

INAUGURAL - DISSERTATION

zur
Erlangung der Doktorwürde
der
Naturwissenschaftlich-Mathematischen Gesamtfakultät
der
Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg

vorgelegt von
Diplom-Physiker Johann von Saldern
aus Hamburg.
Tag der mündlichen Prüfung: 06. Juni 2003

Laserspektroskopische Untersuchungen
laminarer Grenzschichten
turbulenter Strömungen
mit Hilfe
molekularer Marker

Gutachter: **Herr Prof. Dr. Jürgen Wolfrum**
Herr Prof. Dr. Bernhard Schramm

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Theoretische Grundlagen	5
2.1	Der Laser	5
2.1.1	Grundlagen des Lasers	5
2.1.2	Bilanzgleichungen und Laserbedingung	6
2.1.3	Verwendete Lasersysteme	9
2.2	Laser-induzierte Fluoreszenz	17
2.2.1	Einleitung	17
2.2.2	Grundlagen der Laser-induzierten Fluoreszenz	17
2.3	Particle Image Velocimetry	23
2.3.1	Einleitung	23
2.3.2	Grundlagen der Particle Image Velocimetry	23
2.3.3	Mathematisches Verfahren	25
2.3.4	Nachbearbeitung	29
2.4	Molekulare Strömungsmarkierung	31
2.4.1	Einleitung	31
2.4.2	Dopplereffekt-basierte Techniken	31
2.4.3	Inhomogene Strömungsdotierung	32
2.4.4	Homogene Strömungsdotierung	32
2.5	Strömungslehre	35
2.5.1	Grundzüge der Strömung mit Reibung	35
2.5.2	Grundzüge der Grenzschichttheorie	38
2.5.3	Feldgleichungen für Strömungen	41
2.5.4	Grundzüge der turbulenten Strömung	42
2.5.5	Grundzüge der Transportprozesse	45
2.5.6	Kanalströmung	49
3	Experimentelle Arbeiten	55
3.1	Konstruktion des Strömungskanals	55
3.1.1	Zuleitung	55
3.1.2	Einlassdiffusor	55
3.1.3	Wabengitter	56

3.1.4	Turbulenzgitter	57
3.1.5	Verengung	58
3.1.6	Beobachtungsbereich	60
3.1.7	Auslassdiffusor und Auslass	61
3.1.8	Heizung	61
3.1.9	Katalytisch aktive Wand	62
3.2	Nachweis einer mehrfachen Linienstruktur mit Hilfe der molekularen Strömungsmarkierungstechnik	65
3.2.1	Konzept	65
3.2.2	Nachweis einer 3-fachen Linienstruktur	66
3.3	Validierung der Strömungsmarkierungstechnik	77
3.3.1	Konzept	77
3.3.2	Vergleich mit Particle Image Velocimetry	77
3.4	Mehrfacher Nachweis einer Linienstrukturen mit Hilfe der molekularen Strömungsmarkierungstechnik	89
3.4.1	Konzept	89
3.4.2	Mehrfacher Nachweis einer Linienstruktur	89
3.5	Inhomogene Strömungsdotierung	103
3.5.1	Konzept	103
3.5.2	Naphthalin-Dotierung	103
3.5.3	NO-Grenzschicht Dotierung	111
3.5.4	NO-Pulsdüsen Dotierung	116
3.5.5	Überblick über die nachgewiesenen Grenzschichten	121
4	Zusammenfassung	123
A	Der CCD-Chip	127
A.1	Einleitung	127
A.2	Struktur und Funktion eines CCD-Chips	127
A.2.1	Prinzip des CCD-Sensors	127
A.2.2	Frame Transfer CCD	133
A.2.3	Interline Transfer CCD	134
A.2.4	Frame-Interline Transfer CCD	136
A.3	Funktionsweise einer bildverstärkten CCD	136
B	TEM-Analyse des Katalysators	139
B.1	Bilder der kleinen Partikel	139
B.2	Bilder der großen Partikel	140
C	Verschiedene Abbildungen	141

1. Einleitung

„... when I die and go to Heaven, there are two matters on which I hope for enlightenment. One is quantum electrodynamics, and the other is the turbulent motion of fluids.“

Sir Horace Lamb (1932)

Tatsächlich versteht man heutzutage die Bildung eines schwarzes Lochs viel besser, als wie schnell das Wasser aus einem Hahn strömt. Trotz vieler Teilerfolge auf dem Gebiet der Turbulenz durch Wissenschaftler wie Reynolds, Prandtl, Heisenberg und Landau wird diese noch als „das letzte große Problem der klassischen Mechanik“ bezeichnet und ist bis heute nicht vollständig verstanden bzw. ungelöst.

Im alltäglichen Leben finden sich überall Beispiele turbulenter Bewegungen wie z.B. der von einem Schornstein aufsteigende Rauch, Stromschnellen in einem Fluss oder die Bewegung von Blättern im Wind. Bei näherer Beobachtung besteht eine solche turbulente Bewegung aus der unregelmäßigen, offensichtlich zufälligen und chaotischen Bewegung von einzelnen Wirbeln, die sich nicht vorhersagen lässt. Die wesentliche Charakteristik der turbulenten Bewegung ist also ein sich zeitlich und räumlich stark und unregelmäßig veränderndes Strömungsgeschwindigkeitsfeld. Ein solches Geschwindigkeitsfeld lässt sich an einem festen Ort gut über eine zeitlich konstante mittlere Geschwindigkeit und eine zeitlich, im Vergleich zur mittleren Geschwindigkeit kleine, stark fluktuierende Schwankungsgeschwindigkeit beschreiben. Die Summe beider Geschwindigkeiten an diesem Ort ergibt die momentane Geschwindigkeit. In den meisten technischen Anwendungen liegen, wenn auch unbemerkt, turbulente Strömungen vor. Der Transport von Gasen und Flüssigkeiten durch Pumpen, Kompressoren oder in Rohren ist in der Regel turbulent. Ebenso verhält es sich mit Strömungen um sich bewegende Fahrzeuge wie Autos, Flugzeuge, Schiffe oder Unterseeboote. Der Mischung von Treibstoff und Luft in Verbrennungsmotoren oder der Vermischung von Reaktanden chemischer Reaktionen liegen ebenfalls turbulente Prozesse zugrunde. Die Ursache hierfür, die Fähigkeit des sehr effektiven Transports und die effektive Vermischung im Vergleich zu laminaren Strömungen, ist eines der hervorstechendsten Merkmale der turbulenten Bewegung. Besonders anschaulich wird dieses Verhalten durch das von Osborne Reynolds 1883 durchgeführte Farbfaden-Experiment belegt. In einem mit Wasser durchströmten Rohr wird in diesem Experiment in der Mitte des Rohres kontinuierlich eine farbige Flüssigkeit zugegeben. Ist die Strömung laminar, d.h. die Strömungsgeschwindigkeit an einem Ort ändert sich nicht mit der Zeit, dann verlaufen alle Stromlinien parallel zur Rohrachse und der Farbstoff bildet einen langen farbigen Faden entlang der Rohrachse. Der Durchmesser des Farbfadens vergrößert sich entlang der Rohrachse nur langsam. Ist die Strömung dagegen turbulent, so wird der Farbfaden durch die turbulente Bewegung zerfasert und verformt. Wie Reynolds später herausfand, wird

eine solche Strömung nur durch einen dimensionslosen Parameter beschrieben, heutzutage als die Reynolds-Zahl bekannt. Im Falle einer Rohrströmung ist die Strömung laminar, wenn die Reynolds-Zahl kleiner als 2300 ist, bei Werten größer als 4000 ist die Strömung turbulent¹ (Abbildungen dieses und anderer Phänomene turbulenter Strömungen finden sich in der sehr interessanten Sammlung von Van Dyke [Dyk82]).

Für viele Anwendungen ist die Effektivität des turbulenten Transportes und die Vermischung von Strömungskörpern (Fluiden) von entscheidender Bedeutung. Bei der Vermischung unterschiedlicher Fluidströmungen ist es im Allgemeinen wünschenswert, eine möglichst schnelle Vermischung zu erreichen. Dies gilt insbesondere auch für die Vermischung chemischer Reaktanden in der technischen Verbrennung und in chemischen Reaktoren. Die meisten technischen Anwendungen solcher turbulenter reaktiver Strömungen finden in geschlossenen, durch Wände begrenzten Räumen statt. An solchen Grenzflächen zweier Medien verliert der turbulente Transport gegenüber der molekularen Diffusion an Bedeutung, da die Turbulenz nicht durch die Grenze zwischen den Medien hindurch greifen kann. Die Größenordnung der turbulenten Wirbel geht nahe der Wand also gegen null. Ludwig Prandtl entwickelte Anfang des 20. Jahrhunderts eine heuristische Theorie, die auf der Annahme einer reibungsbestimmten Schicht (Reibungsschicht oder Prandtlsche Grenzschicht) sehr nahe an der Wand basierte. In dieser Grenzschicht ist die viskose Reibung ausschlaggebend für die Dynamik und in ihr erfolgt außerdem die Dissipation der turbulenten Energie, d.h. die Umwandlung der mechanischen Energie der Turbulenz in Wärmebewegung der Moleküle. Im Fall einer turbulenten Strömung dient das Grenzschichtkonzept zur Kopplung der Beschreibung der Strömung als reibungsfreie Außenströmung mit der physikalisch notwendigen Haftung des Fluids an der Wand, d.h. einer Strömungsgeschwindigkeit null direkt an der Wand. Eine turbulente Strömung lässt sich also prinzipiell als eine turbulente Außenströmung und eine dünne viskose Grenzschicht direkt an der Wand beschreiben. Der Transport senkrecht zur Hauptströmungsrichtung erfolgt in der Grenzschicht nur aufgrund der molekularen Diffusion. Die Grenzschicht spielt also eine zentrale Rolle bei der Betrachtung von Spezies und Wärmetransport zwischen einem festen und einem gasförmigen oder flüssigen Medium. Gerade im Bereich der durch Oberflächen katalysierten chemischen Reaktionen, sei es zur Synthese chemischer Substanzen oder zur Beseitigung von Schadstoffen aus Strömungen, ist die Kenntnis dieser Transportprozesse von ausschlaggebender Bedeutung für das Verständnis und die Optimierung solcher Prozesse.

Seit Mitte der fünfziger Jahre wurden die mathematischen Methoden der singulären Störungsrechnung systematisch entwickelt und zur Beschreibung von laminaren und später auch turbulenten Strömungen eingesetzt. Durch die rasante Entwicklung im Bereich der Computertechnologie in den letzten Jahren besteht heutzutage die Möglichkeit, durch direkte numerische Simulationen (DNS), d.h. ohne

¹Mit steigender Reynolds-Zahl erfolgt der Übergang von einer laminaren zu einer turbulenten Strömung über einen gewissen Reynolds-Zahlenbereich hinweg. Die Größe des Bereiches ist von der experimentellen Geometrie abhängig.

vereinfachende Modelle, die Erhaltungsgleichungen der Strömung (Navier-Stokes-Gleichungen) direkt numerisch zu lösen, turbulente Strömungen zu berechnen und darüber weitergehende Erkenntnisse zu gewinnen. Zur Optimierung bestehender technischer Anwendungen von turbulenten reaktiven Strömungen und zur Validierung von Simulationen solcher Strömungen besteht daher ein großes Interesse an experimentellen Erkenntnissen über die Transportprozesse in der und durch die Grenzschicht hindurch.

In der vorliegenden Arbeit werden räumlich und zeitlich hochauflösende, berührungslose Messverfahren zum Nachweis von Transportprozessen in einer turbulenten Kanalströmung eingesetzt. In einem im Rahmen dieser Arbeit neuentwickelten Strömungskanal werden verschiedene Strömungen durch unterschiedliche Arten der Strömungsmarkierung und Strömungsdotierung mit molekularen Tracern untersucht. Ein besonderes Augenmerk lag auf der Realisierung und Visualisierung von Konzentrationsgradienten und daraus resultierenden Transportprozessen im Bereich der Grenzschicht. Die experimentellen Ergebnisse werden mit Ergebnissen einer im Rahmen des Sonderforschungsbereiches 359 „Reaktive Strömungen, Diffusion und Transport“ ausgeführten, der Geometrie und den Bedingungen des Experimentes genügenden, direkten numerischen Simulation verglichen.

2. Theoretische Grundlagen

2.1 Der Laser

2.1.1 Grundlagen des Lasers

Für die moderne Spektroskopie ist der Laser eine unentbehrliche Lichtquelle. Das Wort Laser ist ein Akronym aus den Anfangsbuchstaben der englischen Bezeichnung des physikalischen Prinzips des Lasers: *light amplification by stimulated emission of radiation*. Die charakteristischen Eigenschaften von Laserlicht sind:

- eine besonders hohe zeitliche Kohärenz. Es lassen sich sehr kleine Linienbreiten im Bereich von einem Herz erzeugen. Im sichtbaren Spektralbereich entspricht dies einer relativen Linienbreite von $\Delta\nu/\nu \leq 1 \cdot 10^{-15}$. Dies entspricht wiederum einer Länge des Lichtwellenzuges von $l = 300000$ km. Lichtwellenzüge einer herkömmlichen Lampe haben eine Länge von etwa 1 m.
- eine sehr starke räumliche Kohärenz. Das Laserlicht ist sehr stark gebündelt und die Bündelung praktisch nur durch Beugungseffekte am Austrittsfenster des Lasers begrenzt.
- eine sehr hohe Strahlintensität. Bei Pulsbetrieb kann die Intensität bis zu 10^{15} Watt betragen. In Verbindung mit den bereits genannten Punkten ergibt sich daraus eine sehr hohe Photonenflussdichte in einem sehr engen Spektralbereich.
- sehr kurze Pulse.

Ein Laser besteht aus einem Stück so genannten laseraktiven Materials. Dieses Material kann ein Festkörper, ein Glas oder Granat, ein Gas oder eine Farbstofflösung sein. Das laseraktive Material ist in der Lage, optische Übergänge auszuführen und dadurch Licht für den Laserprozess zu erzeugen. Der Laser wird an den Endflächen von zwei Spiegeln begrenzt. Betrachtet man das Licht nun als Welle, so ergibt sich, dass sich zwischen den Spiegeln eine stehende Welle nur dann ausbilden kann, wenn ihre Wellenlänge ein halbzahliges Vielfaches des Spiegelabstandes ist. Deutet man das Licht im Photonenbild, so bewirken die Spiegel, dass die Photonen, die in axiale Richtung fliegen, sehr oft reflektiert werden und so im Laser bleiben. Photonen, die sich in andere Richtungen bewegen, verlassen den Laser schnell (Abb. 2.1).

Der Laserprozess muss durch Energiezufuhr von außen her angeregt werden, indem zum Beispiel die Atome des laseraktiven Materials durch Lichteinstrahlung angeregt werden. Je nach Art der Atome lassen sich unterschiedliche Pump-Schemata verwirklichen. Abb. 2.2 zeigt ein Beispiel für ein 3-Niveau Pumpschema. Durch optisches Pumpen wird der Laser in Zustand 2 gebracht. Von Niveau 2 erfolgt eine

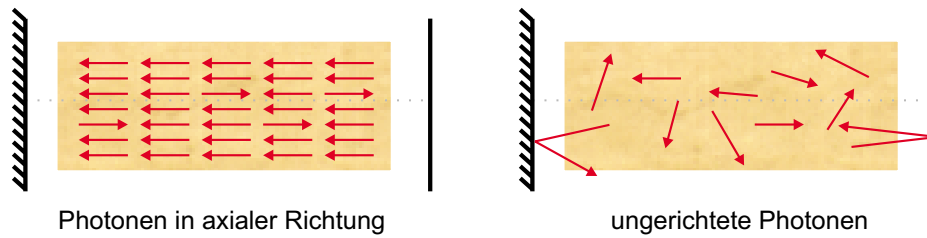


Abbildung 2.1: *Photonen im Laserresonator.*

optische Rekombination, d.h. das Atom fällt in den Zustand 1 und sendet dabei ein Lichtquant aus. Durch einen strahlungslosen Übergang von Niveau 1 auf Niveau 0 erreicht das Atom wieder seinen Ausgangszustand.

Die grundlegende Idee des Lasers basiert auf der Annahme, dass eine große Anzahl von Atomen durch optisches Pumpen in den angeregten Zustand gebracht worden ist. Der Laser kann dann spontan Photonen emittieren. Trifft ein solches Photon auf ein weiteres angeregtes Atom, so kann es dieses zu einer induzierten Emission veranlassen, d.h. das zweite angeregte Atom sendet ein zusätzliches Photon aus. Durch die Fortsetzung dieses Prozesses kommt es zu einer Photonenlawine. Das Anwachsen der Photonenzahl ist dadurch begrenzt, dass immer mehr Atome in den Grundzustand übergehen. Pumpt man ununterbrochen Energie nach, so stellt sich ein Gleichgewicht ein; dieser Zustand wird als Lasertätigkeit bezeichnet.

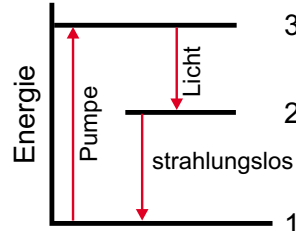


Abbildung 2.2: *3-Niveau Lasermedium.*

2.1.2 Bilanzgleichungen und Laserbedingung

Zum besseren Verständnis der notwendigen Voraussetzungen für das Erzielen von Laserlicht, wird im Folgenden der Fall betrachtet, dass nur eine einzige Sorte von Photonen erzeugt wird. Bei diesen handelt es sich um axial laufende Photonen, deren zugehörige Welle gerade als stehende Welle zwischen die Spiegel passt. Außerdem wird angenommen, dass die Grundfrequenz der Lichtschwingung mit der Übergangsfrequenz der Atome in Resonanz ist.

Die Anzahl der betrachteten Photonen sei n . Untersucht wird nun, wie sich die Anzahl dieser axial laufenden Photonen zeitlich ändert. Dies ergibt die so genannten Bilanzgleichungen. Die Zahl der Photonen nimmt infolge der induzierten Emission zu. Nach Einstein ist die Zunahme proportional zur Anzahl der Atome im angeregten

Zustand N_2 , der Anzahl der Photonen n selber und der Übergangswahrscheinlichkeit W pro Sekunde. Atome, die sich im unteren Zustand des optischen Überganges befinden, können durch Absorption eines Photons wieder in den angeregten Zustand übergehen und so Photonen verbrauchen. Die Photonenzahl verringert sich also um den Betrag $-WN_1n$. Die Rate der spontanen Emission ist unabhängig von der Zahl der Photonen, aber abhängig von der Anzahl der Atome im angeregten Zustand, also: $W'N_2$. Zusätzlich dazu kann sich die Photonenzahl verringern, indem Photonen durch die Spiegel entweichen oder durch Streuprozesse verloren gehen. Unter der Annahme, dass die Lebensdauer eines Photons im Laser t_0 ist, beträgt der Verlust durch solche Prozesse $-n/t_0$. Fasst man die vier Prozesse (induzierte Emission, Absorption, spontane Emission und sonstige Verluste) zusammen, so ergibt sich folgende Bilanzgleichung für die Photonenzahl:

$$\frac{dn}{dt} = W(N_2 - N_1)n + W'N_2 - \frac{n}{t_0} \quad (2.1)$$

Bei dieser Betrachtung sind nur die Terme, die von n abhängig sind, interessant, da sie für das Entstehen der Photonenlawine verantwortlich sind. Der Term der spontanen Emission führt nur zu einer unkorrelierten Lichtemission und ist daher für die Erzeugung von Laserstrahlung uninteressant. Die Laserbedingung ergibt sich jetzt aus Gl. 2.1 durch die Annahme, dass die Erzeugungsrate für Photonen > 0 wird, also:

$$\frac{dn}{dt} = W(N_2 - N_1)n - \frac{n}{t_0} > 0 \quad (2.2)$$

Setzt man in diese Gleichung die Größe W von

$$W = \frac{c^3}{8\pi V \Delta\nu \cdot \nu^2 \cdot \tau} \quad (2.3)$$

ein, mit dem Volumen des Lasermaterials V , $\Delta\nu$ der Linienbreite des Elektronenübergangs der Frequenz ν im Atom zwischen dem Niveau 2 und dem Niveau 1, τ der Lebensdauer im Niveau und c der Lichtgeschwindigkeit, so ergibt sich die notwendige „Inversion“ pro Volumen zu

$$\frac{N_2 - N_1}{V} > \frac{8\pi\nu^2 \Delta\nu \cdot \tau}{c^3 \cdot t_0} \quad (2.4)$$

als Laserbedingung. Zur Erzeugung einer Lasertätigkeit, muss die Anzahl der durch optisches Pumpen in den angeregten Zustand N_2 gebrachten Atome so groß sein, dass die Besetzungszahldifferenz $(N_2 - N_1)/V$ der Bedingung aus Gl. 2.4 genügt. Die rechte Seite von Gl. 2.4 stellt die Anforderung an die Atome dar, um eine möglichst geringe Pumpleistung verwenden zu können. Der optische Übergang im Atom sollte eine möglichst kleine Linienbreite $\Delta\nu$ haben. Außerdem wird die Erfüllung der Laserbedingung zu höheren Laserfrequenzen ν hin schwieriger. Die Qualität der Spiegel sollte möglichst hoch sein, um eine große Lebensdauer t_0 der Photonen im Laser zu erreichen.

Um die gesamte Dynamik der Laserstrahlung wiedergeben zu können, muss neben Gl. 2.1 noch die Änderung der Besetzungszahlen der Atome angegeben werden. Legt man das Pumpschema aus Abb. 2.2 zugrunde, so ergibt sich für die zeitliche Änderung der Besetzungszahl N_2 die Gleichung

$$\frac{dN_2}{dt} = -WN_2n + WN_1n + w_{20}N_0 - w_{12}N_2 \quad (2.5)$$

Die ersten beiden Glieder auf der rechten Seite beschreiben die Änderung der Besetzungszahl N_2 durch die stimulierte Emission und die Absorption. Das 3. Glied auf der rechten Seite beschreibt das Anwachsen der Besetzungszahl durch den Pumpprozess, das letzte Glied gibt noch die Änderung durch Konkurrenzprozesse, die nicht zum Laserprozess führen (z.B. strahlungsloser Übergang), an. Analog dazu ergeben sich die zeitlichen Änderungen der Besetzungszahlen für die Niveaus 0 und 1 zu:

$$\frac{dN_1}{dt} = WN_2n - WN_1n + w_{12}N_2 - w_{01}N_1 \quad (2.6)$$

$$\frac{dN_0}{dt} = -w_{20}N_0 + w_{01}N_1 \quad (2.7)$$

Bei der Betrachtung sind direkte Rekombinationsprozesse von Niveau 2 nach Niveau 0 vernachlässigt. Betrachtet man jetzt den Fall, dass der Übergang von Zustand 1 nach Zustand 0 sehr schnell ist, so ist Niveau 1 praktisch unbesetzt, also $N_1 = 0$. Damit vereinfachen sich die Gleichungen Gl. 2.5 und Gl. 2.2 zu

$$\frac{dN_2}{dt} = -WN_2n + w_{12} \left(\frac{w_{20}}{w_{12}} \cdot N_0 - N_2 \right) \quad (2.8)$$

und

$$\frac{dn}{dt} = WN_2n - \frac{n}{t_0} \quad (2.9)$$

Ein Laser strahlt also genau dann kontinuierlich Laserlicht aus, wenn sich ein stationärer Zustand einstellt, also

$$\frac{dN_2}{dt} = 0, \quad \frac{dn}{dt} = 0 \quad (2.10)$$

Daraus ergibt sich unmittelbar die Beziehung

$$N_2 = \frac{1}{Wt_0} \equiv N_{2,s} \quad (2.11)$$

Es gibt also eine bestimmte Besetzungszahl $N_{2,s}$, die sich beim Laserprozess einstellt und konstant bleibt, auch wenn man beliebig viel Pumpenergie zuführt. Die zugeführte Pumpenergie wird also hauptsächlich in Photonenenergie verwandelt. Unterhalb der kritischen Besetzungszahl $N_{2,s}$ wird kein Laserlicht ausgestrahlt, während oberhalb dieser die ausgestrahlte Photonenzahl linear anwächst.

2.1.3 Verwendete Lasersysteme

Der Neodym-YAG-Laser

Neodym ist ein Lasermaterial, das auf einem Vier-Niveau-System beruht. Das untere Laserniveau befindet sich oberhalb des Grundzustandes und ist daher in der Regel unbesetzt. Damit ist $n_1 = 0$ und somit $n = N_2$. Jede Besetzung des zweiten Niveaus führt dadurch automatisch zu einer Inversion mit $n > 0$. Ist der Übergang von Niveau 1 auf Niveau 0 außerdem schnell genug, so gilt $n_1 = 0$ unter allen Bedingungen. Daraus ergibt sich der Vorteil, dass das Lasermaterial das Laserlicht selber nicht absorbiert.

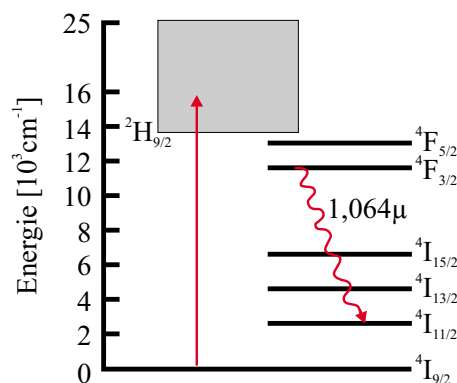


Abbildung 2.3: Prinzip des Nd:YAG-Lasers.

Die aktiven Nd^{3+} -Ionen können in verschiedenen Wirtsmaterialien, insbesondere in bestimmte Gläser und in einen als YAG (Yttrium-Aluminium-Granat($\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$)) bekannten Kristall eingelagert werden. Das Nd^{3+} -Ion umgibt sich dabei mit Sauerstoffatomen, so dass verschiedene Lasermaterialien ähnliche Strukturen aufweisen. Deswegen oszillieren der Nd:Glas-Laser und der Nd:YAG-Laser auch auf fast der gleichen Frequenz im nahen Infrarot bei $1,06 \mu\text{m}$. In kommerziell erwerblichen Nd:YAG-Lasern erfolgt der Pumpvorgang durch Blitzlampen oder Diodenlaser. Die Anregung durch Diodenlaser hat den Vorteil, dass die komplette Anregungsenergie vom Lasermaterial absorbiert wird und nicht wie bei einer breitbandigen Blitzlampe viel Pumpenergie verloren geht. Blitzlampen gepumpte Nd:YAG-Laser haben auch den Nachteil, dass ein Großteil der Pumpenergie durch Erwärmung des Lasermaterials verloren geht. Aufgrund der thermischen Zerstörschwelle des Materials ist dadurch die Leistung der Blitzlampe und somit die Laserleistung begrenzt.

Ein typischer YAG-Laserstab hat etwa 1 cm Durchmesser und ist ca. 10 cm lang. Blitzlampen gepumpte Nd:YAG-Laser haben eine Konversionseffizienz von ca. 0,5%, d.h. der Laserpuls hat 0,5% der Blitzlampenenergie. Dioden gepumpte Nd:YAG-Laser besitzen eine Konversionseffizienz von 10-15%. Die Laserstrahlung kann durch Frequenzverdopplung in sichtbares Licht einer Wellenlänge von 532 nm umgewandelt werden (2. Harmonische). Die Effizienz hierfür liegt bei etwa 50 Prozent. Durch

Frequenzmischung oder erneute Frequenzverdopplung können die dritte (355 nm), vierte (266 nm) und fünfte (152 nm) Harmonische erzeugt werden.

Excimer Laser

Excimer Laser sind Gaslaser, die im ultravioletten und vakuumultravioletten Spektralbereich leistungsstarke Pulse hoher Energie emittieren. Der Name Excimer ist ein Konstrukt aus den Worten „excited dimer“. Dies bezieht sich auf homonukleare Moleküle. Heteronukleare Moleküle heißen im angeregten Zustand „excited complex“. Der Begriff Excimer Laser hat sich aber für beide Arten von Lasermedien durchgesetzt.

Excimere bestehen aus Molekülen, deren Atome bzw. Bildungspartner im elektronischen Grundzustand entweder ungebunden oder nur schwach gebunden sind. Im angeregten Zustand bildet sich dagegen eine Molekülbindung mit ionischem Charakter aus. In Abb. 2.4 sind die Potentialsenke im angeregten Zustand und der repulsive Grundzustand dargestellt. Ein angeregtes Edelgasatom ist einem Alkalia-

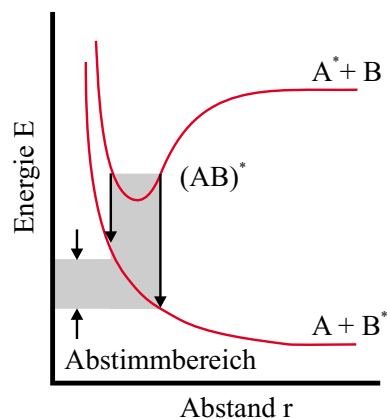


Abbildung 2.4: Energiebanden im Excimer.

tom chemisch sehr ähnlich und kann daher jede bekannte ionische Verbindung mit einem Halogen eingehen und Edelgashalogenide bilden, die das obere Laserniveau darstellen. Die Entstehung des Excimers lässt sich in zwei Teilschritte unterteilen.

- (a) Das metastabile, angeregte Atom A^* oder das Ion A^+ wird durch Stoßanregung erzeugt.
- (b) Die darauf folgende Bildung des Excimers findet in zwei unterschiedlichen Reaktionen statt. Zum einen kann das angeregte Teilchen A^* mit einem Teilchen B im Grundzustand stoßen und dadurch ein angeregtes Molekül $(AB)^*$ bilden. Zum anderen kann ein Ion A^+ in Anwesenheit eines Stoßpartners M mit einem B^- das angeregte $(AB)^*$ bilden.

Welche der beiden Bildungsreaktionen den Hauptbildungszeitpunkt des Excimers stellt, hängt jeweils von der Art des Excimers ab. Existieren genug Excimer in einem bestimmten Volumen, so entspricht dies einer Besetzungsinversion, da die Moleküle im Grundzustand sehr schnell dissoziieren (innerhalb von ca. 10 ps), während die Lebensdauer des angeregten Zustandes deutlich größer ist (ca. 10 ns). Eine Besetzungsinversion lässt sich also relativ leicht erzielen.

Ein solcher Edelgashalogenid-Excimerlaser ist aus einer abgeschlossenen Röhre konstruiert, in den das Edelgas, das Halogenid und ein Puffergas gegeben werden. In diesem Volumen werden die oben angesprochenen Excimerentstehungsreaktionen durch gepulste Hochspannungsentladungen ausgelöst und die Besetzungsinversion hergestellt. Zur Strahlungsrückkopplung wird das Gasvolumen in einen optischen Resonator gesetzt, der für die Auswahl des benötigten schmalen Frequenzbandes sorgt.

Farbstofflaser

Eine weitere wichtige Klasse optisch gepumpter Laser ist der Farbstofflaser. Das Lasermedium ist hierbei ein in einer geeigneten Flüssigkeit gelöster organischer Farbstoff. Farbstoffe sind organische Moleküle, i.A. Kohlenwasserstoffe, welche konjugierte Doppelbindungen enthalten. Doppelbindungen können konjugieren, wenn sich zwischen zwei Doppelbindungen eine Einfachbindung befindet. Alle Farbstoffe besitzen eine starke Absorption im sichtbaren Spektrum (deswegen erscheinen sie dem menschlichen Auge farbig). Die einzelnen Energieniveaus der Farbstoffmoleküle lassen sich als Energiebänder darstellen, die sich aus den verschiedenen Schwingungs- und Rotationszuständen der elektronischen Zustände der Farbstoffmoleküle ergeben (Abb. 2.5).

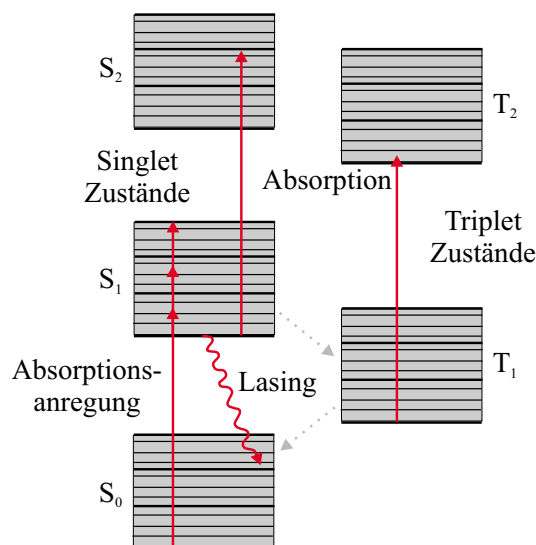


Abbildung 2.5: Energieniveaus des Farbstofflasers.

Durch Wechselwirkungen mit benachbarten Molekülen und Stoßverbreiterung bilden diese Banden ein kontinuierliches Energiespektrum. Die Breite der Bänder ist ausschlaggebend für das breite Fluoreszenzspektrum der Farbstoffmoleküle und ermöglicht somit die Realisierung eines über einen großen Wellenlängenbereich durchstimmbaren Lasers. Da es sehr viele verschiedene Farbstoffmoleküle gibt, lässt sich fast jede Wellenlänge im Bereich zwischen 200 bis 1500 nm durch die geeignete Wahl des Farbstoffes erreichen. Der angeregte Zustand besitzt allerdings nur eine recht kurze Lebensdauer. Daher ist für die Erzielung einer Besetzungsinversion eine sehr große Pumpleistung notwendig. Im angeregten Zustand findet eine nahezu instantane Neuverteilung zu den niedrigen Rotations- und Schwingungszuständen hin statt. Dadurch wird die Besetzungsinversion erzeugt. Neben den beiden Laserniveaus besitzen organische Moleküle noch den so genannten Triplettzustand. Dieser Triplettzustand trägt nicht zum Laserprozess bei. Übergänge vom angeregten Singulett- in den Triplettzustand finden statt, sind allerdings langsam ($\sim 1 \mu\text{s}$), da sie Spinverboten sind. Die Triplettzustände sind sehr langlebig und führen deshalb leicht zum Erliegen des Laserprozesses, wenn nicht genug Moleküle in den Grundzustand zurückkehren. Dieses Problem wird normalerweise dadurch umgangen, dass der Farbstoff durch den Resonator hindurch fließt. Ist das aktive Volumen klein genug und die Durchflussrate groß genug, werden die Moleküle aus dem Resonator entfernt, bevor ein merklicher Teil von ihnen in den Triplettzustand übergeht.

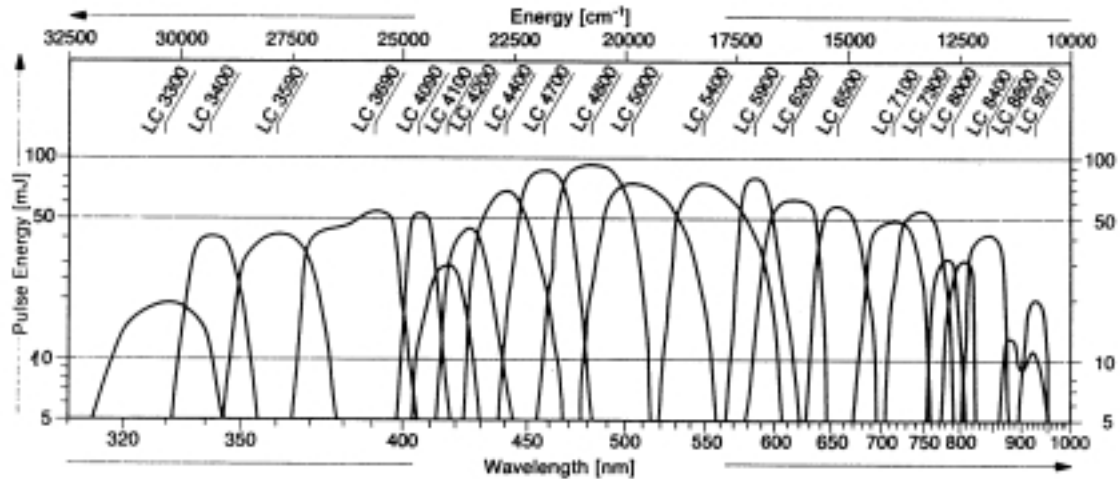


Abbildung 2.6: *Emissionsspektren verschiedener Laserfarbstoffe [Lam97].*

Ungeachtet der oben genannten Schwierigkeiten sind die Farbstofflaser wegen ihrer Durchstimmbarkeit von großer Bedeutung. Der Laser wird über das Spektrum des Farbstoffes mit Hilfe eines im Resonator befindlichen Gitters oder Prismas durchgestimmt. Farbstofflaser können zum einen mit einer Blitzlampe gepumpt werden; dies führt zu einer hohen Pulsenergie verbunden mit einer geringeren Strahlqualität (Fokussierbarkeit) und Frequenzstabilität. Zum anderen kann der Farbstoffla-

ser mit einem anderen Laser gepumpt werden. Lasergepumpte Farbstofflaser haben geringere Energien, dafür aber sehr gute Strahleigenschaften. Der große Vorteil des Farbstofflasers ist, dass die Laserbandbreite sehr gering ist (i.a. 10^{-2}cm^{-1}). Dies ermöglicht die Auflösung extrem feiner spektroskopischer Eigenschaften in der Laser- messtechnik. Abb. 2.6 veranschaulicht die Flexibilität hinsichtlich der Wellenlänge, die ein Farbstofflaser bietet. Die Farbstoffspektren beziehen sich in dem dargestellten Fall auf einen Excimer Laser als Pumplaser bei einer Pumpwellenlänge von 308 nm.

Frequenzkonversion

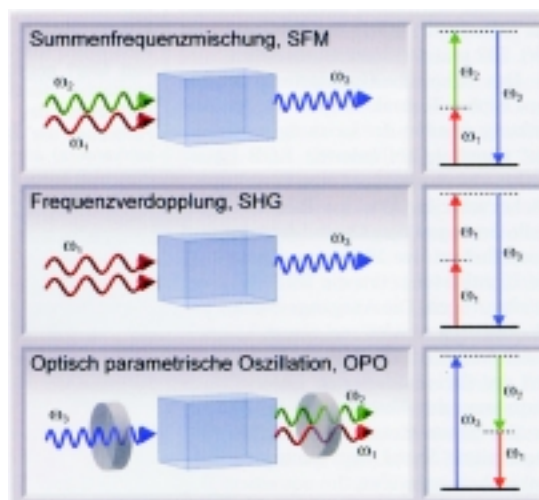


Abbildung 2.7: Prinzip verschiedener optisch-nichtlinearer Prozesse [Spe98].

Summenfrequenzmischung Bei der Summenfrequenzmischung strahlen zwei Laserstrahlen mit den Frequenzen ω_1 und ω_2 in einen optisch-nichtlinearen Kristall ein. Die nichtlineare Wechselwirkung der optischen Felder im Kristall erzeugt einen neuen Laserstrahl mit höherer Frequenz $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$. Die Frequenzverdopplung ist ein Spezialfall der Summenfrequenzmischung. Hier gilt $\omega_1 = \omega_2$. Die Frequenz des eingestrahnten Lichtes wird verdoppelt ($\omega_3 = 2\omega_1$), seine Wellenlänge halbiert. Im Nd:YAG-Laser wird aus dem infraroten Fundamentallicht bei $\lambda = 1064$ nm damit sichtbares grünes Laserlicht bei $\lambda = 532$ nm. Die Frequenzverdreifachung im Nd:YAG-Laser entspricht der oben beschriebenen Summenfrequenzmischung von Laserlicht der Wellenlänge $\lambda = 1064$ nm und $\lambda = 532$ nm und erzeugt Laserlicht der Wellenlänge 355 nm.

Optischer Parametrischer Oszillator Im Gegensatz zu abstimmbaren Lasern, deren Abstimbarkeit auf einem Lasermedium mit einem breiten und dichten Energiespektrum von möglichen Laserübergängen beruht, basiert der optische parametrische Oszillator (OPO) auf einem nichtlinearen Prozess ähnlich dem Verdopplungs-

und Verdreifachungsprozess im Nd:YAG-Laser. Das nichtlineare Medium (im Normalfall ein Kristall) konvertiert das energiereichere Photon eines Pumpasers in zwei energieärmere Photonen von längerer Wellenlänge als das Pumpphoton (das Signal- und das Idlerphoton).

Aus der Energieerhaltung folgt, dass die drei Photonenwellenlängen wie folgt zusammenhängen

$$\frac{1}{\lambda_p} = \frac{1}{\lambda_s} + \frac{1}{\lambda_i} \quad (2.12)$$

Oder anders formuliert gilt für die Photonenenergien

$$\omega_p = \omega_s + \omega_i \quad (2.13)$$

Die exakten Wellenlängen des Signal- und des Idlerphotons werden, aufgrund der Impulserhaltung, durch den Winkel des Pumpwellenvektors mit der optischen Achse des Kristalls bestimmt. Die Energie kann nur effizient in die beiden neuen parametrischen Wellen umgewandelt werden, wenn die Ausbreitungsgeschwindigkeit aller drei Wellen gleich ist. Im Allgemeinen gilt diese Phasenanpassungsbedingung bei der Änderung des Brechungsindexes mit dem Kristallwinkel und den entstehenden Wellenlängen nur für eine Kombination aus Wellenlängen und Kristallwinkel. Dreht man den Kristall, erzeugt man deswegen verschiedene Wellenlängen und erhält so abstimmbare Laserstrahlung.

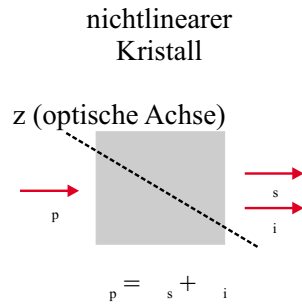


Abbildung 2.8: Funktionsweise eines optischen parametrischen Verstärkers.

Wird der Kristall in einen Resonator gestellt, so führt die Strahlrückkopplung zu einer Verstärkung der erzeugten parametrischen Strahlung vergleichbar mit dem Prinzip des Laserresonators. Man beobachtet die Auskopplung von Licht der resonanten Wellenlänge (und von der simultan entstehenden Wellenlänge). Der Resonator kann einfach resonant konstruiert sein, d.h. entweder für die Signal- oder die Idlerwellenlänge die Resonanzbedingung erfüllen. Oder er kann doppelt resonant sein, also die Resonanzbedingung für beide Wellenlängen gleichzeitig erfüllen.

Ein einfacher OPO emittiert relativ breitbandige Strahlung (einige Ångström) in Abhängigkeit von der Dispersion des Kristalls und der Bandbreite des Pumpasers. Eine Verringerung der Bandbreite kann durch frequenzselektive Elemente im

Resonator erreicht werden. Eine weitere Verstärkung ist außerdem durch weitere parametrische resonante oder nichtresonante Prozesse möglich (z.B. durch einen OPA (*engl.: optical parametric amplifier*)).

2.2 Laser-induzierte Fluoreszenz

2.2.1 Einleitung

Laser-induzierte Fluoreszenz (LIF) hat sich, seit seiner ersten Anwendung zu einer viel benutzten berührungsfreien Messtechnik in Gasen entwickelt. Einer der Gründe hierfür ist die hohe Signalintensität verglichen mit Techniken wie Raman- und Rayleighstreuung, die 2-dimensionale Messungen mit sehr hoher Zeit- und Ortsauflösung ermöglichen. Heutzutage ist die Hauptanwendung von LIF die Bestimmung von Spurenstoffkonzentrationen und Temperaturen.

LIF-Messungen basieren auf der spontanen Fluoreszenz von Laser-angeregten Atomen und Molekülen. Fluoreszenz tritt bei Übergängen von elektronisch angeregten Zuständen in den Grundzustand auf. Die Signalstärke ist dabei proportional zur Besetzungsdichte der angeregten Zustände. Der Effekt des induzierenden Lasers ist es, Atome oder Moleküle vom dicht besetzten Grundzustand durch Absorption des Laserlichtes in ausreichender Anzahl in den elektronisch angeregten Zustand zu bringen, um eine detektierbare Fluoreszenzintensität zu erhalten. LIF eignet sich zur Bestimmung der absoluten Konzentration der fluoreszierenden Spezies und zur Bestimmung der Temperaturen aus der temperaturabhängigen Gleichgewichtsbesetzung der verschiedenen Energiezustände.

2.2.2 Grundlagen der Laser-induzierten Fluoreszenz

Bevor die physikalischen Prozesse der Laser-induzierten Fluoreszenz diskutiert werden, wird zunächst ein vereinfachtes Energieniveaumodell vorgestellt. In der vereinfachten Form besteht das Modell aus nur zwei elektronischen Energieniveaus und den zugehörigen Schwingungs- und Rotationszuständen (Abb. 2.9).

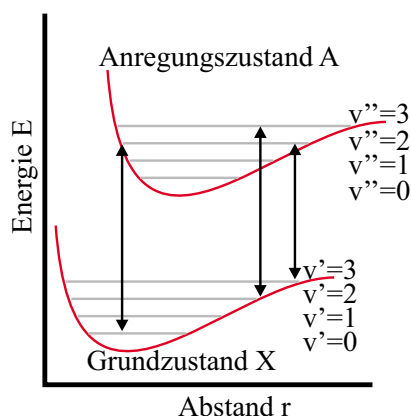


Abbildung 2.9: Schematisches Energieniveau-System eines Moleküls. Dargestellt sind der elektronische Grund-, der erste elektronisch angeregte sowie einige der zugehörigen Schwingungszustände

Das niedriger gelegene Niveau ist im Allgemeinen der Grundzustand und wird mit dem Buchstaben X bezeichnet. Im Normalzustand ist es auch das einzige nennenswert bevölkerte Energieniveau. Der angeregte Zustand, hier mit dem Buchstaben A bezeichnet, ist der erste mögliche elektronische Anregungszustand. Die Gesamtenergie eines Moleküls im elektronischen Zustand e (X, A, \dots), dem Schwingungszustand $v(0, 1, \dots)$ und Rotationszustand $J(0, 1, \dots)$ lässt sich näherungsweise als

$$E_{tot} = E_e + E_v + E_J = T_e + \omega\left(v + \frac{1}{2}\right) + BJ(J + 1) \quad (2.14)$$

schreiben. Die Werte für die Termenergien T_e sowie die Vibrations- und Rotationskonstante ω und B sind tabelliert (z.B. in [Hub79]).

Fluoreszenz tritt bei einem erlaubten Übergang eines Moleküls von einem höheren in einen niedrigeren Energiezustand unter spontaner Emission eines Photons auf. Die Energie des Photons entspricht dem energetischen Abstand der beiden betroffenen Energieniveaus. Nach dem Planck'schen Gesetz ist die Energie der emittierten Strahlung direkt proportional zur Frequenz der Strahlung

$$E = h\nu \quad (2.15)$$

Vibrations-Rotations-Übergänge innerhalb des Grundzustandes entsprechen geringen Energien und daher Frequenzen im infraroten Spektralbereich. Übergänge zwischen elektronischen Energiezuständen ergeben Frequenzen aus dem sichtbaren und dem ultravioletten Spektralbereich.

Durch die geringe Besetzungsdichte der elektronisch angeregten Zustände selbst bei hohen Temperaturen (die Besetzungsdichte des elektronisch angeregten A Niveaus des OH-Moleküls bei $T = 2500$ K ist um neun Größenordnungen kleiner, als die Besetzungsdichte des elektronischen Grundzustandes) muss die Besetzungsdichte künstlich, durch Laseranregung vergrößert werden, um eine detektierbare Signalintensität zu erhalten. Typische Lebenszeiten, d.h. die Zeit in der das Molekül im angeregten Zustand bleibt, liegen bei 10^{-8} s. Die Besetzungsdichte der elektronischen Zustände eines Moleküls unter Einfluss der anregenden Laserstrahlung kann sich durch unterschiedliche Prozesse ändern. Zur vereinfachten Beschreibung werden im Folgenden die Schwingungs- und Rotationszustände der einzelnen elektronischen Zustände vernachlässigt und ein 2-Niveau-Modell mit einem elektronischen Grundzustand (Niveau 1) und einem elektronisch angeregten Zustand (Niveau 2) betrachtet (siehe auch Abb. 2.10).

- Absorption eines Photons der Anregungslaserstrahlung führt zum Übergang des Moleküls vom elektronischen Grundzustand elektronisch angeregten Zustand. Die Energieaustauschrate dieses Prozesses ist durch

$$b_{12} = \frac{B_{12}I_\nu}{c} \quad (2.16)$$

gegeben. B_{12} ist der Einsteinkoeffizient der induzierten Emission, c die Lichtgeschwindigkeit und I_ν die Intensität des Anregungslasers.

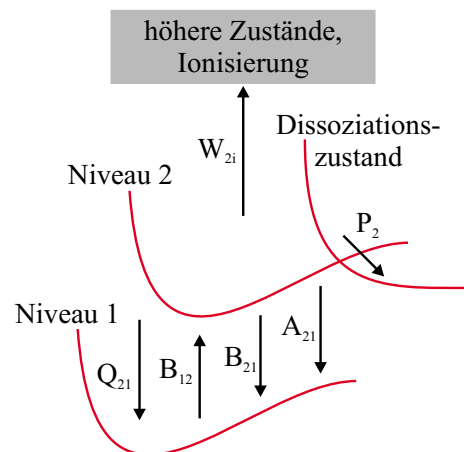


Abbildung 2.10: Übergangsprozesse unter dem Einfluss eines äußeren elektromagnetischen Feldes in einem 2-Niveau-Modell.

- Durch spontane Emission kann das angeregte Molekül unabhängig von äußeren Einflüssen unter Aussendung eines Photons in den Grundzustand übergehen (Fluoreszenz). Die Energieaustauschrate der spontanen Emission ist direkt durch den Einsteinkoeffizienten der spontanen Emission A_{21} gegeben.
- Durch induzierte Emission kann das Molekül infolge einer Wechselwirkung mit einem Photon der Anregungslaserstrahlung ein Photon der gleichen Frequenz abgeben und dadurch in den Grundzustand übergehen. Für die Energieaustauschrate gilt

$$b_{21} = \frac{B_{21}I_\nu}{c} \quad (2.17)$$

B_{21} ist der Einsteinkoeffizient der induzierten Emission, c die Lichtgeschwindigkeit und I_ν die Intensität des Anregungslasers.

- Stöße mit anderen Molekülen können zur Energieabgabe und folglich zum strahlungslosen Übergang in den Grundzustand führen (Stoßlöschung bzw. Quenching). Dies ist mit Abstand der häufigste Prozess. Die Energieaustauschrate ist durch Q_{21} gegeben.
- Gibt es entsprechende energetisch erreichbare höhere Anregungsniveaus, so kann das Molekül durch Absorption eines weiteren Anregungsphotons in einen höheren Anregungszustand übergehen oder ionisiert werden. Die Energieaustauschrate für diesen Prozess ist W_{2i} .
- Das Molekül kann dissoziieren. Dies ist nur möglich, wenn (im Potentialbild) der elektronisch angeregte Zustand eine repulsive Potentialfläche kreuzt. Am Kreuzungspunkt besteht eine gewisse Wahrscheinlichkeit für den Übergang auf die repulsive Potentialfläche und das Molekül zerfällt (Prädissoziation).

Die Geschwindigkeit dieses Prozesses ist durch die Energieaustauschrate P_2 beschrieben.

Die Einsteinkoeffizienten sind reine, teilchenspezifische Konstanten. Vernachlässigt man die Verlustprozesse der Ionisation und Prädissoziation, so ergeben sich für die zeitliche Änderung der Besetzungsdichte der beiden elektronischen Zustände die Gleichungen:

$$\frac{dN_1}{dt} = -N_1 b_{12} + N_2 (b_{21} + A_{21} + Q_{21}) \quad (2.18)$$

$$\frac{dN_2}{dt} = N_1 b_{12} - N_2 (b_{21} + A_{21} + Q_{21}) \quad (2.19)$$

Wie oben bereits erwähnt, ist der angeregte Zustand so gering besetzt, dass man die Annahme treffen kann, dass der Zustand 2 ohne äußeres Strahlungsfeld (zum Zeitpunkt $t = 0$) die Besetzungsdichte 0 hat:

$$N_2(0) = 0 \quad (2.20)$$

Setzt man weiterhin eine konstante Gesamtteilchenzahl ($N_1(t) + N_2(t) = \text{konst.} = N_1(0)$) voraus, so lassen sich die Differentialgleichungen (2.18) und (2.19) lösen und es ergibt sich:

$$N_2(t) = N_1(0) \cdot b_{12} \cdot \tau \cdot \left(1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right)\right) \quad (2.21)$$

mit τ als Maß für die Zeit, die das System braucht um einen stationären Zustand zu erreichen.

$$\tau = \frac{1}{b_{12} + b_{21} + A_{21} + Q_{21}} \quad (2.22)$$

Aus der Lösung der Differentialgleichung erkennt man, dass $N_2(t)$ für kleine t zunächst ansteigt und für $t \gg \tau$ durch den gegen Null gehenden Exponentialterm stationär wird. Der Fluoreszenzratenkoeffizient A_{21} ist im allgemeinen um zwei bis drei Größenordnungen kleiner als der Stoßlöschratenkoeffizient Q_{21} und spielt daher eine untergeordnete Rolle. Für den ersten elektronisch angeregten Zustand von Stickstoffmonoxid (NO) beträgt die mittlere Strahlungslebensdauer etwa 220 ns [Zac76], was einer Fluoreszenzrate von $A = 1/\tau_0 = 4,5 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$ entspricht. Der Quenchratenkoeffizient liegt unter Normalbedingungen in der Größenordnung von $Q_{21} = 8 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$. Geht man von einer spektralen Leistungsdichte I_ν von etwa $1 \cdot 10^6 \text{ W/cm}^2$ aus, so liegt die Zeitdauer bis zum Erreichen des stationären Zustandes bei 0,1 ns [Eck96]. Für typische Pulsdauern der verwendeten Lasersysteme zwischen 8 ns (Nd:YAG-Laser) und 30 ns (Excimer Laser bzw. Excimer gepumpter Farbstofflaser), kann für die gesamte Pulsdauer ein stationärer Zustand angenommen werden. Dadurch vereinfacht sich Gl. (2.21) zu

$$N_2 = N_1(0) \cdot b_{12} \cdot \tau = N_1(0) \frac{b_{12}}{b_{12} + b_{21} + A_{21} + Q_{21}} \quad (2.23)$$

oder es ergibt sich, unter Verwendung der so genannten Sättigungsintensität I_ν^{sat}

$$I_\nu^{sat} = \frac{A_{21} + Q_{21}}{B_{12} + B_{21}} c \quad (2.24)$$

für die Besetzung des angeregten Zustandes

$$N_2 = N_1(0) \frac{B_{12}}{B_{12} + B_{21}} \cdot \frac{1}{1 + \frac{I_\nu^{sat}}{I_\nu}} \quad (2.25)$$

Die Messgröße bei LIF-Experimenten, die Fluoreszenz-Strahlleistung S_{LIF} ist der durch Gl. (2.25) gegebenen Besetzung des angeregten Zustandes direkt proportional.

$$S_{LIF} = h\nu \frac{\Omega}{4\pi} V \cdot A_{21} N_2 \cdot \eta \quad (2.26)$$

$h\nu$ entspricht der Energie des Fluoreszenzphotons, Ω gibt den Raumwinkel des Detektors an, V das Volumen im Detektionsbereich, welches vom anregenden Laserstrahl erfasst wird und η beschreibt die Transmission zwischen Detektionsbereich und Detektor. Diese Größen hängen alle mit dem spezifischen experimentellen Aufbau zusammen. Durch Gl. (2.26) hängt die gemessene Fluoreszenzintensität direkt mit der Teilchenkonzentration zusammen. Vernachlässigt man die Gerätekonstanten (im Experiment werden nie absolute Fluoreszenzstrahlungsleistungen bestimmt, sondern nur relative die nachträglich auf absolute Teilchenkonzentrationen kalibriert werden), so lassen sich zwei Grenzfälle ableiten:

1. Die Laserintensität I_ν ist sehr viel größer als die in Gl. (2.24) eingeführte Sättigungsintensität. Dadurch vereinfacht sich Gl. (2.26) zu:

$$I_{LIF} \propto N_1(0) \frac{B_{12}}{B_{12} + B_{21}} A_{21} \quad (2.27)$$

Wie sich leicht erkennen lässt, wird die Fluoreszenzintensität unabhängig von der eingestrahlten Laserintensität. Tritt dieser Fall ein, so spricht man von Sättigungs-LIF. Der Vorteil dieses Verfahrens liegt in der Unabhängigkeit der Fluoreszenzintensität von der, in der Regel schwer zu bestimmenden, Stoßlöschungsrate Q_{21} . Durch die zeitlichen und räumlichen Flanken eines Laserpulses gilt die Annahme der vollständig gesättigten Bedingungen allerdings nur in der zeitlichen und räumlichen Strahlmitte. Da die, in Gl. (2.24) eingeführte, Sättigungsintensität von der Stoßlöschrate Q_{21} abhängt, steigt die für Sättigungs-LIF benötigte Laserintensität mit dem Druck an.

Für 2-dimensionale LIF-Messungen lassen sich die hierfür benötigten Strahlintensitäten aufgrund der Strahlaufweitung zumindest im ultravioletten Bereich nur schwer realisieren.

2. Die Laserintensität I_ν ist sehr viel kleiner als die Sättigungsintensität. Dadurch vereinfacht sich Gl. (2.26) zu:

$$I_{LIF} \propto N_1(0)B_{12}I_\nu \frac{A_{21}}{A_{21} + Q_{21}} \quad (2.28)$$

In diesem Fall spricht man von linearem LIF, da das Fluoreszenzsignal linear von der eingestrahlten Laserintensität I_ν abhängig ist. Der hintere Term $A_{21}/(A_{21} + Q_{21})$ gibt den Bruchteil der angeregten Teilchen, die durch Fluoreszenzemission in den Grundzustand übergehen, an. Dadurch, dass $Q_{21} \gg A_{21}$ und $A_{21} = \textit{konst.}$ lässt sich obige Gleichung auch schreiben als:

$$I_{LIF} \propto \frac{N_1(0)B_{12}I_\nu}{Q_{21}} \quad (2.29)$$

Zur Bestimmung der Spezieskonzentration ist also nicht nur die Kenntnis der eingestrahlten Laserintensität, sondern auch das Wissen über die Rate der Stoßlöschung Q_{21} notwendig, die wiederum von Druck, Temperatur und Art der Stoßpartner abhängt. Die Kenntnis dieser experimentellen Bedingungen ist also zur quantitativen Analyse nötig.

Die im Rahmen dieser Arbeit ausgeführten Experimente wurden im linearen Bereich der LIF-Intensitäten durchgeführt.

2.3 Particle Image Velocimetry

2.3.1 Einleitung

Die ersten bekannten Strömungsuntersuchungen beruhten auf sehr einfachen Versuchsanordnungen, erlaubten aber schon grobe Abschätzungen der Strömungsgeschwindigkeit und eine Beschreibung von Strukturen. Meist wurden von der Strömung mitgetragene Objekte, wie z.B. Holzstück, die in einen Fluss geworfen wurden, beobachtet indem ihr Weg verfolgt wurde. Diese Methode der Strömungsuntersuchung lieferte nur rein qualitative Ergebnisse. Die ersten, aus solchen Untersuchungen stammenden Beschreibungen von Strömungen anhand von Skizzen stammen von Leonardo da Vinci. Er war in der Lage, sehr detaillierte Zeichnungen von Strömungsstrukturen durch solche einfachen Beobachtungen anzufertigen.

Anfang des 20. Jahrhunderts begann Ludwig Prandtl seine Untersuchungen von Wasserströmungen in einem Tunnel mit verschiedenen Strömungshindernissen und stellte damit eine der ersten wissenschaftlichen Untersuchungen von nicht stationären Strömungen auf. Zur Visualisierung der Strömungsstrukturen benutzte er kleine auf der Wasseroberfläche treibende Glimmerpartikel und konnte so die beobachteten Phänomene qualitativ sehr detailliert beschreiben.

Heutzutage ist es Dank der Entwicklung im Bereich von Lasern, der Computertechnologie und der Elektronik möglich, aus Bildern, wie den von Ludwig Prandtl aufgenommenen, quantitative Erkenntnisse über Strömungseigenschaften wie z.B. die Strömungsgeschwindigkeit zu gewinnen.

2.3.2 Grundlagen der Particle Image Velocimetry

Der experimentelle Aufbau eines Particle Image Velocimetry (PIV) Experimentes besteht typischerweise aus mehreren unterschiedlichen Komponenten. In den meisten Aufbauten müssen Partikel zur Strömung zugegeben werden. Diese Partikel müssen dann in der Messebene zweimal sehr kurz hintereinander beleuchtet werden; dies geschieht normalerweise durch Laserlichtblätter. Das so entstandene Streulicht von den Partikeln wird entweder in einem oder in mehreren Bildern auf einem Negativ oder dem Chip einer CCD-Kamera gespeichert. Aus diesem Bild oder Bildern muss anschließend die Verschiebung der Partikel bestimmt werden. Zur Bestimmung der Verschiebung der Partikel wird das Bild in kleine Zellen aufgeteilt. Für jede dieser Zellen wird die Verschiebung durch die statistische Methode der Auto- oder Kreuzkorrelation bestimmt. Dabei wird angenommen, dass die Partikel einer Zelle sich mit der an ihrer Position vorherrschenden Geschwindigkeit homogen bewegen. Durch Berücksichtigung des Zeitabstandes zwischen den beiden Aufnahmen kann so die in der Messebene vorherrschende Geschwindigkeit ermittelt werden.

Bevor auf die PIV-Technik im Einzelnen eingegangen wird, werden kurz einige allgemeine Aspekte betrachtet [Raf98].

Berührungslose Geschwindigkeitsmessung Im Gegensatz zu Geschwindigkeitsmesstechniken, die den Einsatz von Sonden erfordern, wie z.B. Hitzedrahtmessungen, ist das PIV-Messprinzip berührungslos und lässt sich daher auch problemlos in Grenzschichten oder sehr schnellen Strömungen, etc. anwenden, wo eine Sonde die Strömungsbedingungen empfindlich stören würde.

Indirekte Geschwindigkeitsmessung Wie in der Laser Doppler Velocimetry wird bei PIV die Geschwindigkeit indirekt, aus der Verschiebung der Partikel, bestimmt. Die Partikel werden in den meisten Fällen extra zu der Strömung zugegeben.

Messung eines 2-dimensionalen Geschwindigkeitsfeldes Aufgrund der fotografischen Aufnahmetechnik ermöglicht PIV es, einen großen Bereich des Geschwindigkeitsfeldes zu bestimmen. Alle zuvor bekannten Geschwindigkeitsmesstechniken waren nur in der Lage, die Strömungsgeschwindigkeit an einzelnen Messpunkten zu bestimmen. Die räumliche Auflösung der PIV Aufnahmen ist sehr gut, allerdings ist die zeitliche Auflösung, also die Wiederholfrequenz der Kamerabelichtungen, begrenzt. Für zeitaufgelöste Geschwindigkeitsmessungen sind herkömmliche Punktmessverfahren besser geeignet.

Trägheit der Tracerpartikel Durch die Notwendigkeit des Vorhandenseins von Tracerpartikeln für die Ausführbarkeit einer PIV-Messungen besteht die Gefahr, dass eine zu große Masse und Ausdehnung der Partikel dazu führt, dass diese zu träge sind, um der untersuchten Strömung noch folgen zu können. Vor den Messungen sollte man sich also Gedanken machen, ob die Tracerpartikel geeignet sind, den Strömungsstrukturen auch folgen zu können. Kleine Partikel sind im Allgemeinen besser geeignet.

Beleuchtung Zum Nachweis des Streulichtes der Tracerpartikel sind sehr starke Lichtquellen nötig. Im Widerspruch zum letzten Aspekt gilt hier, je größer die Partikel sind, desto besser sind ihre Streueigenschaften und desto leichter lassen sie sich nachweisen.

Dauer der Beleuchtung Die zeitliche Länge der Beleuchtung muss klein genug sein, um die Bewegung der Partikel einzufrieren. Es darf keine Unschärfe durch die Bewegung der Partikel während der Beleuchtung entstehen.

Abstand der Beleuchtungen Der zeitliche Abstand zwischen den beiden Beleuchtungen muss groß genug sein, um die Bewegung der Partikel nachweisen zu können und gleichzeitig so klein sein, dass nur wenige Partikel mit Geschwindigkeitskomponenten in Richtung senkrecht zur Messebene sich aus dieser hinaus bewegen können.

Verteilung der Partikel in der Strömung PIV benötigt eine möglichst homogene Verteilung der Partikel über das gesamte Strömungsfeld. Bei der Partikeldichte in der Strömung unterscheidet man zwischen drei verschiedenen Fällen. Erstens der Fall der sehr niedrigen Partikeldichte. Hier kann man einzelne Partikel identifizieren und in den beiden Bildern einander zuordnen. Bei der Geschwindigkeitsbestimmung wird die Verschiebung jedes dieser einzelnen Partikel bestimmt. Dieses Verfahren heißt Particle Tracking Velocimetry. Der zweite Fall entspricht einer mittleren Partikeldichte. Die Dichte ist so groß, dass es nicht mehr möglich ist, einzelne Partikel zu unterscheiden. Hier wird das statistische Standard-PIV-Verfahren eingesetzt. Im dritten Fall ist die Partikeldichte sehr groß, die Bilder der einzelnen Partikel überlappen sich und man erkennt nur noch ein „gesprenkeltes“ Muster. In diesem Fall wird die Laser Speckle Velocimetry zur Bestimmung der Verschiebung verwendet.

Anzahl der Beleuchtungen pro Aufnahme Für den photographischen Nachweis ist es wichtig zu unterscheiden, ob jede Partikelbeleuchtung in einem einzelnen Bild gespeichert wird, oder ob die beiden Beleuchtungen im selben Bild gespeichert werden.

Anzahl der Komponenten des Geschwindigkeitsvektors Aufgrund der experimentellen Begrenzung der Beleuchtung der Partikel in einer Ebene können mit dem Standard-PIV-Verfahren nur Geschwindigkeitskomponenten, die in dieser Ebene liegen, bestimmt werden. Es gibt mittlerweile Techniken (Stereo-PIV, 2-Ebenen-PIV), mit denen es möglich ist, auch die dritte Geschwindigkeitskomponente zu bestimmen.

Auswahl der Zellgröße Die Zellgröße zur Bestimmung der Geschwindigkeiten durch den PIV-Algorithmus muss klein genug sein, dass Geschwindigkeitsgradienten im Beobachtungsbereich keinen Einfluss auf die Auswertung haben. Durch die Zellgröße wird gleichzeitig die räumliche Auflösung des endgültigen Geschwindigkeitsfeldes bestimmt, d.h. die Anzahl der voneinander unabhängigen Geschwindigkeitsvektoren.

Wiederholbarkeit der Auswertung Ein Vorteil der PIV-Technik ist es, dass sämtliche Informationen, mit Ausnahme des zeitlichen Abstandes der Beleuchtungen, in den Rohbildern gespeichert sind. Dadurch kann die Auswertung der Rohbilder beliebig häufig wiederholt und die Parameter der Bearbeitung und der Nachbearbeitung variiert werden, ohne die Messung erneut durchführen zu müssen.

2.3.3 Mathematisches Verfahren

Zur Anwendung des PIV-Algorithmus ist die Partikeldichte, wie oben angesprochen, so hoch, dass einzelne Partikel nicht mehr unterschieden werden können. Zur Berechnung der Verschiebung ist es daher nötig, auf das statistische Verfahren der

Korrelation zurückzugreifen. Eine Korrelationsfunktion macht Aussagen über die Struktur eines Bildes; sie gibt an, wie die einzelnen Bereiche eines Bildes miteinander verknüpft sind.

Je nach Aufnahmetechnik unterscheidet man zwischen zwei verschiedenen Korrelationsfunktionen. Wurde nur eine Aufnahme gemacht, welche mehrfach beleuchtet wurde (*Single Frame, Double Exposure*), wird die Autokorrelationsfunktion verwendet. Im Falle zweier Bilder, die je einmal beleuchtet wurden (*Double Frame, Single Exposure*), benutzt man die Kreuzkorrelationsfunktion.

Autokorrelationsfunktion

Die Autokorrelationsfunktion eines Bildes $G(\mathbf{x})$ für die Orte \mathbf{x} und $\mathbf{x} + \mathbf{s}$ ist definiert als [Jae89]:

$$R_{GG}(\mathbf{s}) = \langle G(\mathbf{x}), G(\mathbf{x} + \mathbf{s}) \rangle = \frac{1}{a_i} \int_{a_i} G(\mathbf{x})G(\mathbf{x} + \mathbf{s})d\mathbf{x} \quad (2.30)$$

wobei a_i die Fläche des betrachteten Bildausschnittes ist. Die Autokorrelationsfunktion ergibt immer den größten Wert an der Position $(0, 0)$ durch die Korrelation der Partikel mit sich selber. Dieser Wert wird ignoriert. Die nächstgrößeren Werte, also die nächstbeste Korrelation, liegen an den Positionen der wahrscheinlichsten Verschiebung vor (Verschiebung um den Vektor \mathbf{s}). Die Autokorrelationsfunktion ist symmetrisch, da im Bild keine Informationen über die zeitliche Reihenfolge der Beleuchtungen enthalten sind, sie also nicht in der Lage ist, die Richtung der Verschiebung zu bestimmen.

Kreuzkorrelationsfunktion

Die Kreuzkorrelationsfunktion zweier Bilder $G(\mathbf{x})$ und $H(\mathbf{x})$ ist wie folgt definiert [Jae89]:

$$R_{GH}(\mathbf{s}) = \langle G(\mathbf{x}), H(\mathbf{x} + \mathbf{s}) \rangle = \frac{1}{a_i} \int_{a_i} G(\mathbf{x})H(\mathbf{x} + \mathbf{s})d\mathbf{x} \quad (2.31)$$

Die Kreuzkorrelationsfunktion hat ihren größten Wert an der Position der wahrscheinlichsten Verschiebung (Verschiebung um den Vektor \mathbf{s}). Es gibt keine Korrelation am Punkt $(0, 0)$ und in diesem Fall ist die Richtung der Verschiebung durch die Aufnahmereihenfolge der beiden Bilder bestimmt.

PIV-Algorithmus

Zur Bestimmung der Verschiebungen wird das Rohbild in einzelne Bereiche gleicher Größe unterteilt. Die Größe dieser Bereiche (Zellen) ändert sich meist in zweier Potenzen, also 8×8 , 16×16 , ..., 128×128 Pixel. Für jede dieser Zellen muss die Verschiebung bestimmt, also die Korrelationsfunktion berechnet werden. Zur Berechnung der Korrelationsfunktion, unabhängig davon welches der beiden Verfahren benutzt wird, gibt es zwei unterschiedliche Methoden. Die eine ist die direkte

numerische Berechnung, die andere die indirekte Bestimmung mit Hilfe des Wiener-Khinchin-Theorems. Da die direkte numerische Berechnung sehr rechenintensiv ist, wird im Allgemeinen auf die indirekte Methode zurückgegriffen.

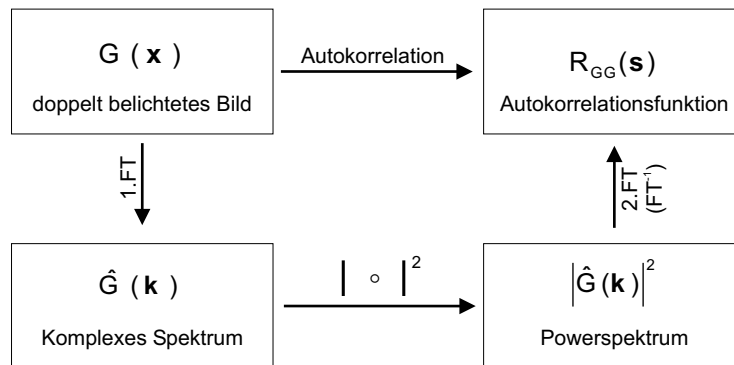


Abbildung 2.11: Wiener-Khinchin-Theorem für die Autokorrelationsfunktion. \mathbf{k} ist die Wellenzahl im Frequenzraum. Das Theorem gilt analog dazu auch für die Kreuzkorrelationsfunktion.

Das Wiener-Khinchin-Theorem (Abb. 2.11) besagt, dass die Fouriertransformierte der Korrelationsfunktion und das Powerspektrum der Intensitätsfeldes wieder Fouriertransformierte voneinander sind. Die Korrelationsfunktion lässt sich also indirekt aus der Fouriertransformierung des Intensitätsfeldes, der anschließenden Betragsbildung im Frequenzraum und der inversen Fouriertransformierung erhalten. Die Fouriertransformationen können durch die FFT (*Fast Fourier Transform*) sehr schnell durchgeführt werden. Die Berechnung der Verschiebungsvektoren lässt sich durch folgendes Bild darstellen:

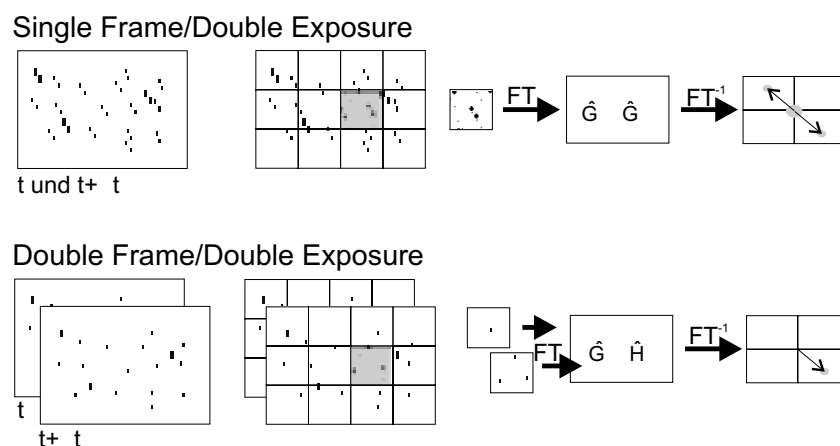


Abbildung 2.12: Schematische Darstellung der einzelnen Schritte einer PIV-Auswertung [Raf98].

Jede einzelne Zelle ergibt einen Geschwindigkeitsvektor, die Gesamtheit der Vektoren stellt dann das Geschwindigkeitsfeld dar.

Fehlerquellen

Die wichtigste Größe bei der Vektorberechnung ist die Größe der Zellen, in die das Bild aufgeteilt wird. Der PIV-Algorithmus ist nur in der Lage, lineare Verschiebungen zu erkennen. Wirbelstrukturen innerhalb der Zellgröße und auch großflächige Rotationsbewegungen werden nicht erkannt. Werden die Zellen daher zu groß gewählt, so können Strömungsstrukturen, die räumlich eine vergleichbare Ausdehnung haben, nicht mehr aufgelöst werden. Ist die Zellgröße zu gering, besteht die Gefahr, dass Strömungsstrukturen überhaupt nicht erkannt werden.

Zur Erhöhung der Genauigkeit der Berechnung gibt es mehrere Möglichkeiten. Kennt man die mittlere Verschiebung und deren Richtung, so kann dem Algorithmus diese als externer Parameter vorgegeben werden (*Initial shift*). Außerdem kann das Verfahren der adaptiven Zellgröße gewählt werden. Hierbei gibt man dem Algorithmus eine Anfangs- und eine Endzellgröße vor. Ausgehend davon berechnet der Algorithmus den Verschiebungsvektor für die Anfangszellgröße, verkleinert dann die Zellgröße um 50% und benutzt den zuvor berechneten Vektor als Referenzverschiebung, um erneut die Verschiebung zu bestimmen, etc. Dies wird so häufig wiederholt, bis die abschließende Zellgröße erreicht ist. Eine weitere Möglichkeit zur Erhöhung der Genauigkeit besteht darin, die einzelnen Zellen so zu wählen, dass sie sich um einen bestimmten Prozentsatz überlappen. Dies erhöht zum einen die Auflösung des Vektorfeldes und dient zur besseren Erkennung von Verschiebungen im Bereich der Grenzen zweier Zellen.

Auf diese Weise lassen sich zuverlässig sogar Verschiebungen im Subpixelbereich ermitteln. Eine wesentliche Rolle hierbei spielt auch der Algorithmus zum Auffinden des Verschiebungspeaks in der Korrelationsfunktion. In der Regel wird dazu ein Drei-Punkt-Gaußfit angewandt. Die im folgenden kurz erläuterten Parameter können die Genauigkeit des PIV-Algorithmus beeinflussen [Raf98]:

Partikeldurchmesser auf dem CCD-Chip Für die Kreuzkorrelationsfunktion liegt der optimale Partikeldurchmesser leicht oberhalb von 2 Pixeln. Im Falle der Autokorrelationsfunktion ist der optimale Durchmesser etwas geringer, etwa 1,5 Pixel. Ist der Durchmesser der Partikel auf dem CCD-Chip kleiner, so kommt es zum so genannten Peak-Locking. Dies äußert sich darin, dass zunehmend ganzzahlige Pixelverschiebungen gefunden werden. Dieser Effekt lässt sich gut in Histogrammen über die gefundenen Verschiebungen nachweisen und deutet darauf hin, dass der verwendete Drei-Punkt-Gaußfit für derart kleine Partikeldurchmesser ungeeignet ist.

Größe der Verschiebung Die Genauigkeit in der Bestimmung der Verschiebung ist abhängig von der Größe der Verschiebung. Monte-Carlo-Simulationen für unterschiedliche Verschiebungslängen haben ergeben, dass die Ungenauigkeit der Bestimmung bis zu Verschiebungen von 0,5 Pixeln stark ansteigt, anschließend aber näherungsweise konstant bleibt.

Dichte der Partikel Die Teilchendichte hat zwei Effekte auf die PIV-Verschiebungsbestimmung. Erstens steigt die Wahrscheinlichkeit des Auffindens der wahren Verschiebung mit der Teilchendichte. In jeder Zelle sollten mindestens drei oder vier Partikel vorhanden sein. Zweitens steigt die Genauigkeit der Verschiebungsbestimmung mit der Teilchendichte, d.h. je mehr Partikel in einer Zelle sind, desto genauer ist die bestimmte Verschiebung, da sich die Stärke des Korrelationspeaks mit jedem zusätzlichen gefundenen Partikelpaar vergrößert.

Hintergrundrauschen Ein geringes Hintergrundrauschen hat nur sehr geringen Einfluss auf die Genauigkeit der Verschiebungsbestimmung. Simulationen ergeben, dass bis zu 10% Hintergrundrauschen nur bei sehr kleinen Verschiebungen ($\ll 0,2$ Pixel) einen merklichen Einfluss haben.

Geschwindigkeitsgradienten im Beobachtungsbereich Nimmt die Geschwindigkeit innerhalb einer Zelle zu oder ab, so finden sich bevorzugt die Partikel mit der geringeren Geschwindigkeit in der gleichen Zelle der zweiten Aufnahme wieder. Der Algorithmus neigt also dazu, die wirkliche Verschiebung zu unterschätzen, sofern keine Verschiebung der Zellen vorgegeben wird. Ein solcher Gradient bewirkt zusätzlich dazu eine Verbreiterung des Peaks der Korrelationsfunktionen der einzelnen Zellen und darüber eine Erniedrigung der Genauigkeit der Verschiebungsbestimmung. Je kleiner die Zellen sind, desto geringer wird dieser Effekt.

Bewegungen aus der Bildebene hinaus Wird eine hochgradig 3-dimensionale Strömung untersucht, so ist der Verlust an Partikeln zwischen den Beleuchtungen durch Transport aus der Bildebene hinaus nicht zu vernachlässigen. Zur Kompensation kann erstens die Zeit zwischen den beiden PIV-Aufnahmen verkürzt werden (damit verringert sich allerdings auch der Bereich der detektierbaren Geschwindigkeiten), zweitens die Dicke des Beleuchtungslichtblattes vergrößert werden oder drittens die mittlere Verschiebung aus der Bildebene hinaus durch einen entsprechenden Versatz des zweiten Lichtblattes in die gleiche Richtung ausgeglichen werden (die Größe des Versatzes ist durch die Tiefenschärfe der Aufnahmeoptik begrenzt).

2.3.4 Nachbearbeitung

Betrachtet man das errechnete Vektorfeld, so erkennt man mit bloßem Auge Vektoren, die nicht die realen Strömungsverhältnisse wiedergeben. Sie fallen entweder durch eine große Abweichung in Richtung und Länge von den Vektoren in ihrer Umgebung oder durch ihre Lage am Rand des vermessenen Strömungsfeldes auf (Abb. 2.13). Zur Eliminierung solcher falscher Vektoren gibt es verschiedene Möglichkeiten.

Durch ein Histogramm der Geschwindigkeitsvektoren lassen sich leicht eine obere und untere Grenze für den plausiblen Bereich der Geschwindigkeiten bestimmen,



Abbildung 2.13: *Nicht nachbearbeitetes Vektorfeld.*

und darüber Vektoren außerhalb dieses Bereiches eliminieren. Eine andere Möglichkeit ist die Anwendung eines Mittelwertfilters. Dieser berechnet den Mittelwert und die Standardabweichung der Vektorlänge der acht umliegenden Vektoren. Weicht die Länge des betrachteten Vektors um mehr als ein bestimmtes, frei wählbares Vielfaches der Standardabweichung von diesem Mittelwert ab, so wird der Vektor eliminiert.

Die durch die Elimination falscher Vektoren entstandenen Lücken im Vektorfeld lassen sich durch verschiedene Arten der Interpolation mit Vektoren auffüllen. Als Resultat ergibt sich ein wesentlich glatteres und aussagekräftigeres Vektorfeld als vor der Nachbearbeitung (Abb. 2.14).

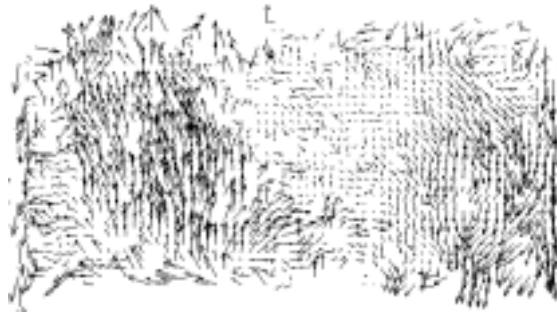


Abbildung 2.14: *Nachbearbeitetes Vektorfeld.*

Vektoroperationen

Zur weiteren Auswertung des Vektorfeldes besteht schließlich die Möglichkeit, verschiedene skalare und vektorielle Operationen zur Bestimmung der Strömungseigenschaften auszuführen (z.B. Mittelwertbildung, Divergenz, Rotation).

2.4 Molekulare Strömungsmarkierung

2.4.1 Einleitung

Durch die wachsende kommerzielle Verfügbarkeit von leistungsstarken Lasersystemen und Detektoren wurden in den letzten Jahren verschiedene Methoden zur Strömungsuntersuchung etabliert, die auf der Detektion von molekularen Tracern basieren. Wie die bisher verwendeten Methoden auf der Basis von Zugabe von Tracerpartikeln oder durch den Einsatz von Sonden am Messort erlauben sie eine Bestimmung des Strömungs-, Mischungs- und Temperaturverhaltens der Strömung. Ausgehend von unterschiedlichen molekularen Tracern wurden verschiedene Techniken für die Gasphase ([Ext86], [Wes89], [Boe89], [Hil88], [Mil87], [Mil97] und [Rib98]) und für die Flüssigphase ([Lem95] und [Gen97]) vorgestellt.

Der wesentliche Vorteil der molekularen Tracer gegenüber Tracerpartikeln liegt in der wesentlich geringeren Masse und Ausdehnung der Tracermoleküle. Dadurch lässt sich zum einen der Beitrag der Tracersubstanz zum Gesamtfluss vernachlässigen und zum anderen liegen die physikalischen Eigenschaften der Tracermoleküle in der Größenordnung der Eigenschaften der Moleküle, aus denen die Strömung besteht. Dies führt dazu, dass die molekularen Tracer die physikalischen Strömungseigenschaften nicht verändern und zusätzlich durch ihre geringere Trägheit besser geeignet sind, kleinskaligen Strömungsstrukturen zu folgen und diese darüber sichtbar zu machen. Dies ist vor allem in Strömungen mit starken Geschwindigkeitsgradienten, hoher Turbulenz oder nahe an Wänden oder anderen Objekten in der Strömung von Vorteil, wo Zentrifugalkräfte oder elektrostatische Kräfte das Verhalten von Tracerpartikeln beeinflussen.

Im Folgenden werden die wesentlichen Anwendungen molekularer Tracer vorgestellt.

2.4.2 Dopplereffekt-basierte Techniken

Durch die unterschiedliche Geschwindigkeit der Moleküle in Richtung des Beobachters, oder vom Beobachter weg, verschiebt sich die Frequenz des an den Molekülen gestreuten Lichtes, je nach Bewegungsrichtung, gegenüber der Frequenz des anregenden Lichtes. Durch Nachweis der Dopplerverschiebung können Molekülgeschwindigkeiten bestimmt werden.

Anwendungen hierfür finden sich z.B. in LIF-Messungen an NO-Molekülen in Überschallströmungen [Pau89], in LIF-Messungen an Jod ([Hil88], [McD88] und [Wes89]) und in LIF-Messungen an Natriumdampf [Mil78]. Genügt eine geringe Signalausbeute, so lassen sich Geschwindigkeiten aus dem Dopplereffekt auch in undotierten Strömungen unter Ausnutzung der Rayleigh- [Mil97] und Ramanstreuung [Ext86] bestimmen.

2.4.3 Inhomogene Strömungsdotierung

Der Ansatz zur Geschwindigkeitsbestimmung besteht hier darin, die Strömung inhomogen mit Tracermolekülen zu dotieren. Dies lässt sich entweder durch eine örtlich selektive Zudotierung des Tracers in einem bestimmten Bereich der Strömung oder aber durch eine zeitlich selektive Dotierung in Form gepulster Tracerzugabe realisieren. Die Geschwindigkeitsbestimmung erfolgt aus der Verfolgung der so generierten Konzentrationsgradienten innerhalb der Strömung, meist durch LIF-Messung. In diesem Fall handelt es sich um eine indirekte Geschwindigkeitsbestimmung, da im Experiment nur die örtliche Verschiebung des Konzentrationsgradienten gemessen wird.

Die erste Art der inhomogenen Dotierung findet sich z.B. in Untersuchungen über das Mischungsverhalten eines mit Aceton dotierten Strahles beim Eintritt in ruhende Luft [Loz93]. Basierend auf der häufig verwendeten Technik zur Bestimmung von Wärmetransport an den Übergängen zwischen Wand und Strömung ([Gol95], [Che96] und [Rat99]) lässt sich diese Art von inhomogener Dotierung auch durch die Sublimation von Naphthalin erzeugen. Dazu werden bestimmte Bereiche der Wand mit festem Naphthalin beschichtet. Durch geringe Wärmezufuhr sublimiert das Naphthalin und kann so als Tracer verwendet werden.

Zeitlich selektive Dotierung wurde z.B. zur Visualisierung von Strömungsstrukturen in turbulenten Wasserstoffflammen durch gepulste Zudüsung von NO-Molekülen [Gru98] verwendet. Ein Nachteil dieser Technik ist die statistische Form der Tracerkonzentration und die daraus resultierende Problematik der nicht eindeutig definierbaren Startbedingungen.

2.4.4 Homogene Strömungsdotierung

Im Vergleich zu der oben besprochenen inhomogenen Strömungsdotierung wird hier die Strömung homogen mit Substanzen dotiert, die wiederum in Tracer umgewandelt werden können. Die Umwandlung der Tracervorläufersubstanz geschieht durch Fotodissoziation. Dieses Verfahren hat den Vorteil, dass mit Hilfe von Laserstrahlen bestimmte Muster und Strukturen in der Strömung erzeugt werden können. Die erzeugten Strukturen werden anschließend mit einem weiteren Laser durch LIF nachgewiesen.

Je nach verwendetem Fotodissoziationslaser können verschiedene Tracermoleküle erzeugt werden. Miles et al. haben RELIEF (*Raman Excitation and Laser Induced Electronic Fluorescence*) an undotierten Luftströmungen angewendet [Mil87]. Boedeker et al. haben Geschwindigkeiten durch H₂O-Fotolyse an OH-Molekülen bestimmt [Boe89], Barker et al. verwendeten Natriumdampf als Tracer und beobachteten durch LEI (*Laser Enhanced Ionisation*) erzeugte Strukturen in Bereichen neutralen Natriums, Ribarov erzeugte und verfolgte Ozonstrukturen [Rib98] und Orlemann et al. arbeiteten mit NO₂ dotierten Strömungen und darin erzeugten Linien aus NO-Molekülen [Orl99].

In den letzten Jahren wurden viele weitere Variationen dieser Strömungsmarkierungstechniken vorgestellt. Alleine im Bereich der Strömungsmarkierung mit NO-Molekülen wurden verschiedene interessante Konzepte vorgestellt. Krüger et al. erzeugten ein Gitter aus NO-Molekülen und bestimmten daraus mit einem Verfahren ähnlich zu PIV Geschwindigkeitsfelder [Kru99]. Finke et al. wiesen Strukturen von NO-Molekülen über die Fotodissoziation von tert-Butylnitrit nach [Fin99] und Dam et al. produzierten NO-Moleküle im Fokus eines ArF-Lasers in Luft [Dam01].

Bei allen oben beschriebenen molekularen Strömungsmarkierungstechniken muss beachtet werden, dass die erzeugten Konzentrationsgradienten bei größeren Abständen zwischen Erzeugung und Nachweis durch den Einfluss der Diffusion schwächer werden. Abhängig vom experimentellen Aufbau kann dies einen wesentlichen Einfluss auf die Signalintensität und Schärfe beim Nachweis der Struktur haben.

2.5 Strömungslehre

2.5.1 Grundzüge der Strömung mit Reibung

Wirkliche und ideale Fluide

Für die theoretische Untersuchung von Strömungen wurde bis ins vorletzte Jahrhundert meist ein ideales, d.h. viskositätsfreies und inkompressibles Fluid zugrunde gelegt. Erst im letzten Jahrhundert wurde der Einfluss der Viskosität und Kompressibilität in stärkerem Maß berücksichtigt. Bei der Strömung eines viskositätsfreien Fluids treten zwischen benachbarten Schichten keine Tangentialkräfte (Schubspannungen), sondern nur Normalkräfte (Drücke) auf. Das heißt, dass ein so genanntes ideales Fluid einer Formänderung keinen inneren Widerstand entgegensetzt. Die Theorie der idealen Fluide versagt allerdings, sobald der Strömungswiderstand eines Körpers berechnet werden soll. Sie liefert die falsche Aussage, dass ein Körper, der sich mit Unterschallgeschwindigkeit durch ein unendlich ausgedehntes Fluid bewegt, keinen Widerstand erfährt (D'Alembertsches Paradoxon).

Dies ist darauf zurückzuführen, dass in wirklichen Fluiden sowohl zwischen den Schichten im Inneren als auch zwischen dem Fluid und einer beströmten Wand neben den Normalkräften auch Tangentialkräfte übertragen werden. Diese Tangential- oder auch Reibungskräfte hängen mit einer Eigenschaft des Fluids zusammen, die man Viskosität nennt.

Im idealen Fluid ist auf der Grenzfläche zwischen einem festen Körper und dem Fluid wegen des Fehlens der Tangentialkräfte ein Unterschied in den Tangentialgeschwindigkeiten vorhanden, das Fluid gleitet an der Wand entlang. Beim wirklichen Fluid dagegen werden Tangentialkräfte übertragen, das Fluid haftet an der Wand (Haftbedingung).

Viskosität

Man betrachte eine Strömung zwischen zwei sehr langen parallelen Platten, von denen sich die eine mit der konstanten Geschwindigkeit U in ihrer eigenen Ebene bewegt und die andere in Ruhe ist (Abb. 2.15). Der Plattenabstand beträgt h und der Druck im gesamten Fluid sei konstant. Aus dem Experiment erhält man, dass die Geschwindigkeit des Fluids an der ruhenden Platte 0 und an der bewegten Platte U ist. Zwischen den beiden Platten ändert sich die Geschwindigkeit linear mit dem Plattenabstand h . Um den Bewegungszustand aufrechtzuerhalten, muss an der oberen Platte eine Tangentialkraft in Bewegungsrichtung angreifen, die mit den Reibungskräften des Fluids im Gleichgewicht ist. Für diese Kraft, die Schubspannung τ , gilt das Newtonsche Reibungsgesetz:

$$\tau = \eta \frac{du}{dy} \quad (2.32)$$

Die Proportionalitätskonstante η ist eine stark temperaturabhängige Materialkonstante des Fluids und heißt Viskosität. Die Einheit der Viskosität ist [Pa·s]. Den

Quotienten aus Viskosität η und Dichte ρ bezeichnet man als kinematische Viskosität ν . Sie hat die Einheit $[\text{m}^2/\text{s}]$.

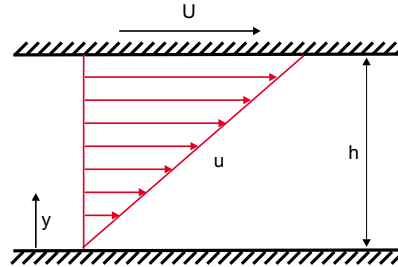


Abbildung 2.15: Geschwindigkeitsverteilung eines Newtonschen Fluids zwischen zwei parallelen ebenen Wänden (Couette-Strömung).

Fluide, bei denen ein nicht-linearer Zusammenhang zwischen der Schubspannung τ und dem Geschwindigkeitsgradienten du/dy besteht, heißen Nicht-Newtonsche Fluide.

Reynolds-Zahl

An einem Volumenelement des Fluids greifen im Allgemeinen folgende Kräfte an: Reibungskräfte (proportional zur Viskosität η), Trägheitskräfte (proportional zur Dichte ρ), Druckkräfte und Volumenkräfte (z.B. Schwerkraft). Wenn zwei Fluidströmungen um zwei geometrisch ähnliche Körper bei gleicher Anströmrichtung zueinander geometrisch ähnlich sind, d.h. wenn sie einen geometrisch ähnlichen Verlauf der Stromlinien aufweisen, dann muss das Verhältnis der Reibungskraft zur Trägheitskraft bei ähnlich gelegenen Volumenelementen gleich sein. Solche Strömungen heißen mechanisch ähnlich:

$$\frac{\text{Trägheitskraft}}{\text{Reibungskraft}} = \frac{\rho u \delta u / \delta x}{\eta \delta^2 u / \delta y^2} = \text{konst.} \sim \frac{\rho V d}{\eta} \quad (2.33)$$

V ist die Anströmgeschwindigkeit, d eine charakteristische Längenabmessung des Körpers (etwa der Kugeldurchmesser). Die Ähnlichkeit der Strömungen sollte also erfüllt sein, wenn $\rho V d / \eta$ für beide Strömungen den gleichen Wert hat.

Mechanische Ähnlichkeit der Strömungen ist also vorhanden, wenn die Reynolds-Zahl

$$\text{Re} = \frac{\rho V d}{\eta} = \frac{V d}{\nu} \quad (2.34)$$

für beide Strömungen gleich ist. Die Reynolds-Zahl ist eine dimensionslose Größe. Das Gesetz wird auch als Reynoldssches Ähnlichkeitsgesetz bezeichnet.

Laminare und turbulente Strömungen

Man betrachte eine Wasserströmung in einem Rohr, in die durch ein feines Röhrchen eine farbige Flüssigkeit so zudosiert wird, dass sich ein dünner Farbfaden bildet.

Bei kleinen Strömungsgeschwindigkeiten, oder genauer gesagt bei Reynolds-Zahlen kleiner als die so genannte kritische Reynolds-Zahl bildet sich ein in etwa geradliniger Farbfaden aus, der parallel zur Rohrwand mit der Strömung mitgeführt wird (Abb. 2.16). Es handelt sich um eine Schichtenströmung, bei welcher die Schichten unterschiedlicher Geschwindigkeit nebeneinander strömen ohne starken Austausch von Fluidteilchen quer zur Strömungsrichtung. Eine solche Strömung heißt laminar. Erhöht man die Strömungsgeschwindigkeit, bis man die kritische Reynolds-Zahl überschreitet, so ändert sich das Strömungsbild drastisch (Abb. 2.16). Der Farbfaden führt starke unregelmäßige Querbewegungen aus, die sehr schnell zu einer vollständigen Zerfaserung des Fadens führen. In solch einem Fall wird die Strömung als turbulent bezeichnet. Eine turbulente Strömung ist durch starke deterministische Schwankungsbewegungen, die der geordneten Grundströmung überlagert sind, charakterisiert.

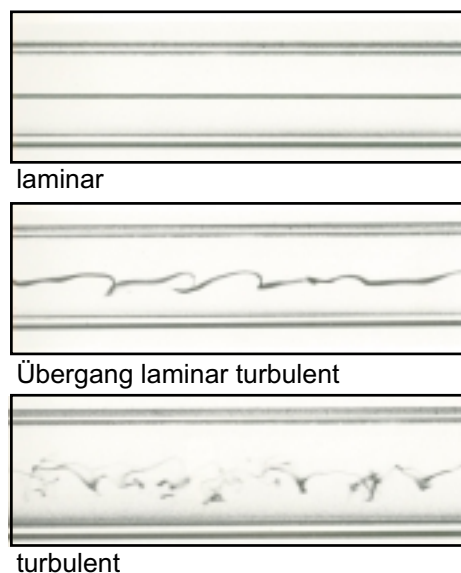


Abbildung 2.16: Reynolds Farbfaden-Experiment. Dargestellt sind drei verschiedene Strömungszustände. Der Faden besteht aus gefärbtem Wasser [Dyk82].

Da viele technisch wichtige Fluide sehr kleine Viskositäten besitzen (z.B. Luft oder Wasser), treten in der Praxis überwiegend Strömungen bei hohen Reynolds-Zahlen auf. Der Grenzfall $Re = \infty$ entspricht der Strömung eines idealen Fluids, d.h. eines Fluids mit verschwindender Viskosität. Wirkliche Strömungen bei endlicher, aber sehr großer Reynolds-Zahl werden sich dann von dem Grenzfall nur sehr wenig unterscheiden. Sie werden als kleine Störungen des Grenzfalls aufgefasst und durch eine Berechnung der Strömungsgleichungen durch eine Störungsrechnung erfasst. Da eine viskosefreie Strömung die Haftbedingung nicht erfüllt, handelt es sich um eine singuläre Störungsrechnung.

2.5.2 Grundzüge der Grenzschichttheorie

Grenzschicht-Konzept

Ein schwerwiegender Mangel des eben erläuterten Grenzfalles für Fluide kleiner Viskosität und hoher Reynolds-Zahl ist die Nicht-Erfüllung der Haftbedingung. Die Viskosität muss berücksichtigt werden, um die Haftbedingung erfüllen zu können. Sie sorgt für den Übergang der Geschwindigkeit vom endlichen Wert der Grenzlösung in Wandnähe zum Wert Null direkt an der Wand. Dieser Übergang erfolgt bei großen Reynolds-Zahlen in einer dünnen wandnahen Schicht, die nach L. Prandtl als Grenzschicht oder Reibungsschicht bezeichnet wird. Die Dicke der Grenzschicht ist um so geringer, je größer die Reynolds-Zahl ist.

Das Grenzschicht-Konzept besagt also, dass die Strömung bei hohen Reynolds-Zahlen in zwei Gebiete aufgeteilt werden kann. Im überwiegenden Teil des Strömungsgebietes kann die Viskosität vernachlässigt werden, d.h. man behandelt die Strömung mit der viskosefreien Grenzlösung. Dies ist die so genannte reibungsfreie Außenströmung. Das zweite Gebiet ist die sehr dünne Grenzschicht an der Wand, in der die Viskosität berücksichtigt werden muss. Die Strömung in dieser Grenzschicht kann laminar oder turbulent sein.

Laminare Grenzschicht an der längsangeströmten ebenen Platte

Betrachtet man beispielhaft die Strömung entlang einer dünnen ebenen Platte, so findet man die in Abb. 2.17 dargestellte Geschwindigkeitsverteilung in der Grenzschicht. Die Dicke der Grenzschicht nimmt entlang der Platte zu. Betrachtet man den künstlichen Begriff der Grenzschichtdicke δ , so ist diese eine mit der Koordinate x monoton wachsende Funktion. Der Übergang von der Grenzschichtströmung in die Außenströmung vollzieht sich - jedenfalls bei laminaren Grenzschichtströmungen - kontinuierlich, so dass eine genaue Grenze nicht festgelegt werden kann. Da der Begriff der Grenzschichtdicke jedoch sehr anschaulich ist, wird die Grenze dort festgelegt, wo die Geschwindigkeit einen gewissen Prozentsatz der Außengeschwindigkeit, z.B. 99%, erreicht hat.

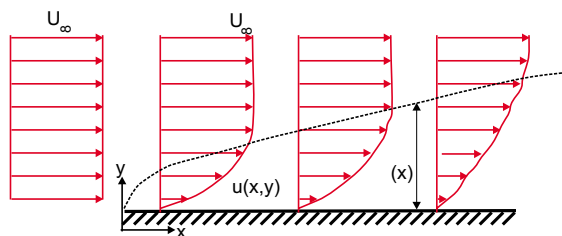


Abbildung 2.17: Grenzschicht an einer längsangeströmten ebenen Platte.

Abschätzung der Grenzschichtdicke In der Grenzschicht stehen Trägheits- und Reibungskräfte im Gleichgewicht. Schätzt man diese der experimentellen An-

ordnung entsprechend ab [Sch97], so ergibt sich durch Gleichsetzen:

$$\eta \frac{U_\infty}{\delta^2} \sim \frac{\rho U_\infty^2}{x} \quad (2.35)$$

x ist die Koordinate entlang der Länge der Platte und U_∞ die Geschwindigkeit der Außenströmung. Für die Grenzschichtdicke δ ergibt sich daraus:

$$\delta \sim \sqrt{\frac{\eta x}{\rho U_\infty}} = \sqrt{\frac{\nu x}{U_\infty}} \quad (2.36)$$

Für die laminare Grenzschicht an der längsangeströmten Platte erhält man die Grenzschichtdicke:

$$\delta_{99}(x) = 5 \sqrt{\frac{\nu x}{U_\infty}} \quad \text{oder} \quad \frac{\delta_{99}}{l} = \frac{5}{\sqrt{\text{Re}}} \sqrt{\frac{x}{l}} \quad (2.37)$$

l ist die Länge der Platte.

Verdrängungsdicke Die Grenzschichtdicke ist eine künstlich eingeführte Größe. Ein korrektes, auch strömungsmechanisch interpretierbares Maß für die Dicke der Grenzschicht ist die Verdrängungsdicke δ_1 :

$$U \delta_1(x) = \int_{y=0}^{\infty} (U - u) dy \quad (2.38)$$

Dabei ist U die an der Stelle x herrschende Geschwindigkeit am Außenrand der Grenzschicht. Anders formuliert, müssen die in Abb. 2.18 schraffiert dargestellten Flächen gleich groß sein. Die Verdrängungsdicke gibt an, um welchen Betrag die Stromlinien der Außenströmung durch die Bildung der Grenzschicht nach außen geschoben werden (Verdrängungswirkung der Grenzschicht). Für die längsangeströmte ebene Platte ergibt sich

$$\frac{\delta_1(x)}{l} = \frac{1,721}{\sqrt{\text{Re}}} \sqrt{\frac{x}{l}} \quad (2.39)$$

d.h. die Verdrängungsdicke δ_1 beträgt etwa ein Drittel der Grenzschichtdicke δ_{99} .

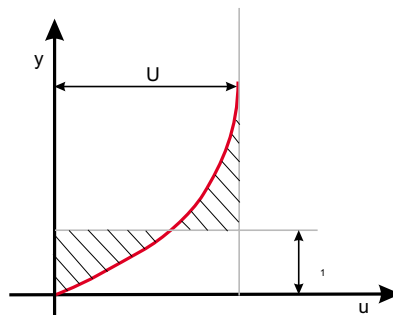


Abbildung 2.18: Verdrängungsdicke δ_1 der Grenzschicht.

Turbulente Grenzschicht an der längsangeströmten ebenen Platte

In der Realität bleibt die Grenzschicht nicht immer über die gesamte Plattenlänge laminar. Nach einer bestimmten Lauflänge $x = x_{krit}$ von der Plattenvorderkante aus wird die Grenzschicht turbulent. Die kritische Länge x_{krit} erhält man aus der kritischen Reynolds-Zahl der vorliegenden Geometrie. Bei der Platte liegt daher in Nähe der Vorderkante eine laminare Grenzschicht und weiter stromabwärts eine turbulente Grenzschicht vor. Der Übergangsbereich ist ein Bereich endlicher Länge, wird aber der Einfachheit halber als Übergangspunkt betrachtet.

Viskose Unterschicht Bei laminaren Grenzschichten ist die Grenzschicht der Bereich des Strömungsfeldes, in dem die Viskosität Einfluss hat. Bei der turbulenten Grenzschicht ist das anders. Die Einteilung erfolgt in diesem Beispiel in eine turbulenzfreie reibungslose Außenströmung und in die turbulente Strömung innerhalb der Grenzschicht. Da durch die turbulenten Schwankungsbewegungen „scheinbare“ Reibungskräfte auftreten, spricht man auch von einer Reibungsschicht. Innerhalb dieser turbulenten Reibungsschicht beschränkt sich der Einfluss der Viskosität auf eine im Vergleich zur Dicke der Grenzschicht sehr kleine Schicht in unmittelbarer Nähe der Wand. Diese wird als viskose Unterschicht oder viskose Wandschicht bezeichnet. Die turbulente Grenzschicht weist also eine Zweischichten-Struktur auf.

Obwohl der Übergang zwischen den beiden Schichten fließend ist, wird, wie weiter oben schon, der Begriff der Dicke der viskosen Unterschicht δ_v verwendet. Es gilt in etwa

$$\frac{\delta_v}{x} = \frac{50}{\text{Re}_x \sqrt{\frac{c_f}{2}}} \quad (2.40)$$

wobei c_f der Reibungsbeiwert ist.

Ausgebildete turbulente Strömung im Rohr

Ein anderes Beispiel ist eine ausgebildete turbulente Strömung in einem Rohr. Bei diesem Durchströmungsproblem handelt es sich nicht um eine Strömung mit typischem Grenzschicht-Charakter. Die Strömung lässt sich dennoch in eine turbulente Kernströmung und eine viskose Unterschicht in Wandnähe einteilen und kann so mit Methoden der Grenzschicht-Theorie behandelt werden. Es ergibt sich, dass die Dicke der viskosen Unterschicht mit wachsender Reynolds-Zahl bis auf null hin abnimmt. In folgender Tabelle sind einige Zahlenwerte für eine turbulente Rohrströmung aus Luft angegeben [Sch97]:

$\frac{u_m}{\text{m/s}}$	$\frac{d}{\text{m}}$	Re	$\frac{\delta_v}{\text{mm}}$
3	0,01	$2 \cdot 10^3$	3,2
3	0,1	$2 \cdot 10^4$	4,4
30	0,01	$2 \cdot 10^4$	0,4
30	0,1	$2 \cdot 10^5$	0,6

2.5.3 Feldgleichungen für Strömungen

Beschreibung von Strömungsfeldern

Betrachtet man ein allgemeines (Newtonsches) Fluid und geht davon aus, dass es als ein Kontinuum ansehen werden kann, also das kleinste betrachtete Volumenelement immer noch homogen ist (d.h. die Abmessungen von dV sind noch sehr groß gegenüber dem mittleren Molekülabstand im Fluid). In Gasen ist diese Bedingung erfüllt, wenn die Knudsen-Zahl $\text{Kn} = l_0/l$ sehr klein ist, wobei l_0 die mittlere freie Weglänge und l eine charakteristische Länge des Strömungsfeldes ist [Sch58].

Bei dreidimensionalen Bewegungen ist das Strömungsfeld durch den Geschwindigkeitsvektor

$$\vec{v} = \vec{e}_x u + \vec{e}_y v + \vec{e}_z w \quad (2.41)$$

mit den drei Komponenten u , v , w in einem kartesischen Koordinatensystem mit den Einheitsvektoren \vec{e}_x , \vec{e}_y , \vec{e}_z , dem Druck p und der Temperatur T bestimmt. Zur Bestimmung dieser fünf Größen stehen die Kontinuitätsgleichung (Erhaltung der Masse), die drei Impulsgleichungen (Navier-Stokes-Gleichung) und die Energiegleichung (Erhaltung der Energie) zur Verfügung. In allgemeingültiger Form lauten diese:

$$\frac{D\rho}{Dt} = -\rho \operatorname{div} \vec{v} \quad (2.42)$$

$$\rho \frac{D\vec{v}}{Dt} = \vec{f} - \operatorname{grad} p + \operatorname{Div} \tau \quad (2.43)$$

$$\rho c_p \frac{DT}{Dt} = \operatorname{div}(\lambda \operatorname{grad} T) + \beta T \frac{Dp}{Dt} + \Phi \quad (2.44)$$

Dabei ist \vec{f} die Massenkraft pro Volumeneinheit, $\tau = \eta \left(2\dot{\epsilon} - \frac{2}{3}\delta \operatorname{div} \vec{v} \right)$ der viskose Spannungstensor, wobei δ der Kronecker-Einheitstensor und $\dot{\epsilon}$ der Tensor der Verformungsgeschwindigkeiten ist. c_p ist die isobare spezifische Wärmekapazität, λ die Wärmeleitfähigkeit, β der Wärmeausdehnungskoeffizient und Φ die Dissipationsfunktion.

Es gilt für das totale Differential:

$$\frac{Da}{Dt} = \frac{\partial a}{\partial t} + \vec{v} \cdot \operatorname{grad} a \quad (2.45)$$

und

$$\frac{D\vec{v}}{Dt} = \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \operatorname{grad} \left(\frac{1}{2} \vec{v}^2 \right) - \vec{v} \times \operatorname{rot} \vec{v} \quad (2.46)$$

Bei den Bewegungsgleichungen handelt es sich um ein System von fünf partiellen Differentialgleichungen für p , T und die drei Komponenten des Geschwindigkeitsvektors \vec{v} . Um das System zu vervollständigen, müssen noch die Zustandsgleichungen für die Dichte $\rho(p, T)$ und die isobare spezifische Wärmekapazität $c_p(p, T)$ vorliegen. Der außerdem auftretende Wärmeausdehnungskoeffizient β ergibt sich aus der Zustandsgleichung $\rho(p, T)$ durch partielle Differentiation.

2.5.4 Grundzüge der turbulenten Strömung

Mittlere Bewegung und Schwankungsbewegung

Bei näherer Analyse einer turbulenten Strömung ergibt sich als hervorstechendes Merkmal, dass in einem festgehaltenen Raumpunkt die Geschwindigkeiten und der Druck nicht zeitlich konstant sind, sondern sehr unregelmäßige Schwankungen aufweisen. Die Fluidelemente, die als ganzes Schwankungen in und quer zur Hauptströmungsrichtung ausführen, sind nicht einzelne Moleküle, sondern makroskopische Turbulenzelemente. Die Größe der Turbulenzelemente wird durch die äußeren Bedingungen der Strömung, also z.B. durch die Maschenweite eines Siebes zur Turbulenzerzeugung, bestimmt. Für die rechnerische Behandlung einer turbulenten Bewegung ist es daher zweckmäßig, diese in eine mittlere Bewegung und eine Schwankungsbewegung aufzuteilen. Die Mittelwerte werden als zeitliche Mittelwerte an einem festen Raumpunkt gebildet, also für ein Komponente des Vektors $\vec{v} = (u, v, w)$ z.B.

$$\bar{u} = \frac{1}{t_1} \int_{t_0}^{t_0+t_1} u dt \quad (2.47)$$

und damit

$$u = \bar{u} + u'; \quad v = \bar{v} + v'; \quad w = \bar{w} + w'; \quad p = \bar{p} + p' \quad (2.48)$$

Der zeitliche Mittelwert ist über ein genügend großes Zeitintervall t_1 zu bilden, so dass die Mittelwerte von der Zeit unabhängig sind. Die zeitlichen Mittelwerte der Schwankungsgrößen sind dann nach Definition null.

Hier und im Folgenden wird also angenommen, dass die mittlere Bewegung von der Zeit unabhängig ist. In diesem Fall spricht man von einer statistisch stationären turbulenten Strömung. Das Vorhandensein der Schwankungsbewegung wirkt sich für die mittlere Bewegung so aus, als ob diese die Viskosität scheinbar erhöht, die Schwankungsbewegungen verursachen also scheinbare Spannungen.

Um die Grundgleichungen für die mittlere Bewegung turbulenter Strömungen zu erhalten, werden die Geschwindigkeiten aus Gl. 2.48 in die aus Kap. 2.5.3 bekannten Gleichungen eingesetzt. Näheres dazu siehe z.B. [Sch97], Kap. 16.3, S. 539. Man erhält, dass sowohl die zeitlichen Mittelwerte, als auch die Schwankungsgeschwindigkeiten die Kontinuitätsgleichung erfüllen. Die sich so ergebene Navier-Stokes-Gleichung stimmt formal mit der oben dargestellten Gleichung überein, auf der rechten Seite sind jedoch noch Zusatzglieder hinzu gekommen, welche von der turbulenten Schwankungsbewegung herrühren. Diese Terme lassen sich als Spannungstensor auffassen. Diese scheinbaren Spannungen werden auch Reynolds-Spannungen genannt. Entsprechend bezeichnet man die drei Impulsgleichungen (Navier-Stokes-Gleichung) auch als Reynolds-Gleichungen.

Für das Verständnis der physikalischen Vorgänge in der turbulenten Schwankungsbewegung spielt die Bilanzgleichung für die kinetische Energie der Schwankungsbewegung, die so genannte k -Gleichung eine wichtige Rolle. Sie lässt sich aus der Navier-Stokes-Gleichung herleiten und setzt sich aus Konvektions-, turbulente

Diffusions-, viskose Diffusions-, Turbulenzproduktions- und Dissipationsterm zusammen. Sie beschreibt die Bilanz zwischen diesen Beiträgen zum Energiehaushalt der turbulenten Schwankungsbewegung. Im Allgemeinen wird die durch die Konvektion hervorgerufene Änderung der turbulenten kinetischen Energie durch eine „Energiequelle“ (Turbulenz-Produktion), durch eine „Energiesenke“ (Dissipation) und durch Energietransport (Diffusion) kompensiert. Die Dissipation bedeutet eine Umwandlung von turbulenter kinetischer Energie in innere Energie.

Aus der thermischen Energiegleichung ergibt sich ebenfalls eine entsprechende Gleichung, die bis auf zwei zusätzliche Terme identisch zur bisherigen Gleichung ist. Neben dem molekularen Wärmetransport tritt eine „scheinbare“ Wärmeleitung aufgrund der turbulenten Schwankungen von Geschwindigkeit und Temperatur auf, dies ist der so genannte turbulente Wärmetransport. Zur direkten Dissipation in laminaren Strömungen tritt nun noch die turbulente Dissipation, die bereits in der Gleichung für die turbulente kinetische Energie aufgetreten ist, hinzu.

Beschreibung der turbulenten Schwankungsbewegung

Spektren Die Struktur der Turbulenz lässt sich durch eine Frequenzanalyse der Bewegungsskalen beschreiben. Bezeichnet n die Frequenz und $F(n) dn$ den prozentualen Anteil des quadratischen Mittelwertes der Längsschwankungen $\overline{u'^2}$, der auf den Frequenzbereich zwischen n und $n + dn$ entfällt, so liefert $F(n)$ die spektrale Verteilung von $\overline{u'^2}$. Es gilt dabei:

$$\int_0^{\infty} F(n) dn = 1 \quad (2.49)$$

Mathematisch ist die Spektralfunktion $F(n)$ die Fouriertransformierte der Autokorrelationsfunktion.

Ein charakteristisches Merkmal einer turbulenten Strömung ist ein kontinuierliches Spektrum. Solch ein Spektrum wird häufig auch als Energiespektrum bezeichnet, obwohl es nur den Anteil $\overline{u'^2}$ der Längsschwankung enthält und nicht die gesamte kinetische Energie. Schreibt man die Frequenzen als Wellenzahlen (also als $1/\text{Länge}$), so werden den verschiedenen Turbulenzelementen anschaulich Abmessungen zugeordnet. Man kann sich Turbulenz also aus „Wirbeln“ zusammengesetzt vorstellen. Ein solcher Wirbel lässt sich nicht exakt definieren, ist aber eine turbulente Bewegung in einem Gebiet der Größe ℓ . ℓ gibt die Größe des Wirbels, $u(\ell)$ seine charakteristische Geschwindigkeit und $t(\ell)$ eine charakteristische Zeitskala an. In einem Gebiet mit großen Wirbeln können auch kleinere Wirbel vorhanden sein. Die Größe der größten Wirbel ℓ_0 liegt in der Größenordnung der charakteristischen Länge l der Strömung und ihre charakteristische Geschwindigkeit in der Größenordnung der mittleren Strömungsgeschwindigkeit. Der Hauptteil der kinetischen Energie der Schwankungsbewegung steckt in den größten Wirbeln. Diese sind instabil und zerfallen in kleinere Wirbel und transferieren diesen ihre Energie. Dieser Kaskadenprozess (Richardson-Kaskade) setzt sich bis zu den kleinsten Wirbeln fort, dort

erfolgt die Dissipation, d.h. der Übergang von mechanischer in innere Energie. Die von der Hauptbewegung durch die scheinbaren Spannungen auf die großen Turbulenzelemente übertragene Leistung, die von der Viskosität unabhängig ist, wird also stufenweise an immer kleinere Turbulenzelemente weitergegeben, bis die Energie dissipiert. Diesem Mechanismus ist es zuzuschreiben, dass bei turbulenten Strömungen der Reibungswiderstand und die Verteilung der mittleren Geschwindigkeiten nur wenig von der Reynolds-Zahl abhängt, obwohl alle Energieverluste durch die Viskosität verursacht werden.

Auch die Dissipation ist von der Reynolds-Zahl unabhängig. Kolmogorov hat gezeigt, dass bei sehr großer Reynolds-Zahl die kleinskaligen turbulenten Bewegungen ($\ell \ll \ell_0$) lokal isotrop sind, d.h. sie besitzen in der lokalen Umgebung eines Punktes keine ausgezeichnete Richtung. Da die Dissipation im Bereich der kleinsten Wirbel erfolgt, und diese nach Kolmogorov, unter Annahme der isotropen Turbulenz, durch die kinematische Viskosität und die turbulente Dissipation bestimmt sind, kann die Dissipation berechnet werden. Aus ihnen folgt für die Feinstruktur der Turbulenz die Kolmogorov-Länge

$$\ell_K = (\nu^3/\bar{\epsilon})^{1/4} \quad (2.50)$$

Insgesamt teilt man den gesamten Größenbereich der Turbulenz in drei Größenklassen, den Dissipationsbereich (dissipation range) und den Trägheitsbereich (inertial subrange), zusammengefasst auch als Bereich der universellen Gleichheit der Turbulenzstrukturen (universal equilibrium range) bezeichnet, und den Energiebereich (energy-containing range).

Korrelationen Die Struktur der Reynolds-Spannungen macht deutlich, dass den Korrelationen, also den zeitlichen Mittelwerten der Produkte von Schwankungsgrößen, zur Beschreibung turbulenter Strömungen eine besondere Bedeutung zukommt. Neben der Korrelation von verschiedenen Schwankungsgrößen, z.B. Geschwindigkeitskomponenten im selben Punkt, sind auch Korrelationen derselben Schwankungsgröße zu verschiedenen Zeiten (Autokorrelation) oder an verschiedenen Orten (Raum-Korrelation) von Interesse. Aus der longitudinalen und der transversalen Autokorrelationsfunktion lassen sich jeweils zwei Längenskalen erhalten. Die integrale Längenskala erhält man aus

$$L(t) = \int_0^\infty f(r, t) dr \quad (2.51)$$

wobei $f(r, t)$ die entsprechende Autokorrelationsfunktion ist. Die integrale Längenskala stellt ein Maß für die einheitlich bewegten Fluidmassen dar und gibt damit eine Vorstellung der mittleren Größe der Turbulenzelemente. Strukturen turbulenter Bewegungen werden sehr gut durch Raum-Zeit-Korrelationen zweier verschiedener Geschwindigkeitskomponenten an verschiedenen Orten zu verschiedenen Zeiten dargestellt.

Die zweite Längenskala ist die Taylor-Längenskala

$$\lambda(t) = \left[-\frac{1}{2} f''(0, t) \right]^{-1/2} \quad (2.52)$$

wobei $f''(0, t) = (\partial^2 f / \partial r^2)_{r=0}$ ist. Die Taylor-Längenskala hat keine direkte physikalische Interpretation. Sie liegt zwischen der integralen Längenskala und der Kolmogorov-Länge.

Turbulenz der Außenströmung

Bisher wurde immer vom Fall einer laminaren Außenströmung und einer sich anschließenden laminaren oder turbulenten Grenzschicht ausgegangen. In der Praxis kann die Außenströmung auch turbulent sein. Als Maß für die Intensität der turbulenten Schwankungsbewegungen wird der Turbulenzgrad

$$\text{Tu} = \frac{\sqrt{\frac{1}{3} (\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2})}}{U_\infty} \quad (2.53)$$

verwendet. Der Turbulenzgrad der Außenströmung hat teilweise einen beachtlichen Einfluss auf die Entwicklung der Grenzschicht und den Wärmeübergang. Bei Verwendung eines Gitters oder Siebes wird der Turbulenzgrad maßgeblich von der Maschenweite desselben bestimmt. Im Falle der isotropen Turbulenz vereinfacht sich Gleichung 2.53 zu

$$\text{Tu} = \frac{\sqrt{\overline{u'^2}}}{U_\infty} \quad (2.54)$$

2.5.5 Grundzüge der Transportprozesse

Molekulare Diffusion

Die molekulare Diffusion beruht auf der Wärmebewegung der Moleküle. Die Moleküle bewegen sich mit ihrer mittleren thermischen Geschwindigkeit v_{th} , bis sie auf ein anderes Molekül treffen und dort mit einem elastischen Stoß gestreut werden. Wesentlich hierbei ist, dass die Bewegungen vor und nach der Streuung unkorreliert sind.

3-dimensionale Zufallsbewegung Verfolgt man den Weg eines Moleküls, welches zum Zeitpunkt null an einem bestimmten Ort ist, so lässt sich eine Wahrscheinlichkeit dafür angeben, dass sich dieses Molekül nach einer gewissen Zeit über eine gewisse Strecke von diesem Ort entfernt hat. Betrachtet man ein Gas im thermischen Gleichgewicht, mit einer mittleren freien Weglänge l_m und geht davon aus, dass jede Richtung der Bewegung gleich wahrscheinlich ist, so gibt C_0

$$c(x, y, z, t) = \frac{C_0}{(2\pi)^{\frac{3}{2}} \cdot \sigma^3} \cdot \exp\left(-\frac{x^2 + y^2 + z^2}{2 \cdot \sigma^2}\right) \quad (2.55)$$

die Konzentration an der Stelle (x, y, z) zur Zeit t für eine am Koordinatenursprung freigesetzte Beimengung der Gesamtmasse an, wobei $\sigma^2 = (2/3) \cdot v_{th} \cdot l_m \cdot t$ die mittlere quadratische Entfernung vom Ursprung bezeichnet [Roe92]. Die Diffusion führt also zu einer mit der Zeit immer breiter und flacher werdenden Verteilung und findet immer statt, wenn ein Konzentrationsungleichgewicht vorliegt. Mit der Diffusion ist ein diffusiver Fluss verbunden, der vom Ort höherer zum Ort niedrigerer Konzentration führt.

Diffusive Flüsse Der Ficksche Gradientenansatz für die Diffusion, oft auch als 1. Ficksches Gesetz bezeichnet, lautet:

$$\vec{j} = -D \cdot \text{grad } c \quad (2.56)$$

\vec{j} entspricht der Teilchenstromdichte, c der Dichte bzw. Konzentration der jeweiligen Beimengung und D ist eine Stoffkonstante, die so genannte Diffusionskonstante. Die zeitliche Ableitung der Diffusionsgleichung, auch als 2. Ficksches Gesetz bezeichnet, ergibt sich daraus zu:

$$\frac{\partial c}{\partial t} = D \cdot \Delta c \quad (2.57)$$

Δ ist der Laplace-Operator.

Analog zu dieser Betrachtung wird der Transport von Wärme (Wärmestromdichte) und Impuls (Impulsstromdichte) behandelt. Statt Konzentrationen, zeitlichen Konzentrationsänderungen und der Diffusionskonstanten werden im ersten Fall die Temperatur, die Temperaturänderung und die Temperaturleitfähigkeit und im zweiten Fall die Strömungsgeschwindigkeit, die Beschleunigung und die Viskosität betrachtet.

Turbulente Diffusion

Die Durchmischung die mit einer turbulenten Bewegung verbunden ist, führt zu einem Beimengungstransport entgegen dem Gradienten der Beimengungskonzentration. Turbulente Diffusion ist in der Regel viel effizienter als die molekulare Diffusion und es lässt sich nicht ohne weiteres, aufgrund der verschiedenen Größenordnungen von Turbulenzelementen, eine Mischungslänge, wie die mittlere freie Weglänge der molekularen Diffusion, bestimmen. Die turbulente Diffusion ist i.Allg. richtungsabhängig.

Taylor-Theorem Unter Anwendung der Autokorrelationsfunktion lässt sich ein Ausdruck für die mittleren Quadrate der Entfernung vom Ursprung, das so genannte Taylor-Theorem abschätzen, es lautet:

$$\sigma_x^2(t) = 2 \cdot \overline{v_x^2(t)} \cdot \int_0^t \int_0^{\tau} R_{L,x}(\tau) \cdot d\tau dt \quad (2.58)$$

Analoge Beziehungen ergeben sich für σ_y^2 und σ_z^2 . Zur Vereinfachung wird in der weiteren Behandlung der Index x weggelassen. R_L ist die Lagrangesche Korrelationsfunktion. Sie hat anfangs ungefähr den Wert 1, dadurch steigt das innere Integral zunächst linear an und hat den Wert t' . R_L fällt dann auf null ab und trägt immer weniger zum Integral bei, dieses nimmt einen konstanten Wert λ_L , die Lagrangesche Skalenzeit an. λ_L ist umso größer, je langsamer R_L abnimmt. Für den Verlauf der mittleren quadratischen Verschiebung folgt hieraus:

- Für sehr kurze Diffusionszeiten ($t \ll \lambda_L$):

$$\sigma^2(t) = 2 \cdot \overline{v'^2} \cdot \int_0^t t' dt' = \overline{v'^2} \cdot t^2 \quad (2.59)$$

Für kurze Zeiten ist σ also proportional zur Diffusionszeit.

- Für lange Diffusionszeiten ($t \gg \lambda_L$):

$$\sigma^2(t) = 2 \cdot \overline{v'^2} \cdot \int_0^t \lambda_L dt' = 2 \cdot \overline{v'^2} \cdot \lambda_L \cdot t \quad (2.60)$$

Für lange Zeiten ist σ proportional zur Wurzel aus der Diffusionszeit, ähnlich wie bei der molekularen Diffusion.

Formt man den Ausdruck für hinreichend große Diffusionszeiten entsprechend um, so erhält man einen zu dem Ausdruck der molekularen Diffusion analogen Ausdruck für die mittlere quadratische Verschiebung:

$$\sigma^2(t) = 2 \cdot \overline{v'^2} \cdot \lambda_L \cdot t = 2 \cdot \overline{v' \cdot l'} \cdot t \quad (2.61)$$

$l' = v' \cdot \lambda_L$ kann als Mischungslänge interpretiert werden.

Turbulent-diffusive Flüsse Behandelt man Probleme, deren charakteristische Zeit groß gegen die Lagrangesche Skalenzeit ist, so können, wie oben dargestellt, die Ansätze der molekularen Diffusion übertragen werden. Teilt man die Konzentration und die Geschwindigkeit jeweils in Mittelwert und Schwankung auf und untersucht das zeitliche Mittel des Flusses, so ergibt sich für die mittlere Flussdichte:

$$\vec{j} = \bar{c} \cdot \vec{v} + \overline{c' \cdot \vec{v}'} - D \cdot \text{grad } \bar{c} \quad (2.62)$$

Der letzte Term gibt die Flussdichte der molekularen Diffusion an. Der mittlere Term entspricht einer turbulenten Diffusionsstromdichte. Sie ist ein unmittelbares Maß für die Korrelation zwischen den Fluktuationen von c und \vec{v} . Sind sie unkorreliert, so verschwindet das Zeitmittel, der Term wird also null. Man spricht auch von korrelierten Fluktuationen oder eddy correlations. Der erste Term beschreibt den advektiven Transport durch die mittlere Strömung. Für die zeitliche Änderung der Konzentration ergibt sich daraus die allgemeine Transportgleichung:

$$\frac{\partial \bar{c}}{\partial t} = -\text{div}(\bar{c} \cdot \vec{v}) - \text{div}(\overline{c' \cdot \vec{v}'}) + D \cdot \Delta \bar{c} \quad (2.63)$$

Eine zweite Methode zur Beschreibung der turbulenten Diffusion ist ein Gradientenansatz. Dieser erfolgt wiederum analog zum Fickschen Ansatz mit einer Proportionalitätskonstante K als turbulentem Diffusionskoeffizient. Für die Konzentration einer Beimengung gilt dann:

$$j_i = -K_i \cdot \frac{\partial c}{\partial i} \quad i = x, y, z \quad (2.64)$$

Der turbulente Diffusionskoeffizient K hängt dabei wie folgt mit der mittleren quadratischen Verschiebung zusammen:

$$K_i = \frac{1}{2} \cdot \frac{d\sigma_i^2}{dt} \quad (2.65)$$

Unter der Verwendung des Theorems von Taylor ergibt sich daraus für sehr kurze Diffusionszeiten, also die Nicht-Ficksche Diffusion:

$$K_i(t) \approx \overline{v_i'^2} \cdot t \quad (2.66)$$

d.h. der turbulente Diffusionskoeffizient steigt linear mit der Zeit an. Für hinreichend große Diffusionszeiten gilt:

$$K_i = \overline{v_i'^2} \cdot \lambda_{L,i} = \overline{v_i' \cdot l_i'} \quad (2.67)$$

Sind die Diffusionszeiten groß genug, existiert also eine Analogie zur molekularen Diffusion, bei der die turbulente Fluktuationsgeschwindigkeit der thermischen Geschwindigkeit und der Mischungsweg l' der mittleren freien Weglänge entspricht.

Die $K \sim \sigma^{4/3}$ -Beziehung Betrachtet man eine frei diffundierende Beimengungswolke, d.h. eine von der Quelle losgelöste, durch turbulente Diffusion expandierende Beimengungswolke, so ist die Diffusion dadurch charakterisiert, dass Wirbel, die deutlich größer sind als die Abmessung der Wolke, diese als Ganzes wegführen. Auf der anderen Seite haben kleine Wirbel eine geringe Effektivität und tragen ebenfalls wenig zur Expansion bei. Es gibt also nur ein relativ schmales Band aus dem Spektrum der Wirbel, das effektiv zur turbulent-diffusiven Expansion beiträgt. Die Lage dieses Bandes im Spektrum ist sehr stark von der momentanen Größe der Wolke abhängig.

Empirisch wurde schon von Richardson 1926 eine Abhängigkeit der Art $K \sim \sigma^{4/3}$ über einen großen Skalenbereich hinweg nachgewiesen (K ist der turbulente Diffusionskoeffizient und σ hier die quadratisch gemittelte Entfernung vom Zentrum der Wolke). Die Beziehung entspricht der Abhängigkeit $\sigma^2 \sim t^3$. Auch diese Abhängigkeit konnte experimentell verifiziert werden.

Die turbulent-diffusive Expansion gehorcht also ganz anderen Gesetzmäßigkeiten als die Diffusion von Beimengungen in Bezug auf einen vorgegebenen Quellpunkt. Für den Versuch einer theoretischen Erklärung dieses Phänomens sei auf [Roe92] verwiesen.

2.5.6 Kanalströmung

Strömungsbeschreibung

Es wird eine Strömung durch einen rechteckigen Kanal der Höhe $h = 2\delta$ betrachtet. Die Länge des Kanals L ist groß im Vergleich zur Höhe ($L/\delta \gg 1$) und die Breite b ist im Vergleich zur Höhe ebenfalls groß ($b/\delta \gg 1$). Die Hauptströmungsrichtung verläuft in x -Richtung, die mittlere Geschwindigkeit schwankt hauptsächlich in der y -Richtung. Der Kanalboden befindet sich bei $y = 0$ und die Kanaldecke bei $y = 2\delta$, d.h. die mittlere Ebene liegt bei $y = \delta$. Die Breite b des Kanals erstreckt sich in z -Richtung und ist groß genug, dass die Strömung statistisch unabhängig von z ist. Die Kanalachse liegt bei $y = \delta$ und $z = 0$. Die Strömungsgeschwindigkeiten in die drei Koordinatenrichtungen x , y und z sind (u, v, w) , die korrespondierenden Schwankungen sind (u', v', w') . Die mittlere horizontale Geschwindigkeit $\langle w \rangle$ ist null.

Sämtliche Betrachtungen gelten für eine voll ausgeprägte turbulente Strömung, d.h. weit entfernt vom Kanaleingang bei $x = 0$. Die Strömungsgeschwindigkeit ist daher statistisch stationär und 1-dimensional, ändert sich also nur in y -Richtung.

Die Reynolds-Zahlen zur Beschreibung einer solchen Strömung sind

$$Re = (2\delta)\bar{u}/\nu \quad (2.68)$$

$$Re_0 = u_0\delta/\nu \quad (2.69)$$

$u_0 = \langle u \rangle_{y=\delta}$ ist die Hauptströmungsgeschwindigkeit auf der Kanalachse und \bar{u} ist die mittlere Hauptströmungsgeschwindigkeit

$$\bar{u} = \frac{1}{\delta} \int_0^\delta \langle u \rangle dy \quad (2.70)$$

$\langle \rangle$ steht für eine zeitliche Mittelung. Für Reynolds-Zahlen unter $Re = 1350$ ist die Strömung laminar, für $Re > 1800$ vollkommen turbulent. Übergangseffekte treten bis zu $Re = 3000$ auf.

Gleichgewicht der mittleren Kräfte

Die mittlere Kontinuitätsgleichung reduziert sich auf

$$\frac{d\langle v \rangle}{dy} = 0 \quad (2.71)$$

da $\langle w \rangle$ null ist und $\langle u \rangle$ unabhängig von x ist. Mit der Randbedingung $\langle v \rangle_{y=0} = 0$ folgt, dass $\langle v \rangle$ null für alle y ist, damit die Randbedingung der oberen Wand $\langle v \rangle_{y=2\delta} = 0$ auch erfüllt wird.

Die mittlere Impulsgleichung der Querkomponente reduziert sich auf

$$0 = -\frac{d}{dy} \langle v'^2 \rangle - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \langle p \rangle}{\partial y} \quad (2.72)$$

woraus mit der Randbedingung $\langle v'^2 \rangle_{y=0} = 0$ durch Integration

$$\langle v'^2 \rangle + \langle p \rangle / \rho = P_w(x) / \rho \quad (2.73)$$

folgt, wobei $p_w = \langle p(x, 0, 0) \rangle$ der mittlere Druck am Kanalboden ist. Eine wichtige Erkenntnis aus dieser Gleichung ist, dass der mittlere axiale Druckgradient über die Strömung konstant ist:

$$\frac{\partial \langle p \rangle}{\partial x} = \frac{dp_w}{dx} \quad (2.74)$$

Die mittlere Impulsgleichung der axialen Komponente kann als

$$\frac{d\tau}{dy} = \frac{dp_w}{dx} \quad (2.75)$$

geschrieben werden, wobei $\tau(y)$ die Gesamtschubspannung

$$\tau = \rho\nu \frac{d\langle u \rangle}{dy} - \rho \langle u'v' \rangle \quad (2.76)$$

ist. In dieser Art Strömung gibt es keine mittlere Beschleunigung, so dass Gl. 2.75 zum Gleichgewicht der Kräfte beiträgt. Der axiale normale Schubspannungsgradient wird durch den Quer-Schubspannungsgradienten ausgeglichen. Die Lösung der Gl. 2.75 ist

$$-\frac{dp_w}{dx} = \frac{\tau_w}{\delta} \quad (2.77)$$

wobei $\tau_w = \tau(0)$ und $\tau(y) = \tau_w(1 - y/\delta)$ sind.

Normiert man die Wandschubspannung auf eine Referenzgeschwindigkeit, so erhält man den Oberflächenreibungskoeffizienten:

$$c_f = \tau_w / \left(\frac{1}{2} \rho u_0^2 \right) \quad (2.78)$$

$$C_f = \tau_w / \left(\frac{1}{2} \rho \bar{u}^2 \right) \quad (2.79)$$

Zusammenfassend gilt also: Die Strömung wird durch einen Druckverlust zwischen Einlass und Auslass des Kanals angetrieben. Im Bereich der voll entwickelten Turbulenz liegt ein konstanter (negativer) mittlerer Druckgradient dp_w/dx vor, er wird durch den Schubspannungsgradienten $-\tau_w/\delta$ kompensiert. Für einen bekannten Druckgradienten lässt sich das lineare Schubspannungsprofil unabhängig von den Fluideigenschaften und dem Strömungszustand berechnen. Ist der Druckgradient unbekannt und nur \bar{u} bekannt, ist i.Allg. der Oberflächenreibungskoeffizient nicht bekannt.

Wandnahe Schubspannung

Die Gesamtschubspannung 2.76 setzt sich aus der Summe der viskosen Spannung $\rho\nu d\langle u \rangle/dy$ und der Reynolds-Spannung $-\rho\langle u'v' \rangle$ zusammen. Aufgrund der Randbedingung an der Wand sind dort alle Reynolds-Spannungen gleich null. Die Wand Schubspannung besteht daher nur aus dem viskosen Beitrag:

$$\tau_w = \rho\nu \left(\frac{d\langle u \rangle}{dy} \right)_{y=0} \quad (2.80)$$

Dies steht im Gegensatz zu einer freien Scherströmung, wo die viskosen Spannungen überall vernachlässigbar gegenüber den Reynolds-Spannungen sind. Nahe der Wand hängt das Geschwindigkeitsprofil also über die Viskosität von der Reynolds-Zahl ab. Nahe der Wand lassen sich geeignete Parameter definieren:

Wandschubspannungsgeschwindigkeit	$u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}}$
Wandschichtdicke	$\delta_\nu = \nu \sqrt{\frac{\rho}{\tau_w}} = \frac{\nu}{u_\tau}$
Reynolds-Zahl	$\text{Re}_\tau = \frac{u_\tau \delta}{\nu} = \frac{\delta}{\delta_\nu}$
Wandkoordinate	$y^+ = \frac{y}{\delta_\nu} = \frac{u_\tau y}{\nu}$

y^+ ähnelt einer lokalen Reynolds-Zahl. Daher gibt der Wert einen Eindruck vom Einfluss der viskosen und turbulenten Prozesse.

Auf dieser Basis werden verschiedene Bereiche der wandnahen Strömung definiert:

1. Außenbereich: $y^+ > 50$. Direkte Effekte der Viskosität sind vernachlässigbar.
2. Wandschicht: $y^+ < 50$. Direkte Effekte der Viskosität auf die Schubspannung.
3. Viskose Unterschicht: $y^+ < 5$. Die Reynolds-Spannungen sind gegenüber den viskosen Spannungen vernachlässigbar.

Mit wachsender Reynolds-Zahl nimmt die Dicke der Wandschicht ab.

Mittlere Geschwindigkeitsprofile

Eine voll entwickelte Kanalströmung ist komplett durch ρ , ν , δ und dp_w/dx oder äquivalent dazu durch ρ , ν , δ und u_τ , wenn

$$u_\tau = \left(-\frac{\delta}{\rho} \frac{dp_w}{dx} \right)^{1/2} \quad (2.81)$$

ist, charakterisiert. Da die viskose Spannung und die Turbulenzproduktion durch den Geschwindigkeitsgradienten bestimmt werden, liegt es nahe, das mittlere Geschwindigkeitsprofil auch durch den Geschwindigkeitsgradienten

$$\frac{d\langle u \rangle}{dy} = \frac{u_\tau}{y} \Phi \left(\frac{y}{\delta_\nu}, \frac{y}{\delta} \right) \quad (2.82)$$

zu beschreiben. Φ ist eine universelle dimensionslose Funktion. Die Idee bei der Wahl der Parameter liegt darin, dass y^+ die angebrachte Größe zur Beschreibung von Phänomenen im Wandbereich ($y^+ < 50$) und δ die entsprechende Größe für Phänomene im äußeren Bereich ($y^+ > 50$) ist.

Das Wandgesetz Prandtl postulierte, dass bei großen Reynolds-Zahlen sich nahe der Wand eine innere Schicht ausbildet, in der das mittlere Geschwindigkeitsprofil durch viskose Größen bestimmt ist, also unabhängig von δ und u_0 ist. Mathematisch heißt das, dass die Funktion Φ aus Gl. 2.82 asymptotisch nur noch von y/δ_ν abhängt

$$\frac{d\langle u \rangle}{dy} = \frac{u_\tau}{y} \Phi_I \left(\frac{y}{\delta_\nu} \right) \quad (2.83)$$

$$\Phi_I \left(\frac{y}{\delta_\nu} \right) = \lim_{y/\delta \rightarrow 0} \Phi \left(\frac{y}{\delta_\nu}, \frac{y}{\delta} \right) \quad (2.84)$$

Mit

$$u^+ = \frac{\langle u \rangle}{u_\tau} \quad (2.85)$$

lässt sich zeigen, dass die Geschwindigkeit u^+ für $y/\delta \ll 1$ nur von y^+ abhängt, also linear ist. Die Abweichungen von der Linearität dieser Abhängigkeit sind bis zu $y^+ < 5$ vernachlässigbar, für $y^+ > 12$ allerdings signifikant (größer als 25%). Der lineare Bereich wird als viskose Unterschicht bezeichnet.

Das logarithmische Überlappungsgesetz Die Wandschicht wird gewöhnlich durch $y/\delta < 0,1$ definiert. Bei großen Reynolds-Zahlen entspricht der äußere Bereich der Wandschicht großen y^+ . Bei großen y^+ kann, wie eben diskutiert, angenommen werden, dass die Viskosität nur einen geringen Einfluss hat. Dadurch nimmt ϕ_I aus Gl. 2.84 einen konstanten Wert an:

$$\Phi_I(y^+) = \frac{1}{\kappa} \quad \text{für } \frac{y}{\delta} \ll 1 \text{ und } y^+ \gg 1 \quad (2.86)$$

Daraus ergibt sich für das Geschwindigkeitsprofil:

$$u^+ = \frac{1}{\kappa} \ln y^+ + B \quad (2.87)$$

Dieses Gesetz wurde ursprünglich durch von Kármán 1930 hergeleitet. κ heißt dementsprechend auch die von Kármán-Konstante. Literaturwerte für B und κ schwanken im Bereich von 5% um

$$\kappa = 0,41 \quad B = 5,2 \quad (2.88)$$

Dieses Gesetz gilt im Bereich $y^+ > 30$. Die Zone zwischen $y^+ < 5$ und $y^+ > 30$ wird als Pufferschicht (buffer layer) bezeichnet und ist der Übergangsbereich zwischen dem durch die Viskosität und dem durch die Turbulenz bestimmten Bereich der Strömung.

Das Widerstandsgesetz Im äußeren Bereich ($y^+ > 50$) führt die Annahme, dass Φ aus Gl. 2.82 unabhängig von ν ist, dazu, dass Φ asymptotisch nur noch von y/δ abhängt

$$\Phi_0\left(\frac{y}{\delta}\right) = \lim_{y/\delta_\nu \rightarrow \infty} \Phi\left(\frac{y}{\delta_\nu}, \frac{y}{\delta}\right) \quad (2.89)$$

Setzt man dies in Gl. 2.82 ein und integriert, so ergibt sich der Defekt der Geschwindigkeit gegenüber der Geschwindigkeit u_0 auf der Mittelachse:

$$\frac{u_0 - \langle u \rangle}{u_\tau} = \int_{y/\delta}^1 \frac{1}{y'} \Phi_0(y') dy' \quad (2.90)$$

Die Geschwindigkeitsverteilung im äußeren Bereich ist damit unabhängig von der Wandschicht, also auch unabhängig von der Reynolds-Zahl. Die Geschwindigkeit auf der Kanalachse u_0^+ und damit das Widerstandsgesetz erhält man aus der Anpassungsbedingung, d.h. dass die Geschwindigkeit der Wandschicht ($y/\delta < 0, 1$) (Gl. 2.83) und die der Defektschicht (y/δ_ν) (Gl. 2.90) in der Übergangsschicht übereinstimmen müssen:

$$\frac{u_0 - \langle u \rangle}{u_\tau} = -\frac{1}{\kappa} \ln \frac{y}{\delta} + B + B_1 \quad (2.91)$$

B_1 ist eine von der Art der Strömung abhängige Konstante.

Bereich	Dimension	Charakteristischer Parameter
Äußere Schicht		
Defektschicht	$y^+ > 50$	Effekte der Viskosität auf $\langle u \rangle$ sind vernachlässigbar.
Innere Schicht	$y/\delta < 0, 1$	$\langle u \rangle$ ist unabhängig von u_0 und δ .
Überlappungsbereich	$y^+ > 50, y/\delta < 0, 1$	Übergang zwischen innerer und äußerer Schicht ($Re > 20000$).
Wandschicht	$y^+ < 50$	Beitrag der Viskosität zur Schubspannung ist signifikant.
Überlappungsschicht	$y^+ > 30, y/\delta < 0, 3$	Gültigkeit des logarithmischen Überlappungsgesetzes.
Pufferschicht	$5 < y^+ < 30$	Bereich zwischen Wandschicht und viskoser Unterschicht.
Viskose Unterschicht	$y^+ < 5$	Die Reynolds-Spannung ist gegenüber der viskosen Schubspannung vernachlässigbar.

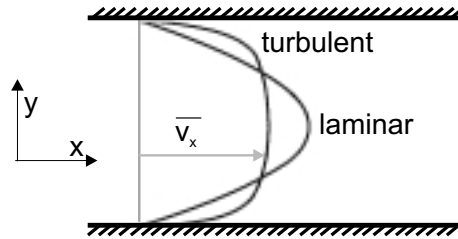


Abbildung 2.19: Geschwindigkeitsprofil der turbulenten Rohrströmung. Vergleich zwischen laminarem ($Re \approx 400$) und turbulentem ($Re \approx 4000$) Strömungsprofil für gleiche mittlere Geschwindigkeiten bzw. Durchflussmengen.

Abhängigkeiten verschiedener Größen von der Reynolds-Zahl

Durch die Charakterisierung der mittleren Geschwindigkeitsprofile lassen sich nun durch Näherungen und Abschätzungen die Abhängigkeiten einiger Größen von der Reynolds-Zahl herleiten. Im Folgenden werden nur die Abhängigkeiten aufgelistet, für ihre Herleitung sei auf [Pop00] Kap. 7.1.5, Seite 278 verwiesen.

$$\begin{aligned}
 u_0 - \bar{u}/u_\tau &\approx 2,4 \\
 c_f &= \frac{\tau_w}{\left(\frac{1}{2} \rho u_0^2\right)} = 2 \left(\frac{u_\tau}{u_0}\right)^2 \\
 C_f &= \frac{\tau_w}{\left(\frac{1}{2} \rho \bar{u}^2\right)} \\
 Re &= 2 \bar{u} \frac{\delta}{\nu} \\
 Re_\tau &\approx 0,09 Re^{0,88} \\
 u_0/u_\tau &\approx 5 \log_{10} Re
 \end{aligned}$$

3. Experimentelle Arbeiten

3.1 Konstruktion des Strömungskanals

Nach ersten Untersuchungen im bereits bestehenden Strömungskanal wurde ein neuer Strömungskanal entwickelt, der die Untersuchung von Konzentrationsänderungen der untersuchten Spezies an der Wand ermöglichen soll. Der neue Strömungskanal wurde strukturell ähnlich zum bestehenden Strömungskanal konzipiert. Der Kanal besteht aus verschiedenen Sektionen, die alle auf einer Grundplatte angebracht werden. Die zu untersuchende Strömung tritt durch einen Einlassdiffusor in den eigentlichen Kanal hinein. Der Kanal hat einen quadratischen Querschnitt von $60 \times 60 \text{ mm}^2$. Danach folgt eine Sektion zur Turbulenzunterdrückung und künstlichen Erzeugung einer definierten Turbulenz. Daran anschließend verengt sich der Kanalquerschnitt symmetrisch auf eine Fläche von $60 \times 5 \text{ mm}^2$ und tritt in den Beobachtungsbereich ein. An den Beobachtungsbereich schließt sich ein Auslassdiffusor und daran eine Ableitung der Strömung in das Abluftsystem an.

3.1.1 Zuleitung

Die Strömung wird durch mehrere parallel zueinander aufgebaute Regelungssysteme dem Strömungskanal zugeführt. Die Hauptströmung ist über ein Rotameter-Flussmesser (*Rota Yolosawa*) über einen Bereich von 20 bis 200 m^3/h regelbar. Durch den Querschnitt der Zuleitungsschläuche (11 mm) und den maximal möglichen Vordruck von 10 bar liegt der maximal realisierbare Fluss bei 80 m^3/h . Die Hauptströmung kann nun homogen mit Stickstoffdioxid (NO_2) dotiert werden. Dazu wird Stickstoffmonoxid (NO) zusammen mit Luft durch ein 55 Liter fassendes Reaktionsgefäß geströmt. Ist die Reaktionszeit groß genug, so setzt sich NO fast vollständig zu NO_2 um (Abb. 3.1). Der NO Fluss kann über zwei Massenflussregler (*Bronkhorst F 201D* und *Tylan FC 280s*) über einen Bereich von 0 bis 2,06 SLM (Standard Liter pro Minute) geregelt werden. Der Luftstrom lässt sich zwischen 0 und 200 SLM regeln (*Bronkhorst F 202AC*). Die beiden Partialströmungen werden in einem Mischrohr zusammengeführt.

3.1.2 Einlassdiffusor

Im Bereich des Einlassdiffusors wird der Querschnitt der Strömung vom bisherigen Schlauchdurchmesser (11 mm) an den Kanalquerschnitt angepasst ($60 \times 60 \text{ mm}^2$). Um ein Ablösen der Strömung von der Wand zu vermeiden, wurde beim Wechsel vom runden Durchmesser auf einen quadratischen Querschnitt auf möglichst glatte Übergänge geachtet. Außerdem wurde der Öffnungswinkel des Diffusors kleiner als 8 Grad gewählt [Sch89]. Am Eingangsdiffusor befinden sich zusätzlich vier weitere

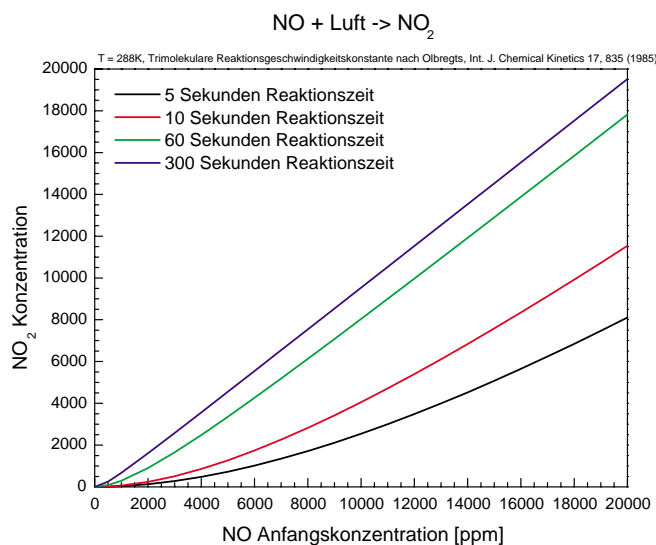


Abbildung 3.1: Simulation der NO₂-Konzentration in Abhängigkeit zur NO-Anfangskonzentration und der Reaktionszeit. Ist die Reaktionszeit genügend groß, so wird die NO₂-Anfangskonzentration fast vollständig zu NO umgesetzt.

Anschlüsse (zwei Gyrolock und zwei KF20 Anschlüsse), die eine weitere Zugabe von Gasströmen oder Partikeln erlauben. Der gesamte Einlassdiffusor hat eine Länge von 142 mm.

3.1.3 Wabengitter

Wabengitter sind sehr gut zur Reduktion von Turbulenzen in der Strömung geeignet, insbesondere werden großskalige Turbulenzelemente, Drall oder Scherung unterdrückt. Eine fast komplette Unterdrückung solcher Turbulenzelemente wird erreicht, wenn das Wabengittersegment eine Länge des 5- bis 10-fachen des Zelldurchmessers besitzt. Hier wurde ein 50 mm langes Wabengitter mit einem Zelldurchmesser von 5 mm eingebaut. Der Querschnitt der Zellen ist hexagonal.

Für eine optimale Unterdrückung auch der kleinsten Geschwindigkeitsschwankungen senkrecht zur Hauptströmungsrichtung sollte man die Zellgröße des Wabengitters so wählen, dass auf dem Durchmesser des Kanals mindestens 150 Zellen platziert sind [Meh79]. Aufgrund der kleinen Dimensionen des Kanals und der Verfügbarkeit des verwendeten Wabengitters wurde hierauf verzichtet.

Normalerweise folgen auf das Wabengitter eine Reihe von Metallnetzen mit kleinen eckigen Maschen. Deren Zweck ist es, das Geschwindigkeitsprofil zu homogenisieren und dadurch die Turbulenzintensität des gesamten Strömungsfeldes zu verringern. Für eine feste Versperrung (Verhältnis von der Fläche der Maschenöffnung zur

Fläche des Materials) ist eine kleine Maschengröße am besten zur Unterdrückung von bereits bestehender Turbulenz geeignet [Meh79]. Da solche Netze auch Instabilitäten in Form von longitudinalen Wirbeln in der Strömung erzeugen, ist es sinnvoll, als letztes ein Netz mit einer Versperrung größer als 0,57 zu benutzen. Erfahrungswerte für den Abstand solcher Siebe voneinander liegen bei dem 0,2-fachen des Kanaldurchmessers [Meh79].

Wenn man mit einem sehr starken Drall in der Einlassströmung rechnet, ist es zusätzlich dazu sinnvoll, ein erstes Netz bereits vor dem Wabengitter zu platzieren.

Durch die lange Schlauchzuführung der Strömung und ein daraus resultierendes gleichmäßiges Strömungsprofil wurde in unserem Fall auf solche Siebe verzichtet. Dennoch besteht die Möglichkeit, ein solches Sieb hinter dem Wabengitter anzubringen (siehe nächsten Abschnitt).

3.1.4 Turbulenzgitter

Zur Erzeugung von einer definierten homogenen Turbulenz kann 40 mm hinter dem Wabengitter ein Turbulenzgitter eingebaut werden. Anstelle des Gitters kann an dieser Stelle auch eines der oben besprochenen Siebe eingesetzt werden. Ein Turbulenzgitter ist prinzipiell wie eines der oben beschriebenen Netze aufgebaut [Din93].

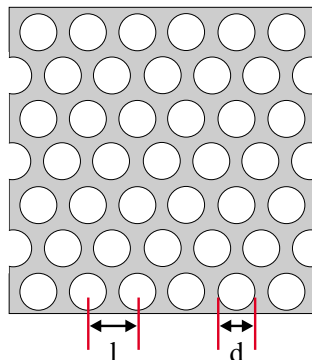


Abbildung 3.2: Hexagonales Gitter mit Lochdurchmesser d und Lochabstand l .

Hierbei handelt es sich um ein Lochgitter, das durch die Versperrung charakterisiert wird. Die genaue Definition der Versperrung eines hier verwendeten hexagonalen Lochgitters lautet

$$V = 1 - \frac{\pi}{2\sqrt{3}} \left(\frac{d}{l} \right)^2 \approx 1 - 0,907 \left(\frac{d}{l} \right)^2 \quad (3.1)$$

d ist der Lochdurchmesser und l der Abstand der Löcher. Die Formel ergibt sich aus einfachen geometrischen Überlegungen. Die folgende Tabelle gibt einen Überblick über die zur Verfügung stehenden Turbulenzgitter.

	d [mm]	l [mm]	Öffnung [%]	Versperrung [%]
Gitter I	3	4	51	49,0
Gitter II	3	5	32,7	67,3
Gitter III	5	7,5	40,3	59,7
Gitter IV	5	10,5	20,6	79,4
Gitter V	7	9,5	49,2	50,8
Gitter VI	7	12	30,9	69,1

Der Einbau eines der vorhandenen Turbulenzgitter ist nur sinnvoll, wenn im weiteren Verlauf des Kanals nur eine geringfügige oder keine Verengung stattfindet, da eine solche Verengung die Schwankungen der mittleren Geschwindigkeiten und der Schwankungsgeschwindigkeiten, also der Turbulenz unterdrückt (siehe nächsten Abschnitt). Bei einer starken Verengung wird die gerade erzeugte Turbulenz gleich wieder sehr stark unterdrückt. Benötigt man eine künstlich erzeugte Turbulenz, so sollte der bisher bestehende Strömungskanal in der Hinsicht modifiziert werden, dass direkt am Ende der Verengung ein Turbulenzgitter eingebaut werden kann.

3.1.5 Verengung

Eine Verengung hat hauptsächlich zwei Auswirkungen. Erstens wird die mittlere Geschwindigkeit erhöht. Dies hat den Vorteil, dass das Wabengitter und die Siebe in Bereichen niedriger Geschwindigkeit platziert werden können. Dadurch ist der Druckverlust durch diese Komponenten nicht so groß, wie wenn sie im Bereich größerer Geschwindigkeiten angebracht wären. Zweitens verringert eine Verengung die Schwankungen der mittleren Geschwindigkeit und der Schwankungsgeschwindigkeiten. Folglich ist die Größenordnung des Anteils dieser Geschwindigkeiten an der zeitlich gemittelten Geschwindigkeit geringer.

Der wichtigste Parameter einer Verengung ist das Verengungsverhältnis c . c ist die Kanalquerschnittsfläche vor der Verengung dividiert durch die Querschnittsfläche nach der Verengung. In dem hier konstruierten Kanal wird eine sehr starke Verengung von $c = 12$ benutzt. Die Form einer Verengung muss so gewählt werden, dass an deren Ende eine gleichförmige und gleichmäßige Strömung vorliegt und dass keine Ablösung der Strömung von der Wand auftritt. Zur Unterdrückung der Schwankungen sind große Verengungsverhältnisse wünschenswert (in kleinen Kanälen werden normalerweise Verengungsverhältnisse von 6 bis 9 verwendet), zur Vermeidung der Ablösung bietet sich eine möglichst große Verengungslänge an. Allerdings stellt sich dann das Problem einer immer größeren Dicke der Grenzschicht. Um eine möglichst dünne Grenzschicht zu haben, muss die Länge der Verengung minimiert werden [Bel88].

Jede nicht kurvenförmige Verengung führt zu einer größeren Wahrscheinlichkeit der Ablösung der Strömung von der Wand an den entstehenden Ecken/Kanten. Für



Abbildung 3.3: *Bild der Verengungsform.*

die Auswahl der Form einer kurvenförmigen Verengung gibt es diverse Methoden. Die theoretische Methode basiert auf Computersimulationen, die praktische Methode auf einem freien Design nach Augenmaß. Wichtig ist auch nicht die exakte Form der Kurve, sondern nur deren Verlauf am Anfang und am Ende der Verengung. Im Allgemeinen sollte der Kurvenradius am schmalen Ende der Verengung geringer und die Übergänge zu den parallelen Wänden hin möglichst glatt sein (mindestens die erste und zweite Ableitung der Kurve sollten in den Endbereichen Null oder beinahe Null sein).

Die Form der Verengung, die in diesem Strömungskanal realisiert wurde, beruht auf den Untersuchungen von J.H. Bell und R.D. Mehta [Bel88]. Diese haben eine iterative Prozedur zur Bestimmung der optimalen Verengungsform entwickelt. Basierend auf Computersimulationen werden das Strömungsfeld und die Druckverteilung für eine gegebene Verengung berechnet. Die erhaltenen Druck- und Geschwindigkeitsverteilungen werden dann als Eingangsdaten für eine Grenzschichtsimulation verwendet, um das Verhalten der Grenzschicht entlang der Wand vorhersagen zu können. Der daraus entstehende Datensatz wird mit experimentellen Ergebnissen für die angenommene Verengungsform verglichen. Die aus dieser Prozedur entstandene Form der Verengung genügt den Anforderungen einer minimalen Verengungslänge bei gleichzeitiger Vermeidung einer Grenzschichtablösung und einer gleichförmigen und gleichmäßigen Strömung am Verengungsende. Als Ergebnis dieser Prozedur ergab sich eine Kurvenform gegeben durch ein Polynom 5. Ordnung:

$$y(x) = H_i - (H_i - H_e) \left[6 \left(\frac{x}{L} \right)^5 - 15 \left(\frac{x}{L} \right)^4 + 10 \left(\frac{x}{L} \right)^3 \right] \quad (3.2)$$

H_i und H_e stehen für die Höhe der Verengung am Einlass und am Auslass, L ist die Länge der Verengung. x ist die Koordinate in Strömungsrichtung, y die Koordinate senkrecht dazu. Abbildung 3.3 zeigt die Kurvenform. Die realisierte Verengung hat eine Länge von $L = 72$ mm und verengt die Höhe der Strömung von 60 auf 5 mm. Im Beobachtungsbereich hat die Strömung also einen Querschnitt von 60×5 mm.

Das Verengungselement wird jeweils auf den Kanalboden und den Kanaldeckel aufgeschraubt. Dadurch ist es leicht zu tauschen und der Beobachtungsbereich des Kanals lässt sich durch die Anfertigung eines neuen Verengungselementes nach obi-

ger Formel sehr leicht auf unterschiedliche Querschnitte bringen.

3.1.6 Beobachtungsbereich

Die Beobachtungssektion wurde so konzipiert, dass der Strömungsquerschnitt leicht zu variieren ist (siehe obigen Abschnitt) und der Bereich möglichst flexibel an die gerade durchzuführende Untersuchung angepasst werden kann.

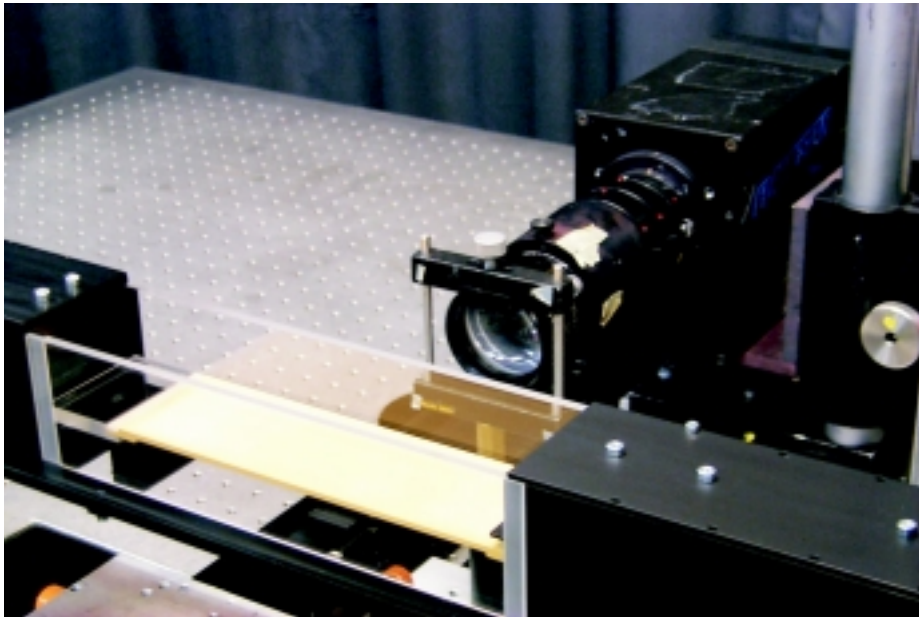


Abbildung 3.4: *Beobachtungsbereich mit Bodenfenster und austauschbarer Bodenplatte.*

Die beiden Seitenfenster haben jeweils die volle Höhe der bisherigen Kanalwände und können nahtlos in diese eingepasst werden. Dies garantiert, je nach Form der Verengung, einen möglichen Strömungsquerschnitt zwischen 60×60 und $60 \times 1 \text{ mm}^2$. Die Deckel und Bodenplatten im Beobachtungssegment können ebenfalls nahtlos an die Verengungs- und Auslassdiffusorelemente (siehe nächsten Abschnitt) angebracht werden. Der Bodenbereich lässt sich in 2 Bereiche aufteilen. Direkt nach der Verengung folgt ein 38 mm langes Fenster. Dieses Fenster ermöglicht die Einkopplung von Lasern zu Mess- oder Photodissoziationszwecken senkrecht zur Strömungsrichtung. Bei einer Messung direkt hinter der Verengung ist allerdings zu beachten, dass die Strömung im Allgemeinen ca. das 0,5 fache des Kanaldurchmessers (hier der Höhe) benötigt, um sich zu stabilisieren und die Unterdrückung der Turbulenzelemente zu vervollständigen. An das Fenster schließt sich nahtlos eine austauschbare Bodenplatte an. Bisher vorhanden sind drei verschiedene Bodenplatten.

- Ein Bodenfenster. Dieses ermöglicht einen optischen Zugang zum Beobachtungsbereich von unten und senkrecht zur Strömung.

- Eine Platte mit Vertiefung. Die Vertiefung in der Platte bietet die Möglichkeit, die Platte mit einer Substanz zu beschichten. Da die Platte aus Aluminium ist, lässt sie sich sehr gut durch ein Bandheizelement von unten heizen. Dies kann zur Sublimation der Substanz führen und dient folglich als Speziesquelle an der Wand.
- Eine katalytisch aktive Platte. Die mit Platin beschichtete Platte bietet die Möglichkeit, Reaktionen von Substanzen in der Strömung zu katalysieren. Sie lässt sich ebenso von unten heizen, wie die oben besprochenen Aluminiumplatte. Die Merkmale des Katalysators sind in Abschnitt 3.1.9 besprochen.

Die Kanaldecke kann entweder ein einfaches Fenster sein oder eine Platte, die mit einem Anschluss für eine Pulsdüse versehen ist. Durch die Pulsdüse bietet sich die Möglichkeit, Wolken bestimmter Substanzen einzudüsen und deren Verhalten in der Strömung zu beobachten.

Der Beobachtungsbereich hat eine Gesamtlänge von 250 mm und ist über die gesamte Länge von beiden Seiten her optisch zugänglich.

3.1.7 Auslassdiffusor und Auslass

Der Auslassdiffusor schließt sich direkt an den Beobachtungsbereich an. Er hat eine Gesamtlänge von 282 mm und einen Öffnungswinkel von 5 Grad. Der geringe Öffnungswinkel garantiert eine optimale Stabilität der Strömung im Beobachtungsbereich. Gleichzeitig muss es eine merkbare Abnahme der Gleichmäßigkeit der Strömung im Auslassdiffusor geben, da es sonst zu Schwankungen beim Druckausgleich und damit zu Schwankungen in der Strömungsgeschwindigkeit im Beobachtungssegment kommen kann [Meh79].

An den Auslassdiffusor schließt sich rechtwinklig die Abführung der Strömung in das Abluftsystem an. Der rechtwinklige Knick in der Strömungsführung ist nötig, um einen weiteren optischen Zugang zum Beobachtungssegment zu ermöglichen. Direkt am Knick befindet sich ein Fenster mit den Dimensionen des nicht verengten Strömungskanals ($60 \times 60 \text{ mm}^2$). Über dieses Fenster können Laserstrahlen parallel zur Strömungsrichtung und senkrecht zur Wand in das Beobachtungselement eingekoppelt werden.

3.1.8 Heizung

Es gibt zwei Möglichkeiten, der Strömung im Kanal Wärme zuzuführen. Die erste Möglichkeit besteht darin, die Strömung an sich zu beheizen. Dazu steht eine Heizpatrone (*Leister*, Typ 5000) mit einer Maximalleistung von 7,5 kW zur Verfügung, die eine Strömung von maximal 1200 SLM auf bis zu 600° C heizen kann. Die andere Möglichkeit besteht darin, eine Wand im Beobachtungsbereich zu heizen. Dies wird durch ein Bandheizelement realisiert, welches von außen an die Wand angepresst

wird (*Watlow MI Strip Heater*). Die vorhandene Heizung hat eine Leistung von 300 W und eine Leistungsdichte von $3,4 \text{ W/cm}^2$ auf einer Fläche von $180 \times 50 \text{ mm}^2$.

3.1.9 Katalytisch aktive Wand

Die katalytisch aktive Platte lässt sich, wie weiter oben dargestellt, als eine der Seitenwände des Strömungskanals nahtlos einbauen. Das Trägermaterial der Platte besteht aus Cordierit (Aluminium-Magnesium-Silikat ($2\text{MgO}-2\text{Al}_2\text{O}_3-5\text{SiO}_2$)). Cordierit ist eine Keramik, die in herkömmlichen Autokatalysatoren als Trägermaterial verwendet wird. Es zeichnet sich durch eine besonders niedrige Wärmeausdehnung und eine sehr hohe Temperaturwechselbeständigkeit aus. Ein weiterer Vorteil ist die sehr große Porosität, d.h. eine sehr große Oberfläche. Durch Aufbringen eines Washcoats aus Al_2O_3 kann diese Oberfläche weiter vergrößert werden. Daher eignet es sich hervorragend als Trägermaterial für Katalysatoren.

Die Cordierit-Platte wurde mit Platin beschichtet. Dies bildet einen Katalysator für die Reaktion von NO mit O_2 ; bei einer Katalysatortemperatur von 350 Grad bildet sich am Katalysator NO_2 . Die Beschichtung der Trägerplatte wurde von der Firma *Degussa* ausgeführt. Eine TEM-Analyse der Beschichtung ergab folgende Merkmale des Katalysators:

- Die Beschichtung enthält 15 g Platin/m^2 .
- Der Träger ist dicht mit Pt-Teilchen belegt, deren Durchmesser meist 1 nm bis 3 nm, seltener auch 5 nm beträgt.
- Zusätzlich sind noch 100-300 nm große Partikel vorhanden, die teilweise kompakt oder Agglomerate aus ca. 20 nm großen Primärteilchen sind.
- Die Anzahl der kleinen Pt-Teilchen beträgt das 1000-10000-fache der großen Pt-Teilchen (grobe Abschätzung).

Die Bilder der TEM-Analyse finden sich im Anhang B.

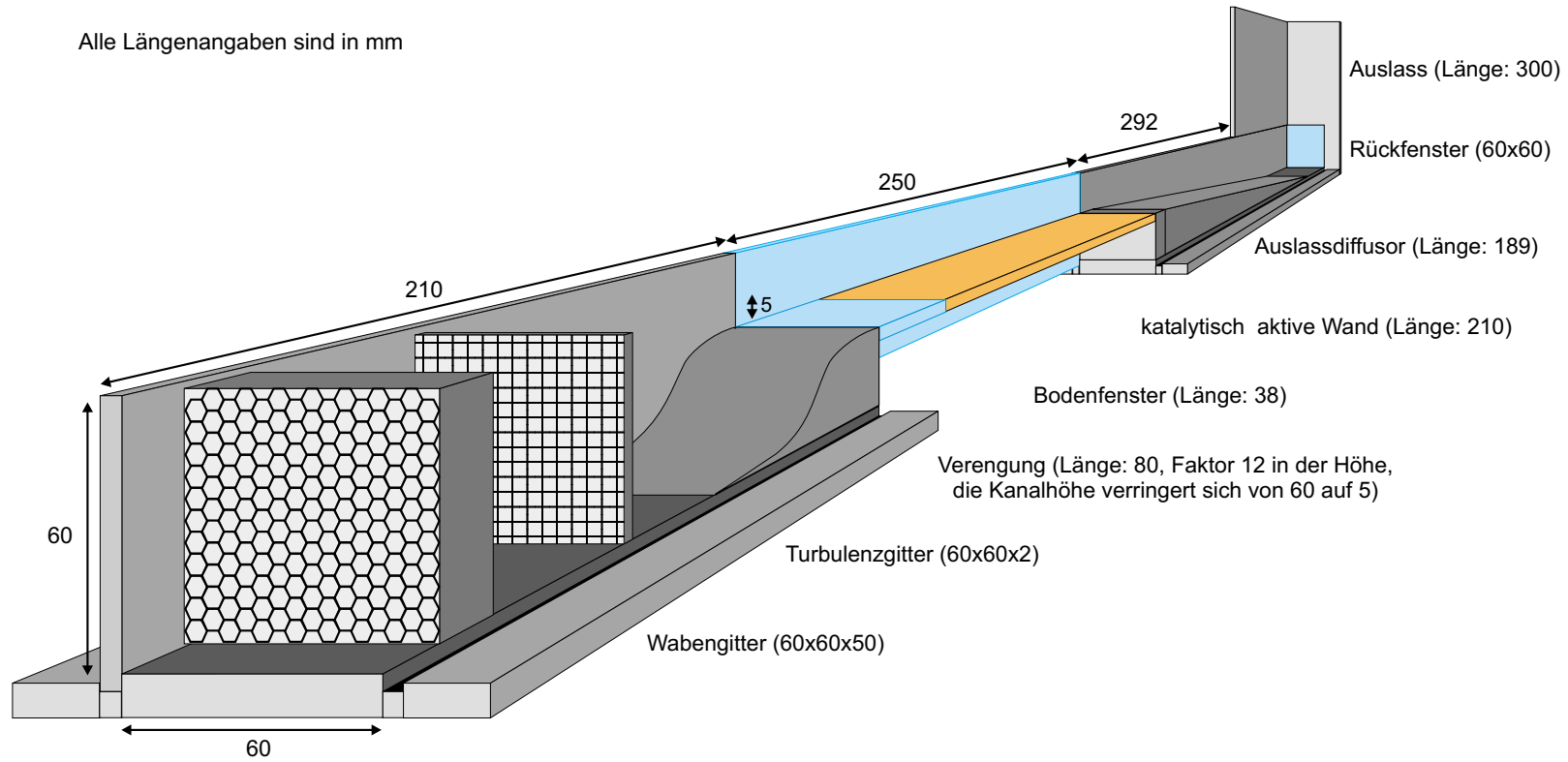


Abbildung 3.5: Strömungskanal mit den einzelnen Komponenten.

3.2 Nachweis einer mehrfachen Linienstruktur mit Hilfe der molekularen Strömungsmarkierungstechnik

3.2.1 Konzept

Die von C. Orlemann [Orl99] entwickelte molekulare Strömungsmarkierungstechnik beruht auf der Erzeugung der Tracersubstanz Stickstoff-Monoxid (NO). Eine definierte räumliche Verteilung von NO-Molekülen kann durch Fotodissoziation von Stickstoff-Dioxid (NO₂) erzeugt werden. NO₂ wird durch Laserstrahlung einer Photonen-Energie größer als 3,115 eV [Her66] bzw. einer Wellenlänge kleiner als 398 nm fotodissoziiert. Da der Absorptionsquerschnitt des NO₂ im ultravioletten Bereich allerdings um mehrere Größenordnungen variiert, empfiehlt sich die Verwendung eines XeF Excimerlasers oder der dritten Harmonischen eines Nd:YAG-Lasers bei 351 bzw. 355 nm. Bei diesen Wellenlängen betragen die Absorptionsquerschnitte von NO₂ $\sigma = 44$ bzw. $47 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2$ [DeM97].

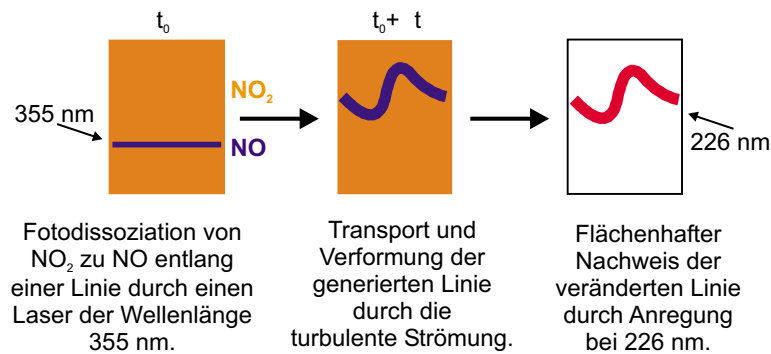
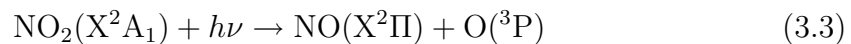
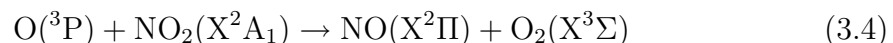


Abbildung 3.6: Prinzip der NO Strömungsmarkierungstechnik.

Das NO kann bei der Fotodissoziation auf zwei verschiedene Weisen entstehen. Entweder direkt durch die Absorption eines Photons



oder durch die Folgereaktion von NO₂ mit dem im ersten Reaktionsschritt entstandenen freien Sauerstoffatom



Bei Raumtemperatur und atmosphärischen Bedingungen stellt sich aufgrund der hohen Stoßzahl innerhalb sehr kurzer Zeit (ns) eine thermische Verteilung der Besetzung der angeregten Zustände ein. Der Nachweis der entstandenen NO-Moleküle muss also aus dem Schwingungsgrundzustand des elektronischen Grundzustandes erfolgen. Die Detektion der entstandenen NO-Moleküle erfolgt durch Laser-induzierte Fluoreszenz (LIF) bei einer Anregungswellenlänge von 226 nm.

3.2.2 Nachweis einer 3-fachen Linienstruktur

Bisherige Untersuchungen mit der Strömungsmarkierungstechnik basierten auf dem Erzeugen einer „Linie“ aus NO und deren einmaliger Detektion. Durch die Beschaffung eines neuen Lasersystems bestehend aus einem Einzelpuls Nd:YAG-Laser und einem Doppelpuls Nd:YAG-Laser (*Thomson BMI 5013 COMP 10* und *PVL400 THG/FHG*) bestand die Möglichkeit, mehrere Linien nacheinander zu erzeugen und dann einmalig diese Linien zu detektieren.

Im Gegensatz zu den bisher ausgeführten Strömungsuntersuchungen mit nur einer Linie ermöglichen Experimente mit mehreren, räumlich dicht beieinander liegenden Strukturen eine Auflösung von Turbulenzstrukturen, die größer sind als der Abstand der generierten Strukturen. Größere Turbulenzstrukturen können alle oder mehrere der generierten Linien parallel verändern und daher auch bei einem einmaligen Nachweis der erzeugten Strukturen erkannt werden. Dies liefert wichtige Informationen über die Turbulenz der Strömung und dient zum besseren Vergleich mit Ergebnissen einer direkten numerischen Simulation (DNS). Die Strömungsmarkierungstechnik ist in dieser Hinsicht besonders geeignet, Strukturen nahe der Wand aufzulösen, da eine spektrale Trennung von Anregungs- und Fluoreszenzwellenlänge möglich ist, wodurch Probleme mit Streulicht von der Wand umgangen werden.

Versuchsaufbau

Optischer Aufbau Die Versuche zum Nachweis von drei generierten Linien wurden an dem von C. Orlemann konstruierten Strömungskanal [Orl99] durchgeführt. Hauptmerkmal dieses Strömungskanals ist eine Querschnittsfläche von $50 \times 50 \text{ mm}^2$ am Einlass, welche sich vor dem Beobachtungsbereich einseitig auf eine Fläche von $20 \times 50 \text{ mm}^2$ verengt. Direkt vor dieser Verengung befindet sich ein Turbulenzgit-

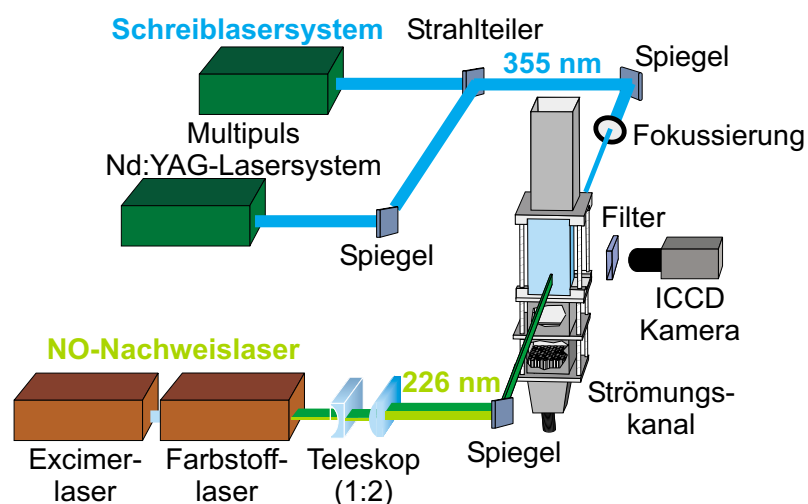


Abbildung 3.7: Versuchsaufbau zur molekularen Strömungsmarkierungstechnik mit dem Multipuls Nd:YAG-Lasersystem.

ter ($d = 4 \text{ mm}$, $l = 7 \text{ mm}$, Versperrung: 70,4%) zur Erzeugung einer künstlichen homogenen Turbulenz (näheres zu Turbulenzgittern siehe Kap. 3.1). Der Beobachtungsbereich ist von allen vier Seiten her optisch zugänglich.

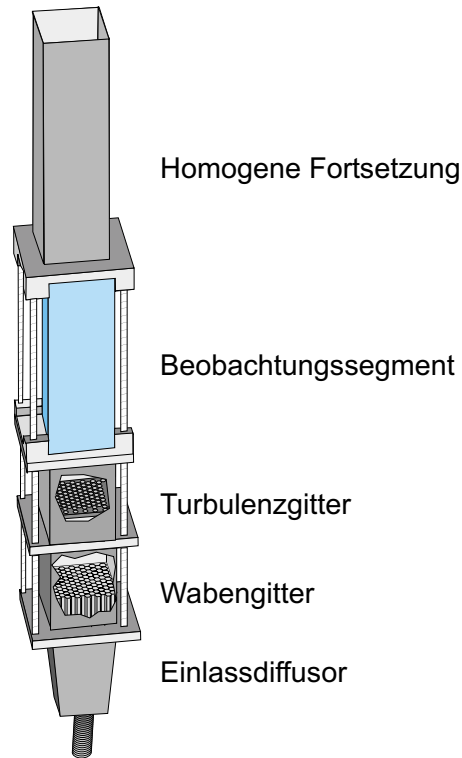


Abbildung 3.8: Skizze des Strömungskanals [Orl99].

Zur Fotodissoziation von NO_2 , also zur Erzeugung der Linien in der Strömung, wurde eine Kombination aus zwei Lasern benutzt, um drei Linien zeitlich beliebig voneinander getrennt zu erzeugen. Bei den Lasern handelte es sich um einen Einzelpuls Nd:YAG-Laser (*Thomson BMI 5013 Comp 10*) und einen Doppelpuls Nd:YAG-Laser (*Thomson BMI PVL400 THG/FHG*). Der Doppelpuls Nd:YAG-Laser verfügt über eine Verzögerungsschaltung, die es erlaubt, die beiden Laser des Doppelpulssystems beliebig zeitlich zueinander einzustellen ($\Delta t = 1 \mu\text{s}$ bis 100 ms). Außerdem wurde ein Puls- und Delaygenerator (*Stanford Research Systems Inc. DG535*) zur externen Triggerung der Laser-Blitzlampen benutzt, um das Nd:YAG-Doppelpulssystem und den einzelnen Nd:YAG-Laser zeitlich aufeinander abzustimmen. Die verwendete Laserstrahlung von 355 nm hatte pro Puls eine Energie von 100 mJ und eine Pulsdauer von ca. 8 ns . Die Laserstrahlen wurden durch einen Strahlteiler überlagert, durch mehrere Filter (*Schott UG1* und *UG5*) auf 10 mJ pro Puls abgeschwächt und über eine Linse ($f = 400 \text{ mm}$) senkrecht zur Strömungsrichtung in den Kanal fokussiert ($d = 1 \text{ mm}$).

Die erzeugten NO-Linien wurden durch Anregung eines elektronischen Überganges des A-X(0,0)-Bandes bei 226 nm ([Sei85], [Pau89] und [Bra95]) durch 2-

dimensionale Laser-induzierte Fluoreszenz (LIF) detektiert. Ein Farbstofflaser (*Lambda-Physik* Scanmate IIe, Laserfarbstoff: Coumarin 2) gepumpt mit einem XeF-Excimerlaser (*Lambda-Physik* LPX 210 i) erzeugt Laserstrahlung bei 452 nm. Durch die Frequenzverdopplung mittels eines nichtlinearen Mehrwellenmischprozesses in einem anisotropen Kristall (Beta-Bariumborat, BBO I) wird abstimmbare Laserstrahlung im Bereich von 226 nm mit Pulsenergien 1 mJ erzeugt. Mit Hilfe eines Teleskopes (Zylinderlinsen $f = -40$ mm und $f = 80$ mm) wurde der Strahl um den Faktor 2 aufgeweitet und mit einer Zylinderlinse ($f = 500$ mm) ein Lichtblatt von $0,1 \times 18 \text{ mm}^2$ geformt. Der Laser wurde auf den A-X-Übergang des NO abgestimmt, der bei Zimmertemperatur zur stärksten LIF-Emission führt (Abb. 3.9). Das Lichtblatt wurde parallel zu den Fotodissoziationslasern und senkrecht zur Strömungsrichtung in den Beobachtungsbereich eingekoppelt. Der zeitliche Abstand zwischen den Fotodissoziationslasern und dem LIF-Nachweislaser war durch einen weiteren Puls- und Delaygenerator (*Stanford Research Systems Inc.* DG535) frei wählbar.

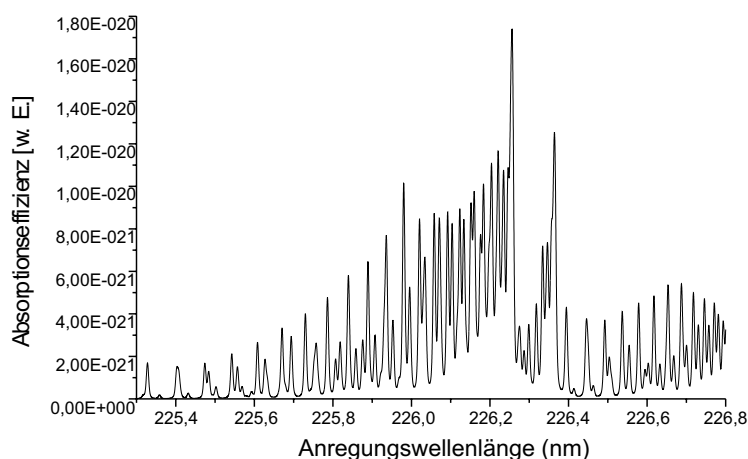


Abbildung 3.9: Berechnetes Absorptionsspektrum des NO bei Zimmertemperatur (LIF-SIM [Bes02]).

Die LIF-Signale der (0,1), (0,2) und (0,3)-Fluoreszenzübergänge (bei 235, 248 und 258 nm ([Sei85], [Pau89] und [Bra95])) wurden durch einen 2 mm dicken UG5-Filter (*Schott*) spektral vom Streulicht der Anregungslaserstrahlung getrennt. Die 2-dimensionale Verteilung des NO Fluoreszenzsignals wurde mit einer bildverstärkten slow-scan CCD-Kamera (*LaVision* Flame Star III), die mit einem achromatischen UV-Objektiv (*Halle* $f = 100$ mm, $f_{\#} = 2$) ausgerüstet war, aufgenommen.

Strömungssystem Die Strömungszuführung zum Strömungskanal bestand aus zwei unterschiedlichen Systemen, die kurz vor Eintritt in den Kanal über eine Gabelung zusammengeführt wurden. Die Hauptströmung wurde durch Druckluft des

hauseigenen Kompressor versorgt. Es ließen sich Luftflüsse von 80 m³/h bei einem Vordruck von 10 bar realisieren. Dieser Fluss ließ sich über einen Rotameter-Flussregler (*Rota Yolosawa*) über einen Bereich von 20 bis 200 m³/h regeln.

Das zweite System diente zur Bereitstellung einer homogen mit NO₂ dotierten Luftströmung. Da der Dampfdruck von NO₂ bei Zimmertemperatur unterhalb von 1 bar liegt, NO₂ also flüssig ist und zudem im Gleichgewicht mit N₂O₄ steht, welches sich bei höheren Druck auf die Seite von N₂O₅ verlagert, ist es schwierig, NO₂ bei atmosphärischen Bedingungen zu lagern und konstante Gasflüsse zu realisieren. Um dennoch eine reproduzierbare und zeitlich konstante Dotierung der Luftströmung zu erhalten, wurde NO₂ über die Reaktion von NO mit O₂ erzeugt. Hierzu wurde NO (*Messer Griesheim*, Reinheit größer als 99%, NO₂-Anteil $\approx 0,1\%$, N₂O-Anteil $\approx 0,4\%$) mit Luft in einem 55 l fassenden Stahlbehälter gemischt. Die NO-Flüsse wurden durch zwei Massenflussregler (*Bronkhorst* F 201D für 60 cm³/min und *Tylan* FC 262 für 66 cm³/min) eingestellt. Der Luftfluss ließ sich mit einem Massenflussregler (*Bronkhorst* F 202AC) bis zu 200 l/min regeln. Bei Standardbedingungen liegt das Gleichgewicht der Reaktion von NO mit Luftsauerstoff weit auf der Seite von NO₂. Lässt man dem System genügend Zeit, so setzt sich das NO fast vollständig zu NO₂ um (siehe auch Abb. 3.1 in Kap. 3.1). Die eingestellten Flüsse waren 126 cm³/min NO und 5 l/min Luft. Die mittlere Verweilzeit betrug also gut 10 Minuten.

Tendenziell ist zu beachten, dass das letztendlich erhaltene NO-Fluoreszenzsignal stark von der NO-Konzentration und damit von der ursprünglich zudosierten NO₂-Konzentration abhängt. Allgemein gilt, je größer die Konzentration ist, desto größer ist das Signal. Allerdings tritt bei sehr großen NO₂-Konzentrationen keine weitere Singalverbesserung ein, da ein gewisser Anteil der Nachweislaserenergie von den NO₂-Molekülen absorbiert und in NO-Moleküle dissoziiert wird, die dann ihrerseits angeregt werden können und ein Untergrundsignal verursachen, oder ein sehr effektives Quenching an anderen NO-Molekülen auftritt. Ist die NO₂-Konzentration zu hoch, beobachtet man also einen stärkeres Hintergrundsignal. Bei den hier benutzten Strömungsbedingungen war dieses Phänomen aber nicht zu beobachten.

Nachweis einer 3-fachen Linienstruktur

Mit dem oben besprochenen Lasersystem war es möglich, drei zeitlich aufeinander abstimmbare Laserpulse genügend hoher Energie bei einer Wellenlänge von 355 nm als Fotodissoziationslaser zu benutzen. In den durchgeführten Messungen wurden verschiedene zeitliche Schreib- und Leseabfolgen (Fotodissoziation von NO₂ und Nachweis von NO) realisiert.

Im ersten Fall hatten die drei Schreiblaserpulse einen zeitlichen Abstand von 1 ms aufeinander. Der Nachweis der generierten Linien erfolgte zu unterschiedlichen Zeiten nach Erzeugung der ersten der drei Linien. Der Zeitpunkt der Erzeugung der ersten Linie dient als Zeitnullpunkt bei allen angegebenen Zeiten. Zum Zeitpunkt $t = 0$ ms wird also die erste Linie erzeugt. Die zweite Linie wird zu $t = 1$ ms und die dritte Linie zum Zeitpunkt $t = 2$ ms erzeugt. Der Nachweis der so generierten

Linien erfolgte in 0,5 ms-Schritten (jeder Schritt jeweils in einem unabhängigen Experiment) nach der Linienenerzeugung. Die NO_2 -Konzentration betrug 460 ppm, der gesamte Massenfluss war 272 l/min, was einer mittleren Geschwindigkeit von 4,5 m/s entsprach. Die Energie der Fotodissoziationslaser betrug 10 mJ pro Puls, die Energie des Nachweislasers 1 mJ pro Puls.

Im zweiten Fall hatten die Schreiblaserpulse einen Abstand von 0,4 ms, die NO_2 -Konzentration betrug aufgrund des höheren Gesamtmassenflusses von 338 l/min nur noch 372 ppm. Die entsprechende mittlere Geschwindigkeit der Strömung war 5,6 m/s. Alle anderen Einstellungen waren identisch zu den oben beschriebenen experimentellen Bedingungen.

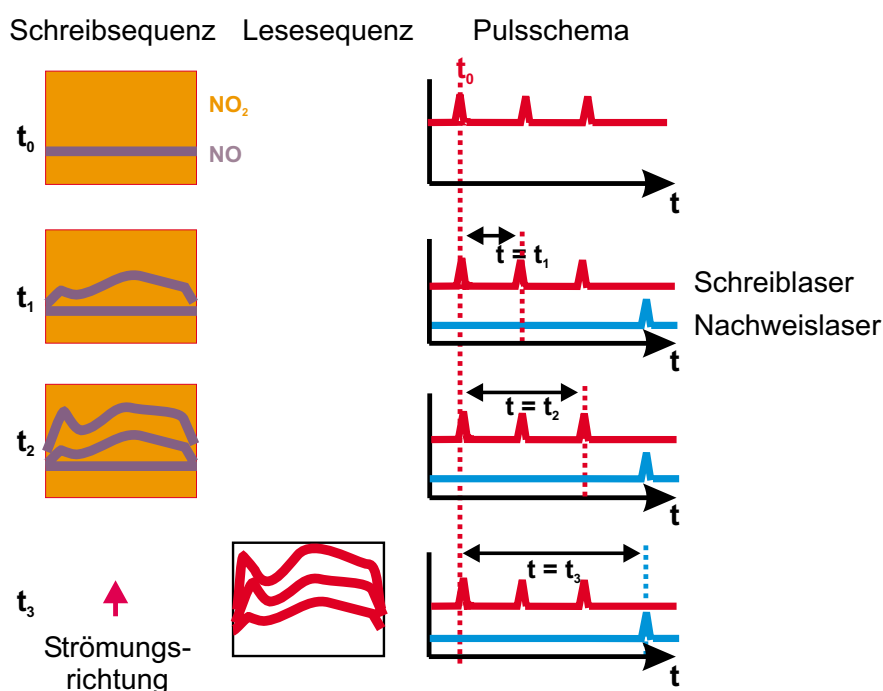


Abbildung 3.10: Schematische Darstellung der zeitlichen Abfolge der Laserpulse.

Ergebnisse

Momentanbilder Um für die statistische Auswertung eine genügend große Anzahl von Werten zu haben, wurden für jede der Bedingungen eine Serie von mindestens 300 Bildern aufgenommen. Der Detektionsausschnitt betrug, wie oben bereits beschrieben, ca. $2 \times 1,5 \text{ cm}^2$. Der zeitliche Abstand der Linien und ihres Nachweises wurde so gewählt, dass die Detektionsfläche möglichst maximal ausgenutzt wurde. Abb. 3.11 zeigt eine Folge von Bildern, die zu den verschiedenen Zeitpunkten aufgenommen wurden. In der Darstellung der Bilder folgt die Linie der Strömung, die von unten nach oben durch das Bild hindurch strömt. Die Seitenfenster des Kanals befinden sich an der Position der Kanten des Bildes rechts und links, d.h. die Bilder

sind genau am Ort der Wand abgeschnitten. Die Ausdehnung der Strömung in die Achse aus der Messebene hinaus betrug in jede Richtung 2,5 cm. Die Untersuchungen wurden in der geometrischen Mitte des Kanals ausgeführt, um den Einfluss der beiden anderen Seitenwände zu minimieren. Bei der Betrachtung der Bilder ist zu beachten, dass jedes Bild für sich alleine steht. Die Anordnung der Bilder impliziert einen Zusammenhang zwischen den einzelnen Bildern, der nicht vorhanden ist. Dies beruht darauf, dass es zum Zeitpunkt der Messung noch nicht möglich war, eine erzeugte Struktur mehrfach nachzuweisen.

Durch den geringen Turbulenzgrad der Strömung ist in den Bildern sehr schön zu erkennen, dass die Linienstruktur auch bei größeren Abständen zwischen Erzeugung und Nachweis erhalten bleibt. Erhöht man die Strömungsgeschwindigkeit und folglich den Turbulenzgrad, so sind sehr häufig Brüche in der Linienstruktur zu erkennen. Dies beruht darauf, dass Turbulenzelemente die NO-Moleküle aus der Messebene heraustransportieren und diese dadurch nicht mehr nachweisbar sind. Ein weiterer gut erkennbarer Effekt ist, dass sich die Linienstruktur bei einem Ab-

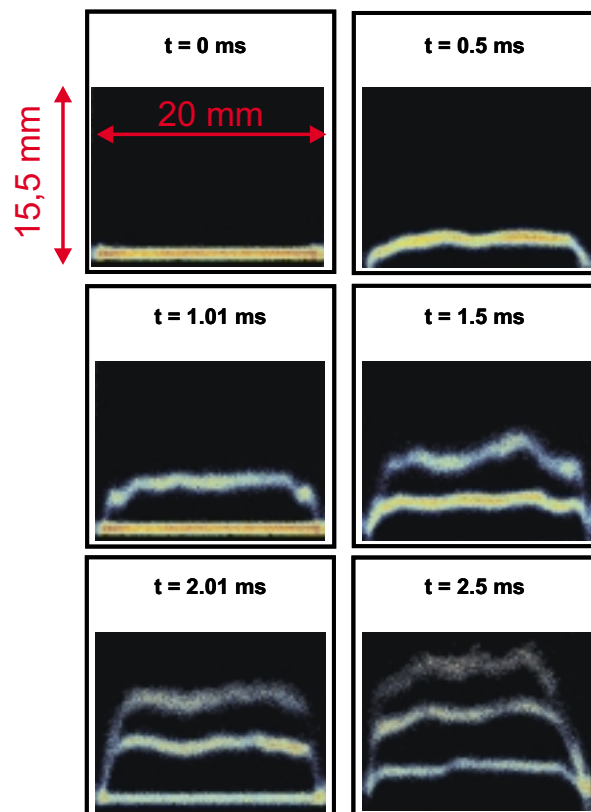


Abbildung 3.11: Darstellung der NO-Linien Einzelaufnahmen bei einem Gesamtfluss von 272 l/min. Die Strömung verläuft von unten nach oben und die Kanalseitenwand befindet sich rechts und links genau an der Position der Bildkanten. Der Abstand zwischen Erzeugung der Linien beträgt 1 ms. Der Nachweis erfolgte in 0,5 ms-Schritten nach Erzeugung der 1. Linie.

stand von 3 ms zwischen Erzeugung und Nachweis durch Diffusion der NO-Moleküle in die umliegenden Volumenelemente deutlich verbreitert hat und die Maximalintensität merklich gesunken ist. Bei den Bildern mit zwei bzw. drei Linien ist auch gut zu erkennen, dass die Turbulenzelemente, die zur Verformung der Linienstruktur in Strömungsrichtung beitragen, in der betrachteten Strömung sehr großskalig sind. Diese macht sich durch die ähnlichen Strukturverformungen in den direkt aufeinander folgenden Linien bemerkbar. Diese Verformungen deuten darauf hin, dass die hier sichtbaren Turbulenzelemente eine Größe von etwa einem Viertel der Kanalbreite haben.

Vergleicht man diese Bilder nun mit Bildern der zweiten experimentellen Bedingungen, so ist zum einen zu bemerken, dass in diesem Fall die Strömung schneller und damit der Turbulenzgrad höher ist. Dies führt zu einer stärkeren Ausprägung der Verformung der ursprünglichen Linienstruktur schon bei kleineren Abständen zwischen Nachweis und Detektion (Abb. 3.12).

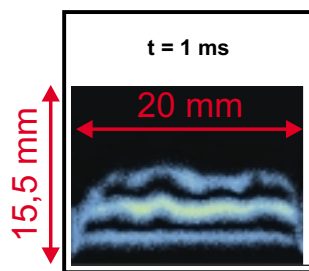


Abbildung 3.12: Darstellung der NO-Linien Einzelaufnahme bei einem Gesamtfluss von 338 l/min. Die Geometrie der Strömung ist wie in Abb. 3.11. Der zeitliche Abstand zwischen Erzeugung der Linien beträgt 0,4 ms. Der Zeitpunkt des Nachweises ist 1 ms nach Erzeugung der 1. Linie.

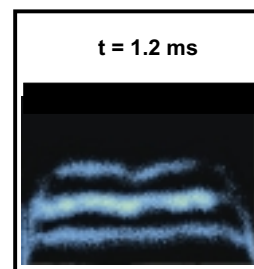


Abbildung 3.13: Darstellung der NO-Linien Einzelaufnahme bei einem Gesamtfluss von 338 l/min. Die Geometrie der Strömung ist wie in Abb. 3.11. Der zeitliche Abstand zwischen Erzeugung der Linien beträgt 0,4 ms. Der Zeitpunkt des Nachweises ist 1,2 ms nach Erzeugung der 1. Linie.

Aufgrund der höheren Strömungsgeschwindigkeit ist es möglich, den Abstand zwischen der Erzeugung der Linien geringer zu wählen. Eine klare Trennung der Linien ist trotzdem noch möglich. Zum anderen ist zu erkennen, dass im betrachteten zeitlichen Bereich die Singalintensität der Linie vor allem durch turbulenten Transport in Form von Lücken in der Linienstruktur auftritt (Abb. 3.13). Eine wesentliche Verbreiterung der Linie durch Diffusion der NO-Moleküle ist im zeitlichen Bereich von 1 bis 1,5 ms noch nicht zu beobachten. Die unterschiedliche Signalintensität der unteren und der mittleren Linie ist auf die leicht unterschiedlichen Schreiblasersintensitäten zurückzuführen.

Vergleich mit der DNS Ein Vergleich der gemessenen Linienverschiebungen und der Strukturveränderungen mit einer direkten numerischen Simulation (DNS) von Marc Lange (Interdisziplinäres Zentrum für wissenschaftliches Rechnen, Universität Heidelberg) zeigt Abb. 3.14. Die DNS wurde unter den Bedingungen des ersten oben beschriebenen Experimentes ausgeführt.

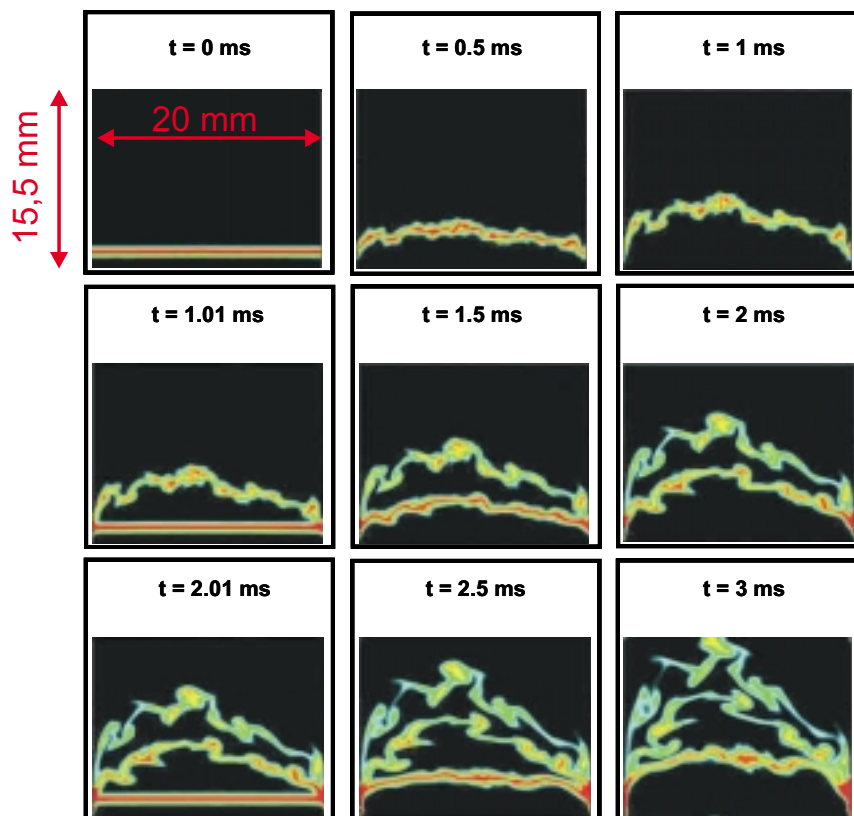


Abbildung 3.14: Darstellung der NO-Linien DNS für einem Gesamtfluss von 272 l/min entsprechenden Bedingungen. Die Strömung verläuft wie bei den experimentellen Bildern von unten nach oben und die Kanalseitenwand befindet sich rechts und links genau an der Position der Bildkanten. Der Abstand zwischen Erzeugung der Linien beträgt 1 ms. Der Zeitpunkt des Nachweises erfolgt in 0,5 ms-Schritten nach Erzeugung der 1. Linie. Die DNS wurde von Marc Lange, Interdisziplinäres Zentrum für wissenschaftliches Rechnen (Universität Heidelberg) erstellt [SFB01].

Die Abbildung zeigt die zeitliche Entwicklung dreier Linien im Abstand von je 1 ms. Auf den ersten Blick ist eine gute Übereinstimmung zu erkennen. Betrachtet man zuerst nur die mittlere Verschiebung der Linien in der Zeitspanne zwischen Erzeugung und Nachweis, so ist festzustellen, dass die DNS gut den Verlauf der im Experiment gemessenen Verschiebung wiedergibt. Betrachtet man die Verformung der Linie, so kann man zwischen großskaligen Verformungen und kleinskaligen Verformungen unterscheiden. Die großskaligen Strukturänderungen (im Bereich ei-

nes Viertels der Kanalbreite) zeigen ähnliche Ausprägungen wie die im Experiment visualisierten Verformungen. Hierbei ist zu beachten, dass es sich sowohl bei den experimentellen Bildern als auch bei den Ergebnissen der DNS um eine Darstellung der momentanen Situation handelt. Da die Turbulenz an sich ein hochgradig chaotisches Phänomen ist, kann nicht erwartet werden, dass die miteinander verglichenen Strukturen übereinstimmen. Wirklich vergleichen lassen sich nur Mittelwerte. Vergleicht man nun die kleinskaligen Strukturveränderungen der Linie, so zeigt die DNS ein deutlich „zerrisseneres“ Bild der Linie. Im Experiment ließen sich keine derart feinen Strukturänderungen beobachten. Sehr interessant ist es zudem, die Folge der Bilder in der DNS in Bezug auf diese kleinskaligen Strukturverformungen zu betrachten. Vergleicht man die erste Linie mit der dritten Linie, so lässt sich erkennen, dass die erste Linie zu den Zeitpunkten $t = 0,5$ und $t = 1$ ms sehr viele kleinskalige Verformungen aufweist. Die dritte Linie dagegen zeigt bei den zu den Zuständen der ersten Linie korrespondierenden Zeitpunkten $t = 2,5$ und $t = 3$ ms deutlich geringere kleinskalige Verformungen. Dieser Trend lässt sich auch bei der zweiten Linie erkennen. Die verschiedenen Linien „sehen“ scheinbar unterschiedliche Strömungen. Auffällig daran ist, dass die dritte Linie, die die geringsten dieser kleinskaligen Verformungen aufweist, am besten mit der experimentell nachgewiesenden Linienform übereinstimmt.

Um das Phänomen der Abnahme der kleinskaligen Turbulenzelemente in den DNS-Ergebnissen zu verstehen, muss man zwei wesentliche Charakteristika dieser DNS kennen. Die erste ist die Art der Turbulenzerzeugung, die zweite die Rechenweise der DNS.

In dieser DNS wurden einer laminaren Strömung Turbulenzelemente einer bestimmten Größe aufgeprägt. Dies entspricht der Art und Weise, wie im Experiment die Turbulenz erzeugt wurde. In eine laminare Strömung wird ein Turbulenzgitter eingesetzt, welches künstliche Turbulenz generiert. Die Turbulenz ist stark von den Parametern des Turbulenzgitters abhängig (siehe Kap. 3.1.4). Solche künstlichen Turbulenzen in einer laminaren Strömung klingen nach einiger Zeit ab. Bei den kleinsten Turbulenzelementen ist der Effekt am schnellsten zu erkennen.

Wieso aber tauchen solche Abklingeffekte bei der DNS schon am unteren Einströmrand auf? Der Grund hierfür liegt darin, dass das System zyklisch rechnet. Mit anderen Worten heißt das, dass am Anfang der Simulation die Turbulenz auf die laminare Strömung aufgeprägt wird und zwar auf den ganzen betrachteten Bereich die gleiche Turbulenz. Hat ein solches Strömungselement nun den oberen Rand des Simulationsbereiches erreicht, so startet es nahtlos wieder am unteren Rand des Bereiches. Folglich laufen Strömungselemente vom oberen Rand des Bereiches von unten wieder in den Simulationsbereich hinein und zeigen daher das oben beschriebene Abklingphänomen der kleinskaligen Turbulenzelemente. Dieses Verfahren ist nötig, damit eine solche Simulation in einem vernünftigen Zeit- und auch Kostenrahmen abgeschlossen werden kann. Im Experiment dagegen herrscht immer nur am Ort der Linienerzeugung die Turbulenz, die die DNS auf den gesamten Bereich aufprägt. In der DNS liegt am Ort der Erzeugung der dritten Linie also eine andere

Turbulenz vor, als am Ort der Erzeugung der ersten Linie, da es sich um Strömungselemente vom ursprünglich oberen Rand des Bereiches handelt in denen die auf die Strömung aufgeprägte Turbulenz schon wieder weitgehend laminarisiert ist. Im Experiment liegt am Ort der Linienenerzeugung im Mittel immer die gleiche Turbulenz vor, da die Turbulenz nur abhängig vom Abstand zum erzeugenden Turbulenzgitter ist.

Insgesamt ist festzustellen, dass die DNS das gemessene Verhalten der Strömung gut wiedergibt. Die Unterschiede in den kleinskaligen Strukturen innerhalb der Simulationsergebnisse lassen sich durch die zyklischen Strömungsbedingungen der DNS erklären. Der Unterschied zu den experimentell nicht nachweisbaren kleinskaligen Linienverformungen liegt wahrscheinlich darin, dass bei der Implementierung der Turbulenz der Anteil der turbulenten Energie in den kleinskaligen Turbulenzelementen zu groß ist.

Beim Vergleich der experimentellen Ergebnisse mit der DNS ist immer zu beachten, dass die Ergebnisse der DNS eine zeitliche Entwicklung der erzeugten Linien darstellt. Jede Position und Form einer Linie lässt sich also direkt auf die Positionen und Formen derselben Linie in den vorangegangenen Zeitschritten zurückverfolgen. Die experimentellen Ergebnisse stellen dagegen nur Momentaufnahmen einer Situation dar. Die Position und Form einer Linie hat nichts mit der Position und der Form der Linie in den anderen Bildern zu tun, da es sich nicht um die gleiche Linie handelt.

Fazit Zusammenfassend lässt sich sagen, dass die Strömungsmarkierungstechnik basierend auf der Erzeugung von mehreren räumlich dicht beieinander liegenden Strukturen in der Lage ist, turbulente Strukturen, die in der Größenordnung des räumlichen Abstandes der Strukturen oder darüber liegen, nachzuweisen. Je turbulenter die betrachtete Strömung ist, desto geringer kann der Abstand zwischen Erzeugung und Nachweis der Linie gewählt werden, ohne dass ein Verlust in der Abbildung der turbulenten Strukturen auftritt. Die höhere Geschwindigkeit der Strömung führt zusätzlich zu einer schärferen Linienstruktur beim Nachweis, da der Einfluss der Diffusion auf die Linienform und Signalintensität bei kürzeren Zeiten zwischen Erzeugung und Nachweis (1 bis 1,5 ms) vernachlässigbar wird. Der Nachteil an solchen turbulenteren Strömungen ist, dass durch den turbulenten Transport Teile der NO-Moleküle aus der Messebene hinaustransportiert werden und dies somit zu einer Unterbrechung der geschlossenen Linienstruktur führt. Als Folge davon lässt sich die exakte Position der Linie nicht mehr mit dem bisher eingesetzten Konturbestimmungsverfahren (siehe auch Kap. 3.3.2) extrahieren, da dieses auf einer geschlossenen Linienstruktur beruht.

Der Vergleich mit der DNS ergibt qualitativ eine gute Übereinstimmung, was den Transport und großskalige Strukturveränderungen der Linie betrifft. Um auch die feine Struktur der gemessenen Linienverformung erklären zu können, muss die Implementierung der Turbulenz in die DNS noch verbessert werden.

Insgesamt offenbart der Vergleich der experimentellen Ergebnisse mit den Resultaten

taten der DNS, dass eine Weiterentwicklung des experimentellen Konzepts nötig ist. Zum einen fehlen bei den bisherigen experimentellen Ergebnissen genaue Kenntnisse über die Turbulenz der Strömung. Eine genaue Kenntnis der Strömungseigenschaften ist wünschenswert, um die Vergleichbarkeit der experimentellen und der simulierten Strömung zu gewährleisten und beobachtete turbulente Phänomene deuten zu können. Zum anderen lassen sich die beobachteten Strukturänderungen bisher nur zu einzelnen Zeitpunkten vergleichen. Die wichtige Information der zeitlichen Entwicklung der Linienstruktur aus der DNS konnte bislang nicht genutzt werden. Eine Weiterentwicklung des experimentellen Konzepts zum mehrfachen Nachweis einer Linienstruktur bietet sich dafür an. Auf der experimentellen Seite liegt das Ziel also darin, mehr Informationen über die momentanen Strömungseigenschaften durch Untersuchungen des Strömungsfeldes und mehr Informationen über die zeitliche Entwicklung der turbulenten Strömung durch Messungen von Zeitserien der Strukturveränderungen zu gewinnen.

3.3 Validierung der Strömungsmarkierungstechnik

3.3.1 Konzept

Zur Gewinnung von detaillierten Kenntnissen über die Eigenschaften der turbulenten Strömung und zur Validierung der von C. Orlemann entwickelten Strömungsmarkierungstechnik [Orl99] wurden simultan zur Strömungsmarkierung Particle Image Velocimetry Messungen (PIV) ausgeführt. PIV-Messungen basieren auf der zweifachen Detektion von Partikeln. In diesem Fall wurde die Luftströmung zusätzlich zu NO_2 homogen mit kleinen Wassertröpfchen dotiert. Durch ein 2-dimensionales Laserlichtblatt ließ sich über die Streuung an den Wassertröpfchen deren Position fotografisch festhalten. Durch den bekannten zeitlichen Abstand zweier solcher kurz hintereinander aufgenommener Fotos (in der Größenordnung von μs) lässt sich über die Verschiebung der Tröpfchen deren Geschwindigkeit und die Richtung der Bewegung erkennen. Als Resultat erhält man ein 2-dimensionales Feld der momentanen Geschwindigkeitsvektoren. Das Prinzip der Strömungsmarkierungstechnik ist identisch zu dem in Kap. 3.2.1 beschriebenen Konzept.

Über die Mittelung vieler dieser Vektor-Felder lassen sich die mittleren Geschwindigkeitsprofile der Strömung bestimmen und mit den mittleren Geschwindigkeitsprofilen, die anhand der Position der verschobenen Linie bestimmt wurden, vergleichen. Zur Extraktion der Linienverschiebung wurde ein Algorithmus zur Konturbestimmung und Gradientenextraktion [Do299] benutzt. Dieser bestimmt die Position der verschobenen Linie durch Glättung entlang der Linienstruktur und anschließender Bestimmung der maximalen und minimalen Gradienten.

3.3.2 Vergleich mit Particle Image Velocimetry

Bisherige Untersuchungen mit der Strömungsmarkierungstechnik basierten auf der Annahme, dass die aus der Position der Linie extrahierten Geschwindigkeitsprofile die Strömungseigenschaften akkurat wiedergeben. Durch die Beschaffung des neuen Lasersystems bestehend aus einem Einzelpuls Nd:YAG und einem Doppelpuls Nd:YAG (*Thomson BMI 5013 COMP* und *PVL400 THG/FHG*) bestand die Möglichkeit, simultan die Verschiebung der Linie und das momentane Strömungsfeld zu bestimmen.

Der Vergleich des momentanen Geschwindigkeitsfeldes mit der Verschiebung und Verformung der generierten Linie liefert zum einen Erkenntnisse über die Genauigkeit, mit der mittlere Geschwindigkeitsprofile über die Strömungsmarkierungstechnik bestimmt werden können, und zum anderen bietet sich die Möglichkeit, den Einfluss des momentanen Geschwindigkeitsfeldes auf den beobachteten Transport der Linie abzuschätzen und zu bewerten. Zusätzlich dazu können die aus den Vektorfeldern gewonnenen Informationen über die Strömungseigenschaften als Eingangs- und Vergleichsparameter für die Turbulenzerzeugung der direkten numerischen Simulation (DNS) verwendet werden.

Versuchsaufbau

Optischer Aufbau Der optische Aufbau für die Strömungsmarkierungsmessungen war identisch zu dem in Kap. 3.2.2 beschriebenen Aufbau, deshalb wird an dieser Stelle nicht näher darauf eingegangen.

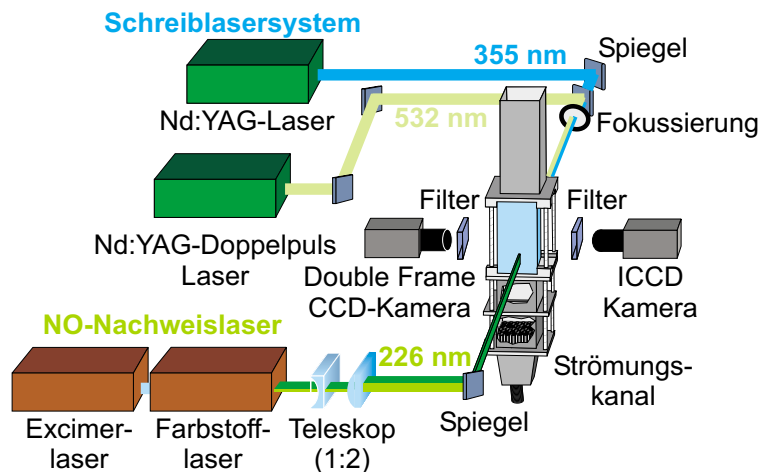


Abbildung 3.15: Versuchsaufbau zur simultanen Messung von NO-Linien und Strömungsgeschwindigkeitsvektorfeldern.

Durch einen weiteren Puls- und Delaygenerator (*Stanford Research Systems Inc. DG535*) wurde der Doppelpuls Nd:YAG-Laser (*Thomson BMI PVL400 THG/FGH*) zeitlich abstimmbare an das Strömungsmarkierungssystem gekoppelt. Zum Nachweis der Tropfen wurde die zweite Harmonische (532 nm) des Nd:YAG Lasersystems verwendet. Mit einer Zylinderlinse ($f = 400$ mm) wurde ein Lichtblatt der Größe 1×20 mm² geformt. Die Laserstrahlen wurden durch einen variablen Abschwächer auf eine Pulsenergie von 2 mJ abgeschwächt und mit dem Lichtblatt des Nachweislasers des Strömungsmarkierungssystems im Beobachtungsbereich überlagert. Die Aufnahme des Streulichts erfolgte durch eine Double-Frame CCD-Kamera (*LaVision Flow Master III*), die mit einem Objektiv (*Nikon f = 105*) ausgerüstet war. Da der zweite Frame der Double-Frame CCD-Kamera sehr lange (125 ms) geöffnet ist, wurde ein Bandpassfilter (*Owis 532 nm \pm 2 nm* mit einer Halbwertsbreite von 10 ± 2 nm) zur Unterdrückung des Raumlichtes benutzt. Zur Ansteuerung des Doppelpuls Nd:YAG Lasers wurde der Steuerrechner der Kamera mit der zugehörigen Software (*LaVision DaVis*) benutzt.

Strömungssystem Das Strömungssystem unterscheidet sich ebenso wie der optische Aufbau nur geringfügig von dem in Kap. 3.2.2 beschriebenen Schema. Zusätzlich zur homogenen Dotierung mit NO₂ wurde die Luftströmung homogen mit kleinen Wassertropfen (Durchmesser $d = 1$ bis 10 μ m) dotiert. Dazu wurden zwei herkömmliche Medizinvernebler (*Inspiron 002305*) bei einem Betriebsdruck von 8

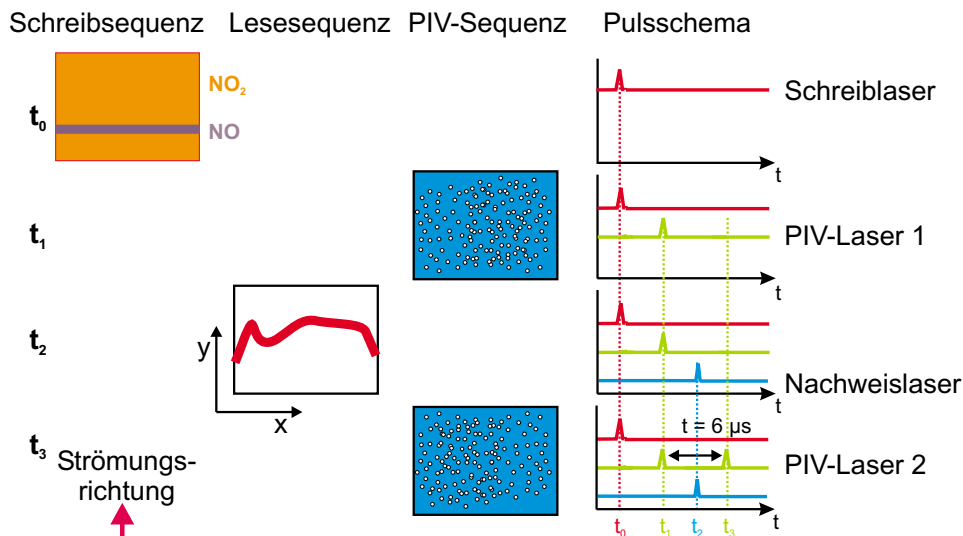


Abbildung 3.16: Schematische Darstellung der zeitlichen Abfolge der Laserpulse.

bar verwendet. Die Zudosierung der Tropfen erfolgte direkt unterhalb des Beobachtungsbereiches, um einen Verlust an Tropfen durch Anlagerung an die Wände, das Wabengitter und das Turbulenzgitter zu vermeiden.

Simultane Messungen

Die Kopplung der unterschiedlichen Techniken und Lasersysteme miteinander ermöglichte es, das momentane Strömungsfeld simultan mit der Linienverschiebung zu bestimmen. Da beide Nachweissysteme zeitlich beliebig gegeneinander variierbar waren, konnte das Strömungsfeld zu einem beliebigen Zeitpunkt zwischen Erzeugung und Detektion der NO-Linie bestimmt werden. Um den Einfluss der momentanen Turbulenz auf die detektierte Linie abzuschätzen, wurde der Nachweis des momentanen Strömungsfeldes zeitgleich zur Detektion der verschobenen Linie ausgeführt. Der zeitliche Abstand der beiden PIV-Nachweislaserpulse betrug $6 \mu\text{s}$. Dies entsprach, bei den eingestellten Strömungsbedingungen von 272 l/min , einer Verschiebung der detektierten Tropfen von ungefähr 2 Pixel. Die NO_2 -Konzentration betrug 460 ppm . Für den Nachweis der verschobenen NO-Linie wurde die Zeit zwischen Erzeugung und Detektion der Linie in $100 \mu\text{s}$ -Schritten zwischen 0 und 1 ms variiert.

Ergebnisse

Bestimmung der Geschwindigkeitsfelder

Wahl der Zellgröße Zur Auswertung der erhaltenen Double-Frame Bilder war es zunächst wichtig, die für den PIV-Algorithmus optimale Zellgröße zu bestimmen.

Ist die Größe der einzelnen Zellen, über die der Algorithmus die Verschiebung bestimmt, zu groß, so erhält man eine schlechte Auflösung des endgültigen Vektorfelds. Wenn dagegen die Zellgröße zu klein ist, so findet der Algorithmus Verschiebungen, die gar nicht vorhanden sind. Die Rohbilder wurden zuerst mit einer festen Zellgröße und einem Überlapp der einzelnen Zellen untereinander von 0% bearbeitet. Dies ergab eine grobe mittlere Verschiebung der einzelnen Zellen, in diesem Fall von 2 Pixeln in y -Richtung und von 0 Pixeln in x -Richtung. Daraufhin wurde dem PIV-Algorithmus diese Information als Vorabinformation vorgegeben und außerdem eine adaptive Zellgröße gewählt. Bei einer Berechnung mit adaptiver Zellgröße gibt man eine maximale und eine minimale Zellgröße vor, und für jede dieser Zellgrößen wird, angefangen bei der größten, sukzessive die Korrelation zwischen Zellen der beiden einzelnen Bilder berechnet. Der Vorteil dieses Verfahrens liegt darin, dass so alle möglichen Größenordnungen der Verschiebungen genau bestimmt werden können. Die minimale Zellgröße lässt sich über die Formel

$$\text{Verschiebung[Pixel]} \pm \frac{\text{Zellgröße}}{4} \text{[Pixel]} \quad (3.5)$$

abschätzen [Kea90]. Bei der Wahl der Zellgröße ist zu beachten, dass ein Überlapp die wirkliche Zellgröße verringert. Bei einer Zellgröße von 16×16 Pixeln und einem Überlapp von 50% liegt die wahre Zellgröße bei 8×8 Pixeln. Wählt man die untere Grenze für die Zellgröße zu klein, so findet der Algorithmus Verschiebungen bei ganzzahligen Pixelwerten, die nicht wirklich existieren (Abb. 3.17). Die Qualität der errechneten Vektorfelder lässt sich gut über ein Histogramm der gefundenen Vektoren oder Verschiebungen beurteilen. Aus einem „guten“ Vektorfeld erhält man ein Histogramm, welches sich durch eine Gaußkurve annähern lässt.

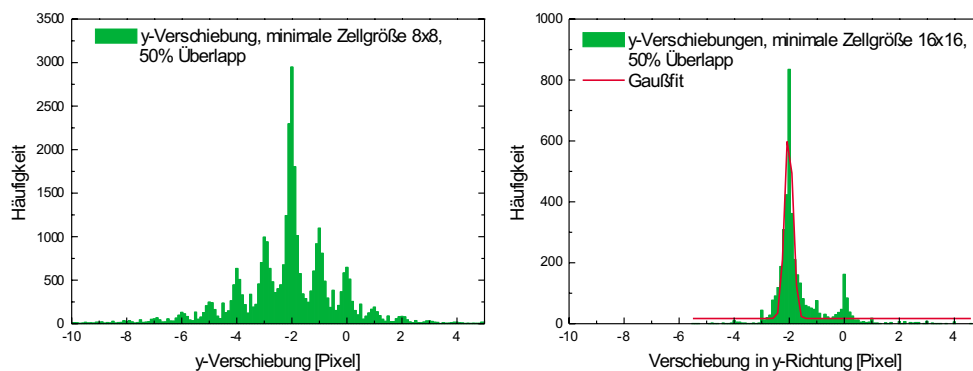


Abbildung 3.17: Vergleich zweier Histogramme der bestimmten vertikalen Geschwindigkeiten für unterschiedliche minimale Zellgrößen des PIV-Algorithmus. Der Peak bei 0 Pixeln im rechten Bild entsteht durch ortsfeste Signale in der Kanalwand.

Einschränkungen für Vektoren Um möglichst viele falsche Vektoren bereits bei der Berechnung auszuschließen, ist es sinnvoll, dem Algorithmus verschiedene Beschränkungen für die erlaubten Vektoren anzugeben. Zum einen kann die Vektorlänge auf sinnvolle Werte begrenzt werden (Referenz \pm Zellgröße/4 und Referenz $\pm x$ Pixel). Zum anderen gibt es die Möglichkeit, die *second order correlation* zu aktivieren. Dabei wird die Korrelation zweimal, für leicht zueinander verschobene Zellen, berechnet und die Ergebnisse miteinander multipliziert. Das wahre Korrelationsmaximum liegt in beiden Fällen an der gleichen Stelle und wird dadurch verstärkt. Falsche zufällige Korrelationsmaxima liegen jeweils an unterschiedlichen Stellen und werden gedämpft [Har98].

Nachbearbeitung der Vektoren Zur Nachbearbeitung des Vektorfeldes bietet sich die Möglichkeit, den erlaubten Vektorbereich erneut einzuschränken, indem man die Ergebnisse des Gaußfits über das Histogramm der Geschwindigkeit benutzt. Extrahiert man den zentralen Wert und die Halbwertsbreite der Gaußkurve, so kann man dies als Kriterium für die erlaubte Vektorgröße für jede Dimension angeben. Darüber hinaus kann das Vektorfeld noch geglättet und bestehende Lücken aufgefüllt werden.

Bestimmung der Linienposition Die exakte Position der verschobenen NO-Linie wurde mit Hilfe eines von P. Geissler entwickelten Verfahrens (*Interdisziplinäres Zentrum für wissenschaftliches Rechnen, Universität Heidelberg*) bestimmt. Dieses Verfahren besteht aus mehreren Schritten. Zunächst werden die Bilder mit einem Konturbestimmungsverfahren aufbereitet. Daraus entstehen Bilder, in welchen die Stärke der lokalen Orientierung (die Orientierung entspricht der Ableitung des Gradienten bzw. gibt an in welcher Richtung sich der Gradient am stärksten ändert) dargestellt ist. Diese Bilder werden entlang der Orientierung, also senkrecht zur Richtung des Gradienten, oder anders ausgedrückt entlang der Linienstruktur, adaptiv geglättet. Zur Extraktion der Linienposition werden anschließend über die gesamte Breite dieser Bilder vertikale Profile gebildet. In den Profilen erscheinen die Stellen ausgeprägter Orientierung, also starker Gradientenänderungen, als Maxima, während Bereiche ohne starke Änderung des Gradienten als Minima erscheinen. Die Position der Linie lässt sich aus jedem dieser Profile als das Minimum zwischen den beiden Maxima der steilsten Gradienten bestimmen. Näheres zu diesem Verfahren findet sich in [Orl99] und [Do299].

Der Nachteil dieses Verfahrens ist, dass sich das Profil der Linienposition nur dann extrahieren lässt, wenn die Linienstruktur geschlossen ist und keine großen Sprünge aufweist, da der Algorithmus den nächsten Punkt der Linie nur lokal begrenzt bestimmen kann. Ein weiterer Nachteil des Verfahrens ist, dass der Algorithmus, aufgrund des Ausgabeformates in Form eines Profils, bei sehr turbulenten Strukturen, wie z.B. einer geschlängelten Linie, versagt, sobald zu einem Punkt x mehrere Werte y existieren.

Mittelwertbilder Zum Vergleich der beiden Techniken wurden zunächst die mittleren Strömungseigenschaften bestimmt und miteinander verglichen. Im Falle der Geschwindigkeitsvektorfelder wurde über alle 715 erhaltenen Vektorfelder gemittelt. Da sich das Strömungsfeld in Strömungsrichtung nicht ändern sollte, sondern nur senkrecht dazu, wurde gleichzeitig auch über alle y -Werte zu einer x -Position der Vektorfelder gemittelt. Mit ungefähr 25 Vektoren an jeder x -Position des Vektorfeldes führte dies zu einer deutlich verbesserten Statistik. Gleichzeitig wurde bei der Mittelung darauf geachtet, dass nicht vorhandene Vektoren von Vektoren der Größe Null unterschieden und nicht berücksichtigt werden, damit das Ergebnis nicht verfälscht wird. Daraus ergab sich das mittlere Geschwindigkeitsprofil in x -Richtung über die gesamte Kanalbreite.

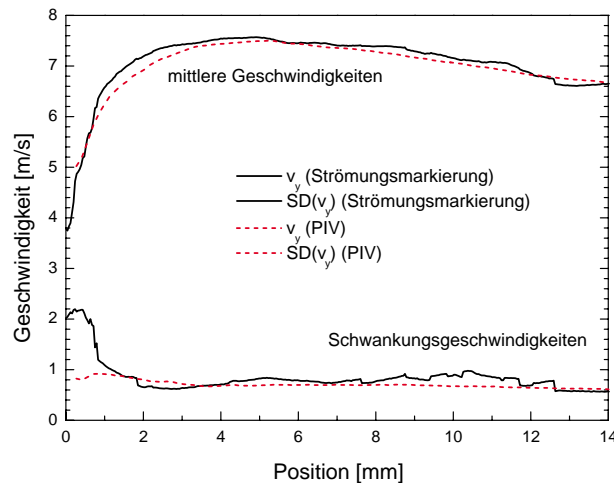


Abbildung 3.18: *Mittlere vertikale Strömungsgeschwindigkeiten und die zugehörigen Schwankungsgeschwindigkeiten. Die Wand des Kanals befindet sich an den Positionen 0 und 20 mm.*

Im Fall der Strömungsmarkierungstechnik wurden mit dem oben beschriebenen Verfahren die Positionen der einzelnen Linien in Form von Profilen in x -Richtung über die gesamte Kanalbreite ermittelt. Aus der Differenz zwischen der Position der verschobenen Linie, der Position der Linie zum Zeitpunkt ihrer Erzeugung und dem zeitlichen Abstand zwischen Erzeugung und Nachweis der Linie ließ sich die Geschwindigkeit bestimmen. Über alle so erhaltenen Geschwindigkeitsprofile wurde gemittelt. Aufgrund der relativ geringen Anzahl der Werte aus der Linienposition (45) sind diese Mittelwerte mit einem deutlich größeren Fehler behaftet als die mittleren Geschwindigkeiten der Vektorfelder. Abb. 3.18 zeigt die jeweils erhaltenen mittleren Vertikalgeschwindigkeitsprofile und die zugehörigen Schwankungsgeschwindigkeiten. Die Kanalwand befindet sich an den Positionen $x = 0$ und $x = 20$.

Deutlich zu erkennen ist, dass beide Techniken ein nicht gleichförmiges Geschwindigkeitsprofil in x -Richtung ergeben. Auf der linken Seite des Kanals herrschen höhere vertikale Geschwindigkeiten als auf der rechten Seite vor. Dies ist ein Folgeeffekt der unsymmetrischen Verengung der Strömung stromaufwärts vom Beobachtungsbereich (siehe auch 3.2.2). Beide Techniken zeigen eine gute Übereinstimmung in Bezug auf den Verlauf des Geschwindigkeitsprofils und den Betrag der Vertikalgeschwindigkeiten. Die entsprechenden Schwankungsgeschwindigkeiten zeigen in Übereinstimmung mit früheren Strömungsuntersuchungen [Lau51] ihre höchsten Werte nahe der Kanalwand aufgrund der dortigen Hauptscherzone. In der Hauptscherzone erfolgt die Umwandlung von Impuls der Hauptströmungsrichtung zu Impuls der Querkomponente der Strömungsrichtung. Dieser Effekt ist deutlich stärker in den Strömungsmarkierungsmessungen ausgeprägt. Die Ursache dafür liegt darin, dass bei der PIV-Messtechnik Signal- und Streulicht nicht spektral getrennt werden können und gerade im Bereich nahe der Wand das Signal durch starkes Streulicht von der Wand überdeckt wird. Die Strömungsmarkierungstechnik ist also deutlich besser dazu geeignet Geschwindigkeiten im wandnahen Bereich zu bestimmen.

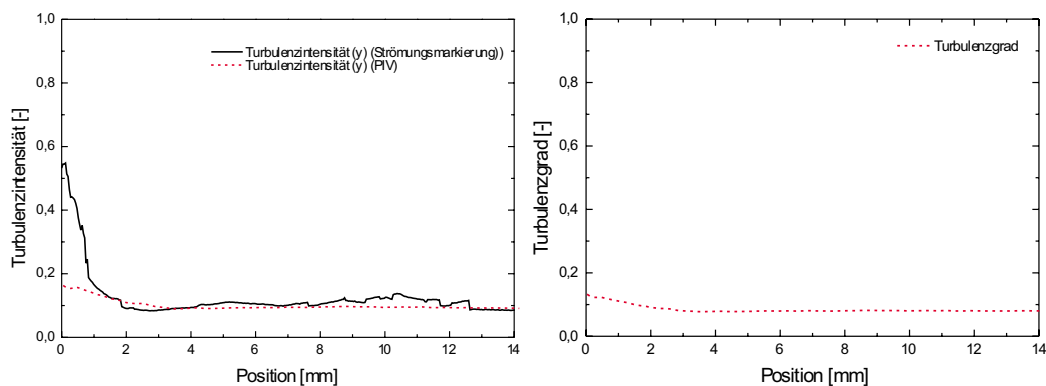


Abbildung 3.19: Links: Vergleich der ermittelten Turbulenzintensitäten in y -Richtung. Die Kanalwand befindet sich an den Positionen 0 und 20 mm. Rechts: Turbulenzgrad der untersuchten Strömung. Die Bestimmung erfolgte aus den PIV-Messungen. In der Strömung liegt mit Ausnahme nahe der Wand eine homogene und isotrope Turbulenz vor.

Weitere wichtige Größen zur Charakterisierung einer turbulenten Strömung sind die Turbulenzintensitäten und der Turbulenzgrad. Die Turbulenzintensität ist die lokale Schwankungsgeschwindigkeit der interessierenden Geschwindigkeitskomponente dividiert durch die mittlere Geschwindigkeit in Hauptströmungsrichtung. Der Turbulenzgrad ist die gemittelte Summe der Schwankungsgeschwindigkeiten aller Geschwindigkeitskomponenten dividiert durch die mittlere Strömungsgeschwindigkeit in Hauptströmungsrichtung.

Abb. 3.19 zeigt die erhaltenen Turbulenzintensitäten der vertikalen Strömungsrichtung und den Turbulenzgrad der Strömung ermittelt aus den PIV-Daten. Der allgemeine Verlauf der Turbulenzintensitäten wird von beiden Techniken gut wiedergegeben. Im mittleren Bereich des Kanals, wo die Geschwindigkeitsschwankungen gering sind, werden die Ergebnisse der Strömungsmarkierungstechnik stark durch die geringe Anzahl der Werte und die daraus resultierende schlechte Statistik beeinflusst und schwanken daher stark. Dies liegt daran, dass ein PIV-Vektorfeld für jeden Punkt x mehrere Geschwindigkeitswerte, die Strömungsmarkierungstechnik aber zu jedem Punkt x nur einen Wert liefert. In Wandnähe, wo große Geschwindigkeitsschwankungen vorliegen und die Turbulenzintensität größer als in der Mitte des Kanals sein muss, zeigt die Strömungsmarkierungstechnik wiederum den Vorteil gegenüber den PIV-Messungen, dass sie in der Lage ist, hier Ergebnisse zu liefern. Betrachtet man den Turbulenzgrad der Strömung, so erkennt man, dass im Beobachtungsbereich ein homogene, isotrope Turbulenz vorliegt, d.h. dass die Turbulenz, abgesehen von den Bereichen nahe der Wand, unabhängig von der Position im Kanal ist. Dies ist eine Grundannahme bei vielen Vereinfachungen in der Turbulenztheorie (Kap. 2.5). Neben diesen Größen ist es außerdem möglich, aus den PIV-Messungen die Turbulenzintensität in x -Richtung, die Wirbelstärke des turbulenten Vektorfeldes und andere die Turbulenz charakterisierende Größen zu bestimmen. Diese wurden zum Vergleich der Strömungsbedingungen mit den Bedingungen der simulierten Strömung der in Kap. 3.2.2 besprochenen DNS verwendet und können zur Anpassung der simulierten Strömung an die experimentellen Bedingungen dienen.

Momentanbilder Als nächster Schritt wurden die beiden Techniken in Bezug auf die Momentanbilder miteinander verglichen. Die linke Seite der Abb. 3.20 zeigt

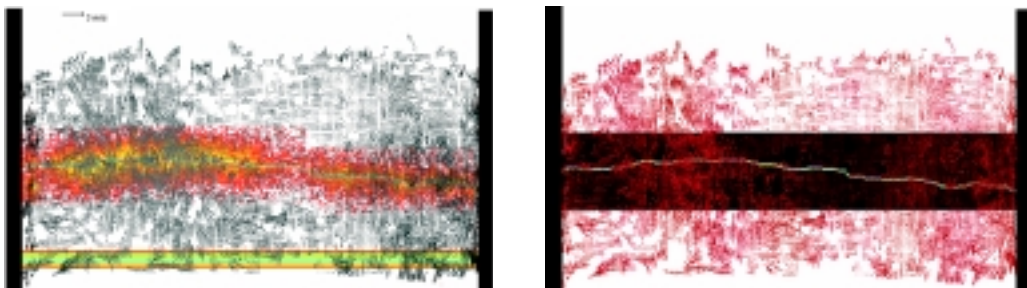


Abbildung 3.20: *Links: Simultane Bestimmung der Verschiebung der Linie und des zu dem Zeitpunkt vorherrschenden momentanen Geschwindigkeitsfeldes. Die Position der Linie zum Zeitpunkt ihrer Entstehung ist im unteren Bildbereich dargestellt. Rechts: Auswahl des Bereiches des Vektorfeldes, über den um die Linienposition herum die Zeilen des Vektorfeldes gemittelt wurden, um ein Geschwindigkeitsprofil zu erhalten.*

Die Hauptströmungsrichtung ist aufwärts. Die Position der Kanalwände ist durch die senkrechten Balken angedeutet.

anhand eines Beispiels die simultan aufgenommene Linienverschiebung und das zugehörige momentane Geschwindigkeitsvektorfeld. In diesem Fall betrug der Abstand zwischen Erzeugung und Nachweis der Linie $400 \mu\text{s}$. Am unteren Bildrand ist zusätzlich die Position der Linie zum Zeitpunkt ihrer Erzeugung dargestellt. Die Geschwindigkeitsvektoren sind relativ zur mittleren vertikalen Geschwindigkeit ($v_y = 6,15 \text{ m/s}$) dargestellt. Dies verdeutlicht die turbulenten Strukturen, führt aber zu den scheinbar der Hauptströmungsrichtung entgegengesetzten Strömungen nahe der Wand. Das Vektorfeld zeigt die momentanen Strömungsverhältnisse zum Zeitpunkt des Nachweises der Linie.

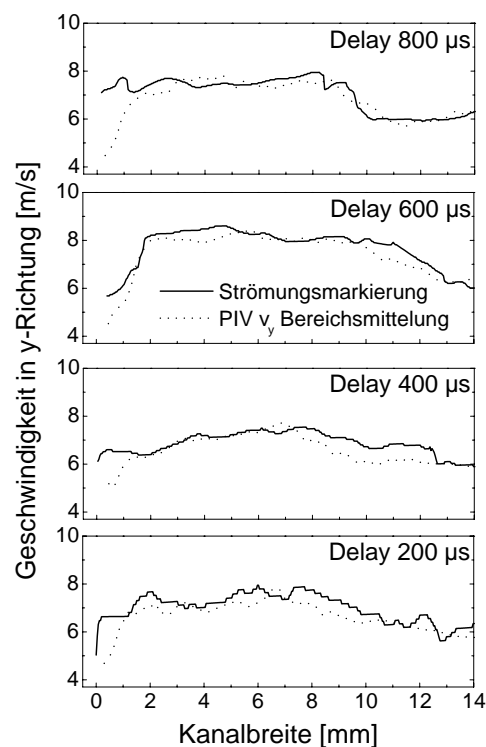


Abbildung 3.21: Vergleich der aus den Momentanbildern extrahierten Geschwindigkeitsprofile. Verschiedene Profile für unterschiedliche Zeiten zwischen Erzeugung und Nachweis der Linie sind dargestellt. Die Position der Kanalwände liegt bei 0 und 20 mm.

Die Verschiebung der Linie enthält Informationen über das Strömungsfeld zwischen Erzeugung und Nachweis der Linie. Die aktuelle Linienposition stellt also eine Mittelung der Strömungseigenschaften am jeweiligen Ort dar. Zum Vergleich mit dem Geschwindigkeitsvektorfeld wurde in diesem im Bereich der verschobenen Linie über die Zeilen des Vektorfeldes gemittelt (siehe Abb. 3.20 rechts) und darüber ein „momentanes“ Geschwindigkeitsprofil in vertikaler Richtung extrahiert. Abb. 3.21

zeigt exemplarische Vergleiche zwischen den ermittelten Geschwindigkeitsprofilen beider Techniken für unterschiedliche Zeiten zwischen Erzeugung und Nachweis der Linie. Die aus der Position der Linie ermittelten Geschwindigkeitsprofile geben die vorhandenen mittleren Geschwindigkeiten über die Zeit zwischen Erzeugung und Nachweis der Linie wieder. Ansonsten wäre die Linie nicht an diese Position transportiert worden. Das aus den PIV-Messungen extrahierte Geschwindigkeitsprofil enthält die Information über Geschwindigkeiten der Strömung zum Zeitpunkt des Nachweises der Linie, die Einfluss auf den weiteren Transport der Linie haben.

Vergleicht man beide Profile miteinander, so zeigt sich eine Abweichung von bis zu 15% des aus den PIV-Messungen erhaltenen Profils von dem Linienprofil. Diese starke Abweichung beruht auf dem dominierenden Effekt des momentanen Strömungsfeldes über das mittlere Strömungsfeld im betrachteten Bereich des Vektorfeldes. Die aus dem momentanen Geschwindigkeitsfeld erhaltenen Geschwindigkeitsprofile geben also keinen zuverlässigen Aufschluss über den Transport der Linienstruktur. Der Vorteil des Strömungsmarkierungsverfahrens gegenüber den PIV-Messungen liegt darin, dass die Verschiebung der Linie den Transport des markierten Volumenelements in der Strömung darstellt. Jedes dieser markierten Volumenelemente hat sich auf den Stromlinien des jeweils momentanen Geschwindigkeitsvektorfeldes zu allen Zeitpunkten zwischen Erzeugung und Nachweis der Linie vom Ort seiner Entstehung bis zum aktuellen Ort fortbewegt. Die detektierte Position der Linie entspricht also dem Mittelwert der Stromlinien über alle Geschwindigkeitsvektorfelder zwischen dem Ort der Erzeugung und dem Ort des Nachweises.

Fazit Der Vergleich der beiden Techniken miteinander hat zum einen die wichtige Erkenntnis geliefert, dass die Strömungsmarkierungstechnik in der Lage ist, die mittleren Strömungseigenschaften in der aufgelösten Dimension genauso gut zu bestimmen, wie die gängigerweise in der Strömungsmesstechnik benutzte PIV-Messtechnik. Die großen Vorteile der Strömungsmarkierungstechnik gegenüber PIV liegen hierbei in der möglichen Signaldetektion sehr nahe der Wand durch die spektrale Trennung von Anregungs- und Nachweiswellenlänge und darin, dass die Strömung nicht mit Partikeln dotiert werden muss, sondern molekulare Tracer verwendet werden können.

Das PIV-Vektorfeld ermöglicht eine viel detailliertere Untersuchung der Strömung als die Strömungsmarkierungstechnik. Informationen über den Turbulenzgrad, die Verteilung der Turbulenz über das Strömungsfeld und turbulente Größenskalen können aus den erhaltenen Vektorfeldern gewonnen werden. Durch die große Anzahl der Messpunkte ergibt sich auch eine sehr große Datenmenge zur statistischen Untersuchung der mittleren Strömungseigenschaften. Die so gewonnenen Erkenntnisse über die Strömungseigenschaften lassen sich sehr gut mit den theoretischen Strömungseigenschaften der DNS vergleichen. Durch eine simultane PIV-Messung gewinnt man also detaillierte Kenntnisse über die im Experiment vorherrschende turbulente Strömung und kann diese Kenntnisse direkt in die, für die Turbulenz-Initialisierung in der DNS nötigen Annahmen einfließen lassen und so für in beiden Fällen identische

Strömungsbedingungen garantieren.

Aber gerade im Bereich des Speziestransportes innerhalb der Strömung liefert PIV keine zuverlässigen Ergebnisse. Selbst in der untersuchten, zeitlich stationären und nicht fluktuierenden Strömung ergibt die Auswertung der PIV-Vektorfelder Abweichungen zwischen dem abgeschätzten und dem beobachteten Transport von bis zu 15%. In dieser Hinsicht liefert die Strömungsmarkierungstechnik deutlich zuverlässigere Ergebnisse, durch die direkte Visualisierung des Transportes. Der Vorteil liegt darin, dass aus Einzelbildern der Speziestransport in einer turbulenten Strömung bestimmt werden kann. Diese direkte Visualisierung des Speziestransportes bietet Vorteile bei der Untersuchung von Wärme- und Stofftransport in reaktiven oder nicht-reaktiven Strömungen.

Die simultane Messung des Geschwindigkeitsvektorfeldes durch PIV und des Speziestransportes durch die Strömungsmarkierungstechnik kann auch einer weiteren Optimierung der bisher zu Vergleichen ausgeführten, direkten numerischen Simulation (DNS) dienen. Eine Möglichkeit wäre, das Strömungsfeld zum Zeitpunkt der Erzeugung der Linie zu bestimmen und als Eingangsparameter für das in die DNS implementierte turbulente Strömungsfeld zu verwenden. Die Form und Verschiebung der Linie könnte dann, auf der Basis identischer Strömungsfelder, einen direkteren Vergleich der experimentellen Ergebnisse mit den Simulationsergebnissen erlauben und dadurch eine direkte Begutachtung der Qualität der Ergebnisse der DNS ermöglichen.

3.4 Mehrfacher Nachweis einer Linienstrukturen mit Hilfe der molekularen Strömungsmarkierungstechnik

3.4.1 Konzept

Das verwendete Konzept dieser Strömungsmarkierungsmessungen entsprach dem in 3.2.1 beschriebenen Konzept und wird deshalb an dieser Stelle nicht näher erläutert.

3.4.2 Mehrfacher Nachweis einer Linienstruktur

Die bisher ausgeführten Experimente zur Erzeugung und Detektion einer Linie aus NO-Molekülen hatten immer den Nachteil, dass die erzeugten Linien nur einmal detektiert werden konnten. Durch eine Kombination des Nd:YAG Doppelpuls Lasersystems mit einem Midband OPO (*GWU Lasertechnik* VisIR 2) und einer Verdopplungseinheit (*GWU Lasertechnik* SHG VisIR 2) bot sich die Möglichkeit, zwei zeitlich zueinander variable Pulse, abstimmbarer Laserstrahlung im ultravioletten Spektralbereich zu erzeugen.

Im Gegensatz zu den in 3.2.2 geschilderten Experimenten mit einer oder mehreren Linien ermöglichen Experimente mit zwei zeitlich aufeinander abstimmbaren Nachweislaserstrahlen die Visualisierung der zeitlichen Entwicklung einer Struktur in der Strömung. Dies bietet nicht nur den Nachweis von größeren Turbulenzstrukturen, die sich über mehrere der generierten Linien erstrecken, sondern ermöglicht auch die Beobachtung des zeitlichen Einflusses von Turbulenz auf eine Linie. Solche Ergebnisse lassen sich unmittelbar mit den Ergebnissen der direkten numerischen Simulation (DNS) aus Kap. 3.2.2 vergleichen, da diese die zeitliche Korrelation des Fortschreitens der Strömung zu berechnen. Neben der im letzten Kapitel beschriebenen detaillierten Erkenntnis über die momentanen turbulenten Strömungseigenschaften lassen sich durch dieses Verfahren Informationen über die zeitliche Entwicklung der Turbulenzelemente erhalten und so die bisher bestehende experimentelle Informationslücke schließen. Die typischen Zeitschritte (Integrationszeit) einer solchen DNS liegen zwischen 10 und 100 ns. Daher ist es wünschenswert, Zeitserien mit möglichst vielen Einzelmessungen zum Vergleich mit der DNS zu erzeugen. Die experimentelle Realisierung solcher Zeitserien ist von vorneherein durch die Ausleserate der CCD-Kamera und die Repetitionsrate der Nachweislaser limitiert.

Versuchsaufbau

Optischer Aufbau Die Versuche zum zweifachen Nachweis einer generierten Linie wurden am, im Rahmen dieser Arbeit konstruierten Strömungskanal durchgeführt. Der Strömungskanal wird ausführlich in Kapitel 3.1 beschrieben. Der wesentliche Unterschied zu dem Strömungskanal der 3-Linien-Messungen (Kap. 3.2.2) besteht in der Kanalquerschnittsfläche im Beobachtungsbereich. Im Gegensatz zum bisher

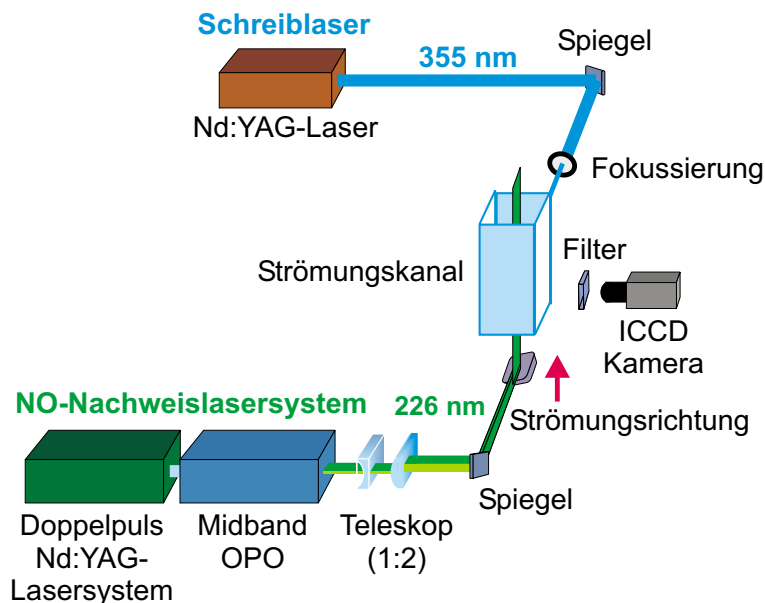


Abbildung 3.22: Versuchsaufbau zur molekularen Strömungsmarkierungstechnik mit dem Multipuls Nd:YAG-Lasersystem in Kombination mit dem OPO.

benutzten Kanal verengt sich die Strömung nun auf $5 \times 60 \text{ mm}^2$. Durch diesen deutlich kleineren Querschnitt lassen sich bei gleichem Massenfluss wesentlich höhere Strömungsgeschwindigkeiten im Beobachtungsbereich realisieren. Dies hat den Vorteil, dass die Turbulenz nicht mehr künstlich erzeugt werden muss, sondern durch die geringe Kanalhöhe und die große Strömungsgeschwindigkeit natürlich entsteht. Ein weiterer Vorteil ist das große Verhältnis der Seitendimensionen. Die Messebene lag in der Mitte der 60 mm voneinander entfernten Wände und beinhaltet die gesamte Kanalhöhe von 5 mm. Durch die große Entfernung der Messebene von den Seitenwänden kann der Einfluss der Ecken und Wände auf das Geschwindigkeitsprofil in der Messebene völlig vernachlässigt werden, da die Flächen gleicher Geschwindigkeit in der Kanalmitte nahezu parallel zur Decke und zum Boden des Kanals verlaufen ([Nik26](siehe auch C.1)).

Zur Erzeugung der Linie durch Fotodissoziation von NO_2 wurde die dritte Harmonische (355 nm) eines Einzelpuls Nd:YAG-Lasers (*Thomson BMI 5013 Comp 10*) benutzt. Der Laserpuls hatte eine Energie von 100 mJ und eine Pulsdauer von ca. 8 ns. Der Laserstrahl wurde durch einen Filter (*Schott UG1*, 2 mm) auf ca. 10 mJ pro Puls abgeschwächt und über eine Linse ($f = 400$) senkrecht zur Strömungsrichtung und senkrecht zur optischen Achse der Kamera in den Kanal fokussiert.

Die generierte NO-Linie wurde über die Anregung eines elektronischen Überganges des A-X(0,0)-Bandes durch 2-dimensionale Laser-induzierte Fluoreszenz detektiert. Ein Midband OPO (*GWU Lasertechnik VisIR 2*) gepumpt mit der dritten Harmonischen des Doppelpuls Nd:YAG-Lasersystems (*Thomson BMI PVL400 THG/FHG*) erzeugt abstimmbare Laserstrahlung bei 452 nm. Eine anschließende

Frequenzverdopplung durch einen nichtlinearen Mehrwellenmischprozess in einem anisotropen Kristall (Beta-Bariumborat, BBO I) in einer passenden Verdopplereinheit (*GWU Lasertechnik SHG VisIR 2*) erzeugt abstimmbare Laserstrahlung bei 226 nm. Im Doppelpulsbetrieb ließen sich so Pulsenergien von 0,7 mJ pro Puls realisieren. Der zeitliche Abstand der Pulse ließ sich im Bereich zwischen 1 μ s und 100 ms einstellen. Mit Hilfe einer Zylinderlinse ($f = 500$ mm) wurde ein Lichtblatt von $0,1 \times 5$ mm² geformt und senkrecht zum Schreibblaser, senkrecht zur optischen Achse der Kamera und parallel zur Strömungsrichtung in den Kanal eingekoppelt. Der zeitliche Abstand des Schreibblasers und der beiden Nachweislasers war über einen Puls- und Delaygenerator (*Stanford Research Systems Inc. DG535*) variabel einstellbar. Das LIF-Signal wurde über einen Filter (*Schott UG5*, 1 mm) spektral von der Anregungswellenlänge getrennt und mit einer bildverstärkten double-frame CCD-Kamera (*LaVision Flow Master III*), die mit einem UV-Objektiv (*Nikon Nikkor $f = 105$ mm*) ausgerüstet war, aufgenommen. Die Kamera ist in der Lage zwei Bilder kurz hintereinander aufzunehmen und untereinander in einem entsprechend doppelt so großen Bild (Double-Frame Bild) abzuspeichern.

Strömungssystem Der Aufbau des Strömungssystems war bis auf zwei Änderungen identisch mit dem in Abschnitt 3.2.2 beschriebenen Aufbau. Deshalb wird an dieser Stelle nur kurz auf die beiden Änderungen eingegangen.

Der mögliche NO-Fluss wurde durch den Austausch eines der beiden Massenflussregler deutlich erhöht. Der bisher verwendete Massenflussregler (*Tylan FC 262*) wurde durch einen Massenflussregler (*Tylan FC 280s*), der sich von 0 bis 2 l regeln ließ, ersetzt. Dadurch lag der maximal mögliche NO-Fluss bei 2,06 l/min.

Der zweite wesentliche Unterschied bestand in der Zusammensetzung der Haupt-

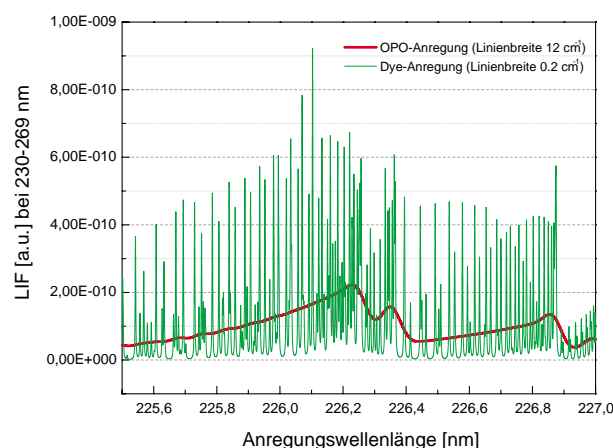


Abbildung 3.23: Abhängigkeit der LIF-Signalintensität von der Linienbreite des Anregungslasers (LIF-SIM [Bes02]).

strömung. Statt der bisher verwendeten Luft wurde nun Stickstoff (*Messer Griesheim* 12er Bündel F50 Flaschen á 300 bar) verwendet. Der Grund hierfür war die größere Linienbreite des verwendeten Nachweislasers. Die Linienbreite der Laserstrahlung liegt unterhalb von 4 cm^{-1} und ist somit deutlich größer als die Linienbreite des bisher benutzten Farbstofflasers ($\approx 0,1 \text{ cm}^{-1}$). Die größere Linienbreite führt zu einer deutlich schlechteren Anregungseffizienz für den gewünschten Übergang und somit zu einer deutlich geringeren Signalausbeute. Eine Abschätzung des Unterschieds ergab eine um den Faktor 4,5 (Abb. 3.23) geringere Signalintensität. Eine Abschätzung des Quenchingeeinflusses der Umgebungsluft ergab, dass die Quenchrate in einer sauerstofffreien Strömung um den Faktor 75 geringer ist. Da sich aufgrund des verwendeten Erzeugungsweges für NO_2 keine völlig sauerstofffreie Strömung realisieren ließ, ergibt sich ein Unterschied in den Quenchraten um etwa einen Faktor 44, wenn die Hauptluftströmung durch Stickstoff ersetzt wird. Mit dem Stickstoff ließen sich die gleichen Flüsse wie mit der vorher verwendeten Druckluft realisieren.

2-facher Nachweis einer Linienstruktur

Mit dem aufgebauten Nachweislasersystem war es möglich, zeitlich aufeinander abstimmbare Laserpulse genügend hoher Energie und Schmalbandigkeit zu erzeugen, um eine generierte Linie zweifach nachzuweisen. Die Limitierung auf den zweifachen Nachweis ergab sich aus der festen Pumpfrequenz des Doppelpulslasersystems von 10 Hz und den eingestellten Strömungsbedingungen. Interessante Strukturänderungen traten im Bereich von einigen $100 \mu\text{s}$ auf, nach ca. $0,5 \text{ ms}$ war die erzeugte Struktur aus dem Beobachtungsausschnitt herausgewandert. Die Messungen wurden zu unterschiedlichen Zeitpunkten nach Erzeugung der NO -Linie, mit unterschiedlichem Abstand der beiden Nachweislaserpulse zueinander und bei zwei unterschiedlichen Strömungsverhältnissen ausgeführt.

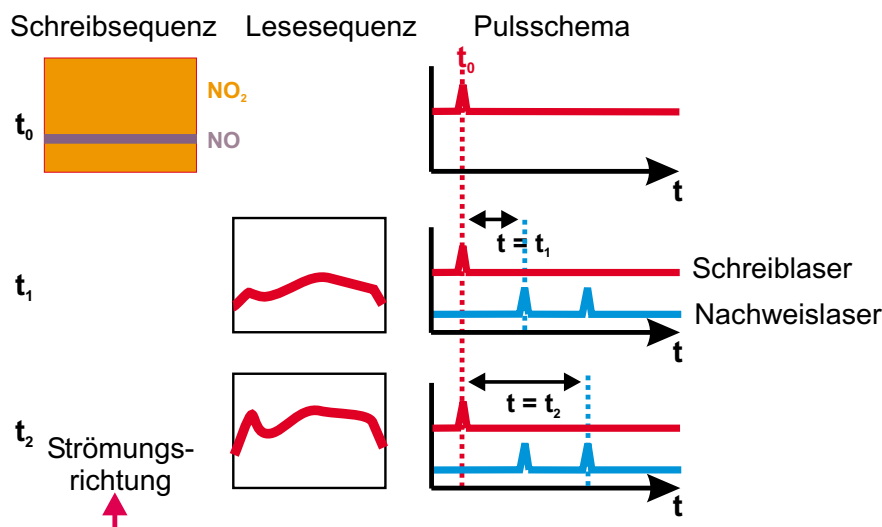


Abbildung 3.24: Schematische Darstellung der zeitlichen Abfolge der Laserpulse.

Im ersten Fall betrug die NO_2 -Konzentration 1185 ppm in einer Strömung von 337,7 l/min. Die entsprechende mittlere Geschwindigkeit war 18,8 m/s. Der zeitliche Abstand der Nachweislaserpulse betrug 50, 75 bzw. 100 μs und der zeitliche Abstand zwischen der Erzeugung der Linie und dem ersten Nachweislaserpuls wurde in 50 μs -Schritten zwischen 0 und 250 μs variiert.

Im zweiten Fall lag die NO_2 -Konzentration bei 793 ppm bei einer Gesamtströmung von 504,5 l/min. Die dementsprechende mittlere Geschwindigkeit der Strömung betrug 28,0 m/s. Der Abstand der Nachweislaserpulse war 75 μs und der zeitliche Abstand des ersten Nachweislaserpulses zur Liniengeneration betrug 50 und 100 μs .

Ergebnisse

Momentanbilder Aufgrund des großen Speicherbedarfs eines Double-Frame Bildes wurden jeweils nur Serien mit 100 Einzelbildern aufgenommen. Der Detektionsausschnitt betrug $5 \times 15 \text{ mm}^2$ und verlief parallel zur Strömungsrichtung und über die ganze Höhe der schmalen Seite des Kanalquerschnitts. Dies ermöglicht eine Verschiebung der Kamera parallel zur Strömungsrichtung und somit eine ausschnittsweise Visualisierung über die gesamte Länge des Beobachtungsbereiches. Die Ausdehnung der Strömung in die Richtungen senkrecht zur Messebene beträgt in jede Richtung 30 mm. In den hier gezeigten Messungen wurde der Kanalausschnitt gewählt, in dem die Linie generiert wurde.

Abb. 3.25 zeigt ein solches Double-Frame Bild und verschiedene Bearbeitungsschritte. Die Strömung wandert von rechts nach links horizontal durch das Bild. Der

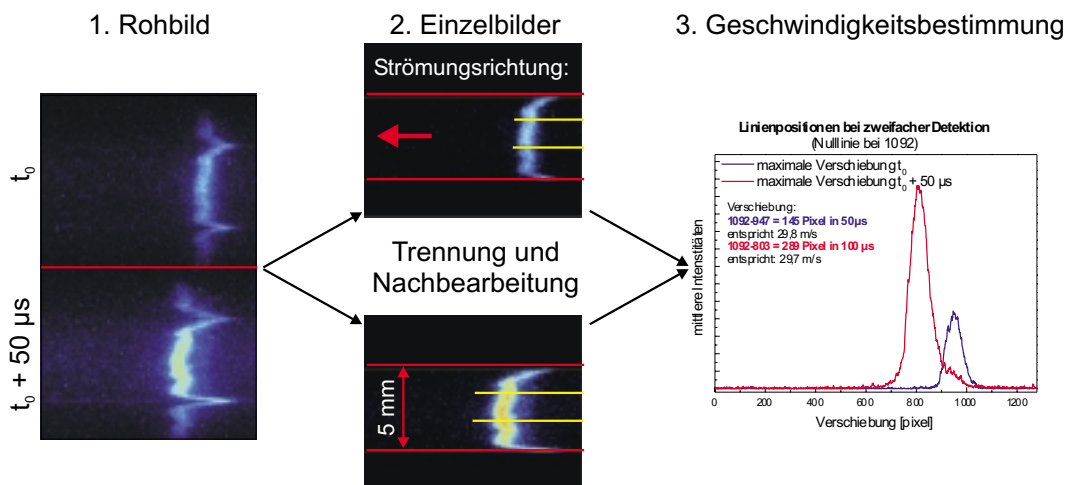


Abbildung 3.25: Double-Frame Bild und sich anschließende Bearbeitungsschritte zur Extraktion der mittleren Maximalgeschwindigkeit. Die Strömung läuft von rechts nach links durch das Bild. Die Position des Kanalbodens und -deckels ist durch Linien angedeutet. Der eingestellte Fluss betrug 337,7 l/min, der erste Nachweis der Linie fand 50 μs nach deren Erzeugung statt, der zweite 50 μs später.

Kanalboden und die Kanaldecke sind durch Linien angedeutet. Der obere Teil zeigt den ersten Nachweis der Linie, das untere Bild zeigt dieselbe Linie $50 \mu\text{s}$ später. Durch Mittelwertbildung über die Zeilen des zentralen Drittels der Kanalströmung konnte pro Aufnahme ein Konzentrationprofil in Strömungsrichtung ermittelt werden. Das Maximum der Konzentration gibt die momentane Linienposition an. Aus den extrahierten Profilen der Linienpositionen ließen sich die Verschiebungen in der Kanalmitte und somit die Maximalgeschwindigkeit in der Kanalmitte bestimmen. Durch Mittelwertbildung über diese Geschwindigkeiten ergab sich daraus eine mittlere Maximalgeschwindigkeit von $29,8 \pm 1,58 \text{ m/s}$ für die ersten Strömungsbedingungen und $44,9 \pm 1,92 \text{ m/s}$ für die zweiten Strömungsbedingungen. Der Fehler gibt die Schwankungsgeschwindigkeit in Hauptströmungsrichtung an.

Abb. 3.27 und Abb. 3.26 zeigen beispielhaft Bilder aus den verschiedenen Messserien bei den ersten Strömungsbedingungen. Zur vereinfachten Darstellung wurden die jeweils doppelt nachgewiesenen Linien in einem Bild zusammengefasst. Rechts unten ist ein Bild mit der Position der Linie zum Zeitpunkt ihrer Erzeugung dargestellt. Die erste Detektion der Linie zeigt immer geringere Signalintensitäten aufgrund der geringeren Laserintensität des ersten Lasers. An diesen Bildern fallen mehrere Dinge auf. Betrachtet man zuerst die Breite der Linie am Ort ihrer Entstehung und zu den späteren Detektionszeitpunkten, so ist eine Verbreiterung durch Diffusion der NO-Moleküle nicht zu bemerken. Dies entspricht der in Abschnitt 3.2.2 gemachten Beobachtung, dass bei genügend hoher Strömungsgeschwindigkeit und daraus resultierenden kürzeren Abständen zwischen Generation und Detektion der Linie die Diffusion vernachlässigbar wird. Verglichen mit den bisherigen Messungen bleibt außerdem die Linienstruktur in der Wandgrenzschicht deutlich besser erhalten als bisher. Die langgezogene Form der Linie nahe der Wand zeigt deutlich die Geschwindigkeitsabnahme des Strömungsprofils zur Wand hin und deutet stark auf eine laminare Grenzschicht hin. Die Linienstruktur an sich zeigt außerdem deutliche Unterschiede zwischen den Bildern jeder einzelnen Serie. Die in den beiden Abbildungen dargestellten Bilder sind jeweils bei identischen Strömungsbedingungen innerhalb einer Aufnahmeserie gemacht worden. Abb. 3.26 zeigt Strömungsprofile einer sehr homogen turbulenten Strömung. Diese Profile zeigen eine Propfen- bzw. Kastenform, in der Mitte der Strömung bewegen sich alle Bereiche der Strömung aufgrund der homogenen Turbulenz gleich schnell fort. Zur Wand hin zeigt sich ein sehr langgezogener Bereich in der Linienstruktur, der die Geschwindigkeitsgrenzschicht charakterisiert. Der Unterschied zu einem laminaren parabolischen Strömungsprofil ist sehr gut zu erkennen. Abb. 3.27 dagegen zeigt ein völlig anderes Bild der Strömung. Es gibt Bilder, in denen die ursprüngliche Linienbreite noch sehr gut erhalten ist und die Struktur nur durch kleinskalige Verformungen verändert wurde. Andere Bilder dagegen zeigen sehr deutlich den Einfluss von großskaligen Turbulenzelementen, ohne aber dieselben kleinskaligen Verformungen aufzuweisen. Die größten erkennbaren Turbulenzelemente haben die Größenordnung von $1/4$ bis maximal $1/3$ der Kanalhöhe. Signifikante Änderungen der Linienstruktur lassen sich schon bei Zeitabständen von $50 \mu\text{s}$ zwischen den beiden Nachweisen erkennen.

Diese sehr unterschiedlichen Ausprägungen der Strömung zeigen, dass die Art der beobachteten Linienstruktur stark mit dem Zeitpunkt der Linienzeugung bezüglich der momentanen Strömungssituation und ihrer dadurch bestimmten relativen Lage zu den Turbulenzelementen zusammenhängt. Gleichzeitig visualisieren sie hervorragend das statistische Verhalten einer turbulenten Strömung. Alle diese Bilder sind

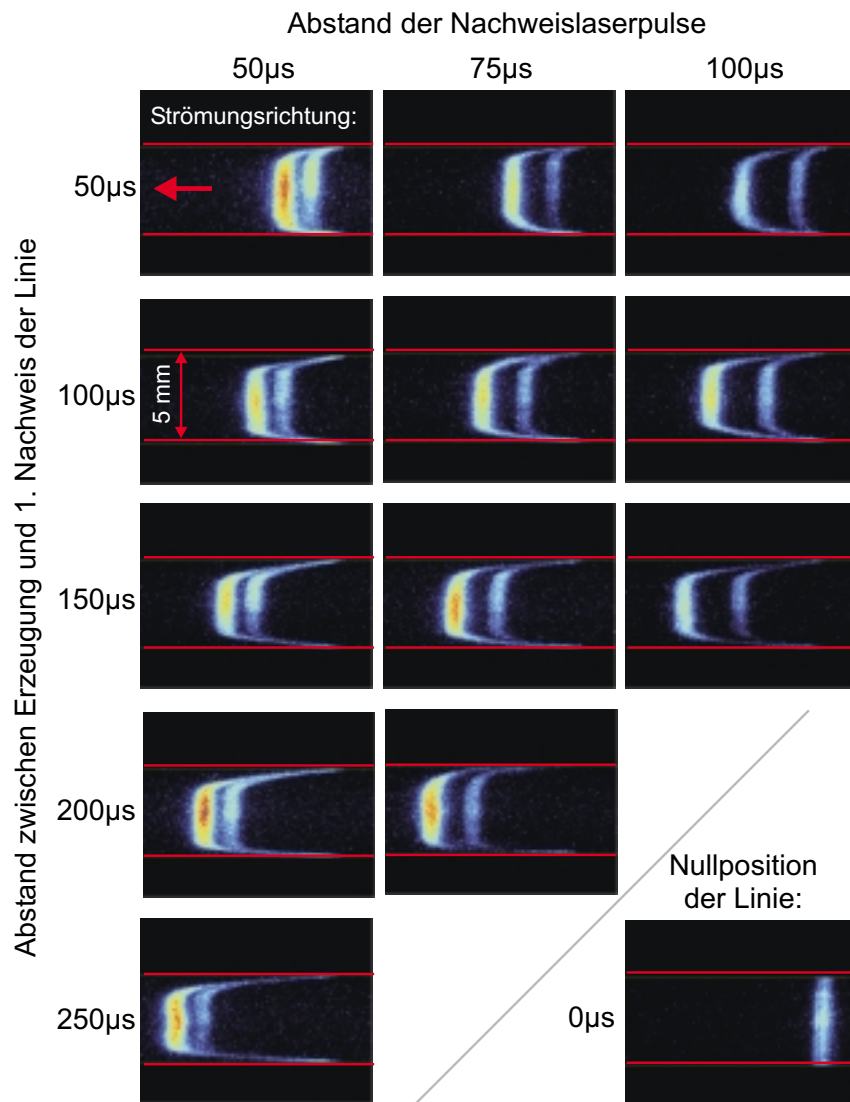


Abbildung 3.26: Beispielhafte Bilder für die visualisierten Strömungsprofile homogener Turbulenz (Propfenprofil) bei einem Gesamtfluss von 337,7 l/min. Die Strömung läuft von rechts nach links durch das Bild und der Kanalboden und -deckel sind durch Linien angedeutet. Der zeitliche Abstand des ersten Nachweises der Linie und der Abstand zwischen den beiden Nachweisen ist jeweils unterschiedlich. Rechts unten ist ein Bild mit der Position der Linie zum Zeitpunkt ihrer Erzeugung dargestellt.

bei absolut identischen Strömungsbedingungen aufgenommen worden, z.T. direkt hintereinander. Sehr anschaulich lässt sich daran die Unmöglichkeit einer Vorhersage des Verhaltens einer turbulenten Strömung zeigen.

Betrachtet man die Formel für die Reynoldszahl

$$Re = \frac{v \cdot l}{\nu} \quad (3.6)$$

wobei v die Strömungsgeschwindigkeit, l eine charakteristische Länge der Geome-

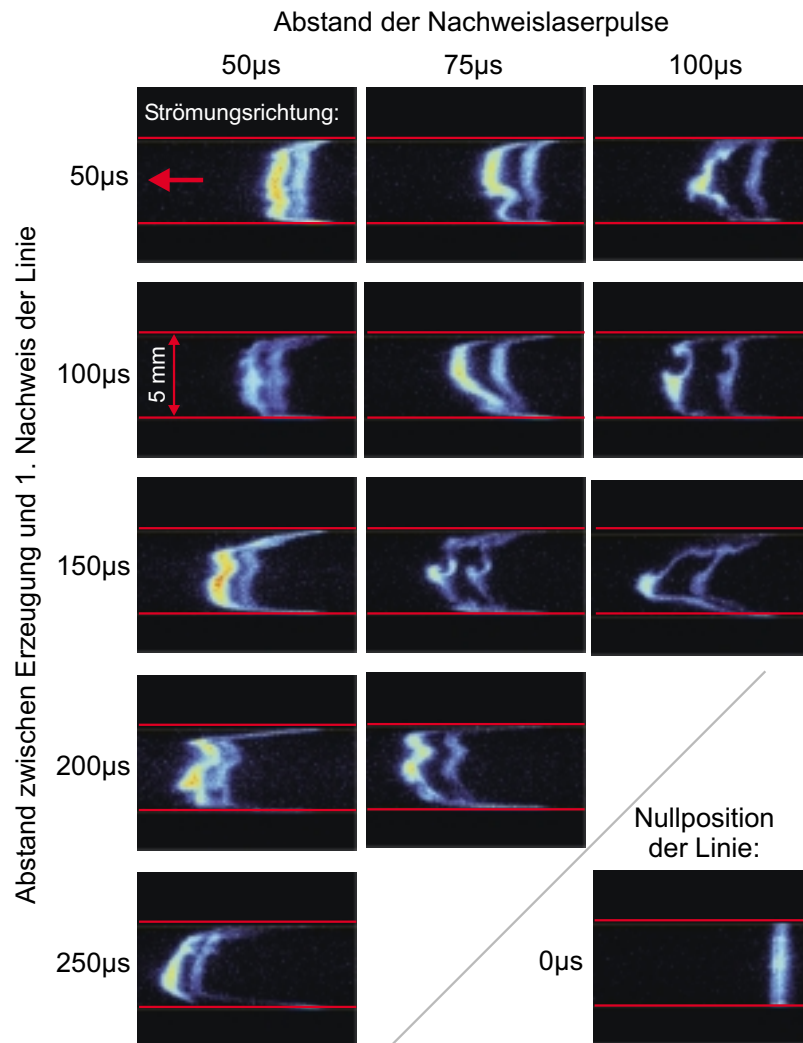


Abbildung 3.27: Beispielhafte Bilder für die visualisierten Turbulenzstrukturen bei einem Gesamtfluss von 337,7 l/min. Es lassen sich Strukturen inhomogener Turbulenz bis hin zu Größen von 1/3 der Kanalhöhe erkennen. Die Strömung läuft von rechts nach links durch das Bild und der Kanalboden und -deckel sind durch Linien angedeutet. Der zeitliche Abstand des ersten Nachweises der Linie und der Abstand zwischen den beiden Nachweisen ist jeweils unterschiedlich. Rechts unten ist ein Bild mit der Position der Linie zum Zeitpunkt ihrer Erzeugung dargestellt.

trie, in diesem Fall die Höhe von 5 mm, und ν die kinematische Viskosität von Luft ($15,1 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$) ist. Setzt man die im Experiment gewählten Bedingungen ein, so erhält man eine Reynoldszahl von 6226 und 9272 für die zwei gewählten Strömungsbedingungen. Nach dem herkömmlichen Kriterium ist eine Kanalströmung mit einer Reynoldszahl größer als 1800 turbulent. Übergangseffekte treten bis zu $Re = 3000$ auf [Pat69]. Es liegt also eine deutlich turbulente Strömung vor. Unter diesem Aspekt sind aber die Effekte einer Verengung nicht berücksichtigt. Eine Verengung bewirkt eine starke Unterdrückung der Turbulenz und ermöglicht die Realisierung von laminaren Strömungen noch bei sehr hohen Reynoldszahlen. Die hohe Reynoldszahl und die gemachten Beobachtungen zeigen eine turbulente Strömung. Um zu gewährleisten, dass in der Turbulenz keine Übergangseffekte mehr vorhanden sind, die Strömung also vollkommen turbulent ist, wären Strömungsfelduntersuchungen, wie in Kap. 3.3 dargestellt, sehr gut geeignet. Diese konnten im Rahmen dieser Arbeit allerdings nicht mehr durchgeführt werden.

Ein Vergleich der Reynolds-Zahlen dieser Messungen (6226 bei 337,7 l/min und 9272 bei 504,5 l/min) mit den Reynolds-Zahlen der Experimente aus Kap. 3.2.2 von $Re = 5960$ bei einem Gesamtfluss von 272 l/min und $Re = 7417$ bei einem Gesamtfluss von 338 l/min zeigt, dass sich trotz der deutlich veränderten Kanalgeometrie und den deutlich größeren Gesamtflüssen die Reynolds-Zahlen nur wenig ändern. Die beobachteten Linienstrukturen zeigen dagegen sehr verschiedene turbulente Strömungen. Die Turbulenz der Strömung lässt sich am besten durch die Strömungsgeschwindigkeiten abschätzen. In diesem Experiment lagen diese um etwa einen Faktor 3 höher als in den in Kap. 3.2.2 ausgeführten Untersuchungen. In den hier beschriebenen Messungen sind die Turbulenzeffekte deutlich ausgeprägter als in den zuvor ausgeführten Untersuchungen. Ein qualitativer Vergleich mit der in Kap. 3.2.2 beschriebenen direkten numerischen Simulation (DNS) zeigt für diese Strömungsbedingungen eine sehr gute Übereinstimmung der klein- und großskaligen Verformungen der Linienstruktur. Bisher war es nicht gelungen, die kleinskaligen Verformungen nachzuweisen. Durch den neu konstruierten Strömungskanal lassen sich jetzt Strömungen mit deutlich stärkerer Turbulenz realisieren und dadurch auch diese Effekte nachweisen. Neben den klein- und großskaligen Strukturänderungen lässt sich eine gute Übereinstimmung in der zeitlichen Entwicklung der Linienstruktur zwischen DNS und dem Experiment zeigen. Die Größe und Art der Strukturänderung zwischen zwei Nachweisen stimmt im Experiment und in der DNS gut überein, im Wesentlichen verstärkt sich die vorhandene Struktur zwischen den beiden Nachweisen und es treten keine neuen Strukturveränderungen hinzu. Durch die veränderte Kanalgeometrie und die im Experiment und in der DNS unterschiedlichen Strömungsbedingungen stimmt die Länge der Zeitschritte in keiner Weise überein, auch die gesamte Verschiebung der Linie ist durch die deutlich höheren Strömungsgeschwindigkeiten im Experiment wesentlich größer als in der DNS. Die im neuen Strömungskanal aufgenommenen zeitlichen Entwicklungen der Turbulenzelemente stimmen jedoch insgesamt qualitativ sehr gut mit den zuvor anhand der DNS beobachteten Phänomenen überein.

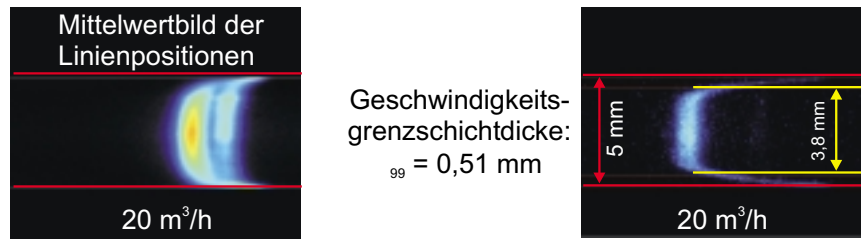


Abbildung 3.28: Vergleich der beobachtbaren und der errechneten Grenzschichtdicke. Die errechnete Grenzschichtdicke gibt, in guter Übereinstimmung mit der Beobachtung, den Bereich an, in dem die Geschwindigkeit bis auf 99% der mittleren Maximalgeschwindigkeit anwächst.

Aus der oben bestimmten mittleren Maximalgeschwindigkeit der Strömung lässt sich die Geschwindigkeitsgrenzschichtdicke abschätzen. Wie in Kapitel 2.5 erläutert, wird das Ende der Geschwindigkeitsgrenzschicht häufig künstlich an dem Punkt „definiert“, an dem die Geschwindigkeit der Strömung 99% der mittleren Maximalgeschwindigkeit erreicht hat. Aus der weiter oben extrahierten mittleren Maximalgeschwindigkeit lässt sich sofort der Wert der 99%igen mittleren Strömungsgeschwindigkeit errechnen. Diese entspricht wiederum einer Verschiebung in den Bildern der mittleren Linienposition. Bestimmt man diese aus den Bildern der mittleren Linienverschiebung, so erhält man auf diese Weise eine Dicke der Geschwindigkeitsgrenzschicht von etwa $\delta_{99} = 0,5 \text{ mm}$ bei einem Fluss von $20 \text{ m}^3/\text{h}$. Vergleicht man diese Geschwindigkeitsgrenzschichtdicke mit den Profilen homogener Turbulenz aus Abb. 3.26, so zeigt sich, dass diese gerade den Bereich der sehr langezogenen Linienstruktur zwischen Wand und dem Propfen in der Strömungsmittelpunkt entspricht. Es liegt also eine sehr gute Übereinstimmung zwischen der künstlichen Geschwindigkeitsgrenzschichtdicke und dem beobachteten Bereich der größten Geschwindigkeitsänderung vor. Abb. 3.28 zeigt ein Profil homogener Turbulenz und die Dicke der gewonnenen Geschwindigkeitsgrenzschicht. Der Fehler bei dieser Art der Bestimmung der Geschwindigkeitsgrenzschicht ist aufgrund der breit verschmierten Linienstruktur im Mittelwertbild relativ hoch, da sich die Linienposition nicht exakt, d.h. in einem Punkt bestimmen lässt (siehe Abb. 3.28 links).

Vergleicht man die Bilder nun mit den Bildern, die unter den zweiten Strömungsbedingungen aufgenommen wurden, so zeigen sich keine sichtbaren Strukturunterschiede in der Linienform, die Art der Turbulenz scheint sich also nicht mit dem größeren Fluss zu ändern (Abb. 3.29). Unabhängig davon, ob groß- oder kleinskalige Linienverformungen betrachtet werden, sind im Vergleich keine großen Unterschiede zu erkennen. Die Anzahl der Bilder, die das Strömungsprofil einer homogenen Turbulenz zeigen (Propfenprofil) ist geringer als bei den oben gewählten Strömungsbedingungen. Sie sind allerdings immer noch in jeder Bilderserie vorhanden. Dies könnte daraufhin deuten, dass die Turbulenzelemente aufgrund der höheren Strömungsgeschwindigkeit dichter beieinander liegen und die Linie dadurch fast immer in Turbulenzelemente hinein- und nicht mehr so häufig dazwischen geschrieben wird. Um

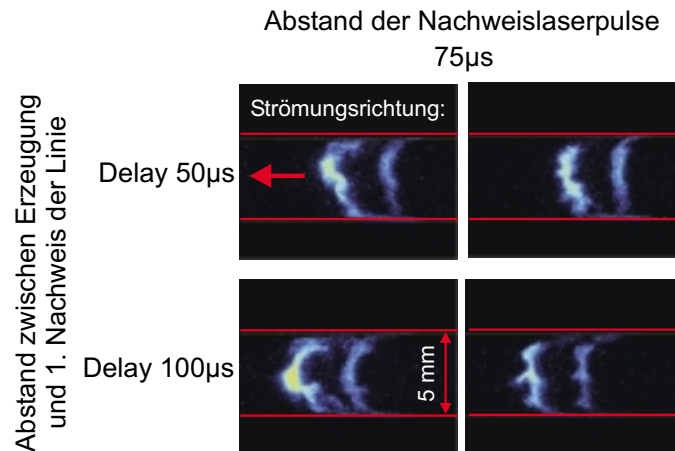


Abbildung 3.29: Beispielhafte Bilder für die visualisierten Turbulenzstrukturen bei einem Gesamtfluss von $504,5 \text{ l/min}$. Die Strömung läuft von rechts nach links durch das Bild und der Kanalboden und -deckel sind durch Linien angedeutet. Der zeitliche Abstand des ersten Nachweises der Linie zur Erzeugung ist 50 oder $100 \mu\text{s}$. Der Abstand zwischen den beiden Nachweisen ist jeweils $75 \mu\text{s}$.

einen eventuellen Trend der Abnahme solcher Strukturen zu belegen, sollten weitere Messungen bei diesen Strömungsbedingungen und noch höheren Massenflüssen durchgeführt werden.

Vergleich unterschiedlicher Nachweislasers Zusätzlich zu dem oben besprochenen doppelten Nachweis der generierten Linie wurden weitere Messungen an nur einer generierten Linie im neu konstruierten Kanal ausgeführt. Anstelle des OPOs wurde der schon zuvor als Nachweislasers benutzten frequenzverdoppelte Farbstofflaser zur Detektion der Linie eingesetzt. Ein weiterer Unterschied lag in der benutzten Kamera. Statt der Double-Frame CCD-Kamera wurde eine, vergleichbar zu der in Abschnitt 3.4.2 benutzten, bildverstärkte ICCD-Kamera (*LaVision Flame Star II*) benutzt. Das Objektiv blieb identisch zu den OPO-Messungen. Sieht man von dem leicht unterschiedlichen Kameraausschnitt und davon, dass der Lichtschnitt des Farbstofflasers nur die halbe Kanalhöhe des Kanals abgedeckt hat, ab, sind die experimentellen Bedingungen identisch. Die Experimente mit dem Farbstofflaser wurden bei der ersten der beiden oben besprochenen Strömungsbedingungen durchgeführt, der Stickstoffstrom wurde durch einen Luftstrom ersetzt. Einen Vergleich typischer Rohbilder zeigt Abb. 3.30. Bei dem gewählten Bildausschnitt der Farbstofflasermessung ist zu beachten, dass der Kanalboden sich genau an der unteren Bildkante befindet.

Gut zu erkennen ist die Übereinstimmung der Linienform und -breite mit den OPO-Messungen. Auffällig sind die deutlich höheren Signalintensitäten (Countzahlen) in der Farbstofflasermessung. Trotz des Luftstroms und der dadurch vorhandenen größeren Quenchrates ist die maximale Signalintensität deutlich größer. Signal

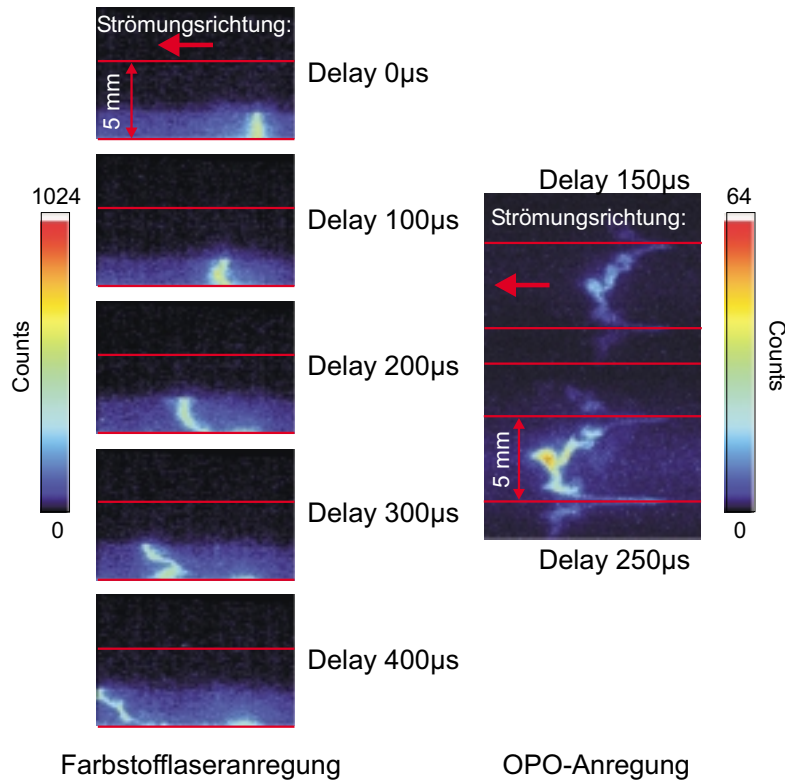


Abbildung 3.30: Vergleich der Rohbilder aus Messungen mit einem Farbstofflaser (links) und Messungen mit einem OPO (rechts). Der eingestellte Gesamtfluss betrug $337,7 \text{ l/min}$. Die Strömung läuft von rechts nach links. In den Farbstofflaserbildern ist der Kanalboden genau die untere Bildkante. Der Nachweis erfolgt über die halbe Kanalhöhe ($2,5 \text{ mm}$). Im OPO-Bild sind der Kanalboden und -deckel durch Linien angedeutet.

und Hintergrund geben ein jeweils um den Faktor 16 stärkeres Signal. Diese Beobachtung steht im Gegensatz zu der weiter oben gemachten Abschätzung. Diese ergab, dass die Reduzierung des Quenchings ein deutlich stärkeres Fluoreszenzsignal (\sim Faktor 10) des OPOs im Gegensatz zum Farbstofflaser liefern muss. Der Unterschied liegt wahrscheinlich an den unterschiedlichen Kamerasystemen und eventuell leicht verschiedenen Anregungswellenlängen. Entscheidend ist jedoch, dass der Vergleich zeigt, dass es möglich ist, mit relativ breitbandiger Anregungslaserstrahlung Fluoreszenz von Molekülen, deren Konzentration im ppm-Bereich liegt, zu detektieren, ohne dabei Auflösungsverluste in Kauf nehmen zu müssen.

Extrahiert man aus diesen Linienverschiebungen die mittlere Maximalgeschwindigkeit in der Kanalmitte wie oben beschrieben, so ergibt sich ein Wert von $23,6 \pm 0,97 \text{ m/s}$. Zusätzlich dazu wurden diese Messungen mit dem bisher benutzten Konturbestimmungsverfahren ausgewertet und die Profile der Linienverschiebung bestimmt. Durch die deutlich höhere Turbulenz der Strömung ergibt der Algorithmus allerdings in 50% der Fälle ein falsches Linienprofil und ist daher nur noch bedingt

zur Auswertung der Linienverschiebung geeignet. Vergleicht man die beiden so bestimmten mittleren Maximalgeschwindigkeiten, so stimmen sie sehr gut überein. Für die zeitlichen Abstände zwischen Erzeugung und Detektion der Linie von 100 und 300 μs ergeben sich Maximalgeschwindigkeiten von 22,5 m/s. Für die zeitlichen Abstände von 200 und 400 μs erhält man leicht höhere Maximalgeschwindigkeiten von knapp über 24 m/s. Dies entspricht den mittleren Maximalgeschwindigkeiten für die einzelnen zeitlichen Abstände, die durch das andere Verfahren errechnet wurden. Die aus dem Konturbestimmungsverfahren erhaltenen mittleren Strömungsgeschwindigkeiten liegen im Bereich von 21 m/s und damit leicht höher als die mittleren Geschwindigkeiten, die sich aus den Flussraten ergeben. Dies liegt daran, dass das Konturbestimmungsverfahren gerade nahe der Wand bei den sehr turbulenten Strukturen fehlerhafte Werte liefert und die Geschwindigkeit so überschätzt wird.

Fazit Abschließend lässt sich sagen, dass die Strömungsmarkierung basierend auf der zweifachen Detektion einer erzeugten Linie sehr gut in der Lage ist die Weiterentwicklung des Einflusses von Turbulenzelementen auf die Linienstruktur zu visualisieren. Durch die getrennte Aufnahme der Linie in zwei verschiedenen Bildern zu den beiden Detektionszeitpunkten, lassen sich Strukturänderungen auch dann noch erkennen, wenn, wären die beiden Linienpositionen in nur einem Bild aufgenommen worden, diese räumlich nicht klar voneinander abgegrenzt sind. Der Einfluss von Turbulenz auf die Linienstruktur lässt sich mit diesem Verfahren so, von sehr kleinen Zeitabständen bis hin zu sehr großen Zeitabständen zwischen den beiden Detektionen, zeigen. Folglich besteht die Möglichkeit verschiedene Zeitskalen der Turbulenz aufzulösen. Sichtbare Änderungen der Struktur der Linie lassen sich schon bei Zeitabständen von 50 μs zwischen den beiden Nachweislasern erkennen.

Die bisher visualisierten Linienstrukturen zeigen ein großes Spektrum turbulenter Strukturen. Zum einen ist es möglich Strukturen inhomogener Turbulenz im mittleren Bereich der Strömung bis hin zu Turbulenzelementen der Größenordnung von $1/4$ bis $1/3$ der Kanalhöhe nachzuweisen. Diese maximale beobachtbare Größe der Wirbelstrukturen stimmt gut mit den theoretischen Vorhersagen von maximalen Größen um $1/3$ der charakteristischen Kanaldimension überein. Zum anderen zeigen die Bilder Profile sehr homogener Turbulenz. Die große Diskrepanz zwischen den visualisierten Strukturen basiert auf dem statistischen Charakter der turbulenten Strömung. Sie zeigt sehr gut die fehlende Möglichkeit einer Vorhersage des Verhaltens der turbulenten Strömung bei bekannten Strömungsbedingungen. Wird die Linie in einem Bereich mit Wirbeln geschrieben, so bildet sie diese Wirbelstruktur ab, zeigt also Profile inhomogener Turbulenz. Erfolgt die Generation der Linie dagegen im Bereich genau zwischen solchen Wirbeln, so bildet sie ein Profil homogener Turbulenz ab. Da die Wahrscheinlichkeit die Linie genau an dieser Stelle zu erzeugen gering ist, finden sich nur wenige Bilder, die ein solches Profil darstellen. Mit größeren Strömungsgeschwindigkeiten nimmt die Anzahl solcher Strömungsprofile homogener Turbulenz ab, was diese Vermutung unterstützt.

In fast allen Bildern zeigt die Linienstruktur im Grenzschichtbereich eine sehr

langgezogene, geschlossene Struktur, die sehr gut den Geschwindigkeitsanstieg in diesem Bereich der Strömung darstellt. Diese Beobachtungen stimmen sehr gut mit dem aus der Linienverschiebung extrahierten künstlich festgelegten Wert für die Geschwindigkeitsgrenzschichtdicke bei 99% der Maximalgeschwindigkeit im betrachteten Strömungsfall überein. Die Experimente zeigen, dass diese geschlossene Struktur selbst bei sehr großen Zeiten zwischen Erzeugung und Detektion der Linie vorhanden ist. Unter den gewählten Bedingungen lassen sich also geringe Spezieskonzentrationen über große Zeiträume im Bereich der Grenzschicht visualisieren. Dies ist im Hinblick auf Untersuchungen von Speziestransport durch die Grenzschicht hindurch von großem Interesse.

Ein Vergleich mit der in Kap. 3.2.2 ausgeführten DNS zeigt, dass die im neu konstruierten Strömungskanal realisierbaren turbulenten Strömungen und die visualisierte zeitliche Entwicklung von Strukturen in dieser Strömung sehr gut die in der DNS dargestellten klein- und großskaligen Strukturänderungen wiedergeben. Gerade die kleinskaligen Strukturänderungen konnten in bisherigen Experimenten nicht nachgewiesen werden. Der doppelte Nachweis der Linienstruktur ergibt ebenfalls eine gute Übereinstimmung im Vergleich zur DNS, was die Art und Größe der zeitlichen Entwicklung der Linienstruktur durch die Turbulenzelemente betrifft. Ein auffälliger Unterschied zu den zuvor ausgeführten Messungen ist, dass ein Bruch in der erzeugten Linienstruktur durch den turbulenten Transport nur noch sehr selten auftritt. Daraus lässt sich folgern, dass die realisierte turbulente Strömung nur noch vom Abstand zur Wand, jedoch nicht mehr vom Einfluss der Seitenwände parallel zur Messebene abhängig ist.

Der Vergleich mit dem zuvor benutzten Nachweislasersystem zeigt, dass selbst mit einem relativ breitbandigem Nachweislaser die Detektion der Linienstrukturen ohne Qualitätsverlust möglich ist. Durch das neue Nachweislasersystem bietet sich so die Möglichkeit, Anregungsstrahlung zwischen 220 - 2300 nm zu erzeugen und erlaubt dadurch die Detektion einer Vielzahl unterschiedlicher Spezies ohne großen experimentellen Aufwand.

3.5 Inhomogene Strömungsdotierung

3.5.1 Konzept

Im Gegensatz zu dem bisher verwendeten Konzept der homogenen Dotierung der Strömung mit NO_2 und der anschließenden Erzeugung einer NO-Linienstruktur durch Fotodissoziation von NO_2 wurde in den im Folgenden beschriebenen Untersuchungen die Strömung nur in einem bestimmten Bereich mit Tracermolekülen dotiert. Dieser dotierte Bereich wurde durch zwei unterschiedliche Prinzipien von der übrigen Strömung abgegrenzt. In den beiden ersten Untersuchungen wurde gezielt die Grenzschicht der Strömung mit Tracern dotiert, zum einen durch die Sublimation von Naphthalin von der Wand in die Strömung und zum anderen durch Zugabe von NO-Molekülen durch ein kleines Loch in der Wand. In der dritten Untersuchung wurde eine inhomogene NO-Dotierung durch eine zeitlich gepulste Zudüsung von NO erreicht.

3.5.2 Naphthalin-Dotierung

Versuchsaufbau

Optischer Aufbau Die Untersuchungen zur Dotierung der Strömungsgrenzschicht mit Naphthalin wurden am im Rahmen dieser Arbeit konstruierten Strömungskanal durchgeführt. Der optische Aufbau war im Wesentlichen identisch mit dem in Kap. 3.4.2 geschilderten Aufbau. In die Bodenplatte des Kanals wurde eine Vertiefung eingearbeitet, in die geschmolzenes Naphthalin (der Schmelzpunkt von Naphthalin liegt bei 81°) gegossen wurde. Nach Abkühlung wurde so eine gleichmäßig dicke, mit dem Kanalboden bündige Naphthalin-Schicht erhalten. Der Bereich der Platte, der mit Naphthalin beschichtet war, wurde von unten mit einem Bandheizelement (*Watlow MI Strip Heater*) auf eine Temperatur von 40° erwärmt. Die Unterschiede zum bisherigen Aufbau bestanden im Detektionssystem.

Zur Anregung der Naphthalinmoleküle wurde in diesem Fall die Frequenz-vervierfachte Laserstrahlung des Einzelpuls Nd:YAG-Lasers (*Thomson BMI 5013 Comp*

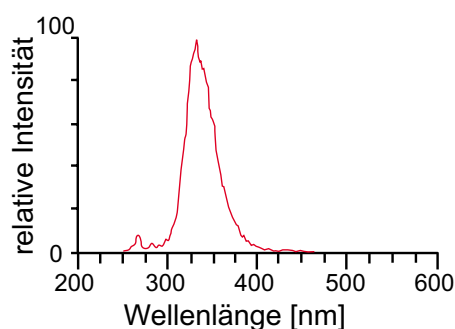


Abbildung 3.31: Fluoreszenzspektrum von Naphthalin bei Anregung mit 266 nm.

10) bei 266 nm benutzt. Die Naphthalin-Fluoreszenz liegt zwischen 300 und 400 nm und wurde durch einen Filter (*Schott* WG280, 2 mm dick) spektral von der Anregungswellenlänge getrennt und mit einer bildverstärkten slow-scan CCD-Kamera (*LaVision* Flame Star II), die mit einem achromatischen UV-Objektiv (*Nikon* Nikkor $f = 105$ mm) ausgerüstet war, aufgenommen. Gleichzeitig erfolgte die Messung der relativen Laserpulsenergie über eine Fotodiode und ein Oszilloskop (*LeCroy* LT Series Waverunners).

Strömungssystem Der Aufbau des Strömungssystems entsprach dem in Kap. 3.4.2 beschriebenen Aufbau. In diesem Fall wurde allerdings auf die Dotierung der Strömung mit NO_2 verzichtet und deshalb nur die Hauptströmung aus N_2 verwendet. Die Ersetzung der Druckluft- durch eine N_2 -Strömung dient zur Vermeidung des Sauerstoffquenchings und damit einer Proportionalität des Fluoreszenzsignals zur Teilchendichte. Die Messungen wurden bei Gesamtflüssen von 20, 30, 40 und 50 m^3/h ausgeführt. Messort war zum einen die vordere Kante der Naphthalinbeschichtung und zum anderen die hintere Kante der Naphthalinbeschichtung.

Ergebnisse

Zu jedem aufgenommenen Bild der Naphthalin-Konzentrationsverteilung wurde parallel die Pulsenergie des anregenden Laserstrahls aufgenommen. Durch eine Messung der Signalintensität eines gesättigten Naphthalin-Stickstoff-Gemisches bei verschiedenen Laserenergien konnte die lineare Abhängigkeit zwischen der Energie des Anregungslasers und der Fluoreszenzintensität der bekannten Naphthalin-Konzentration des Sättigungsdampfdruckes aufgenommen werden. Durch lineare Interpolation zwischen der dadurch bekannten Konzentration und der Konzentration null, konnten in jedem einzelnen Bild die Intensitäten über die simultan gemessene Anregungslaserenergie einer Naphthalin-Konzentration zugeordnet werden. Aufgrund der sehr schnellen Strömung und der sehr geringen Wandtemperatur wurde auf die Korrektur der Temperaturabhängigkeit der Fluoreszenz und die Korrektur einer temperaturbedingten Variation der Gesamtteilchendichte verzichtet, da davon ausgegangen werden kann, dass überall in der Strömung die gleichen Bedingungen herrschen.

In Abb. 3.33 links sind Momentanbilder der Messung am Beginn der Naphthalin-Beschichtung dargestellt. Die Strömung läuft von rechts nach links durch das Bild, die Kanaldecke ist durch eine rote Linie angedeutet, der Kanalboden weist eine abschüssige Struktur auf. Dies ist zum einen durch die Beschichtungsmethode bedingt, mit der es nicht möglich ist, eine absolut ebene Beschichtung zu realisieren und wird zum anderen durch die unterschiedlich starke Sublimation von Naphthalin an verschiedenen Punkten der Beschichtung im Laufe der Messung verstärkt. Dies führt zum Entstehen einer sichtbaren Kante zwischen der Bodenplatte und der Naphthalin-Schicht. In jedem der Bilder ist die momentane Maximalkonzentration des Naphthalins angegeben. Von Bild zu Bild schwanken diese Konzentrationen bei

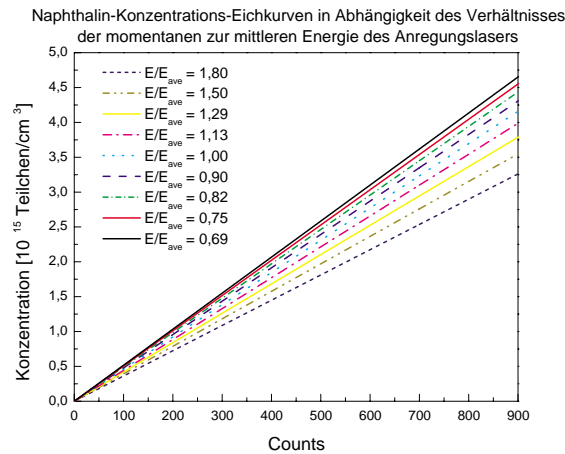


Abbildung 3.32: Eichkurve zur Bestimmung der Naphthalin-Konzentration aus den gemessenen Intensitäten (Counts). Es sind verschiedene Kurven für unterschiedliche Verhältnisse aus der momentanen und der mittleren Anregungslaserenergie dargestellt.

einer Strömungsbedingung im Bereich von $1 \cdot 10^{14}$ Teilchen/cm³. Die Einzelbilder zeigen die erwartete Abnahme der maximalen Naphthalin-Konzentration und die Abnahme der Dicke der Schicht mit nachweisbarer Naphthalin-Konzentration mit zunehmender Geschwindigkeit der Strömung. Die auffälligen senkrechten Streifen in allen Bildern sind ein von der Kamera hervorgerufenes Artefakt. Die sichtbare Signalintensität oberhalb der roten, den Kanaldeckel markierenden Linie entsteht aus Reflexionen des Fluoreszenzsignals am Deckelfenster des Kanals.

In den Bildern vom Beginn der Naphthalin-Beschichtung ist im linken Viertel sehr gut eine Stelle zu erkennen, an der die Beschichtung fast nicht mehr vorhanden ist. Das zeigt sich auch in der Naphthalin-Konzentrationsverteilung als Lücke in der sonst sehr gleichmäßigen Konzentrationsverteilung in dieser Schicht.

Betrachtet man senkrecht zur Wand ermittelte Profile über die mittlere Naphthalin-Konzentration an mehreren verschiedenen Punkten im Kanal (Abb. 3.34), so lässt sich erkennen, dass die maximale Konzentration für jeden betrachteten Punkt ungefähr proportional zum Anstieg der Strömungsgeschwindigkeit abnimmt. Die Breite der Naphthalin-Konzentrationsverteilung nimmt gerade bei höheren Strömungsgeschwindigkeiten schneller ab. Dies spiegelt gut den Effekt der Abnahme der Grenzschichtdicke mit steigender Strömungsgeschwindigkeit wieder.

Vergleicht man die drei Punkte für jede Strömungsbedingung untereinander, so lässt sich erkennen, dass die jeweiligen Maximalkonzentrationen an den unterschiedlichen Punkten gut übereinstimmen. Die Geschwindigkeit der Naphthalin-Sublimation ist schon am Anfang der Beschichtung groß genug, um eine „stationäre“ Naphthalin-Konzentration in der Grenzschicht zu bewirken. Ansonsten müsste die

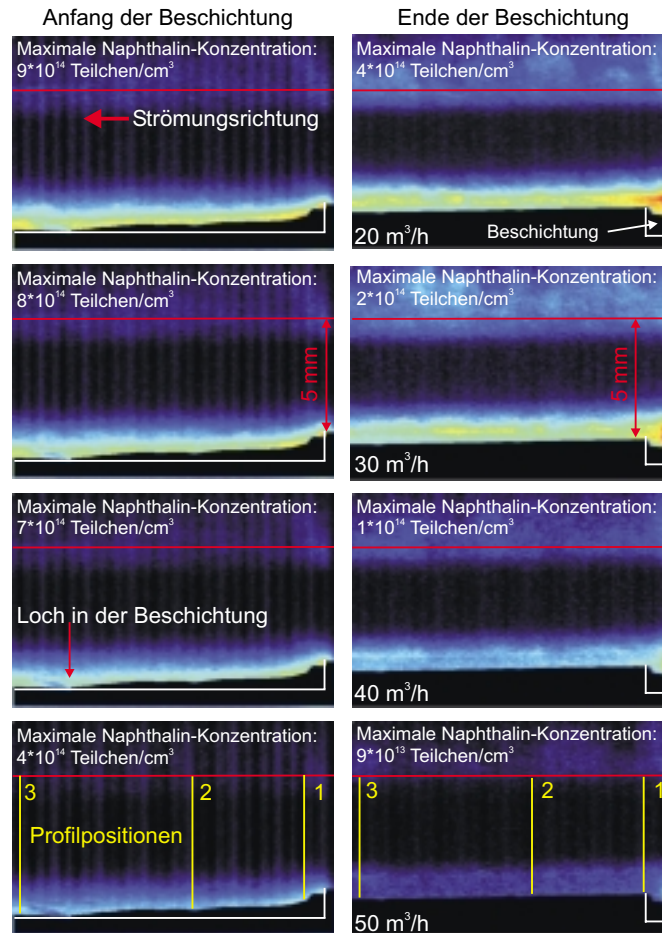


Abbildung 3.33: Momentanbilder der Naphthalin-Konzentrationen bei den unterschiedlichen Strömungsbedingungen. Die Strömung läuft von rechts nach links durch das Bild, die Kanaldecke ist durch eine rote Linie angedeutet. Das Signal oberhalb dieser Linie resultiert aus der Reflexion des Signals am Deckelfenster. In der linken Spalte, also am Beginn der Beschichtung, weist der Kanalboden eine abschüssige Struktur auf, die auf die Beschichtungsmethode und die ungleichmäßige Naphthalin-Sublimation zurückzuführen ist. Die senkrechten Streifen im Bild sind ein von der Kamera produziertes Artefakt. Die rechte Spalte werden Aufnahme vom Ende der Beschichtung gezeigt.

Naphthalin-Konzentration systematisch zu Punkten stromabwärts hin ansteigen.

Die Profile aus den Bildern am Beginn der Beschichtung zeigen eine unterschiedliche Struktur verglichen mit den Profilen vom Ende der Beschichtung. Am Anfang der Beschichtung bildet sich ein Konzentrationsprofil aus, welches sein Maximum an der Wand hat. Die Breite des Maximums entspricht in etwa der in Kap. 3.4.2 bestimmten Geschwindigkeitsgrenschichtdicke von 0,5 mm. Danach fällt die Konzentration stark ab. Je nach Position des Profils ändert sich die gesamte Breite der Konzentration von etwa 1 mm zu Beginn der Beschichtung auf etwa 1,5 mm

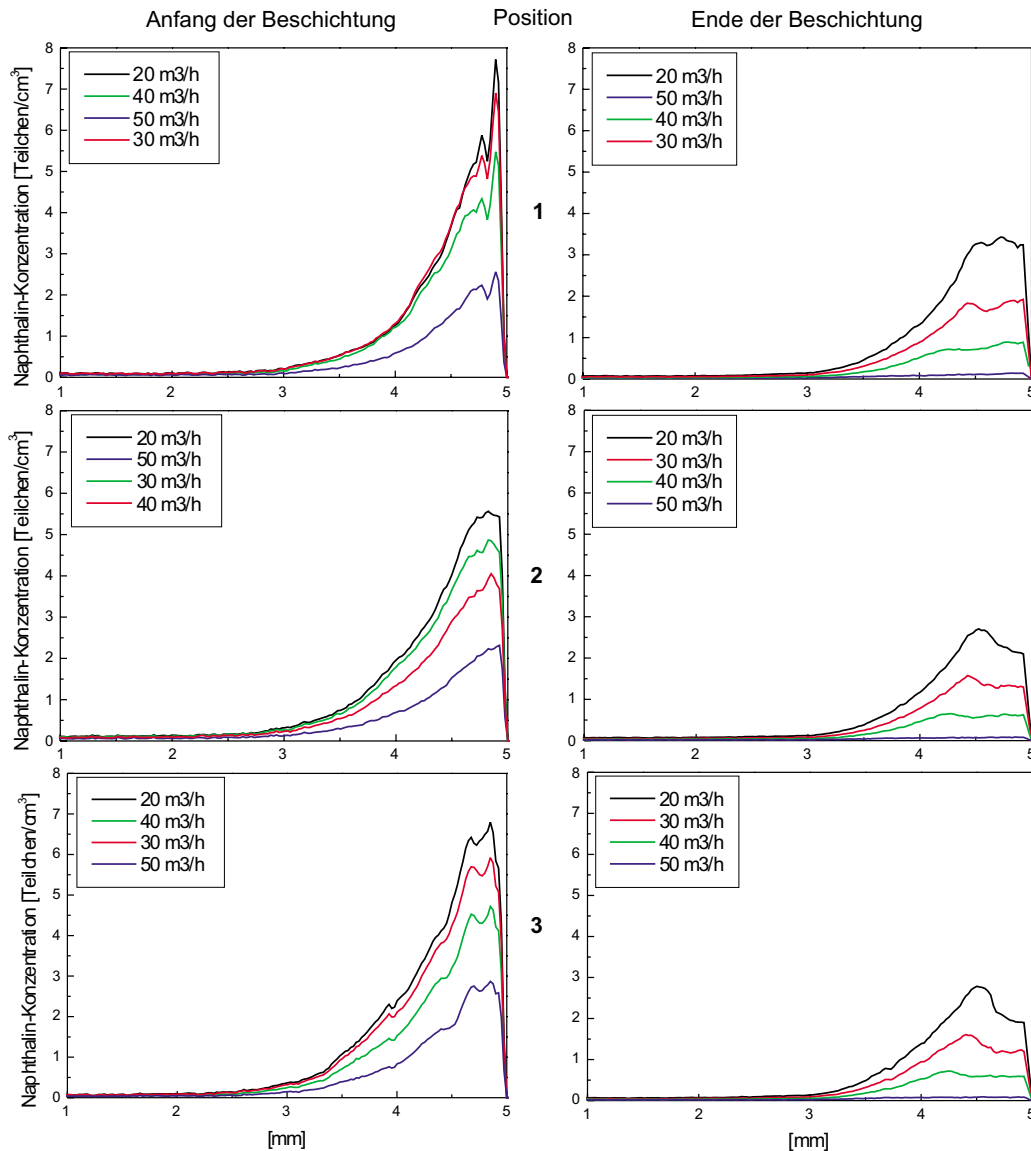


Abbildung 3.34: Profile über die mittlere Naphthalin-Konzentration in Abhängigkeit vom Abstand zur Wand. Die linke Spalte zeigt Profile aus den Bildern am Beginn, die rechte Spalte Profile aus den Bildern am Ende des beschichteten Bereiches. Die Position der Wand ist zum besseren Vergleich auf bei 5 mm normiert worden. Die Strömung befindet sich von der Wand aus gesehen auf der linken Seite. An jedem Punkt wurden Profile aller vier Strömungsbedingungen betrachtet. Die exakte Lage der Profile ist in Abb. 3.33 dargestellt.

1,2 cm stromabwärts. Es lässt sich also ein Transport des Naphthalins durch die Grenzschicht hindurch beobachten. Die Hauptmerkmale des visualisierten Trans-

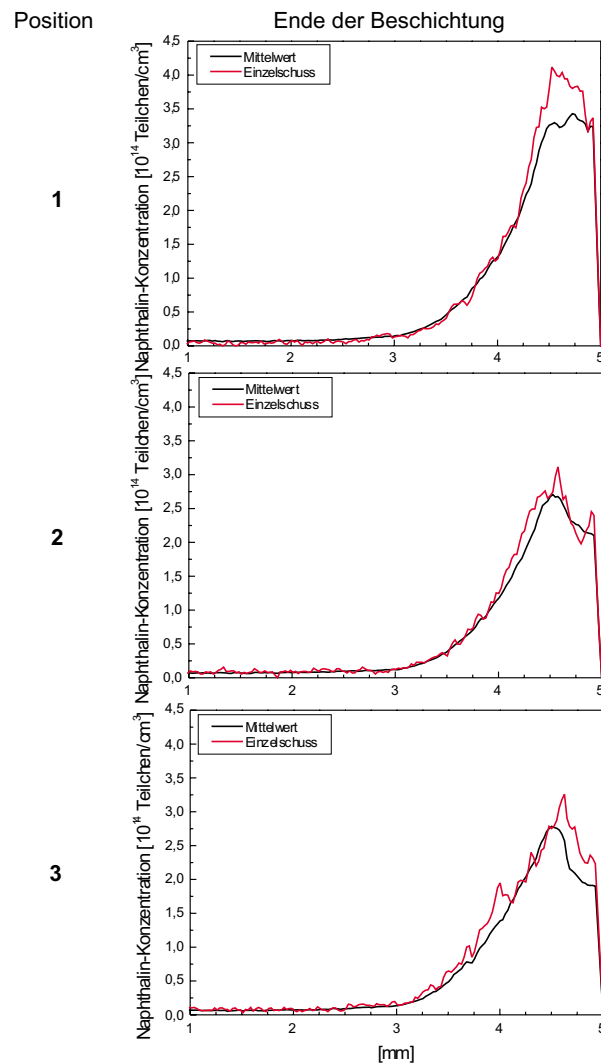


Abbildung 3.35: Vergleich der Profile über die momentane und mittlere Naphthalin-Konzentration in Abhängigkeit vom Abstand zur Wand. Es sind nur Profile vom Ende der Naphthalin-Beschichtung dargestellt. Die Position der Wand liegt bei 5 mm. Die Strömung befindet sich von der Wand aus gesehen auf der linken Seite, die Strömungsbedingungen waren $20 \text{ m}^3/\text{h}$. Die exakte Lage der Profile ist in Abb. 3.33 dargestellt.

portes sind, dass die Grenzschicht sehr schnell gleichmäßig mit Naphthalin dotiert ist, nämlich schon direkt zu Beginn der Beschichtung. Die absolute Naphthalin-Konzentration steigt dann zwar noch an, aber die Form der Konzentrationsverteilung durch die Grenzschicht ändert sich nicht mehr wesentlich. Mit höheren Strömungsgeschwindigkeiten ändert sich dieser Effekt nicht, die Maximalkonzentration sinkt jedoch aufgrund der stärkeren Verdünnung durch die höheren Flüsse. Gleichzeitig

ist zu beobachten, dass der Konzentrationsgradient in die Strömung hinein geringer wird, dieser Bereich der Strömung wird also gleichmäßiger durchmischt. Die Profile vom Ende der Beschichtung zeigen die gleichen Tendenzen, allerdings weist die Struktur des Konzentrationsprofils im Bereich der Grenzschicht einen deutlich unterschiedlichen Verlauf auf. Direkt nach Ende der Beschichtung zeigt sich ein im Mittel etwa 0,5 mm breiter gleichmäßiges Konzentrationsmaximum in der Grenzschicht. In den Profilen weiter entfernt vom Ende der Beschichtung wandert dies Konzentrationsmaximum von der Wand weg und wird schmaler. Seine Breite beträgt etwa 0,25 mm, die Entfernung des Konzentrationsmaximums von der Wand ist auch 0,25 mm. Je weiter man sich vom Ende der Beschichtung entfernt, desto geringer wird die Naphthalin-Konzentration in dieser wandnächsten Schicht von 0,25 mm Breite, während die Konzentration in der daran anschließenden Schicht annähernd konstant bleibt. Integriert man die Profile über den Bereich der Grenzschicht (bis zu einem Wandabstand von 0,5 mm), so entspricht die Änderung der Fläche der Konzentrationsänderung durch den Transport durch die Grenzschicht hindurch, sofern man den quellfreien Bereich der Strömung betrachtet. Die Integration wurde für die mittleren Naphthalin-Konzentrationsprofile am Ende der Beschichtung (siehe rechte Spalte von Abb. 3.34) bei den Strömungsbedingungen von 20 m³/h durchgeführt. Zwischen Position 1 und 2 (entspricht 5 mm) nimmt die Naphthalin-Konzentration in der Grenzschicht um 29% ab, von Position 2 auf Position 3 (entspricht 5,2 mm) ändert sie sich noch einmal um 6% (dies entspricht einer Abnahme von 33% zwischen Position 1 und 3 (entspricht 10,2 mm)). Integriert man über eine Grenzschicht der Dicke von 0,25 mm so ändert sich die Naphthalin-Konzentration auf den ersten 5 mm um 34% und auf den nächsten 5,2 mm um 10% (also auf den ersten 10,2 mm um 41%). Vergleicht man diese Beobachtung mit den Bildern aus Abb. 3.33, so erkennt man, dass dieser Naphthalin-Transport von der Wand weg, bereits zum Großteil ca. 1-2 mm nach dem Ende der Beschichtung vollzogen ist. Die Beobachtung der Aufteilung der Grenzschicht in zwei Bereiche entspricht sehr gut den theoretischen Vorhersagen, die in Kap. 2.5 dargestellt wurden. Demnach gibt es eine reibungsbestimmte Schicht, die unabhängig von der mittleren Maximalgeschwindigkeit der Strömung und der Kanalhöhe ist. Für die vorliegende Kanalgeometrie hat diese eine Dicke von ungefähr 0,25 mm.

Vergleicht man Profile aus einer Einzelaufnahme mit Profilen aus den Mittelwertbildern (Abb. 3.35), so ist das gerade beschriebene Verhalten auch im Momentanbild gut zu erkennen. Gerade im Profil aus der Einzelaufnahme ist der Effekt des Naphthalin-Transportes aus der direkten Wandgrenzschicht in die angrenzende Schicht schon direkt am Ende der Beschichtung zu erkennen. Der Vergleich zeigt außerdem eine Abweichung der momentanen maximalen Naphthalin-Konzentration in der Grenzschicht von der mittleren maximalen Naphthalin-Konzentration in der Grenzschicht um bis zu 20%. Eine solche Variation der Naphthalin-Konzentration entlang der Grenzschicht im Laufe der Strömung lässt sich auch in den Bildern der Abb. 3.33 erkennen.

Auffällig sind die in jedem Punkt unterschiedlichen Positionen des Kanalbo-

dens durch die in den Bildern schon deutlich zu erkennende, unterschiedliche Dicke der Beschichtung über ihre Länge. Unter diesem Gesichtspunkt muss berücksichtigt werden, dass diese Strukturänderung der Wand zu einer Störung der Strömungsgrenzschicht führt und Aussagen über die Strömungsverhältnisse erschwert.

Fazit Die Methode der Beschichtung einer Kanalwand mit Naphthalin als Speziesquelle in der Strömung konnte verschiedene Transport- und Grenzschichtphänomene visualisieren. Zum einen konnte in Übereinstimmung zu den Strömungsmarkierungsuntersuchungen eine Grenzschicht der gleichen Dicke nachgewiesen werden. Die homogene Dotierung dieser Grenzschicht mit Naphthalin erfolgte nahezu sofort mit Beginn der Naphthalin-Beschichtung. Im Verlauf der Strömung über die Beschichtung konnte gezeigt werden, dass sich ein gleichmäßiges Konzentrationsprofil über die Breite der Grenzschicht hinweg ausbildet. Mit steigenden Lauflängen der Strömung über die Beschichtung ließen sich Naphthalin-Konzentrationen auch deutlich außerhalb der Grenzschicht nachweisen (bis zu Abständen von der Wand von 1 mm). Durch die unterschiedliche Dicke der Beschichtung entstehende Strukturen im Konzentrationsverlauf ließen sich durch die Grenzschicht hindurch in die Strömung verfolgen.

Zum anderen haben Untersuchungen am Ende der Naphthalin-Beschichtung die theoretisch vorhergesagte innere Struktur der Grenzschicht nachgewiesen. Diese lässt sich in eine reibungsbestimmte Schicht und einen Übergangsbereich zwischen dieser Schicht und der turbulenten Außenströmung aufteilen. Der Transport des Großteils des Naphthalins durch die reibungsbestimmte Schicht nach dem Ende der Beschichtung erfolgte bei den eingestellten Strömungsbedingungen in den ersten beiden Millimeter nach Beschichtungsende. Für die Strömungsbedingungen von $20 \text{ m}^3/\text{h}$ ließ sich ein Transport von 34% des in einer 0,25 mm dicken Grenzschicht vorhandenen Naphthalin-Konzentration über eine Strecke von 5 mm und ein Transport von 41% über eine Strecke von 10,2 mm aus der 0,25 mm dicken Grenzschicht hinaus nachweisen.

Die genannten Phänomene lassen sich in den momentanen, sowie in den mittleren Aufnahmen nachweisen. Die Technik ist also geeignet, den momentanen Transport des Naphthalins durch die Grenzschicht hindurch zu visualisieren.

3.5.3 NO-Grenzschicht Dotierung

Versuchsaufbau

Optischer Aufbau Der Versuchsaufbau zur Dotierung der Grenzschicht war identisch zu dem in Kap. 3.4.2 beschriebenen Aufbau.

Strömungssystem Statt dem bisher verwendeten Deckelfenster des Kanals wurde eine entsprechende Platte aus Edelstahl, die mittig ein Loch mit einem Durchmesser von 1 mm aufwies, verwendet. Oberhalb des Loches befand sich ein Adapter zur Montage einer Pulsdüse (*Bosch* 0280155712). Zwischen Pulsdüse und dem Loch in der Platte befand sich ein kleines Volumen. Mit jedem Einspritzvorgang wurde dieses Volumen mit reinem NO gefüllt und durch das Loch gleichmäßig in die Grenzschicht der Strömung geleitet. Sonst entsprach der Aufbau des Strömungssystems dem Aufbau aus Kap. 3.4.2. In diesem Fall wurde auf eine Dotierung der Strömung mit NO₂ verzichtet. Aufgrund der Verwendung des OPOs wurde die Druckluftströmung wieder durch eine Stickstoffströmung ersetzt, um Quenching Effekte zu minimieren. Die Untersuchungen wurden bei Flüssen von 20 und 30 m³/h durchgeführt.

Ergebnisse

Abb. 3.36 zeigt typische Aufnahmen dieser Messungen. Die Strömung läuft von rechts nach links durch das Bild. Die Positionen des Kanaldeckels und Bodens sind durch rote Linien angedeutet. Die Position des Loches in der Kanaldecke befand sich genau am rechten Bildrand. Die Bilder zeigen zwei unterschiedliche Ausprägungen

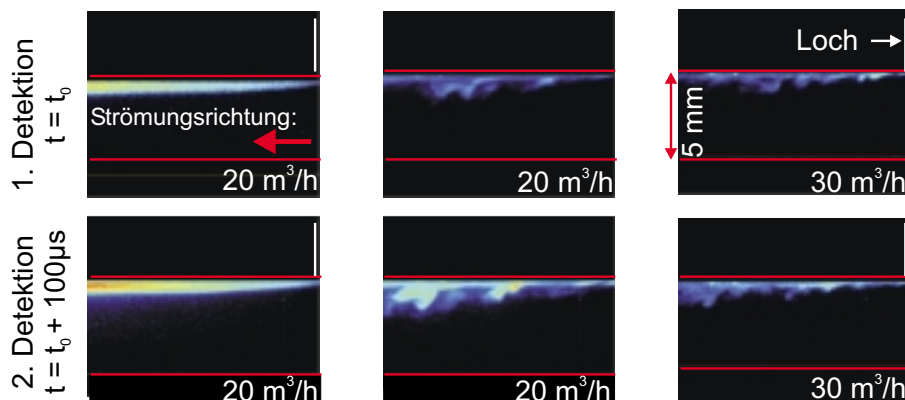


Abbildung 3.36: Paare von Bildern einer Strömung mit einer NO dotierten Grenzschicht. Die in der zweiten Zeile dargestellten Bilder sind jeweils 100 μs später als die Bilder in der ersten Zeile aufgenommen. Die beiden linken Bilder entsprechen einem Massenfluss von 20 m³/h, die rechte Spalte einem Massenfluss von 30 m³/h. Kanalboden und -deckel sind durch die roten Linien angedeutet, die Strömung fließt von rechts nach links. Das 1 mm große Zudüsenloch beginnt gerade am rechten Ende des Bildes.

der Strömung. In der ersten Zeile sieht man jeweils die erste Detektion, in der zweiten Zeile die zweite Detektion $100 \mu\text{s}$ später. Die linke Spalte zeigt eine ungestörte, laminare Grenzschicht, die sich nach links hin aufweitet. Die mittlere Spalte zeigt ein weiteres Bildpaar bei den gleichen Strömungsbedingungen. Hier zeigt sich ein deutlicher Transport der NO-Moleküle von der Wand weg in die Kanalmitte hinein aufgrund von turbulentem Transport. Gleichzeitig bleibt eine immer noch hoch mit NO dotierte Wandgrenzschicht vorhanden.

Vergleicht man diese Beobachtungen mit den in Kap. 3.4.2 gemachten Beobachtungen der Strömungsmarkierungstechnik, so entsprechen die Aufnahmen der linken Spalte von Abb. 3.36 dem Fall der sehr homogenen Turbulenz und die mittlere Spalte dem Fall einer inhomogenen Turbulenzstruktur. Die rechte Spalte zeigt das gleiche Verhalten bei den höheren Flüssen. Kombiniert man die aus der Strömungsmarkierungsuntersuchung gewonnene Grenzschichtdicke mit der, ebenfalls dort gewonnenen Information der Strömungsgeschwindigkeit in der Strömungsmitte und vergleicht diese mit dem Bereich, indem sich die NO-Konzentration in der Grenzschicht aufweitet, so ergibt sich folgendes Resultat (Abb. 3.37): Die in Abb. 3.36 in der linken Spalte dargestellte Aufweitung der NO-Konzentration entspricht einer gleichmäßigen Verteilung der NO-Moleküle über die Grenzschicht der Dicke von $0,5 \text{ mm}$. Vergleicht man den Bereich über den die Aufweitung beobachtet wird mit den gemessenen Verschiebungen der Strömungsmarkierungstechnik, so zeigt sich, dass der Bereich, in dem die Aufweitung stattfindet, einer Strecke, die in der Mitte des Kanals bei den vorherrschenden Strömungsbedingungen in $300 \mu\text{s}$ zurückgelegt werden würde, entspricht. In der Grenzschicht sind die Strömungsgeschwindigkeiten allerdings deutlich geringer, d.h. ein Molekül das sich in der Grenzschicht befindet, braucht länger als $300 \mu\text{s}$ um die Strecke über die eine Aufweitung beobachtet

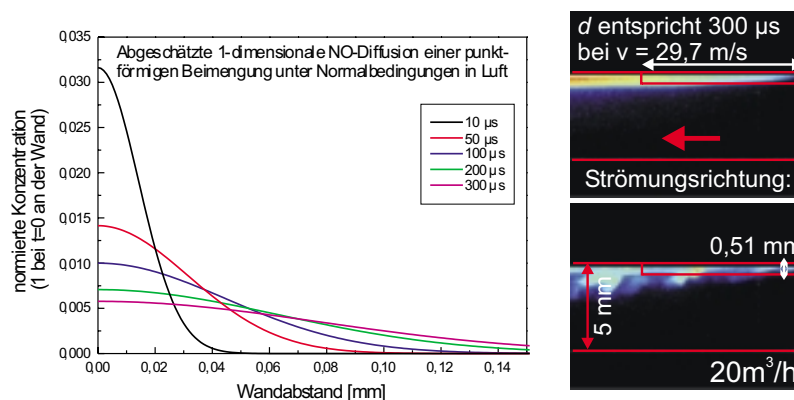


Abbildung 3.37: Darstellung der Grenzschichtdicke und der Distanz die ein Molekül in der Mitte der Strömung in $300 \mu\text{s}$ zurücklegen würde, sowie einer Abschätzung einer linearen diffusiven Ausdehnung einer punktförmigen Beimengung [Roe92].

wird, zurückzulegen. Die Strecke über die eine Aufweitung zu erkennen ist, lässt sich also einer Zeit von mehr als $300 \mu\text{s}$ zuordnen. Schätzt man die lineare Diffusion einer punktförmigen Beimengung von NO in Abhängigkeit von der Zeit ab, so ergibt sich, dass nach $300 \mu\text{s}$ einige Moleküle um $0,5 \text{ mm}$ diffundiert sind. Bei längeren Diffusionszeiten legen dementsprechend mehr Moleküle eine Strecke von $0,5 \text{ mm}$ zurück. Die beobachtete Aufweitung der NO-Konzentration entspricht also der Diffusion der NO-Moleküle durch die Grenzschicht hindurch senkrecht zur Hauptströmungsrichtung. Diese Diffusionszeit entspricht aber nur dem Fall der homogenen Turbulenzstrukturen. Das in Abb. 3.36 in der mittleren Spalte gezeigte Verhalten entspricht wiederum den in Kap. 3.5.2 gemachten Beobachtungen. Im Falle der inhomogenen Turbulenzstrukturen unterteilt sich die Grenzschicht in zwei Bereiche, einen reibungsbestimmten Bereich nahe der Wand, mit einer Dicke von $0,25 \text{ mm}$ und einen Übergangsbereich der Dicke $0,25 \text{ mm}$ zwischen der Außenströmung und der Wandschicht (Abb. 3.37). Durch die im Vergleich zur Naphthalin-Konzentration deutlich höhere NO-Konzentration bleibt zum einen das Signal in der Wandschicht erhalten und zum anderen kann man Wirbelstrukturen erkennen, die in den Übergangsbereich eindringen und NO in die Außenströmung transportieren.

Vergleicht man die Profile über die mittlere NO-Konzentrationsverteilung mit den Profilen der mittleren Naphthalin-Konzentrationsverteilung (Abb. 3.38), so er-

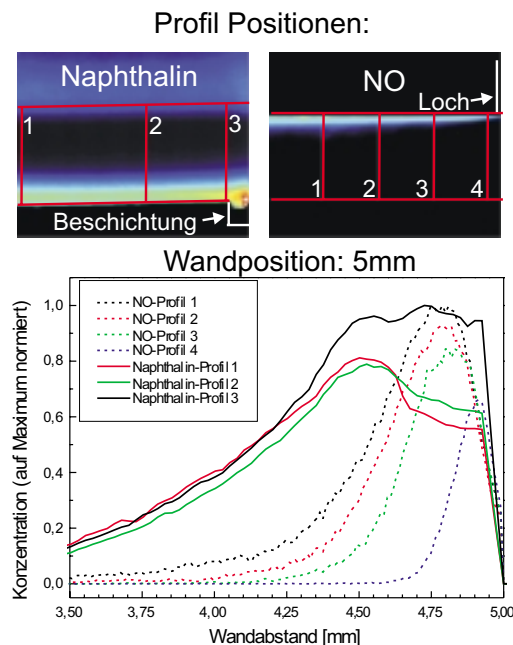


Abbildung 3.38: Vergleich der mittleren Konzentrationsprofile der mit NO und der mit Naphthalin dotierten Grenzschicht. Die Wandposition ist zum besseren Vergleich auf 5 mm normiert worden. Die Konzentrationsprofile sind jeweils auf das Maximum der NO- und Naphthalin-Konzentration normiert.

kennt man an den NO-Konzentrationsprofilen von rechts nach links betrachtet sehr schön die diffusive Aufweitung über den Bereich der Grenzschicht. Im Vergleich zu den Naphthalin-Konzentrationsprofilen liegt das Maximum der NO-Konzentration deutlich dichter an der Wand, im Bereich einer 0,3 mm dicken Wandschicht und fällt von dort gleichmäßig zur Mitte der Strömung hin ab. Der Konzentrationsgradient ist deutlich steiler als der Gradient in den korrespondierenden Naphthalin-Konzentrationsprofilen. Ein Grund hierfür könnte ein leichtes Abheben der Strömung von der Wand im Fall der Naphthalin-Beschichtung, aufgrund der ungleichmäßigen Wandform im Bereich der Naphthalin-Beschichtung, und darüber ein größerer Naphthalin-Transport zur Mitte des Kanals hin sein. Bei einem Vergleich der beiden Methoden zur Grenzschichtdotierung muss beachtet werden, dass im Falle der Naphthalin-Dotierung die Grenzschicht flächig, also auch außerhalb der Messebene erfolgt. Im Falle der Dotierung mit NO liegt nur eine punktförmige Quelle in der Messebene vor. Bereiche außerhalb der Messebene werden nicht mit NO dotiert. Dies führt zu einem zusätzlichen nicht nachweisbaren diffusiven Transport von NO aus der Messebene hinaus. Dieses Verfahren eignet sich also auch zur Untersuchung von Transportprozessen in der Grenzschicht parallel zur Kanalwand.

Fazit Ebenso wie die Naphthalin-Dotierung ist die Dotierung der Grenzschicht mit NO in der Lage den Transport durch die Grenzschicht einer turbulenten Strömung zu visualisieren. Besonders gut ließ sich der Einfluss der Diffusion auf den Transport durch die Wandgrenzschicht nachweisen. Es ließ sich zeigen, dass bei den betrachteten Strömungsbedingungen eine an der Wand freigesetzte NO-Beimengung länger als $300 \mu\text{s}$ benötigt um, im Falle einer homogen turbulenten Strömung, eine Distanz von 0,5 mm senkrecht zur Hauptströmungsrichtung durch Diffusion zurückzulegen. Gleichzeitig ließ sich visualisieren, dass der turbulente Transport NO-Moleküle längere Strecken in kürzerer Zeit transportieren kann. Der Vorteil dieser Art der Grenzschichtdotierung im Vergleich zur Naphthalin-Dotierung liegt vor allem in der viel geringeren Störung der Strömung. Im Falle der Naphthalin-Dotierung hat die Änderung des Oberflächenprofils einen deutlich stärkeren Einfluss auf die Strömungsverhältnisse in der Grenzschicht, als nur eine einmalige 1 mm große Öffnung in der Wand. Auffällig ist auch, dass bei der Naphthalin-Dotierung keine turbulenten Strukturen, wie in den beiden rechten Spalten von Abb. 3.36 beobachtet werden konnten. Die Naphthalin-Konzentration außerhalb der Grenzschicht verglichen mit der NO-Konzentration ist zum Nachweis solcher Strukturen scheinbar nicht ausreichend hoch. Um die Naphthalin-Konzentration noch weiter zu erhöhen, müsste man die Temperatur der Wand erhöhen, um eine stärkere Sublimation von Naphthalin zu bewirken. Dies bewirkt aber gleichzeitig eine schnellere Strukturänderung an der Wand und damit eine im Laufe der Messung signifikante Änderung der Strömungsverhältnisse. Im Gegensatz dazu lässt sich die NO-Konzentration problemlos erhöhen, indem größere Massenflüsse durch die Öffnung erzeugt werden. Wichtig ist nur ein geringer Vordruck, um den entstehenden Querimpuls zur Hauptströmungsrichtung der NO-Moleküle möglichst gering zu halten.

Außerdem liegt das Molekulargewicht von NO zwischen dem von Stickstoff und Sauerstoff. Das NO-Molekül hat von daher ähnliche physikalische Eigenschaften wie die Moleküle einer Luft- oder Stickstoffströmung und kann dieser optimal folgen. Das Naphthalin-Molekül ist deutlich komplexer, damit auch schwerer und von daher schlechter geeignet eine Luft- oder Stickstoffströmung zu markieren und diffusive Transportphänomene zu visualisieren. Der wesentlich stärkere Abfall des NO-Konzentrationsgradienten zur Strömungsmitte hin im Vergleich zu dem Naphthalin-Konzentrationsgradienten deutet auf einen solchen schnelleren diffusiven Transport der NO-Moleküle hin.

Gegenüber der Strömungsmarkierungstechnik zeigt sich der Vorteil der hohen NO-Konzentration in der Grenzschicht und nicht wie im Fall der Strömungsmarkierungstechnik einer hohen Konzentration in der Mitte der Strömung und einer sehr geringen, da über einen großen Bereich auseinander gezogenen, Konzentration in der Wandgrenzschicht.

3.5.4 NO-Pulsdüsen Dotierung

Versuchsaufbau

Optischer Aufbau Der Versuchsaufbau war identisch mit dem in Kap. 3.5.3 geschilderten Aufbau.

Strömungssystem Wie der optische Aufbau war auch der Aufbau des Strömungssystems identisch mit dem in Kap. 3.5.3 geschilderten Aufbau. Der einzige Unterschied bestand in der verwendeten Pulsdüse (*Bosch* 0280150714) und darin, dass diese Pulsdüse direkt am 1 mm großen Loch in der Deckelplatte des Kanals montiert war. Die Untersuchungen wurden, wie oben bei Flüssen von 20 und 30 m³/h durchgeführt. Die Länge der Zudüsung betrug in allen Fällen 100 μ s.

Ergebnisse

Wie zuvor erfolgte der Nachweis einer eingedüsten NO-Struktur jeweils doppelt, der Abstand der beiden Nachweise betrug 50 μ s. Die Struktur und Ausdehnung der NO-Wolke wurde zu verschiedenen Zeitpunkten nach Beginn der Zudüsung und an verschiedenen Positionen hinter der Pulsdüse untersucht. Abb. 3.39 zeigt die Ausdehnung der NO-Wolke zu verschiedenen Zeitpunkten nach Beginn der Zudüsung am Ort der Pulsdüse. Die Position der Pulsdüse befindet sich im rechten Viertel des Bildes. Der Strömungsfluss waren 20 m³/h. Wie in den oben beschriebenen Fällen

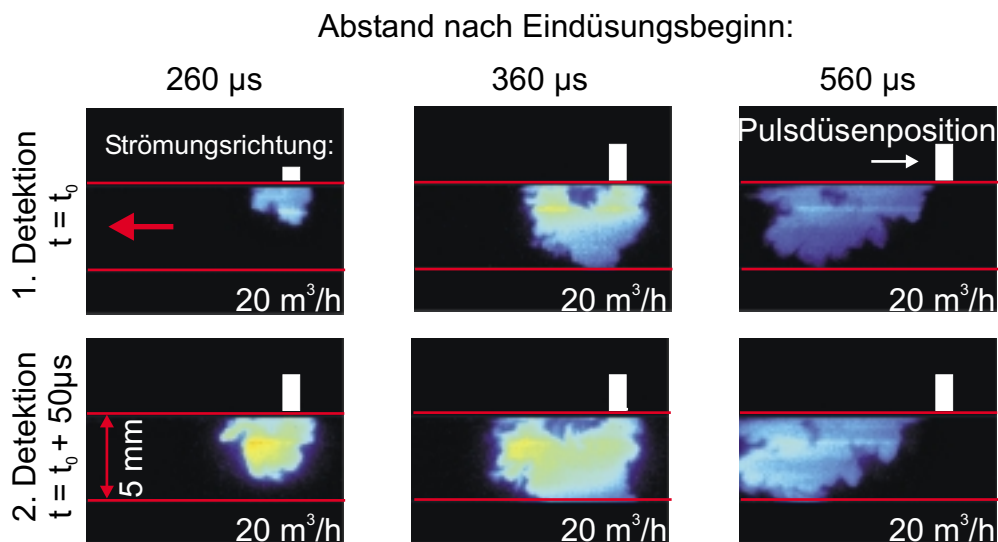


Abbildung 3.39: NO-Wolke zu verschiedenen Zeitpunkten während der Zudüsung. Der Fluss beträgt 20 m³/h, die Position der Wand ist durch rote Linien angedeutet und die Strömung fließt von rechts nach links durch das Bild. Die Pulsdüse befindet sich im rechten Viertel des Bildes. Die Bilder stellen die Entwicklung der Ausdehnung der NO-Wolke dar.

läuft die Strömung von rechts nach links durch das Bild und die Positionen von Kanaldeckel und -boden sind durch rote Linien angedeutet. Aus den Aufnahmen zu den unterschiedlichen Zeitpunkten nach Beginn der Eindüsung lässt sich erkennen, dass die NO-Moleküle bei den gewählten Strömungsbedingungen im Mittel $250 \mu\text{s}$ benötigen, bis sie auf die gegenüberliegende Wand treffen. Gleichzeitig ist auch zu erkennen, dass der Querimpuls dieser NO-Moleküle groß genug ist, dass diese in die Grenzschicht der Strömung an der gegenüberliegenden Wand eindringen können. Weiterhin erkennt man, dass sich die Wolke aus NO im Mittel $450 \mu\text{s}$ nach Beginn der Eindüsung räumlich von der Position der Einspritzdüse getrennt hat.

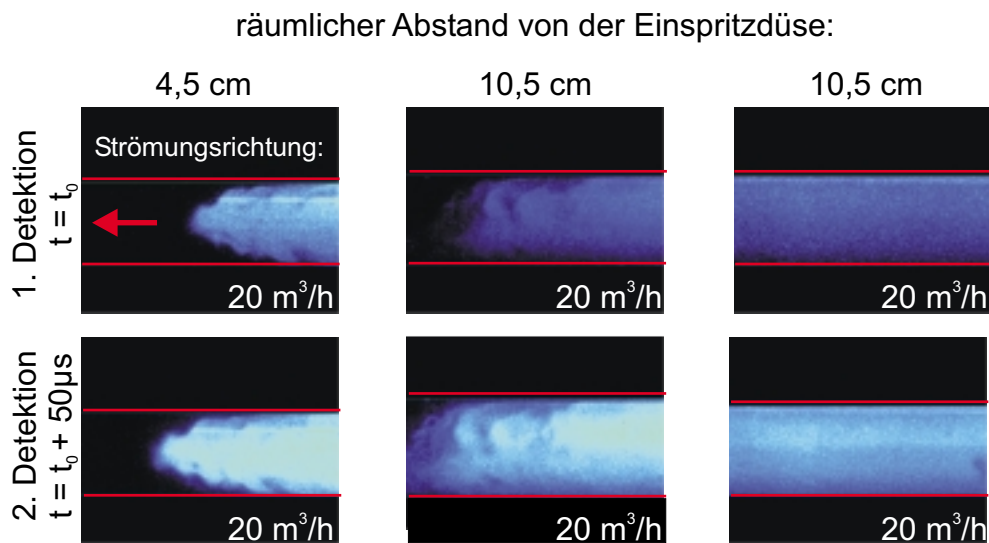


Abbildung 3.40: NO-Wolke zu verschiedenen Zeitpunkten nach der Zudüsung. Der Fluss beträgt $20 \text{ m}^3/\text{h}$, die Position der Wand ist durch rote Linien angedeutet und die Strömung fließt von rechts nach links durch das Bild. Die Pulsdüse befindet sich jeweils stromaufwärts in der angegebenen Entfernung. Die beiden linken Bilder zeigen die NO-Front, das dritte Bild zeigt den Schweif der NO-Wolke.

Abb. 3.40 zeigt Aufnahmen der NO-Konzentration zu späteren Zeitpunkten an den Positionen 4,5 cm und 10,5 cm hinter der Einspritzdüse. In allen Fällen lässt sich die Front der NO-Konzentrationswolke sehr gut erkennen, d.h. es liegt ein sehr steiler Anstieg der NO-Konzentration im gesamten Beobachtungsbereich des Strömungskanals vor. Aufnahmen am gleichen Ort zu späteren Zeitpunkten nach der Zudüsung zeigen, dass die NO-Moleküle sich über einen größeren räumlichen Bereich verteilen und nicht mehr als einzelne Wolke identifiziert werden kann. Die Intensitätsverteilung zeigt weiterhin, dass sich die stärkste NO-Konzentration in der oberen Hälfte des Kanals befindet. Über den Beobachtungsbereich lassen sich nach längeren Zeiten keine Strukturen innerhalb der NO-Wolke mehr erkennen, man kann also von einer homogenen Dotierung der Strömung in diesem Bereich sprechen.

Beobachtungen bei dem nächsthöheren Massenfluss von $30 \text{ m}^3/\text{h}$ (Abb. 3.41) zeigen, dass die NO-Moleküle deutlich länger benötigen, um die gegenüberliegende

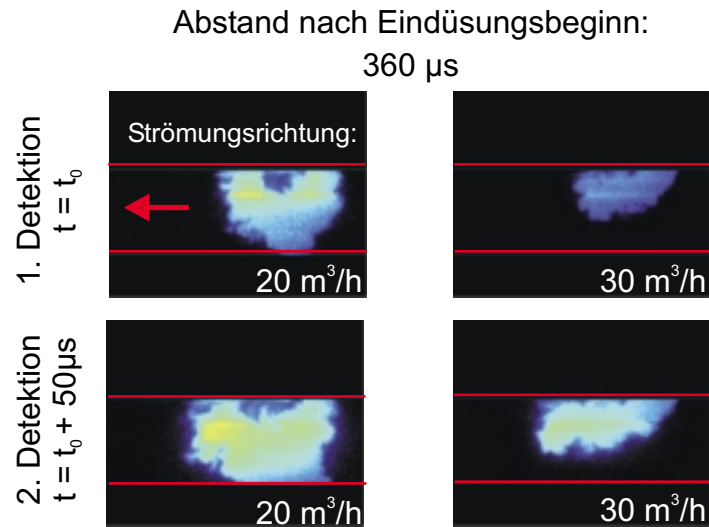


Abbildung 3.41: NO-Wolke zu gleichen Zeitpunkten nach der Zudüsung bei den Flüssen von $20 \text{ m}^3/\text{h}$ und $30 \text{ m}^3/\text{h}$. Die Position der Wand ist durch rote Linien angedeutet und die Strömung fließt von rechts nach links durch das Bild.

Wand zu erreichen. Der Anteil der NO-Moleküle, die in die Wandgrenzschicht eindringen, wird aufgrund der auftretenden Verdünnung dadurch deutlich geringer. Im weiteren Verlauf des Kanals lässt sich wieder eine homogene Dotierung beobachten, allerdings ist die NO-Konzentration in der unteren Wandgrenzschicht sehr gering.

Vergleicht man Profile der NO-Konzentration parallel zur Wand, also in Strömungsrichtung, mit unterschiedlichem Wandabstand (Abb. 3.42), so lässt sich anhand des Konzentrationsgradienten sehr gut die Lage der Wandschicht, die durch die Reibung bestimmt ist, ausmachen. Die Reibungskräfte in dieser Schicht sorgt für eine Abflachung des Konzentrationsgradienten im Vergleich zu dem Konzentrationsgradienten in den Bereichen der Strömung, die durch turbulenten Transport bestimmt sind. Diese Abflachung des Gradienten tritt in den drei Bildern der ersten Zeile auf. Die Profile entsprechen den Wandabständen 0, 0,12 und 0,24 mm. Die Profile der Zeile darunter (Wandabstände von links nach rechts: 0,36, 0,48 und 0,6 mm) zeigen einen sehr steilen Konzentrationsgradienten, der der NO-Konzentrationsfront entspricht. Diese Beobachtung deckt sich wiederum sehr gut mit den bisherigen Beobachtungen und der theoretischen Vorhersage der 0,25 mm dicken viskositätsbestimmten Wandschicht. Die Intensitätsunterschiede der zwei zueinander gehörigen Profile beruhen auf der unterschiedlichen Intensität der Anregungslaser.

Die eingestellten Strömungsbedingungen entsprechen einer Geschwindigkeit von $29,7 \text{ m/s}$ in der Mitte der Strömung. Bildet man den Mittelwert der Linienpositionen aus den über die Strömungsmarkierungstechnik erhaltenen Einzelbildern einer Serie (Abstand zur Erzeugung der Linie: $100 \mu\text{s}$, zweiter Nachweis) und bildet Profile parallel zur Wand, so lässt sich eine Transportgeschwindigkeit in Abhängigkeit zur Entfernung von der Wand aus der Verschiebung und Verbreiterung der Linie

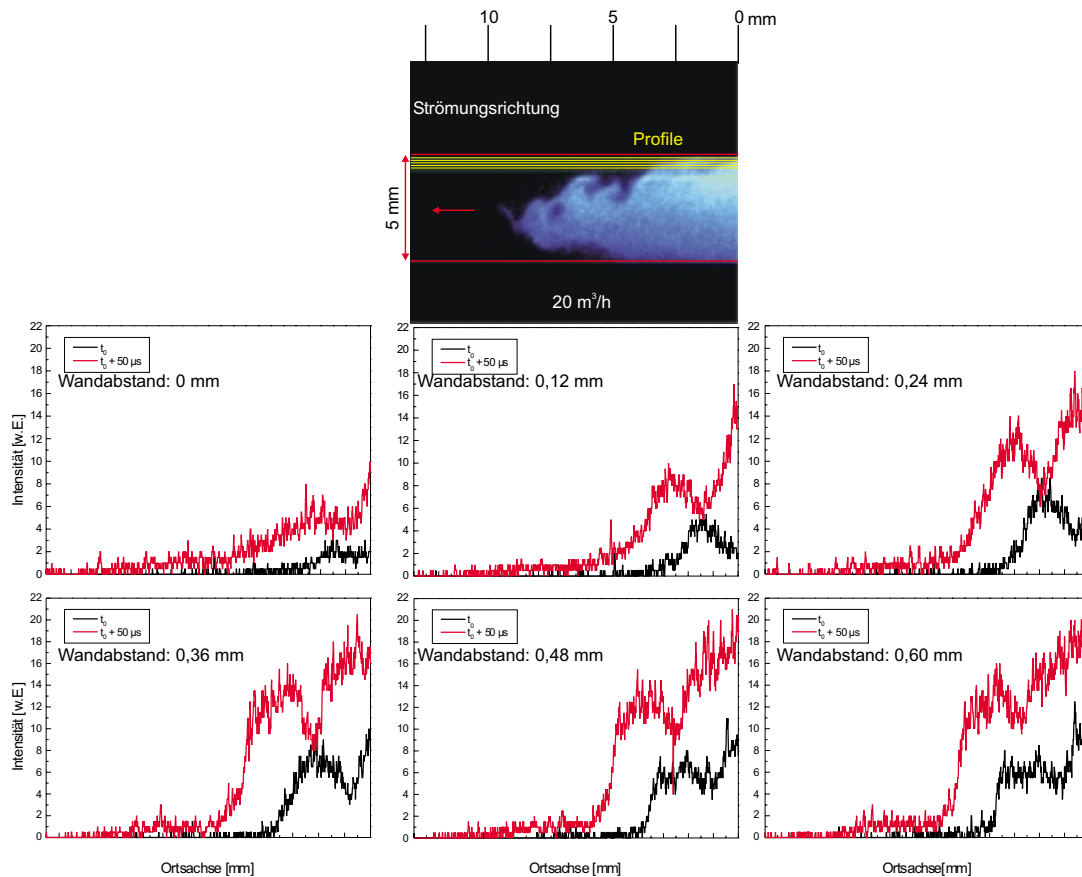


Abbildung 3.42: Profile in Strömungsrichtung von zwei nacheinander aufgenommenen Bildern ($\delta t = 50 \mu\text{s}$) einer NO-Wolke. Die Position der Profile war, zeilenweise von links nach rechts, direkt an der Wand und dann schrittweise $0,12 \text{ mm}$ weiter davon entfernt. Das von der Wand am weitesten entfernte Profil hatte also einen Wandabstand von $0,6 \text{ mm}$. Die exakte Lage der Profile ist im darüber dargestellten Bild angedeutet. Der Transport erfolgt in dieser Darstellung von rechts nach links.

abschätzen (Abb. 3.43). An der Wand ergibt sich ein sehr geringe Transportgeschwindigkeit von 5 m/s . In der sich anschließenden viskosen Wandschicht der Dicke von $0,25 \text{ mm}$ erhält man im Abstand von $0,12 \text{ mm}$ zur Wand ein breites Intervall an Transportgeschwindigkeiten zwischen 5 und 20 m/s ; $0,24 \text{ mm}$ von der Wand entfernt liegt die Transportgeschwindigkeit bei etwa 20 bis 25 m/s . Außerhalb der viskosen Wandschicht steigt die Transportgeschwindigkeit von 25 m/s an langsam an. Über 80% der Änderung der Strömungsgeschwindigkeit findet also in unmittelbarer Nähe der Wand, in einer Schicht einer Dicke von $0,24 \text{ mm}$ statt.

Begutachtet man mit dieser Information die Konzentrationsprofile, so zeigt sich, dass, im jeweils betrachteten Wandabstand, in der Zeit zwischen den beiden Nachweisen die NO-Konzentrationsfront jeweils maximal um folgende Strecken transpor-

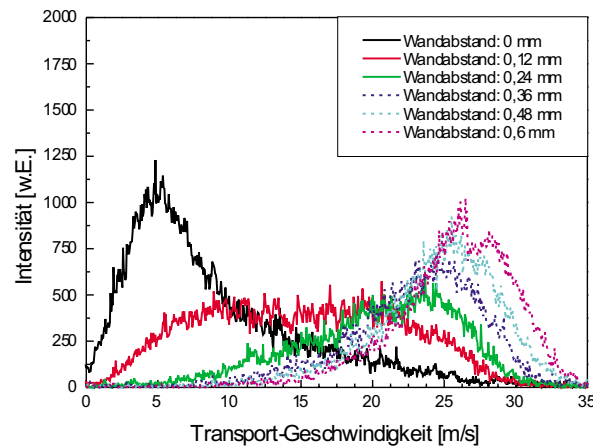


Abbildung 3.43: Aus den mittleren Geschwindigkeitsprofilen der Strömungsmarkierungstechnik abgeschätzte Transportgeschwindigkeit in Abhängigkeit von der Entfernung zur Wand im Bereich der Grenzschicht.

tiert worden sein kann:

Wandabstand [mm]	Geschwindigkeit [m/s]	Transportstrecke [Pixel]
0	5,1	21
0,12	5,1 bis 20,6	21 bis 86
0,24	20,6 bis 25,7	86 bis 107
0,36	25,7	107
0,48	mehr als 25,7	mehr als 107
0,6	mehr als 25,7	mehr als 107

Im Bereich nahe der Wand ist dadurch die nachweisbare NO-Konzentration, die zwischen den beiden Aufnahmen eine Strecke größer als etwa 100 Pixel zurückgelegt hat, nicht durch Transport in Hauptströmungsrichtung, sondern durch Transportprozesse senkrecht zur Hauptströmungsrichtung an die entsprechende Position transportiert worden. Ein solches Phänomen war nicht eindeutig zu erkennen. Die Unterschiede scheinen durch die unterschiedliche Intensität der Anregungslaser bedingt zu sein. Nichts desto trotz bietet dieses Verfahren die Möglichkeit den Transport senkrecht zur Hauptströmungsrichtung in die Grenzschicht zu erkennen.

Fazit Das Verfahren der inhomogenen Strömungsdotierung mit einer NO-Wolke hat gezeigt, dass es möglich ist einen starken Konzentrationsgradienten in einer

turbulenten Strömung auch weit hinter dem Ort der Eindüsung zu erzeugen. In genügend großer Entfernung vom Ort der Zudüsung ist die Strömung im Bereich hinter dem Konzentrationsgradienten homogen dotiert.

Das Verfahren eignet sich auch dazu, die, der Eindüsung gegenüberliegende Grenzschicht an der Kanalwand mit NO zu dotieren. Je schneller die Strömung, desto schwieriger ist allerdings die Dotierung der Grenzschicht mit einer signifikanten Konzentration, aufgrund der starken Verdünnungseffekte beim Transport quer zur Hauptströmungsrichtung durch den Kanal hindurch.

Die Ermittlung von Konzentrationsprofilen parallel zur Kanalwand und Hauptströmungsrichtung erlaubt eine eindeutige Identifikation des Bereiches der viskosen Wandschicht anhand der Steigung des Konzentrationsgradienten in den Profilen. Über die aus der Strömungsmarkierungstechnik erhaltene Kenntniss der Transportgeschwindigkeiten in den entsprechenden Schichten der Strömung, lassen sich Transportphänomene quer zur Strömungsrichtung erkennen.

3.5.5 Überblick über die nachgewiesenen Grenzschichten

Alle drei vorgestellten Verfahren eignen sich dazu auf unterschiedliche Art und Weise Grenzschichtphänomene nachzuweisen. Zum besseren Überblick sind die ermittelten Grenzschichten und ihre Bestimmungsgrößen in der folgenden Tabelle zusammengestellt:

Übersicht der bestimmten Grenzschichtdicken

Verfahren	Charakteristika der Grenzschicht	Wandabstand
NO-Linien Markierung	Größter Geschwindigkeitsgradient	0 bis $\approx 0,5$ mm
Naphthalin Markierung	Maximale Konzentration über der Beschichtung	0 bis $\approx 0,5$ mm
	Maximale Konzentration hinter der Beschichtung	$\approx 0,25$ bis $\approx 0,5$ mm
NO Markierung	Maximale Konzentration	0 bis $\approx 0,3$ mm
NO-Wolke	Steigung des Konzentrationsgradienten	0 bis $\approx 0,25$ mm
Theorie	Reibung nicht vernachlässigbar	0 bis $\approx 0,25$ mm

4. Zusammenfassung

In zahlreichen strömungstechnischen Anwendungen spielen Vorgänge innerhalb der Grenzschicht zwischen einer turbulenten Strömung und einer ruhenden Wand eine zentrale Rolle. Trotz großem Interesse an Grenzschichtphänomenen hat sich erst in den letzten Jahren eine Vielzahl laserspektroskopischer Methoden etabliert, die in der Lage sind, zeitlich und räumlich hochaufgelöste, 2-dimensionale Felder der Strömungsgeschwindigkeiten, Temperatur und Spezieskonzentration berührungsfrei zu bestimmen. Klassische Techniken, wie Hitzedrahtmessungen, Thermoelemente oder Massenspektrometer, beruhten bis dato immer auf dem Einbringen eines Messfühlers in die Strömung oder der Entnahme einer Probe aus der Strömung. Diese Verfahren tragen zum einen zu einer Verfälschung der Messwerte (ein Thermoelement misst zum Beispiel nicht direkt die Temperatur des Gases, sondern seine eigene Temperatur) und zum anderen zu einer nicht unerheblichen Störung der lokalen Strömungsverhältnisse (z.B. Wirbelbildung am Messfühler) bei.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden laserspektroskopische Techniken basierend auf dem Nachweis unterschiedlicher molekularer Tracer zur Visualisierung turbulenter Strömungen angewendet. Ein besonderes Interesse galt dabei den Strömungsvorgängen in der Grenzschicht zwischen Wand und turbulenter Außenströmung.

In der vorliegenden Arbeit wurde zunächst ein Strömungskanal zur Untersuchung einer statistisch stationären turbulenten Strömung aufgebaut. Der Kanal besteht aus einem Beobachtungsbereich einer Länge von 18 cm, der so konstruiert ist, dass die Bodenplatte des Kanals problemlos ausgetauscht und durch Platten unterschiedlicher Beschaffenheit ersetzt werden kann. Durch ein sehr großes Seitenverhältnis (Faktor 12) ändert sich die Strömungsgeschwindigkeit nur in Abhängigkeit der Höhe über der Bodenplatte. In dem Strömungskanal lassen sich turbulente Luft- und Stickstoffströmungen bei Reynolds-Zahlen zwischen $Re = 6000$ und 15500 mit korrespondierenden mittleren Maximalgeschwindigkeiten zwischen 18 und 47 m/s realisieren.

Unter Anwendung der am Physikalisch-Chemischen Institut entwickelten Strömungsmarkierungstechnik wurden, basierend auf der Erzeugung von linienförmigen Stickstoffmonoxid-Strukturen, verschiedene turbulente Strömungen untersucht. Die bestehende Technik wurde dahingehend weiterentwickelt, dass die Erzeugung einer Struktur aus drei parallelen NO-Linien möglich ist. Ein detaillierter Vergleich der experimentellen Ergebnisse mit einer am Interdisziplinären Zentrum für wissenschaftliches Rechnen der Universität Heidelberg ausgeführten direkten numerischen Simulation (DNS) zeigt eine sehr gute Übereinstimmung der Verschiebung und der großskaligen Verformung der erzeugten Linienstrukturen durch die turbulente Strömung.

Zum Vergleich der in der Simulation initialisierten Turbulenz mit der im Expe-

riment realisierten Strömung wurden simultane Messungen der Linienverschiebung mit Hilfe der Strömungsmarkierungstechnik und des 2-dimensionalen Strömungsgeschwindigkeitsfeldes unter Einsatz der Particle Image Velocimetry (PIV) durchgeführt. Die Ergebnisse zeigen eine gute Übereinstimmung der aus der Linienverschiebung gewonnenen Strömungseigenschaften in Hauptströmungsrichtung mit den entsprechenden aus dem Feld der Geschwindigkeitsvektoren gewonnenen Größen. Die aus den PIV-Messungen erhaltenen Größen zur detaillierten Beschreibung der turbulenten Strömung können als Eingangsparameter für die Turbulenzinitialisierung in der DNS dienen und gewährleisten so identische Strömungsbedingungen in Experiment und Simulation.

Um die in der DNS dargestellte zeitliche Entwicklung der Turbulenzstrukturen experimentell verifizieren zu können, wurde anschließend ein System zum mehrfachen Nachweis einer erzeugten Stickstoffmonoxid-Linie aufgebaut. Experimente zum doppelten Nachweis einer Linienstruktur ermöglichen einen Vergleich der zeitlichen Entwicklung der Linienstruktur zwischen Experiment und Simulation. Die zeitliche Entwicklung selbst kleinskaliger Strukturänderungen lässt sich mit dem aufgebauten System erfolgreich nachweisen. Insgesamt zeigt sich eine gute Übereinstimmung mit der DNS. Das Verfahren ermöglicht außerdem die Bestimmung der Dicke der Geschwindigkeitsgrenzschicht, d.h. des Bereiches der größten Geschwindigkeitsänderung zwischen Wand und turbulenter Pfropfenströmung in der Kanalmitte. Aus dem beobachteten Transport der Linie in dieser Geschwindigkeitsgrenzschicht wurde die Verteilung der Strömungsgeschwindigkeiten in Abhängigkeit vom Wandabstand bestimmt.

Parallel dazu wurden unterschiedliche Verfahren zur inhomogenen Strömungsdotierung mit molekularen Tracern angewandt. Die Verfahren ermöglichen zum einen, ausschließlich die Grenzschicht mit Naphthalin und Stickstoffmonoxid zu markieren und zum anderen eine Wolke aus Stickstoffmonoxid-Molekülen in der turbulenten Strömung zu verfolgen. Durch die in der Strömung entstehenden Konzentrationsgradienten erlauben diese Verfahren jeweils die Identifizierung der reibungsbestimmten Grenzschicht direkt an der Wand, eine Visualisierung des diffusiven Spezies-Transportes durch diese Grenzschicht hindurch und eine Visualisierung des turbulenten Spezies-Transportes aus dieser Grenzschicht in die turbulente Strömung hinein.

Der in dieser Arbeit entwickelte Versuchsaufbau erlaubt die Realisierung einer sehr schnellen Strömung homogener isotroper Turbulenz. Durch die Kombination unterschiedlicher Methoden der Strömungsmarkierung und verschiedener laserspektroskopischer Nachweistechiken lassen sich die zeitliche Entwicklung turbulenter Strukturen und das momentane 2-dimensionale Feld der Strömungsgeschwindigkeiten simultan bestimmen. Gleichzeitig erlauben die angewandten Verfahren die Beobachtung einer 0,5 mm dicken Geschwindigkeitsgrenzschicht, der Verteilung der Geschwindigkeiten in dieser Schicht und einer 0,25 mm dicken reibungsbestimmten Grenzschicht direkt an der ruhenden Wand, sowie den diffusiven und turbulenten Spezies-Transport molekularer Tracer durch und in diese reibungsbestimm-

te Grenzschicht. Die experimentell nachgewiesene Dicke der reibungsbestimmten Grenzschicht stimmt sehr gut mit der theoretischen Vorhersage für einen Strömungskanal dieser Geometrie überein. Die verschiedenen Bereiche einer turbulenten Kanalströmung konnten so erfolgreich visualisiert, identifiziert und beobachtet werden und liefern zeitlich und räumlich hochaufgelöste Ergebnisse zum direkten Vergleich mit der DNS.

Mit dem neu aufgebauten Strömungskanal und den vorgestellten Verfahren besteht nun die Möglichkeit, Experimente an einer reaktiven Strömung zur Bestimmung des Spezies-Transportes in der Grenzschicht unter Ausnutzung einer katalytischen Oberflächenreaktion durchzuführen. Gleichzeitig können die Dicke der Geschwindigkeitsgrenzschicht, der viskosen Grenzschicht sowie die Geschwindigkeitsgradienten in der Grenzschicht in Abhängigkeit von der Reynolds-Zahl der turbulenten Strömung systematisch untersucht werden.

A. Der CCD-Chip

A.1 Einleitung

Im Jahre 1969 wurde in den Bell Telephone Laboratories in den USA von W.S. Boyle und G.E. Smith die Struktur für die Charge-Coupled-Device Technologie entwickelt und erstmals eingesetzt ([Boy70] und [Ame70]). Das erklärte Ziel war es, ein Bildtelefon zu entwickeln. Allerdings bestand eines der Hauptprobleme in der Herstellung defektfreier CCD-Chips zu einem akzeptablen Preis. Erst elf Jahre später, im Jahre 1980, kam von Sony die erste kommerzielle CCD-Kamera auf den Markt ([Coh80] und [Ann80]). Diese besaß zwei CCD-Chips mit je 120-tausend Pixeln. 1980 hat ein solcher Chip mehr als eintausend Dollar gekostet. Heutzutage kostet ein CCD-Chip mit mehr als 250-tausend Pixeln deutlich unter 20 Dollar. Diese preisliche Entwicklung hat dazu geführt, dass heute CCD-Chips in vielen kommerziell erhältlichen optischen Geräten die klassischen Materialien abgelöst haben.

A.2 Struktur und Funktion eines CCD-Chips

A.2.1 Prinzip des CCD-Sensors

CCD-Sensoren wurden zuerst unter dem Aspekt eines Speichers entwickelt. Um als Speicher funktionieren zu können, muss es eine physikalische Größe geben, die ein Bit Information darstellt. Das Vorhandensein oder die Abwesenheit dieser Größe muss sich feststellen lassen (Leseprozess) und es muss eine Möglichkeit geben, die Information zu erzeugen oder zu zerstören (Schreib- und Lösprozess). In der CCD wird die Information durch ein Ladungspaket (Elektronen oder Löcher (d.h. fehlende Elektronen)) repräsentiert. Der Begriff CCD bezieht sich auf eine Halbleiterstruktur, in der Ladungspakete aus bestimmten Speicherbereichen ausgelesen werden können. In einem reinen Halbleiter ist das Schema der möglichen Energiezustände für die Elektronen sehr einfach. Das Valenzband ist durch eine verbotene Zone vom Leitungsband getrennt. Leitungselektronen können thermisch oder optisch angeregt, d.h. über die verbotene Zone hinweg ins Leitungsband angehoben werden. Elektronische Halbleiterbauteile bestehen aus einem Halbleiterkristall, dessen beiden Hälften verschieden dotiert sind, so dass die eine **n**- und die andere **p**-leitet. Die **n**-leitende Hälfte hat viele Elektronen und wenige Löcher. In der **p**-leitenden Hälfte ist es genau umgekehrt.

Ein CCD-Sensor hat drei wesentliche Funktionen, die Ladungsansammlung, den Ladungstransport und die Umwandlung von Ladungen in Spannung. Der Hauptteil einer CCD besteht aus einer Metall-Oxid-Halbleiter Kapazität (MOS). Diese Kapazität wird Gate genannt. Variiert man die am Gate anliegende Spannung, so wird

die Ladung entweder gespeichert oder transportiert. Die Ladungserzeugung erfolgt in den meisten Geräten unterhalb der MOS-Kapazität (auch Foto-Gate genannt). Es gibt jedoch auch die Möglichkeit, dass Fotodioden die Ladung erzeugen. Der Ladungstransport findet aber in allen Fällen in den MOS-Kapazitäten statt. CCD-Sensoren bestehen aus Feldern von MOS-Kapazitäten. Diese haben, wie oben bereits erwähnt, zum einen die Funktion, das einfallende Licht in Ladungen umzuwandeln. Zum anderen sind die MOS-Kapazitäten so nah beieinander angeordnet, dass durch Änderung der Spannung zwischen benachbarten MOS-Kapazitäten die angesammelten Ladungen verschoben werden können. Schließlich werden die Ladungen in Spannungen umgewandelt. Im Folgenden werden diese Vorgänge beschrieben.

Ladungserzeugung

Die Ladungserzeugungsfähigkeit einer CCD, d.h. die Fähigkeit, ein auftreffendes Photon in eine elektrische Ladung umzuwandeln, wird durch die so genannte Quanteneffizienz beschrieben. Diese ist der Bruchteil der auftreffenden Photonen, der eine elektrische Ladung erzeugt. Eine ideale CCD hätte eine Quanteneffizienz von 100% bei allen Wellenlängen. Dies gibt es natürlich nicht. Die Quanteneffizienz ist stark von der Wellenlänge des Lichtes abhängig und fällt z.B. im Bereich des nahen Infrarotes und des UV sehr stark ab.

Wenn ein Silizium-Halbleitersubstrat (Si) beleuchtet wird, so entstehen in dem Halbleitersubstrat freie Elektronen (Photoeffekt bzw. lichtelektrischer Effekt). Auftreffende, energiereiche Partikel wie Photonen, Elektronen oder Röntgenstrahlen geben ihre Energie beim Auftreffen an das Halbleitersubstrat ab. Ist die Energie groß genug, so entstehen im Halbleiter Elektron-Loch Paare, indem ein Elektron angeregt wird und vom Valenz- in das Leitungsband wechselt. In Silizium passiert das, wenn die Energie größer als 1,14 eV oder die Wellenlänge kürzer als $1,1 \mu\text{m}$ ist. Photonen, die eine geringere Energie haben, werden im Halbleitermaterial nicht absorbiert, der Halbleiter erscheint transparent. In Silizium erzeugen Photonen mit Energien zwischen 1,1 und 3,1 eV jeweils ein Elektron-Loch Paar. Energien größer als 3,1 eV erzeugen mehrere Elektron-Loch Paare pro Photon.

Falls von außen kein elektrisches Feld am Halbleiter anliegt, werden die Elektron-Loch Paare einige ms nach ihrer Entstehung wieder rekombinieren. Liegt ein elektrisches Feld vor, werden Elektronen und Löcher bedingt durch die elektrostatische Kraft in gegenüberliegende Richtungen im elektrischen Feld wandern.

Die Photonenkonversion ist zum einen durch die Absorption der Photonen und zum anderen durch die Energie der Photonen und die Temperatur charakterisiert. Abb. A.1 zeigt eine solche Temperatur- und Energieabhängigkeit des Absorptionskoeffizienten.

Ladungsansammlung

Die Ladungsansammlung ist die Fähigkeit eines CCD-Sensors, das aufgenommene Bild aus den erzeugten Elektronen wieder darzustellen. Drei Parameter beschreiben

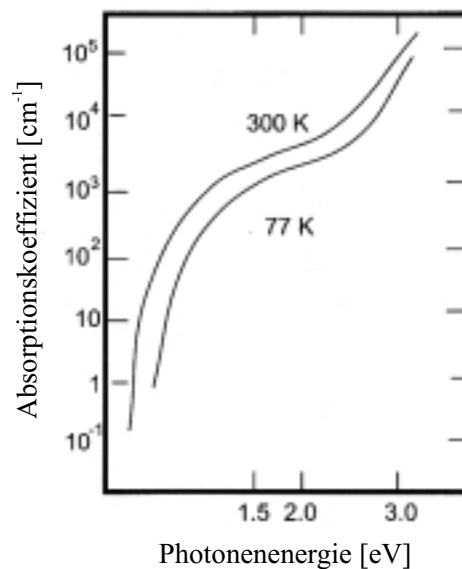


Abbildung A.1: Absorptionskoeffizient vs. Photonenenergie [Och96].

diese Eigenschaft der CCD: Erstens die Fläche oder Anzahl der Pixel auf dem Chip, zweitens die Anzahl der Signalelektronen, die ein Pixel aufnehmen kann, und drittens die Fähigkeit des Pixels, die erzeugten Ladungen anzusammeln. Die Anzahl der Pixel pro Chip ist hauptsächlich durch die Herstellungskosten und die Qualität der Chips limitiert und daher nicht beliebig zu vergrößern. Je mehr Ladungen ein Pixel aufnehmen kann, desto größer wird der dynamische Bereich der CCD, d.h. der Quotient aus hellstem und schwächstem Objekt, die noch gleichzeitig unterschieden werden können. Dies ist wiederum durch die Höhe der Produktionskosten und die Erhaltung des Qualitätsstandards limitiert. Idealerweise werden die Elektronen im entsprechenden Pixel gesammelt, ohne in die Nachbapixel zu gelangen. Diffusion in benachbarte Pixel lässt das Bild unscharf erscheinen und erniedrigt auch die Sensitivität der CCD (es ist leichter, ein schwaches, aber scharfes Objekt vom Untergrund zu trennen, als ein schwaches verschwommenes Objekt).

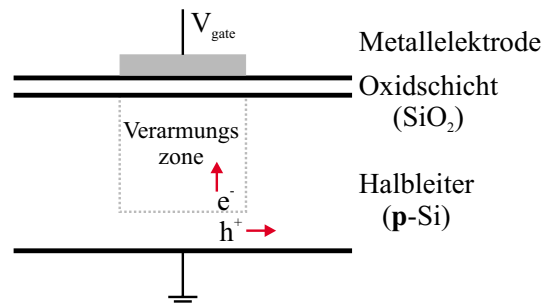


Abbildung A.2: Metall-Oxid Halbleiter Gate für *p*-Silizium.

Legt man eine positive Spannung an die MOS-Kapazität an, so bildet sich in ei-

nem **p**-Typ Si-Substrat eine Verarmungszone aus (Abb. A.2). In dieser Verarmungszone sammeln sich die Elektronen und werden gespeichert. Die Löcher werden in das neutrale **p**-Si Material transportiert. Wählt man nun die Integrationszeit groß genug, so werden viele Elektronen angesammelt oder anders formuliert: die Kapazität hat eine hohe Sensitivität.

Die Sensitivität einer CCD wird zusätzlich vom so genannten Dunkelstrom begrenzt. Der Dunkelstrom ist der Teil an thermisch generierten Ladungen, der auch in absoluter Dunkelheit in der CCD entsteht. Zum Dunkelstrom tragen drei verschiedene Komponenten bei:

- Oberflächenzustände der Si/SiO₂ Grenzfläche
- Mikrodefekte im Bereich der Verarmungszone
- Elektronen aus dem umgebenen **p**-Silikon wandern durch Thermodiffusion in die Verarmungszone

Da das Dunkelstromsignal proportional zur Integrationszeit und der Anzahl der Defekte ist, gibt es eine obere Grenze für die Integrationszeit. Um den Dunkelstrom klein zu halten und die Sensitivität zu maximieren, muss die Anzahl der Defekte minimiert werden. Bei der Verwendung von **n**-Typ Substraten entfällt die dritte Komponente des Dunkelstroms, da eine Potentialbarriere zwischen dem Bereich der Ladungsintegration und dem **n**-Typ Substrat vorhanden ist (Abb. A.3).

Gibt es eine große Zahl von **p**-Typ Verunreinigungen an der Si/SiO₂ Grenzfläche der Fotoelektrode, dann rekombiniert eine große Anzahl von Löchern mit thermisch angeregten Elektronen aus dem Valenzband, bevor diese in das Leitungsband angeregt werden. Dadurch kann der Dunkelstrombeitrag der ersten Komponente um mehr als eine Größenordnung reduziert werden. Solch eine Diode heißt HAD-Diode (*engl. hole accumulation diode*).

Ladungstransport

Der Ladungstransport wird durch Spannungsänderungen an parallelen Folgen von Gateelektroden, den so genannten Schieberegistern bewerkstelligt. Abb. A.4 zeigt ein 3-phasiges CCD-Schieberegister.

Hierbei handelt es sich um ein Feld aus Reihen von MOS-Kapazitäten. Bei einer der Elektroden der drei Phasen liegt eine hohe Spannung (V_1) an, bei den beiden anderen liegt eine geringere Spannung an (V_2, V_3). Elektronen sammeln sich in der Potentialbarriere der Elektrode mit der höchsten Spannung. Dann werden die benachbarten Elektroden ebenfalls auf das hohe Spannungsniveau gesetzt und die angesammelte Ladung verteilt sich auf beide Elektroden mit den Spannungen V_1 und V_2 . Nun wird V_1 auf das niedrige Spannungsniveau gesetzt und die Ladung wandert vollständig in die V_2 -Elektrode. Die maximal transportierte Ladungsmenge wird durch die minimalen Kapazitäten von V_1, V_2 und V_3 bestimmt. Das gleiche Prinzip gilt für ein 4-phasiges Schieberegister. Hierbei sind die Elektroden V_1 und V_2

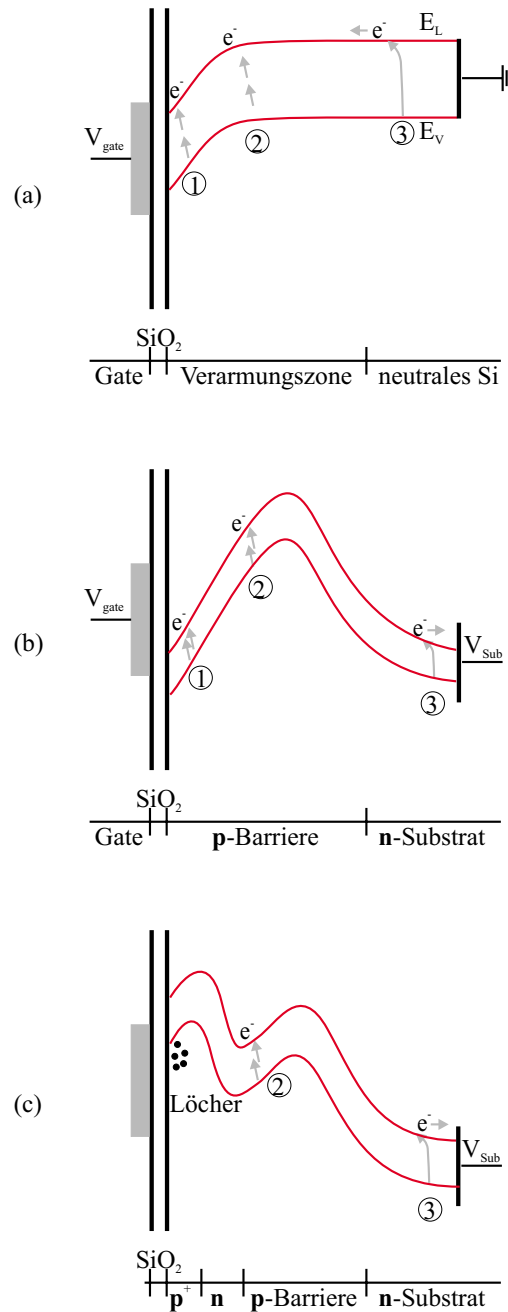


Abbildung A.3: Beiträge zum Dunkelstrom für (a) eine MOS-Kapazität, (b) *n*-Typ Substrat und (c) für einen HAD (engl. hole accumulation diode). 1) Elektronen entstehen an der Oberfläche, 2) Elektronen entstehen in der Verarmungszone und 3) Elektronen diffundieren aus dem umgebenen Si-Material in den Sensorbereich.

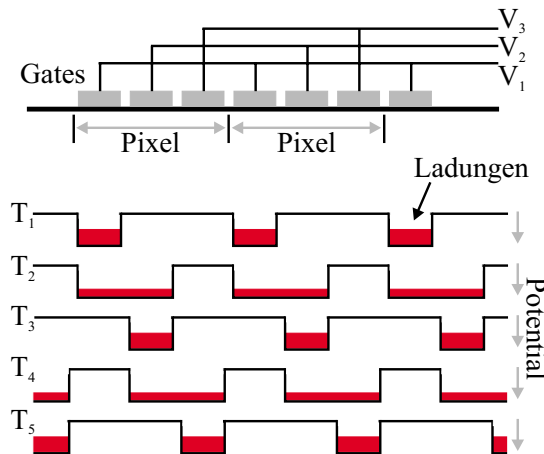


Abbildung A.4: *Struktur und Funktionsweise eines dreiphasigen Schieberegisters. Je nachdem, an welchem Gate welche Spannung anliegt, verteilt sich die Ladung auf ein oder mehrere Gates und kann so verschoben werden.*

auf der gleichen hohen Spannung und die Ladung sammelt sich in beiden an. Dann wird Elektrode V_3 auch auf die hohe Spannung gesetzt und die Ladung verteilt sich auf alle drei Elektroden. Danach wird V_1 auf eine niedrige Spannung gesetzt und die Ladung wandert vollständig in die Elektroden V_2 und V_3 , usw. Der Vorteil an einem 4-phasigen Schieberegister ist, dass die maximale Ladungsmenge durch die Summe der Kapazität der beiden Elektroden mit den kleinsten Widerständen bestimmt wird. Die meisten Pixel in modernen CCDs transportieren die Ladungen problemlos weiter, einige Chips können aber Fehlstellen, so genannte Ladungsfallen, besitzen, die den vollständigen Transport der Ladung verhindern. In diesen Ladungsfallen bleibt ein bestimmter Anteil der Ladung hängen, wenn das Ladungspaket vorbei transportiert wird. Die gefangene Ladung wird nach und nach freigegeben und erreicht so verspätet den Ausgangsverstärker (sog. deferred charges). Solche Ladungsfallen entstehen entweder bei der Produktion der CCD oder können schon im Ausgangsmaterial des Siliziums vorhanden sein. Eine solche Falle nahe des Ausgangsverstärkers kann einen gewaltigen Effekt auf die Effizienz des Chips haben. Diese Fallen lassen sich jedoch durch sorgfältige Entwicklung und Produktion vermeiden. Sehr energiereiche Partikel, wie Protonen, Elektronen, Neutronen, Gamma-Strahlung, etc. können die CCD beschädigen und dadurch ebenfalls Ladungsfallen erzeugen. Dieses Problem tritt aber hauptsächlich bei CCDs auf, die in Weltraummissionen eingesetzt werden.

Ladung-zu-Spannungs-Konversion

Als letzte Operation in der CCD folgt die Bestimmung der in jedem Pixel angesammelten Ladung. Die generierten elektronischen Ladungen werden zum Ende der horizontalen Schieberegister transferiert und dort in Spannung umgewandelt. Am

Ende des Schieberegisters befindet sich eine HOG-Elektrode (*engl. horizontal output gate*), an der eine konstante Spannung anliegt, um zusätzliches Rauschen zu vermeiden. Die eigentliche Umwandlung erfolgt durch einen FD-Verstärker (*engl. floating diffusion*). Dieser Verstärker ist das einzige aktive Element der CCD, d.h. es braucht Strom, alle anderen Elemente sind passiv. Eine typische Verstärkerleistung für wissenschaftliche CCDs ist eine Verstärkung auf 2 bis 4 μV pro Elektron. Zuerst wird der FD-Verstärker auf Null gesetzt, indem die anliegende Spannung auf einen definierten Nullwert gesetzt wird (über das sogenannte RG-Transistorgate (*engl. reset transistor*) wird die Spannung mit der an der RD-Elektrode (*engl. reset drain*) anliegenden Spannung abgeglichen). Danach wird die Ladung durch die HOG-Elektrode in den FD-Verstärker transportiert. Sei nun die Anzahl der Elektronen in dem Ladungspaket N , die Spannungsschwingung des FD-Verstärkers qN/C_{fd} , wobei q die Ladung eines Elektrons und C_{fd} die Kapazität des FD-Verstärkers ist. Mit dem Verstärkungsfaktor G ergibt sich für die Ausgangsspannung $(qN/C_{fd}) \cdot G$. Der Term $(q/C_{fd}) \cdot G$ heißt auch Konversionskoeffizient.

Linearer Sensor

Die einfachste Anordnung eines linearen Sensors ist eine Reihe von Fotosensoren mit einem CCD-Schieberegister. Die Fotosensoren sind durch Transferelektroden vom Schieberegister räumlich getrennt. Nach der Integrationszeit zur Ladungsansammlung wird an die Transferelektroden eine hohe Spannung angelegt. Dadurch wandert die angesammelte Ladung in das Schieberegister. Ist dieser Vorgang abgeschlossen, so wird an die Transferelektrode eine niedrige Spannung angelegt, und eine neue Ladungsansammlung sowie der Ladungstransfer können beginnen.

A.2.2 Frame Transfer CCD

Bei einem Frame Transfer System wird der abbildende Bereich der CCD in 2 Hälften geteilt, eine lichtempfindliche und eine vom Licht abgeschirmte Hälfte. Die lichtempfindliche Hälfte dient zur Bildaufnahme und die vom Licht abgeschirmte zur vorübergehenden Speicherung des eben aufgenommenen Bildes. Im Allgemeinen bestehen Frame Transfer Geräte aus MOS-Kapazitäten als Fotosensoren. Das heißt, dass die Sensoren und die Schieberegister (horizontal und vertikal) die gleiche Struktur aufweisen. Der Vorteil einer Frame Transfer CCD (FT-CCD) besteht in der einfachen Technik, der Nachteil ist die nötige große Chipfläche und relativ geringe Sensitivität bedingt durch die Transferelektroden an den einzelnen Sensoren (Abb. A.5).

Der FT-Prozess funktioniert wie folgt: im lichtsensitiven oberen Bereich sind alle CCDs im Ladungssammlungsbetrieb. An einem Teil der Transferelektroden liegt eine hohe Gleichspannung, an dem anderen Teil eine niedrige Gleichspannung an. Die fotoinduzierten Ladungen werden in den CCDs mit der hohen Spannung angesammelt. Nach der Aufnahmezeit werden die Ladungen in den lichtunempfindlichen Speicherbereich der CCD verschoben, indem die dortige Spannung hoch gesetzt wird.

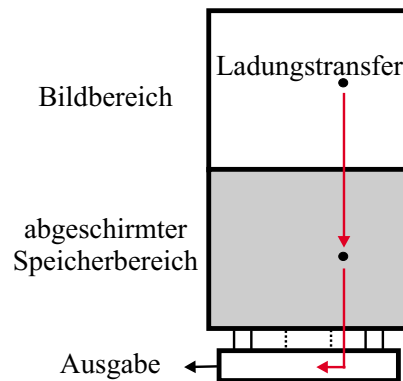


Abbildung A.5: *Prinzip eines Frame Transfer CCD-Chip.*

Dieser Prozess wird Frame Transfer genannt. Er muss so schnell wie möglich erfolgen, da fotoinduzierte Ladungen, die während dieses Prozesses entstehen, die wahre Ladungsverteilung verschmieren indem sie sich dazu addieren.

Nachdem alle Ladungspakete in den Speicherbereich verschoben worden sind, kann die zeilenweise Verschiebung der Ladungspakete aus dem Speicherbereich in das horizontale CCD-Schieberegister ausgeführt werden. Ist eine solche Reihe von Ladungen ins horizontale Schieberegister verschoben worden, so werden diese in den Bereich zur Umwandlung in Spannung und zur weiteren Speicherung verschoben. Als Resultat erhält man ein Video- oder ähnliches Signal. Während der Zeilenverschiebung können die Fotosensoren erneut Ladungen für das nächste Bild sammeln.

A.2.3 Interline Transfer CCD

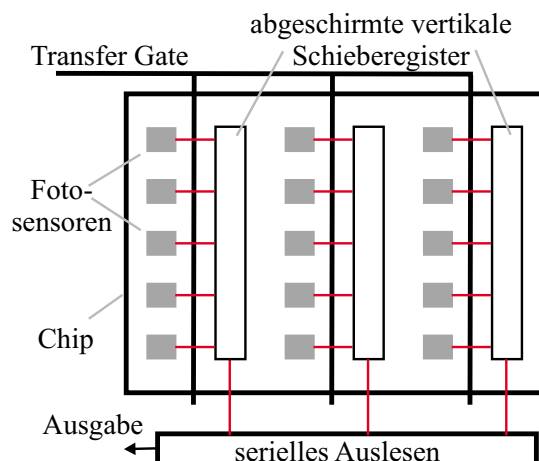


Abbildung A.6: *Aufbau einer Interline Transfer CCD. Die Ladung wird schnell durch das Transfergate in das Schieberegister transportiert.*

Die meisten herkömmlichen Farb-CCD-Kameras haben eine Interline Transfer

(IT) Struktur. Eine mögliche Struktur dieser Art zeigt Abb. A.6. Das einfallende Licht wird an den Fotosensoren in Elektron-Loch Paare konvertiert und die Elektronen werden angesammelt. Jeder Fotosensor transferiert die Ladung dann in ein vertikales Schieberegister, welches an die Fotosensoren anschließt. Alle dieser vertikalen Register werden nun parallel in ein horizontales Schieberegister ausgelesen. Das horizontale Schieberegister erhält so die Informationen einer kompletten Bildzeile (aus jedem der vertikalen Register eine Ladungsmenge). Am horizontalen Schieberegister werden die Ladungen dann horizontal zum endgültigen Auslesen weiter verschoben.

Für Interline Transfer CCDs gibt es zwei verschiedene Möglichkeiten der Ladungsansammlung: der *Frame-integration mode* oder der *Field-integration mode*. In beiden Fällen wird das Feld von Fotosensoren in zwei Felder aufgeteilt, eines enthält die Pixel mit den ungeraden, das andere die Pixel mit geraden Nummern. Bei der Frame-Integration Methode entspricht jeder Pixel einem Fotosensor. Die Pixel sammeln in beiden Feldern simultan Ladungen an. Der Ladungstransfer erfolgt dann aber abwechselnd. In der Field-Integration Methode entspricht jeder Pixel zwei benachbarten Fotosensoren. Diese sind so gewählt, dass zwischen dem Feld der geraden Pixel und dem Feld der ungeraden Pixel eine 50prozentige Überlappung besteht (siehe Abb. A.7).

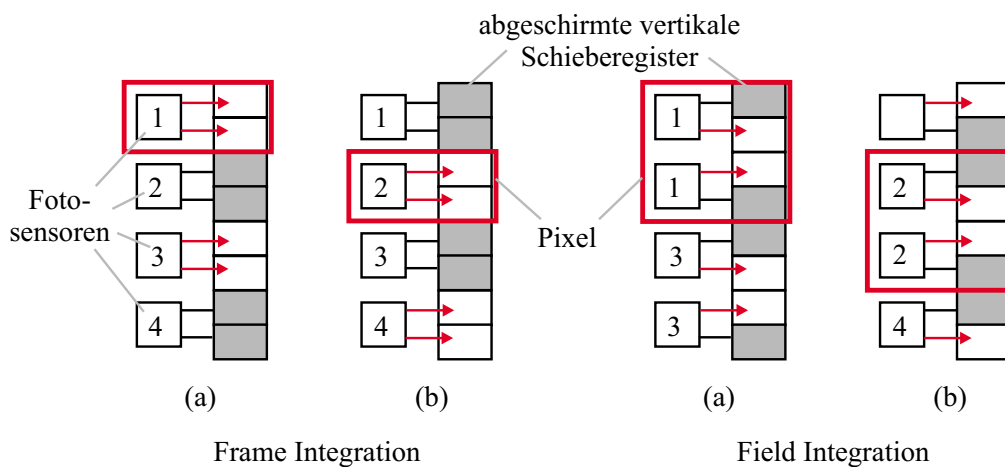


Abbildung A.7: Schematische Darstellung der Frame- und der Field-Integration. (a) zeigt jeweils das Feld der Pixel mit ungeraden Nummern und (b) das Feld der Pixel mit geraden Nummern.

Dies hat den Vorteil, dass die Auflösung von sich bewegenden Objekten höher ist, es weniger vertikale Zuordnungsfehler gibt, ein größerer dynamischer Bereich, ein besseres Signal-zu-Rausch Verhältnis erzielt wird und die Ladungstransferstruktur einfacher strukturiert ist. Der Nachteil der Field-Integration Methode ist, dass die vertikale Auflösung geringfügig schlechter ist und es eine geringere Flexibilität für die Wahl der Primärfarbcodierung für die Farbproduktion gibt.

A.2.4 Frame-Interline Transfer CCD

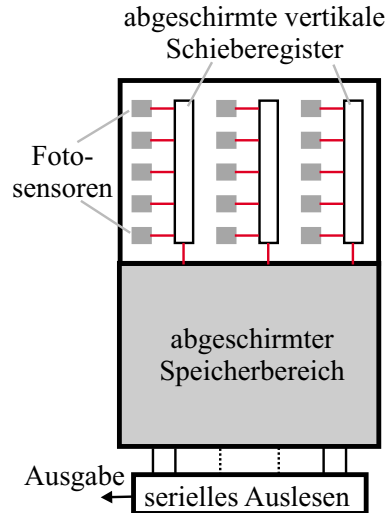


Abbildung A.8: *Frame-Interline Transfer Struktur. Die vertikalen Schieberegister und der Speicherbereich sind beide vom Licht abgeschirmt. Die Transfer gates sind nicht dargestellt.*

In einer IT-CCD kann das einfallende Licht und die in den Fotosensoren generierten Ladungen ungewollt in das vertikale Schieberegister eindringen und folglich das Bild verfälschen. Daher wurde die Frame-Interline Transfer (FIT) CCD entwickelt. In einer IT-CCD treten vertikale Störungen durch ungewollten Ladungstransfer bei der Abbildung von sehr hellen Bereichen, verursacht durch den vertikalen Transport im Schieberegister, auf. In FIT CCDs wird ein weiterer Speicher zwischen dem vertikalen und dem horizontalen Schieberegister eingefügt (Abb. A.8). Mit einem solchen CCD-Sensor lassen sich Bilder höchster Qualität erzielen.

A.3 Funktionsweise einer bildverstärkten CCD

Eine bildverstärkte CCD besteht aus einem normalen CCD Sensor und einem davor geschalteten Bildverstärker. Die Kombination von CCD Sensor und Bildverstärker hat den Vorteil, dass einzelne Photonen detektiert werden können, die spektrale Empfindlichkeit der CCD deutlich ins UV vergrößert wird, da die spektrale Empfindlichkeit des Bildverstärkers ausschlaggebend für die spektrale Empfindlichkeit ist, und der Bildverstärker als schneller Shutter verwendet werden kann.

Eine solche bildverstärkte CCD besteht aus einer Fotokathode, einer Verstärkerröhre, einer phosphoreszierenden Schicht, einer Kopplung der phosphoreszierenden Schicht an den CCD Sensor, meist durch Faseroptik, und dem CCD Sensor an sich. Das aufzunehmende Bild wird auf die Bildebene der Fotokathode fokussiert. Die auftreffenden Photonen generieren Elektronen im Fotokathodenmaterial. Ist der

Bildverstärker aktiv, so liegt eine negative Spannung an der Fotokathode an und die Elektronen werden zur Verstärkerröhre hin beschleunigt. Ist der Bildverstärker deaktiviert, werden die Elektronen zwar weiterhin erzeugt, aber aufgrund der fehlende Spannung nicht zur Verstärkerröhre hin beschleunigt. Die Verstärkerröhre besteht aus einem Material, aus dem beim Aufschlagen von Elektronen durch eine anliegende hohe Spannung weitere Elektronen generiert werden. Geschieht dies häufig genug, so entsteht eine Elektronenkaskade. Die Größe der anliegenden Spannung bestimmt die Anzahl der generierten Elektronen und darüber die Verstärkung. Nach Verlassen der Verstärkerröhre werden die Elektronen durch eine Hochspannung zum phosphoreszierenden Material befördert. Jedes auftreffende Elektron erzeugt nun eine feste Anzahl von Photonen der Wellenlänge des Phosphors. Diese Photonen werden schließlich vom CCD Sensor abgebildet. Durch den Bildverstärkungsprozess geht die Farbinformation des Originalbildes verloren. Das entstehende Bild gibt eine Verteilung der einfallenden Lichtintensitäten wieder.

B. TEM-Analyse des Katalysators

B.1 Bilder der kleinen Partikel

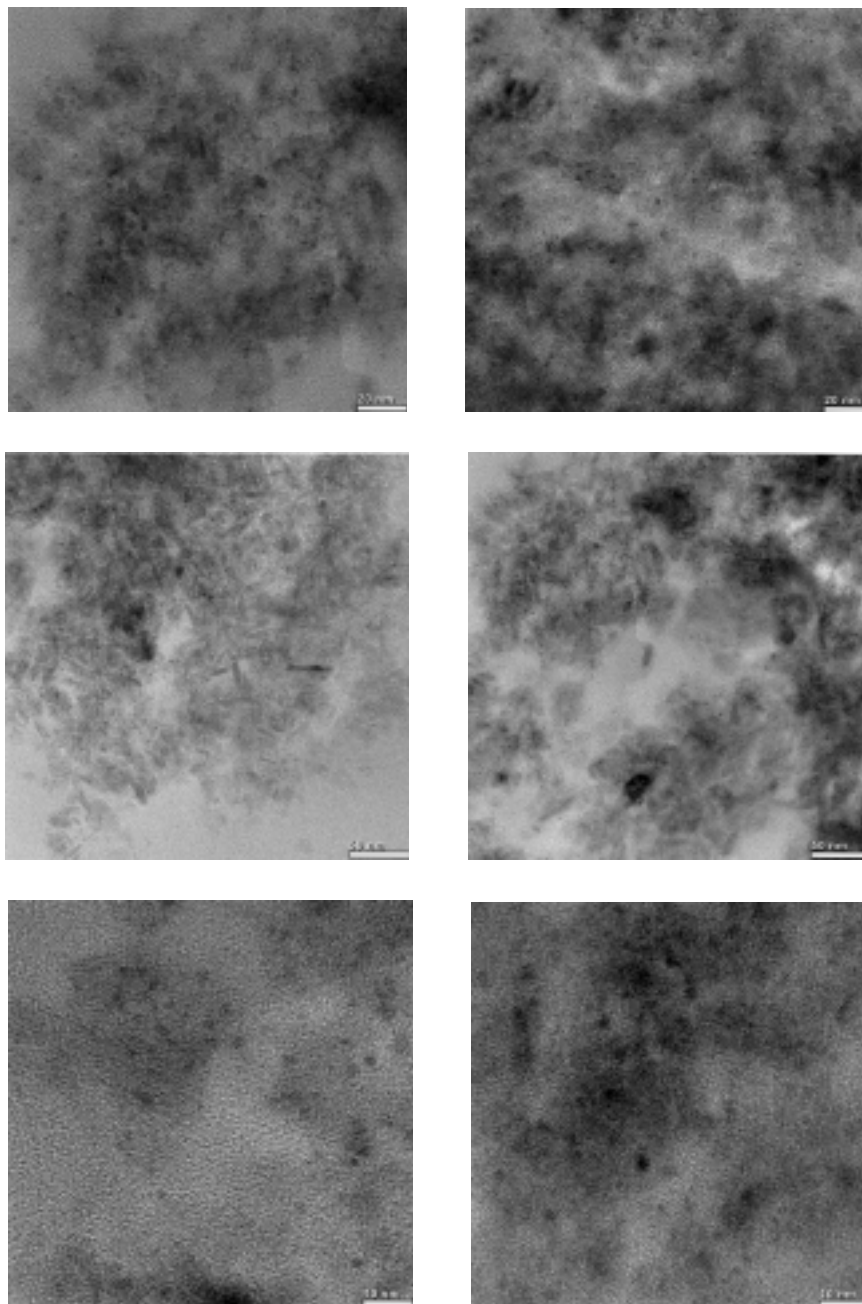


Abbildung B.1: TEM-Bilder der kleinen Platinpartikel.

B.2 Bilder der großen Partikel

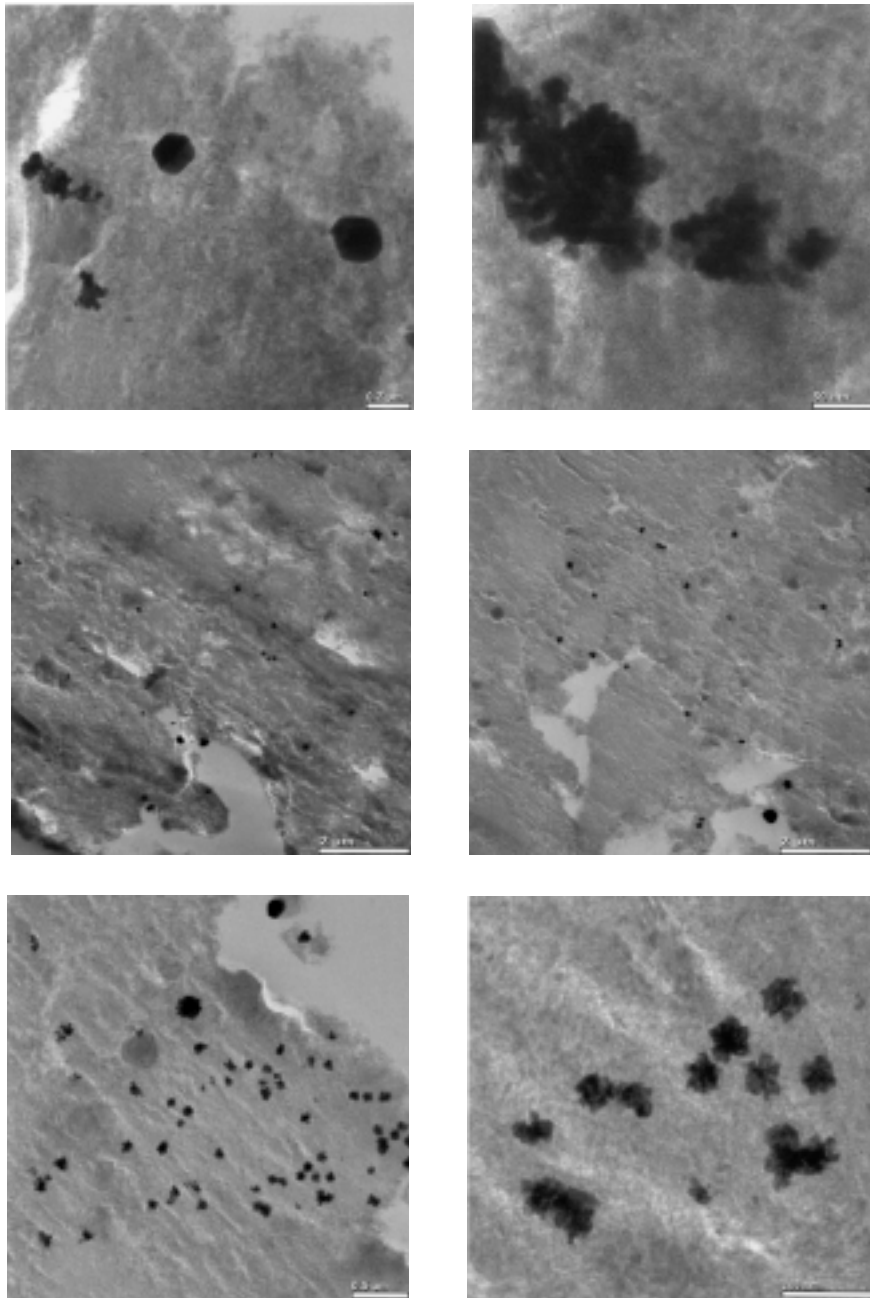


Abbildung B.2: TEM-Bilder der großen Platinpartikel.

C. Verschiedene Abbildungen

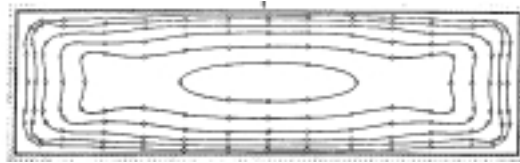


Abbildung C.1: Isotachenbild für einen Strömungskanal mit rechteckigem Querschnitt [Nik26]. Dargestellt ist die Ansicht des Kanalquerschnitts mit Linien gleicher Geschwindigkeit.

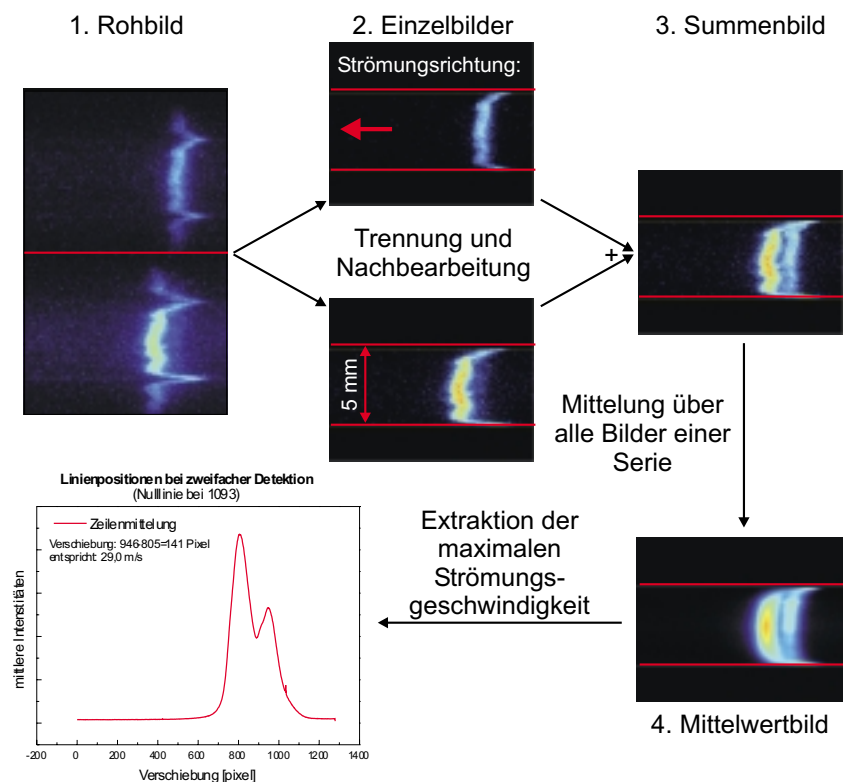


Abbildung C.2: Double-Frame Bild und sich anschließende Bearbeitungsschritte zur Extraktion der mittleren Maximalgeschwindigkeit. Die Strömung läuft von rechts nach links durch das Bild. Die Position des Kanalbodens und -deckels ist durch Linien angedeutet. Der eingestellte Fluss betrug $337,7 \text{ l/min}$, der erste Nachweis der Linie fand $50 \mu\text{s}$ nach deren Erzeugung statt, der zweite $50 \mu\text{s}$ später.

Literaturverzeichnis

- [Ame70] Amelio, G.F.; Tompsett, M.F.; Smith, G.E.: „Experimental verification of the charge coupled device concept“, *B.S.T.J.* 49, 593-600 (**1970**).
- [Ann80] Announcement: „Sony develops the world’s first commercial CCD video camera“, *Sony Corporation* 25. Jan (**1980**).
- [Atk96] Atkins, P.W.: „Physikalische Chemie“, *VCH* (**1996**).
- [Bel88] Bell, J.H.; Mehta, R.D.: „Contraction design for small low-speed wind tunnels“, *NASA Contractor Report* 177488 (**1988**).
- [Bes02] Bessler, W.G.; Schulz, C.; Sick, V.; Daily, J.W.: „A versatile modeling tool for nitric oxide LIF spectra“, *in 3rd Joint meeting of the US sections of the combustion institute, Chicago* (**2003**).
- [Ber98] Bergmann, Schäfer: „Lehrbuch der Experimentalphysik“, *de Gruyter-Verlag, Berlin* (**1998**).
- [Boe89] Boedeker, L.R.: „Velocity measurements by H₂O photolysis and laser induced fluorescence of OH“, *Opt. Lett.* 14, 473-475 (**1989**).
- [Boy70] Boyle, W.S.; Smith, G.E.: „Charge couples semiconductor devices“, *B.S.T.J.* 49, 587-593 (**1970**).
- [Bra95] Bräumer, A: „Quantitative Bestimmung der momentanen Stickoxidverteilung in technischen Verbrennungssystemen mit laserinduzierter Fluoreszenz“, *Dissertation, Universität Heidelberg* (**1995**).
- [Che96] Chen, J.M.; Wang, K.C.: „Simulation and measurement of turbulent heat transfer in a channel with a surface-mounted rectangular heated block“, *Heat and Mass transfer* 31, 463-473 (**1996**).
- [Coh80] Cohen, C.: „Color TV camera using CCD imager chips gets first sale“, *Electronics* 14. Feb., 78-80 (**1980**).
- [Dam01] Dam, N.; Klein-Douwel, R.J.H.; Sijtsema, N.M.; ter Meulen, J.J.: „Nitric oxid flow tagging in unseeded air“, *Opt. Lett.* Vol. 26, No. 1, 36-38 (**2001**).

- [DeM97] DeMoore, W.B.; Sander, S.P.; Howard, C.J.; Ravishankara, A.R.; Golden, D.M.; Kolb, C.E.; Hampson, R.F.; Kurylo, M.J.; Molina, M.J.: „Chemical kinetics and photochemical data for use in stratospheric modeling“, *NASA JPL Publication*, 97-4 (1997).
- [Din93] Dinkelacker, F.: „Entwicklung und Anwendung multidimensionaler Lichtschnitt-Techniken zur simultanen Geschwindigkeits-, Konzentrations- und Temperaturfeldmessung in hochturbulenten Vormischflammen“, *Dissertation, Universität Heidelberg* (1993).
- [Doo99] Doose, S.: „Laserspektroskopische Untersuchung zur hochaufgelösten Visualisierung von wandnahen Geschwindigkeits- und Temperaturfeldern in einer turbulenten Strömung“, *Diplomarbeit, Universität, Heidelberg* (1999).
- [Do299] Doose, S.; Orlemann, C.; Schluz, C.; Wolfrum, J.; Geißler, P.; Jähne, B.: „NO-flow tagging by photodissociation of NO: applications of a new technique to visualize turbulent flow structures“, *Proc. of the Joint Meeting of the British, German and French sections of the Combustion Institute, Nany*, 427-429 (1999).
- [Dyk82] Van Dyke, M.: „An album on fluid motion“, *The Parabolic Press, Stanford* (1982).
- [Eck79] Eckbreth, A.C.; Bonczyk, P.A.; Verdick, J.F.: „Combustion diagnostics by laser Raman and fluorescence techniques“, *Prog. Energy Comb. Sci.* Vol. 5 (1979).
- [Eck96] Eckbreth, A.C.: „Laser diagnostics for combustion, temperature and species“, *Abacus Press, Cambridge* (1996).
- [Ext86] Exton, R.J.; Hillard, M.E.: „Raman doppler velocimetry: a unified approach for measuring molecular flow velocity, temperature and pressure“, *Appl. Opt.* 25, 14-21 (1986).
- [Fin99] Finke, H.; Spieker, H.; Andresen, P.: „The photodissociation of tert-butyl nitrite at 193 nm“, *J. Chem. Phys.* Vol. 110, No. 10, 4777-4782 (1999).
- [Gen97] Gendrich, C.P.; Koochesfahani, M.M.; Nocera, D.G.: „Molecular tagging velocimetry and other novel application of a new phosphorescent supramolecule“, *Exp. Fl.* 23, 361-372 (1997).
- [Ger99] Gerthsen, C.; Vogel, H.: „Physik“, *Springer-Verlag, Heidelberg* (1999).
- [Gol95] Goldstein, R.J.; Cho, H.H.: „A review of mass transfer measurements using Naphthalene sublimation“, *Exp. Therm. Fl. Sci.* 10, 416-434 (1995).

- [Gru98] Grünefeld, G.; Gräber, A.; Diekmann, A.; Krüger, S.; Andresen, P.: „Measurement system for simultaneous species densities, temperature and velocity double-puls measurements in turbulent hydrogen flames“, *Comb. Sci. and Tech.* Vol. 135, 135-152 (1998).
- [Hak96] Haken, H.; Wolf, H.C.: „Atom- und Quantenphysik“, *Springer-Verlag, Heidelberg* (1996).
- [Han90] Hanson, R.K.: „Combustion diagnostics: planar imaging techniques“, *18th Symp. (Intl.) on Combustion. The Combustion Institute Philadelphia* (1990).
- [Har98] Hart, D.: „The elimination of correlation errors in PIV processing“, *Proc. 9th Int Symp. on Application of laser techniques to fluid mechanics*, paper 10.5 (1998).
- [Her66] Herzberg, G.: „Molecular spectra and molecular structure, III. Polyatomic molecules“, *Princeton, NJ*, 602 (1966).
- [Hil88] Hiller, b.; Hanson, R.K.: „Simultaneous planar measurements of velocity and pressure fields in gas flows using laser-induced fluorescence“, *Appl. Opt.* Vol. 27, No. 1, 33-47 (1988).
- [Hil00] Hildenbrand, F.: „Quantitative Bestimmung von NO-Konzentrationsverteilungen in einem DI-Dieselmotor“, *Dissertation, Universität Heidelberg* (2000).
- [Hol98] Holst, G.: „CCD array, cameras and display“, *SPIE Optical engineering Press* (1998).
- [Hub79] Huber, K.P.; Herzberg, G.: „Constants of diatomic molecules“, *van Nostrand, New York* (1979).
- [Jae89] Jähne, B.: „Digitale Bildverarbeitung“, *Springer-Verlag, Heidelberg* (1989).
- [Jan01] Janesick, J.R.: „Scientific charge-coupled devices“, *SPIE Optical engineering Press* (2001).
- [Kea90] Keane, R.D.; Adrian, R.J.: „Theory of cross-correlation analysis of PIV images“, *Appl. Sci. Res.* 49, 191-215 (1992).
- [Kri01] Kristof, J.: „Untersuchung zweidimensionaler abbildender lasergestützter Verfahren zur Ermittlung von Tropfengrößen und -geschwindigkeiten in Kraftstoffsprays“, *Diplomarbeit, Universität Heidelberg* (2001).
- [Kru99] Krüger, S.; Grünefeld, G.: „Stereoscopic flow-tagging velocimetry“, *Appl. Phys. B* 69, 509-512 (1999).

- [Lam97] Brackmann, U.: „Lambdachrome laser dyes“, *Lambda Physik Lasertechnik* (1997).
- [Lau51] Laufer, J.: „Investigation of turbulent flow in a two-dimensional channel“, *NACA annual report* 1053, 37-Vol. 2 (1951).
- [Lem95] Lempert, W.R.; Magee, K.; Ronney, P.; Gee, K.R.; Haugland, R.: „Flow tagging velocimetry in incompressible flows using photo-activated non-intrusive tracking of molecular motion“, *Exp. Fl.* 18, 249-257 (1995).
- [Loz93] Lozano, A.; Smith, S.H.; Mungal, M.G.; Hansons, R.K.: „Concentration measurements in a transverse jet by laser-induced fluorescence of acetone“, *AIAA journal* Vol. 32, No. 1, 218-221 (1993).
- [May94] Mayinger, F.: „Optical measurements“, *Springer-Verlag, Heidelberg* (1994).
- [McD88] McDaniel, J.C.; Hiller, B.; Hansons, R.K.: „Simultaneous multiple-point velocity measurements using planar laser-induced fluorescence of iodine“, *Opt. Lett.* Vol. 8, No. 1, 51-53 (1988).
- [Meh79] Mehta, R.D.; Bradshaw, P.: „Design rules for small low speed wind tunnels“, *Aeronautical Journal* 718, 443-449 (1979).
- [Mil78] Miles, R.B.; Udd, E.; Zimmermann, M.: „Quantitative flow visualization of sodium vapor seeded hypersonic helium“, *Appl. Phys. Lett.* 32, 317-319 (1978).
- [Mil87] Miles, R.; Cohen, C.; Connors, J.; Howard, P.; Huang, S.; Markovitz, E.; Russell, G.: „Velocity measurements by vibrational tagging and fluorescence probing of oxygen“, *Opt. Lett.* 12, 861-863 (1987).
- [Mil97] Miles, R.B.; Lempert, W.R.: „Quantitative Flow visualization in unseeded flows“, *Ann. Rev. Fluid Mech.* Vol. 29, 195-214 (1997).
- [Nik26] Nikuradse, J.: „Untersuchung über die Geschwindigkeitsverteilung in turbulenten Strömungen“, *Dissertation, Universität Göttingen* (1926).
- [Och96] Ochi, S.; Iizuka, T.; Hamasaki, M.; Sato, Y.; Narabu, T.; Abe, H.; Kagawa, Y.; Kato, K.: „Charge-coupled device technology“, *Japanese technology Reviews* 30 (1996).
- [Orl99] Orlemann, C.: „Entwicklung von Verfahren zur zeitlich und räumlich hochaufgelösten Visualisierung von laminaren Grenzschichten turbulenter Strömungen“, *Dissertation, Universität, Heidelberg* (1999).

- [Pat69] Patel, V.C.; Head, M.R.: „Some observations on skin friction and velocity profiles in fully developed pipe and channel flows“, *J. Fluid Mech.* 38, 181-201 (**1969**).
- [Pau89] Paul, P.H.; Lee, M.P.; Hansons, R.K.: „Molecular velocity imaging of supersonic flows using pulsed laser-induced fluorescence of NO“, *Opt. Lett.* 14, 417-419 (**1989**).
- [Pop00] Pope, S.B.: „Turbulent flows“, *Cambridge University Press* (**2000**).
- [Raf98] Raffel, M.; Willert, C.E.; Kompenhans, J.: „Particle image velocimetry“, *Springer-Verlag, Heidelberg* (**1998**).
- [Rat99] Rathjen, L.; Hennecke, D.K.; Elfert, M.; Bock, S.; Henrich, E.: „Investigation of fluid flow, heat transfer and pressure loss in a rotating multi-pass coolant channel with an engine-near geometry“, *Int. Soc. Air Breath. Eng. Am. Inst. Aero. Astro.* A99-34202 (**1999**).
- [Rib98] Ribarov, L.A.; Wehrmeyer, J.A.; Batliwala, F.; Pitz, R.W.; DeBarber, P.A.: „Ozone tagging velocimetry (OTV) measurements using narrow-band excimer lasers“, *AIAA-Paper* 98-0513 (**1998**).
- [Roe92] Roedel, W.: „Physik unserer Umwelt: Die Atmosphäre“, *Springer-Verlag, Heidelberg* (**1992**).
- [Sal00] Saldern, J.v.; Doose, S.; Orlemann, C.; Schulz, C.: „Investigation of small-scale wall near flow structures using NO-tagging“, *Application of laser techniques to fluid dynamics* Lisbon 2000, paper 35.6 (**2000**).
- [Sal02] Saldern, J.v.; Schulz, C.: „Investigation of small-scale flow structures by simultaneous flow tagging and PIV measurements“, *Eurotherm seminar No. 71: visualisation, imaging and data analysis in convective heat and mass transfer* Reims 2002, in press (**2002**).
- [Sch58] Schaaf, S.A.: „Mechanics of rarefied gases“, in Flügge, S.: *Handbuch der Physik* Bd. VIII/2. Strömungsmechanik II *Springer-Verlag Heidelberg*, 591-624 (**1958**).
- [Sch89] Schade, H.; Kunz, E.: „Strömungslehre“, (**1989**).
- [Sch97] Schlichting, H.; Gersten, K.: „Grenzschicht-Theorie“, *Springer-Verlag, Heidelberg* (**1997**).
- [Sei85] Seitzmann, J.M.; Kychakoff, G.; Hanson, R.K.: „Instantaneous temperature field measurements using planar laser induced fluorescence“, *Opt. Lett.* 10, 439-441 (**1985**).

- [SFB01] „Arbeits- und Ergebnisbericht“, *Sonderforschungsbereich 359, Reaktive Strömungen, Diffusion und Transport*, 251-268 (2001).
- [Spe98] Nebel, A.; Ruffing, B.; Wallenstein, R.: „Laser-Display-Technik für die Großbildprojektion“, *Spektrum der Wissenschaft Dossier 2*, 112-116 (1998).
- [Wes89] Westblom, U.; Aldén, M.: „Spatially resolved flow velocity measurements using laser-induced fluorescence from a pulsed laser“, *Opt. Lett.* 14, 9-11 (1989).
- [You97] Young, M.: „Optik, Laser, Wellenleiter“, *Springer-Verlag Heidelberg* (1997).
- [Zac76] Zacharias, H.; Halpern, J.B.; Welge, K.H.: „Two-photon excitation of $\text{NO}(A^2\Sigma^+; v' = 0, 1, 2)$ and radiation lifetime and quenching measurements“, *Chem. Phys. Lett.* 43, 41-44 (1976).
- [Zie97] Zierep, Jürgen: „Grundzüge der Strömungslehre“, *Springer-Verlag, Heidelberg* (1997).

Danksagung

An dieser Stelle muss natürlich noch all jenen gedankt werden, ohne deren Unterstützung diese Arbeit nicht entstanden wäre.

Insbesondere möchte ich Herrn Prof. Dr. J. Wolfrum für die Aufnahme in seinen Arbeitskreis, sein fortwährendes Interesse an der Arbeit und für das angenehme Klima im Institut danken.

Außerdem möchte ich mich bei:

Herrn Prof. Dr. B. Schramm für die bereitwillige Übernahme der Begutachtung dieser Arbeit;

Herrn Priv. Doz. Dr. C. Schulz für die Betreuung dieser Arbeit und die stets vorhandene Hilfsbereitschaft im experimentellen und theoretischen Bereich;

Den Herren Jürgen Schorr, Wolfgang Bessler, Max Hofmann, Joachim Gronki, Nicole Graf, Frank Zimmermann, Isabell Düwel, Wieland Koban, Axel Hoffmann und Dr. Thomas Kunzelmann für das angenehme Arbeitsklima, die netten Geburtstags-Kaffee-Runden und die allgemein gute Stimmung in der Arbeitsgruppe;

Herrn Dr. Claus Orlemann für die hilfsbereite Einarbeitung in allen Fragen des experimentellen Aufbaus und Versuchskonzeptes zu Beginn dieser Arbeit;

Herrn Sven Sannwald für die „turbulenten“ Diskussionen und die Versuche die experimentelle Sicht mit dem Blickwinkel der Simulation in Übereinstimmung zu bringen;

Den Herren der verschiedenen Werkstätten für ihre Geduld mit den chronisch konfuse Konstruktionszeichnungen und der schnellen Umsetzung auch kurzfristiger Ideen;

Frau Lemcke und Frau Boganski aus der Verwaltung und dem Sekretariat für die unkomplizierte Zusammenarbeit;

Almuth Läuter und Carsten Giesemann für die netten Mountainbike Touren nach dem Arbeitsalltag;

Sabine Schumann, Henner Brockmeier, Jan Kristof und Christof Schulz für die kritische Durchsicht von Teilen dieser Arbeit;

Meinen Eltern und meinem Großvater für die stetige Unterstützung bedanken!

Eidesstattliche Erklärung

Ich erkläre hiermit, dass ich die vorgelegte Dissertation selbst verfasst und mich dabei keiner anderen als der von mir ausdrücklich bezeichneten Quellen und Hilfen bedient habe.

Heidelberg, den 24. April 2003