



Lehrstuhl für Verfahrenstechnik des industriellen Umweltschutzes

Masterarbeit



PIV-Messung im turbulenten Freistrahl  
einer Gasdüse

Mario Kurt Peyha, BSc

März 2019



**Vorgelegt von:**

Mario Kurt Peyha

01035411

**Betreuer / Gutachter:**

Ao.Univ.-Prof. Dipl.-Ing. Dr.techn. Christian Weiß





## EIDESSTÄTTLICHE ERKLÄRUNG

Ich erkläre an Eides statt, dass ich diese Arbeit selbständig verfasst, andere als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel nicht benutzt, und mich auch sonst keiner unerlaubten Hilfsmittel bedient habe.

Ich erkläre, dass ich die Richtlinien des Senats der Montanuniversität Leoben zu "Gute wissenschaftliche Praxis" gelesen, verstanden und befolgt habe.

Weiters erkläre ich, dass die elektronische und gedruckte Version der eingereichten wissenschaftlichen Abschlussarbeit formal und inhaltlich identisch sind.

Datum 26.02.2019

Unterschrift Verfasser/in  
Mario Kurt, Peyha  
Matrikelnummer: 01035411



## Danksagung

Die folgenden Zeilen widme ich allen Personen, die mich während meines Studiums an der Montanuniversität Leoben begleitet haben. Zu Beginn möchte ich mich bei jenem Menschen bedanken, der sich mir auf meinen Wunsch hin ohne zu zögern als Masterarbeits-Betreuer angenommen und ein maßgeschneidertes Projekt mit äußerst spannenden Herausforderungen für mich gefunden hat. Vielen Dank, sehr geehrter Herr Professor Christian Weiß, für Ihren Enthusiasmus und Ihre Motivation sowie für zahlreiche fachliche Inspirationen und nicht zuletzt für Ihre Menschlichkeit. Des Weiteren sind meine Kolleginnen und Kollegen am Lehrstuhl für Verfahrenstechnik des industriellen Umweltschutzes für die ausgesprochen gute Zusammenarbeit zu erwähnen. Besonders hervorzuheben ist die unermüdliche Einsatzbereitschaft unseres Sekretärinnen-Teams zur effektiven Bewältigung jeglicher organisatorischer und bürokratischer Herausforderungen, die ein Studium mit sich bringt. Bezüglich meiner Masterarbeit bedanke ich mich herzlichst bei meinen Korrekturlesern für die penible Durchforstung jeder einzelnen Textzeile. Abseits der Universität sind meine Musikerfreunde, Bühnenkollegen, Mitsportler und ehemaligen Mitbewohner für einen genialen Lebensabschnitt verantwortlich, auf den ich immer gerne zurückblicken werde.

Mein größter Dank gilt meinen Eltern, die mir jederzeit zur Seite stehen und mir mit ihrer tatkräftigen Unterstützung eine wunderbare Studienzeit ermöglicht haben. Für zig gemeinsame Prüfungen, hunderte arbeitsame Lernstunden, tausende Inspirationen und Millionen schöne Momente bedanke ich mich bei all meinen Freunden, meiner Familie und allen Menschen, die mich auf meinem Weg begleitet haben, begleiten und weiterhin begleiten werden.

Nun wünsche ich Euch viel Spaß beim Durchlesen!

*Euer Mario*



# Kurzfassung

## PIV-Messung im turbulenten Freistrahle einer Gasdüse

Die Erforschung physikalischer Phänomene in Düsenstrahlen erfordert eine präzise Diagnostik. Dabei ist Particle Image Velocimetry (PIV) eine geeignete Methode zur Visualisierung des Fluid-Strömungsfeldes. In der vorliegenden Arbeit wird die Scherschicht eines rotationssymmetrischen Gasstrahles analysiert. Das durch die Düse strömende Gas sowie das Umgebungsfluid sind Luft bei 20 °C. Der Fokus liegt dabei auf der laseroptischen Diagnostik des Schergebietes im Strahlrand mittels PIV, insbesondere der Bestimmung charakteristischer Größen der Turbulenzwirbel im Nahfeld des Düsenaustrittes. Dabei wird ein Zusammenhang zwischen den Strömungsstrukturen und der Strahlgeschwindigkeit beobachtet. Im Zuge der PIV-Messungen wird die Abhängigkeit der Lage, Größe und Geschwindigkeitsgradienten der Rollwellen von der Düsenaustrittsgeschwindigkeit quantifiziert. Außerdem wird ein definiertes Strömungshindernis in Form eines geneigten Zylinders im Gasstrahl positioniert und das stromab entstehende Nachlaufgebiet für zwei unterschiedliche Blickwinkel analysiert. Daraus werden Erkenntnisse über eine sich bildende Totzone und die geometrische Form des Nachlaufgebietes gewonnen. Das Ausmaß der Totzone weist zeitliche Schwankungen auf und ist eine Funktion der Strömungsgeschwindigkeit. Es wird gezeigt, dass weder die Totzone noch das Strömungsbild im Nachlauf des Hindernisses rotationssymmetrisch sind. Im Detail handelt es sich um ein Strömungsgebilde, welches im Nahbereich des Strömungshindernisses einer komplexen dreidimensionalen Form entspricht und weiter stromab in eine zweidimensionale Kármánsche Wirbelstraße übergeht.



## **Abstract**

### **PIV-measurement in the turbulent free-jet of gaseous nozzle flow**

The study of physical phenomena in nozzle flows need a precise diagnostic investigation. Thereby, Particle Image Velocimetry (PIV) is a suitable method to visualize the flow field. The aim of this thesis is to analyze the turbulent mixing layer of an axisymmetric gas jet. The streaming fluid in the nozzle as well as the surrounding fluid is air at a temperature of about 20 °C. The focus is on the laser-optical analysis of the shear layer of the near-field region via PIV, to characterize the turbulent flow structures. Hence, a relation between the structures and the jet velocity is observed. According to the PIV measurements the size, position and velocity gradients of eddies are a function of the initial jet velocity. Moreover, the downstream wake of an inclined cylindrical flow obstacle, which is positioned inside the jet, is visualized from two different directions of view. Thus, insights about the occurring dead zone and the geometrical shape of the wake are gained. The dead zone area varies with time and strongly depends on the initial jet velocity. It is shown that neither the dead zone area nor the wake structure is axisymmetric. In detail, the downstream area close to the obstacle shows a complex three-dimensional shape. However, in direction further downstream this shape turns into a two-dimensional Kármán vortex street.



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>3</b>
1.1	Motivation und Problemstellung . . . . .	3
1.2	Zielsetzung . . . . .	4
<b>2</b>	<b>Theorie</b>	<b>5</b>
2.1	Der turbulente Freistrahл . . . . .	5
2.1.1	Der ebene Freistrahл . . . . .	8
2.1.2	Der runde Freistrahл . . . . .	11
2.1.3	Kelvin-Helmholtz-Scherinstabilität . . . . .	14
2.2	Strömungsverhältnisse am Düsenaustritt . . . . .	18
2.2.1	Beschleunigung durch die Düse . . . . .	18
2.2.2	Re-Zahl am Düsenaustritt . . . . .	20
2.3	Strömungshindernisse im Düsenstrahl . . . . .	20
2.3.1	Regime . . . . .	20
2.3.2	Kármánsche Wirbelstraßen . . . . .	26
2.3.3	Re-Zahl und Staudruck bei der Zylinderumströmung . . . . .	27
2.4	Particle Image Velocimetry (PIV) . . . . .	27
<b>3</b>	<b>Experimente</b>	<b>31</b>
3.1	Versuchsaufbau . . . . .	31
3.1.1	Prüfstand . . . . .	31
3.1.2	Messtechnischer Aufbau . . . . .	34
3.2	Optimierung der Messtechnik . . . . .	38
3.2.1	Ausrichtung des Laserlichtschnittes . . . . .	38
3.2.2	Auswahl des Kameraobjektives . . . . .	38
3.2.3	Versuchstechnische Limits . . . . .	39
3.2.4	Hardware . . . . .	40
3.2.5	Grenzen in der Auswertung - mittels Software DaVis und manuell . . . . .	41
3.3	Zustände und Versuchsbedingungen . . . . .	44
3.4	Bildaufnahmen . . . . .	45
3.4.1	Bildaufnahmen vom Freistrahл (Konfiguration A) . . . . .	45
3.4.2	Bildaufnahmen mit Strömungshindernis (Konfigurationen B und C) . . . . .	48
3.4.3	Verwendete Geräte und Chemikalien . . . . .	50
<b>4</b>	<b>Auswertung</b>	<b>52</b>
4.1	Computerunterstützte Auswertung mit der Software DaVis . . . . .	52
4.1.1	Vektorfeld . . . . .	52
4.1.2	Vortizität . . . . .	55
4.2	Manuelle Auswertung . . . . .	57
4.2.1	Wirbelgrößen im Freistrahл (Konfiguration A) . . . . .	57
4.2.2	Ausmaß der Totzone stromab des Strömungshindernisses (Konfiguration B und C) . . . . .	59
4.3	Ergebnisse . . . . .	61
4.3.1	Auswertung - Freistrahл (Konfiguration A) . . . . .	61

---

4.3.2	Auswertung - Strömungshindernis (Konfigurationen B und C) . . . . .	68
<b>5</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>71</b>
5.1	Strömungsmechanische Analyse im Nahfeld der Gasdüse . . . . .	71
5.2	Strömungsdiagnostik . . . . .	72
<b>6</b>	<b>Anhang</b>	<b>76</b>

# 1 Einleitung

Bildgebende Verfahren werden in sämtlichen Gebieten der Wissenschaft und Forschung eingesetzt. Durch bildgebende Verfahren wird die Visualisierung von Messgrößen ermöglicht. Die Darstellung des realen Objektes und des Messsignals erfolgt in Form von digitalen Bildern. Die Betrachtung dieser Bilder führt zu Erkenntnissen der Objekteigenschaften bzw. zum Verständnis von Vorgängen im Inneren oder an der Oberfläche des Objektes. Somit wird die Analyse von natürlicherweise nicht sichtbaren Phänomenen mit freiem Auge ermöglicht. Wird elektromagnetische Strahlung als Signal- bzw. Messgröße angewendet, kann die bildgebende Diagnostik berührungslos durchgeführt werden, wodurch der Messvorgang keinen signifikanten Einfluss auf das Objekt nimmt. Bildgebende Verfahren mit Anwendung berührungsloser Messtechnik werden beispielsweise bei medizinischen Untersuchungen vom Körperinneren mittels Computertomographie, zerstörungsfreien Werkstoffprüfungen mittels Thermographie, oder Messungen im Gebiet der Strömungsmechanik realisiert. Letzteres ist ein wesentlicher Bestandteil der Forschungsarbeiten am Lehrstuhl für Verfahrenstechnik des industriellen Umweltschutzes an der Montanuniversität Leoben (kurz: MUL-VTIU). Mit dem im laseroptischen Labor des MUL-VTIU verfügbaren Equipment werden u. a. partikuläre Systeme untersucht und fluiddynamische Vorgänge analysiert. Dabei besteht großes Interesse daran, die Anwendungsgrenzen der vorhandenen Tools zur Strömungsdiagnostik zu ergründen. Im Zuge dessen sollen neue Erkenntnisse über komplexe Strömungsstrukturen gewonnen und die Präzision bei der Berechnung von Geschwindigkeitsfeldern erhöht werden. Ein wichtiger Schritt zur Erweiterung des Know-Hows am MUL-VTIU und folglich zur Ausdehnung des Anwendungsgebietes der laseroptischen Diagnostik ist die Analyse von turbulenten Strömungen in Freistrahlen mittels Particle Image Velocimetry (kurz: PIV).

Freistrahlen werden aufgrund der definierten Ausbreitungsrichtung mittels Düsen gezielt erzeugt, um ein Fluid an einer bestimmten Position in das Umgebungsmedium entweichen zu lassen. Das Einsatzgebiet von Düsen in unterschiedlichsten konstruktiven Ausführungen ist sehr umfangreich. Die Anwendungspalette erstreckt sich über Teilbereiche der Verbrennungs-, Sicherheits- und Messtechnik, Metallurgie, Aeronautik, Chemie- und Umwelttechnik bis hin zu den Bereichen Wellness und Haushalt. Als konkrete Beispiele seien das Reinigen von Oberflächen mit Wasserstrahlen, das Einspritzen von Kraftstoff in Verbrennungsmotoren, das Eindüsen von Harnstoff zur nicht-katalytischen Rauchgasentstickung sowie die Luftzufuhr durch Massagedüsen im Whirlpool und das Ausströmen von Wasser aus den Düsen eines Duschkopfes zu nennen. Allen gemeinsam ist das strömungsmechanische Grundprinzip des Freistrahles, dessen Eigenschaften in der vorliegenden Arbeit untersucht werden sollen.

## 1.1 Motivation und Problemstellung

Die Erweiterung der Forschungstätigkeiten am MUL-VTIU um das Themengebiet der experimentellen Fluidmechanik rückt das Potential des vorhandenen Diagnostik-Equipments in den Mittelpunkt der vorliegenden Arbeit. Die Bildaufnahmequalität bildet die Basis für sämtliche strömungsmechanische Berechnungen und den Auswerteprozess. Sie entscheidet über den Erfolg und den Detaillierungsgrad der laseroptischen Messungen. Die hoch aufgelöste Abbildung und Analyse von Strömungen hoher Geschwindigkeiten bei gleichzeitig sehr kleinen zu vermessenden Gebieten stellen bei PIV-Messungen eine große Herausforderung dar. Dies trifft beispielsweise auf die Visualisierung und Analyse von turbulenten Düsenstrahlen zu. Für die Effektivität der jeweiligen Düsen-Applikation sind die Strömungsverhältnisse am Düsenaustritt entscheidend. Die Analyse des Strömungsfeldes von Freistrahlen ist daher von großer Bedeutung, wird jedoch durch die häufig

begrenzte Zugänglichkeit und Störeffekte bei intrusiven Messverfahren erschwert. Daher ist es zweckdienlich, das am MUL-VTIU vorhandene PIV-Equipment für die Diagnostik von Gasstrahlen aus Düsen einzusetzen.

## 1.2 Zielsetzung

Das Ziel dieser Masterarbeit ist die strömungsmechanische Analyse der Scherzone im Freistrahle einer Gasdüse. Die Messungen sollen berührungslos und optisch, vorzugsweise mittels Particle Image Velocimetry (kurz: PIV), erfolgen. Der Fokus soll auf die in der Fluid-Grenzschicht auftretenden Turbulenzwirbel im Nahfeld gerichtet sein. Diese Wirbel sind auf charakteristische Größen wie Abmessungen, Lage und Geschwindigkeitsgradienten zu untersuchen. Des Weiteren soll die Nachlaufzone stromab eines definierten – in der Hauptströmung des Freistrahles positionierten – Strömungshindernisses analysiert und dessen Einfluss auf die Gasströmung ermittelt werden. Der konkrete Detaillierungsgrad der Berechnung bzw. Auswertung soll im Zuge der Durchführung laseroptischer PIV-Experimente – unter Berücksichtigung der Verwendung des vorhandenen Equipments – ermittelt werden.

Diese Arbeit wird in die folgenden Abschnitte unterteilt: Kapitel 2 beinhaltet die theoretischen Grundlagen von Düsenfreistrahlen und der verwendeten Messmethode. Die detaillierte Beschreibung des Versuchsaufbaus, der messtechnischen Optimierungsmaßnahmen und der Durchführung der Experimente erfolgt in Kapitel 3. In Kapitel 4 werden die verwendeten Auswerteschritte erläutert sowie die Ergebnisse dargestellt und diskutiert. Die wissenschaftlichen Erkenntnisse werden in Kapitel 5 zusammengefasst.

## 2 Theorie

In diesem Kapitel werden die theoretischen Grundlagen der Strömungsmechanik im Düsenstrahl und der verwendeten laseroptischen Diagnostik erläutert. Der erste Abschnitt umfasst die Merkmale der Freistrahlsströmung sowie die Formierung von Wirbeln in der Scherzone. Nachfolgend werden die Strömungsverhältnisse am Düsenaustritt beschrieben. Daraufhin wird die Umströmung eines Körpers im Detail dargelegt. Im letzten Abschnitt folgen Details über die Visualisierung der Gasströmung und die strömungsmechanische Analyse mittels PIV.

### 2.1 Der turbulente Freistrahls

Als Strahl wird eine Strömung bezeichnet, welche nicht vollständig von festen Wänden umschlossen ist und eine in Strömungsrichtung weisende Vorzugsrichtung hat [1, S. 5]. Angelehnt an [1, 2, 3, 4] handelt es sich bei einem Freistrahls im Allgemeinen um die Strömung eines Fluids, welches aus einer allseitig umschlossenen Öffnung von beliebiger Form mit begrenzter Querschnittsfläche in ein Fluid mit vergleichbar großem Querschnitt austritt. Eine alternative Beschreibung nach Rietschel [5, S. 505] definiert den Freistrahls als Strahl, welcher aus einer Wand-, Decken- oder Bodenaustrittsöffnung in einen großen Raum eintritt. Die Geschwindigkeit ist dabei so hoch und der Raum so groß, dass die Strahlausbreitung weder durch Hindernisse noch durch Raumbegrenzungen beeinflusst wird. Der Übergang vom kleinen zum großen Querschnitt ist hierbei sprunghaft und könnte beispielsweise durch eine Kante gebildet werden. Ein Anwendungsbeispiel könnte ein Wehr sein, dessen Aufgabe es ist, überschüssiges Regenwasser durch ein Rohr unter die Wasseroberfläche eines Sees zu leiten. Der kleinere, durchströmte Querschnitt wird durch das Rohr gebildet, der große Raum entspricht dem See und der sprungartige Übergang befindet sich am Rohraustritt. Die Ursache der Fluidströmung vom Austritt in die Umgebung ist eine Druckdifferenz, wobei der Druck in der Rohrleitung größer als jener in der Umgebung sein muss. Nach Rietschel [5, S. 505] werden bei Freistrahls drei Fälle unterschieden:

1. Besitzt das Medium im Strahl eine viel größere Dichte als das ruhende Umgebungsmedium, kommt es zu einer unwesentlichen Vermischung, d. h. der Strahl verändert sich kaum. Dieser Fall wird als *geschlossener Freistrahls* bezeichnet. Als anschauliches Beispiel für einen geschlossenen Freistrahls dient das Ausströmen von Wasser aus einem Wasserhahn in die Luft ( $\rho_{\text{Wasser},20^\circ\text{C}} \approx 1000 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$ ,  $\rho_{\text{Luft},20^\circ\text{C}} \approx 1.2 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$ ).
2. Ist die Dichte des Fluides im Strahl im Vergleich zum Umgebungsfluid sehr klein (z. B. Luftstrahl in Wasser bei einem Sprudelbad), werden die beiden Fluide unmittelbar am Austritt miteinander vermischt.
3. Besitzen beide Fluide (jenes im Strahl und jenes in der Umgebung) annähernd dieselbe Dichte, so wird das Strömungsbild bei geometrisch ähnlichen Bedingungen vorwiegend durch das Verhältnis der Trägheitskräfte im Strahl zu den auftretenden Reibungskräften bestimmt. Das oben veranschaulichte Beispiel des Wasserwehrs entspricht diesem Fall eines *offenen Freistrahls*. Bezüglich des strömungsmechanischen Verhaltens wird außerdem zwischen laminaren, laminar-turbulenten und turbulenten Strahlen unterschieden, wobei durchaus alle drei Zustände in demselben Strahl vorkommen können. Bei gleicher Temperatur der beiden Fluide spricht man vom isothermen Freistrahls, andernfalls vom anisothermen Freistrahls. In Abbildung 2.1 erfolgt eine Gegenüberstellung von Rohrströmung und Freistrahlsströmung.

Der turbulente Freistrahls ist ein Typ der turbulenten freien Scherströmungen. Diese werden dadurch gekennzeichnet, dass in ihrer unmittelbarer Nähe keine Wände vorhanden sind [2, S. 723], [3, S. 653]. Dabei liegt die turbulente Reibung um Größenordnungen oberhalb der viskosen Reibung, wodurch die Viskositätseffekte

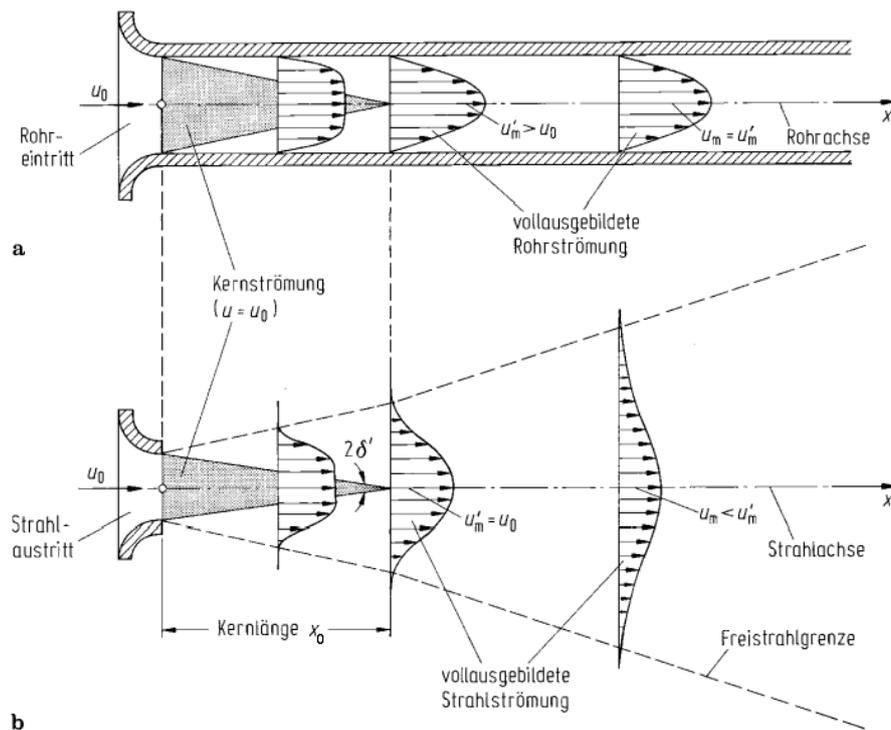


Abbildung 2.1: Geschwindigkeitsprofile bei der Rohrströmung (a) und Freistrahlsströmung (b) während ihrer Bildung sowie im vollständig ausgebildeten Zustand [5, S. 516], modifiziert von Mario Peyha

vernachlässigt werden können [3]. Im Gegensatz zur Rohrströmung wird der Strahl ab dem Passieren der Austrittsöffnung breiter, d. h. er weitet sich aus (siehe Abbildung 2.1b). Das Umgebungsfluid wird am Strahlrand in diesen eingemischt, wodurch der Volumenstrom in Strömungsrichtung anwächst. Aus der Vergrößerung der vom Strahl durchströmten Querschnittsfläche mit zunehmenden Abstand zur Austrittsöffnung resultiert eine Abnahme der Geschwindigkeit. Beim turbulenten Freistrahls gilt näherungsweise die Annahme, dass das Geschwindigkeitsprofil am Austritt jenem der *Blockströmung* entspricht. Dabei ist die Geschwindigkeit über den gesamten Querschnitt konstant. Mit zunehmendem Abstand zum Austritt sinkt die Geschwindigkeit zuerst nur am Strahlrand und mit größerem Abstand über den gesamten Strahlquerschnitt. Ein Geschwindigkeitsprofil mit der Form einer Gauss'schen Glockenkurve wird gebildet, welches sich stromab ausbreitet (siehe Abbildung 2.1b). Freie Scherströmungen sind stets *schlank*, d.h. der Ausbreitungswinkel (= Strahlbegrenzungswinkel) stromab der Austrittskante ist 'klein' und liegt je nach der geometrischen Form der Austrittsöffnung im Bereich von ca.  $24^\circ$  bis  $33^\circ$ , d. h. der Strahlhalbwinkel wird mit ca.  $\delta \leq 18^\circ$  nach oben hin begrenzt [5, S. 530]. Besonders hervorzuheben ist die Tatsache, dass der Ausbreitungswinkel eines offenen Freistrahles bei gleichbleibender geometrischer Form am Austritt eine universelle Größe ist. Das bedeutet, dass auch bei einer Veränderung der Fluidgeschwindigkeit der Ausbreitungswinkel des Strahles konstant bleibt.

Durch die Einmischung des Umgebungsfluides in den Strahl entsteht außerhalb des Kernes eine Mischzone. Die Länge der Kernzone hängt vom Turbulenzgrad des Strahles ab [6]. Die Länge der Kernzone ist proportional zur Breite bzw. zum Durchmesser am Austritt. Der Proportionalitätsfaktor wird mit der *Mischzahl*  $m$  gebildet. Die Mischzahl liegt je nach Strahlform im Bereich von ca.  $m = 0,1 \dots 0,5$  [5]. Die Mischzahl ist ebenso vom Turbulenzgrad abhängig. Ein geringer Turbulenzgrad wird nach Kümmel [6] durch „möglichst abgerundete Einlauföffnungen ohne Einbauten“ realisiert und bewirkt eine längere Kernzone.

In der vorliegenden Arbeit werden die folgenden zwei Grenzfälle der Freistrahlsform detailliert betrachtet:

Strahlform	Querschnittsfläche am Strahlaustritt
Ebener Freistrah	unendlich langer schmaler Schlitz
Runder Freistrah	Kreisöffnung

Der Unterschied zwischen dem ebenen und dem runden Freistrah besteht in der Geometrie der Austrittsöffnung. Diese wird beim ebenen Freistrah durch einen unendlich langen Spalt mit bestimmter Breite gebildet. Der runde Freistrah resultiert aus einem kreisrunden Austrittsquerschnitt und wird in der Praxis meist mit einer Düse realisiert. Dass sich die Geometrie im selben Strahl stromab verändern kann, d.h. ein Übergang vom *Rechtecks-* in einen *Kreisquerschnitt* möglich ist, wird in Abbildung 2.2 illustriert.

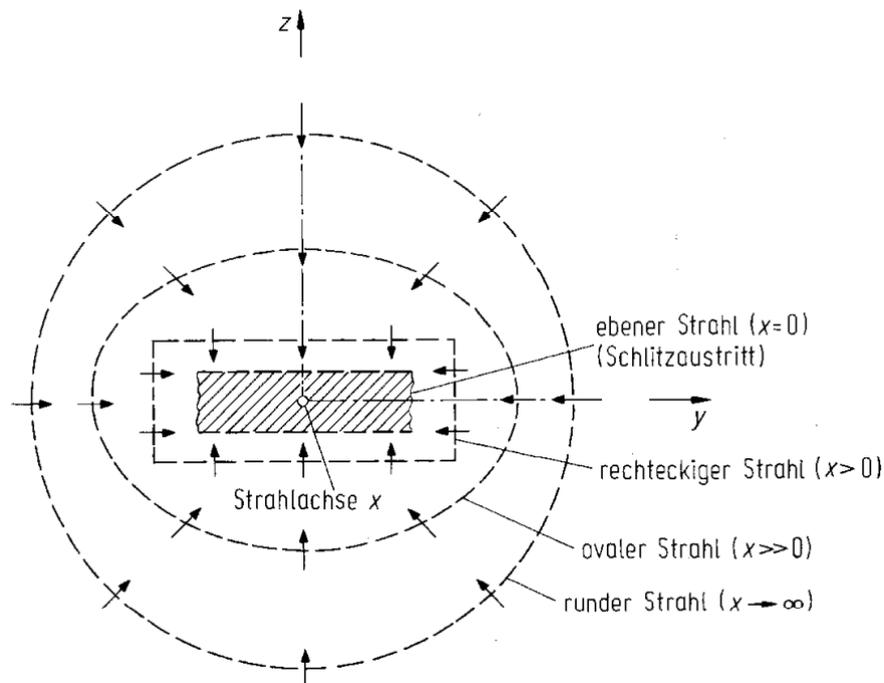


Abbildung 2.2: Entwicklung eines ebenen Freistrahles in einen runden Freistrah mit wachsendem Abstand  $x$  von der Strahlaustrittsöffnung [5, S. 508]

Der dritte in der Literatur [1, 5, 3] beschriebene Grenzfall (= radialer Freistrah) ist in dieser Arbeit nicht von Relevanz und wird hier aus diesem Grund nur der Vollständigkeit halber erwähnt.

Tabelle 2.1: Übersicht der in diesem Kapitel verwendeten Formelzeichen

Strömungsgeschwindigkeit allgemein	$u$	$\frac{\text{m}}{\text{s}}$
Strömungsgeschwindigkeit am Austritt	$u_0$	$\frac{\text{m}}{\text{s}}$
Strömungsgeschwindigkeit auf der Strahlmittenachse	$u_m$	$\frac{\text{m}}{\text{s}}$
Strömungsgeschwindigkeit auf der Strahlmittenachse bei der Kernzonenspitze	$u_m^l$	$\frac{\text{m}}{\text{s}}$
Strömungsgeschwindigkeit senkrecht zur Strahlmittenachse	$v$	$\frac{\text{m}}{\text{s}}$
Abstand zur Austrittskante in Strömungsrichtung	$x$	mm
Länge der Kernzone	$x_0, x_{\text{Kern}}, x_{\text{K}}$	mm
Abstand von der Austrittskante zum Beginn des Fernfeldes	$x_{\text{Fernfeld}}$	mm
Abstand senkrecht zur Strahlmittenachse beim Schlitzaustritt	$y$	mm
Kernzonenbegrenzung senkrecht zur Strahlmittenachse beim Schlitzaustritt	$y_{\text{Kern}}$	mm
Abstand senkrecht zur Strahlmittenachse bei der Kreisöffnung	$r$	mm
Kernzonenbegrenzung senkrecht zur Strahlmittenachse beim runden Austritt	$r_{\text{Kern}}$	mm
Halbe Schlitzhöhe	$H$	mm
Schlitzhöhe	$2H$	mm
Durchmesser der Austrittsöffnung	$d$	mm
Höhe der rechteckigen Austrittsöffnung	$h$	mm
Breite der rechteckigen Austrittsöffnung	$b$	mm
Strahlausbreitungswinkel	$2 \delta_s$	°
Strahlhalbwinkel	$\delta_s$	°
Kernwinkel	$2 \delta_k, 2 \delta^l$	°
Kernhalbwinkel	$\delta_k, \delta^l$	°
Mischzahl	$m$	–

\*) Die für die Berechnung erforderliche zeitliche Mittelung der Werte wird mit einem Querstrich oberhalb der Formelbezeichnung gekennzeichnet, z. B.  $\bar{u}_m$

### 2.1.1 Der ebene Freistrahler

Der ebene Freistrahler wird gemäß Rechten [1, S. 5] durch das Vorhandensein von zwei einander gegenüberliegenden zueinander parallelen Wänden, welche den Strahl begrenzen, definiert. Die Austrittsöffnung entspricht einem *unendlich langen, schmalen Schlitz* mit der Breite  $2H$ . Dieses Kriterium ist für jene rechteckige Austrittsquerschnitte erfüllt, deren Breite-zu-Höhe-Verhältnis mindestens  $\frac{b}{2H} = 20 \dots 25$  beträgt [6, 5]. Von der Austrittskante ausgehend strömt das austretende Fluid in die ruhende Umgebung. Dabei weitet sich der Strahlquerschnitt mit zunehmendem Abstand linear in die Breite aus. Im Inneren des Strahles befindet sich die Kernzone, welche mit zunehmendem Abstand in Strömungsrichtung schmaler wird. Innerhalb der Kernzone ist die Geschwindigkeit konstant, siehe Glg. (2.16). Die Kernzone endet auf der Strahlmittenachse in einem Abstand zum Austritt von in etwa der fünffachen Schlitzbreite  $x_{\text{Kern}} \approx 10H$ , siehe Glg. (2.17). Abbildung 2.3 veranschaulicht die Charakteristik des ebenen turbulenten Freistrahles.

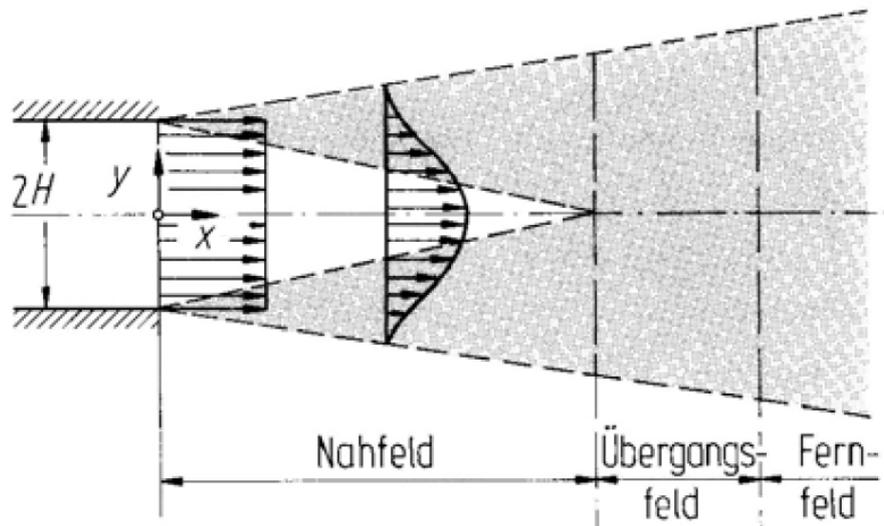


Abbildung 2.3: Turbulenter ebener Freistrahл mit Unterteilung in Nah-, Übergangs- und Fernfeld. Die weiße, stromabwärts zugespitzte Fläche skizziert die Kernzone, in der die Strömungsgeschwindigkeit konstant ist. Außerhalb (= im Bild oberhalb und unterhalb) der Kernzone befinden sich zwei Strahlrandzonen. Die Spitze der Kernzonenfläche bei  $x \approx 10H$  bildet die Grenze zwischen Nahfeld und Übergangsfeld [2, 738]. Prinzip-Skizze modifiziert von Mario Peyha.

Anmerkung:  $x_{\text{Kern}} \approx 10H$  nicht maßstäblich dargestellt.

Beim ebenen Freistrahл liegt die Mischzahl im Bereich von  $m = 0.2 \dots 0.25$ . Die fiktive, d. h. nicht eindeutig messbare, Kernlänge steht mit der Breite der Austrittsöffnung im folgenden Zusammenhang

$$x_k = \frac{2H}{m} \quad (2.1)$$

und beträgt:

$$x_{k,\text{eben}} \approx 10H \quad (2.2)$$

Der Kernwinkel  $2\delta_k$  wird über die Kernlänge und die Spalthöhe wie folgt berechnet:

$$2 \tan(\delta_k) = \frac{2H}{x_k} = m \quad (2.3)$$

und beträgt:

$$2\delta_{k,\text{eben}} \approx 12^\circ \quad (2.4)$$

Die senkrecht zur Hauptströmungsrichtung stehende Geschwindigkeitskomponente  $v$  ist am Strahlrand zum Strahlzentrum gerichtet, wodurch es zum 'Einsaug-Effekt' kommt. Dabei wird das ruhende Fluid aus der Umgebung in den Strahl eingemischt. Dies bewirkt neben der Verkleinerung der Kernzone auch eine Erweiterung der Mischzone in Strömungsrichtung. Während die axiale Geschwindigkeit in der gesamten Kernzone konstant ist, also der Austrittsgeschwindigkeit entspricht, nimmt sie in der Mischzone zur ruhenden Umgebung hin ab. Der Strahlrand wird durch jene Stelle begrenzt, an der das Verhältnis zwischen der Axialgeschwindigkeit im Strahl und der Axialgeschwindigkeit im Kern  $\frac{u_s}{u_m} \approx 0.02$  ist. Die über dieses Geschwindigkeitsverhältnis definierte Strahlbegrenzung beschreibt die geometrische Form eines Keils, welcher in Strömungsrichtung breiter wird. Der Ausbreitungswinkel beträgt beim ebenen Freistrahл [5, 530]:

$$2\delta_{s,\text{eben}} \approx 33^\circ \quad (2.5)$$

Das Geschwindigkeitsprofil am Austritt wird idealisiert als Blockströmung angenommen. Mit zunehmendem Abstand in Strömungsrichtung entwickelt sich die Blockströmung allmählich zu einer Charakteristik, welche über die Strahlbreite hinweg mit einer Gauß-Glockenkurve beschrieben werden kann. Dieses Profil ist ab der Kernlänge ( $x = x_0$ ) voll ausgebildet und wird mit zunehmendem Abstand ( $x > x_0$ ) immer breiter, während die maximale Geschwindigkeit auf der Strahlachse  $u_0$  sinkt (siehe Abbildung 2.4).

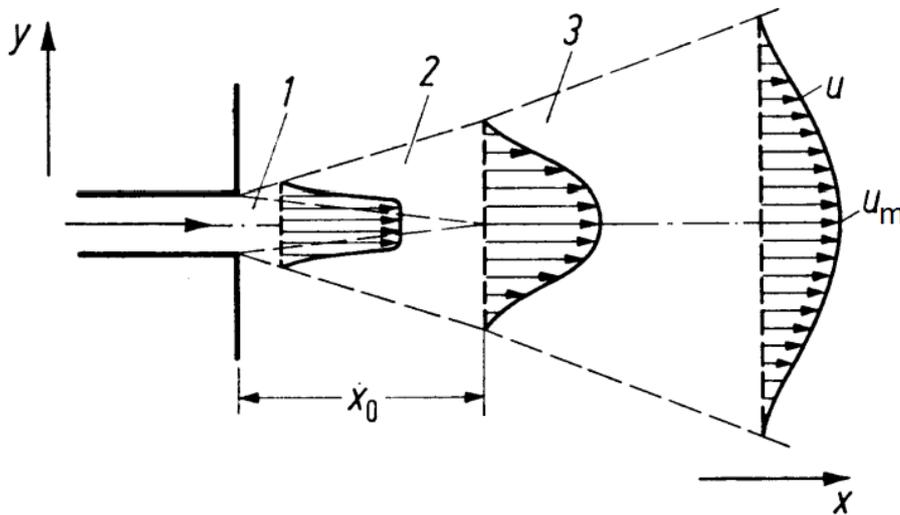


Abbildung 2.4: Geschwindigkeitsverteilung am turbulenten ebenen Freistrahle bei endlicher Düsenbreite für die folgenden Positionen bzw. Situationen:

- 1) Ungestörte Strömung am Düsenaustritt;
- 2) Noch nicht voll ausgebildeter turbulenter Strahl;
- 3) voll ausgebildeter turbulenter Freistrahle.

Prinzip-Skizze [1, S. 38] modifiziert von Mario Peyha.

Anmerkung:  $x_0 = x_{\text{Kern}} \approx 10H$  nicht maßstäblich dargestellt.

Die Strömungsgeschwindigkeit auf der Strahlachse verhält sich **mit zunehmendem Abstand zur Austrittsöffnung in Strömungsrichtung** wie folgt:

$$\bar{u}_m(x, 0) = \bar{u}_0(0, 0) \quad \text{im Nahfeld bei } x < x_{\text{Kern}} \quad (2.6)$$

mit

$$x_{\text{Kern}} \approx 10H \quad (2.7)$$

Stromab der Kernzone (= im Übergangsfeld) nimmt die Geschwindigkeit ab:

$$\bar{u}_m(x, 0) < \bar{u}_0(x, 0) \quad \text{im Übergangsfeld bei } x_{\text{Kern}} < x < x_{\text{Fernfeld}} \quad (2.8)$$

Im Fernfeld verringert sich die Geschwindigkeit stromab nach folgender Beziehung [2, S. 739]:

$$\bar{u}_m(x, 0) \propto (x - x_{\text{Kern}})^{-1} \quad \text{im Fernfeld bei } x > x_{\text{Fernfeld}} \quad (2.9)$$

**Mit zunehmendem Abstand normal zur Strahlmittenachse** verändert sich die axiale Geschwindigkeitskomponente wie folgt [1]:

**am Düsenaustritt**  $x = 0$ :

$$\bar{u}(0, y) = \bar{u}(0, 0) = \bar{u}_{\text{Austritt}} = \text{const.} \quad \text{über die Öffnungsbreite bei } -H < y < H \quad (2.10)$$

innerhalb der Kernlänge  $0 < x < x_{Kern}$ :

$$\bar{u}(x, y) = \bar{u}_{\text{Austritt}} \quad \text{innerhalb der Kernzone bei } y < y_{\text{Kern}} \quad (2.11)$$

$$\bar{u}(x, y) = \bar{u}_{\text{Austritt}} e^{-\frac{(y + \sqrt{\pi} C_1 (x/2) - (H))^2}{2(C_1 x)^2}} \quad \text{außerhalb der Kernzone bei } y > y_{\text{Kern}} \quad (2.12)$$

Das beschriebene Einmischen des Umgebungsfluids in den Strahl (= entrainment [3]) hat außerdem zur Folge, dass sich der Strahl an einer - in der Nähe des Austritts befindlichen - Wand selbst dann intermittierend (= Hysterese) oder dauerhaft (= Coanda-Effekt) anlegen kann, wenn sich die Wand außerhalb vom Strahlvolumen befindet. Der kritische 'Halbwinkel' der Wand im Bezug auf die Strahlachse liegt hierbei im Bereich von  $50^\circ$  [3, 666].

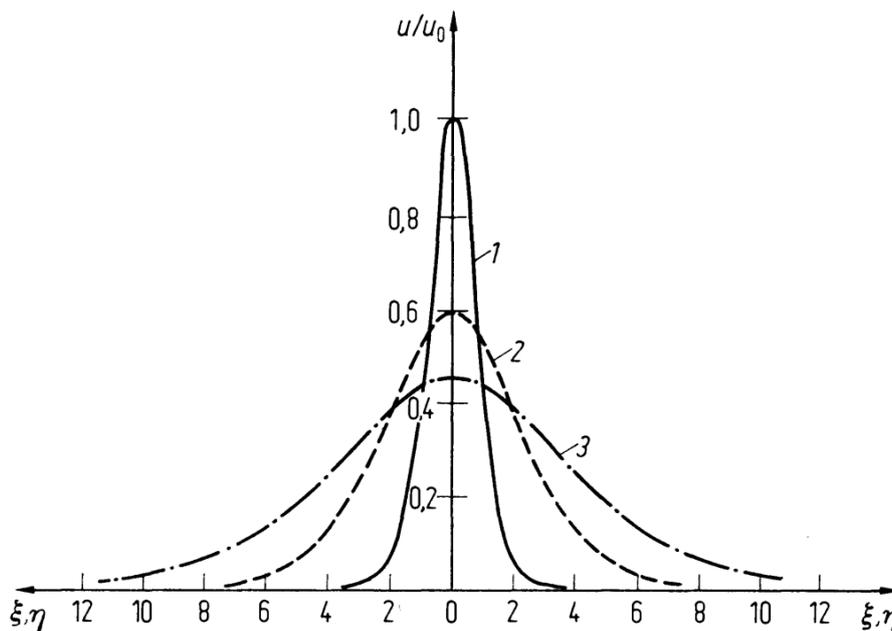


Abbildung 2.5: Geschwindigkeitsverteilung des ebenen Freistrahles über den Strahlquerschnitt für folgende Situationen [1, S. 37]:

- 1) Abstand, bei dem die Halbwertsbreite für den laminaren und turbulenten Strahl gleich ist.
- 2) laminarer Strahl beim fünffachen Abstand von der Austrittsöffnung
- 3) turbulenter Strahl beim fünffachen Abstand von der Austrittsöffnung

Im Vergleich zum ebenen Freistrahler weist der Strahl aus einer rechteckigen Strahlaustrittsöffnung (Breite  $b$  und Höhe  $h$ , Mischzahl  $m_{\text{Rechteck}} \approx 0,17 \dots 0,20$ ) für  $h < b$  zwei Kernspitzen auf: Diese betragen näherungsweise  $x_k = \frac{h}{m} \approx 6,5 h$  für die kleine und  $x_k = \frac{b}{m} \approx 6,5 b$  für die große Seitenlänge. Die geometrische Figur der Kernzone bei rechteckigem Austritt ist demzufolge ein rechteckiger Pyramidenstumpf.

## 2.1.2 Der runde Freistrahler

Der runde Freistrahler weist ebenso wie der ebene Freistrahler die Zonen Nah-, Übergangs- und Fernfeld auf, wobei das Übergangsfeld in der Literatur oftmals nicht dezidiert angegeben wird (siehe Abbildung 2.6). Die

Austrittsöffnung der Düse ist hierbei kreisrund, weshalb dafür üblicherweise die Bezeichnung *Düsenbohrung* bzw. *Bohrungsdurchmesser* verwendet wird.

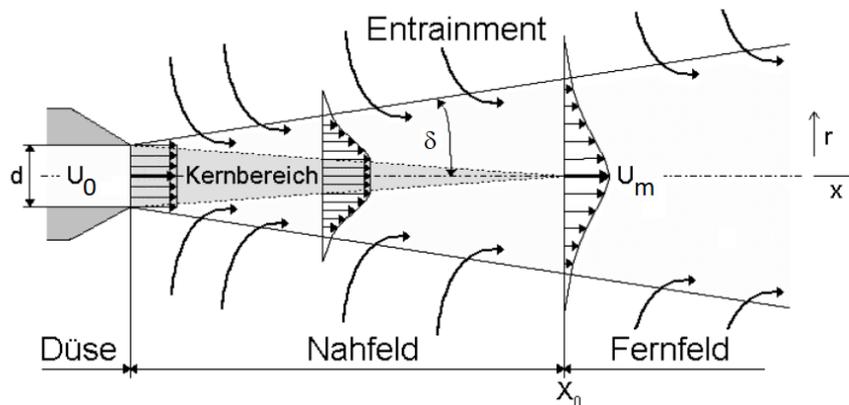


Abbildung 2.6: Runder Düsenfreistrahls mit den Zonen Nah- und Fernfeld, Kernbereich und Übergangszone [7], modifiziert von Mario Peyha. Bezeichnungen gemäß Tabelle 2.1

Analog zum ebenen Freistrahls wirkt der gesamte kreisförmige Strahlrand als Entrainment-Gebiet, in dem die Umgebungsluft sogartig in den Strahl gezogen wird. Die Mischzahl beim runden Düsenfreistrahls liegt bei  $m \approx 0,14 \dots 0,17$ . Bei runden Düsen wird die Mischzahl in der Literatur häufig mit dem Wert  $m \approx 0,15$  angegeben [5, S. 517]. Die fiktive Kernlänge steht mit dem Bohrungsdurchmesser im folgenden Zusammenhang:

$$x_k = \frac{d}{m} \quad (2.13)$$

und beträgt ca.  $x_{k,rund} \approx 6,5 d$ .

Der Kernwinkel  $2 \delta_k$  ergibt sich aus der Kernlänge und dem Bohrungsdurchmesser wie folgt:

$$2 \tan(\delta_k) = \frac{d}{x_k} = m \quad (2.14)$$

und beträgt beim runden Freistrahls ca.  $2 \delta_k \approx 9^\circ$ .

Der Ausbreitungswinkel beim runden Freistrahls liegt näherungsweise im Bereich von:

$$2 \delta_{s,rund} \approx 24^\circ \quad (2.15)$$

Der Strahlhalbwinkel beträgt demzufolge  $\delta_{s,rund} \approx 12^\circ$ .

Die Strömungsgeschwindigkeit auf der Strahlachse verhält sich **mit zunehmendem Abstand zur Austrittsöffnung in Strömungsrichtung** wie folgt:

$$\bar{u}_m(x, 0) = \bar{u}_0(0, 0) \quad \text{im Nahfeld bei } x < x_{\text{Kern}} \quad (2.16)$$

mit

$$x_{\text{Kern}} \approx 6,5 d \quad (2.17)$$

Stromab der Kernzone nimmt die Geschwindigkeit ab:

$$\bar{u}_m(x, 0) < \bar{u}_0(x, 0) \quad \text{im Übergangsfeld bei } x_{\text{Kern}} < x < x_{\text{Fernfeld}} \quad (2.18)$$

Die Kernspitze trennt die Kernzone vom Übergangsfeld. Stromab vom Übergangsfeld befindet sich das Fernfeld, in welchem sich die Geschwindigkeit weiter stromab nach folgender Beziehung verringert [2, S. 739]:

$$\bar{u}_m(x, 0) \propto (x - x_{\text{Kern}})^{-\frac{1}{2}} \quad \text{im Fernfeld bei } x > x_{\text{Fernfeld}} \quad (2.19)$$

Mit zunehmendem Abstand normal zur Strahlmittenachse verändert sich die axiale Geschwindigkeitskomponente wie folgt [1]:

am Düsenaustritt  $x = 0$ :

$$\bar{u}(0, r) = \bar{u}(0, 0) = \bar{u}_{\text{Austritt}} = \text{const.} \quad \text{über den Bohrungsquerschnitt} \quad -\frac{d}{2} < y < \frac{d}{2} \quad (2.20)$$

innerhalb der Kernlänge  $0 < x < x_{\text{Kern}}$ :

$$\bar{u}(x, r) = \bar{u}_{\text{Austritt}} \quad \text{innerhalb der Kernzone bei } r < r_{\text{Kern}} \quad (2.21)$$

Die Geschwindigkeitsverteilung über den Freistrahradius im Fernfeld entspricht einer Gauss'schen Glockenkurve und ist in Abbildung 2.7 (mit den originalen Bezeichnungen von Bird et al [8]) dargestellt.

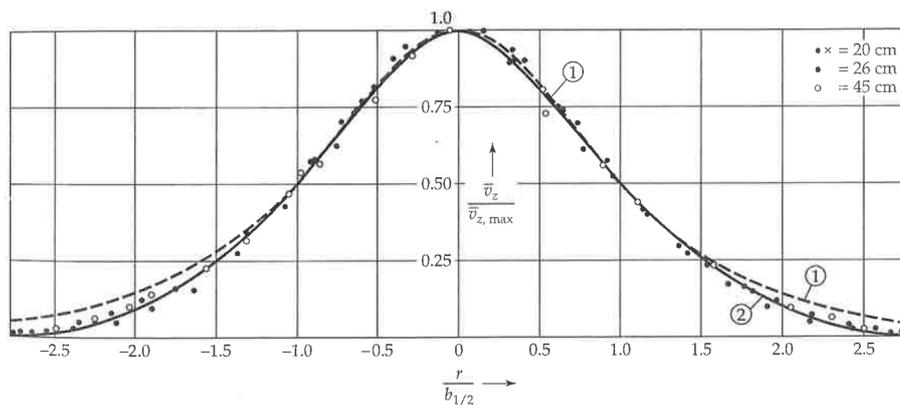


Abbildung 2.7: Geschwindigkeitsverteilung in einem axialsymmetrischen turbulenten Freistrah mit den folgenden Berechnungsmethoden: 'Eddy viscosity calculation' (Kurve 1) und 'Prandtl mixing length calculation' (Kurve 2) [8, S. 171] mit Originalbezeichnungen

**Vergleich ebener und runder Freistrah** Der ebene Freistrah ist durch seine geometrische Form näherungsweise zweidimensional, während der runde Freistrah rotationssymmetrisch und demzufolge dreidimensional ist. Der auf die Strahlgeometrie bezogene Unterschied liegt einerseits in der Mischzahl und folglich in der Kernzonenzlänge sowie andererseits im Ausbreitungswinkel des Strahles. Die wesentlichen Unterschiede zwischen dem ebenen und turbulenten Freistrah werden in Abbildung 2.8 dargestellt und in Tabelle 2.2 zusammengefasst:

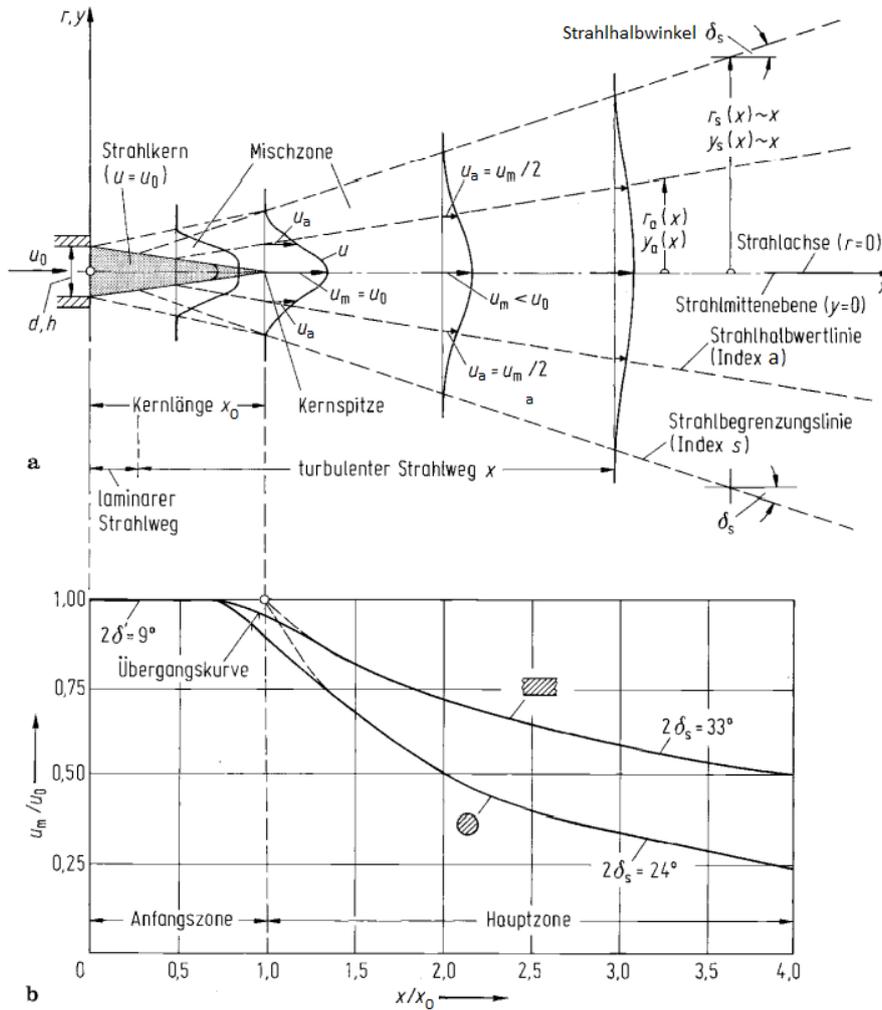


Abbildung 2.8: Kennzeichnende Größen runder und ebener Freistrahlen im Vergleich [5, S. 510], modifiziert von Mario Peyha

Tabelle 2.2: Wesentliche Unterschiede zwischen ebenen und runden Freistrahlen

Strahlform	Eben	Rund
Austrittsquerschnitt	unendlich langer breiter Schlitz	Kreis
Geometrie	zweidimensional ( $\frac{b}{2H} \geq 20 \dots 25$ )	dreidimensional (r)
Mischzahl $m$	0,2 ... 0,25	0,14 ... 0,17
Kernlänge $x_0, x_{\text{Kern}}$	$\frac{2H}{m}$	$\frac{d}{m}$
Kernwinkel $2 \delta_k$	ca. $12^\circ$	ca. $9^\circ$
Ausbreitungswinkel $2 \delta_s$	ca. $33^\circ$	ca. $24^\circ$

### 2.1.3 Kelvin-Helmholtz-Scherinstabilität

Bewegen sich zwei angrenzende Fluide mit unterschiedlichen Geschwindigkeiten, liegt an der Grenze zwischen den beiden Fluiden eine Scherschicht vor. Diese scharfe Abgrenzung ist durch einen sehr hohen lokalen Ge-

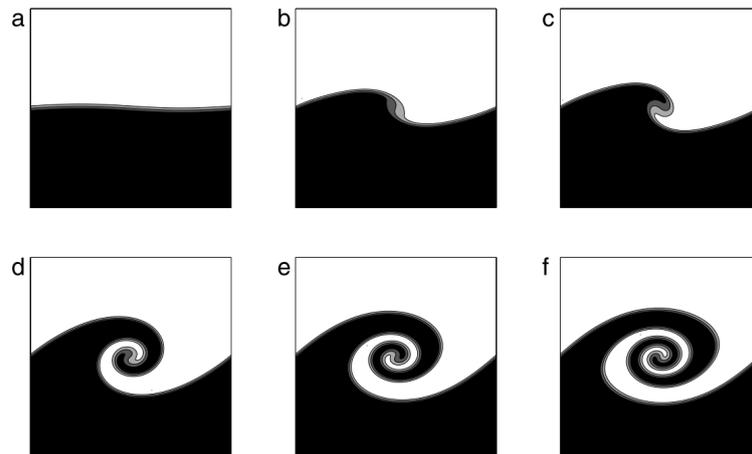


Abbildung 2.9: Kelvin-Helmholtz Instabilität anhand der Entwicklung einer Fluidgrenzschicht unter Einfluss einer sinusförmigen Störung zu den dimensionslosen Zeitpunkten 0 (a), 0,6 (b), 0,7 (c), 1 (d), 1,2 (e) und 1,4 (f) [9]

schwindigkeitsgradienten gekennzeichnet. Tritt beispielsweise Gas horizontal aus einer Düse mit kreisrunder Öffnung in das ruhende Umgebungsgas aus, geschieht dies unter der Bildung eines Strahles mit der horizontalen Geschwindigkeitskomponente  $u$ . Am Strahlrand, d. h. über den Umfang des kreisförmigen Strahlquerschnittes verteilt, besteht zwischen dem Gasstrahl und der Umgebung eine Differenz der horizontalen Geschwindigkeit. In der Scherschicht, welche dem lokalen Grenzgebiet zwischen Strahl und Umgebung entspricht, ist der Geschwindigkeitsgradient  $\frac{du}{dr}$  sehr hoch. Instabilität bedeutet, dass eine kleine Störung u. U. eine immer größer werdende Störung bewirkt. Existiert beispielsweise zwischen den beiden Fluiden eine kleine Störung in Form einer Welle von minimaler Größe, so wird diese Welle weiter anwachsen (siehe Abbildung 2.9). Nachfolgend wird die Formation von Kelvin-Helmholtz-Wirbeln aufgrund der Instabilität im Detail ausgeführt.

Liegt in der Düse bereits turbulentes Regime vor, so ist gemäß der Impulsübertragung auch der Freistrah zu einem gewissen Grad turbulent. Somit wird die horizontale Hauptströmung im Inneren des Strahles von orts- und zeitabhängigen lokal unterschiedlichen Strömungsstrukturen überlagert, welche u. a. Geschwindigkeitskomponenten in die radiale Richtung aufweisen. Dadurch können auch am Strahlrand lokal kleine Wellen entstehen. Wellenförmige Störungen mit geringer Auslenkung werden *Tollmien-Schlichting-Wellen* genannt [3, S. 418]. Beim Betrachten einer solchen Welle wird eine minimale Verdrängung des Umgebungsfluides in die radiale Richtung erkannt. Mit Fokus auf der innerhalb des Strahles liegenden Schicht wird an dieser Stelle ein Wellenberg geformt (siehe Abbildung 2.10). Gleichzeitig existiert in Richtung der Hauptströmung vor und hinter dem Wellenberg jeweils ein Wellental. Würde der Strahl quer zur Hauptströmungsrichtung in dünne – annähernd kreisförmige – Scheiben geschnitten werden, so wäre eine Querschnittsänderung zwischen Wellenberg und Wellental deutlich erkennbar. Im Detail ist der Strahlquerschnitt an der horizontalen Position des Wellenberges größer als an der horizontalen Position des Wellentales. Gemäß der Masseerhaltung bzw. Kontinuität bei inkompressiblen Strömungen führt dies im Strahlinneren der Scherzone zu einer lokalen Beschleunigung beim Wellental und zu einer Verzögerung beim Wellenberg. Unter der Annahme, das Umgebungsfluid würde sich entgegen der Strahlhauptrichtung bewegen, würde dieses – an der Außenseite der Scherzone befindliche – Fluid beim Wellenberg beschleunigt und im Wellental verzögert werden. Aus dieser lokalen Geschwindigkeitsdifferenz resultiert auch eine Druckdifferenz. Der Druck im Strahlinneren des Wellenberges ist höher als in der Umgebung außerhalb des Wellenberges. Vize versa ist der Druck beim Wellental strahlseitig geringer als in der Umgebung. Durch die vorhandene Triebkraft wächst die Welle weiter an, der Berg wird größer und das Tal tiefer. Mit zunehmender Wellengröße steigt auch der Strömungswiderstand an und der Wellenberg wird im Vergleich zum Strahlzentrum vom Umgebungsfluid gebremst. Der Wellenberg wird mit zunehmendem Abstand zur

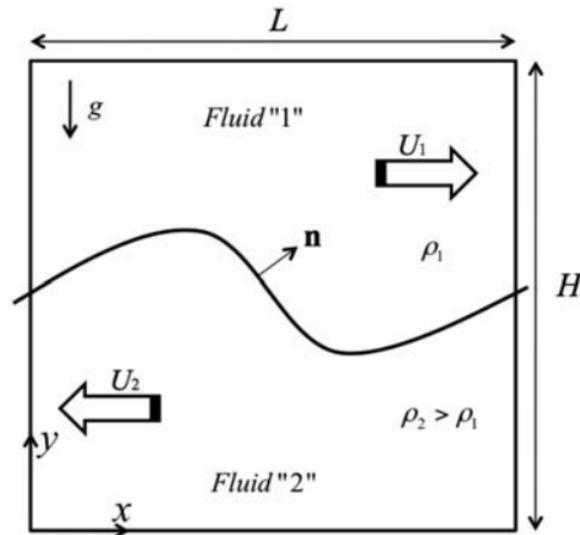


Abbildung 2.10: Die Entstehung einer Welle im Schergebiet zwischen zwei Fluiden unterschiedlicher Geschwindigkeiten zum Zeitpunkt des Einsetzens eines Störeinflusses [10]

Strahlachse entgegen der Hauptströmung verformt. Es entsteht ein Wirbel, welcher *Kelvin-Helmholtz-Wirbel* genannt wird. Durch die Anwesenheit dieses Wirbels wird nun lokal das Umgebungsfluid in den Strahlrand vermischt und der Wirbel wächst weiter an. Das zeitliche Wachstum der Wirbelformation entspricht der zunehmenden Distanz zum Düsenaustritt in Hauptströmungsrichtung. Für das Einfrieren eines Strömungsmusters in Form einer einzelnen Bildaufnahme bedeutet dies, dass die kleinen Wellen sehr nahe an der Düsenkante auftreten und die größeren Wirbel weiter stromabwärts vorliegen. Abbildung 2.11 zeigt den Ablauf einer Wirbelformation in fünf Schritten.

Beim Überschreiten eines von den Strömungsbedingungen abhängigen kritischen Wirbeldurchmessers – z.B. im Fernfeld eines Düsenstrahles – wird die Energie der großen Wirbel auf kleinere Turbulenzballen übertragen, d. h. der Wirbel zerfällt. Diese kleinen Turbulenzballen zerfallen weiter zu noch kleineren. Die Abmessungen der kleinsten Turbulenzballen liegen im Bereich der Kolmogorov-Mikroskala, wo die kinetische Energie schließlich durch Reibung in Wärme umgewandelt wird bzw. die feinsten Wirbelstrukturen dissipieren. Der Vorgang des Wirbelzerfalles über mehrere Längenskalen bis zur Dissipation wird als *Kaskadenprozess* oder *Energiekaskade* bezeichnet [3, S. 510]. Die zeitliche Entwicklung der Formation eines Wirbels sowie dessen anschließender Zerfall ist in Abbildung 2.12 dargestellt.

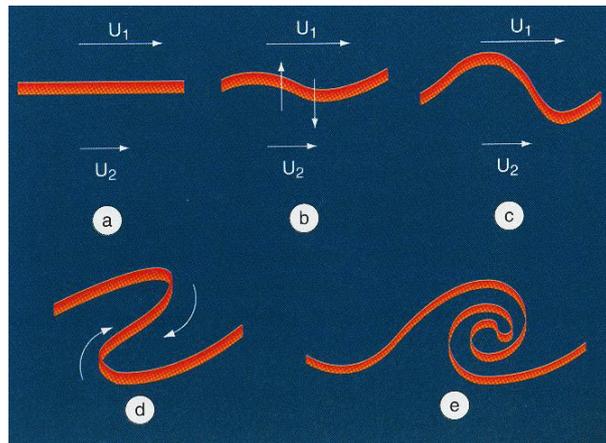


Abbildung 2.11: Chronologischer Ablauf der Wirbelformation vom Zeitpunkt des Auftretens eines Störeinflusses (a) über die Entstehung (b) und Vergrößerung einer Welle (c) bis zur Wirbelbildung (d,e), schematische Darstellung [11]

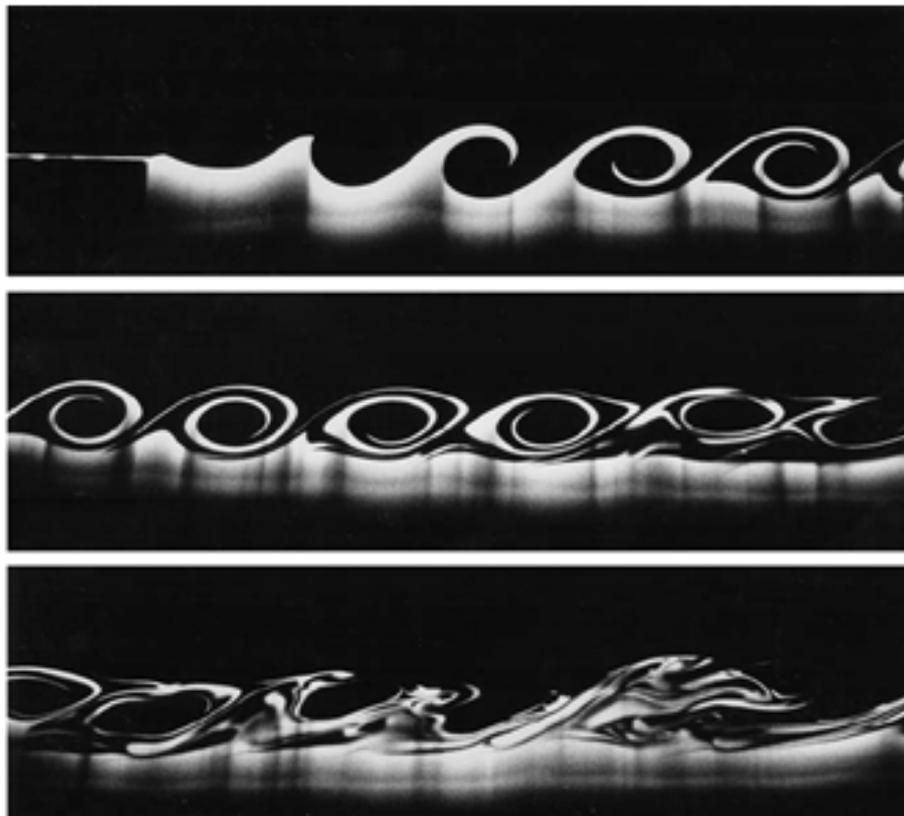


Abbildung 2.12: Laborversuch zur Demonstration der Kelvin-Helmholtz-Scherinstabilität [12]. Zwei übereinander geschichtete Fluide fließen entlang einer Platte von links nach rechts. Das obere Fluid bewegt sich schneller und hat eine geringere Dichte als das darunter liegende. Mit zunehmendem Abstand in Strömungsrichtung (im Bild von l. o. nach r. u.) entwickeln sich die Wellen zu Ballen und zerfallen später in Turbulenz.

**Vortizität** Die Vortizität, auch Wirbelstärke oder Wirbeldichte genannt, ist eine Größe zur Beschreibung von Wirbelströmungen und wird gemäß Kuhlmann [13, S. 128] folgendermaßen definiert:

$$\boldsymbol{\omega} = \nabla \times \mathbf{u} = \begin{pmatrix} \delta/\delta x \\ \delta/\delta y \\ \delta/\delta z \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} u \\ v \\ w \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \delta w/\delta y - \delta v/\delta z \\ \delta u/\delta z - \delta w/\delta x \\ \delta v/\delta x - \delta u/\delta y \end{pmatrix} \quad (2.22)$$

Die Größe  $\mathbf{u}$  ist der Geschwindigkeitsvektor mit den Komponenten der drei Raumrichtungen ( $u$  in Hauptströmungsrichtung und  $v, w$  jeweils senkrecht darauf stehend). Die Berechnung der Vortizität anhand der Ergebnisse aus den PIV-Messungen erfolgt im Abschnitt 4.3.1.

## 2.2 Strömungsverhältnisse am Düsenaustritt

Im ersten Schritt wird die Strömungsgeschwindigkeit am Eintritt und Austritt der Düse allgemein berechnet.

### 2.2.1 Beschleunigung durch die Düse

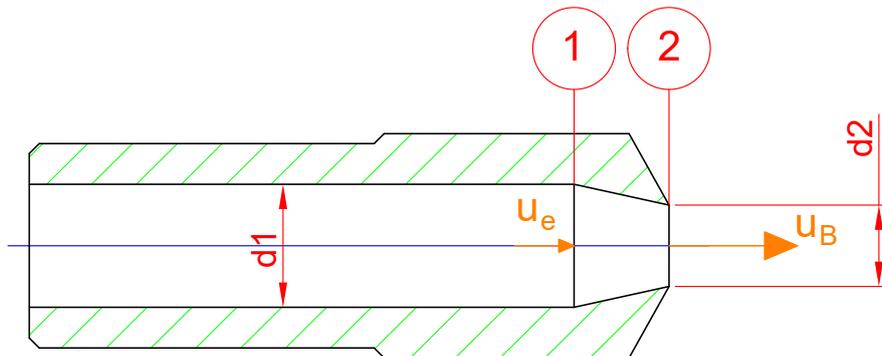


Abbildung 2.13: Schematische Darstellung der Gasdüse.

Position 1: Düseneintritt

Position 2: Düsenaustritt. Beschleunigung der Gasströmung durch die Düse in Strömungsrichtung von 1 nach 2.

Strömungsgeschwindigkeit am Düseneintritt ( $u_e$ ) und Düsenaustritt ( $u_B$ ) gemäß Kontinuitätsgleichung  $\dot{V} = A_1 u_1 = \text{const.}$

Die Messung des Volumenstromes erfolgt in der Zuleitung zum Aerosolgenerator (siehe Abbildung 3.2 Nr. (8)) mit der Rohrennweite DN 20 (Innendurchmesser:  $D_{i,\text{Rohr}} = 21,2 \text{ mm}$ ). Zur Berechnung der Strömungsgeschwindigkeit bei einer Veränderung der Querschnittsfläche wird vorerst von einer inkompressiblen Strömung ausgegangen. Infolgedessen wird die Strömungsgeschwindigkeit an den Positionen 1 und 2 mittels der Kontinuitätsgleichung wie folgt berechnet:

$$\dot{V} = A u = \text{const.} = A_1 u_1 = A_2 u_2 \quad (2.23)$$

daraus folgt:

$$\frac{u_1}{u_2} = \frac{A_2}{A_1} \quad (2.24)$$

Tabelle 2.3: Übersicht der verwendeten Formelzeichen

Bohrungsdurchmesser am Düsen Eintritt	$d_1$	mm
Bohrungsdurchmesser am Düsenaustritt	$d_2$	mm
Querschnittsfläche der Bohrung am Düsen Eintritt	$A_e$	mm <sup>2</sup>
Querschnittsfläche der Bohrung am Düsenaustritt	$A_B$	mm <sup>2</sup>
Volumenstrom	$\dot{V}$	$\frac{\text{Nm}^3}{\text{h}}$
Strömungsgeschwindigkeit am Düsen Eintritt	$u_e$	$\frac{\text{m}}{\text{s}}$
Strömungsgeschwindigkeit am Düsenaustritt	$u_B$	$\frac{\text{m}}{\text{s}}$
Schallgeschwindigkeit <sup>*)</sup>	$c$	$\frac{\text{m}}{\text{s}}$
Machzahl	$Ma$	–
Reynoldszahl	$Re$	–
Kinematische Viskosität <sup>*)</sup>	$\nu$	$\frac{\text{m}^2}{\text{s}}$
Stoffdichte <sup>*)</sup>	$\rho$	$\frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$

<sup>\*)</sup> Stoffwerte für trockene Luft bei 25 °C und 1 bar aus VDI-Wärmeatlas [14, D 2.2]

Dies führt zur folgenden Beziehung zwischen der Strömungsgeschwindigkeit am Düsen Eintritt und -austritt:

$$\frac{u_B}{u_e} = \frac{A_e}{A_B} = \frac{d_1^2}{d_2^2} \quad (2.25)$$

Die Geschwindigkeit am Düsenaustritt wird über den jeweiligen Messwert des Volumenstromes  $\dot{V}$  berechnet:

$$u_B = \frac{\dot{V}}{A_B} = \frac{4 \dot{V}}{d_2^2 \pi} \quad (2.26)$$

Die über die Kontinuitätsgleichung ermittelte Düsenaustrittsgeschwindigkeit liegt bei den in dieser Arbeit durchgeführten Experimenten im Bereich von  $u_B = (13 \dots 29) \frac{\text{m}}{\text{s}}$ .

Die Verwendung der Kontinuitätsgleichung ist bei Gasströmungen mit Machzahlen  $Ma < 0,3$  präzise [15, 16]. Die Definition der Machzahl lautet wie folgt:

$$Ma = \frac{\text{Strömungsgeschwindigkeit}}{\text{Schallgeschwindigkeit}} = \frac{u}{c} < 0,3 \quad (2.27)$$

Die im Experiment vorliegende maximale Machzahl wird im folgenden Beispiel für Luft bei 1 bar und 25 °C berechnet.

$$Ma_{\text{JET 5}} = \frac{u_{\text{B, JET 5}}}{c_{\text{Luft, tr., 1 bar, 25 °C}}} = \frac{29}{346,3} = 0,08 \quad (2.28)$$

Somit ist die Bedingung für die Berechnung der Geschwindigkeiten in der Düse mittels Kontinuitätsgleichung erfüllt.

## 2.2.2 Re-Zahl am Düsenaustritt

Die Reynoldszahl am Düsenaustritt wird wie folgt berechnet:

$$Re_{d2} = \frac{u_B d_2}{\nu_{\text{Fluid}}} = \frac{u_B d_2}{\nu_{\text{Luft, tr., 1 bar, 25 °C}}} \quad (2.29)$$

und liegt bei den Experimenten der vorliegenden Arbeit zwischen  $Re_{d2} = 6800 \dots 15000$ . Die kritische Reynoldszahl, welche als grobe obere Grenze der laminaren Strömung zu verstehen ist, liegt bei Rohrströmungen im Bereich von  $Re_{\text{krit}} \approx 2300$ . Bei den Bedingungen der in dieser Arbeit durchgeführten Versuche liegt  $Re_{d2}$  weitaus höher als  $Re_{\text{krit}}$ , weshalb am Düsenaustritt lokal mit Turbulenzen zu rechnen ist. Die Turbulenzeffekte wirken lokal als Störungen, welche an der Fluidgrenze zur Wellenbildung führen können (siehe Abschnitt 2.1.3). Infolgedessen ist auch im Strahl bzw. am Strahlrand von einem turbulenten Regime auszugehen.

## 2.3 Strömungshindernisse im Düsenstrahl

Befindet sich ein Körper innerhalb einer Fluidströmung, so ist der vom Körper eingenommene Raum für das strömende Fluid besetzt, d. h. es muss 'ausweichen'. An der Stirnfläche, d. h. an der dem Strom zugewandten Seite des Zylinders wirkt der Staudruck  $p_{\text{Stau}}$ . Die Fluidgeschwindigkeit an der Stirnfläche des Zylinders ist an jener Stelle minimal, wo die Hauptströmung zentral auf den Zylinder trifft. Von diesem Punkt aus wird das Fluid lokal abgelenkt und entlang der Zylinderkontur beschleunigt. Die Position der Fluidelemente an der Zylinderoberfläche wird über den Winkel  $\Theta$  beschrieben (siehe Abbildung 2.18), welcher im Staupunkt  $\Theta = 0^\circ$  beträgt. Die maximale Geschwindigkeit wird an dem Punkt mit der größten Querausdehnung des Körpers erreicht [13]. Dieser Punkt liegt im Falle der Zylinderumströmung bei  $\Theta = 90^\circ$ . Weiter stromabwärts nimmt die Geschwindigkeit wieder ab. Die Beschleunigung zwischen den zwei Punkten  $\Theta = 0^\circ$  zu  $\Theta = 90^\circ$  führt zu einem Druckabfall in Strömungsrichtung. Die anschließende Verzögerung bei  $\Theta > 90^\circ$  führt zu einem Druckanstieg [13]. Der Druckverlauf beim Umströmen eines Zylinders ist in Abbildung 2.18 dargestellt. Unmittelbar an der Zylinderoberfläche liegt eine Grenzschicht vor, welche durch das Fluid ebenfalls beschleunigt wird. Die Strömungsstruktur an der Rückseite des Zylinders, d. h. weiter stromab bei  $\Theta > 90^\circ$  ist von der Reynoldszahl abhängig (siehe Abbildung 2.17 und Abbildung 2.15). Im allgemeinen Fall der Umströmung eines Körpers liegt auch eine Abhängigkeit der Strömungsstruktur von der Körpergeometrie bzw. vom Widerstandsbeiwert vor [18] [13]. Der Widerstandsbeiwert  $C_W$  (auch  $C_D$ ) sowie die Strömungsform im Nachlaufgebiet sind in Abhängigkeit von der Re-Zahl in Abbildung 2.15 und zusätzlich für drei unterschiedliche geometrische Formen in Abbildung 2.16 dargestellt.

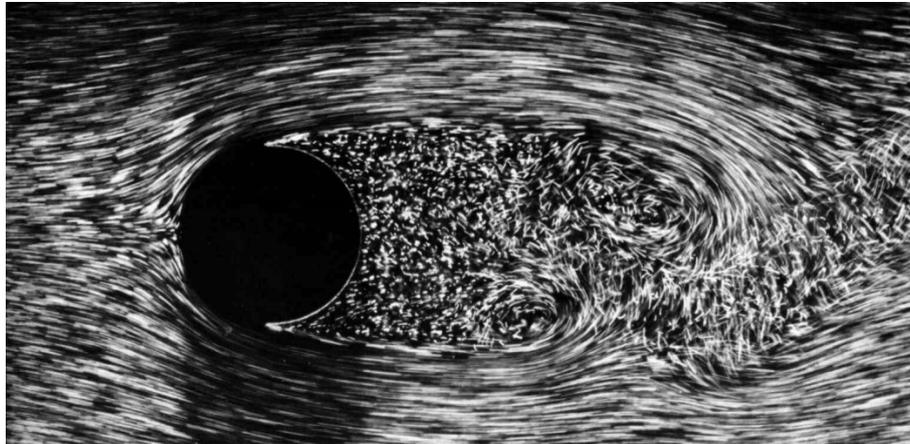
### 2.3.1 Regime

Das Strömungsmuster inkompressibler Strömungen ist von der Reynoldszahl und der geometrischen Form des umströmten Körpers abhängig. Dies führt zu einer Einteilung in Strömungsregime. Nach Welty [18] gibt es vier voneinander abzugrenzende Regime, welche durch die jeweiligen charakteristischen Strömungsstrukturen gekennzeichnet sind. Ghiaasiaan [20] weist auf eine detailliertere Unterteilung hin, welche in Abbildung 2.17 dargestellt ist. In den folgenden Zeilen wird die Einteilung der Regime nach Welty [18] für die Umströmung eines Zylinders mit glatter Oberfläche zusammengefasst. Ergänzend dazu werden die beschriebenen Zustände in Abbildung 2.15 grafisch dargestellt. Bei sehr kleinen Reynoldszahlen von  $Re_{\text{Zylinder}} < 1$  strömt das Fluid auf der Zylinderrückseite an dessen Oberfläche entlang und schließt dahinter vollständig. Es kommt zu keiner Ablösung und die viskosen Kräfte überwiegen. Für das **Regime 1** – welches auch als *creeping-flow* bezeichnet wird – ist ein näherungsweise symmetrisches Strömungsmuster kennzeichnend.

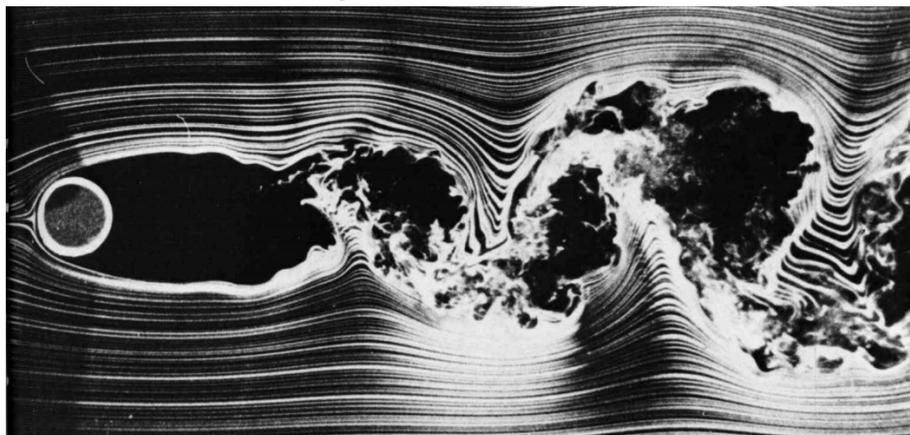
Das **Regime 2** liegt im Bereich von  $Re_{\text{Zylinder}} \approx 1 \dots 1000$ . Für dieses Regime sind zwei Strömungsstrukturen

charakteristisch. Eine Steigerung der Reynoldszahl von Regime 1 zu Regime 2 bewirkt die Bildung kleiner Wirbel an der Zylinderrückseite. Bei höheren Reynoldszahlen wachsen diese Wirbel weiter an. Mit der Wirbelbildung ist eine rückwärtige Strömung verbunden, d. h. im 'Strömungsschatten' bewegt sich lokal ein Teil der Fluidelemente entgegen der Hauptströmungsrichtung. Ab dem Erreichen einer bestimmten Größe lösen sich die Wirbel vom Körper im *Ablösepunkt* ab und werden im Nachlaufgebiet stromabwärts transportiert. Das Ablösen erfolgt asymmetrisch und ist ein instationärer Vorgang. Die resultierende Strömungsstruktur wird als *Kármánsche Wirbelstraße* bezeichnet (Details siehe Abschnitt 2.3.2). Die Veränderung der Charakteristik im Nachlaufgebiet vom stationären zum instationären Zustand wird von einer Veränderung der Steigung in der Widerstandskurve ( $C_D$ , siehe Abbildung 2.15) begleitet.

Das **Regime 3** umfasst einen sehr weiten Bereich der Reynoldszahl von ca.  $1000 \leq Re_{\text{Zylinder}} < 5 \cdot 10^5$ . Der Ablösepunkt liegt bei  $\Theta \approx 80^\circ$ . Das Nachlaufgebiet ist nach wie vor instationär, während große Wirbel nicht mehr auftreten. Die Strömung in der Grenzschicht der Körperoberfläche ist zwischen dem Staupunkt und dem Ablösepunkt laminar. Die Scherspannung ist ausschließlich in einer sehr dünnen Schicht an der Körperoberfläche von Bedeutung. Der Widerstandsbeiwert gleicht sich dem Wert 1 an  $C_D \approx 1$ . Im **Regime 4** bei  $Re_{\text{Zylinder}} \approx 5 \cdot 10^5$  fällt der Widerstandsbeiwert abrupt auf den Wert von  $C_D \approx 0,3$ . Der Ablösepunkt verschiebt sich in Richtung der stromabgewandten Seite des Körpers  $\Theta(Re = 6 \cdot 10^5) > \Theta(Re = 10^5)$ . Ablösepunkte bei  $\Theta \geq 90^\circ$  werden erreicht [18]. Das Druckminimum liegt im Ablösepunkt (siehe Abbildung 2.18). Der Ablösepunkt verschiebt sich weiter stromab bei höherer Reynoldszahl  $\Theta(Re = 6 \cdot 10^5) > \Theta(Re = 10^5)$ . Im turbulenten Regime ist gemäß Ghiaasiaan [20] eine Verschiebung des Ablösepunktes bis zur Position  $\Theta \approx 140^\circ$  möglich.



(a) Zylinderumströmung bei  $Re = 2000$ . Bei dieser  $Re$ -Zahl liegt an der Zylinderoberfläche eine Grenzschicht vor[17]. Diese ist zwischen dem Staupunkt und dem Ablösepunkt laminar. Im Ablösepunkt löst sich das Fluid von der Oberfläche und zerfällt in eine turbulente Nachlaufströmung. Die Visualisierung erfolgt mittels Luftblasen in Wasser.



(b) Zylinderumströmung bei  $Re = 10000$ . Bei fünffacher Geschwindigkeit im Vergleich zu a) verändert sich das Strömungsmuster kaum. Der Widerstandsbeiwert ist demzufolge für  $Re = 2000 \dots 10000$  näherungsweise konstant.

Abbildung 2.14: Umströmung eines Zylinders bei annähernd gleichem Widerstandsbeiwert für a) und b) [17, 31]

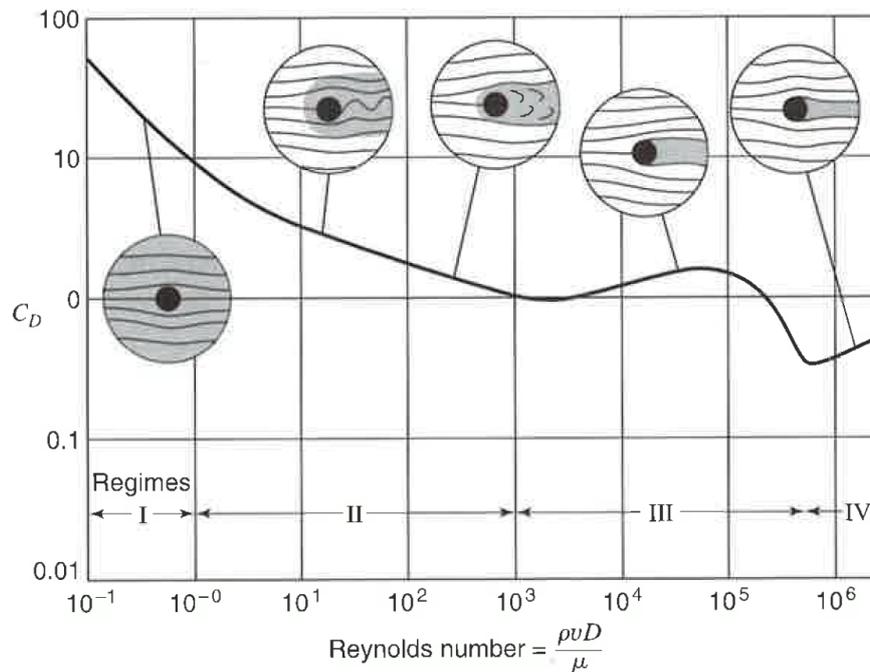


Abbildung 2.15: Widerstandsbeiwert  $C_W$  (= drag coefficient  $C_D$ ) von Zylindern als Funktion der Reynoldszahl. Die unterschiedlichen Strömungsmuster bzw. die Form der Kurve führen zur Einteilung in vier Regime mit unterschiedlich starkem Einfluss der Scherspannung auf die Strömung. Die von der Scherspannung beeinflussten Gebiete sind abgedunkelt dargestellt. [18]

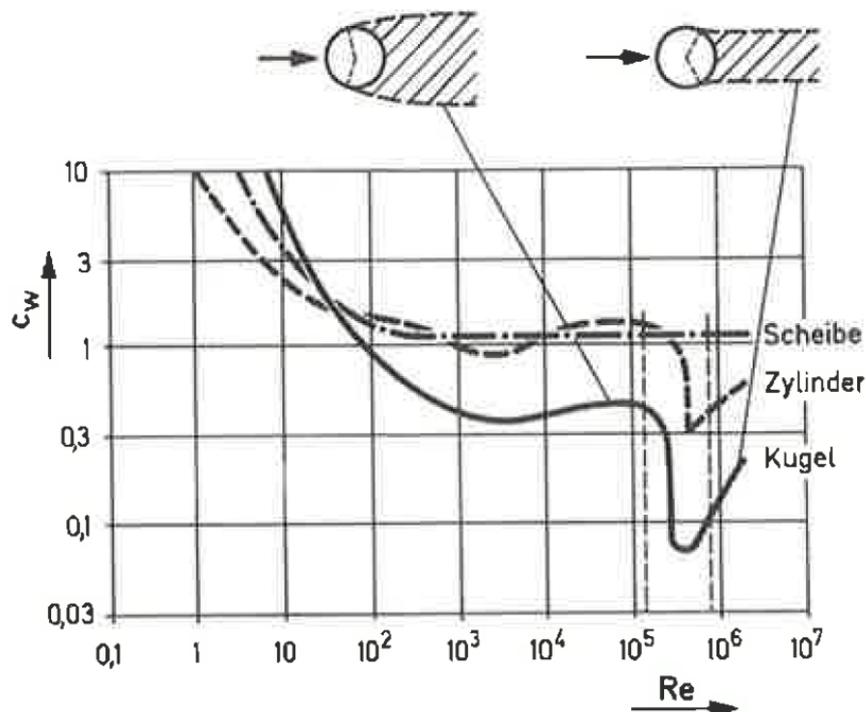


Abbildung 2.16: Widerstandsbeiwerte  $C_W$  für Scheibe, Zylinder und Kugel beim Umströmen von Zylindern nach Zierep [19], aus [13, S. 256]

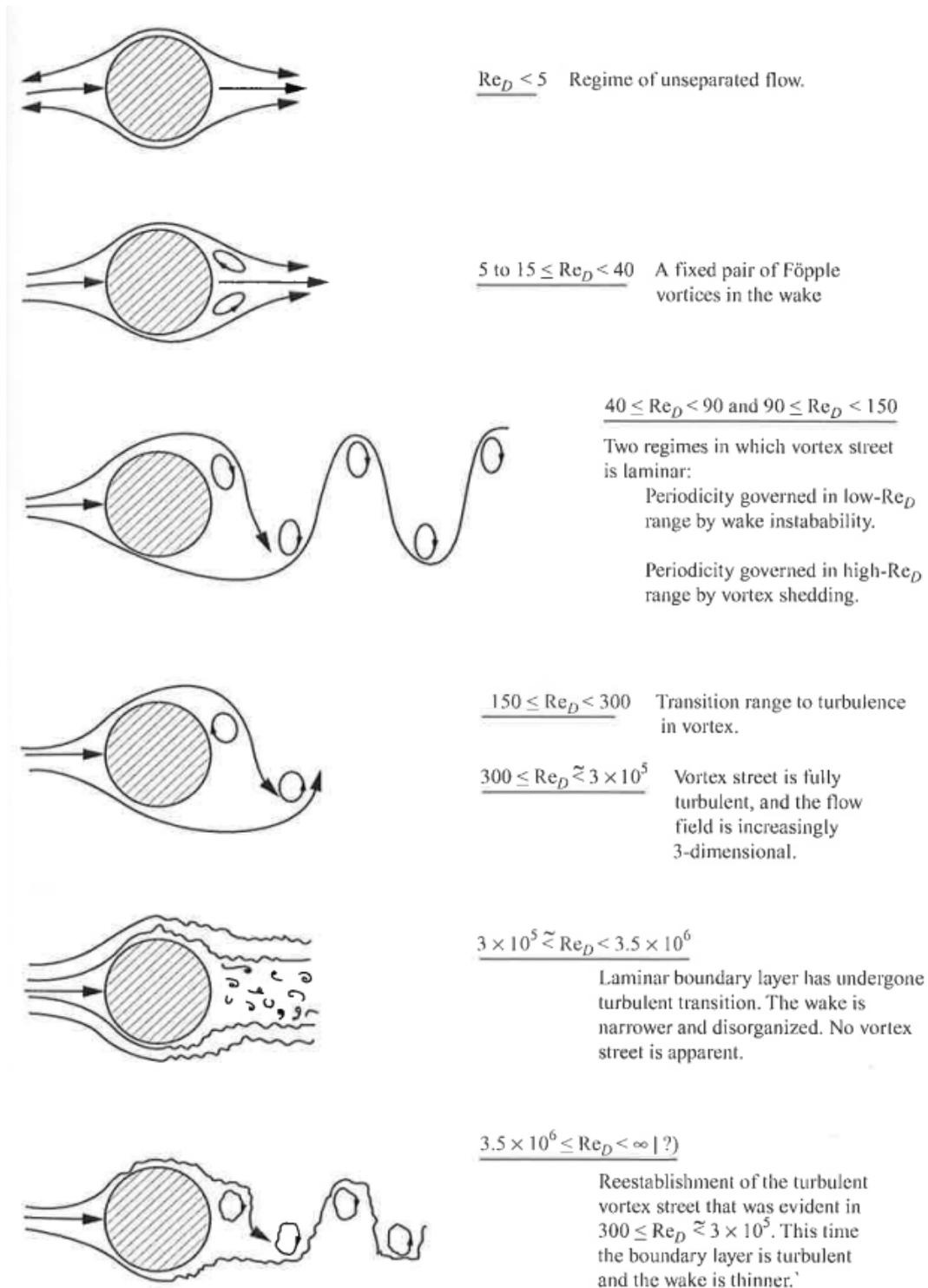


Abbildung 2.17: Regime beim Umströmen von Zylindern [20, S. 201].

Bei höheren Reynoldszahlen ( $Re_D > 3,5 \cdot 10^6$ ) wird die Strömung im Nachlaufgebiet von sekundären Instabilitäten überlagert.

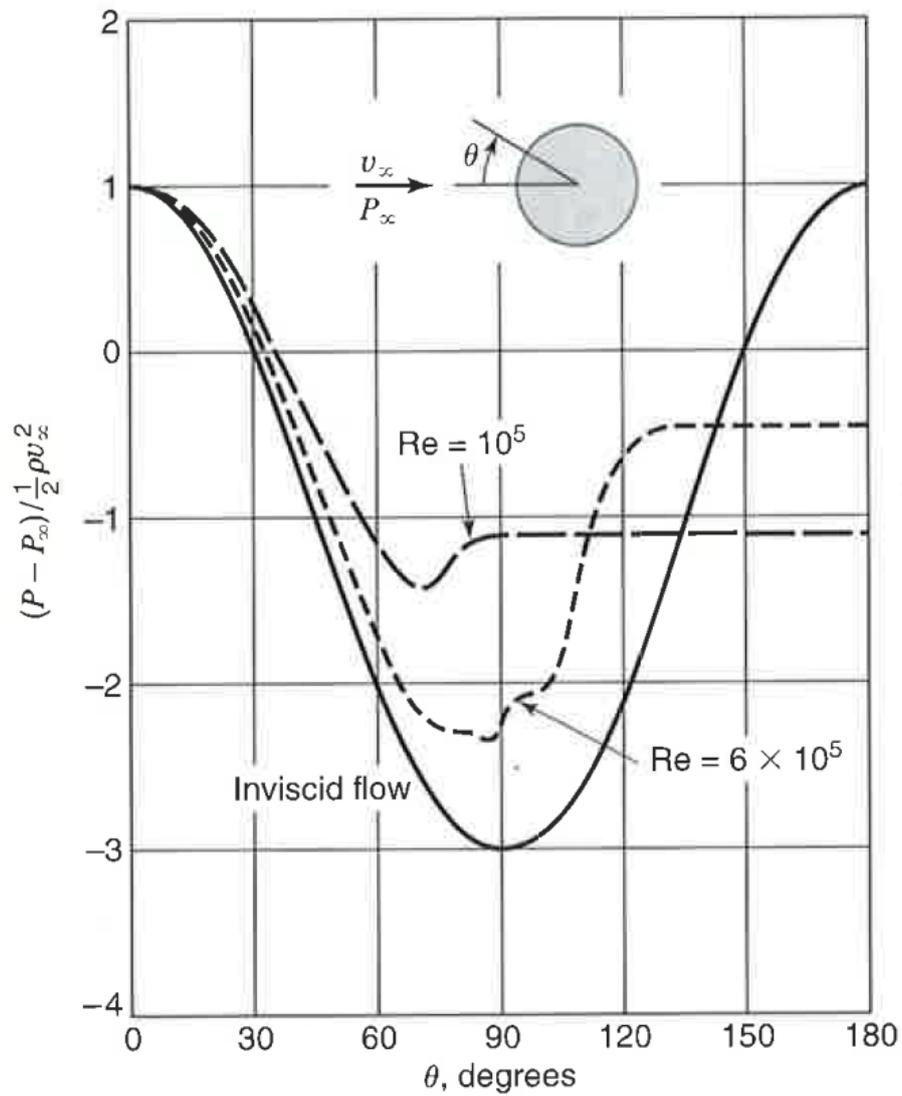


Abbildung 2.18: Druckverteilung an einem Zylinder bei unterschiedlichen Reynoldszahlen [18]

### 2.3.2 Kármánsche Wirbelstraßen

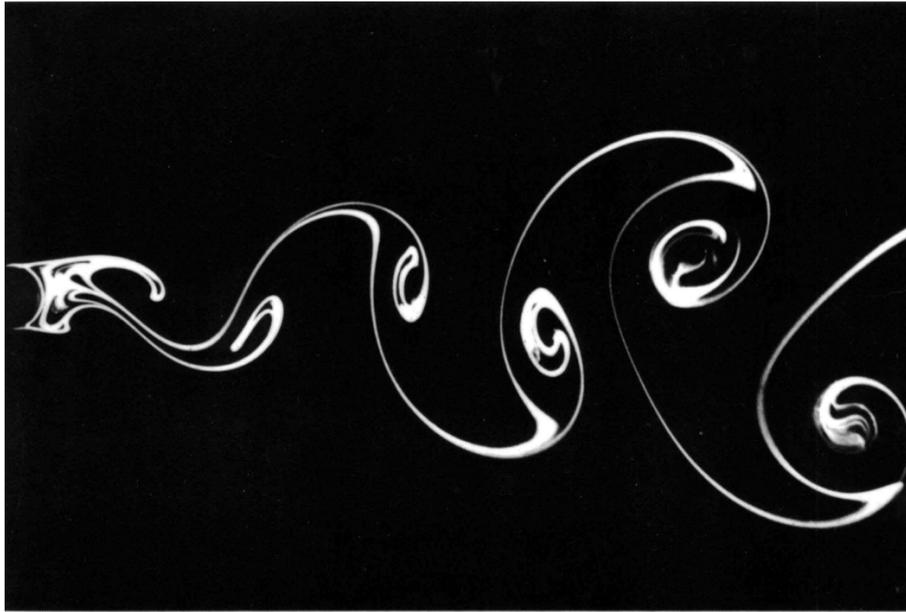


Abbildung 2.19: Kármánsche Wirbelstraße stromab eines Kreiszyinders für Wasser bei  $Re = 140$  [17, 56]

Umströmt ein Fluid einen Körper bei bestimmten Strömungsbedingungen, so bilden sich an der Rückseite des Körpers Wirbel, welche mit der Zeit anwachsen und sich in regelmäßigen Zeitabständen vom Körper ablösen (siehe Abbildung 2.19). Wie bereits im vorigen Abschnitt beschrieben, sind die Reynoldszahl und die geometrische Form des Körpers für die sich bildende Strömungsstruktur maßgebend. Zum Verdeutlichen der Sachlage wird ein Zylinder in der Draufsicht betrachtet, sodass nur sein kreisförmiger Querschnitt sichtbar ist. Ein Fluid strömt senkrecht auf seine Mantelfläche von links nach rechts. Eine imaginäre Symmetrielinie verläuft parallel zur Hauptströmung. Direkt stromab vom Hindernis, d. h. an dessen Rückseite bildet sich ein Wirbel, welcher oberhalb der imaginären Symmetrielinie asymmetrisch anwächst, bis dieser eine Größe erreicht, bei der sich der Wirbel vom Körper ablöst und in Richtung der Hauptströmung transportiert wird. Direkt nachdem sich der Wirbel vom Körper gelöst hat, wächst ein weiterer Wirbel unterhalb der Symmetrielinie an. Dieser trennt sich ebenfalls nach Erreichen einer bestimmten Größe. Dieser Vorgang wiederholt sich und verläuft bei gleichbleibenden Strömungsbedingungen periodisch. Das periodisch intermittierende Ablösen der Wirbel von der Körperoberfläche wird *Vortex-Shedding* genannt. Die Ablösefrequenz der Wirbel wird abhängig von der Anströmung durch die Strouhal-Zahl beschrieben. Die charakteristische Strömungsstruktur, welche auf diesem Weg im Nachlaufgebiet des umströmten Körpers entsteht, wird als Kármánsche Wirbelstraße bezeichnet (nach dem Wissenschaftler Theodore von Kármán). Gemäß der detaillierten Ausführung von Ghiaasiaan [20] (siehe Abbildung 2.17) ist die Wirbelstraße laminar für  $40 \leq Re_{\text{Zylinder}} < 150$ . Das Gebiet der Transition, d. h. Umschlag von laminar zu turbulenter Strömung liegt bei der Wirbelstraße im Bereich von  $150 \leq Re_{\text{Zylinder}} < 300$ . Bei  $300 \leq Re_{\text{Zylinder}} < 3 \cdot 10^5$  ist die Wirbelstraße voll turbulent und das Strömungsfeld ist zunehmend dreidimensional. Im Bereich von ca.  $3 \cdot 10^5 \leq Re_{\text{Zylinder}} < 3,5 \cdot 10^6$  erfährt die Grenzschicht einen Übergang von laminarer zu turbulenter Strömung. Unter diesen Bedingungen wird keine Wirbelstraße gebildet. Das Nachlaufgebiet ist enger und ungeordnet. Bei einem weiteren Anstieg der Reynoldszahl  $Re_{\text{Zylinder}} > 3,5 \cdot 10^6$  wird wieder eine Wirbelstraße gebildet. Die Grenzschicht ist turbulent und das Nachlaufgebiet schmaler als bei  $300 \leq Re_{\text{Zylinder}} < 3 \cdot 10^5$ .

### 2.3.3 Re-Zahl und Staudruck bei der Zylinderumströmung

Bei den Experimenten der vorliegenden Arbeit wird ein geeigneter Zylinder als Strömungshindernis verwendet, welcher nahe am Düsenaustritt im Gasstrahl positioniert wird. Der Durchmesser dieses Zylinders beträgt  $d_{\text{Zylinder}} = 1,6 \text{ mm}$ . Die Neigung wird vernachlässigt und die Berechnungen erfolgen vereinfacht für den Fall eines senkrecht zur Längsachse angeströmten Zylinders. Die Reynoldszahl bei der Zylinderumströmung wird analog zu Glg. (2.29) wie folgt berechnet:

$$Re_{\text{Zylinder}} = \frac{u_{\text{B}} d_{\text{Zylinder}}}{\nu_{\text{Luft, tr., 1 bar, 25 °C}}} \quad (2.30)$$

Daraus ergeben sich anhand der Versuchsparameter Reynoldszahlen im Bereich von  $Re \approx 1300 \dots 3000$ . Auf der dem Strom zugewandten Seite wirkt der Staudruck gemäß Glg. (2.31), welcher dem dynamischen Druck in der Strömung entspricht.

$$p_{\text{Stau}} = p_{\text{dynamisch}} = \frac{\rho_{\text{Fluid}} u_{\text{B}}^2}{2} \quad (2.31)$$

Bei den Strömungsbedingungen der Experimente dieser Arbeit liegt der Staudruck am Düsenaustritt im Bereich von  $p_{\text{Stau}} = (1,0 \dots 4,9) \text{ mbar}$ . Die Abbildung 2.18 zeigt die Druckverteilung an der Oberfläche eines umströmten Zylinders bei drei unterschiedlichen Reynoldszahlen.

Gemäß den Ausführungen in Abschnitt 2.3.1 und Abschnitt 2.3.2 liegt bei den durchgeführten Experimenten das Regime 3 vor, bei dem der Ablösepunkt um  $\Theta \approx 80^\circ$  liegt. Es liegt also eine Wirbelstraße vor, welche voll turbulent und bei steigender Reynoldszahl zunehmend dreidimensional ist, da  $300 \leq Re_{\text{Zylinder}} < 3 \cdot 10^5$ . Da die vorliegenden Re-Zahlen eher im unteren Bereich dieses Regimes liegen, wird die Ausbreitung des Nachlaufgebietes in die dritte Dimension, d. h. in Richtung der Zylinder-Längsachse vergleichsweise stabil ausgeformt sein. Es wird also prognostiziert, dass im Experiment eine turbulente Kármánsche Wirbelstraße vorliegt, deren Geometrie näherungsweise zweidimensional ist.

## 2.4 Particle Image Velocimetry (PIV)

PIV ist ein laseroptisches, bildgebendes Verfahren zur berührungslosen Messung von Geschwindigkeitsfeldern in Fluidströmungen. Dabei wird eine Fläche in der Messebene des Fluides mit einem pulsierenden Laser beleuchtet. Das Licht wird an dem Fluid zugesetzten Partikeln reflektiert. Senkrecht zur Ausbreitungsrichtung des Laserlichtes wird eine Hochgeschwindigkeitskamera positioniert, welche auf die beleuchtete Messebene fokussiert wird. Der Laser gibt zwei aufeinander folgende kurze Lichtpulse ab und die Kamera macht zwei aufeinander folgende Bilder. Das Timing zwischen Kamera und Laser muss exakt sein, damit der erste Laserpuls während der Aufnahme des ersten Bildes und der zweite Laserpuls während der Aufnahme des zweiten Bildes erfolgt. Auf der Kamera erfolgt die Abbildung des an den in der Strömung verteilten Partikeln reflektierte Licht. Dabei entsteht jeweils ein Bild mit einer Punktwolke, wodurch die Strömungsstruktur visualisiert wird. Mittels digitaler Bildverarbeitung werden die Partikel erkannt, ihre Positionen in der jeweiligen Bildaufnahme ermittelt und der Partikelversatz zwischen zwei Bildaufnahmen kalkuliert. Die instantane Geschwindigkeit wird aus dem Verhältnis des Partikelversatzes und der Zeitspanne zwischen den beiden Laserpulsen berechnet gemäß  $v = \frac{ds}{dt}$ . Die Berechnung des Geschwindigkeitsfeldes erfolgt jedoch nicht anhand einzelner Partikel, sondern auf Basis einer statistischen Berechnung über Partikelensemble. Dazu wird ein Raster über das Rohbild gelegt, dessen einzelne Felder im einfachsten Fall aus Quadraten bestehen. Diese Quadrate, d. h. Teilbilder werden Auswertefenster oder *interrogation windows* genannt. Wird die Größe der interrogation windows nun so gewählt, dass ein Raster aus 100 interrogation windows erstellt wird, so werden aus einer Doppelbildaufnahme, d. h. zwei aufeinander folgenden Bildern, 100 Geschwindigkeitsvektoren berechnet und im ausgewerteten Bild dargestellt. Die Visualisierung der Strömungsfelder von Gasen oder Flüssigkeiten wird also durch die folgenden Schritte realisiert: Seeden, flächige Beleuchtung, Bildaufnahme und Bildverarbeitung.

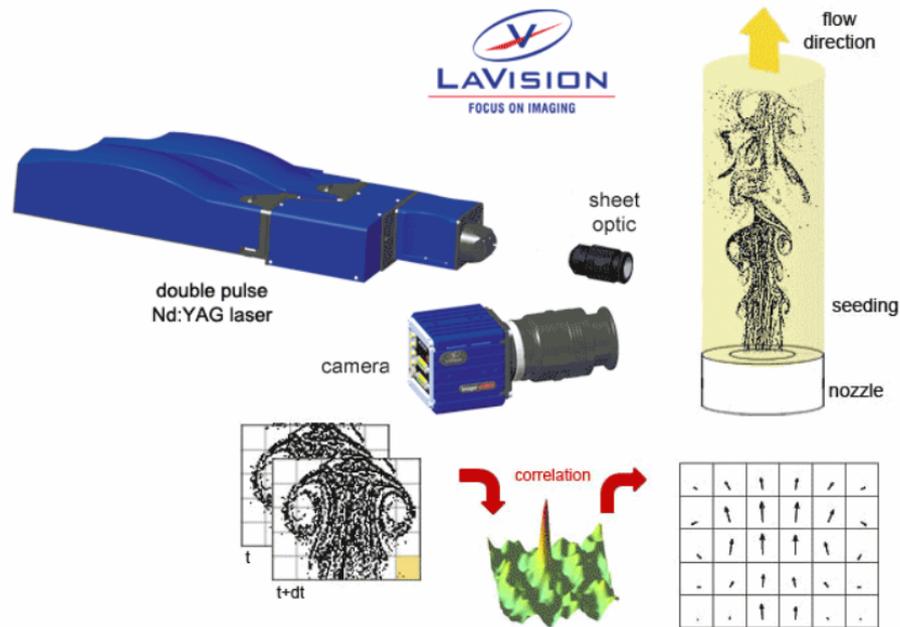


Abbildung 2.20: Schematische Darstellung der Durchführung von PIV-Messungen [21]

**Seeden** Beim Seeden wird ein sogenannter Tracer in das Fluid eingemischt. Die Aufgabe des homogen verteilten Tracers ist, das Fluid optisch zugänglich zu machen. Als Tracer können feinkörnige Laserfarbstoffe, Rauch, Feststoffpartikel aus Graphit, Glas oder Titandioxid, sowie Seifenflüssigkeiten, Nebelfluide oder Öle verwendet werden. Für PIV-Messungen in Gasströmungen sind die letztgenannten besonders geeignet. In dieser Arbeit wird Di-Ethyl-Hexyl-Sebacat verwendet. Diese Flüssigkeit weist ähnliche Seedingeigenschaften wie Speiseöl auf. Der gesamte Gasstrom wird über eine den Tracer beinhaltende Zerstäubereinheit – dem Aerosolgenerator – geleitet. Der Tracer wird in Form von Tröpfchen mit der Korngröße  $d_{\text{DEHS}} < 1 \mu\text{m}$  in der Gasströmung verteilt. Durch die Lichtstreuung an den Tröpfchen wird die Gasströmung am Düsenaustritt sichtbar.

**Beleuchtung** Als Lichtquelle dient ein gepulster Festkörperlaser vom Typ Nd:YLF, d. h. das aktive Medium ist ein Neodym-dotierter Yttrium-Lithium-Fluorid-Kristall. Der gerade punktförmige Laserstrahl wird mittels Lichtschnittoptik in eine Ebene aufgeweitet, was zur fächerförmigen Lichtausbreitung und somit zur flächigen Beleuchtung der Messebene führt. Im double-frame Modus erfolgen nacheinander zwei Lichtpulse mit der Pulsdauer von ca. 150 ns in einem einstellbaren Zeitabstand, der als  $pivDt$  bezeichnet wird.

**Kamerasystem** Die Kamera wird mittels High-Speed-Controller über die Software DaVis (Firma LaVision) in Abstimmung auf die Laserpulsation getriggert. Die in den PIV-Experimenten verwendete Hochgeschwindigkeitskamera mit der Typenbezeichnung Imager Pro HS 4M beinhaltet einen CMOS-Sensor mit einer Auflösung von 4 Mpx, einer Aufnahmezeit von 1,3 kHz (bei maximaler Auflösung) und einer interframe time bzw. frame transfer time von  $3,15 \mu\text{s}$ . Bei den PIV-Messungen erfolgen jeweils zwei Bilder im zeitlichen Abstand der interframe time. Der zeitliche Abstand von einer Doppelbildaufnahme zur nächsten liegt um mind. eine Größenordnung ober der interframe time und entspricht dem reziproken Wert der eingestellten Aufnahmezeit. Die maximale Aufnahmezeit wird mit dem gewählten Bildausschnitt begrenzt, d. h. mit einer Verkleinerung des Bildausschnittes (= geringere Pixel-Anzahl bei der Bildaufnahme) können höhere Bildfrequenzen erreicht werden. Bei den PIV-Messungen steht die Berechnung der instantanen Geschwindigkeit der Doppel-

bildaufnahme im Vordergrund. Je nach Aufgabenstellung erfolgt die Wahl des Kameraobjektives, welches am Kamerasensor ein vergrößertes Abbild der Realsituation ermöglicht.

**Präzision in der Messtechnik** Die Seedingpartikel sollen bei den PIV-Messungen der Strömung exakt folgen. Allerdings ist dieser ideale Fall praktisch nicht möglich. Die Seedingpartikel besitzen eine Masse und sind daher träge, d. h. sie benötigen eine gewisse Zeit bzw. Länge, um auf Geschwindigkeitsänderungen zu reagieren. Befindet sich eines dieser Partikel z. B. im Strahlrand, so wird dieses von einem in der Scherzone auftretenden Wirbel von seiner ursprünglichen Bahn radial abgelenkt. Bei sehr großer plötzlicher Umlenkung, d. h. bei kleinen Wirbeln mit großen Geschwindigkeitsgradienten kann das Partikel dem Wirbel nicht exakt folgen. Auf ein gesamtes Partikelensemble innerhalb eines Wirbels umgewandelt bedeutet dies, dass die Abbildung der Wirbelstruktur auf der Kamera im Vergleich zur Realität verzerrt wird. Somit ergeben sich Visualisierungs- und Messfehler aufgrund der Reaktionszeit der Seedingpartikel. Im Folgenden wird die Stokes-Zahl für die untere und obere Grenze der Betriebsbedingungen berechnet, welche als Parameter zur Beurteilung der Partikel-Fluid-Wechselwirkung dient. Bei Stokeszahlen  $St \ll 1$  folgen die Partikel der Strömung und ein signifikanter Messfehler der Partikelgeschwindigkeit bei den PIV-Experimenten kann ausgeschlossen werden. Bei Stokeszahlen  $St \ll 1$  hat die Strömung keinen Einfluss auf die Partikelbewegung. Die Berechnung lautet nach [22, 23] wie folgt:

$$St_V = \frac{\tau_V}{\tau_F} \quad (2.32)$$

Die *response time* der DEHS-Partikel wird folgendermaßen berechnet:

$$\tau_V = d_p^2 \frac{\rho_p}{18 \eta_{\text{Medium}}} \approx 2,74 \mu\text{s} \quad (2.33)$$

Hierbei wird die Reaktionszeit der Partikel konservativ kalkuliert, d. h. es wird der größtmögliche Partikeldurchmesser gemäß der Partikelgrößenverteilung von DEHS (siehe Anhang) für die Berechnung herangezogen. Die charakteristische Zeitskala des Strömungsmediums (= Luft) entspricht nach der Berechnungsmethode für turbulente Grenzschichten nach Raffel et al [22] dem Verhältnis aus Grenzschichtdicke und Freistrahlgeschwindigkeit. Für die Grenzschichtdicke wird hierbei der mittels PIV kalkulierte Außendurchmesser des düsenahen Wirbels herangezogen. An dieser Stelle wird auf die experimentellen Ergebnisse in Kapitel 4 verwiesen. Der Faktor 1,3 ist durch die elliptische Form der Wirbel gegeben.

$$\delta_{bl} = D_v \approx \frac{D_M}{1,3} \approx 0,4 \text{ mm (JET 5)} \dots 1,46 \text{ mm (JET 1)} \quad (2.34)$$

Die Strömungsgeschwindigkeit im Düsenstrahl liegt bei  $u_B = 13,9 \frac{\text{m}}{\text{s}}$  (JET 1) ...  $28,9 \frac{\text{m}}{\text{s}}$  (JET 5). Daraus folgt die charakteristische Zeit des Strömungsmediums mit:

$$\tau_F = \frac{\delta_{bl}}{u_B} \approx 13,8 \mu\text{s (JET 5)} \dots 111,5 \mu\text{s (JET 1)} \quad (2.35)$$

Daraus wird die Stokes-Zahl für DEHS-Partikel im Luft-Strahlrand berechnet.

$$St_V = \frac{\tau_V}{\tau_F} \approx 0,02 \text{ (JET 1)} \dots 0,20 \text{ (JET 5)} \quad (2.36)$$

Die Berechnung führt also zu Stokes-Zahlen  $\leq 0,2$  bei der höchsten – in den Experimenten auftretenden – Strahlgeschwindigkeit. Dies führt zur Erkenntnis, dass die Partikel nicht exakt der Strömung folgen. Bei den PIV-Experimenten ist demzufolge mit einem Messfehler aufgrund der Partikel-Reaktionszeit zu rechnen. Auf Anfrage bei LaVision GmbH wird bei  $St_V < 0,1$  der Messfehler auf  $\leq 2\%$  geschätzt. Die *most penetration particle size* von DEHS wird vom Hersteller (siehe Produktdatenblatt im Anhang) mit  $MPPS = 0,2 \dots 0,3 \mu\text{m}$  angegeben. Der überwiegende Anteil der Seedingpartikel ist also um den Faktor 3 bis 5 kleiner als der maximale Partikeldurchmesser. Da der Durchmesser in der Berechnung der Partikel-Reaktionszeit zum Quadrat eingeht,

liegt die Reaktionszeit  $\tau_V$  für den Großteil der DEHS-Partikel um den Faktor 9 bis 25 unterhalb des berechneten Wertes mit  $\tau_{V, mittel} \approx 0,1 \dots 0,3 \mu\text{s}$ . Daraus ergibt sich für den größten Teil der Partikel eine Stokes-Zahl im Bereich von  $St_{V, mittel} \approx 0,0008 \dots 0,02$ . Die konservative Abschätzung der Stokes-Zahl auf Basis der maximalen Partikelgröße von  $1 \mu\text{m}$  lässt demnach auf einen Messfehler schließen, welcher als gering eingestuft wird. Der geschätzte Messfehler bei der Berechnung der Geschwindigkeitsfelder im düsenahen Wirbel mittels PIV beträgt  $\leq 2\%$ .

Tabelle 2.4: Übersicht der verwendeten Formelzeichen und Ergebnisse

Stokes-Zahl (konservativ)	$St_V$	0,02 ... 0,2	-
Stokes-Zahl (MPPS <sup>1)</sup> )	$St_{V, mittel}$	0,0008 ... 0,02	-
Reaktionszeit der Partikel im Gasstrom (konservativ)	$\tau_V$	2,7	$\mu\text{s}$
Reaktionszeit der Partikel im Gasstrom (MPPS <sup>1)</sup> )	$\tau_{V, mittel}$	<0,3	$\mu\text{s}$
Charakteristische Zeitskala des Strömungsmediums	$\tau_F$	13,8 ... 111,5	$\mu\text{s}$
Maximaler Partikeldurchmesser	$d_p$	<1	$\mu\text{m}$
Most Penetration Particle Size	MPPS <sup>1)</sup>	0,2 ... 0,3	$\mu\text{m}$
Stoffdichte der Partikel (DEHS)	$\rho_p$	912	$\frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$
Dynamische Viskosität des Strömungsmediums	$\eta_{\text{Medium}}$	$18,5 \cdot 10^{-6}$	Pa s
Grenzschichtdicke	$\delta_{bl}$	0,4 ... 1,5	mm
Vertikale Wirbelabmessung	$D_V$	0,4 ... 1,5	mm
Mittlerer Wirbeldurchmesser	$D_M$	0,5 ... 1,9	mm
Strömungsgeschwindigkeit	$u_B$	13,9 ... 28,9	$\frac{\text{m}}{\text{s}}$

<sup>1)</sup> MPPS... most penetration particle size, aus Produktdatenblatt Topas DEHS (siehe Anhang)

<sup>\*)</sup> Stoffwerte aus VDI-Wärmeatlas [14] bzw. von LaVision GmbH [24]

# 3 Experimente

## 3.1 Versuchsaufbau

Der für die vorliegende Arbeit verwendete Versuchsaufbau befindet sich im Laserlabor des Lehrstuhls für Verfahrenstechnik des industriellen Umweltschutzes an der Montanuniversität Leoben (kurz: MUL-VTIU) und besteht im Wesentlichen aus den zwei Einheiten *Düsenprüfstand* und *laseroptisches Messsystem*. Am Düsenprüfstand (siehe Abbildungen 3.2 und 3.3) erfolgt die Positionierung und Montage der Düse und der diversen Geräte, das Erzeugen und Aufrechterhalten des Fluid-Freistrahles sowie das Abziehen des aus der Düse austretenden Fluids aus dem Labor. Das laseroptische Messsystem (siehe Abbildung 3.8) dient zur bildgebenden Darstellung und Analyse der Strömungssituation im Bereich des Düsenaustritts und wird teilweise in die Prüfstandskonstruktion integriert.

### 3.1.1 Prüfstand

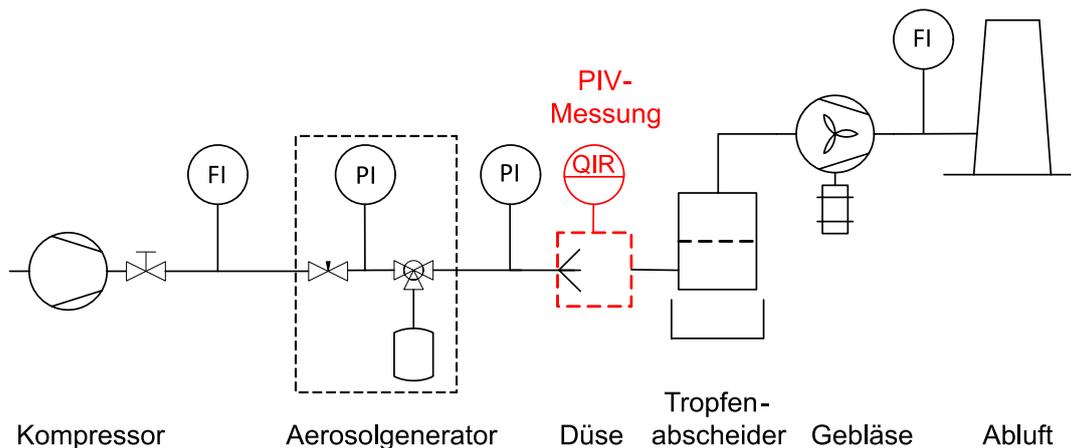


Abbildung 3.1: Fließschema vom Düsenprüfstand zur laseroptischen Strömungsdiagnostik im Gasstrahl

Die Basis des Prüfstandes wird von einer flexibel adaptier- und erweiterbaren Aluminium-Rahmenkonstruktion (9) gebildet, welche die einfache Montage sämtlicher Geräte und Bauteile mittels Schraubverbindungen ermöglicht. An der Unterseite des tragenden Rahmens sind vier (davon zwei bremsbare) Rollen befestigt, wodurch der gesamte Prüfstand – in begrenztem Maße – mobil ausgeführt ist (z. B. zur Umpositionierung innerhalb des Labors). Auf diesem Rahmen sind die Geräte Tropfenabscheider (4), Gebläse (3), Frequenzumrichter (6) und Durchflussmessgerät der Abluft (2) montiert. Der ebenfalls am Rahmen fixierte Freitrag (11a) wird einerseits als Abstandshalter für die Düse (13) und andererseits als Befestigungsmöglichkeit und Richtungsvorgabe für den verschiebbaren Düsenschlitten (11b) verwendet. Der Zweck des am Einlass des Tropfenabscheiders verschraubten transparenten Kunststoffrohres (14) ist die Verlängerung des *Saugkanals*, wodurch der für die Arbeitspraxis benötigte Abstand zum Laserkopf (15) – und somit zum Düsenaustritt – realisiert wird. Die Druckluft wird vom Kompressor (1) bereitgestellt, fließt beim Öffnen des Kugelhahns (5, an der Kompressor-Rückseite) durch die Druckluftleitung (7a) über das Durchflussmessgerät (8) und eine weitere Zuluftleitung

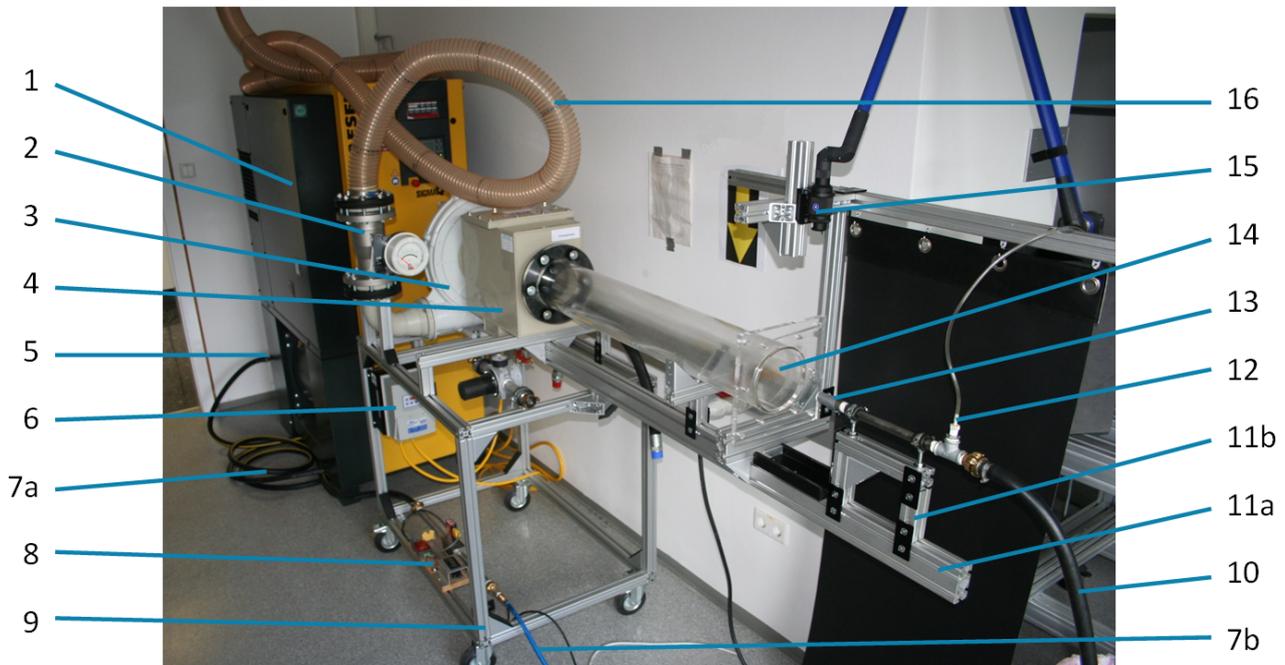
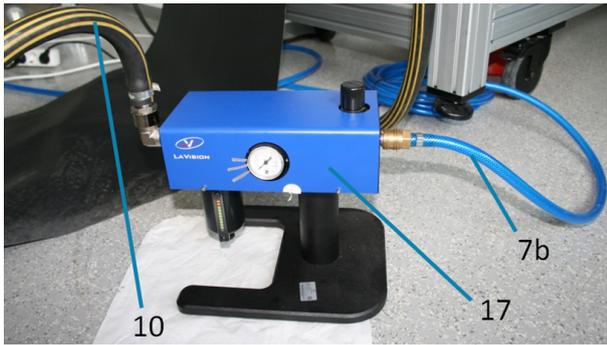


Abbildung 3.2: Düsensprüfstand im laseroptischen Labor des MUL-VTIU

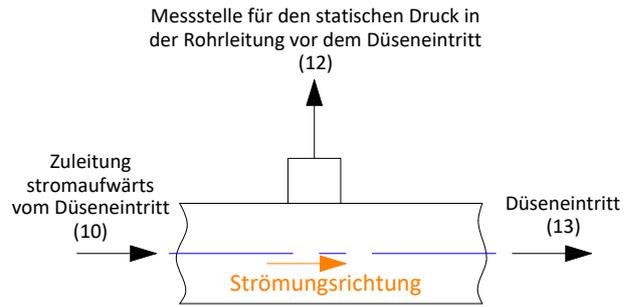
(7b) zum Aerosolgenerator (17). Im Reservoirbehälter des Aerosolgenerators befindet sich das Seeding. Dieser wird zerstäubt und über einen weiteren Druckluftschlauch (10) zum Anschluss der Düse (13) befördert. Zwischen Aerosolgenerator und Düseneintritt befindet sich eine Messstelle (12) zur Ermittlung des statischen Druckes in der Rohrleitung (Messung des Differenzdruckes bezogen auf Atmosphärendruck). Die mit den feinen Seeding-Tröpfchen (Submikrometerbereich) vermischte Druckluft verlässt die Düse durch ihre Austrittsöffnung und es bildet sich ein optisch zugänglicher Freistrahls aus (siehe Abbildung 3.3c). Das Gebläse (3) erzeugt saugseitig einen Unterdruck zur Umgebung, wodurch die gezielte Absaugung des Aerosolstroms durch das Saugrohr sichergestellt wird. Die Gebläseleistung ist mittels Frequenzumrichter variierbar und der Volumenstrom wird am Durchflussmessgerät druckseitig des Gebläses (2) angezeigt. Beim Passieren der Ablufteinheit (14, 4, 3) setzt sich der Großteil der Flüssigphase an der Rohrwand und im Tropfenabscheider ab. Die Abluft verlässt das Labor über den Abluftschlauch (16), der mit dem Gebäude-Lüftungssystem verbunden ist.

An dieser Stelle muss angemerkt werden, dass bei dieser Verschaltung der Aerosolgenerator in Serie zum Düsensstrahl geschaltet wird. Dadurch kommt der entscheidende Druckverlust im engsten Querschnitt im Aerosolgenerator zu liegen und nicht am Austritt der untersuchten Düse.

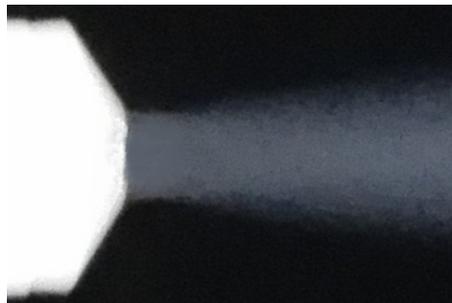
In den Abbildungen 3.2 und 3.3a ist der Düsensprüfstand dargestellt. Abbildung 3.4a zeigt die verwendete rotationssymmetrische Düse in der Realität und Abbildung 3.4b die zugehörige Detailzeichnung.



(a) Aerosolgenerator zur Zugabe von Tracerpartikeln in das strömende Fluid. Das Gas strömt vom Kompressor (1) kommend über das Volumenstrommessgerät (8) durch die blaue Schlauchleitung (7b) in den Aerosolgenerator (17). Die im Reservoirbehälter befindliche Seeding-Flüssigkeit wird der Gasströmung beigemischt und das geseedete Gas strömt weiter in die schwarz-gelbe Schlauchleitung (10).



(b) Schnittstelle zwischen Aerosolgenerator und Düsen Eintritt. Das geseedete Gas strömt aus dem Aerosolgenerator (17) durch die schwarz-gelbe Druckluftleitung (10) über die Druckmessstelle (12) zur Düse (13).

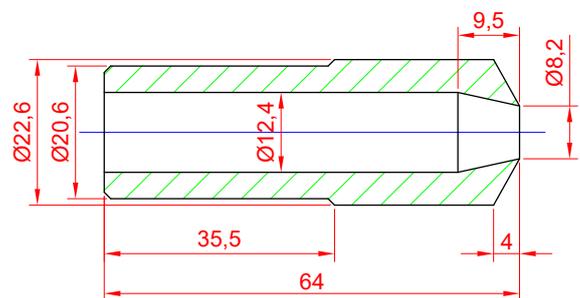


(c) Gasdüse (13) mit ausgebildetem Freistrahls am Düsenaustritt

Abbildung 3.3: Sichtbarmachung der Gasströmung



(a) Gasdüse



(b) Detailzeichnung der Düse

Abbildung 3.4: Düse zur Ausbildung des Freistrahles

### 3.1.2 Messtechnischer Aufbau

Für den Aufbau der Messtechnik sind grundlegende Kenntnisse in PIV (siehe Abschnitt 2.4) und im Umgang mit Laserstrahlung [25] essentiell. Insbesondere sind mess- und sicherheitstechnische Aspekte bei der Lichtführung zu berücksichtigen.

Der erste Schritt besteht aus der Festlegung des Lichtweges mittels Positionierung und Ausrichtung des Laserkopfes (= Lichtquelle). Dazu muss die Messebene, d.h. jene von der Laserquelle und Aufweitoptik zu erzeugende beleuchtete Fläche, definiert sein. Bei der Analyse des Freistrahles soll das Nachlaufgebiet stromab der Düsenaustrittskante beleuchtet und über den gesamte Strahlradius abgebildet werden. Aus diesem Grund wird der messerscharfe Laserschnitt mit seiner Längskante in Strömungsrichtung ausgerichtet, während die Lichtausbreitung senkrecht zur Hauptströmung erfolgt.

Die laseroptische Diagnostik umfasst die drei unterschiedlichen Konfigurationen A, B und C (siehe Tabelle 3.1). Konfiguration A ist als eigenständiges Experiment zu betrachten und betrifft den Düsenfreistrah, dessen Beleuchtungssituation in Abbildung 3.5 illustriert wird. Hierbei liegt das Hauptaugenmerk der Strömungsanalyse am Strahlrand im Nahfeld stromab der Düsenkante. Bei den Konfigurationen B und C befindet sich im Düsenstrahl ein Strömungshindernis, welches mit der Düse kraftschlüssig verbunden ist. Die Drehung der Düse um ihre Längsachse (= Düsenhauptachse) bewirkt also eine idente Drehung des Hindernisses. Dieses Strömungshindernis ist im Gegensatz zur Düsenbohrung nicht rotationssymmetrisch. Wird der laseroptische Messaufbau – also die Ausrichtung der Kamera und der Lichtquelle (= Laserschnitt) zur Messebene – nicht verändert, führt die Rotation der Düse um die Düsenhauptachse zu einer Veränderung des dargestellten Bildes auf der Kamera. Das heißt, die Betrachtung des Objektes ist vom Drehwinkel der Düse abhängig. Dies führt zur Einführung und Festlegung von zwei eindeutig definierten Drehwinkeln, welche als Konfiguration B und Konfiguration C bezeichnet werden. Bei Konfiguration B wird die Düse so weit verdreht, dass die projizierte Fläche des Strömungshindernisses auf der Kamera ihre maximale Größe einnimmt (siehe Abbildung 3.6, rechts oben). Bei Konfiguration C ist die Düse im Vergleich zur Konfiguration B um  $90^\circ$  verdreht. Die auf der Kamera abgebildete projizierte Fläche des Strömungshindernisses erreicht dabei ihr Minimum (siehe Abbildung 3.7, rechts oben). Bei den Konfigurationen B und C handelt es sich um **ein- und dasselbe Experiment bei exakt gleichen Versuchsbedingungen und identer Strömungssituation**. Die beiden Konfigurationen werden **ausschließlich durch zwei verschiedene diagnostische Betrachtungsweisen voneinander unterschieden**.

Der Fokus ist dabei auf die innere Nachlaufzone, d.h. auf das Gebiet innerhalb des Strahles stromab des Strömungshindernisses, gerichtet. Die Abbildungen 3.6 und 3.7 veranschaulichen die Lichtführung und Betrachtungsweisen bei den Konfigurationen B und C.

Tabelle 3.1: Experimentelle Konfigurationen für die laseroptischen Messungen am Düsenprüfstand

Konfiguration	Experiment	Fokus der Bildaufnahmen	Zu ermittelnde Größen
A	Ungestörter Freistrah	Äußere Scherschicht	Geschwindigkeitsfeld, Wirbelabmessungen, Wirbelgrößen
B	Strömungshindernis, Betrachtung $0^\circ$	Nachlaufzone	Geschwindigkeitsfeld, Ausmaß der Totzone
C	Strömungshindernis, Betrachtung $90^\circ$	Nachlaufzone	Geschwindigkeitsfeld, Ausmaß der Totzone

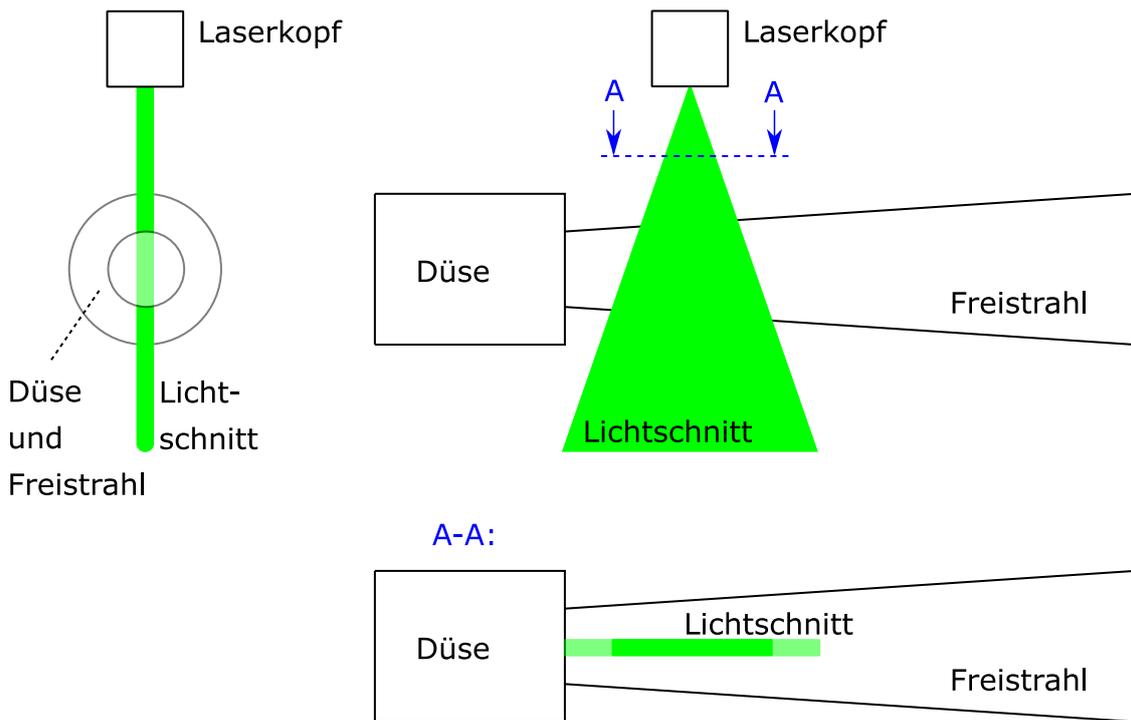


Abbildung 3.5: Beleuchtung des Düsenfreistrahles mittels aufgefächertem Laserstrahl, schematische Darstellung der Konfiguration A

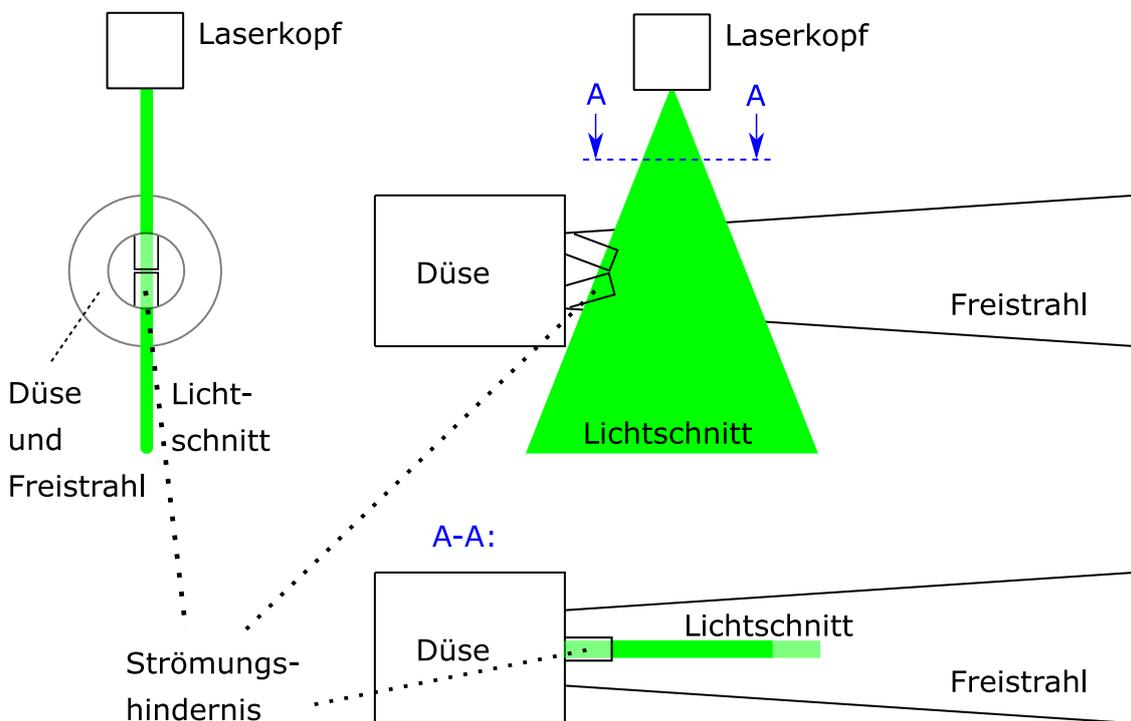


Abbildung 3.6: Beleuchtung der Nachlaufzone stromab des Strömungshindernisses mittels aufgefächertem Laserstrahl, schematische Darstellung der Konfiguration B

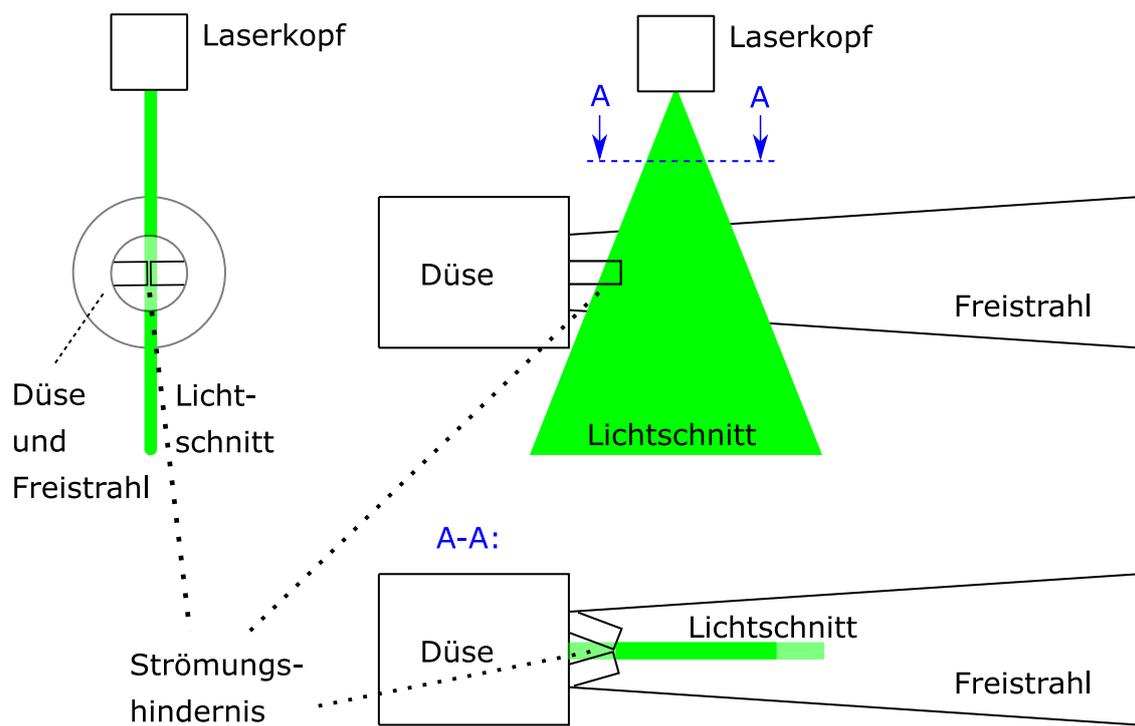


Abbildung 3.7: Beleuchtung der Nachlaufzone stromab des Strömungshindernisses mittels aufgefächertem Laserstrahl, schematische Darstellung der Konfiguration C

Für den praktischen Aufbau bedeutet dies, dass der Laserkopf (15) lotrecht zum Erdmittelpunkt gerichtet ist und sich die Auffächerung über einen Teil der Distanz zwischen Düse (13) und Ansaugrohr (14) erstreckt, während der Freistrah horizontal verläuft. Der mittels Zylinderlinse am Laserkopf erzeugte fächerförmige Lichtschnitt beleuchtet das gesamte Nachlauf-Nahfeld vom Düsenaustritt bis hin zu einem kleinen Abschnitt des Nachlauf-Fernfeldes.

Um den Beleuchtungswinkel über die gesamte Versuchsserie hinweg konstant zu halten, wird der Laserkopf am Aluminiumrahmen montiert. Die horizontale und vertikale Positionierung des Laserkopfes wird durch Verschiebung des Düsenschlittens (11b) gewährleistet. In Beleuchtungsrichtung gegenüber vom Laserkopf wird ein matt-schwarz lackiertes geformtes Stahlblech (20) befestigt, welches einerseits die Reflexionen der sichtbaren Laserstrahlung minimiert (Schutz von Augen und Haut) und andererseits die vom Laser in Form von Strahlung ausgesendete Wärmeenergie über die Oberfläche an die Umgebung abführt (Hitze- und Brandschutz für z. B. am Boden verlegte Kabelleitungen). Außerdem dient dieses Bauteil während eines Experimentes als 'Auffangwanne' für das von der Düse bzw. Saugrohrkante abtropfende Seeding. Die Hochgeschwindigkeitskamera (19) wird auf einem höhenverstellbaren und um drei Achsen schwenkbaren Kamerastativ befestigt und im rechten Winkel zur Düsenlängsachse bzw. Ausbreitungsrichtung des Laserstrahls positioniert (siehe Abbildung 3.8). Das Objektiv (18) und der Bandpassfilter (21) werden auf die Kamera geschraubt. Der am Rahmen angebrachte schwarze Laserschutzvorhang (22) ist aus Gründen der Lasersicherheit zwischen dem Messobjekt und dem Computer-Arbeitsplatz positioniert und dient aufgrund seiner Farbe und Oberfläche als gleichmäßiger Hintergrund für die Bildaufnahmen. Abschließend erfolgt die Verbindung des Laser-Kamera-Systems mit der Steuereinheit (High-Speed-Controller) und dem PC und die Spannungsversorgung aller Geräte wird hergestellt. Die prinzipielle Signalführung für PIV-Messungen wird in Abschnitt 2.4 erläutert.

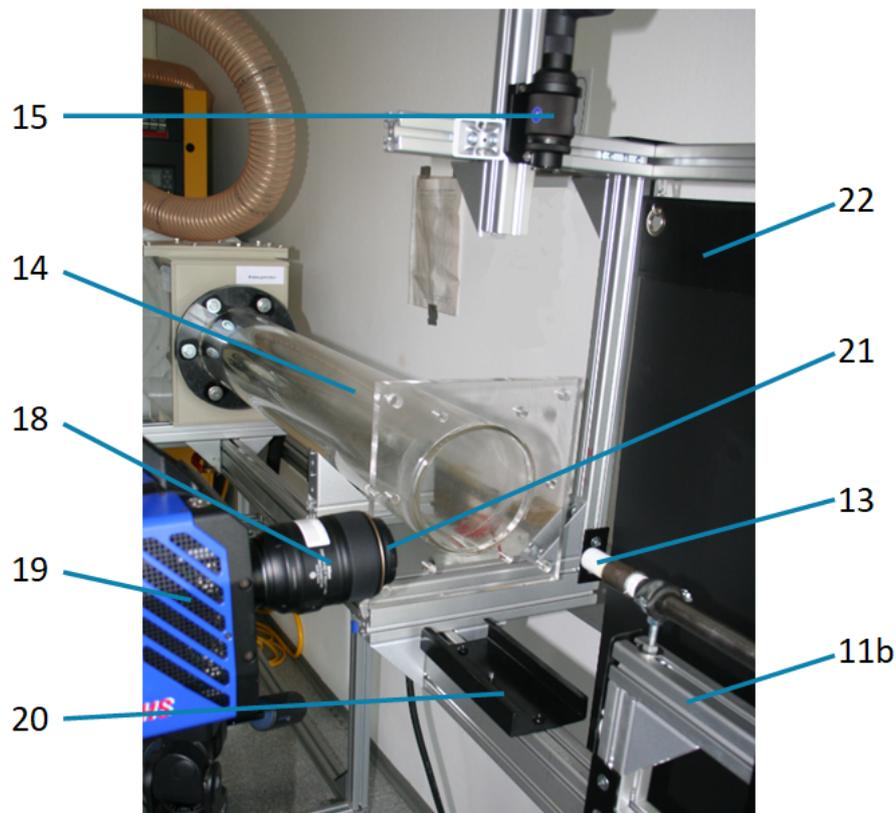


Abbildung 3.8: Aufbau des laseroptischen Messsystems für PIV-Experimente

## 3.2 Optimierung der Messtechnik

Nach dem erfolgreichen Testlauf des gemäß Absatz 3.1.1 aufgebauten Düsen-Prüfstandes und der anschließenden Funktionsprüfung des messtechnischen Aufbaus (siehe Kapitel 3.1.2) liegt die primäre Aufgabe darin, die Systemkomponenten Düse, Laser und Kamera hinsichtlich der Bildaufnahmequalität zu optimieren. Dabei ist eine hoch aufgelöste Abbildung der Strömungssituation direkt am Austritt des Düsenfreistrahles von zentraler Bedeutung.

Zunächst wird der Lichtschnitt für den Bereich der Messstrecke scharf gestellt, wodurch eine zweidimensionale Bildaufnahme vom Freistrahls über den gesamten Radius ermöglicht wird (siehe Absatz 3.2.1). Im zweiten Schritt erfolgt die Auswahl der geeigneten Kameraobjektive (siehe Absatz 3.2.2) und die Positionierung der Hochgeschwindigkeitskamera mit optimalem Abstand zur Messebene. Daraufhin wird eine Bildaufnahmeserie bei unterschiedlichen Drücken und Volumenströmen durchgeführt, um die Grenzen der strömungstechnischen Versuchsparameter zu ermitteln. Abschließend werden die Einstellungen von Laser und Kamera mithilfe der Software DaVis an die vorherrschende Strömungssituation angepasst und die hochaufgelöste Darstellung der Strömungssituation ermöglicht. Die ermittelten Versuchsbedingungen werden im Absatz 3.3 zusammengefasst. Die nachfolgenden Abschnitte beinhalten die detaillierte Ausführung der einzelnen Optimierungsschritte:

### 3.2.1 Ausrichtung des Laserlichtschnittes

Zunächst wird der Lichtschnitt bei sehr geringer Laserleistung (30 %, Energie < 6 mJ je Laserpuls bei 1 kHz) für den Bereich der Messstrecke (siehe Kapitel 3.1.2) scharf gestellt, wodurch eine zweidimensionale Bildaufnahme vom Freistrahls über den gesamten Radius gewährleistet wird (siehe Abbildung 3.5). Die Fokussierung und Adaptierung des Laserschnittes erfolgt manuell am Laserkopf gemäß Bedienungsanleitung [26].

### 3.2.2 Auswahl des Kameraobjektives

Die Wahl der Vergrößerungsoptik ist für die Bildaufnahmen mit der Hochgeschwindigkeitskamera von besonderer Bedeutung. Für unterschiedliche am MUL-VTIU vorhandene Kameraobjektive werden Bildserien aufgenommen und hinsichtlich Typ, Brennweite bzw. Vergrößerungsmaßstab und erzielbarer Bildqualität miteinander verglichen. Auf alle verwendete Objektive wird im Experiment ein Bandpassfilter montiert, wodurch nur Licht in einem sehr engen Wellenlängenbereich - welcher den Wellenlängen-Peak des vom Laser ausgesendeten Lichts (= 527 nm) umschließt - auf den Kamerasensor auftrifft. Um einen Überblick über die Strömungssituation bekommen zu können, wird ein Makroobjektiv mit einer Brennweite von 60 mm verwendet. Dieses Objektiv wird in der vorliegenden Arbeit als *Objektiv 60* bezeichnet. Der Abstand von der Messebene (=Ebene des Laserlichtschnittes) zur Außenkante des Bandpassfilters am Objektiv 60 beträgt ca. 140 mm. Für die Bildaufnahmen der feinen Strömungsstrukturen im Nachlauf-Nahfeld als Basis der anschließenden qualitativen und quantitativen Auswertung (z. B. Berechnung des Vektorfeldes in DaVis) hat sich ein Makroobjektiv mit einer Brennweite von 105 mm bewährt. Im weiteren Text wird dieses Objektiv als *Makroobjektiv* bezeichnet. Bei den Experimenten mit dem Makroobjektiv beträgt der Abstand von der Filter-Außenkante zum Lichtschnitt ca. 140 mm (bei Erreichen der Naheinstellgrenze von 314 mm). Die Positionierung der Kamera ist in Abbildung 3.8 dargestellt.



(a) Objektiv 60; Brennweite 60 mm, Lichtstärke 1 : 2,8; kleinste Blende 1 : 32; max. Abbildungsmaßstab 1 : 1, Naheinstellgrenze 219 mm.



(b) Makroobjektiv; Brennweite 105 mm, Lichtstärke 1 : 2,8; kleinste Blende 1 : 32; max. Abbildungsmaßstab 1 : 1, Naheinstellgrenze 314 mm.

Abbildung 3.9: Verwendete Kameraobjektive für die Bildaufnahmen der PIV-Experimente

### 3.2.3 Versuchstechnische Limits

Die in diesem Abschnitt angeführten versuchstechnischen Limits beziehen sich ausschließlich auf die in Abschnitt 3.1.1 beschriebene Verschaltung. Die grundsätzliche Herausforderung des dieser Arbeit zugrunde liegenden Konzeptes ist der Versuch, den gesamten Gasstrahl zu seeden. Dies wird dadurch realisiert, dass der komplette Gas-Feedstrom über den Aerosolgenerator geleitet wird, wo die Seeding-Einbringung stattfindet (siehe Abbildung 3.3). Infolgedessen wird der Gasstrom in der Düsenzuleitung (siehe Abbildung 3.2 Pos. 10) durch den Seeding-Einmischvorgang und die Bedingungen am Aerosolgenerator beeinflusst. Wenn das mit dem Seeding beaufschlagte Gas durch die Düse strömt, wird dieses beschleunigt (siehe Kapitel 2.2). Die flüssigen Tracerpartikel unterscheiden sich in ihrer Dichte bzw. Masse vom zu analysierenden Gas und entwickeln dabei eine Eigendynamik. Die in Abschnitt 2.4 berechnete Stokes-Zahl – welche ein Maß für die Reaktionszeit der Seedinpartikel auf Fluid-Geschwindigkeitsänderungen ist – liegt für den maximalen Partikeldurchmesser bei  $St_V < 0,2$ . Der Messfehler der Partikel-Geschwindigkeit durch die Seedingpartikel-Reaktionszeit wird auf  $\leq 2\%$  geschätzt. Außerdem ist eine Abscheidung von Flüssigkeit an der Düseninnenwand nicht vermeidbar. In weiterer Folge redispergieren partiell abgeschiedene 'Seedingtröpfchen'. Dieser Vorgang führt zu einem sogenannten *Pre-filming*, d. h. dem Antransport und der Akkumulation von Seedingflüssigkeit in leeseitigen Bereichen von strömungsbegrenzenden Wandungen.

Zur genannten Thematik der Wandabscheidung tritt bei Anwesenheit eines Strömungshindernisses ein weiteres Phänomen auf, welches als *Inertialkraftabscheidung* bzw. *Trägheitskraftabscheidung* bezeichnet wird. Ein Teil der Seedingpartikel, welche sich von der Düse stromab auf das Hindernis bewegen, bleibt an dessen Oberfläche haften. Mit zunehmender Zeitdauer akkumuliert sich das Seeding an dieser Stelle und bildet einen Tropfen, welcher schließlich ab einer bestimmten Größe mit der Gasströmung mitgerissen wird. Diese periodisch mitgerissenen Tropfen sind Störfaktoren bei der Diagnostik und deshalb ist Inertialkraftabscheidung weitgehend zu vermeiden.

#### Freistrahle ohne Strömungshindernis:

Der Vordruck am Aerosolgenerator wird beginnend bei Atmosphärendruck (ca. 1 bar) schrittweise so weit erhöht, bis ein Öltropfenabriss an der Düsenkante auftritt. Die Seeding-beaufschlagte Strömung wird unter den vorliegenden Bedingungen durch die folglich genannten Einschränkungen im Betriebsbereich beschreibbar:

Druck in der Aerosolgenerator-Zuleitung:	$p_{\text{abs},1}$	$< 4 \text{ bar}$	(absolut) bzw.
	$p_{\text{ü},1}$	$< 3 \text{ bar}$	(Überdruck)
Statischer Druck in der Düsen-Zuleitung:	$p_{\text{ü},2}$	$< 13 \text{ mbar}$	(Differenzdruck gegen Atmosphäre)
Daraus ergeben sich folgende Limits:			
Volumenstrom in der Aerosolgenerator-Zuleitung:	$\dot{V}$	$< 6 \frac{\text{Nm}^3}{\text{h}}$	(mit Durchflussmessgerät gemessen)
Mittlere Strömungsgeschwindigkeit am Düsenaustritt:	$u_{\text{Düse}}$	$< 29 \frac{\text{m}}{\text{s}}$	(aus Kontinuitätsgleichung)

### Freistrah mit Strömungshindernis stromab des Düsenaustrittes:

Die zwei für die Experimente mit Strömungshindernis benötigten Drähte werden durch die am Düsenkopf befindlichen Durchgangsbohrungen gesteckt, sodass sie einander stromab der Düsenaußenkante zentral berühren (siehe Abbildung 3.16). Wie im vorigen Versuch wird auch hier das Ventil für die Aerosolzufuhr geöffnet und der Druck schrittweise erhöht. Dabei wird ein Ölbriss am Draht bzw. an den einander berührenden Drahtkanten beobachtet. Im Gegensatz zum Prefilming deuten die Bildaufnahmen hierbei eindeutig auf das Auftreten von Inertialkraftabscheidung hin. Der Betriebsbereich bei der vorliegenden Verschaltung unter Anwesenheit des Strömungshindernisses lautet wie folgt:

Druck in der Aerosolgenerator-Zuleitung:	$p_{\text{abs},1}$	$< 3,5 \text{ bar}$	(absolut) bzw.
	$p_{\text{ü},1}$	$< 2,5 \text{ bar}$	(Überdruck)
Statischer Druck in der Düsen-Zuleitung:	$p_{\text{ü},2}$	$< 9,5 \text{ mbar}$	(Differenzdruck gegen Atmosphäre)
Daraus ergeben sich folgende Limits:			
Volumenstrom in der Aerosolgenerator-Zuleitung:	$\dot{V}$	$< 4,6 \frac{\text{Nm}^3}{\text{h}}$	(mit Durchflussmessgerät gemessen)
Mittlere Strömungsgeschwindigkeit am Düsenaustritt:	$u_{\text{Düse}}$	$< 25 \frac{\text{m}}{\text{s}}$	(aus Kontinuitätsgleichung)

Da sich Prefilming und Inertialkraftabscheidung mittels Variation des Druckes bzw. Volumenstromes nicht exakt reproduzieren lassen, wird neben einer Messungenauigkeit auch eine gewisse Zeitabhängigkeit der Strömungssituation vermutet. Somit sind die obengenannten versuchstechnischen Limits als grobe Richtwerte zu verstehen, welche ausschließlich für den in dieser Arbeit verwendeten Versuchsaufbau gelten.

### 3.2.4 Hardware

Um ein hochaufgelöstes Bild der Strömungssituation zu bekommen, ist ein entsprechend hoher Vergrößerungsfaktor notwendig. Mit zunehmender Abbildungsgröße am Kamerasensor steigt der Partikelversatz innerhalb einer Doppelbild-Aufnahme. Damit dieser sogenannte *Partikel-Shift* zwischen zwei aufeinander folgenden Bildern im Aufnahmemodus *double-frame mode* (siehe Kapitel 2.4) unterhalb der für die Auswertung relevanten Obergrenze (= ca. 25 % der Seitenlänge eines Auswertefensters) bleibt, muss die Zeitspanne zwischen zwei aufeinanderfolgenden Bildern innerhalb eines Bildpaares verringert werden. Beim zuvor genannten Aufnahmemodus wird dies durch das Herabsetzen des Parameters *PivDt* ermöglicht. Dieser Parameter steht für das Zeitintervall zwischen zwei aufeinander folgenden Laserpulsen innerhalb einer Doppelbildaufnahme. Dadurch, dass bei High-Speed-Messungen der Laser und die Kamera als gemeinsames System arbeiten und deren Timing abgestimmt sein muss, ist die Herabsetzung des *PivDt* jedoch nur bis zum Erreichen der *interframe time* der verwendeten Kamera möglich. Die *interframe time* ist die erforderliche Zeit für die Datenübertragung der

Bildinformationen vom Sensor auf den internen Kameraspeicher (= frame transfer time) und beträgt beim verwendeten System  $3,15 \mu\text{s}$ .

$$dt_{\min} = 3,15 \mu\text{s} \quad (\text{Kamera: Imager Pro HS 4M, Laser: Litron LDY 303 HE PIV})$$

Der Versatz zwischen Kamera und Laser (= device offset) dient in der Praxis der Feinabstimmung zwischen der Kamerabildaufnahme und dem Laserpuls für die Bilddaten *Frame 0* und *Frame 1*. Dieser Versatz kann bei hoher Laserleistung meist auf 0 gesetzt werden. Bei Vorbereitungsarbeiten mit geringer Laserleistung (z. B. zur Ausrichtung des Lichtschnittes) ist der Zeitpunkt des Laserpulses mittels *device offset* adaptierbar.

Die folgende Grafik 3.10 dient der Verdeutlichung der zeitlichen Abstimmung von Kamera und Laser im double-frame Modus:

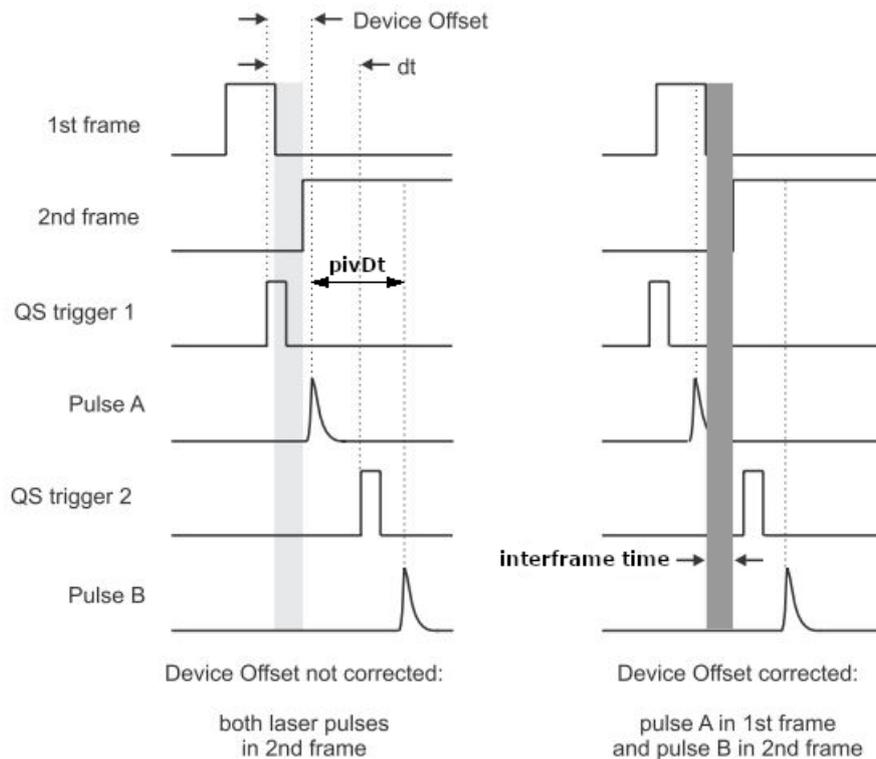


Abbildung 3.10: Demonstrative Darstellung der 'Device Offset'-Korrektur. Der graue Balken symbolisiert die interframe time. Diese Zeitspanne ist zugleich der Minimalwert für das PivDt. [27], modifiziert von Mario Peyha

### 3.2.5 Grenzen in der Auswertung - mittels Software DaVis und manuell

#### Software-gestützte Auswertung

Für eine präzise Auswertung sind PIV-spezifische Einstellungen, computertechnische Ressourcen und der Zeitaufwand zu berücksichtigen. Werden die Auswertefenster (= interrogation windows) zur Erstellung des Vektorfeldes beispielsweise sehr klein gewählt, steigt deren Anzahl im Bildausschnitt und der Rechenaufwand in DaVis steigt. Zusätzlich nehmen die geometrische Form des Auswertefensters (ein ovales Fenster ist schwieriger zu berechnen als ein quadratisches Fenster), deren Überlappungsgrad, die Anzahl der Auswertezyklen (*multi-pass mode*) sowie die Anwendung diverser Korrekturen erheblichen Einfluss auf die erforderliche Rechenleistung. Außerdem ist die minimale Anzahl der im Auswertefenster befindlichen Seedingpartikel zu berücksichtigen.

Folgende Parameter werden für die Vektorfeld-Auswertung der Bildaufnahmen mit dem Makroobjektiv für die höchsten Volumenströme gewählt und verstehen sich dabei als Optimum aus der Ermittlung der Geschwindigkeitsvektoren und der Berechnungsdauer:

Tabelle 3.2: Aufnahme- und Auswerteparameter für Konfiguration A und Zustand JET 5 (siehe Tabelle 3.4)

Setting	Variable	Wert
Bildaufnahme	Aufnahmemodus	Double-frame
	AOI <sup>*)</sup>	(0, 560) - (2015, 1455) px
	Bildgröße	2016 x 896 px
	Aufnahmerate	0,64 kHz
	Laser-Power	70 % ( $\approx$ 15 mJ per laser head per pulse)
	PivDt	3,15 $\mu$ s
	Bildanzahl der Aufnahmeserie	100
PIV-Auswertung	Vektorberechnung	Cross-correlation
	Iteration	Multi-pass (decreasing size)
	Interrogation window	Start: 128 x 128 px
		Ende: 32 x 32 px
		Form: Kreis 1:1
	Overlap	Start: 75 %
		Ende: 75 %
Passes	Start: 3	
	Ende: 4	
Correlation function	Initial passes: "standard" I1 · I2 (via FFT, no zero padding)	
	Final passes: "standard" I1 · I2 (via FFT, no zero padding)	
Multi-pass postprocessing	1x median filter - universal outlier detection; Remove if residual > 2; Filter region 5 x 5; (Re-)Insert if residual < 3; min. number of vectors: 4	

<sup>\*)</sup> AOI = Area Of Interest; entspricht der Größe des gewählten Bildausschnittes

Tabelle 3.3: Aufnahme- und Auswerteparameter für die Konfigurationen B und C bei Zustand JET 5 (siehe Tabelle 3.4)

Setting	Variable	Wert
Bildaufnahme	Aufnahmemodus	Double-frame
	AOI <sup>*)</sup>	(216, 578) - (1799, 1437) px
	Bildgröße	1584 x 860 px
	Aufnahmerate	1,819 kHz
	Laser-Power	70 % ( $\approx$ 15 mJ per laser head per pulse)
	PivDt	3,15 $\mu$ s
	Bildanzahl der Aufnahmeserie	100
PIV-Auswertung	Vektorberechnung	Cross-correlation
	Iteration	Multi-pass (decreasing size)
	Interrogation window	Start: 256 x 256 px
		Ende: 32 x 32 px
		Form: Kreis 1:1
	Overlap	Start: 75 %
		Ende: 75 %
	Passes	Start: 3
Ende: 4		
Correlation function	Initial passes: "standard" $I_1 \cdot I_2$ (via FFT, no zero padding)	
	Final passes: "standard" $I_1 \cdot I_2$ (via FFT, no zero padding)	
Multi-pass postprocessing	1x median filter - universal outlier detection; Remove if residual > 2; Filter region 5 x 5; (Re-)Insert if residual < 3; min. number of vectors: 4	

<sup>\*)</sup> AOI = Area Of Interest; entspricht der Größe des gewählten Bildausschnittes

### Manuelle Auswertung

Da die Bestimmung der Wirbelgrößen aus den Bildaufnahmen bzw. Vektorfeldern manuell (siehe Kapitel 4) mittels Übertragen der Koordinaten (Wirbelabmessungen) sowie Geschwindigkeitsbeträge und Vektorpositionen (Geschwindigkeitsgradienten) erfolgt und somit einen erheblichen Zeitaufwand verursacht, ist die Anzahl der ausgewählten Bilder zur nachfolgenden statistischen Auswertung spezifisch zu wählen. Für jeden Versuch erfolgt eine Aufnahmesequenz von jeweils ca. 100 Doppelbildaufnahmen, von denen 20 Bildpaare manuell analysiert werden. Diese Vorgangsweise verlangt eine präzise Analyse der Ergebnisse, bei der die strömungsmechanischen Tendenzen für die unterschiedlichen Versuchsparameter im Vordergrund stehen. Insbesondere bei der Auswertung der Geschwindigkeitsgradienten und Vortizität hat die Ermittlung der Größenordnung einen viel höheren Stellenwert als die exakte Berechnung der Werte. Die Strömungssituation stromab der Düsenaustrittskante im Nahfeld weist mit hoher Wahrscheinlichkeit zeitliche Schwankungen auf, deren Zeitabstände größer als das PivDt, aber kleiner als die Zeitdauer zwischen zwei aufeinander folgenden Bildpaaren sind. Diesbezüglich ist bei der Geschwindigkeitsauswertung mit einem zusätzlichen Messfehler zu rechnen. Diese Tatsache ist im Bezug auf die Interpretation der Statistik und Diagramme zu berücksichtigen.

Somit sind die Rahmenbedingungen und Betriebsbereiche für einen erfolgreichen Ablauf der Experimente fixiert. Im folgenden Kapitel 3.3 werden die gewählten Versuchsbedingungen zusammengefasst.

### 3.3 Zustände und Versuchsbedingungen

Die Bildaufnahmen für die Analyse der Strömungssituation in der Scherschicht des Düsenfreistrahles werden mit folgenden – in Tabelle 3.4 angegebenen – Versuchsparametern durchgeführt:

Tabelle 3.4: Versuchsbedingungen am Düsenprüfstand

Zu-stands-bezeichnung	Vordruck im Aerosol-generator (Messstelle 1) $p_{ü,1}$ (bar)	Statischer Druck in der Rohrleitung vor der Düse (Messstelle 2) $p_{ü,2}$ (mbar)	Volumenstrom der Zuluft in der Rohrleitung $\dot{V}$ $\left(\frac{\text{Nm}^3}{\text{h}}\right)$	Strömungsgeschwindigkeit am Düsenaustritt $u_B$ $\left(\frac{\text{m}}{\text{s}}\right)$	Reynoldszahl am Düsenaustritt $Re_{d_2}$ (-)	Staudruck im Freistrahls am Düsenaustritt (berechnet) $p_{\text{Stau}}$ (mbar)	Reynoldszahl bei der Zylinderumströmung $Re_{\text{Zylinder}}$ (-)
JET 1	1,0	2,8	2,5	13,1	6830	1,0	1330
JET 2	1,5	5,3	3,0	15,8	8200	1,5	1600
JET 3	2,0	6,8	3,8	20,0	10380	2,3	2030
JET 4	2,5	9,3	4,6	24,2	12570	3,4	2450
JET 5	3,0	12,3	5,5	28,9	15020	4,9	2930

Die Messstelle 1 befindet sich am Ende der Zuluftleitung im Aerosolgenerator (siehe Abbildung 3.3a, Pos. (17)). Die Messstelle 2 dient zur Messung des Differenzdruckes vor der Düse und befindet sich zwischen Aerosolgenerator und Düse (siehe Abbildung 3.2, Pos. (12)). Die Messstelle für den Volumenstrom befindet sich zwischen Kompressor und Aerosolgenerator (siehe Abbildung 3.2, Pos. (8)). Die Berechnung der Größen  $u_B$ ,  $Re_{d_2}$  und  $p_{\text{Stau}}$  wird in Kapitel 2 erläutert.

Abbildung 3.11 zeigt je eine Rohbildaufnahme für die Zustände JET 1 (links oben), JET 2 (rechts oben), JET 3 (links unten) und JET 5 (rechts unten). Die angegebene Geschwindigkeit mit der Bezeichnung  $u_{\text{Düse}}$  entspricht der, über die Kontinuitätsgleichung theoretisch berechneten, mittleren Gasgeschwindigkeit am Düsenaustritt (Innendurchmesser am Düsenaustritt  $d_2 = 8,2 \text{ mm}$ ). Besonders hervorzuheben ist die Tatsache, dass **jede Bildaufnahme zu unterschiedlichen Zeitpunkten** durchgeführt wird. Begleitend zu den Ausführungen in den folgenden Kapiteln werden einzelne Bildaufnahmen des Zustandes JET 1 als exemplarische Beispiele verwendet.

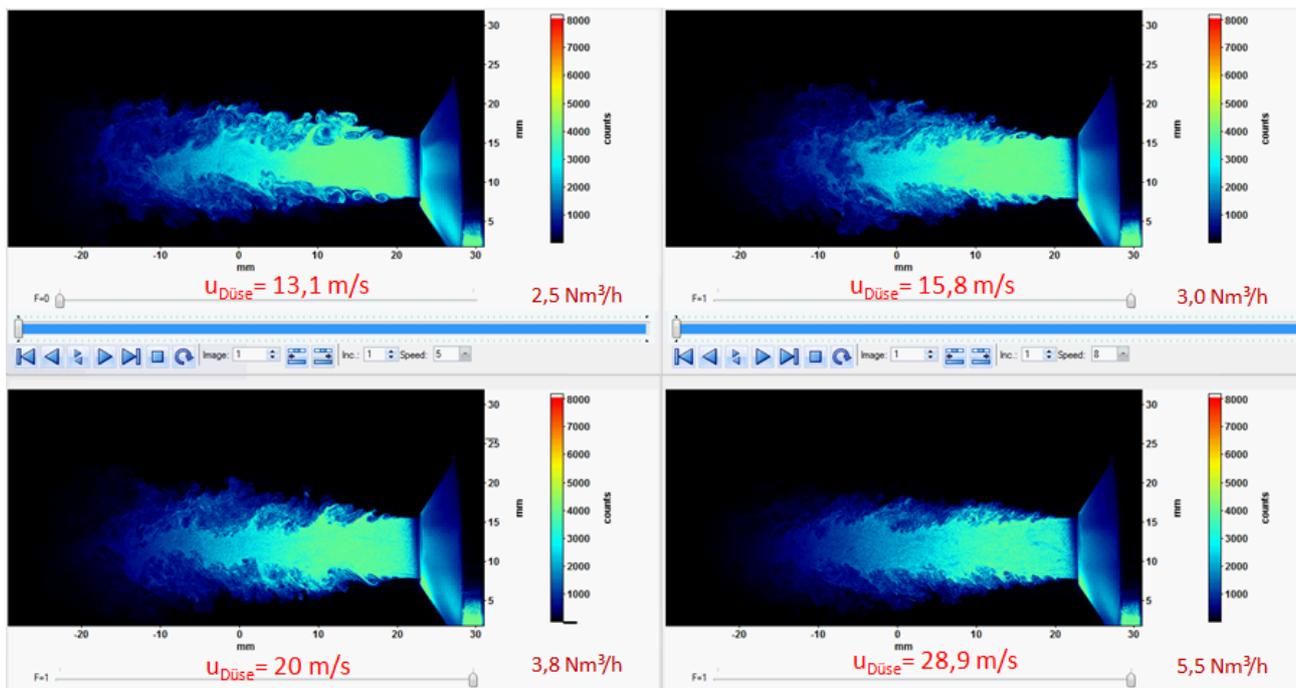


Abbildung 3.11: Rohbildaufnahmen der unterschiedlichen experimentellen Zustände JET 1 (l. o.), JET 2 (r. o.), JET 3 (l. u.) und JET 5 (r. u.), aufgenommen mit dem Objektiv 60

## 3.4 Bildaufnahmen

Für die strömungsmechanische Betrachtung des Düsenfreistrahles wird eine hohe Qualität der Rohbildaufnahmen vorausgesetzt. Dabei stehen die Wahl, Positionierung und Einstellungen des Optik-Equipments im Vordergrund. Für die Bildaufnahmen zur überblicksmäßigen Darstellung des Strömungszustandes am Düsenaustritt wird das Objektiv 60 verwendet. Die detaillierte Analyse der Scherzone und der vom Strömungshindernis erzeugten Nachlaufzone im Nahfeld des Düsenaustritts erfolgt mit dem Makroobjektiv. Die Bildaufnahmen werden für die experimentellen Konfigurationen A, B und C (detaillierte Ausführung siehe Kapitel 3.1) durchgeführt.

### 3.4.1 Bildaufnahmen vom Freistrahle (Konfiguration A)

Die aus der Düse in die ruhende Umgebung austretende Druckluft bildet einen rotationssymmetrischen Freistrahle aus. Wie in Kapitel 2.1 detailliert beschrieben, liegt eine Grenzschicht vor, welche als *Scherschicht* bezeichnet wird und dem Übergangsbereich zwischen der Kernzone und der Umgebungsluft entspricht. Diese Übergangszone wird optisch auf die vorherrschenden strömungsmechanischen Phänomene und Tendenzen untersucht.

Die Abbildungen 3.13 und 3.14 zeigen Momentaufnahmen vom ausgebildeten Düsen-Freistrahle mit kalibriertem Koordinatensystem. In den übrigen Illustrationen der vorliegenden Arbeit wird auf die Anzeige der realen Abmessungen weitgehend verzichtet. Abbildung 3.12 zeigt die Gasdüse mit ausgebildetem Freistrahle und dient der Orientierung beim Betrachten der High-Speed-Aufnahmen.



Abbildung 3.12: Gasdüse mit rotationssymmetrischem Freistrah

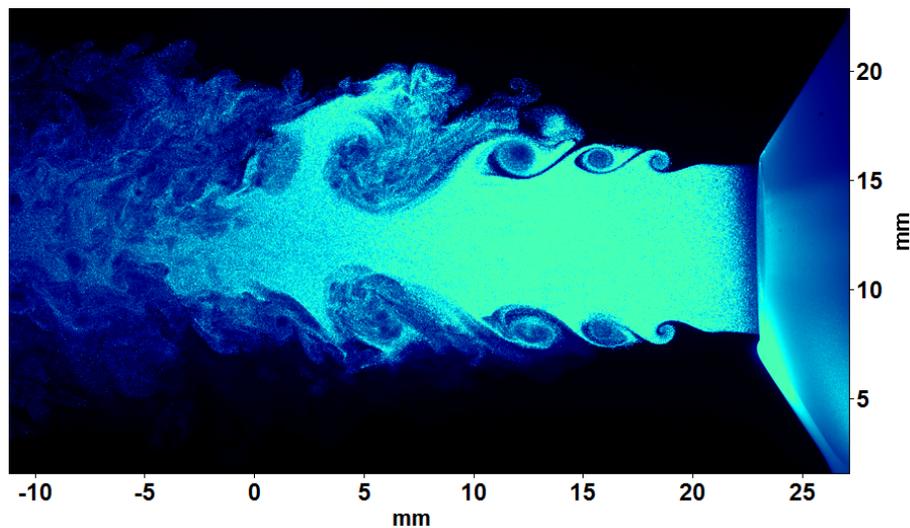


Abbildung 3.13: Rohbildaufnahme des Düsenfreistrahles JET 1 mit dem Objektiv 60. Die Abmessungen im Bild sind auf den Versuchsaufbau kalibriert und entsprechen den realen Größen und Abständen.

#### 3.4.1.1 Grobe Betrachtung - Objektiv 60

Bei der Betrachtung der mit dem Objektiv 60 aufgenommenen Rohbilder (siehe Abbildung 3.13) ist das Auftreten der charakteristischen Abschnitte **Nah-** und **Fernfeld**, **Kernbereich** und **Scherzone** sowie eine **Strahlaufweitung** stromabwärts gemäß der Freistrahtheorie (siehe Kapitel 2.1) eindeutig zu erkennen. Die Fortbewegungsrichtung der geseedeten Gasströmung verläuft von der Düsenaustrittskante (rechts im Bild) in Richtung des schwächer beleuchteten Fernfeldes (links im Bild). Der am stärksten beleuchtete Bereich entspricht in etwa der Kernzone. Ferner zu beachten ist die Tatsache, dass die Umgebungsluft nicht geseedet ist. Demzufolge wird die theoretisch prognostizierte sogartige Einmischung von Umgebungsluft in die Hauptströmung nicht am Kamerasensor abgebildet.

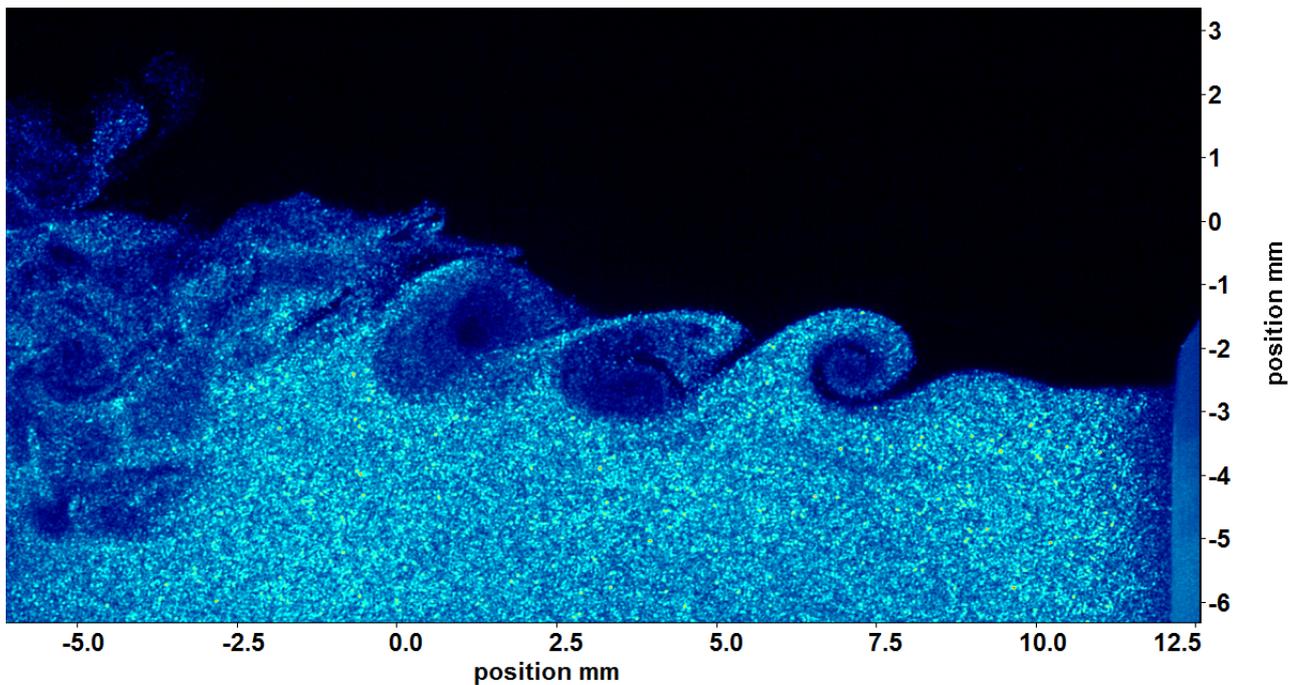


Abbildung 3.14: Rohbildaufnahme vom Strahlrand des Düsenfreistrahles JET 1 mit dem Makroobjektiv. Am rechten Bildrand befindet sich die Düsenaußenkante. Anzeige mit kalibrierten Abmessungen.

### 3.4.1.2 Detaillierte Betrachtung - Makroobjektiv

Die Bildaufnahmen mit dem Makroobjektiv ermöglichen eine hochaufgelöste Darstellung des Strömungsbildes mit ausreichend starker Vergrößerung. Der Vergleich mit den Aufnahmen des Objektiv 60 zeigt, dass das Hauptaugenmerk der strömungsmechanischen Analyse auf das erste (= düsenahenste) Drittel des Nahfeldes gerichtet ist, denn der Übergang vom Nahfeld zum Fernfeld befindet sich laut Freistrahtheorie stromabwärts vom Düsenaustritt in einer Entfernung von etwa dem 6,5-Fachen des Düsen-Innendurchmessers (siehe Kapitel 2.1):  $x_{\text{Kem}} \approx 6,5 d_2$ . Für die Abbildung der Wirbelstrukturen wird mit dem Makroobjektiv eine höhere Anzahl an Bildpunkten bezogen auf die realen Abmessungen ( $= \frac{\text{px}}{\text{mm}}$ ) erzielt, was sich positiv auf die Bildqualität auswirkt. Die Bildqualität beim *Recording* entscheidet über den Erfolg der Berechnung der Geschwindigkeitsfelder und gilt somit als Grundlage für die Bildverarbeitung. Eine solide Datenlage an Bildinformationen ist insbesondere für die Berechnung der feinen Verwirbelungen in der Scherschicht relevant. Diese wird einerseits durch eine hohe Seedingdichte und andererseits durch den entsprechenden Vergrößerungsmaßstab bei gleichzeitigem Erhalt der Bildqualität bzw. Bildschärfe erreicht. Infolgedessen wird eine Erhöhung der Anzahl an interrogation windows mit geeigneter Größe ermöglicht. Somit steigt die Menge an - innerhalb des Wirbels kalkulierbaren - Geschwindigkeitsvektoren und die feinen Strömungsstrukturen können quantitativ analysiert werden. Anhaltswerte für die Wahl der PIV-Parameter werden in Kapitel 3.2.5 (auf Seite 41) angegeben.

**Diagnostik** In Abbildung 3.15 erfolgt die Darstellung der geseedeten Gasströmung in der Grenzschicht für vier unterschiedliche Versuchsparameter. Bereits beim Betrachten der Rohbildaufnahmen mit freiem Auge ist eine Veränderung der Strömungsstrukturen mit steigender Gasgeschwindigkeit deutlich zu erkennen. Bei der quantitativen Erfassung der fluiddynamischen Zustände in der Scherschicht liegen folgende zu bestimmende Größen im Mittelpunkt:

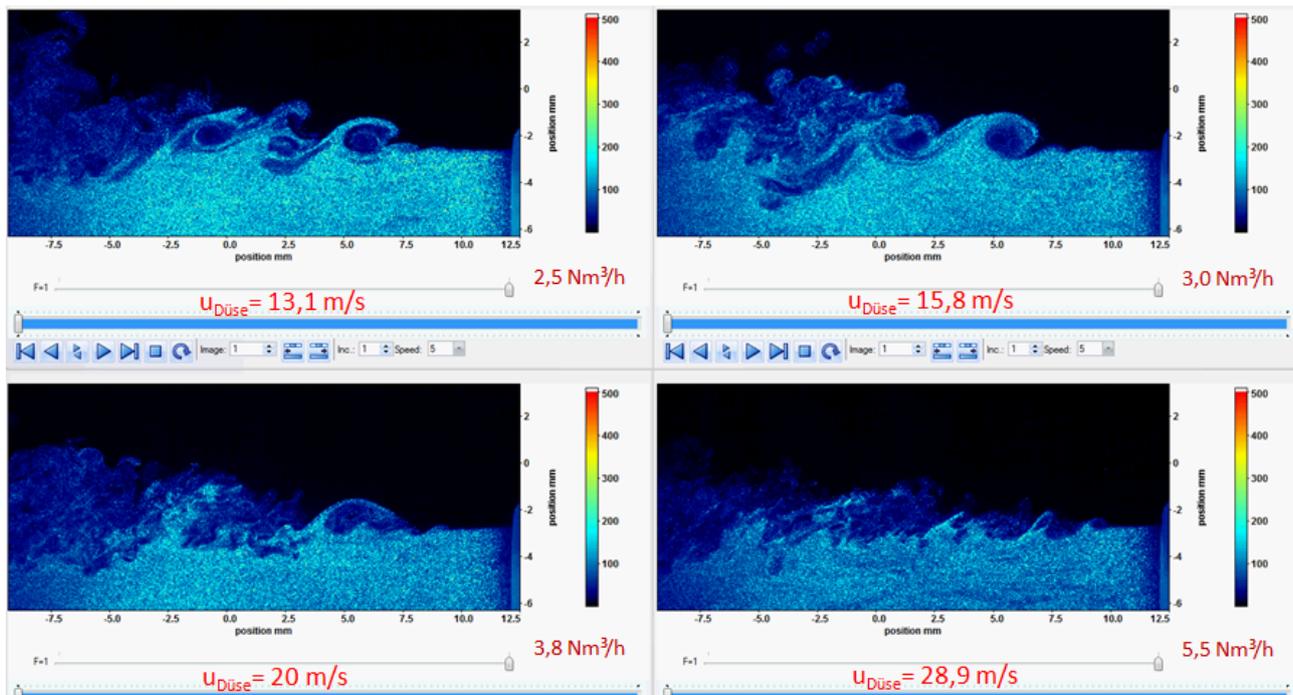


Abbildung 3.15: Rohbildaufnahmen der Wirbelstrukturen am Strahlrand für JET 1 (l. o.), JET 2 (r. o.), JET 3 (l. u.) und JET 5 (r. u.), aufgenommen mit dem Makroobjektiv

- Geschwindigkeits-Vektorfeld in der Scherschicht, insbesondere innerhalb der Turbulenzballen (mittels PIV-Algorithmus)
- Lage und Größenordnung der Maxima der Vortizität
- Position des düsennahesten Wirbels
- Abmessungen und Form des düsennahesten Wirbels
- Geschwindigkeitsgradient in diesem Wirbel
- Zusammenhang zwischen der in a) - e) ermittelten Größen und der Strömungsgeschwindigkeit

Die Analyse der oben genannten relevanten Größen erfolgt für a) und b) mittels Software DaVis, sowie für c) bis e) weitgehend manuell aus den Bilddaten bzw. aus den Ergebnissen der Vektoranalyse. Die Tendenzen und Zusammenhänge gemäß Punkt f) werden in Kapitel 4 dargestellt und in Kapitel 5 diskutiert.

### 3.4.2 Bildaufnahmen mit Strömungshindernis (Konfigurationen B und C)

Neben der strömungsmechanischen Betrachtung der Scherschicht an der radialen Außengrenze des Freistrahles ist in der vorliegenden Arbeit die Umströmung eines stromab der Düsenkante befindlichen Körpers von großem Interesse. Dabei liegt das Hauptaugenmerk auf der vom Hindernis verursachten Nachlaufzone. Das Strömungshindernis wird durch zwei einander an ihrer Spitze berührende Metalldrähte realisiert, welche durch schräg gesetzte Radialbohrungen im Düsenkopf durch diesen hindurch gesteckt werden und stromab der Düsenaustrittskante auf der Rotationsachse der Düse zusammentreffen (siehe Abbildung 3.16).

Die Experimente mit Strömungshindernis werden bei zwei unterschiedlichen Betrachtungsweisen bzw. Konfigurationen durchgeführt: Konfiguration B und Konfiguration C (siehe Tabelle 3.1). Die beiden Konfigurationen B und C unterscheiden sich durch eine  $90^\circ$ -Rotation der Düse um ihre Längsachse voneinander. Diese Rotation wird durch minimales Lockern bzw. Festdrehen der Schraubverbindung zwischen Düse und Düsenhalterung

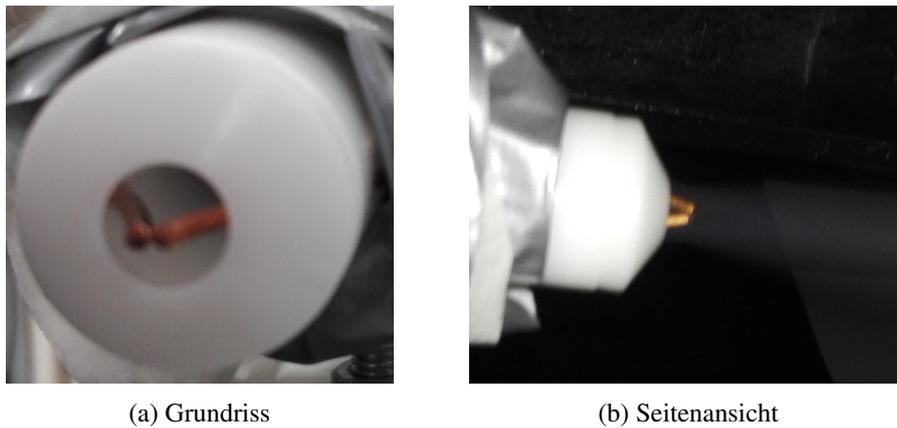
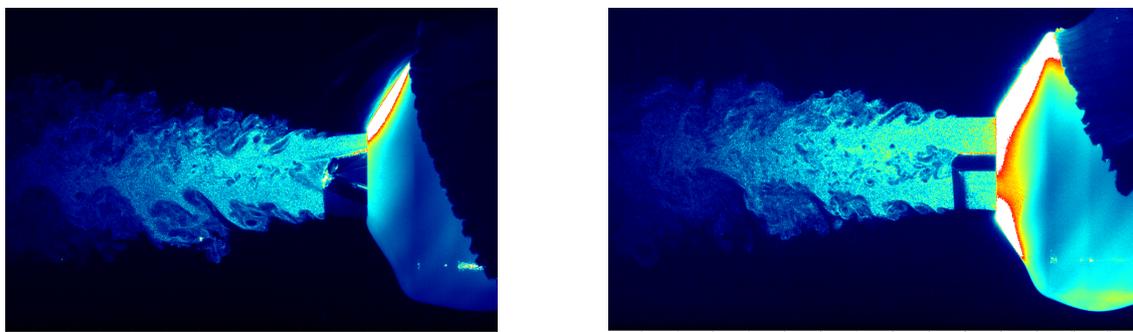


Abbildung 3.16: Gasdüse mit durch schräge, radiale Bohrungen hindurch gesteckten Metalldrähten zur Funktion als Strömungshindernis stromab vom Düsenaustritt.  
Drahtdurchmesser  $d_{\text{Draht}} = 1,6 \text{ mm}$

bewerkstelligt. Die Betrachtungsweise  $0^\circ$  (= Konfiguration B) entspricht einer Ausrichtung der Düse zur Kamera, bei der beide Drähte in ihrer Länge ab Düsenaustrittskante erkennbar sind und auch deren Berührungspunkt abgebildet wird. Wird die Düse nun um  $90^\circ$  um ihre Längsachse verdreht, so wird die Seitenansicht der Drähte von der Kamera erfasst und nur die Außenkontur des Kamera-näheren Drahtes abgebildet, während dieser den gegenüberliegenden Draht verdeckt. Abbildung 3.17 zeigt die Bildaufnahmen von JET 1 mit Strömungshindernis für die zwei unterschiedlichen Betrachtungen bzw. Konfigurationen B und C. Eine stark vergrößerte und hochaufgelöste Darstellung der Strömungssituation erfolgt in Abbildung 3.18.

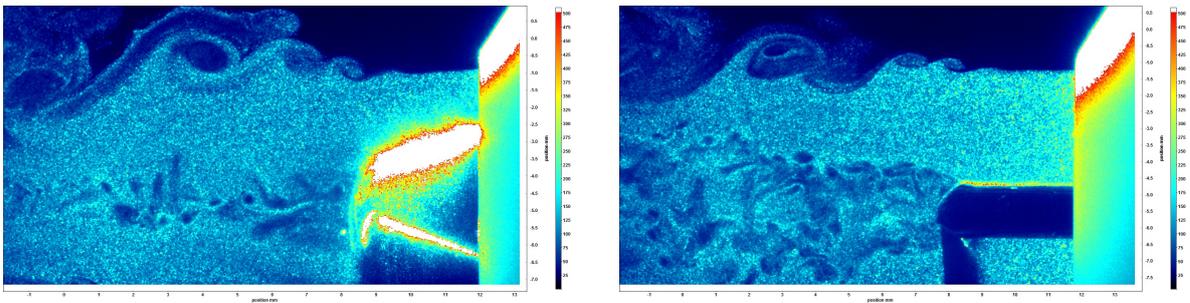
### 3.4.2.1 Grobe Betrachtung - Objektiv 60



(a) Gasströmung JET 1 am Düsenaustritt mit Strömungshindernis - Konfiguration B ( $0^\circ$ )

(b) Gasströmung JET 1 am Düsenaustritt mit Strömungshindernis - Konfiguration C ( $90^\circ$ )

Abbildung 3.17: Bildaufnahmen von JET 1 mit Strömungshindernis stromab der Düse. Die Aufnahmen erfolgen mit dem Objektiv 60 für die zwei unterschiedlichen Konfigurationen B und C, welche durch eine relative Drehung der Düse zum Kamerablickwinkel von  $90^\circ$  um die Düsen-Längsachse voneinander verschieden sind.



(a) Gasströmung JET 1 am Düsenaustritt mit Strömungshindernis - Konfiguration B ( $0^\circ$ )

(b) Gasströmung JET 1 am Düsenaustritt mit Strömungshindernis - Konfiguration C ( $90^\circ$ )

Abbildung 3.18: Bildaufnahmen von JET 1 mit Strömungshindernis stromab der Düse, aufgenommen mit dem Makroobjektiv für die zwei unterschiedlichen Konfigurationen B und C, welche durch eine relative Drehung der Düse zum Kamerablickwinkel von  $90^\circ$  um die Düsen-Längsachse voneinander verschieden sind.

### 3.4.2.2 Detaillierte Betrachtung - Makroobjektiv

Im Prinzip liegt den Konfigurationen B und C der theoretische Fall der *Umströmung eines Körpers* (siehe Kapitel 2.3) zugrunde. Die Anwesenheit der durch die Umströmung der Körper erzeugten Nachlaufzone ist auf den Rohbildern der Gasströmung mit Strömungshindernis (siehe Abbildung 3.18) deutlich erkennbar. Allerdings ist dieses Nachlaufgebiet in Struktur und Ausmaßen für die zwei Betrachtungsweisen B und C unterschiedlich. Es wird ein dreidimensionales Strömungsgebilde vermutet, welches in der vorliegenden Arbeit ebenfalls untersucht wird.

**Diagnostik** Die Analyse der vom Hindernis beeinflussten Strömungssituation umfasst für die Konfigurationen B und C folgende Fragestellungen (weiterführende Aufzählung der Diagnostikschritte zu a) bis f), S. 48):

- g) Phänomenologische Betrachtung des Nachlaufgebietes stromab vom Hindernis
- h) Ausmaß der Totzone in unmittelbarer Nähe stromab des Hindernisses
- i) Versuch einer Beschreibung der Struktur der Totzone aus einer Zusammenschau der beiden unterschiedlichen Betrachtungen B und C

Für die Betrachtung der Nachlaufzone (g) steht die qualitative Beurteilung der Rohbilder und des Vektorfeldes im Vordergrund, während die Totzone (h) manuell durch Abmessen des Bereiches sehr geringer Strömungsgeschwindigkeit im Vektorfeld erfolgt.

### 3.4.3 Verwendete Geräte und Chemikalien

Für die Durchführung der Experimente und Auswertung werden folgende Geräte und Chemikalien verwendet

Teil	Typenbezeichnung
<i>Versuchsaufbau</i>	
Schraubenkompressor	Kaeser SK 22 ABT 25 Ser.Nr. 1928 PS 16 bar
Steuerung für SK 22	SIGMA CONTROL 2 8729
Schwebekörper-Durchflussmessgerät	ABB FAM541A1Y0F1 DN 80
Hochdruckventilator	Elektor HRD 60 FU-105 / 4,0 A1156971
Tropfenabscheider	MC GmbH T 500 in PP max. Ablufttemp. 75 °C 2188
Frequenzumrichter	Lenze SMV NEMA 960008 ESV402N04TFC
Massendurchflussmessgerät	Bronkhorst HI-TEC EL-FLOW F114-FB
Differenzdruck-Messgerät	testo 350 M / XL, testo 454 Control Unit
Düse	Sonderanfertigung, Bohrungsdurchmesser $d_2 = 8,2$ mm
Saugrohr	Sonderanfertigung (DM 150 mm x 1300 mm)
Auffangwanne (Strahlungsschutz)	Eigenanfertigung
diverses Schlauchmaterial, Schellen und Kupplungen	
Aluminiumprofile	40 mm x 40 mm, 80 mm x 40 mm, diverse Längen
diverses Montagematerial	
<i>Messtechnik</i>	
Laser	Litron LDY303HE PIV dual head diode pumped Nd:YLF, Laserklasse 4
Aerosolgenerator	LaVision seeder item nr.: 1108926
High-Speed-Controller	LaVision HSC
Hochgeschwindigkeits-Kamera	Imager Pro HS 4M (LaVision)
Objektiv 60	Nikon AF Micro-Nikkor 60 mm 1 : 2,8 D
Makroobjektiv	Nikon AF-S Micro-Nikkor 105 mm 1 : 2,8 G VR
Bandpassfilter	LaVision VZ-Image Filter 527 nm, 10 nm; Serial: VZ12-0314
Kalibrierplatte	LaVision 058-5
Laserschutzvorhang	
Computer	PC im Laserlabor des MUL-VTIU
Software (Bildaufnahmen)	LaVision DaVis 8.4.0
Software (Auswertung)	LaVision DaVis 8.4.0, MS Excel
<i>Chemikalien, Betriebsmittel und Hilfsstoffe</i>	
Seeding	LaVision DEHS
Laserkühlmedium	doppelt destilliertes H <sub>2</sub> O

# 4 Auswertung

In diesem Kapitel werden die Möglichkeiten der digitalen Bildverarbeitung erläutert und die einzelnen Schritte bei der manuellen und softwaregestützten Analyse der Wirbelgrößen beschrieben. Die bildhafte Darstellung erfolgt jeweils anhand von einzelnen Muster-Bildaufnahmen. Die relevanten Ergebnisse und Zusammenhänge werden dargestellt und im darauffolgenden Kapitel 5 diskutiert.

## 4.1 Computerunterstützte Auswertung mit der Software DaVis

Die Grundlage für die quantitative Analyse der strömungsmechanischen Größen bildet das Geschwindigkeitsvektorfeld. Durch die Bildaufnahmen im *double-frame* Modus wird die geseedete Gasströmung mit dem kurzen Zeitabstand  $\text{PivDt}$  zweimal belichtet. Im Zuge dessen werden die zwei aufeinanderfolgenden Bildpakete *Frame* und *Frame 1* erstellt. Während der Zeitspanne zwischen den zwei Lichtpulsen bewegen sich die – als annähernd masselos anzunehmenden – Seedingpartikel entlang der Gasströmung. Der von dem Partikelensemble in jedem Auswertefenster zurückgelegte Weg, der Partikel-Shift, wird ermittelt und führt gemeinsam mit der bekannten Zeitdifferenz  $\text{PivDt}$  zur Partikelgeschwindigkeit des zugehörigen Auswertefensters. Auf diese Weise wird das Vektorfeld im gewählten Bildausschnitt mithilfe von DaVis berechnet. Die detaillierte Ausführung zu PIV erfolgt im Kapitel 2.4. Der Fokus der vorliegenden Arbeit liegt auf der Analyse der Scherzone (Konfiguration A) sowie auf dem Nachlaufgebiet des umströmten Körpers (Konfigurationen B und C). Hierfür ist die Auflösung und Geschwindigkeitsberechnung der feinen Wirbelstrukturen von besonderer Bedeutung. Die Rohbildaufnahme eines Turbulenzwirbels in der Scherzone des Düsenfreistrahles und das berechnete Vektorfeld sind in Abbildung 4.1 dargestellt.

Die Hauptströmung aller Experimente verläuft bei den Abbildungen von rechts nach links. Dabei sind positive Werte der Horizontalkomponente der Geschwindigkeit rot und negative Werte blau dargestellt. Bereiche mit Horizontalkomponenten im Bereich um  $0 \frac{\text{m}}{\text{s}}$  werden weiß angezeigt.

### 4.1.1 Vektorfeld

**Freistrah - Konfiguration A** Durch die spezifisch gewählte Größe der Auswertefenster, die hohe Bildqualität und gute Seedingdichte wird die Berechnung der Geschwindigkeit innerhalb des Wirbels ermöglicht. In Abbildung 4.1b sind die lokalen Richtungen und Beträge der resultierenden Geschwindigkeiten durch Vektoren dargestellt, während die Farbskala für den Wert der Horizontalkomponente gilt. Die Drehung des Wirbels verläuft bei dieser Ansicht im Uhrzeigersinn und stimmt durch die Kenntnis der Bulk-Strömungsrichtung mit der qualitativen Betrachtung des Rohbildes überein. Zusätzlich folgt aus der Berechnung, dass die Horizontalkomponenten der Partikelgeschwindigkeiten im Bereich des Wirbelberges nicht nur viel geringer sind als jene im Wirbeltal (und Bulk), sondern zum Teil sogar negativ, d.h. ein Teil des oberen Wirbelbereiches bewegt sich entgegen der Hauptströmungsrichtung.

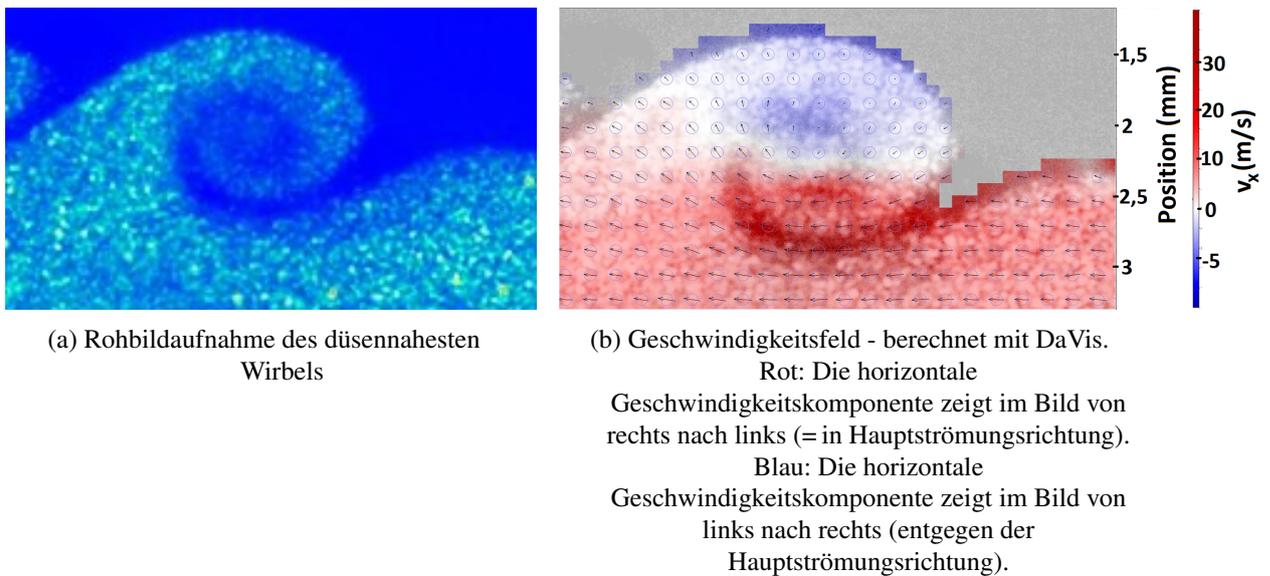


Abbildung 4.1: Rohbildaufnahme und Geschwindigkeitsvektorfeld für einen Turbulenzwirbel in der Scherzone des Düsenfreistrahles (Konfiguration A) für den Zustand JET 1.

**Strömungshindernis - Konfiguration B** Der Fokus bei den Konfigurationen B und C liegt auf dem Nachlaufgebiet stromab des Strömungshindernisses. In Abbildung 4.2 sind die Rohbildaufnahme der Konfiguration B und das zugehörige Geschwindigkeitsfeld dargestellt. Das rechte Drittel des Rohbildes (siehe Abbildung 4.2a) beinhaltet einen Teil der Düsenaußenkante und die einander stromab berührenden Drähte, welche in ihrer vollen überstehenden Länge erkennbar sind. Die Anwesenheit eines Schattens unterhalb des unteren Drahtes und die hohe Lichtintensität an der Oberkante des darüber liegenden Drahtes sind ein Indiz für eine exakte Ausrichtung des Lichtschnittes und der symmetrischen Positionierung der Drähte auf der Düsen-Längsachse. In Strömungsrichtung an den Draht-Berührungspunkt angrenzend beginnt die Nachlaufzone und erstreckt sich in Strömungsrichtung bis in etwa zum linken Bildrand. Dabei sind Strukturen zu erkennen, welche der theoretischen Vorstellung der Kármánschen Wirbelstraßen gleichen. Die Wirbel entstehen unweit vom Hindernis entfernt, verursachen weitere kleinere bzw. schwächer ausgeprägte Verwirbelungen, bis sie zum linken Bildrand hin offensichtlich von der Außenströmung überlagert werden. Die kleinsten Strukturen werden gemäß der Energiekaskade (siehe Abschnitt 2.1.3) schließlich in Wärme umgewandelt. Das Geschwindigkeitsfeld in Abbildung 4.2b lässt ein Gebiet mit niedriger, zum Teil gegenläufiger Gasgeschwindigkeit in unmittelbarer Nähe stromab der Außenkante erkennen. Dies tritt bei allen Bildaufnahmen und unterschiedlichen Zuständen dieser Konfiguration auf und ist ein eindeutiger Hinweis für das Vorhandensein einer *Totzone*.

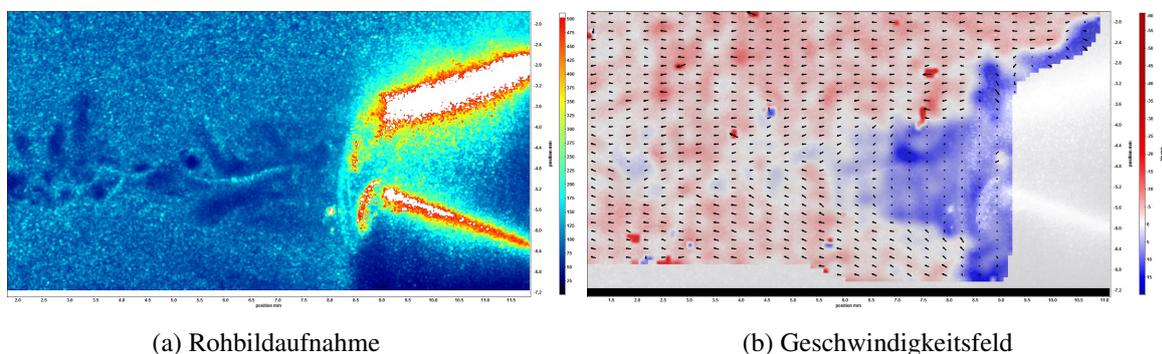
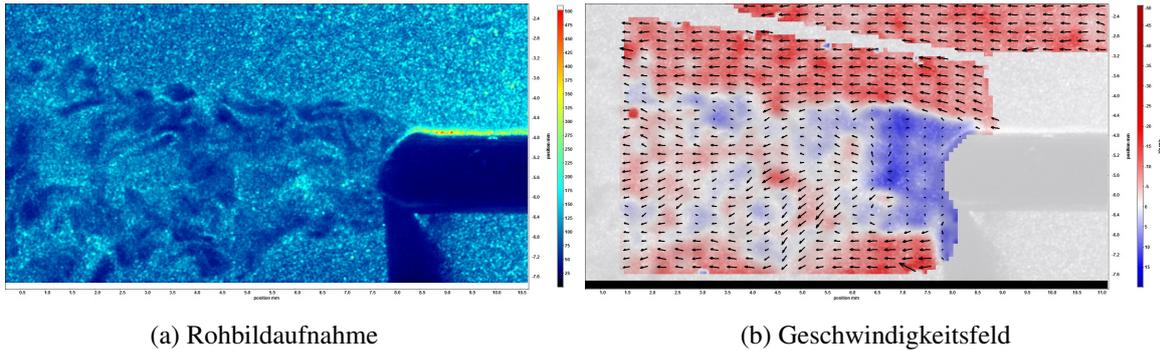


Abbildung 4.2: Rohbildaufnahme und Geschwindigkeitsvektorfeld im Nachlaufgebiet der Konfiguration B für den Zustand JET 1

**Strömungshindernis - Konfiguration C** Das Rohbild der Konfiguration C und das entsprechende Vektorfeld sind in Abbildung 4.3 dargestellt. Im rechten Drittel ist das Strömungshindernis als nicht beleuchtete Geometrie erkennbar, die von der Spitze her (= Berührungspunkt beider Drähte) einen Schatten wirft, welcher lotrecht verläuft. Die Anwesenheit und Form dieses Schattens deutet - wie bereits im vorigen Abschnitt erwähnt - auf eine exakte Ausrichtung des Laser-Lichtschnittes hin, wodurch die beleuchtete Fläche präzise auf der Düsenmittellachse liegt und der Lichtkegel die Drähte symmetrisch in ihrem Berührungspunkt bzw. ihrer Berührungsfläche teilt. Betrachtet man das Nachlaufgebiet im Rohbild der Konfiguration C (siehe Abbildung 4.3a), ist im Vergleich zu Konfiguration B (siehe Abbildung 4.2a) ein deutlicher Unterschied in dessen Form, Struktur und Ausmaß zu erkennen. Dies lässt die Vermutung zu, dass es sich bei der Nachlaufzone stromab des durch die Drähte gebildeten Hindernisses um ein komplexes dreidimensionales Gebilde handelt, welches einer sorgfältigen Analyse bedarf.



(a) Rohbildaufnahme

(b) Geschwindigkeitsfeld

Abbildung 4.3: Rohbildaufnahme und Geschwindigkeitsvektorfeld im Nachlaufgebiet der Konfiguration C für den Zustand JET 1

Wie in Abbildung 4.3a ersichtlich, existiert im Nachlaufgebiet ebenfalls ein Bereich mit sehr geringer Geschwindigkeit. Ein Indiz für die Abhängigkeit der Größe dieses ruhenden Gebietes von der Gasgeschwindigkeit im Bulk liefert Abbildung 4.4. Stromab des Hindernisses liegt also eine dreidimensionale Totzone vor, deren Abmessungen es zu ermitteln und unter den Konfigurationen B und C zu vergleichen gilt. Die Analyse der Totzone erfolgt in Abschnitt 4.2.2.

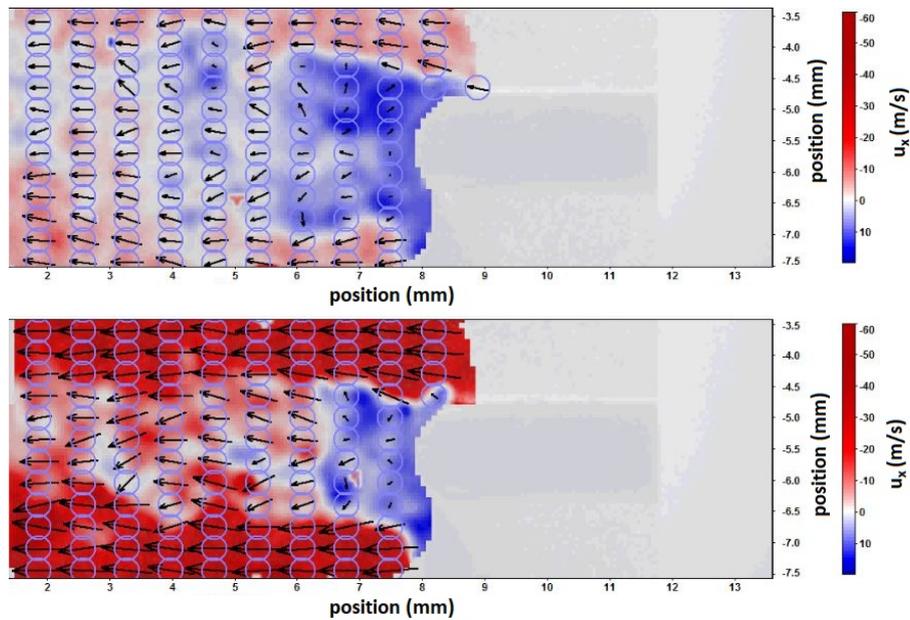


Abbildung 4.4: Geschwindigkeitsfeld in der Nachlaufzone für die Konfiguration C. Demonstration der Abhängigkeit des Ausmaßes der Totzone von der Strömungsgeschwindigkeit anhand der Zustände JET 2 (oben) und JET 4 (unten)

#### 4.1.2 Vortizität

Auf Basis des gemäß Abschnitt 4.1.1 ermittelten Vektorfeldes wird mithilfe von DaVis die Vortizität im Freistrahlschergebiet (Konfiguration A) berechnet. Dies geschieht numerisch unter Einbeziehung der benachbarten Auswertefenster in der Abbildungsebene. Abbildung 4.5 veranschaulicht die Grundlage der Berechnung auf vereinfachte Weise. Hierbei entspricht die x-Koordinate der horizontalen Position, dessen Wert von links nach rechts zunimmt und die y-Koordinate der vertikalen (bzw. bezogen auf die rotationssymmetrische Strömung der radialen) Position, welche von oben nach unten hin zunimmt. Des Weiteren entspricht u der horizontalen Geschwindigkeitskomponente entgegen der Hauptströmungsrichtung und v der – physikalisch gesehen – radialen Geschwindigkeitskomponente von oben nach unten in Richtung des Erdmittelpunktes. Die positive z-Koordinate zeigt normal aus der Bildebene heraus. Infolgedessen weist ein Wirbel, welcher in den Beispielen mit Drehrichtung im Uhrzeigersinn abgebildet ist, einen negativen Wert für die Vortizität auf. Aus diesem Grund wird die invertierte Vortizität  $Vort_z$  berechnet (siehe Abbildung 4.5) und farblich dargestellt (siehe Abbildung 4.6).

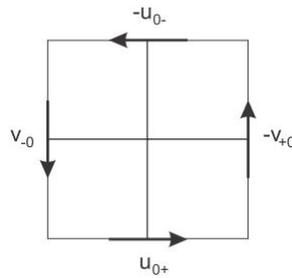


Abbildung 4.5: Berechnung der Vortizität mittels zentraler Differenzenmethode unter Verwendung der vier benachbarten Auswertefenster gemäß folgendem Zusammenhang [28, S. 305]:

$$\text{Vort}_{+z} = E_{yx} - E_{xy}^*) = \frac{dv}{dx} - \frac{du}{dy}$$

$$\text{Vort}_{-z} = -(E_{yx} - E_{xy}) = -\left(\frac{dv}{dx} - \frac{du}{dy}\right)$$

\*)  $E_{yx}, E_{xy} \dots$  Verwendete Bezeichnungen in DaVis

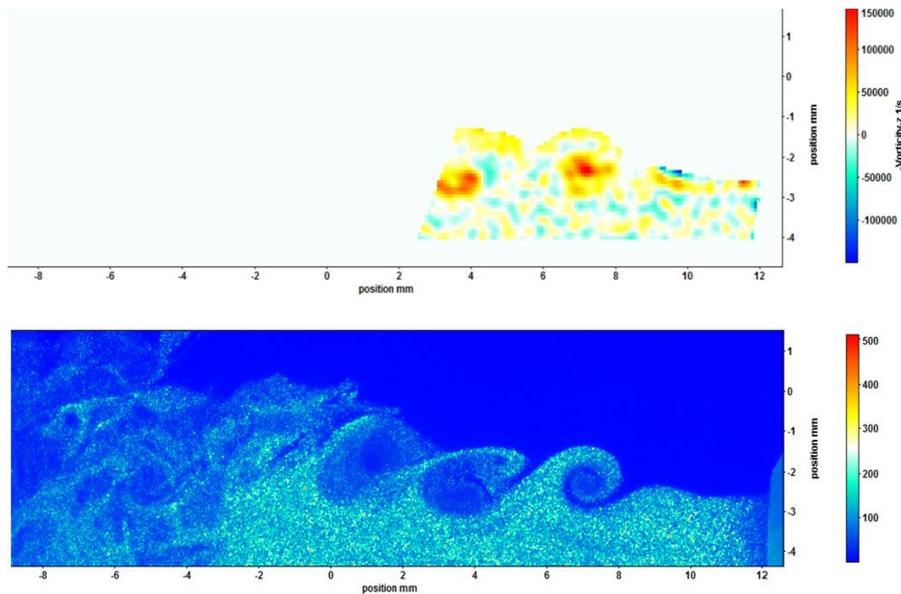


Abbildung 4.6: Ermittlung der Vortizität in der xy-Bildebene um die z-Achse (= normal auf die Bildebene) in DaVis. Bereiche großer Vortizität mit Drehrichtung im Uhrzeigersinn sind rot gefärbt (oberes Bild). Das Rohbild ist zum direkten Vergleich im unteren Bild angeführt.

Vergleicht man in Abbildung 4.6 das Rohbild mit dem Auswertebild, kann am Beispiel der zwei Wirbelstrukturen mit den geschätzten Koordinaten ihres Zentrums von  $\begin{pmatrix} 7 \\ -2 \end{pmatrix}$  und  $\begin{pmatrix} 4 \\ -2.5 \end{pmatrix}$  die Lage der für diese beiden Wirbel ermittelten maximalen Vortizität (= rot gefärbt) eindeutig zugeordnet werden. Die Vortizität bzw. die Stärke der Eigenrotation entspricht nach [13, S. 129] dem Zweifachen der Rotationsrate ( $\omega = 2\Omega$ ).

**Weitere Wirbelgrößen** DaVis bietet Auswertemöglichkeiten weiterer strömungsmechanischer Größen, die in dieser Arbeit folglich nur namentlich erwähnt werden:

- Rotation and Shear (Swirling Strength, Shear Strength)

- Strain (Strain Tensor)
- Lamb Vector

## 4.2 Manuelle Auswertung

Die manuelle Auswertung am Freistrahls (Konfiguration A) umfasst sowohl die Vermessung der Turbulenzwirbel mithilfe der kalibrierten Rohbildaufnahmen als auch die Berechnung der Geschwindigkeitsgradienten innerhalb dieser Wirbel über deren Abmessungen und das Vektorfeld. Hierbei liegt der Fokus auf der äußeren Scherzone des Freistrahles mit Begrenzung auf den – in Richtung der Hauptströmung gesehen – düsennahesten ausgebildeten Wirbel. Bei den Experimenten mit Strömungshindernis (Konfigurationen B und C) liegt der Schwerpunkt der Analyse auf der Fluss-abgewandten Seite der umströmten Körper. Dabei ist das Hauptaugenmerk auf die qualitative Beurteilung der physikalischen Phänomene in der Nachlaufzone sowie die Berechnung des Ausmaßes der Totzone direkt stromab der Hindernisse gerichtet. Die Bezeichnung 'manuelle Auswertung' bedeutet, dass die entsprechenden diagnostischen und kalkulatorischen Schritte anhand der Bildinformationen und ohne die Verwendung komplexer software-basierter Algorithmen erfolgen.

### 4.2.1 Wirbelgrößen im Freistrahls (Konfiguration A)

In der äußeren Scherzone wird die aus der Düse austretende geseedete Luft mit der Umgebungsluft vermischt. Dieser physikalische Vorgang entspricht dem Grundprinzip des Vorhandenseins zweier vertikal geschichteter Fluide unterschiedlicher Horizontalgeschwindigkeiten. Dabei wird die Mischung der Fluide durch Kelvin-Helmholtz-Wirbel gemäß Kapitel 2.1.3 eingeleitet. Die Vermessung dieser Strömungsstrukturen kann in DaVis direkt an den Rohbildern durchgeführt werden. Die Voraussetzungen dafür sind durch die vorangehende Maßkalibration und die entsprechend hohe Bildqualität gegeben. Der erste Vermessungsschritt betrifft die Lage des ersten, d.h. düsennahesten ausgeprägten Wirbels. Im zweiten Schritt werden dessen Größe und geometrische Form ermittelt. Nachfolgend wird der Geschwindigkeitsgradient  $\frac{du}{dy}$  innerhalb des Wirbels berechnet, wofür die Ergebnisse aus dem vorangehenden Schritt und aus dem Vektorfeld verwendet werden. Die Ausbildung der Strömungsstrukturen ist zeitabhängig. Das bedeutet, dass jede Doppelbildaufnahme einen kurzen Zeitschnitt des Wirbelformierungsprozesses abbildet. Werden bei einer PIV-Messung nun z. B. 200 Doppelbilder aufgenommen, so beinhaltet nicht jedes Bild eine vollständig ausgeprägte Wirbelformation. Somit werden von der gesamten Bildaufnahmeserie ausschließlich jene Bilder ausgewertet, welche eine vollständig ausgeprägte Wirbelformation aufweisen. Diese Bilder werden als *relevant* bezeichnet. Die in diesem Absatz genannten Diagnostikschritte werden auf je 20 relevanten Bildern der fünf Zustände (siehe Kapitel 3.3) angewendet. Die Ergebnisdarstellung der Wirbelgrößen im Freistrahls erfolgt in Abschnitt 4.3.1.

**Lage des düsennahesten Wirbelzentrums** Durch die Kalibration wird der Realmaßstab zwischen Bildpunkten (px) und Echtmaßen (mm) hergestellt. Infolgedessen entsprechen die Maße auf allen kalibrierten Bildaufnahmen den realen Abmessungen. Im Bild wird die Differenz der horizontalen Koordinaten der Düsenaußenkante und jener des Wirbelzentrums gebildet. Dieses Maß entspricht der realen Lage des Wirbelzentrums stromab des Düsenaustritts (siehe Abbildung 4.7).

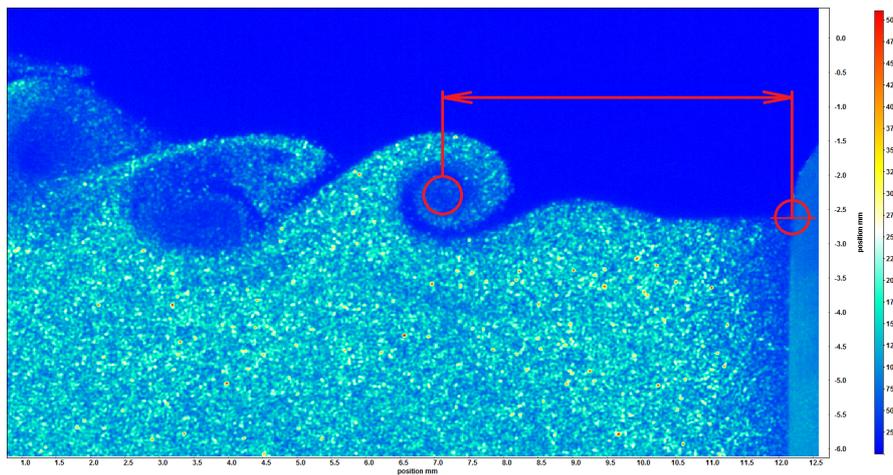
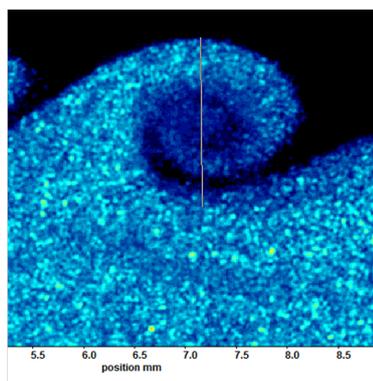
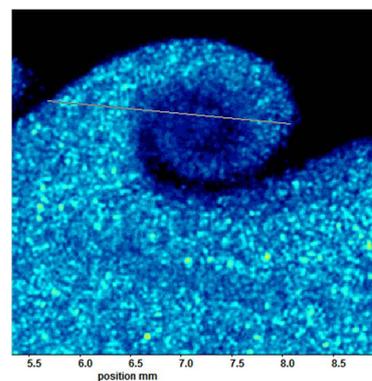


Abbildung 4.7: Ermittlung der Lage des düsenanhesten Wirbels im Freistrahler für JET 1. In der Bildmitte ist der düsenanste Kelvin-Helmholtz-Wirbel, im rechten Bildausschnitt die Düsenaußenkante erkennbar. Der Abstand von der Düsenaußenkante zum Wirbelzentrum wird am Rohbild in DaVis gemessen und beträgt in diesem Beispiel ca. 5 mm.

**Wirbelabmessungen** Die Vermessung der Wirbelgeometrie erfolgt auf ähnliche Weise wie jene der Position. Aufgrund der charakteristischen spiralförmigen Geometrie, mit der sich der düsenanste Wirbel in sämtlichen Bildaufnahmen manifestiert, werden zwei Hauptabmessungen definiert. Der *vertikale Wirbeldurchmesser* (siehe Abbildung 4.8a) reicht vom Berg durch das Wirbelzentrum bis zum Tal des Wirbels. Der *horizontale Durchmesser* (siehe Abbildung 4.8b) läuft ebenfalls durch das Wirbelzentrum hindurch, dessen Steigung zur Ermittlung der Randbemaßung wird aber für jeden einzelnen Wirbel gemäß seiner individuellen Ausrichtung angepasst. Für die Größe des Wirbels ist weiterhin noch zu erwähnen, dass es sich dabei ausschließlich um die Abmessungen im geseedeten, d.h. für die Kamera sichtbaren, Bereich der Scherzone handelt.



(a) Vertikale Wirbelabmessung



(b) Horizontale Wirbelabmessung

Abbildung 4.8: Manuelles Abmessen des Wirbels in der Scherzone des Freistrahlers (Konfiguration A) für den Zustand JET 1 anhand der Rohbildaufnahmen in DaVis.

Die graphische Darstellung des Zusammenhangs zwischen Wirbelabmessungen und Strömungsgeschwindigkeit am Düsenaustritt erfolgt in Abbildung 4.13.

**Geschwindigkeitsgradienten** Bei der Bestimmung des Geschwindigkeitsgradienten handelt es sich um die mittlere Änderung der horizontalen Geschwindigkeitskomponente über den im vorigen Absatz beschriebenen *vertikalen Wirbeldurchmesser*. Im Vektorfeld wird zuerst der dem Wirbelzentrum nächstgelegene Geschwindigkeitsvektor bestimmt. Von diesem ausgehend werden jene zwei Geschwindigkeitsvektoren gesucht, welche in der Nähe der äußeren vertikalen Wirbelgrenzen Berg und Tal liegen. Die jeweiligen Horizontalkomponenten der Geschwindigkeit  $u$  und die zugehörige  $y$ -Koordinate werden notiert und der Geschwindigkeitsgradient  $\frac{du}{dy}$  berechnet.

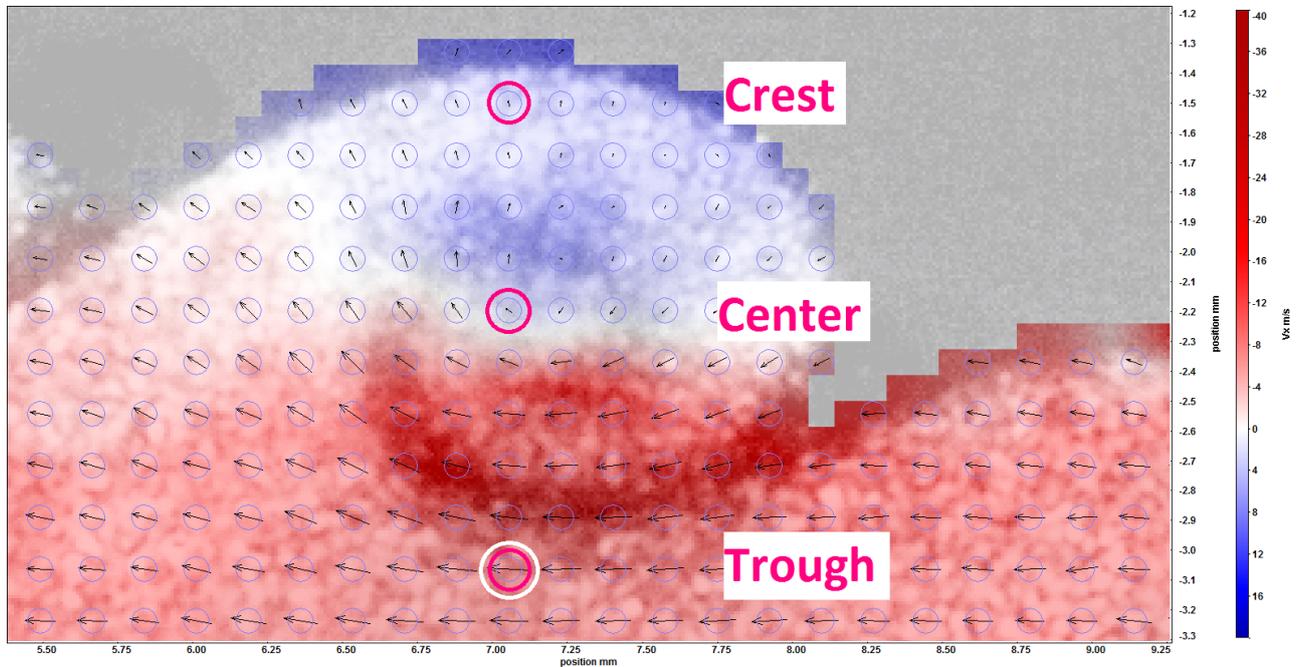


Abbildung 4.9: Ermittlung der Geschwindigkeitsgradienten im düsenahensten Wirbel des Freistrahles (Konfiguration A) für JET 1. Die Koordinaten und Geschwindigkeitskomponenten werden auf Basis des Vektorfeldes in DaVis ermittelt.

Wirbelberg (= *Crest*), Wirbeltal (= *Trough*), Wirbelzentrum (= *Center*)

#### 4.2.2 Ausmaß der Totzone stromab des Strömungshindernisses (Konfiguration B und C)

Das bereits in Abschnitt 4.1.1 erwähnte Gebiet der ist hinsichtlich seines geometrischen Ausmaßes zu untersuchen. Die Ermittlung des Ausmaßes der Totzone wird im PIV-Vektorfeld für Konfiguration B gemäß Abbildung 4.10 und für Konfiguration C gemäß Abbildung 4.11 durchgeführt. Dazu werden vier Eckpunkte definiert, welche - miteinander verbunden - ein Trapez aufspannen. Die vertikale Linie mit der Länge  $y_{t1}$  befindet sich in einem bestimmten – für alle Strömungszustände konstanten – Abstand stromab vom Strömungshindernis und endet radial am Übergang von niedriger (blau, weiß) zu hoher Horizontalgeschwindigkeit (rot). Die zweite vertikale Linie  $y_{t2}$  befindet sich weiter stromab an der Stelle, wo die axiale Geschwindigkeitskomponente vom blau-weiß dominierten Bereich (= niedrige Werte) zum vorwiegend rot gefärbten Bereich (= hohe Werte) übergeht. Die Länge dieser Linie entspricht dem zweiten radialen Maß und wird analog zu  $y_{t1}$  über die Grenzen zwischen niedriger und hoher Geschwindigkeit bestimmt. Werden nun die Eckpunkte der Linien  $y_{t1}$  und  $y_{t2}$  miteinander verbunden, entsteht ein Trapez, dessen Außenkanten den Bereich der Totzone umschließen. Der axiale Abstand zwischen den vertikalen Linien  $y_{t1}$  und  $y_{t2}$  entspricht der Höhe des Trapezes  $x_{tB}$  bzw.  $x_{tC}$ .

Die Fläche dieses Trapezes entspricht annähernd dem radialen Ausmaß der Totzone und wird folgendermaßen berechnet:

$$A_{tB} = \frac{1}{2} (y_{t1} + y_{t2}) x_{tB} \quad (4.1)$$

$$A_{tC} = \frac{1}{2} (y_{t1} + y_{t2}) x_{tC} \quad (4.2)$$

Im Zuge der Vermessung der Totzone werden zwei Messserien durchgeführt: eine Serie für Konfiguration B und eine für Konfiguration C. Das eben beschriebene Messprinzip ist bei beiden Konfigurationen ident. In Abschnitt 4.3 werden die Ergebnisse dargestellt.

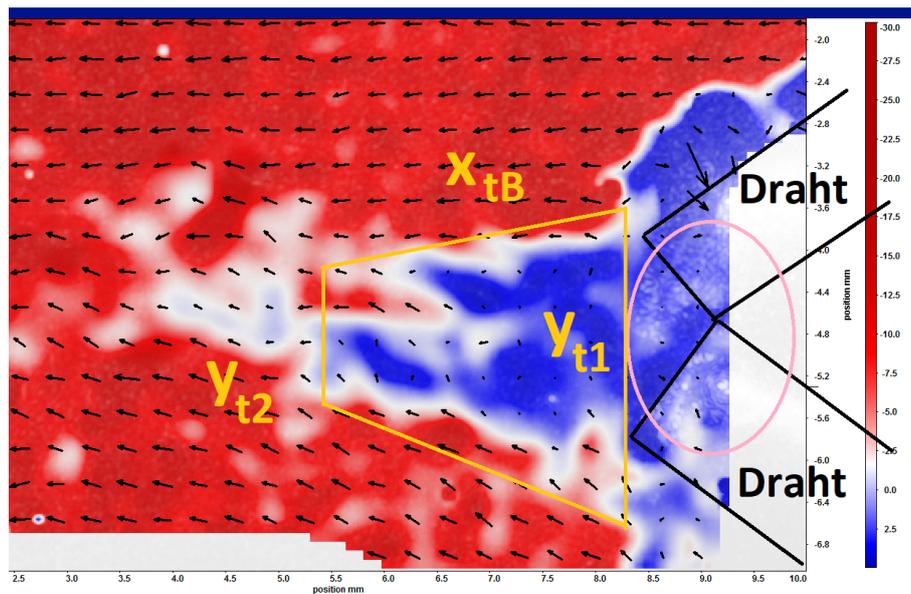


Abbildung 4.10: Vermessung der Totzone der Konfiguration B im DaVis-Vektorfeld. Der gelbe trapezförmige Rahmen umschließt die Totzone und wird radial (mit den Maßen  $y_{t1}$  und  $y_{t2}$ ) sowie axial (mit dem Maß  $x_{tB}$ ) durch den sprungartigen Übergang zu großen Partikel-Horizontalgeschwindigkeitskomponenten begrenzt. Die Außenkontur des Strömungshindernisses (=Draht) ist mit schwarzen Linien dargestellt. Die rosafarbene Ellipse deutet die am Draht abgeschiedenen kumulierten Seedingpartikel an.

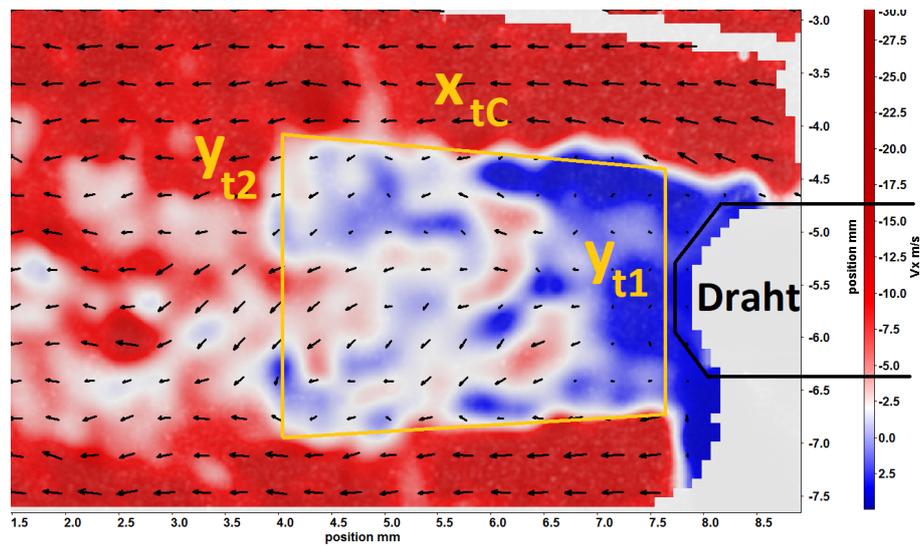


Abbildung 4.11: Vermessung der Totzone der Konfiguration C im DaVis-Vektorfeld. Der gelbe trapezförmige Rahmen umschließt die Totzone und wird radial (mit den Maßen  $y_{t1}$  und  $y_{t2}$ ) sowie axial (mit dem Maß  $x_{tC}$ ) durch den sprungartigen Übergang zu großen Partikel-Horizontalgeschwindigkeitskomponenten begrenzt. Die Außenkontur des Strömungshindernisses (= Drähte) ist mit schwarzen Linien dargestellt.

## 4.3 Ergebnisse

Die Ergebnisse der Auswertung sind nach den Konfigurationen gegliedert. In Abschnitt 4.3.1 erfolgt die Darstellung der berechneten Dimensionen und Wirbelgrößen in der äußeren Scherzone des Freistrahles. Der Abschnitt 4.3.2 betrifft das innere Nachlaufgebiet stromab des Strömungshindernisses und beinhaltet im Wesentlichen die Resultate zum Ausmaß der Totzone.

### 4.3.1 Auswertung - Freistrahle (Konfiguration A)

**Strömungsgeschwindigkeit** Die in Kapitel 2.2 berechneten Strömungsgeschwindigkeiten der Zustände JET 1 bis JET 5 am Düsen Eintritt und Düsenaustritt sowie in der Rohrleitung der Messstelle werden im Diagramm 4.12 dargestellt.

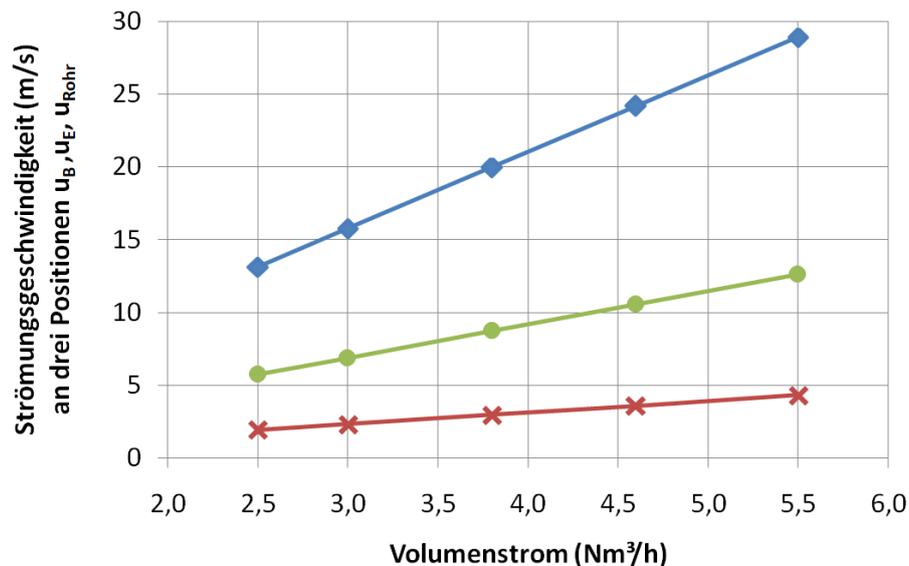


Abbildung 4.12: Strömungsgeschwindigkeit gemäß Kontinuitätsgleichung für die Zustände JET 1 bis JET 5

- $u_e$  ... Strömungsgeschwindigkeit am Düsen Eintritt
- ◆  $u_B$  ... Strömungsgeschwindigkeit am Düsenaustritt
- ×  $u_{Rohr}$  ... Strömungsgeschwindigkeit in der Rohrleitung DN20 der Messstelle für den Volumenstrom  $\dot{V}$

**Lage und Größe des düsennahesten Wirbels** Die Darstellung der Lage des düsennahesten Wirbels stromab der Düsenaußenkante sowie dessen mittlerer Durchmesser erfolgt in Abbildung 4.13. Dabei ist eine Abnahme des Abstandes zwischen Wirbelzentrum und Düsenkante mit zunehmender Strömungsgeschwindigkeit deutlich zu erkennen. Das bedeutet, dass der Wirbel bei hohen Geschwindigkeiten näher an der Düse entsteht als bei niedrigen. Des Weiteren ist eine Verringerung des *mittleren Wirbeldurchmessers*  $D_M$  bei steigender Geschwindigkeit erkennbar. Dieser Effekt ist v. a. im Bereich von ca. 10 bis 20  $\frac{m}{s}$  signifikant. Bei höheren Düsenaustrittsgeschwindigkeiten  $> 20 \frac{m}{s}$  verändert sich der mittlere Wirbeldurchmesser nur mehr minimal, d.h. die äußeren Wirbelabmessungen  $D_h$  und  $D_v$  sind bei JET 3, JET 4 und JET 5 von annähernd konstanter Größe.

Tabelle 4.1: Zeitlich gemittelte Strömungsgeschwindigkeiten am Düsen Eintritt und Düsenaustritt sowie Geschwindigkeit in der Zuleitung des Durchflussmessgerätes

Volumenstrom	Rohrgeschwindigkeit	Düsen Eintrittsgeschwindigkeit	Düsenaustrittsgeschwindigkeit
$\dot{V}$ $\left(\frac{Nm^3}{h}\right)$	$u_{Rohr}$ $\left(\frac{m}{s}\right)$	$u_e$ $\left(\frac{m}{s}\right)$	$u_B$ $\left(\frac{m}{s}\right)$
2,5	2,0	5,8	13,1
3,0	2,4	6,9	15,8
3,8	3,0	8,7	20,0
4,6	3,6	10,6	24,2
5,5	4,3	12,7	28,9

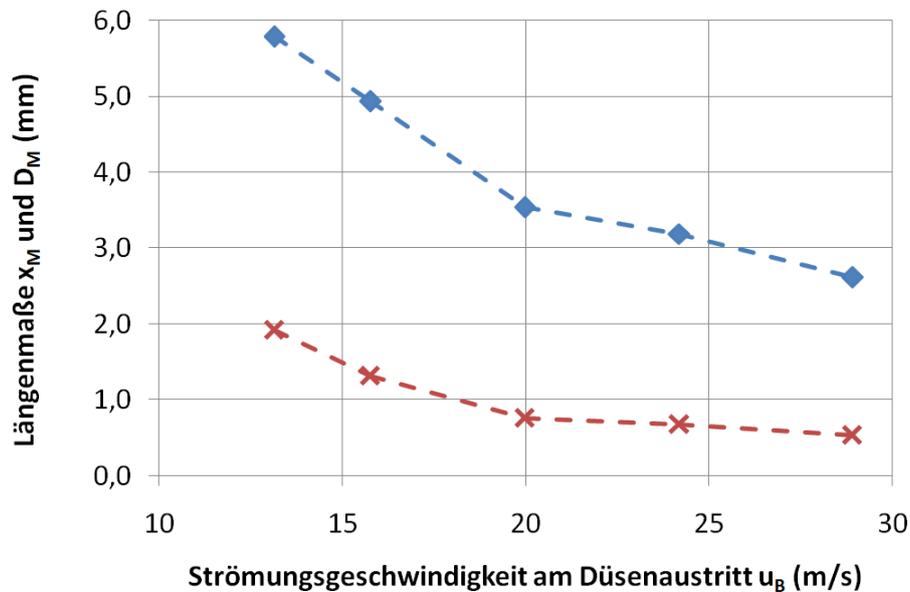


Abbildung 4.13: Zeitlich gemittelte Abmessungen des düsenahen Wirbels in Abhängigkeit von der Düsenaustrittsgeschwindigkeit  $u_B$ :

◆  $x_M$  ... Lage des Wirbelzentrums stromab der Düsenaußenkante  $x_M = f(u_B, t)$

✕  $D_M$  ... Zeitlich gemittelter mittlerer Wirbeldurchmesser  
 $D_M = \frac{D_h + D_v}{2}$  mit  $D_h, D_v = f(u_B, t)$

**Größenverhältnisse** Werden die Lage  $x_M$  und mittlere Abmessung des Wirbels  $D_M$  miteinander in Beziehung gebracht, ist  $x_M$  um den Faktor 3 (JET 1) bis 4,8 (JET 5) größer als  $D_M$  (siehe Glg. 4.3 und Glg. 4.4).

$$\frac{x_{M,(\text{JET } 1)}}{D_{M,(\text{JET } 1)}} \approx 3 \quad (4.3)$$

Von JET 1 ausgehend nimmt dieses Größenverhältnis annähernd linear zu, bis zum Zustand JET 3. Dies bedeutet, dass die Charakteristik der Geschwindigkeitsabhängigkeit beim Vergleich der Größen  $x_M$  und  $D_M$  unterschiedlich ist. Ab JET 3 bis JET 5, d.h. für Strömungsgeschwindigkeiten  $u_B > 20 \frac{m}{s}$  stagniert das Größenverhältnis zwischen Abstand  $x_M$  und Wirbeldurchmesser  $D_M$ .

Ab Strömungsgeschwindigkeiten von ca.  $20 \frac{m}{s}$  (bis mind.  $29 \frac{m}{s}$ ) weisen diese zwei Größen eine ähnliche Abhängigkeit von  $u_B$  auf. Das bedeutet, dass das Verhältnis von Lage und Größe des Wirbels bei JET 3 bis JET 5 konstant ist mit:

$$\frac{x_{M,(\text{JET } 3 \dots \text{JET } 5)}}{D_{M,(\text{JET } 3 \dots \text{JET } 5)}} \approx 4,7 \dots 4,8 \quad (4.4)$$

Betrachtet man die Form des ausgebildeten Wirbels, so ist festzustellen, dass die horizontale Abmessung  $D_h$  stets größer als die vertikale Abmessung  $D_v$  ist. Darüber hinaus wird bei allen Zuständen ein annähernd konstantes Verhältnis von horizontaler zu vertikaler Wirbelabmessung von 1,5 bis 1,6 beobachtet:

$$\frac{D_{h,(\text{JET } 1 \dots \text{JET } 5)}}{D_{v,(\text{JET } 1 \dots \text{JET } 5)}} \approx 1,5 \dots 1,6 \quad (4.5)$$

Die Bedeutung der Abmessungen  $D_h$  und  $D_v$  sowie der Ablauf bei deren Ermittlung werden im Absatz 4.3.1 und Abbildung 4.8 beschrieben.

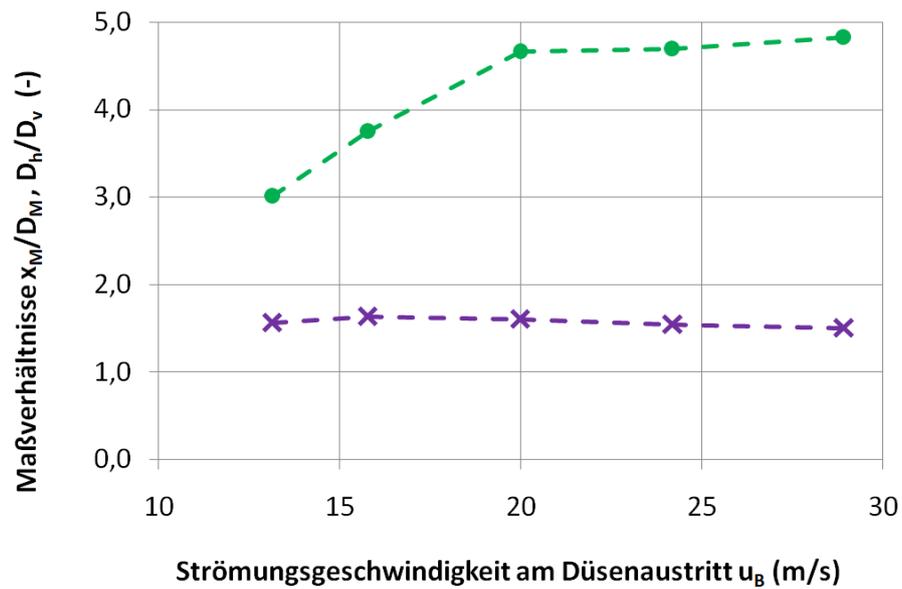


Abbildung 4.14: Größenverhältnisse am düsenähesten Wirbel als Funktion der Düsen geschwindigkeit  $u_B$

- $\frac{x_M}{D_M}$  ... Verhältnis vom Wirbelabstand zum mittleren Wirbel-durchmesser
- ×  $\frac{D_h}{D_v}$  ... Verhältnis vom horizontalen zum vertikalen Wirbel-durchmesser

Tabelle 4.2: Zeitlich gemittelte Werte der Lage, Abmessungen und Größenverhältnisse für den düsenähesten Wirbel als Funktion der Düsenaustrittsgeschwindigkeit  $u_B$

Düsenaustrittsge- schwindigkeit	Lage des Wirbelzentrums	Mittlerer Wirbeldurchmesser	Durchmesserver- hältnis	Verhältnis von Abstand und Durchmesser
$u_B$ $\left(\frac{m}{s}\right)$	$x_M$ (mm)	$D_M$ (mm)	$\frac{D_h}{D_v}$ $\left(\frac{mm}{mm}\right) = ( )$	$\frac{x_M}{D_M}$ $\left(\frac{mm}{mm}\right) = ( )$
13,1	5,8	1,9	1,6	3,0
15,8	4,9	1,3	1,6	3,7
20,0	3,5	0,8	1,6	4,7
24,2	3,2	0,7	1,5	4,7
28,9	2,6	0,5	1,5	4,8

**Geschwindigkeitsgradient und Vortizität** Abbildung 4.15 zeigt den Verlauf des Geschwindigkeitsgradienten im düsenahensten Wirbel. Die wertemäßig höheren Beträge (= Kurve mit Markierungssymbol: **x**) stehen für die zeitlichen Mittelwerte der Änderung der horizontalen Geschwindigkeitskomponente  $du$  zwischen den beiden vertikalen Randpunkten Wirbelberg und Wirbeltal (siehe Abbildung 4.9) mit der Abmessung  $dy$  und werden mit der folgenden Gleichung beschrieben:

$$E_{CT} = \frac{du_{CT}}{dy_{CT}} \quad \text{in} \quad \left( \frac{m/s}{m} \right) \quad \text{bzw.} \quad (s^{-1}) \quad \text{mit} \quad dy_{CT} = D_v \quad (4.6)$$

Analog dazu wird der Geschwindigkeitsgradient für die Abmessung zwischen Wirbelzentrum (M) und Hauptströmung (B) gebildet.  $dy_{MB}$  entspricht hierbei dem vertikalen Maß zwischen Wirbelzentrum und einer definierten Lage innerhalb der Kernzone. Diese Position liegt auf die Düse bezogen 2.5 mm in radialer Richtung von der Düsenhauptachse entfernt und liegt also im Bezug auf das Wellental (= Trough) deutlich innerhalb des Strahles. An dieser Stelle entspricht der Wert der Strömungsgeschwindigkeit in etwa jenem im Strahlzentrum. Die Mittelwerte der hierbei berechneten Geschwindigkeitsgradienten werden folgendermaßen erhalten:

$$E_{MB} = \frac{du_{MB}}{dy_{MB}} \quad \text{in} \quad \left( \frac{m/s}{m} \right) \quad \text{bzw.} \quad (s^{-1}) \quad (4.7)$$

und in der Kurve der Abbildung 4.15 mit dem Markierungssymbol **•** aufgezeigt.

Die punktierten Kurven beschreiben das Ausmaß der Standardabweichung bei der jeweiligen zeitlichen Mittelung. Dabei nimmt die Messabweichung eine signifikante Größenordnung ein und ist vor allem bei höherer Strömungsgeschwindigkeit von großer Bedeutung. Dies wird durch die Ermittlung des Variationskoeffizienten  $k_{s,i}$ , welcher der Standardabweichung bezogen auf den Mittelwert ( $\frac{std}{E_{CT}}, \frac{std}{E_{MB}}$ ) entspricht, bestätigt. Wie in Tabelle 4.3 ersichtlich, liegt der Variationskoeffizient bei der Gradientenbildung über die vertikale Wirbelabmessung  $D_v = \text{Crest} - \text{Trough}$  zwischen 29 % (JET 1) und ca. 88 % (JET 4). Dies führt dazu, dass bei der Berechnung der Geschwindigkeitsgradienten die Größenordnung und Tendenz im Vordergrund stehen.

Die aus dem DaVis-Vektorfeld berechnete Vortizität wird hinsichtlich ihrer Lage für den jeweils düsenahensten Wirbel erfasst und für die Zustände JET 1 bis JET 5 ebenfalls zeitlich gemittelt. Da bei der Berechnung der Vortizität neben dem Geschwindigkeitsgradienten der Horizontalkomponente auch jener für die vertikale Komponente berücksichtigt wird (siehe Abbildung 4.5), ist die Vortizität innerhalb des Wirbels zwangsläufig größer als der im vorigen Absatz beschriebene Geschwindigkeitsgradient  $\frac{du}{dy}$ . Dies gilt zumindest für die Drehung um die z-Achse, welche senkrecht zur x-y-Bildebene steht. Über die Definition der Vortizität gemäß Glg. 2.22 und Abbildung 4.5 wird dies nachvollziehbar. Für die analysierten Wirbel am Strahlrand der Konfiguration A liegt das Abbild in der x-y-Ebene und die positive z-Achse zeigt aus dieser Ebene heraus. Infolgedessen führt eine Drehung im Uhrzeigersinn um die z-Achse zu negativen Werten der Vortizität. Demzufolge vereinfacht sich Glg. 2.22 zu:

$$\omega = \begin{pmatrix} \delta/\delta x \\ \delta/\delta y \\ 0 \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} u \\ v \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ \delta v/\delta x - \delta u/\delta y \end{pmatrix} \quad (4.8)$$

Für die Darstellung der Beträge bzw. positiven Werte wird die Vortizität um die negative z-Achse gebildet. Die Berechnung der Vortizität ( $Vort_z$ ) für den betrachteten Wirbel in der x-y-Ebene lautet:

$$Vort_z = - \left( \frac{\delta v}{\delta x} - \frac{\delta u}{\delta y} \right) \quad (4.9)$$

Die Berechnungsergebnisse der Vortizität sind in Tabelle 4.3 angeführt und werden im Diagramm 4.16 dargestellt. Analog zur Analyse der Geschwindigkeitsgradienten liegt bei der Vortizität die Größenordnung im Vordergrund. Diese liegt mit Werten von ca.  $120 \cdot 10^3 \dots 140 \cdot 10^3 (s^{-1})$  etwa um den Faktor 2 bis 3 über jener der kalkulierten Geschwindigkeitsgradienten. Bei der Vortizität ist die Standardabweichung ebenfalls signifikant, der Variationskoeffizient erstreckt sich von ca. 12,5 % (JET 1) bis ca. 56 % (JET 5).

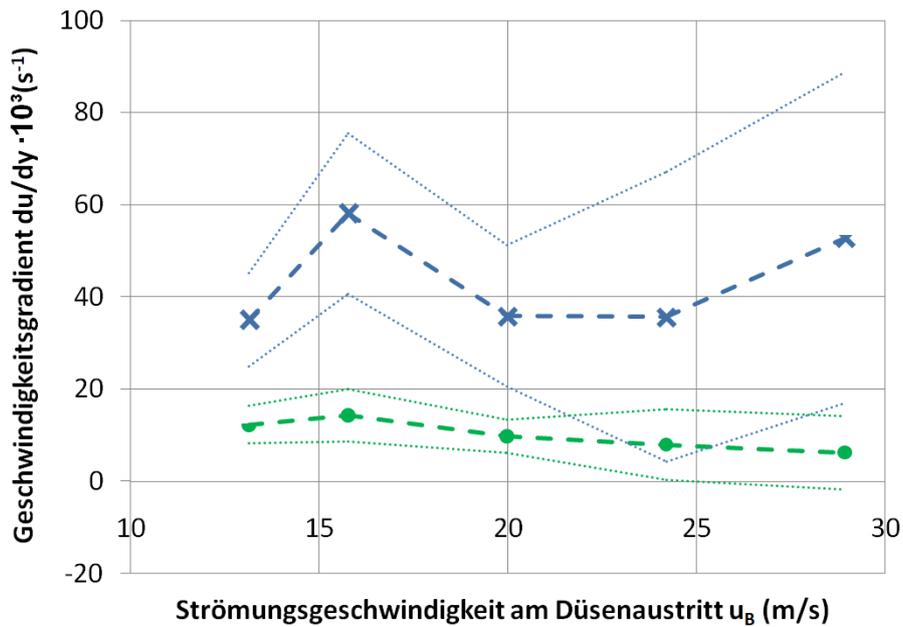


Abbildung 4.15: Zeitlich gemittelter Geschwindigkeitsgradient im Wirbel zwischen Berg und Tal (Mittelwertmarkierung:  $\times$ ) sowie Gradient von Wirbelzentrum zur Hauptströmung (Mittelwertmarkierung:  $\bullet$ ). Die punktierten Kurven stellen die zugehörige Standardabweichung dar, welche mit zunehmender Strömungsgeschwindigkeit ansteigt.

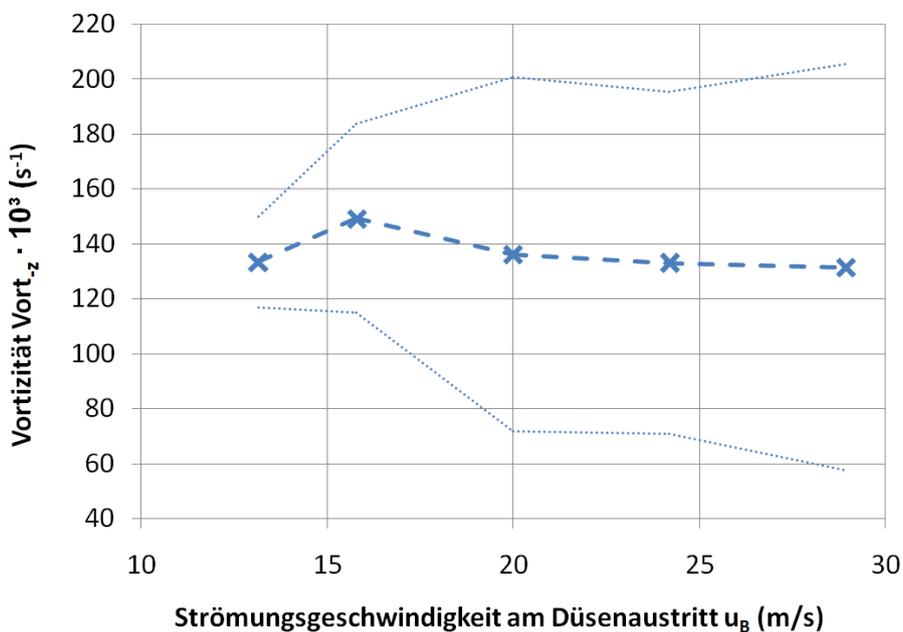


Abbildung 4.16: Vortizität im düsenahensten Wirbel – zeitliche Mittelung der in DaVis berechneten Werte.

Vort $_{-z}$  ... Vortizität um die negative z-Achse.

Die punktierten Kurven entsprechen der Standardabweichung, welche bei zunehmender Strömungsgeschwindigkeit ansteigt.

Tabelle 4.3: Geschwindigkeitsgradienten und Vortizität des düsenahen Wirbels

Düsen- austrittsge- schwindig- keit	Geschwindigkeitsgradient				Vortizität um die negative z-Achse	
	Crest-Trough $E_{CT} = \frac{du_{CT}}{dy_{CT}}$ $\left(\frac{m/s}{m}\right) = (s^{-1})$	Rel.Std. $k_{s,CT} = \frac{std_{CT}}{E_{CT}}$ (%)	MP-Bulk $E_{MB} = \frac{du_{MB}}{dy_{MB}}$ $\left(\frac{m/s}{m}\right) = (s^{-1})$	Rel.Std. $k_{s,MB} = \frac{std_{MB}}{E_{MB}}$ (%)	Vortizität Vort <sub>-z</sub> $(s^{-1})$	Rel.Std. $k_{s,V} = \frac{std_{Vort}}{Vort_{-z}}$ (%)
$u_B$ $\left(\frac{m}{s}\right)$						
13,1	35028	29,0	12292	33,0	133500	12,5
15,8	58125	30,0	14331	39,4	149250	23,0
20,0	35930	42,7	9806	36,8	136250	47,4
24,2	35734	87,8	8000	95,1	133000	46,8
28,9	52826	68,0	6268	126,6	131500	56,3

Zeitlich gemittelte Werte für die Geschwindigkeitsgradienten und Vortizität im düsenahen Wirbel in Abhängigkeit von der Strömungsgeschwindigkeit.

$E_{CT}$  ... Geschwindigkeitsgradient zwischen Berg und Tal des Wirbels

Rel.Std. ... Relative Standardabweichung, Variationskoeffizient  $k_{s,i} = \frac{Standardabweichung(i)}{Mittelwert(i)}$

$E_{MB}$  ... Geschwindigkeitsgradient zwischen Wirbelzentrum und definiertem Punkt 'B'

Vort<sub>-z</sub> ... Vortizität um die negative z-Achse

### 4.3.2 Auswertung - Strömungshindernis (Konfigurationen B und C)

**Totzone stromab vom Strömungshindernis** Die Vermessung der Totzone gemäß Abschnitt 4.2.2 führt bei veränderlicher Strömungsgeschwindigkeit zu den in den Abbildungen 4.17 und 4.18 illustrierten Kurvenverläufen. Die Tabelle 4.4 zeigt die zeitlich gemittelten Werte des Ausmaßes der Totzone stromab vom Strömungshindernis. Für jeden Strömungszustand (JET 1 bis JET 5) wurden dafür jeweils 20 Momentanaufnahmen analysiert.

Die Länge der Totzone nimmt bei der Konfiguration B ab, wenn die Strömungsgeschwindigkeit  $u_B$  ansteigt. Im mathematischen Sinn handelt es sich dabei um eine annähernd linear abfallende Funktion. Die Maße liegen mit ca. 2,6 mm (JET 1) bis ca. 1,8 mm (JET 4) durchwegs über jenen von Konfiguration C. Letztere zeigt bei zunehmender Gasgeschwindigkeit ebenfalls eine Abnahme der Totzonenlänge. Diese fällt dabei von ca. 1,7 mm (JET 1) auf ca. 1,3 mm (JET 3) ab, wengleich die Kurve bei JET 4 wieder ansteigt und bis JET 5 mit 1,6 mm konstant bleibt. Unter Berücksichtigung des Variationskoeffizienten  $k_{s,x_{tC}}$  ist die Überschneidung zwischen  $x_{tB}$  und  $x_{tC}$  bei JET 5 kritisch zu betrachten. Dieser liegt bezüglich  $x_{tC}$  bei über 90 % (siehe Tabelle 4.4). Somit beschränkt sich die präzise Angabe der Totzonenlänge bei Konfiguration C auf JET 1 bis JET 4, dessen Graph von JET 1 nach JET 3 ebenfalls eine annähernd linear abfallende Funktion beschreibt.

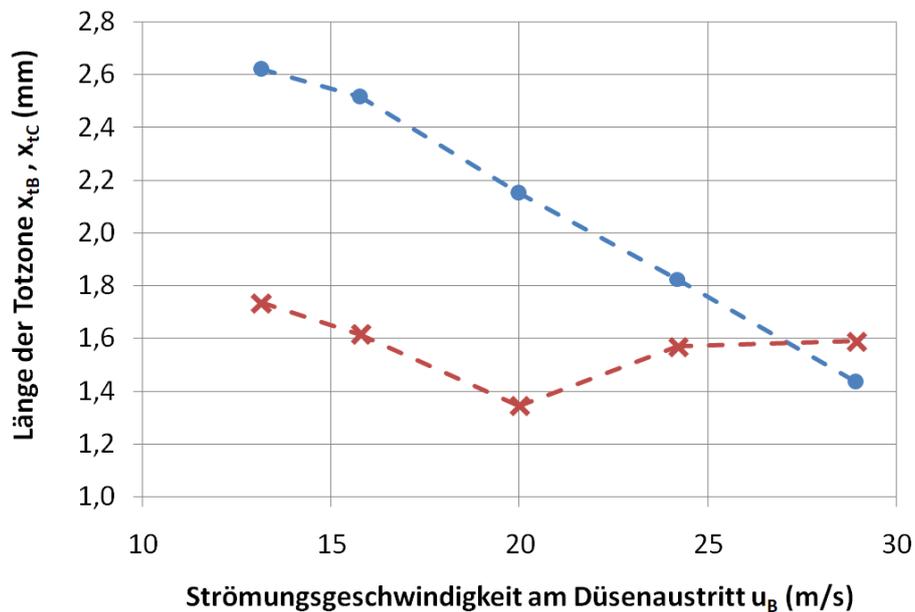


Abbildung 4.17: Länge der Totzone stromab vom Strömungshindernis für die Konfigurationen B und C mit den Längen  $x_{tB}$  und  $x_{tC}$

- $x_{tB}$  ... Zeitlich gemittelte Totzonenlänge bei Konfiguration B
- ×  $x_{tC}$  ... Zeitlich gemittelte Totzonenlänge bei Konfiguration C

Die Fläche der Totzone von Konfiguration B ist für den gesamten Geschwindigkeitsbereich größer als jene von Konfiguration C. Für beide Betrachtungsweisen gilt die Tendenz: Steigt die Strömungsgeschwindigkeit, sinkt das Ausmaß der Totzone. Dies ist zumindest korrekt, sofern die lokalen Unstetigkeiten bei Konfiguration B (JET 2) und Konfiguration C (JET 4) weitgehend außer Acht gelassen werden. Die Anwesenheit des Peaks bei JET 2 in Konfiguration B sowie der Unstetigkeit zwischen JET 3 und JET 4 in Konfiguration C können hierbei nicht ausschließlich mit dem Variationskoeffizienten erklärt werden, da dieser über den gesamten Messbereich ca. 20 % bis 35 % beträgt, also für alle Zustände in einer ähnlichen Größenordnung liegt. Hierbei könnten auch nicht identifizierte zeitliche Schwankungen eine Rolle spielen.

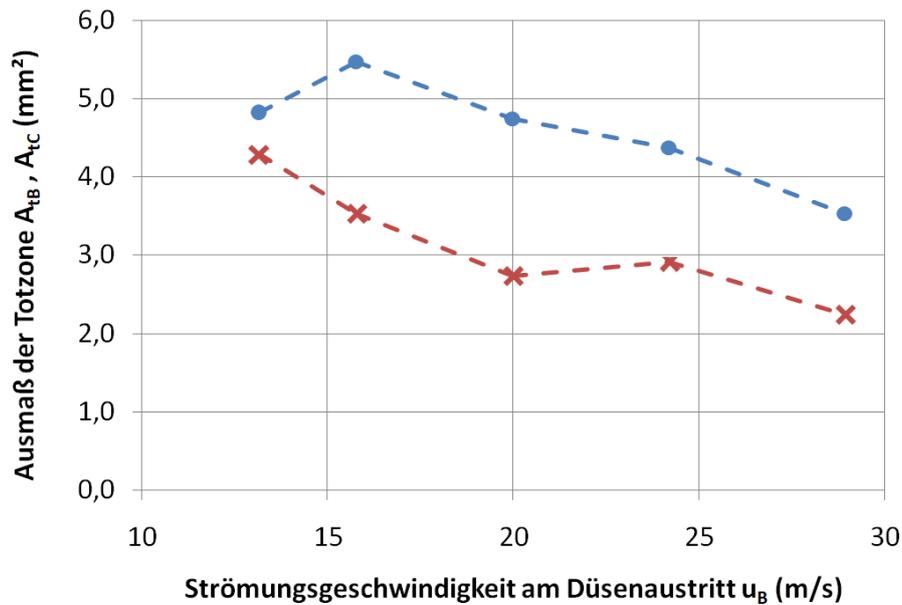


Abbildung 4.18: Ausmaß der Totzone stromab vom Strömungshindernis für die Konfigurationen B und C

- $A_{TB}$  ... Zeitlich gemittelte Fläche der Totzone bei Konfiguration B
- ×  $A_{TC}$  ... Zeitlich gemittelte Fläche der Totzone bei Konfiguration C

Generell muss erwähnt werden, dass es sich bei der Formierung der Wirbelstrukturen im Nachlaufgebiet um ein periodisches, intermittierendes Phänomen handelt (siehe Kapitel 2.3). Die zeitlichen Schwankungen der Strömungsstrukturen, welche z. B. für die Formation der Kármánschen Wirbelstraße charakteristisch sind, wirken sich aufgrund der Impulsübertragung auch auf die Richtung und Größe der Geschwindigkeit im Nachlaufgebiet und somit auf die Dimension der Totzone aus. Außerdem findet jede einzelne Bildaufnahmeserie (z. B. 100 aufeinanderfolgende Doppelbilder) zu unterschiedlichen Zeitpunkten statt und erstreckt sich auf eine Periode von ca. 50 ms bis 200 ms. Dieses Zeitfenster bildet die Datenlage für jeweils einen einzigen Zustand und eine Konfiguration (z. B. JET 3 bei Konfiguration B). Strömungsmechanische Effekte, die sich über größere Zeitskalen erstrecken, werden also nicht vollständig erfasst und können neben der Strömungsgeschwindigkeit ebenfalls als Einflussgrößen auf Analyseergebnisse wirken. Dasselbe gilt für Phänomene, deren zeitliche Abfolge zwischen der interframe time (= 3,15  $\mu$ s) und dem Zeitintervall zwischen den aufeinanderfolgenden Doppelbildpaketen ( $\approx$  550  $\mu$ s bei einer Aufnahmezeit von 1,819 kHz) liegen. Effekte, die beispielsweise innerhalb von einigen 10 bis einigen 100  $\mu$ s auftreten und wieder verschwinden, können also weder in der Zusammenschau der Doppelbilder (z. B. Bild Nr. 5: Frame 0 und Frame 1) noch im Vergleich von zwei aufeinanderfolgenden Bildpaketen (z. B. Bild Nr. 5: Frame 1 und Bild Nr. 6: Frame 0) erkannt werden.

Tabelle 4.4: Ausmaß der Totzone: Zeitlich gemittelte Länge und Fläche der Totzone für die Konfigurationen B und C in Abhängigkeit von der Strömungsgeschwindigkeit  $u_B$

Parameter		Konfiguration B				Konfiguration C			
Zustand	Geschw.	Länge	Rel.Std.	Fläche	Rel.Std.	Länge	Rel.Std.	Fläche	Rel.Std.
JET ( )	$u_B$ $\left(\frac{m}{s}\right)$	$x_{tB}$ (mm)	$k_{s, x_{tB}}$ (%)	$A_{tB}$ ( $mm^2$ )	$k_{s, A_{tB}}$ (%)	$x_{tC}$ (mm)	$k_{s, x_{tC}}$ (%)	$A_{tC}$ ( $mm^2$ )	$k_{s, A_{tC}}$ (%)
JET 1	13,1	2,6	23,5	4,8	19,7	1,7	16,5	4,3	17,7
JET 2	15,8	2,5	20,5	5,5	20,9	1,6	20,2	3,5	22,1
JET 3	20,0	2,2	35,9	4,7	38,7	1,3	14,2	2,7	17,4
JET 4	24,2	1,8	24,3	4,4	19,8	1,6	27,2	2,9	18,2
JET 5	28,9	1,4	31,7	3,5	34,5	1,6	90,4	2,2	29,4

Rel.Std. ... Relative Standardabweichung, Variationskoeffizient  $k_{s,i} = \frac{\text{Standardabweichung}(i)}{\text{Mittelwert}(i)}$

# 5 Zusammenfassung

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse der PIV-Messungen im turbulenten Freistrah und im Nachlaufgebiet des Strömungshindernisses zusammengefasst. Außerdem werden die technischen Möglichkeiten der vorhandenen Strömungsdiagnostik-Tools und wichtige Erkenntnisse aus der Praxisanwendung dargestellt.

## 5.1 Strömungsmechanische Analyse im Nahfeld der Gasdüse

Im Zuge dieser Arbeit werden wichtige Erkenntnisse über die Strömungssituation im Nahgebiet von Gasdüsenstrahlen gewonnen. Dabei werden physikalische Phänomene im Strahlrand sowie der Nachlaufzone eines Strömungshindernisses beobachtet und mittels PIV-Algorithmus quantifiziert. So wird eine Ausweitung des Strahlquerschnittes mit zunehmendem Abstand zur Düsenkante beobachtet, d. h. der Strahl wird stromab breiter. Anhand der Rohbildaufnahmen sind die groben Ausmaße der Kernzone, des Nah- und Fernfeldes sowie der Mischzone und des äußeren Strahlrandes erkennbar. Durch die Maßnahmen zur Optimierung der Aufnahmequalität erfolgt eine hochauflösende Abbildung der Wirbel in der Scherzone, sodass u. a. der Einmisch-Effekt der Umgebungsluft in den Strahl eindeutig erkennbar ist. Die High-Speed-Aufnahmen vom Strahlrand bei unterschiedlichen Vordrücken und somit Volumenströmen zeigen eine Abhängigkeit der Wirbeldimensionen und -strukturen von der Strahlgeschwindigkeit. Mit diagnostischem Fokus auf die düsenahesten Kelvin-Helmholtz-Wirbel gerichtet bedeutet dies im Detail, dass der Querschnitt dieser Wirbel mit zunehmender Geschwindigkeit abnimmt und deren Formierung bei geringerem Abstand vom Düsenaustritt eingeleitet wird. Somit sind die Wirbel bei hoher Gasgeschwindigkeit kleiner und befinden sich näher am Düsenaustritt als bei niedriger Strahlgeschwindigkeit. Die geometrischen Größen Wirbelposition und mittlerer Wirbeldurchmesser zeigen unterschiedliche funktionale Abhängigkeiten von der Strömungsgeschwindigkeit bei  $u_B < 20 \frac{m}{s}$ , während diese beiden Größen bei höheren Geschwindigkeiten  $20 \frac{m}{s} < u_B < 29 \frac{m}{s}$  proportional zueinander sind, mit  $\frac{x_M}{D_M} \approx 4,7 \dots 4,8$ . Des Weiteren wird gezeigt, dass das Verhältnis aus der horizontalen und der vertikalen Abmessung der Turbulenzwirbel konstant und demzufolge unabhängig von der Strömungsgeschwindigkeit ist. Der düsenaheste Wirbel bildet also stets dieselbe geometrische Form aus. Hierbei ist das Maß in Hauptströmungsrichtung (= horizontale Abmessung) um den Faktor 1,5 ... 1,6. größer als das senkrecht dazu stehende radiale Maß (= vertikale Abmessung), d. h.  $\frac{D_h}{D_v} = 1,5 \dots 1,6$ .

Der über die vertikale Abmessung des Wirbels gemittelte Geschwindigkeitsgradient sowie die Vortizität im Wirbel werden hinsichtlich ihrer Größenordnung quantifiziert. Eine Abhängigkeit dieser Größen von der Strömungsgeschwindigkeit wird dabei nicht nachgewiesen, wobei die Standardabweichung der Messwerte in beiden Fällen mit steigender Strahlgeschwindigkeit zunimmt.

Die PIV-Messungen in der Nachlaufzone stromab eines definierten zylindrischen, im Gasstrahl positionierten Strömungshindernisses führen zu folgenden Erkenntnissen: An der Rückseite, d. h. der Strömung abgewandten Seite des Strömungshindernisses liegt eine Totzone vor. Die Berechnung des Geschwindigkeitsfeldes und die anschließende Vermessung der Totzonengeometrie zeigen eine eindeutige Abhängigkeit des Ausmaßes der Totzone von der Strömungsgeschwindigkeit. Mit zunehmender Anströmgeschwindigkeit nehmen sowohl die vermessene Fläche als auch die in Strömungsrichtung zeigende Ausdehnung der Totzone ab. Somit ist für den Bereich von  $Re_{Zylinder} \approx 1300 \dots 3000$  eine Verringerung des Totzonenausmaßes bei steigender Strahlgeschwindigkeit erwiesen. Aufgrund der von einer Kugel stark abweichenden Geometrie des Strömungshindernisses wird in dessen Nachlaufgebiet eine nicht rotationssymmetrische Strömungsstruktur gebildet. Dies wird aus der Visualisierung des Nachlaufgebietes bei zwei verschiedenen Kamerablickwinkeln geschlossen. So liegt direkt

an der dem Strom abgewandten Seite des Strömungshindernisses ein komplexes dreidimensionales Strömungsgebilde vor, welches mit zunehmendem Abstand in Strömungsrichtung in eine zweidimensionale Struktur übergeht. Diese zweidimensionale Struktur weist eine periodisch intermittierende Wirbelbildung auf und entspricht der Kármánschen Wirbelstraße.

## 5.2 Strömungsdiagnostik

Im Zuge dieser experimentellen Arbeit wurden wichtige Erkenntnisse über die Möglichkeiten der Strömungsdiagnostik mittels PIV gewonnen. Außerdem wurden einige versuchs- und messtechnische Limitierungen evaluiert. Die wichtigsten Erkenntnisse werden im Folgenden hervorgehoben.

**Versuchsaufbau** Der im Vorfeld der experimentellen Messungen konstruierte Düsenprüfstand, das installierte Druckluftversorgungssystem und die Absaugeinrichtung bilden eine solide Basis zur Durchführung der strömungsmechanischen Experimente. Die Aluminium-Rahmen-Konstruktion ermöglicht eine einfache Montage und Justierung des Laserkopfes. Der schwarz lackierte Strahlfänger (= Auffangwanne) und die Laserschutzvorhänge schaffen die Voraussetzung für ein sicheres Arbeiten im Bezug auf Umgang mit Laserstrahlen.

**Druckmessung** Zur Sichtbarmachung des Freistrahles wird die Druckluft über einen Aerosolgenerator geleitet, wo die Gasströmung mit DEHS geseedet wird. Da hierbei die flüssige Substanz zerstäubt wird, herrscht in dieser Einheit der mit Abstand größte Druckverlust auf der Versorgungsseite. Der Druckminderer befindet sich zwischen dem Kompressor und dem Aerosolgenerator. Dazu wird ein T-Stück mit Adapter zwischen dem Aerosolgenerator und dem Düsen Eintritt montiert. An dem Adapterstück wird ein Differenzdruckmessgerät angeschlossen, welches den statischen Überdruck in der Düsenzuleitung (gegen Atmosphärendruck) ausgibt.

**Seeding** Die Verwendung von DEHS hat sich aufgrund seiner Tropfengröße und Seedingdichte für die Visualisierung der Strömung bewährt. Als Nachteile des direkten Seedens – bei dem der gesamte Gasstrom über den Aerosolgenerator geleitet wird – sind der hohe Druckverlust sowie die Beeinflussung der Strömung in der Rohrleitung und infolgedessen in der Düsenzuleitung zu nennen. Der entscheidende Druckverlust kommt bei der Verschaltung gemäß Abschnitt 3.1.1 im engsten Querschnitt des Aerosolgenerators zu liegen und nicht am Austritt der untersuchten Düse. Außerdem tritt bei diesem Versuchsaufbau bei Strahlgeschwindigkeiten ab ca.  $29 \frac{\text{m}}{\text{s}}$  Prefilming am Düsenaustritt sowie ab ca.  $25 \frac{\text{m}}{\text{s}}$  Inertialkraftabscheidung im Staupunkt des Strömungshindernisses auf. Beide Phänomene stören die Bildaufnahmen und sind deshalb bei PIV-Messungen zu vermeiden. Somit gelten die oben genannten Geschwindigkeiten als obere Grenzwerte des Betriebsbereiches von PIV-Messungen für die in dieser Arbeit verwendete Düse-Prüfstand-Kombination.

Darüber hinaus verfolgen die massebehafteten Tracerpartikel aufgrund ihrer Reaktionszeit die Gasströmung nicht exakt. Eine konservative Abschätzung der Reaktionszeit von DEHS-Partikeln mit der Größe von  $1 \mu\text{m}$  führt im Freistrahland zu Stokeszahlen im Bereich von ca. 0,5 (JET 1) bis ca. 3,7 (JET 5),  $St \approx 0,02 \dots 0,2$  (siehe Kapitel 2.4). Für eine präzise PIV-Messung gilt die Bedingung:  $St \ll 1$ . Bei den PIV-Messungen tritt demnach ein Messfehler auf, welcher aus der Reaktionszeit der Tracerpartikel resultiert. Die DEHS-Partikel folgen nicht exakt dem Verlauf der analysierten Wirbel in der Scherschicht, d. h. die PIV-Ergebnisse zeigen ein verzerrtes Abbild der realen Strömungssituation in der Freistrah-Scherschicht. Dies gilt v. a. für kleine Wirbel bei großer Geschwindigkeit (z. B. JET 5). Die exakte Quantifizierung des Messfehlers wird in dieser Arbeit nicht ausgeführt. Der Fehler bei der Berechnung des Geschwindigkeitsfeldes wird auf  $\leq 2\%$  geschätzt.

**Qualität der Bildaufnahmen** Die optimale Kombination der messtechnischen Geräte und deren präzise Einstellung führen zu einer scharfen Abbildung der Strömungsstrukturen. Die Bildqualität wird durch die Beleuchtungssituation, das Kamerasystem, die Vergrößerungsoptik und den Abstand zwischen Kameraobjektiv und Messebene (= Laserschnitt) bestimmt. Für die Abbildung der Gesamtsituation des aus der Düse austretenden Freistrahles hat sich ein Makroobjektiv mit einer Brennweite von 60 mm bewährt. Bei der Detailbetrachtung der Strömungsstrukturen im Strahlrand liefert das Makroobjektiv mit einer Brennweite von 105 mm eine sehr hohe – für die PIV-Messungen geeignete – Abbildqualität. Außerdem ist die Verwendung eines auf die Wellenlänge des Lasers abgestimmten Bandpassfilters von Bedeutung.

**Kamerasystem** Die sehr kurze Pulsdauer des Lasers führt zu einem *Einfrieren* des momentanen Strömungszustandes. Der Zeit-limitierende Schritt des laseroptischen Messsystems im *double-frame mode* liegt in der Übertragungszeit der Bildinformation des ersten Bildes vom Kamerasensor auf den Kamerachip. Erst nach Abschluss der Datenübertragung wird das zweite Bild aufgenommen. Diese Zeit wird als *interframe time* bezeichnet und beträgt 3,15  $\mu\text{s}$ . Da im *double-frame mode* in jedem der zwei Bilder exakt ein Laserpuls erfolgen muss, entspricht die minimale Zeit zwischen zwei aufeinander folgenden Laserpulsen exakt der Kamera-Datenübertragungszeit, d. h.  **$\text{pivDt}_{\text{minimal}} = \text{interframe time} = 3,15 \mu\text{s}$** . Dieser Wert gilt als technische Grenze bei den PIV-Messungen und ist von besonderer Bedeutung, wenn es darum geht, Strömungsstrukturen mit großen Geschwindigkeiten bei starker Bildvergrößerung zu berechnen. In diesem Fall kann der Partikel-Shift zu hoch für die nachfolgende Auswertung werden. Die Seedingpartikel zwischen den zwei aufeinander folgenden Bildern im *double-frame* Modus legen einen sehr weiten Weg zurück. Dies führt u. U. dazu, dass Partikel im Auswertefenster des ersten Bildes enthalten sind, aber sich zum Aufnahmezeitpunkt des zweiten Bildes schon im angrenzenden Auswertefenster befinden. Dies führt zu Falschvektoren, d. h. der Betrag und die Richtung der berechneten Vektoren entsprechen nicht jenen der tatsächlichen Partikelbewegung. Diesem Effekt kann mit zwei Maßnahmen entgegengesteuert werden. Einerseits kann ein kleinerer Vergrößerungsmaßstab, d. h. ein Objektiv mit einer geringeren Brennweite gewählt werden. Dies führt dazu, dass feine Wirbel nicht mehr ausreichend aufgelöst werden und sich somit die Berechnung des Geschwindigkeitsfeldes auf die Hauptströmung beschränkt. Andererseits kann die Auswertung im *multi-pass* Modus durchgeführt werden. Dabei wird das *interrogation window* im ersten Berechnungsdurchlauf (= *initial pass*) sehr groß gewählt (z. B. 128 x 128 px). Es werden mehrere Durchläufe mit immer kleiner werdenden *interrogation windows* durchgeführt, bis schließlich im *final pass* die für die präzise Auswertung erforderliche Mindestgröße des *interrogation windows* (z. B. 32 x 32 px) erreicht wird. Dabei ist darauf zu achten, dass jeder Auswertezyklus mit einem Overlap von 75 % durchgeführt wird. Bei großen Strömungsgeschwindigkeiten in kleinen zu vermessenden Gebieten muss für die jeweilige Situation ein Optimum aus Bildauflösung und Auswertintervall bzw. Datenverarbeitungsleistung evaluiert werden.

**Ausblick** Die im Fokus dieser Arbeit stehende Strömungsdiagnostik im Düsenstrahl-Nahfeld mittels PIV erforderte die Methode des direkten Seedens des gesamten Gasstromes. Aufgrund der Erkenntnisse über die Problematik der Direktverschaltung des Aerosolgenerators in Serie zum Düsenstrahl ist bei zukünftigen strömungsdiagnostischen Aufgaben die Anwendung alternativer Methoden zur optischen Zugänglichkeit von Gasstrahlen in Betracht zu ziehen. Diese Alternativen sollen das Ziel verfolgen, querschnittsverengende Gebiete stromauf der Düse zu vermeiden. Die erste Variante betrifft das **Seeding** und dessen Art der **Einbringung** in die Gasströmung. So können unterschiedliche Substanzen – wie beispielsweise fluidisierte Feststoffpartikel (z. B. Rauch oder Hohlgaskügelchen) oder von außen zugeführter Nebel – als Seeding verwendet werden. Des Weiteren ist eine In-Situ-Generierung von fein verteilten Feststoffpartikeln durch chemische Reaktionen am Düsenaustritt angedacht. Die zweite Variante bezieht sich auf die **Diagnostik** an sich. Erfordert die Aufgabenstellung eine Überschreitung der technischen Möglichkeiten von PIV, kann durch die Anwendung einer alternativen Methode zur Visualisierung der Strömung gegebenenfalls auf eine Seeding-Zugabe verzichtet werden. Zur phänomenologischen Betrachtung der Strömungsstrukturen in Düsenstrahlen mit hohen Fluidgeschwindigkeiten könnte beispielsweise die Schlierenfotografie eingesetzt werden.

# Literaturverzeichnis

- [1] Adolf Wilhelm Rechten. *Fluidik: Grundlagen, Bauelemente, Schaltungen*. Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, 1976.
- [2] Klaus Gersten and Heinz Herwig. *Strömungsmechanik: Grundlagen der Impuls-, Wärme- und Stoffübertragung aus asymptotischer Sicht*. Grundlagen und Fortschritte der Ingenieurwissenschaften / Fundamentals and Advances in the Engineering Sciences. Vieweg+Teubner Verlag, Wiesbaden, 1992.
- [3] Hermann Schlichting, Klaus Gersten, and Egon Krause. *Grenzschicht-Theorie: Mit 22 Tabellen*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, 10., überarbeitete auflage edition, 2006.
- [4] Dietrich Dopheide, Harald Müller, Volker Strunck, Bodo Ruck, and Alfred Leder, editors. *Lasermethoden in der Strömungsmesstechnik: 14. Fachtagung, 5. bis 7. September 2006, Physikalisch-Technische Bundesanstalt, Braunschweig: 13.1-13.6 Wechselwirkungen runder Düsenfreistrahlen mit ebenen Wänden*. Physikal.-Techn. Bundesanst., Braunschweig, 2006.
- [5] Hermann Rietschel and Horst Esdorn. *Raumklimatechnik: Band 1: Grundlagen*. Springer, Berlin and Heidelberg, 16. auflage, korrigierter nachdruck edition, 1994.
- [6] Wolfgang Kümmel. *Technische Strömungsmechanik: Theorie und Praxis*. B.G. Teubner Verlag / GWV Fachverlage GmbH Wiesbaden, Wiesbaden, 3., überarbeitete und ergänzte auflage edition, 2007.
- [7] F. Richter and A. Leder. Wechselwirkungen runder Düsenfreistrahlen mit ebenen Wänden. In *Fachtagung Lasermethoden in der Strömungsmesstechnik*, volume 5.-7. September 2006, PTB Braunschweig, pages 13.1–13.7.
- [8] Robert Byron Bird, Warren E. Stewart, and Edwin N. Lightfoot. *Transport phenomena*. Wiley, New York, rev. 2. ed. edition, 2007.
- [9] Hyun Geun Lee and Junseok Kim. Two-dimensional Kelvin–Helmholtz instabilities of multi-component fluids. *European Journal of Mechanics - B/Fluids*, 49:77–88, 2015.
- [10] Rouhollah Fatehi, Mostafa Safdari Shadloo, and Mehrdad T. Manzari. Numerical investigation of two-phase secondary Kelvin–Helmholtz instability. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part C: Journal of Mechanical Engineering Science*, 228(11):1913–1924, 2014.
- [11] Département de formation mécanique des fluides, énergétique & environnement, Enseiht. Kelvin-Helmholtz instability: Evolution of the interface.
- [12] Benoit Cushman-Roisin. Kelvin–Helmholtz Instability as a Boundary-Value Problem. *Environmental Fluid Mechanics*, 5(6):507–525, 2005.
- [13] Hendrik C. Kuhlmann. *Strömungsmechanik*. ing-maschinenbau. Pearson Studium, München, 2007.
- [14] *VDI-Wärmeatlas: Mit 320 Tabellen*. VDI-Buch. Springer Vieweg, Berlin, 11., bearb. und erw. aufl. edition, 2013.
- [15] Ernst Götsch. *Luftfahrzeug-Technik: Einführung, Grundlagen, Luftfahrzeugkunde*. Motorbuch-Verl., Stuttgart, 4. aufl. edition, 2005.

- [16] Michael Grossrubatscher. *Pilots reference checklist*. M. Grossrubatscher, München, Tegernseer Landstr. 174a, 2008.
- [17] Milton van Dyke. *An album of fluid motion*. Parabolic Press, Stanford, Calif., 12. printing edition, 2008.
- [18] James R. Welty. *Fundamentals of momentum, heat, and mass transfer*. Wiley, New York, 4. ed. edition, 2001.
- [19] Jürgen Zierep. *Grundzüge der Strömungslehre*. VDI-Buch. Springer, Berlin and Heidelberg, sechste auflage edition, 1997.
- [20] Seyed Mostafa Ghiaasiaan. *Convective heat and mass transfer*. Cambridge University Press, Cambridge, 2011.
- [21] LaVision GmbH. PIV-Animation, 2019.
- [22] Markus Raffel, Christian E. Willert, Fulvio Scarano, Christian J. Kähler, Steven T. Wereley, and Jürgen Kompenhans. *Particle image velocimetry: A practical guide*. Springer, Cham, third edition edition, 2018.
- [23] Clayton T. Crowe, Martin Sommerfeld, and Yutaka Tsuji. *Multiphase flows with droplets and particles*. CRC Press, Boca Raton, Fla., 1998.
- [24] LaVision GmbH. Aerosol Generator: LaVision Product Manual, DaVis 8.0: Product Manual: 1003048. Product Manual: 1003048, 07.02.2012.
- [25] AUVA Allgemeine Unfallversicherungsanstalt. Grundlagen der Lasersicherheit: M 080 Zweite Ausgabe. 23.10.2014.
- [26] LaVision GmbH. Sheet Optics (divergent): LaVision Product Manual, DaVis 10.0: Product Manual: 1003034. Product Manual: 1003034, 30.04.2018.
- [27] LaVision GmbH. Programmable Timing Unit (PTU 9): LaVision Product Manual, DaVis 8.4: Product Manual: 1004072. Product Manual: 1004072, 2013.
- [28] LaVision GmbH. DaVis 8.4 Software: LaVision Manual 1003001. 20.03.2017.

## 6 Anhang

## Litron Lasers Test Sheet

page 1

**Customer** LA VISION

**Order Number** 2742

**Model** LDY303HE PIV

**Serial Number** LM1519

**Date** 09/08/2012

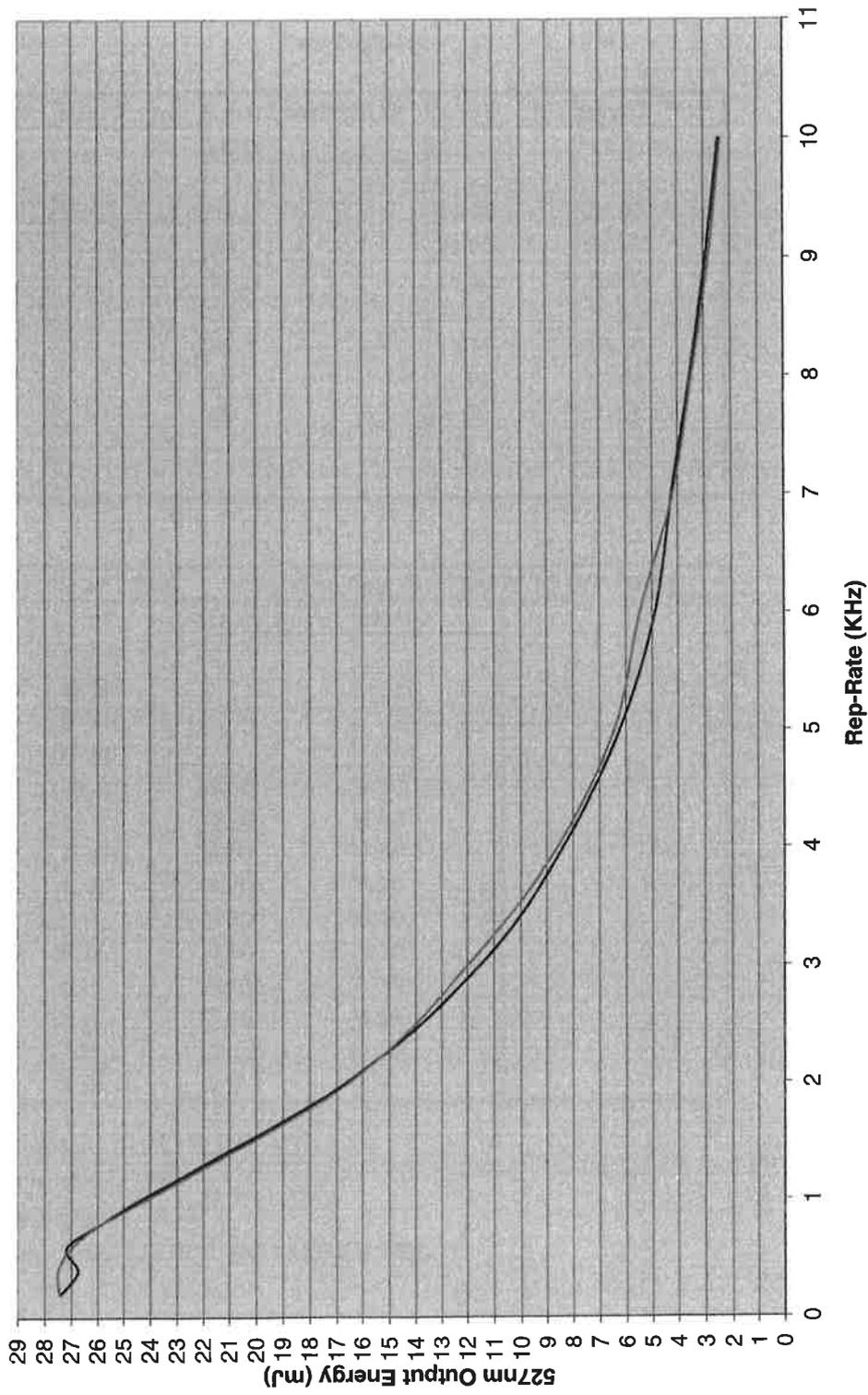
**Test Engineer** PM

	<b>Laser 1</b>	<b>laser 2</b>
<b>Podule No.</b>	70224/0163	70224/0162
<b>Podule No.</b>	70225/0169	70225/0168
<b>Rod Type</b>	YF3 Nd:YLF Ø4 x 88mm	YF3 Nd:YLF Ø4 x88mm
<b>Q-switch Type</b>	QS27-3S-B-LT2	QS27-3S-B-LT2
<b>Q-switch No.</b>	20033385-004	20033385-005
<b>Rear Mirror</b>	M103	M103
<b>End Mirror</b>	M104	M104
<b>Half wave plate</b>	HWP1	HWP1
<b>Polariser</b>	PO4	PO4
<b>Doubler Type</b>	XD81 5 x 5 x15 LBO TI AR/AR 1053/527nm	XD81 5 x 5 x15 LBO TI AR/AR 1053/527nm
<b>Doubler No.</b>		
<b>Output Mirror</b>	M208	M208

<b>Half Wave Plate</b>	HWP 2	2893
<b>Polariser</b>	PO3	2888
<b>Dichroic Mirrors x5</b>	M207	1477
<b>Output Telescope fitted Magnification X 1.5</b>	L5 L153	
<b>Output halfwave plate fitted</b>	HWP 2	2893

**Output Aperture: none fitted (aperture sent for alignment)**

### 527nm Output Energy With Varying Rep-Rate



— Laser 1 Output  
- - - laser 2 Output

## Litron Lasers Test Sheet

**Customer** LA VISION **Order Number** 2742

**Model** LDY303HE PIV **Serial Number** LM1519

**Date** 09/08/2012 **Test Engineer** PM

Energy @ 1 KHz	laser 1 mJ	laser 2 mJ	Laser Power(%) @ 1KHz	laser 1 mJ	laser 2 mJ
				75	24.00
			70	23.00	22.90
			65	19.50	20.00
			60	15.80	16.60
			55	12.50	13.20
			50	9.30	10.00
			45	6.60	7.10

Rep-Rate KHz	laser 1 (mJ)	laser 2 (mJ)	Build up time (µs) TRIG IN TO O/P PULSE	
			Laser 1	Laser 2
0.2	27.40	27.45		
0.4	26.75	27.50		
0.6	27.17	27.00		
0.8	25.88	25.88		
1	24.40	24.20	4.40	4.50
2	16.65	16.55	4.50	4.60
3	11.53	12.00	4.60	4.80
4	8.38	8.60	4.70	4.90
5	6.24	6.44	4.80	5.00
6	4.88	5.47	4.90	5.10
7	4.23	4.19	5.20	5.30
8	3.53	3.46	5.30	5.40
9	2.92	2.81	5.4	5.50
10	2.43	2.34	5.5	5.7

**Laser Power** 75 %  
**Chiller Temp** 26 °C  
**Water Flow** 5.5 L/min  
**Harmonic generator temp;** Laser 1 is 70°C, and Laser 2 is 70°C



Di-Ethyl-Hexyl-Sebacat (DEHS) ist eine in Wasser unlösliche, farb- und geruchlose Flüssigkeit, die sich sehr gut zur Erzeugung von stabilen Aerosolen eignet. Durch Verdüsen von DEHS mit Aerosolgeneratoren der Serie ATM entstehen Tröpfchenaerosole, deren Partikelgröße zum überwiegenden Teil im Bereich der Most Penetration Partikel Size (MPPS, 0.2 bis 0.3 µm) liegt. Neben den Flüssigkeiten DOP und Emery 3004 hat sich DEHS für die Aerosolgenerierung, insbesondere für die Abnahme und Überwachung reinraumtechnischer Anlagen, bewährt. Zu den Vorteilen von DEHS als Aerosolmaterial zählt die lange Standzeit der Partikel. Damit sind Untersuchungen von Filtermedien und die Nutzung des Aerosols als Tracerpartikel möglich. DEHS verdampft nach längerer Zeit rückstandsfrei (0,3 µm-Partikel nach etwa 4 Stunden).

### Applikationen

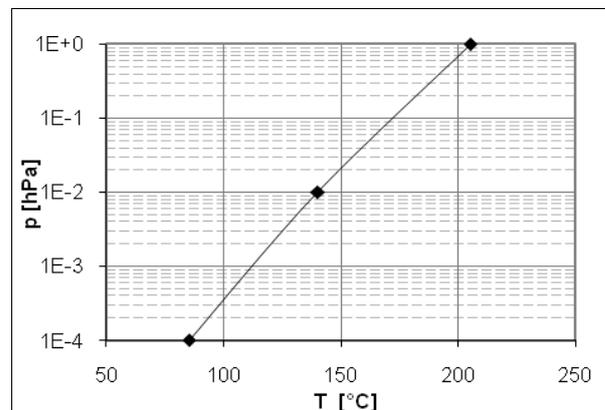
- Erzeugung polydisperser Aerosole mit Partikelgrößen unter 1 µm zur Durchführung von Filtertests bzw. Abnahmen reinraumtechnischer Anlagen
- Erzeugung von Tracerpartikeln, z.B. zur Sichtbarmachen von Strömungen
- Generierung von monodispersen Aerosolen für wissenschaftliche Untersuchungen nach dem Kondensationsverfahren

### Vorteile

- Hohe Standzeiten des Aerosols (auch bei hohen Temperaturen)
- Sphärische Partikel
- Minimale Filterbelastung durch Partikelgrößen unter 1 µm (Filtertests)
- Bekannte optische Eigenschaften

Name	Di-Ethyl-Hexyl-Sebacat
CAS-Nr.	122-62-3
Formel	C <sub>26</sub> H <sub>50</sub> O <sub>4</sub>
Molare Masse	426,69 g/mol
Dichte	912 kg/m <sup>3</sup>
Dynam. Viskosität	22 ... 24 mPa s
Kinem. Viskosität	5,842 10 <sup>-3</sup> exp(-0,02011 T) (m <sup>2</sup> /s) 323-373 K
Schmelztemperatur	225 K (-48°C)
Siedetemperatur	232-249°C
Dampfdruck (293K)	<1 Pa
Flammpunkt	>473 K (>200°C)
Oberflächenspannung	3,2 10 <sup>-2</sup> N/m

Brechungsindex	Wellenlänge [nm]
1.4500	650
1.4520	600
1.4535	550
1.4545	500
1.4585	450



Dampfdruckkurve von Di-Ethyl-Hexyl-Sebacat (DEHS)

## Auszug aus dem Sicherheitsdatenblatt des Herstellers (Stand 03.06.2008)

### Mögliche Gefahren

- Gefahrenbezeichnung: entfällt
- Besondere Gefahrenhinweise für Mensch und Umwelt: entfällt

### Erste-Hilfe-Maßnahmen

- nach Einatmen: Frischluft
- nach Hautkontakt: sofort mit Wasser und Seife abwaschen und gut nachspülen.
- nach Augenkontakt: mit fließendem Wasser spülen, ggf. Augenarzt konsultieren
- nach Verschlucken: Mund ausspülen und reichlich Wasser nachtrinken, bei anhaltenden Beschwerden Arzt konsultieren

### Maßnahmen zur Brandbekämpfung

- Löschmittel: Schaum, Löschpulver, Kohlendioxid, Wassersprühstrahl (kein Wasservollstrahl)

### Maßnahmen bei unbeabsichtigter Freisetzung

- Dämpfe/Aerosole nicht einatmen, persönliche Schutzkleidung tragen
- Umweltschutzmaßnahmen: nicht in Kanalisation/Oberflächenwasser/Grundwasser gelangen lassen
- Verfahren zur Reinigung und Aufnahme: mit flüssigkeitsbindenden Materialien (z. B. Sand, Universalbinder, Sägemehl) aufnehmen

### Handhabung und Lagerung

- Behälter dicht geschlossen halten. Vor Hitze und direkter Sonnenbestrahlung schützen. In gut verschlossenen Gebinden kühl und trocken lagern.
- Nationale Vorschriften/Hinweise: VCI-Lagerklasse 10

### Transportvorschriften

- Kein Gefahrgut nach den Verordnungen RID/ADR, GGVS/GGVE, ADNR, IMDG, ICAO-TI/IATA-DGR

### Stabilität und Reaktivität

- Zu vermeidende Bedingungen: keine Zersetzung bei bestimmungsgemäßer Lagerung und Handhabung
- Gefährliche Reaktionen: keine gefährlichen Reaktionen bekannt.
- Gefährliche Zersetzungsprodukte: keine

### Toxikologische Angaben

- Bei sachgemäßem Umgang und bestimmungsgemäßer Verwendung sind keine gesundheitlich nachteiligen Wirkungen des Produktes zu erwarten.
- Verschlucken:  
Akute Toxizität: LD50 >2000mg/kg (Ratte)

### Umweltspezifische Angaben

- Biologisch leicht abbaubar
- Akute Fischtoxizität:  
LC50 >10 - <=100 mg Produkt/l  
Akute Bakterientoxizität: EC0 > 100 mg Produkt/l

### Hinweise zur Entsorgung

- Muss unter Beachtung der Sonderabfallvorschriften nach Vorbehandlung einer hierfür zugelassenen Sonderabfallverbrennungsanlage zugeführt werden.

### Angaben zu Rechtsvorschriften

- Gefahrstoffsymbole: keine  
Das Produkt ist nach EG-Richtlinien/GefStoffV nicht kennzeichnungspflichtig.
- Wassergefährdungsklasse (WGK):  
nicht wassergefährdend

### DEHS-Vertriebsmengen

DEHS kann in folgenden Mengen bei der Topas GmbH bezogen werden:

- 1 l Flasche
- 1 l Flasche mit Sicherheitsverschluss und Zertifikat
- 5 l Flasche
- 20 l Kanister

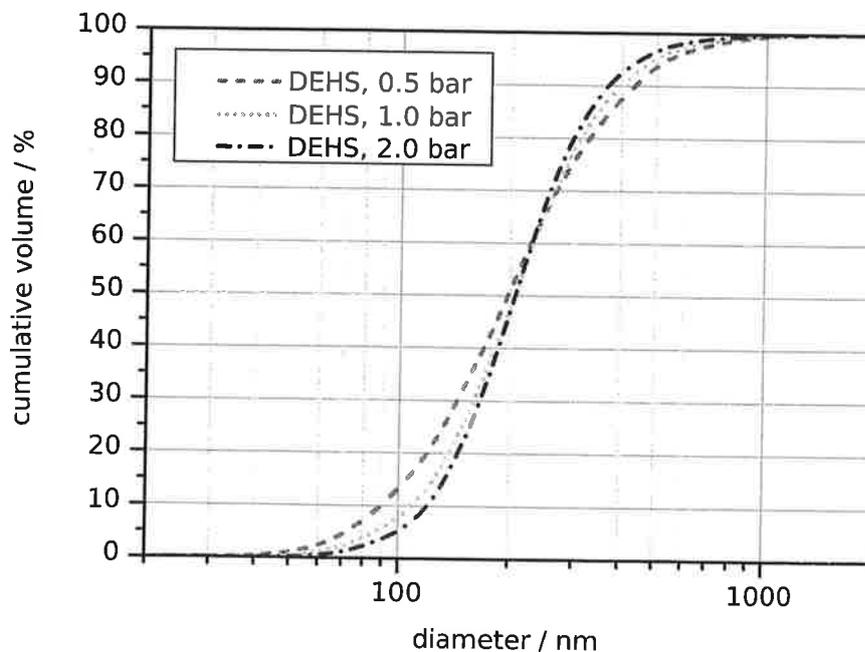


## 2.5 Technical data

The technical specifications are summarized in Tab. 2.1. The particle size distribution for DEHS as seeding liquid is shown in Fig. 2.2.

**Table 2.1:** Technical specifications

Quantity	Value
Working pressure max.	6 bar
Safety valve max. pressure	10 bar
Air supply	min. 2 bar, max. 16 bar
Size (H×L×W)	260×310×220 mm <sup>3</sup>
Weight	4 kg
Recommended liquids	DEHS, vegetable oils (olive, sunflower)
Liquid reservoir / vessel	100 ml
Inlet	Male DN 7.2
Outlet	19 mm
Production rate	1.4... 20 ·10 <sup>8</sup> #/s



**Figure 2.2:** Size distribution of the aerosol generator using DEHS for different gas pressures





# Bedienungsanleitung

## Steuerung

### SIGMA CONTROL 2 SCREW FLUID $\geq 4.0.X$

Nr.: 9\_9450 07 D



Hersteller:

KAESER KOMPRESSOREN SE

96410 Coburg • PO Box 2143 • GERMANY • Tel. +49-(0)9561-6400 • Fax +49-(0)9561-640130

<http://www.kaeser.com>

## 8 Bedienung

### 8.1 Betriebshinweise

- Beim Betrieb des Gerätes die folgenden Punkte beachten:
- Aggressive oder korrosive Medien können zur Beschädigung der mediumberührten Teile führen. Unter Druck stehende Medien können dadurch vorzeitig austreten.
  - Durch Ermüdung der Flanschdichtung oder Prozessenschlussdichtungen (z. B. aseptische Rohrverschraubung, Tri-Clamp etc.) kann unter Druck stehendes Medium austreten.
  - Bei Einsatz von internen Flachdichtungen können diese durch CIP / SIP-Prozesse verspröden.

Wenn anzunehmen ist, dass ein gefährlicher Betrieb nicht mehr möglich ist, das Gerät außer Betrieb setzen und gegen unabsichtlichen Betrieb sichern.

## 9 Wartung

### 9.1 Sicherheitshinweise

- ⚠ GEFAHR**  
**Explosionsgefahr beim Betrieb des Gerätes mit geöffnetem Messumformergehäuse!**
- Vor dem Öffnen des Messumformergehäuses folgende Punkte beachten:
- Es muss ein Feuererlaubnischein vorliegen.
  - Sicherstellen, dass keine Explosionsgefahr besteht.
  - Vor dem Öffnen die Energieversorgung abschalten und eine Wartezeit von  $t \geq 2$  Minuten einhalten.

- ⚠ WARNUNG**  
**Verletzungsgefahr durch spannungsführende Bauteile!**
- Bei geöffnetem Gehäuse ist der Berührungsschutz aufgehoben und der EMV-Schutz eingeschränkt. Vor dem Öffnen des Gehäuses die Energieversorgung abschalten.

- ⚠ VORSICHT**  
**Verbrennungsgefahr durch heiße Messmedien.**
- Die Oberflächentemperatur am Gerät kann in Abhängigkeit von der Messmediumtemperatur 70 °C (158 °F) überschreiten!
- Vor Arbeiten am Gerät sicherstellen, dass sich das Gerät ausreichend abgekühlt hat.

- I HINWEIS**  
**Beschädigung von Bauteilen!**
- Die elektronischen Bauteile auf den Leiterplatten können durch statische Elektrizität beschädigt werden (EGB-Richtlinien beachten).
- Vor der Berührung von elektronischen Bauteilen sicherstellen, dass die statische Aufladung des Körpers abgeleitet wird.

- I HINWEIS**
- Für ausführliche Informationen zur Wartung des Gerätes die zugehörige Betriebsanleitung (O!) beachten!

## 10 Technische Daten

- I HINWEIS**
- Das Datenblatt des Gerätes steht im Downloadbereich von ABB auf [www.abb.com/flow](http://www.abb.com/flow) zur Verfügung.

Trademarks  
© HART ist ein eingetragenes Warenzeichen der FieldComm Group, Austin, Texas, USA  
© Buna-N ist ein eingetragenes Warenzeichen der DuPont Dow Elastomers.  
™ Hastelloy C-2 ist ein Warenzeichen der Haynes International

## 11 Anhang

### 11.1 Konformitätserklärungen

#### I HINWEIS

Alle Dokumentationen, Konformitätserklärungen und Zertifikate stehen im Download-Bereich von ABB zur Verfügung.  
[www.abb.com/flow](http://www.abb.com/flow)

**ABB**

### EG-Konformitätserklärung EC-Declaration of Conformity

Hiermit bestätigen wir die Übereinstimmung der  
*Herewith we confirm that our*



#### Schwebekörper Durchflussmesser Variable Area Flowmeter

Modell Serie FAM54  
Model Series FAM54

mit den grundlegenden Sicherheits- und Gesundheitsanforderungen gem. der Richtlinie 94/9/EG des Rates der Europäischen Gemeinschaft. Die Sicherheits- und Installationshinweise der Produktdokumentation sind zu beachten.  
*are in compliance with the Essential Health and Safety Requirements with refer to the council directives 94/9/EC of the European Community. The safety and installation requirements of the product documentation must be observed.*

Die Schwebekörper-Durchflussmesser dienen zur Messung des Durchflusses von Gasen, Dämpfen und Flüssigkeiten.  
*The Variable Area Flowmeters are utilized to meter the flowrate of gases steam or liquids.*

EG-Baumusterprüfbescheinigung: KEMA 07 ATEX 0104 X  
EC-Type Examination Certificate:

Benannte Stelle:  
Notified Body:  
DEKRA Certification B.V., Kennnummer 0034

Geräte-Kennzeichnung:  
Apparatus code:  
II 1/2 G Ex c ia IIC T6...T1 Ga/Gb and/or  
Ex c d IIC T6...T1 Ga/Gb and/or c T6...T1 and / or  
II 1/3 G Ex c nA ic IIC T6...T1 Ga/Gc or Ex c nA IIC T6...T1 Ga/Gc and  
II 2 D c T85°C...Tmedium Db or Ex tb IIC T85°C...Tmedium Db

Sicherheitstechnische Daten:  
Safety values:  
siehe EG-Baumusterprüfbescheinigung  
refer to EC-Type Examination Certificate

Angewandte Normen:  
Standards:  
EN 60079-0: 2012, EN60079-11: 2012, EN 60079-1: 2007  
EN 60079-26:2007, EN 60079-31: 2009, EN 60079-15: 2010,  
EN 13 463-1: 2009, EN 13463.5: 2011

Göttingen, 07.01.2015

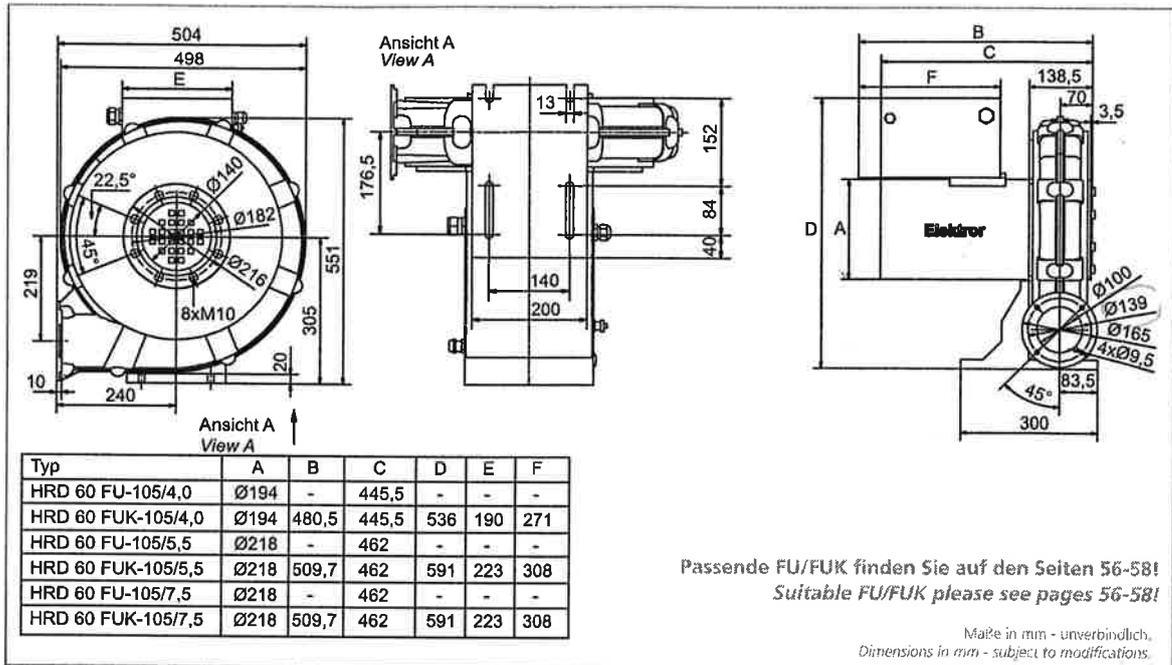
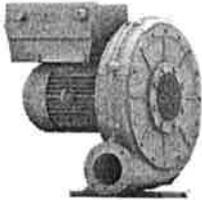
I.V. Thorsten Bauer  
(Operation Manager)

i.V. Dr. Philipp Neminger  
(R&D Manager)

ARR Automation Products GmbH

BZ-13-8017, Rev.03

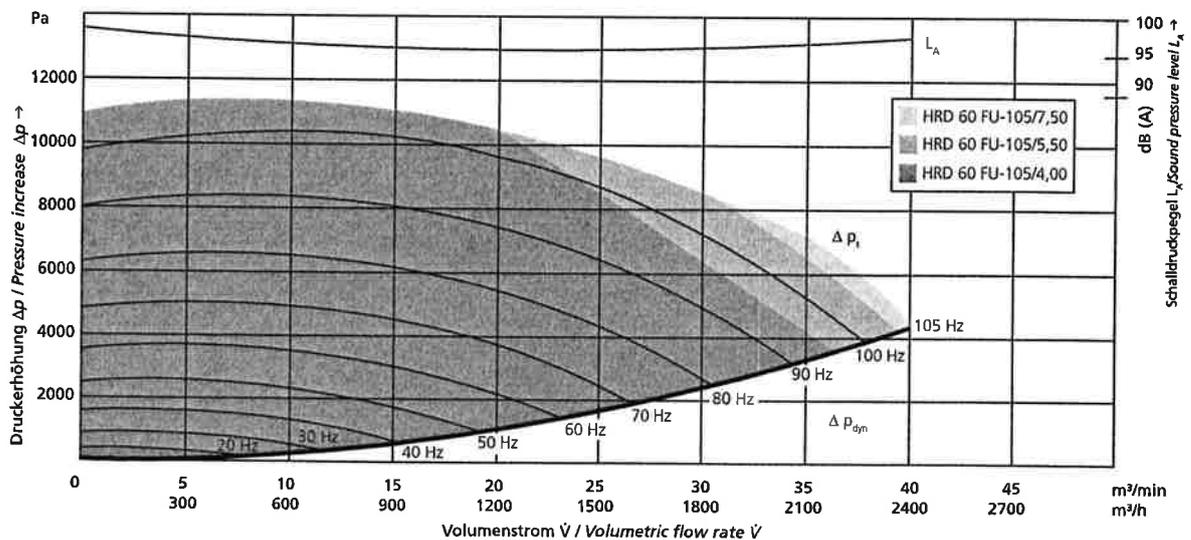
# HRD 60 FU/FUK



Typ	Volumenstrom	Gesamt-druck-differenz	Spannung	Frequenz	Strom-aufnahme	Drehzahl	Motor-leistung	Gewicht (ca.)
Type	Volumetric flow rate	Total pressure difference	Voltage	Frequency	Current consumption	Number of revolutions	Motor rating	Weight (approx.)
	m <sup>3</sup> /min	Pa	V	Hz	A	min <sup>-1</sup>	kW	kg
HRD 60 FU*-105/4,00	21,0	10500	400 Δ	105	9,5	6190	4,00	36
HRD 60 FUK*-105/4,00	21,0	10500	400 Δ	105	9,5	6190	4,00	46
HRD 60 FU*-105/5,50	32,0	10500	400 Δ	105	12,0	6140	5,50	46
HRD 60 FUK*-105/5,50	32,0	10500	400 Δ	105	12,0	6140	5,50	56
HRD 60 FU*-105/7,50	40,0	10500	400 Δ	105	14,5	6235	7,50	50
HRD 60 FUK*-105/7,50	40,0	10500	400 Δ	105	14,5	6235	7,50	60

\*= In diesem Ventilator muss eine Drehzahlregelung installiert werden. | A variable speed drive must be installed with this blower.  
#= In diesem Ventilator ist eine Drehzahlregelung integriert. | A variable speed drive is integrated within the blower.

## Kennlinien/Characteristic curves



	$\Delta(x)$ $\sim (x - x_0)^a$	$U_B(x)$ $\sim (x - x_0)^a$	$\nu_t(x)$ $\sim (x - x_0)^a$	$T_B(x)$ $\sim (x - x_0)^a$	$v_e(x)$ $\sim (x - x_0)^a$	$y_{0,5u}$ $= A(x - x_0)^a$	$y_{0,5T}$ $= A(x - x_0)^a$
	$a$	$a$	$a$	$a$	$a$	$A$	$A$
ebener Freistrah	1	$-\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	0,11	0,14
axialsym. Freistrah	1	-1	0	-1	-1	0,09	0,11
ebener Auftriebsstrahl	1	0	1	-1	0	0,12	0,13
axialsym. Auftriebsstrahl	1	$-\frac{1}{3}$	$\frac{2}{3}$	$-\frac{5}{3}$	$-\frac{1}{3}$	0,11	0,10
ebene Trennungsschicht	1	0	1	0	0		
axialsym. Trennungsschicht	1	0	1	0	0		
ebener Nachlauf (Strahl)	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	0	$-\frac{1}{2}$	-1	$0,21\sqrt{c_w}$	$0,25\sqrt{c_w}$
axialsym. Nachlauf (Strahl)	$\frac{1}{3}$	$-\frac{2}{3}$	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{2}{3}$	$-\frac{1}{3}$	$0,6c_w^{1/3}$	$0,84c_w^{1/3}$

Tabelle 19.1: Abhängigkeit der wichtigsten Kenngrößen freier turbulenter Scherschichten von der  $x$ -Koordinate. Die Größen  $\ell(x)$  und  $y_e(x)$  haben die gleiche  $x$ -Abhängigkeit wie  $\Delta(x)$ .

Abbildung .1: Abhängigkeit der wichtigsten Kenngrößen freier turbulenter Scherschichten von der  $x$ -Koordinate [2, S. 729]