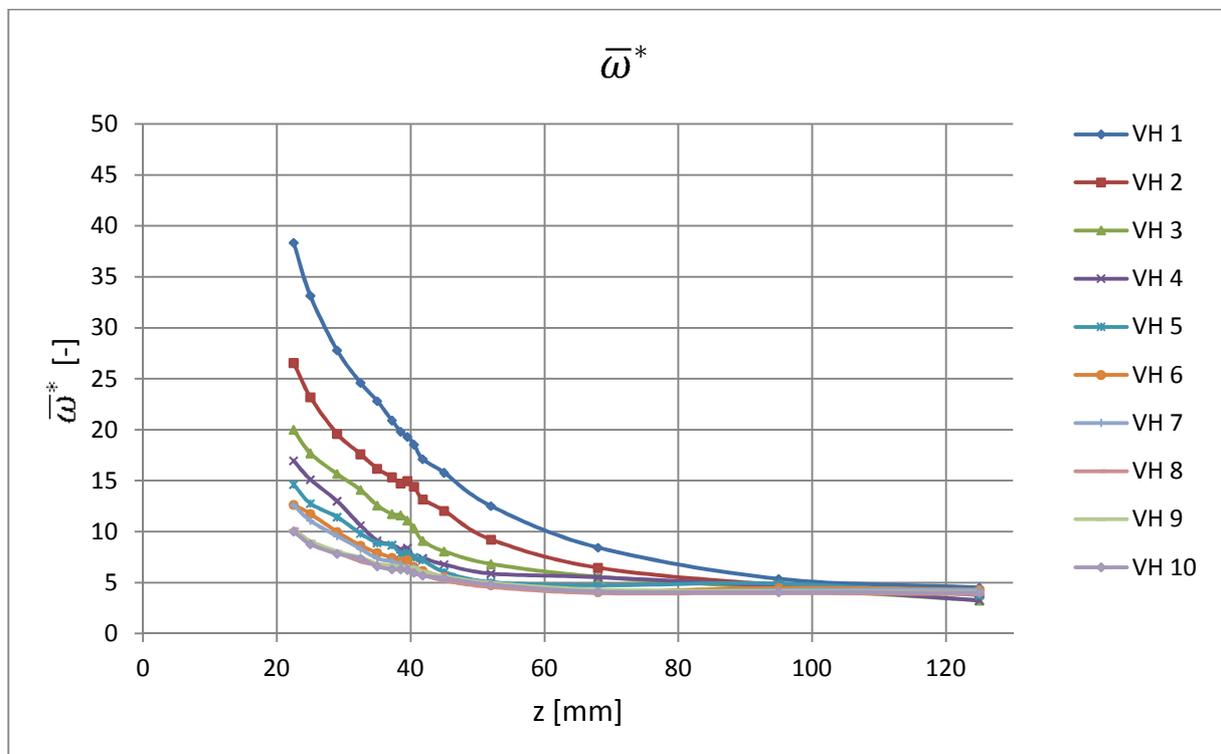


Abbildung 5-7: Entdimensionalisierter Parameter  $\bar{\omega}^*$  in Abhängigkeit von Ventilhub und Lage der Messebene

Sehr ähnliche Tendenzen wie  $\bar{\omega}$  bzw.  $\bar{\omega}^*$  weisen auch die Verläufe ihrer Standardabweichungen,  $\overline{\omega_{rms}}$  und  $\overline{\omega_{rms}^*}$ , dargestellt in den Abbildungen 5-8 und 5-9, auf. Auffällig ist die für die einzelnen Ventilhubbe beobachtete größere Variation der Kenngröße  $\overline{\omega_{rms}}$  verglichen mit  $\bar{\omega}$  (vgl. Abbildung 5-2). Diese stärkere Variation kann mit den allgemeinen Betrachtungen zur Standardabweichung zu einer beispielhaften Geschwindigkeitsverteilung in Kapitel 3.2.1 begründet werden. Im Gegensatz dazu liegen die Verläufe von  $\overline{\omega_{rms}^*}$  – abgesehen von den drei kleinsten Ventilhuben – analog zu den Verläufen von  $\bar{\omega}^*$  eng aneinander. Der Grund dafür ist wiederum die Division durch die dem Massenstrom proportionale fiktive Motordrehzahl, welche mit größer werdendem Ventilhub zunimmt und somit für kleinere Werte von  $\overline{\omega_{rms}^*}$  sorgt. Ebenso ist abermals zuerkennen, dass sich die Kenngröße  $\overline{\omega_{rms}^*}$  ab ca.  $z = 100 \text{ mm}$  Abstand zum Brennraum nur mehr minimal ändert und sich in diesem Bereich auch der Ventilhub nicht mehr stark auf ihren Betrag auswirkt.

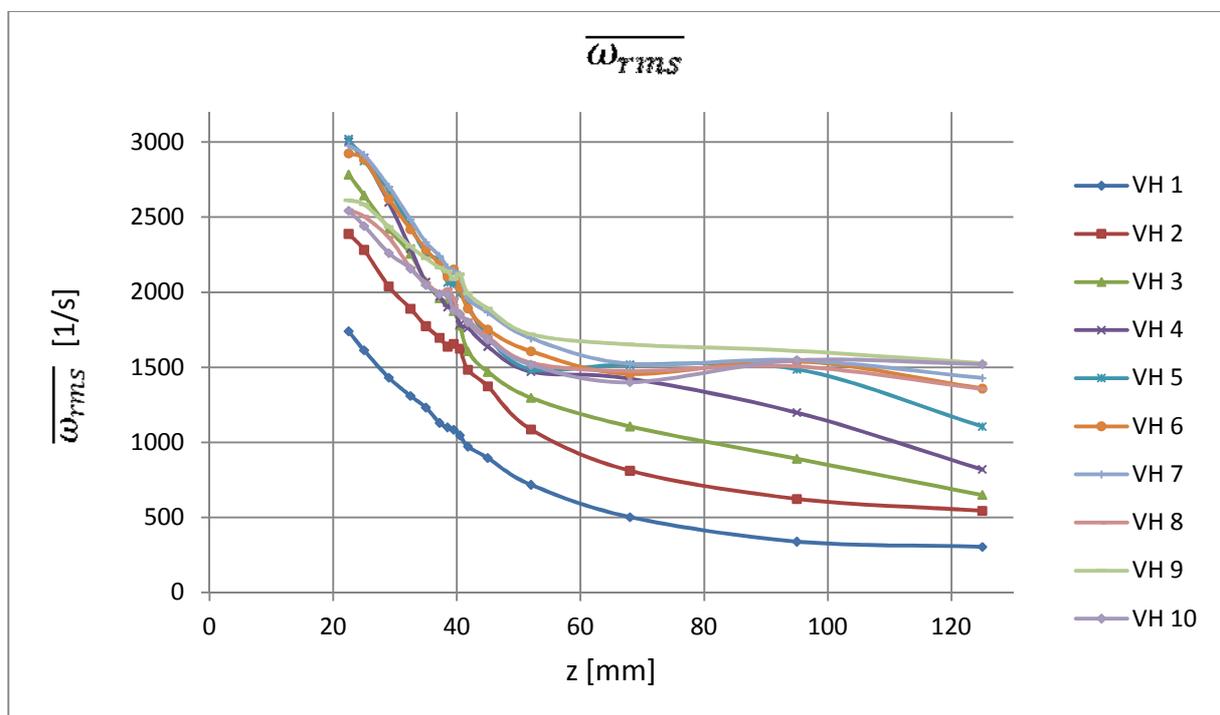


Abbildung 5-8: Kenngröße  $\overline{\omega_{rms}}$  in Abhängigkeit von Ventilhub und Lage der Messebene

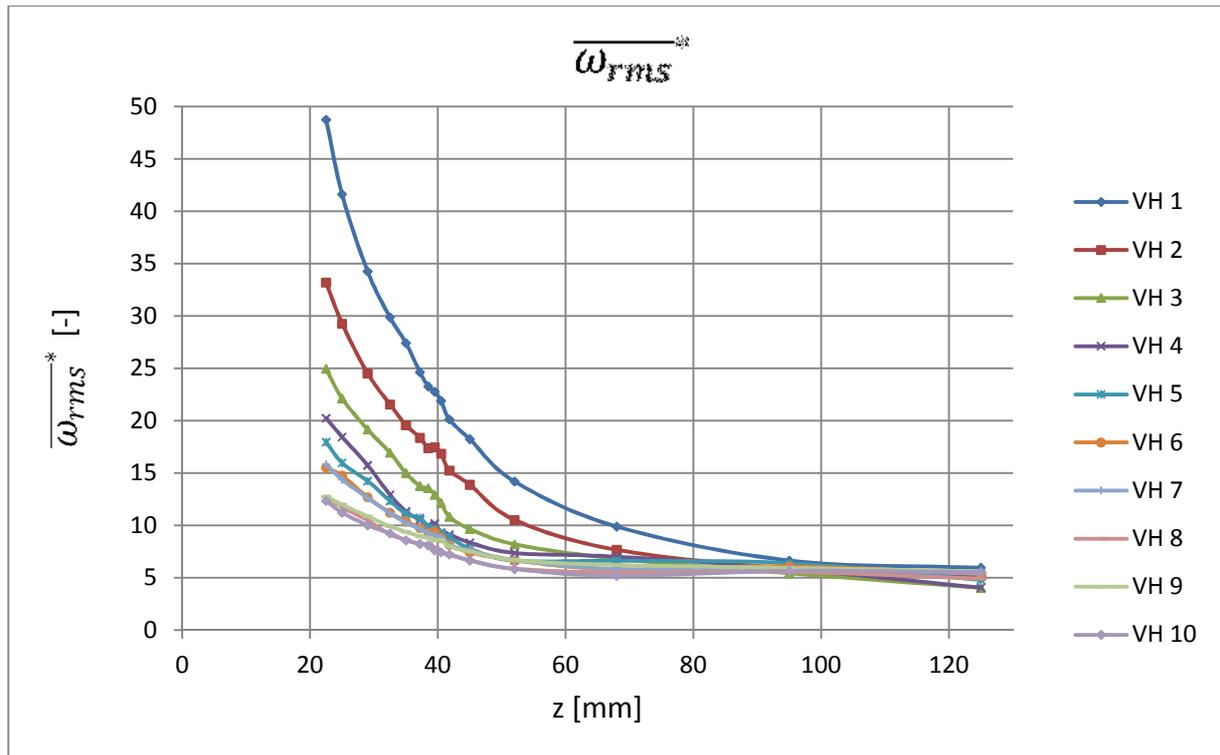


Abbildung 5-9: Entdimensionalisierter Parameter  $\overline{\omega_{rms}^*}$  in Abhängigkeit von Ventilhub und Lage der Messebene

Zusammenfassend kann aus den Abbildungen 5-2 bis 5-9 geschlossen werden, dass die mittlere Intensität und Varianz der lokalen Wirbelbewegung des Strömungsfeldes stark abhängt von der Größe des Ventilhubs sowie der axialen Lage im Strömungsfeld. Beträgsmäßig sind die auf der Standardabweichung basierten Kenngrößen  $\overline{\omega_{rms}}$  und  $\overline{\omega_{rms}^*}$  durchgehend größer als die Parameter  $\overline{\omega}$  und  $\overline{\omega^*}$ , was mit den Betrachtungen aus Kapitel 3.2.1 begründet wird.

### 5.2.1 Einfluss der Anzahl der Messebenen

Wie in Abbildung 5-1 gezeigt, wurde das Geschwindigkeitsfeld von Motor 3 an fünfzehn axialen Messebenen vermessen. Da der zeitliche Aufwand für eine solch detaillierte Vermessung recht hoch ist (inklusive Kalibrierung des Messsystems mindestens zehn Stunden für zehn Ventilhube und fünfzehn Messebenen), wurden die generierten Messdaten nochmals ausgewertet – jetzt allerdings unter Berücksichtigung der Daten aus nur sieben statt fünfzehn Ebenen. Das auf diese Weise reduzierte Raster an Messebenen entspricht einer gröberen Auflösung der Strömung in axialer Richtung als im Fall mit fünfzehn Ebenen. Die axiale Position der nunmehr verwendeten sieben Messebenen ist in Abbildung 5-10 sowie Tabelle 5-2 dargestellt.

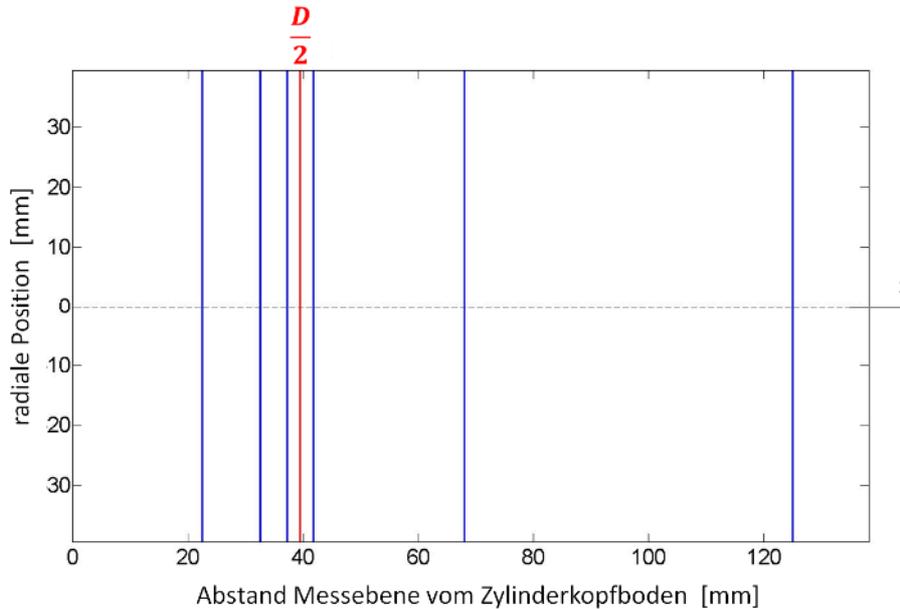


Abbildung 5-10: Lage der sieben Messebenen bei gröberer axialer Auflösung

Messebene Nr.	1	2	3	4	5	6	7
z [mm]	22.5	32.5	37.2	39.5	41.8	68	125

Tabelle 5-2: z-Position der sieben Messebenen

In den Abbildungen 5-11 und 5-12 werden die beiden Parameter  $\bar{\omega}^*$  und  $\overline{\omega_{rms}}^*$  jeweils mit Daten aus fünfzehn bzw. sieben Ebenen verglichen. Darin wird beispielhaft jeweils der siebente Ventilhub ausgewertet. Beide Diagramme veranschaulichen deutlich, dass sich das Reduzieren der Anzahl an Messebenen im Strömungsfeld nur sehr geringfügig auf das Berechnungsergebnis der neuen Kenngrößen auswirkt. Die Abweichung zwischen der Auswertung mit fünfzehn und sieben Messebenen liegt für alle Ventilhube im niedrigen einstelligen Prozentbereich.

Sämtliche auftretende Unterschiede in der Auswertung durch Ignorieren einiger Messebenen beruhen naturgemäß rein auf einer Änderung der Geschwindigkeitsgradienten in z-Richtung. Daraus lässt sich schließen, dass sich die Strömungsgeschwindigkeit in dieser Richtung innerhalb kleiner Distanzen nicht maßgeblich ändert, bzw. die Gradienten in z-Richtung nur relativ wenig zu den Komponenten des Wirbelvektors beitragen. Diese Tatsache wird im folgenden Kapitel 5.2.2 genauer betrachtet.

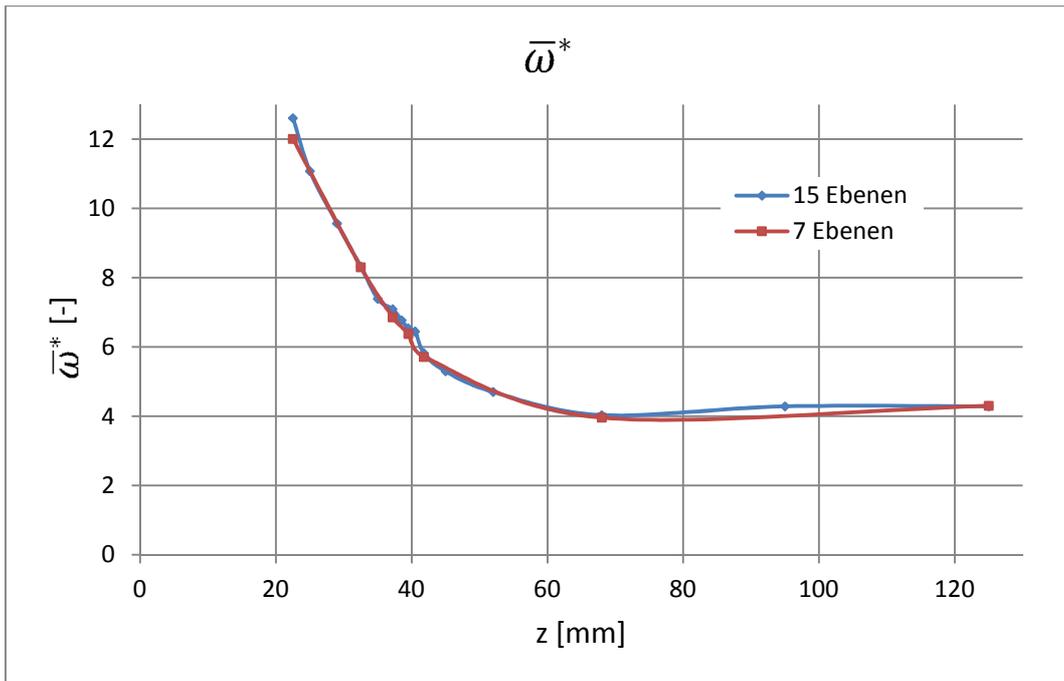


Abbildung 5-11: Vergleich der  $\bar{\omega}^*$ -Verläufe zwischen 15 und 7 Messebenen; VH 7

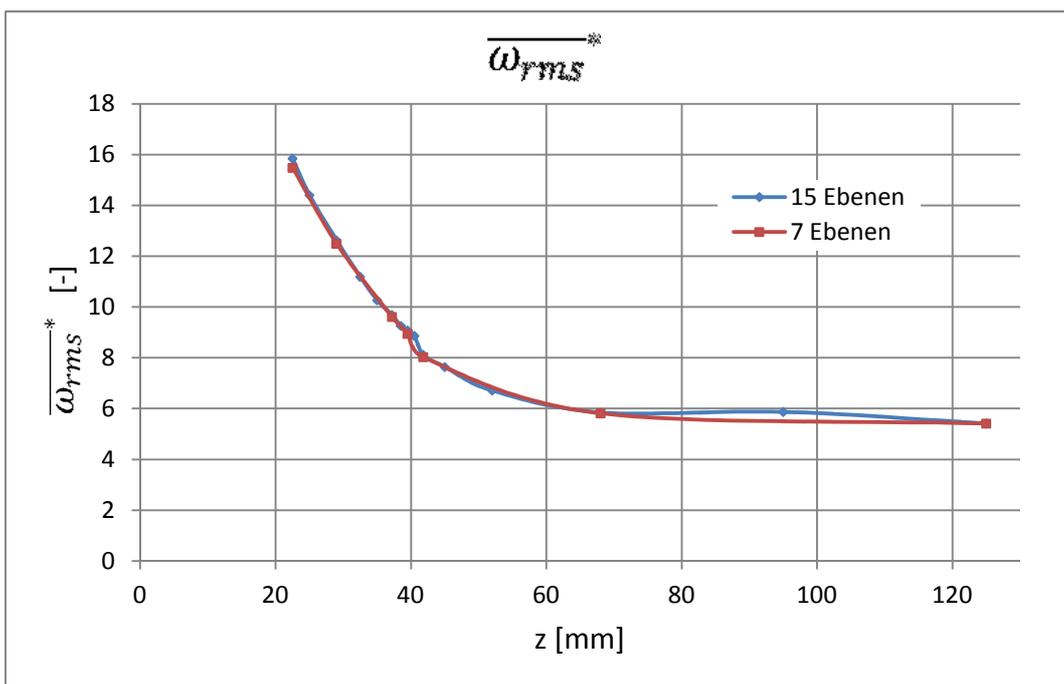


Abbildung 5-12: Vergleich der  $\overline{\omega_{rms}}^*$ -Verläufe zwischen 15 und 7 Messebenen; VH 7

Basierend auf den in dieser Gegenüberstellung gewonnenen Erkenntnissen wurden zur Verminderung der Messzeit auch die Geschwindigkeitsfelder der beiden weiteren an mehreren axialen Querschnitten detailliert untersuchten Motoren 2 und 7 in nur sieben anstatt in fünfzehn Ebenen vermessen.

### 5.2.2 Einfluss der Gradienten in Hauptströmungsrichtung

Dieses Kapitel behandelt den Einfluss der Gradienten in Hauptströmungsrichtung ( $\partial/\partial z$ ) auf die Berechnung der neuen Kenngrößen. Dazu werden in der Berechnung des Wirbelvektors zur Bestimmung der Parameter  $\bar{\omega}^*$  und  $\overline{\omega_{rms}}^*$  alle Änderungen in Hauptströmungsrichtung vernachlässigt und das Ergebnis anschließend der ursprünglichen Berechnung, welche auch die  $z$ -Ableitungen berücksichtigt, gegenübergestellt. Im Gegensatz zur vollständigen Formulierung in Gleichung (20) erfolgt die reduzierte Berechnung nun gemäß

$$\vec{\omega} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \frac{\partial w}{\partial y} \\ -\frac{\partial w}{\partial x} \\ \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \omega_x \\ \omega_y \\ \omega_z \end{pmatrix}. \quad (89)$$

Die Ergebnisse dieser Auswertung sind in den Abbildungen 5-13 und 5-14 dargestellt, wiederum beispielhaft für den Fall *VH 7*. Aus beiden Diagrammen geht hervor, dass die Abweichung, die in der Berechnung von  $\bar{\omega}^*$  und  $\overline{\omega_{rms}}^*$  durch Weglassen der  $z$ -Ableitungen entsteht, sehr gering ist. Im Mittel über alle Ventilhube liegt die prozentuelle Abweichung bei  $\bar{\omega}^*$  deutlich unter 10% und bei  $\overline{\omega_{rms}}^*$  sogar meist unter 2%. Dieses Ergebnis steht stark in Einklang mit den Schlussfolgerungen aus Kapitel 5.2.1 – nämlich, dass sich die Geschwindigkeitsgradienten in Hauptströmungsrichtung nur geringfügig auf das Berechnungsergebnis auswirken.

Somit ist es unter Inkaufnahme geringer Fehler möglich, die neuen, auf lokalen Geschwindigkeitsgradienten beruhenden Kenngrößen auch dann zu berechnen, wenn das Strömungsfeld, wie es bisher in der Firma AVL List GmbH bis dato generell der Fall war, in nur einer Querschnittsebene vermessen wird.

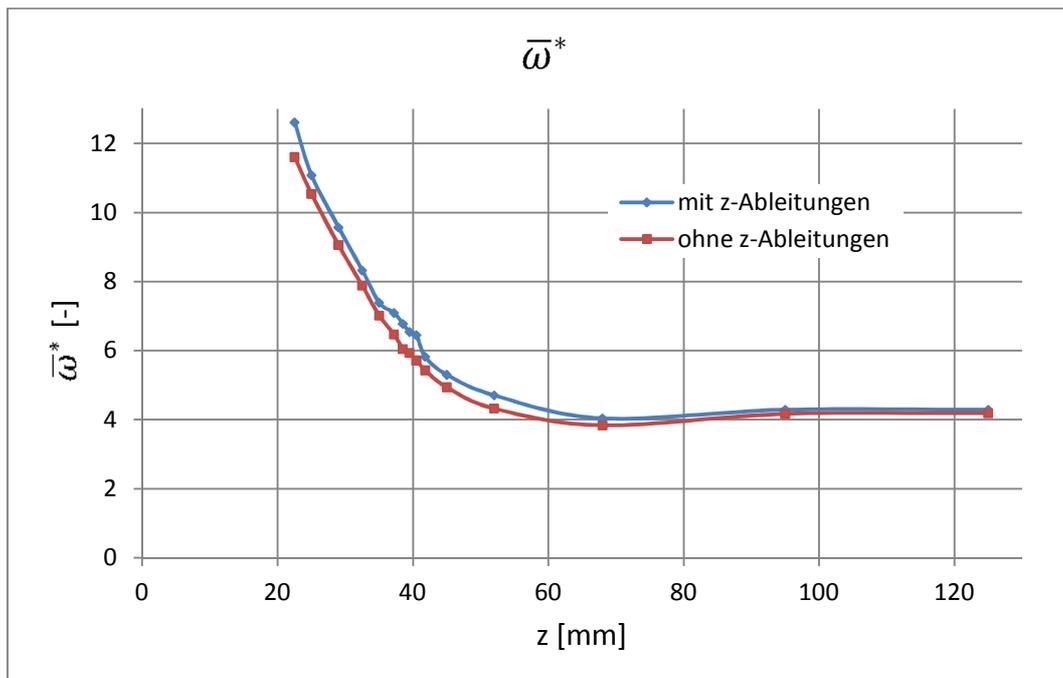


Abbildung 5-13: Einfluss der Gradienten in  $z$ -Richtung auf  $\bar{\omega}^*$ ; *VH 7*

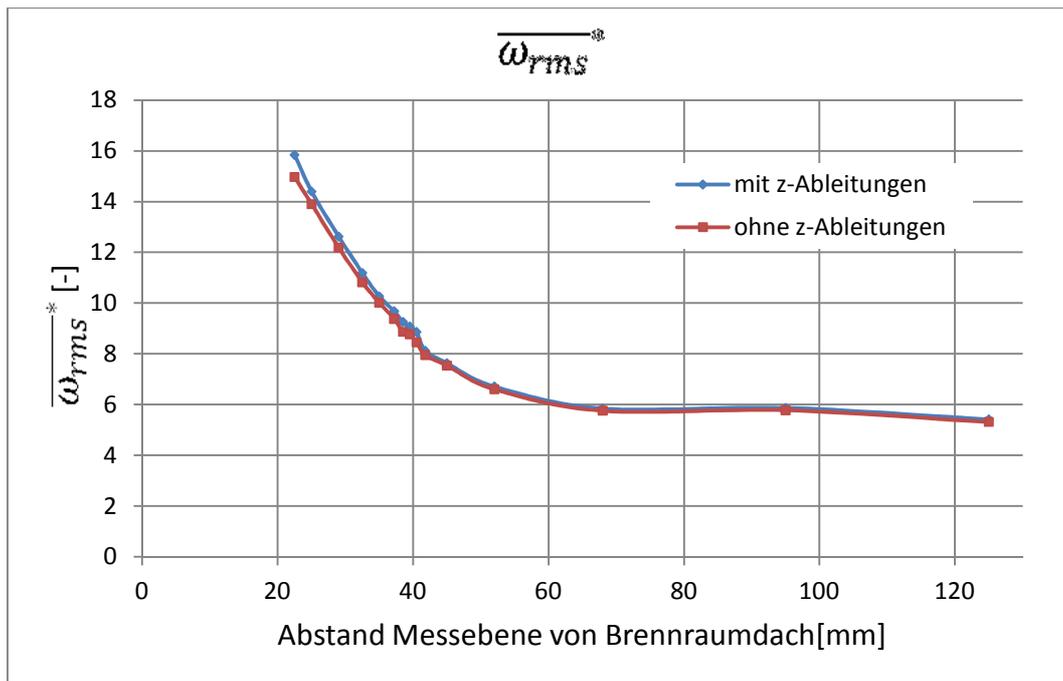
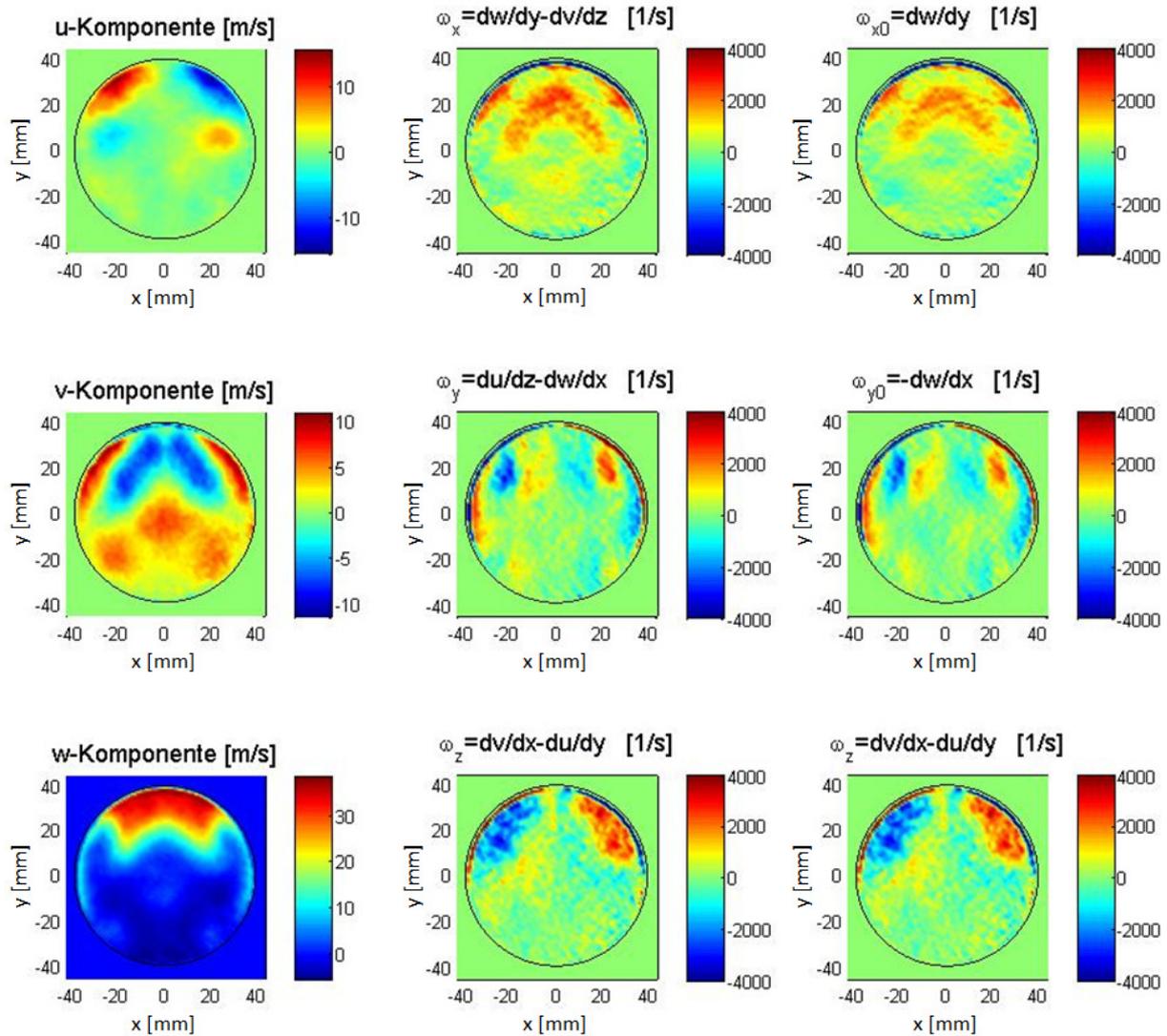


Abbildung 5-14: Einfluss der Gradienten in  $z$ -Richtung auf  $\overline{\omega_{rms}}^*$ ; VH 7

Obige Schlussfolgerung hinsichtlich des geringen Einflusses der Gradienten in Hauptströmungsrichtung auf die Kenngrößenberechnung wird auch durch Betrachtung der Konturen von Gradientenfeldern anschaulich belegt. Abbildung 5-15 zeigt in der linken Spalte die drei Geschwindigkeitskomponenten des Strömungsfelds beispielhaft in der vierten Messebene ( $z = 39.5 \text{ mm}$ ) beim siebenten Ventilhub. Die zweite und dritte Spalte vergleichen die Gradientenfelder der drei Komponenten des Wirbelvektors  $\omega_x$ ,  $\omega_y$  und  $\omega_z$  miteinander, wobei in der dritten Spalte die  $z$ -Ableitungen zu Null gesetzt werden. Die lokalen Drehungen um die  $z$ -Achse –  $\omega_z$  – bleiben gleich, da sie nur von Geschwindigkeitsänderungen in  $x$ - und  $y$ -Richtung abhängig sind.  $\omega_x$  und  $\omega_y$  mit fehlender  $z$ -Ableitung werden hier als  $\omega_{x0}$  bzw.  $\omega_{y0}$  bezeichnet und berechnen sich nach Gleichung (89). Aus dem Vergleich der Gradientenfelder  $\omega_x$  mit  $\omega_{x0}$  bzw.  $\omega_y$  mit  $\omega_{y0}$  geht hervor, dass die Unterschiede und somit der Einfluss der  $z$ -Ableitungen qualitativ wie quantitativ minimal sind.

Auffallend sind die Bereiche sehr nahe der Wand. Diese zeigen zum Teil extrem große Werte. Die Bestimmung von Geschwindigkeitsgradienten sehr nahe an festen Wänden – in diesem Fall an der Innenseite der Zylinderwand – ist meist mit Fehlern behaftet, weil sich in diesen Bereichen die optische Geschwindigkeitsmessung als sehr schwierig gestaltet (Reflexionen am Glaszylinder; vgl. Abbildung 4-12). Daher werden im Zuge dieser Arbeit in der Berechnung von gradientenbasierten Parametern und Kenngrößen alle Geschwindigkeitsgradienten bis zu einem Abstand von  $1.5 \text{ mm}$  zur Innenseite des Zylinders zu Null gesetzt, um den Einfluss eventueller Messfehler auszuschließen.

Abbildung 5-15: Geschwindigkeits- und Gradientenfelder Ebene 4 ( $z = 39.5 \text{ mm}$ ), VH 7

### 5.3 Vergleich der Messergebnisse für die Motoren 2, 3 und 7

Dieses Kapitel beinhaltet die vergleichende Auswertung der neuen Kenngrößen für die Motoren 2, 3 und 7. Der Grund für die erneute Vermessung genau dieser drei Motoren wurde bereits in Kapitel 3.3 erläutert. In sämtlichen Abbildungen werden die Ergebnisse dieser drei Einlasskanalgeometrien einander gegenübergestellt. Die Vermessung der Strömungsfelder der Motoren 2 und 7 wurde in denselben sieben Ebenen wie für Motor 3 durchgeführt, deren axiale Positionen in Tabelle 5-2 angegeben sind.

#### 5.3.1 Gemittelter Betrag des Wirbelvektors $\bar{\omega}$

Abbildung 5-16 zeigt die Verläufe des über die Messebene jeweils gemittelten Betrags des Wirbelvektors  $\bar{\omega}$  aufgetragen über die zehn betrachteten relativen Ventilhub  $h_v/d_v$ . Man erkennt, dass Motor 2 im Vergleich zu Motor 3 durchwegs größere  $\bar{\omega}$ -Werte aufweist. Wenn man bedenkt, dass  $\bar{\omega}$  als Mischzeit interpretiert werden kann, bedeutet dies, dass durch die Einlasskanalgeometrie von Motor 2 höhere Mischraten als bei Motor 3 zu erwarten sind und sich dadurch die angesaugte Luft schneller mit dem eingespritzten Kraftstoff homogenisieren

kann. Diese schnelle Gemischbildung wirkt sich natürlich sehr positiv auf die Verbrennung aus und bestätigt die thermodynamische Bewertung der Verbrennungsergebnisse nach Tabelle 3-2, wonach Motor 2 deutlich besser verbrennt als Motor 3.

Die Form der  $\bar{\omega}$ -Verläufe der beiden aufgeladenen Motoren 2 und 3 ist durchwegs ähnlich. Nach einem starken Anstieg von  $\bar{\omega}$  bei den kleinsten Ventilhuben flacht der Verlauf – mit Ausnahme der ersten Messebene – ab und bleibt bei größeren Ventilhuben dann in etwa konstant. Weiters zeigt sich, dass die Verwirbelung des Strömungsfeldes, welche durch  $\bar{\omega}$  charakterisiert wird, mit zunehmendem Abstand der Messebene vom Zylinderkopfboden abnimmt. Dieser Sachverhalt wurde schon in den Abbildungen der axialen Variation von  $\bar{\omega}$  in Kapitel 5.2 veranschaulicht und beruht auf der zunehmenden Vergleichmäßigung des Geschwindigkeitsfeldes mit wachsendem Abstand zu den Einlassventilen.

Die  $\bar{\omega}$ -Verläufe des frei ansaugenden Motors 7 liegen größtenteils zwischen jenen der Motoren 2 und 3. Bei kleinen Ventilhuben zeigen die für Motor 7 erhaltenen Verläufe stets eine stark ansteigende Tendenz sehr ähnlich den Motoren 2 und 3. Diese ansteigende Tendenz bleibt jedoch - wenngleich abgeschwächt - auch mit steigendem Ventilhub erhalten. Im Bereich der großen Ventilhuben werden sogar die Werte von Motor 2 weit überstiegen (Ausnahme: Messebene Nr. 7). Die von den aufgeladenen Motoren 2 und 3 abweichende Einlasskanalgeometrie eines frei ansaugenden Motors führt offensichtlich dazu, dass die Rotation des Strömungsfeldes mit steigendem Ventilhub durchgehend zunimmt, während High-Tumble-Kanäle bei denselben Ventilhuben keine Zunahme bzw. sogar eine Abnahme der mittleren Verwirbelung des Strömungsfeldes zeigen.

### 5.3 Vergleich der Messergebnisse für die Motoren 2, 3 und 7

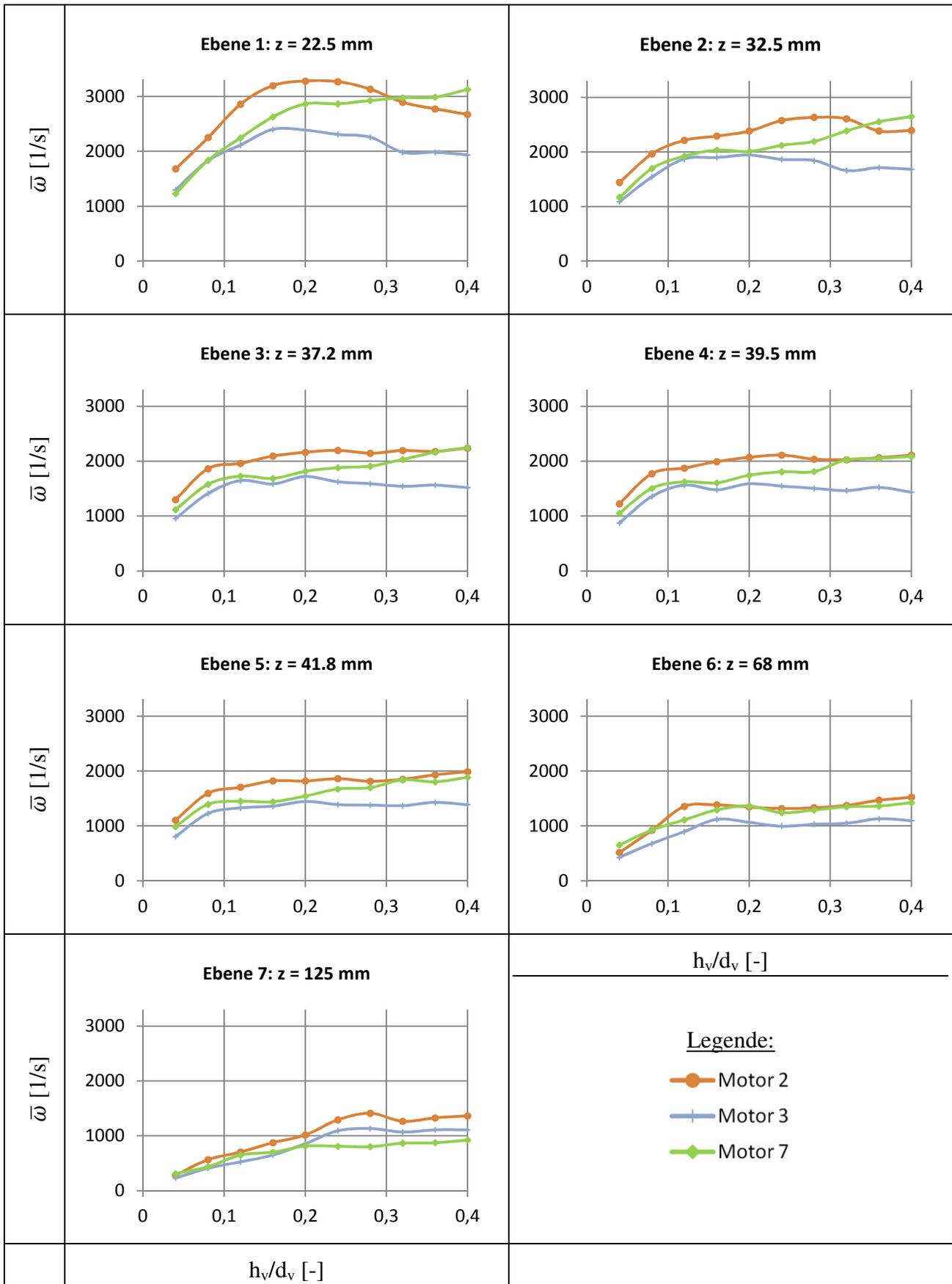


Abbildung 5-16: Querschnittsmittelwerte des Betrags des Wirbelvektors  $\bar{\omega}$  abhängig vom relativen Ventilhub  $h_v/d_v$  an den einzelnen Messebenen

Die in den  $\bar{\omega}$ -Verläufen beobachteten Unterschiede infolge der verschiedenen Einlasskanalgeometrien sind auch in den Konturen von  $\omega$  in den einzelnen Messebenen erkennbar. Abbildung 5-17 veranschaulicht dies exemplarisch für die Messebene 4 ( $z = 39.5 \text{ mm}$ ) beim fünften Ventilhub (entspricht  $h_v/d_v = 0.2$ ). Motor 2 weist offensichtlich größere Bereiche mit hohen  $\omega$ -Werten auf als Motor 3. Besonders klar zu erkennen ist dies in den Bereichen  $-10 \text{ mm} \leq x \leq 10 \text{ mm}$  in der oberen Halbebene ( $y \geq 0 \text{ mm}$ ). Interessant ist der Vergleich mit Motor 7, der zeigt, dass für diesen Motor die  $\omega$ -Werte im Bereich  $y \geq 0 \text{ mm}$  deutlich kleiner sind als bei den Turbomotoren 2 und 3. Dafür tritt bei diesem Motor aufgrund der geringeren Asymmetrie des Strömungsfeldes auch im negativen  $y$ -Bereich ein weiteres Maximum in der axialen Geschwindigkeit auf, wie aus den Konturen in Abbildung 5-18 hervorgeht. Die mit diesem zweiten Maximum einhergehenden großen Geschwindigkeitsgradienten ( $\partial w/\partial x$ ) bzw. ( $\partial w/\partial y$ ) führen schlussendlich zu einem über den Querschnitt gemittelten  $\bar{\omega}$ -Wert, welcher zwischen jenen der Motoren 2 und 3 liegt (vgl. Abbildung 5-16).

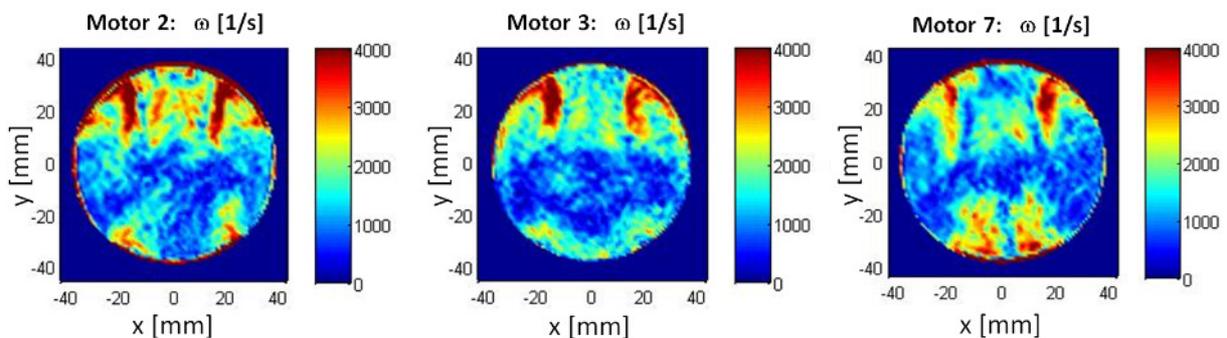


Abbildung 5-17: Konturen des Betrags des lokalen Wirbelvektors  $\omega$  für die Motoren 2, 3 und 7 bei VH 5 ( $h_v/d_v=0.2$ ) in Messebene 4 ( $z=39.5 \text{ mm}$ )

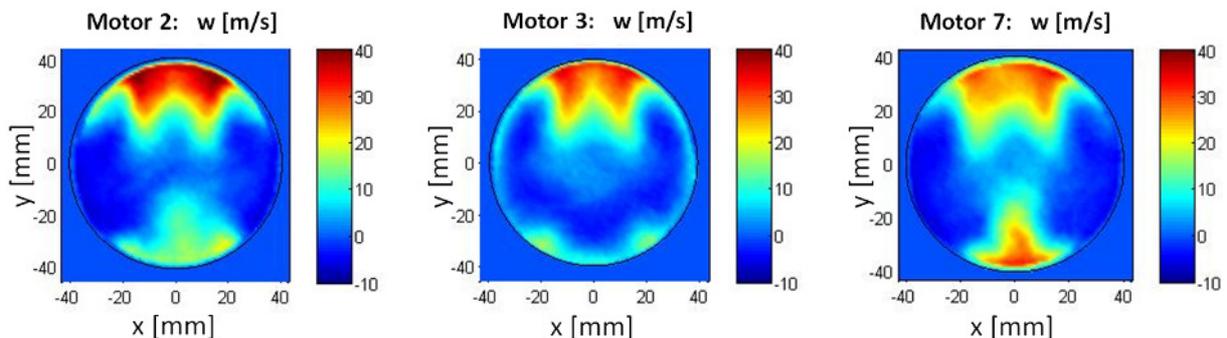


Abbildung 5-18: Konturen der axialen Geschwindigkeit ( $w$ ) für die Motoren 2, 3 und 7 bei VH 5 ( $h_v/d_v=0.2$ ) in Messebene 4 ( $z=39.5 \text{ mm}$ )

### 5.3.2 Dimensionsloser gemittelter Betrag des Wirbelvektors $\bar{\omega}^*$

Die Verläufe des dimensionslosen, über den Messquerschnitt gemittelten Betrags des Wirbelvektors  $\bar{\omega}^*$ , sind in Abbildung 5-19 dargestellt. Der Vergleich der beiden aufgeladenen Motoren zeigt, dass die Tendenzen durchaus ähnlich sind wie bei den in Abbildung 5-16 gezeigten  $\bar{\omega}$ -Verläufen: Motor 2 weist in allen Ebenen deutlich größere  $\bar{\omega}^*$ -Werte auf als Motor 3. Der  $\bar{\omega}^*$ -Verlauf von Motor 7 liegt bei kleinen Ventilhuben wiederum zwischen jenen der beiden aufgeladenen Motoren und nähert sich etwa ab dem dritten Ventilhub ( $h_v/d_v = 0.12$ ) stark dem Verlauf von Motor 3 an.

### 5.3 Vergleich der Messergebnisse für die Motoren 2, 3 und 7

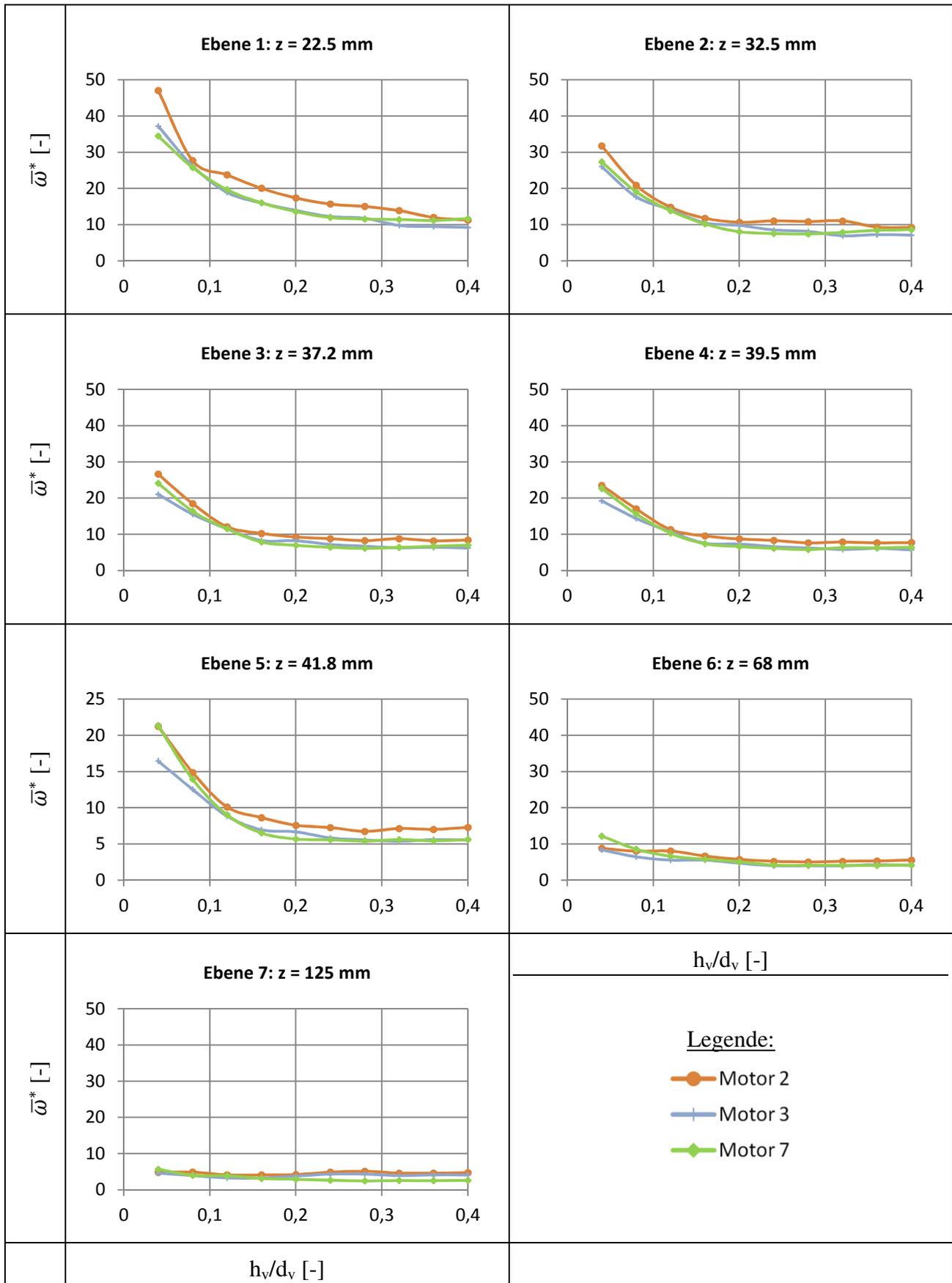


Abbildung 5-19: Dimensionsloser Mittelwert  $\bar{\omega}^*$  abhängig vom relativen Ventilhub  $h_v/d_v$  an den einzelnen Messebenen

Der Grund dieser im Verlauf des dimensionsbehafteten Gegenstücks  $\bar{\omega}$  nicht beobachteten Annäherung an Motor 3 liegt in der Division durch die dem Massenstrom proportionale Bezugsgröße  $\omega_{Mot} = (\dot{m} \pi) / (\rho A_{Zyl} s)$ . Abbildung 5-20 zeigt die dem Massenstrom äquivalenten mittleren Geschwindigkeiten  $w_m = \dot{m} / \rho A_{Zyl}$  aufgetragen über dem Ventilhub am Beispiel der Ebene Nr. 4 ( $z = 39.5 \text{ mm}$ ). Motor 7 weist bei großen Ventilhuben die höchste mittlere Geschwindigkeit und somit den höchsten Bezugswert  $\omega_{Mot}$  auf, wodurch der Parameter  $\bar{\omega}^*$  in diesem Bereich verglichen mit den beiden Turbomotoren deutlich reduziert wird.

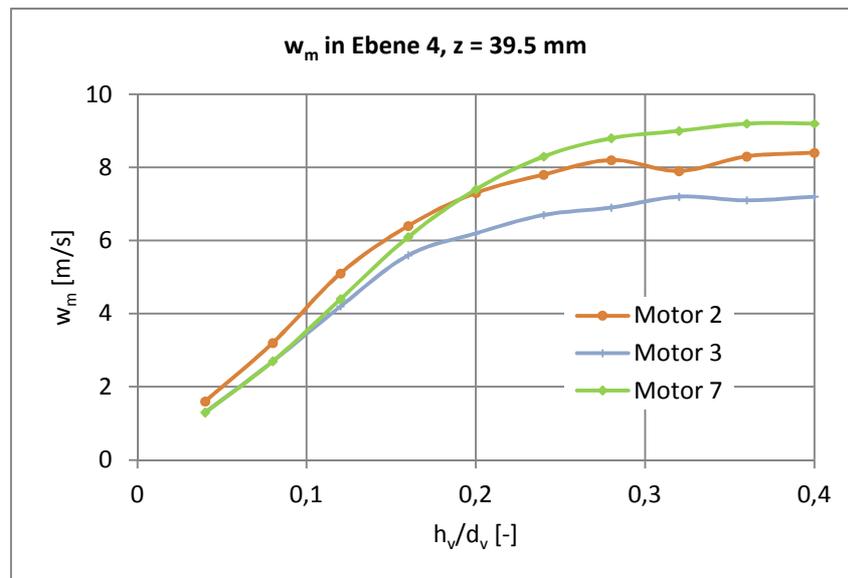


Abbildung 5-20: Axiale Variation der mittleren Geschwindigkeit  $w_m$  für Motoren 2, 3 und 7

### 5.3.3 Standardabweichung $\overline{\omega_{rms}}$

In den Verläufen der Standardabweichung  $\overline{\omega_{rms}}$  in Abbildung 5-21 kommt der Unterschied zwischen den beiden aufgeladenen Motoren noch deutlicher zum Vorschein als dies beim Mittelwert  $\bar{\omega}$  der Fall war. Die Verläufe von Motor 2 übersteigen jene von Motor 3 bei weitem. Jene von Motor 7 liegen abermals zwischen den beiden Turbomotoren, generell näher an Motor 3. Sieht man von wenigen Ausnahmen ab, kann allgemein festgestellt werden, dass  $\omega_{rms}$  größer wird, je weiter sich die Einlassventile öffnen.

### 5.3 Vergleich der Messergebnisse für die Motoren 2, 3 und 7

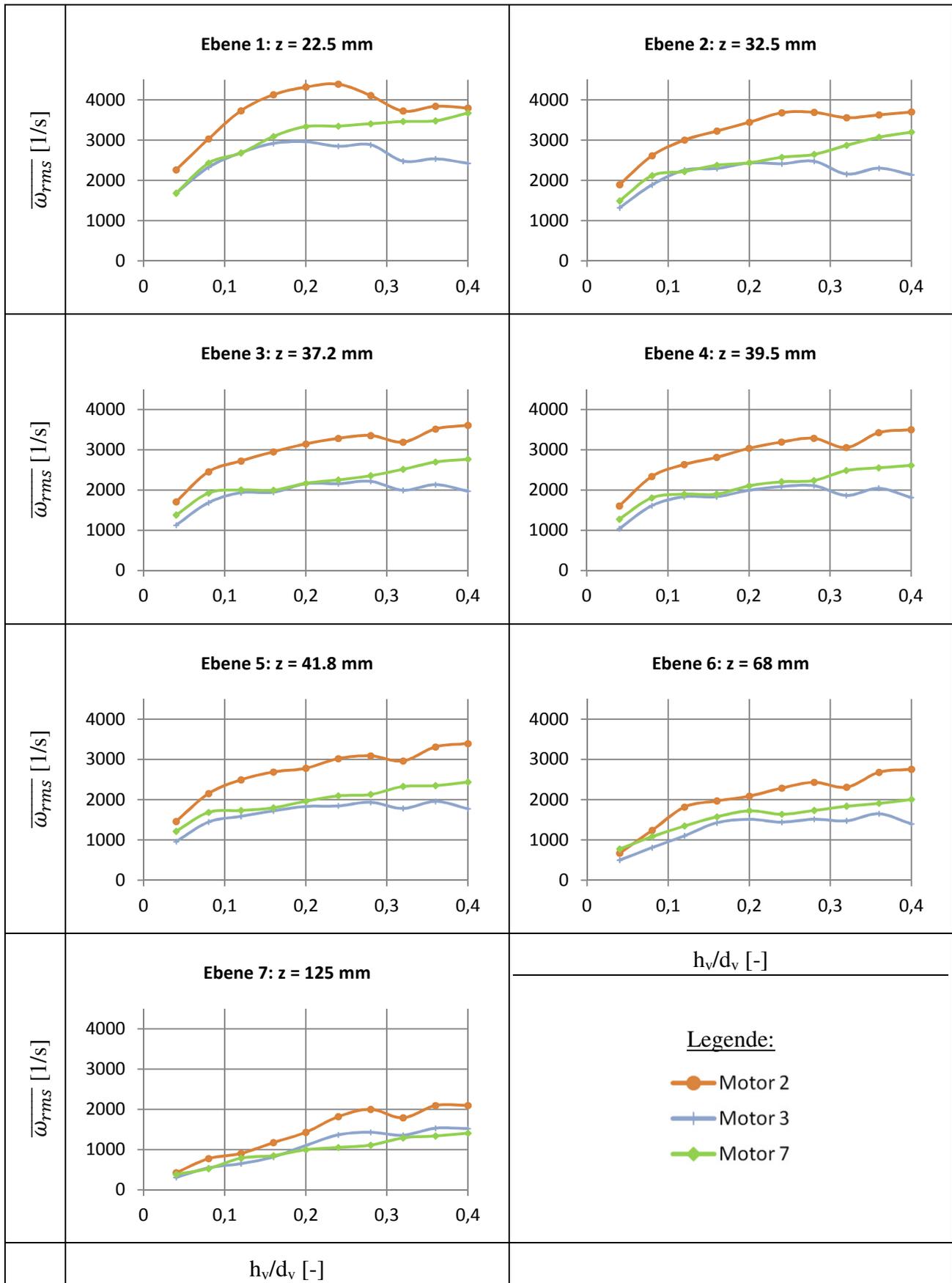


Abbildung 5-21: Standardabweichung  $\overline{\omega_{rms}}$  abhängig vom relativen Ventilhub  $h_v/d_v$  an den einzelnen Messebenen

### 5.3.4 Dimensionslose Standardabweichung $\overline{\omega}_{rms}^*$

Die Entdimensionierung mit der dem Massenstrom direkt proportionalen fiktiven Motordrehzahl  $\omega_{Mot}$  führt bei der Standardabweichung zu ganz ähnlichen Resultaten, wie bei der Entdimensionierung der über den Querschnitt gebildeten Mittelwerte  $\overline{\omega}^*$ . Die  $\overline{\omega}_{rms}^*$ -Verläufe liegen für Motor 2 wieder durchwegs am höchsten, bei den größeren Ventilhuben nähert sich der Verlauf von Motor 7 stark an den Verlauf von Motor 3 an (Ausnahme: Ebene 7).

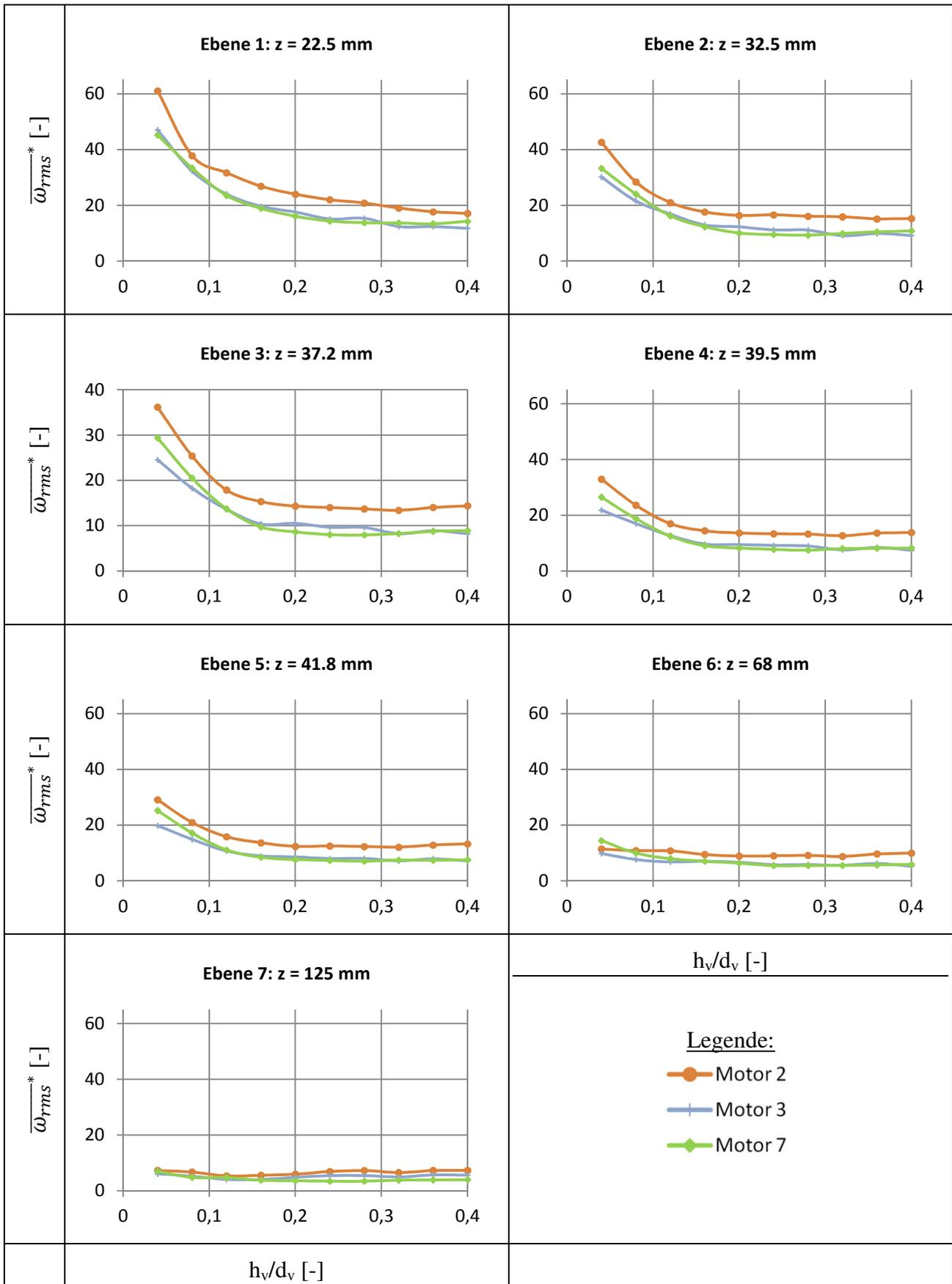


Abbildung 5-22: Dimensionslose Standardabweichung  $\overline{\omega_{rms}^*}$  abhängig vom relativen Ventilhübe  $h_v/d_v$  an den einzelnen Messebenen

### 5.3.5 Gemittelte Norm des Verzerrungsratentensors $\bar{d}$

Abbildung 5-23 zeigt die jeweils über den Messquerschnitt gemittelte Norm des in Abhängigkeit des relativen Ventilhubes  $h_v/d_v$  aufgetragenen Verzerrungsratentensors  $\bar{d}$ . Die Verläufe zeigen durchwegs sehr ähnliche Tendenzen wie die gemittelten Beträge des Wirbelvektors in Abbildung 5-16. Da die Norm des Verzerrungsratentensors ebenso als ein inverses Zeitmaß für eine vor allem scherinduzierte Mischbewegung interpretiert werden kann, lassen die höheren Werte von  $\bar{d}$  auf eine schnellere Gemischbildung und damit bessere Verbrennung für den Motor 2 im Vergleich mit Motor 3 schließen. Die Verläufe von Motor 7 liegen, wie schon für  $\bar{\omega}$  beobachtet, zwischen jenen der beiden Turbomotoren. Die weitgehende Übereinstimmung in den wesentlichen Trends der Verläufe zwischen dem gemittelten Betrag des Wirbelvektors  $\bar{\omega}$  und der gemittelten Norm des Verzerrungsratentensors  $\bar{d}$  ist nicht unerwartet. In der vorliegenden Strömung werden beide Parameter maßgeblich durch dieselben Gradienten der axialen Geschwindigkeit,  $(\partial w/\partial x)$  bzw.  $(\partial w/\partial y)$ , bestimmt. Demgemäß weisen auch die Verläufe der mit  $\omega_{Mot}$  entdimensionierten Norm  $\bar{d}^*$  ein analoges Verhalten zum Parameter  $\bar{\omega}^*$  auf, wie aus Abbildung 5-24 hervorgeht.

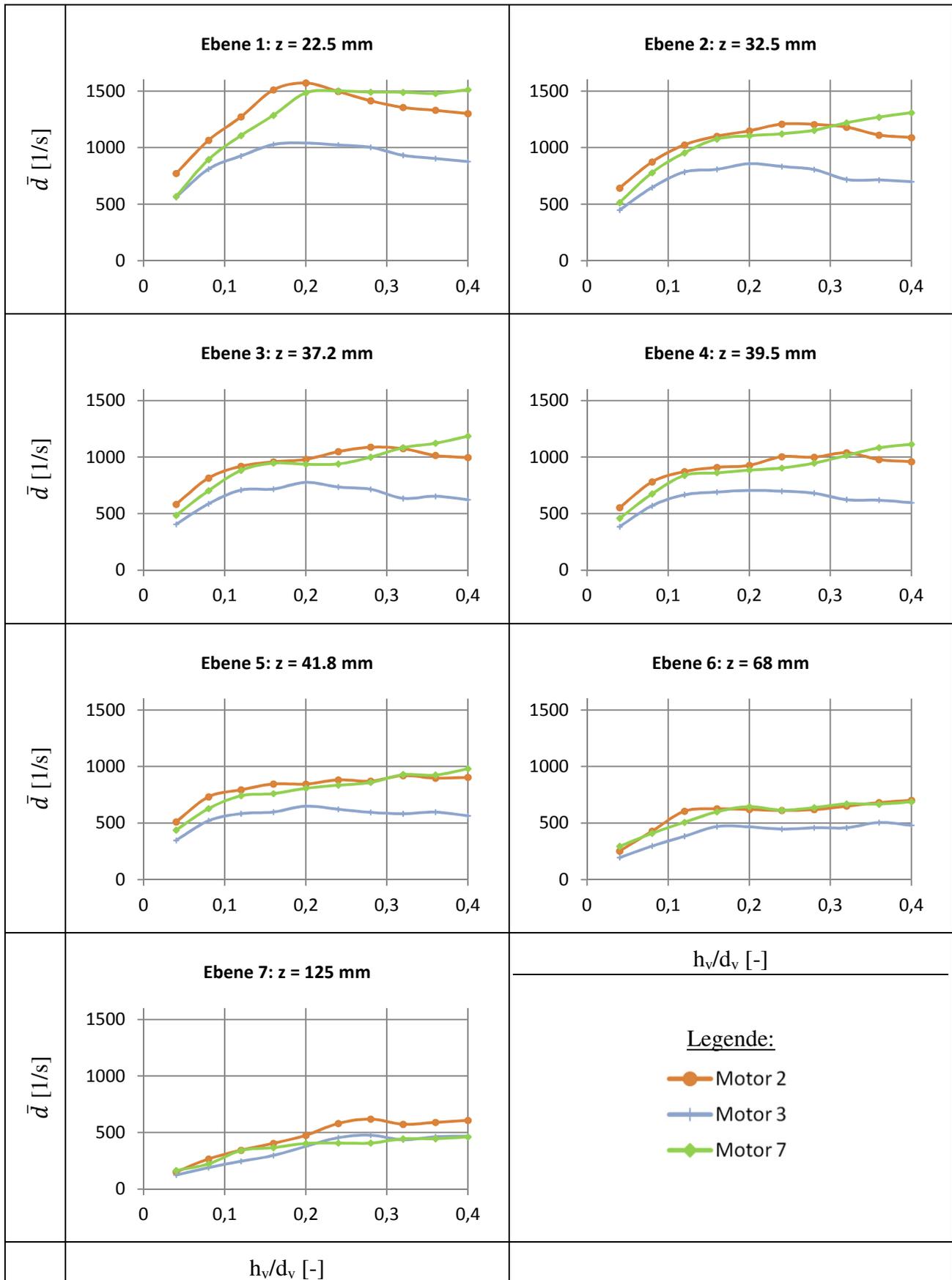


Abbildung 5-23: Querschnittsmittelwerte der Norm des Verzerrungsratentensors  $\bar{d}$  abhängig vom relativen Ventilhub  $h_v/d_v$  an den einzelnen Messebenen

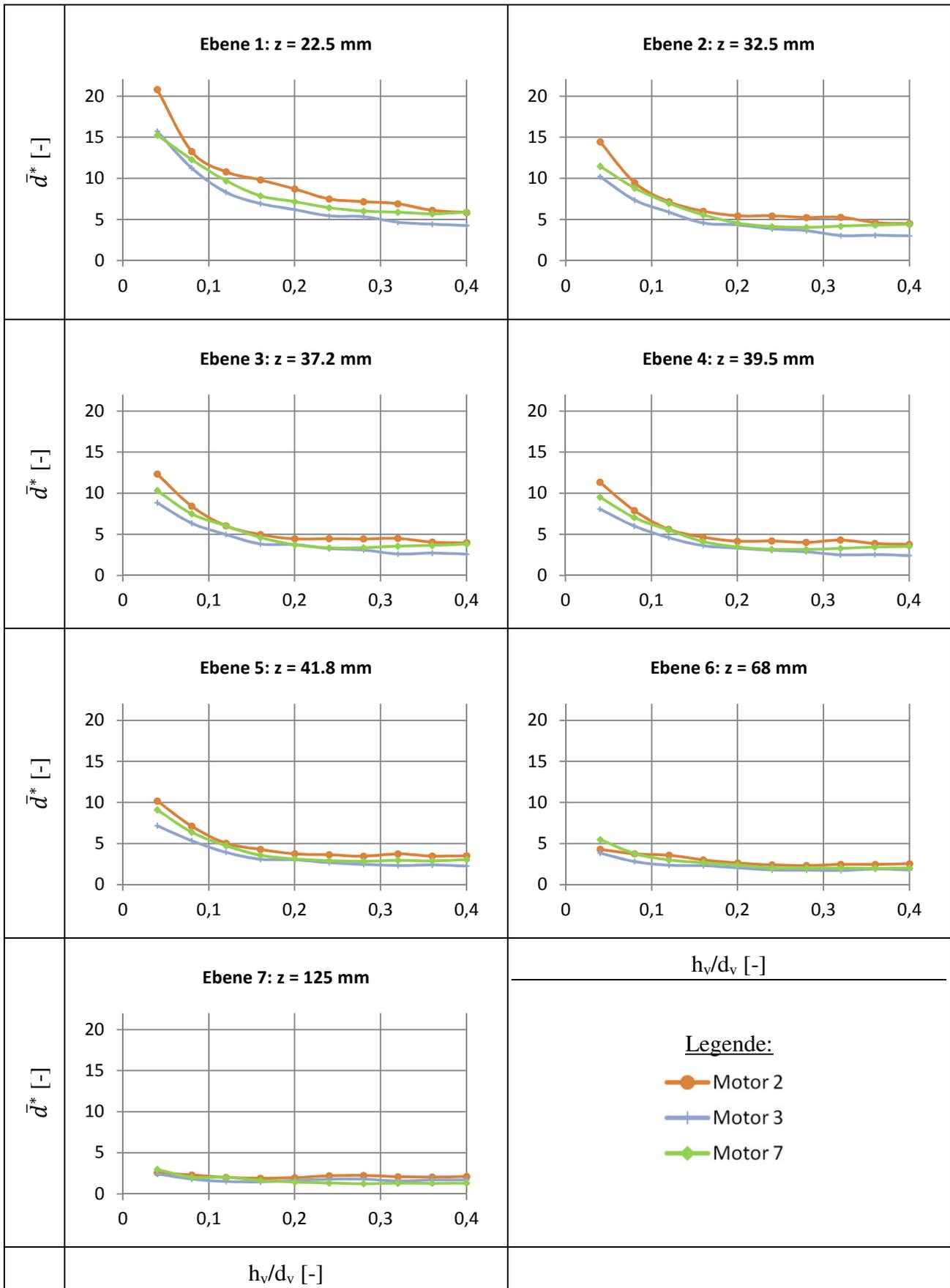


Abbildung 5-24: Dimensionslose Norm des Verzerrungsratentensors  $\bar{d}^*$  abhängig vom relativen Ventilhub  $h_v/d_v$  an den einzelnen Messebenen

### 5.3.6 Turbulenzbasierte Parameter

#### Mittelwert des Turbulenzgrads $\overline{Tu}$

Der Turbulenzgrad hängt definitionsgemäß von der turbulenten kinetischen Energie ab. Abbildung 5-25 zeigt die Verläufe des jeweils über die Messebene gemittelten Werts der turbulenten kinetischen Energie,  $\overline{k_T}$ , aufgetragen über dem relativen Ventilhub  $h_v/d_v$ . Bei Motor 7 weist  $\overline{k_T}$  im Bereich großer Ventilhübe deutlich größere Werte auf als die beiden Turbomotoren. Deren Verläufe bewegen sich durchgehend auf ähnlichem Niveau und bleiben ab  $h_v/d_v = 0.2$  in etwa konstant.

Die hier beobachteten Übereinstimmungen bzw. Unterschiede, welche in den  $\overline{k_T}$ -Verläufen an praktisch allen Messebenen ersichtlich sind, werden naturgemäß auch in den Konturen der lokalen turbulenten kinetischen Energie an den einzelnen Messquerschnitten augenscheinlich.

In den Abbildungen 5-26 und 5-27 sind jeweils die Konturen der turbulenten kinetischen Energie  $k_T$  und der axialen Geschwindigkeit  $w$  beispielhaft für den Ventilhub 9 ( $h_v/d_v = 0.36$ ) dargestellt. Ventilhub Nr. 9 wird deshalb gewählt, weil bei diesem gemäß Abbildung 5-25 besonders deutliche Unterschiede zwischen Saug- und Turbomotoren zu erkennen sind. Während  $k_T$  bei Motor 7 über den gesamten Messquerschnitt sehr hoch ist, sind bei den Motoren 2 und 3 die Gebiete mit hoher Turbulenz auf kleine Teilbereiche beschränkt. Wie aus den  $w$ -Konturen in Abbildung 5-27 hervorgeht, konzentrieren sich diese Zonen für beide Motoren auf die Bereiche großer Geschwindigkeitsgradienten und weisen qualitativ und quantitativ sehr ähnliche Strukturen auf. Infolgedessen ergibt die Mittelung über die Querschnittsfläche auch nur wenig Unterschiede zwischen den Motoren 2 und 3.

Durch den Bezug auf die mittlere Geschwindigkeit  $w_m$  zeigen die Verläufe des Turbulenzgrades keine wesentlich veränderten Tendenzen im Vergleich zu den  $\overline{k_T}$ -Verläufen. Wie in Abbildung 5-28 gezeigt, rücken die Verläufe generell enger zusammen, wobei wiederum Motor 7 zumeist am höchsten liegt und die Motoren 2 und 3 relativ wenig Unterschiede zueinander aufweisen.

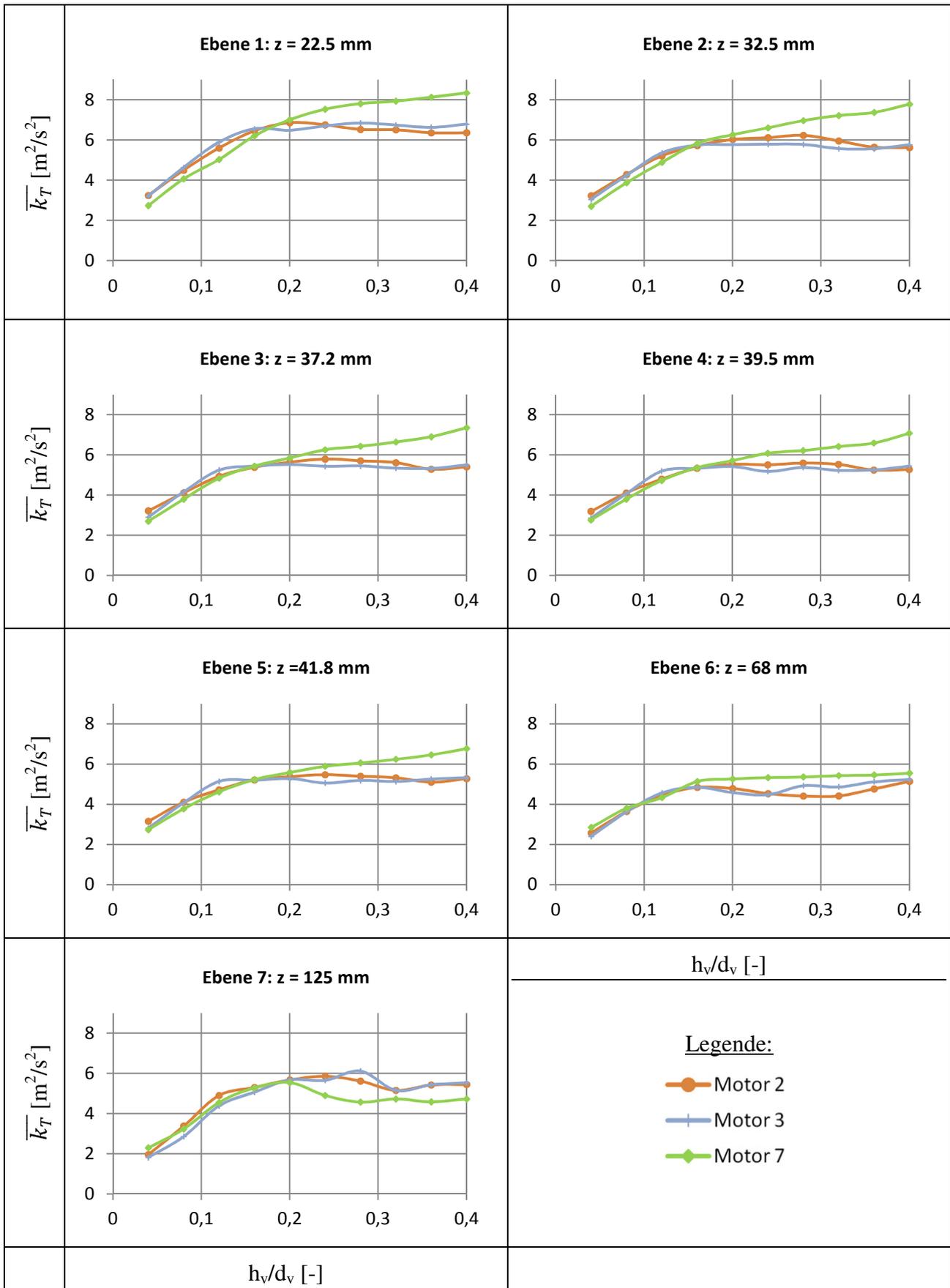


Abbildung 5-25: Mittelwert der turbulenten kinetischen Energie  $\overline{k_T}$  an den Messebenen aufgetragen über  $h_v/d_v$

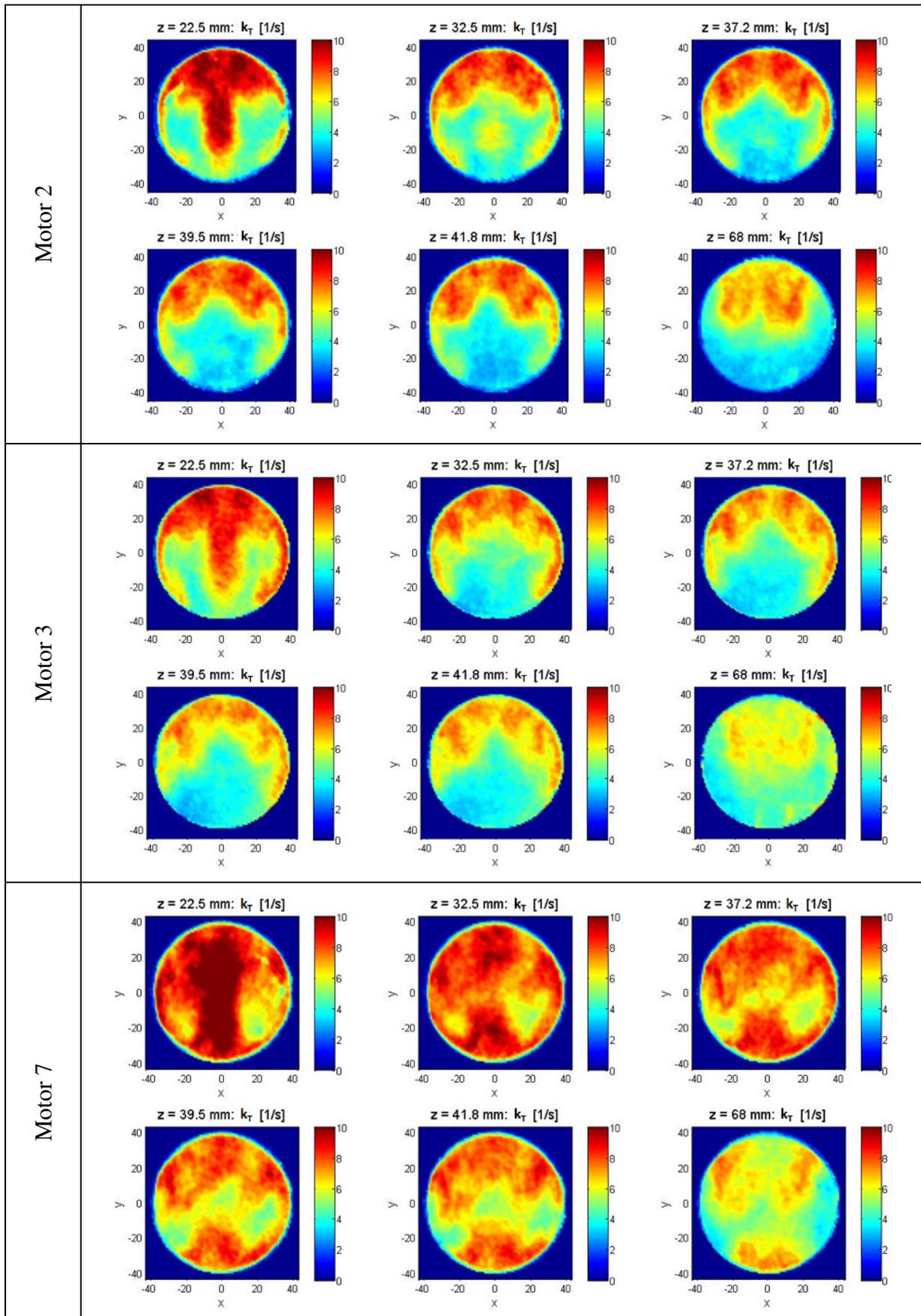


Abbildung 5-26: Turbulente kinetische Energie  $k_T$  an bestimmten Ebenen für *VH 9* ( $h_v/d_v = 0.36$ )

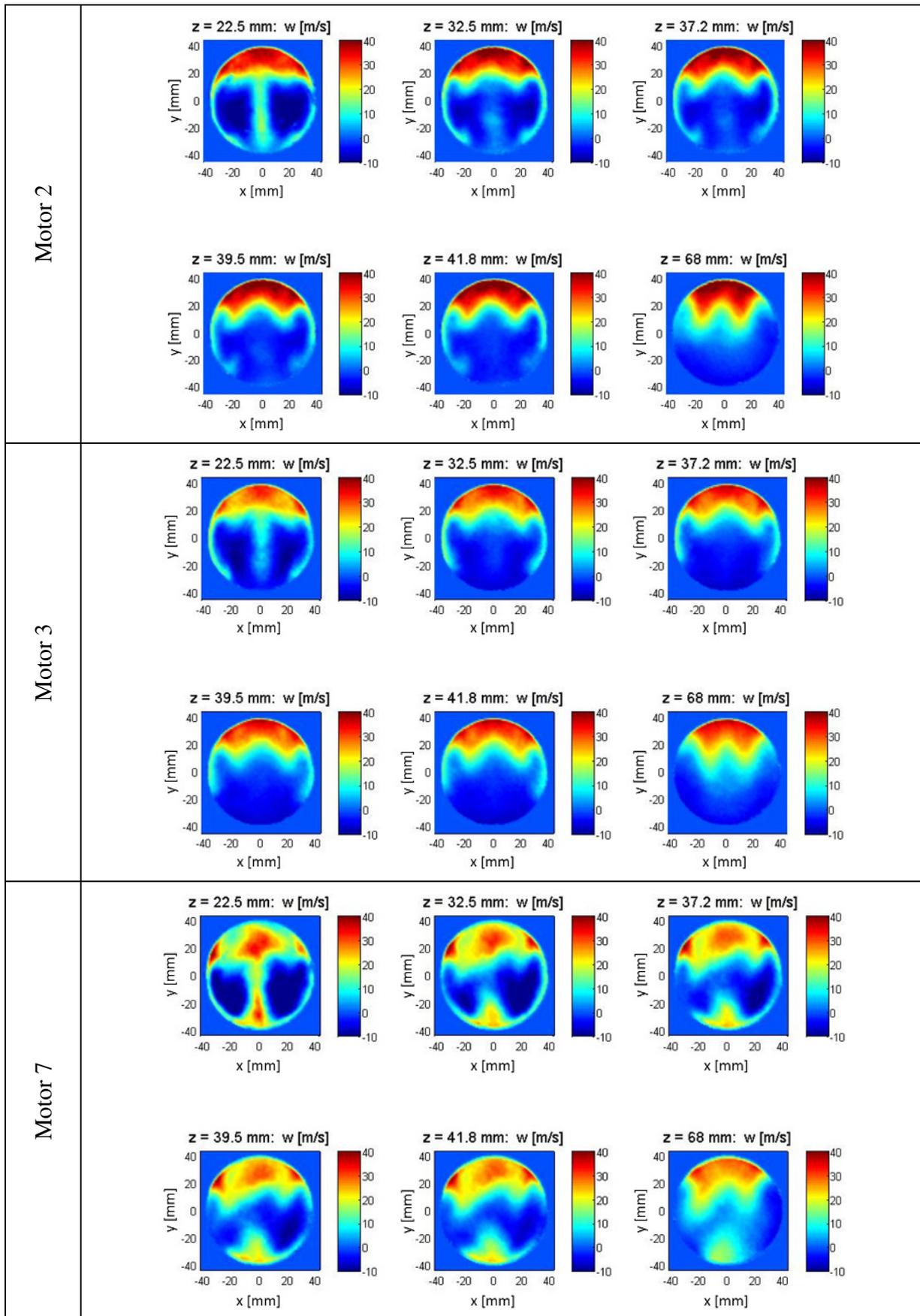


Abbildung 5-27: Konturen der axialen Geschwindigkeit  $w$  in bestimmten Ebenen für  $VH\ 9$  ( $h_v/d_v = 0.36$ )

### 5.3 Vergleich der Messergebnisse für die Motoren 2, 3 und 7

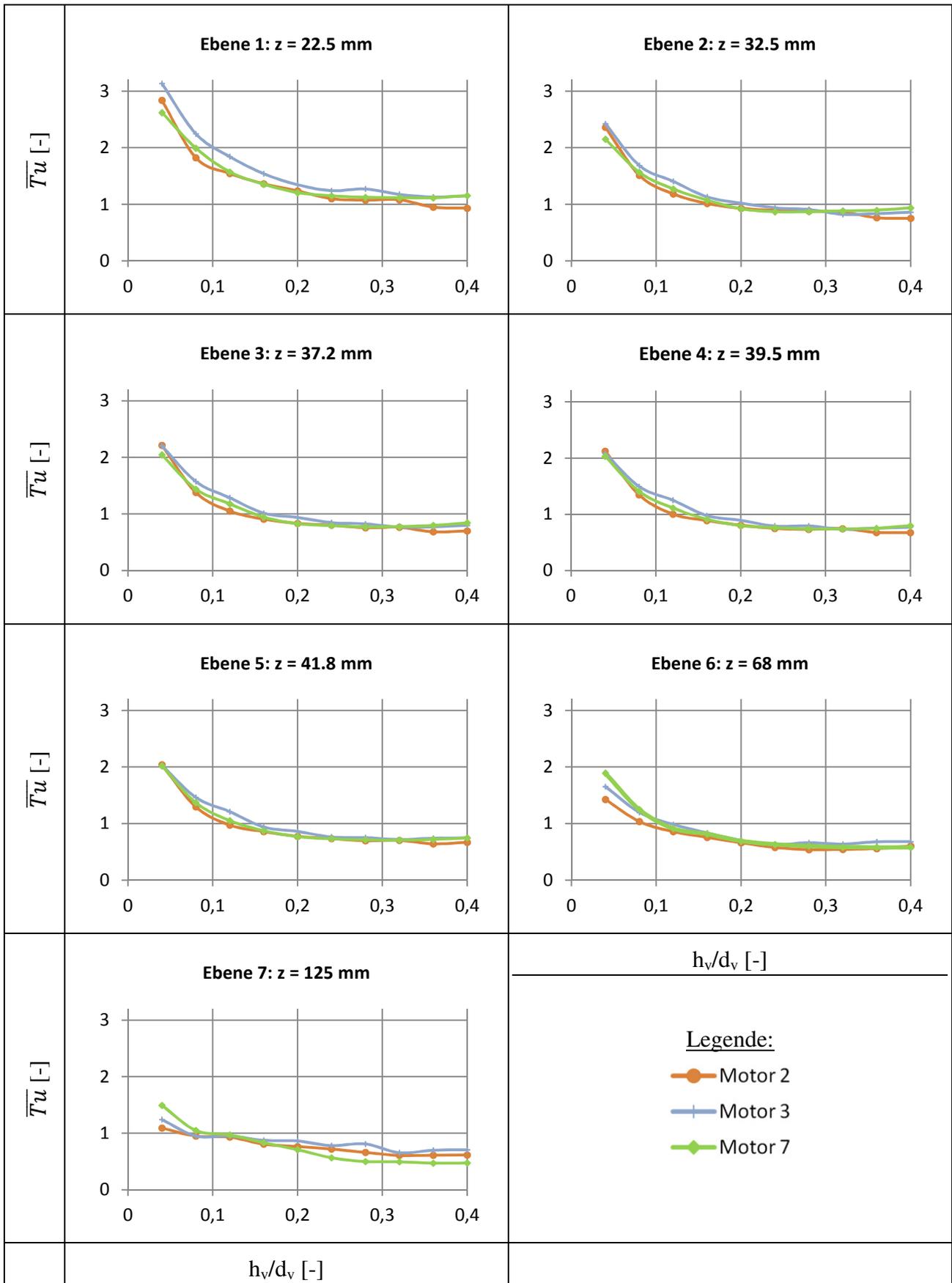


Abbildung 5-28: Über den Querschnitt gemittelter Turbulenzgrad  $\overline{Tu}$  abhängig vom relativen Ventilhub  $h_v/d_v$

### Dimensionslose Wirbelviskositäten

Abbildung 5-29 zeigt beispielhaft an der Messebene 4 ( $z = 39.5 \text{ mm}$ ) für den Ventilhub 8 ( $h_v/d_v = 0.32$ ) die Konturen der vom Smagorinsky-Modell gemäß Gleichung (39) gelieferten Wirbelviskositäten  $\nu_{ts}$ .

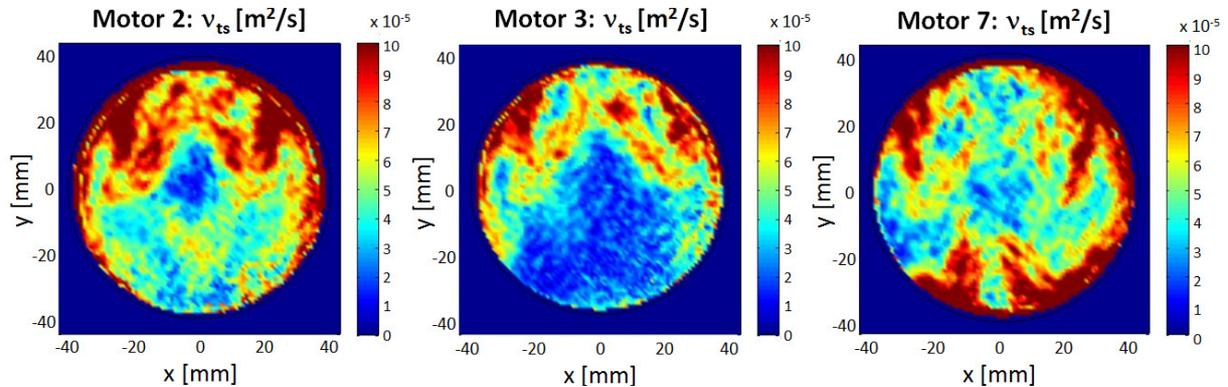


Abbildung 5-29: Konturen der turbulenten Wirbelviskosität  $\nu_{ts}$  nach dem Smagorinsky-Modell; Messebene 4 ( $z = 39.5 \text{ mm}$ ),  $VH 8$  ( $h_v/d_v = 0.32$ )

Deutliche Unterschiede sind zwischen den beiden aufgeladenen Motoren zu sehen. Motor 2 weist in der oberen Halbebene größere Bereiche hoher Wirbelviskosität auf als Motor 3. Im Vergleich dazu zeigt Motor 7 auch in der unteren Halbebene des Messquerschnitts große Werte von  $\nu_{ts}$ , wofür die grundlegend unterschiedliche Strömungsstruktur verantwortlich ist. Vorsicht ist bei der Interpretation der Resultate in Wandnähe geboten. Wie in Kapitel 2.1.5.1 beschrieben, hat das Smagorinsky-Modell den Nachteil, dass  $\nu_{ts}$  an den Wänden nicht zu Null wird und somit in Abbildung 5-29 physikalisch nicht richtig abgebildet wird. Diese Schwachstelle wird im WALE-Modell durch eine geeignete Kombination des Verzerrungsraten- und Rotationstensors vermieden.

Abbildung 5-30 zeigt die turbulente Wirbelviskosität nach dem WALE-Modell für dieselbe Messebene und den gleichen Ventilhub wie in Abbildung 5-29 für das Smagorinsky-Modell. Hinsichtlich der Höhe und lokalen Verteilung treten beträchtliche Unterschiede zum Smagorinsky-Modell zutage. Überdies ist klar ersichtlich, dass das WALE-Modell seine Anforderungen im Hinblick auf das Verhalten nahe der Wand erfüllt und dort das physikalische Verhalten ( $\nu_{tw} \rightarrow 0$ ) richtig darstellt.

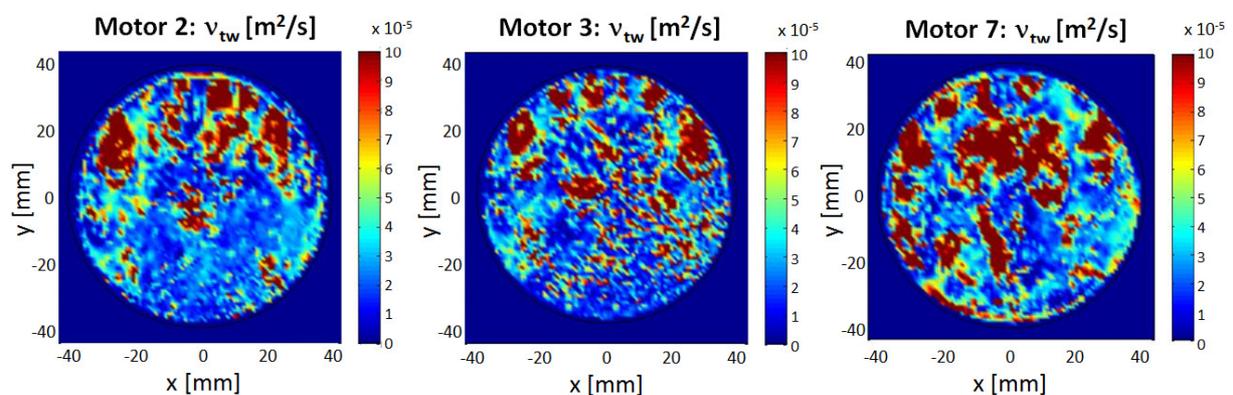


Abbildung 5-30: Konturen der turbulenten Wirbelviskosität  $\nu_{tw}$  nach dem WALE-Modell; Messebene 4 ( $z = 39.5 \text{ mm}$ ),  $VH 8$  ( $h_v/d_v = 0.32$ )

Die  $\nu_t$ -Verteilung des WALE-Modells reflektiert grundsätzlich sehr stark die Verteilung des Betrags des Rotationsvektors  $\omega$ , wie in Abbildung 5-31 beispielhaft für *VH 7* von Motor 3 zu sehen ist. Jene Regionen, die besonders starke Rotationen beinhalten, weisen auch große Werte an turbulenter Wirbelviskosität auf und umgekehrt. Groß sind die Unterschiede lediglich in den Bereichen nahe der Wand, wo  $\omega$  aufgrund der dort vorhandenen großen Geschwindigkeitsgradienten besonders hohe Werte annimmt,  $\nu_{tw}$  aber verschwindet.

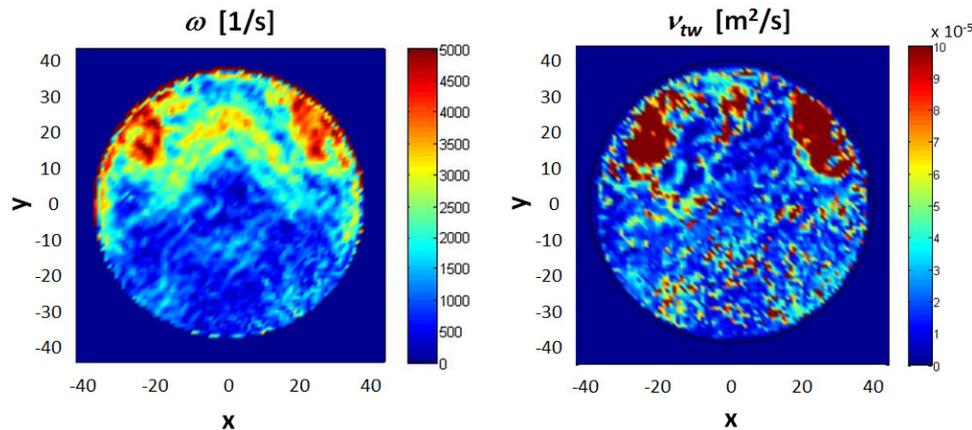


Abbildung 5-31: Vergleich  $\omega$  mit  $\nu_{tw}$ ; Motor 3, Ebene 4 ( $z = 39.5 \text{ mm}$ ), *VH 7* ( $h_v/d_v = 0.28$ )

In den Abbildungen 5-32 und 5-33 sind die dimensionslosen Verläufe der gemittelten turbulenten Wirbelviskosität nach dem Smagorinsky- ( $\overline{\nu_{ts}^*}$ ) und dem WALE-Modell ( $\overline{\nu_{tw}^*}$ ) über dem relativen Ventilhub für die betrachteten Messebenen dargestellt. Die Verläufe des Smagorinsky-Modells zeigen vor allem hinsichtlich des Vergleichs der beiden Turbomotoren 2 und 3 ähnliche Tendenzen wie sie bereits von den dimensionslosen Parametern  $\overline{\omega}^*$ ,  $\overline{\omega_{rms}^*}$  und  $\overline{d}^*$  bekannt sind. Der Verlauf des Saugmotors 7 liegt abermals größtenteils zwischen jenen der Motoren 2 und 3.

Eher ungeeignet für einen direkten Vergleich der drei Motoren ist die entdimensionalisierte gemittelte turbulente Wirbelviskosität des WALE-Modells  $\overline{\nu_{tw}^*}$  (Abbildung 5-33). Dadurch, dass die  $\overline{\nu_{tw}^*}$ -Verläufe sehr dicht aneinander liegen und ihre relative Lage zueinander oftmals ändern, lassen sich daraus nur schwer irgendwelche unterschiedlichen Tendenzen ablesen.

Die dimensionslosen Mittelwerte des WALE-Modells sind betragsmäßig durchwegs geringer als jene des Smagorinsky-Modells. Dies kann auf das vom WALE-Modell beschriebene Verschwinden der Wirbelviskosität nahe fester Wände zurückgeführt werden.

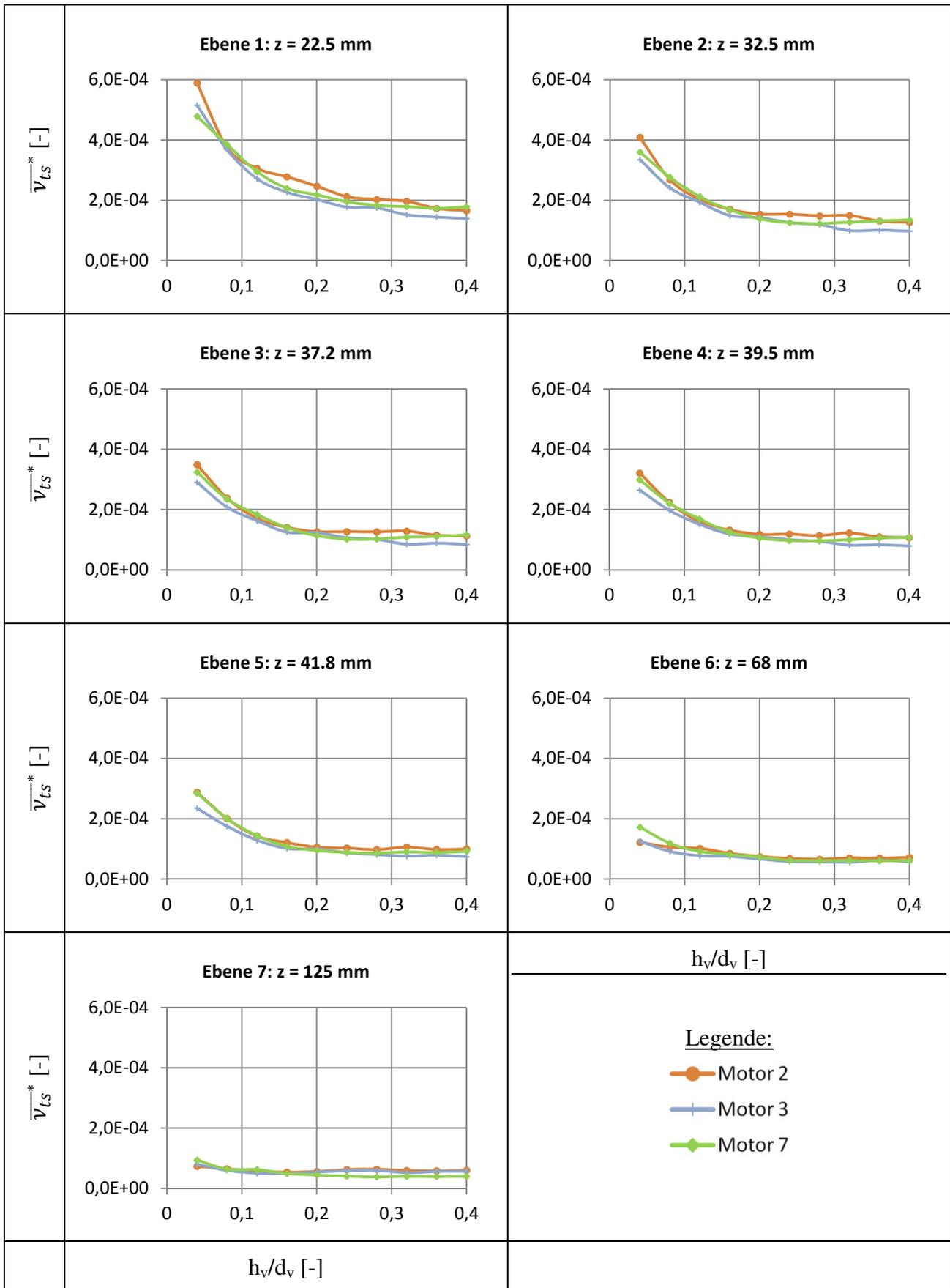


Abbildung 5-32: Dimensionslose gemittelte turbulente Wirbelviskositäten des Smagorinsky-Modells  $\overline{\nu}_{ts}^*$  abhängig vom relativen Ventilhub  $h_v/d_v$  an den einzelnen Messebenen

### 5.3 Vergleich der Messergebnisse für die Motoren 2, 3 und 7

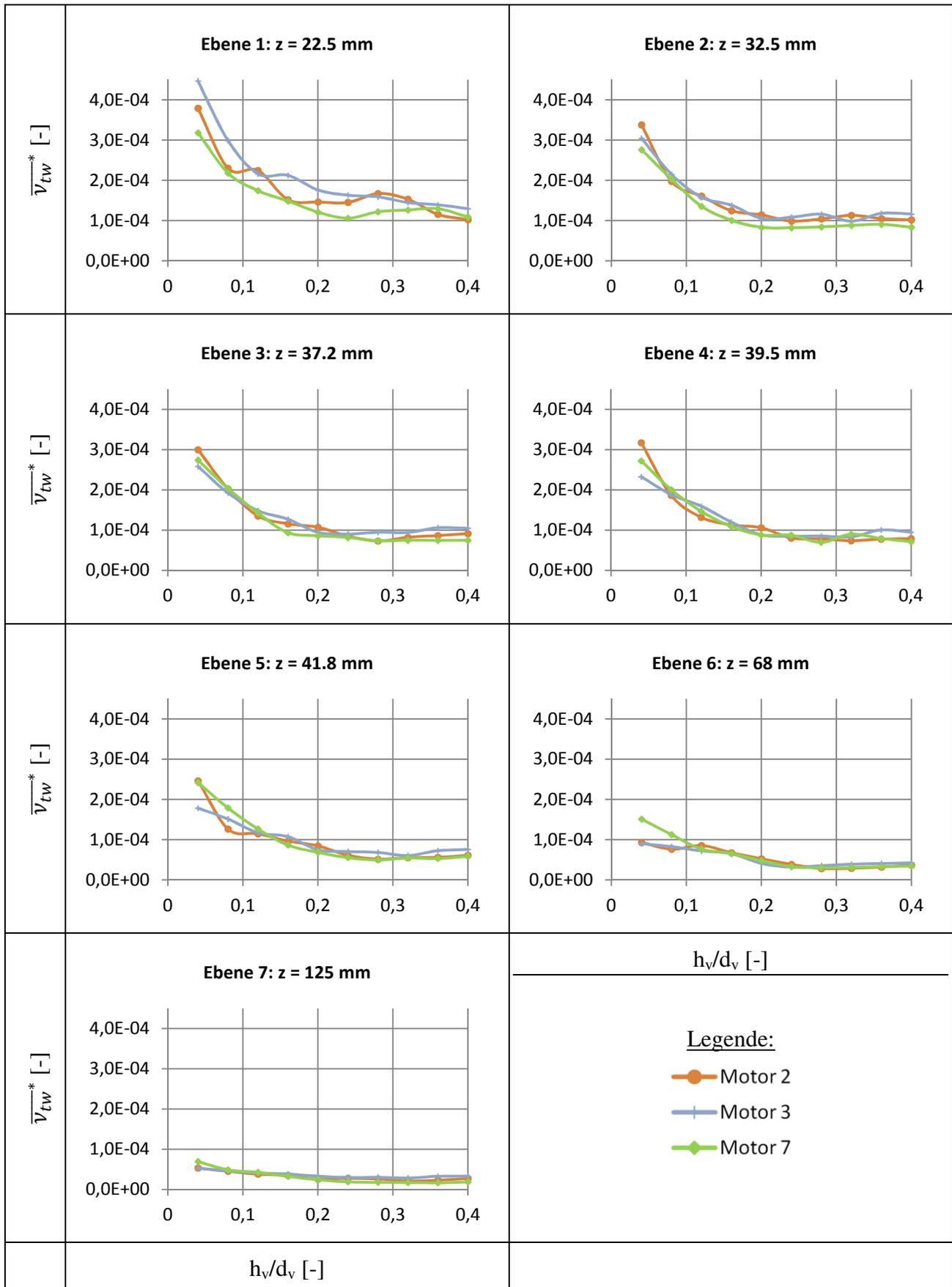


Abbildung 5-33: Dimensionslose gemittelte turbulente Wirbelviskositäten des WALE-Modells  $\overline{\nu_{tw}}^*$  abhängig vom relativen Ventilhub  $h_v/d_v$  an den einzelnen Messebenen

### 5.3.7 Schiefe der Verteilung $sk$

Als ein rein statistisches Maß zur Beschreibung der Asymmetrie von Verteilungen zeigt Abbildung 5-34 die Skewness der Geschwindigkeitskomponenten in Achsrichtung ( $w_i$ ) für die sieben vermessenen Ebenen aufgetragen über dem relativen Ventilhub  $h_v/d_v$ . Im Gegensatz zur Tumble-Zahl sowie aller alternativ vorgeschlagenen gradientenbasierten Parameter berücksichtigt die Skewness nicht die Lage der Geschwindigkeitskomponenten im Strömungsfeld. Trotzdem lassen sich durch diesen Parameter interessante Unterschiede zwischen den drei vermessenen Einlasskanalgeometrien festmachen. Sehr stark unterscheiden sich in Abbildung 5-34 vor allem in den Ebenen 1 bis 6 aufgeladene von frei saugenden Motoren, was durch deren vollkommen unterschiedliche Strömungsfelder bedingt ist. Abgesehen von der ersten Messebene, nimmt die Skewness durchwegs bei Motor 2 die höchsten Werte an. Sehr deutlich zu sehen ist dies vor allem in den Messebenen im Bereich um  $z = 40 \text{ mm}$  bei größeren Ventilhuben. Die durchgehend kleineren Beträge der Skewness für Motor 7 sind auf die geringere Asymmetrie dessen Strömungsfelder zurückzuführen. In Abbildung 5-35 sind zur Veranschaulichung dazu beispielsweise die Geschwindigkeitskonturen  $w_i$  von einem frei saugendem Motor (7) und einem aufgeladenem Motor (2) beim achten Ventilhub gegenübergestellt.

Je weiter entfernt sich die Messebene vom Zylinderkopfboden befindet, desto mehr werden die Strömungsfelder aufgrund des großen Abstands zur Störstelle (Einlassventile) vergleichmäßig. Dies zeigt sich deutlich in den Verläufen der Skewness in Messebene 7 ( $z = 125 \text{ mm}$ ), wo bei großen relativen Ventilhuben keine Unterschiede zwischen aufgeladenen und frei ansaugenden Motoren mehr festgestellt werden können.

### 5.3 Vergleich der Messergebnisse für die Motoren 2, 3 und 7

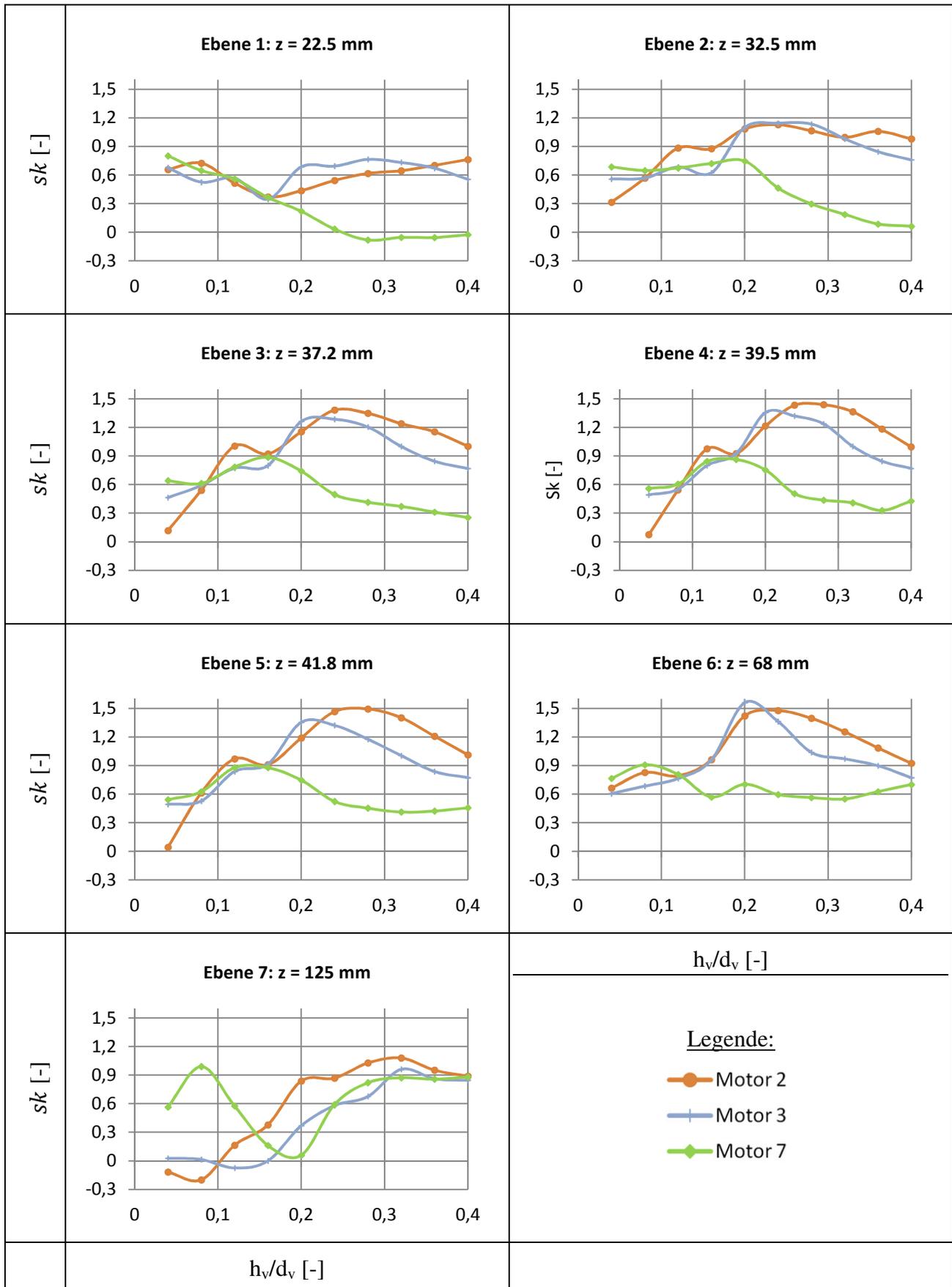


Abbildung 5-34: Schiefe der Verteilung  $sk$  der Geschwindigkeitskomponenten  $w_i$  an den einzelnen Messebenen aufgetragen über dem relativen Ventilhub  $h_v/d_v$

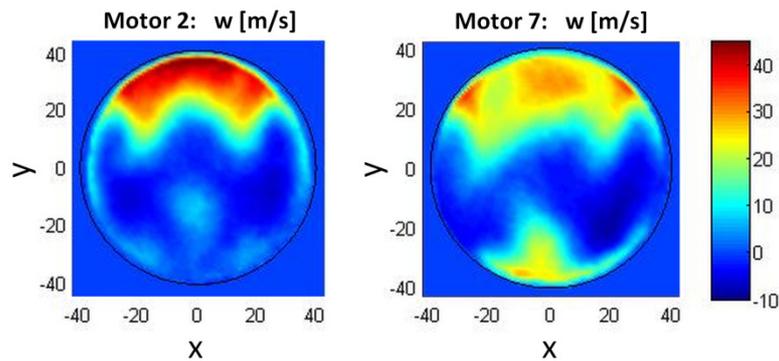


Abbildung 5-35: Geschwindigkeitsfelder Motor 2 und Motor 7 bei  $VH\ 8$  ( $h_v/d_v = 0.32$ ) in Messebene 4 ( $z = 39.5\ mm$ )

### 5.3.8 Amplitudenverhältnis $av$

Mittels Fourier-Reihen ist es möglich, Geschwindigkeitsprofile als Superposition von Schwingungsmoden mathematisch zu beschreiben. Die daraus abgeleitete neu vorgeschlagene Kenngröße - das Amplitudenverhältnis  $av$  - ist in Abbildung 5-36 über dem relativen Ventilhüben  $h_v/d_v$  für die einzelnen Messebenen aufgetragen. Zur Berechnung des Amplitudenverhältnisses nach Gleichung (84) wird nur eine einzige Linie der Messebene betrachtet - jene bei  $x = 0$ . Es wird diese Position in der Mitte der Messebene gewählt, da dort das typische Strömungsprofil der Tumble-Strömung am stärksten ausgeprägt ist. In der Gegenüberstellung der beiden Turbomotoren 2 und 3 zeigen sich sehr deutliche Unterschiede in den  $av$ -Verläufen, vor allem bei großen relativen Ventilhüben. Motor 3 weist in diesen Bereichen durchwegs größere Werte auf als Motor 2. Beim Saugmotor 7 hingegen hat der Parameter  $av$  durchgehend geringere Werte als bei den beiden Turbomotoren. Die Tendenzen dieses Ergebnisses stehen in direktem Zusammenhang mit den Verläufen der relativen Festkörperrotationen in Abbildung 5-37. Diese wurden nach Gleichung (45) als Drehungen um die  $x$ -Achse berechnet und spiegeln die Berechnungsergebnisse der Tumble-Zahl nach Tabelle 3-2 wider, wonach Motor 3 gegenüber Motor 2 einen merklich größeren Wert aufweist. In dieser Hinsicht kann der neu vorgeschlagene Parameter  $av$  als eine Kenngröße verstanden werden, um die typische schiefssymmetrische Geschwindigkeitsverteilung von Tumbleströmungen zu charakterisieren.

### 5.3 Vergleich der Messergebnisse für die Motoren 2, 3 und 7

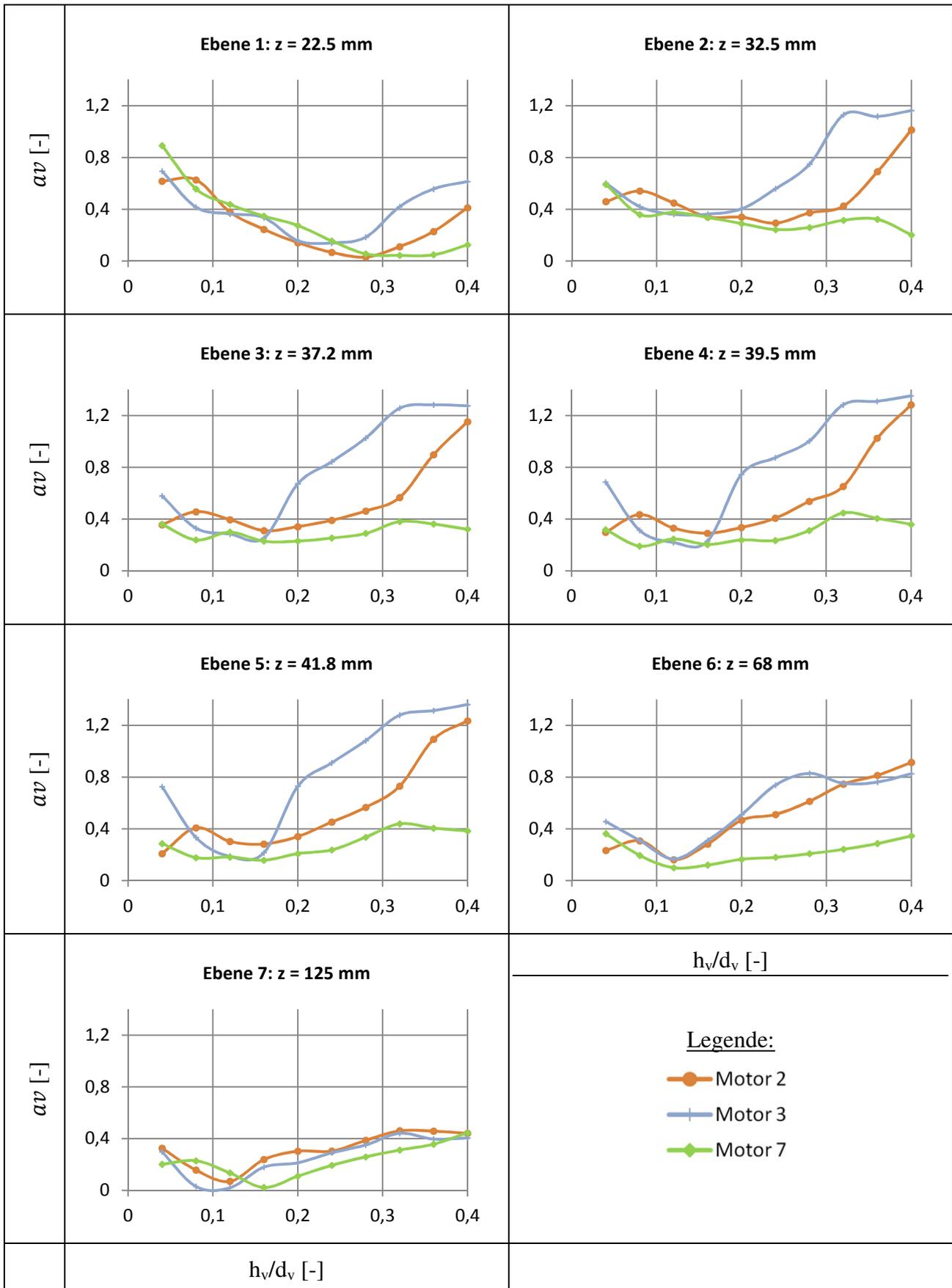


Abbildung 5-36: Amplitudenverhältnis  $av$  der Geschwindigkeitskomponenten  $w_i$  an den einzelnen Messebenen aufgetragen über dem relativen Ventilhub  $h_v/d_v$

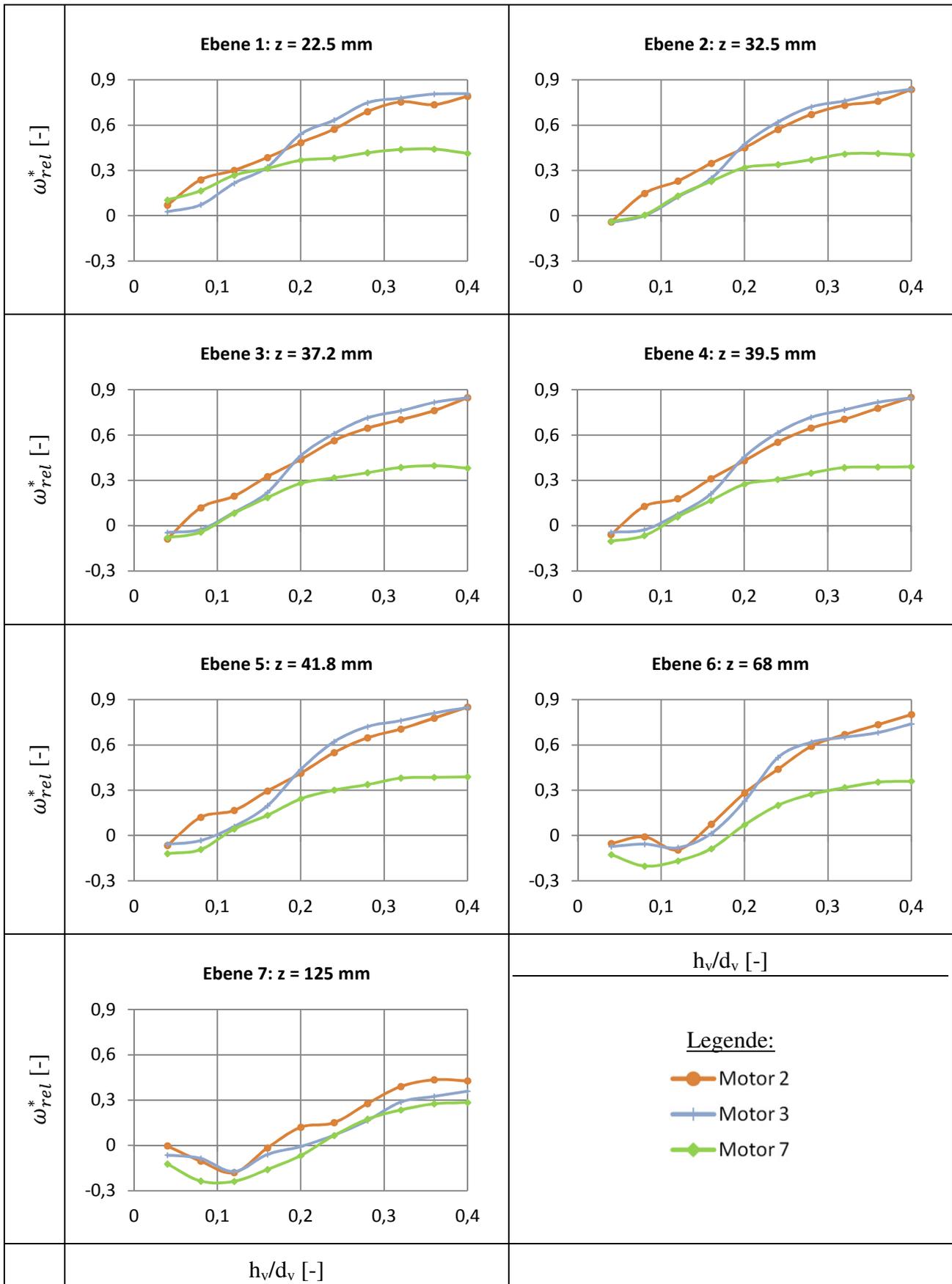


Abbildung 5-37: Relative Festkörperrotationen  $\omega_{rel}^*$  an den einzelnen Messebenen aufgetragen über dem relativen Ventilhub  $h_v/d_v$

Zur Untermauerung der Plausibilität der neuen Kenngröße  $av$  zeigen die Abbildungen 5-38 und 5-39 beispielhaft für Motoren mit High-Tumble-Kanal (Motor 3) und Low-Tumble-Kanal (Motor 7) die jeweils zur Berechnung herangezogenen Geschwindigkeitsverläufe  $w(y)$  für die einzelnen Ventilhube in Messebene 4 ( $z = 39.5 \text{ mm}$ ). Gut zu erkennen ist die immer stärker werdende Asymmetrie des Strömungsfeldes mit größer werdendem Ventilhub bei Motor 3. Dies entspricht einer immer besser werdenden Annäherung der Funktion  $w(y)$  an eine Sinusfunktion (vgl. Abbildung 3-9). Dadurch werden auch die Amplituden der Grundschwingung,  $A_1$ , mit steigendem Ventilhub immer größer. Obwohl damit auch eine starke Zunahme des Massenstroms (berücksichtigt durch  $A_0$ ) einhergeht, steigen die Amplitudenverhältnisse bei aufgeladenen Motoren mit größer werdendem  $h_v/d_v$  großteils an (Ausnahme: kleinste Ventilhube). Gänzlich anders sehen die Geschwindigkeitsverläufe bei Motor 7 aus. Ab dem fünften Ventilhub ergibt sich ein mehr oder weniger symmetrisches Strömungsbild. Somit sind auch die Amplituden der Grundschwingung merklich kleiner als bei Motoren mit High-Tumble-Kanälen.

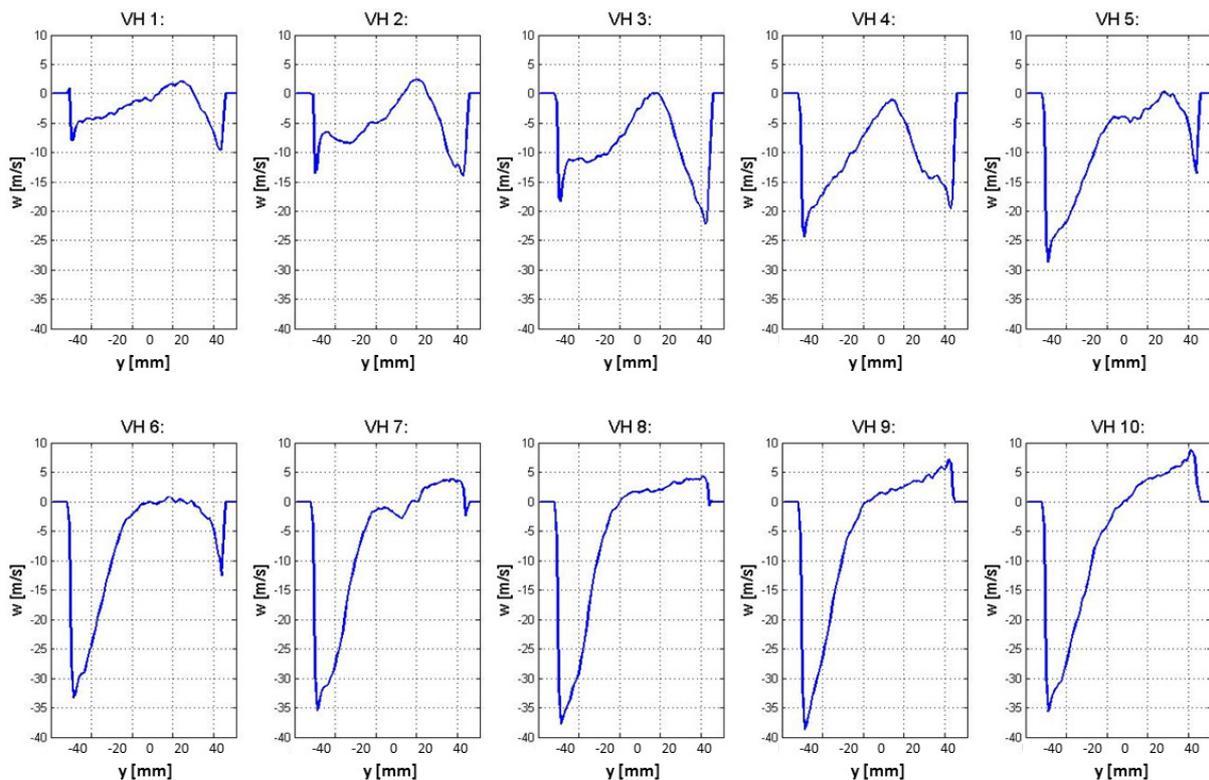


Abbildung 5-38: Geschwindigkeitsverteilung  $w(y)$  von Motor 3 in Ebene 4 ( $z = 39.5 \text{ mm}$ ) bei  $x = 0$  für die zehn Ventilhube

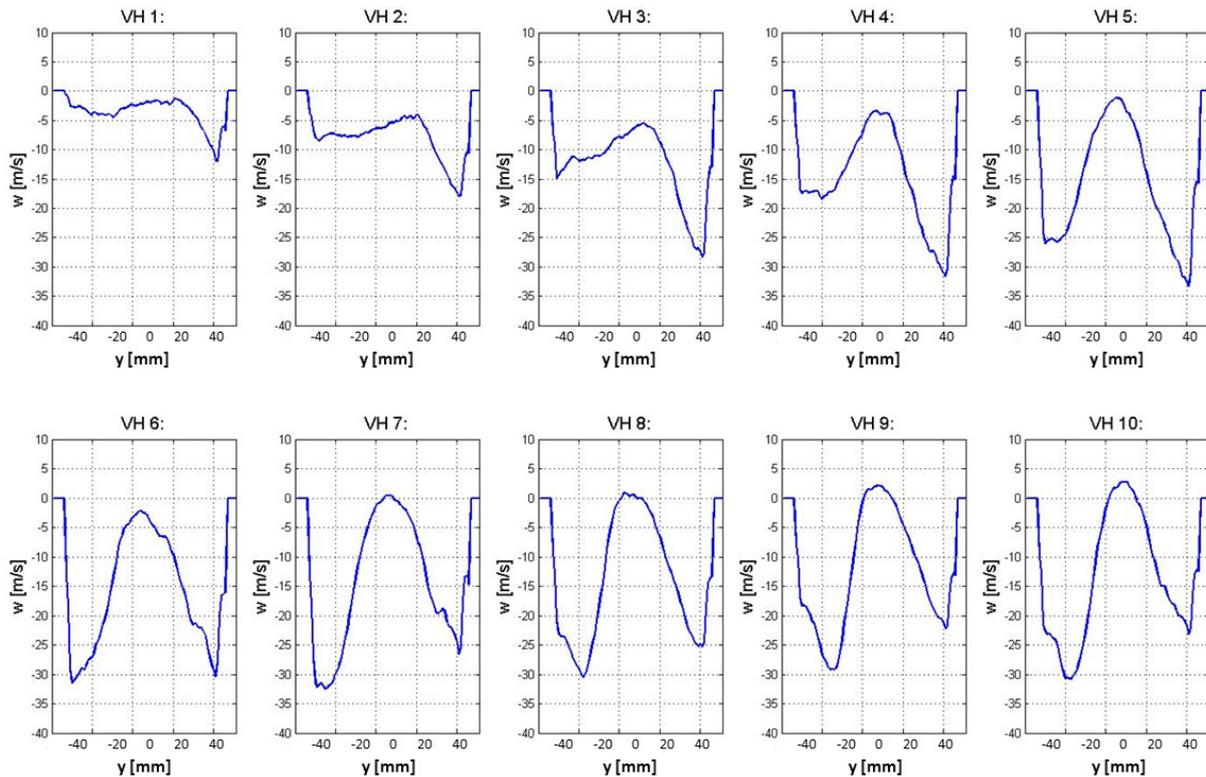


Abbildung 5-39: Geschwindigkeitsverteilung  $w(y)$  von Motor 7 in Ebene 4 ( $z = 39.5 \text{ mm}$ ) bei  $x = 0$  für die zehn Ventilhube

### 5.3.9 Resümee der Gegenüberstellung der Motoren 2, 3 und 7

Zusammenfassend kann aus dem Vergleich der Messergebnisse der Motoren 2, 3 und 7 in Kapitel 5.3 resümiert werden, dass ein äußerst detailliertes Vermessen der jeweiligen Strömungsfelder in axialer Richtung nur wenig Einfluss auf die Aussagen der neu vorgeschlagenen Parameter ausüben. Die Auswertung der neu vorgeschlagenen Parameter zeigt in beinahe allen Messebenen - vor allem in jenen um den Bereich  $z \cong 40 \text{ mm}$  - weitgehend dieselben Tendenzen hinsichtlich der Reihung der Motoren zueinander. Daher scheint auch die bis dato durchgeführte Beurteilung basierend auf nur einer Messebene ( $z = D/2$ ) gerechtfertigt, da die Hinzunahme weiterer Messebenen die Aussagen nicht maßgeblich verändert. Demzufolge wird im Weiteren zur Berechnung aller integralen Kenngrößen, welche sich aus der gewichteten Integration über den Kurbelwinkel ergibt, nur eine Messebene (Ebene 4,  $z = 39.5 \text{ mm}$ ) verwendet.

Aus Kapitel 5.3.6 geht deutlich hervor, dass sich der über die Messfläche gemittelte Turbulenzgrad nicht dazu eignet, charakteristische Unterschiede der jeweiligen Motoren zueinander aufzuzeigen. Der Turbulenzgrad beschreibt vornehmlich die turbulente Feinstruktur und erweist sich deshalb als ungeeignet, die im vorliegenden Fall hauptsächlich durch große, nicht turbulente Wirbelstrukturen (Tumble-Walze) getriebene Durchmischung zu charakterisieren.

Sämtliche gradientenbasierten Kenngrößen, wie z. B.  $\bar{\omega}^*$ ,  $\overline{\omega_{rms}^*}$  oder  $\bar{d}^*$ , welche als Maß für die Mischungsrate interpretiert werden können, erscheinen geeignet, um die Unterschiede in der Gemischbildung und nachfolgender Verbrennung bei den betrachteten Turbomotoren 2 und 3 zu parametrisieren. Gleichzeitig weisen diese Kenngrößen jedoch keinen großen Unterschied zwischen Einlasskanalgeometrien aufgeladener und frei saugender Motoren auf.

Somit erweisen sich die gradientenbasierten Parameter als gut geeignet, Unterschiede inner-

halb bestimmter Motorkategorien aufzuzeigen, jedoch als weniger geeignet, um Unterschiede zwischen aufgeladenen und frei saugenden Motoren zu quantifizieren. Letztere Fähigkeit weisen jedoch - wie gezeigt - die beiden anderen, nicht auf Strömungsmechanik basierenden Kenngrößen, die Skewness bzw. das Amplitudenverhältnis, auf.

Nach der direkten Gegenüberstellung der drei vermessenen Motoren 2, 3 und 7 und den daraus gewonnenen Schlussfolgerungen erfolgt im anschließenden Kapitel ein Vergleich aller sieben in [3] untersuchten Motoren anhand der integralen Kenngrößen, welche aus der gewichteten Integration der Querschnittsmittelwerte vom oberen bis zum unteren Totpunkt hervorgehen.

## 5.4 Integrale Kenngrößen

Dieses Kapitel stellt in erster Linie die für alle sieben in Tabelle 1-1 aufgelisteten Motoren erhaltenen Berechnungsergebnisse der neu vorgeschlagenen integralen Kenngrößen den bis dato zur Bewertung der Motoren verwendeten Tumble-Zahlen gegenüber. Sämtliche Berechnungen basieren hierbei auf ein und derselben Messdatenbasis, nämlich jener von der Vorläuferarbeit [3], und nicht auf den Messdaten der vorliegenden Arbeit. Die Vermessung der Geschwindigkeitsfelder erfolgte in [3] in nur einer Ebene ( $z = D/2$ ), sodass es grundsätzlich nicht möglich ist, die neu vorgeschlagenen gradientenbasierten Parameter vollständig zu berechnen. Wie die Erkenntnisse aus Kapitel 5.2 aber zeigen, führt die Berechnung dieser Parameter unter Vernachlässigung der Gradienten in axialer Richtung zu keinen nennenswerten Änderungen in berechneten Kenngrößen.

### 5.4.1 Neue integrale Kenngrößen vs. Tumble-Zahl

Abbildung 5-40 zeigt die neu vorgeschlagenen, dimensionslosen integralen Kenngrößen  $\overline{\omega}_m^*$  und  $\overline{\omega}_{rms,m}^*$  im direkten Vergleich zur Tumble-Zahl.

In der Gruppe T1 spiegeln sowohl der Parameter  $\overline{\omega}_m^*$  also auch  $\overline{\omega}_{rms,m}^*$  gut die qualitative Bewertung des Verbrennungsverhaltens wider: Motor 1 und Motor 2 liegen jeweils auf ähnlichem Niveau, während Motor 3 deutlich kleinere integrale Kenngrößen aufweist. Dieser Trend wird von der Tumble-Zahl, wie bereits in Kapitel 3.3 ausgeführt, nicht richtig abgebildet. In Gruppe T2 wurden in [3] die Verbrennungsergebnisse beider Motoren als ca. gleich gut bewertet. Genau das drücken - im Gegensatz zur Tumble-Zahl - auch die beiden Parameter  $\overline{\omega}_m^*$  und  $\overline{\omega}_{rms,m}^*$  aus. Widersprüchlich sind jedoch die Ergebnisse innerhalb der Gruppe S1. Während Motor 6 merklich schlechter verbrennt als Motor 7, weisen beide integralen Kenngrößen auf ein gegenteiliges Verhalten hin. Ob aus diesem Widerspruch geschlossen werden kann, dass die Aussagekraft der neu definierten, auf lokalen Geschwindigkeitsgradienten basierenden Kenngrößen bei frei ansaugenden Motoren generell geringer ist als bei aufgeladenen Motoren, wird im Zuge dieser Arbeit nicht näher untersucht und muss durch zukünftige weitere Messungen an Saugmotoren beantwortet werden. Des Weiteren sei angemerkt, dass die Absolutbeträge der neu vorgeschlagenen integralen Kenngrößen, welche auf lokalen Geschwindigkeitsgradienten basieren, keine Kategorisierung hinsichtlich der Einlasskanalgeometrie ermöglichen, wie dies innerhalb bestimmter Grenzen die Tumble-Zahl erlaubt ( $T_m \cong 1 \dots \text{Low-Tumble}$ ;  $T_m \cong 2 \dots \text{High-Tumble}$ ). Vielmehr erscheinen diese Parameter als besser geeignet, Unterschiede der Strömungsstruktur innerhalb bestimmter Motortypen, insbesondere bei den aufgeladenen Motoren, aufzuzeigen.

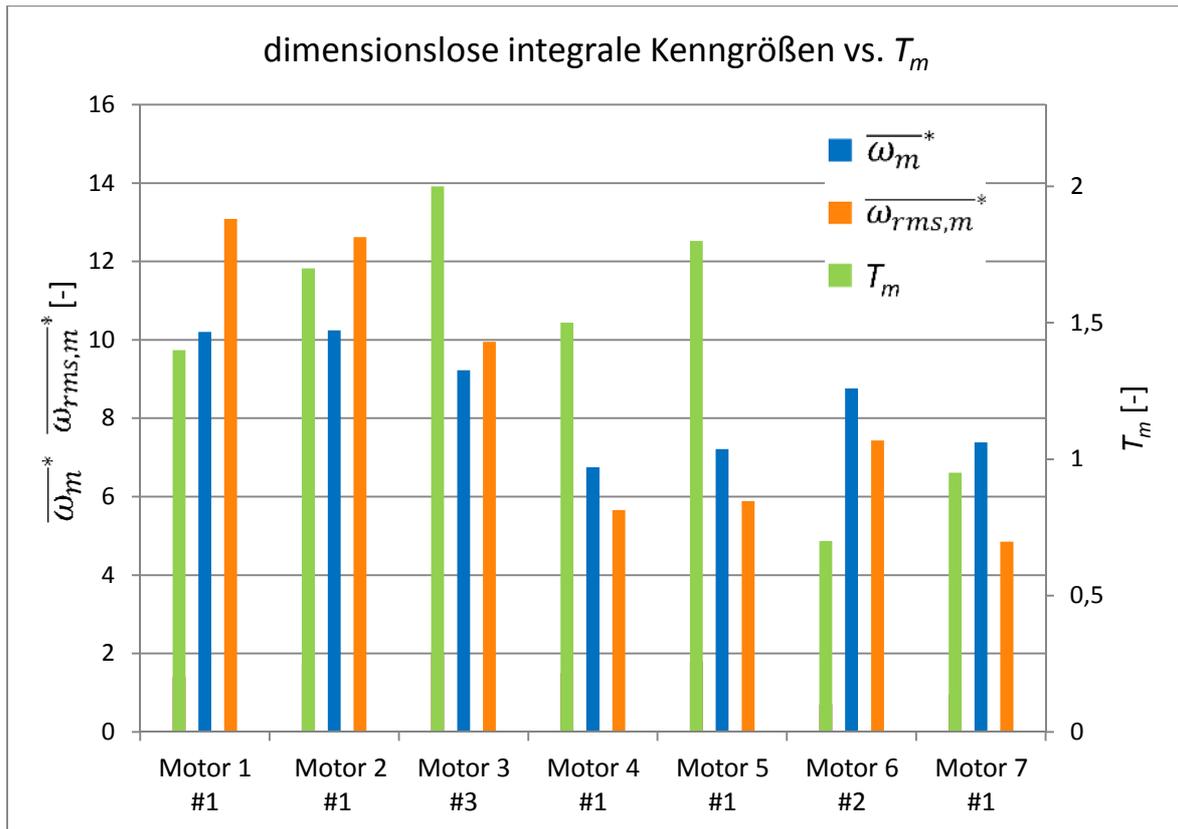


Abbildung 5-40: Gegenüberstellung der dimensionslosen integralen Kenngrößen  $\overline{\omega}_m^*$ ,  $\overline{\omega}_{rms,m}^*$  und der Tumble-Zahl  $T_m$ ; die Ziffer hinter dem #-Symbol bezeichnet den Rang des Motors in der Bewertung des Verbrennungsverhaltens laut Tabellen 3-2 bis 3-4

Ähnlich wie bei den Kenngrößen  $\overline{\omega}_m^*$  und  $\overline{\omega}_{rms,m}^*$  sind die Ergebnisse der integralen, dimensionslosen Normen der Verzerrungsratentensoren, dargestellt in Abbildung 5-41. Wiederrum weist Motor 3 in der Gruppe T1 die geringsten  $\overline{a}_m^*$ -Werte auf, die Werte der Motoren 4 und 5 sind sehr ähnlich, und Motor 6 erzielt einen höheren Wert als Motor 7. Da die Berechnung des Verzerrungsratentensors ebenso auf lokalen Geschwindigkeitsgradienten basiert, ist die Ähnlichkeit der Resultate zu Abbildung 5-40 durchaus zu erwarten.

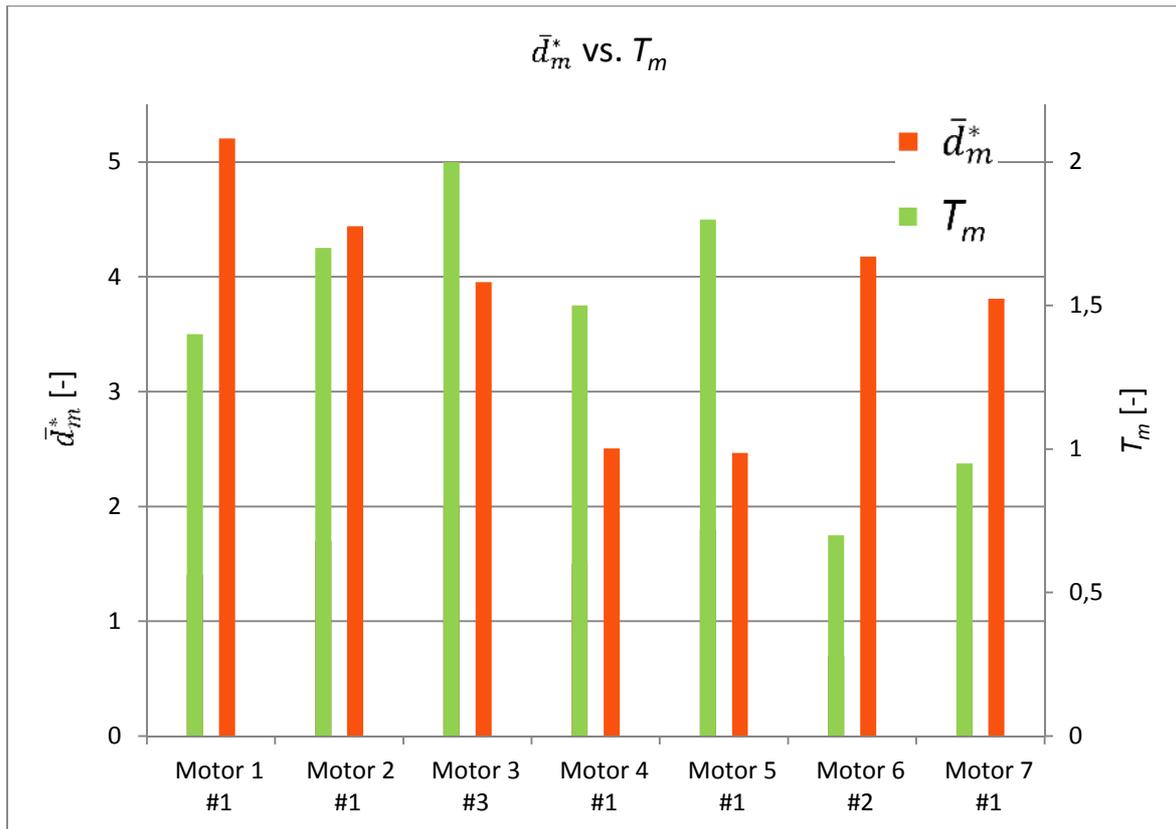


Abbildung 5-41: Gegenüberstellung der dimensionslosen, integralen Norm des Verzerrungs-ratentensors  $\bar{d}_m^*$  mit der Tumble-Zahl  $T_m$ ; die Ziffer hinter dem #-Symbol bezeichnet den Rang des Motors in der Bewertung des Verbrennungsverhaltens laut Tabellen 3-2 bis 3-4

Wie aus Kapitel 5.3.7 hervorgeht, ist die Skewness ein Parameter, der die Unterschiede zwischen High-Tumble und Low-Tumble-Einlassgeometrien identifizieren kann. Diese bei den Querschnittsmittelwerten beobachtete Eigenschaft ist auch in der von OT bis UT integrierten Repräsentation dieser Kenngröße zu ersehen, wie in Abbildung 5-42 gezeigt wird. Die Motoren 1 bis 5, welche allesamt in die Kategorie der High-Tumble-Motoren fallen, weisen eine maßgeblich größere integrale Skewness  $sk_m$  auf als die Saugmotoren 6 und 7, welche den Low-Tumble-Motoren zugeordnet werden können. Die gruppeninternen Unterschiede im Verbrennungsverhalten werden von diesem Parameter zwar ohne signifikante Widersprüche, allerdings nur sehr undifferenziert reflektiert. Die Werte liegen zumeist so nahe aneinander, dass man daraus kaum eine klare relative Bewertung ableiten kann.

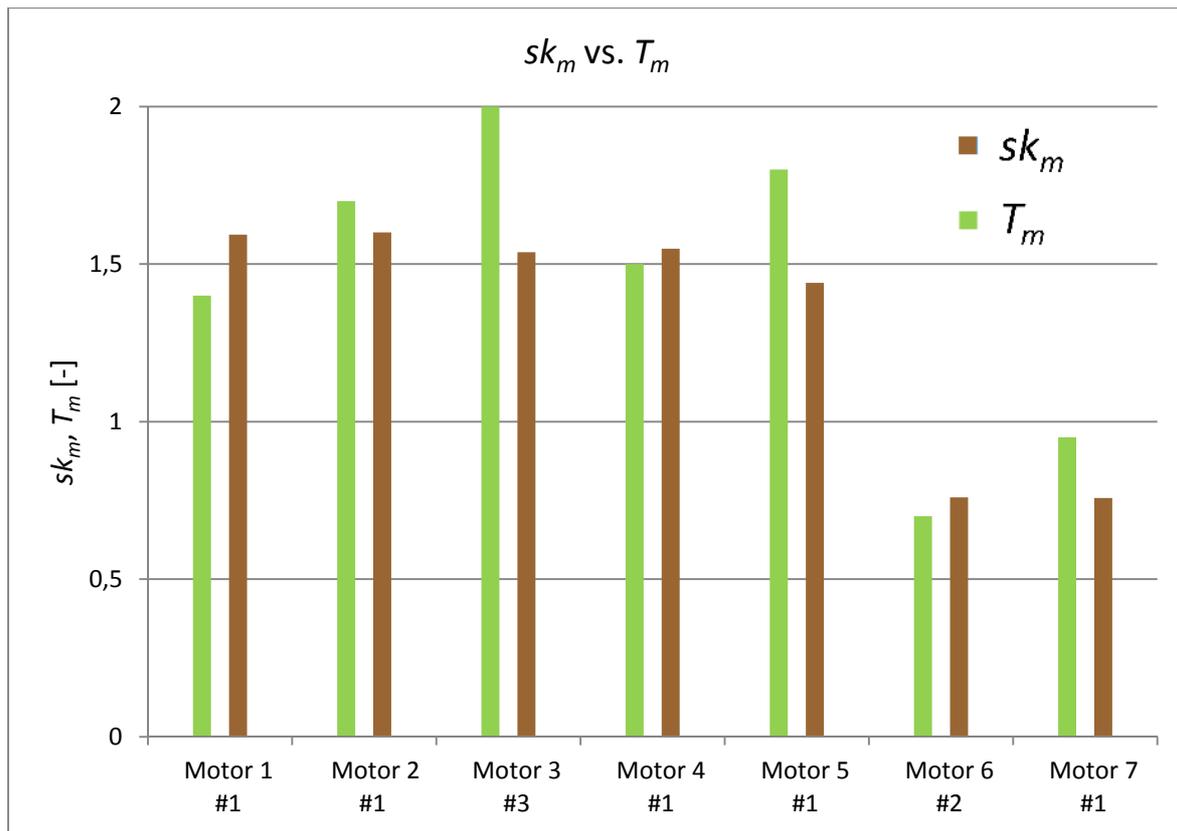


Abbildung 5-42: Gegenüberstellung der integralen Kenngröße  $sk_m$  mit der Tumble-Zahl  $T_m$ ; die Ziffer hinter dem #-Symbol bezeichnet den Rang des Motors in der Bewertung des Verbrennungsverhaltens laut Tabellen 3-2 bis 3-4

Die integrale Repräsentation des Amplitudenverhältnisses,  $av_m$ , macht als globale Kenngröße die Unterschiede zwischen aufgeladenen und frei ansaugenden Motoren ebenso klar sichtbar, wie Abbildung 5-43 in der Gegenüberstellung mit der Tumble-Zahl zeigt. In der Gruppe T1 verhält sich  $av_m$  mit Ausnahme des Motors 2 ähnlich der Tumble-Zahl  $T_m$ . Die großen Werte von  $av_m$  und  $T_m$  bei Motor 3 stehen jedoch völlig im Widerspruch zu den Verbrennungsergebnissen. Hierin manifestiert sich das bereits in den Abbildungen 5-36 und 5-37 gezeigte ähnliche Verhalten der entsprechenden querschnittsbezogenen Werte  $av$  und  $\omega_{rel}^*$  aufgetragen über dem relativen Ventilhub  $h_v/d_v$ . In den Gruppen T2 und S1 bilden die integralen Kenngrößen  $av_m$  die Reihung aus der thermodynamischen Verbrennungsbewertung gruppenintern gut ab. In der Gruppe T2, wo die Verbrennungsergebnisse der Motoren 4 und 5 als annähernd gleich bewertet wurden, ist auch  $av_m$  annähernd gleich groß. Auch das bessere Verbrennungsverhalten von Motor 7 in der Gruppe der Saugmotoren S1 wird von der Kenngröße  $av_m$  widergespiegelt, indem diese für Motor 7 einen höheren Wert aufweist als für Motor 6. Somit kann das Amplitudenverhältnis als eine neue Kenngröße angesehen werden, mit der es möglich ist, ähnlich der Tumble-Zahl große Strömungsstrukturen zu charakterisieren, welche einer Festkörperrotation nahe kommen. Im Gegensatz zur Tumble-Zahl  $T_m$  ist  $av_m$  jedoch rein mathematisch (auf einer Fourier-Reihenapproximation) basiert. Die gruppeninterne gute Korrelation des Parameters  $av_m$  mit Verbrennungsergebnissen für die Gruppen T2 und S1 kann als Anreiz dienen, diese Kenngröße auch in Zukunft zusätzlich zu  $T_m$  mit auszuwerten.

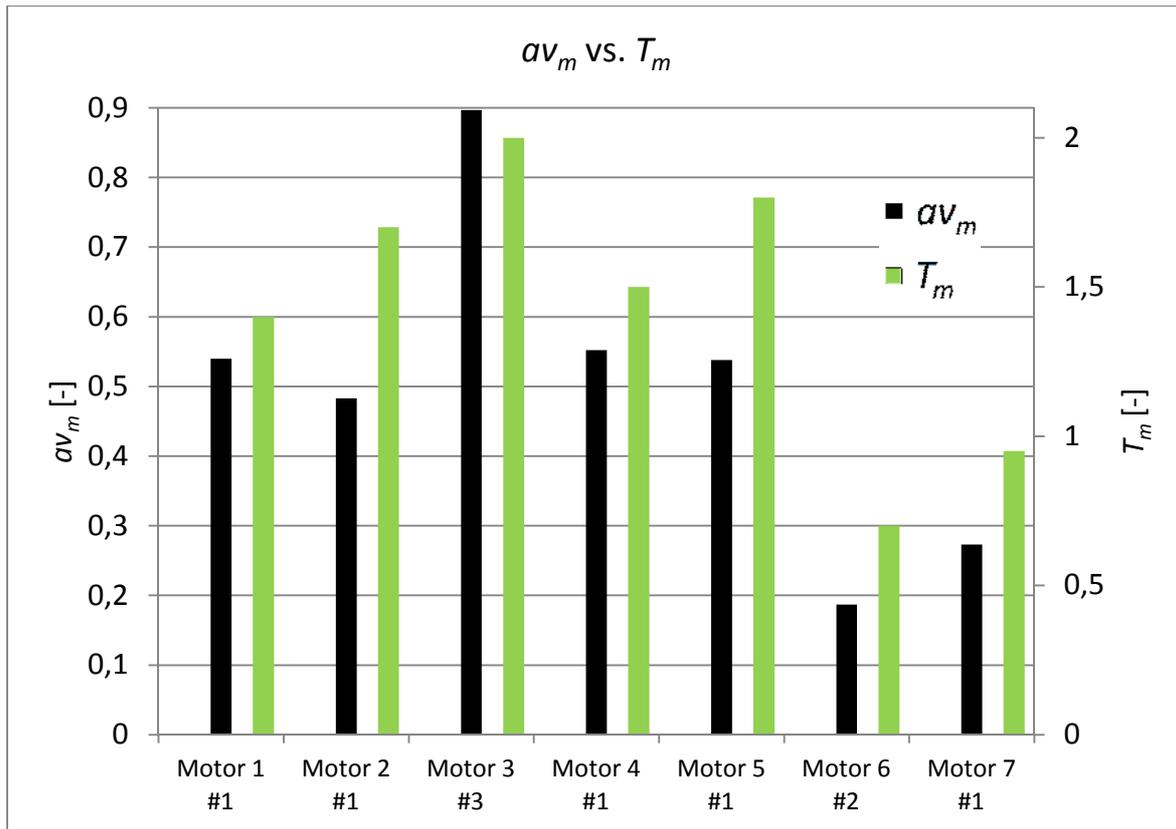


Abbildung 5-43: Gegenüberstellung der integralen Kenngröße  $av_m$  mit der Tumble-Zahl  $T_m$ ; die Ziffer hinter dem #-Symbol bezeichnet den Rang des Motors in der Bewertung des Verbrennungsverhaltens laut Tabellen 3-2 bis 3-4

Wie in den Abbildungen 5-28, 5-32 und 5-33 ersichtlich ist, ergab die Analyse der Querschnittswert für die turbulenz-basierten Kenngrößen  $\overline{T_u}$ ,  $\overline{v_{ts}^*}$  und  $\overline{v_{tw}^*}$  nur geringe Unterschiede für die betrachteten Motoren 2, 3 und 7. Daher wird auf eine Verwendung dieser Kenngrößen in integraler Form zur Charakterisierung des Mischungs- und Verbrennungsverhaltens als globale Parameter verzichtet.

#### 5.4.2 Brenndauer vs. neue Kenngröße

Um die aus der Verbrennungsbewertung hervorgehende Reihung der Motortypen anhand konkreter Bewertungskriterien genauer zu beleuchten, wird im Folgenden ein wichtiger Parameter der Bewertung, die Brenndauer, der neu vorgeschlagenen integralen Kenngröße  $\overline{\omega_m}$  in dimensionsbehafteter Form gegenübergestellt. Wie bereits in Kapitel 1.1.2 erläutert, versteht man unter der Brenndauer ein bestimmtes Zeitintervall in Grad Kurbelwinkel, während diesem ein klar definierter Prozentsatz der Brennstoff-Ladung chemisch umgesetzt wird. Die integrale Kenngröße  $\overline{\omega_m}$  wird deshalb als Vergleichsparameter gegenüber der Brenndauer gewählt, weil sie als Maß für eine inverse Mischzeit betrachtet werden kann. Je größer  $\overline{\omega_m}$  ist, desto geringer wird die erforderliche Zeit, verschiedene Medien miteinander zu vermischen. Eine geringe Mischzeit bedeutet eine schnelle Durchmischung der Frischladung und beeinflusst somit die Brenndauer positiv.

Es sei hier ausdrücklich darauf hingewiesen, dass die in diesem Kapitel angestellten Vergleiche mit etwas Vorsicht zu betrachten sind, da die zum Vergleich herangezogenen Brennge-

schwindigkeiten der Motoren auf unterschiedliche Motorlasten bezogen sind. Es waren allerdings keinerlei Daten verfügbar außer den vorliegend verwendeten, welche auch in der Vorläuferarbeit [3] eingesetzt wurden. Trotz dieser Problematik bezüglich der Vergleichbarkeit untereinander zeichnet sich dennoch ein Bild ab, das Schlussfolgerungen auf einen Zusammenhang zwischen der Brenndauer und  $\bar{\omega}_m$  zulässt. Die Berechnung von  $\bar{\omega}_m$  erfolgt stets anhand der Messdaten der Arbeit [3] in der Messebene 4 ( $z = D/2$ ). Auch sämtliche Diagramme zur Brenndauer sind aus [3] entnommen.

### 5.4.2.1 Gruppe T1

Abbildung 5-44 zeigt die Variation der Brenndauer für verschiedene Lastpunkte, definiert durch den effektiven Mitteldruck BMEP (Brake Mean Effective Pressure) bei einer durchschnittlichen Drehzahl  $n = 2000 \text{ min}^{-1}$ . Unter dem effektiven Mitteldruck versteht man die effektiv vom Motor geleistete Arbeit, welche durch Drehmomentenmessung an der Kurbelwelle ermittelt wird, bezogen auf das Hubvolumen des Motors. Dadurch ergibt sich für die spezifische Arbeit BMEP die Einheit eines Drucks.

Motor 3 weist generell ein maßgeblich höheres Niveau für die Brenndauer auf, was auf das im Vergleich zu den Motoren 1 und 2 schlechtere Verbrennungsverhalten hinweist. Dieser Niveauunterschied wird von der integralen Größe  $\bar{\omega}_m$  sehr gut abgebildet, welche für Motor 3 den niedrigsten Wert ausweist.

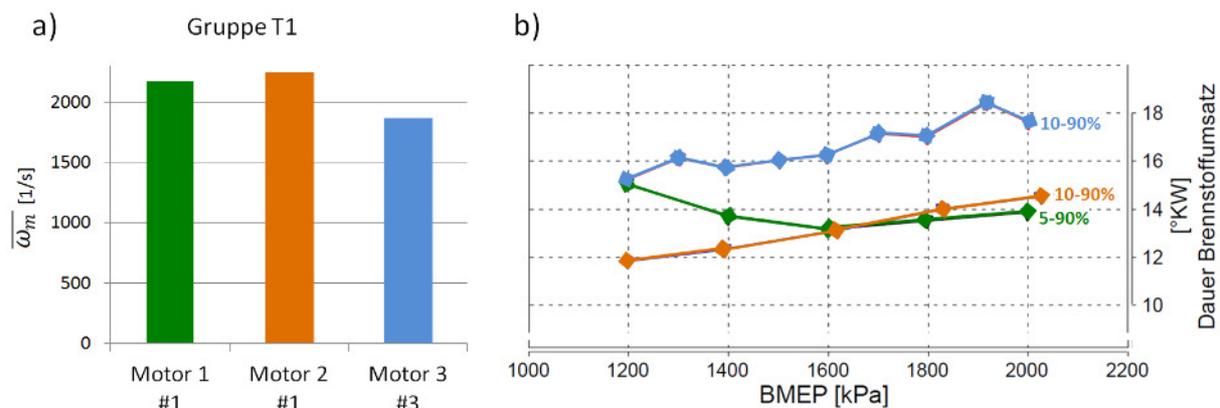


Abbildung 5-44: Gruppe T1: a) Integrale Kenngröße  $\bar{\omega}_m$ ; die Ziffer hinter dem #-Symbol bezeichnet den Rang des Motors in der Bewertung des Verbrennungsverhaltens laut Tabelle 3-2; b) Brenndauer [ $^{\circ}\text{KW}$ ] vs. BMEP [ $\text{kPa}$ ]

### 5.4.2.2 Gruppe T2

In der Gruppe T2 liegen Verbrennungsergebnisse (Brenndauer) bei variierender Motorlast, abermals charakterisiert durch den effektiven Mitteldruck BMEP, unter konstanter Drehzahl  $n = 1000 \text{ min}^{-1}$  vor. Infolge dieser geringen Drehzahl ist ein direkter Vergleich mit der Brenndauer aus Gruppe T1 naturgemäß unzulässig. Die Gegenüberstellung in Abbildung 5-45 zeigt allerdings, dass die Brenndauer beider Motoren über einen weiten Bereich ähnlich verläuft und dieses Verhalten durch die integrale Kenngröße  $\bar{\omega}_m$  ebenso gut wiedergegeben wird.

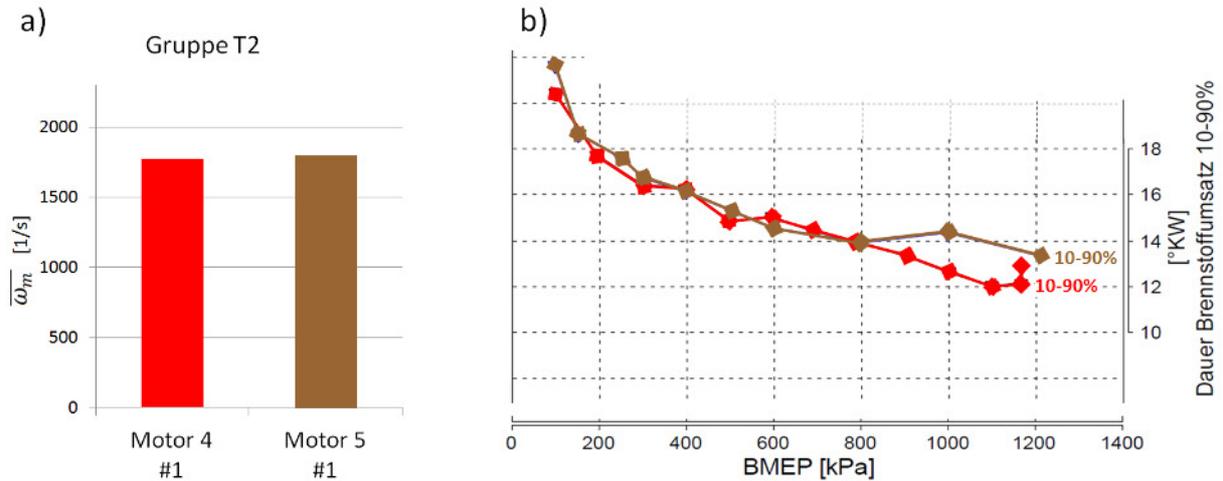


Abbildung 5-45: Gruppe T2: a) Integrale Kenngröße  $\bar{\omega}_m$ ; die Ziffer hinter dem #-Symbol bezeichnet den Rang des Motors in der Bewertung des Verbrennungsverhaltens laut Tabelle 3-3; b) Brenndauer [ $^{\circ}KW$ ] vs. BMEP [ $kPa$ ]

### 5.4.2.3 Gruppe S1

Gänzlich widersprüchlich zu den obigen Resultaten für die Gruppen T1 und T2 sind die Ergebnisse für die Gruppe der Saugmotoren S1. Abbildung 5-46 vergleicht die in a) dargestellten Werte der integralen Kenngröße  $\bar{\omega}_m$  mit der Brenndauer, welche in b) bei Volllast über der Drehzahl aufgetragen ist. Motor 6 weist einen deutlich größeren  $\bar{\omega}_m$ -Wert auf als Motor 7, obwohl seine Brenndauer stets auf einem höheren Niveau liegt. Über den Grund der widersprüchlichen Beschreibung des Verhaltens der Motoren der Gruppe S1 im Gegensatz zu den anderen beiden Gruppen kann vorerst nur spekuliert werden. Möglich ist, dass die grundlegend unterschiedlichen Strömungsstrukturen bei Saugmotoren verglichen mit Turbomotoren einen direkten Rückschluss von  $\bar{\omega}$  auf die Brenndauer nicht erlauben. Diese Frage wäre durch die Analyse weiterer Saugmotoren zu klären.

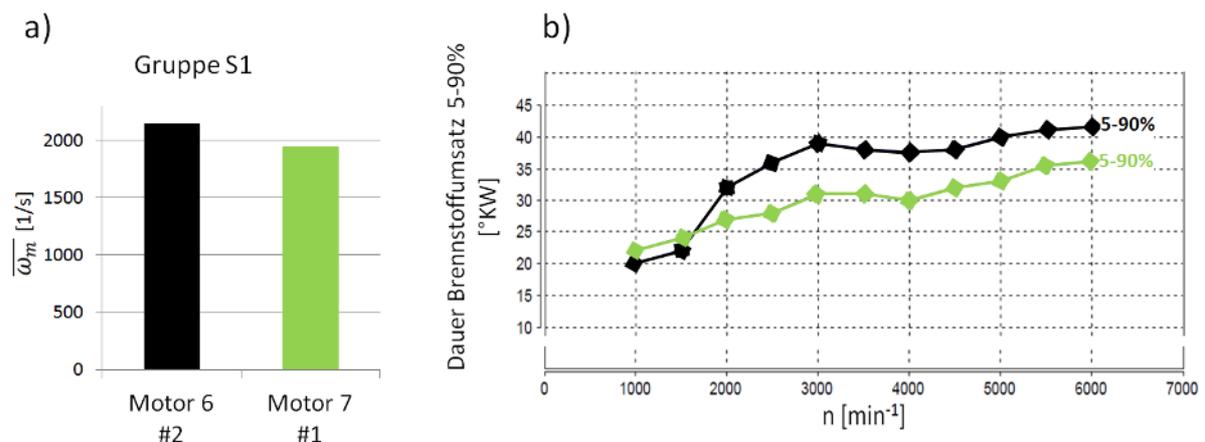


Abbildung 5-46: Gruppe S1: a) Integrale Kenngröße  $\bar{\omega}_m$ ; die Ziffer hinter dem #-Symbol bezeichnet den Rang des Motors in der Bewertung des Verbrennungsverhaltens laut Tabelle 3-4; b) Brenndauer [ $^{\circ}KW$ ] vs. Drehzahl [ $min^{-1}$ ]

## 6 Zusammenfassung und Schlussfolgerungen

In der vorliegenden Arbeit wurde eine Reihe von Kenngrößen definiert, welche die von verschiedenen Einlasskanalgeometrien erzeugten Strömungsstrukturen in Zylindern dahingehend parametrisieren, dass deren Zahlenwerte auf die Güte des nachfolgenden Verbrennungsprozesses schließen lassen. Die zu diesem Zweck bis dato verwendete Tumble-Zahl wird dieser Anforderung zwar größtenteils gerecht, führt in bestimmten Fällen aber zu widersprüchlichen Aussagen. Die motiviert durch diese Problematik vorgeschlagenen alternativen Kenngrößen beruhen zumeist auf etablierten Parametern der Strömungsmechanik zur Beschreibung turbulenter wirbelbehafteter Strömungen, z.T. jedoch auch auf nicht strömungsspezifischen allgemeinen Beschreibungen aus der Statistik oder Signalverarbeitung. Die Grundlage aller Kenngrößen bilden mittels PIV gemessene Geschwindigkeitsfelder von stationären Zylinderdurchströmungen.

Die detaillierte Vermessung des als erstes betrachteten Motortyps an zahlreichen Zylinderquerschnitten stromab vom Einlass macht deutlich, dass eine Reduktion der Anzahl der Messquerschnitte sich nur unbeträchtlich auf die schlussendlich erhaltenen Kenngrößen auswirkt. Es erweist sich sogar als ausreichend, die Kenngrößen basierend auf lediglich einer Messebene im axialen Abstand  $z = D/2$  vom Einlass zu bestimmen, wie dies bis dato durchgeführt wurde, ohne deren wesentliche Aussagen zu verändern. Der Einfluss der Veränderlichkeit der Geschwindigkeiten in axialer Richtung ist für die Aussagekraft der Kenngrößen also nicht maßgeblich.

Für die betrachteten Turbomotoren, insbesondere jener Gruppe, wo die Tumble-Zahl eine widersprüchliche Beschreibung abgibt, korrelieren die auf den lokalen Geschwindigkeitsgradienten beruhenden neuen Kenngrößen, d.h. der Betrag und die mittlere Standardabweichung des Wirbelvektors, sowie die Norm des Verzerrungsratentensors, alle tendenziell richtig mit der Güte des Verbrennungsprozesses. Bei den zwei untersuchten Saugmotoren lieferten diese Kenngrößen allerdings gegenläufige Tendenzen im Vergleich zum tatsächlichen Verbrennungsverhalten. In weiterführenden Arbeiten sollte daher unter Einbeziehung von Daten gemessen an zusätzlichen Motoren genauer untersucht werden, ob diese Kenngrößen infolge der zu den Turbomotoren stark unterschiedlichen Struktur des Strömungsfelds das Verbrennungsverhalten von Saugmotoren generell nicht konsistent abbilden.

Die auf der Beschreibung von Turbulenz basierten Kenngrößen, wie der Turbulenzgrad, bzw. typische Größen aus der Turbulenzmodellierung, wie z.B. die modellierten Wirbelviskositäten, erwiesen sich als ungeeignet, die großen Wirbelstrukturen der Tumble-Strömung zu charakterisieren, da diese keine turbulenten Wirbel darstellen.

Die vorgeschlagene Kenngröße „skewness“, welche in der Statistik allgemein zur Beschreibung der Schiefe von Verteilungen verwendet wird, erweist sich insgesamt als interessante Alternative zur Tumble-Zahl. Die Zahlenwerte dieser Kenngröße zeigen für alle Motorgruppen keine widersprüchlichen Trends zur Bewertung der Verbrennungsqualität, ohne dabei jedoch die aus dieser Bewertung jeweils hervorgehende Benotung der Motoren auch klar differenzierend abzubilden. Ähnlich der Tumble-Zahl korreliert die Höhe der skewness überdies sehr gut mit der Stärke der Tumble-Bewegung, sodass man auch anhand dieser Kenngröße High-Tumble von Low-Tumble-Motoren unterscheiden kann. Diese spezielle Eigenschaft, welche von allen vorgeschlagenen strömungsmechanisch basierten Kenngrößen nicht ausgewiesen wird, zeigt auch das Amplitudenverhältnis, welches auf einer Fourierreihenapproximation eines axialen Geschwindigkeitsprofils basiert. Im Gegensatz zur skewness führt diese Kennzahl zu genau den gleichen widersprüchlichen Aussagen, wie die Tumble-Zahl, liefert in dieser Hinsicht daher keine Verbesserung.

Insgesamt lässt sich festhalten, dass auf Grund des großen Unterschieds der hochgradig instationären Strömung im realen Motor zur gemessenen stationären Durchströmung des leeren Zylinders ohne Kolben die Versuchsdaten nur beschränkt repräsentativ für die tatsächlichen Strömungsbedingungen sein können. Da überdies die Kraftstoffkomponente beginnend von dessen Eintrag als Flüssigphase bis zu ihrer chemischen Umsetzung völlig außer Acht gelassen wird, ist durchaus zu erwarten, dass keine der auf diesen einphasigen stationären Messungen beruhenden globalen Kenngrößen die Güte des Verbrennungsprozesses tendenziell immer richtig charakterisiert. Für bestimmte Motorgruppen, wo die Tumble-Zahl stets Widersprüche lieferte, konnten einige der neu vorgeschlagenen Kenngrößen diese Fähigkeit dennoch demonstrieren. Eine kombinierte Anwendung der einzelnen Kenngrößen, zunächst zur Unterscheidung von Motorgruppen, z.B. High-Tumble von Low-Tumble Motoren, und nachgelagert zur gruppeninternen Bewertung erscheint zweckmäßig.

## Literaturverzeichnis

- [1] R. Glanz, „Differentielle Erfassung von Tumble-Strömungsfeldern,“ *Motortechnische Zeitschrift*, pp. 1 - 6, Jänner 2000.
- [2] E. Petschenig, R. Glanz und H. Sorger, „Differentielles Erfassen von Strömungsfeldern in der Motorenentwicklung,“ *Motortechnische Zeitschrift*, pp. 2 - 7, Mai 2010.
- [3] P. Pichsenmeister, „Bestimmung von Kenngrößen für die Bewertung der Zylinderinnenströmung bei Ottomotoren,“ Diplomarbeit, TU Graz, März 2014.
- [4] D. C. Haworth, „Large-Eddy Simulation of In-Cylinder Flows,“ *Oil & Gas Science and Technology*, pp. 175 - 185, 1999 (Vol. 54).
- [5] T. Joelsson, „Large Eddy Simulation of Turbulent Reactive Flows under HCCI Engine Conditions,“ Dissertation, Lund University, Mai 2011.
- [6] P. Neeser, „Untersuchungen zu den Einflussmöglichkeiten auf ein ottomotorisches Hochrestgasbrennverfahren,“ Dissertation, Karlsruher Institut für Technologie, 2011.
- [7] H. Eichlseder, „Verbrennungskraftmaschinen Vertiefte Ausbildung,“ Vorlesungsmanuskript, TU Graz, Februar 2014.
- [8] H. Eichlseder, „Kolbenmaschinen,“ Vorlesungsmanuskript, TU Graz, Oktober 2011.
- [9] H. Oertel, M. Böhle und T. Reviol, „Strömungsmechanik für Ingenieure und Naturwissenschaftler,“ Springer Vieweg-Verlag Wiesbaden, 2015.
- [10] D. Surek und S. Stempin, „Angewandte Strömungsmechanik für Praxis und Studium,“ Teubner-Verlag Wiesbaden, 2007.
- [11] G. Brenn und W. Meile, „Strömungslehre und Wärmeübertragung I,“ Vorlesungsmanuskript, TU Graz, Februar 2012.
- [12] H. Steiner, „Höhere Strömungslehre und Wärmeübertragung,“ Vorlesungsmanuskript, TU Graz, 2014.
- [13] F. Durst, „Grundlagen der Strömungsmechanik,“ Springer-Verlag Berlin, Heidelberg, New York, 2006.
- [14] E. Truckenbrodt, „Fluidmechanik, Band 1,“ Springer-Verlag Berlin, Heidelberg, New York, 1996.
- [15] N. Peller, „Numerische Simulation turbulenter Strömungen mit Immersed Boundaries,“ Dissertation, TU München, 2010.
- [16] F. Nicoud und F. Ducros, „Subgrid-Scale Stress Modelling Based on the Square of the Velocity Gradient Tensor,“ *Flow, Turbulence and Combustion*, pp. 183 - 200, 1999 (Vol. 62).
- [17] K. Mayer und G. Thien, „Derivation of the Formulas for the Evaluation of Stationary Flow Measurements of Intake and Exhaust Ports,“ AVL Report No. 463, Graz, November 1978.
- [18] W. Timischl und G. Kaiser, „Ingenieur-Mathematik 4,“ Dorner-Verlag Wien, 2007.
- [19] A. Wimmer, „Motorenmesstechnik,“ Vorlesungsmanuskript, TU Graz, 2010.
- [20] M. Raffel, C. Willert, S. Wereley und J. Kompenhans, „Particle Image Velocimetry - A Practical Guide,“ Springer-Verlag Berlin, Heidelberg, New York, 2007.

- [21] „unileoben,“ [Online]. Available: <http://vtiu.unileoben.ac.at/img/upl/sitemap/PIV-Messung.jpg>. [Zugriff am 30.03.2016].
- [22] Messtechnik, „Prüfstands Aufbau PIV (Gesamtübersicht),“ Graz, Fotos der Fa. AVL List GmbH, 2016.
- [23] C. Brücker und H. Chaves, „Particle Image Velocimetry,“ LV-Unterlagen TU Bergakademie Freiberg.
- [24] K. Zähringer, „Optische Messverfahren [2/3],“ LV-Unterlagen Otto-von-Guericke-Universität Magdeburg, 2012.
- [25] O. Pust und T. Nonn, „FlexPIV - Ein innovatives Verfahren der Strömungsangepassten PIV-Auswertung,“ Fachtagung Lasermethoden in der Strömungsmesstechnik, Karlsruhe, September 2008.
- [26] M. Buschek, „Laseroptische Analyse der zyklischen Schwankungen in einem Transparentmotor,“ Dissertation, TU Darmstadt, 2013.