Mehrkomponenten-Laser-Doppler-Anemometer-Messungen in einer drallbehafteten Rohr- und Brennkammerströmung

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultäten
der Georg-August-Universität zu Göttingen

vorgelegt von

Andreas Wiedemann
aus
Soest

Göttingen 2001

D7

Referent: Prof. Dr. H. Eckelmann

Korreferent: Prof. Dr. D. Ronneberger

Tag der mündlichen Prüfung: 3.5.2001

Inhaltsverzeichnis

Liste der verwendeten Symbole und Abkürzungen

1 Einleitung 1

2 Theorie der Drallströmungen 4

2.1 Drallbehaftete Rohrströmungen 4

2.1.1 Drallzahl 4
2.1.2 Umfangsgeschwindigkeit 5
2.1.3 Axialgeschwindigkeit 7
2.1.4 Radialgeschwindigkeit 8

2.2 Phänomene der Drallströmung 9

3 Versuchsaufbau 12

3.1 Dralldüse und Brennkammer 12

3.2 Laser-Doppler-Anemometer 14

3.2.1 Arbeitsweise des Laser-Doppler-Anemometers 14
3.2.2 LDA Meßapparatur 15
3.2.3 Signalverarbeitung 17
3.2.4 Fehlerquellen der LDA-Meßtechnik 17

4 Messungen und Ergebnisse 18

4.1 Ermittlung der optimalen Konfiguration 19

4.1.1 2-D-Messungen in der Dralldüse 19
4.1.2 3-D-Messungen in der Brennkammer 27

4.2 Vollständige Beschreibung der Brennkammerströmung mit der gewählten Konfiguration: Tangentialgenerator und Stempel80 45

4.2.1 Mittelwerte der Geschwindigkeiten in der Brennkammer 48
4.2.2 Schwankungsgrößen 51

4.2.3 Energiespektren 57
4.2.4 Anteil der vom präzessierenden Wirbelkern verursachten Geschwindigkeitsschwankungen am RMS-Wert 60
4.2.5 Korrelationskoeffizienten 65
4.2.6 Zweipunktkorrelationsmessungen 68
4.2.7 Fächermessungen 72

5 Zusammenfassung und Ausblick 78

Literaturverzeichnis 81

Danksagung 83

Liste der verwendeten Symbole und Abkürzungen

a	Proportionalitätsfaktor
c	Lichtgeschwindigkeit
d_f	Streifenabstand im Meßvolumen
D	Düsendurchmesser (D=40 mm)
f	Frequenz
L	Brennkammerlänge (L=300 mm)
L_r	Integrale Längenmaß in radialer Richtung
L_t	Integrale Längenmaß in tangentialer Richtung
N	Anzahl der Meßereignisse
p	Druck
r	Radiale Entfernung von der Symmetrieachse ($r = \sqrt{x^2 + y^2}$)
R'_{uu}	mittlere Korrelation der Axialgeschwindigkeit an verschiedenen Meßorten bei den Zweipunktkorrelationsmessungen
R_{uv}	Korrelationskoeffizient der axial-radial Korrelation; entspricht der mittleren Korrelation normiert mit den entsprechenden RMS-Werten (analog für R_{uw}, R_{vw})
Re	Reynoldszahl $Re=U_0 \cdot D/\nu$
S_m	Drallzahl berechnet mit der Mittelwertmethode
S_1, S_2, S	Drallzahl berechnet mit der Integralmethode
Tu	Turbulenzgrad berechnet aus allen drei Geschwindigkeitskomponenten
t_0	Inverse Datenrate
$U_\perp$	Teilchengeschwindigkeit senkrecht zu den Schnittebenen des Meßvolumens
U, V, W	Axial-, Radial- und Tangentialgeschwindigkeit
$\overline{U}$, $\overline{V}$, $\overline{W}$	Gemittelte Axial-, Radial- und Tangentialgeschwindigkeit
u, v, w	Schwankung der axialen, radialen und tangentialen Geschwindigkeit

U_0	Mittlere Axialgeschwindigkeit über der Düsenöffnung
u_{RMS}, v_{RMS}, w_{RMS}	Effektivwert der Schwankungen der axialen, radialen und tangentialen Geschwindigkeit
x, y, z	Koordinaten in axialer, radialer und tangentialer Richtung
α	Winkel
β_{ax}, β_{rad}, β_{tan}	Anteil der vom präzessierenden Wirbelkern verursachten Geschwindigkeitsschwankungen am axialen, radialen und tangentialen RMS-Wert
ε	Öffnungswinkel der LDA-Komponenten
λ	Wellenlänge des Laserlichtes
ν_D	Doppler-Frequenz
ν_{mixer}	Mixerfrequenz der Auswerteelektronik
ν_{shift}	Frequenzverschiebung der LDA-Strahlen
ν_t	Turbulente Viskosität
ρ	Dichte des Fluids

1. Einleitung

Drallströmungen spielen sowohl in der Technik als auch in der Natur eine große Rolle. Sie finden dort in einem breiten Spektrum Anwendung, wie zum Beispiel bei Benzin- und Dieselmotoren, Hochöfen, landwirtschaftlichen Sprühmaschinen, Gasturbinen und Heizanlagen. In Wettererscheinungen wie dem Tornado und Hurrikan, die besonders häufig und teilweise mit verheerenden Auswirkungen in Nordamerika auftreten, können Drallströmungen beobachtet werden, und selbst die Theorie der Frisbee- und Bumerangbewegung ist abhängig von ihnen. Als Drallströmungen bezeichnet man rotationssymmetrische Strömungen, deren tangentiale Geschwindigkeitskomponente von Null verschieden ist. Um unterschiedliche Drallströmungen vergleichen zu können, wurde eine Drallzahl S eingeführt, siehe Gleichungen (2.1) bis (2.3), bei der die Tangentialgeschwindigkeit in Beziehung zur Axialgeschwindigkeit gesetzt wird. Bei Verbrennungssystemen macht man sich den günstigen Effekt, der durch Aufprägung von Drall auf Strahlströmungen und eingespritzten Brennstoff entsteht, zur Stabilisierung von Verbrennungsprozessen und effizienterer sauberer Verbrennung zunutze. In experimentellen Studien konnte gezeigt werden, daß der Drall großskalige Auswirkungen auf das Strömungsfeld hat. Die Flammengröße und -form, Stabilität und Verbrennungsintensität werden extrem von der Größe der Drallzahl S beeinflußt. Der generelle Effekt, den das Hinzufügen von Drall bei Strahlströmungen mit sich bringt, ist das Aufweiten des Strahls, siehe Bild 2.3, und das erhöhte Einbringen von Umgebungsluft in den Strahl. Zudem wird ein schnellerer Abfall der Schwankungsgrößen mit zunehmender Drallzahl erreicht.

Der Drall kann auf verschiedene Weise erzeugt werden, wobei am häufigsten der Axial-plus-Tangential-eintrittsgenerator, bei dem Luft durch tangentiale Einlaßschlitze in die Dralldüse geblasen wird und sich dort mit einem axialen Luftstrom vermischt, siehe Bild 3.1 und 3.2, und der Flügelgenerator (guided vanes generator), der aufgrund seiner Flügelgeometrie den Luftstrom in Rotation versetzt, verwendet werden. Eine Übersicht der verschiedenen Möglichkeiten zur Drallerzeugung findet man bei Gupta [11] und Kilik [16].

Je nach Drallzahl entstehen ganz unterschiedliche Strömungsformen. Bei kleinen Drallzahlen bis ungefähr S_{krit}=0,6, die ein Anhaltswert darstellt und bei jedem Experiment variiert, bleiben die axialen Geschwindigkeitsprofile gaußförmig wie bei dem drallfreien Freistrahl. Die induzierten Druck-gradienten reichen noch nicht aus, die Strömung in Richtung der Düsenöffnung zurückzusaugen. Ab der kritischen Drallzahl S_{krit}=0,6 sind diese Druckgradienten groß genug und führen je nach Größe der Drallzahl und Geometrie der Dralldüse zu einer Verzögerung der Strömung oder sogar zu einer absoluten Rückströmung mit negativen Axialgeschwindigkeiten im Bereich der Symmetrieachse, der sogenannten zentralen toroidalen Rückströmzone, siehe Bild 2.4. Diese Rückströmung spielt bei der

Stabilisierung von Brennerflammen eine wichtige Rolle, da sie für eine Rezirkulation der heißen Verbrennungsprodukte und eine Region mit verminderter Geschwindigkeit sorgt, in der Strömungs- und Flammengeschwindigkeit eine ähnliche Größe besitzen.

Die in den Experimenten dieser Arbeit erzielten Reynoldszahlen, die mit der über dem Düsendurchmesser gemittelten Axialgeschwindigkeit U_0, dem Düsendurchmesser D und der Zähigkeit der Luft ν gebildet wurden, bedingen das Auftreten einer stark zeitabhängigen Instabilität, des präzessierenden Wirbelkerns, der mit sehr hohen Geschwindigkeitsschwankungen in der Nähe der Düsenöffnung verbunden ist. Hierdurch entstehen unverzüglich großskalige räumliche Fluktuationen der Staupunkte und Grenzen der Rückströmzone.

Bei der Drallströmung handelt es sich somit um eine sehr komplizierte Strömungsart, die von großem Interesse ist, da sie in der Industrie und in Haushalten eingesetzt wird. Aufgrund der Komplexität ist es noch nicht gelungen, eine komplette Beschreibung durch Theorie und numerische Berechnungen zu finden, wobei es keineswegs an experimentellen und theoretischen Anstrengungen fehlt, die Zusammenhänge aufzudecken, siehe z. B. Lilley und Rhode [19], Elsner et al. [9], [10] und Hogg und Leschziner [15]. Da die meisten Untersuchungen heutzutage aus wirtschaftlichen Gründen nur an industrienahen Dralldüsen wie bei Lehmann [18] angestellt werden, die eine hohe Komplexität aufweisen, ist der Zugang zu den grundlegenden Phänomenen erschwert. In den Dralldüsen ist es schwierig, das Strömungsfeld direkt am Düsenaustritt und in der Dralldüse zu erfassen, da diese entweder nicht zugänglich sind oder wegen ihrer zylindrischen Formen bei optischen Meßmethoden für Strahlenversätze sorgen und somit eine Messung erschweren. Aus diesem Grund werden in der vorliegenden Arbeit Messungen an einer geometrisch stark vereinfachten Dralldüse durchgeführt. Als Drallerzeuger kamen ein Axial-plus-Tangentialeintrittsgenerator und ein Tangentialeintrittsgenerator, den man durch Entfernen der axialen Luftzufuhr des ersten Generators erhielt, zum Einsatz, mit denen die angestrebten Drallzahlen über S_{krit}=0,6 erreicht werden können. Des weiteren ist die Herstellung dieser Drallerzeuger im Vergleich zu den anderen Generatoren mit wenig technischem Aufwand verbunden. An die Dralldüse schließt sich eine Brennkammer an, um konstante Randbedingungen für geplante numerische Berechnungen zu schaffen.

Bei diesen Messungen wurde das modulare Drei-Komponenten-Laser-Doppler-Anemometer (3-D-LDA) des DLR Göttingen eingesetzt, wodurch berührungslose Messungen in der Dralldüse und in der Brennkammer möglich waren. Durch die in Vorwärtsstreuung betriebene Arbeitsweise wurden Datenraten von mehreren Kilohertz erreicht, so daß ein sowohl zeitlich als auch räumlich hoch auflösendes Meßsystem zur Verfügung stand. Ziel dieser Messungen ist es, für die Numerik einen vollständigen Datensatz zu erstellen, anhand dessen Turbulenzmodelle überprüft und gegebenenfalls

verbessert werden können. Dazu muß in einem ersten Schritt eine Strömung in der Dralldüse und in der Brennkammer erzeugt werden, die zum einen von möglichst wenig Parametern abhängt und zum anderen durch genau definierte Bedingungen festgelegt ist. Die Strömung in der Dralldüse, die mit den beiden Drallgeneratoren, also dem Axial-plus-Tangentialgenerator und dem reinen Tangentialgenerator, erzeugt wurde, ist Gegenstand der ersten Meßreihe. Dabei soll ermittelt werden, ob sich beide Generatoren für die Erzeugung einer reproduzierbaren Düsenströmung eignen oder ob eine definierte Strömung nur durch zusätzliche Modifikationen an der Dralldüse hergestellt werden kann.

Da in den numerischen Berechnungen der Volumenstrom als Eingabegröße verwendet wird, ist sicherzustellen, daß in die Brennkammer nur Fluid aus der Dralldüse gelangt. Aus diesem Grund wird die Brennkammer mit einer Abdeckung versehen, die eine wesentlich kleinere Öffnung als die Querschnittsfläche der Brennkammer besitzt, so daß kein Umgebungsfluid durch sie hindurchtreten kann. Lehmann [18] hat bei seinen Untersuchungen an einer Zweistrom-Gasfilmdüse mit Brennkammer, die am oberen Ende eine Querschnittsverengung aufweist, beobachtet, daß sich auf der Symmetrieachse eine Art Wirbelschlauch ausbildet, dessen Verteilung der Umfangsgeschwindigkeit der eines Festkörperwirbels ähnelt. Aufgrund dessen werden Messungen in der Brennkammer durchgeführt, in denen der Einfluß unterschiedlicher Brennkammerabdeckungen auf die Ausbildung der Strömung bestimmt wird. Die bei diesen Messungen gewonnenen Ergebnisse dienen dazu, eine Brennkammerabdeckung auszuwählen, die zusammen mit dem sich als günstiger erwiesenen Drallgenerator die Erzeugung einer definierten Brennkammerströmung ermöglichen.

An dieser Kombination aus Drallerzeuger und Brennkammerabdeckung werden ausführliche Messungen sowohl in der Dralldüse als auch in der Brennkammer vorgenommen. Sie sollen Aufschluß geben über den Anteil der vom präzessierenden Wirbelkern verursachten Geschwindigkeitsschwankungen am RMS-Wert, da dieser bei numerischen Berechnungen nur die “reinen turbulenten” Geschwindigkeitsschwankungen beinhalten darf. Des weiteren werden Zweipunktkorrelationsmessungen an unterschiedlichen Positionen durchgeführt, um die integralen Längenskalen zu ermitteln, die bei der Verwendung des k-ε-Modells zur Berechnung der turbulenten Viskosität ν_t benötigt werden. Abschließend soll untersucht werden, inwieweit die Brennkammergeometrie die Rotationssymmetrie der Strömung beeinflußt. Dazu wird an unterschiedlichen Stromabpositionen in der Brennkammer ein Viertel des Strömungsfeldes ausgemessen und mit den Ergebnissen, die auf der Symmetrieachse erzielt wurden, verglichen.

2. Theorie der Drallströmungen

Wie in der Einleitung beschrieben, kann der Drall auf unterschiedliche Weise erzeugt werden. Da sich bei dem Axial-plus-Tangentialeintrittsgenerator zum einem zwei Luftströme mit sehr unterschiedlichen Strömungsrichtungen und zum anderen die aus den Einlaßschlitzen des Generators austretenden tangentialen Luftströme vermischen, ist es sinnvoll, die Brennkammer nicht direkt hinter dem Drallerzeuger anzubringen, sondern zwischen Drallerzeuger und Brennkammer eine genügend lange Ausgleichsstrecke zu schaffen, in der die Scherschichten beider Strömungen abklingen können. Damit soll sichergestellt werden, daß die Abhängigkeit der Geschwindigkeitsverteilungen von dem Abstand zwischen Drallerzeuger und Brennkammer sehr gering ist. Durch diesen Aufbau kann die Drallströmung in zwei Teilströmungen aufgeteilt werden, nämlich in die Strömung in der Ausgleichsstrecke, im folgenden als Dralldüse bezeichnet, und in die Brennkammerströmung. Bei der Dralldüse handelt es sich in dieser Arbeit um ein zylindrisches Glasrohr, das den Einsatz der Laser-Doppler-Anemometrie ermöglichte. Aufgrund der sehr unterschiedlichen Strömungsformen in diesen beiden Bereichen werden die Dralldüse und die Brennkammer getrennt behandelt.

2. 1 Drallbehaftete Rohrströmungen

2. 1. 1 Drallzahl

Bei einer drallbehafteten Rohrströmung handelt es sich um eine rotationssymmetrische Strömung mit einer von Null verschiedenen Tangential- oder Umfangsgeschwindigkeit. Diese Strömungsform läßt sich durch eine Drallzahl S charakterisieren, bei der die Tangential- und die Axialgeschwindigkeit in Relation zueinander gesetzt werden. Im Gegensatz zur Reynoldszahl gibt es für die Drallzahl mehrere unterschiedliche Definitionen, so daß man bei ihrer Angabe auch die Berechnungsart nennen muß. Es sollen hier die gebräuchlichsten Methoden beschrieben werden.

Ausgehend von der Annahme einer Potentialströmung für große Radien bildete Teplitzky [25] den Mittelwert des Produktes aus dem normierten Radius r/R und der Umfangsgeschwindigkeit W, die mit der mittleren Durchflußgeschwindigkeit U_0 normiert wurde.

$$S_m = \frac{\sum_{i=1}^{n} \frac{r_i \cdot W_i}{R \cdot U_0}}{n} \qquad i,n \in \aleph \tag{2.1}$$

Die Bestimmung der Drallzahl erfolgt somit durch die Mittelung örtlicher Drallzahlen, wobei ungeeignete Positionen wie in Totwassergebieten nicht herangezogen werden. Im Gegensatz hierzu

wenden die beiden nächsten Verfahren eine integrale Berechnungsmethode an, bei der das gesamte Strömungsfeld berücksichtigt wird. Vasilescu [27] definiert die Drallzahl als Verhältnis zwischen dem tangentialen und dem axialen Energiestrom.

$$S_1 = \frac{\text{Tangentialer Energiestrom}}{\text{Axialer Energiestrom}} = \frac{\int_0^R \rho W^2 \, U \, r \, dr}{\int_0^R \rho \, U^3 \, r \, dr} \tag{2.2}$$

Hier bedeuten ρ die Dichte des Fluids, W die Tangential- oder Umfangsgeschwindigkeit, U die Axialgeschwindigkeit, R der Radius der Dralldüse und r der Abstand von der Symmetrieachse. Beer und Chigier [2] bilden bei ihrer Methode das Verhältnis aus dem Impulsmoment in tangentialer Richtung und dem mit dem Radius multiplizierten Impuls in Axialrichtung.

$$S_2 = \frac{\text{Tangentiales Impulsmoment}}{\text{Radius} \cdot \text{Axialer Impuls}} = \frac{2\pi \int_0^R \rho \, W \, U \, r^2 \, dr}{R \cdot 2\pi \int_0^R \rho \, U^2 \, r \, dr} \tag{2.3}$$

Dies ist zugleich die gebräuchlichste Art zur Berechnung der Drallzahl, so daß sie auch in dieser Arbeit, falls nicht anders angegeben, angewendet werden soll. Sie wird im folgenden als S bezeichnet.

2. 1. 2 Umfangsgeschwindigkeit

Die Geschwindigkeitsverteilung in Umfangsrichtung kann am besten durch eine Wirbelbewegung formuliert werden, für die mehrere Modelle entwickelt wurden. Wird die Umfangsgeschwindigkeit durch einen Potentialwirbel beschrieben, so erhält man für große Radien gute Ergebnisse, im Wirbelzentrum dagegen steigt die Geschwindigkeit ins Unendliche. Die Unendlichkeit der Geschwindigkeit im Zentrum des Potentialwirbels konnte von Meldau [21] durch die Annahme einer Festkörperrotation beseitigt werden. Dieser als Rankine-Wirbel bezeichnete Ansatz ist jedoch aus Gründen der Nicht-Differenzierbarkeit und Aufteilung in zwei verschiedene Zonen physikalisch nicht sinnvoll. Verwendet man einen dem Hamel-Oseen-Wirbel ähnlichen Ansatz, so entfallen die Unendlichkeit der Geschwindigkeit im Zentrum und die Unstetigkeitsstelle in der Ableitung zwischen der Geschwindigkeitsverteilung einer Festkörperrotation bei kleinen Radien und dem Potentialwirbel bei großen Radien. Für die Tangentialgeschwindigkeit ergibt sich für den Abstand r von der Symmetrieachse folgende radiale Verteilung:

$$W(r) = \frac{A}{r} \cdot (1 - \exp(-r^2/B)) \qquad \text{mit } A, B \in \Re \tag{2.4}$$

Die Konstanten A und B müssen experimentell bestimmt werden. Man erkennt in Gleichung (2.4) durch Entwicklung des Exponentialausdruckes, daß die Geschwindigkeit für kleine Radien linear mit dem Radius ansteigt (Festkörperrotation) und für große Radien mit 1/r abfällt (Potentialwirbel). Da das Modell an den Hamel-Oseen-Wirbel-Ansatz angelehnt ist, der das zeitliche Abklingen eines Wirbels in einem unendlich ausgedehnten Fluid beschreibt, kann die Haftbedingung an der Wand der Dralldüse nicht berücksichtigt werden. Busenthür verglich in [4] die Meßergebnisse mehrerer Autoren an verschiedenen Dralldüsen miteinander und versuchte eine Abhängigkeit der Parameter A und B nur von der Drallzahl S_m, die mit Hilfe der Mittelwertmethode von Teplitzky nach Gleichung (2.1) bestimmt wurde, zu finden. Die Parameter A und B sollen dabei für jede Art der Drallerzeugung gültig sein. Die Ergebnisse dieser Untersuchungen ergaben für A und B schließlich folgende Werte:

$$A = S_m \qquad\qquad B = \frac{S_m}{2\pi} \tag{2.5}$$

und somit für die Tangentialgeschwindigkeit

$$\mathrm{W}(r) = \frac{S_m}{r} \cdot \left(1 - \exp\left(-2\pi r^2 / S_m\right)\right) \tag{2.6}$$

Die Verteilung der auf die mittlere Axialgeschwindigkeit U_0 bezogenen Tangentialgeschwindigkeit W in Abhängigkeit von der Drallzahl S_m ist in Bild 2.1 dargestellt. Der Maximalwert der Geschwindigkeit und die Position des Geschwindigkeitsmaximums, die sich iterativ aus Gleichung (2.6) bestimmen lassen, siehe Busenthür [4], sind proportional zur Quadratwurzel der Drallzahl. Man erkennt in Bild 2.1, daß sich die Verteilung der Tangentialgeschwindigkeit mit zunehmender Drallzahl dahingehend verändert, daß zum einen die Maximalgeschwindigkeiten ansteigen und sich die Maxima zu größeren radialen Positionen hin verschieben und zum anderen der Geschwindigkeitsabfall bei den größeren Drallzahlen bis $|r/(2R)| = 0{,}5$ noch linear verläuft, während er bei kleinen Drallzahlen eine 1/r-Abhängigkeit aufweist. Die Geschwindigkeitsverläufe sind für $|r/(2R)| < 0{,}1$ bei allen Drallzahlen gleich, da durch die Entwicklung der Exponentialfunktion nach dem Radius die Drallzahl S_m für kleine Radien herausfällt.

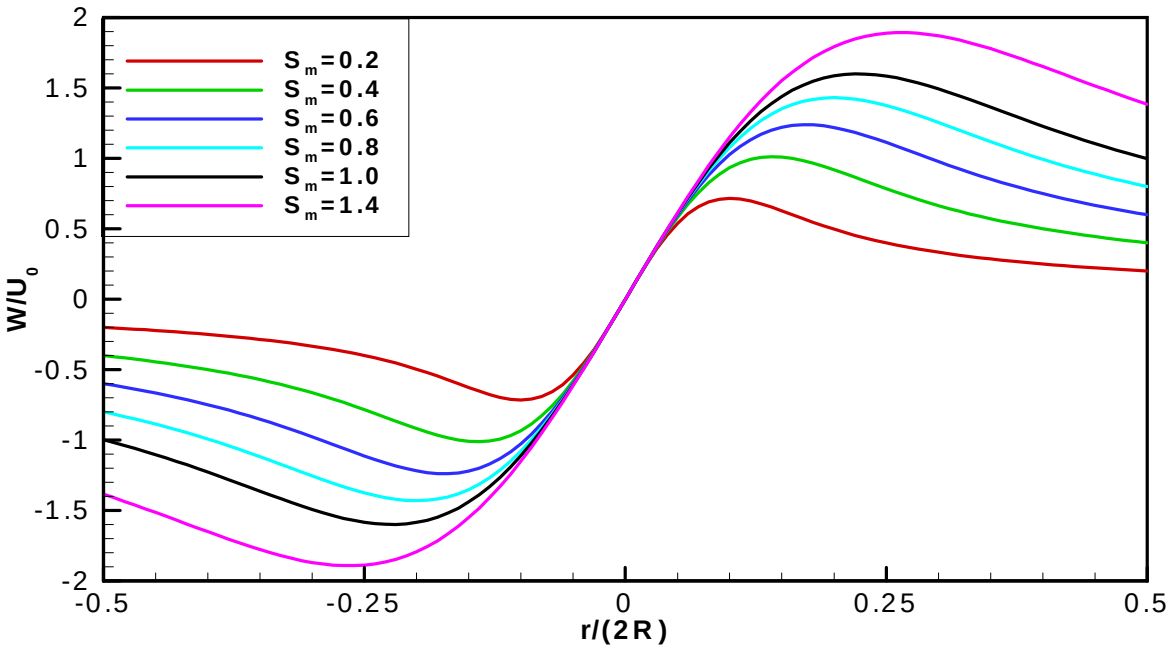


Bild 2.1: Normierte Tangentialgeschwindigkeit W/U_0 in Abhängigkeit von der Drallzahl S_m

2. 1. 3 Axialgeschwindigkeit

Die Axialgeschwindigkeit läßt sich als Überlagerung einer konstanten Geschwindigkeit mit einer Verteilung, die den Drall berücksichtigt, beschreiben. Als allgemeiner Ansatz hierfür kann

$$\mathrm{U}(r) = F - C \cdot \exp\left(-\frac{r}{D}\right)^{E} \qquad \text{mit C,D,E,F} \in \Re \tag{2.7}$$

verwendet werden, wobei die Haftbedingung an der Düsenwand wie bei der Tangentialgeschwindigkeit mit diesem Modell nicht berücksichtigt werden kann. Busenthür fand durch Vergleich mit der Tangentialgeschwindigkeit und den Meßergebnissen, die er schon für die Umfangskomponente herangezogen hatte, folgende Werte für die Konstanten C bis F.

$$C = \frac{\pi}{2} \cdot \sqrt{S_m} \qquad \mathrm{D} = \sqrt{\frac{S_m}{2\pi}} \qquad \mathrm{E} = 2 \qquad \mathrm{F} = 1 + \frac{S_m}{\pi} \tag{2.8}$$

Für die Axialgeschwindigkeit ergibt sich nun:

$$\mathrm{U}(r) \;=\; 1 + \frac{S_m}{\pi} - \frac{\pi}{2} \cdot \sqrt{S_m} \cdot \exp\left(\frac{-2\pi r^2}{S_m}\right) \tag{2.9}$$

Die Verteilung der Axialgeschwindigkeit, bezogen auf die mittlere Axialgeschwindigkeit U_0, in Abhängigkeit von der Drallzahl S_m ist in Bild 2.2 dargestellt. Man erkennt, daß es im Bereich der Symmetrieachse zu einer starken Verzögerung der Axialgeschwindigkeit kommt und für Drallzahlen größer als $S_m \approx 0{,}6$ eine Rückströmung in der Dralldüse vorliegt, wobei sich das Rückströmgebiet mit zunehmender Drallzahl vergrößert. Die Geschwindigkeit verläuft, wie durch Entwicklung der Exponentialfunktion leicht nachzuvollziehen ist, für kleine Radien parabelförmig.

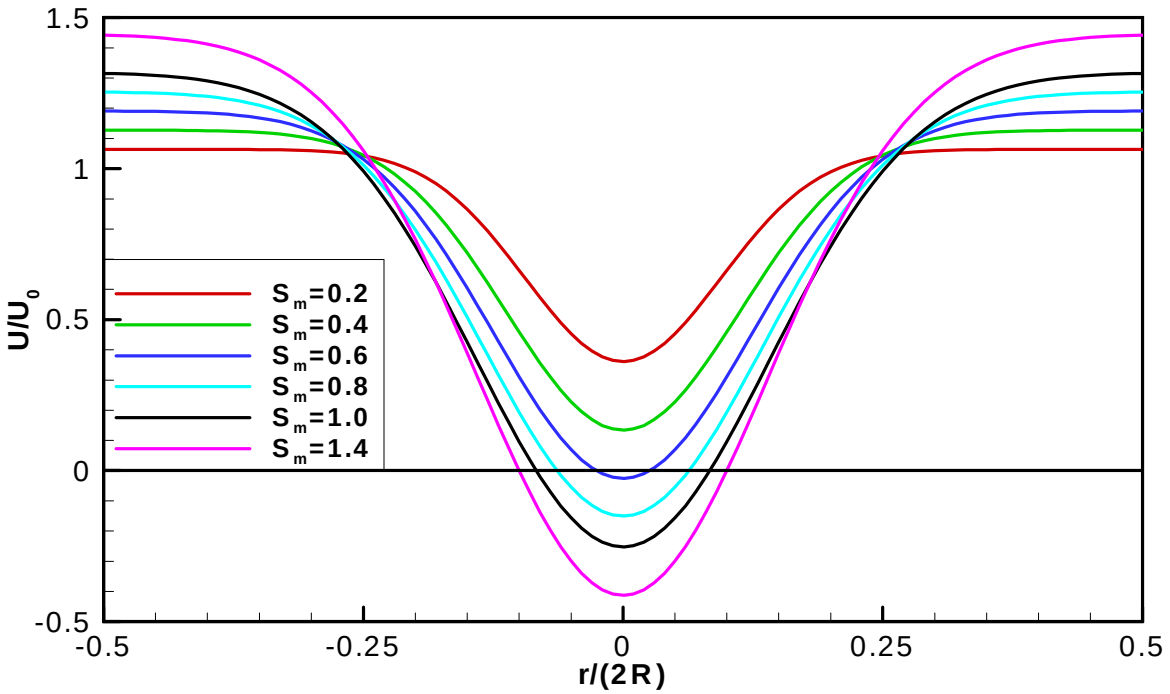


Bild 2.2: Normierte Axialgeschwindigkeit U/U_0 in Abhängigkeit von der Drallzahl S_m

2. 1. 4 Radialgeschwindigkeit

Geht man von einer inkompressiblen, rotationssymmetrischen Strömung aus, deren Drallzahl gemäß $S_m = S_{m0}\exp(-ax))$ mit der Lauflänge exponentiell abnimmt, so läßt sich die Radialgeschwindigkeit aus der Kontinuitätsgleichung

$$\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}(r\,\mathrm{V}) + \frac{\partial}{\partial x}\mathrm{U} \;=\; 0 \tag{2.10}$$

und der Axialgeschwindigkeit, siehe Gleichung (2.9), berechnen, siehe Busenthür [4].

$$\mathrm{V}(r) = \frac{a}{2} \cdot \left\{ r\left[\frac{S_m}{\pi} + \frac{\pi}{2}\sqrt{S_m}\exp\left(-\frac{2\pi r^2}{S_m}\right)\right] - \frac{\sqrt[3]{S_m}}{8} \cdot \frac{S_m}{r}\left[1 - \exp\left(-\frac{2\pi r^2}{S_m}\right)\right]\right\} \tag{2.11}$$

Als Proportionalitätsfaktor a, der das Abklingen des Dralls mit der Lauflänge beschreibt, erhält Acrivlellis [1] in seinen Versuchen einen mittleren Wert von $a \approx 0{,}0315$, wonach der Drall nach einer Lauflänge von ca. 22 Düsendurchmessern auf die Hälfte abgesunken ist. Gleichung (2.11) kann vereinfacht werden, indem man die Ausdrücke für die Tangentialgeschwindigkeit, Gleichung (2.6), und die Axialgeschwindigkeit, Gleichung (2.9), einsetzt.

$$\mathrm{V}(r) = \frac{a}{2}\left(r(\mathrm{U} - 1) - \left(\frac{\sqrt[3]{S_m}}{8} \cdot \mathrm{W}\right)\right) \tag{2.12}$$

Die Radialgeschwindigkeit ist ungefähr um den Faktor 20 kleiner als die mittlere axiale Geschwindigkeit. Sie entsteht durch den aufgrund der Zähigkeit abnehmenden Drall, der eine Verlagerung des Maximums der Tangentialgeschwindigkeit zur Symmetrieachse hin zur Folge hat. Da bei der Axial- und Tangentialgeschwindigkeit vereinfachte Modelle benutzt worden sind, die die Haftbedingung an der Düsenwand nicht berücksichtigen, und die Radialgeschwindigkeit kleine Absolutwerte aufweist, ist die Genauigkeit von Gleichung (2.11) und (2.12) nicht sehr groß.

2. 2 Phänomene der Drallströmung

Wird bei der Strömung in der Dralldüse die Drallzahl erhöht, so ändern sich die Geschwindigkeitsprofile nur dahingehend, daß die Maximalwerte ansteigen und in radialer Richtung gering verschoben werden, Bild 2.1 und 2.2. Bei der Drallströmung in einer Brennkammer ändert sich das gesamte Strömungsbild je nach Drallzahl drastisch.

Bei einer Strömung ohne Drall erhält man das bekannte Strömungsfeld eines rotationssymmetrischen Freistrahls mit selbstähnlichen Profilen der gemittelten Geschwindigkeiten und Schwankungsgrößen ab einer bestimmten Lauflänge der Strömung, siehe Weiland [28]. Erhöht man die Drallzahl bis auf ungefähr S= 0,2, so weitet sich der Freistrahl aufgrund des Fluids, das durch die Tangential-geschwindigkeit von außen mit in die Strömung eingebracht wird, leicht auf. Es werden radiale Druckgradienten induziert, die mit den Zentrifugalkräften im Gleichgewicht stehen. Diese Druckgradienten brauchen bei der theoretischen und numerischen Beschreibung aufgrund ihrer

Kleinheit nicht berücksichtigt zu werden. Das axiale Geschwindigkeitsprofil behält die gaußförmige Gestalt wie in der drallfreien Strömung bei. Die Stromlinien sind nicht gekrümmt, so daß zur Beschreibung dieser Strömungsform parabolisierte partielle Differentialgleichungen verwendet werden können. In dem Bereich zwischen S > 0,2 und S < 0,6 tritt neben dem stärker werdenden radialen auch ein axialer Druckgradient auf, der die Strömung in der Nähe der Symmetrieachse verzögert. Er reicht jedoch noch nicht aus, um eine Rückströmung zu bewirken. Die hohe Tangentialgeschwindigkeit bewirkt, daß sehr viel Umgebungsfluid in die Drallströmung mit einbezogen und der Freistrahl noch mehr aufgeweitet wird, siehe Bild 2.3. Bei einer Drallzahl von S= 0,4 ist der Freistrahl ungefähr doppelt so breit wie sein drallfreies Gegenstück. Die Stromlinien sind gekrümmt, so daß nun elliptische partielle Differentialgleichungen herangezogen werden müssen, um die Strömung zu beschreiben.

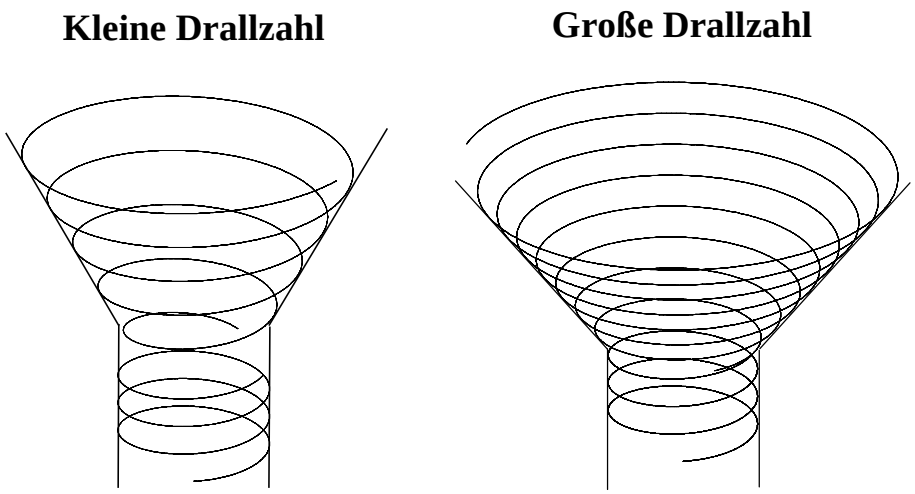


Bild 2.3: Einfluß der Drallzahl S auf die Breite der Drallströmung

Ab einer kritischen Drallzahl von S_{krit}= 0,6 ist der axiale Druckgradient groß genug, um Fluid in Richtung der Düsenöffnung zu saugen. Das axiale Geschwindigkeitsprofil geht von der Gaußform in eine M-förmige Gestalt über, siehe Bild 2.4. Die Entstehung dieser sogenannten zentralen toroidalen Rückströmzone soll im folgenden beschrieben werden. Aufgrund der aus der Tangentialgeschwindigkeit resultierenden Zentrifugalkräfte entstehen radiale Druckgradienten $\left(\frac{\partial p}{\partial r} = \rho \cdot \frac{W^2}{r}\right)$, die in der Nähe der Symmetrieachse eine Region mit subathmosphärischem Druck zur Folge haben, der in Düsennähe am größten ist und sich wegen der Mischungs- und Expansionsvorgänge oberhalb der Düsenöffnung stromab verringert. Aus dieser Reduktion des radialen Druckgradienten in Stromabrichtung resultiert ein axialer, negativer Druckgradient, der ab dieser kritischen Drallzahl größer als die axialen kinetischen Kräfte wird. Expandiert die Strömung nicht ins Freie, sondern in eine Brennkammer, so entstehen zwischen Düsenöffnung, dem Brennkammerboden und den Brennkammerwänden die sogenannten Eckrückströmwirbel.

Vor dem Auftreten der zentralen toroidalen Rückströmzone befindet sich auf der Symmetrieachse ein Staupunkt, in dem die Axialgeschwindigkeit auf Null zurückgeht. Wird die Drallzahl weiter erhöht, so bildet sich stromauf des ersten Staupunktes ein zweiter aus, in dem die axiale Geschwindigkeitskomponente eine drastische Änderung erfährt. Als Folge hiervon weitet sich der Wirbelkern auf und es resultiert das sogenannte Wirbelplatzen. Einhergehend hiermit tritt das Strömungsphänomen des präzessierenden Wirbelkerns auf, siehe Bild 2.4 und Kleinhans [17]. Das Bild zeigt eine Momentanaufnahme der radialen und tangentialen Geschwindigkeit am Düsenaustritt, die mit Hilfe der Particle Image Velocimetry aufgenommen wurde. Es handelt sich hierbei um eine dreidimensionale, stark zeitabhängige Instabilität, die in der Nähe der Düsenöffnung entsteht und mit sehr hohen Turbulenzgraden verbunden ist. Diese Instabilität liegt zwischen der axialen Null-Geschwindigkeitslinie und der Symmetrieachse und weist sich durch sehr hohe Fluktuationen bei allen drei Geschwindigkeitskomponenten aus. Der Durchmesser des Wirbelkerns kann abhängig von der Geometrie der Dralldüse und der Drallzahl mehrere Zehntel des Düsendurchmessers betragen. Bedingt durch das Auftreten des präzessierenden Wirbelkerns formt sich an der Düsenöffnung ein Wirbel in der radial-axialen Ebene, der bei kleinen Reynoldszahlen stabil ist. Bei hohen Reynoldszahlen löst er sich alternierend nach dem Passieren des Wirbelkerns am Düsenrand ab und zerfällt sehr schnell, siehe Gupta [11]. Auffällig bei Drallströmungen ist der hohe Turbulenzgrad am Düsenaustritt, der bezogen auf die mittlere Axialgeschwindigkeit U_0 und mit den drei Geschwindigkeitskomponenten gebildet, lokal deutlich über einhundert Prozent liegen kann. Im Gegensatz zum Freistrahl ohne Drall sinkt bei dieser Strömungsform der Turbulenzgrad mit der Entfernung von der Düsenöffnung ab. Das Abklingen erfolgt sogar um so schneller, je höher die Drallzahl und somit die turbulente kinetische Energie am Austritt ist.

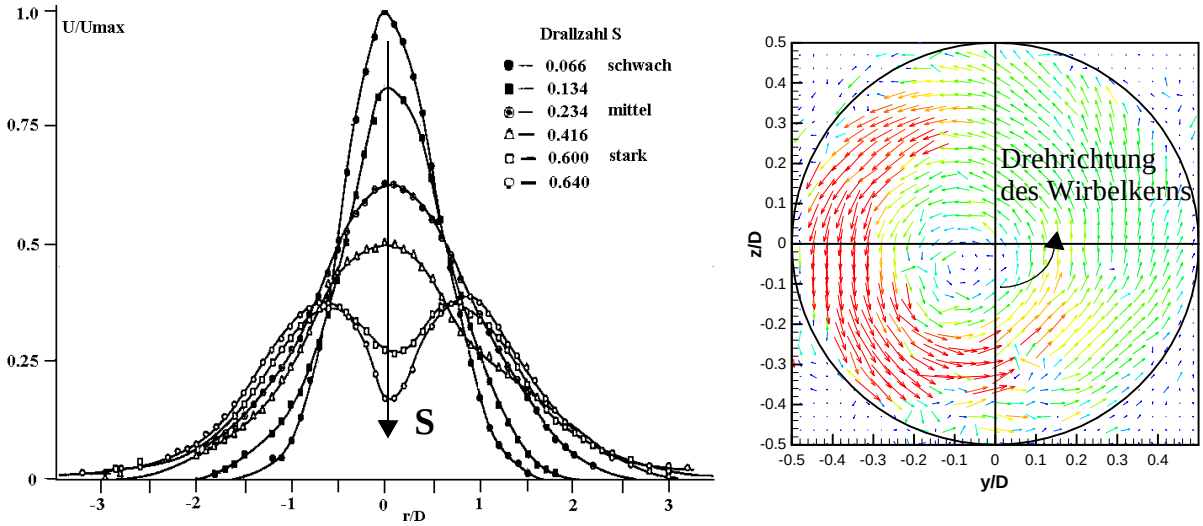


Bild 2.4: Einfluß der Drallzahl auf das axiale Geschwindigkeitsprofil nach [5] (links) und momentanes Geschwindigkeitsfeld der radialen und tangentialen Komponente über der Dralldüse nach Auftreten des präzessierenden Wirbelkerns (rechts)

3. Versuchsaufbau

3. 1 Dralldüse und Brennkammer

Die drallbehaftete Strömung wurde mit Hilfe eines Axial-plus-Tangentialgenerators und eines Tangentialgenerators erzeugt. Hierbei wird die Luft aus einem Vorratsbehälter über sechs tangentiale Schlitze von 4 mm Breite und 30 mm Höhe in einen Zylinder eingeblasen, siehe Bild 3.1, an dessen oberen Ende sich eine Kammer, die Brennkammer, anschließt. Beim Tangentialgenerator ist das untere Ende des Zylinders geschlossen, beim Axial-plus-Tangentialgenerator wird dort die axiale Luftzufuhr in die Dralldüse eingeblasen. Der Zylinder hat einen Durchmesser von D= 40 mm und eine Länge von L= 250 mm. Die Länge des Zylinders wurde so gewählt, daß sich die Strömung aus den Einlaßschlitzen vollkommen miteinander vermischen kann und keine Scherschichten von diesen Einlaßströmungen mehr vorhanden sind. Die Brennkammer besitzt eine quadratische Grundfläche von 120 x 120 mm², entsprechend 3·D x 3·D, und eine Höhe von 300 mm, entsprechend 7,5·D. Als Material für den Zylinder wurde Duranglas aufgrund seiner hervorragenden Transparenz und Transmission im Wellenlängenbereich des verwendeten Lasers gewählt. Für den optischen Zugang in die Brennkammer erwies sich gewöhnliches Fensterglas als vollkommen ausreichend. Der Drallgenerator ist in Bild 3.2 dargestellt.

.

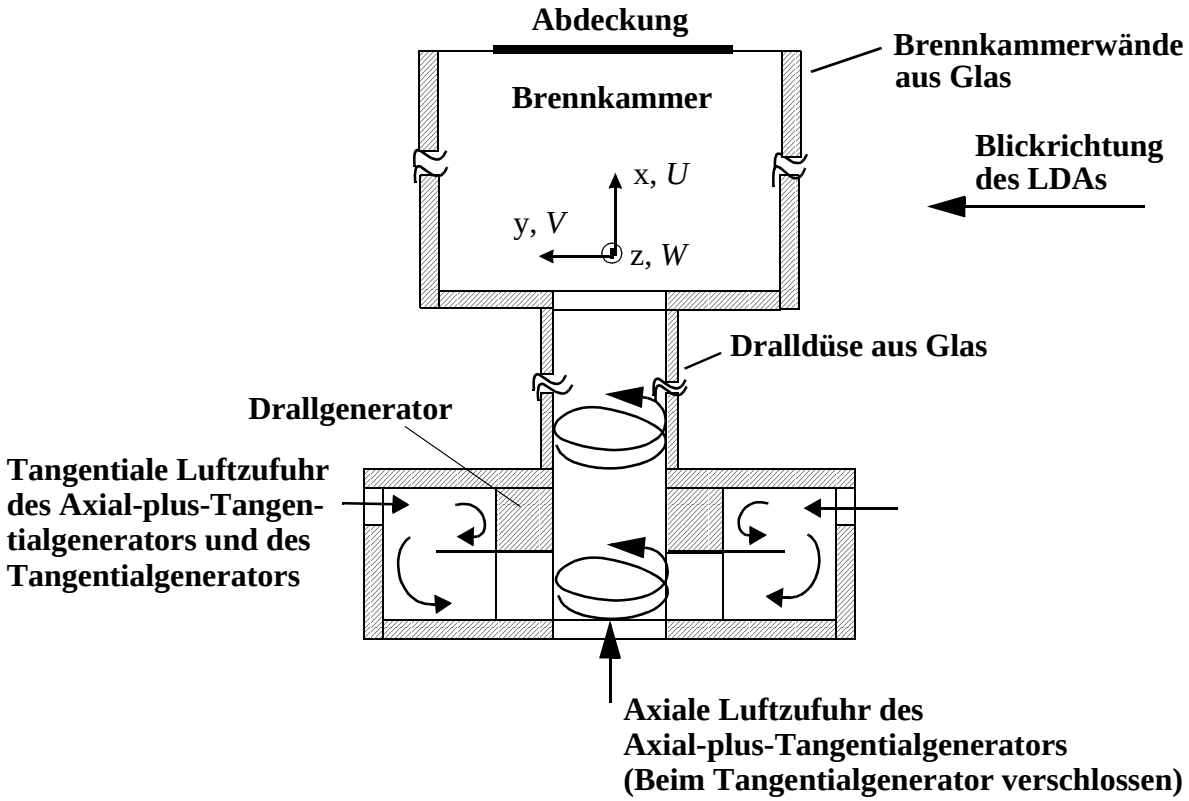


Bild 3.1: Schematischer Aufbau der Dralldüse und Brennkammer

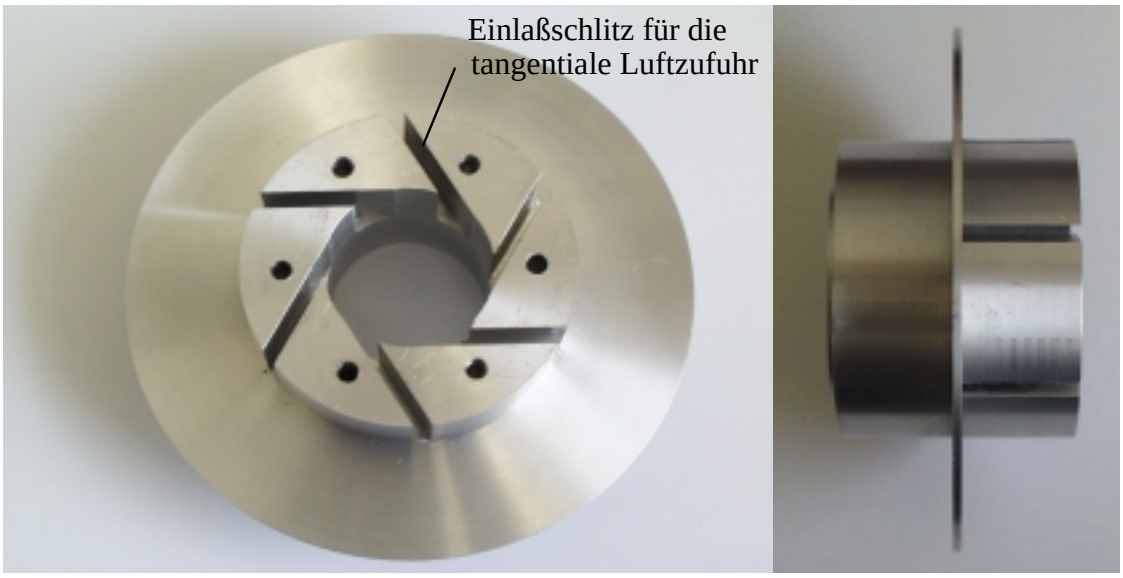


Bild 3.2: Ansicht von unten und Seitenansicht des Drallgenerators

Um zu verhindern, daß die Umgebungsluft in die Brennkammer gelangt und man somit unkalkulierbare Randbedingungen erhält, wurde die Öffnung der Brennkammer mit Abdeckungen, die unterschiedliche Geometrien und Öffnungsverhältnisse besaßen, versehen. Die Luftzufuhr wird mittels Schwebekörper-Durchflußmesser der Firma Fischer&Porter geregelt. Zwischen den Durchflußmessern und dem Vorratsbehälter werden die für die LDA Messungen benötigten Streuteilchen über Schlauchkupplungen der Druckluftversorgung zugefügt. Als Streuteilchen oder auch Seeding wird Diethylhexylsebacad (DEHS) benutzt, das eine Dichte von $\rho_{DEHS} = 0,910 g/cm^3$ besitzt. Die Teilchen werden durch Zerstäubung mit einer Laskin-Düse erzeugt, deren Wirkungsweise auf der hohen Scherung zwischen dem DEHS und der mit großer Geschwindigkeit vorbeiströmenden Druckluft beruht. Eine detaillierte Beschreibung findet man bei Echols und Young [6] und Thomas [26]. Bei der Wahl der Teilchen ist darauf zu achten, daß sie der Strömung ohne Schlupf folgen. Die Bewegung eines kugelförmigen Teilchens in einer turbulenten Strömung ist erstmals von Tchen 1947 [24] formuliert worden und kann durch die Basset-Boussinesq-Oseen-Gleichung, siehe Ruck [23], beschrieben werden, die von Hjemfelt und Mockros [13] unter Verwendung der Fourier-Integralmethode geschlossen gelöst werden konnte. Dabei wurde vorausgesetzt, daß in der Strömung lokal homogene Turbulenz vorliegt, die Teilchendurchmesser wesentlich kleiner als die Längenskalen der energiereichen Wirbel sind und die Teilchenkonzentration so gering ist, daß die Strömung nicht beeinflußt wird. Aus dem Teilchendurchmesser und dem Dichteverhältnis zwischen Fluid und Partikel kann eine Grenzfrequenz hergeleitet werden, bis zu der die Teilchen der Strömung ohne Schlupf folgen. Der mittlere Durchmesser der mit der oben beschriebenen Methode erzeugten Teichen liegt bei ca. 1,0 µm, das Maximum der Größenverteilung bei ca. 0,8 µm, so daß sich eine Grenzfrequenz von ca. 8-10 kHz ergibt. Diese liegt

deutlich über den zu erwartenden Frequenzen der Fluktuationen in der Strömung, weshalb die Teilchen problemlos verwendet werden können. Zudem weist DEHS eine größere Oberflächenspannung als herkömmliches Pflanzenöl auf. Die Meßzeit in der Brennkammer und besonders in der Glasdüse wird dadurch deutlich verlängert, da die Teilchen eine geringere Tendenz besitzen, sich an den Glasflächen abzusetzen. Eine Temperaturerhöhung aufgrund von Reibung wurde während der Messungen nicht festgestellt. Der Durchfluß schwankte in dieser Zeit um weniger als +/-1,5%. Die Dralldüse wurde mit Hilfe einer orthogonal aufgebauten 3-D Verschiebeeinheit der Firma Isel traversiert, dessen räumliche Auflösung bei ca. 30 µm liegt.

3. 2 Laser-Doppler-Anemometer

Für die Messungen in der Glasdüse und in der Brennkammer wurden verschiedene Anforderungen an das LDA-System und den Aufbau gestellt. In der Glasdüse wurden aufgrund der Krümmung des Glases und dem damit verbundenen positionsabhängigen Strahlenversatz nur die Axial- und die Umfangskomponente gemessen. In der Brennkammer wurden zum einen alle drei Komponenten zur Erfassung des Strömungsfeldes, zum anderen bei den Zweipunktkorrelationsmessungen die Axialkomponente simultan an zwei verschiedenen Positionen zur Bestimmung der turbulenten Längenskala aufgenommen. Der experimentelle Aufbau der Brennkammer und der Glasdüse ließ es zu, sämtliche Messungen in Vorwärtsstreuung durchzuführen. Hierdurch wurde die Intensität des gestreuten Lichtes im Vergleich zur Rückwärtsstreuung um zwei Größenordnungen erhöht, was eine deutliche Steigerung der Datenrate auf bis zu 18 kHz bei koinzidenter Meßweise zur Folge hatte. Ein weiterer Vorteil dieses Aufbaus bestand darin, daß nicht die Meßapparatur, sondern die Dralldüse traversiert wurde. Der Aufbau konnte dadurch so stabil wie möglich ausgelegt werden, ohne Rücksicht auf die Tragfähigkeit der Verschiebeeinheit nehmen zu müssen. Bei den einzelnen LDA-Systemen handelt es sich um Kreuzstrahlapparaturen, die je nach Anzahl der zu messenden Komponenten zu einem Gesamtsystem kombiniert wurden.

3. 2. 1 Arbeitsweise des Laser-Doppler-Anemometers

Die Laser-Doppler-Anemometrie beruht auf dem Doppler-Effekt, das heißt auf der Frequenzverschiebung eines Signals, das ein Empfänger, der sich relativ zum Sender bewegt, wahrnimmt. Bei der Kreuzstrahl- oder Differentialmethode wird ein Laserstrahl in zwei Strahlen gleicher Intensität aufgespalten und am Ort des Meßvolumens zum Schnitt gebracht. Diesen Ort bezeichnet man als das Meßvolumen, in dem die Wellenfronten eben sind. Durch Interferenz der beiden Laserstrahlen entsteht hier ein Muster aus abwechselnd hellen und dunklen parallelen Schnittebenen, die senkrecht auf der von den Laserstrahlen aufgespannten Ebene stehen und parallel zu deren Schnittachse

verlaufen. Der Abstand d_f der Schnittebenen läßt sich aus der Wellenlänge λ des Laserstrahls und dem Winkel ε zwischen den beiden Laserstrahlen berechnen .

$$d_f = \frac{\lambda}{2 \cdot \sin(\varepsilon/2)} \tag{3.1}$$

Die Signalerzeugung in diesem Modell, das auch als Streifenmodell bezeichnet wird, läßt sich hiermit leicht erklären. Durchquert ein Teilchen das Meßvolumen mit der Geschwindigkeit $U_\perp$ senkrecht zu den Schnittebenen des Meßvolumens, so wird es periodisch beleuchtet und streut seinerseits entsprechend seiner Geschwindigkeit $U_\perp$ und dem Streifenabstand d_f das Licht mit der Doppler-Frequenz $\nu_D = U_\perp / d_f$. Eine ausführliche Beschreibung zur Richtungsdetektion mittels Braggzelle und der Abhängigkeit der Modulationstiefe des Doppler-Signals vom Streifenabstand und dem Teilchendurchmesser findet man z.B. bei Eckelmann [7] und Ruck [23].

3. 2. 2 LDA Meßapparatur

In Bild 3.3 sind die unterschiedlichen Aufbauten des LDAs für die Messungen in der Brennkammer und in der Dralldüse dargestellt. Ein Ar-Ionen Laser, Modell Inova 90 der Firma Coherent, dient als Lichtquelle. Für die Messungen wird eine Laserleistung von 1,7 Watt eingestellt. Die Intensität verteilt sich gaußförmig über den Querschnitt des Strahls. In der folgenden Transmitterbox wird der Laserstrahl, der mehrere Wellenlängen beinhaltet, mittels Braggzelle, die als Strahlteiler dient, in je zwei Strahlen gleicher Intensität zerlegt und anschließend durch ein Prisma in die drei Farben maximaler Intensität grün, blau und violett (514 nm, 488 nm und 476,5 nm) aufgespalten. Des weiteren bewirkt diese Braggzelle eine Frequenzverschiebung eines Strahls jeder Farbe um $\nu_{shift} = 40MHz$, wodurch eine Unterscheidung der Bewegungsrichtung der Teilchen möglich wird, was bei der Ausmessung turbulenter Strömungen mit kleinen Geschwindigkeiten und Umkehr der Strömungsrichtung notwendig ist. Die vom Empfänger registrierte Frequenz ist nun:

$$\nu = \nu_D + \nu_{shift} \tag{3.2}$$

Diese Frequenz muß bei der Auswertung der Doppler-Signale berücksichtigt werden. Für die Messungen der drei Geschwindigkeitskomponenten werden alle sechs Strahlen, für die Messungen in der Dralldüse und die Zweipunktkorrelationsmessungen werden die vier Strahlen mit der grünen und blauen Farbe in polarisationserhaltende Mono-Mode-Lichtleiter eingekoppelt und zu den Sendeoptiken (Typ 41x172, Fa. Dantec) geführt. Die Lichtleiter haben einen Kerndurchmesser von 4 µm und erlauben aufgrund ihrer großen Flexibilität eine leichte Anpassung des LDA-Systems an die Meßaufgabe. Die beiden Strahlen einer Farbe bilden eine Kreuzstrahlapparatur, im folgenden LDA-Komponente genannt. Mit den Sendeoptiken werden alle Strahlen auf das Meßvolumen fokussiert, welches aus den

Schnittvolumina der LDA-Komponenten besteht. Das Meßvolumen hat wegen der gaußförmigen Intensitätsverteilung der Laserstrahlen eine ellipsenförmige Gestalt. Es wird durch die Fläche begrenzt, auf der die Intensität auf $1/e^2$ der Maximalintensität in der Strahlmitte abgefallen ist. Der Arbeitsabstand, d.h. der Abstand zwischen den Sendeoptiken und dem Meßvolumen, beträgt 1,80 m bei den Messungen in der Dralldüse und den 3-Komponenten-Messungen in der Brennkammer bzw. 0,4 m für die blaue Komponente der Zweipunktkorrelationsmessungen. Das Streulicht wird mit Hilfe einer Empfangsoptik der Firma TSI, bestehend aus einer Sammellinse mit einer Brennweite von 750 mm und einer Apertur von 152 mm, einem Strahlexpander und einem Linsensystem zur Fokussierung des Streulichtes auf einen Multi-Mode-Lichtleiter, erfaßt. Das gesammelte Streulicht wird in einer Farbtrennung durch Prismen in seine ursprünglichen Farbkomponenten aufgespalten und mit Hilfe von Sammellinsen und Spiegeln auf je einen Photodetektor fokussiert, dessen Bandbreite von 200 MHz für die auftretenden Geschwindigkeiten vollkommen ausreichend ist.

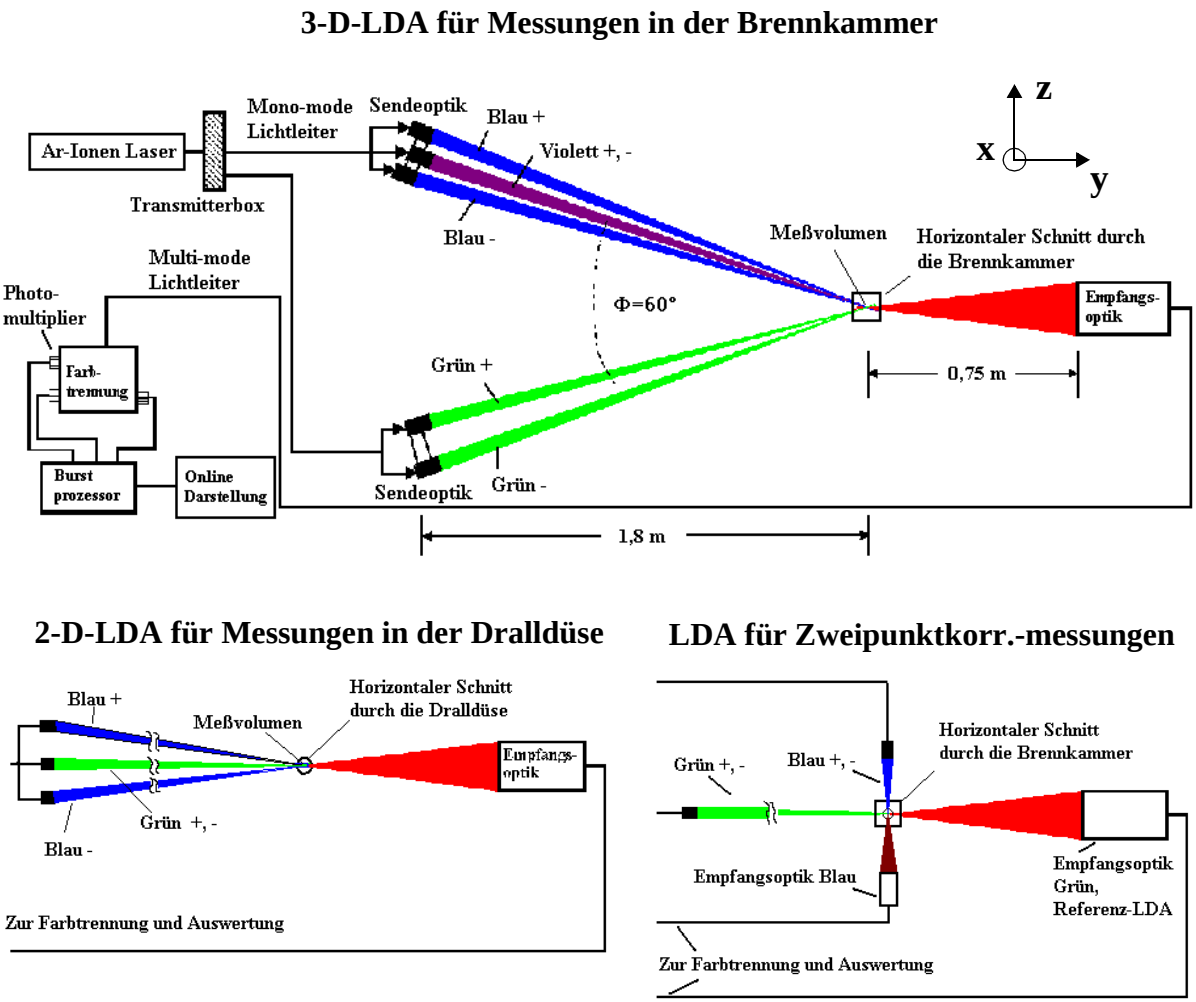


Bild 3.3: Aufbau der unterschiedlichen Laser-Doppler-Anemometer

3. 2. 3 Signalverarbeitung

Die optischen Signale in der Farbtrennung werden durch die Photodetektoren in elektrische Signale umgewandelt. Ein Vorverstärker ermöglicht eine individuelle Anpassung der Amplituden der Photodetektoren an die Elektronik. Die Signalverarbeitung geschieht mit einem Doppler-Signal-Analyser (DSA) der Firma Aerometrics, der drei gleich aufgebaute Kanäle besitzt, so daß jede Komponente einzeln aufbereitet und verarbeitet werden kann. Ein Hochpaßfilter entfernt den aus der Intensitätsverteilung des Meßvolumens stammenden Gleichanteil. Durch geeignetes Herabmischen des Signals mit der Frequenz ν_{mixer} und anschließender Tiefpaßfilterung erreicht man ein besseres Signal-Rausch-Verhältnis. Das verbleibende Signal wird digitalisiert und mittels einer diskreten Fouriertransformation wird dessen Doppler-Frequenz bestimmt. Eine ausführliche Beschreibung zur Signalverarbeitung mit dem DSA findet man bei Weiland [28]. Für die Bestimmung der Schwankungsgrößen und höheren Momente der Geschwindigkeitsverteilung muß dafür gesorgt werden, daß die LDA-Komponenten Information vom selben Teilchen bekommen. Dies wird dadurch sichergestellt, daß von den Doppler-Signalen eine Koinzidenzbedingung erfüllt sein muß. Sie fordert ein zeitliches Überlappen der einzelnen als Doppler-Signale validierten Signale. In den durchgeführten Messungen wurde eine Überlappung von 25% gewählt.

3. 2. 4 Fehlerquellen der LDA-Meßtechnik

Im Gegensatz zur Hitzdrahtanemometrie oder pneumatischen Meßmethoden mißt das LDA nicht die Geschwindigkeit der Strömung selbst, sondern die Geschwindigkeit von Teilchen, die sich mit der Strömung bewegen. Deren Detektionswahrscheinlichkeit ist mit ihrer Geschwindigkeit gekoppelt, so daß bei vorausgesetzter homogener Verteilung der Partikel in der Strömung während eines zeitlichen Intervalls mit höherer Geschwindigkeit wesentlich mehr Partikel das Meßvolumen passieren als bei einem gleich langen Intervall mit geringerer Geschwindigkeit. Als Folge hiervon werden die Mittelwerte als zu groß und die höheren Momente als zu klein berechnet, falls keine Gewichtung der unterschiedlichen Geschwindigkeiten stattfindet. Bei Edwards [8] findet man eine Übersicht. Eine Gewichtung kann mit Hilfe der Verweilzeiten der Partikel im Meßvolumen nach Hösel & Rodi [14] oder der reziproken Geschwindigkeit nach McLaughlin und Tiedermann [20] erfolgen. In diesem Experiment wurde eine Bias-Korrektur der Geschwindigkeit nicht durchgeführt, da aufgrund der Komplexität keine allgemeingültige Korrekturmethode angewendet werden konnte. Die Filtereinstellungen des DSA zur Verbesserung des Signal-Rausch-Verhältnisses müssen an das jeweilige Geschwindigkeitsfeld angepaßt werden, damit gültige Doppler-Signale nicht durch die Filter abgeschnitten werden. Der von Buchhave [3] beschriebene Winkel-Bias tritt durch die Frequenzverschiebung eines der beiden Sendestrahlen jeder Komponente und der damit verbundenen Bewegung des Streifenmusters nicht auf.

4. Messungen und Ergebnisse

Für die Messungen wird ein orthogonales Koordinatensystem verwendet, wobei die Axialgeschwindigkeit *U* in x-Richtung, die Radialgeschwindigkeit *V* in y-Richtung und die Tangentialgeschwindigkeit *W* in z-Richtung zeigt, siehe Bild 3.1. Die gemessenen Geschwindigkeiten (*U, V, W)* werden in die Mittelwerte ($\overline{U}$, $\overline{V}$, $\overline{W}$) und die Schwankungsgrößen (u, v, w) aufgeteilt. Die mit dem Düsendurchmesser D und der über der Dralldüse gemittelten Axialgeschwindigkeit U_0 gebildete Reynoldszahl beträgt bei den Messungen mit dem Axial-plus-Tangentialgenerator $Re_{ax}= 2{,}3\cdot10^4$ und bei dem Tangentialgenerator $Re_{tan}= 1{,}3\cdot10^4$. Die Drallzahl, die anhand eines am Düsenaustritt gemessenen Geschwindigkeitsprofil mit der Integralmethode nach Gleichung (2.3) berechnet wurde, ergibt sich im Falle des Axial-plus-Tangentialgenerators zu $S_{ax}= 0{,}85$ und beim Tangentialgenerator zu $S_{tan}=0{,}92$.

In der Glasdüse wurden Profile in radialer Richtung auf der Symmetrieachse z/D= 0 an verschiedenen axialen Positionen x/D gemessen. Aufgrund der Krümmung der Glasdüse, die einen positionsabhängigen Versatz der Sendestrahlen zur Folge hat, wurden nur die Axial- und die Tangentialgeschwindigkeit gemessen. Die planen Scheiben der Brennkammer erlaubten die Messung aller drei Komponenten. Es wurden horizontale Profile in radialer Richtung bei z/D= 0 an verschiedenen Axialpositionen gemessen. Die radiale Auflösung betrug zwischen 1 mm (0,025·D) an der Düsenöffnung und 5 mm (0,125·D) in den weiter stromab liegenden Bereichen, in denen die Fluktuationen der Strömung nicht mehr so stark ausgeprägt waren. Da die Brennkammer nicht rotationssymmetrisch aufgebaut war, sondern eine quadratische Grundfläche besaß, konnten diese Profile nicht das gesamte Strömungsfeld wiedergeben. Aus diesem Grund wurden an verschiedenen Axialpositionen Profile in y-z-Richtung gemessen, d.h. die Brennkammer wurde unter konstantem Winkel zur y-Richtung traversiert. Hierbei wurde ein inkrementaler Verfahrweg von 4 mm (0,1·D) gewählt. In Bild 4.1 sind die Meßpunkte der Drei-Komponenten-Messungen in der Brennkammer dargestellt.

Zur Bestimmung der turbulenten Längenskalen wurden Zweipunktkorrelationsmessungen an unterschiedlichen Positionen in der Scherschicht der Brennkammer, die durch die Vermischung der aus der Dralldüse strömenden mit der in der Brennkammer befindlichen Luft entsteht, durchgeführt. Diese Scherschicht wird im folgenden als Düsenscherschicht bezeichnet. Hierfür wurden zwei Ein-Komponenten-LDAs benutzt, die die axiale Geschwindigkeit erfaßten, siehe Bild 3.3. Das Meßvolumen des Referenz-LDAs wurde auf die gewünschte Position eingestellt. Die beiden Meßvolumina wurden mit Hilfe eines “Pinholes”, das einen Durchmesser von 200 µm hat, und anschließender Projektion mittels Mikroskopobjektiv zur Deckung gebracht. Die Übereinstimmung beider Meßvolumina wurde danach durch Vergleich des zeitlichen Verlaufs der beiden Komponenten überprüft. Für verschiedene

Radial- und Tangentialpositionen des zweiten LDAs wurden simultan die Axialgeschwindigkeiten gemessen.

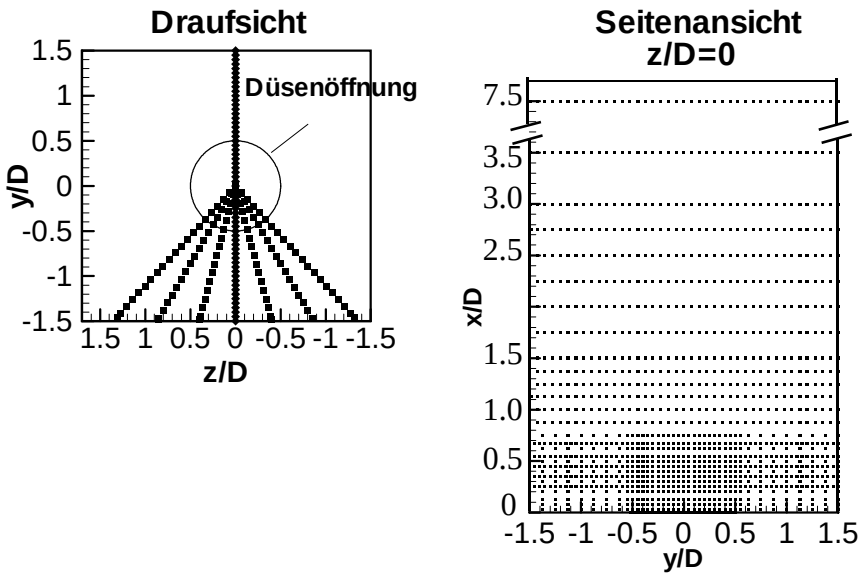


Bild 4.1: Darstellung der Meßpunkte in der Brennkammer

4. 1 Ermittlung der optimalen Konfiguration

4. 1. 1 2-D-Messungen in der Dralldüse

Um die Verschmutzung der Düse durch das Seeding, das aufgrund der Zentrifugalkraft auf die Glaswand getrieben wird, gering zu halten, sind zwei verschiedene Filtermatten am Übergang der axialen Luftzufuhr in die Glasdüse angebracht worden. Hierbei handelte es sich zum einen um eine grobmaschige Filtermatte, im folgenden als blaues Filter bezeichnet, und zum anderen um eine feinmaschige Filtermatte mit einer höheren Siebwirkung, im folgenden als weißes Filter bezeichnet. In der ersten Meßreihe wurde untersucht, welche Maßnahmen unternommen werden müssen, um die von dem in Kapitel 2.1 beschriebenen Modell vorausgesagte Strömung zu erzeugen. In der zweiten Meßreihe wurde der Drallgenerator so verändert, daß die axiale Luftzufuhr entfernt wurde und das Seeding mit der tangential eingeblasenen Luft in die Dralldüse eingebracht wurde. Hierdurch konnte der Einfluß unterschiedlicher Arten der Drallerzeugung auf die Strömungsausbildung ermittelt werden.

Da sich das Seeding auf der Glasoberfläche absetzte und die Meßzeit verringerte, wurden pro Meßpunkt im Gegensatz zu den Messungen in der Brennkammer, in der 5000 Einzelereignisse gemessen wurden, nur 3000 Einzelereignisse aufgenommen. Hierdurch wurde die Meßzeit so verringert, daß ein komplettes radiales Profil gemessen werden konnte, bevor die Verschmutzung der Glasdüse ein

Reinigen der Apparatur notwendig machte. In 4.2 ist die Entwicklung des Mittelwertes und des Effektivwertes der Schwankungsgrößen, im folgenden als RMS-Wert bezeichnet, eines Meßpunktes in der Glasdüse dargestellt. Hierzu wurde eine Messung mit 3000 Meßereignissen durchgeführt. Die Mittelwerte $\overline{U}$, $\overline{W}$ und RMS-Werte u_{RMS}, w_{RMS} der axialen und tangentialen Geschwindigkeitskomponenten wurden bestimmt. Anschließend wurden die Mittel- und RMS-Werte in Abhängigkeit von der Anzahl N der Meßereignisse wie folgt berechnet

$$\overline{U}(N) = 1/N \cdot \sum_{i=1}^{N} U_i \qquad u_{RMS}(N) = \sqrt{\frac{1}{N-1} \cdot \sum_{i=1}^{N} u_i^2} \qquad \text{analog für } \overline{W}(N) \text{ und } w_{RMS}(N), \quad 2 \le N \le 3000$$

und mit den entsprechenden Mittel- und RMS-Werten normiert. Der Grafik ist zu entnehmen, daß die Mittelwerte ab ca. 1000 Meßereignissen um weniger als ± 4‰ variieren. Bei den RMS-Werten ergeben sich erst bei mehr als 2600 Meßereignissen Abweichungen unter ± 5‰. Bei den Messungen in der Dralldüse reicht somit eine Aufnahme von 3000 Meßereignissen aus, um konstante Mittel- und RMS-Werte zu erhalten.

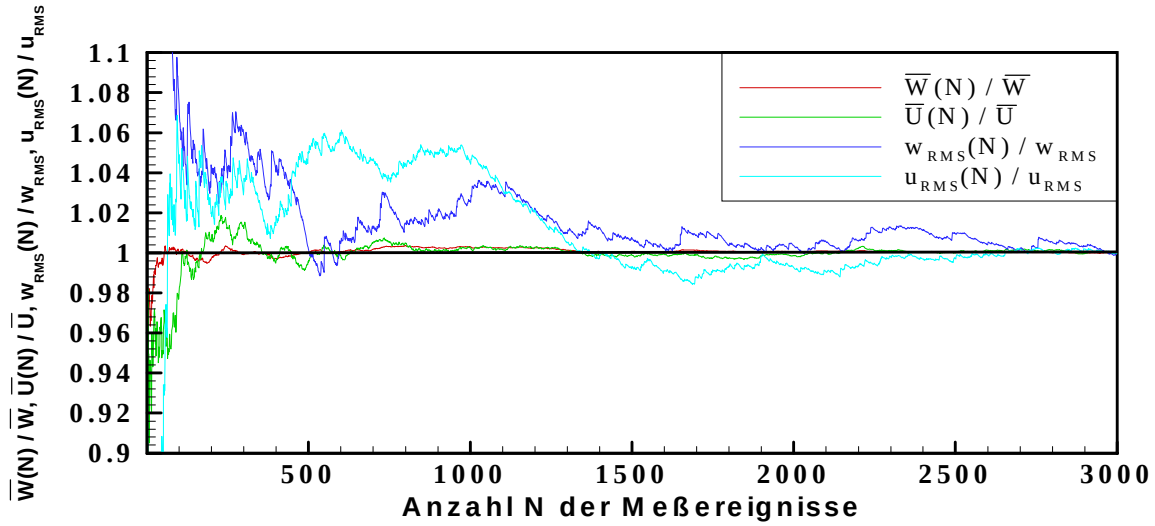


Bild 4.2: Entwicklung der Mittel- und RMS-Werte bei den Messungen in der Dralldüse

Messungen mit dem Axial-plus-Tangentialgenerator

In diesem Abschnitt wird der Einfluß der verschiedenen Filtermatten auf die Strömung in der Glasdüse beschrieben. In Bild 4.3 und Bild 4.4 sind die gemittelten Geschwindigkeitsprofile der Tangential- und Axialkomponente aufgetragen, die mit der über dem Düsenende gemittelten Axialgeschwindigkeit U_0 normiert wurden. Es ist leicht zu erkennen, daß sich bei beiden Komponenten zwei sehr unterschiedliche Geschwindigkeitsprofile ausgebildet haben. Bei der Benutzung des weißen Filters stellt sich eine

Geschwindigkeitsverteilung ein, die mit dem Modell sehr gut übereinstimmt. Zwischen -0,1<y/D<0,1 ergibt sich ein linearer Geschwindigkeitsverlauf, siehe Bild 4.3, der der im Modell angenommenen Festkörperrotation entspricht. Die Geschwindigkeitsmaxima liegen bei y/D= ±0,25 und stimmen sehr gut mit den Werten des Modells für die Drallzahl S_m= 1,4 überein, siehe Bild 2.1. Der Geschwindigkeitsabfall verläuft zum Düsenrand hin nahezu linear. Die äußersten radialen Meßpositionen lagen bei y/D= ±0,48, was bei den vorliegenden Abmessungen einem Abstand von der Düsenwand von 0,8 mm entspricht. Die Tangentialgeschwindigkeit beträgt an diesen Positionen noch zwischen 75% und 80% des Maximalwertes, so daß die Grenzschichtdicke nur wenige Zehntel Millimeter beträgt. Im theoretischen Ansatz ist die Haftbedingung an der Düse nicht berücksichtigt worden, so daß die Tangentialgeschwindigkeiten bei y/D= ±0,5 in dem vorliegenden Drallzahlbereich noch zwischen 60% und 70% der Maximalgeschwindigkeit erreichen. Beim blauen Filter verlief die Geschwindigkeit zwischen -0,1<y/D<0,1 ebenfalls proportional zur Radialposition, die Steigung war jedoch geringer als bei dem weißem Filter. Zudem existierte zwischen |0,1|<y/D<|0,3| ein Bereich mit einer etwa doppelt so großen Proportionalitätskonstante. Die Maximalgeschwindigkeit lag in diesem Fall bei ca. 32% des Düsendurchmessers und nahm gleich große Werte wie bei dem weißen Filter an. Obwohl der Geschwindigkeitsabfall zum Düsenrand hin steiler verlief, betrugen die Geschwindigkeiten an den äußersten Meßpunkten wie zuvor 75%-80% des Maximalwertes.

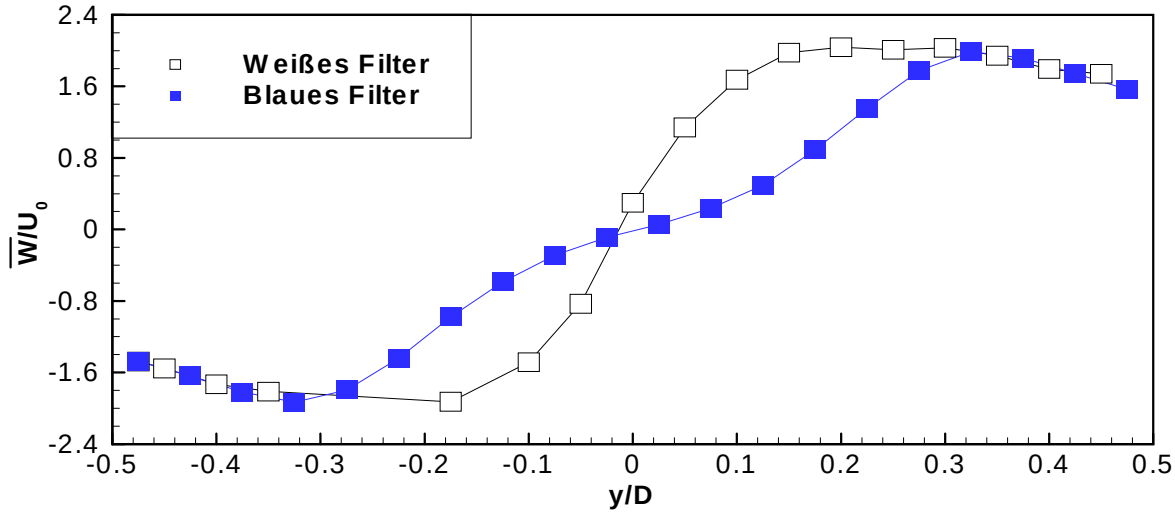


Bild 4.3: Gemittelte tangentiale Geschwindigkeitsprofile in der Dralldüse bei Verwendung unterschiedlicher Filtermaterialien

Der Unterschied in der Verteilung der axialen Geschwindigkeit, siehe Bild 4.4, fällt bei den beiden Filtern noch deutlicher aus als bei der tangentialen Komponente. Beim weißen Filter bildet sich auf der Symmetrieachse ein Minimum mit einer Geschwindigkeit von $\overline{U}_{min}/U_0$= 0,0 aus. Zu den Düsenwänden hin erfolgt ein steiler, nahezu exponentieller Anstieg bis y/D= 0,4. Da aus meßtechnischen Gründen nicht bis direkt an die Düsenwand gemessen werden konnte, ist auch hier nur der Beginn des

Geschwindigkeitsabfalls zu sehen, der steiler verläuft als bei der tangentialen Komponente. Beim blauen Filter ergibt sich eine drastisch veränderte Geschwindigkeitsverteilung. Neben den Maxima bei y/D= 0,4 hat sich ein weiteres auf der Symmetrieachse ausgebildet, das ungefähr eine 20% höhere Geschwindigkeit aufweist. Eine Betrachtung der Intensität des gestreuten Lichtes ergab, daß bei dem weißen Filter in der Nähe der Symmetrieachse etwas kleinere Teilchen vorliegen als am Düsenrand. Bei dem blauen Filter war die Intensität über dem gesamten Düsendurchmesser nahezu konstant. Es bestand also die Möglichkeit, daß es bei den Messungen zu einer Teilchengrößenselektion kam. Diese Vermutung konnte aber durch anschließende Hitzdrahtmessungen mit einer Eindrahtsonde ausgeschlossen werden.

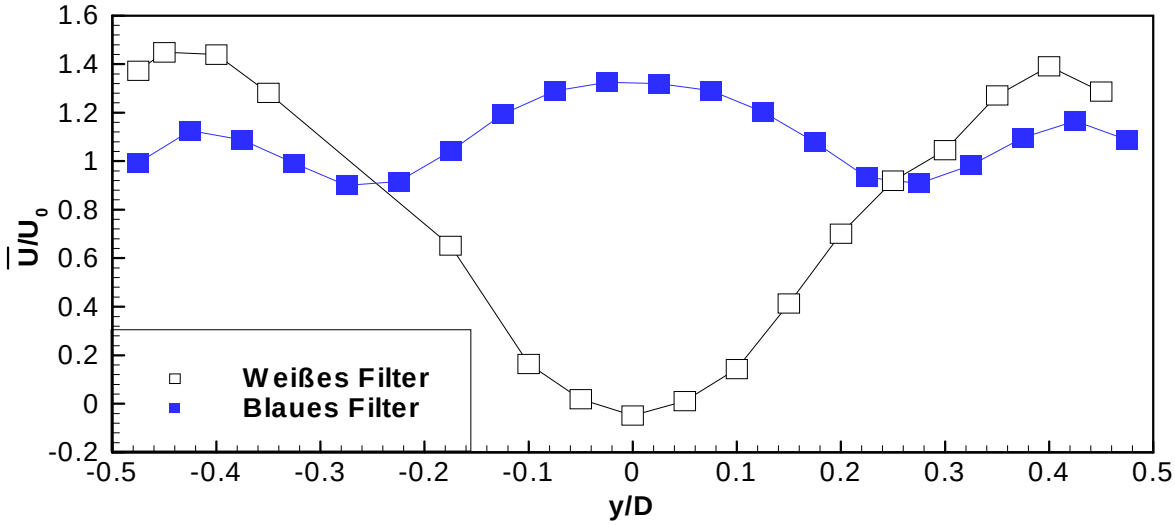


Bild 4.4: Gemittelte axiale Geschwindigkeitsprofile in der Dralldüse

Als plausible Begründung für die unterschiedlichen Geschwindigkeitsprofile kommt der Strömungswiderstand der Filter und der damit verbundene Druckunterschied in der axialen Luftzufuhr in Frage. Aufgrund der hohen Durchlässigkeit des blauen Filters gelangt im Gegensatz zum weißen Filter ein Teil der tangentialen Luftzufuhr in die untere Beruhigungskammer und vermischt sich mit der axialen Luftzufuhr, wodurch die axiale Luftzufuhr einen höheren Anteil am Gesamtvolumenstrom erreicht. Die aus den tangentialen Einlaßschlitzen des Drallgenerators strömende Luft wirkt wie eine Querschnittsverkleinerung der Dralldüse auf die axiale Luftzufuhr, deren Geschwindigkeit sich drastisch erhöht. Nimmt man an, daß etwas weniger als die Hälfte der tangentialen Luftzufuhr in die untere Beruhigungskammer gelangt und der Düsendurchmesser um die zweifache Breite der tangentialen Einlaßschlitze verkleinert wurde, so erhält man eine durchschnittliche Geschwindigkeit der axialen Luftzufuhr von $\overline{U}= 1{,}15 \cdot U_0$, die sehr gut mit der experimentell ermittelten übereinstimmt, siehe Bild 4.4. Die in die Beruhigungskammer strömende Luft verliert sowohl beim zweimaligen Durchtritt durch das Filter als auch bei der Vermischung mit der Luft in der Beruhigungskammer an

Umfangsgeschwindigkeit, womit sich der im Vergleich zum weißen Filter flachere Verlauf der Tangentialgeschwindigkeit auf der Symmetrieachse erklären läßt.

Messungen mit dem Tangentialgenerator

In der zweiten Meßreihe wurde die Eintrittsöffnung der axialen Luftzufuhr in die Dralldüse verschlossen und die mit dem Seeding versetzte Luft der tangentialen Luftzufuhr beigefügt, so daß man einen reinen Tangentialeintrittsgenerator erhielt. Die Beruhigungskammer wurde mit dem blauen Filter ausgekleidet, um eine akzeptable Meßzeit zu erhalten. Bild 4.5 zeigt den Vergleich der gemessenen tangentialen Geschwindigkeitsprofile mit der Verteilung eines Hamel-Oseen-Wirbels. Wie bei dem Axial-plus-Tangentialeintrittsgenerator mit dem weißen Filter erhält man auch hier für |y/D|<0,1 einen stark linearen Zusammenhang zwischen der Radialposition und der Tangentialgeschwindigkeit. Obwohl im Ansatz des Hamel-Oseen-Wirbels die Grenzschicht der Glasdüse nicht berücksichtigt wird, ist eine sehr gute Übereinstimmung mit den an unterschiedlichen Axialpositionen gemessenen Geschwindigkeitsprofilen zu beobachten. Bis auf den Bereich in unmittelbarer Nähe der Düsenwand sind die Abweichungen zwischen dem angepaßten Wirbel und den Profilen geringer als 10%. Die Profile sind in axialen Abständen von einem halben Düsendurchmesser gemessen worden, um einen Überblick über den Einfluß der Lauflänge in der Glasdüse auf die Abnahme der Drallgeschwindigkeit zu erhalten. Man erkennt, daß die Umfangsgeschwindigkeit ab |y/D|>0,25 mit zunehmender Axialposition durch die anwachsende Grenzschicht geringer wird, die radialen Positionen des Maximums und des Minimums bleiben jedoch erhalten.

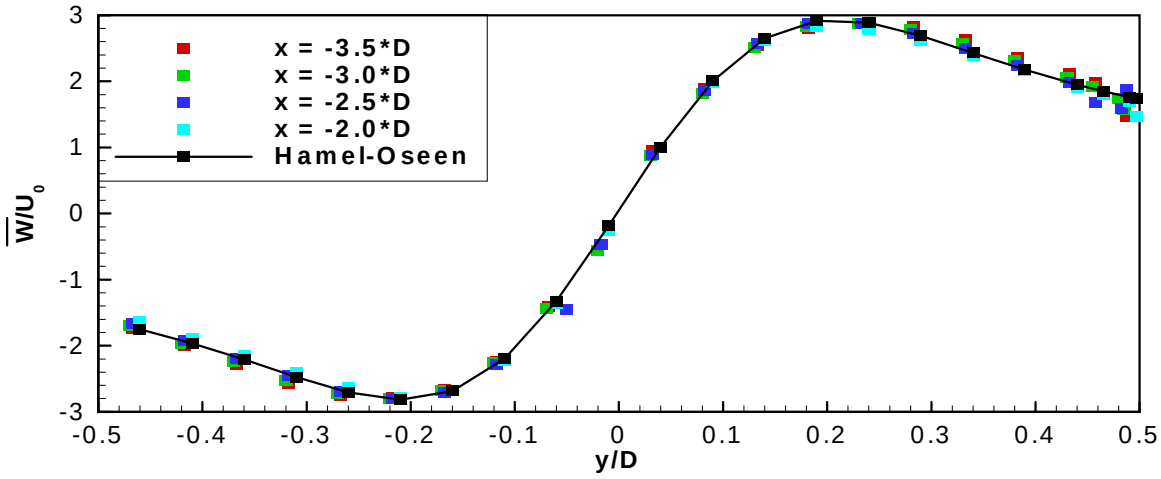


Bild 4.5: Experimentelle und theoretische Geschwindigkeitsprofile der tangentialen Komponente in der Dralldüse

Zusätzlich zu den axialen Geschwindigkeitsprofilen an verschiedenen Axialpositionen sind in Bild 4.6 ein mit dem Axial-plus-Tangentialeintrittsgenerator erzieltes und ein mit dem Modell für die Drallzahl

S_m= 1,25 berechnetes Profil eingezeichnet. Die mit dem Tangentialeintrittsgenerator gemessenen Profile stimmen wie bei der Tangentialkomponente sehr gut überein, wobei die signifikanten Abweichungen, die nur in unmittelbarer Nähe der Düsenwand auftreten, auf Meßungenauigkeiten zurückzuführen sein könnten. Zwischen den experimentell ermittelten Profilen und dem berechneten Profil ergeben sich Unterschiede zum einen auf der Symmetrieachse und zum anderen an der Düsenwand, die sich mit den Vereinfachungen im Modell erklären lassen. Die gemessenen Profile weisen eine um 80% größere Rückströmzone auf, in der die maximale Rückströmgeschwindigkeit ungefähr halb so groß ist. Es ergibt sich bei allen vier Axialpositionen ein Bereich mit einer Breite von einem Drittel Düsenradius, in dem die Geschwindigkeit nahezu konstant bleibt. Mit dem Axial-plus-Tangentialgenerator läßt sich nur eine geringe Rückströmgeschwindigkeit erzeugen, die ungefähr 4-5% der mittleren Axialgeschwindigkeit beträgt; die Rückströmzone erreicht nur eine Größe von 7,5% der mit dem Tangentialgenerator erzeugten Zone. Das Geschwindigkeitsmaximum des Tangentialgenerators liegt um ca. 5% weiter von der Symmetrieachse entfernt und ist um 8-10% größer als das des Axial-plus-Tangentialgenerators.

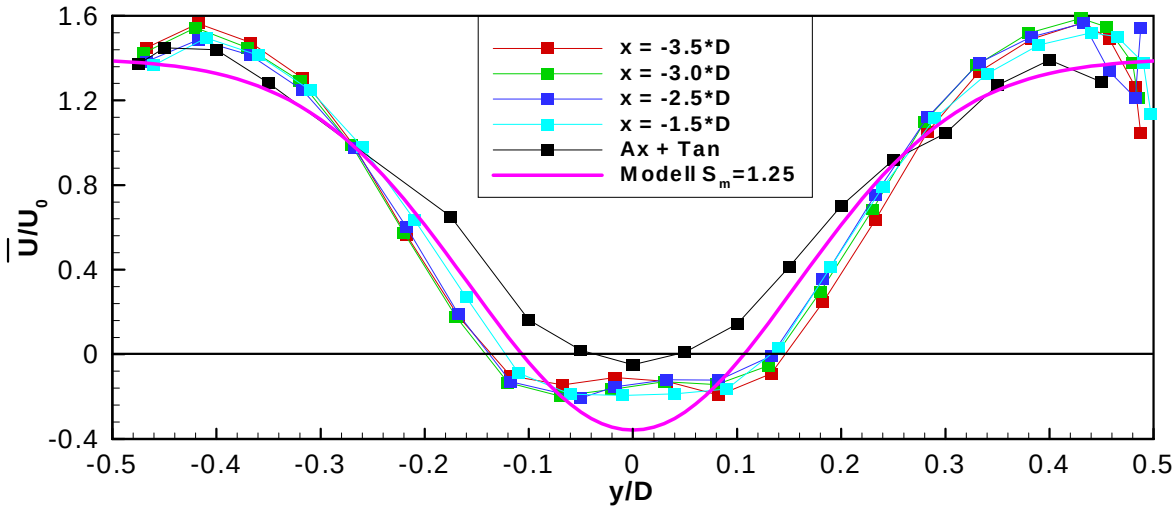


Bild 4.6: Experimentelle und theoretische Geschwindigkeitsprofile der axialen Komponente in der Dralldüse

In den Bildern 4.7 und 4.8 sind die tangentialen und axialen RMS-Werte der Messungen mit dem Tangentialgenerator dargestellt. Es fällt auf, daß die beiden Verteilungen sehr ähnlich bezüglich Verlauf und Größe sind, wobei sie eine stärkere Variation mit der axialen Meßposition aufweisen als ihre entsprechenden Mittelwerte. Die tangentiale Komponente hat die größten Schwankungen auf der Symmetrieachse zwischen y/D= ±0,10. Von x/D= -3,5 bis x/D= -2,0 nimmt der RMS-Wert in der Düsenmitte um 30% zu und erreicht Werte zwischen 32% und 44% der mittleren Axialgeschwindigkeit. Mit zunehmender Radialposition sinkt der RMS-Wert ab und erreicht bei |y/D|= 0,20-0,22 sein Minimum mit 16%-18%. Außer bei der brennkammernächsten Position steigen die RMS-Werte bis |y/D|= 0,42 leicht auf 20-22% an und erreichen an den äußersten Meßpositionen Maximalwerte von bis

zu 55% der mittleren Axialgeschwindigkeit. Die Verteilung des axialen RMS-Wertes kann in vier Bereiche unterteilt werden, wobei sich Bereich I von y/D= 0 bis |y/D|= 0,14, Bereich II bis |y/D|= 0,27, Bereich III bis |y/D|= 0,43 und Bereich IV bis |y/D|= 0,5 erstrecken. In Bereich I liegt in der Düsenmitte ein lokales Maximum mit RMS-Werten von ca. 38% der mittleren Axialgeschwindigkeit vor, welche mit zunehmender Radialposition bis |y/D|= 0,14, die mit dem Nulldurchgang der Axialgeschwindigkeit zusammenfällt, auf 18-22% abnehmen. Es erfolgt eine geringe Zunahme der RMS-Werte auf 25% bis |y/D|= 0,27, wo die Axialgeschwindigkeit die mittlere Axialgeschwindigkeit übersteigt. Bereich III zeichnet sich durch einen relativ konstanten RMS-Wert von 25% sowohl bei der Radial- als auch bei der Axialposition aus und erstreckt sich bis zum Maximum der axialen Geschwindigkeitskomponente. In Bereich IV steigt der RMS-Wert mit abnehmender Entfernung von der Düsenwand aufgrund der Grenzschicht stark an und erreicht an den wandnächsten Meßpositionen Werte bis 53 % der mittleren Axialgeschwindigkeit.

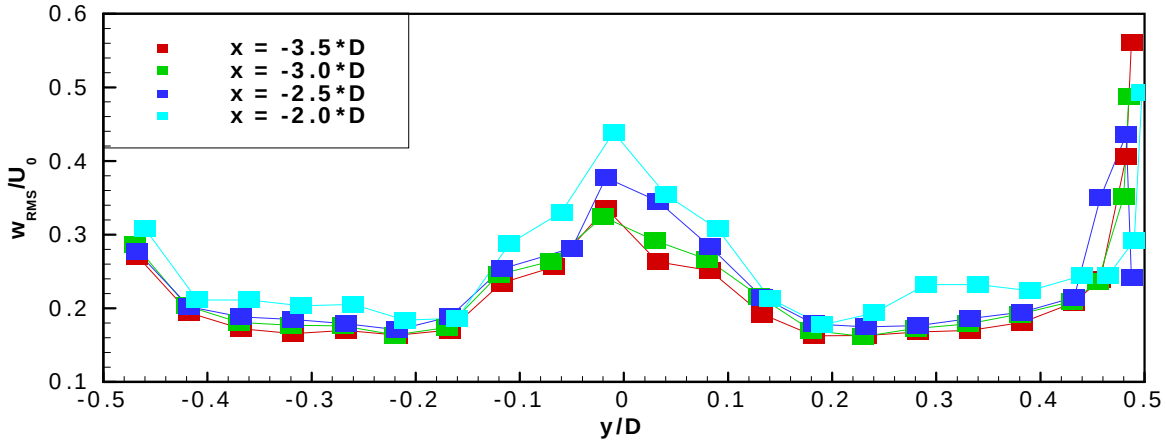


Bild 4.7: RMS-Wert der tangentialen Geschwindigkeitskomponente in der Dralldüse an verschiedenen Axialpositionen

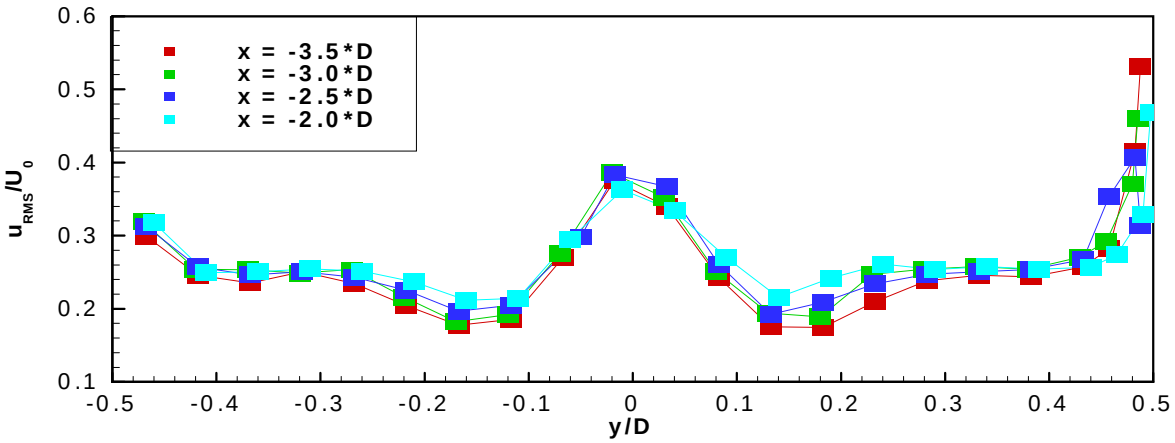


Bild 4.8: RMS-Wert der axialen Geschwindigkeitskomponente in der Dralldüse an verschiedenen Axialpositionen

In Bild 4.9 sind die mittleren Korrelationen $\overline{uw}$, die mit den entsprechenden RMS-Werten normiert wurden und im folgenden als Korrelationskoeffizienten R_{uw} bezeichnet werden, in der Glasdüse an den verschiedenen Axialpositionen aufgetragen. Die Verteilung ist nahezu symmetrisch zur Symmetrieachse und zum Wert Null. Zwischen y/D= -0,25 und y/D= 0,25 verläuft die Korrelation linear, wobei die Abweichungen von dieser Geraden mit abnehmender Entfernung zum Düsenende zunehmen. Ein Grund hierfür könnte der Einfluß des stromab liegenden präzessierenden Wirbelkerns sein. Das Maximum und das Minimum bei |y/D|= 0,25 fällt mit dem Wendepunkt der gemittelten Axialgeschwindigkeit zusammen. Es schließt sich ein Rückgang bzw. eine Zunahme der Korrelation auf den Wert Null bei positiven bzw. negativen Radialpositionen an. Das Maximum/Minimum liegt mit |y/D|= 0,4 an der gleichen Stelle wie die Maxima der gemittelten Axialgeschwindigkeit. In Richtung der Düsenwand steigt die Korrelation stark an bei positiven Radialpositionen bzw. sinkt für y/D<0. Dabei werden im Falle der positiven Positionen deutlich höhere Werte erreicht als bei den negativen Positionen, weil die Meßpunkte in diesem Fall näher an der Düsenwand liegen. Das Maximum und das Minimum bei |y/D|=0,25 liegen an der Stelle des größten/kleinsten Gradienten der Axialgeschwindigkeit, so daß hier, wie auch in der unmittelbaren Nähe der Düsenwand, die größte Turbulenzerzeugung stattfindet. Auf der Symmetrieachse und bei |y/D|= 0,4 dagegen wird aufgrund der sehr kleinen Korrelationskoeffizienten und der verschwindenden Steigung der gemittelten Geschwindigkeiten keine Turbulenz erzeugt.

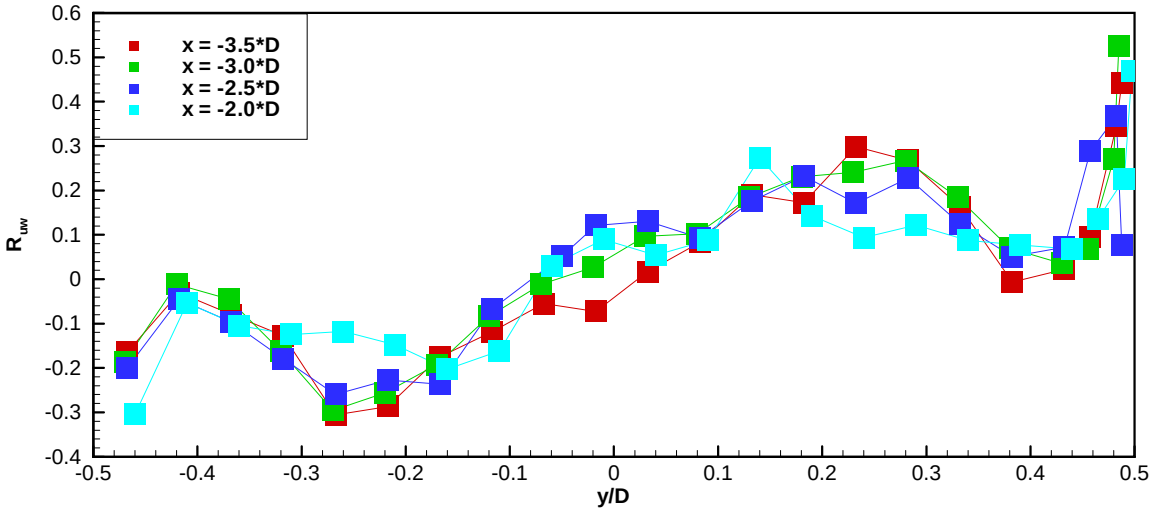


Bild 4.9: Korrelationskoefizient der axialen und tangentialen Komponente in der Dralldüse an verschiedenen Axialpositionen

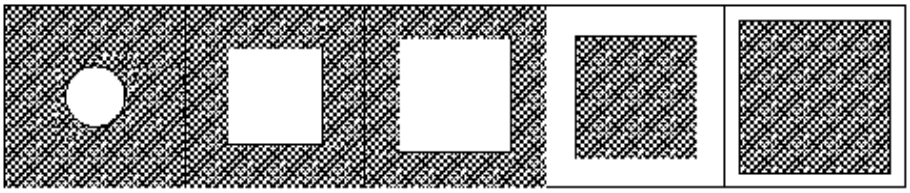
Abschließend kann festgehalten werden, daß die Strömung, die mit dem reinen Tangentialgenerator erzeugt wurde, mit dem in Kapitel 2 beschriebenen Modell am besten übereinstimmt. Trotz der Vereinfachungen, die bei der Behandlung der verdrallten Rohrströmung gemacht worden sind, entspricht die tangentiale Geschwindigkeitskomponente sehr genau der des erwarteten Hamel-Oseen-Wirbels. Bei der axialen Komponente ergeben sich Abweichungen bei dem Geschwindigkeitsminimum

in der Düsenmitte und bei dem Geschwindigkeitsmaximum in der Nähe der Düsenwand, die jedoch darauf zurückzuführen sind, daß die Haftbedingung an der Düsenwand in dem Modell keine Berücksichtigung fand. Bei allen Konfigurationen des Drallgenerators sind sowohl die gemittelten Geschwindigkeiten als auch die Schwankungsgrößen und Korrelationen symmetrisch zur x-Achse. Es liegt somit eine rotationssymmetrische Strömung in der Dralldüse vor. Im Gegensatz zu dem Tangentialgenerator hängt die Strömung des Axial-plus-Tangentialgenerators stark von den Einströmbedingungen der axialen Luftversorgung in die Dralldüse ab. Je nach Strömungswiderstand des eingesetzten Filters, der zur Verringerung der Verschmutzung der Dralldüse notwendig war, ergaben sich sehr unterschiedliche axiale und tangentiale Geschwindigkeitsverteilungen.

4. 1. 2 3-D-Messungen in der Brennkammer

In der Brennkammer konnten aufgrund des Aufbaus simultan alle drei Geschwindigkeitskomponenten gemessen werden. Um sicher zu gehen, daß von außen keine Luft in die Brennkammer gelangte und die Versuchsbedingungen konstant blieben, wurde die Brennkammer mit unterschiedlichen Abdeckungen verschlossen, die in Bild 4.10 dargestellt sind. Die schraffierten Flächen zeigen den undurchlässigen Teil der Abdeckung an, die Kennzahl hinter der Bezeichnung gibt den Durchmesser beziehungsweise die Kantenlänge in Millimetern an. Zusätzlich ist das Verhältnis zwischen offener Fläche zur Brennkammerfläche in Prozent angegeben. Als Drallerzeuger kamen sowohl der Axial-plus-Tangential- als auch der reine Tangentialgenerator zum Einsatz. Im folgenden werden die Ergebnisse der Messungen, die mit den verschiedenen Abdeckungen erzielt wurden, beschrieben.

.



Bezeichnung	Loch40	Deckel64	Deckel75	Stempel80	Stempel100
Öffnungsverhältnis	8.7%	28%	39%	56%	31%

Bild 4.10: Geometrie, Bezeichnung und Verhältnis zwischen offener Fläche zur Brennkammerfläche [%] der eingesetzten Brennkammerabdeckungen

Horizontale Profile

Da die Messungen nur einen groben Überblick über die unterschiedlich ausgebildete Strömung geben und nicht das gesamte Strömungsfeld erfaßt werden sollte, wurden die Profile in einem axialen Abstand von ungefähr einem Düsendurchmesser aufgenommen. Das erste horizontale Profil wurde 0,25·D über

dem Düsenende gemessen, wo sich die zentrale Rückströmzone und die Eckrückströmwirbel befanden und die Düsenscherschicht stark ausgeprägt war. Die axialen und tangentialen Geschwindigkeitsprofile an dieser Position sind in Bild 4.11 dargestellt. In der Legende stehen die Abkürzungen “De” für Deckel, “St” für Stempel, “offen” für ein vollständig offenes Brennkammerende und “Loch” für eine zentrale kreisförmige Öffnung. Die Zahl hinter der Abkürzung gibt die oben beschriebenen Abmessungen der Öffnungen an. Bis auf die Messung “St 80 tan”, bei der der Tangentialgenerator zum Einsatz kam, sind alle anderen mit dem Axial-plus-Tangentialgenerator durchgeführt worden.

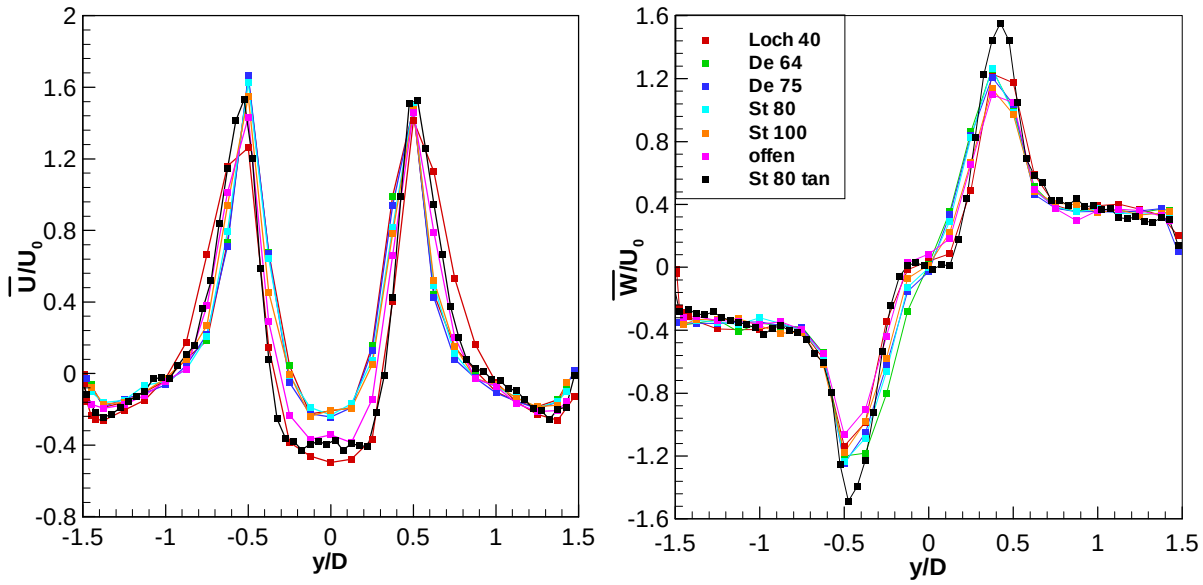


Bild 4.11: Normierte mittlere Axialgeschwindigkeit (links) und Tangentialgeschwindigkeit (rechts) in der Brennkammer bei z/D=0 und x/D=0.25

Zu erkennen ist bei allen Varianten des Meßaufbaus das zur y-Achse spiegelsymmetrisch ausgebildete M-förmige Profil der axialen Geschwindigkeitskomponente mit Rückströmzonen auf der Symmetrieachse und in der Nähe der seitlichen Brennkammerbegrenzungen zwischen $1<|y/D|<1{,}5$. Bei der zentralen Rückströmzone variieren die maximalen Rückströmgeschwindigkeiten je nach Abdeckung zwischen 23% und 50% der mittleren Axialgeschwindigkeit, woraus eine radiale Ausdehnung der Zone von 45% beziehungsweise 69% des Düsendurchmessers resultiert. Das Verhältnis des rückströmenden Fluids zum gesamten Volumenstrom beträgt bei der kleineren Rückströmgeschwindigkeit 3% und erhöht sich bei den größeren Geschwindigkeiten auf ca. 15%, wobei sich zusätzlich die Fläche der Rückströmzone um den Faktor 2,35 vergrößert hat. Es fällt auf, daß trotz der unterschiedlichen Volumenströme von 22 m³/h beim Tangentialgenerator und 39 m³/h beim Axial-plus-Tangential-generator die Geschwindigkeitsmaxima der Düsenscherschicht zusammenfallen. Bei den Eckwirbeln sind die Unterschiede in der maximalen Rückströmgeschwindigkeit und deren radialer Position wesentlich geringer als bei der zentralen Zone. Hierbei weisen die Messungen mit den geringeren

zentralen Rückströmgeschwindigkeiten auch die kleineren Geschwindigkeiten in der Nähe der Brennkammerwand auf, die dabei bis zu 15% näher an der Symmetrieachse liegen. Die Geschwindigkeitsmaxima liegen bei 17% beziehungsweise bei 25% der mittleren Axialgeschwindigkeit. Die Verteilung der Tangentialgeschwindigkeit ist symmetrisch zur y-Achse und der Geschwindigkeit Null. Es fällt der Bereich zwischen $|y/D|<0{,}12$ auf, in dem der Gradient der Geschwindigkeit bei einigen Messungen stark abnimmt und im Falle des Tangentialgenerators sogar horizontal verläuft. Es ist kein eindeutiger Zusammenhang zwischen der Größe der Öffnung und dem Verlauf der Geschwindigkeit zu erkennen, da bei der Messung mit der kreisrunden Öffnung (Lochdurchmesser: 40 mm) ein sehr flacher Verlauf der Tangential-geschwindigkeit vorliegt, bei der quadratischen zentralen Öffnung (Kantenlänge: 64 mm) eine ausgeprägte Festkörperrotation anzutreffen ist und bei der Messung mit der größeren zentralen Öffnung sich wiederum eine Abflachung des Geschwindigkeitsprofils eingestellt hat. Beim Vergleich der beiden Messungen mit der gleichen Abdeckung der Brennkammer Stempel mit 80 mm Kantenlänge, aber verschiedener Art der Drallerzeugung, ist der Unterschied in den Gradienten am größten. Das mit dem Axial-plus-Tangentialgenerator erzeugte Geschwindigkeitsprofil weist nur eine sehr geringe Änderung des Gradienten auf der Symmetrieachse auf, wohingegen bei der Drallerzeugung mit dem reinen Tangentialgenerator die Geschwindigkeit in diesem Bereich konstant bleibt, somit also keine Rotation in der Strömung vorliegt. Es ergibt sich ein Unterschied in den maximalen/minimalen Umfangsgeschwindigkeiten, die durch die beiden Drallgeneratoren erzeugt wurden. Die maximale/minimale Umfangskomponente des Tangentialgenerators liegt um durchschnittlich 36% über den Geschwindigkeitsmaxima/minima des Axial-plus-Tangentialgenerators. Der Grund für diese große Differenz liegt darin, daß durch das Aufspalten der aus dem Drallgenerator strömenden Luft in zwei Teilströme, von denen der eine in die Beruhigungskammer der axialen Luftzufuhr eintritt und sich dort mit ihr unter Verlust des Drehimpulses vermischt, die Strömung am Düsenausgang eine geringere Drallintensität besitzt als die mit dem reinen Tangentialgenerator erzeugte Strömung, wie man anhand des Vergleiches der Tangentialgeschwindigkeiten im Bereich zwischen $0<x/D<0{,}25$ in Bild 4.12 erkennt. Berechnungen der Drallzahl mit der in Kapitel 2.1 beschriebenen Methode, siehe Gleichung (2.3), anhand von Geschwindigkeitsprofilen bei $x/D= 0$ bestätigen dies. So ergibt sich für den Axial-plus-Tangentialgenerator eine Drallzahl von $S= 0{,}85$ und für den Tangentialgenerator ein Drallzahl von $S= 0{,}92$. An den beiden düsennächsten Axialpositionen $x/D= 0{,}0$ und $x/D= 0{,}05$-$0{,}075$ liegt zwischen $-0{,}2<y/D<0{,}2$ die Geschwindigkeitsverteilung eines ausgeprägten Festkörperwirbels vor, bei dem aufgrund des großen Gradienten in der Nähe der Symmetrieachse vereinzelt Geschwindigkeitsdifferenzen von bis zu 30% auftreten, wobei sich im Verlauf der Verteilungen bei den beiden Drallgeneratoren keine merklichen Unterschiede ergeben. Bei $x/D= 0{,}05$ bzw. $x/D= 0{,}075$ ist zu erkennen, daß sich bei $|y/D|<0{,}1$ der Gradient der Tangentialgeschwindigkeit verringert.

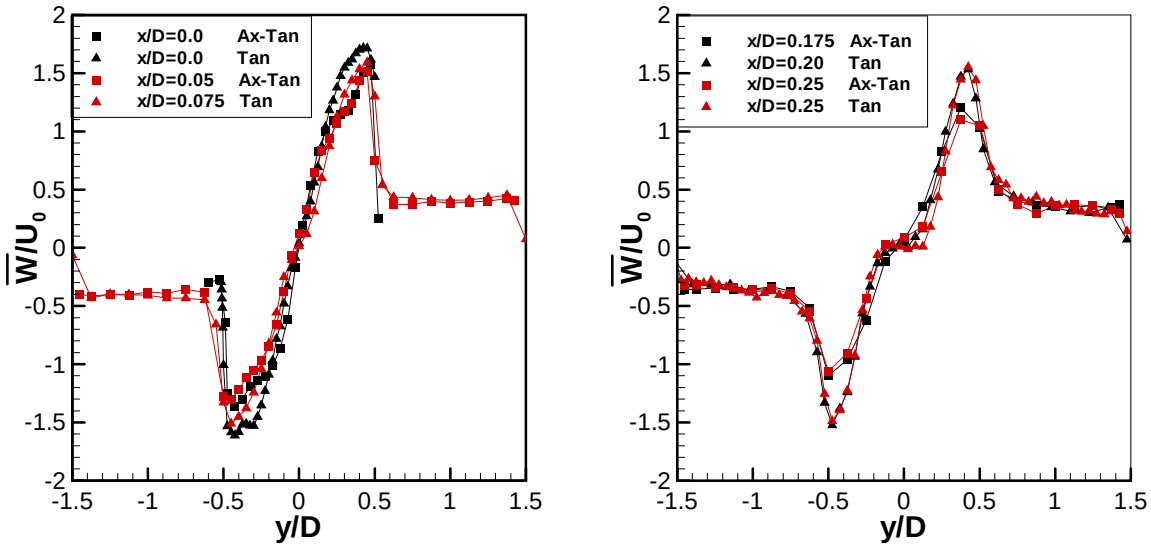


Bild 4.12: Normierte mittlere Tangentialgeschwindigkeit in der Brennkammer bei z/D = 0 zwischen x/D = 0 und x/D = 0,25

Zwischen 0,20<|y/D|<0,50 treten Unterschiede im Geschwindigkeitsverlauf der beiden Drallgeneratoren auf. Bei dem Tangentialgenerator nimmt der Gradient bis zum Geschwindigkeitsmaximum/minimum kontinuierlich ab, wohingegen sich bei dem Axial-plus-Tangentialgenerator zwischen 0,2<|y/D|<0,35 eine Abflachung des Geschwindigkeitsverlaufes einstellt. Im Bereich 0,35<|y/D|<0,48 vergrößert sich der Geschwindigkeitsgradient wieder und Geschwindigkeitsextrema der unterschiedlichen Drallgeneratoren treten an den gleichen Radialpositionen auf. Aufgrund des sehr steilen Abfalls der Geschwindigkeit zum Düsenrand hin und der ungenügenden radialen Auflösung bei den Messungen ist es in diesem Bereich schwer, exakte Aussagen über Unterschiede im Geschwindigkeitsverlauf zu machen. Von |y/D|= 0,6 bis |y/D|= 1,4 verringert sich die Geschwindigkeitsdifferenz zwischen den unterschiedlichen Drallgeneratoren kontinuierlich von 6% auf teilweise 0%, wobei der geringe Geschwindigkeitsüberschuß bei dem reinen Tangentialgenerator sowohl auf die größere Umfangsgeschwindigkeit im Vergleich zum Axial-plus-Tangentialgenerator als auch auf die etwas größere Axialposition zurückzuführen ist. Zwischen x/D= 0,0 und x/D= 0,075 befindet man sich im Bereich der Grenzschicht des Brennkammerbodens, wo die Geschwindigkeit für y/D>0 mit zunehmender Entfernung von dem Brennkammerboden ansteigt bzw. für y/D<0 absinkt. Die Zu-/Abnahme der Tangentialgeschwindigkeit beträgt in diesem Bereich je nach Radialposition zwischen 0% und 10%. Bei den beiden folgenden Axialpositionen x/D= 0,175-0,20 und x/D= 0,25 sind die Unterschiede zwischen den beiden Drallgeneratoren noch etwas deutlicher geworden, wobei hier wiederum der innere Bereich von Interesse ist. Wie der Grafik zu entnehmen ist, erzeugt der reine Tangentialgenerator eine über 36% größere maximale/minimale Tangentialgeschwindigkeit als der Axial-plus-Tangentialgenerator. Diese

Differenz muß jedoch etwas nach unten korrigiert werden, da die räumliche Auflösung bei dem Axial-plus-Tangentialgenerator nicht hoch genug gewählt worden ist, um das absolute Geschwindigkeits-maximum/minimum zu erfassen.

Bei den in Bild 4.13 dargestellten Radialgeschwindigkeiten sind die Unterschiede zwischen den einzelnen Abdeckungen bis auf die kreisrunde Abdeckung, die im Vergleich zu den anderen Messungen eine um die Hälfte kleinere Maximal/Minimalgeschwindigkeit aufweist, geringer als bei der Tangentialkomponente. Die Geschwindigkeitsmaxima/minima fallen bei sämtlichen Messungen mit dem Rand der Dralldüse zusammen und betragen durchschnittlich 70% der mittleren Axialgeschwindigkeit U_0. In diesem Bereich besteht zwischen der Geschwindigkeit und der radialen Meßposition ein linearer Zusammenhang, der durch die Umkehr der axialen Strömungsrichtung in der zentralen Rückströmzone zwischen $0{,}3<|y/D|<0{,}35$ nicht gestört wird. Die von dem reinen Tangentialgenerator erzeugte Geschwindigkeitsverteilung unterscheidet sich von den anderen Verteilungen hauptsächlich im Bereich der Eckrückströmwirbel. Die lokalen Geschwindigkeits-maxima/minima, die betragsmäßig die gleiche Größe haben, sind um ungefähr 10% in Richtung Brennkammerwände verlagert, wodurch sich ein geringfügig größerer Geschwindigkeitsgradient an den Wänden ergibt.

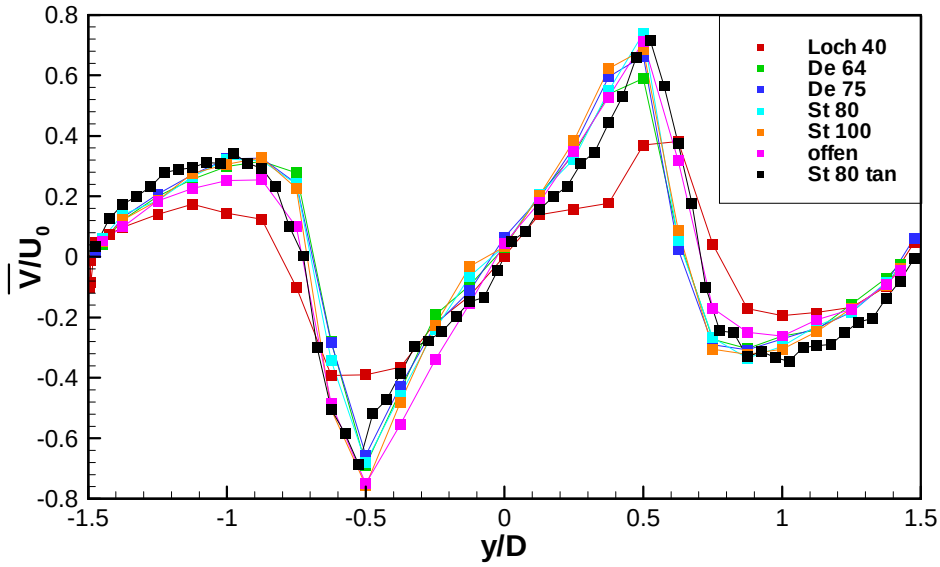


Bild 4.13: Normierte mittlere Radialgeschwindigkeiten in der Brennkammer bei z/D = 0 und x/D=0,25

In Bild 4.14 ist die radiale Verteilung des Turbulenzgrades $Tu = \sqrt{\frac{1}{3} \cdot (\overline{u^2} + \overline{v^2} + \overline{w^2}) / U_0^2}$ und des RMS-Wertes der axialen, radialen und tangentialen Geschwindigkeitskomponente dargestellt. Es fallen sofort die hohen Absolutwerte von bis zu 103% beim Tangentialgenerator und 80% beim Axial-plus-

Tangentialgenerator auf. Im Vergleich hierzu erhielt Weiland in [28] bei seinen Messungen an einem nichtdrehenden Freistrahl in einer Entfernung von einem Düsendurchmesser hinter der Düsenöffnung einen maximalen Turbulenzgrad von ungefähr 18%. Im Gegensatz zu seinem rotationsbehafteten Gegenstück kann man beim drallfreien Freistrahl auf der Symmetrieachse ein Absinken des Turbulenzgrades um mehr als 85% gegenüber dem Maximalwert beobachten. Bei dem Axial-plus-Tangentialgenerator variiert der Turbulenzgrad in der Verlängerung der Dralldüse nur um durchschnittlich 10%, wobei sich die Messung mit der kreisförmigen Öffnung Loch40 mit 30% hiervon deutlich abhebt. Der Tangentialgenerator erzeugt auf der Verlängerung der Düsenwand von allen Messungen die größten Turbulenzgrade, so daß trotz des Abfalls um 43% zur Düsenmitte hin ein genauso großer Turbulenzgrad wie bei den anderen Messungen vorliegt. An die Maxima schließt sich in Richtung der Brennkammerwände ein steiler Abfall des Turbulenzgrades an. Ab |y/D|>1 gelangt man in einen Bereich, in dem der Turbulenzgrad je nach Aufbau nahezu konstant bei 14%-18% bleibt.

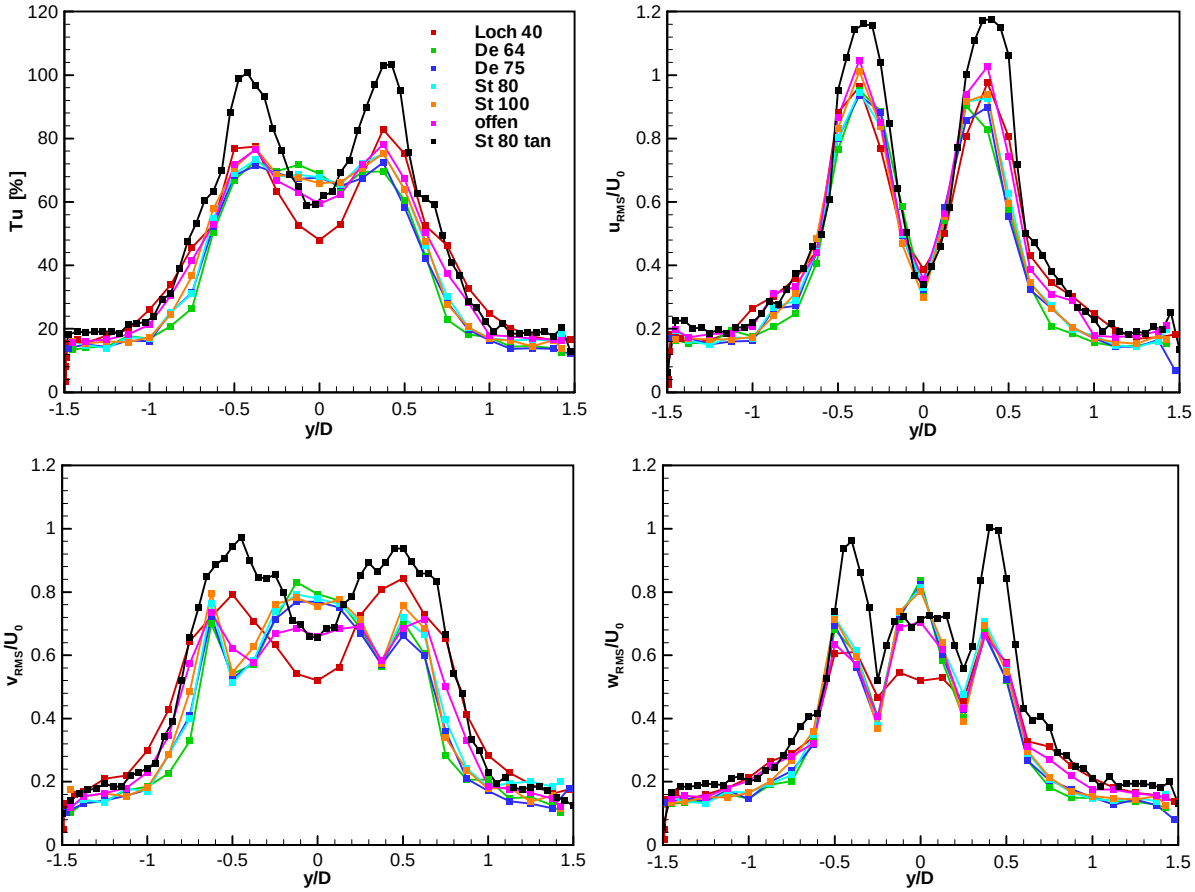


Bild 4.14: Verteilung des Turbulenzgrades (links oben), des normierten axialen (rechts oben), radialen (links unten) und tangentialen (rechts unten) RMS-Wertes in der Brennkammer bei z/D = 0 und x/D = 0,25

Der Turbulenzgrad setzt sich aus den Schwankungsgrößen der drei Geschwindigkeitskomponenten zusammen. Drallbehaftete Brennkammerströmungen besitzen in der Rückströmzone einen stark

anisotropen Charakter, so daß die Anteile der Schwankungsgrößen am Turbulenzgrad unterschiedlich groß sind, siehe Gupta [11]. Bei der Betrachtung der RMS-Werte, Bild 4.14, fällt auf, daß sich die axiale Komponente auf der Symmetrieachse deutlich von der radialen und tangentialen unterscheidet. Die Verteilung der axialen Schwankungsgröße ähnelt der des drallfreien Freistrahls, bei dem sich auf der Symmetrieachse ein lokales Minimum ausbildet. Im Gegensatz hierzu entstehen bei der radialen und der tangentialen Komponente in der Brennkammermitte lokale Maxima, die durchschnittlich doppelt so große Werte annehmen wie bei der Axialkomponente. Durch Auswertung des zeitlichen Verlaufs der Geschwindigkeiten kann gezeigt werden, daß diese Maxima durch den präzessierenden Wirbelkern hervorgerufen werden. Bei der ausführlichen Beschreibung der Brennkammerströmung wird eine Auswertung für die Axialposition x/D= 0,025 vorgenommen. Alle drei Komponenten haben die absoluten Schwankungsmaxima der Düsenscherschicht gemein, wobei die axiale Komponente die beiden anderen um ungefähr 20% übertrifft. Die Verteilung der radialen Komponente ist wesentlich breiter als die der axialen und tangentialen Schwankungsgröße. Betrachtet man die radiale Position, an der die RMS-Werte nur noch die Hälfte ihres Maximalwertes betragen, so ergibt sich beim radialen RMS-Wert eine Ausdehnung von 1,5 bis 1,6 Düsendurchmessern, bei der axialen und tangentialen Komponente erhält man dagegen nur 1,0 bis 1,2 Düsendurchmesser. Bei der Verteilung der radialen Schwankungsgröße bildet sich bei dem Tangentialgenerator mit der Abdeckung Stempel80 und dem Axial-plus-Tangentialgenerator mit der kreisrunden Abdeckung auf der Symmetrieachse ein Minimum aus. Der Grund hierfür liegt in dem schnellen Zerfall des präzessierenden Wirbelkerns. Bei allen Verteilungen wird ungefähr gleichzeitig ab |y/D|>1 der Bereich mit konstanten RMS-Werten erreicht. Trotz des kleineren Volumenstroms beim Tangentialgenerator ergeben sich hier bei allen drei Geschwindigkeitskomponenten in der Düsenscherschicht die größten RMS-Werte, da mit diesem Drallgenerator eine höhere Drallzahl erzielt wird.

Im folgenden wird die Entwicklung der Mittelwerte der axialen und tangentialen Geschwindigkeitskomponenten mit der Stromabposition behandelt. Bei den Messungen konnten je nach Abdeckung der Brennkammer und Größe der Öffnung unterschiedliche Strömungsformen festgestellt werden. In Bild 4.15 sind die mittleren Axialgeschwindigkeiten in einem Abstand von einem, zwei, vier und sieben Düsendurchmessern über dem Düsenende aufgetragen. Bei x/D= 1,0 sind zwischen den einzelnen Konfigurationen des Meßaufbaus nur Unterschiede in den Geschwindigkeitsmaxima der Düsenscherschicht und der maximalen Rückströmgeschwindigkeit auf der Symmetrieachse zu verzeichnen. Bei den Messungen mit dem Axial-plus-Tangentialgenerator und den beiden Deckeln und Stempeln als Abdeckung sind die maximalen Geschwindigkeiten um etwa 10% höher als bei den anderen Abdeckungen und dem Tangentialgenerator, wobei diese zudem zwischen 10%-14% näher an der Symmetrieachse liegen. Die zentrale Rückströmzone dehnt sich über einen Düsendurchmesser aus, während die Eckrückströmwirbel für eine Rückströmung zwischen 1,25<|y/D|<1,5 verantwortlich sind.

Bei der nächsten Meßposition x/D= 2,0 hat sich bei der Abdeckung mit der kreisförmigen Öffnung auf der Symmetrieachse eine drastische Änderung der Strömung vollzogen. Anstatt einer leichten Rückströmung mit 20% der mittleren Axialgeschwindigkeit wie bei den übrigen Konfigurationen liegt in diesem Fall eine Strömung in Richtung des Brennkammerendes mit einer maximalen Geschwindigkeit von $\overline{U}/U_0$ = 0,16 vor. Es hat den Anschein, als entwickele sich bei den beiden Konfigurationen Deckel64/75 ein ähnlicher Zustand. Im äußeren Bereich der Brennkammer ab |y/D|>0,5 liegen die Geschwindigkeitsverteilungen aller Meßkonfigurationen wieder übereinander. Während sich die zentrale Rückströmzone mit einer maximalen Rückströmgeschwindigkeit von 20% auf den anderthalbfachen Düsendurchmesser ausgeweitet hat, strömt die Luft im äußeren Bereich der Brennkammer nun in Richtung Brennkammerende.

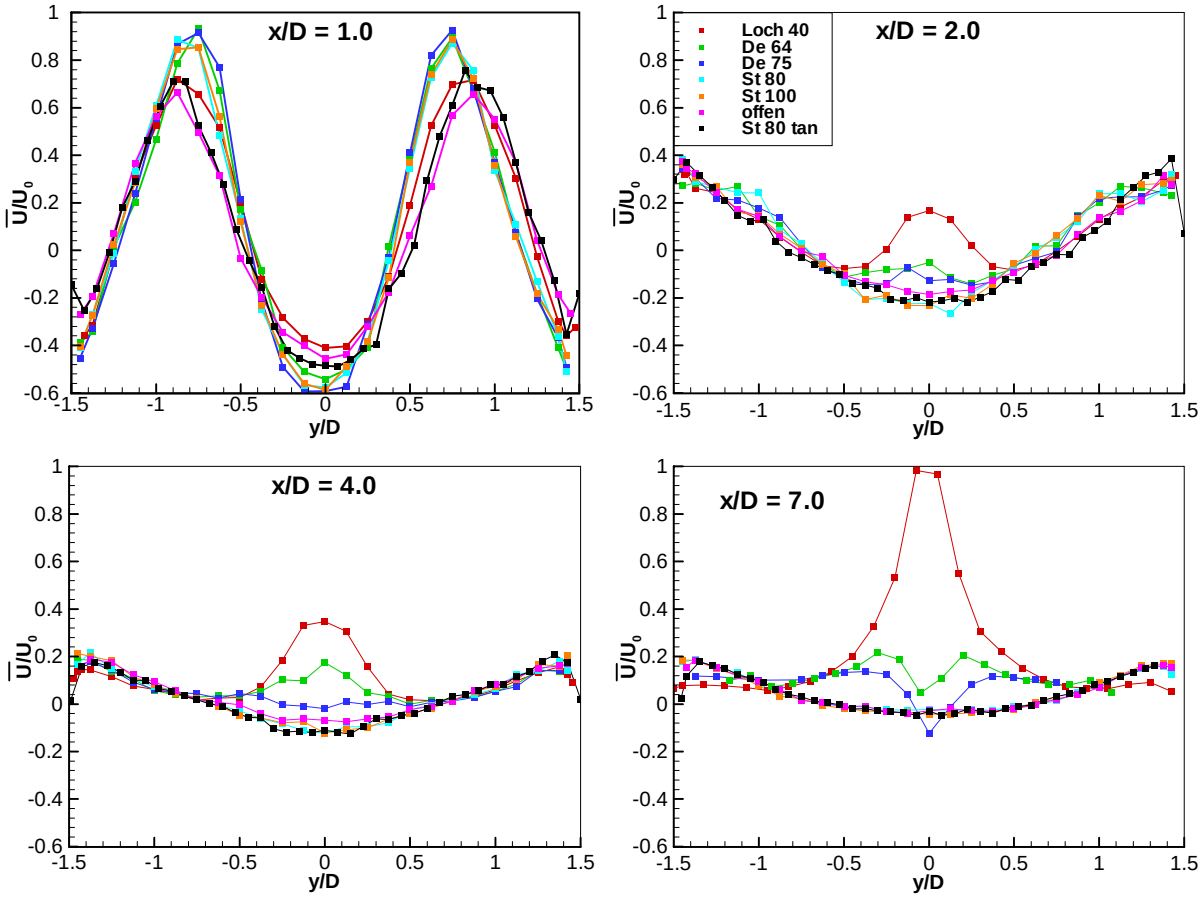


Bild 4.15: Normierte mittlere Axialgeschwindigkeit in der Brennkammer bei z/D = 0

Bei x/D= 4,0 hat sich bei der Konfiguration mit der kreisförmigen Öffnung die Geschwindigkeit in der Brennkammermitte im Vergleich zur vorhergehenden Axialposition fast verdoppelt, sie beträgt nun maximal 35% der mittleren Axialgeschwindigkeit. Wie bei x/D= 2,0 ansatzweise zu sehen war, hat sich bei der Konfiguration mit der zentralen quadratischen Öffnung Deckel64 ein ähnlicher Strömungszustand wie bei der kreisförmigen Öffnung entwickelt. Die Maximalgeschwindigkeit beträgt

in diesem Fall in der Brennkammermitte nahezu 20%. Bei Deckel75 ist im Gegensatz dazu keine Strömung in Richtung Brennkammerende zu beobachten. Jedoch hebt sich diese Konfiguration von den anderen deutlich durch eine viel geringere Rückströmgeschwindigkeit auf der Symmetrieachse und geringe Vorwärtsströmung zwischen $0{,}12<y/D<0{,}65$ und $-0{,}25<y/D<0{,}65$ ab. Die übrigen Konfigurationen weisen wie bei den Axialpositionen zuvor eine zentrale Rückströmzone auf, wobei diese sich nur noch über den 1,3-fachen Düsendurchmesser erstreckt und im Vergleich zur Messung bei $x/D= 1{,}0$ eine halb so große Maximalgeschwindigkeit besitzt. Ab $|y/D|>0{,}7$ fallen die Geschwindigkeitsverteilungen aller Konfigurationen wieder zusammen und weisen bis $|y/D|= 1{,}35$ einen nahezu linearen Zusammenhang mit der radialen Meßposition auf, ehe die Geschwindigkeit aufgrund der Haftbedingung an der Brennkammerwand auf Null absinkt. An der am weitesten stromab gelegenen Meßposition bei $x/D= 7{,}0$, die sich einen halben Düsendurchmesser unterhalb der Brennkammerabdeckung befindet, hat sich bei der kreisförmigen Öffnung die Axialgeschwindigkeit weiter erhöht und beträgt mehr als 90% der mittleren Axialgeschwindigkeit zwischen $-0{,}10<y/D<0{,}06$. Bei den Konfigurationen Deckel64/75 hat sich eine nicht zu erwartende Strömung eingestellt. Auf der Symmetrieachse ist ein starker Rückgang der Geschwindigkeit zu verzeichnen. Während bei Deckel64 noch eine leichte Strömung in Richtung Brennkammeröffnung mit 5% der mittleren Axialgeschwindigkeit vorliegt, hat sich bei Deckel75 sogar eine Rückströmung mit einer Maximalgeschwindigkeit von 10% der Axialgeschwindigkeit ausgebildet. Bei den übrigen Konfigurationen ergibt sich in der Brennkammermitte das gewohnte Bild der Rückströmzone, die sich über den 1,3fachen Düsendurchmesser erstreckt. Die maximale Rückströmgeschwindigkeit beträgt in diesen Fällen 5% der Axialgeschwindigkeit. Zudem liegen die unterschiedlichen Verteilungen sehr dicht zusammen.

Nachdem man bei den Axialgeschwindigkeiten sehr unterschiedliche Strömungsformen in Abhängigkeit von der Form der Brennkammerabdeckung und der Größe ihrer Öffnung beobachten konnte, soll nun der Einfluß auf die Tangentialgeschwindigkeit behandelt werden. In Bild 4.16 sind die normierten mittleren Tangentialgeschwindigkeiten in der Brennkammer bei $z/D= 0$ dargestellt. Die Verteilung ist bei allen vier Axialpositionen symmetrisch zur y-Achse und zur Geschwindigkeit Null. Zwischen den Geschwindigkeitsmaxima und -minima liegt bei $x/D= 1{,}0$ ein linearer Zusammenhang zwischen der Geschwindigkeit und der radialen Meßposition vor. Auffällig sind die großen Unterschiede zwischen den Geschwindigkeitsextrema und deren radialen Positionen. Bei der Konfiguration Deckel64 beträgt die maximale Tangentialgeschwindigkeit durchschnittlich 75% der mittleren Axialgeschwindigkeit, während diese bei der vollständig offenen Brennkammer nur 45% annimmt. Die radialen Meßpositionen der Maxima liegen in diesen Fällen bei $y/D= \pm 0{,}57$ bzw. $y/D= \pm 0{,}88$, mehr als einen halben Düsendurchmesser weiter auseinander. An die Maxima/Minima schließt sich ein starker Abfall der Tangentialgeschwindigkeit an, der ab $|y/D|>1{,}0$ linear verläuft, wobei die Geschwindigkeit bis $|y/D|= 1{,}45$ auf durchschnittlich 35% der mittleren Axialgeschwindigkeit absinkt. Der Geschwindig-

keitsabfall auf Null konnte wegen der zu geringen Auflösung nicht bei allen Messungen gezeigt werden. Beim Vergleich der Geschwindigkeiten bei x/D= 1,0 mit denen bei x/D= 0,25 ist eine drastische Abnahme zu verzeichnen. Bei der Messung mit dem Tangentialgenerator ist die Maximalgeschwindigkeit von 150% auf ungefähr 55% der mittleren Axialgeschwindigkeit zurückgegangen. Bei den anderen Konfigurationen, die mit dem Axial-plus-Tangentialgenerator gemessen wurden und eine geringere Drallzahl besaßen, beträgt die Abnahme zwischen 40% und 50%. Dieser Sachverhalt spiegelt wider, daß die Geschwindigkeiten um so schneller abnehmen je höher die gewählte Drallzahl ist.

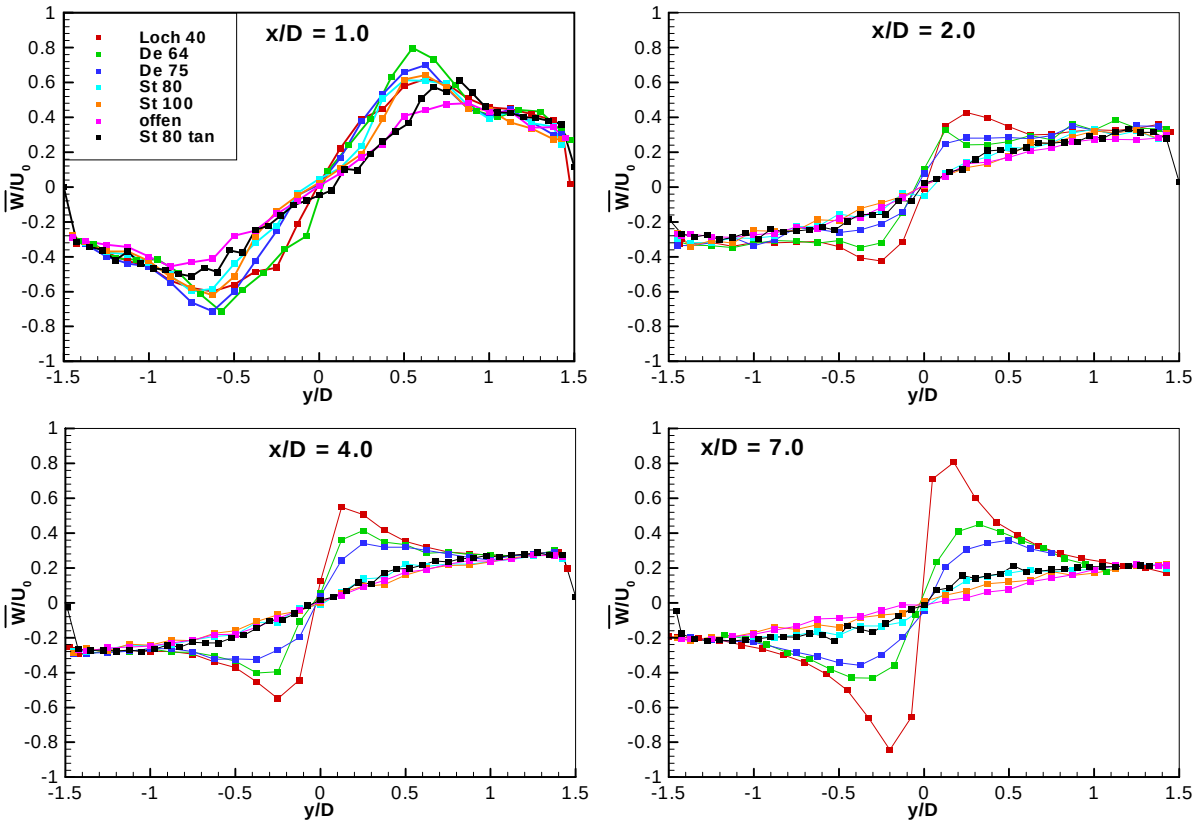


Bild 4.16: Normierte mittlere Tangentialgeschwindigkeit in der Brennkammer bei z/D = 0

Bei x/D= 2,0 treten wie bei der Axialkomponente zwei unterschiedliche Strömungsformen auf. Zum einen bilden sich bei den Konfigurationen Deckel64/75 und Loch40, im folgenden als Konfigurationstyp I bezeichnet, zwischen -0,3<y/D<0,3 Geschwindigkeitsverteilungen eines Festkörperwirbels aus, zum anderen findet bei den übrigen Konfigurationen, im folgenden als Konfigurationstyp II bezeichnet, weiter eine Abnahme der Tangentialgeschwindigkeit und Verringerung der Geschwindigkeitsdifferenz zwischen den einzelnen Konfigurationen statt. Bei Konfigurationstyp II haben sich die Geschwindigkeitsmaxima/minima im Vergleich zur Position x/D= 1,0 weiter in Richtung der seitlichen Brennkammerbegrenzung verschoben und treten hier zwischen 1,1<|y/D|<1,2 auf. Ihre Ausprägung ist jedoch wesentlich schwächer, und sie sind als solche nur schwer zu erkennen. Die Geschwindigkeiten der Extrema, zwischen denen sich ein linearer Verlauf ergibt, betragen ein Drittel der mittleren

Axialgeschwindigkeit. Der Geschwindigkeitsabfall in der Grenzschicht der Brennkammerwand ist aufgrund der ungenügenden räumlichen Auflösung in diesem Bereich nicht erfaßt worden. Bei Konfigurationstyp I betragen die Maximal/Minimalgeschwindigkeiten bis zu 40% der Axialgeschwindigkeit, wobei eine um so größere Tangentialgeschwindigkeit vorliegt, je kleiner die Öffnung der Brennkammerabdeckung ist. Die Abstände der Extrema sind im Vergleich zur Messung bei x/D= 1,0 um mehr als 50% zurückgegangen. Bei der Konfiguration Deckel75 ist der Festkörperwirbel so wenig ausgebildet, daß sich kein absolutes Geschwindigkeitsmaximum am Wirbelrand entwickelt hat. Die Ausbildung eines Festkörperwirbels bei Konfigurationstyp I hat sich an der nächsten Axialposition x/D=4,0 fortgesetzt. Bei der kreisförmigen Brennkammerabdeckung hat sich die Maximal-/Minimalgeschwindigkeit um ein Drittel erhöht. Im Gegensatz zu den beiden anderen Konfigurationen hat sich hierbei der Wirbeldurchmesser verkleinert. Bei der Konfiguration Loch40 ist er um 20% auf 40% des Düsendurchmessers zurückgegangen, bei Deckel64 hat er sich um 15% auf 60% und bei Deckel75 auf 68% des Düsendurchmessers vergrößert. Die Zunahme des Wirbeldurchmessers bei Deckel75 wurde nicht angegeben, da bei x/D= 2,0 die Ausdehnung des Wirbels nicht exakt zu bestimmen war. Die Geschwindigkeit fällt bei Typ I außerhalb des Wirbels bis |y/D|= 1,0 exponentiell ab und verläuft ab hier bis zu den äußersten Meßpositionen konstant. Bei Konfigurationstyp II ist im Vergleich zu x/D= 2,0 die Tangentialgeschwindigkeit weiter zurückgegangen. Die Maximal-/Minimalgeschwindigkeit beträgt im äußeren Bereich der Brennkammer zwischen 28% und 30% der Axialgeschwindigkeit. Die Geschwindigkeitsunterschiede zwischen den einzelnen Konfigurationen sind geringer geworden, und die Kurven weisen einen glatteren Verlauf als bei x/D=2,0 auf. Bei x/D= 7,0 ist die Tangentialgeschwindigkeit der Konfiguration mit der kreisförmigen Öffnung auf über 80% der mittleren Axialgeschwindigkeit angestiegen. Die Zunahme bei den beiden anderen Konfigurationen des Typs I ist sehr viel geringer ausgefallen und beträgt in beiden Fällen zwischen 3% und 5%. Bei der Ausdehnung des Wirbels ergeben sich zwischen den einzelnen Konfigurationen große Unterschiede. Während bei der kreisförmigen Öffnung der Abstand der Geschwindigkeitsextrema konstant geblieben ist, hat er sich bei der kleinen quadratischen Öffnung Deckel64 im Vergleich zu x/D= 4,0 um fast 10% auf 0,65·D vergrößert und bei Deckel75 sogar um 21% auf 82% des Düsendurchmessers. Bei allen drei Konfigurationen des Typs I schließt sich an das Maximum/Minimum der gewohnte exponentielle Geschwindigkeitsabfall an. Aufgrund des Aufbaus konnten bei den Konfigurationen Deckel64/75 die Messungen nicht bis zur Brennkammerwand durchgeführt werden, da die Sendestrahlen und die Empfangsoptik abgeschattet wurden. Bei der kreisförmigen Brennkammeröffnung sinkt die Geschwindigkeit am wandnächsten Punkt auf 20% der Axialgeschwindigkeit ab. Bei Konfigurationstyp II liegen die bei x/D= 4,0 noch gut übereinstimmenden Kurven nicht mehr so dicht zusammen. Je nach Größe der Brennkammeröffnung hat sich der tangentiale Geschwindigkeitsgradient auf der Symmetrieachse verändert. Bei der vollständig geöffneten Brennkammer verläuft die Geschwindigkeit von y/D= -1,3 bis y/D= 1,25, also über 85% der Brennkammerbreite, linear. Ab hier bleibt sie konstant

bei 20% der mittleren Axialgeschwindigkeit. Bei der Konfiguration Stempel100, die das zweitgrößte Verhältnis von offener zur gesamten Brennkammerfläche ist, verläuft die Geschwindigkeit zwischen y/D= -0,5 und y/D= 0,5 mit einer fast doppelt so großen Steigung. Die Geschwindigkeit fällt dann aber stärker als bei der offenen Konfiguration ab und nimmt bei |y/D|= 1,45 die gleichen Werte an. Die beiden Konfigurationen Stempel80, die zum einen mit dem Tangentialgenerator und zum anderen mit dem Axial-plus-Tangentialgenerator gemessen wurden, weisen einen gut übereinstimmenden gemeinsamen Verlauf auf. Aufgrund des geringsten Öffnungsverhältnisses des Konfigurationstyps II hat sich eine weitere Vergrößerung des Geschwindigkeitsgradienten ergeben. Im Vergleich zu Stempel100 hat er sich noch einmal verdoppelt. Der Bereich, in dem der lineare Zusammenhang zwischen radialer Meßposition und Geschwindigkeit vorliegt, hat sich dabei jedoch um die Hälfte verkleinert. Auch hier erreichen die Geschwindigkeiten in der Nähe der seitlichen Brennkammerbegrenzungen die gleichen Werte wie bei übrigen Konfigurationen des Typs I und II.

Die Radialgeschwindigkeit fand bei der Darstellung der Ergebnisse keine Berücksichtigung, da sie im Gegensatz zu den beiden anderen Geschwindigkeitskomponenten keine großen Variationen bei den unterschiedlichen Konfigurationstypen aufweist. Bei x/D= 1,0 spiegeln sich die zentrale Rückströmzone und die Eckrückströmwirbel in der Verteilung wider. Mit zunehmender Axialposition nimmt die Radialgeschwindigkeit sehr schnell ab und erreicht schon bei x/D= 2,0 nur noch 20% der mittleren Axialgeschwindigkeit. Selbst durch den Wirbelschlauch bei den Konfigurationen Deckel64/75 und Loch40 treten bei der radialen Geschwindigkeit keine entscheidenden Änderungen im Vergleich zu den Konfigurationen des Typs II in der Verteilung auf. Bei der ausführlichen Beschreibung der Brennkammerströmung mit der ausgewählten Konfiguration findet die radiale Komponente jedoch Beachtung und wird dort genauer analysiert.

Turbulenzgrad

Nach der Betrachtung der Mittelwerte der axialen und tangentialen Geschwindigkeitskomponenten soll nun der Turbulenzgrad, den die Rückströmzone, die Eckrückströmwirbel und der Wirbelschlauch mit sich bringen, behandelt werden. Bild 4.17 zeigt die Verteilung des Turbulenzgrades in der Brennkammer bei x/D= 1,0, x/D= 2,0, x/D= 4,0 und x/D= 7,0. Vergleicht man die Turbulenzgrade bei x/D= 1,0 (links oben) mit denen bei x/D= 0,25, siehe Bild 4.14, so fällt auf, daß zum einen der Turbulenzgrad auf der Symmetrieachse viel stärker abgefallen ist als der in der Düsenscherschicht zwischen 0,5<|y/D|<1,0 und zum anderen, daß die Abnahme bei dem Tangentialgenerator deutlich höher ausgefallen ist als bei den Messungen mit dem Axial-plus-Tangentialgenerator. Der starke Rückgang des Turbulenzgrades auf der Symmetrieachse ist mit dem schnellen Zerfall und der damit verbundenen geringen axialen Ausdehnung

des präzessierenden Wirbelkerns zu erklären. Der Grund für die schnellere Abnahme der Fluktuationen in der mit dem Tangentialgenerator erzeugten Strömung ist, wie vorher schon beschrieben, auf die höhere Drallzahl zurückzuführen. Aufgrund der radialen Geschwindigkeitskomponente der Düsenscherschicht sind die Maxima aller Konfigurationen weiter nach außen gewandert und treten nun zwischen 0,5<|y/D|<0,84 auf. Die Unterschiede in den Absolutwerten liegen wie bei x/D= 0,25 bei 10%. Die Abnahme in der Düsenscherschicht beträgt bei dem Tangentialgenerator 50%, bei den übrigen Konfigurationen durchschnittlich 30% im Vergleich zur Meßposition bei x/D= 0,25. Auf der Symmetrieachse ist der Turbulenzgrad je nach Konfiguration um die Hälfte bis zwei Drittel des Ausgangswertes zurückgegangen. Auffällig hierbei ist, daß bei der Konfiguration mit der kreisförmigen Öffnung der Brennkammerabdeckung der Turbulenzgrad höher ist als bei den übrigen Konfigurationen. Bei x/D=0,25 lag er dagegen noch mit 50% deutlich unter der Schwankungsgröße der übrigen Messungen, die einen Turbulenzgrad zwischen 60% und 70% aufwiesen. Zu den seitlichen Brennkammerwänden hin fällt der Turbulenzgrad nahezu linear ab und beträgt bei fast allen Konfigurationen zwischen 25% und 30% an den äußersten Meßpositionen.

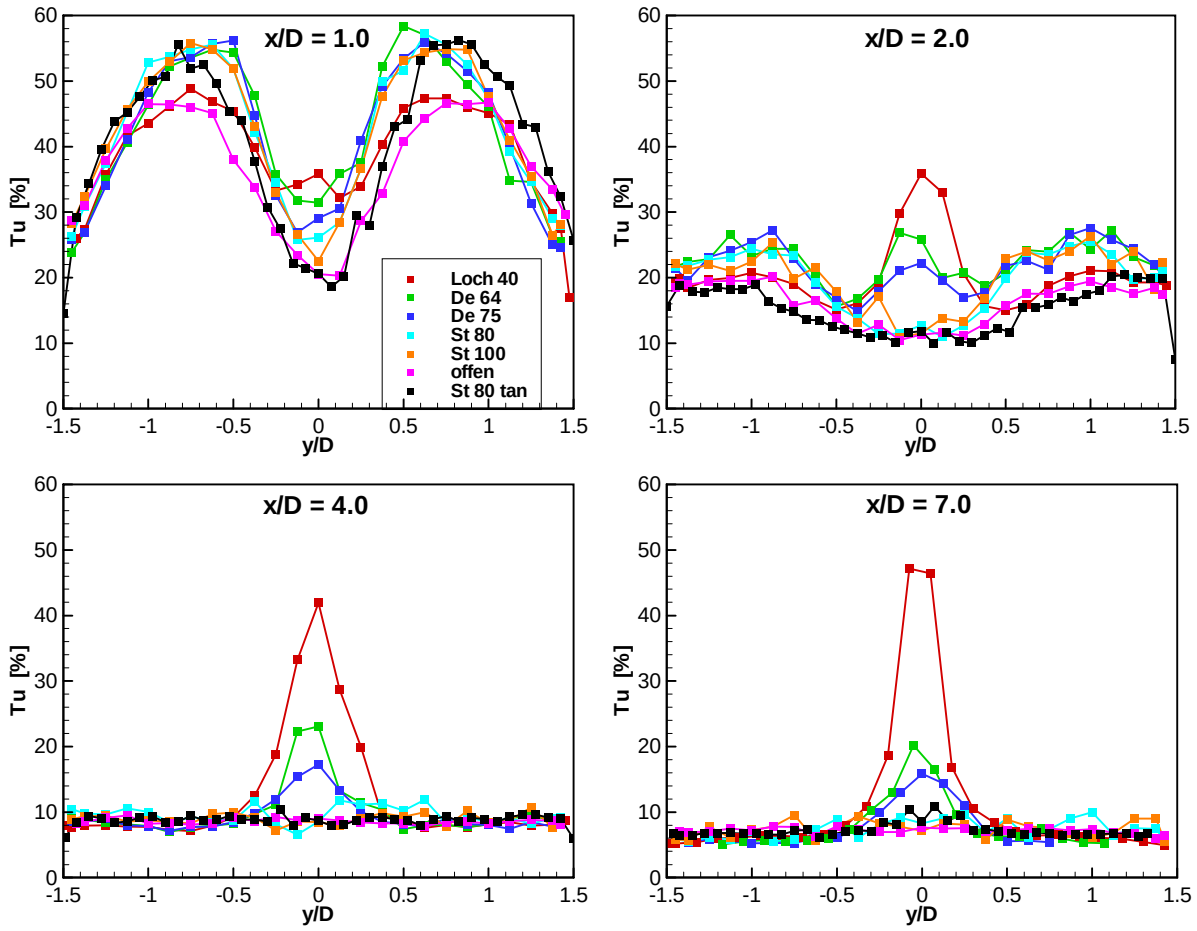


Bild 4.17: Turbulenzgrad in der Brennkammer bei z/D =0

Bei x/D= 2,0 traten in den Verteilungen der Axial- und Tangentialgeschwindigkeit bei den drei Konfigurationen des Typs I drastische Veränderungen aufgrund der Ausbildung eines in Richtung der Brennkammeröffnung strömenden Festkörperwirbels auf. Wie im oberen rechten Bild leicht zu erkennen ist, spiegelt sich diese neue Strömungsform im Turbulenzgrad der Konfigurationen wider, wobei dieser auf der Symmetrieachse einen um so höheren Wert annimmt je kleiner die Öffnung der Brennkammerabdeckung ist. Vergleicht man die Absolutwerte mit denen der Konfigurationen des Typs II, so liegen sie bei Typ I zwischen zwei und dreieinhalb mal so hoch. Die Maxima der Düsenscherschicht sind indes weiter nach außen gewandert und liegen ungefähr in der Mitte zwischen dem Düsenrand und der Brennkammerwand bei |y/D|= 1,0. Sie sind im Vergleich zu x/D= 1,0 um etwa die Hälfte zurückgegangen, wobei sich die überdurchschnittliche Abnahme bei der mit dem Tangentialgenerator erzeugten Strömung fortgesetzt hat. Ihr Turbulenzgrad liegt fast über der gesamten Brennkammerbreite unterhalb der übrigen Konfigurationen. Die Maxima der Düsenscherschicht sind in dieser Grafik nicht mehr zu erkennen.

An der zwei Düsendurchmesser weiter stromab gelegenen Meßposition x/D= 4,0 (links unten) sind die Fluktuationen der Düsenscherschicht in der Brennkammer bei allen Konfigurationen -Typ I und Typ II- vollständig abgeklungen. Bei den Konfigurationen des Typs II liegt der Turbulenzgrad über der gesamten Brennkammerbreite zwischen 7% und 11%. Konfigurationstyp I weist zwischen ±0,5·D und ±1,5·D den gleichen Turbulenzgrad auf wie Typ II. Auf der Symmetrieachse ergeben sich wegen des Festkörperwirbels maximale Turbulenzgrade von 17% bei Deckel75, 23% bei Deckel64 und 42% bei der kreisförmigen Öffnung Loch40. Bei Konfiguration Loch40 erstreckt sich der Bereich mit den extremen Schwankungen über den gesamten Düsendurchmesser, bei Deckel64/75 nimmt er ungefähr die Hälfte bis zwei Drittel des Düsendurchmessers ein.

Die von dem Düsenende am weitesten entfernte Meßposition x/D= 7,0, (rechts unten), zeigt keine tendenziellen Änderungen im Vergleich zu x/D= 4,0. Der Turbulenzgrad ist bei Konfigurationstyp II und in den Außenbereichen von Typ I auf durchschnittlich 4% bis 8% zurückgegangen. Es ist zu beobachten, daß die Schwankungen auf der Symmetrieachse geringfügig zunehmen, da die Strömung aufgrund der in der Mitte geschlossenen Abdeckung ihre Richtung zu den Brennkammerwänden hin ändern muß. Bei der vollständig offenen Brennkammer ist der Verlauf des Turbulenzgrades am gleichmäßigsten. Er variiert auf der gesamten Brennkammerbreite nur um ±1%. Bei Typ I ist weiterhin der deutlich erhöhte Turbulenzgrad auf der Symmetrieachse anzutreffen. Bei Konfiguration Loch40 beträgt er nunmehr 47% und erreicht damit den gleichen Wert wie an der düsennächsten Position x/D=0,25. Die Turbulenzgrade der beiden anderen Konfigurationen Deckel64/75 sind, wie schon von x/D= 2,0 nach x/D= 4,0, leicht zurückgegangen.

Schwankungsgrößen der drei Geschwindigkeitskomponenten

Die radialen Verteilungen der RMS-Werte der axialen, radialen und tangentialen Geschwindigkeitskomponenten unterschieden sich an der düsennächsten Meßposition bei x/D= 0,25 und in der unmittelbaren Nähe der Symmetrieachse aufgrund des präzessierenden Wirbelkerns besonders deutlich voneinander. Bei den Verteilungen der mittleren Axial- und Tangentialgeschwindigkeiten konnte man mit zunehmender Axialposition beim Konfigurationstyp I auf der Symmetrieachse einen in Richtung Brennkammeröffnung strömenden Wirbelschlauch beobachten. Im folgenden Abschnitt sollen seine Auswirkungen und die Auflösung des präzessierenden Wirbelkerns auf die Schwankungsgrößen behandelt werden. Bild 4.18 zeigt die Verteilungen der RMS-Werte der drei Geschwindigkeiten an den Axialpositionen x/D= 1,0 und x/D= 2,0. Im Vergleich zu x/D= 0,25, siehe Bild 4.14, ist der Unterschied zwischen den einzelnen Geschwindigkeitskomponenten wesentlich geringer geworden, da sowohl bei der Radial- als auch bei der Tangentialgeschwindigkeit das Maximum auf der Symmetrieachse verschwunden ist und sich wie bei der Axialgeschwindigkeit ein Minimum ausgebildet hat, welches immer noch die geringsten Absolutwerte der drei Komponenten aufweist. Die von der Düsenscherschicht erzeugten Maxima haben bei der Axial- und Radialgeschwindigkeit mit durchschnittlich 60% ungefähr die gleiche Größe, die Tangentialgeschwindigkeit liegt mit 40% weit unter diesen Werten. Bei den radialen Positionen der Maxima fällt auf, daß die größten Schwankungen der Axialgeschwindigkeit im Schnitt näher an der Symmetrieachse liegen und die Streuung wesentlich geringer als bei der Radial- und Tangentialgeschwindigkeit ist. Die Schwankungen der Tangentialgeschwindigkeit sind auf der Symmetrieachse im Falle der Konfigurationen des Typs I höher als bei Konfigurationstyp II. Durch Auswertung der Zeitsignale mittels Fouriertransformation, die exemplarisch für die Kombination Axial-plus-Tangentialgenerator mit der Abdeckung Loch40 in Bild 4.19 dargestellt ist, kann gezeigt werden, daß diese Anhebung der RMS-Werte nicht auf einen weiter reichenden Wirbelkern, sondern auf die Entstehung des Festkörperwirbels zurückzuführen ist. An der düsennächsten Position x/D= 0,25 findet man ein stark ausgeprägtes Maximum der Schwingungsenergie bei f= 188 Hz, das vom präzessierenden Wirbelkern verursacht wird. Bei x/D= 1,0, also einen Durchmesser über dem Düsenende, ist dieses Maximum verschwunden und den Großteil der Energie findet man in dem Intervall zwischen 2 Hz und 13 Hz. Dieser Entstehungsprozeß konnte weder durch die gemittelten Axial- und Tangentialgeschwindigkeiten noch durch die Verteilung des Turbulenzgrades aufgedeckt werden. An der nächsten stromab gelegenen Meßpositionen x/D= 2,0 hebt sich der Einfluß des Festkörperwirbels auf der Symmetrieachse deutlich hervor. Während bei der axialen Komponente die Schwankungen bei Typ I noch unterhalb denen der Düsenscherschicht liegen, erreichen diese bei der radialen und tangentialen Komponente im Falle der kreisförmigen Abdeckung die doppelte Größe. Die Tangentialgeschwindigkeit, die - abgesehen von dem Bereich in der unmittelbaren Nähe der Symmetrieachse - über der gesamten Breite der Brennkammer die geringsten RMS-Werte aufweist, hat

dabei die größten RMS-Werte zu verzeichnen. Des weiteren kann beobachtet werden, daß die RMS-Werte aller Geschwindigkeitskomponenten beim Konfigurationstyp I auf der Symmetrieachse um so höher sind je kleiner die Öffnung der Brennkammerabdeckung ist. Die Abnahme der RMS-Werte der Düsenscherschicht beträgt durchschnittlich 50%, wobei diese bei der Axialkomponente geringer ausfallen und eine größere Streuung aufweisen als bei den beiden anderen Komponenten. Bei der Messung mit dem Tangentialgenerator und dem Axial-plus-Tangentialgenerator mit der vollständig offenen Brennkammer sind die Schwankungen so weit abgeklungen, daß die Scherschicht an dieser Axialposition nur schwer zu identifizieren ist.

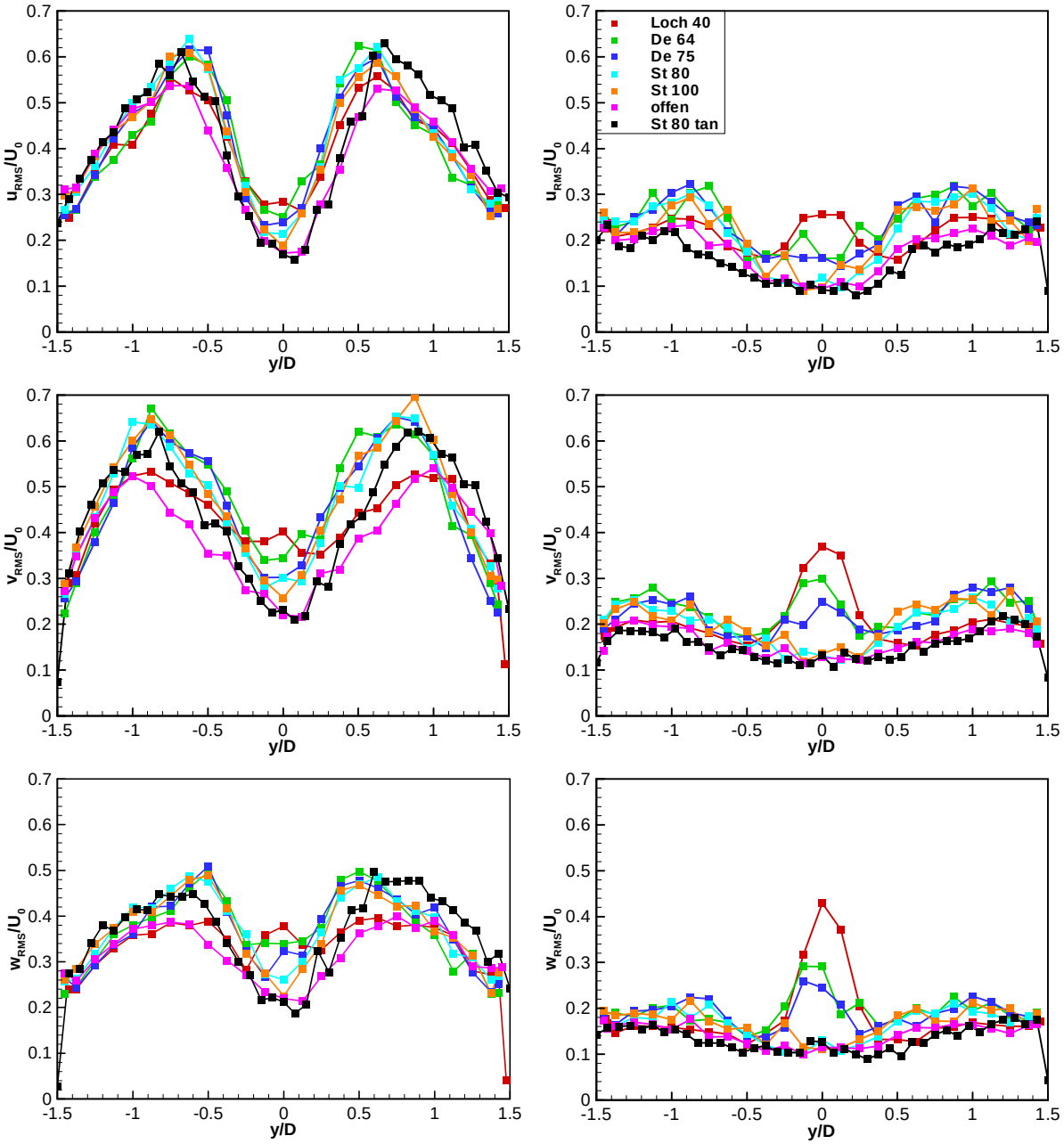


Bild 4.18: Radiale Verteilung der RMS-Werte der axialen, radialen und tangentialen Geschwindigkeitskomponente bei x/D=1.0 (links) und x/D=2.0 (rechts)

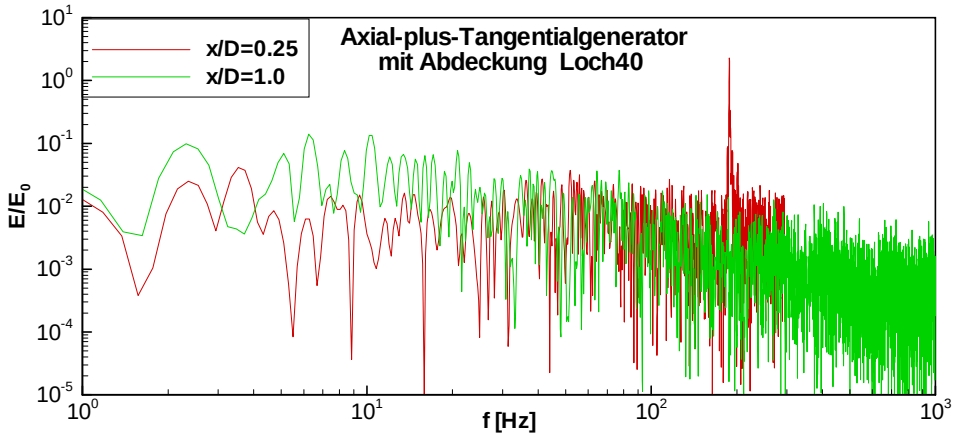


Bild 4.19: Verteilung der tangentialen Schwingungsenergie auf der Symmetrieachse bei x/D= 0.25 (rot) und x/D= 1.0 (grün)

Bild 4.20 zeigt die RMS-Werte der drei Geschwindigkeiten an den Positionen x/D= 4,0 und x/D= 7,0. Bei x/D= 4,0 sind die RMS-Werte im Vergleich zur stromauf liegenden Position x/D= 2,0 im äußeren Bereich der Brennkammer |y/D|>0,5 auf 10% der Axialgeschwindigkeit abgesunken und zeigen keine merklichen Variationen. Dies ist ein Hinweis darauf, daß die Schwankungen der Düsenscherschicht vollständig abgeklungen sind. Um so mehr spielen nun die Schwankungen des Festkörperwirbels des Konfigurationstyps I in der Brennkammermitte eine Rolle. Sie heben sich gegenüber dem konstanten Verlauf über die gesamte Brennkammerbreite beim Typ II und im Außenbereich der Brennkammer bei Typ I deutlich ab. Bei der kreisförmigen Öffnung ergeben sich radiale und tangentiale RMS-Werte, die eine ähnliche Größe wie in der Düsenscherschicht besitzen. Vergleicht man die RMS-Werte an dieser Position mit denen bei x/D=2,0, so stellt man fest, daß die radiale und die tangentiale Komponente eine Zunahme und die axiale Komponente eine Abnahme erfahren haben. An der Position x/D= 4,0 sind die axialen RMS-Werte der beiden Konfigurationen Deckel64/75 auf ca. 15% zurückgegangen, wobei sich auf der Symmetrieachse im Vergleich zu x/D= 2,0 ein Maximum ausgebildet hat, das sich von den weiter außen gelegenen Meßpositionen abhebt. Bei der radialen Komponente sind die Maximalwerte auf der Symmetrieachse um 20% gesunken, wohingegen der RMS-Wert der tangentialen Komponente bei Deckel64 im Vergleich zur Position x/D=2,0 konstant geblieben ist und nur der RMS-Wert von Deckel75 eine Abnahme von 30% erfahren hat. An der am weitesten stromab gelegenen Meßposition x/D= 7,0 läßt sich bei Typ I kein eindeutiger Trend in der Entwicklung der RMS-Werte im Vergleich zu x/D= 4,0 erkennen. Bei der axialen Komponente ist bei allen Konfigurationen ein Anstieg zu verzeichnen, während bei der radialen Komponente sowohl eine Zunahme als auch eine Abnahme der Schwankungen vorliegen. Die Schwankungen der tangentialen Komponente sind bei Deckel64/75 und bei der kreisförmigen Öffnung der Brennkammerabdeckung zurückgegangen, wobei sich der Bereich mit den hohen RMS-Werten bei Konfiguration Loch40 offensichtlich verbreitert hat.

Abgesehen von den beiden Konfigurationen des Typs II, Stempel80 und Stempel100, die in der Verteilung der radialen RMS-Werte auf der Symmetrieachse und im Außenbereich der Brennkammer stärkere Schwankungen aufweisen, sind bei allen Geschwindigkeitskomponenten die RMS-Werte weiter zurückgegangen und liegen auf der gesamten Brennkammerbreite bei ungefähr 6-10%. Betrachtet man die Bereiche der erhöhten RMS-Werte nach der Entstehung des Festkörperwirbels auf der Symmetrieachse, so fällt auf, daß dieser sich bei allen Geschwindigkeitskomponenten und allen Axialpositionen über konstant 80% des Dralldüsendurchmessers erstreckt. Dabei treten Unterschiede in den gemittelten Axial- und Tangentialgeschwindigkeitsprofilen zwischen den Konfigurationen des Typs I und des Typs II schon bei |y/D|= 1,0 auf.

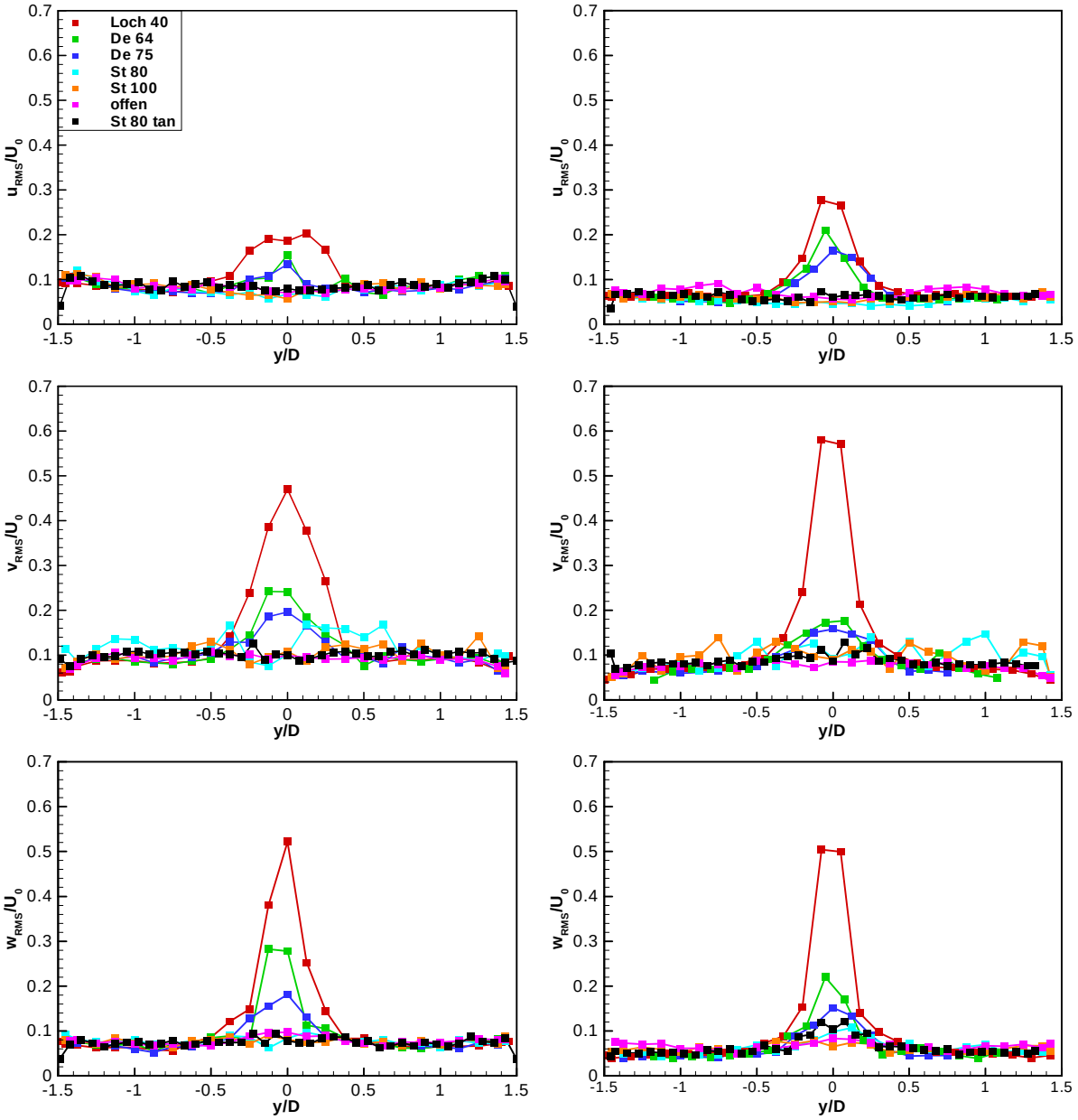


Bild 4.20: Radiale Verteilung der RMS-Werte der axialen, radialen und tangentialen Geschwindigkeitskomponente bei x/D=4.0 (links) und x/D=7.0 (rechts)

Faßt man die Ergebnisse zusammen, die aus den Zwei-Komponenten-Messungen in der Dralldüse mit den beiden Drallgeneratoren und den Drei-Komponenten-Messungen in der Brennkammer mit den unterschiedlichen Abdeckungen der Brennkammer und den beiden Drallgeneratoren erzielt wurden, so scheint die Kombination Tangentialgenerator und Stempel80/100 diejenige zu sein, die am besten mit dem Modell in Kapitel 2.1 und den Ergebnissen von Chigier und Chervinsky in Bild 2.4 übereinstimmt. Zwischen den Abdeckungen Stempel80 und Stempel100 sind keine merklichen Unterschiede zu finden. Bei freier Wahl zwischen diesen beiden Abdeckungen fiel die Entscheidung für die anschließenden Messungen, bei denen das Strömungsfeld mit hoher räumlicher Auflösung erfaßt werden sollte, auf die Abdeckung mit dem größeren Öffnungsverhältnis Stempel80. Die bei den Messungen in der Dralldüse beobachtete Rotationssymmetrie hat bis auf geringe Abweichungen bei den RMS-Werten auch in der Brennkammer Bestand, wobei die Unterschiede zum Teil auch auf die zu gering gewählte radiale Auflösung zurückzuführen sind. Mit diesem im Vergleich zu anwendungsorientierten Dralldüsen sehr einfachen Aufbau ist es somit möglich eine Strömung zu erzeugen, die sowohl in der Dralldüse als auch in der Brennkammer zumindest in der x-y-Ebene (bei z/D= 0) nur eine Abhängigkeit von der radialen und axialen Position aufweist.

4. 2 Vollständige Beschreibung der Brennkammerströmung mit der gewählten Konfiguration: Tangentialgenerator und Stempel80

Vertikales Profil

Wie im letzten Abschnitt zu sehen war, nahmen die Mittel- und RMS-Werte bei den Konfigurationen des Typs II nach wenigen Düsendurchmessern schnell konstante Werte an. Der Abstand von einem Düsendurchmesser zwischen den axialen Meßpositionen war zu groß, um das Abklingen der Düsenscherschicht und des präzessierenden Wirbelkerns zu erfassen und die Eckrückströmzonen detailliert darzustellen.

Es wurde zunächst ein Geschwindigkeitsprofil in axialer Richtung bei y/D= z/D= 0 aufgenommen, um den strömungsphysikalisch relevanten Bereich einzugrenzen. Anhand der gemessenen Geschwindigkeiten und RMS-Werte sollten im Anschluß hieran mit genügend hoher Auflösung Geschwindigkeitsprofile bei z/D= 0 in radialer Richtung über die gesamte Brennkammerbreite durchgeführt werden. In Bild 4.21 sind die Mittelwerte und die RMS-Werte der drei Geschwindigkeitskomponenten der Messung in axialer Richtung auf der Symmetrieachse bei y/D= z/D= 0 dargestellt. Man erkennt, daß sich über die gesamte Höhe der Brennkammer eine Rückströmung ausgebildet hat, so daß der Bereich der durch die radialen und axialen Druckgradienten verursachten Rückströmzone nicht genau festgelegt werden kann.

Die Axialgeschwindigkeit nimmt nach drei Düsendurchmessern einen nahezu konstanten Wert an, wie auch die RMS-Werte der drei Geschwindigkeitskomponenten, so daß ab dieser Axialposition nicht mehr von einem direkten Einfluß der Druckgradienten gesprochen werden kann. Die Radial- und Tangentialgeschwindigkeiten liegen im unteren Bereich der Brennkammer sehr nahe bei 0 m/s, so daß eine rotationssymmetrische Strömung im Bereich über der Düsenöffnung vorliegt. Die RMS-Werte der radialen und der tangentialen Komponente haben einen identischen Verlauf, wie es bei einer rotationssymmetrischen Strömung auf der Symmetrieachse angenommen wird. Sie haben ihren Maximalwert am Düsenausgang und nehmen simultan sehr schnell ab. Die Schwankungen der axialen Komponente erreichen in der Nähe der Dralldüse nur ein Drittel der beiden anderen Komponenten. Einen Düsendurchmesser oberhalb des Düsenendes weisen sie durchschnittlich nur noch 20% ihres Maximalwertes auf und nehmen ab x/D=2,0, wo sie auf 10% abgesunken sind, einen bis zum Brennkammerende nahezu konstant bleibenden Wert an. Auffällig ist, daß der RMS-Wert der axialen Komponente im Gegensatz zu demjenigen der radialen und tangentialen sein Maximum nicht direkt am Düsenausgang besitzt, sondern erst bei einem Viertel Düsendurchmesser stromab auftritt. Ab hier erfährt er einen ähnlich großen Rückgang wie der radiale und tangentiale RMS-Wert. Der leichte Anstieg des tangentialen und radialen RMS-Wertes bei x/D= 6.5 mag darauf zurückzuführen sein, daß hier das Fluid von allen Seiten der Brennkammer zusammenströmt und in Richtung der Dralldüse fließt.

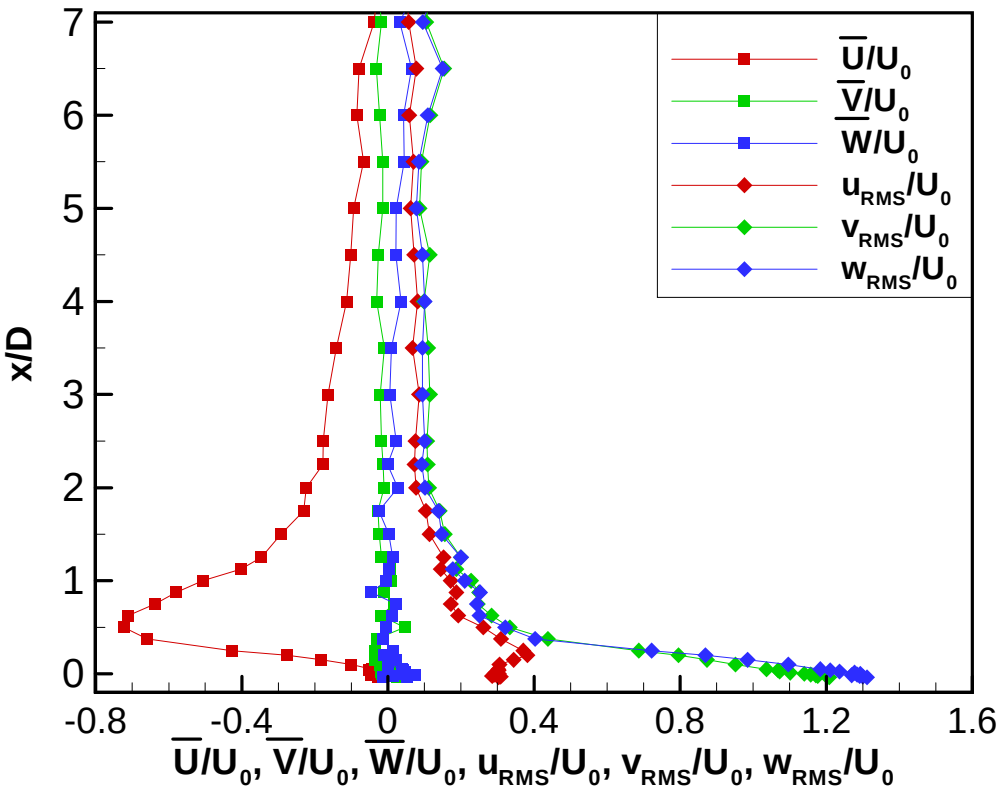


Bild 4.21: Normierte Mittel- und RMS-Werte der axialen, radialen und tangentialen Geschwindigkeitskomponenten in der Brennkammer bei y/D=z/D=0.0

Gesamtes Strömungsfeld

Um einen Überblick über die Ausdehnung der zentralen Rückströmzone, der Eckrückströmzonen und der Düsenscherschicht zu gewinnen, ist in Bild 4.22 vorab eine Zusammenfassung der Einzelergebnisse, die mit Hilfe des eingesetzten Laser-Doppler-Anemometers erzielt wurden, dargestellt. Es zeigt eine Vektordarstellung der gemittelten axialen und radialen Geschwindigkeitskomponenten bei z/D= 0 und unterschiedlichen Axial- und Radialpositionen, wie man sie aus der Particle Image Velocimetry (PIV) kennt. Aus ihr wird zum einen die Richtung der Strömung in der x-y-Ebene und zum anderen die Größe $\sqrt{U^2+V^2}$ des Geschwindigkeitsvektors durch den Farbbalken rechts im Bild und die Länge der Vektorpfeile ersichtlich. Die Tangentialgeschwindigkeit ist aus Gründen der Übersichtlichkeit nicht dargestellt worden. Sie wird jedoch in einem späteren Abschnitt ausführlich beschrieben. Man erkennt die zentrale, toroidale Rückströmzone anhand der in negative x-Richtung weisenden Geschwindigkeitsvektoren, Bereich I. Zusätzlich eingetragen sind die Linien, auf denen die Axialgeschwindigkeit ihre Richtung ändert und welche die radiale und axiale Ausdehnung der Rückströmzone anzeigen. Im Bereich II findet man die Eckrückströmwirbel, die aufgrund der konstanten Strömungsrichtung der Düsenscherschicht im unteren Bereich der Brennkammer auf ein dreieckiges Gebiet begrenzt sind. Die Längen der axialen Seite und der radialen Seite des Dreieckes stehen in einem Verhältnis von 1,4:1 zueinander. Der Wirbelkern befindet sich bei beiden Wirbeln bei x/D= 0,56 und |y/D|= 1,13, was die Güte des symmetrischen Aufbaus der Brennkammer und der Dralldüse aufzeigt.

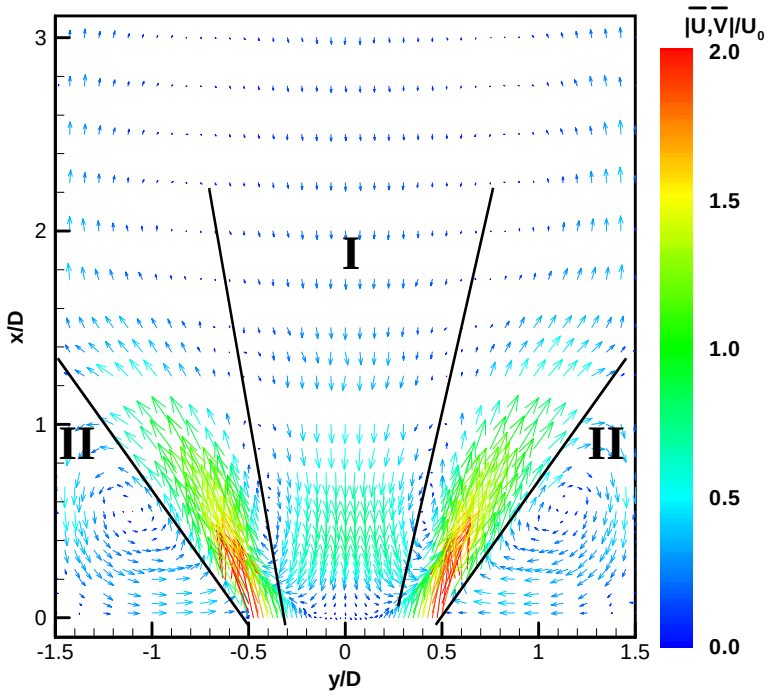


Bild 4.22: Vektordarstellung der axialen und radialen Geschwindigkeitskomponente im unteren Teil der Brennkammer bei z/D= 0

Wie aus den Bildern 4.21 und 4.22 ersichtlich wird, hat die Strömung bereits nach einer “Lauflänge” von drei Düsendurchmessern einen relativ stationären Charakter erlangt, das heißt, daß sich die RMS-Werte ab dieser axialen Position bis zum Brennkammerende nur unwesentlich ändern. Daher scheint es sinnvoll, das Augenmerk bei den Messungen auf den unteren Bereich der Brennkammer zu legen und die räumliche Auflösung des Strömungsfeldes besonders hoch zu wählen.

4. 2. 1 Mittelwerte der Geschwindigkeiten in der Brennkammer

Nachdem qualitativ das Strömungsbild erläutert wurde, soll es nun quantitativ beschrieben werden. In den Bildern 4.23 bis 4.25 sind die Mittelwerte der axialen, radialen und tangentialen Geschwindigkeitskomponenten im Schnitt z/D= 0 als Konturdarstellung veranschaulicht. Dazu wurden die Ergebnisse an den in Bild 4.1 dargestellten Meßpunkten interpoliert. Bild 4.23 bestätigt, was bei einem gemessenen Profil bei y/D= z/D= 0 zu beobachten war, daß nämlich die wesentlichen strömungsphysikalischen Veränderungen sich auf das untere Viertel der Brennkammer beschränken. Deswegen wurden bei den Bildern 4.24 und 4.25 die Ergebnisse nur bis x/D= 3.0 dargestellt.

Axialgeschwindigkeit $\overline{U}$

Die Ausdehnung und Symmetrie der zentralen Rückströmzone ist in Bild 4.23 gut zu erkennen. Ab einer Axialposition von ca. 2 Düsendurchmessern sind ca. 44% der Brennkammerfläche von ihr eingenommen. Der äußere Bereich der Brennkammer ($|y/D|>1,0$), in dem das Fluid eine positive Axialgeschwindigkeit besitzt, stimmt mit den Abmessungen des Stempels am Brennkammerende überein. Der Öffnungswinkel α der Düsenscherschicht gegen die Vertikale beträgt 25°, wodurch die Rückströmzone sich über 65% der Düsenöffnung erstrecken kann. Wird die Strömung noch über mehr als 90% der Brennkammerhöhe durch den Druckgradienten auf die Minimalgeschwindigkeit von $\overline{U}_{min}/U_0= -0,72$ beschleunigt, so erfolgt deren Richtungsumkehr in der Nähe der Düsenöffnung auf einer Strecke von nur einem halben Düsendurchmesser. Die Maximalgeschwindigkeit der Düsenscherschicht klingt sehr schnell ab. Bei einer Axialposition von einem Düsendurchmesser beträgt die maximale Axialgeschwindigkeit nur noch ein Drittel der Maximalgeschwindigkeit am Düsenaustritt. In den Rückströmzonen der Brennkammerecken sind minimale Axialgeschwindigkeiten von der Größe der Geschwindigkeiten in der zentralen Rückströmzone vorhanden. Diese Geschwindigkeiten treten nur wenige Millimeter von den Brennkammerwänden entfernt auf, so daß man bei diesem Geschwindigkeitsgradienten von hohen Schubspannungen ausgehen kann.

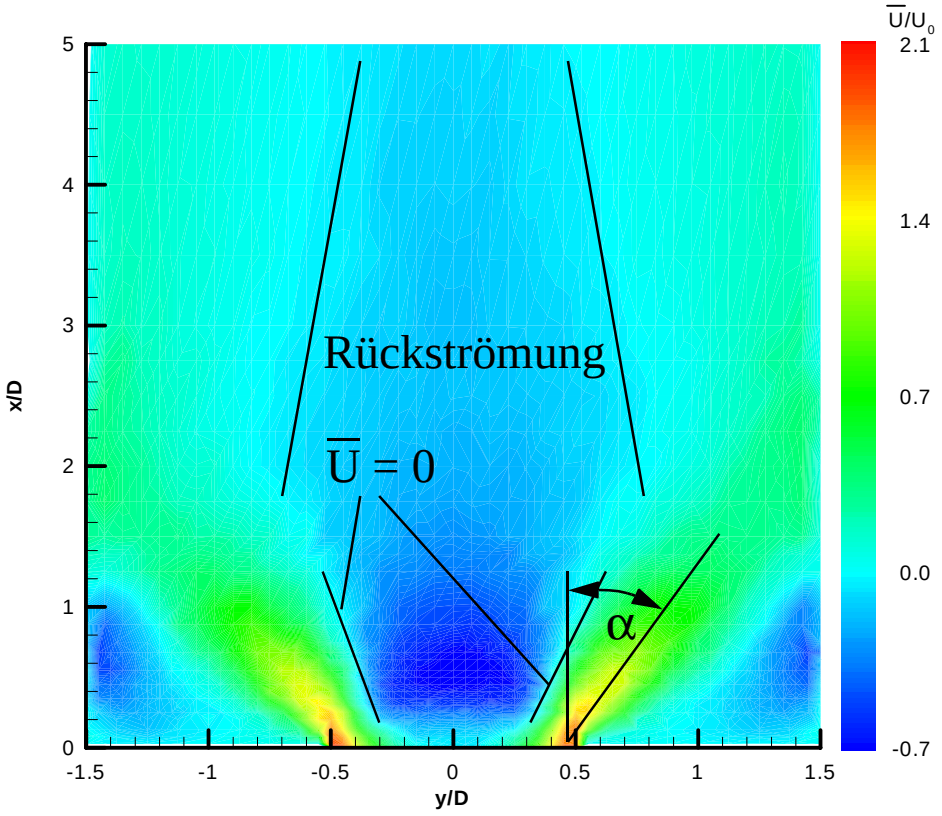


Bild 4.23: Verteilung der gemittelten Axialgeschwindigkeit in der Brennkammer

Radialgeschwindigkeit $\overline{V}$

Bild 4.24 zeigt die Verteilung der gemittelten Radialgeschwindigkeit im Schnitt z/D= 0. Es bilden sich mehrere gut zu unterscheidende Bereiche im Strömungsfeld aus. Deutlich zu erkennen ist die Düsenscherschicht mit den höchsten Radialgeschwindigkeiten aufgrund der Zentrifugalbeschleunigung am Düsenaustritt. Bei x/D= 0,5 beträgt sie nur noch die Hälfte des Maximalwertes und bleibt ab hier bis x/D= 1,4 nahezu konstant. Der radiale Geschwindigkeitsgradient der Düsenscherschicht ist in Richtung der Eckrückströmwirbel sehr viel höher als in Richtung Düsenmitte. Bei x/D= 0,5 schnürt sich die Düsenscherschicht an der zur Brennkammermitte gelegenen Seite leicht ein, da bei x/D= 0,5 zwei neue spiegelbildliche Bereiche c1 und c2 in diesem von der Scherschicht gebildeten Trichter entstehen. In diesen Bereichen hat die Radialgeschwindigkeit das entgegengesetzte Vorzeichen wie in der entsprechenden Scherschicht und liegt mit $\overline{V}_{max}/U_0$= 0,1 deutlich unter den Werten in der Scherschicht. Das Fluid wird durch den radialen Druckgradienten in Richtung Brennkammermitte und durch den negativen axialen Druckgradienten anschließend in Richtung Düsenöffnung gesaugt. Zwischen x/D= 0,5 und x/D= 0 spaltet sich die Strömung wieder auf und wird durch die Zähigkeit des Mediums von der

Scherschichtströmung mitgerissen. Der Bereich II kennzeichnet die Eckrückströmzonen mit den Wirbelkernen bei x/D= 0,56 und y/D= ±1,13. Wie auch in Bild 4.22 erkennbar ist, paßt sich die Strömung sehr gut der Kontur der Brennkammer an und verläuft über große Bereiche parallel zu den Abgrenzungen. Bei y/D < -1,4 und y/D > 1,4 scheint es, als ob in den äußersten Ecken zwei weitere Wirbel entstanden wären. Die Auflösung in diesen Bereichen war jedoch zu gering, als daß man aussagekräftige Ergebnisse hätte. Auch spielt dieser Bereich der Brennkammer nur eine untergeordnete Rolle für die Ausbildung der Strömung im Bereich der Düsenöffnung.

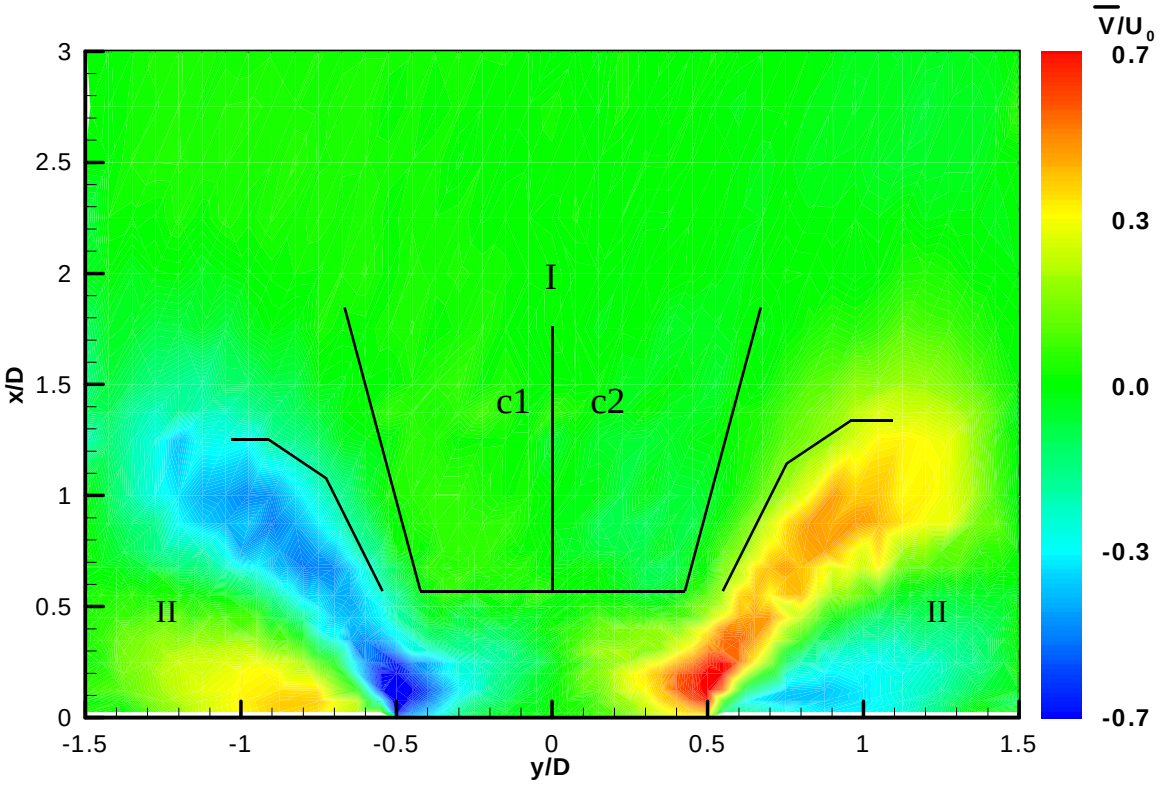


Bild 4.24: Verteilung der gemittelten Radialgeschwindigkeit in der Brennkammer

Tangentialgeschwindigkeit $\overline{W}$

Obwohl die Verteilung der Tangentialgeschwindigkeit, Bild 4.25, im Vergleich zur Axial- und Radialgeschwindigkeit sehr viel einfacher ist, muß die Brennkammer in mehrere Bereiche aufgeteilt werden, da keine einheitliche Beschreibung möglich ist. Es lassen sich zum einen die Innen- (I) und Außenbereiche (II) voneinander trennen, zum anderen ist es notwendig, die Brennkammer in unterschiedliche Axialbereiche a, b und c aufzuteilen. Bereich Ia umfaßt nur die beiden Profile bei x/D=0 und x/D= 0,025. Die Strömung weist in diesem Bereich zwischen dem Maximum und Minimum bei y/D= ±0,45 eine starke Festkörperrotation auf. Die Geschwindigkeit hat anfangs von den Extrema zu den

Brennkammerwänden hin ähnlich einem Potentialwirbel einen zum Abstand antiproportionalen Verlauf. Sie bleibt aber von |y/D|=0,75 bis |y/D|= 1,43 konstant bei ca. 42% der mittleren Axialgeschwindigkeit und sinkt dann aufgrund des Grenzschichteinflusses auf ihren Minimalwert ab. In Bereich Ib bildet sich zentral eine 0,3·D breite Zone aus, in der die Tangentialgeschwindigkeit auf Null zurückgeht und sogar teilweise ihre ursprüngliche Richtung ändert. In Bereich Ic ab x/D= 0,63 hat die Geschwindigkeit einen gleichmäßigeren Verlauf. Die Geschwindigkeitsextrema wandern durch die Zähigkeit des Mediums langsam nach außen, ähnlich dem zeitlich dissipierenden Hamel-Oseen-Wirbel. Auch hier ist deutlich der schnelle Abfall der Geschwindigkeiten nach einer Lauflänge von weniger als einem Düsendurchmesser in Axialrichtung zu sehen.

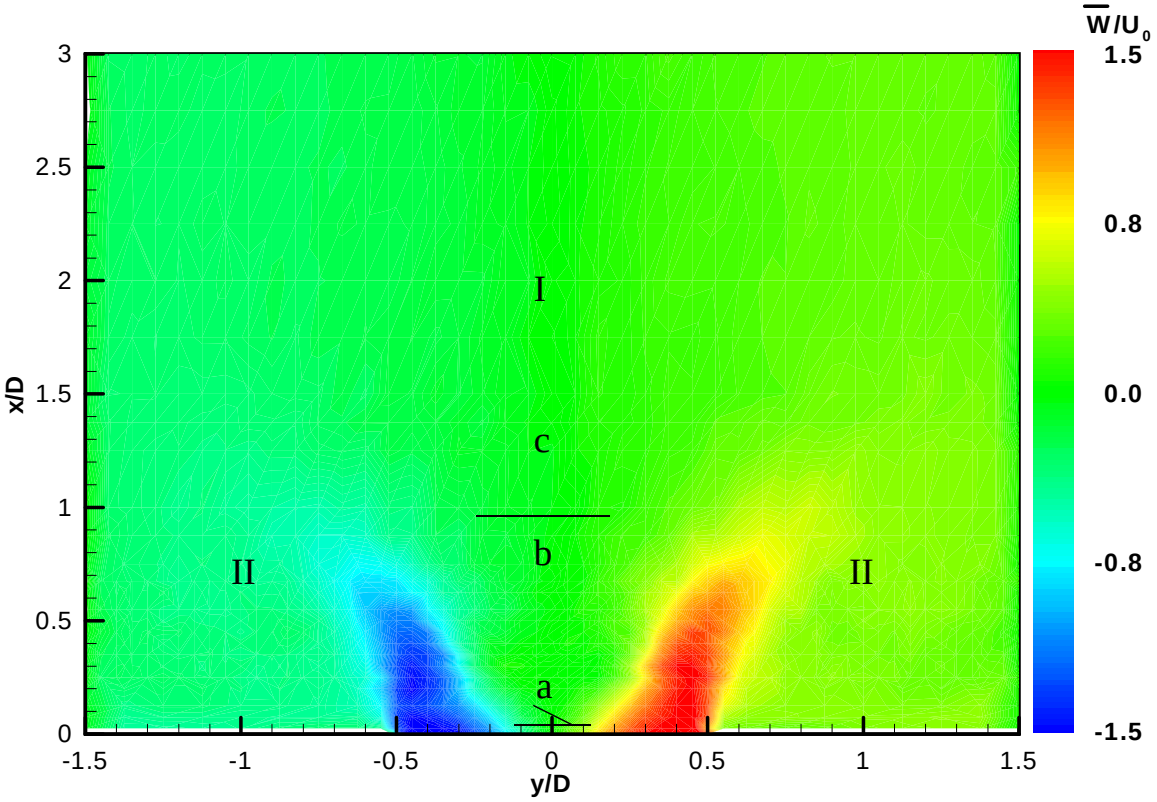


Bild 4.25: Verteilung der gemittelten Tangentialgeschwindigkeit in der Brennkammer

4. 2. 2 Schwankungsgrößen

Turbulenzgrad der Strömung in der Brennkammer

Wie schon in der Einleitung angedeutet, ist die Drallströmung eine hochgradig instationäre Strömung. Bild 4.26 veranschaulicht diesen Sachverhalt besonders gut. Gut zu erkennen sind drei Bereiche, in

denen der Turbulenzgrad 100 % und mehr beträgt. Die beiden äußeren Bereiche haben in Axialrichtung eine Ausdehnung von einem Drittel Düsendurchmesser und in Radialrichtung eine maximale Breite von einem Viertel Düsendurchmesser. Der Turbulenzgrad im zentralen Bereich nimmt innerhalb von wenigen Millimetern auf die Hälfte ab. Es hat den Anschein, als ob die turbulente kinetische Energie, die dem Zentrum entzogen wird, in die beiden äußeren Bereiche wandert, da der Turbulenzgrad in der Düsenscherschicht mit zunehmender Stromabposition unter dem Winkel α nicht abnimmt, was aufgrund der Mischvorgänge zu erwarten ist, sondern bis zu x/D= 0,3 zunimmt und bis x/D= 0,5 nahezu konstant bleibt. Erst ab hier kann das Zentrum nicht mehr genügend turbulente kinetische Energie in die äußeren Bereiche transportieren, so daß auch hier der Turbulenzgrad abnimmt. Er beträgt jedoch noch in einer Entfernung von anderthalb Düsendurchmessern 35%-40% und sinkt ab hier allmählich auf 8% am Ende der Brennkammer ab. In den Gebieten, in denen die Eckrückströmwirbel auftreten, ist der Turbulenzgrad sehr gering. Er beträgt nur etwa 15-20 % im düsennahen Bereich und wächst mit zunehmender Axialposition und Nähe zur Symmetrieachse an.

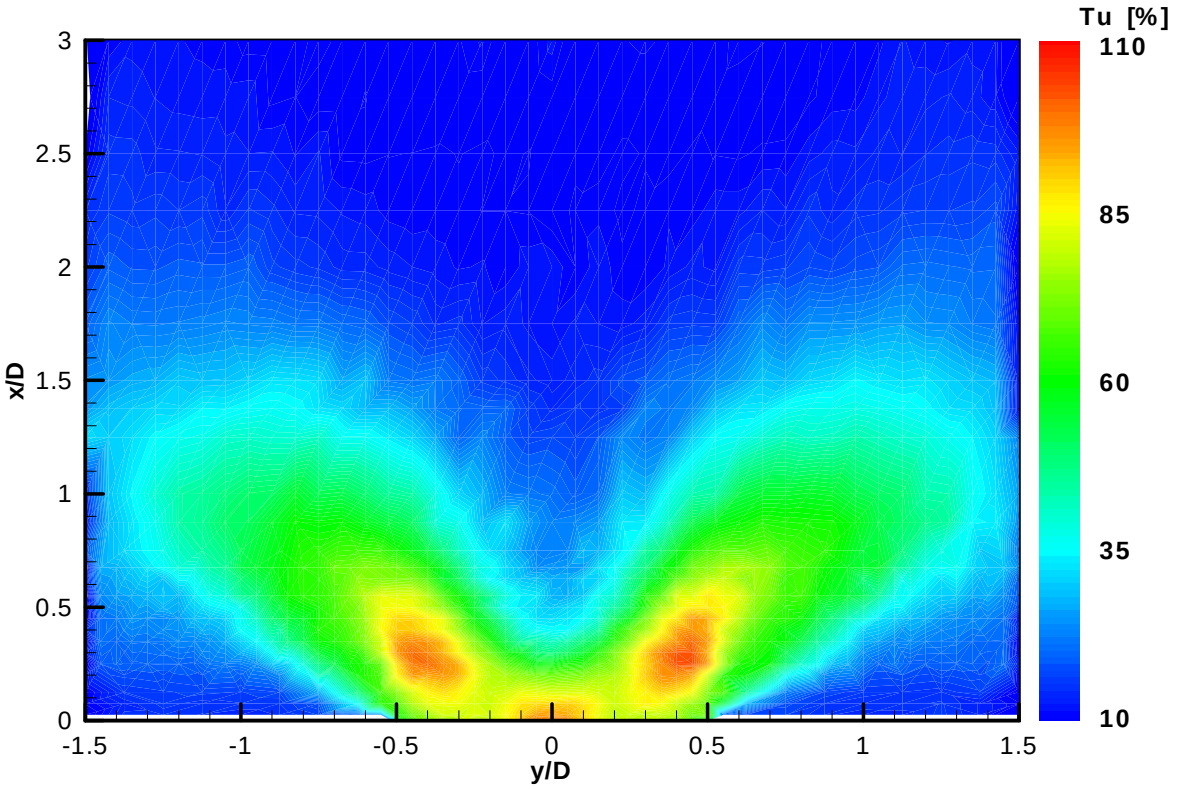


Bild 4.26: Verteilung des Turbulenzgrades in der Brennkammer bei z/D=0.0

Der Turbulenzgrad beinhaltet laut Definition die RMS-Werte aller drei Komponenten. Da die Strömung einen stark anisotropen Charakter besitzt, soll im folgenden untersucht werden, welchen Anteil die zeitlichen Schwankungen der einzelnen Geschwindigkeitskomponenten am Turbulenzgrad ausmachen. Es ist davon auszugehen, daß sich bei der vorliegenden Drall- und Reynoldszahl von S= 0,92 und

Re=1,3·10^4 in der Nähe der Düsenöffnung der präzessierende Wirbelkern ausgebildet hat und für großskalige räumliche Fluktuationen verantwortlich ist. Aus diesem Grund sind zum besseren Verständnis der Verteilungen der RMS-Werte, der sich daran anschließenden Auswertungen der zeitlichen Verläufe der einzelnen Geschwindigkeitskomponenten und der Korrelationskoeffizienten, die axialen, radialen und tangentialen Geschwindigkeitsverläufe auf der Symmetrieachse bei x/D= 0,025 in Bild 4.27 dargestellt.

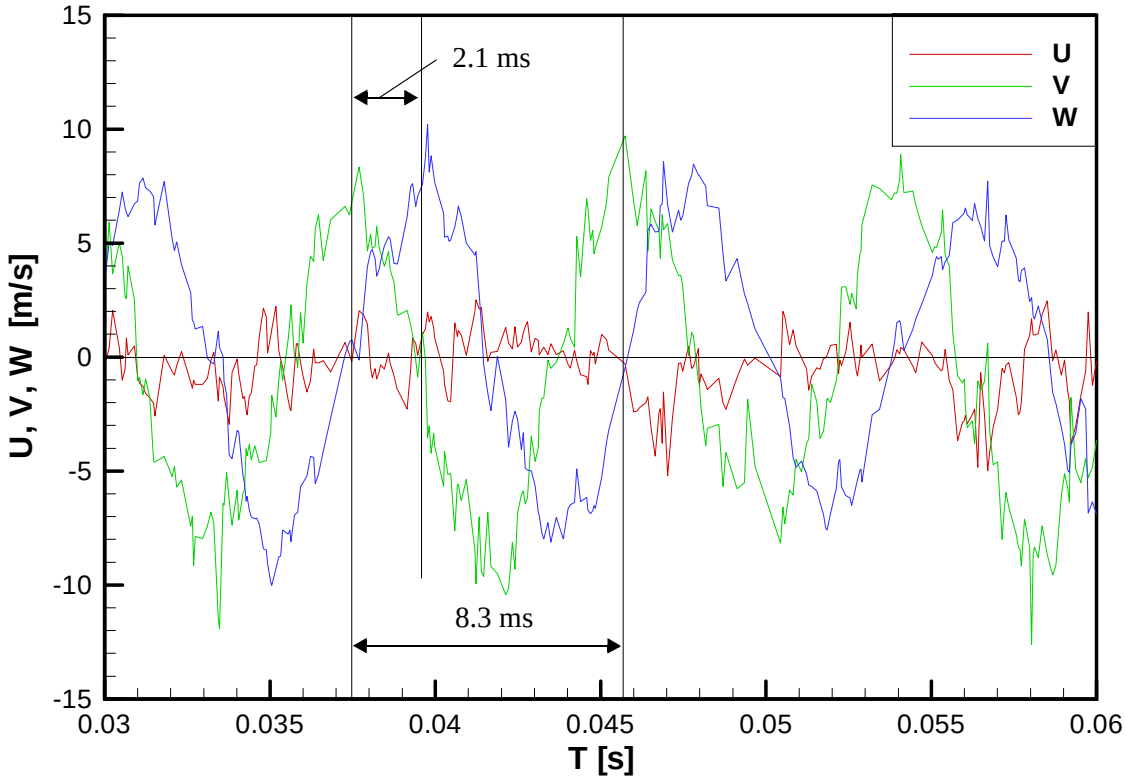


Bild 4.27: Zeitlicher Verlauf der drei Geschwindigkeitskomponenten in der Brennkammer auf der Symmetrieachse bei x/D=0.025

Man erkennt sehr gut den stark ausgeprägten periodischen Verlauf bei der radialen und tangentialen Geschwindigkeitskomponente, der ein eindeutiges Indiz für die Existenz des präzessierenden Wirbelkerns ist. Zusätzlich wurden in das Diagramm die Periodendauer einer “Schwingung” und der zeitliche Versatz zwischen der radialen und tangentialen Geschwindigkeit eingezeichnet. Hieraus wird ersichtlich, daß zwischen diesen beiden Komponenten ein Versatz von einer Viertel Wellenlänge oder $\pi/2$, wie es bei einer Sinus- und Kosinusschwingung der Fall ist, besteht. Des weiteren wird aus dieser Darstellung ersichtlich, daß zum einen die axiale Komponente an dieser Position viel kleinere Geschwindigkeitsschwankungen aufweist und zum anderen, daß der Wirbelkern zumindest an dieser

Meßposition keine periodischen Variationen der Axialgeschwindigkeit bewirkt.

Im folgenden soll untersucht werden, wie groß der Anteil des präzessierenden Wirbelkerns an den RMS-Werten der drei Geschwindigkeitskomponenten ist und welche Ausdehnung er besitzt. Dies geschieht in drei Schritten. Zuerst werden die Verteilungen der RMS-Werte in der Brennkammer betrachtet, wodurch anhand der Größe der Geschwindigkeitsvariationen der Bereich eingrenzt werden kann. Zudem entstehen durch die Düsenscherschicht in der Nähe der Düsenöffnung weitere Zonen mit hohen RMS-Werten, die von Interesse sind und näher untersucht werden sollen. Anschließend wird durch Analyse der zeitlichen Geschwindigkeitsverläufe mittels Fouriertransformation die in den Geschwindigkeitsfluktuationen enthaltene Energie bestimmt. Durch Bildung der kumulativen Summe der berechneten Energie kann zum Schluß der Anteil des präzessierenden Wirbelkerns an den RMS-Werten ermittelt werden.

RMS-Werte der Strömung in der Brennkammer

RMS-Wert der axialen Komponente u_{RMS}

Bei der axialen Komponente ergibt sich ähnlich wie bei den gemittelten Geschwindigkeiten eine V-förmige Ausbildung der größeren RMS-Werte um die Symmetrieachse, siehe Bild 4.28. Der Öffnungswinkel α beträgt auch hier 25°. Im Gegensatz zu den Mittelwerten sind die Maxima der RMS-Werte näher an die Symmetrieachse heran geschoben, so daß man die beiden Verteilungen ineinander schieben könnte. Lagen die Maxima bei den Mittelwerten noch direkt an der Düsenöffnung, also bei $x/D= 0$, so sind sie hier um ca. $0{,}2 \cdot D$-$0{,}25 \cdot D$ stromab gewandert. Nach einer Lauflänge von einem Düsendurchmesser in axialer Richtung sind die RMS-Werte auf die Hälfte ihres Maximalwertes zurückgegangen. Auf der Symmetrieachse bleibt der RMS-Wert über eine Distanz von $\Delta x/D= 0{,}63$ konstant bei $u_{RMS}/U_0= 0{,}3$ und nimmt erst ab hier simultan zu den Maxima ab. Erstaunlich ist die Existenz dieser schmalen Zone geringer Schwankungen auf der Symmetrieachse, die eine Breite bei der Hälfte des maximalen RMS-Wertes von nur $0{,}15 \cdot D$-$0{,}3 \cdot D$ hat. In den Außenbereichen zwischen Düsenscherschicht und den Brennkammerwänden sind die Fluktuationen relativ gering und liegen bei ca. 25 % des Maximalwertes. Je weiter man sich stromab und in Richtung Brennkammermitte begibt, um so höher werden die Schwankungen der axialen Geschwindigkeit, da man in den Einflußbereich der Düsenscherschicht gelangt.

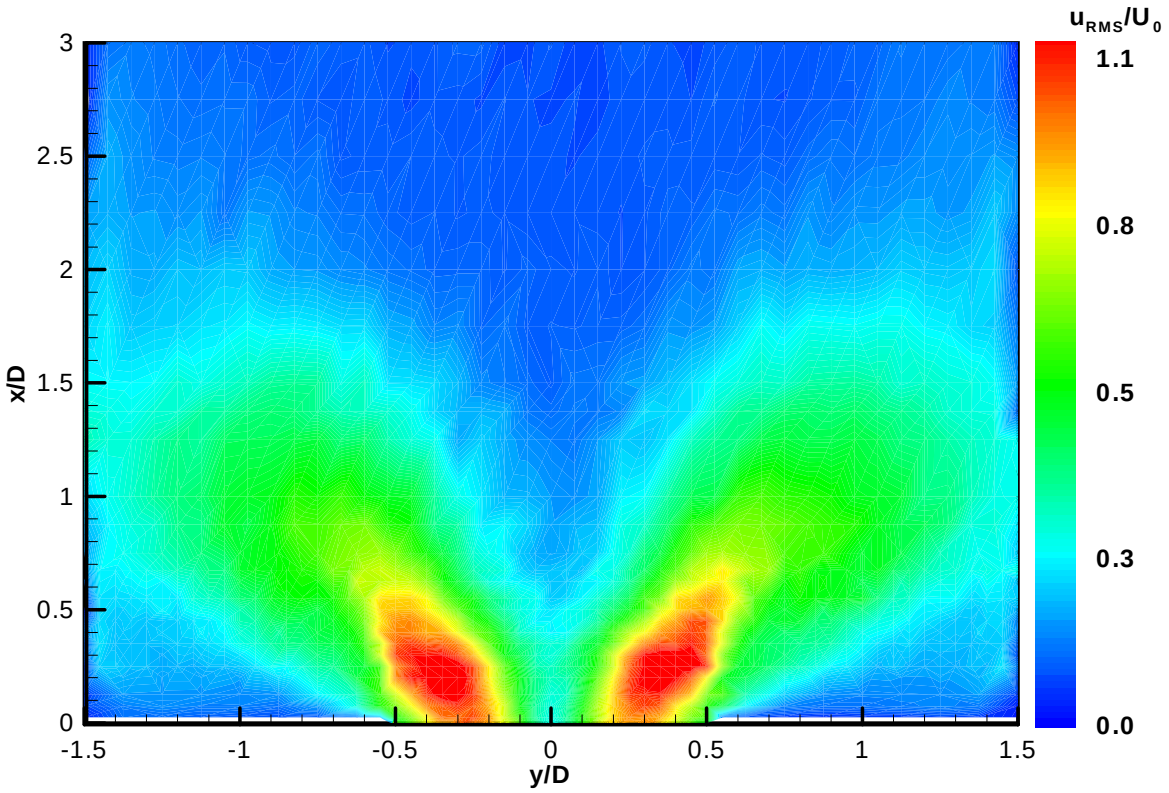


Bild 4.28: Verteilung des axialen RMS-Wertes in der Brennkammer

RMS-Wert der radialen Komponente v_{RMS}

Die Verteilung der radialen RMS-Werte, Bild 4.29, hat eine ähnliche Form wie die des Turbulenzgrades. Sie hat wieder die typische V-förmige Gestalt angenommen. Nach einer Lauflänge von einem Düsendurchmesser in axialer Richtung sind die RMS-Werte auf die Hälfte ihres Maximalwertes abgefallen. Im Gegensatz zur Verteilung der axialen RMS-Werte hat sich in der Düsenmitte zwischen $0{,}0<x/D<0{,}2$ und $-0{,}25<y/D<0{,}25$ bedingt durch den präzessierenden Wirbelkern eine Zone mit den höchsten RMS-Werten ausgebildet, die zu den Düsenwänden hin abfallen. Zwischen $0{,}48<y/D<0{,}58$ und $-0{,}58<y/D<-0{,}48$ bilden sich zwei Nebenmaxima aus, die bis $x/D= 0{,}2$ einen konstanten Wert besitzen. Nachdem die Fluktuationen in der Mitte der Düse auf dieses Niveau abgesunken sind, entstehen ab $x/D= 0{,}2$ zwei neue ellipsenförmige Maxima. Die Verbindung zwischen dem Maximum auf der Symmetrieachse und den beiden Maxima in der Düsenscherschicht entsteht bei der Umkehr der Strömungsrichtung der zentralen Rückströmzone aufgrund der in Richtung Düsenscherschicht weisenden Radialgeschwindigkeiten.

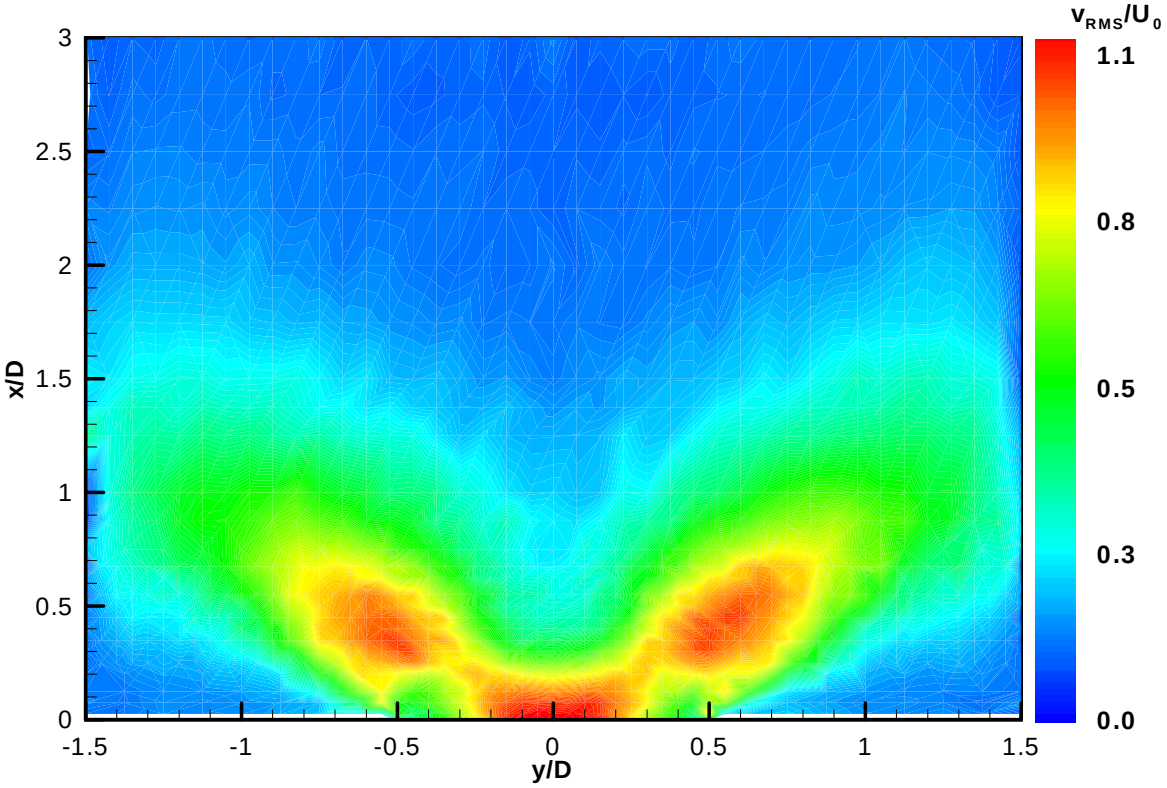


Bild 4.29: Verteilung des radialen RMS-Wertes in der Brennkammer

RMS-Wert der tangentialen Komponente w_{RMS}

Bei den RMS-Werten der tangentialen Geschwindigkeitskomponente erhält man eine M-förmige Verteilung, Bild 4.30. Das absolute Maximum befindet sich in der Düsenmitte und spiegelt den Einfluß des präzessierenden Wirbelkerns wider. Dieser Bereich ist nur halb so breit wie der bei der radialen Komponente, hat aber ungefähr die gleiche axiale Ausdehnung. Die beiden außen gelegenen Zonen sind im Vergleich zu den beiden anderen Geschwindigkeitskomponenten wesentlich schmaler. Auch kann in diesem Fall nicht von einem einheitlichen Öffnungswinkel gesprochen werden. Die Bereiche mit den hohen RMS-Werten an der Düsenwand verlaufen fast parallel zur x-Achse. Erst in den Gebieten geringerer Fluktuationen erhält man einen ähnlichen Öffnungswinkel wie bei der Axial- und der Tangentialkomponente. Zwischen $0{,}3<x/D<0{,}4$ entsteht wiederum eine Art Verbindung zwischen dem zentralen und den beiden äußeren Gebieten hoher RMS-Werte.

Es fällt bei der Betrachtung der RMS-Werte aller drei Komponenten auf, daß die absoluten Maximalwerte ungefähr die gleiche Größe haben, jedoch an unterschiedlichen axialen und radialen Positionen in der Strömung auftreten. Trifft man bei der radialen und tangentialen Verteilung noch drei

Maxima an, deren stärkstes sich in der Düsenmitte befindet, so sind bei der axialen Komponenten nur zwei Maxima entstanden.

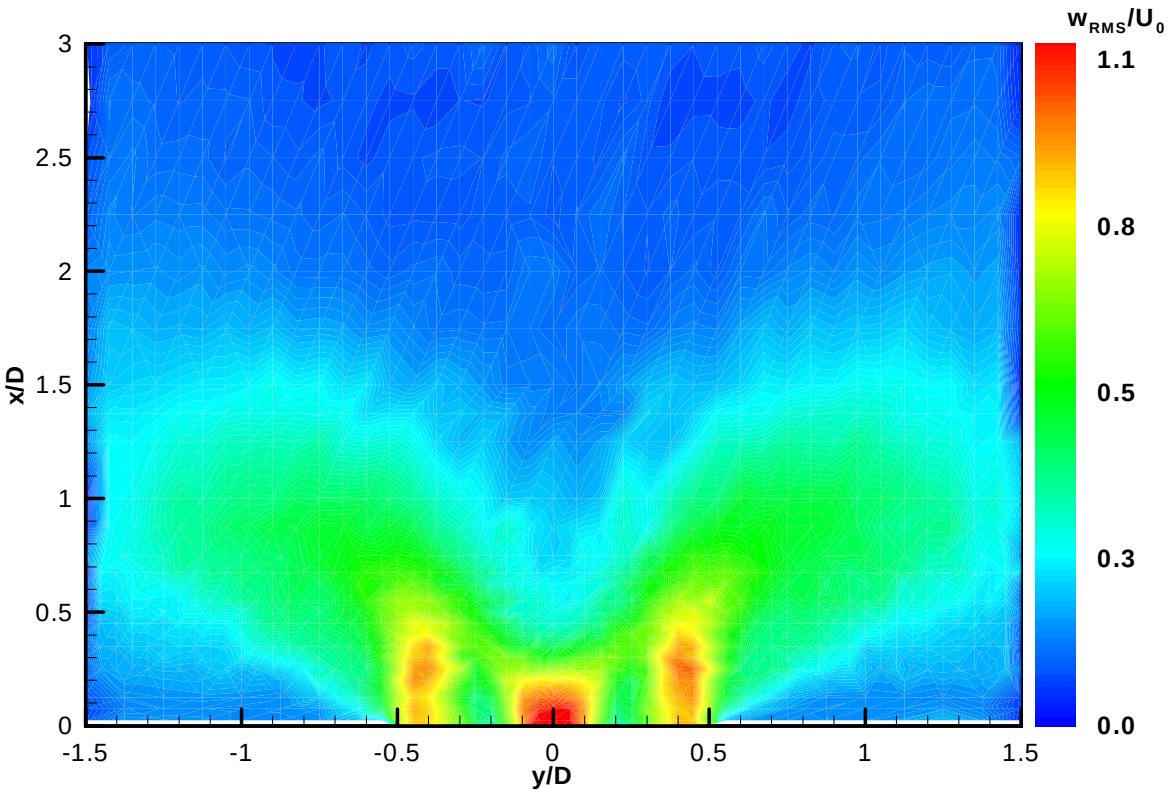


Bild 4.30: Verteilung des tangentialen RMS-Wertes in der Brennkammer

4. 2. 3 Energiespektren

Die Maxima des radialen und tangentialen RMS-Wertes auf der Symmetrieachse in der unmittelbaren Nähe der Düsenöffnung, siehe Bilder 4.29 und 4.30, können durch den zeitlichen Verlauf der Geschwindigkeiten in Bild 4.27 eindeutig dem präzessierenden Wirbelkern zugeordnet werden. Bei der axialen Komponente hingegen waren die periodischen Geschwindigkeitsveränderungen in dieser Darstellung nicht zu beobachten, was sich auch in dem Minimum des axialen RMS-Wertes in diesem Bereich widerspiegelt.

Durch die Frequenzspektren soll geklärt werden, ob die Maxima des axialen RMS-Wertes in der Düsennähe zwischen $0{,}15<|y/D|<0{,}4$ durch die Düsenscherschicht oder den präzessierenden Wirbelkern verursacht werden. Des weiteren erhält man Aufschluß über die Ursache der Maxima der tangentialen Komponente in den Außenbereichen der Dralldüse bei $0{,}35<|y/D|<0{,}5$. In den Bildern 4.31 bis 4.33 sind exemplarisch die aus den zeitlichen Verläufen der einzelnen Geschwindigkeitskomponenten gewonnenen Energiespektren bei x/D= 0,025 zwischen $-0{,}5<y/D<0{,}5$ dargestellt.

Axialkomponente

Man erkennt in Bild 4.31, daß sich der Großteil der Energie in einer periodischen Bewegung mit der Frequenz f = 120 Hz wiederfindet. Dieser Frequenz entspricht eine Periodendauer von T= 8,3 ms, die exakt mit der in Bild 4.27 eingetragenen Periodendauer übereinstimmt. Somit sind die hohen axialen RMS-Werte auf den präzessierenden Wirbelkern zurückzuführen. Die unperiodischen und zugleich geringen Schwankungen der axialen Komponente in Bild 4.27 findet man in der Verteilung der Energie wieder. Auf der Symmetrieachse hat sich ein Minimum mit einer radialen Ausdehnung von einem Zehntel Düsendurchmesser ausgebildet, dessen Energie etwa 500 mal kleiner als die maximale Energie zwischen 0,15<|y/D|<0,4 ist. Die erste Oberfrequenz besitzt immerhin noch ein Sechstel der maximalen Energie der Grundfrequenz und auch die zweite Harmonische ragt deutlich aus Rauschuntergrund hervor.

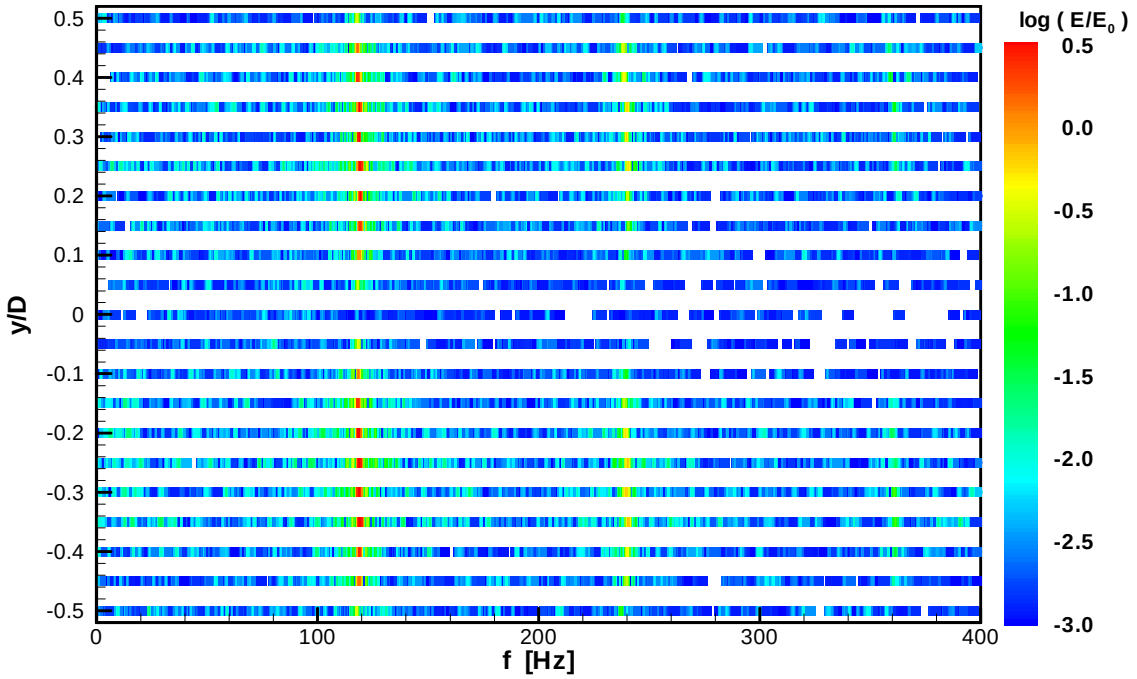


Bild 4.31: Radiale Verteilung der axialen Schwingungsenergie bei x/D=0.025

Radialkomponente

Bei den Energien der Schwingung der radialen Geschwindigkeitskomponente in Bild 4.32 ergibt sich ein anderes Bild. Weist die Grundfrequenz das gleiche Muster wie die zugehörigen RMS-Werte auf, so ist bei der ersten Oberschwingung in der Düsenmitte ein Knotenpunkt aufgetreten, der die gleiche radiale Ausdehnung wie bei der axialen Komponente hat. Die maximale Energie dieser Oberschwingung beträgt etwas mehr als 20% der maximalen Energie der Grundfrequenz. Die zweite Oberschwingung hat in

diesem Fall das Maximum wieder in der Düsenmitte wie die Grundschwingung und besitzt 6‰ deren Maximalenergie.

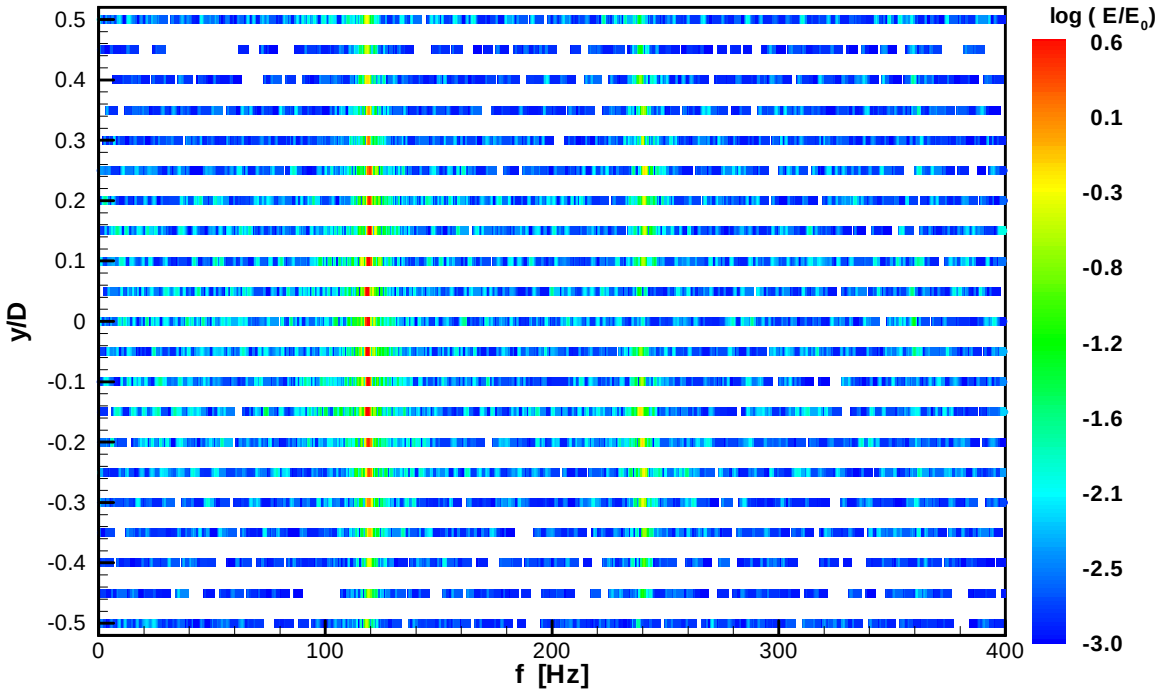


Bild 4.32: Radiale Verteilung der radialen Schwingungsenergie bei x/D=0.025

Tangentialkomponente

Die Verteilung der tangentialen Schwingungsenergie in Bild 4.33 zeigt das gleiche Verhalten wie die radiale Verteilung. Das absolute Maximum liegt wie bei dem entsprechenden RMS-Wert in der Düsenmitte. Zwischen 0,25<|y/D|<0,50 bilden sich zwei Nebenmaxima aus, die eine etwa halb so große maximale Energie wie das zentrale Maximum aufweisen. Die Nebenmaxima sind von dem zentralen Maximum durch zwei Knotenpunkte bei |y/D|= 0,20 getrennt. Bei der ersten Oberschwingung ist bei dem zentralen Maximum in der Düsenmitte ein Knotenpunkt entstanden, so daß sich der Großteil der Energie auf vier Maxima verteilt. Die Maxima sind schmaler geworden und erstrecken sich über ca. 25% des Düsenradius. Die Energie der zweiten Oberschwingung teilt sich wiederum auf drei Bereiche auf. Das Maximum der einzelnen Verteilungen beträgt wie bei der Radialkomponente jeweils ungefähr 6‰ der Grundschwingung.

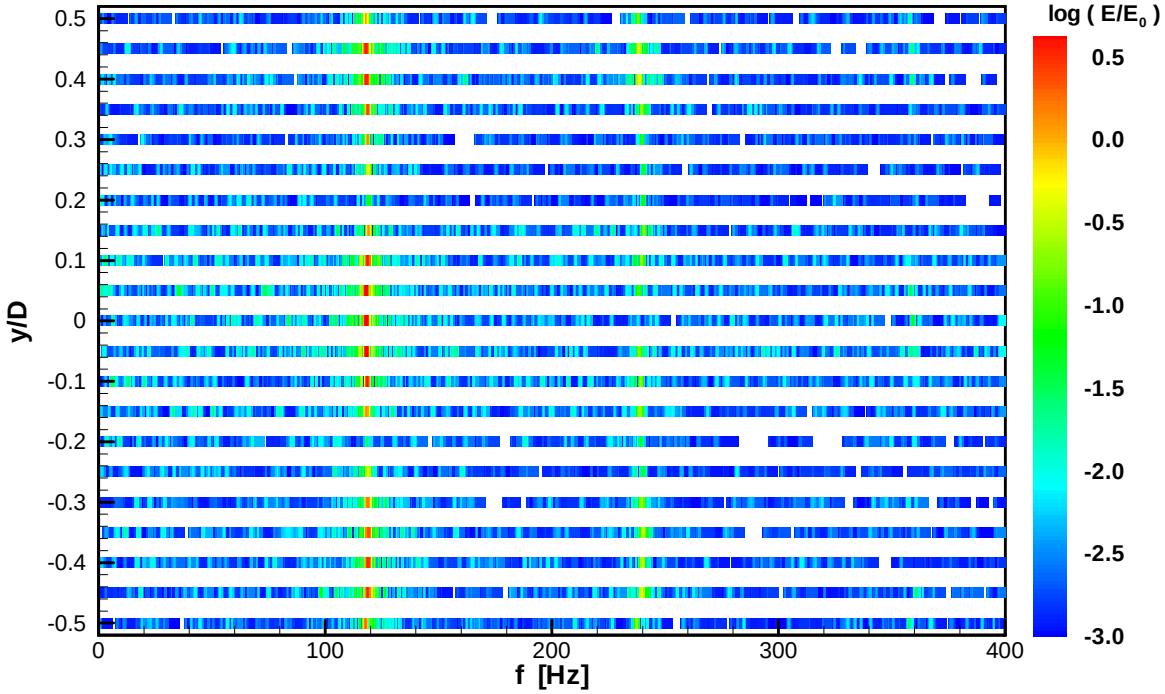


Bild 4.33: Radiale Verteilung der tangentialen Schwingungsenergie bei x/D=0.025

4. 2. 4 Anteil der vom präzessierenden Wirbelkern verursachten Geschwindigkeitsschwankungen am RMS-Wert

Der RMS-Wert der drei Geschwindigkeitskomponenten setzt sich zusammen aus nichtperiodischen und periodischen Geschwindigkeitsfluktuationen. Es war in den Bildern 4.31 bis 4.33 deutlich erkennbar, daß der präzessierende Wirbelkern viel Energie in seiner Grundfrequenz von f = 120 Hz und den Oberschwingungen in sich trägt. Dabei war der präzessierende Wirbelkern nicht nur im Bereich der Symmetrieachse anzutreffen, sondern auch dort, wo sich die Düsenscherschicht ausgebildet hat. Durch Vergleich der gesamten in den Geschwindigkeitsfluktuationen der einzelnen Komponenten enthaltenen Energie mit der im Wirbelkern befindlichen, kann der Anteil der Frequenz f = 120 Hz und der Oberschwingungen am RMS-Wert bestimmt werden. Aus den ermittelten Energiespektren wurde die kumulative Summe jeder Komponente gebildet. Die Summe der Sprünge bei der Grundschwingung und den Oberschwingungen wurde ins Verhältnis zum Gesamtwert der Summe gesetzt, siehe Bild 4.34. Für diese Untersuchung wurden die axialen Positionen x/D= 0,025; 0,125; 0,40; 0,625 und 0,875 gewählt, wobei der Abstand der Punkte in radialer Richtung zwischen 0,10·D und 0,15·D betrug.

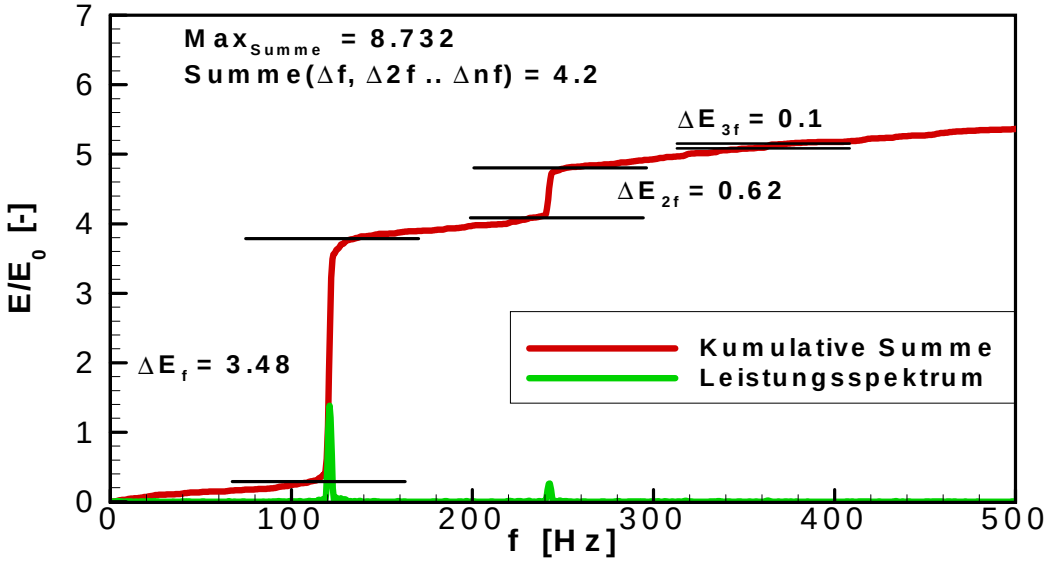


Bild 4.34: Ermittlung des Anteils des präzessierenden Wirbelkerns am RMS-Wert

Axialkomponente U

Die Verteilung des Anteils der vom präzessierenden Wirbelkern verursachten axialen Geschwindigkeitsfluktuationen am axialen RMS-Wert β_{ax} in Bild 4.35 zeigt eine ähnliche Verteilung wie der axiale RMS-Wert selbst. Auf der Symmetrieachse befindet sich ein stark ausgeprägtes Minimum bei allen untersuchten Axialpositionen. Die axialen Geschwindigkeitsfluktuationen zeigen somit keine Periodizität mit der Frequenz des präzessierenden Wirbelkerns auf. Das Bild ändert sich drastisch bei zunehmender Radialposition. Innerhalb weniger Millimeter wächst der Anteil enorm an. Er beträgt an der untersten axialen Meßposition 46%. Der gesamte Bereich, in dem der Anteil β_{ax} ungefähr die Hälfte am axialen RMS-Wert ausmacht, erstreckt sich über 30% des Düsendurchmessers. Der Abfall von diesem Plateau ist vergleichbar stark wie der Anstieg von der Symmetrieachse aus. Ein weiteres Absinken von β_{ax} ist in axialer Richtung zu beobachten. In einer Entfernung von 0,625·D von der Düsenöffnung beträgt er nur noch ungefähr 13%. Zieht man Bild 4.28 zum Vergleich heran, so fällt auf, daß in diesem Bereich der axiale RMS-Wert noch beträchtliche Werte annimmt. Das starke Absinken des Anteils hängt demnach nicht mit dem Abfall des RMS-Wertes zusammen, sondern ist ein Anzeichen für die schnelle Dissipation und die geringe Reichweite des Wirbelkerns. Zwar ist die axiale Auflösung nicht optimal gewählt, jedoch kann abgeschätzt werden, daß die Hälfte der Anfangsenergie des präzessierenden Wirbelkerns am Düsenaustritt nach einer Lauflänge von einem halben Düsendurchmesser in Axialrichtung dissipiert ist. Die Außenbereiche in der Brennkammer spielen bei dieser Betrachtung eine untergeordnete Rolle, da hier die axialen RMS-Werte im Vergleich zu denen oberhalb der Düsenöffnung sehr viel geringer sind.

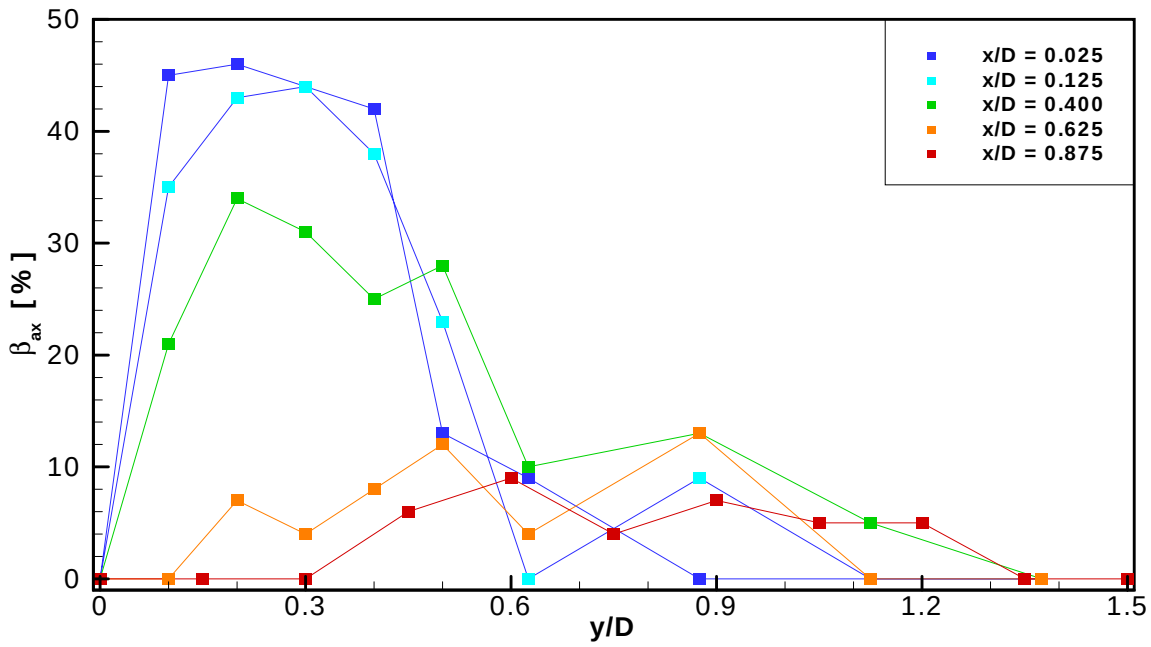


Bild 4.35: Anteil der vom präzessierenden Wirbelkern verursachten Geschwindigkeitsschwankungen der axialen Komponente β_{ax} am RMS-Wert

Radialkomponente V

Wie bei den zugehörigen radialen RMS-Werten befinden sich auch bei β_{rad} an den der Düsenöffnung am nächsten gelegenen Axialpositionen x/D= 0,025 und x/D= 0,125 die Maximalwerte auf der Symmetrieachse, siehe Bild 4.36. Der Anteil der radialen Komponente am RMS-Wert ist im Vergleich zur axialen Komponente 10 % höher und beträgt nahezu 60%. Es existiert wiederum ein Bereich von 0,3·D Breite in radialer Richtung, in dem der präzessierende Wirbelkern die Hälfte des radialen RMS-Wertes ausmacht. Bei y/D= 0,625 ist der Anteil auf 7% bei x/D= 0,025 und 13% bei x/D=0,625 gefallen. An dieses Minimum schließt sich ein leichter Anstieg auf 12% respektive 21 % bei y/D= 0,875 an. In diesem Bereich sind die RMS-Werte auf ein Fünftel bis Sechstel ihres Maximalwertes in der Düsenmitte gefallen. Zu erwähnen ist, daß ab einer Radialposition von y/D= 0,40 der Anteil von x/D= 0,125 oberhalb desjenigen von x/D= 0,025 liegt. Bei x/D= 0,40 ist das Maximum auf der Symmetrieachse mit 39 % Anteil nicht mehr das absolute Maximum, dieses liegt bei y/D= 0,625 und trägt 48% zum RMS-Wert bei. Das lokale Minimum bei y/D= 0,30 liegt größenmäßig zwischen den beiden Minima bei x/D=0,025 und x/D= 0,125. Bei den beiden stromab gelegenen Positionen befindet sich auf der Symmetrieachse ein Minimum. Zwischen y/D= 0,40 und y/D= 1,0 haben sich Maxima entwickelt, die bei x/D= 0,625 noch einen Anteil von 32 % und bei x/D= 0,875 einen Anteil von 25 % am radialen RMS-Wert aufweisen.

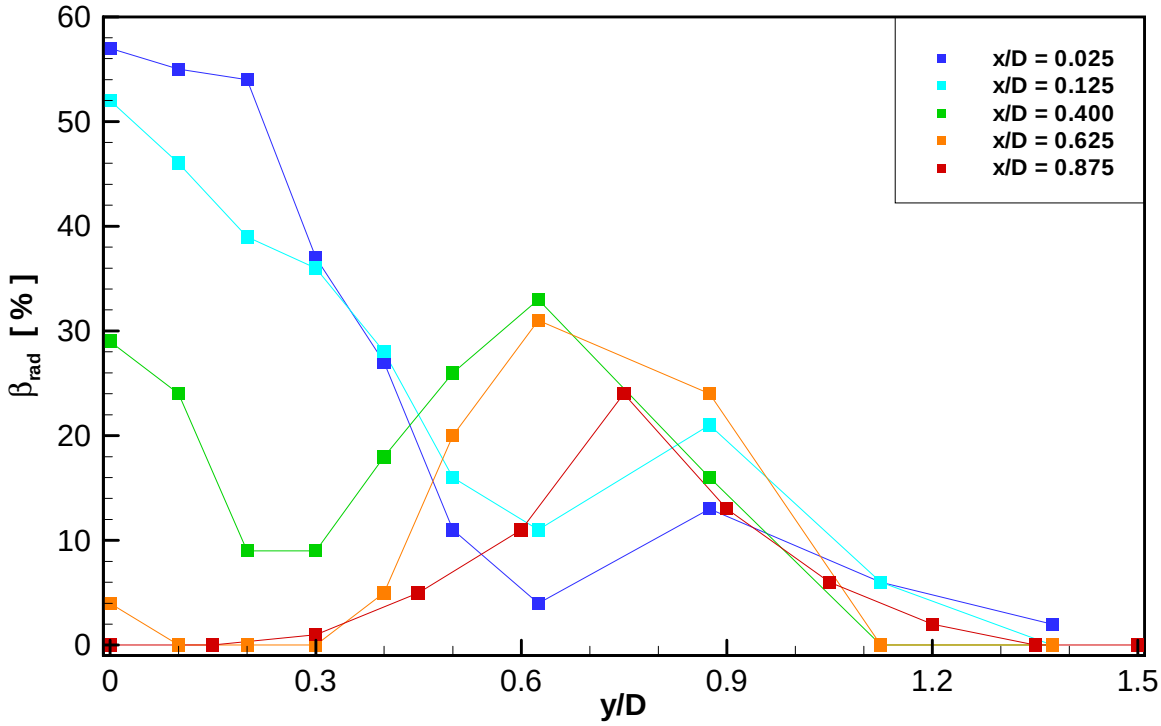


Bild 4.36: Anteil der vom präzessierenden Wirbelkern verursachten Geschwindigkeitsschwankungen der radialen Komponente β_{rad} am RMS-Wert

Tangentialkomponente W

Der Anteil der tangentialen Komponente am zugehörigen RMS-Wert ist mit über 60% der größte der drei Geschwindigkeitskomponenten, Bild 4.37. Wie bei β_{rad} sinkt auch hier der Maximalwert von β_{tan} bis x/D= 0,40 auf weniger als die Hälfte seines Anfangswertes bei x/D= 0,025 ab. Von x/D= 0,025 bis x/D= 0,4 existiert außer dem Maximum bei y/D= 0,4 ein weiteres auf der Symmetrieachse. An der düsennächsten Position sind die beiden Maxima ungefähr gleich groß. Im Gegensatz zum weiter außen gelegenen Maximum, das um 40% abgefallen ist, ist bei dem zentralen Maximum eine Abnahme von nur 10% an der nächsten Axialposition zu verzeichnen. Bei x/D= 0,4 ist der Anteil des Wirbelkerns am tangentialen RMS-Wert immer noch 50% höher als bei y/D= 0,4. Zwischen den beiden Maxima auf der Symmetrieachse und in der Nähe des Düsenrandes befindet sich ein ausgeprägtes Minimum zwischen y/D= 0,20 und y/D= 0,30, das auch bei dem tangentialen RMS-Wert zu beobachten ist. Das Absinken des RMS-Wertes in der Nähe der Symmetrieachse mit zunehmender Axialposition ist nach den Bildern 4.36 und 4.37 mit der starken Dissipation des präzessierenden Wirbelkerns zu erklären. Bei x/D= 0,30 ist der RMS-Wert nur noch halb so groß wie bei x/D= 0. Obwohl β_{tan} im Bereich des Düsenrandes ähnlich stark abgefallen ist, ist der tangentiale RMS-Wert aufgrund der Düsenscherschicht erst nach einer Lauflänge von fast einem Düsendurchmesser unter die Hälfte des Maximalwertes am Düsenende

gesunken. Bei den am weitesten von der Düsenöffnung entfernten Axialpositionen ist β_{tan} deutlich unter 10% gefallen, wohingegen dieser bei β_{rad} noch 30% betrug und sich β_{ax} durch eine relativ breite Verteilung um 15% auszeichnete.

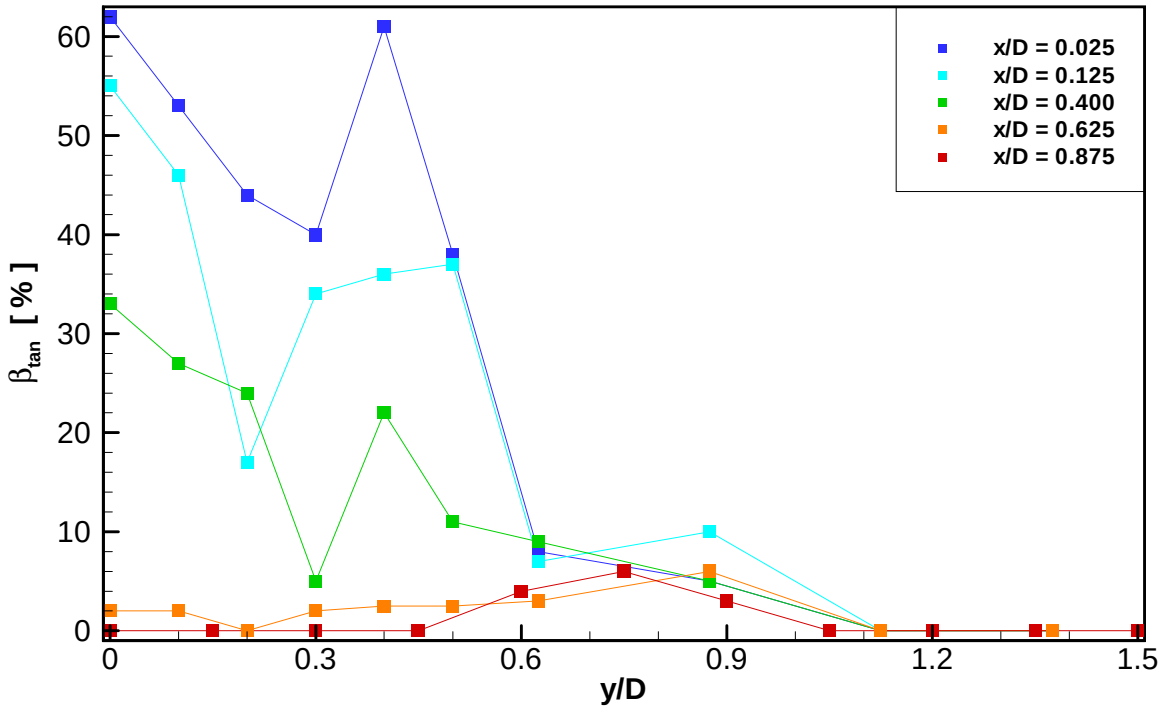


Bild 4.37: Anteil der vom präzessierenden Wirbelkern verursachten Geschwindigkeitsschwankungen der tangentialen Komponente β_{tan} am RMS-Wert

Es bleibt festzuhalten, daß der Anteil der durch den präzessierenden Wirbelkern verursachten Geschwindigkeitsfluktuationen am RMS-Wert in unmittelbarer Nähe der Düsenöffnung sehr hohe Werte bis 62% annimmt. Der Abfall des Anteils mit zunehmender Axialposition ist bei den drei Geschwindigkeitskomponenten unterschiedlich stark ausgeprägt. Bei der axialen Komponente liegt der Anteil bei x/D= 0,4 noch deutlich über der Hälfte des Ausgangswertes am Düsenende und ist bei x/D=0,625 und x/D= 0,875 auf unter 10% abgesunken. Bei der radialen und der tangentialen Geschwindigkeitskomponente ist bei x/D= 0,4 der Anteil unter 50% gefallen. Bei der radialen Abhängigkeit sind die Verhältnisse komplizierter und lassen sich nicht allgemein beschreiben. Bei der axialen und tangentialen Komponente fällt der Anteil ab y/D= 0,625 rasch ab, und es bilden sich kleine Maxima mit einem Anteil von 5-10% zwischen y/D= 0,5 und y/D= 1,25 aus. Die radiale Komponente weist in Düsennähe auf der Symmetrieachse ein absolutes Maximum auf, das je nach Axialposition 2,5 bis 4 mal größer als das Nebenmaximum bei y/D= 0,875 ist. Mit zunehmender Axialposition verringert sich das Maximum auf der Symmetrieachse, und das Maximum zwischen y/D= 0,625 und y/D= 0,75 trägt den Großteil der Energie des präzessierenden Wirbelkerns in sich.

4. 2. 5 Korrelationskoeffizienten

Axial-Radial-Korrelation R_{uv}

In den Bildern 4.38 bis 4.40 sind die drei Korrelationskoeffizienten der axialen, radialen und tangentialen Schwankungsgrößen dargestellt, wobei sich in den Verteilungen erhebliche Unterschiede ergeben. Bei dem axial-radialen Korrelationskoeffizienten R_{uv}, Bild 4.38, ist die Verteilung antisymmetrisch zu y/D= 0. Wie erwartet treten in der unmittelbaren Nähe der Düsenöffnung die betragsmäßig größten Korrelationskoeffizienten auf, die sich bis x/D= 0,25 über fast die gesamte Düsenbreite erstrecken. Dabei existiert beim Übergang von positiven zu negativen Radialpositionen ein sehr schmaler Bereich von 0,1·D, in dem der Korrelationskoeffizient von minimalen zu maximalen Werten wechselt. Ab x/D= 0,25 sinkt die Korrelation innerhalb weniger Millimeter bei 0,3<|y/D|<0,5 auf Null ab. In der Nähe der Symmetrieachse setzt dieser Abfall erst bei x/D= 0,45 mit gleicher Stärke ein.

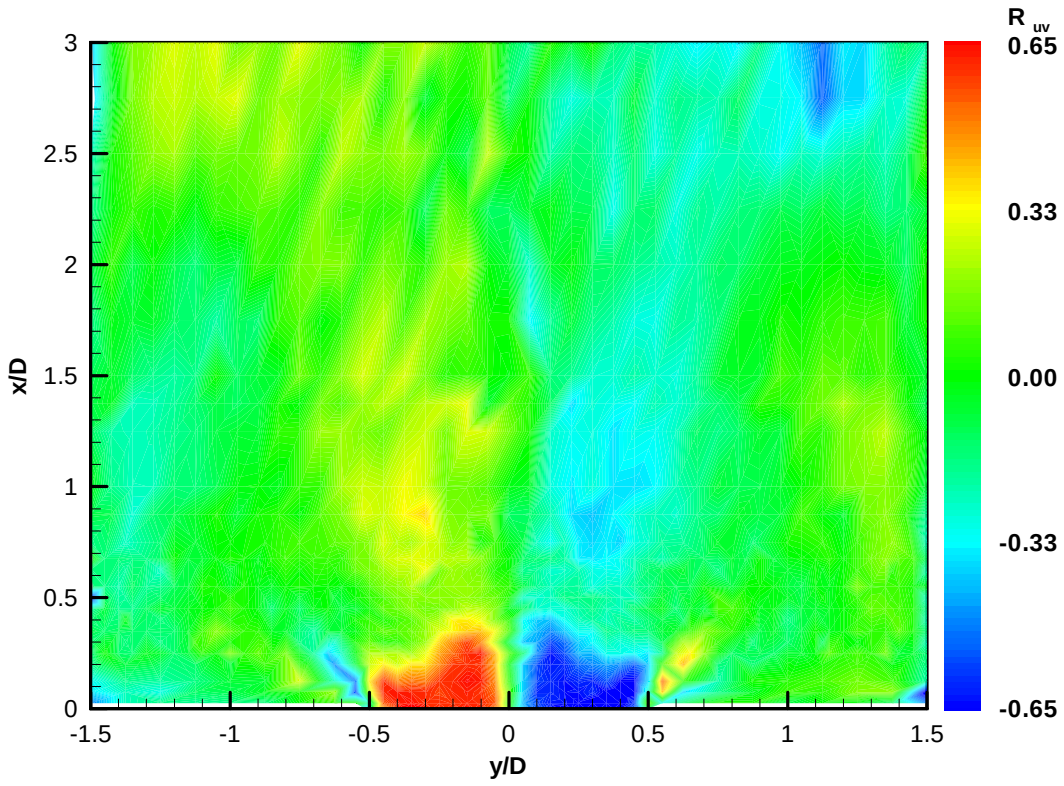


Bild 4.38: Verteilung des axial-radialen Korrelationskoeffizienten R_{uv} in der Brennkammer

Neben diesen breiten dominanten Gebieten existiert im Bereich der Eckrückströmwirbel eine weitere Zone mit umgekehrten Vorzeichen, die jedoch wesentlich kleiner ist und geringere Korrelationskoeffizienten aufweist. Sie erstreckt sich, beginnend bei |y/D|= 0,55 und x/D= 0,1, über eine Länge von ca. 0,25·D und verläuft in einem Winkel von 35° zur Symmetrieachse. Sie liegt somit

außerhalb der Düsenscherschicht. Stromab der Düsenöffnung haben sich zwischen 0,3<|y/D|<0,5 und 0,75<x/D<1,3 zwei weitere Gebiete mit erhöhten Korrelationskoeffizienten ausgebildet und liegen zwischen der Düsenscherschicht und der Symmetrieachse. Ihre maximalen/minimalen Werte betragen dabei ungefähr die Hälfte der beiden an der Düsenöffnung gelegenen Bereiche.

Axial-Tangential-Korrelation R_{uw}

Die Verteilung des in Bild 4.39 dargestellten Korrelationskoeffizienten R_{uw} der axialen und tangentialen Schwankungsgröße unterscheidet sich von der des axial-radialen Koeffizienten sehr stark. Die maximalen/minimalen Werte sind dabei von gleicher Größenordnung, jedoch treten große Unterschiede in der Verteilung und der Ausdehnung der Zonen mit hohen Korrelationen auf.

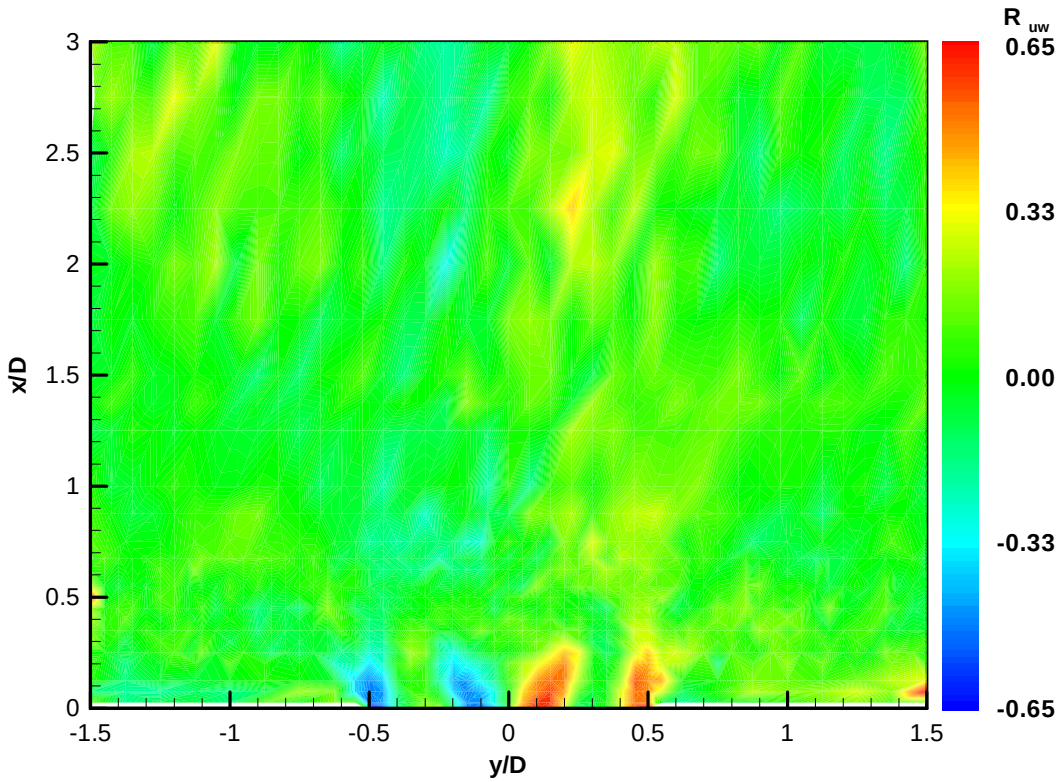


Bild 4.39: Verteilung des axial-tangentialen Korrelationskoeffizienten R_{uw} in der Brennkammer

Wie zuvor ist die Verteilung antisymmetrisch zur Symmetrieachse. In diesem Fall ergeben sich neben der unkorrelierten Zone bei y/D= 0 zwei weitere Bereiche zwischen 0,2<|y/D|<0,4, in denen der Korrelationskoeffizient auf Null absinkt. Von |y/D|= 0,4 bis |y/D|= 0,5 existieren wiederum zwei Bereiche mit genau so großen Korrelationswerten wie bei den beiden Gebieten an der Symmetrieachse. Die eben beschriebenen vier Bereiche haben dabei in Stromabrichtung eine Ausdehnung von einem Fünftel bis einem Viertel Düsendurchmesser. In Stromabrichtung haben sich wie bei Bild 4.38 zwischen

-0,5<y/D<0,5 weitere Zonen mit erhöhten Korrelationskoeffizienten von bis zu $|R_{uw}| = 0{,}3$ ausgebildet. In diesem Bereich sind die Gradienten der axialen und tangentialen Geschwindigkeit jedoch soweit abgeklungen, daß die Produkte aus den Geschwindigkeitsgradienten und den Schubspannungen, die man aus den Korrelationskoeffizienten erhält, wesentlich geringer sind als in der Nähe der Düsenöffnung.

Radial-Tangential-Komponente R_{vw}

Bei dem in Bild 4.40 dargestellten Korrelationskoeffizienten R_{vw} ist die Verteilung im Gegensatz zu den beiden anderen symmetrisch zu y/D= 0. Diesmal treten die Gebiete mit den betragsmäßig größten Koeffizienten zwischen |y/D|= 0,2 und |y/D|= 0,5 auf und liegen in der Düsenscherschicht. Die Maximalwerte nehmen dabei ungefähr 66% der Maxima/Minima der beiden ersten Korrelationskoeffizienten an. Zwischen -0,2<y/D und 0,2>y/D ist die Korrelation nahezu Null. Der Grund hierfür ist der präzessierende Wirbelkern, der für eine extrem periodische Variation der radialen und tangentialen Geschwindigkeit verantwortlich ist zwischen denen ein Phasenversatz von $\pi/2$ besteht, siehe Bild 4.27.

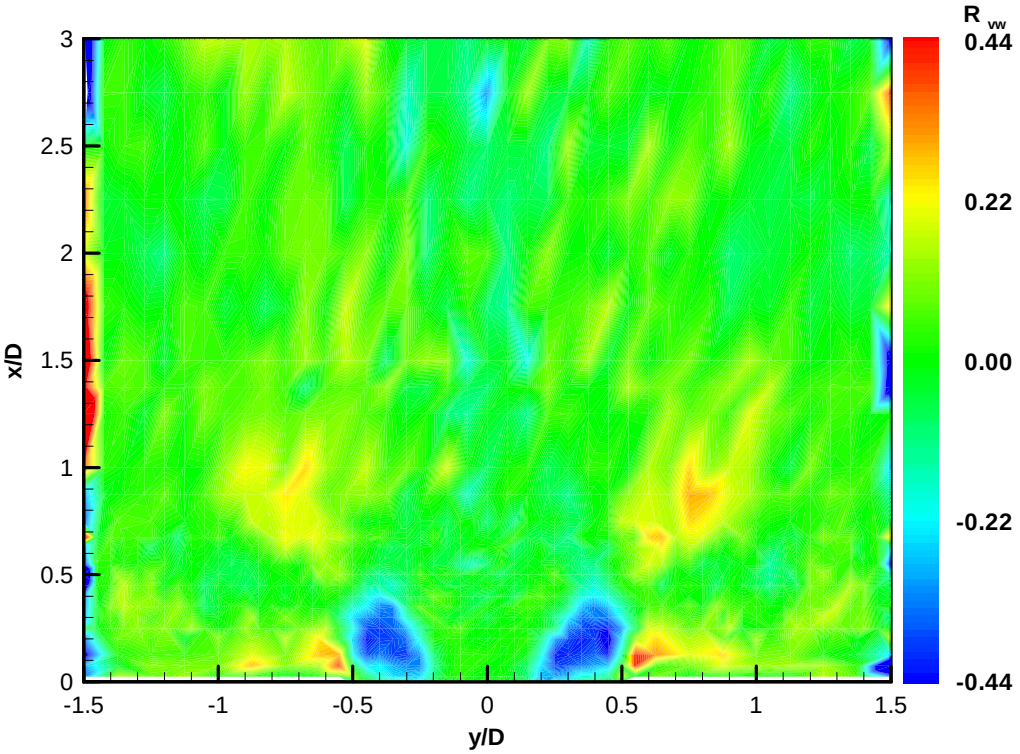


Bild 4.40: Verteilung des radial-tangentialen Korrelationskoeffizienten R_{vw} in der Brennkammer

In der Düsenscherschicht wird der Phasenversatz zu kleineren Werten hin verschoben, weshalb hier die Korrelationen beträchtliche Werte annehmen können. Des weiteren existieren wie bei der axial-radialen

Verteilung bei |y/D|= 0,5 und x/D= 0,1, wo die Eckrückströmwirbel und die Düsenscherschicht zusammentreffen, Bereiche mit gleich hohen Koeffizienten wie an der Düsenöffnung und im oberen Bereich der Düsenscherschicht bei |y/D|= 0,75 und x/D= 0,9, jedoch mit umgekehrten Vorzeichen. An beiden Positionen sind die Gradienten der Radial- und Tangentialgeschwindigkeit groß genug, um eine bedeutsame Rolle in den Bilanzgleichungen zu spielen. An den Brennkammerwänden haben sich diesmal über eine beachtliche Länge Gebiete mit sehr hohen Korrelationskoeffizienten gebildet. Diese spielen aber eine unbedeutsame Rolle für die Ausbildung der zentralen Rückströmzone und der Eckrückströmwirbel.

4. 2. 6 Zweipunktkorrelationsmessungen

Zur Bestimmung des integralen Längenmaßes L der in der Strömung auftretenden Turbulenzballen wurden Zweipunktkorrelationsmessungen in der Düsenscherschicht an verschiedenen Axial- und Radialpositionen bei z/D= 0 durchgeführt. Die Korrelation zweier Geschwindigkeiten im Abstand r ist ein Maß für die Abmessungen der Turbulenzballen, deren Länge in Richtung $\vec{r}$ größer als der Betrag dieses Vektors ist; kleinere Turbulenzballen tragen nicht zur Korrelation bei.
Das integrale Längenmaß, das aus den Korrelationen der von beiden LDAs gemessenen Axialgeschwindigkeiten bestimmt wird, ist wie folgt definiert, siehe Rotta [22]:

$$L_{uu,k}(\vec{s},t) = \frac{1}{2\overline{u(\vec{s},t)\,u(\vec{s},t)}} \int_{-\infty}^{\infty} R'_{uu}(\vec{s},t,r_k)\,\mathrm{d}r_k \qquad k= 1,2,3 \tag{4.1}$$

Hierbei sind $\vec{s}$ der Ortsvektor des Referenz-LDAs, t der Zeitpunkt der Messung und r_k der Abstand zwischen den Meßpunkten in k-Richtung, die in dieser Arbeit der x-Richtung für k= 1, der y-Richtung für k= 2 und der z-Richtung für k= 3 entsprechen. R'_{uu} ist die mittlere Korrelation der beiden Axialgeschwindigkeiten. Der Ausdruck vor dem Integral dient der Normierung auf den Wert “1” bei übereinstimmenden Orten der beiden LDAs. Der Faktor 1/2 berücksichtigt die Nichthomogenitität der Turbulenz. Bei homogener Turbulenz fällt dieser Faktor weg, und das Integral muß nur von “Null” bis “unendlich” berechnet werden. In den folgenden Messungen wurden nur die Axialgeschwindigkeiten gemessen und Verschiebungen des zweiten LDAs zum einen in Radialrichtung und zum anderen in Tangentialrichtung vorgenommen. Das integrale Längenmaß wird im folgenden für radiale Verschiebungen mit L_r und für Verschiebungen in tangentialer Richtung mit L_t bezeichnet.

Die radiale Position des Referenz-LDAs, siehe Bild 3.3, wurde so gewählt, daß es sich an der Stelle der höchsten Axialgeschwindigkeit in der Düsenscherschicht befand. Das zweite LDA, blaues LDA in Bild 3.3, wurde von hier aus in Schritten von einem halben Millimeter (1/80·D) einen halben

Düsendurchmesser in positive und negative y- bzw. z-Richtung verfahren. Das System wurde so eingestellt, daß an jedem Punkt die Datenraten so gut wie möglich übereinstimmten. Anschließend wurde eine Messung der Axialgeschwindigkeit mit 5000 Einzelereignissen durchgeführt, bei der aufgrund der unterschiedlichen Positionen der beiden LDA-Systeme nichtkoinzident gemessen wurde, das heißt, daß die einzelnen Kanäle unabhängig voneinander arbeiteten. Da nun die Streupartikel nicht notwendig das eine und das andere Meßvolumen passierten, kam es vor, daß in einem Kanal mehrere Ereignisse hintereinander verzeichnet wurden, bevor im anderen Kanal ein Ereignis registriert wurde. Durch eine Bearbeitung der Rohsignale wurde eine Art “Software”-Koinzidenz der Ereignisse hergestellt. Dabei wurde aus der Zeit für die gesamte Messung an einem Punkt und der Anzahl der validierten Ereignisse eine mittlere Zeit t_0 zwischen zwei Ereignissen bestimmt, die der inversen Datenrate entspricht. Anschließend wurden die Zeitschriebe so nachbearbeitet, daß nur die Geschwindigkeitspaare validiert wurden, bei denen nacheinander Kanal 1 (Referenz-LDA) und Kanal 2 (traversiertes LDA) oder umgekehrt ein Meßereignis registrierten und diese beiden Ereignisse nicht weiter als t_0 auseinanderlagen. Mit den neu erstellten Zeitschrieben konnte der Korrelationskoeffizient bestimmt werden. Um sicher zu gehen, daß die Ergebnisse nicht von der Wahl von t_0 abhingen, wurden die Auswertungen für Vielfache dieses Zeitintervalls wiederholt. Es zeigte sich, daß sich die Ergebnisse für die verschiedenen Zeitintervalle nicht unterschieden.

In Bild 4.42 sind die Ergebnisse der Zweipunktkorrelationsmessungen bei x/D= 0,125 und y/D= 0,4 sowie bei x/D= 0,25 und y/D= 0,45 dargestellt. Bei x/D= 0,125 schneidet der Korrelationskoeffizient die x-Achse insgesamt dreimal. Der Abfall von der Referenzposition kann durch eine umgedrehte Parabel beschrieben werden. Der Schnittpunkt von R_{uu} mit der x-Achse liegt bei $\Delta y/D$= 0,043. Bei $\Delta y/D$= 0,068 hat der Korrelationskoeffizient mit R_{uu} = -0,6 sein absolutes Minimum erreicht. Hieran schließt sich ein steiler Anstieg an, so daß bei $\Delta y/D$= 0,135 der Korrelationskoeffizient erneut das Vorzeichen wechselt. Ein weiteres Maximum findet man bei $\Delta y/D$=0,20, das vom Betrag her halb so groß wie das vorherige Minimum ist. Der letzte Nulldurchgang liegt bei $\Delta y/D$= 0,35 und das Minimum bei $\Delta y/D$= 0,44 mit einem Drittel der Größe des ersten Minimums. Der Korrelationskoeffizient bei x/D= 0,25 weist die gleiche Anzahl von Maxima und Minima wie bei der düsennächsten Position auf. Jedoch gibt es deutliche Unterschiede in deren Position und Größe. Des weiteren ist zu beachten, daß es nur einen Vorzeichenwechsel bei $\Delta y/D$= 0,12 gibt und somit auch das zweite Maximum im negativen Bereich liegt.

Durch den periodischen Charakter der Strömung läßt sich der alternierende Verlauf des Korrelationskoeffizienten erklären. Es kann gezeigt werden, daß der Korrelationskoeffizient einer rein periodischen Strömung denselben Verlauf wie die Geschwindigkeit annimmt, siehe Hinze [12]. Deshalb müssen zur Bestimmung des integralen Längenmaßes die Integrationsgrenzen geeignet gewählt werden.

Es empfiehlt sich bei der vorliegenden Strömung die (ersten) Schnittpunkte des Korrelationskoeffizienten mit der x-Achse als Grenzen zu nehmen. Durch Auswertung des Integrals erhält man für x/D= 0,125 eine Ausdehnung der Turbulenzballen von L_r=0,057·D (2,3 mm) und für x/D= 0,25 L_r=0,14·D (5,6 mm).

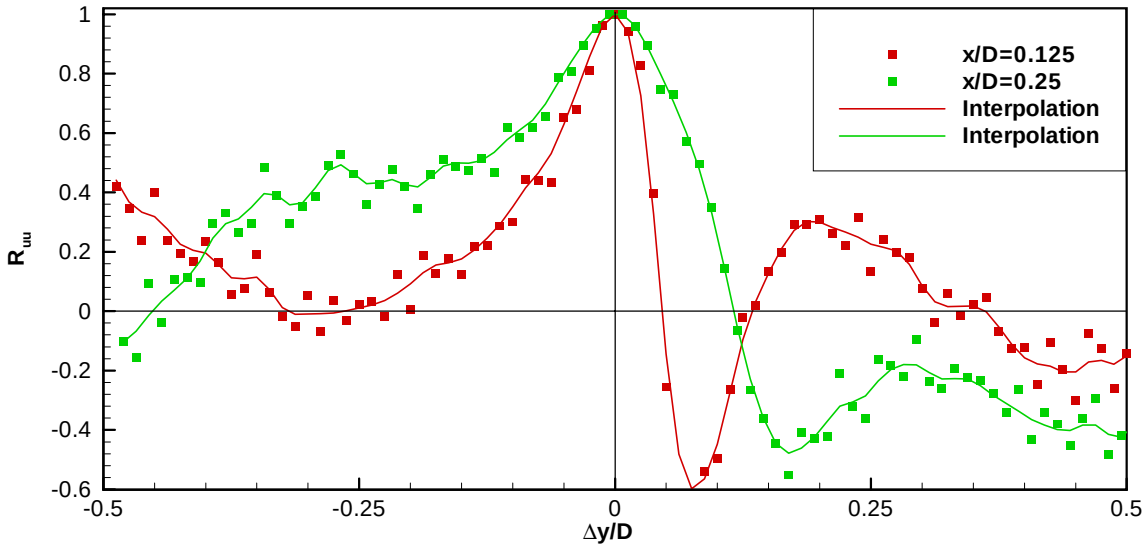


Bild 4.41: Korrelationskoeffizient der Zweipunktmessungen in radialer Richtung bei y/D= 0.4 (rot) und y/D= 0.45 (grün)

In Bild 4.42 ist der Verlauf der Korrelationskoeffizienten bei x/D= 0,375 und y/D= 0,5 sowie bei x/D=0,5 und y/D= 0,55 dargestellt.

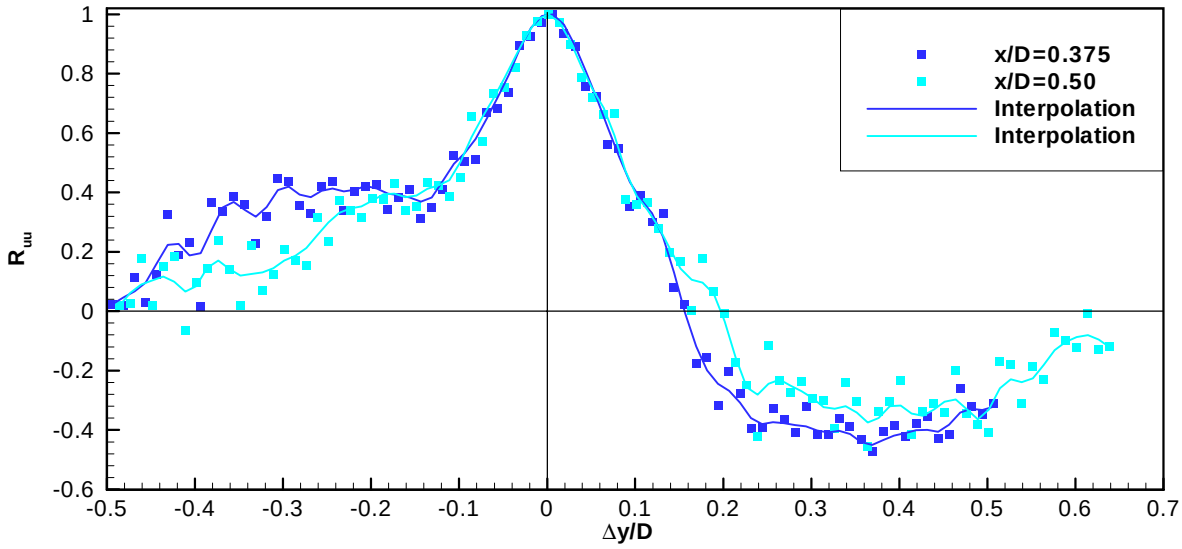


Bild 4.42: Korrelationskoeffizient der Zweipunktmessungen in radialer Richtung bei y/D= 0.5 (blau) und y/D= 0.55 (cyan)

Der Korrelationskoeffizient fällt bei x/D= 0,375 von der Referenzposition nahezu linear ab und schneidet die x-Achse bei Δy/D= 0,16. Bei Δy/D= 0,37 hat er mit R_{uu} = -0,42 sein absolutes Minimum erreicht und steigt von hier langsam an. Bei der Position x/D= 0,50 ergibt sich anfangs ein ähnlicher Verlauf, jedoch wechselt der Korrelationskoeffizient erst bei Δy/D= 0,2 das Vorzeichen. Das absolute Minimum liegt ungefähr an der gleichen Meßposition und betragt R_{uu} = -0,36. Die integralen Längenmaße betragen bei der Position x/D= 0,375 L_r= 0,145·D (5,8 mm) und bei x/D= 0,5 L_r= 0,127·D (5,10 mm).

Bei x/D= 0,125 und x/D= 0,375 wurden im Anschluß Zweipunktkorrelationsmessungen mit Traversierung des zweiten LDAs in tangentialer Richtung durchgeführt. Hierdurch sollte überprüft werden, inwieweit sich der Korrelationskoeffizient und damit auch das integrale Längenmaß mit der Traversierrichtung des LDAs verändert. Bild 4.43 zeigt die Ergebnisse dieser Messungen, bei denen deutliche Unterschiede zu den Messungen in radialer Richtung existieren. Bei der düsennächsten Position bei x/D= 0,125 und y/D= 0,4 verläuft die Kurve glatter als bei Bild 4.41 und Bild 4.42. Die Nulldurchgänge liegen weiter von der Referenzposition entfernt, und die Extrema werden mit jedem Vorzeichenwechsel deutlich kleiner. Diesmal sinkt der Korrelationskoeffizient auch für negative Werte von Δy/D unter Null, wobei der Verlauf nicht, wie man bei einer rotationssymmetrischen Strömung in Axialrichtung erwartet hätte, symmetrisch zur Referenzposition ist. Bei x/D= 0,375 und y/D=0,5 ist der Verlauf wesentlich einfacher, denn der Koeffizient nimmt nahezu linear von der Referenzposition bis zu den beiden äußersten Meßpositionen ab. Er sinkt jedoch aufgrund des stärkeren Abfalls bei positiven Δy/D-Werten ab 0,35 unter Null. Die Auswertung ergibt für x/D= 0,125 eine Ausdehnung der Turbulenzballen von L_t= 0,16·D (5,6 mm) und für x/D= 0,375 L_t=0,22·D (8,8 mm).

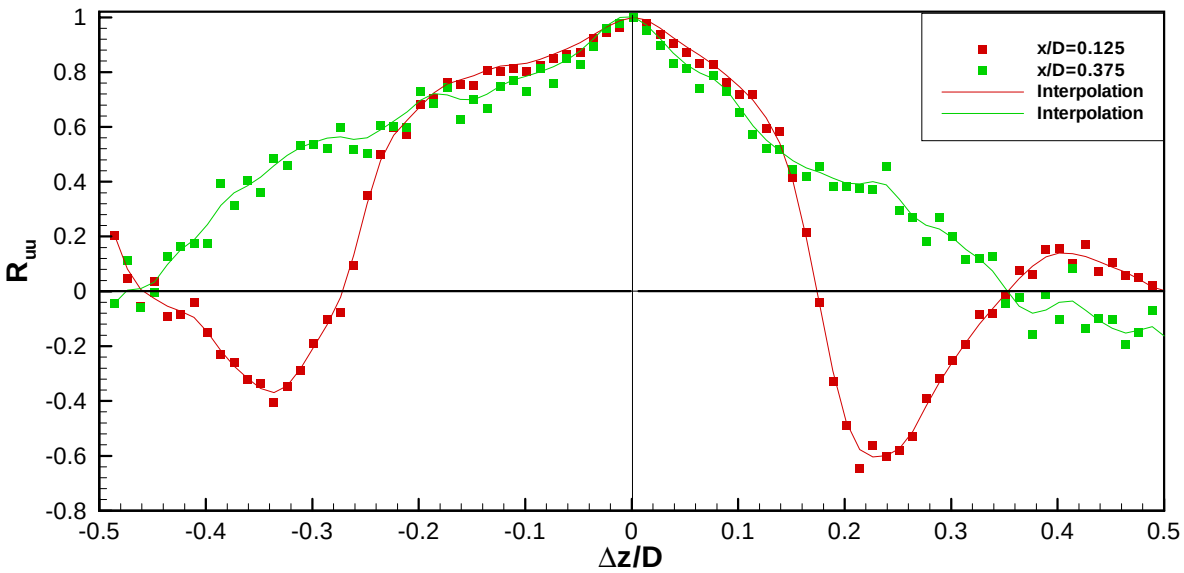


Bild 4.43: Korrelationskoeffizient der Zweipunktmessungen in tangentialer Richtung bei y/D=0.4 (rot) und y/D=0.5 (grün)

Es läßt sich zusammenfassend sagen, daß die berechneten Werte für das integrale Längenmaß in radialer und tangentialer Richtung zwischen L_r= 0,057·D und L_t= 0,22·D variieren. Der Mittelwert aller Messungen ergibt eine mittleres Längenmaß von $\overline{L}$= 0,142·D oder 5,7 mm. Diese Ausdehnung der Turbulenzballen stimmt gut mit den Ergebnissen an den beiden mittleren Axialpositionen der Messungen in radialer Richtung und der düsennächsten Axialposition in tangentialer Richtung überein.

4. 2. 7 Fächermessungen

Da die Brennkammer eine quadratische Grundfläche besitzt, können die bisher beschriebenen Messungen bei z/D= 0 keine Auskunft über die Strömungsverhältnisse in den Außenbereichen der Brennkammer und speziell in den Brennkammerecken geben. Aus diesem Grund wurden an unterschiedlichen Axialpositionen Messungen unter jeweils konstantem Winkel zu z/D= 0, siehe Bild 4.1, durchgeführt. Es wurden sechs verschiedene Winkel gewählt, so daß an jeder Axialposition zusammen mit der vorangegangenen Messung bei z/D= 0 insgesamt sieben horizontale Profile aufgenommen wurden. Somit konnte fast ein komplettes Viertel der Brennkammerfläche erfaßt werden. Der Abstand zwischen den einzelnen Punkten betrug 0,1·D. Die Geschwindigkeitsdaten wurden wie bei den Messungen in der Brennkammer im Schnitt z/D= 0 interpoliert, so daß man Informationen über das gesamte Geschwindigkeitsfeld in einem Viertel der Brennkammer erhielt.

In Bild 4.44 sind die Ergebnisse der Messungen bei x/D= 0,25 dargestellt, bei denen zusätzlich die Vektoren der radialen und tangentialen Geschwindigkeit und die Konturlinien (schwarz), bei denen die Geschwindigkeit das Vorzeichen wechselt, eingetragen wurden. Man kann bei der Axialgeschwindigkeit (linkes Bild) die Bereiche des Eckrückströmwirbels, in denen die Geschwindigkeit negative Werte annimmt, und der Düsenscherschicht mit positiver Geschwindigkeit gut voneinander trennen. Ganz links im Bild ist die zentrale kreisförmige Rückströmzone auszumachen. Anhand der Geschwindigkeitsvektoren und des mittleren Bildes, das die radiale Geschwindigkeitskomponente wiedergibt, ist abzulesen, daß die Luft im Bereich des Eckrückströmwirbels zwischen -1,5<y/D<-0,7 in Richtung Symmetrieachse strömt. Hervorzuheben ist bei der Verteilung der axialen Komponente der Anstieg der Geschwindigkeit in diesem Gebiet von positiven zu negativen Tangentialpositionen. Der Geschwindigkeitsunterschied zwischen dem Minimum bei y/D= -1,4 und z/D= 1,0, wo die Luft in Richtung Brennkammerboden strömt, und dem Maximum bei y/D= -1,2 und z/D= -0,7 mit positiver Axialgeschwindigkeit beträgt 50% der über der gesamten Düsenöffnung gemittelten Axial-geschwindigkeit bei x/D= 0. Dieses Phänomen ist weder bei einer zylindrischen Brennkammer noch bei einer freien Drallströmung anzutreffen, so daß dieser Sachverhalt auf die Geometrie der Brennkammer zurückzuführen ist. Aufgrund der radialen

Komponente in der Düsenscherschicht, die an dieser Axialposition 50% der mittleren Axialgeschwindigkeit beträgt, befindet sich der Übergang von negativer zu positiver Radialgeschwindigkeit in Drehrichtung der Drallströmung bei positiven Tangentialpositionen. Die gleiche Sachlage ergibt sich bei dem Minimum der Tangential-geschwindigkeit, das an ungefähr der gleichen Position liegt wie der Übergang der Radialgeschwindigkeit. Im Bereich, der sich zwischen Symmetrieachse und der Düsenscherschicht befindet, ist die Strömung demnach rotationssymmetrisch.

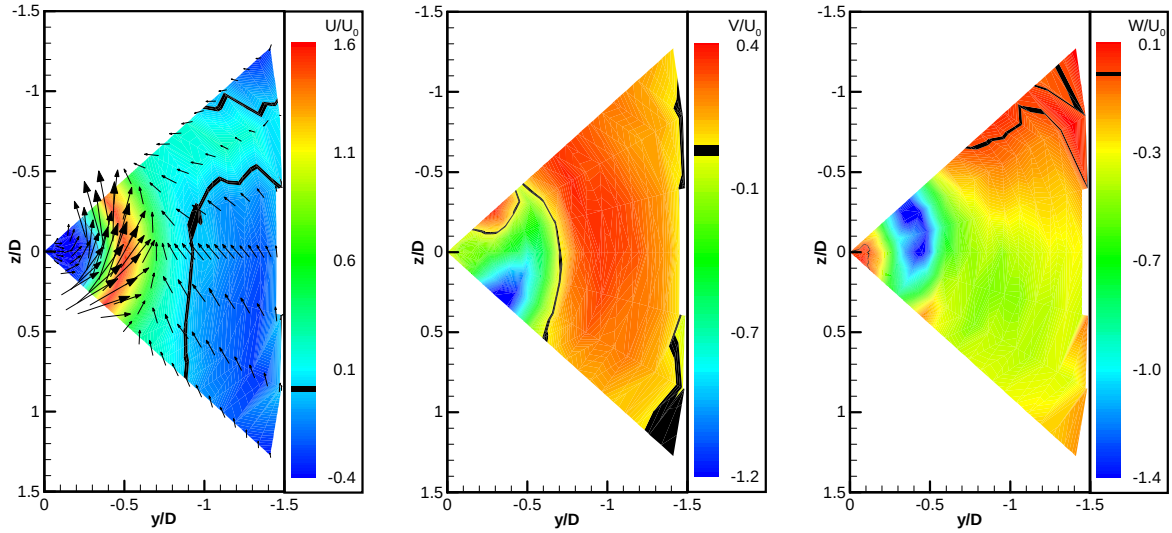


Bild 4.44: Konturdarstellung der drei normierten Geschwindigkeitskomponenten in der Brennkammerebene bei x/D=0.25

Ein anderes Bild ergibt sich im Gebiet der Eckrückströmwirbel beim Vergleich der Geschwindigkeitsvektoren im linken Bild bei z/D= 0 mit denen bei positiven und negativen Tangentialpositionen. Wäre die Strömung in diesem Bereich auch noch rotationssymmetrisch, so müßte man durch Drehung der Geschwindigkeitsvektoren bei z/D= 0 um die x-Achse das gesamte Geschwindigkeitsfeld der Brennkammerebene x/D= 0,25 erhalten. Man sieht jedoch, daß bei allen positiven Tangentialpositionen die radiale Komponente der Vektoren überall in Richtung Brennkammermitte weist.

Es läßt sich zusammenfassend sagen, daß die Strömung im Bereich des Eckrückströmwirbels aufgrund der Brennkammergeometrie nicht mehr als rotationssymmetrisch bezeichnet werden kann. Zwischen der Symmetrieachse und der Düsenscherschicht erhält man aufgrund der quadratischen Grundfläche noch keine merklichen Abweichungen von einer Strömung, wie man sie bei einer zylindrischen Brennkammer erwarten kann.

Bild 4.45 zeigt die ermittelten Axialgeschwindigkeiten an den Axialpositionen x/D= 0,625, x/D= 1,25 und x/D= 2,25 als Konturdarstellung. Zusätzlich wurden die Radial- und Tangentialgeschwindigkeiten

als Vektoren und der Vorzeichenwechsel der Axialgeschwindigkeit als schwarze Konturlinie eingetragen. Anhand der drei Bilder erkennt man gut, wie die Düsenscherschicht aufgrund der Radialgeschwindigkeit mit zunehmender Axialposition weiter nach außen zur Brennkammerwand hin wandert. Bei x/D= 0,625 kann die Strömung in zwei radiale Bereiche unterteilt werden. Es liegt zum einen eine rotationssymmetrische Strömung vor zwischen 0<r/D<0,8, wobei r die radiale Entfernung von der Brennkammermitte ist, und zum anderen eine aufgrund der Geometrie der Brennkammer von der Rotationssymmetrie abweichende Strömung für r/D>0,8. Im inneren Bereich kann durch Transformation der Geschwindigkeitsvektoren eines Profils die gesamte Brennkammerebene beschrieben werden, wie man gut an der konstanten Drehung der Vektoren von Profil zu Profil sehen kann. Im äußeren Bereich dagegen reicht es nicht aus, die Geschwindigkeiten eines Profils zu kennen. Dabei treten die Unterschiede nicht erst an den äußersten Meßpositionen in den Brennkammerecken auf, sondern bereits an der Radialposition, wo die Axialgeschwindigkeit kleiner wird und die Luft in Richtung Brennkammerboden zurückströmt. Die Rückströmzone ist bei positiven Tangentialpositionen wesentlich schmaler als bei den entsprechenden negativen Positionen, wobei die Axialgeschwindigkeit an der gleichen Stelle wie bei x/D= 0,25 ihren größten Wert annimmt. Im Gegensatz zur ersten axialen Meßposition wechselt die Axialgeschwindigkeit ihr Vorzeichen nicht und strömt in Richtung Brennkammeröffnung.

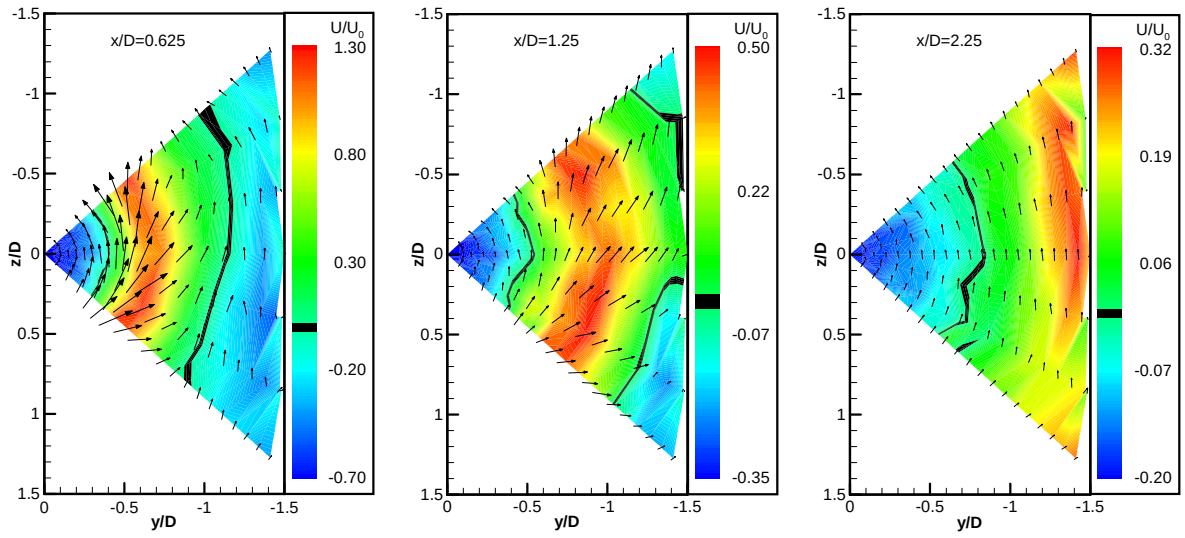


Bild 4.45: Kontur- und Vektordarstellung der normierten Axialgeschwindigkeit an unterschiedlichen Axialpositionen

Bei x/D= 1,25 hat sich die Düsenscherschicht so weit in Richtung Brennkammerwand verschoben, daß zwischen z/D= 0,2 und z/D= -0,9 das Fluid eine positive Axialgeschwindigkeit aufweist und nur noch an den äußeren Tangentialpositionen zurückströmt. Dabei ist der Bereich mit den positiven Axialgeschwindigkeiten nicht symmetrisch zu z/D= 0, sondern in Drehrichtung der Strömung verschoben. Die Rückströmzone bei positiven Tangentialpositionen ist somit deutlich größer und

erreicht höhere Rückströmgeschwindigkeiten als diejenige in der anderen Brennkammerecke. Der Bereich, in der die Strömung als rotationssymmetrisch angesehen werden kann, hat sich mit der Verlagerung der Düsenscherschicht nach außen hin, weiter vergrößert.

Bei x/D= 2,25 ist die Radialgeschwindigkeit so weit abgesunken, daß die Strömung nur noch für r/D>1,2 von der Rotationssymmetrie abweicht. Das Fluid strömt außerhalb der zentralen Rückströmzone in Richtung Brennkammerende. Wegen der quadratischen Brennkammerfläche ist die Düsenscherschicht in drei Teile geteilt geworden. Man erkennt drei Zonen mit lokalen Geschwindigkeitsmaxima, von denen das absolute um einen Winkel von ca. 10° zu z/D= 0 verschoben ist und die anderen beiden sich in den Brennkammerecken befinden. Die Radial- und Tangentialgeschwindigkeit eines Profils scheinen sich auf die übrigen Profile transformieren zu lassen, so daß in diesem Fall von Rotationssymmetrie gesprochen werden kann.

In Bild 4.46 sind die drei Geschwindigkeitskomponenten bei x/D= 2,75 dargestellt. Die Länge des Referenzvektorpfeils ist dabei größer als bei den vorangegangenen Meßpositionen gewählt worden, da sonst die Strömungsrichtung nicht aus ihnen ersichtlich geworden wäre. Bei der Axialgeschwindigkeit (ganz links) ist wie zuvor eine Erhöhung in den Brennkammerecken zu beobachten. Die Verteilung in der Düsenscherschicht, sofern man bei diesen geringen Geschwindigkeiten noch von ihr sprechen kann, hat über die gesamte Brennkammerfläche einen gleichmäßigeren Verlauf, da die Geschwindigkeits-differenzen merklich abgenommen haben. In der unmittelbaren Nähe der Brennkammerwand nimmt die Geschwindigkeit aufgrund der anwachsenden Wandgrenzschicht ab.

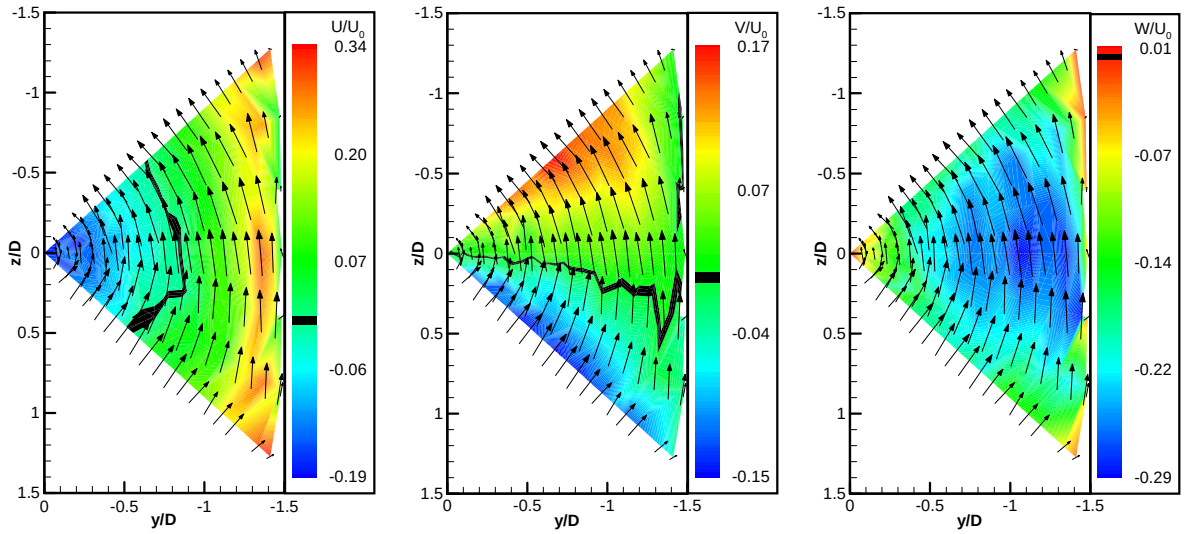


Bild 4.46: Kontur- und Vektordarstellung der drei normierten Geschwindigkeiten bei x/D=2.75

Der Vorzeichenwechsel der Radialgeschwindigkeit (mittleres Bild) findet nun fast bei z/D= 0 statt, wie man am Verlauf der Konturlinie erkennt. Des weiteren steigt die Geschwindigkeit von positiven zu negativen Tangentialpositionen kontinuierlich an. Ein ähnlich gleichmäßiger Verlauf ergibt sich bei der Tangentialgeschwindigkeit (rechtes Bild) mit dem Minimum bei z/D= 0 und gleichmäßiger Verteilung bei positiven und negativen Tangentialpositionen. In den Brennkammerecken hat sich die Strömung aufgrund der Wandreibung extrem verlangsamt.

Bild 4.47 und Bild 4.48 zeigen die Verteilungen der drei normierten Geschwindigkeitskomponenten in derselben Darstellung bei x/D= 4,0 und x/D= 6,0. Um die Unterschiede zwischen diesen beiden axialen Meßpositionen besser zu verdeutlichen, sind die Länge des Referenzvektors und die Grenzen der Farbbalken gleich gewählt worden. Im Vergleich zur vorangegangenen Meßposition hat die zentrale Rückströmzone an beiden Axialpositionen eine kleinere radiale Ausdehnung. Die maximale Rückströmgeschwindigkeit nimmt dabei von 19% bei x/D= 2,75 auf 15% bei x/D= 4,0 und 7% der gemittelten Axialgeschwindigkeit bei x/D= 6,0 ab. In Bild 4.47 existieren noch gut erkennbare Bereiche bei positiven Tangentialpositionen in der Nähe der Brennkammerecke mit erhöhten Axialgeschwindigkeiten, die an der letzten Meßposition deutlich abgenommen haben. Die Radialgeschwindigkeit ist sowohl bei x/D= 4,0 als auch bei x/D= 6,0 im Vergleich zu x/D= 2,75 nur geringfügig zurückgegangen. Die Position, an der der Vorzeichenwechsel der radialen Komponente stattfindet, hat sich mit zunehmender Axialposition weiter in Richtung z/D= 0 verschoben und fällt bei x/D= 6,0 mit der Symmetrieachse z/D= 0 zusammen. Der Bereich, in dem die Tangentialgeschwindigkeit ihre maximalen Werte erreicht, ist von x/D= 2,75 bis x/D= 4,0 angewachsen. Die Strömung hat an dieser Position über einen großen Winkelbereich eine konstante Tangentialgeschwindigkeit. Bei x/D= 6,0 ist sowohl dieser Bereich als auch die absolute Größe der Geschwindigkeit zurückgegangen.

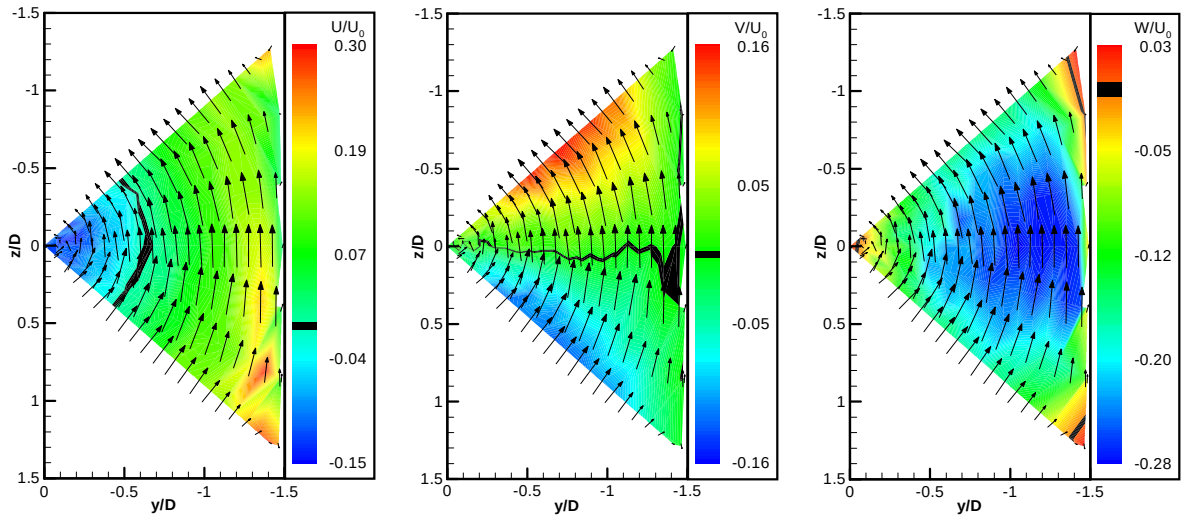


Bild 4.47: Kontur- und Vektordarstellung der drei normierten Geschwindigkeiten bei x/D=4.0

Bei der Betrachtung der Tangentialgeschwindigkeit in den Brennkammerecken fällt auf, daß bei beiden Axialpositionen Bereiche existieren, in denen die Geschwindigkeit das Vorzeichen wechselt und sich das Fluid entgegen der Drehrichtung der Strömung bewegt. Diese Zonen werden in Richtung des Brennkammerendes größer, und die Geschwindigkeit nimmt dabei zu. Die Auflösung in den Brennkammerecken ist nicht groß genug gewählt worden, um mit Sicherheit behaupten zu können, daß sich hier kleine gegenläufige Wirbel ausgebildet haben. Die wandnächsten Meßpunkte bei der größten positiven Tangentialposition zeigen jedoch, daß die Strömung in diesem Bereich stärker in Richtung Brennkammerwand strömt als an den weiter zur Brennkammermitte gelegenen Meßpunkten. Strömungsphysikalisch würde gegen die Ausbildung eines Eckwirbels nichts sprechen.

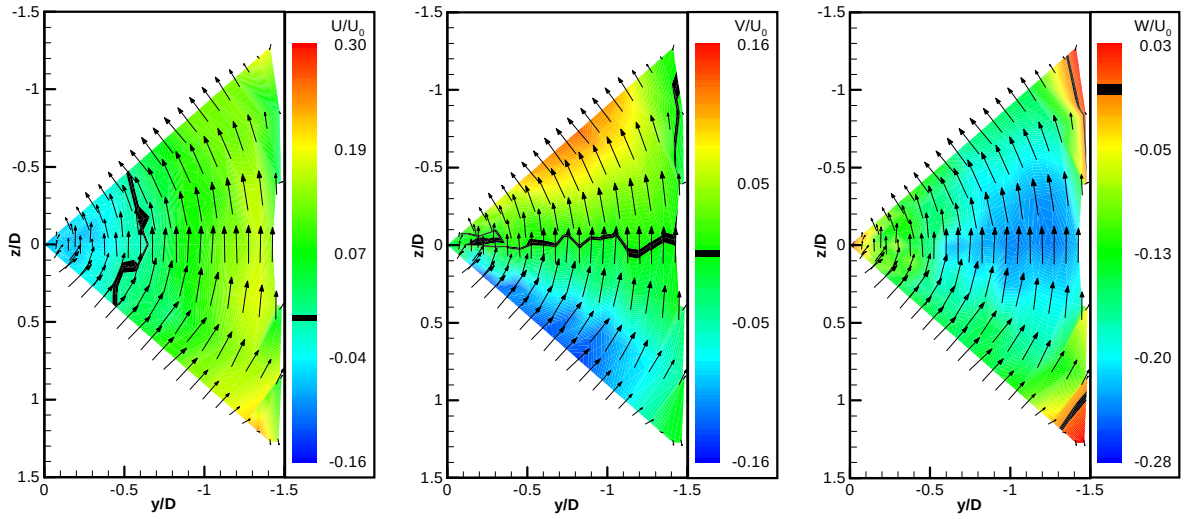


Bild 4.48: Kontur- und Vektordarstellung der drei normierten Geschwindigkeiten bei x/D=6.0

Die Ausmessung eines Viertels der Brennkammer hat ergeben, daß die Strömung im unteren Bereich der Brennkammer, in dem die strömungsphysikalisch relevanten Phänomene wie die zentrale Rückströmzone und die Eckrückströmwirbel liegen, nur zwischen der Symmetrieachse und der Düsenscherschicht rotationssymmetrisch sind. Im Außenbereich, also zwischen Düsenscherschicht und Brennkammerwand, ergeben sich aufgrund der quadratischen Grundfläche der Brennkammer erhebliche Abweichungen. Mit zunehmender Stromabposition nehmen diese Unterschiede ab, und es bildet sich bis auf die Gebiete in den Brennkammerecken eine Strömung aus, die als rotationssymmetrisch betrachtet werden kann und bei der die Geschwindigkeiten nur noch von der radialen Meßposition abhängen. Im mittleren bis oberen Bereich der Brennkammer hat es den Anschein, als ob sich in den Brennkammerecken kleine gegenläufige Wirbel ausbilden. Diese beeinflussen die weiter innen liegende Strömung jedoch nicht merklich.

5. Zusammenfassung und Ausblick

In der vorliegenden Arbeit wurde die drallbehaftete Strömung in einer Dralldüse und sich daran anschließender Brennkammer mit quadratischer Grundfläche mit Hilfe des modularen Laser-Doppler-Anemometers des DLR Göttingen ausgemessen. Mit dem modularen Aufbau des LDAs konnten sowohl die Axial- und Umfangsgeschwindigkeit in der Dralldüse als auch alle drei Komponenten in der Brennkammer gemessen werden. Des weiteren sind Zweipunktkorrelationsmessungen in der Düsenscherschicht an mehreren Positionen zur Bestimmung der integralen Längenskalen durchgeführt worden. Durch die Auslegung der Dralldüse und der Brennkammer war es möglich, das LDA in Vorwärtsstreuung zu betreiben, wodurch eine mittlere Datenrate von 8-10 kHz erreicht wurde.

Der Drallgenerator war so ausgelegt, daß eine genügend große Drallzahl S und Reynoldszahl Re erzielt werden konnten, welche die Ausbildung der zentralen toroidalen Rückströmzone und das Auftreten des präzessierenden Wirbelkerns sicherstellten. Es kamen zwei unterschiedliche Drallgeneratoren zum Einsatz. Dabei handelte es sich zum einen um einen Axial-plus-Tangentialgenerator und zum anderen um einen reinen Tangentialeintrittsgenerator, der durch Verschließen der axialen Luftzufuhr aus dem ersten Drallerzeuger hergestellt wurde.

Zuerst wurde ermittelt, welche Maßnahmen getroffen werden mußten, um in der Dralldüse und Brennkammer eine Strömung zu erzeugen, die von möglichst wenig Parametern abhängt und mit den Ergebnissen ähnlicher Experimente übereinstimmt. Da sich die Streuteilchen, die in die Strömung eingebracht wurden, an der Dralldüse absetzten und somit die Meßzeit deutlich verkürzten, wurden bei dem Axial-plus-Tangentialeintrittsgenerator vor dem Eintreten der axialen Luftzufuhr in die Dralldüse zwei Filter mit unterschiedlicher Siebwirkung und Strömungswiderstand angebracht, die das Verschmutzen der Düse verringern sollten. Dabei zeigte sich, daß sich in der Dralldüse je nach eingesetztem Filter zwei deutlich verschiedene Strömungszustände einstellten. Während die Geschwindigkeitsprofile bei dem Filter mit dem höheren Strömungswiderstand gut mit dem Modell übereinstimmten, traten bei dem anderen Filter enorme Abweichungen auf. Durch die größere Siebwirkung des weißen Filters wurde die Datenrate entsprechend verringert, so daß in einem zweiten Versuch die axiale Luftzufuhr entfernt und das Seeding mit der tangentialen Luftzufuhr in die Strömung eingebracht wurde. Der Vorratsbehälter, aus dem die Luft durch den Drallgenerator strömte, wurde mit dem blauen Filter ausgelegt, um die Verschmutzung der Dralldüse möglichst gering zu halten und trotzdem eine genügend hohe Datenrate zu erzielen. Die mit diesem reinen Tangentialgenerator gemessenen Geschwindigkeitsprofile stimmten mit den Ergebnissen des Axial-plus-Tangentialgenerators, bei denen der Filter mit dem höheren Strömungswiderstand eingesetzt wurde, und denen der Modelle sehr gut überein.

Eine anschließende Meßreihe diente dazu, den Einfluß der verschiedenen Brennkammerabdeckungen auf die Strömungsausbildung in der Brennkammer selbst zu ermitteln. Wie in der Dralldüse traten je nach Abdeckung sehr unterschiedliche Strömungsformen auf. Die Unterschiede waren hierbei bis zu einem Düsendurchmesser stromab des Düsenendes gering. Nach zwei bis drei Düsendurchmessern entwickelte sich jedoch bei den Abdeckungen mit einer zentralen Öffnung in der Mitte der Brennkammer ein Wirbelschlauch, der sich durch eine starke Festkörperrotation auszeichnete und einen Durchmesser von ca. 15 mm hatte. Bei dem kleinsten Verhältnis zwischen der Öffnung und der Brennkammerfläche (Konfiguration Loch40) wuchsen die Axial- und Umfangsgeschwindigkeit und die RMS-Werte mit zunehmender Axialposition an. Bei den beiden anderen Konfigurationen Deckel64/75 wuchsen die Umfangsgeschwindigkeit und der axiale RMS-Wert an, auf der Symmetrieachse ging die Axialgeschwindigkeit an der am weitesten stromab gelegenen Meßposition zurück, und es bildete sich bei Deckel75 sogar eine leichte Rückströmung aus. Die Turbulenzgrade wurden bei diesen beiden Konfigurationen stromab der zentralen toroidalen Rückströmzone kleiner. Es scheint, als ob der Wirbelschlauch unterhalb eines Öffnungsverhältnisses der Brennkammerabdeckung von 39% auftritt und unterhalb eines Öffnungsverhältnisses von 8.7% stromab verstärkt wird.

Bei den Abdeckungen, die die Öffnung an den Brennkammerwänden hatten (Stempel80 und Stempel100), trat dieser Wirbelschlauch nicht auf. Diese beiden Konfigurationen und die vollständig geöffnete Brennkammer lieferten eine genau definierte Brennkammerströmung. Bei der geöffneten Brennkammer gab es auf der Symmetrieachse einen Bereich, in dem Luft von außen in die Kammer strömte und die Randbedingungen veränderte. Es wurde schließlich die Kombination “reiner Tangentialgenerator und Stempel80” ausgewählt, an der eingehende Messungen sowohl in der Dralldüse als auch in der Brennkammer durchgeführt wurden.

In der Dralldüse wurden Profile an unterschiedlichen Axialpositionen gemessen, um den Einfluß der Lauflänge auf die axiale und tangentiale Geschwindigkeitskomponente zu ermitteln. Dabei ergaben sich merkliche Unterschiede nur in der unmittelbaren Nähe der Düsenwand aufgrund des Anwachsens der Düsenwandgrenzschicht. Auf der Symmetrieachse bildete sich eine Rückströmzone mit einem Durchmesser von 0,3·D aus, die eine maximale Rückströmgeschwindigkeit von 20% der über dem Düsenende gemittelten Axialgeschwindigkeit besaß. Die tangentiale Komponente deckte sich sehr gut mit dem von dem Modell berechneten Hamel-Oseen-Wirbel. Die aus den am Düsenende gemessenen Geschwindigkeitsprofilen bestimmte Drallzahl lag mit S= 0,92 über der kritischen Drallzahl von S_{krit}=0,6, so daß zum einen eine ausgeprägte zentrale Rückströmzone und zum anderen der präzessierende Wirbelkern in der Strömung anzutreffen waren. Die hohe Datenrate ließ es zu, die Messungen mit einer Aufnahme von 5000 Einzelereignissen pro Meßpunkt durchzuführen, ohne die Meßzeit übermäßig lang werden zu lassen. Das Strömungsfeld konnte somit besonders im unteren Teil

der Brennkammer, wo der strömungsphysikalisch interessante Bereich lag, sehr genau abgetastet werden. Es zeigte sich, daß die Mittelwerte der Geschwindigkeitskomponenten und deren Fluktuationen bereits nach zwei Düsendurchmessern auf unter 10% ihres Maximalwertes in der Nähe der Düsenöffnung gefallen sind. Die Düsenscherschicht und der präzessierende Wirbelkern weisen den für die Drallströmung typischen schnellen Zerfall auf.

Mittels Fouriertransformation, die auch von der hohen Datenrate profitierte, konnte die Ausdehnung des Wirbelkerns und der Anteil der von ihm verursachten periodischen Geschwindigkeitsfluktuationen am RMS-Wert der einzelnen Geschwindigkeitskomponenten bestimmt werden. Sein Anteil an den RMS-Werten betrug in der Nähe der Düsenöffnung bis zu 62%.

Mit Hilfe der Zweipunktkorrelationsmessungen wurde die Größe der in der Strömung auftretenden Turbulenzballen bestimmt. Der periodische Charakter der Strömung spiegelte sich in den Verläufen der Korrelationskoeffizienten wider, so daß als Integrationsgrenzen die Nulldurchgänge der Koeffizienten gewählt wurden. Die Längenskalen variierten zwischen $L_r = 0{,}057 \cdot D$ ($L_r = 2{,}3$ mm) und $L_t = 0{,}22 \cdot D$ ($L_t = 8{,}8$ mm). Als Mittelwert der Messungen in radialer und tangentialer Richtung erhielt man eine Ausdehnung der Turbulenzballen von $\overline{L} = 0{,}142 \cdot D$ oder 5,7 mm.

Zuletzt wurde der Einfluß der quadratischen Grundfläche auf die Rotationssymmetrie der Strömung untersucht. Im unteren Bereich der Brennkammer waren innerhalb der Düsenscherschicht keine Abweichungen festzustellen. Zwischen der Düsenscherschicht und den Brennkammerwänden traten Unterschiede in den Geschwindigkeitsverteilungen zwischen der x-z-Ebene und den weiter außen gelegenen Zonen auf. Diese verringerten sich jedoch mit zunehmender Axialposition. Stromab der Brennkammermitte schien es so, als ob sich in den Brennkammerecken Wirbel entwickelten, die eine umgekehrte Drehrichtung aufweisen. Aufgrund der geringen räumlichen Auflösung konnte dies nicht mit Sicherheit nachgewiesen werden.

Anhand dieser Messungen konnte ein vollständiger Datensatz geschaffen werden, mit deren Hilfe verschiedene Turbulenzmodelle auf ihre Gültigkeit überprüft werden können. Durch die hohe räumliche und zeitliche Auflösung ist es möglich, diese Modelle Schritt für Schritt den Ergebnissen anzupassen und somit ein gültiges Modell für diesen sehr einfachen Fall der drallbehafteten Brennkammerströmung zu finden.

Literaturverzeichnis

[1] Acrivlellis, M., Untersuchungen an turbulenten Drallströmungen hinter einem radialen Leitapparat, Dissertation TH Karlsruhe, 1973

[2] Beer, J.M., Chigier, N.H., Combustion Aerodynamics, Applied Science, London, 1972

[3] Buchhave, P., Biasing errors in individual particle measurements with lda-Counter signal processor. In: Proceedings of the LDA-Symposium Copenhagen 1975, pages 258-278, Copenhagen, 1975

[4] Busenthür, B., Gleichgewichtszustand drallbehafteter Strömungen in zylindrischen, geraden Rohren, VDI Fortschritt-Bericht, VDI-Verlag, Düsseldorf, Reihe 7, Strömungstechnik Nr. 137

[5] Chigier, N.A., Chervinsky, A., Trans. ASME Series, J. Appl. Mechanics, 34, 1967

[6] Echols, W.H., Young, J.A., Studies of portable air-operated aerosol generators. Technical Report 5929, U.S.Naval Research Laboratory, Washington, 1963

[7] Eckelmann, H., Einführung in die Strömungsmeßtechnik, Teubner-Verlag, Stuttgart, 1997

[8] Edwards, R.V., Report of the special panel on statistical particle bias problems in laser velocimetry. J. Fluids Engr., 109, 89-93, 1987

[9] Elsner, J.W., Drobniak, S., Turbulence structure in swirling jets (in:) Structure of Complex Turbulent Shear Flows, ed. Dumas, R., Fulachier, L., Springer Verlag, 1983, pp. 219-228

[10] Elsner, J.W., Kurzak, L., Self preserving development of a nonisothermal free swirling jets, J. Fluid Mech., vol. 199, pp. 237-255, 1989

[11] Gupta, A.K., Lilley, D.G., Swirl flows, Energy and engineering science series, Abacus Press, Tunbridge Wells, 1984

[12] Hinze, J. O., Turbulence, New York, 1959

[13] Hjemfeldt, A.T., Mockros, L.F., Motion of discrete particles in a turbulent fluid. Appl. Sci. Res., 16,149,1966

[14] Hösel, W., Rodi, W., New biasing elimination method for laser-doppler velocimeter counter processing. Rev. Sci. Instrum. 58, 910-919, 1977

[15] Hogg, S., Leschziner, M.A., Second-moment-closure calculation of strongly swirling confined flow with large density gradients, Int. J. Heat and Fluid Flow, Vol. 10, no. 1, March 1989

[16] Kilik, E., Better swirl generation by using curved vane swirlers, AIAA, Washington DC, 1985

[17] Kleinhans, R., Laserinduzierte Fluoreszenz-Messungen an einer drallbehafteten Strömung, Diplomarbeit, Göttingen, 1997

[18] Lehmann, B., Mehrkomponenten-Laser-Doppler-Messungen im Strömungsfeld hinter einer drallerzeugenden Zweistrom-Gasfilmdüse ohne und mit Verbrennung, Gala-Fachtagung, Lasermethoden in der Strömungsmeßtechnik, Essen, 1998

[19] Lilley, D.G., Rhode, D.L., A Computer Code for Swirling Turbulent Axisymmetric Recirculating Flows in Practical Isothermal Combustor Geometries. NASA CR-2442, February, 1982

[20] McLauglin, D.K., Tiedermann, W.G., Biasing correction for individual realization of laser anemometer measurements in turbulent flows, Physics of Fluid, 16, 2082-2088, 1973

[21] Meldau, E., Drallströmungen im Drehhohlraum, Dissertation, TH Hannover, 1935

[22] Rotta, J. C., Turbulente Strömungen, B. G. Teubner, Stuttgart, 1972

[23] Ruck, B., Laser-Doppler-Anemometrie. Eine berührungslose optische Strömungsgeschwindigkeitsmeßtechnik. AT Fachverlag, Stuttgart, 1987

[24] Tchen, C.M., Mean value and correlation problems connected with the motion of small particles suspended in a turbulent fluid, Doktorarbeit, TU Delft, 1947

[25] Teplitzky, L., Zur Berechnung von Wirbelhalbmessern in rotationssymmetrischen Drallströmungen, Forsch. Ing. Wes., 36, (1970) Nr. 3, pp. 74-78

[26] Thomas, P., Experimentelle und theoretische Untersuchungen zum Folgeverhalten von Teilchen unter dem Einfluß großer Geschwindigkeitsgradienten in kompressibler Strömung, DLR-FB 91-25, DLR Institut für experimentelle Strömungsmechanik, Göttingen, 1991

[27] Vasilescu, D., Ein Beitrag zur Drallströmung im Rohr hinter dem unstetigen Übergang von einem Ringquerschnitt in einen Kreisquerschnitt, Dissertation, TH Karlsruhe, 1977

[28] Weiland, M., Strömungsfelduntersuchungen in einem runden Freistrahl mittels 3D-Laser-Doppler-Anemometrie, DLR-FB 97-39, DLR Intitut für Strömungsmechanik, Göttingen, 1997

Danksagung

Die vorliegende Arbeit wurde am Institut für Strömungsmechanik des Deutschen Zentrums für Luft- und Raumfahrt in Göttingen angefertigt. Beim Institutsleiter Herrn Prof. Dr. G. E. A. Meier möchte ich mich für die Bereitstellung des Arbeitsplatzes bedanken. Herrn Dr. K.-A. Bütefisch, in dessen Abteilung "Meßverfahren und Strömungsanalyse" diese Arbeit angefertigt wurde, danke ich für seine Unterstützung und fachlichen Diskussionen.

Herrn Prof. Dr. H. Eckelmann sei für die Übernahme des Referats und die fachliche Betreuung der Arbeit gedankt. Herrn Prof. Dr. D. Ronneberger danke ich für die Bereitschaft, das Korreferat zu übernehmen.

Für die Unterstützung beim Aufbau des LDAs und die Einweisung in die Meßapparatur möchte ich mich bei K.-H. Sauerland, D. Otter und Dr. M. Weiland bedanken. Den Mitarbeitern der technischen Betriebe danke ich für die schnelle Herstellung des Meßobjektes. Für die Bereitstellung des PIV-Systems, die Einführung in die Meßmethode und die Hilfe bei der Auswertung der Daten möchte ich Herrn Dr. J. Kompenhans, Herrn Dr. M. Raffel, Herrn Andreas Schröder und Herrn Christian Kähler danken. Für die fachlichen Diskussionen sei Dr. T.J. Möller, Dr. R. Kessler, Dr H.-P. Kreplin, H. Vollmers, S. Horender und G. van Bebber gedankt. Des weiteren möchte ich Herrn Dr. T. J. Möller ganz besonders für die Unterstützung bei abteilungsinternen Angelegenheiten danken.

Meinen Eltern und meinem Bruder möchte ich für ihre Unterstützung während der Promotion danken. Bei meiner Freundin Stefanie möchte ich mich ganz herzlich für ihren Rückhalt während der Anfertigung der Arbeit bedanken.

Lebenslauf

Ich wurde am 5. Oktober 1970 als zweiter Sohn von Magdalene Wiedemann geb. Griese und Johannes Josef Wiedemann in Soest geboren. Von 1977 bis 1981 besuchte ich die Grundschule in Möhnesee Völlinghausen und wechselte 1981 auf das Archigymnasium Soest, an dem ich 1990 die Hochschulreife erlangte. Anschließend absolvierte ich den Grundwehrdienst.

Im Oktober 1991 begann ich das Studium der Physik an der Universität-Gesamthochschule Paderborn, von der ich im Oktober 1993 zur Georg-August-Universität Göttingen wechselte. Meine Diplomarbeit zum Thema “Ermittlung des Einflusses von Absaugung im Nasenbereich eines schiebenden Flügels auf die Stabilität der dreidimensionalen Grenzschichtströmung” fertigte ich an der Deutschen Forschungsanstalt für Luft- und Raumfahrt in Göttingen an. Die Diplomhauptprüfung habe ich im Februar 1997 abgelegt.

Die vorliegende Doktorarbeit, die bei Herrn Dr. K.-A. Bütefisch in der Abteilung “Meßverfahren und Strömungsanalyse” am Institut für Strömungsmechanik des Deutschen Zentrums für Luft- und Raumfahrt in Göttingen angefertigt wurde, habe ich im April 1997 begonnen.