



Forschungszentrum Karlsruhe
in der Helmholtz-Gemeinschaft

Wissenschaftliche Berichte
FZKA 7266

Zeitaufgelöste Messung der zweidimensionalen Geschwindigkeitsverteilung in einem instationären Gasfreistrah

K. Rüther, G. Fast, D. Kuhn
Institut für Kern- und Energietechnik

Dezember 2006

Forschungszentrum Karlsruhe

in der Helmholtz-Gemeinschaft

Wissenschaftliche Berichte

FZKA 7266

Zeitaufgelöste Messung der zweidimensionalen
Geschwindigkeitsverteilung in einem instationären
Gasfreistrah

K. Rüther, G. Fast, D. Kuhn

Institut für Kern- und Energietechnik

Forschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

2006

Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor

Forschungszentrum Karlsruhe GmbH
Postfach 3640, 76021 Karlsruhe

Mitglied der Hermann von Helmholtz-Gemeinschaft
Deutscher Forschungszentren (HGF)

ISSN 0947-8620

urn:nbn:de:0005-072661

Zusammenfassung

Experimentelle Untersuchungen von instationären, turbulenten Freistrahlen in Abhängigkeit von Druck, Temperatur und Strömungsfeld sollen dazu beitragen, die Vorgänge bei der Selbstzündung von Kohlenwasserstoffen in Brennstoff-Freistrahlen besser verstehen zu können. Dimethylether bildet als Modellbrennstoff das Zündverhalten realer Kraftstoffe ab. Ziel ist die Entwicklung von Modellen, die eine Beschreibung der Mischung und Zündung in turbulenten Strömungsfeldern erlauben. Um solche Verbrennungsmodelle validieren zu können, werden Messungen der Geschwindigkeitsverteilungen durchgeführt. Mittels Particle Image Velocimetry (PIV) wird die zeitliche und räumliche Entwicklung dieser Geschwindigkeitsverteilung innerhalb eines instationären Gasfreistrahls erfasst. Als Injektionsgase werden hauptsächlich Stickstoff, aber auch Dimethylether eingesetzt. Die Versuche mit Stickstoff als Injektionsgas werden bei 70 bar Eindüsdruck und 40 bar Kammerdruck durchgeführt. Die Messungen liefern Erkenntnisse über das Geschwindigkeitsfeld, die Ausbreitungsrate sowie die Selbstähnlichkeit in den radialen Profilen der Axialgeschwindigkeiten des stationären Endzustands und der instationären Strahlausbreitung.

Die so gewonnenen Geschwindigkeitsverteilungen in Form von Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen (PDF) über das gesamte Geschwindigkeitsfeld stellt die Datenbasis für die numerischen Berechnungen sowie der Modellierung dar. Die Grenzen der Messtechnik beim Einsatz von Dimethylethermessungen in einer heißen Umgebung werden diskutiert.

Die Arbeiten wurden durch die Deutsche Forschungsgemeinschaft im Rahmen des SFB 606 „Instationäre Verbrennung, Transportphänomene, Chemische Reaktionen, Technische Systeme“ gefördert.

Abstract

Time-resolved measurement of the two-dimensional velocity distribution of an instantaneous gaseous free jet

Experimental analysis of transient, turbulent free jets (subject to pressure, temperature and flow field) contributes to the numerical modelling of the hydrocarbon auto-ignition in internal combustion engines. Dimethylether (DME) is used as a model fuel to represent the ignition behaviour of commercial fuels. The specification of the velocity distribution in the turbulent flow field is needed with respect to the spatial and temporal evolution of the free jet. With particle image velocimetry (PIV) the two-dimensional formation of the velocity distribution is detected at different timesteps within a transient gaseous free jet. For the injection nitrogen and Dimethylether is chosen. The experiments with nitrogen as injection gas are carried out at 70 bars injection pressure and 40 bars chamber pressure. The velocity field, the spreading rate as well as the self-similarity of radial profiles in axial direction are obtained in the final steady state as well as the transient evolution of the jet.

The velocity distributions of both components were obtained as probability density functions (PDF's) for the complete velocity field. These results represent a database for simulations and validation of PDF modelling in ignition. Limitations of the measurement technique by the use of DME in a hot environment are discussed.

This work was granted by the Deutsche Forschungsgemeinschaft within the frame of the SFB 606 „Instationary combustion, transport phenomena, chemical reactions, technical systems”.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Grundlagen	3
3	Freistrahtheorie	3
4	Particle-Image-Velocimetry (PIV)	8
4.1	Einleitung	8
4.2	Prinzip und Aufbau eines 2D-PIV-Systems	8
5	Versuchsaufbau	13
5.1	TROJA-Anlage	13
5.1.1	Dosierung - Bosch Injektionsventil	15
5.1.2	Partikelgeneration - CDI-Injektor	15
5.2	Messsystem	18
5.2.1	Laser	18
5.2.2	Kamera	19
5.2.3	Adaption der Messtechnik an die Messtrecke	20
5.3	Synchronisation, Triggerung	23
6	Durchführung der Experimente	25
6.1	Vorüberlegungen zur Aufnahme und Auswertung	25
6.1.1	Skalierung	25
6.1.2	Bestimmung des Pulsabstandes und der Größe des Integrationsfensters	25
6.1.3	Konvergenzstudie	27
6.2	Fehlerbetrachtung	29
6.3	Betriebspunkte und Messmatrix	29
6.4	Versuchsablauf	31
6.4.1	Versuchsvorbereitung	31
6.4.2	Versuchsdurchführung	31
7	Versuchsauswertung	33
7.1	Erstellen von Vektorbildern	33

7.2	Erstellen von PDFs	34
8	Ergebnisse und Diskussion	35
8.1	Ergebnisse aus den Stickstoffversuchen	35
8.1.1	Einzelbildauswertung	35
8.1.2	Partikelverteilung und Validierung	37
8.1.3	Auflösung des Strahlrandes	39
8.1.4	Instationäre Entwicklung der mittleren Geschwindigkeiten	41
8.1.5	Axialer Geschwindigkeitsverlauf	49
8.1.6	Überprüfung der Selbstähnlichkeit	51
8.1.7	Turbulenzgrad und Turbulenzintensität	54
8.2	Ergebnisse aus der PDF-Erzeugung	57
8.3	Ergebnisse aus den DME-Versuchen	60
9	Zusammenfassung	61
10	Ausblick	61
11	Anhang	65
11.1	Vorgehensweise bei der Erstellung der Diplomarbeit	65

Verwendete Abkürzungen und Formelzeichen

Abkürzungen

Avg	Average, Mittelwert
CCD	Charge Coupled Device
CDI	Common Rail Direct Injection
DME	Dimethylether
IKET	Institut für Kern- und Energietechnik
IW	Interrogation Window
LDA	Laser-Doppler-Anemometrie
LIF	Laserinduzierte Fluoreszenz
px	Pixel
PIV	Particle-Image-Velocimetry
PDF	Probability Density Function, Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion
RMS	Root Mean Square, Standardabweichung
TROJA	Transient Open Jet for Auto-Ignition

Formelzeichen

d	Düsenrohrdurchmesser	mm
d_{IW}	Größe des interrogation windows	px
d_p	Partikeldurchmesser	μm
ds	Partikelversatz	μm
dt	Pulsabstand	μs
I	Intensität	count
l	Rohrlänge	m
Re	Reynoldszahl	-
S	Ausbreitungsrate	-
t	Zeit	s
u_p	Partikelgeschwindigkeit	m/s
v_0	Fluidgeschwindigkeit	m/s
\bar{u}, \bar{v}	Geschwindigkeitskomponenten des Mittelwerts	m/s

u', v'	Geschwindigkeitskomponenten der Standardabweichung	m/s
\bar{u}_a	mittlere Achsgeschwindigkeit	m/s
Q	Qualitäts-Faktor	-
T_u, T_v	Turbulenzgrad von u bzw. v	-
Tu_u, Tu_v	Turbulenzintensität von u bzw. v	-
$y_{0.5}$	Halbwertsradius	mm
ρ_f	Fluiddichte	kg/m^3
ρ_p	Partikeldichte	kg/m^3
η_f	dynamische Viskosität des Fluids	$Pa \cdot s$
η_p	dynamische Viskosität der Partikel	$Pa \cdot s$
ν_f	kinematische Viskosität = η_f / ρ_f	m^2/s
τ_s	Relaxationszeit	s

Tabellenverzeichnis

1	<i>Kameradaten [12]</i>	19
2	<i>Messmatrix N_2</i>	29
3	<i>Zündfenster von DME</i>	30
4	<i>Einstellungen am PIV-Rechner</i>	31
5	<i>Positionen für Histogrammerstellung</i>	57

Abbildungsverzeichnis

1	<i>Turbulenter Freistrahel mit Strahlgrenze und radialen Geschwindigkeitsprofilen, sowie der Verlauf der Achsengeschwindigkeit u [2]. Der Index 0 bezeichnet den Strahlanfang ($x = 0$) und m den Achsenwert ($y = 0$).</i>	5
2	<i>Ausbreitungsmodell eines instationären Freistrahls [3]</i>	7
3	<i>Berechnung von PIV-Aufnahmen über die Kreuzkorrelation</i>	10
4	<i>Korrelationspeaks</i>	10
5	<i>Schema des PIV-Systems und der Auswertung [13]</i>	11
6	<i>Konstruktionszeichnung des Druckbehälters [8](links); Bild des Behälters ohne Isolierung (rechts)</i>	13
7	<i>Anlagenschema [9]</i>	14
8	<i>linearer Zusammenhang zwischen Signalzeit am Injektor und eingedüstem Gasvolumen [9]</i>	15
9	<i>Schema der Düse und des Düsenrohres</i>	16
10	<i>Timing-Diagramm der Kamera und ihrer Abhängigkeit zum Lasersignal. Die zeitlichen Abstände für die einzelnen Aktionen sind rot markiert</i>	20
11	<i>Schema der Lichtschnittoptik und der Abstände innerhalb des Aufbaus</i>	21
12	<i>Diagramm zur Bestimmung der Lichtschnittbreite</i>	21
13	<i>Aufbau eines 2D-PIV Systems [13]</i>	22
14	<i>Versuchsaufbau</i>	23
15	<i>Qualitative Darstellung des Timing-Diagramms</i>	24
16	<i>Mittels LDA ermittelte Höchstgeschwindigkeiten von Stickstoff am Düsenaustritt [14]</i>	26
17	<i>Konvergenzstudie anhand des stationären Strahls</i>	28
18	<i>Druck-Enthalpie-Diagramm von DME</i>	30
19	<i>Vorgehensweise innerhalb eines Versuches</i>	32
20	<i>links: der Strahl bei t, rechts: der Strahl bei $t+dt$ aus einem Doppelbild</i>	35
21	<i>Vektorbild des Strahls bei $dt = 9 \mu s$ nach dem Postprocessing</i>	36
22	<i>Vektorbild des Strahls durch Mittelwertbildung über 2000 Aufnahmen</i>	36
23	<i>Mittlere Streulichtintensität der Partikel</i>	37
24	<i>Partikelverteilung in radialer Richtung</i>	38

25	Mittelwertabbildungen bei $dt=9\mu s$ und $dt=60\mu s$ bei einem Zeitschritt von $5 ms$	39
26	Geschwindigkeitsverlauf auf der Strahlachse in axialer Richtung für $dt = 9\mu s$ und $dt = 60\mu s$ bei einem Zeitschritt von $5 ms$. u ist die Geschwindigkeitskomponente in x -Richtung	40
27	Geschwindigkeitsverlauf bei $x/d = 2$ in radialer Richtung für $dt = 9\mu s$ und $dt = 60\mu s$ bei einem Zeitschritt von $5 ms$. u ist die Geschwindigkeitskomponente in x -Richtung. Die reale Strahlachse wird durch die gestrichelte Linie gekennzeichnet.	41
28	Zeitliche Entwicklung des Stickstofffreistrahls bei verschiedenen Zeitschritten und Bestimmung der Eindringtiefe	44
29	Zeitliche Entwicklung der qualitativen Konzentrationsverteilungen des Stickstofffreistrahls [16]	45
30	Diagramme zur zeitlichen Entwicklung des Stickstofffreistrahls in axialer (links) und radialer (rechts) Richtung für die Geschwindigkeitskomponente u . Die reale Strahlachse wird durch die gestrichelte Linie (rechts) gekennzeichnet.	46
31	Diagramme zur zeitlichen Entwicklung des Stickstofffreistrahls radialer Richtung für die mittleren Geschwindigkeitskomponenten u und v . Die reale Strahlachse wird durch die gestrichelte Linie gekennzeichnet.	47
32	Diagramm zur zeitlichen Entwicklung des Stickstofffreistrahls am Düsenaustritt [17]	48
33	Axialer Geschwindigkeitsverlauf des stationären und des instationären Strahl	49
34	Hyperbolischer Geschwindigkeitsverlauf vom stationären und instationären Strahls	50
35	Ähnlichkeit der Radialprofile der mittleren Geschwindigkeit des Freistrahls .	52
36	Bestimmung der Ausbreitungsrate des Gasstrahls im stationären Zustand .	53
37	Turbulenzgrad und Turbulenzintensität auf der Strahlachse	55
38	Turbulenzgrad und Turbulenzintensität bei $x/d=5$	56
39	Histogramme der Geschwindigkeit u und v an den Positionen B bis $B2$. .	58
40	Histogramme der Geschwindigkeit u und v an den Positionen C bis D . . .	59

1 Einleitung

Am Institut für Kern- und Energietechnik des Forschungszentrums Karlsruhe wird im Rahmen des Teilprojektes A3 des Sonderforschungsbereiches 606 „Instationäre Verbrennung“ die Selbstzündung von Kohlenwasserstoffen in turbulenten Brennstoff-Freistrahlen untersucht. Ziel ist die Entwicklung von Modellen, die eine Beschreibung der Mischung und Zündung in turbulenten Strömungsfeldern erlauben. Diese Modelle sollen längerfristig in die Auslegung von Verbrennungsmotoren einfließen, um eine effizientere Verbrennung und Reduktion von Schadstoffen ermöglichen zu können.

Um die komplexen Vorgänge z.B. bei der dieselmotorischen Verbrennung besser verstehen zu können, werden experimentelle Untersuchungen von instationären, turbulenten Freistrahlen in Abhängigkeit von Druck, Temperatur und Strömungsfeld, zusammen mit numerischen Modellrechnungen durchgeführt. Besonders wichtig dabei ist die Vermischung von Brennstoff und Oxidationsmittel bei der Zündung in einem turbulenten Strömungsfeld unter motorischen Bedingungen. Die gesonderten Zerstäubungs- und Verdampfungsprozesse wie sie in realen Motoren vorkommen, sollen im Folgeschritt untersucht werden. Aus diesem Grund wurde am Institut eine Druckbrennkammer für die Grundlagenversuche der Selbstzündung in instationären gasförmigen Brennstoffstrahlen konzipiert und in Betrieb genommen.

Um solche Verbrennungsmodelle validieren zu können, schaffen Messungen der Geschwindigkeitsverteilungen und Konzentrationsverteilungen die erforderliche Datenbasis. Hierfür werden Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen zur Beschreibung des Freistrahls ermittelt. Diese werden zur Validierung der numerischen Berechnungen des Strömungsfeldes benötigt, die an der Universität Karlsruhe durchgeführt werden.

Aufgabenstellung

Für die Erstellung einer Datenbasis für die Modellsimulation sollen Daten anhand eines runden, nicht vorgemischten, turbulenten Gasfreistrahls aus Stickstoff sowie Dimethylether gesammelt werden. Die Aufgabe besteht darin, mittels Particle Image Velocimetry das turbulente Strömungsfeld eines instationären Freistrahls zu verschiedenen Zeitschritten und unter verschiedenen Druckdifferenzen zu vermessen. Es sollen zweidimensionale und zeitabhängige Geschwindigkeitsverteilungen innerhalb des Gasfreistrahls ermittelt werden. Dazu soll das Messsystem, bestehend aus einem Nd:YAG-Laser, einer hochauflösenden Kamera und einem Messrechner, an die Versuchsanlage TROJA, eine Hochdruckbrennkammer adaptiert werden. Es soll sowohl der Aufbau als auch die Inbetriebnahme des Messsystems erfolgen. Als Injektionsgas soll Stickstoff, aufgrund der Vergleichsmöglichkeit zu vorangegangenen Laser-Messungen und Ergebnissen, untersucht werden. Speziell soll damit der Zusammenhang zwischen Konzentrationsverteilung und Geschwindigkeitsverteilung in der zeitlichen Entwicklung des instationären Freistrahls ermittelt werden. Dimethylether bildet als zündwilliger Modellbrennstoff das Zweistufen-Zündmodell realer Kraftstoffe ab. Speziell sollen hier die Geschwindigkeitsverteilungen bei den vorher ermittelten Zeitschritten, unter denen Selbstzündung stattfindet, laseroptisch erfasst werden. Näheres zu Dimethylether (DME) findet sich im Sicherheitsdatenblatt (s.Anhang) oder bei der International DME Association [1]. Die Rohdaten sollen ausgewertet und die zeitlich gemittelten Daten und Schwankungsgrößen dargestellt werden. Als letzter Schritt soll die Erzeugung von Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen (englisch: Probability Density Function, PDF) zur Beschreibung des Freistrahls erfolgen. Die gewonnenen Ergebnisse sollen anschließend dokumentiert und diskutiert werden.

2 Grundlagen

Es gilt ein zweidimensionales Feld zu untersuchen. Die vorliegenden Daten sind Geschwindigkeitsvektoren. Es liegt sowohl die absolute Geschwindigkeit \vec{V} , als auch die darüber erhaltenen Geschwindigkeitsvektoren in x- und y-Richtung vor. Die Geschwindigkeitskomponente in x-Richtung wird als u , die in y-Richtung als v festgelegt. Allgemein gilt:

$$\vec{V} = \begin{pmatrix} u \\ v \end{pmatrix}$$

Weiterhin gilt für die momentane Geschwindigkeit:

$$u = \bar{u} + u'$$

mit \bar{u} als Mittelwert (Average) und u' als Standardabweichung (RMS). Diese Beziehung gilt ebenso für die Geschwindigkeitskomponente v . Die x-Koordinate verläuft parallel zum Düsenrohr, ist also Axialkoordinate und y somit Radialkoordinate, die parallel zum Radius des Düsenrohrs verläuft. Um die ermittelten Daten und Kurven mit der Literatur vergleichen zu können, werden die Koordinaten auf den Düsenrohrdurchmesser d bezogen. Aufgrund der Lage des Koordinatenkreuzes, das in den nachfolgenden Kapiteln so erhalten bleibt, ist die Komponente u die Geschwindigkeit in Hauptströmungsrichtung und v die Geschwindigkeit quer zur Strömung.

3 Freistrahtheorie

Ein Freistrah ist ein Strom eines Fluids, der aus einer Öffnung in eine Umgebung austritt, in der er sich unbeeinflusst von Wänden oder von anderen Strömen ausbreitet. Das ausströmende Fluid und das Fluid der Umgebung haben unterschiedliche Geschwindigkeiten. Zwischen ihnen entsteht eine Scherschicht, in der sich ein Freistrah entwickelt. Das umgebende Fluid wird angesaugt und mitgerissen. Demzufolge nimmt der Volumenstrom des Strahls in Strömungsrichtung ständig zu. Aus der Impulserhaltung folgt eine Abbremsung des Strahls bis zu einer gewissen Eindringtiefe. Große Geschwindigkeitsgradienten führen zu ausgeprägten Scherflächen, die sich wiederum zu Wirbeln aufrollen.

Es werden zwei Arten von Strahlen unterschieden: laminare und turbulente, letztere sind für industrielle Anlagen besonders relevant. Diese turbulente Strömung ist einerseits wünschenswert, aufgrund des verstärkten Stoff- und Impulsaustausches, da durch sie eine

intensivere Durchmischung stattfindet, andererseits erschwert sie die numerische Berechnung eines Systems. Zur Klärung welche Art von Strömung vorliegt, wird die dimensionslose Reynoldszahl als Maß zur Bestimmung herangezogen. Die Reynoldszahl berechnet sich dabei aus der Trägheitskraft $d \cdot v^2$ und der viskosen Kraft $\nu_f \cdot v$, wobei ν_f die kinematische Viskosität, v_0 der Fluidgeschwindigkeit, d der Düsenrohrinnendurchmesser und der Fluidichte ρ_f sowie der dynamischen Viskosität des Fluids η_f .

$$Re = \frac{d \cdot v_0^2}{\nu_f \cdot v_0} = \frac{v_0 \cdot d \cdot \rho_f}{\eta_f} \quad (1)$$

Ab einer bestimmten Grenze bildet sich eine turbulente Strömungsform aus, die auf Instabilitäten der im Fluid wirkenden Kräfte zurückzuführen ist. Der Übergang zur turbulenten Strömung ist gekennzeichnet durch die Zunahme der Trägheitskräfte gegenüber den viskosen Kräften. Die Grenze wird in Rohrströmungen bei $Re > 2300$ beobachtet. Es wird angenommen, dass nach dem Austritt aus dem Düsenrohr in den unbegrenzten Raum ebenfalls ein turbulentes Strömungsfeld vorliegt. Das Geschwindigkeitsfeld eines turbulenten Freistrahls, der aus einer Düse austritt, lässt sich nach Günther [2] in drei Bereiche einteilen (siehe Abb. 1). Die Einteilung erfolgt unter der Voraussetzung, dass die Düsengrenzschicht unendlich dünn und somit ein Rechteckprofil am Austritt vorhanden ist. Es werden Kern-, Übergangs- und Ähnlichkeitsbereich unterschieden:

1. *Kernbereich* ($x/d_0 < 4 - 6$): Es bildet sich ein enger werdender Kern auf der Strahlachse, in dem die Strömung den Zustand beibehält der in der Düsenmündung herrscht, insbesondere die Strömungsgeschwindigkeit.
2. *Übergangsbereich* ($6 < x/d_0 < 10$): Es bilden sich die im Kernbereich entstandenen Profile der Geschwindigkeit, Temperatur und Konzentration in die Form um, die im Ähnlichkeitsbereich herrscht.
3. *Ähnlichkeitsbereich* ($x/d_0 > 10$): Die Verteilungen von Geschwindigkeit, Konzentration und Temperatur lassen sich in allen Querschnittsebenen senkrecht zur Hauptströmungsrichtung jeweils durch die gleiche Funktion beschreiben, d.h. die Profile sind sich selbst ähnlich.

Eine instationäre Strömung liegt vor, wenn die mittleren Geschwindigkeiten von der Zeit abhängig sind, im Gegensatz zu einer stationären Strömung, bei der Volumenstrom und Strömungsgeschwindigkeit zu jedem Zeitpunkt konstant bleiben. Arbeiten zu diesem

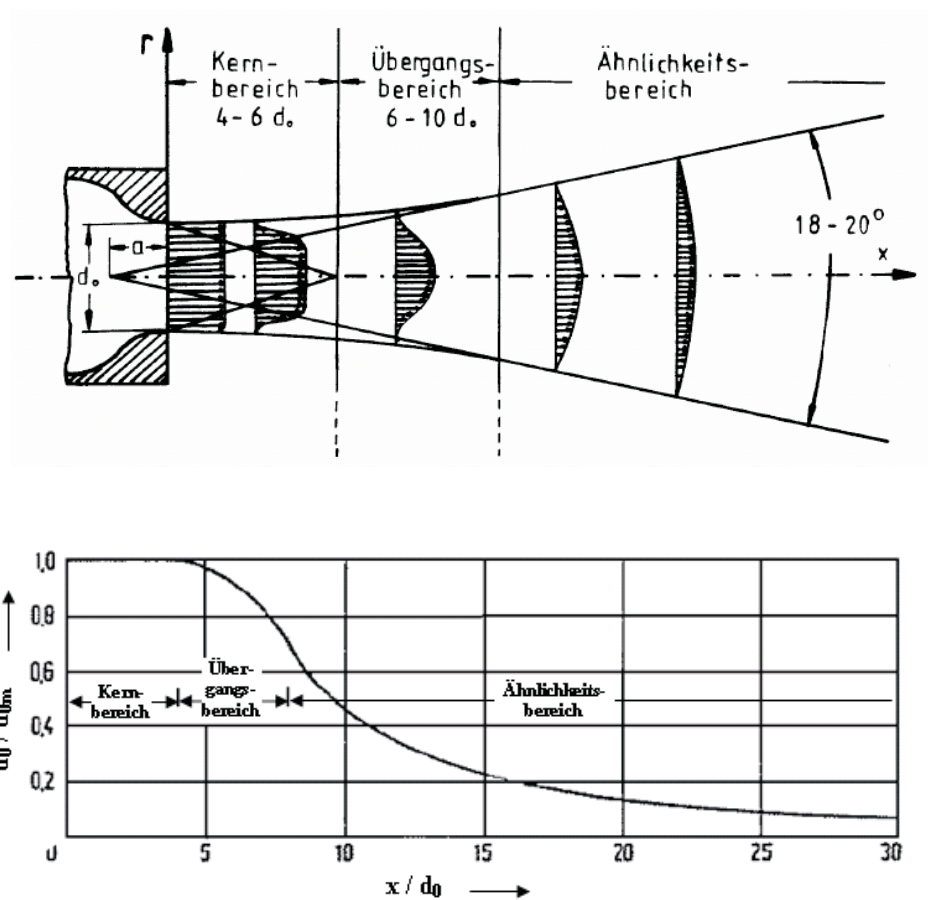


Abbildung 1: *Turbulenter Freistrahler mit Strahlgrenze und radialen Geschwindigkeitsprofilen, sowie der Verlauf der Achsengeschwindigkeit u [2]. Der Index 0 bezeichnet den Strahlanfang ($x = 0$) und m den Achsenwert ($y = 0$).*

Thema wurden von Hyun [3] durchgeführt. Demnach hat der Prozess der Gemischbildung zwischen Brennstoff und Umgebung, so wie der Verlauf von Temperatur, Konzentration und Druck einen großen Einfluss auf die nachfolgende Zündung. Eine große Auswirkung auf die Gemischbildung zwischen dem Strahl und seiner Umgebung haben die induzierten Strahlwirbel. Der Mechanismus der Wirbelentstehung und des Wirbelwachstums, sowie der zusammenhängenden Struktur der Wirbel mit der mitgerissenen Umgebung wurde von Hyun [3] untersucht. Seine Erkenntnisse beziehen sich dabei auf den Gemischbildungsprozess in einem instationären Freistrahler aus Acetylgas (siehe Abb. 2). Der Freistrahler wird nach Hyun [3] in vier Regionen eingeteilt:

1. *Kernbereich - Potential core region:*

Dieser Bereich bildet sich direkt am Düsenaustritt aus, hält das Strömungspotenzial und ist sehr stabil. Dennoch entstehen kleinskalige Wirbel an der Grenze des Strahls, aufgrund der Geschwindigkeitsdifferenz zwischen Freistrahler und Umgebung (s. Abb. 2 Detail C).

2. *Hauptstrahl - Main jet region:*

Nah an der Strahlachse liegt der schnelle Injektionsgasstrom vor. Während kleine Geschwindigkeitsfluktuationen, die auf Druckschwankungen innerhalb der Düse, der Turbulenz und des Reibungswiderstandes zurückzuführen sind, anwachsen, schreitet der Strahl weiterhin voran. Die Turbulenz wird durch die anfängliche Instabilität zur Zeit der Injektion erzeugt. Nach der Injektion entsteht ein Reibungswiderstand zwischen den Substanzgrenzen. Danach wird die langsame Strömung von der nachfolgenden schnelleren Strömung geschoben und die *main jet region* entwickelt sich in radialer Richtung. Das maximale Wachstum in diese Richtung ist abhängig von der maximalen axialen Geschwindigkeit. Stromabwärts dünnt dieser Bereich allmählich aus.

3. *Verdünnungszone - Dilution region:*

In diesem Bereich des sich ausbreitenden Gemisches herrschen die niedrigsten Geschwindigkeiten, die auf den zunehmenden Reibungswiderstand an den Strahlgrenzen zurückzuführen sind. Nachfolgende Substanz, die nahe der Strahlachse eine höhere Geschwindigkeit besitzt, schiebt das langsamere Gemisch in radialer Richtung beiseite. Ist der Strahl so weit fortgeschritten, dass er die *mixing region* erreicht, erfolgt die turbulente Vermischung. Aufgrund des hohen Druckwiderstandes am Ende des Strahls, nimmt die Geschwindigkeit ab. Daraus folgt wiederum, dass die Geschwindigkeitsdifferenz kleiner und somit das Wirbelwachstum eingeschränkt wird. Das Freistrahlernde zeigt nun eine gedrückte Form und eine sehr komplexe Struktur.

4. *Vermischungszone - Mixing flow region:*

Dieser Bereich entsteht an der Grenze der *main jet region* durch das sich in radialer Richtung ausbreitende Gemisch aus der *dilution region* (s. Abb. 2 Detail B). Das Gemisch, welches seinen Impuls verloren hat und welches von der Strahlspitze zurückgeblieben ist, befindet sich in wechselnder Bewegung relativ zur Wirbelbewegung. Aufgrund des Reibungswiderstandes zwischen Strahl und Umgebung sind

großskalige Wirbel in diesem Bereich vorhanden, die Umgebungssubstanz mitreißen und zur turbulenten Gemischbildung beitragen (s. Abb. 2 Detail A).

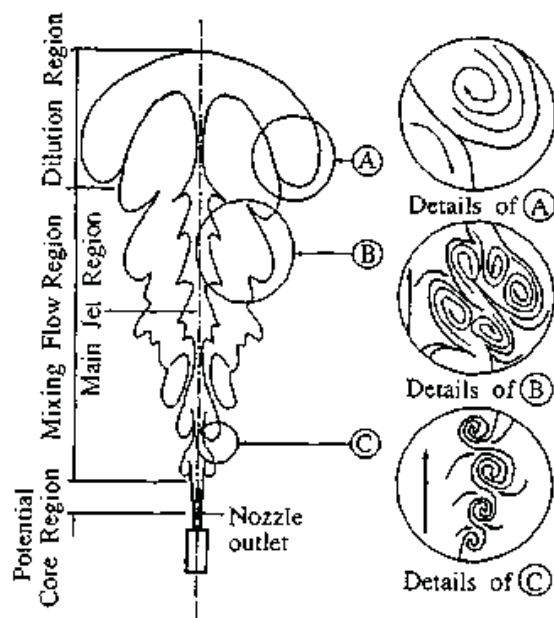


Abbildung 2: Ausbreitungsmodell eines instationären Freistrahls [3]

4 Particle-Image-Velocimetry (PIV)

4.1 Einleitung

Moderne Lasermessverfahren ermöglichen eine neue Sicht in die physikalisch-chemischen Vorgänge von Verbrennungsprozessen. Mit ihnen können Flammenstrukturen visualisiert, sowie Strömungsverhältnisse und Konzentrationsverteilungen innerhalb des Brennraums erfasst werden. Im Gegensatz zu Messsonden erlauben die optischen Messverfahren die Untersuchung von Strömungsfeldern ohne diese und die dabei ablaufenden chemischen Reaktionen zu beeinflussen. Sie arbeiten mit hoher räumlicher und zeitlicher Auflösung. Das sind wichtige Voraussetzungen, um turbulente Brennstoffstrahlen aufzulösen und Informationen über den Verlauf der Strömung zu erhalten. Die so erhaltenen Messdaten stellen die experimentelle Grundlage für die Überprüfung und Weiterentwicklung numerischer Simulationsmodelle dar.

Particle Image Velocimetry (PIV) ist ein solches berührungsloses optisches Messverfahren. Es dient zur Bestimmung von Geschwindigkeitsfeldern in Flüssig- oder Gasphasen, indem jedem Partikelfeld in der Strömung ein Geschwindigkeitsvektor zugeordnet wird. Zusammendfassend lässt sich sagen, dass PIV ein nicht-invasives, planares Messverfahren ist [4]. Es erlaubt die Strömungsgeschwindigkeit an vielen Punkten innerhalb einer Messfläche zeitgleich zu erfassen mit einer hohen zeitlichen und räumlichen Auflösung.

4.2 Prinzip und Aufbau eines 2D-PIV-Systems

Das Gesamtsystem PIV besteht aus mehreren Teilbereichen, die im folgenden kurz aufgeführt werden (s.a. Abb. 5).

- Zugabe geeigneter Partikel - Seeding
- Beleuchtung der Partikel - Illumination
- Aufnahme des reflektierten Streulichts - Recording
- Bestimmung der Verschiebung der Partikel - Evaluation
- Weiterverarbeitung der Messdaten - Postprocessing

Das Prinzip von PIV liegt in der Beobachtung kleiner Partikel, die sich in dem strömenden Fluid befinden. Sie müssen zugesetzt werden oder können schon enthalten sein. In Gasströmungen werden z.B. Öltröpfchen zugegeben, die einen Durchmesser von $1\ \mu\text{m}$ bis $5\ \mu\text{m}$

haben sollten [5], um der Strömung folgen zu können ohne sie zu stören. Zwei Laserpulse erzeugen über eine Lichtschnittoptik einen ebenen Laserlichtschnitt. Der Laserlichtschnitt beleuchtet die sich in der Strömung befindenden Partikel zweimal kurz hintereinander. Der zeitliche Abstand der beiden Laser-Pulse ist dabei abhängig von der Hauptströmungsgeschwindigkeit und kann wenige Mikrosekunden betragen. Das bedeutet: je schneller die Strömungsgeschwindigkeit ist, umso kürzer muss der Abstand der Pulse gewählt werden, wobei noch eine deutliche Bewegung der Partikel zwischen den beiden Aufnahmen erkennbar sein muss. Das Streulicht der Partikel aus den beiden Beleuchtungen wird von einer, senkrecht zum Lichtschnitt stehenden, hochauflösenden CCD¹-Kamera hintereinander aufgenommen und abgespeichert. Dieser Ablauf wird in Kapitel 5.2.2 näher erläutert.

Die Auswertung, sowie die gesamte Weiterverarbeitung der Daten erfolgt mit dem Softwarepaket DaVis7 von LaVision. Zur Ermittlung der Geschwindigkeitskomponenten werden beide Bilder korreliert, um einen Partikelversatz bestimmen zu können. Innerhalb der Auswertung werden die Einzelbilder dazu in kleine Integrationsfenster eingeteilt, die als „interrogation window“ (IW) bezeichnet werden. Ihre Größe wird in Pixeln² angegeben und richtet sich nach den eingestellten Werten (z.B. 32x32 px). Nach der Erstellung dieses Gitters werden die Intensitäten innerhalb der interrogation windows jedes Bildes, I_1 und I_2 (Intensität von Aufnahme 1 und 2), Pixel für Pixel miteinander kreuzkorreliert. Die Funktion, die dabei angewendet wird, basiert auf der Grundgleichung der Korrelation [6]:

$$C(x, y) = \sum_{x=0, y=0}^{x < n, y < n} I_1(x, y) \cdot I_2(x + dx, y + dy), -\frac{n}{2} < dx, dy < \frac{n}{2} \quad (2)$$

Das 2D-Feld C gibt die Korrelationsstärke für alle ganzzahligen Versätze (dx, dy) zwischen den beiden interrogation windows an, während n die Größe des interrogation windows und somit auch die Größe der Korrelationsebene ist. Dabei ist $\pm \frac{n}{2}$ der maximal errechenbare Versatz [6]. Die Korrelation erzeugt mehrere Signalpeaks³, wobei der Höchste den gemeinsamen mittleren Partikelversatz Δx kennzeichnet (s. Abb. 3).

Die Position des Korrelationspeaks kann mit einer Subpixel-Genauigkeit bestimmt werden, die in einem Bereich von 0,1 - 0,05 Pixel liegt und abhängig ist von der Partikelabbildung (Partikeldurchmesser, Partikeldichte, Kontrast), sowie den Berechnungsparametern

¹CCD (engl. Charge Coupled Device): Ein aus Sensoren bestehendes Element, das Licht in elektrische Impulse umwandelt.

²Pixel: die Zusammensetzung aus den englischen Wörtern picture und element und bedeutet Bildpunkt, die kleinste Einheit eines digitalisierten Bildes

³peak: Spitze, Höchstwert

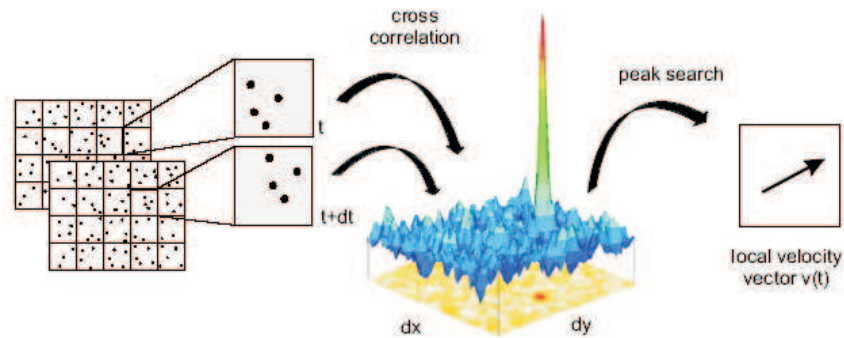


Abbildung 3: Berechnung von PIV-Aufnahmen über die Kreuzkorrelation

(interrogation window Größe, Korrelationsfunktion) [7]. Der Q-Faktor (Qualitäts-Faktor) gibt das Verhältnis zwischen dem erst- und dem zweithöchsten Peak an. Je größer dieses ist, umso hochwertiger ist das Ergebnis. Über den Q-Faktor können somit Fehlsignale oder Hintergrundrauschen herausgefiltert werden. Der Q-Faktor wird über folgende Gleichung definiert:

$$Q = \frac{P1 - \min}{P2 - \min} > 1 \quad (3)$$

Dabei bedeutet „min“ der niedrigste Wert der Korrelationsebene und P1 und P2 sind die Peakhöhen des ersten und des zweiten Korrelationspeaks (s. Abb. 4).

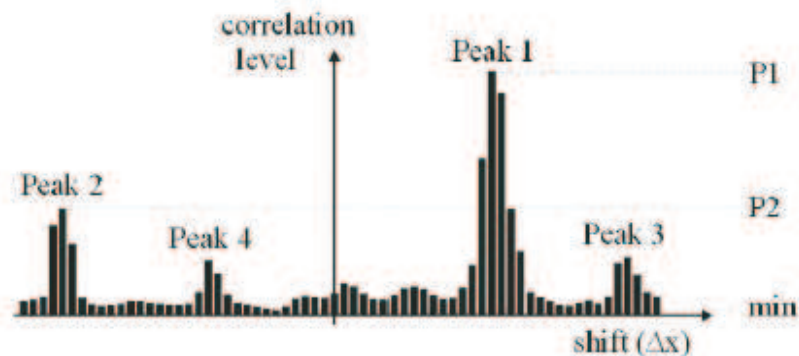


Abbildung 4: Korrelationspeaks

Die Verschiebungsvektoren aller Auswertefenster werden am Schluss in einer Vektorkarte über das gesamte Zielgebiet festgehalten. Abbildung 5 gibt einen groben Überblick über den Aufbau eines PIV-Systems, sowie den groben Ablauf einer Messwertaufnahme

und -auswertung.

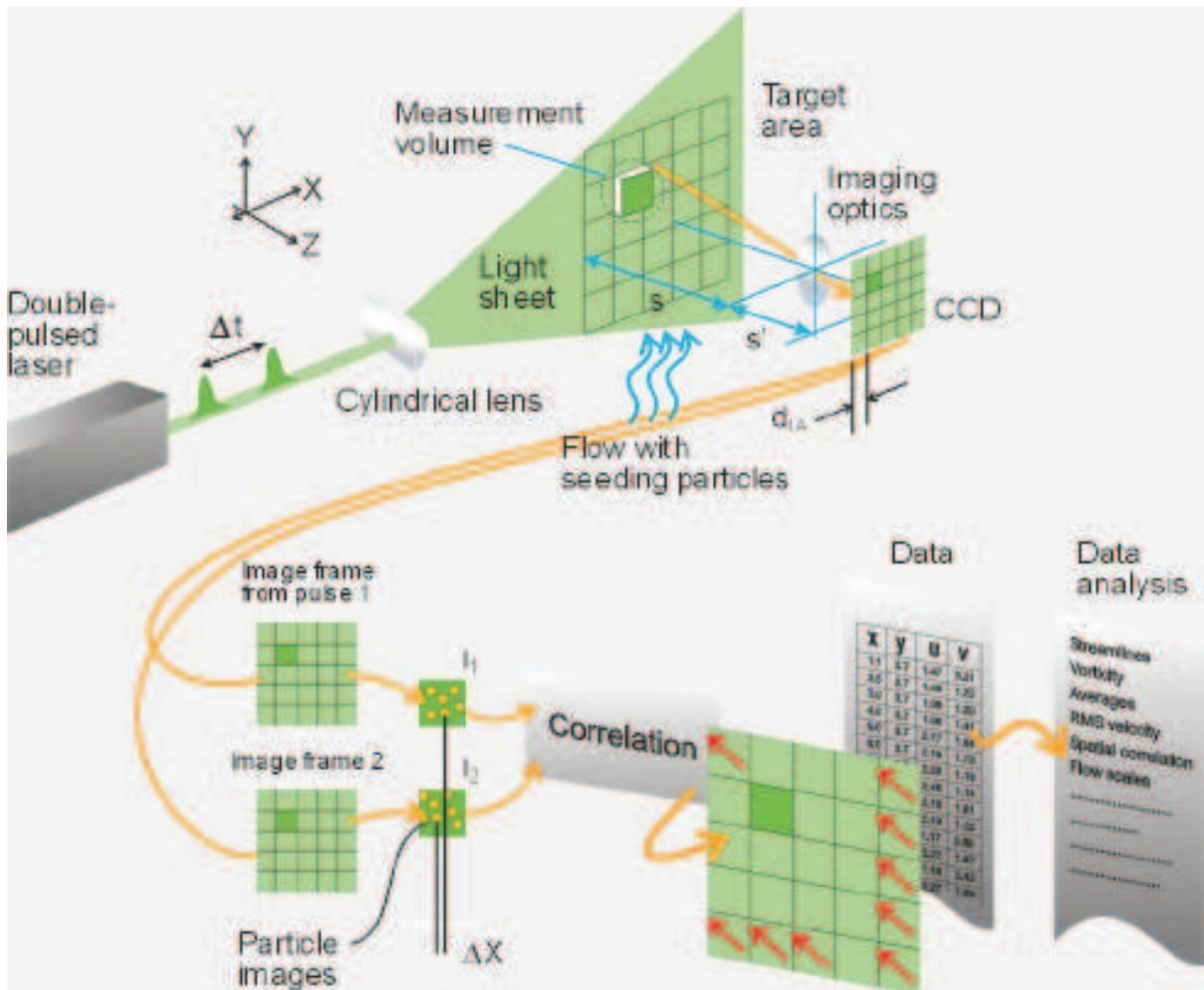


Abbildung 5: Schema des PIV-Systems und der Auswertung [13]

Im weiteren Verlauf wird auf die wichtigen Parameter für eine Messung mit particle image velocimetry eingegangen. Dazu zählen vor allem:

- eine **minimale Lichtschnittbreite**, um die örtliche Auflösung des Strömungsfeldes zu erhöhen
- eine **maximale Lichtschnittüberlappung**, um die gleichen Partikel und somit den genauen Partikelversatz aufzunehmen
- der **Kontrast** von Partikelsignal im Verhältnis zum Hintergrund muss groß genug sein, um den Strahl zu detektieren

- die **Größe der Partikel** muss so gewählt werden, um einerseits ein optimales Folgevermögen und eine hohe Streulichtintensität zu erreichen
- die **Dichte des Seedings** darf ein Maximum nicht überschreiten, da ansonsten keine Partikel, aufgrund zu hoher Dichte, detektiert werden können
- **Größe und Schärfe der abgebildeten Partikeldurchmesser** muss für die Kreuzkorrelation optimal eingestellt werden, um Fehler durch die Auswertung zu vermeiden
- **Pulsabstand Δt und Partikelversatz** müssen für die Auswertung festgelegt werden
- bei **turbulenten Strömungen** muss die Größe der Strömungskomponente quer zum Lichtschnitt abgeschätzt werden, um die Anzahl der Partikel, die die Lichtschnittebene während zweier Aufnahmen verlassen, zu minimieren

5 Versuchsaufbau

5.1 TROJA-Anlage

Der wichtigste Teil der TROJA-Anlage (Transient Open Jet for Auto-Ignition) ist die Hochdruckbrennkammer, in der die Selbstzündung untersucht wird. Um ein Selbstzünden von gasförmigen Kohlenwasserstoffe sicherzustellen, wurde diese für maximal 40 bar und 500°C ausgelegt. Der zylindrische Druckbehälter hat einen Innendurchmesser von 100 mm und eine Länge von 500 mm.

Die vier symmetrisch am Deckel angebrachten Anschlüsse (s. Abb.6) dienen zur Versorgung des Behälters mit vorgeheizter Luft bzw. Stickstoff. Die oxidierende Atmosphäre (Luft) wird benötigt, wenn das Gemisch zur Selbstzündung gebracht werden soll. Die inerte Atmosphäre (N_2) hingegen wird eingesetzt, wenn die nichtreaktiven Strömungsmessungen durchgeführt werden sollen. Somit wird gewährleistet, dass keine Zündung erfolgt und dennoch das Strömungsfeld mit der Vermischung von Brenngas und Umgebung erfasst werden kann. Um reproduzierbare Ergebnisse zu erhalten, wird die Kammer kontinuierlich mit heißem Oxidationsmittel gespült und somit entstandenes Rauchgas aus der Kammer abtransportiert. Bei den laseroptischen Messungen wiederum wird mit heißem Stickstoff gespült, um das vorherige Gasgemisch aus dem Messbereich zu entfernen.

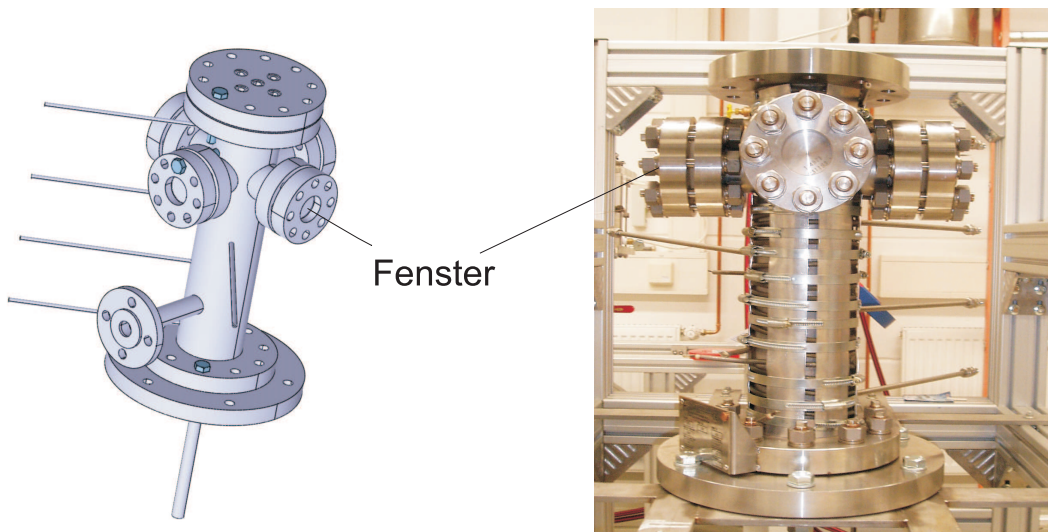


Abbildung 6: Konstruktionszeichnung des Druckbehälters [8](links); Bild des Behälters ohne Isolierung (rechts)

Zur Durchführung von laseroptischen Messungen befinden sich vier optische Zugänge (50 mm Durchmesser) im 90° Winkel am Umfang der Druckkammer. Der zentrische Austritt auf der Unterseite des Behälters führt zu einem Druckhalteventil zur Regelung des Behälterdruckes. Die seitlichen Anschlüsse dienen zur Messung der Temperatur des Gases innerhalb des Behälters mittels Thermoelementen an vier verschiedenen Positionen sowie zur Bestimmung des Behälterdruckes (siehe Abb.6).

Um eine homogene Temperaturverteilung des Gases im Innern des Behälters zu gewährleisten, ist der Behälter mit Heizleitern umwickelt, die über verschiedene Heizkreise die Temperatur regeln. Ebenso sind die Versorgungsleitungen mit Heizleitern bestückt, um das Brenngas mit der entsprechenden Temperatur in die Kammer einzudüsen. Den gesamten Aufbau der Anlage zeigt das Anlagenschema in Abbildung 7.

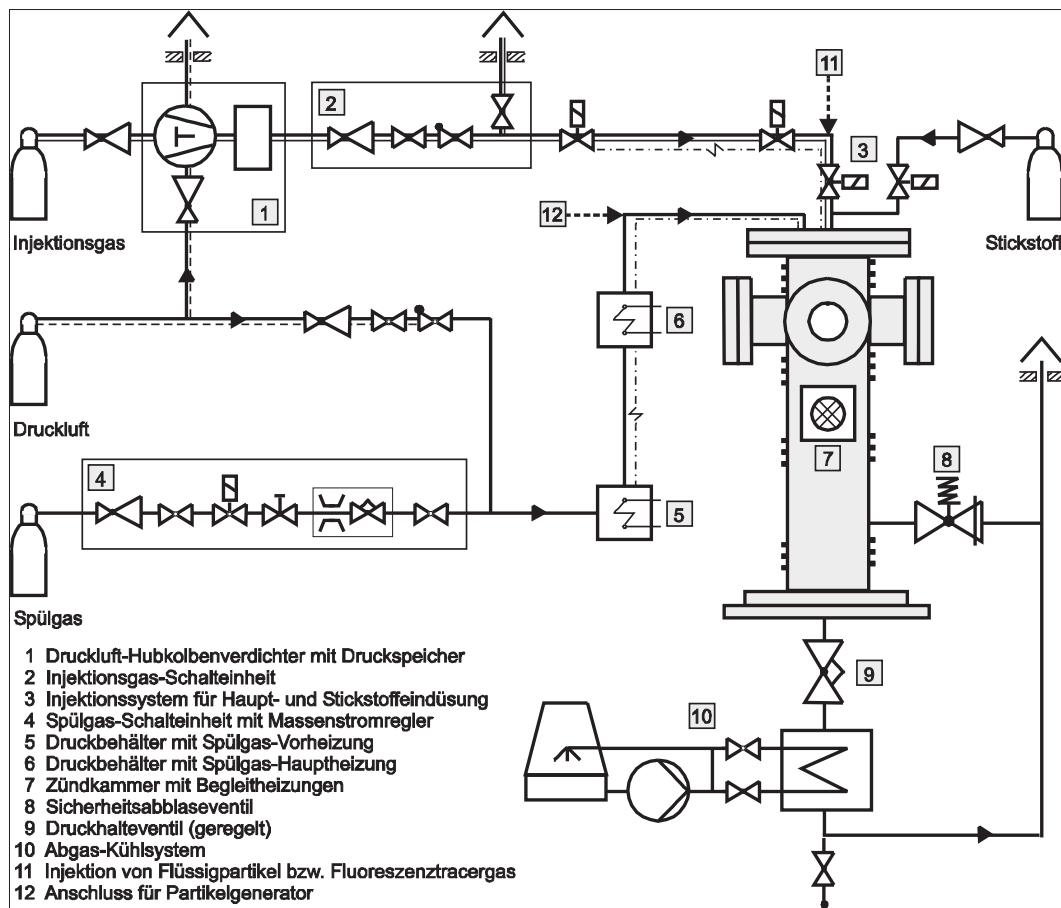


Abbildung 7: Anlagenschema [9]

5.1.1 Dosierung - Bosch Injektionsventil

Für die Injektion des Brenngases wird eine kommerzielle Bosch-Einspritzdüse, wie sie im VW-FSI-Motor eingesetzt wird, verwendet. Die Düse kann elektrisch schnell und präzise mit einer Öffnungszeit von weniger als 1 ms gesteuert werden. Dieses schnell ansprechende Eindüssystem wird benötigt, um kleine Mengen an Brenngas eindüsen und exakt dosieren zu können. Abbildung 8 zeigt die Abhängigkeit von Signalzeit am Injektor und Eindüsvolumen.

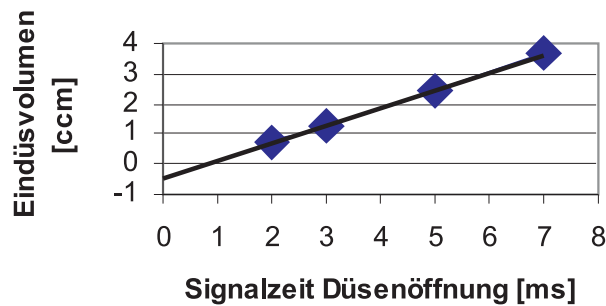


Abbildung 8: *linearer Zusammenhang zwischen Signalzeit am Injektor und eingedüstem Gasvolumen [9]*

Der Bosch-Injektor ist so modifiziert, dass er in einer heißen Umgebung von bis zu 500°C betrieben werden kann. In der Spule wurden der lackisolierte Kupferdraht sowie Kunststoffführungen durch hochtemperaturfeste Materialien ersetzt. Da die Ergebnisse düsenformunabhängig und gut mathematisch modellierbar sein sollen, wurde die Düse außerhalb der Druckkammer montiert und am Düsenaustritt ein 170 mm langes Rohr mit einem Innendurchmesser von 2 mm angebracht (s. Abb.9). Somit lässt sich eine ausgebildete Rohrströmung realisieren, die ein turbulentes Strömungsfeld aufweist.

5.1.2 Partikelgeneration - CDI-Injektor

Wie bereits erwähnt ist PIV eine teilchenbezogene optische Messtechnik. Das bedeutet, dass dem Trägergas Teilchen zugegeben werden müssen, damit deren Streulicht von der Kamera detektiert werden kann. Diese Partikelzugabe wird auch als Seeding bezeichnet. Dabei werden an die Streulichtpartikel folgende Anforderungen gestellt, um gute Messergebnisse zu erhalten:

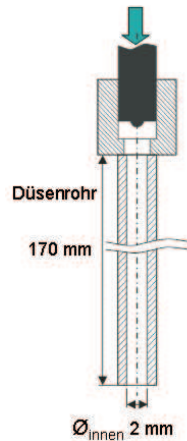


Abbildung 9: *Schema der Düse und des Düsenrohres*

- Der Partikeldurchmesser muss klein genug sein, um der Strömung genau folgen zu können
- Die Partikel müssen groß genug sein, um detektiert werden zu können
- Die Partikel müssen eine ähnliche Dichte wie der Trägerstoff haben, um die Strömung nicht zu verfälschen
- Weiterhin sollte eine homogene Verteilung im effektiven Messfeld vorhanden sein

Für das Seeding werden die gleichen Flüssigkeitspartikel verwendet, die schon bei den LDA-Messungen Anwendung fanden. Es handelt sich hierbei um das Silikonöl „Baysilone M 100“ der Firma Bayer. Das in einem Behälter gelagerte Silikonöl wird mittels eines Hochdrucksystems mit bis zu 1500 bar in die Brenngasleitung über einen CDI-Injektor (Common rail direct injection) eingedüst. Der hohe Druck ermöglicht es kleine Silikonölpartikel zu erzeugen, die mit der entgegenkommenden Strömung mitgenommen werden und dieser folgen können. Die sekundäre Zerstäubung am LUPO-Ventil führt zu einer weiteren Zerkleinerung des Aerosols. Flüssigkeitstropfen deren Durchmesser zu groß ist, um von der Strömung mitgenommen zu werden, werden in einem verlängerten Rohrabschnitt an der Innenwand abtransportiert und aufgefangen.

Das Partikelfolgevermögen in Gasströmungen ist einerseits vom Partikeldurchmesser und andererseits von der Partikeldichte abhängig. Die Größe der Partikel wird auf einen mittleren maximalen Durchmesser von ca. $6 \mu\text{m}$ geschätzt [11]. Die Partikeldichte ρ_p sollte der Gasdichte entsprechen, um der Strömung folgen zu können. Zur Bestimmung des Folgevermögens wird die Partikelgeschwindigkeit u_p herangezogen. Sie kann über die Expo-

nentialfunktion (Gl. 4) in Abhängigkeit der Zeit für eine Strömung bei einer sprunghaften Änderung mit der Geschwindigkeit u berechnet werden [10].

$$u_p(t) = u[1 - \exp(-\frac{t}{\tau_s})] \quad (4)$$

Über Gleichung 5 kann die Relaxationszeit τ_s der Partikel mit $\rho_p(25^\circ C) = 970 \text{ kg/m}^3$ und $\eta_f(25^\circ C) = 18 \cdot 10^{-6} \text{ Pas}$ des Fluids bestimmt werden.

$$\tau_s = d_p^2 \cdot \frac{\rho_p}{18 \cdot \eta_f} \quad (5)$$

für $d_p = 6 \mu m$ ergibt sich $\tau_s = 0,108 \text{ ms}$

t ist die mittlere Aufenthaltszeit im Düsenrohr. Die Fluidgeschwindigkeit v_0 tritt an der Düsenrohröffnung auf. Über die halbe Fluidgeschwindigkeit $v_0/2$ und der Rohrlänge l lässt sich die mittlere Aufenthaltszeit t des Fluids im Rohr berechnen.

$$t = \frac{l}{v} = \frac{0,17 \text{ m}}{7,5 \text{ m/s}} = 5,67 \cdot 10^{-3} \text{ s} = 5,67 \text{ ms}$$

Werden die Relaxationszeit und die mittlere Aufenthaltszeit t ins Verhältnis gesetzt, liegt die Abweichung bei ca. 2%. Neben dieser minimalen Abweichung besteht die Tatsache, dass die Beschleunigung des Fluids im Rohr nicht sprunghaft ist und somit die Partikel relativ schnell die Strömungsgeschwindigkeit erreichen.

Die Dichte des Seedings sollte bei 5 bis 10 Partikelabbildungen innerhalb eines interrogation windows liegen. Die Anzahl ist wichtig, um in der späteren Auswertung mit der Kreuzkorrelation deutliche Signalpeaks zu erhalten. Bei zu großer Dichte von Gas und Partikeln kommt es zum Laser-Speckle. Das bedeutet die Ansammlung von Partikeln wirkt wie eine raue Wand, so dass das Streulicht im Detektor interferiert. Ebenso sollten die Partikel einen mittleren Durchmesser von mindestens 2 Pixel aufweisen. Da die Größe der Partikel jedoch durch die Eindüsen festgelegt ist und somit nicht variiert werden kann, muss ein optimaler Abbildungsabstand der Kamera zur Kammer gewählt werden.

5.2 Messsystem

5.2.1 Laser

Die Beleuchtung der Partikel ist von besonderer Bedeutung, da auf ihrem abgegebenen Streulicht die PIV-Messungen basieren. Daher hat die Lichtquelle mehrere Anforderungen zu erfüllen. Sie muss so lichtstark sein, dass es das jeweilige Aufnahmemedium auch bei kurzen Belichtungszeiten ausreichend beleuchten kann. Obendrein sollte sich das Licht beider Strahlen durch eine geeignete Lichtschnittoptik zu einem Lichtschnitt formen lassen, der eine gleichmäßige Intensität über die Länge und Breite des Lichtschnitts sowie eine geringe Dicke aufweist. Vor allem bei hohen Strömungsgeschwindigkeiten sollte die Lichtquelle eine kurze Dauer der Lichtpulse und einen kurzen zeitlichen Abstand beider Belichtungen gewährleisten.

Bei heutigen PIV-Systemen hat sich, aufgrund der eben genannten Anforderungen, der Laser als Lichtquelle durchgesetzt. Unter einem Laser (light amplification by stimulated emission of radiation) wird ein optisches Gerät verstanden, das einen vorhandenen Lichtstrahl durch stimulierte Strahlungsemission verstärkt. Es ist eine Lichtquelle die monochromatisches Licht mit kohärenten Phasenbeziehungen liefert. Laser werden in Gas-, Feststoff-, Flüssigkeits- und Halbleiterlaser unterschieden. Eine weitere Klassifizierung erfolgt in Dauerstrich- und gepulste Laser. Weiterhin ist das Laserlicht sehr energiereich, was bedeutet, dass bei einer Pulsdauer von wenigen Nanosekunden eine Leistung von mehreren Megawatt erzeugt werden kann.

Der am häufigsten verwendete Laser für die Anwendung von PIV ist ein doppeltgepulster Nd:YAG-Festkörper-Laser. Sein laseraktives Medium sind Neodym-Ionen (Nd), die in einem Yttrium-Aluminium-Granat-Kristall (YAG) eingebettet sind. Die Anregung der Neodym-Ionen erfolgt entweder über Blitz- oder Bogenlampen oder bei einer Wellenlänge von 808 nm über Laserdioden. Da die Lebensdauer des Elektrons im angeregten Zustand bei $230 \mu\text{s}$ liegt, ist es in dieser relativ langen Zeit möglich, Energie im Kristall zu speichern, die dann in einem kurzen Puls abgerufen werden kann. Die erzeugte Wellenlänge von 1064 nm liegt im infraroten, also für den Menschen im nicht sichtbaren Bereich. Über eine Frequenzverdopplung hingegen kann die Wellenlänge von 1064 nm auf 532 nm halbiert werden und liegt somit im sichtbaren grünen Bereich. Der Laserstrahl ist somit vor allem für den Detektor, die Kamera, sichtbar. Bei gepulsten Lasern sind die wichtigen Bauteile der quality switch (Güteschaltung) und die flash-lamp (Blitzlampe). Über den

quality switch, auch Q-switch genannt, wird die verstärkte Lichtwelle innerhalb kürzester Zeit ausgekoppelt. Voraussetzung für die Auskopplung ist eine bestimmte Güte, die abhängig von der Intensität der Lichtwelle ist. Die von der Blitzlampe erzeugte Lichtwelle wird solange innerhalb des Lasers verstärkt, bis der Güteschalter öffnet. Über den quality switch kann die Lichtstärke beider Laserstrahlen soweit angepasst werden, bis beide die gleiche Lichtstärke aufweisen.

5.2.2 Kamera

Zur Aufnahme der Partikelbilder wird eine Kamera mit CCD-Chip (LaVision Typ Flow Master 3S) verwendet. Der CCD-Chip ist hierbei das lichtempfindliche Bauteil der Kamera und enthält in diesem Fall 1280 x 1024 Pixel. Die Kamera erreicht eine Einzelbildrate von 8 Hz und eine Graustufenzahl (Bittiefe) von 12 bit. Weitere Daten zur verwendeten Kamera sind in Tab.1 zu finden.

Kamera Modell	Flow Master 3S
Auflösung [px]	1280 x 1024
Frame Rate (Doppelbild)	4 Hz
Pixel Größe [μm]	6.7 x 6.7
min. Zeitintervall [dt]	200 ns
Bandbreite (dynamic range)	12 bit

Tabelle 1: Kameradaten [12]

Die Kamera arbeitet im Modus „double frame/double exposure“. Es werden zwei Aufnahmen gemacht und in unterschiedlichen frames⁴ untergebracht, um ein Überschreiben der Daten zu verhindern. Da der zeitliche Abstand zwischen zwei Aufnahmen der Laserpulsdauer entsprechen muss, wird das erste Bild im ersten frame abgespeichert und sofort in einen lichtunempfindlichen Bereich verschoben, so dass das zweite Bild unverzüglich aufgenommen werden kann. Der Ablauf sowie die Triggerung werden anhand von Abbildung 10 auf Seite 20 deutlich. Die Kamera wird nur aufgrund der Laserpulse geschaltet. Die rotmarkierten zeitlichen Abstände machen deutlich in welchen minmlaen Zeiträumen gearbeitet werden kann. Der Pulsabstand dt wird auf ein Minimum von 400 ns seitens der Kamera beschränkt.

⁴frame: Datenübertragungsblock

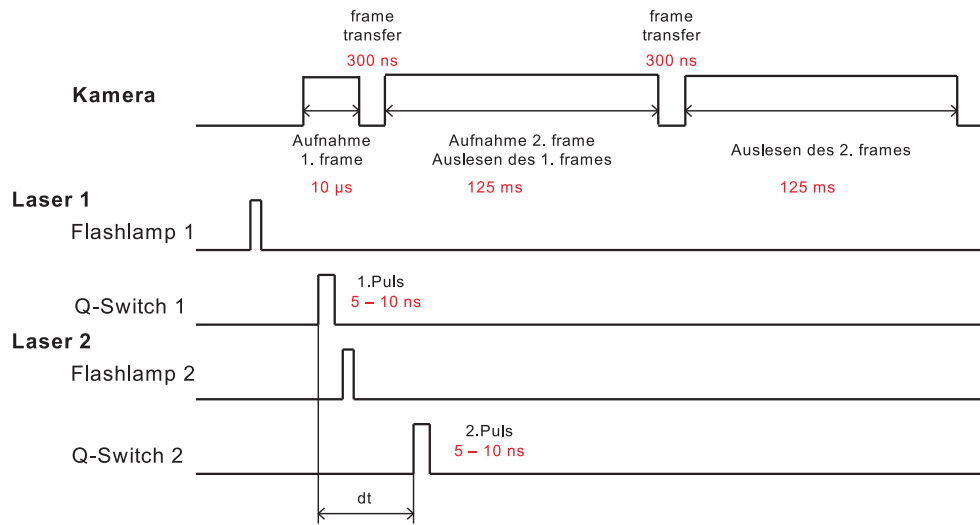


Abbildung 10: *Timing-Diagramm der Kamera und ihrer Abhängigkeit zum Lasersignal. Die zeitlichen Abstände für die einzelnen Aktionen sind rot markiert*

5.2.3 Adaption der Messtechnik an die Messtrecke

Zu Beginn der Messvorbereitung wird der beamoverlap, sprich das exakte Übereinanderliegen der beiden Laserstrahlen, überprüft und gegebenenfalls nachgestellt. Die Übereinstimmung ist wichtig, da beide Strahlen durch die gleiche Lichtschnittoptik geführt werden und somit ähnliche Intensitätsverteilungen, Form, Aufweitung und Dicke aufweisen sollten.

Der vom Laser erzeugte Laserpunkt wird mittels einer Lichtschnittoptik, die aus einer Zylinderlinse und einer plankonvexen Linse besteht, zu einem schmalen Laserlichtschnitt aufgeweitet. Dabei weitet die Zylinderlinse den Strahl in vertikaler Richtung auf und die sphärische Linse erzeugt in ihrem Brennpunkt die minimale Breite des Strahls. Der Aufbau des Systems sowie die Abmessungen werden in Abbildung 11 auf Seite 21 deutlich.

An den Lichtschnitt werden zwei wichtige Bedingungen gestellt:

- Eine Höhe von 50 mm unterhalb des Düsenrohrs, um den maximal möglichen Sichtbereich durch die Fenster auszuleuchten
- Eine Breite, die wesentlich kleiner als der Düsenrohrdurchmesser von 2 mm sein soll, um die örtliche Auflösung des Strömungsfeldes zu erhöhen

Zur Bestimmung der Breite des Lichtschnitts wird eine geschwärzte Rasierklinge von

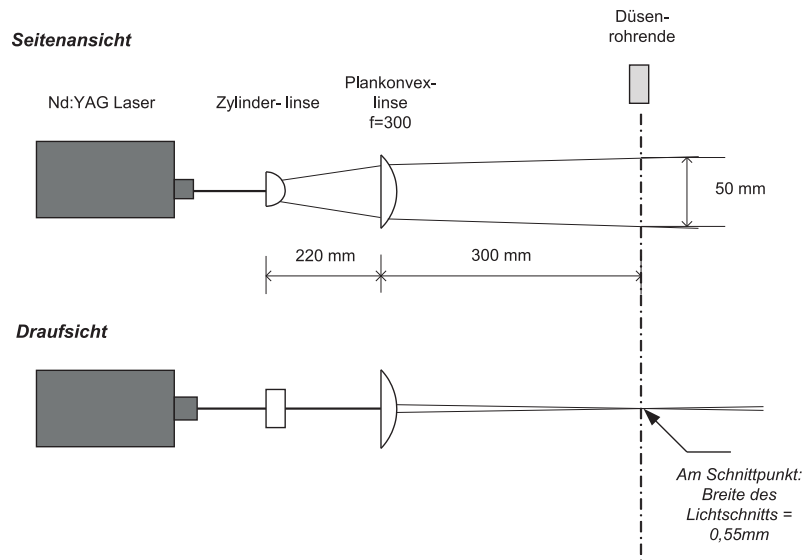


Abbildung 11: *Schema der Lichtschnittoptik und der Abstände innerhalb des Aufbaus*

rechts nach links mittels einer Mikrometerschraube parallel durch den Lichtschnitt gefahren. Dahinter misst ein Messgerät die mittlere Leistung der durchkommenden Laserpulse. In bestimmten Schrittweiten werden die Messwerte aufgenommen. Die Ergebnisse zeigt Abbildung 12. Mit Hilfe einer angelegten Tangente wird die Breite zu 0,55 mm bestimmt.

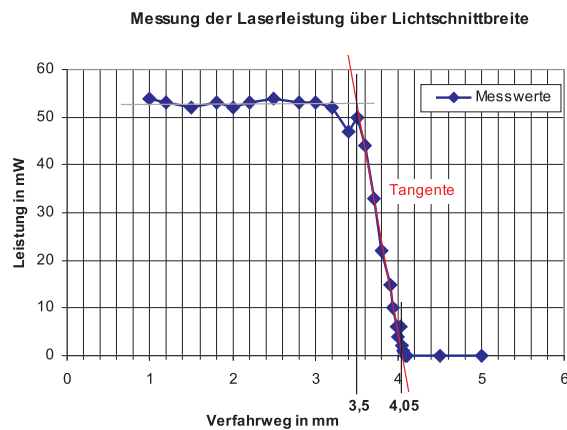


Abbildung 12: *Diagramm zur Bestimmung der Lichtschnittbreite*

Die Blickrichtung der Kamera steht senkrecht zum Lichtschnitt. Die größte Geschwin-

digkeitskomponente im Strömungsfeld befindet sich parallel zum ausgerichteten Lichtschnitt. Abbildung 13 zeigt die generelle Aufstellung der Messgeräte bei einer zweidimensionalen PIV-Messung. Idealerweise sollte von der rechtwinkligen Position von Kamera und Laserlichtschnitt nicht abgewichen werden, um den systematischen Fehler durch Verzerrung so klein wie möglich zu halten.

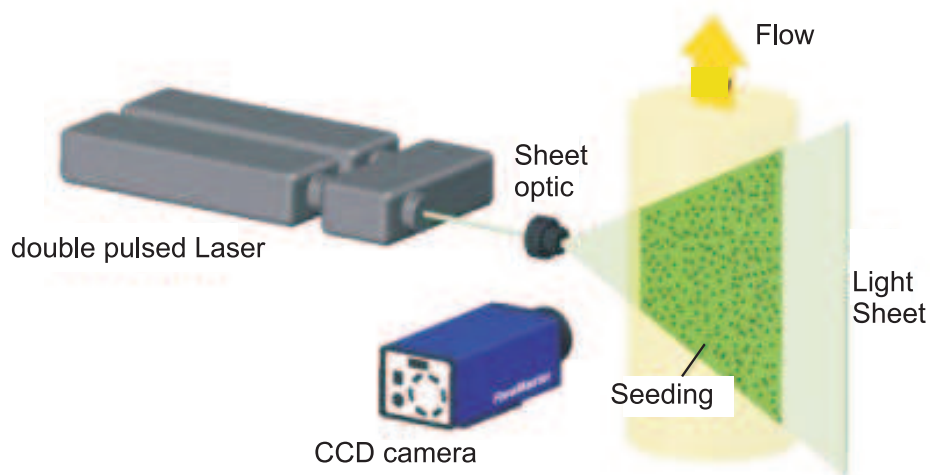


Abbildung 13: *Aufbau eines 2D-PIV Systems [13]*

5.3 Synchronisation, Triggerung

Die Abstimmung der einzelnen Komponenten wird über mehrere PCs gesteuert. Es müssen sowohl das Injektionsventil zur Kammer und der CDI-Injektor, als auch der Laser und die Kamera zeitlich genau aufeinander abgestimmt sein, um phasenaufgelöste Messungen zu realisieren. Während der Laser sowie der zeitliche Abstand zwischen den Laserpulsen über den PIV-PC gesteuert werden, werden die Betriebsparameter der Anlage, wie Druck und Temperatur, über den TROJA-PC gemessen und überwacht. Die zeitliche Synchronisation wird vom Trigger-PC übernommen. Abbildung 14 zeigt den Versuchsaufbau sowie die Verkabelung der einzelnen Komponenten untereinander.

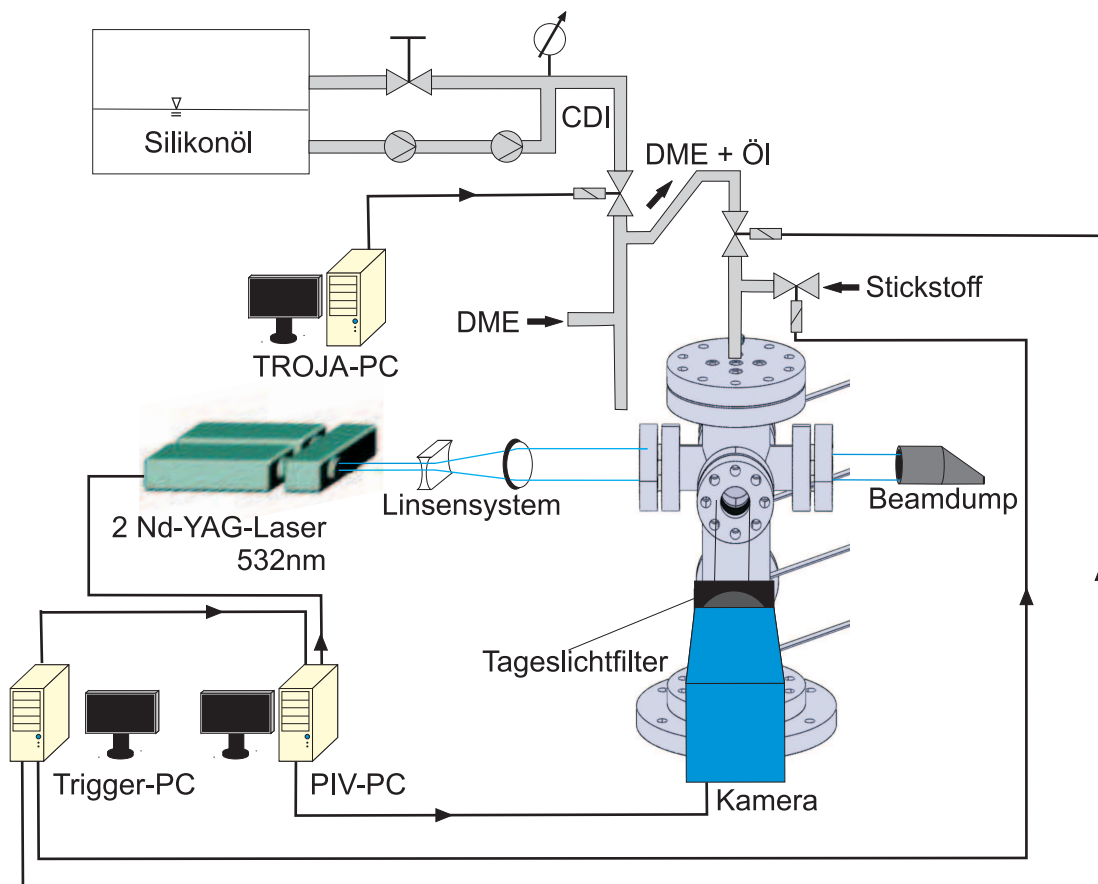


Abbildung 14: Versuchsaufbau

Die Synchronisation der Komponenten wird in dem nachfolgenden Timing-Diagramm (Abb. 15) deutlich, in dem die zeitlichen Abstände zueinander aufgezeichnet sind. Dabei ist die Injektionsdauer sowie der anfängliche Verzug bzw. „initial delay“ variabel. Die In-

jektionsdauer gibt die Dauer der Eindüsung an. Das initial delay bestimmt den Zeitpunkt zu dem die Messung oder Aufnahme gestartet wird. Es können somit unterschiedliche Zeitpunkte innerhalb einer Strahlentwicklung laseroptisch erfasst werden. Das dt ist der Abstand zwischen zwei Laserpulsen und wird später den Geschwindigkeitsbedingungen angepasst. Die Kamera wird automatisch zum Laserpuls getriggert, wie bereits in Kapitel 5.2.2 erwähnt. Das Lasersignal soll hier nur vereinfacht dargestellt sein. Der Laser selbst wird im zeitlichen Abstand zum Triggersignal, das zugleich der Anfang der Eindüsung ist, geschaltet. Die Eindüsung wird vom TRIGGER-PC gesteuert. Ebenso kann eine zusätzliche Nacheindüsung zum Spülen der Kammer von hier aus gesteuert werden. Der CDI-Injektor wird über den TROJA-PC unabhängig davon aktiviert und die Partikelzugabe nach Bedarf geregelt. Dieser Ablauf wird wiederholt durchlaufen, bis die gewünschte Anzahl an Aufnahmen erreicht ist.

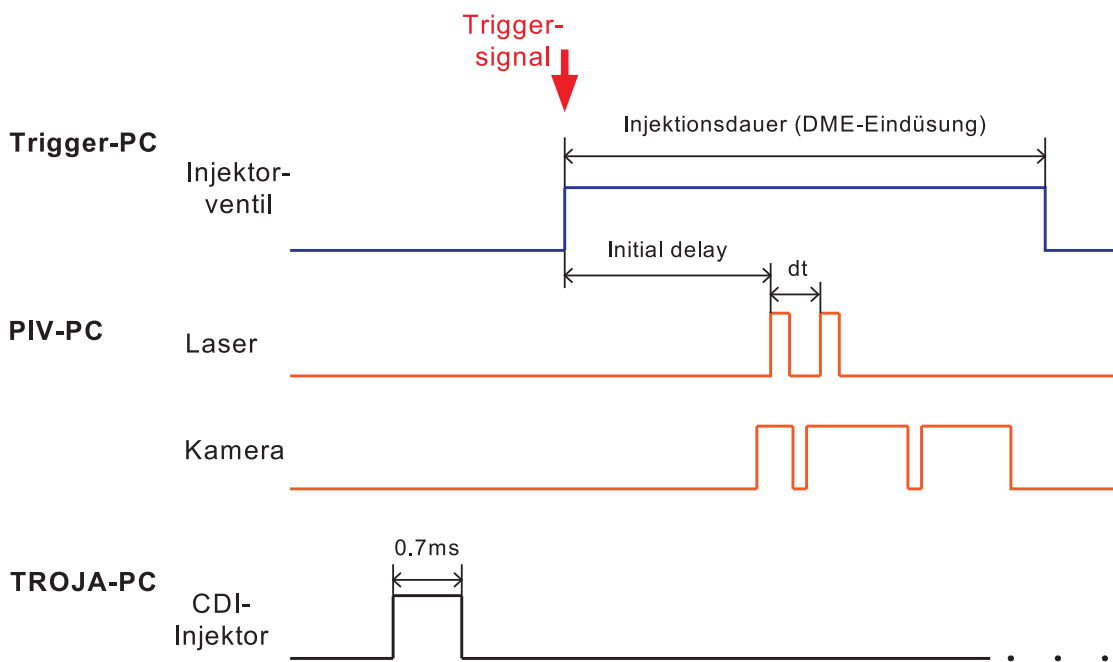


Abbildung 15: Qualitative Darstellung des Timing-Diagramms

6 Durchführung der Experimente

6.1 Vorüberlegungen zur Aufnahme und Auswertung

6.1.1 Skalierung

Um bereits während den Messungen exakte bzw. maßstäbliche Geschwindigkeiten in der SI-Einheit m/s zu erhalten, ist es von Vorteil vor Beginn der Versuche die Kamera zu skalieren. Dazu wird eine Kalibrierbild mit genauen Abständen, wie z.B. Millimeterpapier, als Referenz zur Abstandsbestimmung dienen und abgespeichert. Mit der Kenntnis von dt wird die Geschwindigkeit in m/s erhalten.

6.1.2 Bestimmung des Pulsabstandes und der Größe des Integrationsfensters

Der Pulsabstand dt ist abhängig von der Strömungsgeschwindigkeit. Da der Strahl wesentlich schneller als seine Umgebung ist, muss dafür ein kleineres dt gewählt werden. Die Umgebung verhält sich bei jedem Messpunkt ähnlich, so dass hierfür ein dt von $60 \mu\text{s}$ gewählt wird, um bei der nachfolgenden Auswertung die niedrigen Geschwindigkeitsvektoren gesondert zu erfassen. Die maximale Strahlgeschwindigkeit hingegen ist abhängig vom Druckverhältnis, also dem Eindüsdruck zum Kammerdruck. Aus vorangegangenen LDA-Messungen (Laser-Doppler-Anemometrie) sind die mittleren maximalen Geschwindigkeiten von Stickstoff bekannt. Die maximalen Geschwindigkeiten treten am Austritt aus dem Rohr auf und werden stromab langsamer. Es ergibt sich eine Bandbreite an Geschwindigkeiten von Null bis zu einem Höchstwert. Die Höchstwerte von Stickstoff sind in Abbildung 16 dargestellt. Über die Fenstergröße kann der Pulsabstand abgeschätzt werden, hierzu dienen zwei Bedingungen [15].

- Der Partikelversatz ds in Pixel sollte größer sein, als die Genauigkeit der Peak-Detektion und kleiner sein, als ein Viertel des interrogation windows:

$$0.1px < ds < \frac{1}{4}d_{IW}$$

- Ebenso sollte die Abweichung des Partikelversatzes Δds aller Partikelpaare, innerhalb eines Fensters, kleiner sein als der mittlere Partikeldurchmesser d_p .

$$\Delta ds < d_p$$

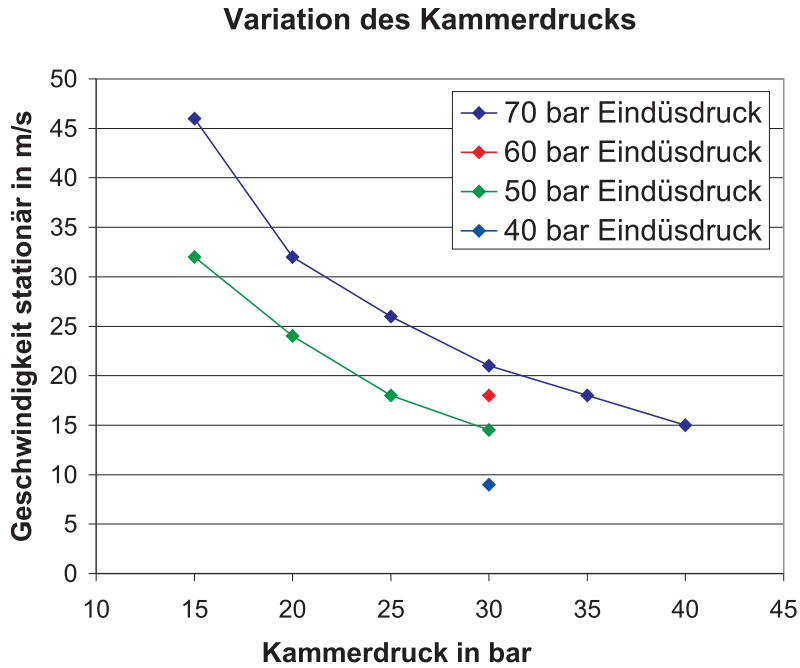


Abbildung 16: Mittels LDA ermittelte Höchstgeschwindigkeiten von Stickstoff am Düsenaustritt

Der Pulsabstandes dt ist abhängig vom Partikelversatz und der Fluidgeschwindigkeit v in m/s:

$$dt = \frac{ds}{v} \quad (6)$$

Unter der Voraussetzung, dass der Versatz maximal ein Viertel des interrogation windows betragen soll und ein Pixel einer Größe von $27 \mu\text{m}$ entspricht, ergibt sich folgende Gleichung:

$$\frac{d_{IW}}{4} \cdot 27 \frac{\mu\text{m}}{\text{px}} > ds \quad (7)$$

daraus folgt für dt :

$$dt < \frac{d_{IW} \cdot 27 \frac{\mu\text{m}}{\text{px}}}{4 \cdot v_G} \quad (8)$$

Die Fenstergröße wird auf 16 px festgelegt, um über die Auswertung Vektoren zu erhalten die in einem 8 px großem Fenster liegen. Somit können die Ergebnisse mit denen aus LIF-Messungen (Laserinduzierte Fluoreszenz) gewonnenen Daten über die Konzentrationsverteilung verglichen werden. Durch die Festlegung ergibt sich folgendes dt z.B. für

eine Geschwindigkeit von 15 m/s:

$$dt < \frac{16 px \cdot 27 \frac{\mu m}{px}}{4 \cdot 15 \frac{m}{s}} = 7,2 \mu s$$

Tatsächlich werden eher größere Pulsabstände angewendet, die bei den Vorversuchen experimentell aus dem bestehenden System ermittelt wurden (s. Tabelle 4). Bei größeren dts wird der Versatz größer und der Fehler, der ohnehin durch das „peak locking“ bei der Auswertung entsteht, minimiert (s. Fehlerbetrachtung). Für verschiedene Druckdifferenzen werden verschieden große Pulsabstände errechnet. Diese Abschätzung dient also nur als grober Richtwert, um die Möglichkeiten an Einstellwerten zu minimieren. Durch die Festlegung einer einheitlichen Fenstergröße und Variation des Pulsabstandes dt kann ein identischer Partikelversatz für alle Messpunkte erreicht werden.

6.1.3 Konvergenzstudie

Für die Bestimmung der Anzahl an Aufnahmen, die für die spätere statistische Auswertung nötig ist, werden 5000 Aufnahmen von Stickstoff in Stickstoff bei einem Druckverhältnis von $p_E = 70 \text{ bar}$ und $p_K = 40 \text{ bar}$ gemacht. Diese werden über die Auswerterroutine zu Vektorbildern errechnet mit einer Fenstergröße von 16x16 Pixeln. Daraus werden anschließend über eine absteigende Anzahl Bilder Mittelwertbilder erstellt, um für die Statistik eine hohe Anzahl an Werten zu erhalten. Je höher die Anzahl der Messwerte ist, umso genauer wird die Statistik. Beide Geschwindigkeitsvektoren des Mittelwerts u und v werden über die angegebene Anzahl an Bildern über folgende Gleichung für ein interrogation window berechnet:

$$\bar{u} = \frac{1}{n} \sum_{i=0}^n u_i \quad (9)$$

$$\bar{v} = \frac{1}{n} \sum_{i=0}^n v_i \quad (10)$$

Hierfür fallen nur Vektoren ins Gewicht, die vom PIV-Algorithmus validiert sind. Aus den Mittelwertbildern können die x- und y-Position im Bild, sowie die Geschwindigkeitskomponenten in x- und y-Richtung als Information herausgezogen werden. Die Auftragung der Position wird in Bezug auf den Düsenrohrdurchmesser d angegeben. Neben dem Mittelwert der Geschwindigkeit können die RMS-Werte zur Beurteilung herangezogen werden. RMS ist dabei die Standardabweichung der Geschwindigkeitswerte und gibt somit die Fluktuationen der Strömung wieder. Die Standardabweichung wird nach folgender

Gleichung ermittelt:

$$u' = \sqrt{\frac{1}{(n-1)} \sum_{i=0}^n (u_i - \bar{u})^2} \quad (11)$$

$$v' = \sqrt{\frac{1}{(n-1)} \sum_{i=0}^n (v_i - \bar{v})^2} \quad (12)$$

Diagramm A zeigt den Strahlverlauf im stationären Zustand in axialer Richtung bei $y/d = 0$, d.h. entlang der Strahlachse. Diagramme B zeigt die dazugehörigen RMS-Werte von u . Diagramm C und D zeigen die Mittel- und RMS-Werte der Axialgeschwindigkeit u über den Radius $y/d = 0$ an der Position $x/d = 5$.

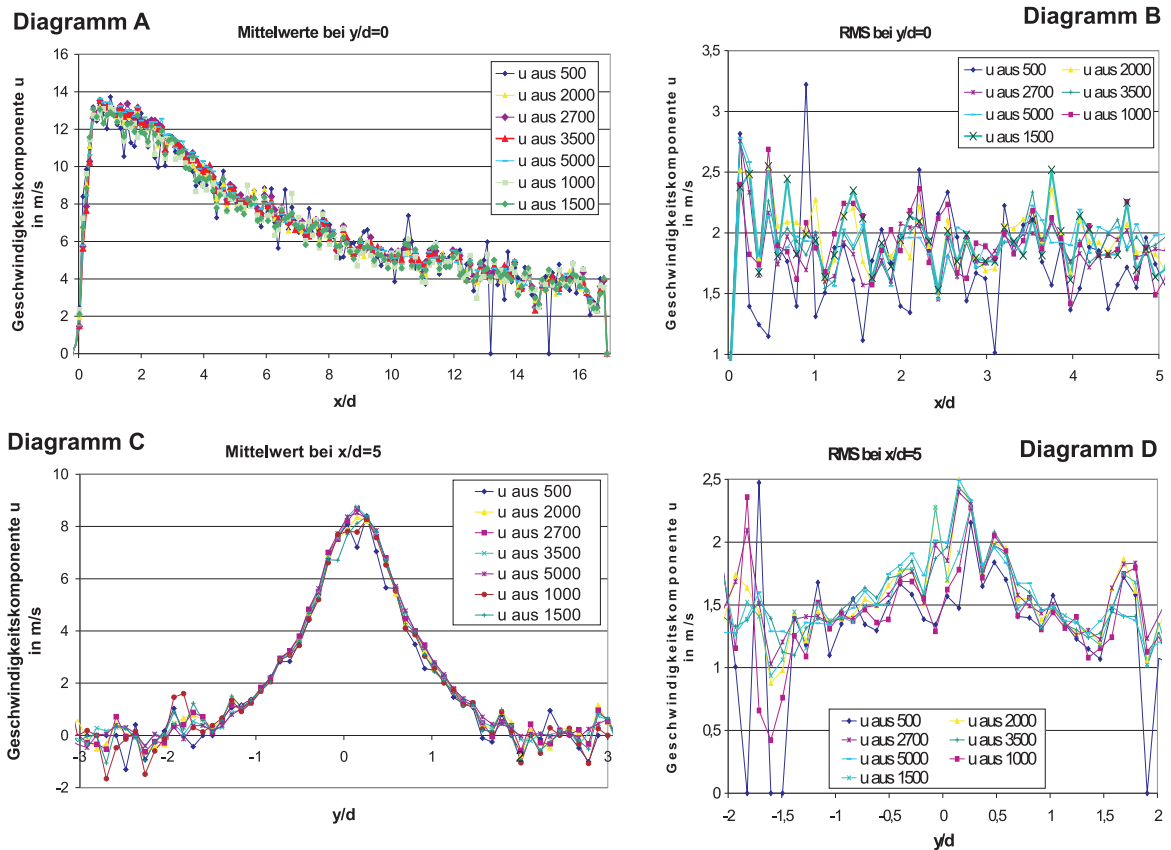


Abbildung 17: Konvergenzstudie anhand des stationären Strahls

Zur Bestimmung der Anzahl an Aufnahmen wurde für die Mittelwertkurven ein Übereinanderliegen der Kurven gefordert, bei den RMS-Kurven wird der Grad der Glättung der Kurven, d.h. die Annäherung der Schwankungen an einen mittleren Wert als Maß

angesehen. Aus den Diagrammen wurde die Erkenntnis erhalten, dass die Kurven unterhalb von 2000 Aufnahmen teilweise zu große Schwankungen aufweisen. Der Unterschied zwischen 2000, 2700, 3500 und 5000 ist minimal, so dass 2000 als ausreichende Anzahl für eine gute statistische Genauigkeit durch viele Werte gilt.

6.2 Fehlerbetrachtung

Um die Position einer Partikelabbildung mit Subpixel-Genauigkeit bestimmen zu können, benötigt das Auswerteprogramm Einzelpartikelabbildungen auf mindestens 1-2 Pixel. Da die verwendeten Partikel wesentlich kleiner und somit die Partikelabbildungen wesentlich kleiner als 1 Pixel groß sind, tritt das Phänomen „peak locking“ ein [7]. Die Position des Partikels lässt sich innerhalb des Pixels schwer lokalisieren. Daraus resultiert eine Unsicherheit von $\pm 0,5$ Pixel. Bei einem mittleren Partikelversatz von $4 px$ würde dies einen relativen Fehler von $\frac{\Delta v}{v} = \pm \frac{0,5 px}{ds} = \pm 0,125$ bedeuten. Dieser wirkt sich jedoch nicht auf die Mittelwertgeschwindigkeiten aus, da er sich rausmittelt.

6.3 Betriebspunkte und Messmatrix

1. Stickstoff

Der Messpunkt 40 bar Kammerdruck und 70 bar Eindüsdruck wird bei den Zeitschritten 4 ms, 5 ms, 8 ms vermessen, um die instationäre Entwicklung und die Geschwindigkeitsverteilungen des Freistrahls zu erhalten. Ebenfalls wird der Strahl im stationären Zustand bei 20 ms erfasst. Es werden pro Messpunkt die bereits ermittelte Anzahl an Aufnahmen durchgeführt. Darüberhinaus werden keine weiteren Messpunkte für Stickstoff verfahren.

Kammerdruck	Eindüsdruck	Zeitschritte
40 bar	70 bar	4, 5, 8, 20 ms

Tabelle 2: *Messmatrix N₂*

2. Dimethylether

Die Versuche erfolgen in einer Stickstoffatmosphäre, da die Geschwindigkeitsverteilungen ohne Reaktion aber unter Selbstzündungsbedingungen durchgeführt werden sollen. Es werden die gleichen Druck- und Temperaturbedingungen eingestellt unter denen auch

Selbstzündung stattfindet. Da Druck und Temperatur den Aggregatzustand von DME beeinflussen können, wird für die Einstellungen das Druck-Enthalpie-Diagramm von reinem DME herangezogen (s. Abb. 18). Um eine gasförmige Eindüsung zu gewährleisten muss die Expansion rechts vom Nassdampfgebiet erfolgen.

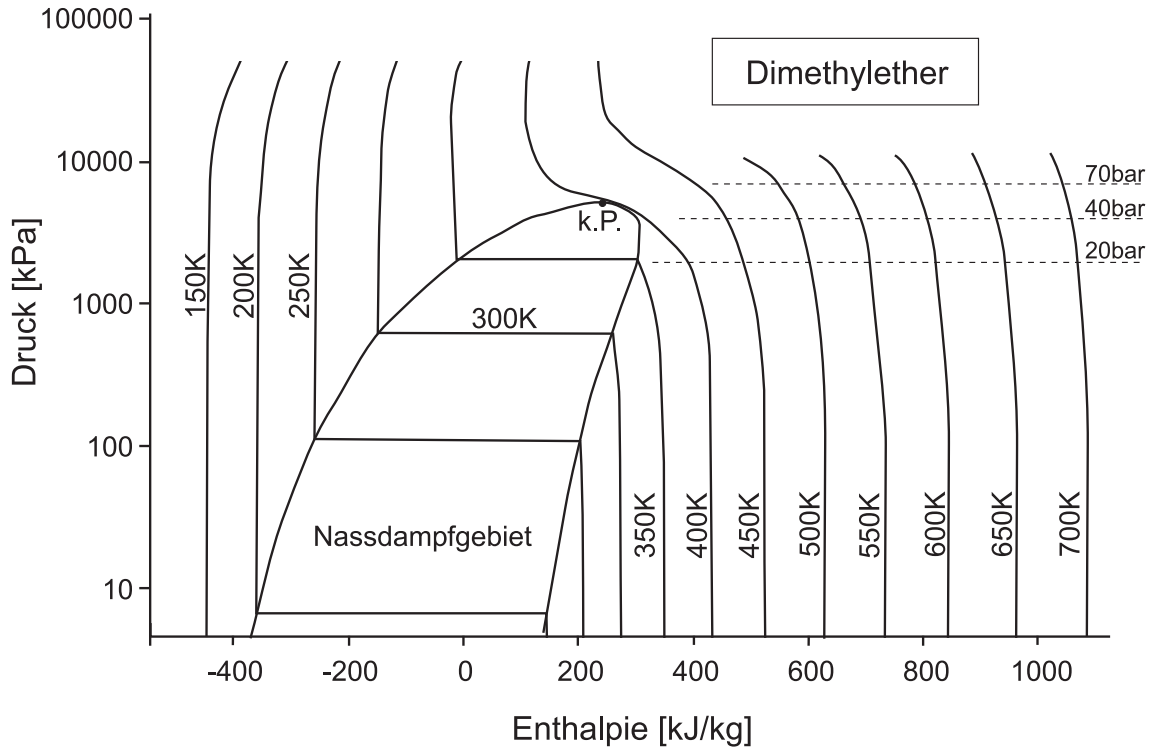


Abbildung 18: *Druck-Enthalpie-Diagramm von DME*

Aus vorausgegangenen Zündversuchen sind die Zündfenster von DME bekannt und die relevanten Zeitschritte können ermittelt werden, bei denen das Geschwindigkeitsfeld von DME vermessen werden soll. Tabelle 3 gibt die Messpunkte, sowie die dazugehörigen Zeitfenster an. Sie sind bei gleicher Injektionsdauer unterschiedlich, aufgrund unterschiedlicher Geschwindigkeiten.

Kammerdruck	Eindüsdruck	Zeitschritte
40 bar	70 bar	16 - 20 ms
30 bar	70 bar	11 - 15 ms
20 bar	70 bar	8 - 12 ms

Tabelle 3: *Zündfenster von DME*

6.4 Versuchsablauf

Abbildung 19 zeigt schematisch die Vorgehensweise bei einem Versuch. Die Untergliederung erfolgt in Versuchsvorbereitung, -durchführung und -nachbereitung. Das Hauptaugenmerk liegt hierbei auf der Messwertaufnahme sowie der Auswertung der Rohdaten.

6.4.1 Versuchsvorbereitung

Das Hochfahren der Anlage beinhaltet: Einstellen des jeweiligen Eindüsdruckes p_E und Kammerdruckes p_K , Heizen der Anlage und Zugangsverbindungen. Als weiterer Schritt werden die Peripheriegeräte zur Ansteuerung der Injektoren und zur Überwachung der Anlage sowie die Aufnahme-, Steuerungs- und Überwachungsprogramme gestartet. Ebenfalls werden die Messkomponenten Laser und Kamera in Betrieb genommen. Die Signalzeit der LUPO-Düse wird auf 20 ms mit einer minimalen Schließzeit von 2000 ms eingestellt. Die Anzahl an Aufnahmen wurde vorweg in Kapitel 6.1.3 ermittelt. Der Pulsabstand Δt beider Laserstrahlen wird nach Tabelle 4 eingestellt. Darin sind die Werte sowohl für Stickstoff, als auch Dimethylether festgehalten. Diese Werte wurden vorab gemäß Kapitel 6.1.2 ermittelt. Das initial delay wird danach eingestellt, welche Zeitschritte aufgelöst werden sollen (s.Kap. 6.3).

Druckverhältnis	Pulsabstand für N_2	Pulsabstand für DME
$p_K = 40 \text{ bar} / p_E = 70 \text{ bar}$	$9 \mu\text{s}$	$9 \mu\text{s}$
$p_K = 30 \text{ bar} / p_E = 70 \text{ bar}$	/	$8 \mu\text{s}$
$p_K = 20 \text{ bar} / p_E = 70 \text{ bar}$	/	$5 \mu\text{s}$

Tabelle 4: *Einstellungen am PIV-Rechner*

6.4.2 Versuchsdurchführung

Der Versuch beginnt mit der Eindüsung des Injektionsgases Stickstoff bzw. DME. Das Triggersignal aktiviert alle weiteren Systeme, wie Laser, Kamera und CDI-Injektor (s. Abb. 15). Die Messwertaufnahme erfolgt über das Softwarepaket DaVis6. Da 2000 Bilder aufgenommen werden sollen, wird der sogenannte batch-Prozess aktiviert. Alle Doppelbilder werden in einem Verzeichnis abgespeichert und können nachträglich ausgewertet werden. Die Versuchsnachbereitung besteht in der Auswertung der Daten.

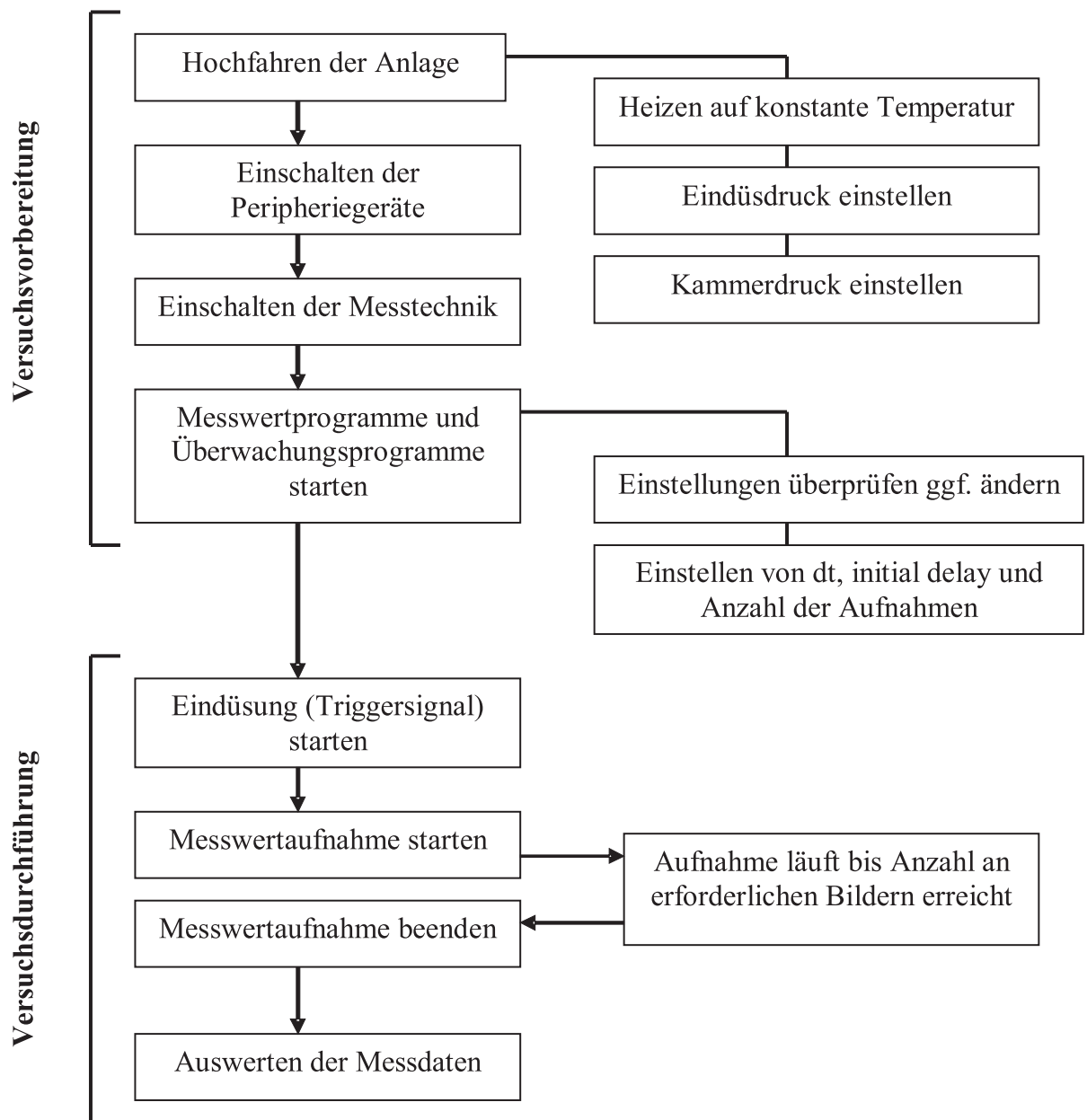


Abbildung 19: Vorgehensweise innerhalb eines Versuches

7 Versuchsauswertung

Die Auswertung der Daten erfolgt in mehreren Schritten. Zuerst werden die Doppelbilder über die Davis Software mit den festgelegten Einstellungen ausgewertet und somit die Vektorbilder erhalten. Danach durchlaufen die Vektorbilder eine Auswerteroutine in der die PDFs vom Geschwindigkeitsvektor in x-Richtung und y-Richtung aller Aufnahmen eines Sets erstellt werden. Hieraus kann dann an einer bestimmten Stelle innerhalb eines interrogation windows oder im Abstand relativ zum Strahl ein Histogramm für jeden Geschwindigkeitsvektor herausgegriffen werden. Als letzter Schritt werden die daraus erhaltenen Daten oder Ergebnisse beurteilt.

7.1 Erstellen von Vektorbildern

Bei der Versuchsauswertung gliedert sich in folgende Punkte:

1. Bildvorverarbeitung - Image preprocessing
2. Parameter zur Vektorberechnung - Vector calculation parameter
3. Vektornachbearbeitung - vector postprocessing

In der Bildvorverarbeitung wird das aufgenommene Bild bearbeitet. Um Bereiche weit ausserhalb des Strahls nicht mit in die Berechnung eingehen zu lassen, wird eine Maske erstellt, die die Intensität in diesem Raum auf Null setzt. Die Parameter zur Vektorberechnung beeinflussen im Wesentlichen die Vorgehensweise und Methode der Berechnung. Da im Freistrahlfeld einerseits große und kleine Geschwindigkeiten aufgelöst werden sollen, wird erst von einer großen Fenstergröße von 256 x 256 px ausgegangen. Über diese werden sowohl große Geschwindigkeiten, wie auch die Grundrichtung aller Geschwindigkeiten erfasst. Ausgehend von dieser Information wird das Feld auf eine Größe von 16 x 16 px sukzessiv verkleinert. Es werden jetzt wiederum die kleinen Geschwindigkeiten aufgelöst und Vektoren berücksichtigt, die der vorher ermittelten Grundrichtung entsprechen. In diesem letzten IW-Abmessungen erfolgt die Korrelation in drei Durchgängen, um die Genauigkeit zu steigern [12]. Durch Überlappung der Integrationsfenster wird die Anzahl der ermittelten Vektoren von 5000 auf 20000 ansteigen. Dadurch wird das Feld auf physikalisch richtigem Weg mit Vektoren aufgefüllt und Wirbelverläufe werden besser aufgelöst. In der Nachbearbeitung werden die erstellten Vektoren einem postprocessing unterzogen.

Um die Sicherheit zu haben, dass auch nur Geschwindigkeitsvektoren dargestellt werden, die die echte Strömung wiedergeben, wird als Kriterium ein Qualitätsfaktor (Q-Faktor s. Gl. 3) ermittelt. Es werden Vektoren entfernt, deren Q-Faktor kleiner als 1.7 ist. Für die verbleibende Vektorfeld wird ein Q-Faktor zwischen 1.8 und 2.1 erzielt.

7.2 Erstellen von PDFs

Die Erstellung der PDFs erfolgt über ein Programm in der DaVis Software, in der die Geschwindigkeitskomponenten Pixel für Pixel über die 2000 Aufnahmen ausgelesen und in einer Datei abgespeichert werden. Es entstehen dabei zwei Dateien für jeweils eine Geschwindigkeitskomponente. Über ein LabView Programm können die Daten eingelesen und direkt in Histogrammen ausgegeben werden. Aus jeweils 2000 Aufnahmen pro Messpunkt resultiert eine statistische Verteilung der Geschwindigkeitskomponenten in jedem interrogation window, welche in Form eines Histogramms dargestellt werden kann. Die gemessenen Histogramme sind auf die jeweilige Gesamthäufigkeit der Einzelwerte normiert, so dass sich diskrete PDFs ergeben.

8 Ergebnisse und Diskussion

8.1 Ergebnisse aus den Stickstoffversuchen

8.1.1 Einzelbildauswertung

Die Auswertung erfolgt anhand von Aufnahmen von Stickstoff in Stickstoff bei einer Druckdifferenz von 70 bar Eindüsdruck und 40 bar Kammerdruck, sowie einer Eindüsung von 20 ms. Abbildung 20 zeigt das aufgenommene Doppelbild der Strömung im Abstand der Aufnahmen von $dt = 9 \mu s$ bei einem Zeitschritt von 20 ms. Bei diesem Zeitschritt ist der Strahl vollentwickelt. Die nebenstehende Farbskala gibt die Intensität der Streulichtpartikel in der Strömung an. Beide Laserpulse weisen eine gleichmäßige Intensität über den gesamten Lichtschnitt auf. Bereits hier wird erkennbar, dass der Strahl schräg aus dem Düsenrohr rauskommt. Die Neigung zwischen Strahlachse und Bildachse konnte trotz guter Ausrichtung nicht behoben werden. Dies wirkt sich natürlich auch auf die darüber erstellten Diagramme aus. Es wird bei einigen sichtbar, dass $y/d = 0$ nicht der Strahlachse entspricht. Für eine bessere Übersicht wird die wirkliche Lage der Strahlachse trotzdem mit $y/d = 0$ gekennzeichnet, dabei wird natürlich die aussermittige Lage berücksichtigt. In Radialprofilen wird die wahre Strahlachse mit einer gestrichelten Linie gekennzeichnet.

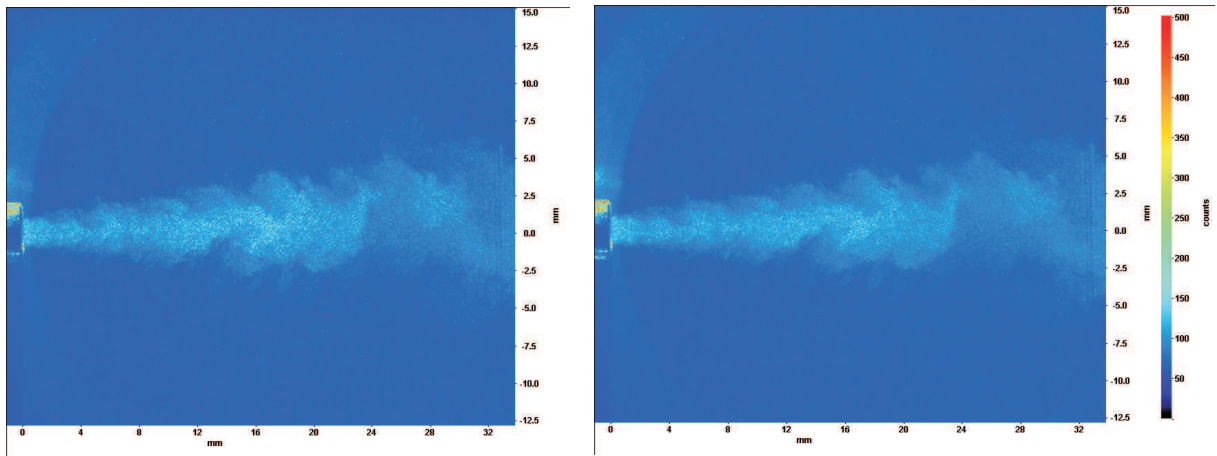


Abbildung 20: links: der Strahl bei t , rechts: der Strahl bei $t+dt$ aus einem Doppelbild

Abbildung 21 gibt das ausgewertete Vektorbild aus dem Post-Processing wieder. Die Länge der Pfeile gibt die Größe der Geschwindigkeit an. Die Referenzgeschwindigkeit von 20 m/s wird links oben aufgetragen.

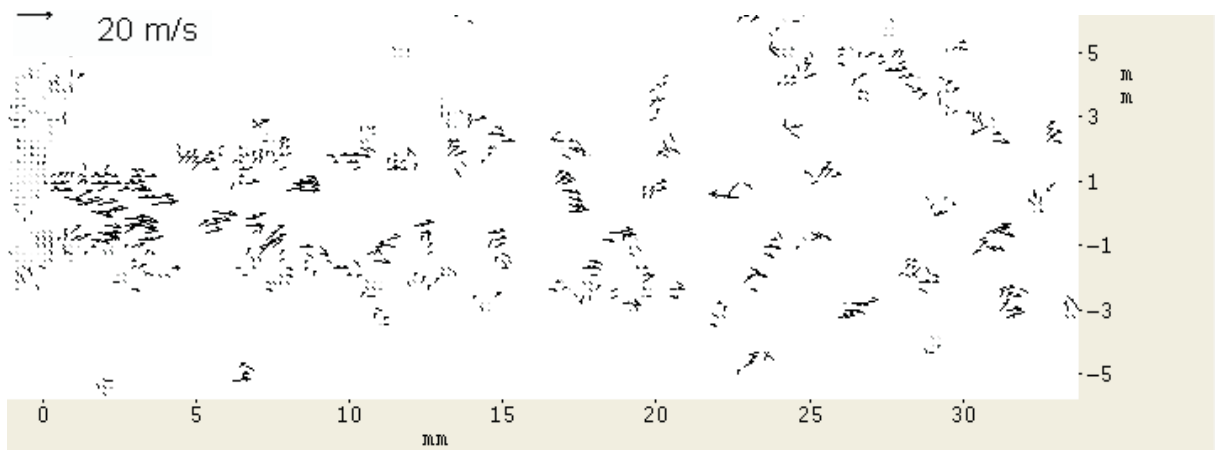


Abbildung 21: Vektorbild des Strahls bei $dt = 9 \mu s$ nach dem Postprocessing

In einigen Integrationsfenstern befinden sich aufgrund einer zu hohen Partikeldichte keine Vektoren. Das Auswerteprogramm kann also in diesen Bereichen keine Vektoren darstellen, da die Information über den Versatz unzureichend ist. Über die Summierung von 2000 Aufnahmen und der Bildung eines Mittelwertes wird das mittlere Geschwindigkeitsfeld erkennbar (Abb. 22). Der Strahl ist bei einer Eindüsung von 20 ms und einem Zeitschritt von 20 ms stationär. Zur besseren Darstellung werden in Abbildung 25 und in den folgenden Vektorabbildungen Zwischenvektoren ausgeblendet.

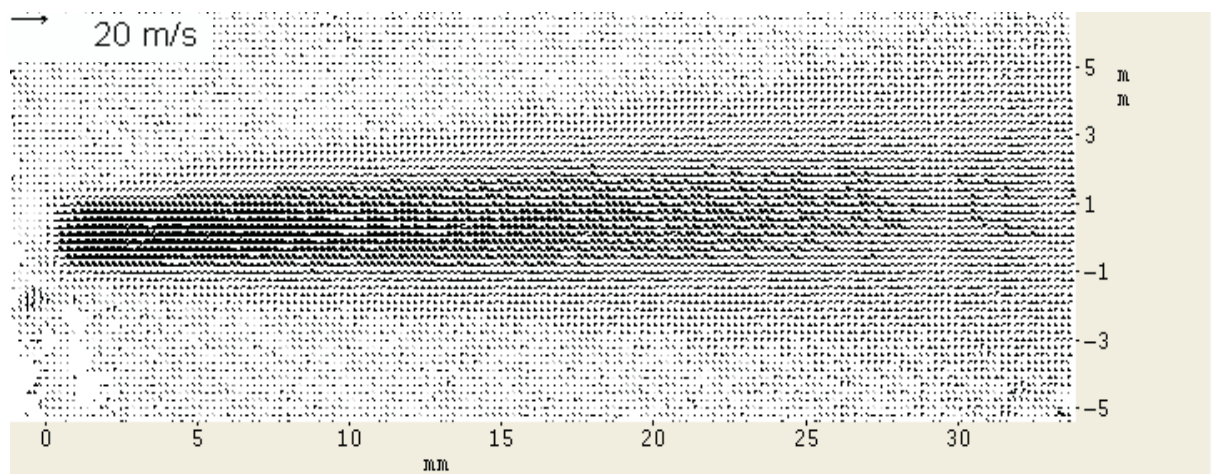


Abbildung 22: Vektorbild des Strahls durch Mittelwertbildung über 2000 Aufnahmen

8.1.2 Partikelverteilung und Validierung

Die Partikeldichte, sowie die Partikelverteilung des stationären Strahls nahe des Düsenrohraustritts werden in den nachfolgenden Diagrammen dargestellt. Aufgetragen sind die mittlere Geschwindigkeit im Anfangsbereich des Strahls bis $x/d = 1.5$ (blaue Kurve), die Hintergrundsignalstärke, die durch Partikelansammlung in der Kammer entsteht (grüne Kurve) sowie die Streulichtintensität entlang der Achse in Düsenrohrmitte (rote Kurve).

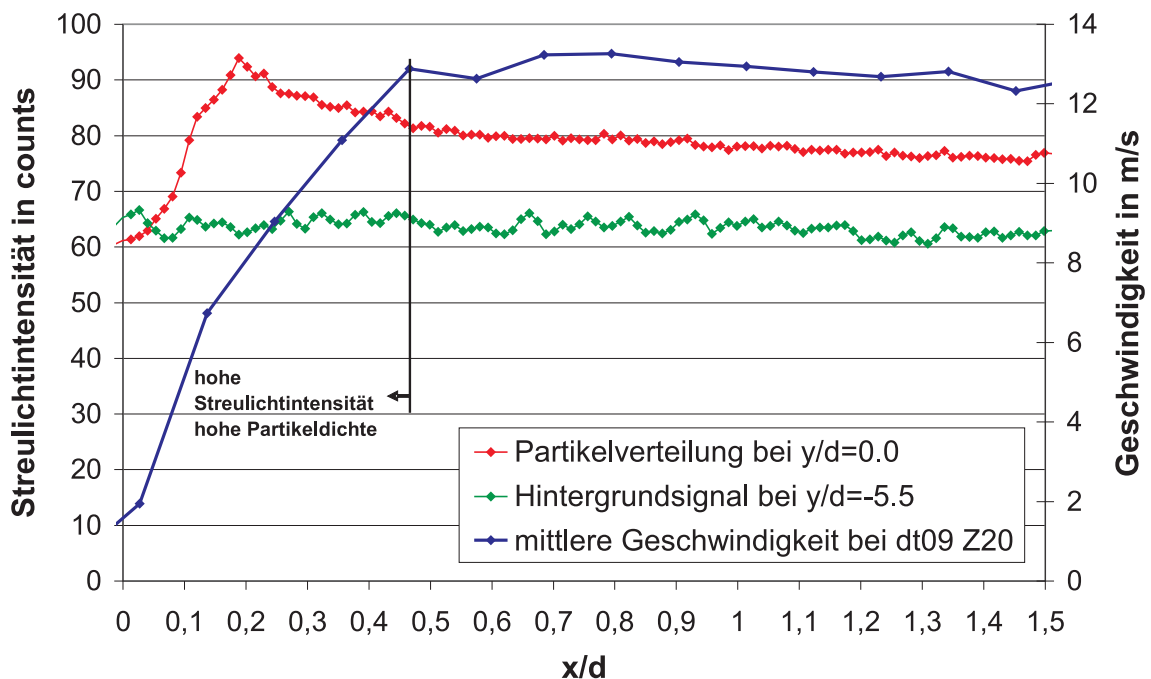


Abbildung 23: Mittlere Streulichtintensität der Partikel

Im Anfangsbereich bis $x/d = 0.45$ liegt eine hohe Streulichtintensität vor, so dass auf eine hohe Partikeldichte geschlossen werden kann. Aus diesem Grund können bis zu diesem kritischen Punkt keine oder nur wenige niedrige Geschwindigkeiten gefunden werden. Diese werden jedoch als Fehlinterpretation gewertet. Der Grund dafür, dass keine Vektoren ermittelt werden können, liegt in der Detektion eines Speckle-Musters. Die hohe Partikelanzahl wirkt wie eine raue Wand, so dass das Laserstreulicht interferiert. Unterschreitet die Partikeldichte jedoch einen bestimmten Wert, so kann über die Auswertung

ein eindeutiger Partikelversatz und somit eine genaue Geschwindigkeit detektiert werden (s. Abb. 23). Abbildung 24 zeigt die Entwicklung der Profile der Partikelverteilung in Düsenrohrnähe entlang des Radius. Die Partikelverteilung entwickelt sich aus einem Rechteckprofil, welches dem turbulenten Strömungsprofil im Rohr entspricht, zu einem flacher und breiter werdenden Profil. Die Partikel verteilen sich gleichförmig mit dem Strahl. Die Verteilung kann somit als qualitatives Maß für die Konzentrationen angesehen werden. Die hohen Intensitäten vom düsennahen Profil auf der linken Seite rühren von Reflektionen am Düsenrohr her.

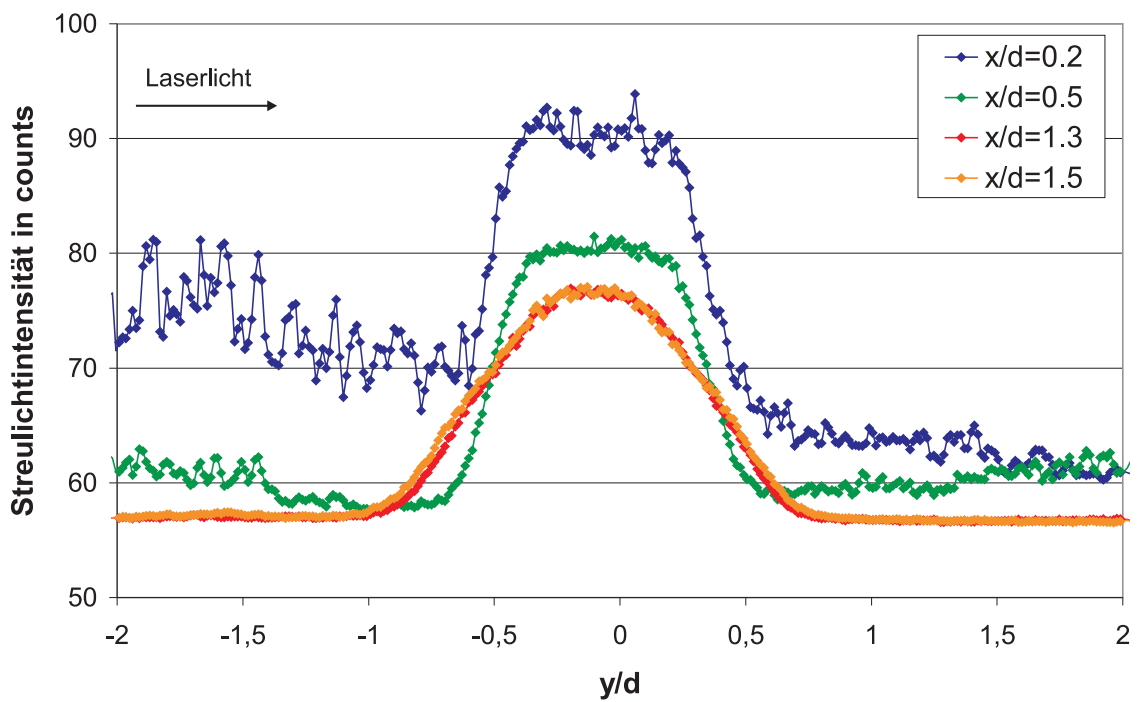


Abbildung 24: *Partikelverteilung in radialer Richtung*

8.1.3 Auflösung des Strahlrandes

Im Vorfeld wurden zwei verschiedene Pulsabstände dt zur Auflösung des Strahls sowie des Umfelds ermittelt. Abbildung 25 zeigt bei einem Zeitschritt von 4 ms den Strahl bei einem Pulsabstand von $9\text{ }\mu\text{s}$ (oberes Bild) und das aufgelöste Umfeld bei $60\text{ }\mu\text{s}$ (unteres Bild). Das untere Bild weist im Strahlrand wesentlich mehr Vektoren auf, die auch mehr von den Strahlwirbeln auflösen, da es mit einem viel größeren Pulsabstand aufgenommen wurde. Dafür können jedoch in der Mitte des Strahls nur Fehlvektoren ermittelt werden, da hier die hohen Geschwindigkeiten vorliegen.

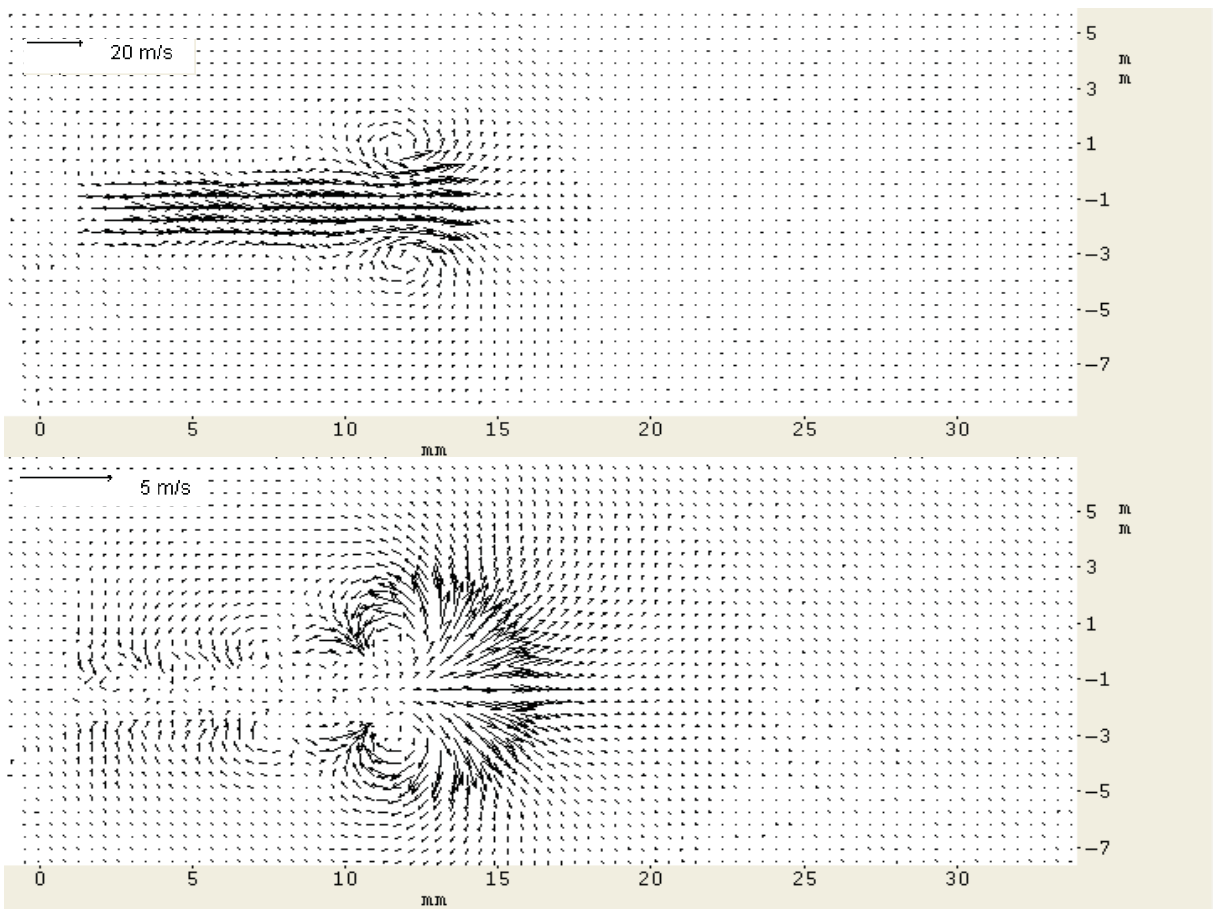


Abbildung 25: Mittelwertabbildungen bei $dt=9\text{ }\mu\text{s}$ und $dt=60\text{ }\mu\text{s}$ bei einem Zeitschritt von 5 ms

In der Darstellung des axialen und radialen Verlaufes in den Diagrammen 26 und 27 stellt die blaue Kurve den Geschwindigkeitsverlauf des Strahls dar. Die rote Kurve gibt

die Geschwindigkeit des Umfeldes wieder. Dargestellt wird die Geschwindigkeitskomponente u . Diese besitzt in Hauptströmungsrichtung die größten Werte. In der Strahlmitte wird noch einmal deutlich, dass über einen großen Zeitschritt große Geschwindigkeiten nicht aufgelöst werden können. Der Grund dafür liegt in der Festlegung, dass der maximale Partikelversatz maximal ein Viertel des interrogation windows sein darf. Deutlich zu erkennen, ist die Übereinstimmung der beiden Kurven am Strahlkopfwirbel. Daraus folgt, dass die Aufnahmen des Umfelds entfallen, da der kurze Zeitschritt auch die langsamen Geschwindigkeiten am Strahlrand trotz des kleinerem Partikelversatzes auflöst. Somit können die nachfolgenden Messungen ausschließlich mit einem kleinen dt vorgenommen werden.

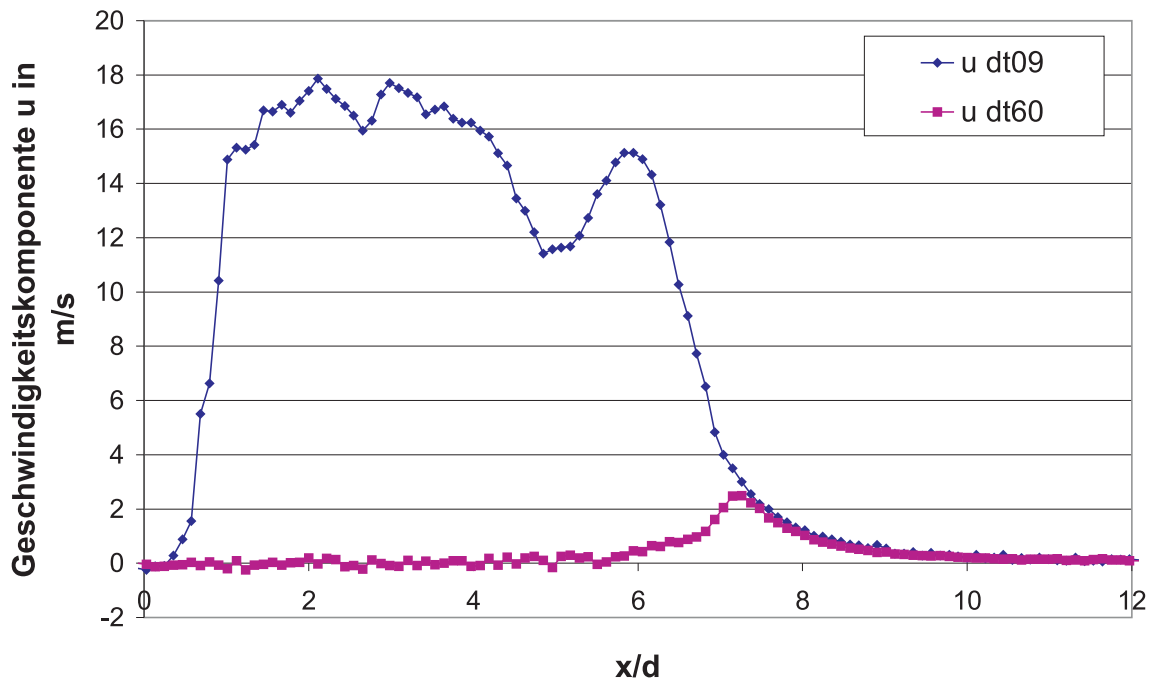


Abbildung 26: Geschwindigkeitsverlauf auf der Strahlachse in axialer Richtung für $dt = 9 \mu s$ und $dt = 60 \mu s$ bei einem Zeitschritt von $5 ms$. u ist die Geschwindigkeitskomponente in x -Richtung

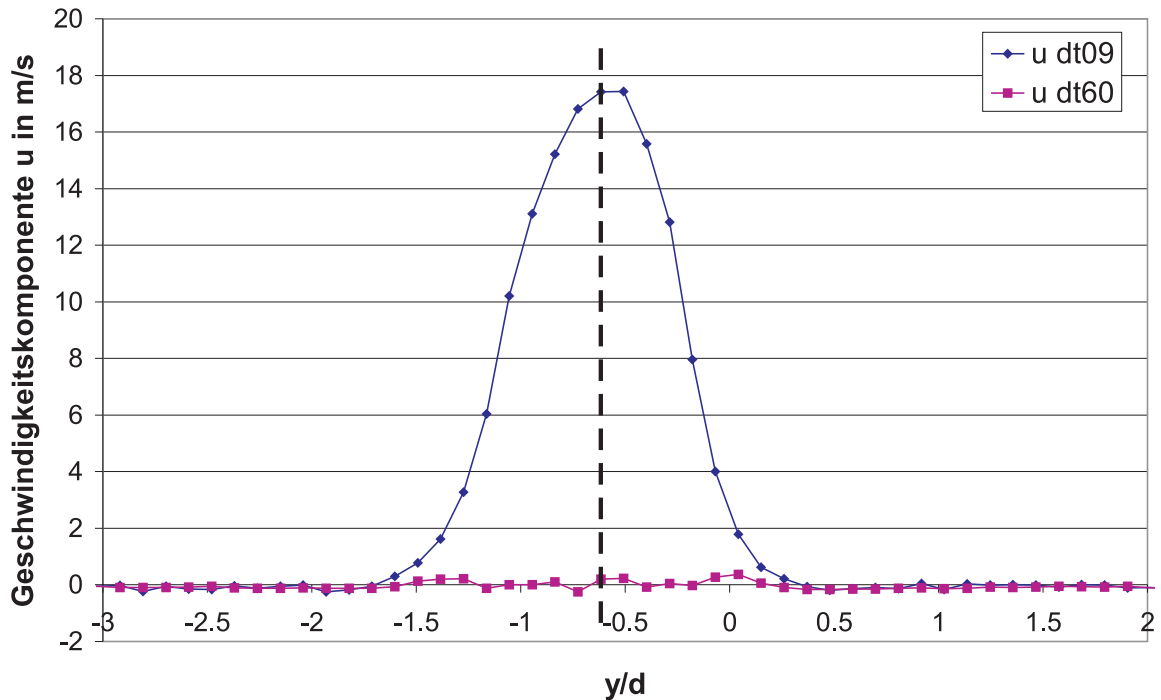


Abbildung 27: Geschwindigkeitsverlauf bei $x/d = 2$ in radialer Richtung für $dt = 9 \mu\text{s}$ und $dt = 60 \mu\text{s}$ bei einem Zeitschritt von 5 ms . u ist die Geschwindigkeitskomponente in x -Richtung. Die reale Strahlachse wird durch die gestrichelte Linie gekennzeichnet.

8.1.4 Instationäre Entwicklung der mittleren Geschwindigkeiten

Abbildung 28 zeigt die instationäre Entwicklung der jeweils über 2000 Aufnahmen gemittelten Verteilung der absoluten Geschwindigkeit. Bei einer Eindüsung von 20 ms wird der Strahl und somit die mittlere Geschwindigkeit ab dem Zeitpunkt 10 ms stationär [16]. Die Zeitschritte 4 ms , 5 ms und 8 ms zeigen die instationäre Entwicklung und der Strahl bei 20 ms den stationären Zustand, da der Strahl ab dem Zeitpunkt 10 ms stationär wird [9]. Zur besseren Darstellung wurden Zwischenvektoren ausgeblendet.

Bei 4 ms ist bereits der Strahl mit Kopfwirbel zu sehen. Weiterhin deutlich zu erkennen, ist die Ausbildung und der Fortschritt des Kopfwirbels. Bei der instationären Strahlentwicklung ist unter anderem die Eindringtiefe interessant, die vom Düsenrohrende bei $x = 0$ bis zu einem Abfall der Achsgeschwindigkeit auf eine 10% -Grenze bemessen wird. Diese Eindringtiefe kann dann mit der zeitlichen Konzentrationsverteilung (s.Abb.

29) im Strahl zu den gleichen Zeitpunkten verglichen werden. Die Eindringtiefe der Konzentration wurde ebenfalls von Düsenrohrende bis zu einer 10 %-Grenze der Konzentration bemessen [16].

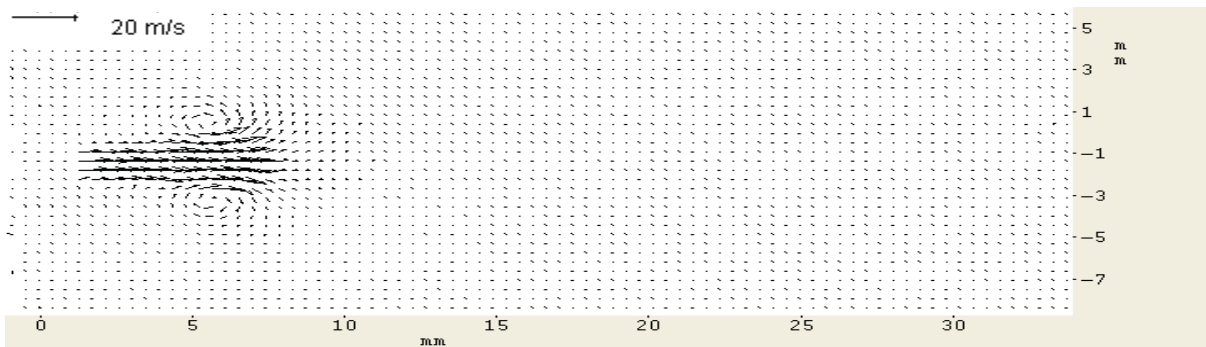
Es lässt sich ein kleiner Unterschied in der Eindringtiefe zu Anfang der Strahlentwicklung erkennen. Dabei schreitet die Geschwindigkeit innerhalb des Strahl zu Anfang schneller fort bis sich die Konzentrationsverteilung bei 8 ms annähert. Ein Grund für die Abweichung ist, dass der Laserlichtschnitt bei den Konzentrationsmessungen minimal von der Mittenposition abweicht und somit nur ein Teil des Strahls abgebildet werden kann.

Abbildung 30 zeigt den Geschwindigkeitsverlauf der Komponente u in Hauptströmungsrichtung für die Zeitschritte 4 ms, 5 ms und 8 ms. Auf der linken Seite wird der Strahlverlauf in axialer Richtung und auf der rechten Seite der Strahlverlauf in radialer Richtung an der Position des Kopfwirbels aufgezeigt. Zusätzlich wurden die über LDA ermittelten Geschwindigkeiten, im Abstand von $x/d = 0,4$ vor dem Düsenrohrende, in die Diagramme eingetragen (Abb. 32). Die gestrichelte Linie deutet dabei den anzunehmenden Strahlverlauf an, mit den LDA-Werten als Ursprung. Der bereits ermittelte Vertrauensbereich (s.a. Kap. 8.1.2) wird ebenfalls zur Einschätzung der Ergebnisse eingetragen. In der Darstellung der Längsverteilung ist der Fortlauf des Kopfwirbels zu erkennen, gekennzeichnet durch den vorlaufenden Wellenberg. Er wird ebenfalls durch die Richtungsumkehr der Geschwindigkeitskomponente u in den negativen Bereich gekennzeichnet (Abb. 30 rechts). Abbildung 31 zeigt noch einmal die Querverteilung beider Geschwindigkeitskomponenten u und v bei $x/d = 3$ für die drei instationären Zeitschritte. Auf der linken Achse wird u in m/s, auf der rechten Achse v in m/s aufgetragen. Die Quergeschwindigkeit v ist wesentlich kleiner als die Achsgeschwindigkeit u , die in der Hauptströmungsrichtung liegt. Aufgrund der kleineren Schwankungen vom Mittelwert, infolge der höheren Geschwindigkeit, sind die Profile von u ausgeprägter und werden daher zur Ermittlung wichtiger Größen bevorzugter verwendet.

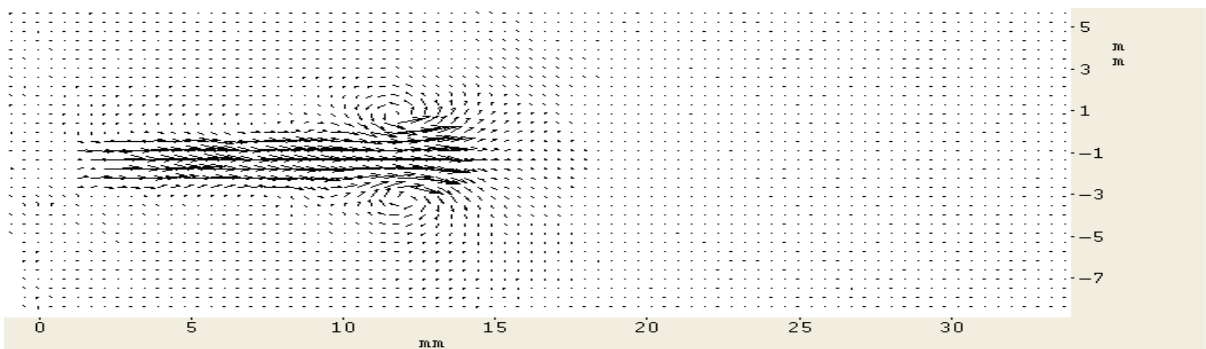
In den Abbildungen 30 und 31 wird ein Anstieg der Maximalgeschwindigkeit am Düsenaustritt von Zeitschritt 4 ms zu 5 ms und wieder ein Abfall bei 8 ms erkannt, der als Schwingung gedeutet werden kann. Die gleiche zeitliche Schwingung kann auch in den LDA-Messungen beobachtet werden (s. Abb. 32). Diese gasdynamische Schwingung kommt durch die hochinstationäre Eindüsung in das obere Düsenrohrende über den Bosch-Injektor zustande (s. Abb. 9). In Abbildung 31 wird anhand des Geschwindigkeitsverlaufs der Komponente v die Wirbelfortpflanzung sichtbar. Hierbei wechselt die Geschwindigkeit

an der Strahlachse das Vorzeichen. Eine divergente Strömung lässt sich beim Zeitschritt 4 ms erkennen. Beim Zeitschritt 5 ms entsteht eine konvergente Strömung aufgrund von Wirbelnächläufen (s. a. Abb. 25).

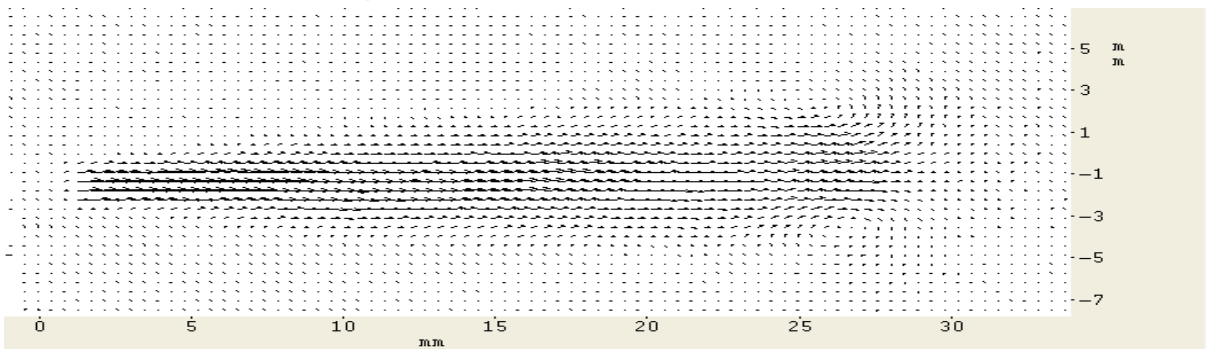
Zeitschritt: 4ms, Eindringtiefe: 8.5mm



Zeitschritt: 5ms, Eindringtiefe: 15mm



Zeitschritt: 8ms, Eindringtiefe: 30mm



Zeitschritt: 20ms

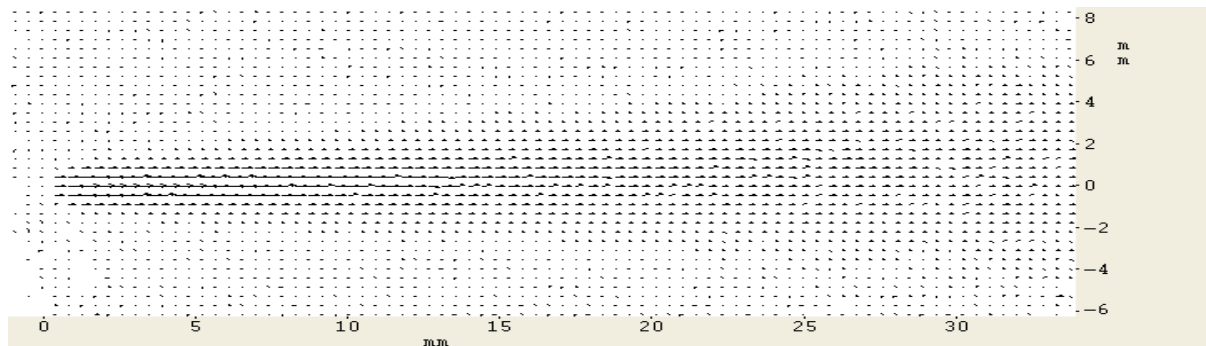


Abbildung 28: Zeitliche Entwicklung des Stickstofffreistrahls bei verschiedenen Zeitschritten und Bestimmung der Eindringtiefe

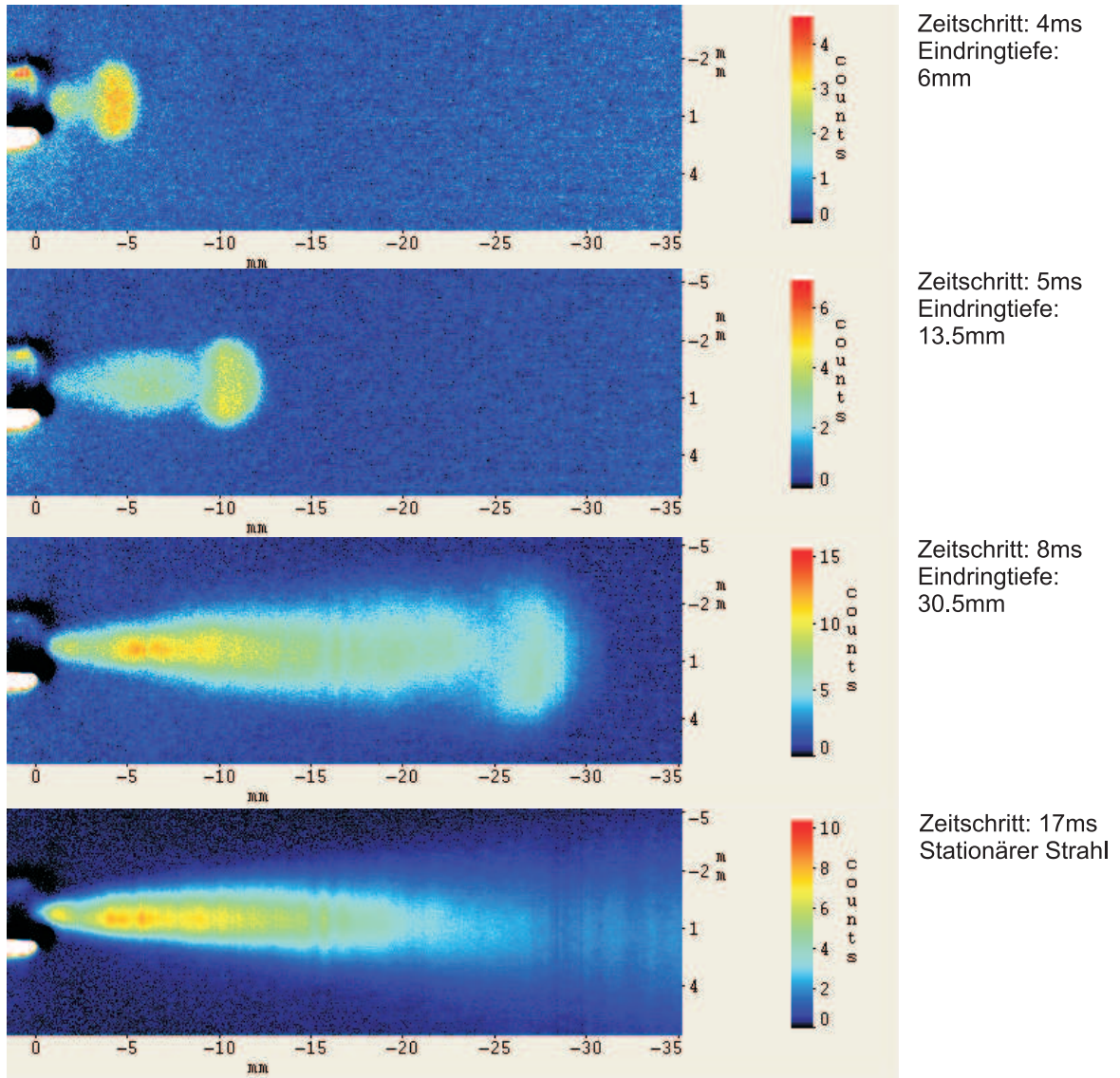
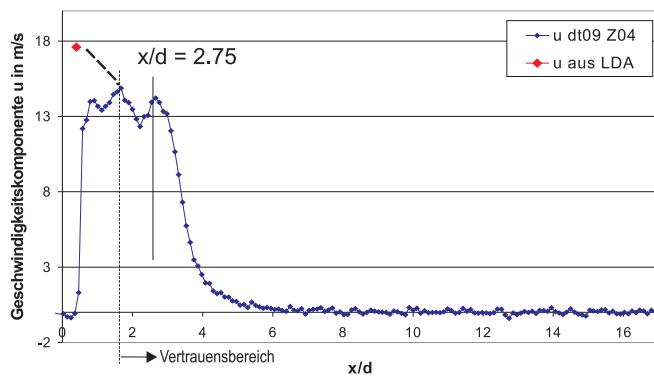
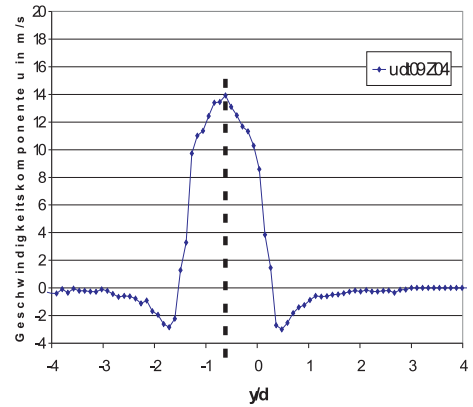


Abbildung 29: Zeitliche Entwicklung der qualitativen Konzentrationsverteilungen des Stickstoffreistrahls [16]

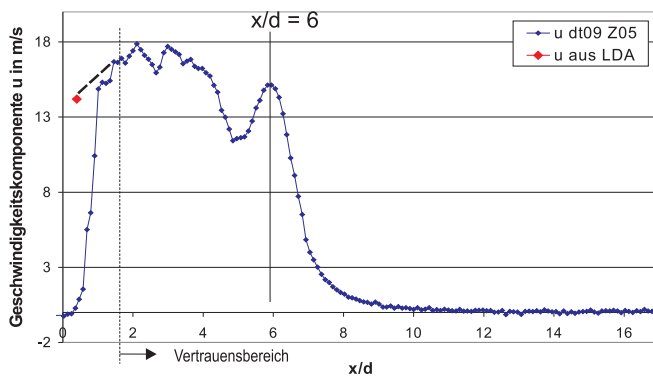
Zeitschritt: 4ms



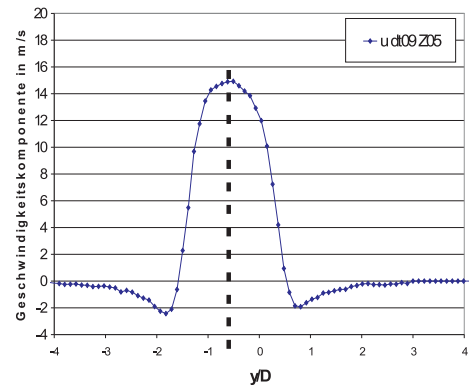
$x/d = 2.75$



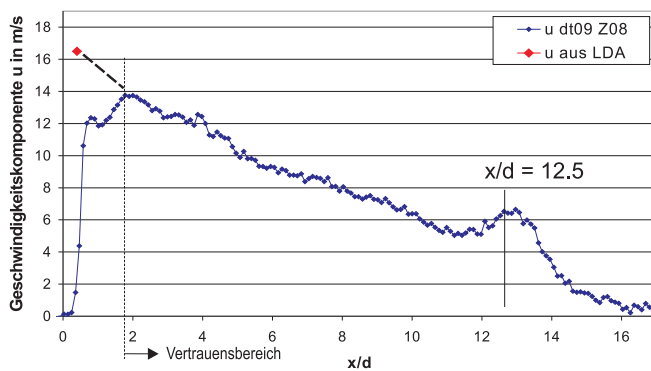
Zeitschritt: 5ms



$x/d = 6$



Zeitschritt: 8ms



$x/d = 12.5$

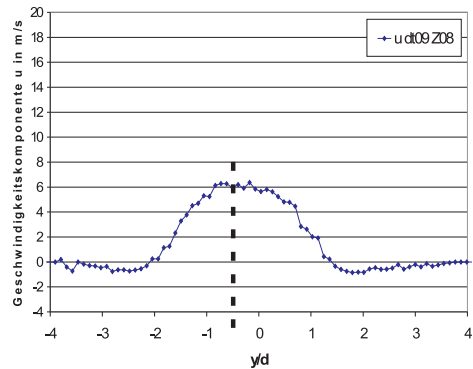
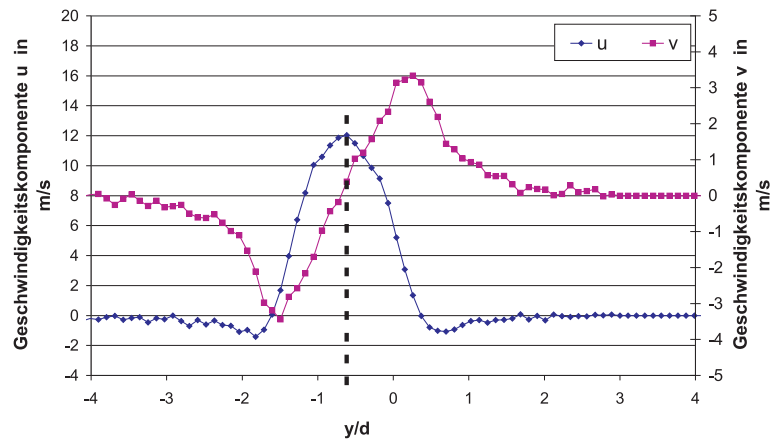
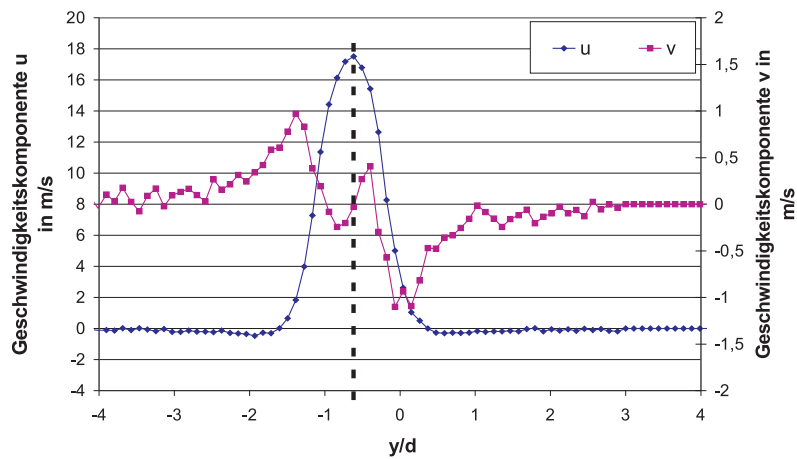


Abbildung 30: Diagramme zur zeitlichen Entwicklung des Stickstofffreistrahls in axialer (links) und radialer (rechts) Richtung für die Geschwindigkeitskomponente u . Die reale Strahlachse wird durch die gestrichelte Linie (rechts) gekennzeichnet.

Zeitschritt: 4ms bei $x/d=3$



Zeitschritt: 5ms bei $x/d=3$



Zeitschritt: 8ms bei $x/d=3$

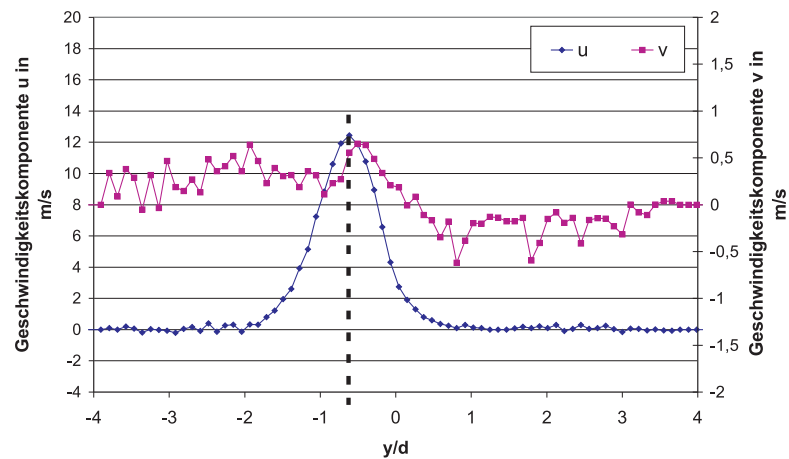


Abbildung 31: Diagramme zur zeitlichen Entwicklung des Stickstofffreistrahls radialer Richtung für die mittleren Geschwindigkeitskomponenten u und v . Die reale Strahlachse wird durch die gestrichelte Linie gekennzeichnet.

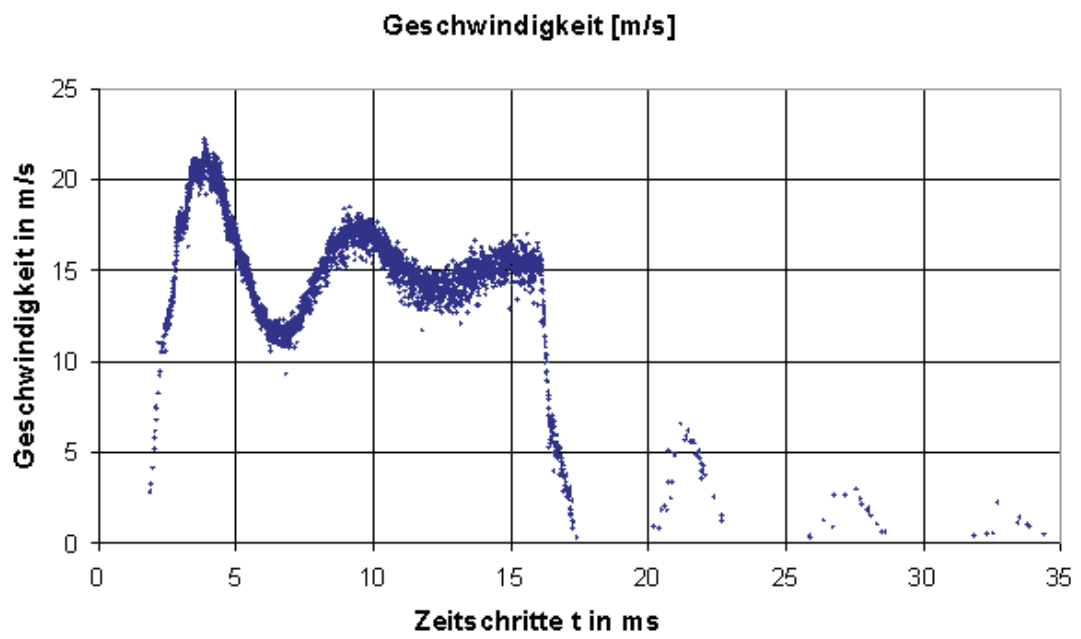


Abbildung 32: Diagramm zur zeitlichen Entwicklung des Stickstofffreistrahls am Düsenaustritt [17]

8.1.5 Axialer Geschwindigkeitsverlauf

Abbildung 33 zeigt den axialen Geschwindigkeitsverlauf des stationären Zustands bei 20 ms. Zum Vergleich wird der instationäre Zustand bei 8 ms herangezogen. In der zeitlichen Entwicklung wird eine Glättung des Profils hin zum stationären Zustand sichtbar. Dabei sinkt auch die maximale Geschwindigkeit.

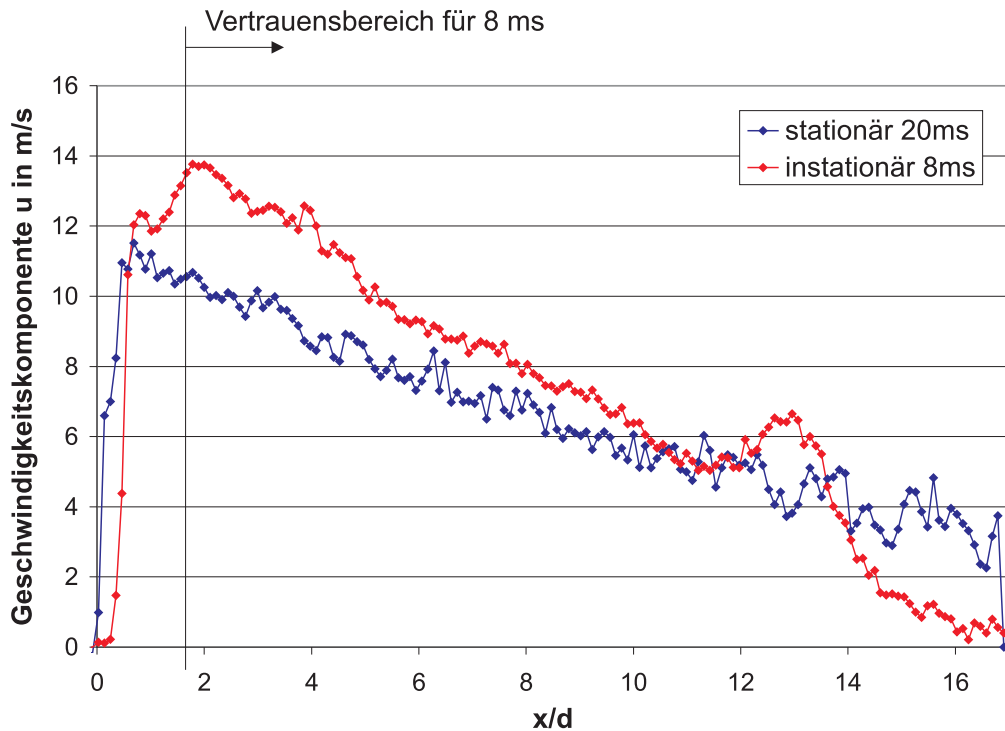


Abbildung 33: Axialer Geschwindigkeitsverlauf des stationären und des instationären Strahl

Diese Geschwindigkeitsverteilung des Strahls werden in Abhängigkeit des Kehrwertes der maximalen mittleren Achsgeschwindigkeit \bar{u}_a und dem Verhältnis x/d dargestellt. Beide Messreihen können annähernd durch eine Gerade wiedergegeben werden (Abb. 34). Die Geradengleichung kann wie folgt für beide Zustände entwickelt werden.

$$\frac{1}{\bar{u}_a} = \frac{x - x_0}{C \cdot d}$$

Aus dieser Grundgleichung kann für beide Zustände die Konstante C sowie der fiktive Ursprung über das Diagramm ermittelt werden. Als fiktiven Ursprung wird der Punkt

bezeichnet an dem der Strahl beginnt sich auszubreiten und zu entwickeln. Er liegt in diesem Fall im Inneren des Rohres bei $x/d = -6$. Wird die Gleichung nach \bar{u}_a umgestellt, so ergibt sich folgendes:

$$\text{stationär: } \bar{u}_a = C \cdot \frac{d}{x-x_0} = 47,6 \text{ m/s} \cdot \frac{d}{x-x_0}$$

$$\text{instationär: } \bar{u}_a = C \cdot \frac{d}{x-x_0} = 48,6 \text{ m/s} \cdot \frac{d}{x-x_0}$$

Über die Auftragung des Kehrwertes der Achsgeschwindigkeit gegenüber x/d und der somit erhaltenen Gerade, kann von einem hyperbolischen Geschwindigkeitsverlauf (Auftragung \bar{u}_a über x/d) ausgegangen werden.

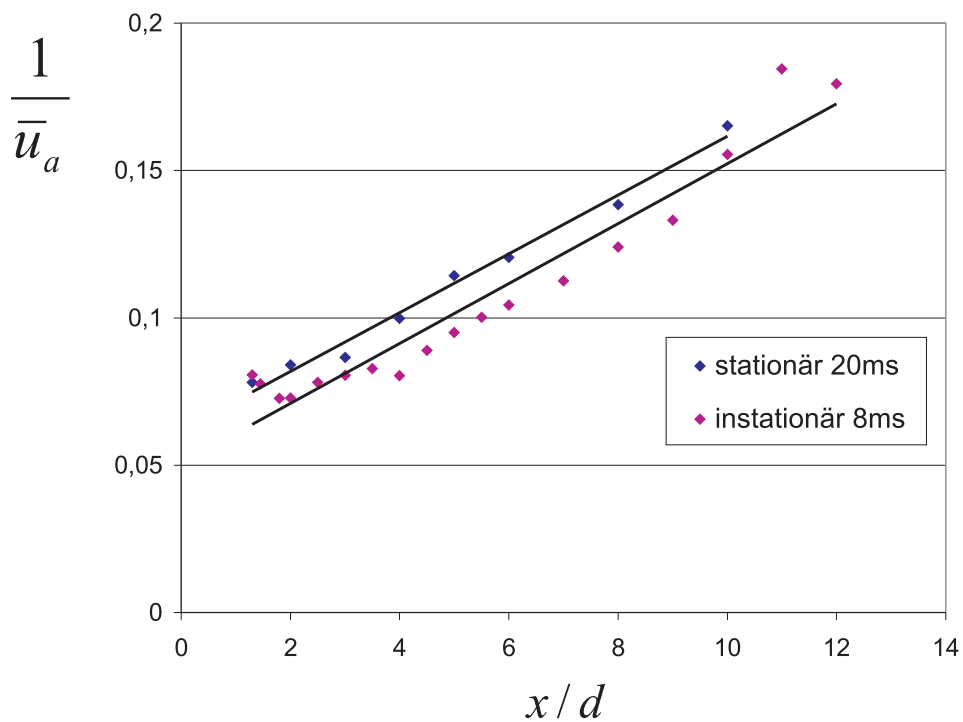


Abbildung 34: *Hyperbolischer Geschwindigkeitsverlauf vom stationären und instationären Strahls*

8.1.6 Überprüfung der Selbstähnlichkeit

Nach Guenther [2] und Warda [18] weist die Geschwindigkeitsverteilung in allen Querschnittsebenen des stationären Strahls ab einem Abstand $x/d > 10$ einen Ähnlichkeitsbereich auf. Zur Bestimmung werden die Profile in radialer Richtung für verschiedene Abstände x/d in einem Diagramm aufgezeigt (Abb. 35). Dabei wird die mittlere Geschwindigkeit \bar{u} bezogen auf die maximale mittlere Achsgeschwindigkeit \bar{u}_a gegenüber $y/y_{0.5}$ aufgetragen. Um eine Ähnlichkeit feststellen zu können, wird der Halbwertsradius $y_{0.5}$ eingeführt, der bei der halben Achsgeschwindigkeit \bar{u}_a liegt.

In Abbildung 35 werden die Profile für den stationären (20 ms) sowie für die instationären Zustände (4, 5 und 8 ms) aufgezeigt. Über die Überlagerung der Kurven kann festgestellt werden ob und ab wann eine Ähnlichkeit der Geschwindigkeitsprofile vorliegt. Deutlich zu erkennen, ist eine Ähnlichkeit der Profile schon nah an der Austrittsöffnung des Rohres ($x/d = 2$). Es ist kein eindeutiger Kern- oder Übergangsbereich ersichtlich. Das gleiche Ergebnisse kann auch für den instationären Zustand getroffen werden. Die Profile verhalten sich somit in jedem gewählten Querschnitt, ab $x/d = 2$ und bei jedem Zeitschritt selbstähnlich. Die Abweichung der Profile bei den instationären Zeitschritten kommt durch den Kopfwirbel der bei den jeweiligen Abständen auftritt zu stande (s.a. Abb. 30).

Die Selbstähnlichkeit kommt deshalb sehr düsen nah zu stande, da die Strömungsbildung im Düsenrohr sehr instationär erfolgt. Daraufhin ergeben sich die großen Unterschiede zu Guenther [2], Rodi [19] und Warda [18]. Der Halbwertsradius wird zusätzlich zur Bestimmung der Ausbreitungs- bzw. Verteilungsrate (spreading rate) des Strahls benutzt werden. Dazu wird der Halbwertsradius $y_{0.5}$ des stationären Strahls bezogen auf den Düsenrohrdurchmesser gegenüber der Querkoordinate x/d aufgetragen (Abb. 36).

Wird die Gerade weitergeführt bis zu $y_{0.5}/d = 0$, dann kann nicht nur der fiktive Freistrahlsprung x_0 , sondern über die Steigung auch die Ausbreitungsrate S bestimmt werden. Der fiktive Ursprung liegt weiterhin im Inneren des Rohres bei $x/d = -6$. Die Ausbreitungsrate S wird zu 0,06 bestimmt. Zum Vergleich: die Ausbreitungsrate S für einen isothermen runden Freistrahls liegt bei Chen und Rodi [19] bei 0,086. Für den Halbwertsradius ergibt sich folgende Gleichung:

$$y_{0.5} = 0,06 \cdot (x - x_0)$$

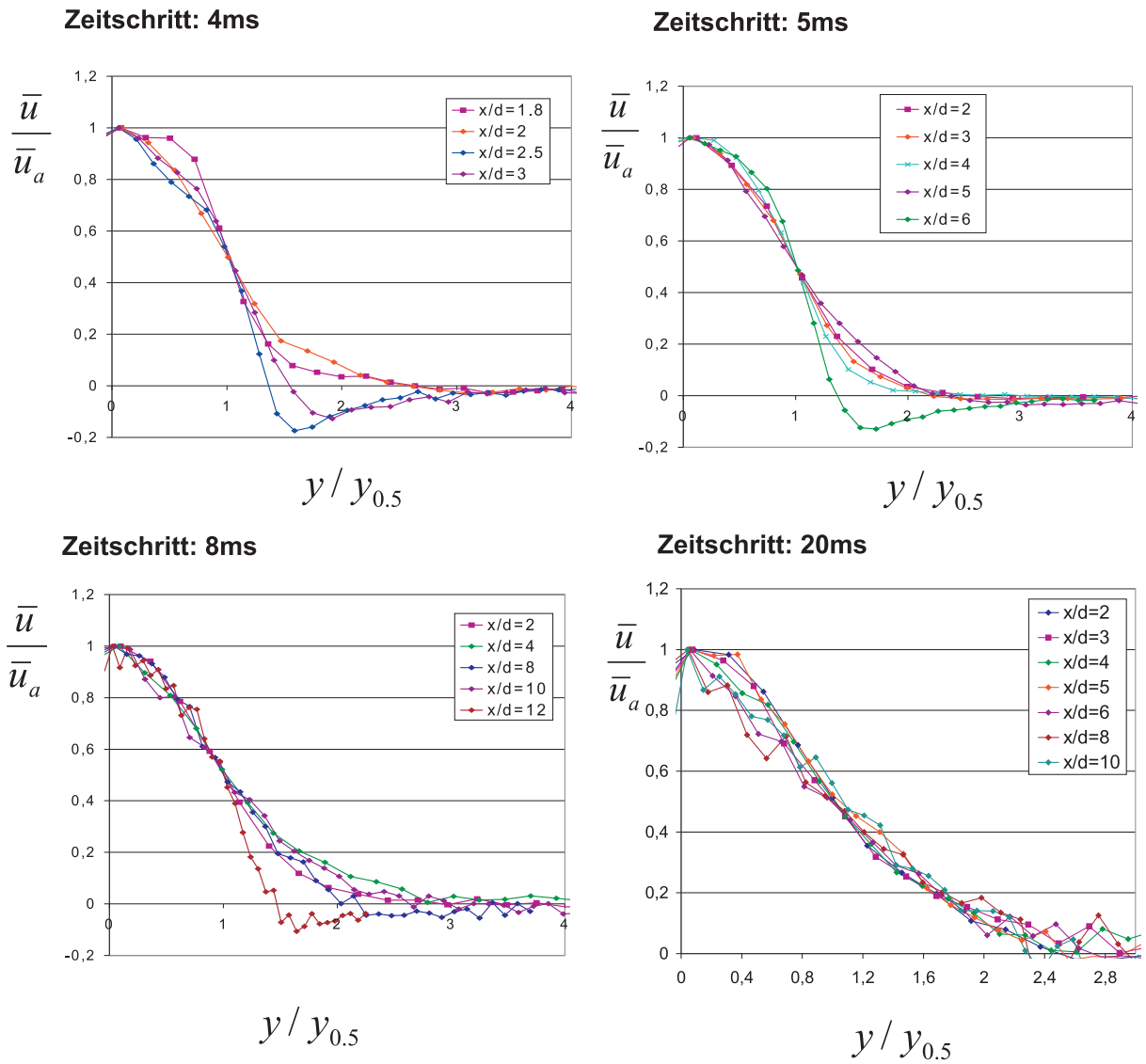


Abbildung 35: Ähnlichkeit der Radialprofile der mittleren Geschwindigkeit des Freistrahls

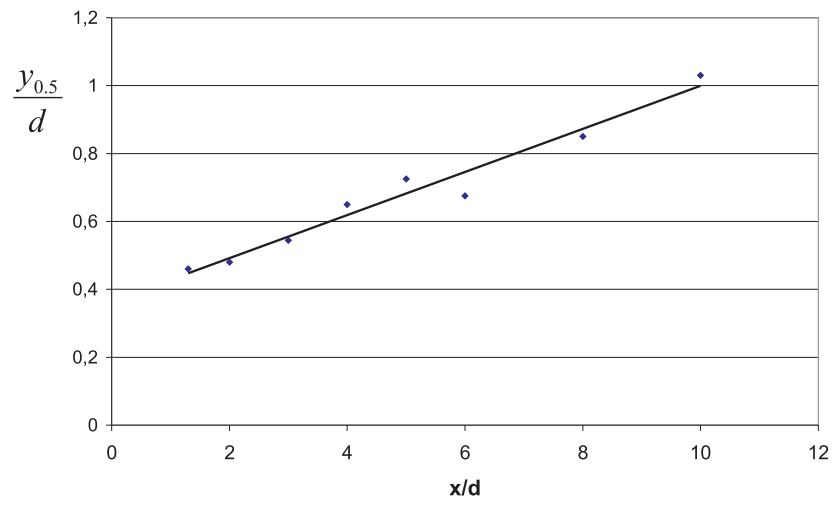


Abbildung 36: *Bestimmung der Ausbreitungsrate des Gasstrahls im stationären Zustand*

8.1.7 Turbulenzgrad und Turbulenzintensität

Mit dem Turbulenzgrad wird die Tatsache erfasst, dass turbulente Strömungen in alle drei Raumachsen x, y, z, unterschiedliche mittlere Geschwindigkeitsschwankungen aufweisen. Wenn die mittleren Geschwindigkeitsschwankungen in alle drei Richtungen gleich groß sind, spricht man von isotroper Turbulenz. Da ein runder, drehsymmetrischer Freistrahler vorliegt, sollten die beiden Komponenten v und w gleich groß sein. Danach vereinfacht sich die Formel zur Turbulenzgradberechnung [20][21] von der 3-D-Betrachtung zur 2-D-Betrachtung für die Geschwindigkeitskomponente u:

$$T_u = \frac{1}{\bar{u}} \cdot \sqrt{\frac{1}{3} \cdot (\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2})} \quad (13)$$

$$T_u = \frac{1}{\bar{u}} \cdot \sqrt{\frac{1}{3} \cdot (\overline{u'^2} + 2 \cdot \overline{v'^2})} \quad (14)$$

mit der Varianz:

$$\overline{u'^2} = \frac{1}{n-1} \sum_{i=0}^n (u_{avg} - u_i)^2 \quad (15)$$

$$\overline{v'^2} = \frac{1}{n-1} \sum_{i=0}^n (v_{avg} - v_i)^2 \quad (16)$$

Die Turbulenzintensität lässt sich dabei für die Geschwindigkeitskomponenten u und v über den RMS (root mean square) und den Mittelwert berechnen:

$$Tu_u = \frac{RMS_u}{\bar{u}} \quad (17)$$

$$Tu_v = \frac{RMS_v}{\bar{v}} \quad (18)$$

Der Turbulenzgrad und die Turbulenzintensität der Längs-, sowie der Querverteilung sind gemäß den Gleichungen 14-18 berechnet und in den nachfolgenden Diagrammen aufgetragen. Abbildung 37 zeigt die axiale Geschwindigkeitsverteilung beim Zeitschritt 20 ms. Um den Zusammenhang zwischen Mittelwert (average), RMS und der Turbulenz zu verstehen, werden diese ebenfalls mit aufgetragen. Die linke Achse skaliert die Geschwindigkeit in m/s, die rechte Achse die Turbulenz, die dimensionslos ist.

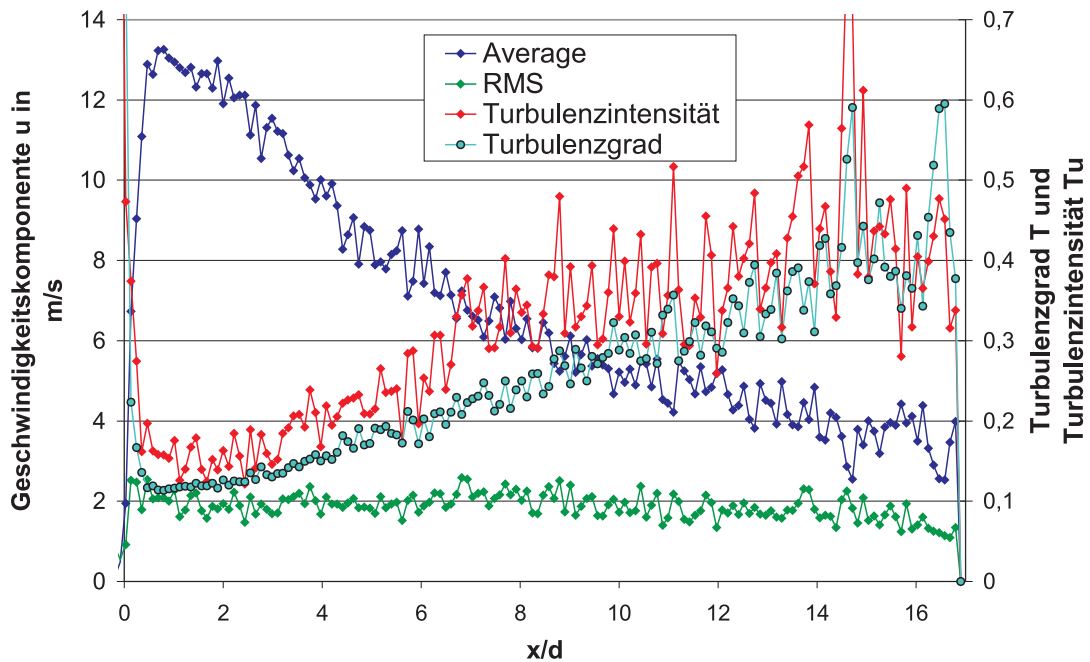


Abbildung 37: *Turbulenzgrad und Turbulenzintensität auf der Strahlachse*

Es treten die größten örtlichen Turbulenzgrade in der Randzone auf. Mit fallendem Mittelwert \bar{u} steigt der Turbulenzgrad bis zu einem Maximum von 60 %. Auch die Turbulenzintensität steigt noch einmal stärker als der Turbulenzgrad. Abbildung 38 gibt die radiale Verteilung der Geschwindigkeitskomponenten u und v , mit den dazugehörigen RMS-Werten an der Position $x/d=5$ wieder. Ebenso sind Turbulenzgrad und Turbulenzintensität aufgetragen. In allen drei Abbildungen kann ein ähnlicher Verlauf der Kurven von Turbulenzintensität und Turbulenzgrad erkannt werden. Der Unterschied zwischen beiden liegt im RMS-Wert der v -Komponente, also v' . Da v' jedoch so gering ist, nähern sich die Kurven an. In der Strahlmitte sind die Turbulenzen minimal und wachsen hin zum Strahlrand an. Deutlich zu erkennen ist beim Verlauf der Komponente v eine Richtungsänderung des Turbulenzgrades sowie der Intensität entlang des Radius. Die höchsten Turbulenzen treten bei der viel kleineren Geschwindigkeitskomponente v auf.

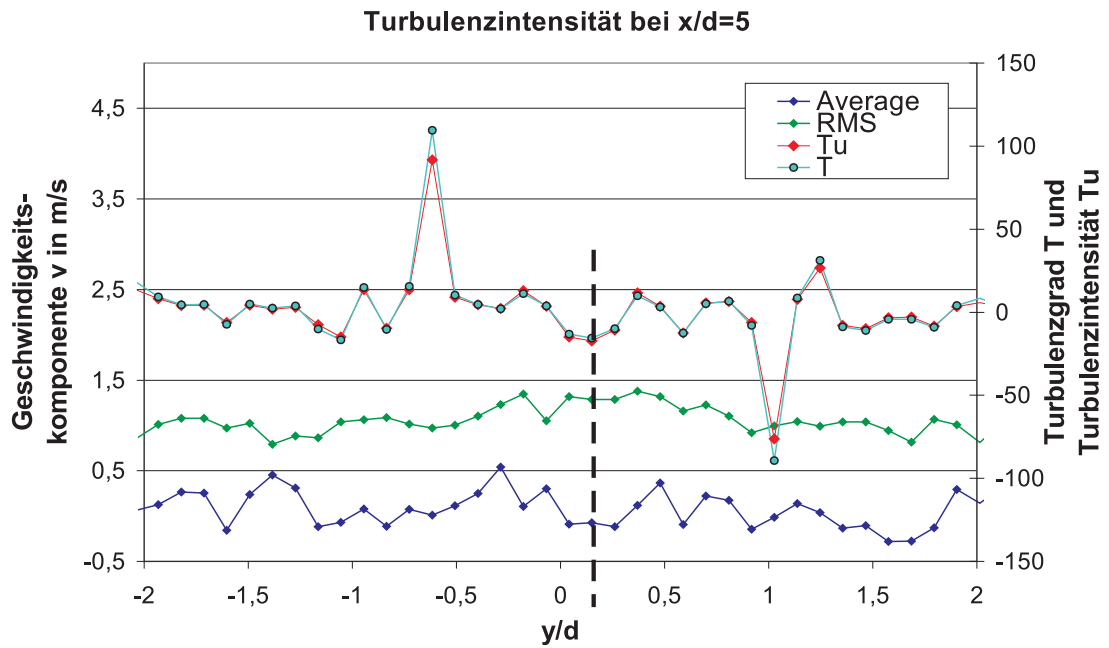
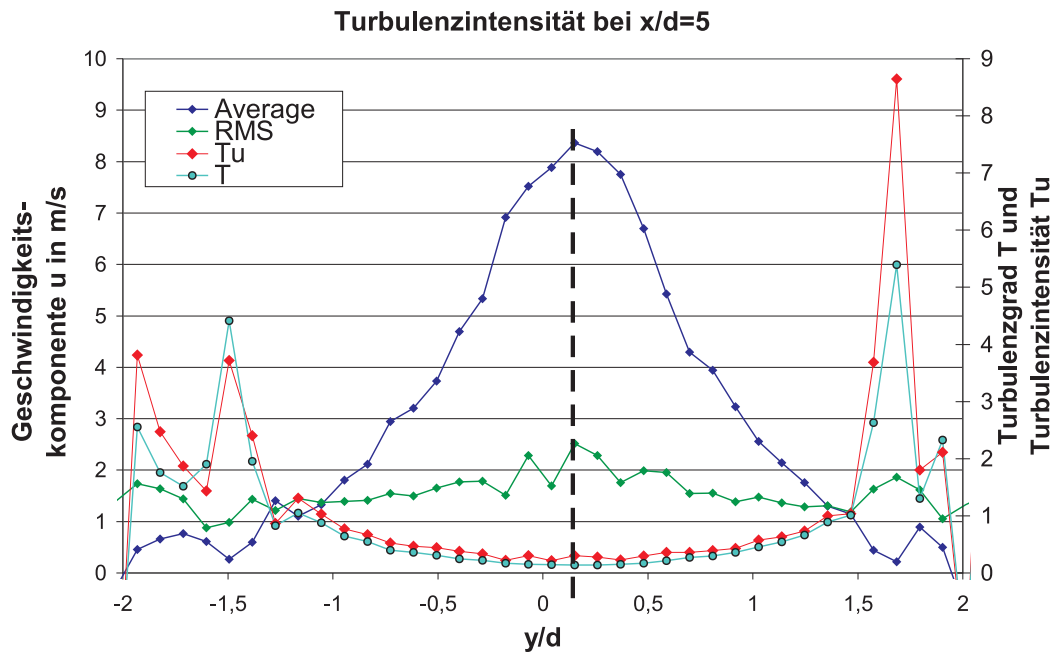


Abbildung 38: *Turbulenzgrad und Turbulenzintensität bei $x/d=5$*

8.2 Ergebnisse aus der PDF-Erzeugung

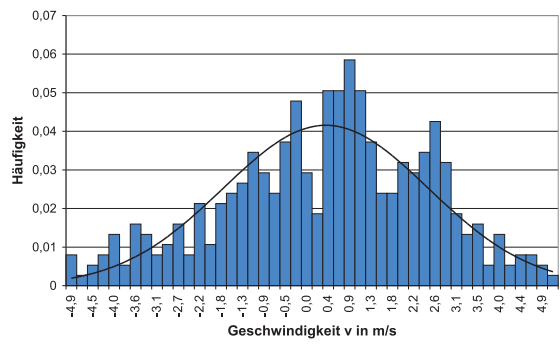
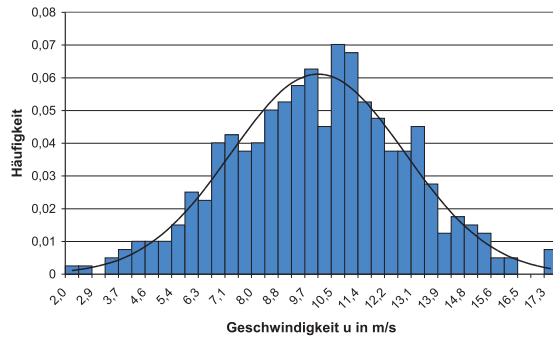
Die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen werden über 2000 Aufnahmen an verschiedenen Positionen erstellt. Sie lösen ein Feld der Größe 16×16 Pixel auf, das einer Fläche von $0,186 \text{ mm}^2$ entspricht. Aus den Daten werden normierte Histogramme der Geschwindigkeit für die Komponenten u und v erstellt. Dazu werden die Einzelhäufigkeiten auf die Gesamthäufigkeit normiert. Zur Darstellung wurde der Zeitschritt 8 ms gewählt, um den instationären Strahl entlang der Achse sowie entlang des Radius zu vermessen. Tabelle 5 gibt die Positionen an, an denen Histogramme erstellt werden. Die Positionen B, C, D befinden sich auf der Strahlachse, B1, B2 und C1 beschreiben weitere Punkte in der Querverteilung. Von B aus wird mit B1 und B2 die Seite des Strahls und das Aussenfeldes aufgelöst. Die Punkte C1 und C2 wurden so gewählt, dass sie Verteilungen im Kopfwirbel wiedergeben. Der Punkt D gibt Informationen kurz vor dem Strahlrand wieder.

	B	B1	B2	C	C1	D
x/d	5,0	5,0	5,0	12,5	12,5	15,0
y/d	0,6	1,5	3,5	0,5	1,5	0,2

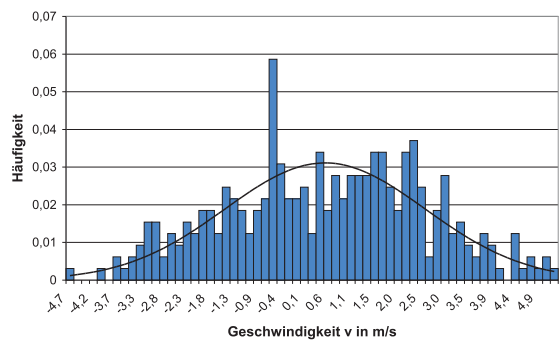
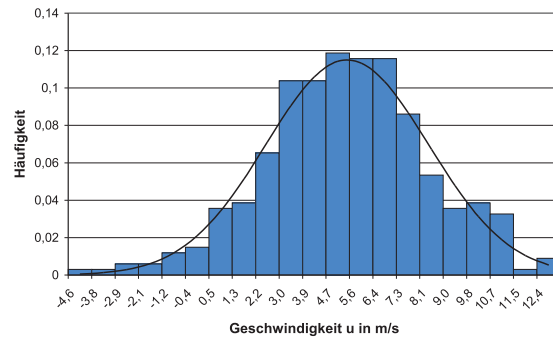
Tabelle 5: *Positionen für Histogrammerstellung*

Die Positionen stehen neben den jeweiligen Histogrammen. Links sind die Geschwindigkeitskomponente u , rechts die Geschwindigkeitskomponente v aufgetragen. Die Verteilungen können gut durch eine Gauß-Funktion repräsentiert werden. Diese sind als schwarze Kurve dargestellt. Die Histogramme aus der Strahlmitte weisen eine bessere Auflösung auf, da hier eine größere Gesamthäufigkeit an Geschwindigkeitsinformationen vorliegt. Bei den Verteilungen der Komponente v streut der Mittelwert um den Nullwert. Ab B1 treten zunehmend negative Werte auf, die durch Wirbel entstehen. Am Strahlrand bei B2 streuen die Werte bereits um Null. Das selbe kann für die Punkte C und D festgestellt werden. Auch bei D streuen die Mittelwerte um Null.

B



B1



B2

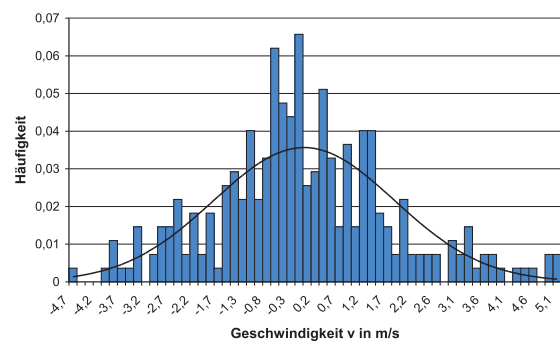
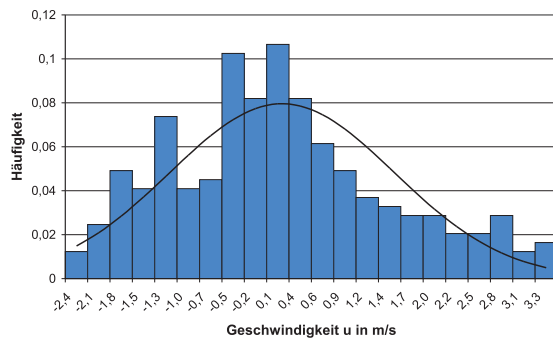


Abbildung 39: Histogramme der Geschwindigkeit u und v an den Positionen B bis B2

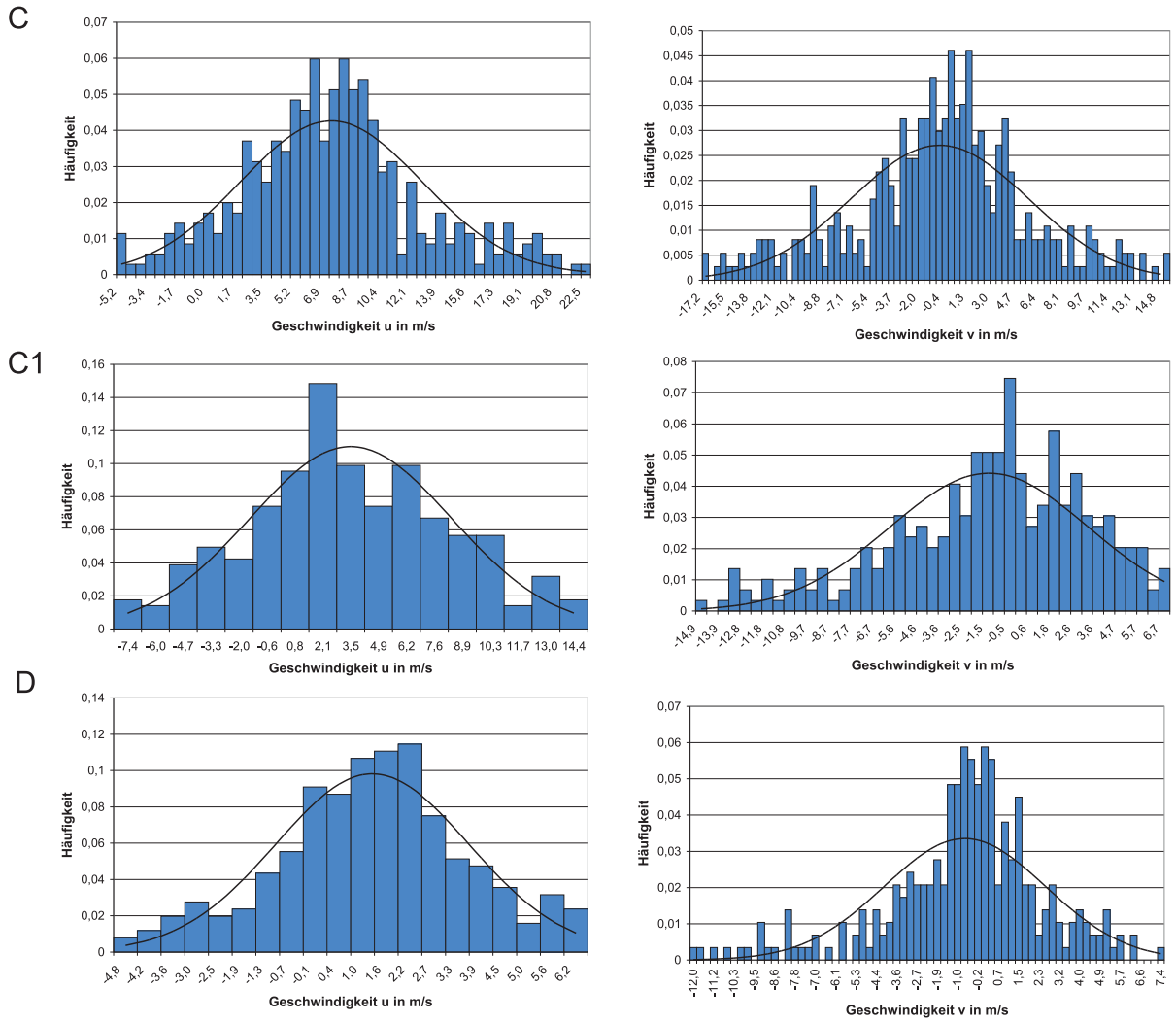


Abbildung 40: Histogramme der Geschwindigkeit u und v an den Positionen C bis D

8.3 Ergebnisse aus den DME-Versuchen

Die Versuche mit Dimethylether (DME) wurden bei 270°C und 70 bar Eindüsdruck in eine inerte Athmosphäre bei 350°C und 30 bar Kammerdruck durchgeführt. Die daraus erhaltenen Ergebnisse lieferten jedoch keine vertrauenswürdigen Werte, so dass davon ausgegangen werden muss, dass die Adaption der Messtechnik an die veränderten Versuchsbedingungen weiter optimiert werden muss. Wie in den vorangegangenen Versuchen mit Stickstoff konnte im Einströmbereich über einen großen Abstand zum Düsenrohr das Geschwindigkeitsfeld nicht aufgelöst werden. Neben der hohen Partikeldichte kann ein veränderter Brechungsindex von DME zu Fehlergebnissen führen. Der Laserstrahl wird aufgrund einer zu hohen Dichte mit einem Brechungsindex ungleich eins von der Messstelle weggebrochen. Es gilt nun die Parameter, die zu den fehlerhaften Ergebnissen geführt haben, zu überprüfen.

9 Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurde die zeitliche und räumliche Entwicklung der Geschwindigkeitsverteilung innerhalb eines instationären Gasfreistrahls mittels Particle Image Velocimetry (PIV) untersucht. Dafür wurden ein doppeltgepulster Nd:YAG-Laser, eine hochauflösende CCD-Kamera und ein zugehörigen Messrechner an die bereits vorhandene Anlage adaptiert. Wichtig dabei war die Synchronisation aller Komponenten in Bezug auf das Signal der Injektion und der aufzulösenden Zeitschritte. Somit gelang es einen instationären Freistrahls zu verschiedenen Zeitschritten seiner Entwicklung zu erfassen. Die Auseinandersetzung mit der Auswertung der Messergebnisse und der Messtechnik vor Versuchsbeginn ermöglichte es die Messfehler auf ein Minimum zu reduzieren.

Die Versuche wurden mit Stickstoff als Injektionsgas durchgeführt, das mit 70 bar in eine Stickstoffumgebung mit 40 bar eingedüst wurde. Das Gas tritt dabei mit einer maximalen Geschwindigkeit von 18 m/s aus. Aufgrund einer zu hohen Partikeldichte in Düsennähe gelang es nicht das Geschwindigkeitsfeld im Einströmbereich aufzulösen. Im weiteren Verlauf des Strahls konnten Erkenntnisse über das Geschwindigkeitsfeld, die Ausbreitungsrate sowie die Selbstähnlichkeit der Profile der Querverteilungen des stationären und instationären Zustands gewonnen werden. Die Erstellung von gaußförmigen Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen über das gesamte Geschwindigkeitsfeld stellt die Grundlage der Datenbasis für die numerische Berechnung sowie der Modellierung dar. Die Grenzen des PIV-Einsatzes unter der Randbedingung hohen Drucks wurden erörtert.

10 Ausblick

Die Dimethylether-Versuche werden wiederholt, aufgrund unzureichender Ergebnisse, die bis zu diesem Zeitpunkt zu stande gekommen sind. Zu diesem Zweck müssen die Parameter, wie Pulsabstand und Partikeldichte sowie die Messtechnik überdacht und für Tabelle 3 weiter optimiert werden. Es muss geprüft werden, ob Particle Image Velocimetry das geeignete Messverfahren zur Auflösung des Geschwindigkeitsfelds von DME darstellt.

Literatur

- [1] Internetauftritt der International DME Association (IDA), <http://www.IDA.de>
- [2] Günther R., *Verbrennung und Feuerung*, Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg-New York-Tokyo, 1984
- [3] Hyun G.S., Nogami M., Senda J., Fujimoto H., *Study on unsteady gas jet and wall impingement jet*, Doshisha University, 1996
- [4] Raffel M., Willert C.E., Kompenhans J., *Particle Image Velocimetry: a practical guide*, Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg-New York-Tokyo, 1998
- [5] Albrecht H.-E., Damaschke N., Borys M., Tropea C., *Laser-Doppler and Phase Doppler Measurement Techniques*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2003
- [6] Ronneberger O, Raffel M, Kompenhans J (1998), *Advanced Evaluation Algorithms for Standard and Dual Plane Particle Image Velocimetry*, Proc. 9th International Symposium on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics, Lisbon, July 13-16, 1998, p.10.1.1-10.1.8
- [7] Westerweel J (1993), *Digital particle image velocimetry - Theory and application*, Ph.D. Dissertation, Delft University Press, Delft
- [8] Köhly C., Interner Bericht, Institut für Kern- und Energietechnik, Forschungszentrum Karlsruhe, 2002
- [9] Fast G., Kuhn D., *Konzentrationsmessung mittels Tracer-PLIF im instationären Dimethylether-Gasfreistrahler unter Selbstzündbedingungen*, Lasermethoden in der Strömungsmesstechnik, 14. Fachtagung, Braunschweig, 5.-7. Sept. 2006, Deutsche Gesellschaft für Laser-Anemometrie GALA e.V.
- [10] Tropea C., *Skriptum zur Vorlesung LDA-Grundlagen und Auslegung*, Fachgebiet Strömungslehre und Aerodynamik der Technischen Universität Darmstadt, 2003
- [11] Schneider B.M., *Experimentelle Untersuchungen zur Spraystruktur in transienten, verdampfenden und nicht verdampfenden Brennstoffstrahlen unter Hochdruck*, ETH Zürich, Dissertation, 2003
- [12] LaVision GmbH, Goettingen/Germany: <http://www.LaVision.de>

- [13] Internetauftritt von Dantec Dynamics: <http://www.dantecdynamics.com>
- [14] Keane RD, Adrian RJ (1990), *Optimization of particle image velocimeters. Part 1: Double pulsed systems*, Meas. Sci.Tech.
- [15] Fast G., Kuhn D., Class A., *Auto-ignition delay times and nozzle velocity profiles of an ethane jet*, 58th Annual Meeting of the American Physical Society Division of Fluid Dynamics (DFD05), Chicago, Illinois, November 20-22, 2005
- [16] Warda H.A., Kassab S.Z., Elshorbagy K.A., Elsaadawy E.A., *An experimental investigation of the near-field region of free turbulent round central and annular jets*, Faculty of Engineering, Alexandria University, Egypt, 1998
- [17] Chen C.J., Rodi W., *Vertical turbulent buoyant jets: a review of experimental data*, Pergamon Press, Oxford-New York-Toronto-Sydney-Paris-Frankfurt, 1980
- [18] Schlichting H., Gersten K., *Schlichting 2006: Grenzschicht-Theorie*, 10. überarb. Aufl., Springer-Verlag, 2006
- [19] Pope S.B., *turbulent flows*, Cambridge University Press, 1.publ., 2000
- [20] Warnatz J., Maas U., Dibble R.W., *Verbrennung: Physikalisch-Chemische Grundlagen, Modellierung und Simulation, Experimente, Schadstoffentstehung*, Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg-New York-Tokyo, 1997