

# **Verdichtungsstoßvisualisierung mittels Laserlichtschnitt**

Dissertation

zur

Erlangung des Grades

Doktor-Ingenieur

der

Fakultät für Maschinenbau

der Ruhr-Universität Bochum

von

Thomas Gawehn

aus Düsseldorf

Bochum 2005

Dissertation eingereicht am: 18.04.2005

Tag der mündlichen Prüfung: 28.07.2005

Erster Referent: Prof. Dr.-Ing. Heinrich Weyer

Zweiter Referent: Prof. Dr. techn. Gustav Schweiger

# **Verdichtungsstoßvisualisierung mittels Laserlichtschnitt**

Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt e.V.  
Institut für Antriebstechnik  
D-51170 Köln

Köln, im Dezember 2005

Institutsleiter:

Prof. Dr.-Ing. Heinrich Weyer (bis Nov. 2003)

Prof. Dr.-Ing. Reinhard Mönig (seit Nov. 2003)

Abteilungsleiter:

Dr.-Ing. Richard Schodl (bis Aug. 2004)

Dr.-Ing. Andreas Döpelheuer (seit Aug. 2004)

Verfasser:

Dipl.-Ing. Thomas Gawehn

*Verdichtungsstoß, transsonische Strömung, Lichtschnitt, Windkanal, Tracer based shock visualisation*

## **Verdichtungsstoßvisualisierung mittels Laserlichtschnitt**

### **Übersicht**

Bei der Entwicklung von transsonischen Verdichterbeschaufelungen werden laseroptische Untersuchungen der internen Turbomaschinenströmung durchgeführt. Der optische Zugang zur Messstrecke ist dabei meist durch die Gehäusegeometrie derart beschränkt, dass für die Ermittlung der lokalen Strömungsgeschwindigkeiten nur punktförmige Messverfahren eingesetzt werden können. Dadurch sind die Untersuchungen relativ zeitintensiv.

Auch die Kenntnis über die Lage der Verdichtungsstöße stellt eine quantitative Information dar. In der vorliegenden Arbeit wird deshalb ein Messverfahren beschrieben, mit dem Verdichtungsstöße in transsonischen Strömungen mit Hilfe eines Laserlichtschnitts und in der Strömung befindlichen Partikeln sichtbar gemacht werden können. Das flächige Verfahren ist auch bei beschränkter optischer Zugänglichkeit einsetzbar und liefert nach vergleichsweise kurzer Messdauer die vollständige dreidimensionale Stoßkonfiguration.

Die Leistungsfähigkeit des Verfahrens wird durch Vermessung einer 3D-Keilströmung im Windkanal und Ermittlung der Stoßkonfiguration in einem transsonisch angeströmten Profilgitter demonstriert. Die Messergebnisse stimmen dabei gut mit den Ergebnissen anderer Verfahren und der numerischen Simulationsrechnungen überein.

*shock wave, transonic flow, light sheet, wind tunnel, Tracer based shock visualisation*

## **Visualisation of Shock Waves with a Laser Light Sheet**

### **Summary**

Optical flow diagnostics is frequently used in the development of transonic compressor blades. The complex geometry of the casings is mostly restrictive to the optical access so that only point-wise measurement techniques can be used to analyse the air flow velocities. Therefore those measurements are relatively time-consuming.

Knowledge of the shock wave position is also a quantitative information. That is why a measurement technique has been developed to visualise shock waves in transonic flows by means of laser light and small particles in the flow. The technique uses a light sheet and is also applicable in case of a restricted optical access to the flow. After a comparatively short acquisition time it delivers the complete three-dimensional configuration of the shock wave.

The capacity of the technique is proved by measuring a three-dimensional wedge flow in a wind tunnel and by detecting the shock wave configuration in a transonic cascade flow. The results are in good accordance with those of other measurement techniques and also with the numerical simulations.

## **Vorwort**

Diese Arbeit entstand am Institut für Antriebstechnik, Abteilung Triebwerksmesstechnik, des DLR in Köln und wurde gefördert durch das Graduiertenkolleg 358 „Optische Messmethoden in den Ingenieurwissenschaften“.

An dieser Stelle möchte ich mich besonders beim ehemaligen Institutsleiter Prof. Dr.-Ing. H.B. Weyer für die Betreuung meiner Arbeit, die wohlwollende Unterstützung und die Ermöglichung meiner Promotion bedanken. Mein Dank gilt auch Prof. Dr. techn. G. Schweiger als Leiter des Graduiertenkollegs für die wertvollen Anregungen im Verlauf der Arbeit und die Übernahme des zweiten Referats, sowie Prof. Dr.-Ing. G. Reinig für die Übernahme des Prüfungsvorsitzes.

Die wissenschaftliche Betreuung meiner Arbeit erfolgte durch den Abteilungsleiter Triebwerksmesstechnik Dr.-Ing. R. Schodl. In zahlreichen Gesprächen informierte er sich fortwährend über den Stand meiner Arbeit, gab hilfreiche Anregungen und hatte jederzeit ein offenes Ohr für die auftretenden Probleme. Dafür sei ihm an dieser Stelle herzlich gedankt.

Weiterhin bedanke ich mich beim Institutsleiter Prof. Dr.-Ing. R. Mönig, seinem Stellvertreter Dr.-Ing. A. Döpelheuer und allen Mitarbeitern des Institutes für Antriebstechnik, die mir während meiner Promotion mit Rat und Tat zur Seite standen. Insbesondere danke ich den Kollegen und ehemaligen Kollegen aus der Triebwerksmesstechnik für die tatkräftige Unterstützung und den Kollegen aus der Abteilung Triebwerkssysteme, die mir in der Endphase dieser Arbeit den Rücken freigehalten haben.

Ich danke auch allen Mitgliedern des Graduiertenkollegs für die zahlreichen fruchtbaren Diskussionen über die Inhalte meiner Arbeit, sowie Dr.-Ing. M. Jarius, Dr.-Ing. M. Lecht, Dipl.-Ing. M. Plohr, Dipl.-Ing. J. Krenzel und L.-A. Richter, M. A. für die kritische Durchsicht der Arbeit.

Abschließend möchte ich mich noch ganz besonders bei meiner Frau Manuela und meinen Töchtern Carina und Franziska dafür bedanken, dass sie mich immer unterstützt und mir den nötigen Rückhalt und die Kraft gegeben haben, so dass ich meine Promotion erfolgreich abschließen konnte.



## Formelzeichen

$a, a_L$	Schallgeschwindigkeit, von Luft
$A$	Querschnittsfläche der Stromröhre
$b$	Streifenabstand
$c$	Lichtgeschwindigkeit
$D$	Abstand zweier paralleler Seiten, Schlüsselweite
$D_R$	Rotordurchmesser bei der Turbomaschine
$d_p$	Partikeldurchmesser
$d_{1/2}, d_{m1/2}$	(mittlerer) Partikelabstand Zustand 1/2
$f$	Brennweite einer Linse, eines Objektivs
$h$	Versatz des Laserstrahls
$I_L, I_L(y)$	Intensität im Lichtschnitt
$I_{1/2}$	Intensität vor / nach dem Stoß
$I_{XX^\circ}$	Intensität für einen Streuwinkel von $XX^\circ$
$L, l$	Objektabstand von Kameralinse
$L', l'$	Bildabstand
$\bar{I}$	Einstrahlrichtung des Laserlichts
$M_m$	Molare Masse
$Ma_{(is)}$	(isentropie) Machzahl
$Ma_1$	Machzahl der Anströmung
$\dot{m}_p$	Partikelmassenstrom pro Sekunde
$N$	natürliche Zahl (1, 2, 3, ...)
$N_A$	Numerische Apertur
$n$	Drehzahl, Anzahl
$n_G, n_L$	Brechungsindex von Glas, Luft
$\vec{o}$	Beobachtungsrichtung
$p$	statischer Druck
$p_1, p_{tot1}$	statischer Druck der Anströmung, Totaldruck der Anströmung
$p_2 / p_1$	statisches Druckverhältnis über der Schaufelpassage
$\bar{p}_{tot2}$	mittlerer Totaldruck der Abströmung (ermittelt aus Erhaltungssätzen)
$p_{stat}, p_{tot}$	Statischer Druck, Totaldruck
$Re$	Reynoldszahl
$S$	Abstand der parallelen Laserstrahlen
$t_{Bel}$	Belichtungszeit der Kamera
$t_{0/1}$	Zeitpunkte der Belichtung
$\Delta t$	zeitlicher Abstand, Zeitintervall
$T$	Temperatur
$T_{1/2}(\nu)$	Transmission der Jodzelle bei der Frequenz $\nu$ vor / nach dem Stoß
$T_{Sätt}$	Sättigungstemperatur der Jodzelle

$T_{\text{Taup}}$	Taupunkt-Temperatur
$T_{\text{stat}}, T_{\text{tot}}$	statische Temperatur, Totaltemperatur
$u, v$	Partikelgeschwindigkeit
$V_{1/2}, V_{P1/2}$	Geschwindigkeit, Partikelgeschwindigkeit vor / nach dem Stoß
$\vec{V}$	Geschwindigkeitsvektor
$x, y, z$	kartesische Koordinaten

### Griechische Schriftzeichen

$\alpha_{\text{Öffn.}}$	Öffnungswinkel des Kameraobjektivs
$\beta$	Anstellwinkel, Keilwinkel, Umlenkwinkel der Strömung
$\beta_1$	Zuströmwinkel der Profile im Gitterwindkanal
$\varepsilon$	Ablenkwinkel
$\gamma$	Divergenzwinkel des Lichtschnitts
$\vartheta, \theta$	Streuwinkel
$\kappa$	Verhältnis der spezifischen Wärmekapazitäten, Isentropenexponent
$\lambda, \lambda_{1/2}$	Wellenlänge des Laserlichts
$\xi$	Kippwinkel des Spiegels
$\nu$	Wechselstromfrequenz, Signalfrequenz
$\nu_0$	Frequenz des Laserlichts
$\Delta\nu(V)$	Frequenzverschiebung aufgrund des Doppler-Effekts
$\Theta$	Kreuzungswinkel der Laserstrahlen
$\pi$	Kreiszahl Pi
$\rho_{1/2}, \rho_{P1/2}$	Dichte des Gases, Partikelkonzentration vor / nach dem Stoß
$\sigma$	Stoßwinkel
$\tau$	Transmissionsverhältnis
$\phi, \phi_{\text{max}}$	(maximaler) Einfallswinkel des Laserstrahls
$\chi$	Gesamtcontrast über den Verdichtungsstoß
$\Psi$	Winkel zwischen $\vec{T}$ und $\vec{V}$
$\omega$	Druckverlustbeiwert

## Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung .....	1
1.1	Problemstellung .....	1
1.2	Zielsetzung und Vorgehensweise .....	2
2	Stand der Technik .....	5
2.1	Etablierte Messverfahren .....	5
2.1.1	Schatten- und Schlierenverfahren .....	5
2.1.2	Interferometrie .....	8
2.1.3	Laser-Doppler-Anemometrie .....	9
2.1.4	Laser-2-Fokus-Anemometrie .....	11
2.1.5	Doppler-Global-Velocimetry .....	14
2.1.6	Particle-Image-Velocimetry .....	15
2.2	Ansatzmöglichkeiten zur Visualisierung von 3D-Stoßkonfigurationen .....	18
2.2.1	Background Oriented Schlieren .....	18
2.2.2	Planare Laserinduzierte Fluoreszenz .....	18
2.2.3	Quantitative Density Visualisation .....	19
3	Messverfahren zur Visualisierung von Verdichtungsstößen .....	21
3.1	Messaufgabe und Lösungsansatz .....	21
3.2	Partikelauswahl .....	22
3.3	Messaufbau .....	23
3.3.1	Erzeugung des Lichtschnitts .....	24
3.3.2	Partikeldotierung .....	30
3.3.3	Empfangsoptik .....	33
3.4	Messprozedur zur Visualisierung von Verdichtungsstößen .....	36
4	Untersuchungen am Keil in Überschallströmung .....	39
4.1	Technik der Lichtschnitterzeugung .....	39
4.2	Versuchsdurchführung .....	43
4.3	Schwierigkeiten und Lösungsansätze .....	46
4.4	Auswerteprozedur .....	50
4.5	Ergebnisse .....	52
4.6	Untersuchungen zur Vorwärtsstreuung .....	60
4.7	Zusammenfassung der Untersuchungsergebnisse .....	64
5	Untersuchungen am transsonisch angeströmten Profilkörper .....	65
5.1	Technik der Lichtschnitterzeugung .....	67
5.2	Vorüberlegungen zu den Versuchen .....	69
5.3	Versuchsdurchführung .....	70
5.4	Ergebnisse .....	74
5.5	Zusammenfassung der Untersuchungsergebnisse .....	85

6	Anwendungs- und Entwicklungspotentiale der TSV-Technik .....	87
6.1	TSV-Messungen in einem transsonischen Verdichter .....	87
6.2	Steigerung der Empfindlichkeit des TSV-Systems.....	91
7	Zusammenfassung.....	95
8	Literaturverzeichnis .....	97
9	Abbildungs- und Tabellenverzeichnis.....	105

# 1 Einleitung

## 1.1 Problemstellung

Die Turbomaschine wird nicht nur in der Luftfahrt zur Schuberzeugung, sondern auch in Kälteprozessen oder bei der Energieerzeugung eingesetzt. Dabei haben im Laufe der technischen Entwicklung der Turbomaschinen transsonische Stufen, d.h. Verdichter- oder Turbinenstufen, in denen Gebiete mit Überschall- und Gebiete mit Unterschallgeschwindigkeit auftreten, in vielen Bereichen eine wachsende Bedeutung erlangt [1]:

- Bei Flugzeugtriebwerken führte die technische Entwicklung in der Vergangenheit zu immer höheren Stufendruckverhältnissen im Verdichter und zu einem wachsenden Massenstrom durch das Triebwerk. Bei nur wenig veränderten Abmessungen (kompakte Bauweise erforderlich) konnte dies nur durch eine Erhöhung der Strömungsgeschwindigkeit erreicht werden, sodass die relative Anströmgeschwindigkeit in den äußeren Bereichen der ersten Verdichterstufen Überschall erreicht. Auch bei den modernen Triebwerken mit hohem Bypass-Verhältnis führt die Forderung nach geringen äußeren Abmessungen fast zwangsläufig zu hohen Umfangsgeschwindigkeiten und Machzahlen in der Fanstufe, um den geforderten Massenstrom zu erreichen.
- In Kälteprozessen werden vorwiegend schwere Gase eingesetzt, deren Schallgeschwindigkeit  $a$  deutlich niedriger ist als die Schallgeschwindigkeit der Luft ( $a_L \approx 340 \text{ m/s}$  bei  $T = 15^\circ\text{C}$ ). Da die Schallgeschwindigkeit mit zunehmender Molekülmasse  $M_m$  abnimmt, liegt sie je nach eingesetztem Gas bei Umgebungstemperatur bei  $a \approx 150 \text{ m/s}$  oder auch deutlich darunter. Somit führen schon relativ niedrige Umfangsgeschwindigkeiten zwischen den Schaufeln des ersten Verdichterrisors zu Überschallgeschwindigkeit. Aber auch bei einer transsonischen Anströmung mit  $Ma < 1$  können sich – aufgrund der lokalen Beschleunigung des Fluids auf der Schaufelaußenseite – Gebiete mit Überschallgeschwindigkeit ausbilden. Die Verzögerung in den Unterschall erfolgt dann über einen Verdichtungsstoß.
- Für die Energieerzeugung in stationären Anlagen werden häufig Turbomaschinen eingesetzt, bei denen alle Stufen mit dem Generator auf einer Welle sitzen. Somit ist die Drehzahl der Maschine durch die Frequenz des Wechselstroms vorgegeben (in Europa  $\nu = 50 \text{ Hz}$ , d.h.  $n = 3000 \text{ U/min}$ ). Eine Leistungssteigerung kann nur durch eine Vergrößerung der Maschinenabmessungen erfolgen. Dadurch wird die Umfangsgeschwindigkeit erhöht und erreicht ab einem Rotordurchmesser von  $D_R \approx 2,16 \text{ m}$  Schallgeschwindigkeit. Die Anströmung der Beschaukelung im äußeren Bereich des Rotors erfolgt dann mit Überschallgeschwindigkeit.

Die Verzögerung eines mit  $Ma > 1$  strömenden Fluids erfolgt über schräge oder senkrechte Verdichtungsstöße. Während die Strömungsgeschwindigkeit hinter einem schrägen Stoß in Abhängigkeit vom Stoßwinkel bzw. der Stoßstärke im Überschall oder im Unterschall liegen kann, wird das Fluid durch einen senkrechten Stoß immer bis auf Unterschallgeschwindigkeit verzögert. Je größer die Verzögerung über einen Verdichtungsstoß ist, desto größer ist auch der dadurch bewirkte Totaldruckverlust.

Diese Verluste zu minimieren und dadurch den Wirkungsgrad der Maschine zu erhöhen, ist das Ziel bei der geometrischen Auslegung transsonischer Verdichterbeschaufelungen.

Auf analytischem Wege ist die Vorhersage der Stoßkonfiguration bei gegebenem Schaufelprofil aufgrund der Komplexität des Strömungszustandes nicht möglich. Deshalb werden für die Entwicklung von Verdichterbeschaufelungen Messungen an ebenen Profilen in sogenannten Gitterkanälen mit Hilfe von Drucksonden, Profildruckbohrungen und der Schlierentechnik durchgeführt. Seit der Verfügbarkeit von Lasern werden in der experimentellen Strömungsanalyse zusätzlich berührungslos arbeitende, optische Geschwindigkeitsmessverfahren eingesetzt. Außerdem wird in jüngster Zeit versucht, die Entwicklung verstärkt mit Hilfe von numerischen Simulationsrechnungen (z.B. mit Trace oder Fluent) durchzuführen.

Mit den zurzeit verfügbaren Berechnungsmodellen lässt sich das Strömungsfeld um ein Schaufelprofil noch nicht exakt vorhersagen. Die Modelle werden deshalb ständig anhand der Messungen überprüft und weiterentwickelt. Für diese Validierung der Berechnungsverfahren werden hauptsächlich die gemessenen Geschwindigkeiten herangezogen. Neben den Geschwindigkeitsmessdaten liefert auch die Kenntnis über die Lage von Verdichtungsstößen eine quantitative Information, die ebenfalls der Validierung dienen kann. Dabei lässt sich die Stoßkonfiguration zum einen aus den detaillierten Geschwindigkeitsdaten bestimmen, zum anderen aber auch mit wesentlich geringerem Aufwand als sprunghafter Dichteanstieg (Dichtegradient) messtechnisch erfassen.

Für die Untersuchungen am ebenen Schaufelprofil stehen zahlreiche Messtechniken zur Verfügung. Nur wenige der Geschwindigkeitsmessverfahren sind jedoch für den Einsatz im Inneren eines Verdichters geeignet. Gerade den Messungen in der Turbomaschine kommt jedoch durch die ständige Weiterentwicklung der numerischen Simulationsmodelle und auch der Messverfahren immer mehr Bedeutung zu. Die Techniken zur Visualisierung von Verdichtungsstößen können nur in Einzelfällen im Inneren der Turbomaschine eingesetzt werden. Ihr Anwendungsgebiet ist auf die Analyse zweidimensionaler Strömungen mit beiderseitiger guter optischer Zugänglichkeit, also vorwiegend auf Windkanäle, beschränkt.

## **1.2 Zielsetzung und Vorgehensweise**

Im Rahmen dieser Arbeit wird deshalb ein berührungsloses Messverfahren zur Analyse von dreidimensional ausgedehnten Verdichtungsstößen in Überschall- und Transschallströmungen entwickelt. Die Ermittlung der Stoßlagen erfolgt dabei, ohne dass detaillierte Geschwindigkeitsmessungen im Strömungsfeld durchgeführt werden müssen. Das Messverfahren soll auch bei eingeschränkter optischer Zugänglichkeit, d.h. im Inneren eines Verdichters, einsetzbar sein und Ergebnisse in Echtzeit liefern. Durch eine Steuerungs- und Analysesoftware soll außerdem die Möglichkeit gegeben sein, die Erfassung der Messdaten und deren anschließende Bearbeitung zu automatisieren.

Der messtechnische Aufbau sowie die Steuerungssoftware werden zunächst im Labor entwickelt und erprobt. Bei den anschließenden Untersuchungen an einem Keilmodell in Überschallströmung ( $Ma = 2,43$ ) soll nachgewiesen werden, dass eine dreidimensionale Stoßkonfiguration sichtbar gemacht und durch entsprechende

Analysesoftware ein 3D-Modell des Verdichtungsstoßes erzeugt werden kann. Für die Verifikation der Messungen wird sowohl die Schlierentechnik als auch die Laser-2-Fokus-Anemometrie (L2F) herangezogen [2]. Außerdem sollen die messtechnisch ermittelten Stoßlagen mit der Machzahlverteilung aus einer mit dem Simulationsprogramm Trace durchgeführten numerischen Berechnung verglichen werden [3].

Die relative Anströmgeschwindigkeit der Schaufeln eines transsonischen Verdichters ist deutlich kleiner als die Strömungsgeschwindigkeit bei den Untersuchungen am Keilmodell. Durch Messungen am ebenen Schaufelprofil im Gitterkanal bei  $Ma = 1,09$  soll deshalb nachgewiesen werden, dass mit dem Messverfahren auch die Visualisierung von vergleichsweise schwachen Verdichtungsstößen möglich ist. Für die Verifikation der Daten stehen die Schlierentechnik, Profildruckmessungen und eine numerische Simulationsrechnung (mit Trace) zur Verfügung [4-7].

Da das Messverfahren so konzipiert sein soll, dass es auch im Inneren einer realen Maschine einsetzbar ist, sind zum Abschluss dieser Arbeit Untersuchungen in einer Turbomaschine geplant. Die Messungen sollen am einstufigen, transsonischen Verdichterprüfstand der TU Darmstadt durchgeführt werden. Bei einer Drehzahl von bis zu 20.000 U/min werden Umfangsgeschwindigkeiten von bis zu 400 m/s erreicht. Die relative Zuströmmachzahl am Gehäuse wird mit  $Ma = 1,35$  angegeben. An diesem Prüfstand sind Druck- und Temperaturmessungen über fest eingebaute Sondenkämme und Druckentnahmebohrungen möglich. Zusätzlich kann die Strömung mit Hilfe von traversierbaren Druck-, Temperatur- und Richtungssonden vermessen werden.

An dem Verdichterrotor sind in der Vergangenheit mehrfach detaillierte 3D-L2F-Messungen zwischen den Schaufeln durchgeführt worden. Die Ergebnisse dieser Untersuchungen sind u.a. in [8] veröffentlicht. Sie können zusätzlich zu den Druck- und Temperaturmessdaten zur Überprüfung der mit dem neuen Messverfahren ermittelten Stoßlagen herangezogen werden.



## 2 Stand der Technik

### 2.1 Etablierte Messverfahren

Verdichtungsstöße können zum einen direkt als Dichtegradienten sichtbar gemacht werden, zum anderen ist auch eine indirekte Ermittlung aus dem Geschwindigkeitsfeld der Strömung möglich. Zur Visualisierung der Stöße werden in der experimentellen Strömungsanalyse u.a. die folgenden Verfahren eingesetzt:

- Schattenverfahren,
- Schlierenverfahren und
- Interferometrie.

An die Stelle der Druckmesssonden zur Ermittlung der Strömungsgeschwindigkeit traten in der Vergangenheit immer häufiger die berührungslos arbeitenden, laser-optischen Messverfahren. Mit ihrer Hilfe können Messungen durchgeführt werden, ohne dass die Strömung durch das Einbringen von Sonden gestört wird. Dabei ist das Vorhandensein von Partikeln in der Strömung die Grundvoraussetzung für die Bestimmung von Geschwindigkeiten mit Hilfe von Laserlicht. Sind keine natürlichen Streuteilchen vorhanden, muss das strömende Medium mit geeigneten künstlichen Teilchen „geimpft“ werden. Die Größe dieser sogenannten Streupartikel muss im Bereich weniger Mikrometer liegen, damit sie der Strömung möglichst schlupfflos folgen. Dabei können sowohl feste Partikel als auch flüssige Partikel eingesetzt werden.

Zu den *Feststoffpartikeln* zählen unter anderem Siliziumdioxid ( $\text{SiO}_2$ ) und Zirkonsilikat ( $\text{ZrSiO}_4$ ). Beide Stoffe erlauben die Erzeugung von Partikeln mit einem mittleren Durchmesser von  $d_p < 1 \mu\text{m}$ . Auch Rußteilchen können als Feststoffpartikel eingesetzt werden und haben dabei zum Teil einen mittleren Partikeldurchmesser von  $d_p < 50 \text{ nm}$  [9, 10]. Der Vorteil von *flüssigen Partikeln* ist, dass sie sich leichter in unterschiedlicher Größe erzeugen lassen. Je nach Anwendung können z.B. Öltröpfchen mit einem mittleren Durchmesser von einigen Mikrometern oder aber auch einem Durchmesser von deutlich unter einem Mikrometer erzeugt werden [11-13].

Die Streupartikel sollten dem Fluid so weit stromauf der Messstrecke zugegeben werden, dass in ihr eine nahezu homogene Verteilung der Partikel vorausgesetzt werden kann. Dann lässt sich die Geschwindigkeit des Fluids indirekt über die Partikelgeschwindigkeit bestimmen. Dafür werden u.a. die folgenden laseroptischen Messverfahren eingesetzt:

- Laser-Doppler-Anemometrie (LDA),
- Laser-2-Fokus-Anemometrie (L2F),
- Doppler-Global-Velocimetry (DGV) und
- Particle-Image-Velocimetry (PIV).

#### 2.1.1 Schatten- und Schlierenverfahren

Dichteänderungen in einem Fluid haben eine Veränderung des Brechungsindex zur Folge. Dies gilt auch für Verdichtungsstöße in kompressiblen Strömungen. Es führt dazu, dass Lichtstrahlen beim Durchgang durch das Medium in Zonen unterschiedlicher Dichte verschieden stark abgelenkt werden. Beim Schatten-

verfahren wird dieser Effekt zur Visualisierung der Verdichtungsstöße ausgenutzt. Dazu wird mit Hilfe einer Lichtquelle und einer dahinter angeordneten Sammellinse ein paralleles Lichtbündel erzeugt und durch die Messstrecke auf eine Mattscheibe geleitet. Das entstehende „Schattenbild“ der Strömung vermittelt dadurch einen Überblick über die Lage der Stöße.

Das Schlierenverfahren stellt eine apparative Erweiterung des Schattenverfahrens zur Auflösung auch schwacher Dichteänderungen dar. Häufig eingesetzt wird das Verfahren in der *Toeplerschen Z-Anordnung* (Abbildung 2.1), wobei als Lichtquelle meist eine Hochdruckgasentladungslampe [14] dient. Das thermisch weiße Licht wird von einer Sammellinse auf eine Spaltblende mit beidseitiger Schneide fokussiert und über einen Planspiegel auf einen Konkavspiegel umgelenkt. Dieser ist so angeordnet, dass sein Brennpunkt mit der Lichtquelle zusammenfällt und somit ein paralleles Lichtbündel erzeugt wird. Beim Durchgang durch die Messstrecke werden dann die einzelnen Lichtstrahlen unterschiedlich stark gebrochen (gestrichelte Linie).

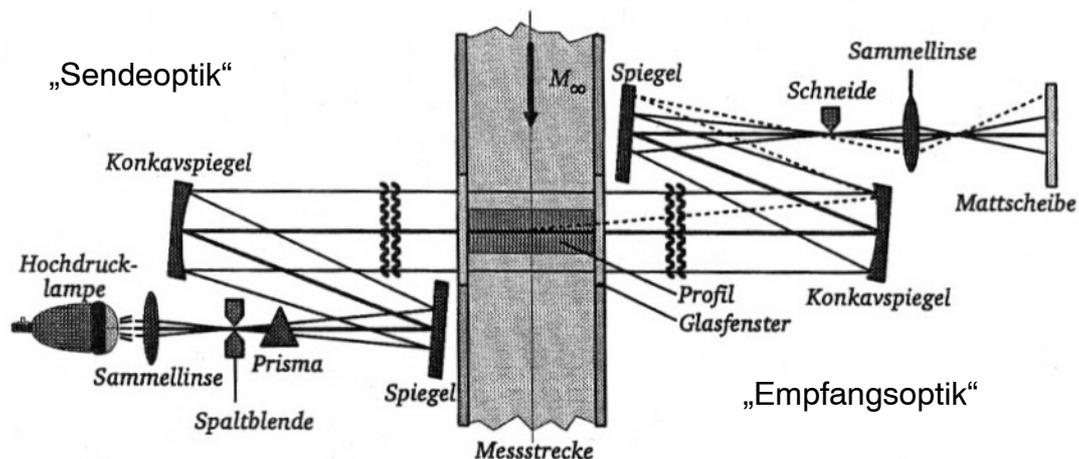


Abbildung 2.1 Schlierenaufbau in Toeplerscher Z-Anordnung (Prisma nur für Farbschlieren) [15].

Auf der anderen Seite der Messstrecke fällt das Lichtbündel auf einen Konkavspiegel gleicher Brennweite, der das Licht mit Umweg über den zweiten Planspiegel auf eine Blende mit einseitiger Schneide (Schlierenkante) fokussiert. Die Sammellinse dient der Abbildung des Strömungsfeldes auf eine Mattscheibe oder direkt in eine Kamera. Da durch die Schlierenkante ein Teil des Lichtbündels ausgeblendet wird, heben sich im Schlierenbild die Zonen, in denen sich die Dichte ändert (je nach Vorzeichen des Gradienten und Orientierung der Schlierenkante) hell oder dunkel vom Rest des Bildes ab. Sollen Farbschlieren erzeugt werden, wird ein Prisma hinter der Spaltblende in den Strahlengang eingebracht, welches das weiße Licht in seine Spektralfarben aufspaltet. Alternativ kann auch anstelle der Schlierenblende ein Farbstreifenfilter eingesetzt werden, der aus einem grünen Streifen in der Mitte sowie roten und blauen Streifen außen besteht [15].

Da das Schlierenverfahren in der gezeigten Anordnung einen messtechnischen Aufbau auf beiden Seiten der Messstrecke erfordert, sind damit Messungen im Inneren von Turbomaschinen nicht möglich. Bei der *Koinzidenz-Anordnung* [16, 17] hingegen werden „Sende-“ und „Empfangsoptik“ auf derselben Seite der Mess-

strecke und ein Konkavspiegel auf der gegenüberliegenden Seite angebracht. Anders als bei der Toeplerschen Z-Anordnung wird ein nicht paralleles Lichtbündel erzeugt und zweimal durch die Messstrecke geleitet, was zu einer Steigerung der Empfindlichkeit führt. Diese Anordnung wird deshalb vorwiegend zur Auflösung von schwachen Dichtegradienten verwendet.

Der Einsatz einer abgewandelten Koinzidenz-Anordnung im Inneren einer Turbomaschine ist, wenn überhaupt, nur bei verspiegelter Nabe und schwach verwundenen Schaufeln möglich. Da jedoch durch das physikalische Prinzip des Schlierenverfahrens die Dichteinformationen in Durchstrahlrichtung aufintegriert werden, ist eine Auflösung von räumlichen Stoßkonfiguration, wie sie z.B. im Inneren von transsonischen Verdichtern auftreten, nicht möglich. Durch einen speziellen Schlierenaufbau, *Sharp-Focusing-Schlierenverfahren* genannt [18, 19], kann diese Integration in gewissem Maße aufgehoben werden.

Wie in Abbildung 2.2 dargestellt, wird bei diesem Verfahren das divergente Licht der Lichtquelle durch eine Fresnellinse in ein konvergentes Lichtbündel transformiert. Ein optisches Gitter (Source grid) teilt das Strahlenbündel in Teilbündel (Kanäle) auf, die durch das Strömungsfeld variabler Dichte geführt und dadurch unterschiedlich stark gebrochen werden (Ablenkwinkel  $\varepsilon$ ). Die Kameralinse bildet das Gitter in der zu  $L$  zugehörigen Bildebene  $L'$  ab, wo sich ein photographisches Negativ des Gitters (Cutoff grid) befindet. Dieses greift in die Strahlengänge der Teilbündel als Mehrfachblende ein und übernimmt für jeden Kanal die Aufgabe der Schlierenblende. Es handelt sich bei dieser optischen Anordnung also um eine Überlagerung von mehreren Einzelschlierensystemen.

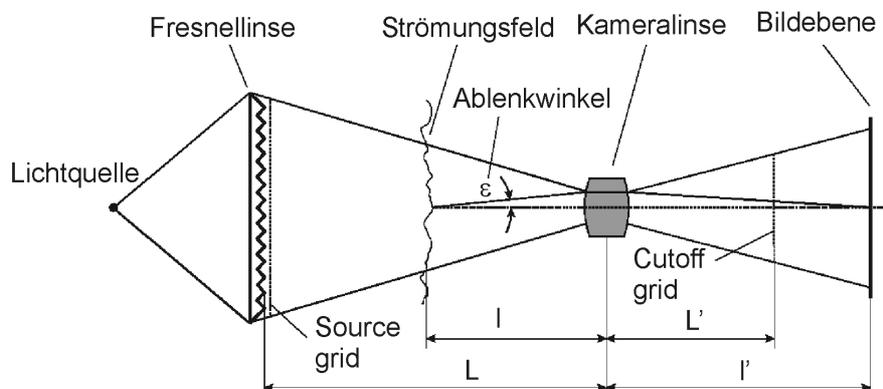


Abbildung 2.2 Sharp-Focusing-Schlierenverfahren [18].

Der Sharp-Focusing-Effekt besteht darin, dass sich die Einzelbilder der unterschiedlichen Systeme in der Bildebene (Abstand  $L'$  von der Kameralinse) nur dann exakt überlagern, wenn die Ablenkung  $\varepsilon$  des Lichtstrahls aufgrund von Dichteunterschieden in der eingestellten Objektebene (Abstand  $L$  von der Kameralinse) erfolgt ist. Ablenkungen aus anderen Ebenen sind in der Bildebene durch nicht exakt aufeinander fallende Einzelbilder gekennzeichnet und stellen ein unerwünschtes Hintergrundrauschen dar. Wie ausführliche Untersuchungen von Hanenkamp [18, 19] gezeigt haben, ist mit Hilfe des Sharp-Focusing-Schlierenverfahrens eine Auflösung von räumlichen Stoßkonfigurationen schlecht möglich. Der Grund hierfür ist das überlagerte Hintergrundrauschen, wodurch eine exakte Zuordnung von Strömungsinformationen zu einer diskreten Ebene in der Strömung stark eingeschränkt wird.

### 2.1.2 Interferometrie

Beim Durchlaufen eines Strömungsfeldes variabler Dichte wird ein Lichtstrahl nicht nur abgelenkt, sondern erfährt auch eine Phasenverschiebung relativ zum einfallenden Strahl. Diese wird bei der Interferometrie ausgenutzt, um Dichtegradienten durch Überlagerung eines „gestörten“ und eines „ungestörten“ Strahls sichtbar zu machen. Als Lichtquelle wurden früher Hochdrucklampen verwendet, heute werden jedoch vorwiegend Laser<sup>1</sup> eingesetzt. Der Nachteil der Hochdrucklampen besteht darin, dass die Lichtstrahlen (Wellenlänge  $\lambda$ ) nur über eine Wegstrecke von wenigen Millimetern bis Zentimetern phasengleich sind. Diese Wegstrecke wird als Kohärenzlänge bezeichnet und beträgt bereits bei kommerziell lieferbaren Lasern mehrere Meter [23, 24].

Das Prinzip der Interferometrie soll am Beispiel des in Abbildung 2.3 dargestellten *Mach-Zehnder-Interferometers* erläutert werden:

Der Laserstrahl wird über eine Sammellinse auf eine Lochblende (Pinhole) fokussiert, die sich im Brennpunkt des Konkavspiegels befindet. Das somit erzeugte parallele Strahlenbündel passiert eine Strahlteilerplatte und wird in zwei Teilstrahlen aufgespalten. Während einer der kohärenten Teilstrahlen die Messstrecke passiert, wird der andere Teilstrahl an der Messstrecke vorbei geleitet. Der ungestörte Strahl läuft durch eine Referenzkammer einstellbarer Dichte oder durch Kompensatorplatten, bevor beide Teilstrahlen in einer zweiten Teilerplatte wieder vereinigt werden. Über einen Konkavspiegel gleicher Brennweite, einen Planspiegel und eine Sammellinse erfolgt schließlich die Abbildung auf eine Mattscheibe oder in eine Kamera. Bei Dichtegradienten in der Messstrecke zeigen sich die auftretenden Phasenverschiebungen durch Interferenzstreifen in der Abbildung.

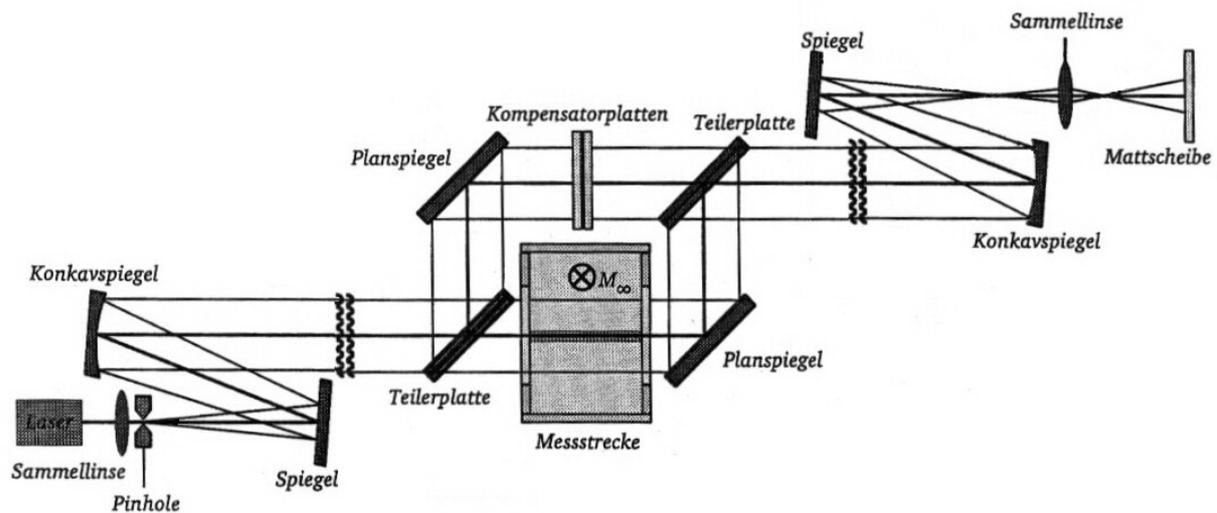


Abbildung 2.3 Mach-Zehnder-Interferometer [15].

In der praktischen Anwendung wird ein Spiegel um einen kleinen Winkel  $\xi$  aus der Interferometerebene gekippt, sodass schon im ungestörten Fall ein künstliches paralleles Interferenzstreifenmuster (Streifenabstand  $b = \lambda/\xi$ ) erzeugt wird. Treten Dichtegradienten auf, so deformieren sich die Interferenzstreifen und ihre Ablenkung

<sup>1</sup> Unterschiedliche Lasertypen sind z.B. in [20-22] beschrieben.

aus der parallelen Referenzlage ist proportional zur lokalen Dichte und zum Streifenabstand. Da sich jedoch mit einer größeren Streifenanzahl mehr Details auflösen lassen, wird der Winkel  $\xi$  jeweils an die Versuchsbedingungen angepasst.

Das Mach-Zehnder-Interferometer reagiert aufgrund der Referenzstrahlführung außerordentlich empfindlich auf Erschütterungen und Schwingungen. Deshalb wird oft eine andere Form des Interferometers, das *Schlieren-* oder *Differentialinterferometer*, eingesetzt (Abbildung 2.4). Statt der Trennung der beiden Lichtwege laufen zwei parallele Lichtstrahlen durch die Messstrecke und interferieren beim Auftreten von Dichtegradienten miteinander. Die Aufspaltung der Lichtstrahlen in die parallelen Teilstrahlen kann z.B. durch ein Wollaston-Prisma (Polarisationsstrahlteiler [24, 25]) erfolgen. Ein gleiches Prisma ist auf der anderen Seite der Messstrecke anzuordnen, um die Strahlen vor der Abbildung wieder zu vereinigen. Da die Teilstrahlen nicht an derselben Stelle durch die Messstrecke laufen, erfahren sie unterschiedliche Phasenverschiebungen, was zu einem Interferenzstreifenmuster auf der Mattscheibe führt.

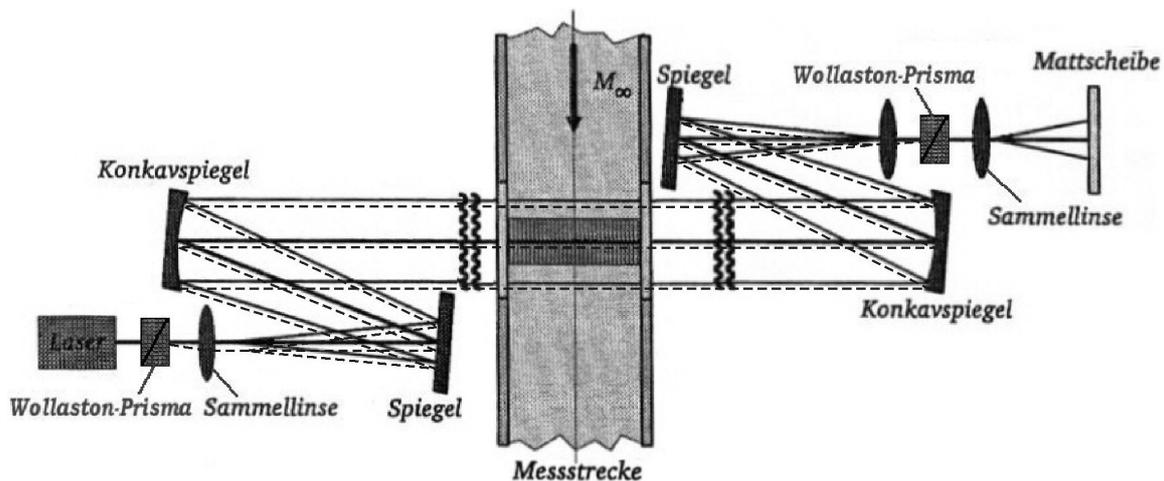


Abbildung 2.4 Schlieren- oder Differentialinterferometer.

Die Interferometrie ist für Messungen im Inneren einer Turbomaschine nicht einsetzbar und als Durchlichttechnik ebenfalls nicht für die Auflösung von räumlich gekrümmten Dichtegradienten geeignet. Die Ermittlung von 3D-Stoßkonfigurationen kann zurzeit nur indirekt über die Bestimmung des Geschwindigkeitsfeldes z.B. durch ein optisches Messverfahren erfolgen.

### 2.1.3 Laser-Doppler-Anemometrie

In der Sendeoptik eines Laser-Doppler-Anemometers (LDA) (Abbildung 2.5) wird das kohärente monochromatische Licht eines kontinuierlich arbeitenden Lasers durch ein Prisma in zwei parallele Strahlen geteilt. Eine Linse fokussiert die Strahlen im Messpunkt, wo durch die Überlagerung zweier monochromatischer kohärenter Laserstrahlen gleicher Frequenz ein Interferenzstreifenmuster in Richtung der Strahlachse entsteht. Der Streifenabstand hängt von der Wellenlänge  $\lambda$  des Laserlichts und vom Kreuzungswinkel  $\Theta$  der Laserstrahlen ab [10, 15, 16, 26, 27].

Passiert ein Partikel dieses Streifenmuster, so ist die Frequenz  $\nu$  des emittierten Streulichts umgekehrt proportional zum charakteristischen Streifenabstand und

proportional zur Strömungsgeschwindigkeit. Sie wird in der Empfangsoptik von einem Photodetektor erfasst und zur Signalverarbeitung übertragen. Die Partikelgeschwindigkeit  $u$  ergibt sich schließlich aus der Beziehung

$$u = \frac{v \cdot \lambda}{2 \cdot \sin\left(\frac{\Theta}{2}\right)}$$

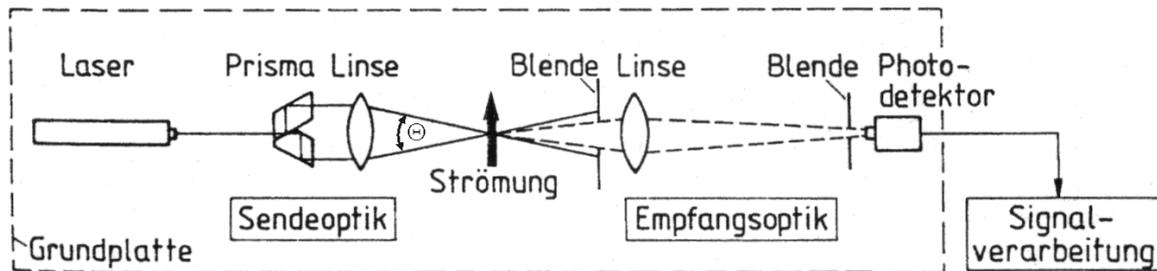


Abbildung 2.5 Aufbau eines Laser-Doppler-Anemometers [15].

Mit dem LDA-System lässt sich nur der Strömungsvektor bestimmen, der senkrecht zum Interferenzstreifenmuster (d.h. senkrecht zur Achse des LDA-Systems) verläuft. Soll auch noch eine zweite Geschwindigkeitskomponente erfasst werden, so muss die gesamte Anordnung um ihre Längsachse gedreht (sukzessive Erfassung der Geschwindigkeitskomponenten) oder eine zweite LDA-Komponente mit einer anderen Wellenlänge senkrecht zur ersten angeordnet werden (Abbildung 2.6).

Beim 2-Komponenten-LDA wird von der Empfangsoptik zunächst eine Überlagerung der einzelnen Streusignale detektiert, sodass diese getrennt und den Interferenzfeldern zugeordnet werden müssen. Dies erfolgt entweder optisch durch den Einsatz von Farbfiltern oder aber elektronisch mit Hilfe der Signalverarbeitung. Damit liegen die Signale für beide Richtungen getrennt vor, und es können die zugehörigen Geschwindigkeitskomponenten ermittelt werden. Für die vollständige Bestimmung des 3D-Geschwindigkeitsvektors wird noch eine dritte LDA-Komponente wiederum anderer Wellenlänge benötigt. Diese sollte, wenn möglich, orthogonal zu den beiden anderen Komponenten angeordnet sein.

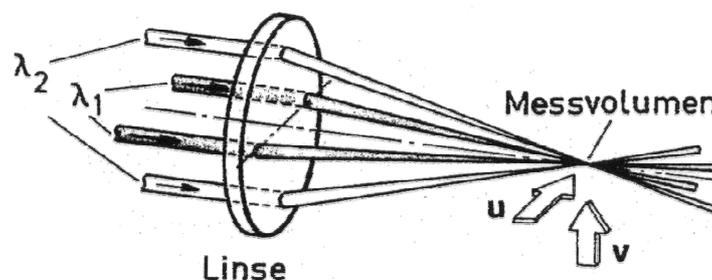


Abbildung 2.6 Prinzip des 2-Komponenten-LDAs [15].

Das 3-Komponenten-LDA ermöglicht die zeitgleiche, punktförmige Erfassung aller drei Komponenten des Geschwindigkeitsvektors an einem Ort. Für die detaillierte

Vermessung eines Strömungsfeldes muss das gesamte System sukzessive traversiert werden, was relativ große Messfenster erforderlich macht und zu relativ langen Messzeiten führt. Aufgrund ihrer charakteristischen Eigenschaft wird die Laser-Doppler-Anemometrie in hochturbulenten Strömungen mit guter optischer Zugänglichkeit, z.B. in Brennkammern, eingesetzt. Wie u.a. Untersuchungen von Jakoby [28] zeigen, ist die Bestimmung des 3D-Geschwindigkeitsfeldes im Rotor einer Turbine mit entsprechendem messtechnischen Aufwand möglich. Die Erfassung der dritten Komponente erfolgt dabei über einen Spiegel, der stromab in die Strömung eingebracht wird. Für Messungen zwischen den Schaufeln des Verdichterrotors ist diese Technik eher ungeeignet, da hier ein solcher Spiegel stromauf angeordnet werden müsste und die Strömung dadurch gestört würde.

### 2.1.4 Laser-2-Fokus-Anemometrie

Die Laser-2-Fokus-Anemometrie (L2F) wird von Albrecht [26] als Grenzfall der Laser-Doppler-Anemometrie bezeichnet. Der prinzipielle Aufbau des von Schodl [29, 30] entwickelten Laser-2-Fokus-Anemometers ist in Abbildung 2.7 dargestellt. Wie die Einzelheit X zeigt, trifft der Laserstrahl auf ein Rochonprisma (Polarisationsstrahlteiler) und wird in zwei gleich intensive, in sich parallele Teilstrahlen aufgespalten. Die folgende Linse ist so angeordnet, dass ihr Brennpunkt mit dem Teilungspunkt der Strahlen zusammenfällt und diese die Linse parallel zueinander verlassen. Jeder der Teilstrahlen wird dabei in der zweiten Brennebene fokussiert.

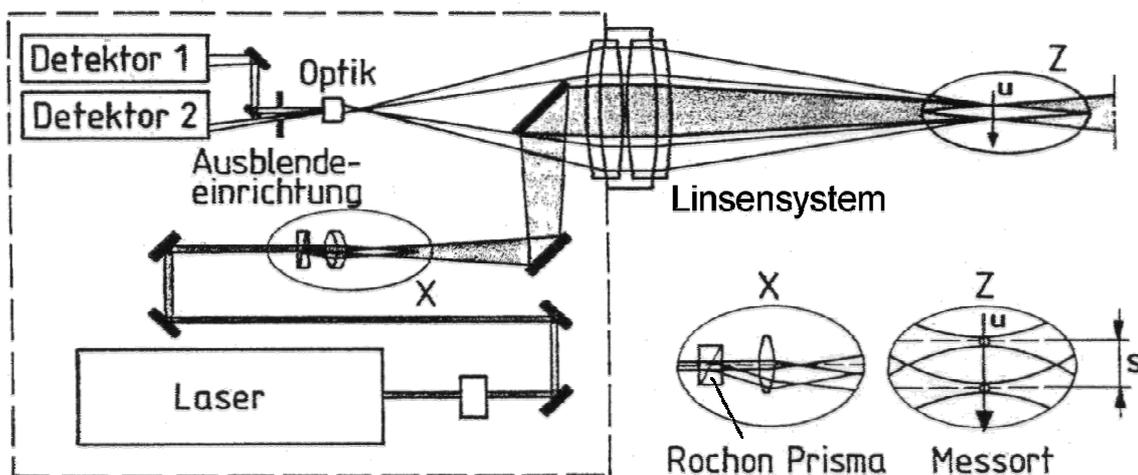


Abbildung 2.7 Aufbau eines Laser-2-Fokus-Anemometers [29].

Über den inneren Teil des Linsensystems werden die beiden Strahlen auf das Messvolumen übertragen, sodass am Messort zwei stark fokussierte parallele Lichtstrahlen vorliegen, die dort als Lichtschranke für die Partikel wirken. Alternativ können auch bei leicht verändertem Versuchsaufbau parallele Laserstrahlen unterschiedlicher Wellenlänge für das Start- und das Stoppsignal genutzt werden. Ein von der Strömung mitgeführtes Teilchen, das beide Strahlen durchläuft, sendet zwei aufeinander folgende Streulichtimpulse aus. Der rückwärts gestreute Anteil dieser Impulse wird vom äußeren Bereich des Linsensystems aufgenommen und auf zwei Photodetektoren gelenkt, die jeweils einem Strahl im Messvolumen zugeordnet

sind. Der detektierte zeitliche Abstand  $\Delta t$  der Lichtimpulse ist ein Maß für die Geschwindigkeitskomponente senkrecht zur Strahlachse.

Durch systematisches Verdrehen der durch die beiden Strahlen aufgespannten Ebene – dies geschieht durch Verdrehen des Rochonprismas – lässt sich eine Häufigkeitsverteilung für Flugzeit und Flugrichtung der Partikel bestimmen. In jeder Winkelstellung müssen dafür einige tausend Flugzeitmessungen durchgeführt und zunächst mit statistischen Methoden die Fehlmessungen von den richtigen Flugzeitmessungen getrennt werden. Diese Fehlmessungen entstehen, wenn zwei unterschiedliche Teilchen das Start- und das Stoppsignal für den Zeitmessvorgang auslösen und zeigen sich bei einer statistischen Darstellung als konstanter Untergrund.

Die Auswertung der Messdaten liefert den zweidimensionalen mittleren Geschwindigkeitsvektor im Messpunkt nach Betrag und Richtung, sowie Turbulenzgrade, Schubspannungen und andere höhere Momente der Schwankungsgeschwindigkeiten. Zur Messung der dritten Komponente können z.B. zwei L2F-Systeme dasselbe Messvolumen aus unterschiedlichen Richtungen (eingeschlossener Winkel mindestens  $30^\circ$ ) beobachten. Der gesuchte Geschwindigkeitsvektor ergibt sich dann aus einer geometrischen Transformation der beiden Messergebnisse. Für die Einsetzbarkeit einer solchen Anordnung sind jedoch relativ große Messfenster erforderlich [8].

Für „besonders schwer zugängliche Stellen“, z.B. das Innere einer Turbomaschine, wurde von Karpinski [31] ein 3-Komponenten-Doppler-L2F-System (Abbildung 2.8) entwickelt. Es entstand durch Erweiterung eines mehrfarbigen L2F-Systems um den sogenannten „Doppler-Teil“ und ermöglicht die gleichzeitige Erfassung der drei Komponenten des Geschwindigkeitsvektors aus ein und derselben Blickrichtung [32, 33].

Die Lichtquelle ist ein im Vielfarbenbetrieb (multi-line) arbeitender Argon-Ionen-Laser, der bezüglich der Wellenlänge  $\lambda = 514,5$  nm frequenzstabilisiert ist. Das Laserlicht wird in eine Lichtleitfaser eingekoppelt und zum Messkopf geleitet. Dort tritt das Laserlicht divergent aus der Faser aus und wird durch die Linse L1 gesammelt, parallel gerichtet und gelangt zu einem Strahlteilerprisma (in diesem Fall ein Dispersionsprisma [24, 25]). Hier erfahren die Laserstrahlen (je nach Wellenlänge  $\lambda$ ) eine unterschiedlich starke Winkelablenkung, sodass durch die Linse L2 schließlich fünf parallele, verschiedenfarbige Strahlen mit unterschiedlichen Abständen in das Messvolumen (MV) abgebildet werden.

Beim Durchfliegen dieser Strahlen senden die Partikel mehrfarbiges Streulicht aus, das vom äußeren Bereich der Linse L2 gesammelt und durch dasselbe Dispersionsprisma zurückgeleitet wird. Die unterschiedlichen Farben werden gerade so abgelenkt, dass das an verschiedenen Orten im Messvolumen erzeugte Licht durch die Linse L3 in einen einzigen Punkt abgebildet und in eine gemeinsame Lichtleitfaser eingekoppelt wird. Diese Faser wirkt gleichzeitig als Raumblende und führt das vielfarbige Streulicht zu einer Detektoreinheit. Dort wird das Licht wiederum über einen Farbteiler in die Anteile unterschiedlicher Wellenlängen aufgeteilt und in drei getrennte Lichtleitfasern eingekoppelt.

Das Streulicht der Wellenlängen 488 nm und 496 nm wird dem L2F-Teil der Auswerteeinheit zugeführt, wo die Start- und die Stoppsignale für die Flugzeitmessung über zwei Photomultiplier ermittelt werden. Die statistische Signalanalyse liefert die zur Einstrahlrichtung des Laserlichts senkrechten Geschwindigkeits-



des Streulichts, die Doppler-Verschiebung und schließlich die Geschwindigkeit des Teilchens in Richtung der optischen Achse ermittelt werden.

Die L2F-Technik, auch in Verbindung mit dem Doppler-Teil, ist bereits mehrfach für Messungen im Inneren von Turbomaschinen eingesetzt worden [8, 31, 33, 37]. Dabei lassen sich die Strömungsgeschwindigkeiten mit einem Messfehler von unter 1 % bestimmen. Da es sich wie beim LDA um ein punktförmiges Messverfahren handelt, steigt die Messzeit mit dem Detaillierungsgrad (d.h. mit der Anzahl der Messpunkte) an.

### 2.1.5 Doppler-Global-Velocimetry

Die Doppler-Global-Velocimetry ist ein flächiges Messverfahren, bei dem der Laserstrahl zu einem Lichtschnitt mit einigen Zentimetern Höhe aber typischerweise nur weniger als einem halben Millimeter Dicke aufgeweitet und in die Messstrecke eingebracht wird (Abbildung 2.9). Die Geschwindigkeitsmessung erfolgt mit Hilfe der Doppler-Verschiebung, sodass der verwendete Argon-Ionen-Laser bei der Wellenlänge  $\lambda = 514,5 \text{ nm}$  frequenzstabilisiert wird, jedoch im Gegensatz zum Doppler-L2F im Einfarbenbetrieb (single-line) arbeitet.

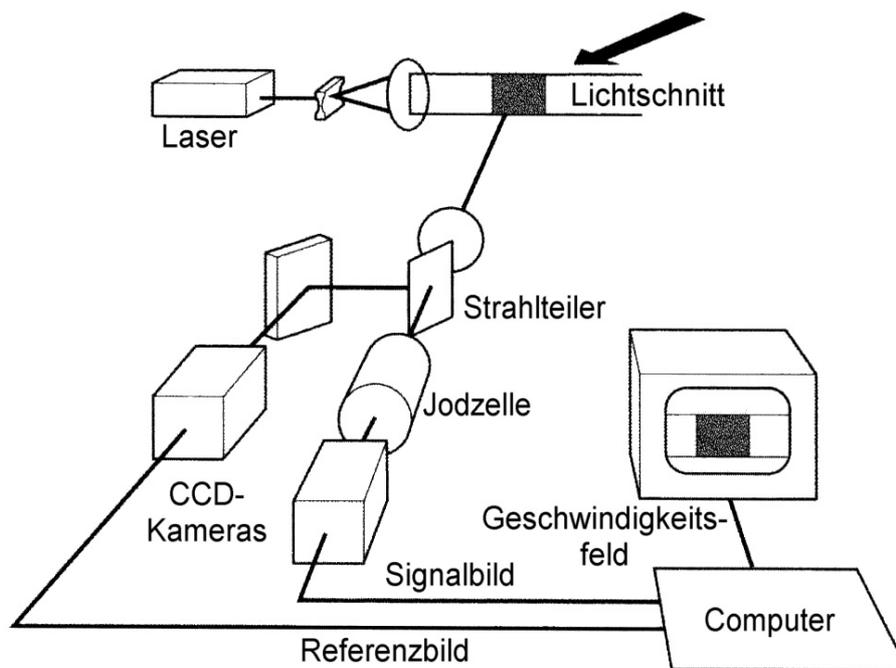


Abbildung 2.9 DGV-Prinzipbild [38].

In der Empfangsoptik wird das Streulicht durch eine 50:50 Strahlteilerplatte in zwei Teilstrahlen gleicher Intensität aufgeteilt. Der Referenzstrahl wird über einen Umlenkspiegel direkt auf eine CCD<sup>3</sup>-Kamera abgebildet, während der Signalstrahl zuerst eine Jodzelle durchläuft und dann auf eine zweite CCD-Kamera desselben Typs trifft. Die Abschwächung, die der Signalstrahl beim Durchlaufen der Jodzelle erfährt, ist von der Frequenz des Streulichts abhängig und wird durch Division der aufgenommenen Bilder bestimmt. Da das Absorptionsverhalten der Zelle aus

<sup>3</sup> CCD: Charge Coupled Device

Rechnungen und/oder Kalibrationsmessungen bekannt ist, lässt sich für jeden Bildpunkt der Kamera die Frequenz des Streulichts und daraus die Komponente des Geschwindigkeitsvektors in Richtung der Winkelhalbierenden zwischen Einstrahlrichtung des Laserlichts und Blickrichtung der Kamera ermitteln. Der Messfehler ist dabei nahezu unabhängig von der Strömungsgeschwindigkeit und liegt bei etwa 1 m/s [39].

Zur vollständigen Bestimmung aller Komponenten wird bei dem von Röhle [38, 39] entwickelten System der Lichtschnitt nacheinander aus drei zueinander orthogonalen Richtungen in die Messstrecke eingebracht und von einer ebenfalls senkrecht dazu angeordneten, ortsfesten Empfangsoptik aufgenommen. Durch Auswertung der drei Bildpaare liegen in jedem Bildpunkt alle drei Komponenten des Geschwindigkeitsvektors in zeitlich gemittelter Form vor. Für zeitaufgelöste Strömungsuntersuchungen muss *ein* Lichtschnitt aus *drei* unterschiedlichen Richtungen mit voneinander unabhängigen Kamerasystemen betrachtet werden. Der apparative Aufwand ist wesentlich größer, und es ist für mindestens eines der Kamerasysteme eine zum Teil recht aufwendige Bildverzerrung erforderlich. Die Verwendung von Pulslasern und die kaum umgehbare Speckleproblematik sind Gründe dafür, zeitaufgelöste Messungen mit der grundsätzlich einfacher zu handhabenden und effizienteren PIV-Messtechnik (s.u.) durchzuführen.

Soll die Geschwindigkeit im gesamten Messvolumen mit dem DGV-System von Röhle bestimmt werden, so müssen die drei Lichtschnittköpfe parallel verschoben und somit die Untersuchungen nacheinander in unterschiedlichen Ebenen durchgeführt werden. Im PC lässt sich dann das volumetrische Geschwindigkeitsfeld aus den Einzelmessungen zusammensetzen. Beispiele solcher Messungen finden sich in [9, 36, 38-43].

Mit der DGV-Technik lassen sich Strömungsmittelwerte von dreidimensionalen Geschwindigkeitsfeldern in relativ kurzen Versuchszeiten bestimmen und dadurch auch 3D-Stoßkonfigurationen ermitteln. Dafür muss eine entsprechende optische Zugänglichkeit zur Messstrecke gegeben sein. Dies ist für Messungen zwischen den Laufschaufeln eines Verdichters nicht der Fall, da die Lichtschnitte lediglich über stromauf und stromab angeordnete Sonden eingebracht werden können. Dabei ist nicht auszuschließen, dass die stromauf befindliche Sonde die Strömung am Ort der Messung beeinflusst. Die DGV-Technik ist somit nicht das geeignete Messverfahren für die Bestimmung der Stoßlage in einem transsonischen Verdichter.

### **2.1.6 Particle-Image-Velocimetry**

Ein weiteres flächiges Geschwindigkeitsmessverfahren ist die Particle-Image-Velocimetry (PIV). Anders als mit der DGV-Technik kann mit ihrer Hilfe die Teilchengeschwindigkeit in einem 2D-Strömungsfeld *zeitlich* und *örtlich* hoch aufgelöst erfasst werden<sup>4</sup>. Hierfür wird z.B. ein Hochleistungs-Duallaser (Nd:YAG-Laser mit einer Pulsleistung von 25 - 30 MW) eingesetzt, der zwei Lichtblitze von  $\approx 5$  ns Pulslänge mit einer mittleren Pulsenergie von  $\approx 125 - 150$  mJ / Puls erzeugt. Der Abstand dieser Blitze liegt im Bereich von 1 - 20  $\mu$ s und wird an die Geschwindigkeit der zu untersuchenden Strömung angepasst.

---

<sup>4</sup> Eine Gegenüberstellung der Eigenschaften von PIV und DGV findet sich in [42, 43]

Für die Messungen muss der Laser so angeordnet werden, dass das Laserlicht über eine geeignete Optik zu einem Lichtschnitt von ca. 1 mm Dicke geformt und über einen Umlenkspiegel in die Messstrecke eingebracht werden kann. Die *direkte* Einbringung ist erforderlich, da aufgrund der Zerstörschwelle von Quarzglasfasern (ca.  $1 \text{ GW/cm}^2$  für ns-Pulse) und der geforderten Lichtschnittdicke keine Lichtleitfasern eingesetzt werden können. Die maximale Leistungsgrenze einer Multimode-Quarzglasfaser mit einem relativ großen Kerndurchmesser von  $200 \mu\text{m}$  liegt nach Risse [44] – mit einer Sicherheit vom Faktor 2 – bei etwa 160 kW; um Größenordnungen unter der Pulsleistung des für PIV eingesetzten Nd:YAG-Lasers.

Die Ausrichtung des Lichtschnitts im Bezug auf die Hauptströmungsrichtung entscheidet darüber, welche zwei Komponenten der Geschwindigkeit gemessen werden. Dabei kann der Lichtschnitt zur Vermessung des gesamten Strömungsfeldes parallel verschoben werden (Abbildung 2.10). Detaillierte Ausführungen zur PIV-Technik finden sich in [10, 15, 45, 46].

Die der Strömung zugegebenen Streupartikel leuchten im Lichtschnitt auf. Das Streulicht und damit die Partikel werden von einer hochauflösenden CCD-Kamera mit Blickrichtung senkrecht zum Lichtschnitt auf dem CCD-Chip abgebildet. Dabei erfahren die Partikel in der kurzen Zeit zwischen den beiden Laserlichtpulsen einen Versatz im Lichtschnitt.

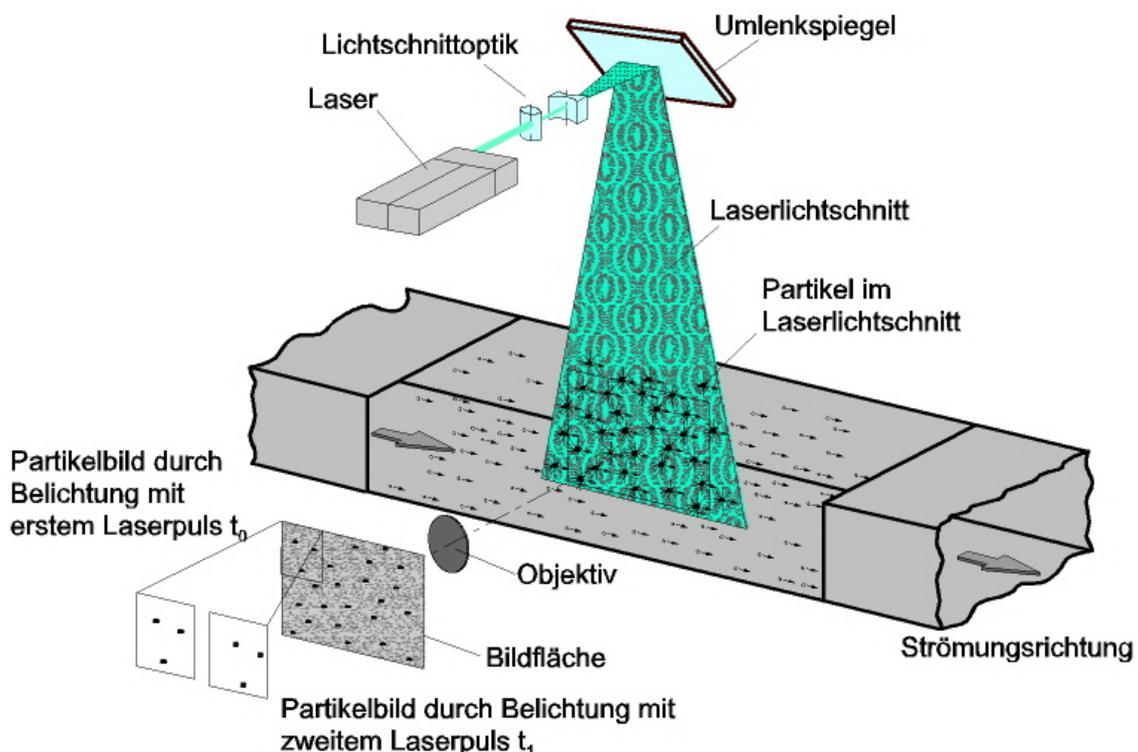


Abbildung 2.10 Prinzip der Particle-Image-Velocimetry [47].

Es gibt zwei Möglichkeiten der Bildaufnahme:

- die „ältere“ Methode, die die beiden aufeinander folgenden Bilder durch Doppelbelichtung in einem Bild speichert (Single-Frame Double-Exposure) und
- die „neuere“ Methode, die die beiden Aufnahmen auf zwei verschiedenen Bildern festhält (Double-Frame Single-Exposure).

Für die Auswertung wird die Bildfläche in relativ kleine Ausschnitte (Auswertefenster) unterteilt, aus denen dann der Betrag, die Richtung und die Orientierung der Absolutgeschwindigkeit ermittelt werden. Das geschieht entweder durch Bestimmung und Auswertung der Autokorrelationsfunktion (AKF) der einen, doppelt belichteten Aufnahme oder durch Bestimmung und Auswertung der Kreuzkorrelationsfunktion (KKF) der zwei Aufnahmen. Mit diesen flächigen Korrelationsfunktionen wird in der Lichtschnittebene der Versatz (Richtung und Abstand) der Partikel ermittelt und aus dem zeitlichen Abstand der Laserpulse ( $t_1 - t_0$ ) der Geschwindigkeitsvektor bestimmt [46, 48, 49].

Ein mit der PIV-Technik erzeugtes Doppelbild gibt eine Momentaufnahme der Strömung wieder. Da bei dieser Messtechnik hochauflösende CCD-Kameras eingesetzt werden, liegt die Größe der Bilddatei bei etwa 5 Megabyte. Die Bestimmung der Geschwindigkeitsmittelwerte in der Lichtschnittebene ist möglich, wenn ca. 100 Doppelbilder aufgenommen werden. Sind auch die Turbulenzgrade der Strömung von Interesse, so ist die Aufnahme von ca. 1000 Doppelbildern pro Lichtschnittebene erforderlich. Wenn das Strömungsfeld z.B. in 10 Schnitten vermessen wird, entsteht dadurch eine Datenmenge von etwa 50 Gigabyte, die gespeichert und ausgewertet werden muss.

Mit der Particle-Image-Velocimetry wird die Projektion des Geschwindigkeitsvektors in eine Ebene normal zur Beobachtungsrichtung ermittelt (zwei Komponenten). Sollen alle drei Komponenten der Geschwindigkeit bestimmt werden, so kann dies durch den Einsatz von zwei Kameras geschehen, die zeitgleich Bilder des Lichtschnitts aus unterschiedlichen Richtungen aufnehmen. Diese Technik wird Stereo-PIV genannt [50].

Die Genauigkeit, mit der die drei Geschwindigkeitskomponenten beim Stereo-PIV erfasst werden, ist von der Anordnung der Kameras abhängig und wurde von Coudert [51] untersucht. Dabei wurden mehrere Messungen durchgeführt, bei denen die Kameras jeweils unter verschiedenen Winkeln zueinander angeordnet waren. Das aufgenommene Objekt war ein zufälliges Punktmuster auf einem Blatt Papier, welches auf einem 3-Achsen-Verschiebetisch platziert wurde. Die Untersuchungen zeigten, dass ein Winkel von  $60^\circ$  für eine symmetrische Anordnung der beiden Kameras einen guten Kompromiss zwischen hoher Genauigkeit und geringem Platzbedarf darstellt.

Beim Einsatz der PIV-Technik in einer Turbomaschine ist die Erzeugung und Einbringung des Lichtschnitts technisch schwierig, weil keine Lichtleitfasern eingesetzt werden können (s.o.). Ein weiterer Aspekt ist, dass die aufgenommenen Bilder nur dann auswertbar sind, wenn die einzelnen Partikel scharf abgebildet werden. Dadurch sind Bildleiter oder Bildverstärker ebenfalls nicht einsetzbar, und es ist nicht nur für die Einbringung des Lichtschnitts, sondern auch für das Kamerasystem ein guter optischer Zugang zur Messstrecke erforderlich. Sollte dieser gegeben sein, lässt sich zumindest das 2D-Geschwindigkeitsfeld im Inneren der Maschine und daraus die Lage der Verdichtungsstöße bestimmen.

## **2.2 Ansatzmöglichkeiten zur Visualisierung von 3D-Stoßkonfigurationen**

### **2.2.1 Background Oriented Schlieren**

Die „Background Oriented Schlieren Technique“ (BOS) dient der Visualisierung von Brechungsindexänderungen (Dichteänderungen) und ist auch für Messungen in Strömungen großen Querschnitts geeignet [52-57]. Im Gegensatz zur Schlierentechnik werden dafür keine hochwertigen optischen Komponenten benötigt. Stattdessen wird ein zufälliges Punktmuster oder ein kontrastreicher Hintergrund auf der einen Seite der Messstrecke von einer hochauflösenden CCD-Kamera auf der anderen Seite abgebildet. Für die Ermittlung von Dichteänderungen sind zwei Aufnahmen erforderlich, ein Referenzbild ohne Strömung und das Signalbild. Diese werden mit Hilfe von geeigneten Korrelationsfunktionen ausgewertet.

Die „Background Oriented Stereoscopic Schlieren Technique“ (BOSS) [53] arbeitet mit zwei Kameras, die dasselbe Bild unter verschiedenen Winkeln aufnehmen. Dadurch wird kein Referenzbild benötigt. Für die Auswertung werden dann Kreuzkorrelationsfunktionen eingesetzt. Durch die Integration der Dichteinformationen in der Durchstrahlrichtung lassen sich jedoch auch beim Einsatz mehrerer Kameras keine dreidimensionalen Stoßkonfigurationen bestimmen. Für den Einsatz in der Turbomaschine ist das Messverfahren ebenso wenig geeignet wie die Schlierentechnik selbst.

### **2.2.2 Planare Laserinduzierte Fluoreszenz**

Die Laserinduzierte Fluoreszenz (LIF) ist ein berührungsloses, laseroptisches Verfahren zur Messung von Konzentrations- oder Temperaturverteilungen in Fluiden. Durch den Einsatz von Pulslasern sind auch zeitaufgelöste Untersuchungen möglich. Für flächige Messungen wird das Laserlicht in Form eines Lichtschnitts in die Messstrecke eingebracht, jedoch können aufgrund der hohen Pulsleistung keine Lichtleitfasern für die Strahlführung verwendet werden (siehe Kapitel 2.1.6). Das flächige Verfahren wird als Planare Laserinduzierte Fluoreszenz (PLIF) bezeichnet.

Das Messverfahren basiert auf der spontanen Photonenemission (Fluoreszenz) von Molekülen bzw. Atomen nach einer vorangegangenen Absorption von Laserlicht *geeigneter* Wellenlänge. Bei der Fluoreszenz handelt es sich um eine quantenmechanische Wechselwirkung zwischen den einfallenden Photonen und den Elektronen des Moleküls bzw. Atoms. Die Elektronen werden zunächst durch die Absorption eines Photons auf ein höheres, instabiles Energieniveau angehoben und gelangen zu einem späteren Zeitpunkt (1 - 100 ns) [58] durch Emission von frequenzverschobenem Licht wieder auf das Grundniveau zurück. Dieses Fluoreszenzlicht wird von einer bildverstärkten CCD-Kamera eingefangen und mit einem PC ausgewertet.

Im Zusammenhang mit der laserinduzierten Fluoreszenz werden unterschiedliche Lasertypen eingesetzt. Für die Spektroskopie von NO-Molekülen sind KrF-Excimer-Laser mit einer Wellenlänge von  $\lambda \approx 248$  nm [59, 60] oder frequenzverdoppelte Farbstofflaser mit einer Wellenlänge von  $\lambda \approx 226$  nm [60-64] geeignet. Die Farbstofflaser werden dabei z.B. von einem Nd:YAG-Laser oder von einem Excimer-Laser gepumpt. Soll die Konzentration von OH-Molekülen ermittelt werden, so kann

dies ebenfalls mit Hilfe eines KrF-Excimer-Lasers [59] oder eines Farbstofflasers mit einer Wellenlänge von  $\lambda \approx 283 \text{ nm}$  [64, 65] erfolgen.

Durch die Abhängigkeit der Fluoreszenzintensität u.a. von den physikalischen Randbedingungen wie Druck und Temperatur, können mit der PLIF-Technik auch Verdichtungsstöße sichtbar gemacht werden. Palma [60], Danehy [61, 62] und Kamel [64] haben dafür das schmalbandige Laserlicht eines Farbstofflasers genutzt und das Fluoreszenzlicht von Stickoxid (NO) analysiert. Die Untersuchungen wurden u.a. für einen Keil und einen Zylinder bei Überschallanströmung durchgeführt und zeigen – durch eine deutliche Veränderung der Leuchtintensität – die Lage der Verdichtungsstöße und der Expansionszonen.

Durch wiederholte Messungen mit parallel verschobenem Lichtschnitt (bei den Untersuchungen nicht erfolgt) lässt sich mit der PLIF-Technik auch eine dreidimensional ausgedehnte Stoßfront sichtbar machen. Auch der Einsatz dieses spektroskopischen Verfahrens im Inneren eines transsonischen Verdichters ist technisch möglich, jedoch muss der Lichtschnitt, wie beim Einsatz der PIV-Technik, durch eine direkte Strahlführung in die Maschine eingebracht werden. Sollte eine entsprechende optische Zugänglichkeit gegeben sein, ist die PIV-Technik vorzuziehen, weil dann nicht nur die Stoßlage, sondern das gesamte Geschwindigkeitsfeld erfasst werden kann.

### **2.2.3 Quantitative Density Visualisation**

Bereits in den siebziger Jahren entstand die Idee für ein Messverfahren zur Ermittlung von 3D-Stoßkonfigurationen, bei dem der Dichteanstieg indirekt über den Konzentrationsanstieg eines der Strömung beigemischten Stoffes nachgewiesen wird. Epstein [66, 67] führte diesbezüglich Untersuchungen durch, in denen der Strömung ein fluoreszierendes Gas zugegeben und ein Lichtschnitt mit einem blitzlampen-gepumpten Farbstofflaser erzeugt wurde. Als besondere Schwierigkeit erwies sich, ein geeignetes Gas zu finden, welches die Eigenschaften:

- Fluoreszenzintensität nur von der Dichte des Gases abhängig,
- ausreichend hoher Dampfdruck und
- Emission von Streulicht mit geeigneter Wellenlänge

erfüllt. Aus diesem Grund wurden diese Ansätze in späterer Zeit nicht weiter verfolgt.

Am Institut für Antriebstechnik des DLR gibt es einen ähnlichen Ansatz zur Stoßlagenbestimmung, jedoch werden hier Partikel (vorwiegend Öltröpfchen) anstelle des fluoreszierenden Gases in die Strömung gegeben. Der Dichteanstieg aufgrund des Verdichtungsstoßes wirkt sich auf die Partikel ebenfalls in einem Konzentrationsanstieg aus, der unter Einsatz von Laserlicht messtechnisch erfasst werden kann. Erste Untersuchungen hierzu erfolgten von Röhle im Rahmen der Entwicklung des DGV-Messverfahrens in einem Verdichter bei der ONERA [39, 40, 68-70].

Für die Messungen wurden ein Dioden-gepumpter, frequenzverdoppelter cw<sup>5</sup> YAG-Laser mit einer Leistung von 400 mW und eine bildverstärkte CCD-Kamera eingesetzt. Die Bildaufnahme erfolgte synchron zur Drehzahl des Verdichterrisors, wobei durch Mehrfachbelichtung des CCD-Chips eine mittlere Stoßlage ermittelt

---

<sup>5</sup> cw: continuous wave

wurde. Die dreidimensionale Ausdehnung der Stoßfront in der Schaufelpassage konnte erfasst werden, indem der Lichtschnitt in unterschiedlichen Abständen zur Nabe aufgespannt wurde.

Die Messungen haben bestätigt, dass sich die Stoßkonfiguration mit dem Betriebszustand der Maschine ändert. Auch der erste Einsatz der neuen Visualisierungstechnik hat gezeigt, dass sich aus dem gewählten Ansatz ein leistungsfähiges Messverfahren entwickeln lässt. Es kann in Ergänzung zu den etablierten Messverfahren auch im Inneren einer Turbomaschine eingesetzt werden. Durch die flächige Ausleuchtung der Strömung sind dabei kürzere Messzeiten als z.B. bei der Bestimmung des Geschwindigkeitsfeldes mit der L2F-Technik erforderlich.

### 3 Messverfahren zur Visualisierung von Verdichtungsstößen

#### 3.1 Messaufgabe und Lösungsansatz

Die Kenntnis über die Lage von Verdichtungsstößen stellt eine quantitative Information dar, die der Beurteilung von transsonischen Strömungen und der Validierung von numerischen Berechnungsverfahren dienen kann. Mit den in der experimentellen Strömungsanalyse etablierten Visualisierungstechniken (Schlierentechnik und Interferometrie) ist jedoch nur die Bestimmung von zweidimensional ausgedehnten Stoßkonfigurationen bei relativ guter optischer Zugänglichkeit möglich. Gerade zur Beurteilung der komplexen Strömung im Inneren eines Verdichters ist es bislang erforderlich, durch zeitaufwendige Messungen das gesamte 3D-Geschwindigkeitsfeld zu bestimmen. Dafür wird z.B. die punktförmige L2F-Technik (Kapitel 2.1.4) eingesetzt, bei der die Versuchszeit mit der erforderlichen Messpunktdichte ansteigt. Der Einsatz von flächigen Geschwindigkeitsmessverfahren wie z.B. DGV (Kapitel 2.1.5) und PIV (Kapitel 2.1.6) im Inneren einer Turbomaschine ist aufgrund der begrenzten optischen Zugänglichkeit, wenn überhaupt, nur mit erheblichem Aufwand möglich.

Da die Messungen in einer Turbomaschine mit hohen Versuchskosten verbunden sind, besteht der Bedarf für ein Messverfahren, welches

- gegenüber einem punktförmigen Verfahren vergleichsweise kurze Messzeiten erfordert,
- die Visualisierung von 3D-Stoßkonfigurationen ermöglicht,
- bei schlechter optischer Zugänglichkeit einsetzbar ist,
- berührungslos arbeitet und
- der Versuchsüberwachung dienen kann, d.h. Ergebnisse in Echtzeit liefert.

Da für zeitaufgelöste Geschwindigkeitsmessungen die PIV-Technik zur Verfügung steht, soll das Messverfahren auf die Bestimmung von Mittelwerten ausgerichtet sein. Dadurch kann, anders als bei der PIV-Technik, mit Laserleistungen unter 3 Watt gearbeitet werden, was den Einsatz von Lichtleitfasern und Lichtschnittsonden ermöglicht.

Die Verdichtungsstöße in transsonischen Strömungen verursachen eine nahezu sprunghafte Zunahme der Gasdichte<sup>6</sup>. Wenn sich Partikel in dem Gas befinden, so steigt auch die Konzentration der Partikel über den Stoß an. Dies lässt sich anhand von Abbildung 3.1 erläutern:

In dem dargestellten Gaselement befindet sich eine konstante Anzahl an Partikeln. Wird das Gas komprimiert, so nimmt das Volumen des Elementes ab und die Dichte des Gases zu. Durch die Kompression nimmt auch der mittlere Partikelabstand ab, d.h. die Konzentration der Partikel steigt an und verhält sich somit proportional zur Dichte des Gases. Diese Proportionalität kann ausgenutzt werden, um die Dichte-

---

<sup>6</sup> Über den Verdichtungsstoß erfolgt der Anstieg von Druck  $p$ , Dichte  $\rho$  und Temperatur  $T$  in einer extrem dünnen Schicht, die von der Größenordnung einiger mittlerer freier Weglängen der Gasmoleküle (für Luft  $\approx 10^{-7}$  m) ist [71].

änderung des Gases sichtbar zu machen. Dafür wird Laserlicht in die Messstrecke eingebracht und die Intensität des Streulichts als Maß für die Partikelkonzentration messtechnisch erfasst.

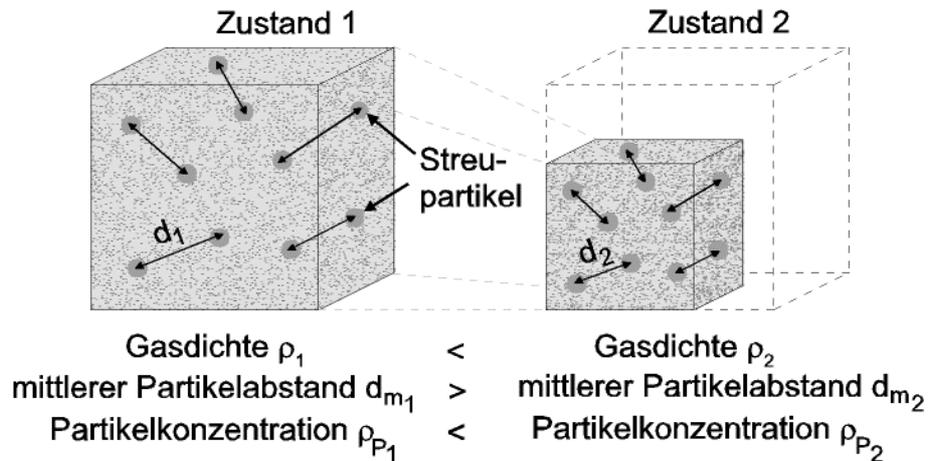


Abbildung 3.1 Gaselement bei Kompression (1→2) bzw. Expansion (2→1).

### 3.2 Partikelauswahl

Bis auf wenige Ausnahmen müssen die Partikel der Strömung zugegeben werden. Dabei sollten die Partikel so klein sein, dass sie der starken Geschwindigkeitsänderung über einen Verdichtungsstoß *nahezu* schlupflos folgen. Dann nimmt die Konzentration der Partikel und damit die Intensität des Streulichts über den Stoß etwa in gleichem Maße wie die Dichte des Gases zu. Da nicht nur das Folgeverhalten, sondern auch die Intensität des Streulichts von der Größe der Partikel abhängt, ist die Auswahl der Partikel ein Kompromiss zwischen *gutem Folgeverhalten* (kleine Partikel) und *hoher Streulichtintensität* (große Partikel).

Zum Folgeverhalten von Partikeln in Abhängigkeit von ihrer Größe wurden u. a. von Schulze [72], Lang [73, 74] und Olejak et al. [75] ausführliche Untersuchungen durchgeführt. Schulze hat für Partikel unterschiedlicher Größe das Folgeverhalten über einen senkrechten und einen schrägen Verdichtungsstoß (Umlenkwinkel  $\beta = 14^\circ$ ) bei  $Ma = 2,0$  auf Grundlage von unterschiedlichen Widerstandsmodellen untersucht. Die Kurvenverläufe für den senkrechten Stoß sind in Abbildung 3.2 dargestellt. Es zeigt sich, dass selbst Partikel mit einem Durchmesser von  $d_p = 0,5 \mu\text{m}$  noch eine Strecke von etwa 1,5 mm, also das 3000-fache ihres Durchmessers, benötigen, um nach dem Verdichtungsstoß wieder die Geschwindigkeit der sie umgebenden Gasmoleküle anzunehmen. Bei einem Durchmesser von  $d_p = 1,0 \mu\text{m}$  beträgt die Strecke bereits über 4 mm.

Neben theoretischen Untersuchungen hat Lang auch PIV-Messungen an einem schrägen Verdichtungsstoß unter Zugabe von Partikeln mit einem mittleren Durchmesser von  $d_p = 1,96 \mu\text{m}$  und einer Machzahl von  $Ma = 2,0$  durchgeführt. Im Experiment wurde der Stoß von einer ebenen, um  $\beta = 6,2^\circ$  angestellten Platte erzeugt. Die Ergebnisse zeigten eine relativ gute Übereinstimmung mit dem theoretisch ermittelten Folgeverhalten.

Olejak et al. nutzten das theoretisch ermittelte Folgeverhalten, um mittels LDA-Technik (Kapitel 2.1.3) die Größe von Aerosol-Partikeln zu bestimmen. Dafür wurden

Windkanal-Untersuchungen bei  $Ma = 1,84$  und  $Ma = 2,95$  und einer Strömungsumlenkung um  $\beta = 5^\circ$  durchgeführt. Die ermittelte Größe der Partikel variierte im Bereich von  $1,0 \dots 1,5 \mu\text{m}$ .

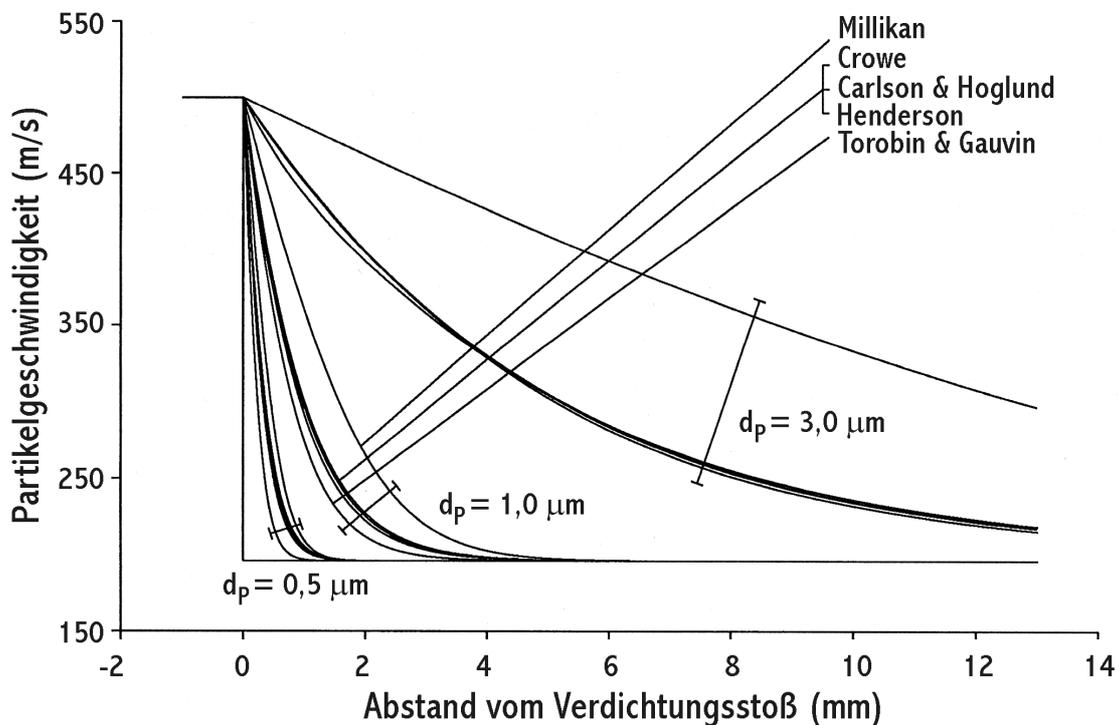


Abbildung 3.2 Partikelfolgeverhalten beim senkrechten Verdichtungsstoß ( $Ma = 2,0$ ) [72].

In der Turbomaschine werden im ersten Verdichterrad relative Anströmmachzahlen von bis zu  $Ma = 1,5$  erreicht. Damit ein ausreichendes Folgeverhalten gewährleistet ist und dennoch mit ausreichend hoher Streulichtintensität gerechnet werden kann, sollte der Durchmesser der Partikel zwischen  $d_p = 0,5 \mu\text{m}$  und  $1,0 \mu\text{m}$  liegen. In dieser Größe lassen sich sowohl feste Partikel als auch flüssige Partikel erzeugen (Kapitel 2.1). Da das an den Partikeln gestreute Laserlicht auch auf Körperoberflächen in der Messstrecke trifft, werden diese zur Reduktion von störendem Hintergrundleuchten schwarz lackiert. Bei den hohen Strömungsgeschwindigkeiten kann die Lackschicht beim Einsatz von festen Partikeln leicht beschädigt werden. Deshalb sind flüssige Partikel, z.B. Öltröpfchen, zu bevorzugen, auch weil sie sich leichter in unterschiedlicher Größe erzeugen lassen.

### 3.3 Messaufbau

Der zu untersuchenden Strömung werden die Partikel möglichst weit stromauf der Messstrecke zugegeben. Im Allgemeinen kann dann vorausgesetzt werden, dass sich die Partikel bis zur Messstrecke nahezu homogen im Gas verteilt haben. Das Laserlicht eines Argon-Ionen-Lasers wird über eine Lichtleitfaser zu einer Optikeinheit geführt, ein Lichtschnitt aufgespannt und in die Messstrecke eingebracht (Abbildung 3.3). Die Zunahme der Gasdichte über den Verdichtungsstoß bewirkt eine Zunahme der Partikelkonzentration und damit der Streulichtintensität. Dieser Intensitätsanstieg wird mit Hilfe einer CCD-Kamera festgehalten. Da es nicht erforderlich ist, einzelne Partikel scharf abzubilden, können auch Endoskope zur Bilderfassung

eingesetzt werden. Das Bild wird schließlich in einem PC digitalisiert, auf dem Bildschirm angezeigt und gespeichert.

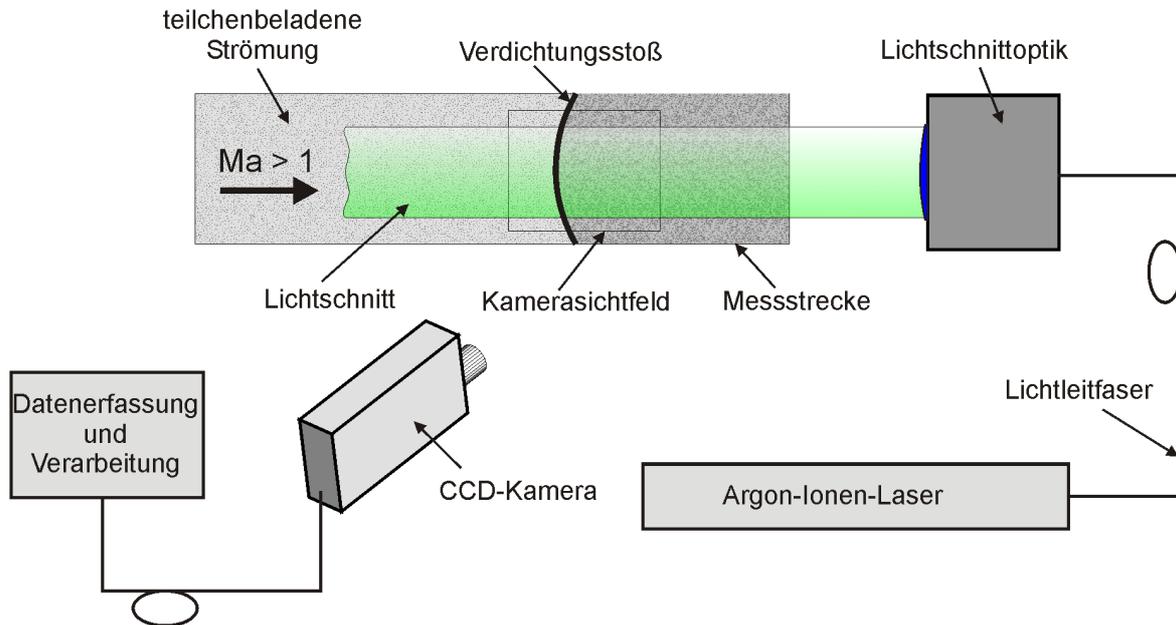


Abbildung 3.3 Messaufbau.

Der Lichtschnitt soll möglichst parallel zur Hauptströmungsrichtung in die Messstrecke eingebracht werden. Die Lage eines Verdichtungsstoßes wird dann im Bild durch einen starken Intensitätsanstieg in Strömungsrichtung gekennzeichnet. Durch Parallelverschieben des Lichtschnitts und wiederholte Bildaufnahme wird die Stoßlage in unterschiedlichen Ebenen festgehalten. In einem Postprocessing können aus den Einzelbildern die zugehörigen Stoßlagen ermittelt und zu einer 3D-Stoßfront zusammengesetzt werden. Da die Visualisierung der Stoßfront mit Hilfe von Partikeln (engl. Tracer) erfolgt, wird das Messverfahren Tracer based Shock Visualisation (TSV) genannt.

### 3.3.1 Erzeugung des Lichtschnitts

Die größte Empfindlichkeit bei der Stoßvisualisierung wird dann erzielt, wenn die gesamte Kameradynamik ausgenutzt werden kann. Dafür muss der erzeugte Lichtschnitt möglichst über der gesamten Höhe gleichmäßig ausgeleuchtet sein. Eine vollkommen homogene Intensitätsverteilung ist jedoch auch unter großem technischen Aufwand nicht zu erreichen. Deshalb wird die Intensität über der Lichtschnitthöhe in einer Referenzaufnahme festgehalten und für die Korrektur der Signalbilder verwendet.

Bei allen flächigen laseroptischen Messverfahren ist die Lichtschnittoptik an die Versuchsbedingungen anzupassen. In vielen Fällen kann dabei auf bewährte Verfahren zur Lichtschnitterzeugung zurückgegriffen werden. Die am Institut für Antriebstechnik des DLR eingesetzten Verfahren sind deshalb in Tabelle 3-1 zusammengefasst und werden weiter unten näher erläutert. Je nach optischer Zugänglichkeit kann es aber auch erforderlich sein, den Lichtschnitt über eine Sonde in die Messstrecke einzubringen. Dann ist ein optischer Aufbau speziell für die gegebenen Randbedingungen zu entwerfen.

Typ	Erzeugung	Eigenschaften
Strahlaufweitung	Klassischer Lichtschnitt	Inhom. Intensitätsverteilung, zeit aufgelöste Messungen möglich. Einsatz von Monomode-Lichtleitfasern erforderlich, sonst können Modenstrukturen auftreten.
Abtastender Lichtschnitt	Polygonscanner [76]	Relativ homogene Intensitätsverteilung, zeitaufgelöste Messungen nur eingeschränkt möglich. Es können Multimode-Lichtleitfasern eingesetzt werden.
	Galvanometerscanner [76]	
	Rotierender Glaskörper [42, 43]	
	(segmentierte) Taumelscheibe [39]	

Tabelle 3-1 Verfahren der Lichtschnitterzeugung.

### Strahlaufweitung

Beim *klassischen Lichtschnitt* wird der Gauß'sche Laserstrahl im einfachsten Fall durch eine einzige Zylinderlinse (Z4) im Strahlengang aufgeweitet (Abbildung 3.4). Diese fokussiert den Strahl in der Lichtschnittebene (x-y-Ebene), während er in der Ebene senkrecht dazu ungestört weiter verläuft. Eine Plankonvexlinse (L5), dessen Abstand zur Zylinderlinse der Summe der Brennweiten beider Linsen ( $f_4 + f_5$ ) entspricht, erzeugt einen parallelen Lichtschnitt. In der zweiten Brennebene (x-z-Ebene) wird der Lichtschnitt im Abstand  $f_5$  von der Linse fokussiert. Mit Hilfe zweier Linsen gleicher Brennweite (Gummilinsen) lässt sich diese „Taille des Lichtschnitts“ in der x-z-Ebene entlang der optischen Achse verschieben und somit die Lichtschnittoptik an unterschiedliche Abstände zum Messort anpassen.

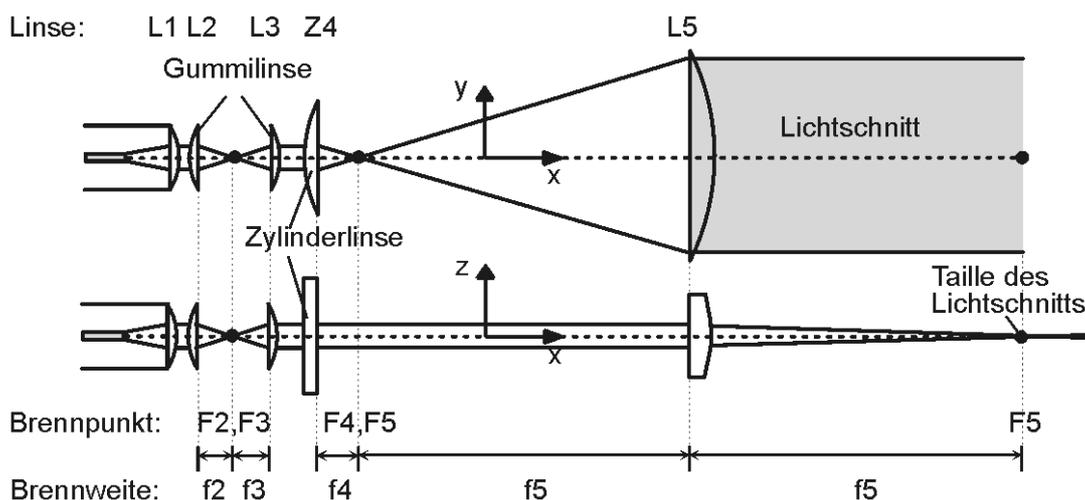


Abbildung 3.4 Strahlaufweitung mit Hilfe einer Zylinderlinse.

Die Gauß'sche Intensitätsverteilung bleibt bei der Aufweitung des Laserstrahls erhalten. Als ungünstig für viele Anwendungen erweist sich, dass etwa 15 bis 20% der vorhandenen Laserleistung in den Randbereichen mit weniger als 50% der Maximalintensität anfallen. Anstelle der Zylinderlinse kann auch ein Laser-Linien-Generator der Firma Edmund Industrie Optik GmbH [77] eingesetzt werden. Durch

die spezielle Form dieser Linse wird der Laserstrahl zu einem Lichtschnitt mit „völligerem“ Intensitätsprofil als bei der Zylinderlinse aufgeweitet (Abbildung 3.5). Dadurch liegt die Intensität an den Rändern des Lichtschnitts über 50% der Maximalintensität.

Es hat sich gezeigt, dass Lichtschnitte, die mit Zylinderlinsen erzeugt werden, eine gewisse Streifigkeit aufweisen. Ursache dieses Effekts sind kaum vermeidbare Fertigungsungenauigkeiten, die mit abnehmender Brennweite der Linse an Einfluss gewinnen. Beim Einsatz von Laser-Linien-Generatoren zeigt sich eine noch größere Streifigkeit im Lichtschnitt. Mit Hilfe von Referenzaufnahmen ist jedoch eine Korrektur der Streifigkeit und der inhomogenen Intensitätsverteilung weitestgehend möglich.

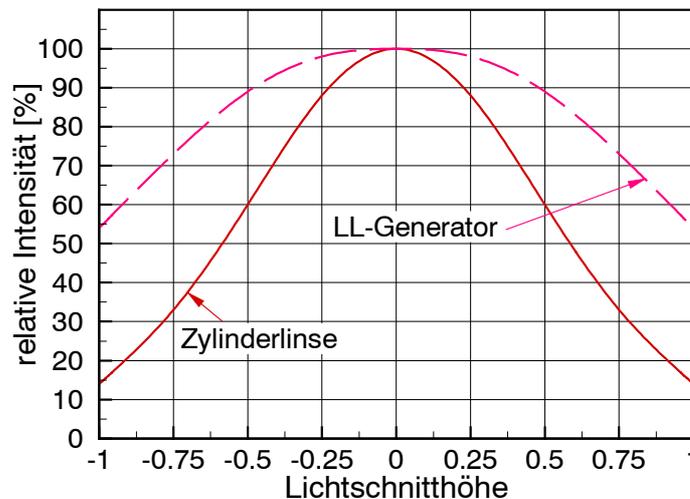


Abbildung 3.5 Idealierte Intensitätsverteilung bei Zylinderlinse und Laser-Linien-Generator (Edmund Industrie Optik GmbH [77]).

### **Abtastender Lichtschnitt**

Wird der Laserstrahl periodisch umgelenkt, so ergibt sich der flächige Eindruck des Lichtschnitts aus der Trägheit des Empfangssystems (Auge oder Kamera). In der Regel werden Scannfrequenzen im Bereich von einigen kHz erreicht. Um eine gleichmäßige Intensitätsverteilung im Lichtschnitt zu erzielen, wird der Laserstrahl vor der Umlenkung mittels einer oder mehrerer Zylinderlinsen aufgeweitet. Ein großer Vorteil der abtastenden Verfahren ist, dass mit Multimode-Lichtleitfasern gearbeitet werden kann. Somit lassen sich höhere Laserleistungen als beim Einsatz von Monomode-Fasern übertragen. Außerdem ist die Justierung bei der Strahleinkopplung in eine Multimode-Fasern aufgrund des größeren Kerndurchmessers wesentlich einfacher.

Beim Polygonscanner (Abbildung 3.6) erfolgt die periodische Umlenkung des Laserstrahls durch Reflexion an einem mit konstanter Winkelgeschwindigkeit rotierenden Polygon mit einer Reihe von verspiegelten Facetten. Der zunächst divergente Lichtschnitt wird über eine Plankonvexlinse (L4) in einen parallelen Lichtschnitt überführt und dabei in der zweiten Brennebene im Abstand  $f_4$  fokussiert. Voigt [76] hat Polygone mit 12 und 20 Facetten untersucht und die Intensität über der Lichtschnittshöhe bestimmt. Die idealisierte Intensitätsverteilung beim Polygonscanner ist in Abbildung 3.7 zusammen mit der Intensitätsverteilung bei Aufweitung des

Strahl mit einer Zylinderlinse aufgetragen. Wie sich zeigt, ist der Intensitätsabfall an den Rändern des Lichtschnitts beim Polygonscanner deutlich kleiner als bei der Zylinderlinse und nimmt mit steigender Facettenzahl weiter ab. Bei 20 Facetten liegt die Intensität an den Rändern des Lichtschnitts noch bei etwa 90 %. Dem steht der Nachteil gegenüber, dass die Summe der Leistungsverluste an den Facettenübergängen mit der Facettenzahl zunimmt.

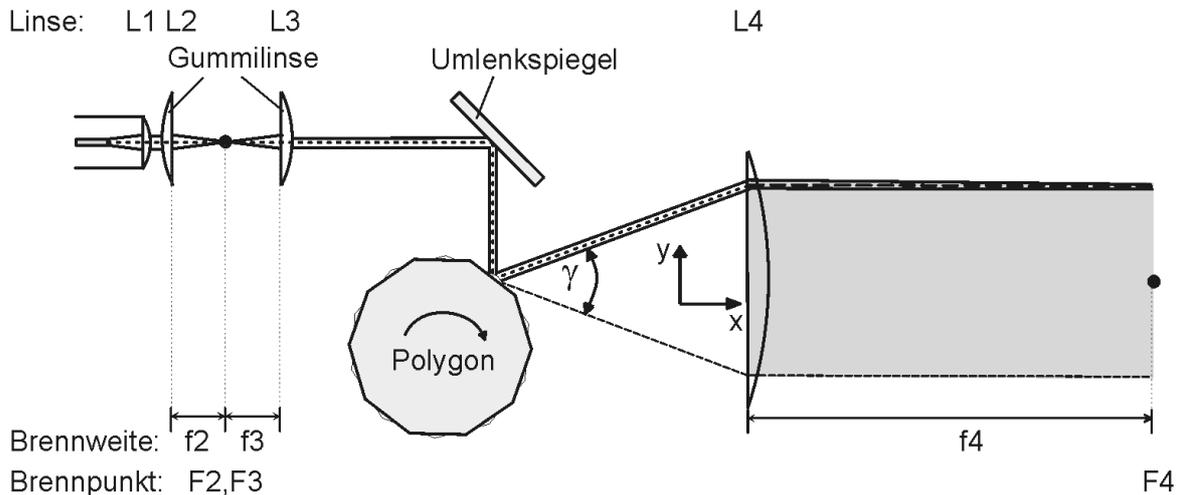


Abbildung 3.6 Polygonscanner.

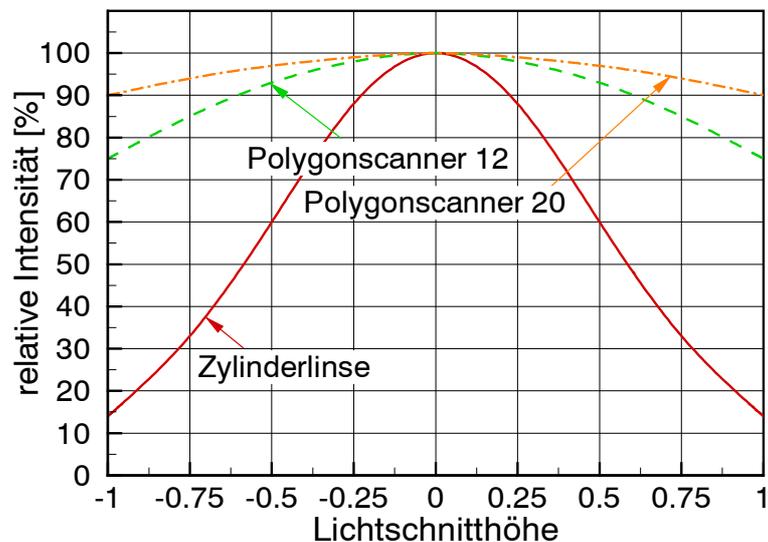


Abbildung 3.7 Idealisierte Intensitätsverteilung bei Polygonscanner (12 und 20 Facetten) und Zylinderlinse.

Anstelle des Polygons kann auch ein Umlenkspiegel auf einer drehbaren Welle für die Strahlumlenkung eingesetzt werden. Dies ist beim *Galvanometerscanner* [76] der Fall, wobei der Spiegel von einem äußeren magnetischen Wechselfeld zu Schwingungen angeregt wird. In Kombination mit einem programmierbaren Funktionsgenerator lassen sich mit dem Galvanometerscanner Lichtschnitte erzeugen, die zumindest im mittleren Bereich eine nahezu homogene Intensitätsverteilung aufweisen. Zu den Rändern nimmt die Intensität zu, da sich die Trägheit in den Umkehrpunkten auf die Schwenkgeschwindigkeit auswirkt.

Ein Vorteil gegenüber anderen Verfahren ist, dass sich beim Galvanometerscanner die Lichtschnitthöhe direkt über die Amplitude des Kommandosignals, d.h. über die maximale Auslenkung des Spiegels, einstellen lässt. Als nachteilig erweist sich jedoch die niedrige Scannfrequenz im Bereich von wenigen 100 Hz.

Sowohl der Galvanometerscanner als auch der Polygonscanner wurden u.a. von Voigt [40, 76] zur quantitativen Analyse von Mischungsvorgängen mit der Quantitative Light Sheet (QLS) -Technik erfolgreich eingesetzt.

Die periodische Ablenkung eines Laserstrahls lässt sich auch durch einen rotierenden Glaskörper (z.B. einen Würfel) in Form eines Parallelversatzes hervorrufen. Die Größe des Versatzes  $h$  lässt sich mit den Beziehungen für eine planparallele Platte in Luft berechnen [14]:

$$h = D \cdot \sin \phi \left( 1 - \frac{\cos \phi}{\sqrt{n_G^2 - \sin^2 \phi}} \right).$$

D: Abstand paralleler Seiten, Schlüsselweite

$\phi$ : Einfallswinkel des Laserstrahls

$n_G$ : Brechungsindex des Glaskörpers ( $\approx 1,5$ )

Der relativ kleine Parallelversatz des Laserstrahls wird durch eine Kombination aus zwei Zylinderlinsen (Z4 u. Z5) und einer Plankonvexlinse (L6) zu einem parallelen Lichtschnitt aufgeweitet. In Abbildung 3.8 ist die Anordnung dargestellt, wobei die Ausführung der Zylinderlinse Z5 als Negativlinse der Verkürzung des Strahlenganges dient. Anstelle des Würfels kann auch ein Sechs- oder Achteck eingesetzt werden. Da der maximale Einfallswinkel  $\phi_{\max}$  mit zunehmender Eckenzahl abnimmt, muss für dieselbe Strahlauslenkung  $h$  die Schlüsselweite  $D$  vergrößert werden. Dadurch steigt der Platzbedarf für den Glaskörper. Außerdem nimmt auch die Summe der Leistungsverluste an den Kanten mit steigender Eckenzahl zu.

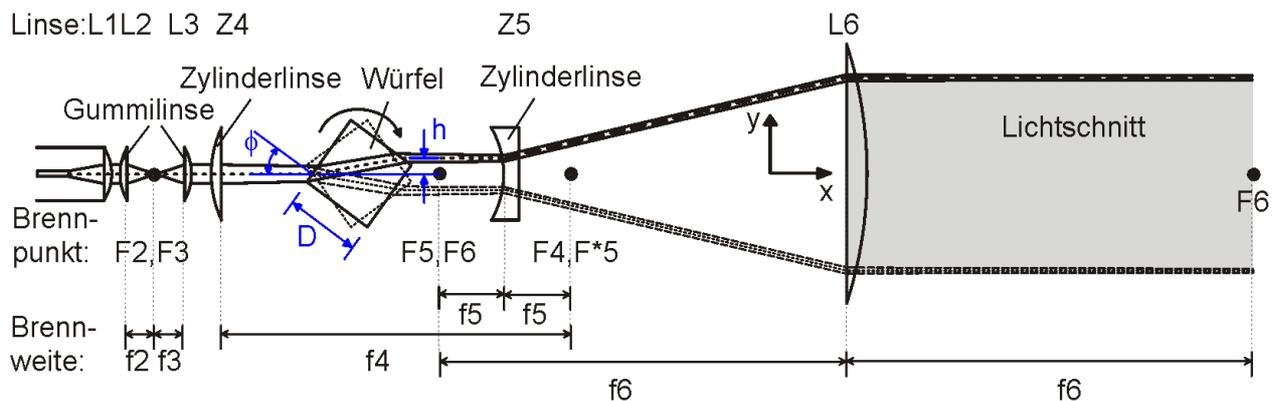


Abbildung 3.8 Lichtschnittzeugung mit Hilfe eines rotierenden Würfels.

Die über der Lichtschnitthöhe gemessene Intensitätsverteilung ist für einen Würfel und ein Achteck in Abbildung 3.9 zusammen mit der Gauß'schen Intensitätsverteilung des klassischen Lichtschnitts dargestellt. Während die Intensität an den Rändern des Lichtschnitts beim Würfel noch auf etwa 60 % abnimmt, liegt die Intensität beim Achteck bei etwa 85 %. Die Intensitätsverteilung im Lichtschnitt lässt sich auch theoretisch aus der Verweildauer des Laserstrahls bestimmen, indem die Ableitung des Parallelversatzes  $h$  nach dem Einfallswinkel  $\phi$  gebildet wird. Die rechnerische Intensitätsverteilung stimmt im Rahmen der Messgenauigkeit mit den in der Abbildung dargestellten Kurvenverläufen überein.

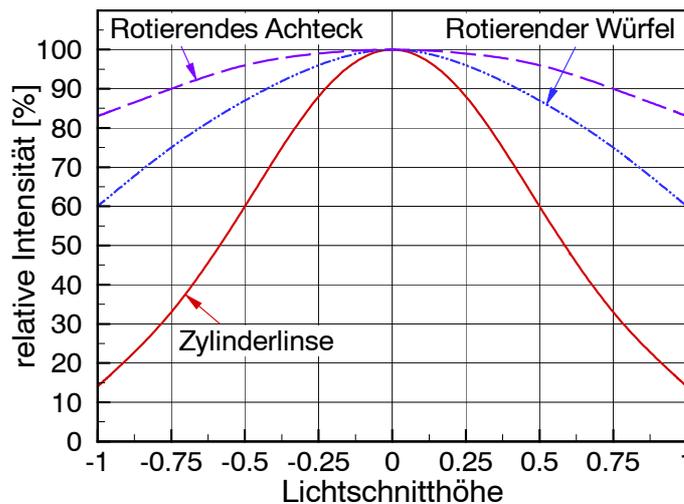


Abbildung 3.9 Idealisierte Intensitätsverteilungen bei Würfel, Achteck und Zylinderlinse.

Das Achteck hat sich als guter Kompromiss zwischen notwendigem Platzbedarf und gleichmäßiger Intensitätsverteilung im Lichtschnitt erwiesen und wird seit kurzem für DGV-Messungen eingesetzt [42, 43]. Zuvor konnte von Röhle [36] gezeigt werden, dass auch der mit einem Würfel erzeugte Lichtschnitt Geschwindigkeitsmessungen mit recht hoher Genauigkeit erlaubt. Die Glaskörper sind dabei zur Minimierung von Reflexionen an den Oberflächen mit der Breitband-Antireflexschicht ARB 2 der Firma Linos [78] überzogen.

Fällt ein Laserstrahl auf eine zur optischen Achse gekippte planparallele Glasplatte, so erfährt er einen Parallelversatz in Richtung der Verkippung. Wenn sich diese Platte um die optische Achse dreht, so führt das zu einer Rotation des Laserstrahls um diese Achse. Wird in dem optischen Aufbau aus Abbildung 3.8 der Würfel durch eine solche *Taumelscheibe* ersetzt, so lässt sich ebenfalls ein abtastender Lichtschnitt erzeugen:

Durch die Rotation der planparallelen Platte wird die zweite Zylinderlinse (Z5) im zeitlichen Mittel ringförmig ausgeleuchtet. Die sinusförmige Modulation in vertikaler Richtung wird von dieser Linse in eine Winkelablenkung umgesetzt, die horizontale Ablenkung des Laserstrahls jedoch nicht beeinflusst. Erst die Plankonvexlinse (L6) kompensiert die horizontale Auslenkung, indem sie parallel zur optischen Achse verlaufende Strahlen in ihrem Brennpunkt (F6) fokussiert. Somit liegt im Abstand  $f_6$  vom Lichtschnitterzeuger ein ebener Lichtschnitt vor.

Die Drehbewegung der Taumelscheibe führt zu einer sinusförmigen Modulation der Strahlauslenkung. Die Verweildauer des Laserstrahls ist deshalb in den Randbereichen größer als im Zentrum. Somit ergibt sich eine Intensitätsverteilung, die ihre Maxima an den Rändern und ein lokales Minimum in der Mitte des Lichtschnitts aufweist. Dieser sattelförmige Intensitätsverlauf der Taumelscheibe ist in Abbildung 3.10 dem einer Zylinderlinse gegenübergestellt. Die Abbildung zeigt einen nahezu konstanten Intensitätsverlauf im Bereich  $\pm 0,25$  um die Mitte des Lichtschnitts herum. Dies resultiert aus dem näherungsweise linearen Zusammenhang zwischen der

Drehung der Taumelscheibe und der Ablenkung des Laserstrahls im Bereich  $\pm 45^\circ$  um den Nulldurchgang des Sinus. Diese Linearität hat Röhle [39] ausgenutzt und eine aus vier identischen Glassegmenten bestehende, sektorförmige Taumelscheibe gebaut. Die Rotation dieser Scheibe führt dazu, dass immer wieder nur das Winkelintervall von  $\pm 45^\circ$  vom Laserstrahl durchdrungen wird. Aus der sinusförmigen Modulation der vertikalen Strahlauslenkung wird somit eine Sägezahnfunktion und die Intensitätsverteilung nahezu gleichmäßig.

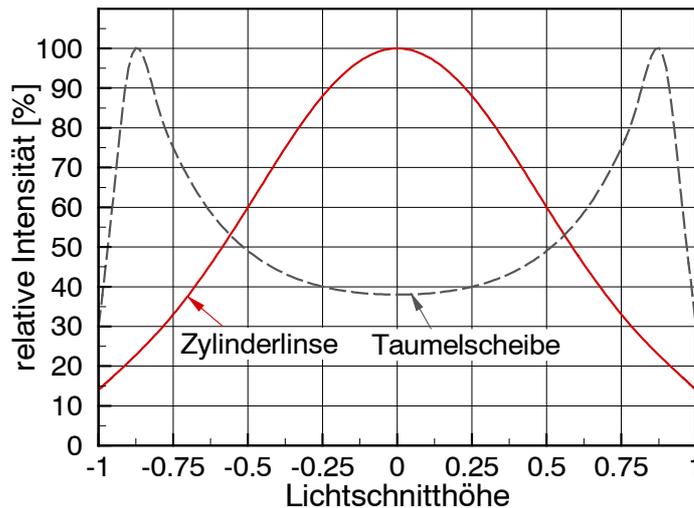


Abbildung 3.10 Idealierte Intensitätsverteilungen bei Taumelscheibe und Zylinderlinse.

Die Fertigung der sektorförmigen Taumelscheibe hat sich als sehr aufwendig erwiesen. Außerdem wird der seitliche Versatz, der durch die Taumelscheibe entsteht, von der Linse L6 nur in der Fokusebene kompensiert, sodass sich vor und hinter dieser Ebene ein „gekrümmter“ Lichtschnitt ergibt. Dennoch wurden von Röhle [38-41] unter Einsatz der segmentierten Taumelscheibe erfolgreiche DGV-Messungen durchgeführt.

Alle im vorangegangenen Abschnitt vorgestellten Lichtschnitttechniken müssen für jeden Anwendungsfall an die geometrischen Randbedingungen angepasst werden. Eine Beschreibung der modifizierten Lichtschnittoptiken, wie sie für die durchgeführten Versuche verwendet werden, erfolgt deshalb an den entsprechenden Stellen dieser Arbeit.

### 3.3.2 Partikeldotierung

Mit Hilfe von Aerosol-Generatoren lassen sich Glycerin- oder Paraffinöltröpfchen mit einem mittleren Durchmesser von  $d_p < 1 \mu\text{m}$  erzeugen. In der Vergangenheit wurden bereits L2F-Messungen in Turbomaschinen mit Hilfe von Öltröpfchen dieser Größe erfolgreich durchgeführt [8, 31, 33, 79, 80]. Auch bei DGV-Messungen hat sich der Einsatz dieser Partikel als unkompliziert und die Intensität des Streulichts als hoch genug erwiesen [38, 39, 41]. Die für die Messungen verwendeten Aerosol-Generatoren (Abbildung 3.11) wurden am Institut für Antriebstechnik entwickelt und arbeiten nach dem Prinzip der Laskin-Düse. Andere Typen von Aerosol-Generatoren sind in [11-13, 81] beschrieben.

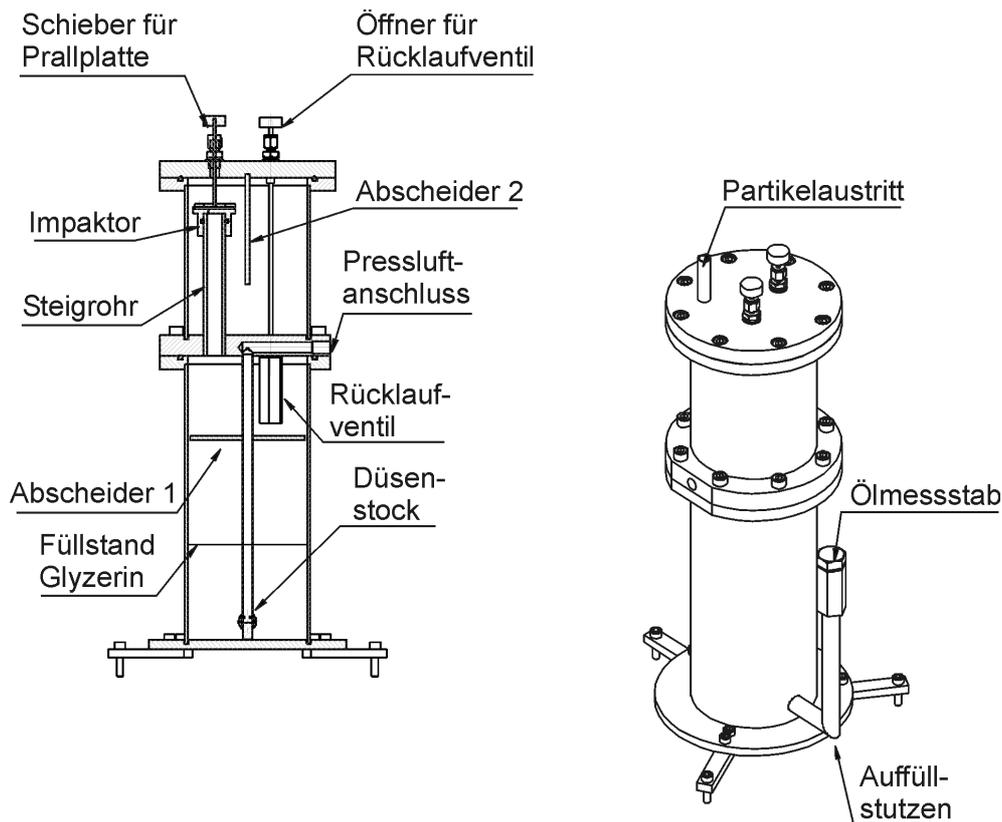


Abbildung 3.11 Aerosol-Partikelgenerator des DLR [82].

Der für den Betrieb des Generators notwendige Differenzdruck zwischen Ein- und Austritt von 1,5 bis 2 bar wird über ein Regulierventil in der Luftzuleitung eingestellt. Die Pressluft wird über den Düsenstock im unteren Teil des Flüssigkeitsbehälters ausgeblasen. Durch die in der Flüssigkeit aufsteigenden Luftblasen bilden sich Tröpfchen an der Oberfläche, die aufgrund des Druckgefälles durch das Steigrohr in die darüber liegende Kammer strömen. Größere Tröpfchen bleiben dabei bereits am ersten Abscheider hängen. Der Impaktor wirkt wie eine Prallplatte, sodass nur hinreichend kleine Tröpfchen (mittlerer Partikeldurchmesser  $d_p < 1 \mu\text{m}$ ) der relativ starken Strömungsumlenkung folgen können und zum Partikelaustrittsstutzen gelangen. Der zweite Abscheider sorgt dafür, dass größere Tropfen, die sich von Zeit zu Zeit vom Ölfilm der Prallplatte lösen, nicht zum Partikelaustritt gelangen, sondern in der Kammer verbleiben.

Der Aerosol-Generator ist so konstruiert, dass der Impaktor durch Heben der Prallplatte deaktiviert werden kann, um somit auch größere Partikel mit höherer Partikelrate erzeugen zu können. Sollte auch dies nicht ausreichen, kann die Impaktorblende auch vollständig demontiert werden. Bei den meisten Anwendungsfällen ist jedoch die geringe Partikelgröße gewünscht, sodass bei erhöhtem Partikelbedarf mehrere Aerosol-Generatoren parallel zu schalten sind.

Die Streucharakteristik der Aerosol-Partikel ist in der Vergangenheit ausführlich untersucht worden. Dabei hat sich gezeigt, dass der Streuwinkel  $\vartheta$ , aus dem ein Streuprozess nachgewiesen wird, für das gemessene Signal von großer Bedeutung ist. Der Streuwinkel ist dabei der Winkel zwischen der Ausbreitungsrichtung des Laserlichts (Lichtschnitt) und der Beobachtungsrichtung (Kameraachse), wie er in Abbildung 3.12 eingezeichnet ist. Von Voigt [76] und Stockhausen [83] wurde die

Streucharakteristik jeweils für ein Partikelgemisch (mittlerer Partikeldurchmesser  $d_p \approx 1,85 \mu\text{m}$  bzw.  $d_p < 1 \mu\text{m}$ ) mit Hilfe einer Freistrahldüse, Laserlicht und einer Photodiode experimentell ermittelt. Die Photodiode wurde dabei in definierten Winkelschritten um den Laserstrahl herum traversiert.

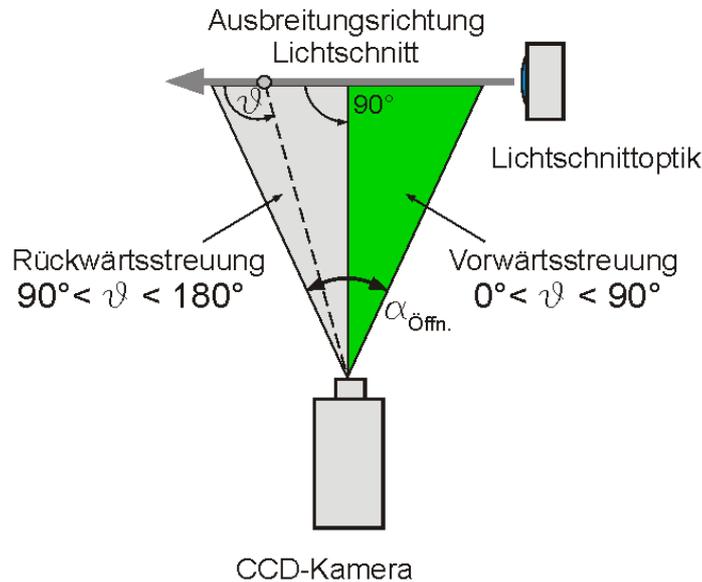


Abbildung 3.12 Winkeldefinition der Streurichtung (nach [70]).

Das von Stockhausen untersuchte Partikelgemisch wurde mit dem in Abbildung 3.11 dargestellten Aerosol-Partikelgenerator erzeugt, der auch im Rahmen dieser Arbeit eingesetzt werden soll. Die ermittelte Streucharakteristik ist in Abbildung 3.13 dargestellt und verdeutlicht die Winkelabhängigkeit der Streulichtintensität. Sie ist in Richtung der Vorwärtsstreuung am größten und nimmt in Richtung der Rückwärtsstreuung stark ab. Zu beachten ist, dass die Ordinate im Diagramm logarithmisch eingeteilt ist.

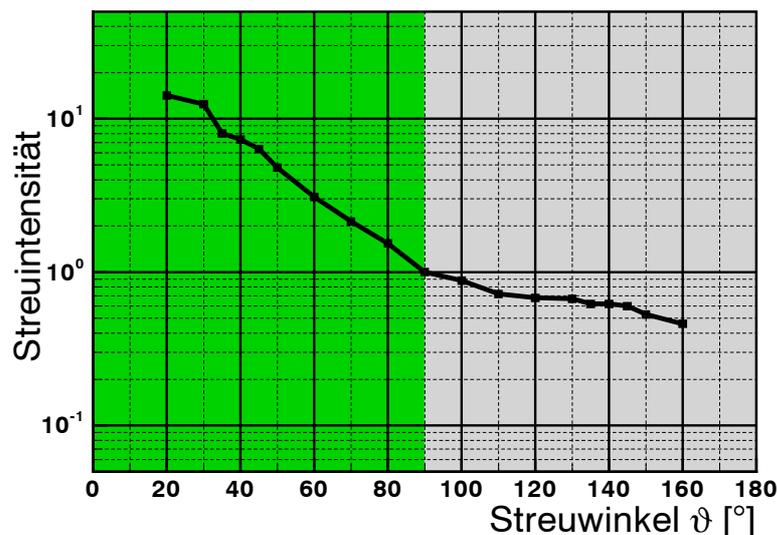


Abbildung 3.13 Experimentell ermittelte Streucharakteristik für ein Partikelgemisch (mittlerer Durchmesser  $d_p < 1 \mu\text{m}$ ) [83].

Ausführliche theoretische Betrachtungen zur Streucharakteristik von Partikeln finden sich u.a. in [84, 85].

### 3.3.3 Empfangsoptik

Bei der Visualisierung von Verdichtungsstößen ist es nicht erforderlich, einzelne Partikel scharf abzubilden. Deshalb wird für das neue Messverfahren keine hochauflösende Kamera wie z.B. bei der PIV-Technik benötigt. Die Bildwiederholrate ist ebenfalls kein Auswahlkriterium, weil das Verfahren auf die Bestimmung von zeitlich gemittelten Stoßlagen ausgerichtet ist. Das Kamerasystem sollte jedoch lichtempfindlich sein und ggf. über einen Bildverstärker verfügen. Dann kann auch bei schwachen Streulichtsignalen gemessen werden.

Eine wesentliche Anforderung an das Messverfahren besteht darin, die Stoßkonfiguration im Laufrad eines transsonischen Verdichters während des Betriebs bestimmen zu können. Die Messung im rotierenden System kann erfolgen, indem der Laser mit Hilfe eines akustooptischen oder elektrooptischen Modulators [20] getriggert wird. Deutlich weniger Störlicht gelangt jedoch auf den CCD-Chip, wenn der Laser kontinuierlich und das Kamerasystem stroboskopisch betrieben werden. Dies ist dann möglich, wenn die Bilderfassung mit einem externen Triggersignal synchronisiert und der Chip (mehrfach) kurz belichtet wird.

Ein am Institut für Antriebstechnik verfügbares Kamerasystem der Firma LaVision (Abbildung 3.14) erfüllt die genannten Anforderungen. Es besteht aus einem Kamera-Controller und einem PC für die Bildverarbeitung und Speicherung. Bei schwachen Streulichtsignalen, bei externer Triggerung oder für kurze Belichtungszeiten kann ein Kamerakopf mit Bildverstärker (FlameStar 2) eingesetzt werden. Eine separate Steuereinheit ermöglicht es, den Bildverstärker als schnellen optischen Verschluss synchron zu einem externen Triggersignal zu betreiben. Der zweite Kamerakopf (LightStar) wird für lange Belichtungszeiten eingesetzt und bietet ein deutlich besseres Signal-zu-Rausch-Verhältnis. Die Spezifikationen des Kamerasystems sind in Tabelle 3-2 zusammengefasst.



Abbildung 3.14 Kamerasystem der Firma LaVision.

	<b>FlameStar 2</b>	<b>LightStar</b>
Typ:	Bildverstärkte CCD-Kamera	CCD-Kamera
CCD-Chip:	„Slow-Scan-Readout“, Peltier-gekühlt bis max. -15°C	
Auflösung:	384 x 286 Pixel	
Belichtungszeit Einzelbild:	5 ns ... 6 ms	20 ms ... 1 min
Belichtungssteuerung:	Bildverstärker dient als optischer Verschluss	kein optischer Verschluss vorhanden
spektrale Empfindlichkeit:	190 ... 800 nm	400 ... 1050 nm
Dynamikbereich:	14-Bit (16384 Graustufen)	12-Bit (4096 Graustufen)
Signal-zu-Rausch-Verhältnis:	100 : 1 (abhängig von der Bildverstärkung)	500 : 1 (von Röhle [39] ermittelt)
Benutzeroberfläche:	DAVIS	

Tabelle 3-2 Spezifikationen des Kamerasystems.

In beiden Kameraköpfen ist derselbe CCD-Chip eingebaut. Er verfügt über einen sogenannten „Image-Bereich“ und einen „Memory-Bereich“. Jeweils zu Beginn einer Bildaufnahme wird der Inhalt des Image-Bereichs Zeile für Zeile in den Memory-Bereich verschoben und dadurch auf „Null“ gesetzt. Von diesem Zeitpunkt an werden die einfallenden Photonen in jedem Pixel des Chips über der Zeit aufintegriert. Die Bildaufnahme wird durch ein ebenfalls zeilenweises Verschieben des Bildes in den Memory-Bereich abgeschlossen. Der Zeitpunkt hierfür lässt sich in Schritten von 20 ms von Beginn der Aufnahme an einstellen. Die obere zeitliche Grenze ist durch die Sättigung des Chips festgelegt. Aus dem Memory-Bereich wird das Bild als analoges Signal zu einem Vorverstärker im Kamera-Controller und von dort aus zum A/D-Wandler im Computer geleitet.

Bei der LightStar gibt es keinen optischen Verschluss, der verhindert, dass auch während des Verschiebens des Bildes in den Memory-Bereich Licht auf den Chip fällt. Die FlameStar 2 besitzt den Bildverstärker, der gleichzeitig als optischer Verschluss wirkt. Mit seiner Hilfe lässt sich die Zeit, in der Licht auf den CCD-Chip fällt, im Bereich von 5 ns bis 6 ms beliebig einstellen. Die Funktionsweise des Bildverstärkers sei im Folgenden erläutert:

Durch Anlegen einer positiven (+ 50 V) oder negativen Spannung (- 200 V) an die Photokathode des Bildverstärkers (Abbildung 3.15) wird der optische Verschluss geschaltet. Da das Kameraobjektiv das Objekt auf diese Photokathode abbildet, lösen die auftreffenden Photonen bei negativer Spannung Elektronen aus der Kathode heraus, die in Richtung der mit 6 kV positiv aufgeladenen Anode beschleunigt werden. Durch Anlegen einer positiven Spannung an der Photokathode wird das Auslösen von Elektronen durch einfallendes Licht verhindert.

Auf ihrem Weg treffen die Elektronen auf eine 0,5 bis 1,0 mm dünne Glasplatte, in die Löcher mit einem Durchmesser von 10 µm in einer hexagonalen Wabenstruktur eingebracht sind (Micro Channel Plate). Die Achse dieser Löcher ist gegenüber der Bewegungsrichtung der Elektronen leicht geneigt. Durch ein stufenlos einstellbares Spannungsgefälle zwischen Ein- und Austritt der Glasplatte wird erreicht, dass die Elektronen beim Durchdringen der Löcher über den Kontakt zur Glasplatte weitere

Elektronen herauslösen. Dadurch ergibt sich eine vom Spannungsgefälle abhängige Verstärkung des Elektronenflusses. Schließlich treffen die Elektronen auf eine Phosphorschicht, in der jedes Elektron ca. 200 „grüne“ Photonen erzeugt. Über ein Glasfaserbündel fällt dieses Licht auf den CCD-Sensor, wo die Lichtintensität in den einzelnen Pixeln aufintegriert wird. Nach einem definierten Zeitpunkt wird dieses Bild aus dem Image-Bereich in den Memory-Bereich des CCD-Chips übertragen und ausgelesen.

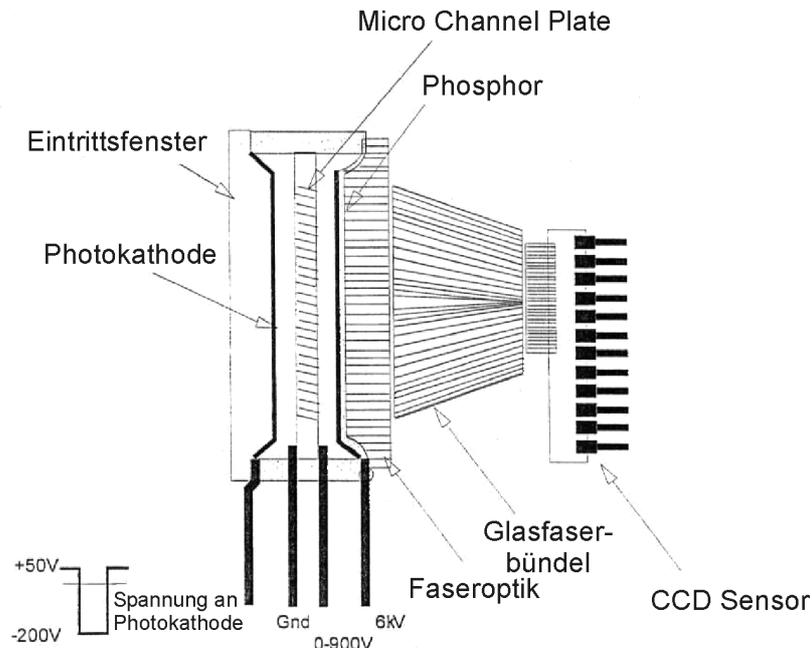


Abbildung 3.15 Aufbau des Bildverstärkers der FlameStar 2 [86].

### **Eigenschaften des CCD-Sensors**

Es ist bekannt, dass CCD-Sensoren ein mit der Zeit linear ansteigendes Signal liefern, auch wenn kein Licht darauf fällt. Dieses sogenannte Dunkelbild ist von der Temperatur des Sensors abhängig und jedem aufgenommenen Bild überlagert. Um den Temperatureinfluss auf dieses Dunkelbild abschätzen zu können, werden mit der LightStar Untersuchungen durchgeführt, bei der das Objektiv verschlossen, der Chip auf unterschiedliche Temperaturen abgekühlt und verschieden lang belichtet wird. Die gewonnenen Abhängigkeiten sind in Abbildung 3.16 dargestellt und können aufgrund des identischen CCD-Chips auf die FlameStar 2 übertragen werden.

Die Intensität des Dunkelbildes steigt linear mit der Belichtungszeit an (trivial) und nimmt exponentiell mit der Temperatur des CCD-Sensors ab. Zu jedem aufgenommenen Bild gehört deshalb immer ein Dunkelbild bei derselben Sensortemperatur und einer Belichtungszeit, die der aktiven Phase des Sensors bei der Bildaufnahme entspricht. Das Dunkelbild wird dann vom Signalbild abgezogen.

Eine Sensortemperatur von  $+4^{\circ}\text{C}$  hat sich bei den Untersuchungen als sinnvoll erwiesen. Die Intensität des Dunkelbildes hat auf weniger als ein Drittel des Wertes bei Raumtemperatur abgenommen und es kann eine gleichmäßige Temperaturverteilung über den gesamten Sensor ohne Einschränkung vorausgesetzt werden. Dieser Wert wird am Kamera-Controller eingestellt und der CCD-Chip bei ange-

schlossener Wasserkühlung innerhalb von wenigen Minuten über das Peltier-Element auf die entsprechende Temperatur abgekühlt. Eine interne Steuerung hält dann die Sensortemperatur konstant.

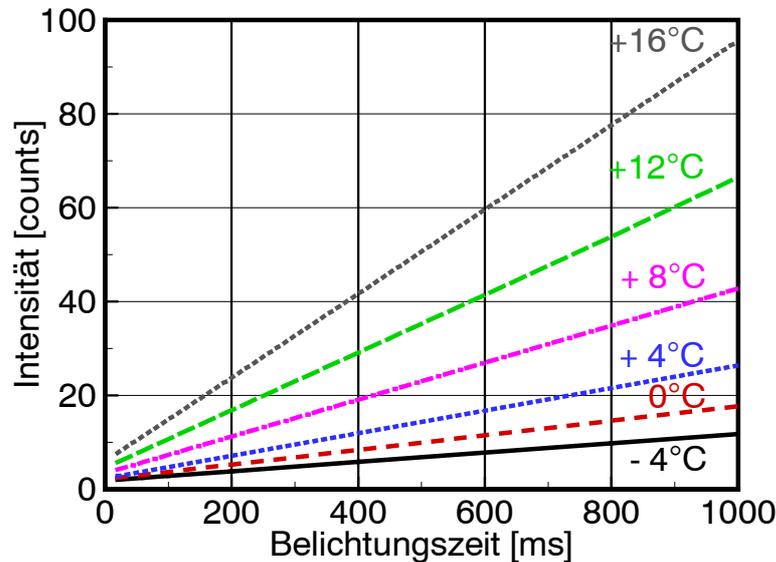


Abbildung 3.16 Temperaturabhängigkeit des Dunkelbildes (LightStar).

### **Bedienung der Kameras**

Der PC wird mit dem Kamerasystem im Versuchsraum platziert und ist mit einer kommerziellen Software ausgestattet, die eine Ansteuerung der Kamerafunktionen bis auf das Einstellen des Objektivs ermöglicht. Durch eine zusätzliche Extendereinheit lässt sich der PC aus der Messwarte fernsteuern. Die auf Windows basierende Benutzeroberfläche DAVIS [87] dient nicht nur der Bilderfassung, sondern auch der anschließenden Bildverarbeitung und Auswertung. Es ist möglich, diese Oberfläche in einer Makrosprache zu programmieren. Somit können Schrittmotoren, Sonden oder Ähnliches direkt von der Software angesprochen, oder der Messablauf, die Auswertung, Darstellung und Speicherung automatisiert werden. Dadurch kann bereits während eines Versuchs eine automatische Vorauswertung stattfinden, um die aufgenommenen Daten unmittelbar zu überprüfen.

### **3.4 Messprozedur zur Visualisierung von Verdichtungsstößen**

Vor der Messung sollte die Intensitätsverteilung über der Lichtschnitthöhe bestimmt werden. Wenn es möglich ist, eine homogene Verteilung von Streupartikeln in der Messstrecke zu erzeugen, so kann die Verteilung direkt mit der CCD-Kamera aufgenommen werden. Dafür wird der Lichtschnitt in der Messstrecke aufgespannt und zunächst eine Aufnahme festgehalten, bevor die Streupartikel zugegeben werden. Das von der Kamera unter diesen Bedingungen eingefangene Streulicht (Reflexionen an Körperoberflächen, Restlicht aus der Prüfstandsumgebung) ist der später mit Partikeln gemachten Aufnahme überlagert. Zusätzlich wird das Dunkelrauschen des CCD-Chips in der „Hintergrundaufnahme“ festgehalten. Bei unveränderter Einstellung der Kamera sowie Position und Intensität des Lichtschnitts, werden Streupartikel in der Weise zugegeben, dass sie sich gleichmäßig in der Messstrecke verteilen. Das

dann aufgenommene Signalbild wird getrennt vom Hintergrundbild gespeichert. Die „Referenzaufnahme“ des Lichtschnitts ist die Differenz aus Signalbild minus Hintergrundbild und gibt die Intensitätsverteilung im Lichtschnitt wieder.

Die eigentliche Messung bei durchströmtem Kanal erfolgt auf dieselbe Weise durch Aufnahme von Hintergrund- und Signalbild, die wiederum getrennt gespeichert werden. Im Rahmen einer Vorauswertung mit der Kamerasoftware DAVIS wird zuerst das Hintergrundbild vom Signalbild abgezogen. Dann erfolgt die Korrektur bezüglich der inhomogenen Intensitätsverteilung im Lichtschnitt mit Hilfe der zuvor erzeugten Referenzaufnahme. Wenn die winkelabhängige Streucharakteristik der eingesetzten Partikel bekannt ist, lässt sich auch der Einfluss der Blickrichtung unmittelbar korrigieren. Das auf dem Bildschirm angezeigte Bild (im Folgenden mit *TSV-Aufnahme* bezeichnet) gibt dann die tatsächliche Konzentrationsverteilung der Partikel in der aktuellen Lichtschnittebene wieder und wird ebenfalls abgespeichert. Das gesamte Strömungsfeld wird schließlich dadurch erfasst, dass nacheinander Messungen mit parallel versetztem Lichtschnitt durchgeführt werden. Der Abstand zwischen der CCD-Kamera und dem Lichtschnitt wird dabei durch gleichzeitiges Versetzen von Lichtschnitt und Kamera konstant gehalten.

Mit dem entwickelten Messverfahren sollen in erster Linie zeitlich gemittelte Stoßlagen sichtbar gemacht werden. Dafür wird mit einer entsprechend langen Belichtung der Einzelaufnahmen über Fluktuationen der Strömung gemittelt. Es kann jedoch auch sinnvoll sein, stattdessen eine große Anzahl an Hintergrund- und Signalbildern aufzunehmen und daraus jeweils ein „Mittelwertbild“ zu erzeugen. Als dritte Möglichkeit kann mit der FlameStar 2 eine „On-Chip-Integration“ durchgeführt werden, d.h. der Chip wird mehrfach belichtet, bevor er ausgelesen wird.



## 4 Untersuchungen am Keil in Überschallströmung

In einer Kooperation zwischen dem NASA Lewis Research Center und dem DLR wurden strömungstechnisch ähnliche Windkanäle in Cleveland (Ohio, USA) und Köln aufgebaut [88]. Die Luft strömt dabei aus einem Beruhigungsbehälter durch eine ebene Düse (engster Querschnitt B 35,6 x H 35,4 mm) in die Messstrecke (B 35,6 x H 110 mm) und wird auf  $Ma \approx 2,43$  beschleunigt. Bei dem „Kleinen Überschallkanal“ (KÜK) des DLR (Abbildung 4.1) wird gegen Umgebungsdruck entspannt, und der Totaldruck im Beruhigungsbehälter beträgt  $p_{\text{tot}} = 3,5 \text{ bar}$ . Ein Keil (B 17,5 x H 8,4 mm) mit einem Vorderkantenwinkel von  $\beta = 25^\circ$  ist im hinteren Teil der Messstrecke platziert und erzeugt einen Verdichtungsstoß, dessen räumliche Ausdehnung im Rahmen dieser Arbeit mit der TSV-Messtechnik untersucht werden soll. Zur Ermittlung der Strömungsgeschwindigkeit sind dabei in der oberen Düsenkontur 16 statische Druckmessbohrungen zwischen dem engsten Querschnitt und dem Ende der Messstrecke angeordnet.

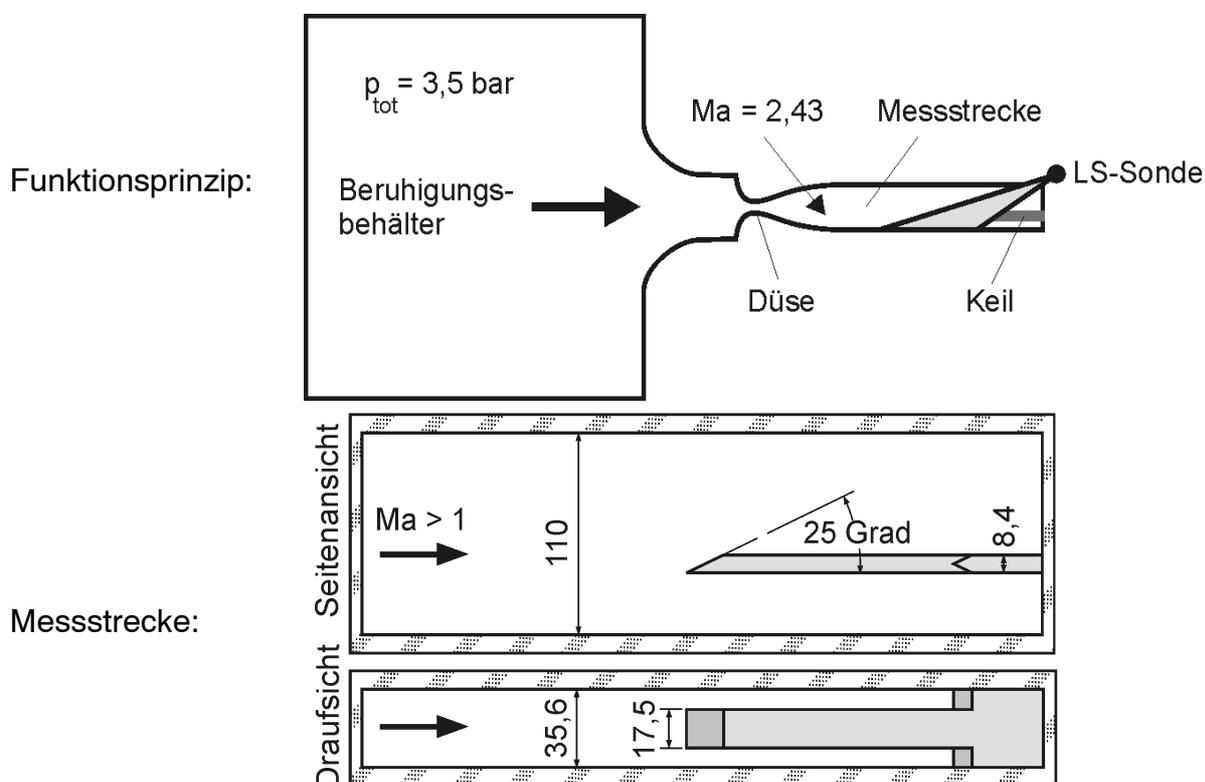


Abbildung 4.1 Kleiner Überschallkanal des DLR (LS: Lichtschnitt).

### 4.1 Technik der Lichtschnittzeugung

Die Messstrecke wird oben und unten durch die Düsenkontur und seitlich durch zwei Messfenster abgeschlossen. Die Düsenkontur soll nicht durchbrochen werden, sodass ein Einbringen des Lichtschnitts von oben oder von unten nicht möglich ist. Durch eines der Fenster blickt die CCD-Kamera auf das Keilmodell. Der Lichtschnitt soll in Richtung der Kanalachse orientiert in die Messstrecke eingebracht und sukzessive senkrecht zu dieser Achse parallel verschoben werden. Dann lässt sich

die gesamte Stoßfront sowohl oberhalb des Keils in der Kanalmitte als auch seitlich neben dem Keil erfassen.

Es kann z.B. ein leicht divergenter Lichtschnitt durch eine Optikeinheit bereits im Beruhigungsbehälter aufgespannt und durch die Düse in die Messstrecke geführt werden. In diesem Fall kann einer der in Kapitel 3.3.1 vorgestellten, abtastenden Lichtschnitte zum Einsatz kommen. Damit die Strömung nicht beeinflusst wird, muss ein ausreichender Abstand zwischen dem Lichtschnittkopf und dem engsten Querschnitt der Düse eingehalten werden. Bei diesem Versuchsaufbau trifft der Lichtschnitt im mittleren Teil der Messstrecke auf den Keil und erzeugt intensives Streulicht. Da das an den Partikeln gestreute Laserlicht zu einer deutlich schwächeren Leuchterscheinung führt, wird es überstrahlt. Unter diesen Voraussetzungen ist keine Stoßvisualisierung möglich.

Wenn der Lichtschnitt gegen die Strömungsrichtung in die Messstrecke eingebracht werden soll, können die bisher vorgestellten Verfahren zur Lichtschnitterzeugung aufgrund der kleinen Abmessungen des Windkanals und der begrenzten optischen Zugänglichkeit nicht eingesetzt werden. Im Rahmen dieser Arbeit wird deshalb eine Laserstrahlsonde (Abbildung 4.2) verwendet, die von der Seite in den Kanal eingebracht wird. Die Sonde besteht aus einem dünnen Rohr (Außendurchmesser 6 mm) mit einem Umlenkspiegel an der einen Seite (unter  $45^\circ$  zur Sondenachse angebracht) und einer Vorrichtung zur Faserauskopplung des Laserstrahls an der anderen Seite. Durch gleichmäßiges Verdrehen der Sonde und entsprechend lange Belichtung der CCD-Kamera wird der Lichtschnitt in Form eines „geschwenkten Laserstrahls“ aufgespannt. Mit diesem Verfahren kann jedoch nur eine zeitlich gemittelte Stoßlage bestimmt werden.

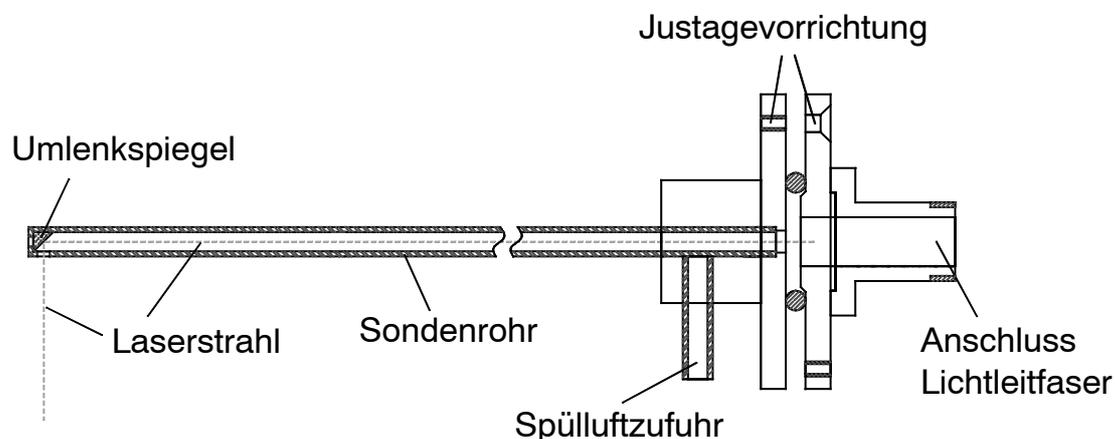


Abbildung 4.2 Laserstrahlsonde.

Für die Strahlführung bis zur Sonde soll eine Monomode-Lichtleitfaser mit  $3\ \mu\text{m}$  Kerndurchmesser eingesetzt werden. Zur Verfügung stehen zwei unterschiedliche Lichtleitfasern. Die Faser der Firma Schott ist unempfindlicher gegen Dejustierung, weil auch ein geringer Anteil des Laserlichts im Mantel der Faser geführt wird. Beim Austritt aus der Faser besitzt der Laserstrahl dadurch eine Art „Hof“, der zu störendem Hintergrundleuchten in der Messstrecke führt. Die Lichtleitfaser der Firma Fujikura zeichnet sich dadurch aus, dass die Mantelmoden wesentlich stärker gedämpft werden. Der „Hof“ um den Laserstrahl aus dem Faserkern leuchtet deshalb

wesentlich schwächer, sodass der Anteil an Hintergrundstreulicht deutlich geringer ausfällt. Als Nachteil ist jedoch die geringere Transmission der Lichtleitfaser zu nennen. Für die Untersuchungen am Keilmodell werden beide Fasern verwendet. Dabei wird mit einer Laserleistung von 200 - 300 mW am Austritt der Sonde gearbeitet.

Um bei der Umlenkung des Laserstrahls möglichst wenig Streulicht zu erzeugen, wird ein dielektrisch beschichteter Spiegel eingesetzt, dessen Reflexionsgrad mit über 99 % [89] bzw. über 99,8 % [78] angegeben ist. Außerdem wird der Spiegel mit sauberer Spülluft beaufschlagt, die durch eine Bohrung im Rohr im Bereich des Spiegels gegen die Hauptströmung ausgeblasen wird. Dadurch ist er vor Verschmutzung geschützt. Auch eine präzise Justierung der Sonde trägt zu einem geringen Hintergrundleuchten bei. Dafür wird der Faserstecker mit Hilfe von Zug- und Druckschrauben relativ zur Sondenachse verkippt und die Strahlage so verändert, dass der Laserstrahl mittig auf den Umlenkspiegel trifft und die Sonde durch das Zentrum der Bohrung verlässt. Da Schwingungen des Windkanals auf die Lichtschnittsonde übertragen werden, müssen geeignete Maßnahmen getroffen werden, um die präzise Justierung auch im Versuchsbetrieb zu gewährleisten (siehe unten).

Die Stoßfront soll auch in der Nähe der Keilvorderkante untersucht werden. Deshalb wird die Lichtschnittsonde wie in Abbildung 4.3 dargestellt angeordnet. Als Vorteil dieses Versuchsaufbaus sei festgehalten, dass die Strömung in der Messstrecke durch die stromab eingebrachte Sonde nicht beeinflusst wird. Außerdem trifft der Lichtschnitt, im Gegensatz zur ersten aufgezeigten Möglichkeit, im Bereich des Kamerasichtfeldes nicht auf eine Körperoberfläche, sodass mit deutlich geringerem Hintergrundleuchten gerechnet werden kann.

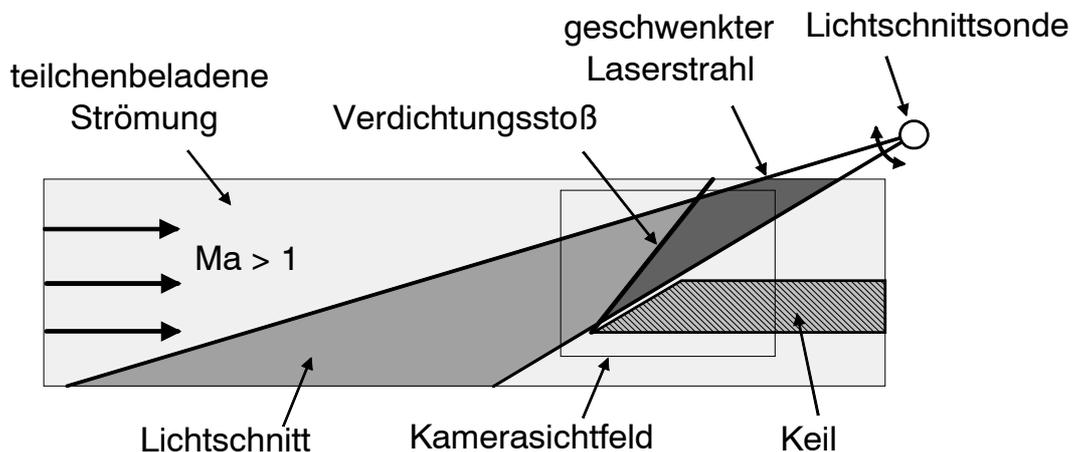


Abbildung 4.3 Anordnung der Lichtschnittsonde.

Die Verdrehung der Sonde und die Verschiebung des Lichtschnitts senkrecht zur Messstrecke erfolgt über eine vorhandene Sondentraversiereinheit. Der Antrieb dieses Gerätes besteht aus zwei 24 V-Gleichstrommotoren, die zur Bestimmung der aktuellen Position mit Potentiometern ausgestattet sind. Die Verdrehgeschwindigkeit lässt sich durch Austauschen des Getriebes stufenweise über einen weiten Bereich ( $4,4^\circ/s$  bis  $1,8$  Umdrehungen/s) einstellen. Die zugehörige Steuereinheit verfügt über

eine serielle Schnittstelle, sodass die Ansteuerung der Sonde sowohl manuell (über Drehpotentiometer) als auch computergestützt erfolgen kann.

Wie die Abbildung 4.4 zeigt, kann die Sondentraversiereinheit in ihrer ursprünglichen Form nur im Zusammenhang mit einer relativ langen Laserstrahlsonde (~ 450 mm) eingesetzt werden. Die Länge der Sonde und die fehlende Lagermöglichkeit in unmittelbarer Nähe der Faserauskopplung führen dazu, dass dieser Teil der Sonde im Versuchsbetrieb zu Schwingungen angeregt wird. Die präzise Justierung der Sonde lässt sich somit nicht gewährleisten.

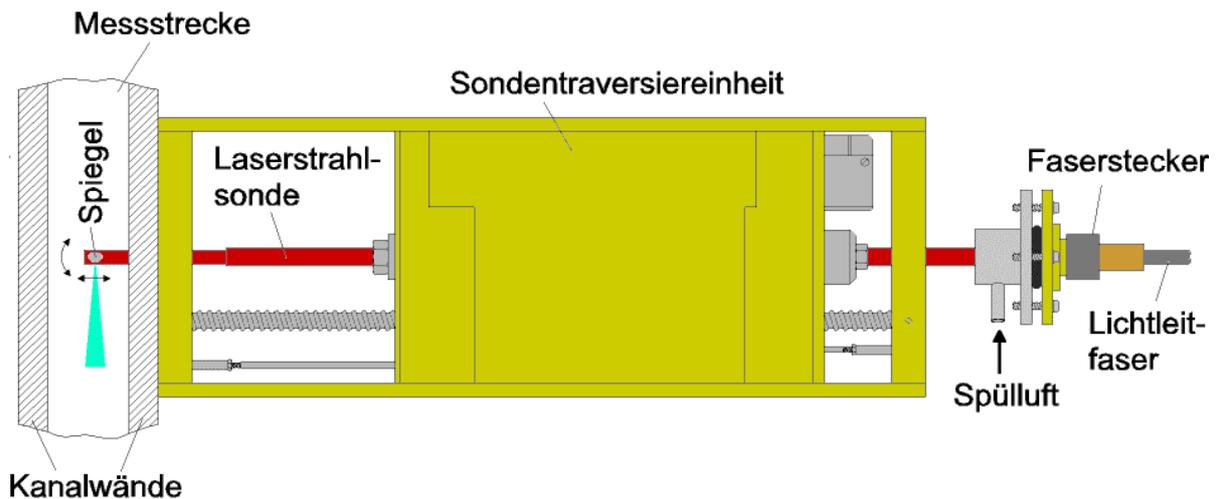


Abbildung 4.4 Sondentraversiereinheit.

Die Sonde wird deshalb bei der erweiterten Sondentraversiereinheit (Abbildung 4.5) separat auf einer vorgespannten SKF-Linearführungsschiene [90] verschiebbar und in iglidur® Polymer-Gleitlagern [91] verdrehbar gelagert. Als Träger für die Schiene wird ein U-Profil aus Aluminium eingesetzt (skizziert dargestellt). Über ein Zahnradpaar aus Delrin® [92] und zwei Aluminiumscheiben werden die Verdrehung und die Verschiebung von der Sondentraversiereinheit auf die Sonde übertragen. Die Länge der Laserstrahlsonde beträgt bei dieser Konstruktion nur noch etwa 160 mm. Außerdem ist die Sonde in unmittelbarer Nähe der Faserauskopplung spielfrei gelagert. Somit wirken sich auftretende Schwingungen deutlich schwächer auf die Qualität des Lichtschnitts aus, als bei der langen Sonde.

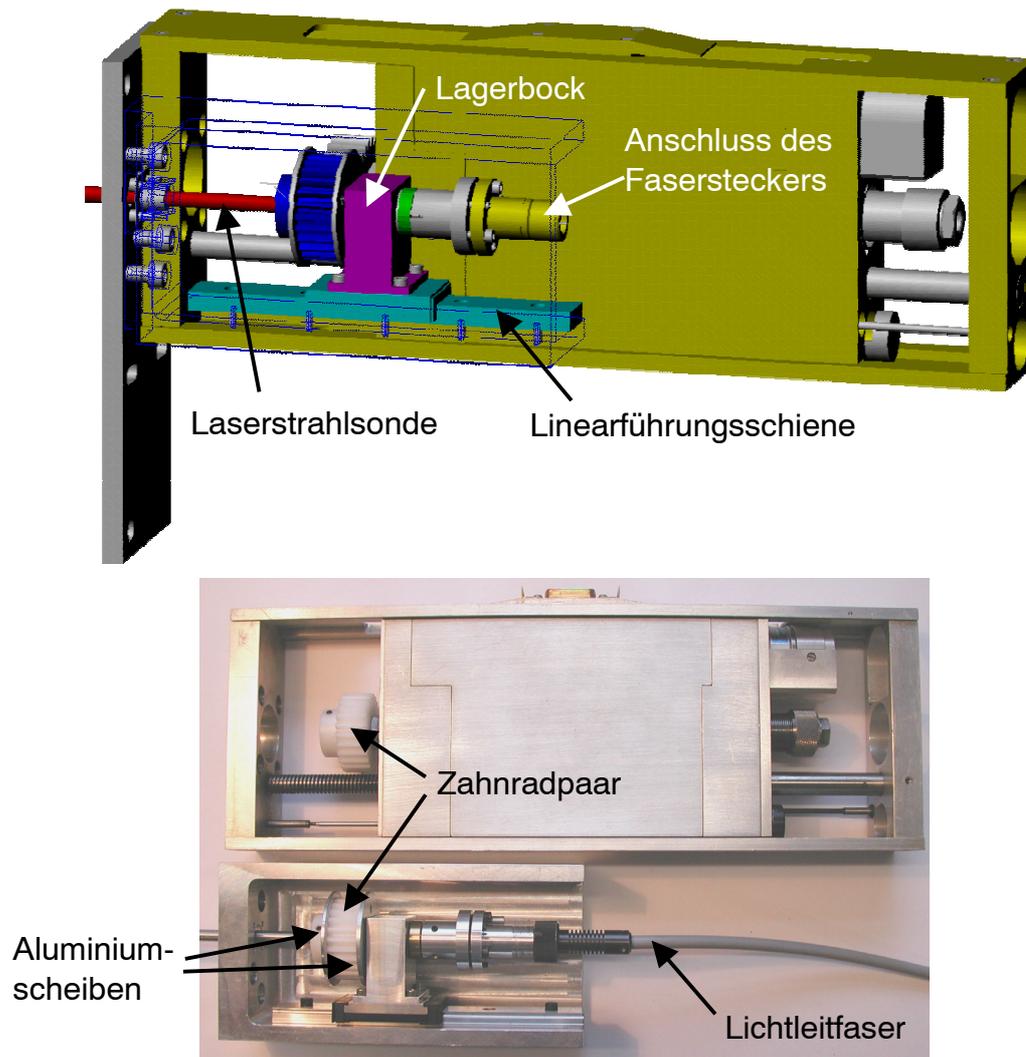


Abbildung 4.5 Erweiterte Sondentraversiereinheit<sup>7</sup>.

## 4.2 Versuchsdurchführung

Der Laserstrahl wird über einen Winkelbereich von etwa  $15 - 20^\circ$  geschwenkt. Die CCD-Kamera blickt unter  $90^\circ$  auf die Messstrecke und nimmt einen mittleren Bereich von etwa  $5 - 10^\circ$  dieser Schwenkbewegung auf. Da die Verdrehung der Lichtschnittsonde in diesem Bereich mit konstanter Winkelgeschwindigkeit erfolgt, ergibt sich, von Störungen abgesehen, eine gleichmäßige Intensitätsverteilung über der gesamten Lichtschnitthöhe. Die Verdrehung der Sonde wird von der Kamerasoftware gesteuert. Somit lässt sich reproduzierbar immer derselbe Winkelbereich der Schwenkbewegung im Bild festhalten, und es kann problemlos eine Mittelung über mehrere Schwenkbewegungen durchgeführt werden.

Die Belichtungszeit für eine Aufnahme wird von der Verdrehgeschwindigkeit der Lichtschnittsonde vorgegeben. In zahlreichen Versuchen hat sich gezeigt, dass eine Verdrehung der Sonde mit einer Winkelgeschwindigkeit von etwa  $2,5^\circ/s$  und eine Belichtung zwischen zwei und vier Sekunden für die Messungen gut geeignet sind.

<sup>7</sup> Die 3D-Darstellung wurde mit AutoCAD 2002 [93] erzeugt.

Das Kamerasystem wird deshalb in Kombination mit dem LightStar-Kamerakopf und einem lichtempfindlichen Objektiv verwendet. Somit kann der Vorteil des guten Signal-zu-Rausch-Verhältnisses der LightStar (Tabelle 3-2) ausgenutzt werden.

Bei der Auswahl der Streupartikel wird auf die Ergebnisse früherer Untersuchungen zurückgegriffen:

In Experimenten am baugleichen Windkanal bei der NASA wurden der Strömung unterschiedliche Streupartikel geringen mittleren Durchmessers ( $d_p \approx 1,1 \mu\text{m}$ ) zugegeben und die Geschwindigkeit der Teilchen vor und nach dem Verdichtungsstoß mittels LDA (Kapitel 2.1.3) gemessen [94]. Da das Messsystem in Rückwärtsstreureichtung angeordnet war, wurde hauptsächlich das Streulicht der größeren Partikel erfasst, sodass sich scheinbar ein schlechtes Folgeverhalten der Partikel über den Verdichtungsstoß ergab. Beim DLR wurden am KÜK Geschwindigkeitsmessungen mit Paraffinöltröpfchen (mittlerer Durchmesser  $d_p < 1 \mu\text{m}$ ) und der L2F-Technik durchgeführt [2], da mit dieser Messtechnik auch kleinere Streupartikel erfasst werden können. Die Öltröpfchen wurden dabei von einem Partikelgenerator des in Kapitel 3.3.2 beschriebenen Typs erzeugt. Wie die Messungen gezeigt haben, sind die Partikel gut geeignet, um laseroptische Untersuchungen am KÜK durchzuführen.

Für die aktuellen Untersuchungen werden die Streupartikel auf gleiche Weise erzeugt und der Strömung bereits vor dem Beruhigungsbehälter zugegeben. Wie in Vorversuchen bestätigt werden konnte, haben sich die Öltröpfchen bis zur Messstrecke nahezu gleichmäßig über dem gesamten Querschnitt verteilt. Im zeitlichen Mittel kann deshalb auch bei Überschallgeschwindigkeit in der Messstrecke von einer homogenen Konzentrationsverteilung in der Anströmung ausgegangen werden. Die Menge der beigemischten Tröpfchen lässt sich anhand des Ölverbrauchs und der Versuchsdauer mit etwa 1 - 2 mg Öl pro Sekunde angeben. Bei einem Luftmassenstrom durch die Messstrecke von etwa 1 kg pro Sekunde entspricht das einem Anteil von 1 - 2 ppm (parts per million).

Die Referenzaufnahme des Lichtschnitts (Abbildung 4.6, l.) wird bei nur geringem Überdruck im Beruhigungsbehälter, d.h. bei langsamer Durchströmung der Messstrecke erzeugt. Wie erwartet, ist die Intensitätsverteilung über der Lichtschnitthöhe, abgesehen von einer gewissen Streifigkeit, nahezu gleichmäßig. Die Strömungsgeschwindigkeit in der Messstrecke ist dabei so niedrig, dass die Dichte der Luft und damit die Partikelkonzentration überall gleich sein sollte. Dennoch nimmt die Intensität im Lichtschnitt mit zunehmendem Abstand von der Lichtschnittsonde deutlich ab. Um dies zu veranschaulichen, ist die Intensität entlang der eingezeichneten Strahlen im Diagramm aufgetragen (Abbildung 4.6, r.). Es zeigt sich, dass die Intensität am linken Rand des Bildes ( $\approx 1700$  Counts) nur noch etwa 60 % der Intensität am rechten Rand ( $\approx 2800$  Counts) beträgt.

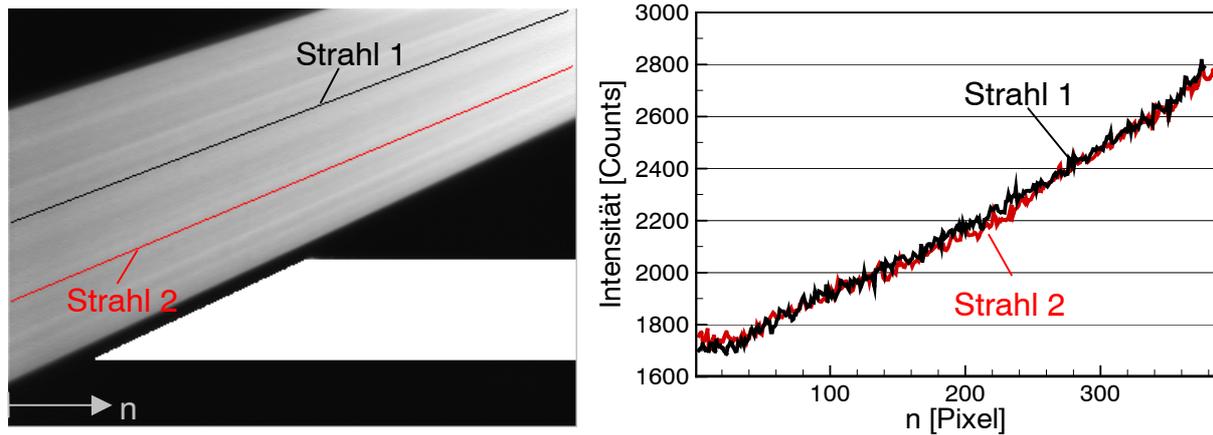


Abbildung 4.6 Lichtschnitt bei langsamer Strömung und Intensitätsverlauf.

Diese Intensitätsabnahme ist zum einen durch die Divergenz des Lichtschnitts und zum anderen durch die Streucharakteristik der eingesetzten Partikel bedingt:

Die Höhe des Lichtschnitts nimmt von rechts nach links um etwa 40% zu. Dadurch nimmt die Intensität auf den Kehrwert ( $1/1,4$ ), also auf etwa 71% der Maximalintensität ab. Für den Einfluss der Streucharakteristik ist der Winkel entscheidend, unter dem der Streuprozess nachgewiesen wird. Da das am KÜK eingesetzte Objektiv eine Brennweite von  $f = 50 \text{ mm}$  hat, ergibt sich für einen Objektabstand von  $L \approx 300 \text{ mm}$  ein „Öffnungswinkel“ von etwa  $\alpha_{\text{Öffn.}} \approx 8,5^\circ$ . Anhand der für die eingesetzten Partikel experimentell ermittelten Streucharakteristik (Abbildung 3.13) ergibt sich somit das Verhältnis

$$\frac{I_{94^\circ}}{I_{86^\circ}} \approx \frac{0,96}{1,18} = 0,81.$$

Eine Überlagerung der beiden Effekte bewirkt theoretisch eine Intensitätsabnahme im Bild auf 58% der Maximalintensität ( $0,71 \cdot 0,81 = 0,58$ ). Die aus dem Bild ermittelte Abnahme auf 60% kann somit erklärt werden und lässt sich per Software korrigieren. Dies führt zu der in Abbildung 4.7 links dargestellten, korrigierten Aufnahme des Lichtschnitts. Das rechte Diagramm zeigt den nach der Korrektur nahezu konstanten Intensitätsverlauf entlang der eingezeichneten Strahlen.

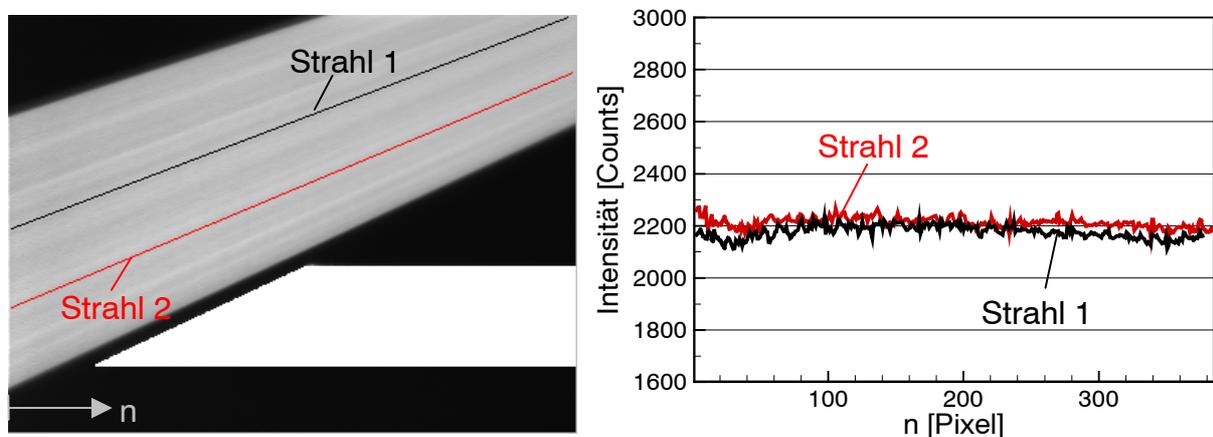


Abbildung 4.7 Korrigierter Lichtschnitt bei langsamer Strömung und Intensitätsverlauf.

Bei gestartetem Kanal ( $Ma \approx 2,43$ ) wird die gesamte Stoßfront durch sukzessiven, computergesteuerten Parallelversatz des Lichtschnitts und der CCD-Kamera erfasst. Da für die Strömung Symmetrie zur Kanalmitte vorausgesetzt werden kann, wird nur das halbe Strömungsfeld vermessen. Bei einer Dicke des erzeugten Lichtschnitts von etwa einem halben Millimeter erfolgt der Parallelversatz in Schritten von einem Millimeter, ausgehend von der Kanalmitte. In jeder Ebene werden dabei fünf Hintergrundbilder und zehn Signalbilder aufgenommen und jeweils ein „Mittelwertbild“ erzeugt. Die größere Anzahl bei den Signalbildern dient der Mittelung über eventuell auftretende Schwankungen in der Partikelkonzentration oder Streifigkeiten im Lichtschnitt.

Die Abbildung 4.8 zeigt zwei TSV-Aufnahmen in der Mitte der Messstrecke. Im linken Bild wurde der Lichtschnitt mit der  $\sim 450$  mm langen Laserstrahlsonde aufgespannt. Die Streifigkeit ist auf die bereits angesprochene Schwingungsproblematik zurückzuführen. Der Lichtschnitt im rechten Bild wurde mit der kurzen Laserstrahlsonde erzeugt und weist nur eine vergleichsweise geringe Streifigkeit auf. Somit wird deutlich, dass durch den Einsatz der kurzen Sonde eine Mittelung über eine große Anzahl an Einzelaufnahmen nicht erforderlich ist.

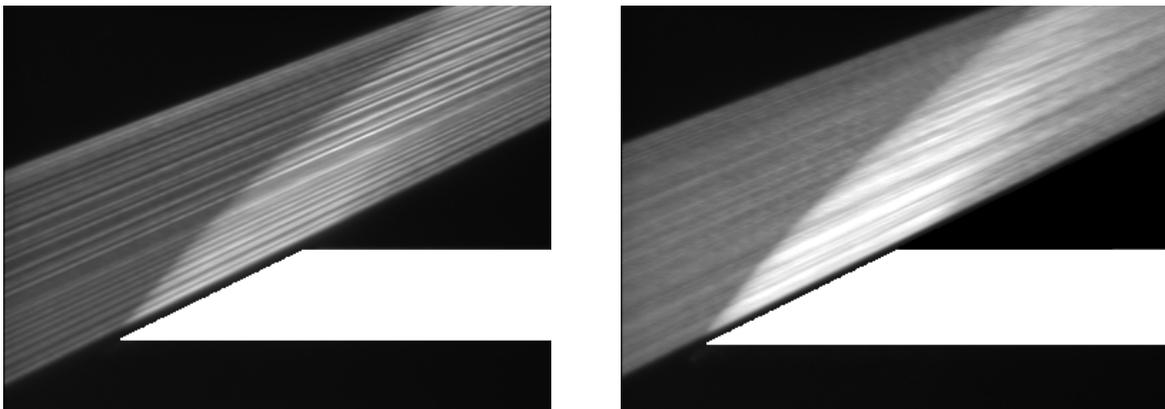


Abbildung 4.8 TSV-Aufnahmen in der Mitte der Messstrecke beim Einsatz der langen (l.) und kurzen Laserstrahlsonde (r.).

Damit die Versuchsdauer so kurz wie möglich gehalten werden kann, wird ein Bild bei der Aufwärtsbewegung des Laserstrahls und ein Bild bei der Abwärtsbewegung aufgenommen. Unter Berücksichtigung der Totzeiten und der Verzögerung durch das Ein- und Ausschalten des Partikelgenerators ergibt sich für die Vermessung einer Ebene eine Versuchsdauer von etwa 90 Sekunden. Da die Zeitspanne für das axiale Verfahren um einen Millimeter demgegenüber vernachlässigt werden kann und in der Grenzschicht an der Kanalwand keine Verdichtungsstöße auftreten, ist eine Aufnahme des gesamten Strömungshalbfeldes in 16 Schnitten und ca. 25 Minuten möglich.

### 4.3 Schwierigkeiten und Lösungsansätze

Wie die Abbildung 4.8 zeigt, ist die Visualisierung des Verdichtungsstoßes „oberhalb“ des Keils, d.h. wenn die untere Begrenzung des Lichtschnitts parallel zur Keilvorderkante verläuft, mit Hilfe der TSV-Technik gut möglich. Dabei stellt Hintergrundstreulicht kein großes Problem dar. Die Schwierigkeiten ergeben sich, wenn der Gesamtverlauf der Stoßfront, auch neben dem Keil, erfasst werden soll. Wird der

Winkelbereich, über den die Verdrehung des Laserstrahls erfolgt, nach unten erweitert, so trifft ein Teil des im Mantel der Lichtleitfaser geführten Laserlichts unmittelbar auf die Keiloberfläche. Bei der Schott-Lichtleitfaser ist der im Mantel geführte Anteil des Laserlichts so groß, dass das Streulichtsignal der Partikel vom Leuchten des Keils überstrahlt wird.

Die Beleuchtung des Keils stellt auch bei Messungen in größerem Abstand zum Keil ein Problem dar. Um dies zu verdeutlichen zeigt die Abbildung 4.9 beispielhaft Intensitätsaufnahmen (Signal-, Hintergrund- und TSV-Bild) eines Lichtschnitts, der unter Verwendung der Schott-Lichtleitfaser im Abstand von 7 mm zur Keilkante aufgespannt ist. Das eingesetzte, unsymmetrische Keilmodell ist dabei außermittig im Kanal angebracht (Abbildung 4.22, u.l.).

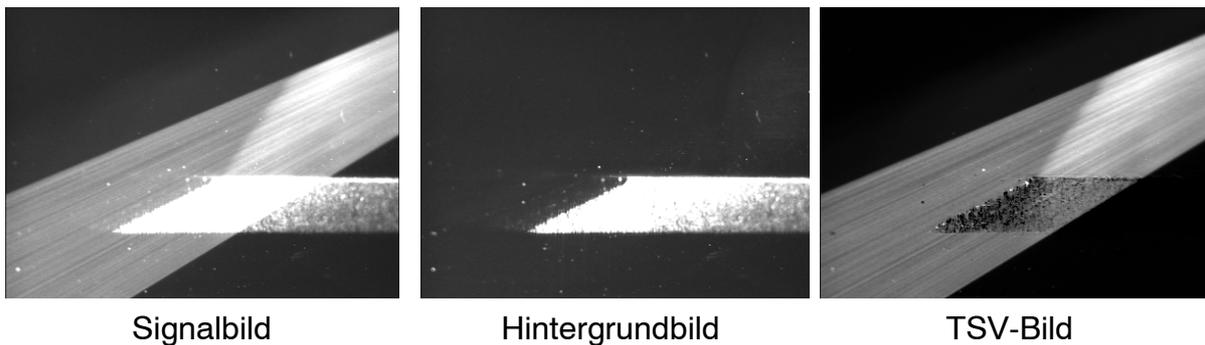


Abbildung 4.9 Intensitätsaufnahmen 7 mm neben dem Keil (Schott-Faser).

Aus dem TSV-Bild wird deutlich, dass die Stoßfront im Bereich des Keils nicht ermittelt werden kann. Obwohl die Schott-Lichtleitfaser für Messungen oberhalb des Keils gut geeignet ist, kann sie für Messungen vor dem Keil nicht eingesetzt werden. Die demgegenüber deutlich geringere Beleuchtung des Keils beim Einsatz der Fujikura-Lichtleitfaser zeigt sich in den Intensitätsaufnahmen in Abbildung 4.10.

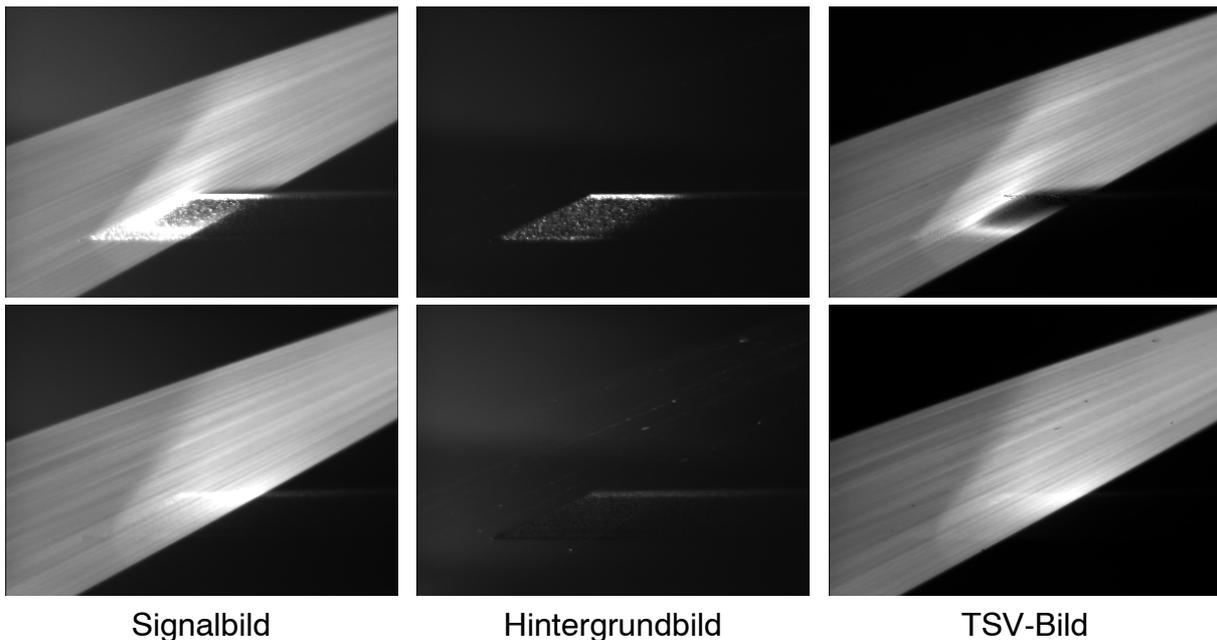


Abbildung 4.10 Intensitätsaufnahmen 3 mm (o.) und 5 mm (u.) neben dem Keil (Fujikura-Faser).

Der Lichtschnitt ist in zwei Ebenen mit unterschiedlichem Abstand zum Keil aufgespannt. In 5 mm Abstand von der Keilkante wird der Keil fast nicht beleuchtet, wie die Hintergrundaufnahme (u., Mitte) zeigt. Dichter am Keil (3 mm Abstand) ist dieser zwar im TSV-Bild noch zu erkennen (o.,r.), jedoch zeichnet sich die Stoßfront über der gesamten Höhe deutlich ab. Der zusätzlich zu erkennende dunkle Fleck im Bereich des Keils könnte auf einen Wirbel hindeuten, der sich im Strömungsfeld neben dem Keil ausbildet.

Es wird deutlich, dass die Durchführbarkeit von TSV-Messungen davon abhängt, wie stark der Hintergrund vom eingebrachten Laserlicht beleuchtet wird. Die eingesetzte Laserstrahlsonde ist dabei besonders empfindlich, weil das „Nutzsinal“ nur für den kurzen Augenblick, den der Laserstrahl während seiner Schwenkbewegung an einem Ort verweilt, zum Intensitätswert an der entsprechenden Stelle des Bildes beiträgt. Demgegenüber wird das an Körperoberflächen reflektierte Streulicht während der gesamten Belichtungszeit aufintegriert. Bereits ein schwaches Leuchten führt deshalb dazu, dass das Nutzsinal überstrahlt wird.

Der Anteil des Nutzsinals am Gesamtsignal kann z.B. dadurch erhöht werden, dass während einer Schwenkbewegung des Laserstrahls mehrere Bilder mit relativ kurzer Belichtungszeit aufgenommen werden. Zwischen zwei Aufnahmen gibt es dann eine Totzeit von etwa 100 ms (hängt von Kamerasystem ab), die benötigt wird, um den Kamerachip auszulesen, die Daten zu übertragen, AD-zu-wandeln und im Rechner abzuspeichern. Dadurch entstehen Lücken, wenn die einzelnen „Lichtschnittsegmente“ bei der Auswertung wieder zusammengesetzt werden. Es muss also noch mindestens eine zweite Schwenkbewegung aufgenommen werden, bei der während der Totzeiten der ersten Schwenkbewegung belichtet wird. Die Hintergrundaufnahmen erfolgen analog.

Die Wirksamkeit dieser Vorgehensweise lässt sich am besten bei langsamer Durchströmung der Messstrecke demonstrieren:

Bei dem „Verfahren zur Störlichtreduktion“ werden anstelle einer Aufnahme mit etwa drei Sekunden Belichtungszeit z.B. zweimal 15 Bilder à 80 ms aufgenommen. Zwei der aufgenommenen Signalbilder sind in der oberen Zeile von Abbildung 4.11 zu sehen. Das rechte Bild dieser Zeile ist die Summe aus den 30 Einzelaufnahmen und zeigt, wie sich das relativ schwache Leuchten des Keils in den Einzelaufnahmen zu einem intensiven Leuchten im Gesamtbild, vergleichbar mit dem Leuchten bei Langzeitbelichtung, summiert.

Da die Intensität im Segment des Lichtschnitts bei den Kurzzeitbelichtungen um ein Vielfaches größer ist als das Leuchten des Keils, kann dieses Leuchten in jedem Einzelbild durch geeignete Wahl eines „unteren Grenzwertes“ unterdrückt werden. Die Kamerasoftware bietet hierfür die Möglichkeit, eine untere Intensitätsgrenze festzulegen, unterhalb derer die Intensitätswerte eines Bildes zu Null gesetzt werden. Somit wird für jedes Einzelbild quasi eine Blende gesetzt (Grenzwertverfahren), die nur die Streulichtsignale aus dem Lichtschnittsegment durchlässt, in denen aber auch ein geringer Anteil des „Keilleuchtens“ enthalten ist. In den korrigierten Einzelbildern ist der Keil nicht mehr und in der Summe der Einzelbilder nur noch schwach zu erkennen (Abbildung 4.11, u.).

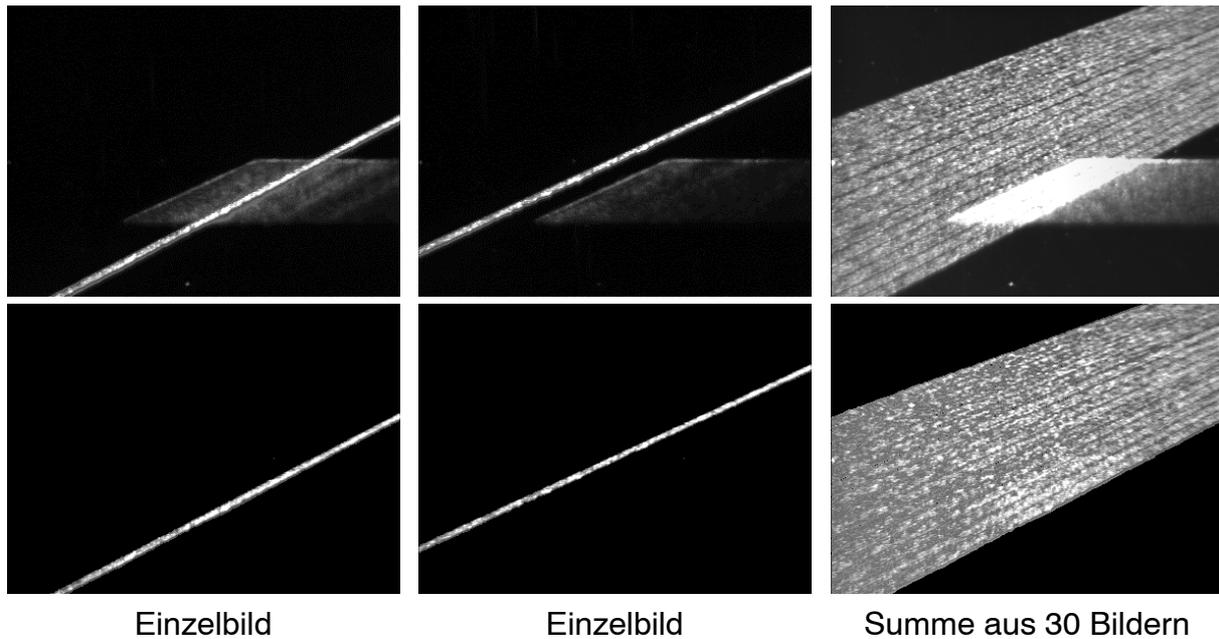


Abbildung 4.11 Verfahren zur Störlichtreduktion (Schott-Faser).

Die Totzeit zwischen zwei Bildern wird durch das Kamerasystem vorgegeben. Als Freiheitsgrad bleibt lediglich die Belichtungszeit der Einzelaufnahme. Sie wird sinnvollerweise so lang wie möglich gewählt, muss jedoch gewährleisten, dass das Nutzsignal immer noch deutlich über dem Leuchten des Keils liegt. Für die Versuche mit Überschallanströmung hat sich deshalb eine Belichtungszeit von 200 ms für die Einzelaufnahme bei insgesamt 12 Bildern je Schwenkbewegung als sinnvoll erwiesen. Die gesamte Stoßfront in der Lichtschnittebene kann durch Aufnahme von zwei Serien ermittelt werden (Abbildung 4.12, l.). Die dafür erforderliche Messzeit beträgt  $\sim 10$  Sekunden. Um ein gleichmäßiges Gesamtbild zu erhalten müssen jedoch wesentlich mehr als zwei Serien aufgenommen werden.

Bei sehr starker Beleuchtung des Hintergrunds können das Signal- und das Hintergrundbild auch bei ruhendem Laserstrahl jeweils für unterschiedliche Strahlpositionen aufgenommen werden. Auf die einzelnen Bilder wird ebenfalls das Grenzwertverfahren angewendet, und die korrigierten Bilder werden zu einem Gesamtbild zusammengesetzt (Abbildung 4.12, r.). Bei dieser Vorgehensweise ist für eine detaillierte Auflösung der Stoßfront eine relativ große Anzahl an Winkelpositionen pro Lichtschnittebene erforderlich. Für die Untersuchungen am Keilmodell werden deshalb Winkelschritte von  $0,25^\circ$  gewählt und in 35 Winkelpositionen fünf Signalbilder und zwei Hintergrundbilder à 20 ms aufgenommen. Pro zu vermessender Ebene ergibt sich unter Berücksichtigung aller Totzeiten eine Messzeit von  $\sim 60$  Sekunden.

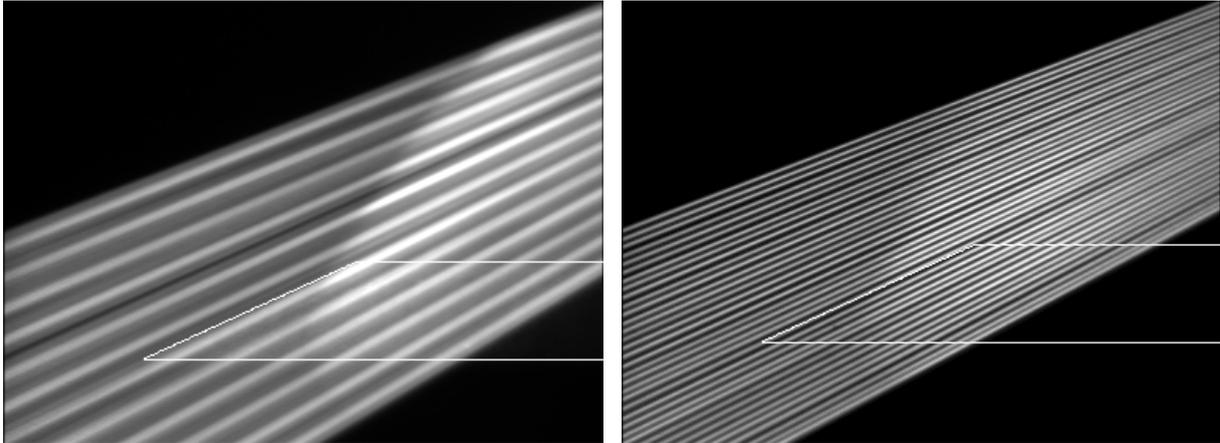


Abbildung 4.12 Zusammengesetzte TSV-Aufnahmen (Schott-Faser).

#### 4.4 Auswerteprozedur

Obwohl die TSV-Aufnahmen bereits deutlich den Intensitätsanstieg im Verdichtungsstoß zeigen, bedarf es weiterer Überlegungen, um hieraus die *exakte* Stoßlage zu bestimmen:

In Abbildung 4.13 (l.) ist dafür aus einer TSV-Aufnahme der Intensitätsverlauf entlang des eingezeichneten Strahls herausgezeichnet. Der starke Intensitätsanstieg im Verdichtungsstoß ist im Kurvenverlauf deutlich zu erkennen. Anders als die Dichte selber nimmt die Streulichtintensität jedoch nicht sprunghaft zu. Außerdem zeigt der Intensitätsverlauf, dass es bereits vor dem Verdichtungsstoß einen deutlichen Anstieg der Streulichtintensität gibt, obwohl dort die Dichte des Gases konstant bleibt (mit „Vielfachstreuung“ bezeichneter Bereich, s.u.).

Der nur allmähliche Anstieg der Streulichtintensität lässt sich anhand des nicht-idealen Folgeverhaltens der Partikel erklären (siehe Kapitel 3.2). Wird nur die Geschwindigkeitsänderung in Hauptströmungsrichtung betrachtet, so kann diese mit dem Verhalten bei Verzögerung über einen senkrechten Verdichtungsstoß verglichen werden. Die Änderung der Partikelgeschwindigkeit erfolgt dabei nach einer e-Funktion und hängt von der Größe bzw. Trägheit der Partikel ab (Abbildung 4.13, r.,o.).

Aufgrund der Kontinuitätsgleichung [95, 96] ist das Verhältnis der Partikelkonzentrationen vor und nach dem Stoß umgekehrt proportional zum Verhältnis der Partikelgeschwindigkeiten:

$$\underline{\dot{m}}_p = \rho_p \cdot V_p \cdot A = \underline{\text{konst.}} \Rightarrow \frac{\rho_{p1}}{\rho_{p2}} = \frac{V_{p2}}{V_{p1}}$$

$\dot{m}_p$  = Partikelmassenstrom pro Sekunde  
 $\rho_{p1,2}$  = Partikelkonz. vor/nach dem Stoß  
 $V_{p1,2}$  = Partikelgeschw. vor/nach dem Stoß  
 $A$  = Querschnittsfläche

Aus dieser Beziehung kann der Anstieg der Partikelkonzentration hinter dem Verdichtungsstoß abgeleitet werden (Abbildung 4.13, r.,u.). Der Kurvenverlauf findet sich auch im Verlauf der Streulichtintensität entlang des eingezeichneten Strahls wieder (Abbildung 4.13, l.,u.).

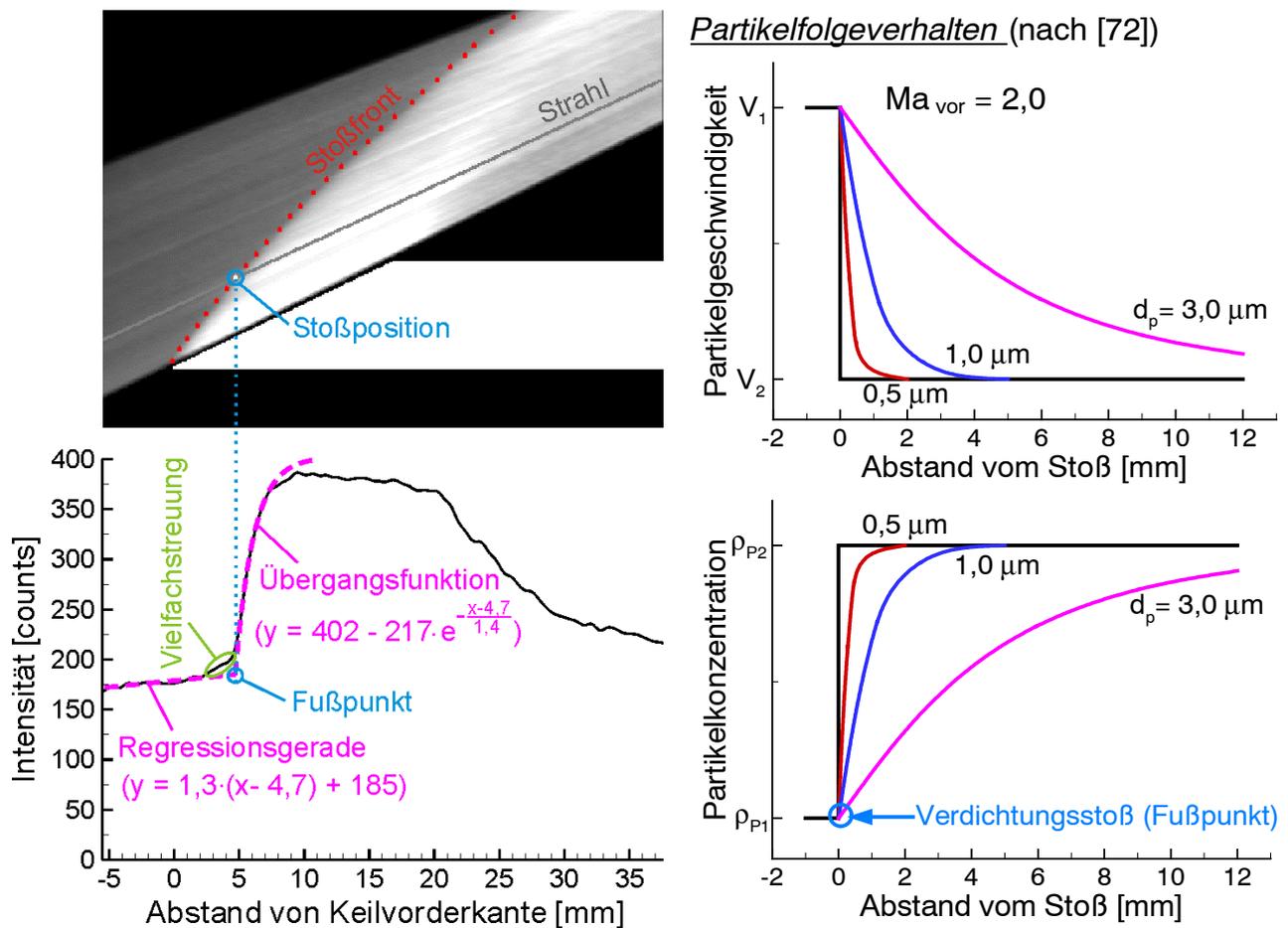


Abbildung 4.13 TSV-Aufnahme u. Intensitätsverlauf (l.), Partikelfolgeverhalten am senkrechten Verdichtungsstoß bei  $Ma = 2,0$  (r.).

Im Diagramm unten rechts liegt der Verdichtungsstoß, wie eingezeichnet, im „Fußpunkt“ der Kurvenverläufe. Soll die exakte Stoßposition aus dem Intensitätsverlauf (unten links) ermittelt werden, so ist auch hier der Fußpunkt der Kurve zu bestimmen, indem der Kurvenverlauf durch eine Gerade und eine Übergangsfunktion 1. Ordnung ( $e^{-x/konst}$ ) angenähert wird. Dabei ist der Intensitätsanstieg vor dem Verdichtungsstoß auszuklammern. Der Fußpunkt wird schließlich in die Intensitätsaufnahme als *Punkt auf der Stoßfront* übertragen und liegt im Bild etwas stromauf des sichtbaren Farbumschlages.

Durch diese Vorgehensweise soll der Einfluss des Partikelfolgeverhaltens auf den ermittelten Verlauf der Stoßfront korrigiert werden. Diese Korrektur ist dann erfolgreich, wenn die mit der TSV-Messtechnik ermittelte Stoßfront mit dem Ergebnis eines direkten Messverfahrens wie der Schlierentechnik übereinstimmt. Deshalb wird die Schlierentechnik trotz ihres integrativen Charakters zu Vergleichszwecken herangezogen (siehe unten).

Die gesamte Stoßfront wird ermittelt, indem die Intensitätsverläufe entlang einer größeren Anzahl von Strahlen, die vom Umlenkspiegel der Sonde ausgehen, untersucht werden. Die x- und y- Koordinaten der ermittelten Punkte liegen dann zunächst in der Einheit *Pixel* vor. Durch die Aufnahme eines Rasters mit bekanntem Gitterabstand (Abbildung 4.23), welches vor oder nach einem Versuch in die Messebene gehalten wird, kann eine Umrechnung in die Einheit Millimeter erfolgen. Der

Nullpunkt für das neue Koordinatensystem wird dabei sinnvollerweise in die Spitze des Keils gelegt. Dieser Koordinatenursprung lässt sich aus einer Aufnahme ermitteln, bei der die Fokusebene (Lichtschneitebene) exakt an der der Kamera zugewandten Seitenkante des Keils liegt.

Wie bereits *van de Hulst* [85] schrieb, nimmt bei zunehmender Partikelkonzentration auch der Strahlungsaustausch der Partikel untereinander stark zu. Das Laserlicht durchläuft dann erst mehrere Streuprozesse, bevor es in den Detektor fällt. Diese sogenannte „Vielfachstreuung“ ist für den Intensitätsanstieg vor dem Verdichtungsstoß verantwortlich, wie anhand von Abbildung 4.14 veranschaulicht werden soll:

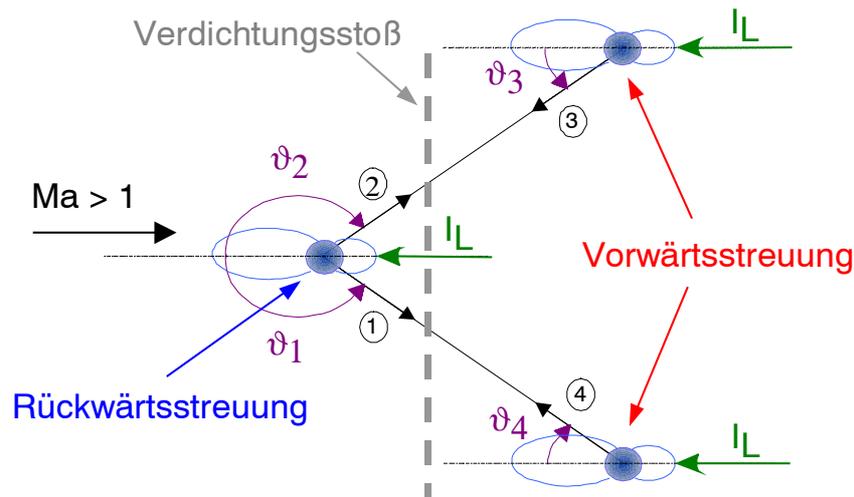


Abbildung 4.14 Vielfachstreuung am Verdichtungsstoß ( $d_p = 1 \mu\text{m}$ ).

Aufgrund der Einstrahlrichtung des Laserlichts wird stromauf in Richtung der Vorwärtsstreuung und stromab in rückwärtiger Richtung gestreut. Durch die Streucharakteristik der Partikel (Abbildung 3.13) und die größere Partikelkonzentration hinter dem Stoß ergibt sich ein Strahlungsfluss in Richtung stromauf und somit eine zusätzliche, wenn auch indirekte Beleuchtung der Partikel unmittelbar vor dem Verdichtungsstoß. Dies führt zu dem „verfrühten“ Anstieg der Streulichtintensität, weshalb der entsprechende Bereich bei der Ermittlung der Regressionsgeraden ausgeklammert werden muss.

Ein weiterer Aspekt der Vielfachstreuung ist bei der Wahl des Versuchsaufbaus zu berücksichtigen:

Durch die „Partikelwolke“ zwischen Lichtschnitt und Detektor werden, wie man es von Nebel kennt, Intensitätsgradienten durch Streuprozesse „verschmiert“, d.h. abgeflacht. Der Versuchsaufbau sollte daher so gewählt werden, dass das gestreute Licht auf dem Weg zum Detektor eine möglichst kurze Wegstrecke in der partikelbeladenen Strömung zurücklegt.

#### 4.5 Ergebnisse

Die Abbildung 4.15 zeigt die Aufnahmen aus TSV-Messungen, bei denen der Lichtschnitt in vier Ebenen parallel zur Strömung aufgespannt ist (Keilmitte,  $Z = 8, 11$  und  $13 \text{ mm}$ ). Bereits anhand der Bilder wird deutlich, dass sich die Stoßlage bei Annäherung an die Seitenkante des Keils verändert, neben dem Keil deutlich in Richtung stromab verschoben ist und wesentlich steiler verläuft.

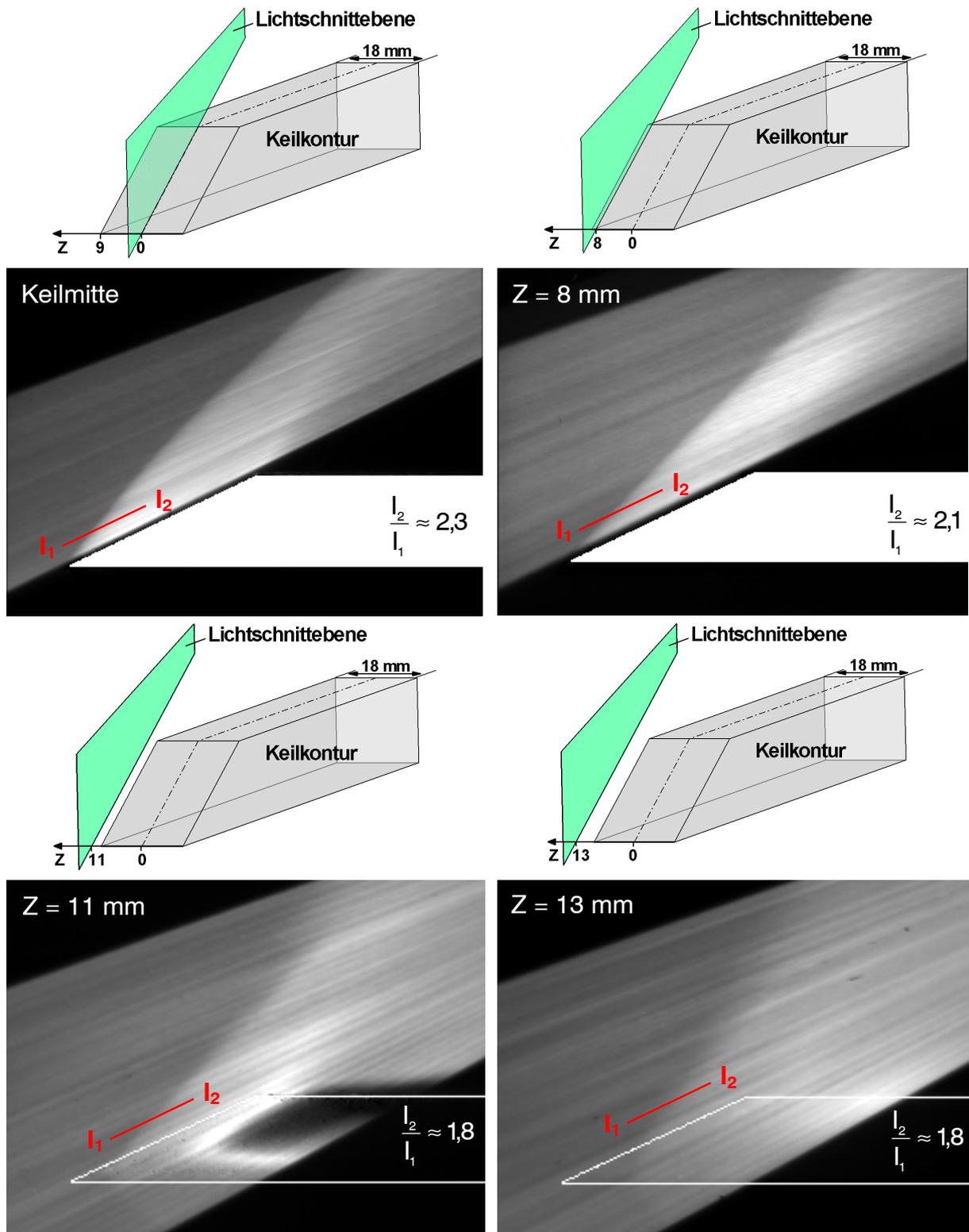


Abbildung 4.15 TSV-Messungen in unterschiedlichen Ebenen.

In den Bildern ist der jeweils ermittelte Anstieg der Streulichtintensität über den Verdichtungsstoß angegeben. In der Mitte des Keils liegt der Intensitätsanstieg mit  $I_2/I_1 \approx 2,3$  etwa in der Höhe der Dichtezunahme über den Stoß von  $\rho_2/\rho_1 \approx 2,52$ . Dieser Wert ergibt sich, wenn der experimentell ermittelte Stoßwinkel  $\sigma \approx 51,6^\circ$  und die aus den Druckmessungen ermittelte Machzahl  $Ma \approx 2,43$  in unten stehende Gleichung [97, 98] eingesetzt werden. Der Stoßwinkel kann auch iterativ unter

Einbeziehung des rechten Teils der Gleichung ermittelt werden. Für einen Keilwinkel von  $\beta = 25^\circ$  ergibt er sich zu  $\sigma = 51,55^\circ$  und stimmt gut mit dem gemessenen Wert überein.

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{(\kappa + 1) \cdot \text{Ma}^2 \cdot \sin^2 \sigma}{(\kappa - 1) \cdot \text{Ma}^2 \cdot \sin^2 \sigma + 2} \quad \left[ = \frac{\tan \sigma}{\tan(\sigma - \beta)} \right]$$

Der Intensitätsanstieg in der TSV-Aufnahme an der Keilkante ist mit  $I_2/I_1 \approx 2,1$  etwas geringer als in der Mitte des Kanals. Neben dem Keil liegt der Wert nur noch bei  $I_2/I_1 \approx 1,8$ . Dies deutet darauf hin, dass der Verdichtungsstoß neben dem Keil schwächer ist als in der Keilmitte. Zusätzlich ist der Gradient des Intensitätsanstieges neben dem Keil deutlich kleiner. Der Grund dafür liegt in Schwingungen der Stoßfront, die durch die langen Belichtungszeiten nicht aufgelöst werden können. Stattdessen wird mit der TSV-Technik eine mittlere Stoßlage bestimmt.

Mit Hilfe des Auswerteverfahrens lässt sich aus jedem TSV-Bild der Verlauf der Stoßfront ermitteln. Die Kurven sind in Abbildung 4.16 (r.) in einem Diagramm dargestellt und bestätigen die Veränderung der Stoßfront. Insgesamt liegen Aufnahmen aus 16 Lichtschnittebenen vor, sodass nach der Auswertung ein dreidimensionales Modell der Stoßkonfiguration am Keil mit Hilfe des Grafikprogramms Tecplot [99] zusammengesetzt werden kann (Abbildung 4.16, l.).

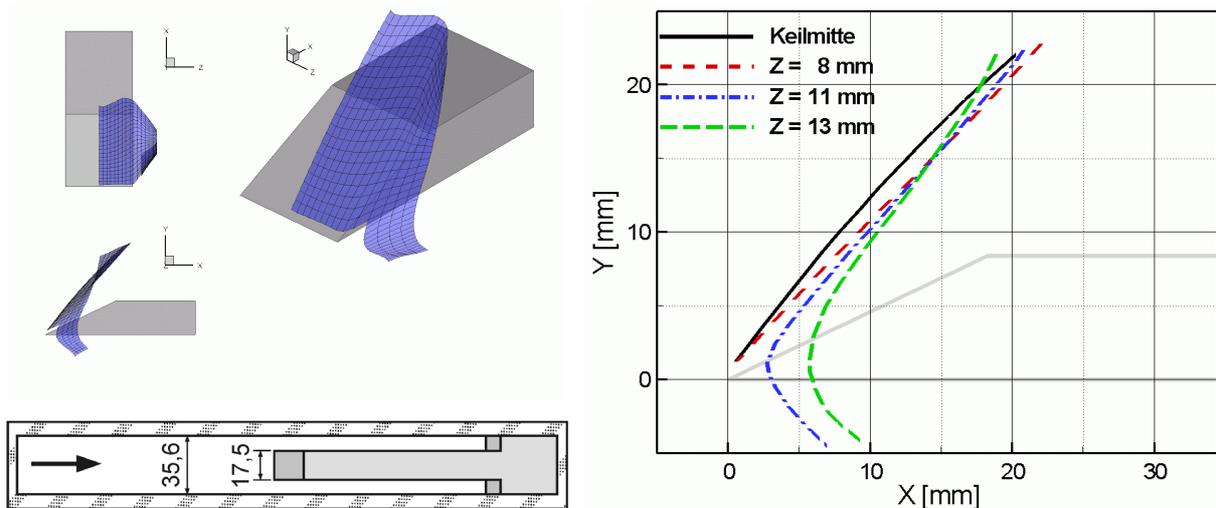


Abbildung 4.16 Stoßkonfiguration am Keil ( $\text{Ma} \approx 2,43$ ).

Wie das Diagramm verdeutlicht, ist die Stoßfront in der Mitte des Keils in Richtung stromab gekrümmt. Diese Krümmung zeigt sich auch in den Schattenbildern, die Lepicovsky [88, 100] an dem identischen Kanal bei der NASA aufgenommen hat. In der Veröffentlichung wird die Stoßfront dabei gemäß Abbildung 4.17 in vier Segmente eingeteilt:

Im ersten Segment an der Spitze des Keils verläuft der schräge Verdichtungsstoß ohne zu schwingen unter einem Winkel von  $\sigma \approx 51,6^\circ$ . Die Stoßfront ist nicht gekrümmt. Im zweiten Segment ist der Stoß sichtbar gekrümmt, aber immer noch stabil. Erst im dritten Segment beginnt der Verdichtungsstoß zu schwingen. Im vierten Segment sind die Schwingungen wieder geringer und die Stoßfront ist auch scheinbar nicht mehr gekrümmt.

Der mit der TSV-Technik untersuchte Bereich der Stoßfront umfasst lediglich die ersten drei Segmente. Dabei können die Beobachtungen von Lepicovsky bezüglich der Krümmung der Stoßfront in den unterschiedlichen Segmenten bestätigt werden.

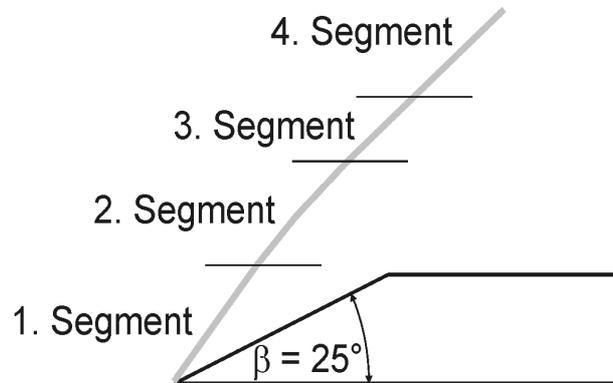


Abbildung 4.17 Einteilung des Verdichtungsstoßes in 4 Segmente [88].

Aus den TSV-Untersuchungen geht weiterhin hervor, dass sich der Verdichtungsstoß neben dem Keil in Richtung stromab verschiebt und die Stoßintensität dabei abnimmt. Der Grund hierfür ist eine Wechselwirkung zwischen der Expansion um die Seitenkante des Keils und dem Verdichtungsstoß. Oberhalb des Keils krümmt sich die Stoßfront bei Annäherung der Lichtschnittebene an die Seitenwand in Richtung stromauf ( $Z = 13 \text{ mm}$ ). Der abnehmende Abstand zur Seitenwand lässt vermuten, dass hier eine Wechselwirkung zwischen der Grenzschicht und dem Verdichtungsstoß auftritt. Aufgrund der Unterschallgeschwindigkeit, die in der Grenzschicht herrscht, lassen sich dort keine Verdichtungsstöße mehr nachweisen.

Die Abbildung 4.18 zeigt eine Schlierenaufnahme, der die mit der TSV-Messtechnik in der Keilmitte gewonnene Stoßfront überlagert ist. Aufgrund des integrativen Charakters des Schlierenverfahrens zeichnet sich der dreidimensional ausgedehnte Verdichtungsstoß in der Aufnahme nicht als scharfe Linie, sondern als breiter dunkler Bereich ab. In der Nähe des Keils schließt sich eine Aufhellung an, die wahrscheinlich auf die räumliche Expansion der Strömung um die Seitenkanten des Keils zurückzuführen ist.

Für die ersten beiden Stoßsegmente zeigt die Abbildung im Rahmen der Messgenauigkeit eine gute Übereinstimmung der TSV-Stoßlage mit dem Hell-Dunkel-Übergang der Schlierenaufnahme. Der Grund für die Abweichungen im dritten Segment kann neben dreidimensionalen Effekten auch das Schwingen des Verdichtungsstoßes sein, weil hier eine Momentaufnahme (Belichtungszeit der Schlierenaufnahme:  $1/1000$  Sekunde) mit der zeitlich gemittelten TSV-Stoßfront verglichen wird.

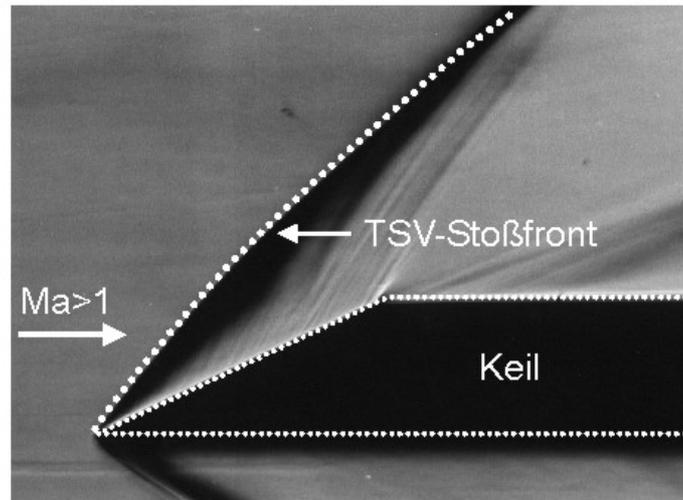


Abbildung 4.18 Schlierenaufnahme mit TSV-Stoßfront in Keilmitte.

Aus einem Bericht von Schodl [2] sind L2F-Geschwindigkeitsmessdaten an diskreten Punkten in der Mitte der Messstrecke bekannt. Anhand der Geschwindigkeitsänderung lässt sich bestimmen, zwischen welchen Messpunkten die Stoßfront verläuft. Die Genauigkeit, mit der die Stoßlage ermittelt werden kann, richtet sich dabei nach dem Abstand der Messpunkte im Bereich des Verdichtungsstoßes.

Diese Messungen wurden 1995 bei der Inbetriebnahme des Kleinen Überschallkanals durchgeführt, d.h. bevor die Undichtigkeiten des Kanals durch zusätzliche Silikondichtungen beseitigt waren. Diese anfänglichen Undichtigkeiten hatten zur Folge, dass Luft an einigen Stellen durch den Unterdruck in die Messstrecke gesaugt wurde und sich dort ein höherer statischer Druck und somit eine niedrigere Strömungsgeschwindigkeit einstellte.

Dies zeigt sich am Druckverhältnis  $p_{\text{stat}}/p_{\text{tot}}$  entlang der Messstrecke, welches in Abbildung 4.19 gestrichelt dargestellt ist. Nach Beseitigung der Undichtigkeiten stellt sich eine gleichmäßigere Druckverteilung ein. Das Druckverhältnis ist durchweg niedriger und die Strömungsgeschwindigkeit dadurch höher (durchgezogene Linie).

Die Vorderkante des Keils hat einen Abstand von 583 mm zum engsten Querschnitt der Düse und befindet sich etwa auf Höhe der Bohrung Nr. 13. Wie aus dem Diagramm deutlich wird, war das Druckverhältnis bei den L2F-Messungen an dieser Stelle wesentlich größer als bei den TSV-Messungen:

$$\left( \frac{p_{\text{stat}}}{p_{\text{tot}}} \right)_{\text{L2F}} = 0,081 \neq \left( \frac{p_{\text{stat}}}{p_{\text{tot}}} \right)_{\text{TSV}} = 0,065.$$

Aus dem Druckverhältnis lässt sich mit  $\kappa = 1,4$  die Machzahl der Anströmung  $Ma$  nach folgender Beziehung [97, 98] bestimmen:

$$Ma = \sqrt{\frac{2}{\kappa - 1} \cdot \left[ \left( \frac{p_{\text{stat}}}{p_{\text{tot}}} \right)^{-\frac{\kappa-1}{\kappa}} - 1 \right]}.$$

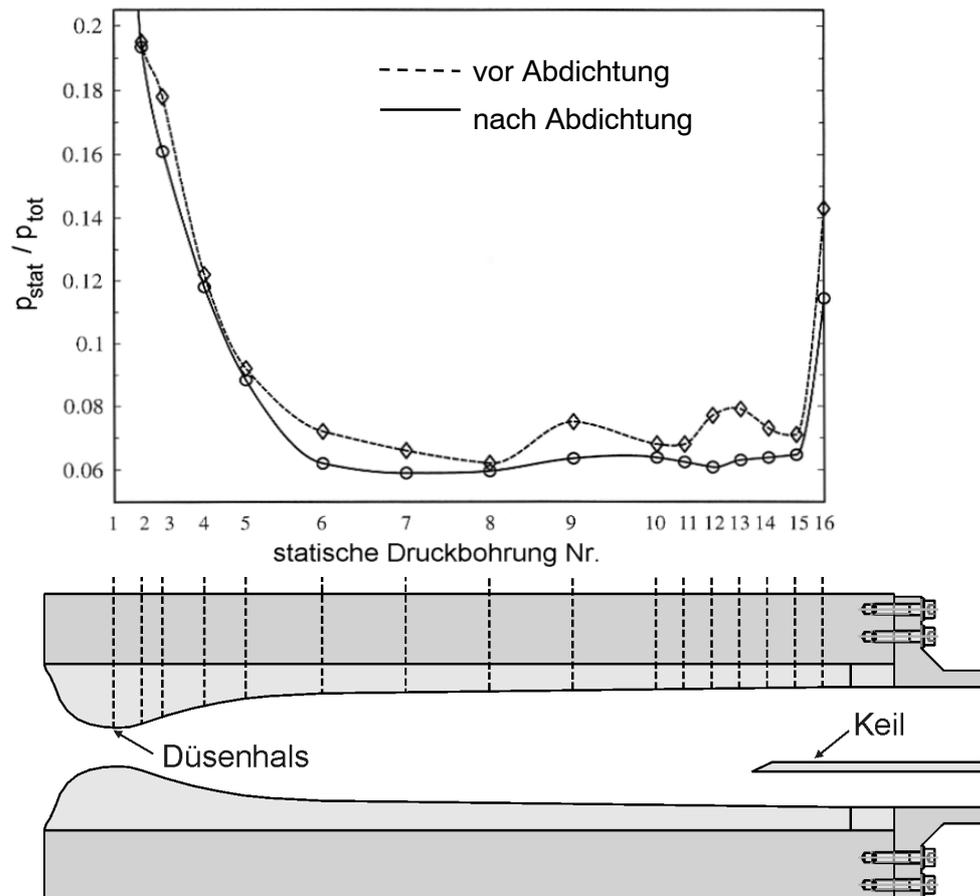


Abbildung 4.19 Druckverhältnisse am KÜK vor und nach der Abdichtung [101] und Position der statischen Druckbohrungen.

Das größere statische Druckverhältnis bei den L2F-Messungen hat eine niedrigere Strömungsgeschwindigkeit zur Folge. Der Stoßwinkel  $\sigma$  ist deshalb größer als bei den TSV-Messungen. Dies zeigt auch die Abbildung 4.20, in der aus den L2F-Geschwindigkeitsmessdaten entlang von vier horizontalen Linien ( $y = 0, 5, 10, 15$  mm) die „L2F-Stoßfront“ abgeleitet ist. Zum Vergleich ist auch der aus den TSV-Messungen ermittelte Verlauf der Stoßfront eingezeichnet.

Aus den L2F-Daten kann der Stoßwinkel zu  $\sigma \approx 58,5^\circ$  ermittelt werden. Bei einer Machzahl von  $Ma \approx 2,29$  und einer Strömungsumlenkung um  $\beta = 25^\circ$  ergibt die iterative Bestimmung des Stoßwinkels aus der Gleichung

$$\frac{\tan(\sigma - \beta)}{\tan \sigma} = \frac{(\kappa - 1) \cdot Ma^2 \cdot \sin^2 \sigma + 2}{(\kappa + 1) \cdot Ma^2 \cdot \sin^2 \sigma}$$

nur einen Wert von  $\sigma = 54,89^\circ$ . Die relativ große Abweichung kann dadurch bedingt sein, dass die Strömungsgeschwindigkeit über dem Querschnitt der Messstrecke aufgrund der Undichtigkeiten nicht gleichmäßig war. Ein weiterer Grund kann die geringe Anzahl an Stützstellen sein, auf denen der Verlauf der Stoßfront basiert. Genau gesagt, wird der Stoßwinkel  $\sigma$  nämlich nur durch die Messungen entlang der Linie bei  $y = 5$  mm und die Position der Keilvorderkante bestimmt.

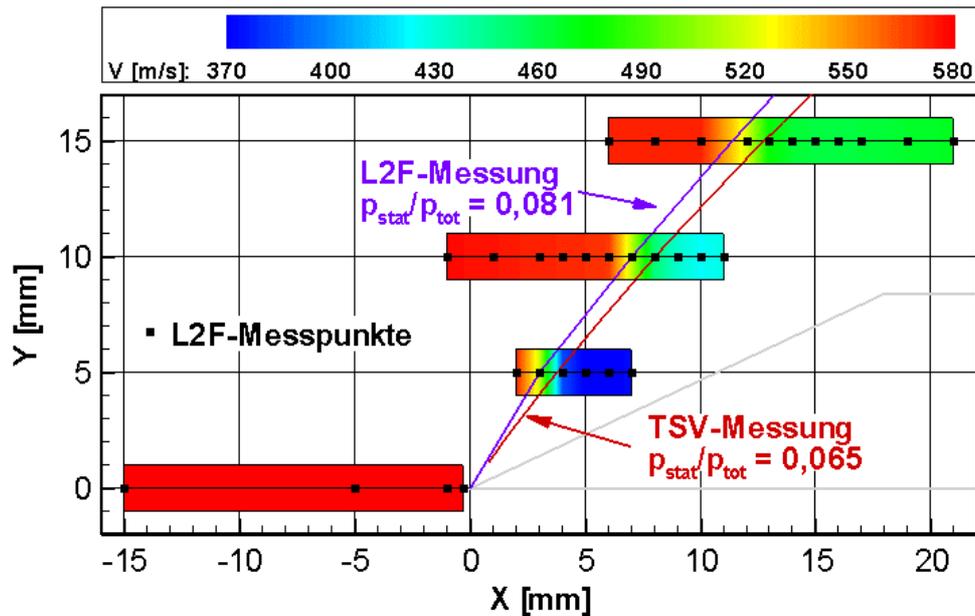


Abbildung 4.20 Stoßfront aus L2F- und TSV-Messungen (bei unterschiedlichem Druckverhältnis).

In Tabelle 4-1 sind die Strömungsgrößen für die TSV- und die L2F-Messungen zusammengefasst. Zusätzlich ist der kritische Umlenkwinkel  $\beta_{\text{krit}}$ , d.h. der Grenzwinkel, ab dem der schräge Verdichtungsstoß von der Vorderkante des Keils ablöst, angegeben. Wie durch die Messungen bestätigt, liegt für beide Strömungskonfigurationen ein schräger, an der Keilvorderkante anliegender Verdichtungsstoß vor.

Messverfahren	statisches Druckverhältnis	kritischer Umlenkwinkel	Machzahl	Stoßwinkel	
				theoretisch	experimentell
TSV	0,065	29,0°	2,43	51,55°	51,6°
L2F	0,081	27,3°	2,29	54,89°	58,5°

Tabelle 4-1 Strömungsgrößen für TSV- und L2F-Messung.

Für die Keilkonfiguration in Überschallströmung ist eine numerische Simulationsrechnung mit dem 3D-Navier-Stokes-Strömungslöser Trace (Turbo machinery Research Aerodynamic Computational Environment) [4, 5] durchgeführt worden. Dabei wurde eine symmetrische Strömung angenommen und zur Berechnung des halben Strömungsfeldes ein Netz mit über 200.000 Knoten generiert [3]. Die ermittelte Machzahlverteilung ist in Abbildung 4.21 in vier Schnitten zusammen mit der aus den TSV-Messungen ermittelten Stoßlage dargestellt.

Bei der Berechnung handelt es sich um eine relativ grobe Abschätzung der Strömungsverhältnisse. Wie die Abbildung zeigt, stimmen die Simulationsergebnisse dennoch weitgehend mit den experimentell ermittelten Stoßlagen überein. Auch die Krümmung der Stoßfront bei Annäherung an die Seitenwand in Richtung stromauf wird von der Simulation wiedergegeben. Für die erkennbaren Abweichungen gibt es mehrere mögliche Ursachen, von denen hier einige genannt werden sollen:

- Durch Toleranzen bei der Fertigung des Keilmodells oder beim Einbau in den Windkanal kann der Umlenkwinkel der Strömung im Experiment geringfügig von der Vorgabe für die Simulationsrechnung abweichen. Dabei führt im vorliegenden Fall eine um  $0,5^\circ$  stärkere Strömungsumlenkung zu einem etwa  $1^\circ$  größeren Stoßwinkel.
- Da adaptive Netze für das Simulationstool Trace zurzeit noch nicht verfügbar sind, ist das zugrunde liegende Rechennetz nicht optimal an die Stoßlage angepasst. Aufgrund der Zellgröße wird der Verdichtungsstoß deshalb über einen gewissen Bereich „verschmiert“.
- Die in der Simulation angenommene spitze Keilvorderkante ist fertigungstechnisch nicht realisierbar. Anders als bei der Berechnung kann deshalb im Experiment auch unterhalb des Keils ein Verdichtungsstoß nachgewiesen werden.
- Neben dem Keil ist die Stoßfront relativ stark in Richtung stromab gekrümmt. Bereits geringe Toleranzen beim Einstellen der Lichtschnittebene im Experiment (Z-Koordinate) führen deshalb zu einer von der Simulation abweichenden Lage des Verdichtungsstoßes.

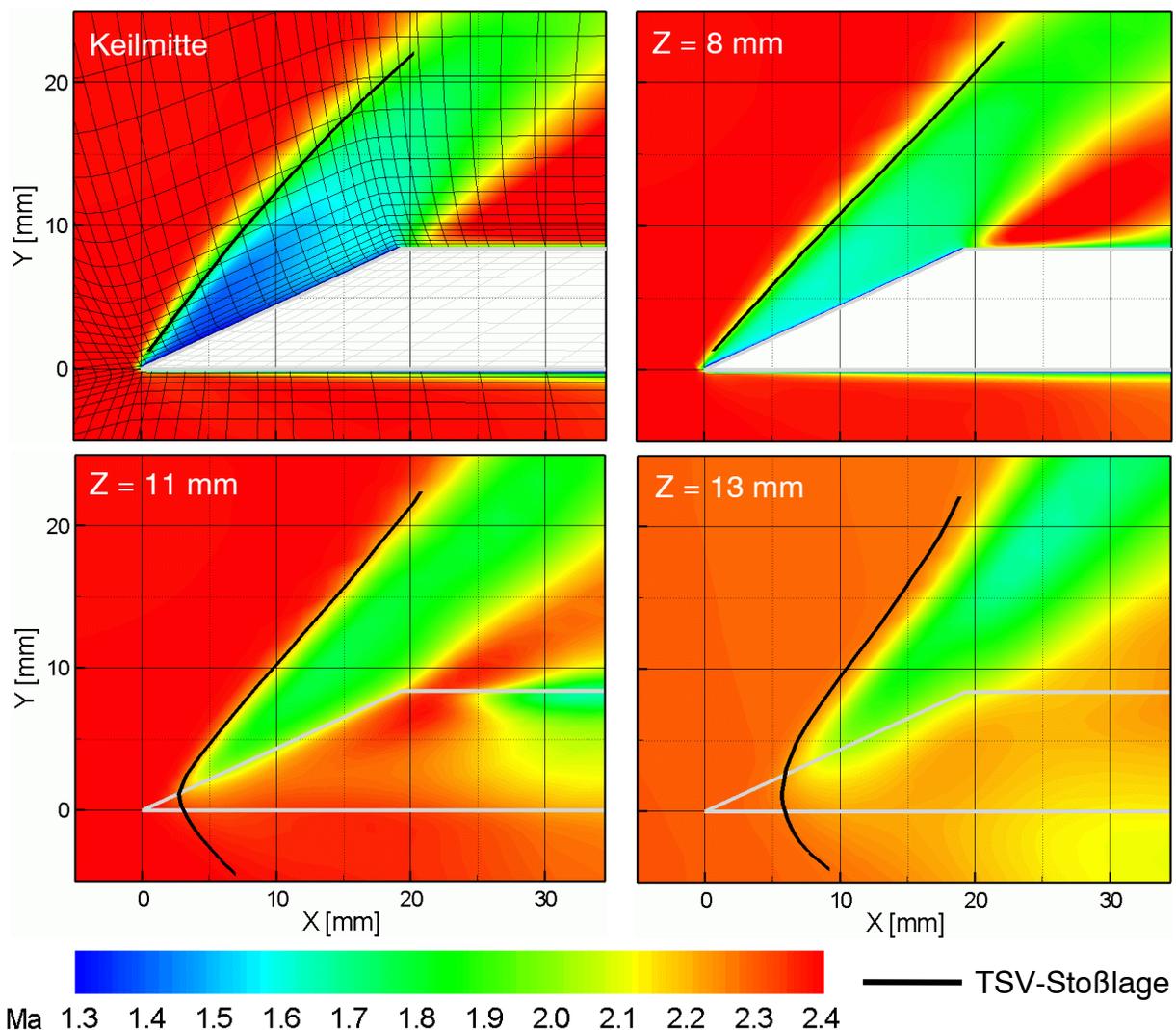


Abbildung 4.21 Numerisch ermittelte Machzahlverteilung und TSV-Stoßlagen.

Wie die Ausführungen im vorangegangenen Abschnitt deutlich machen, bereitet die Komplexität der dreidimensionalen Stoßkonfiguration nicht nur Probleme bei der exakten messtechnischen Erfassung, sondern auch bei der numerischen Simulation der Strömung. Bei einem unsymmetrischen, im Kanal seitlich versetzten Keilmodell ist die Dreidimensionalität sogar noch wesentlich stärker ausgeprägt. Dies zeigen die in Abbildung 4.22 dargestellten Ergebnisse der entsprechenden TSV-Messungen.

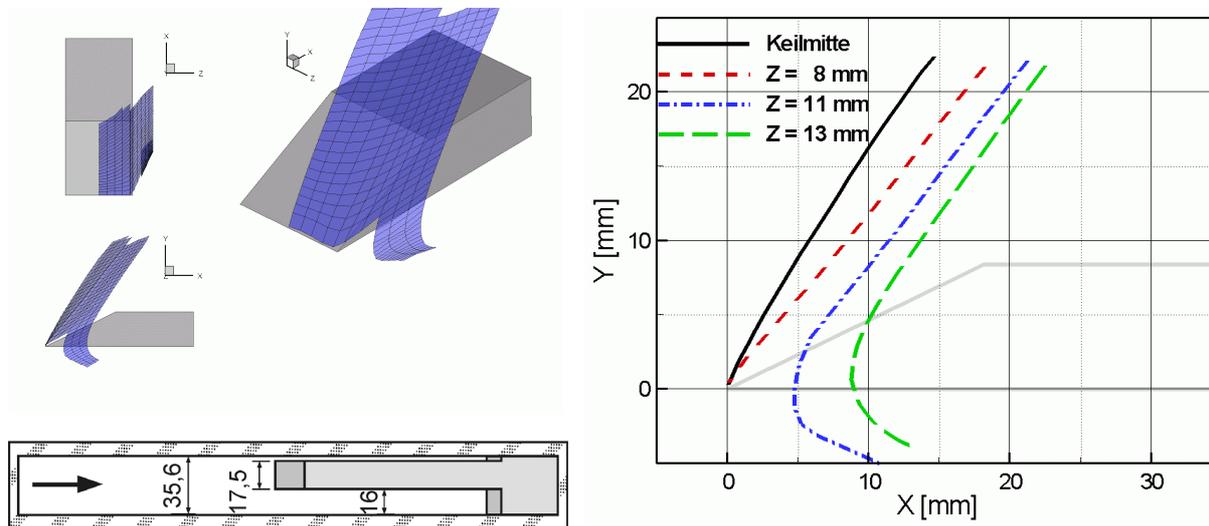


Abbildung 4.22 Stoßkonfiguration am seitlich versetzten Keil ( $Ma = 2,43$ ).

Bei einem Vergleich der Stoßkonfigurationen für die symmetrische (Abbildung 4.16) und die unsymmetrische Konfiguration (Abbildung 4.22) können die folgenden Unterschiede festgestellt werden:

- Die Stoßfront in der Keilmitte verläuft bei seitlich versetztem Keil wesentlich steiler als bei Anordnung des Keils in der Mitte des Kanals.
- Die Krümmung der Stoßfront neben dem Keil in Richtung stromaufwärts kann beim seitlich versetzten Keilmodell nicht beobachtet werden.
- Bei gleichem Abstand von der Keilkante ergibt die TSV-Aufnahme der unsymmetrischen Konfiguration einen Verlauf der Stoßfront, der in Richtung stromab verschoben ist.

Der Grund für die genannten Unterschiede kann ohne weitergehende Untersuchungen (z.B. L2F-Geschwindigkeitsmessungen) nicht mit Bestimmtheit genannt werden. Es wird jedoch davon ausgegangen, dass bei beiden Konfigurationen die Grenzschichten an den Seitenwänden und der Keiloberfläche einen Einfluss auf die Lage der Stoßfront haben. Weiterhin können auch veränderte Blockageeffekte durch die geänderte Anordnung des Keils die Ursache sein.

#### 4.6 Untersuchungen zur Vorwärtsstreuung

Bei schwachem Signalpegel kann es sinnvoll sein, die Streucharakteristik der Partikel auszunutzen und die Kamera unter einem Winkel kleiner als  $90^\circ$  zur Lichtschnittebene, also in Vorwärtsstreuerrichtung, anzuordnen. Der höhere Signalpegel bei nahezu unverändertem Hintergrundstreulicht (besseres Signal-zu-Hintergrund-Verhältnis) rechtfertigt dann die durchzuführenden Bildverzerrungskorrekturen.

Um den Einfluss der Vorwärtsstreuung auf die TSV-Messungen zu untersuchen, wird am kleinen Überschallkanal ein spezieller Versuchsaufbau mit zwei identischen Kameraköpfen (LightStar) und identischen Objektiven eingerichtet. Beide Kameraköpfe sind über einen sogenannten Multiplexer<sup>8</sup> an denselben Kamera-Controller angeschlossen und nehmen dieselbe Schwenkbewegung des Laserstrahls aus unterschiedlichen Blickrichtungen *zeitgleich* auf, damit eventuelle Schwankungen in der Laserleistung oder der Partikelkonzentration keinen Einfluss auf die Ergebnisse haben. Die Bilder werden schließlich nacheinander ausgelesen.

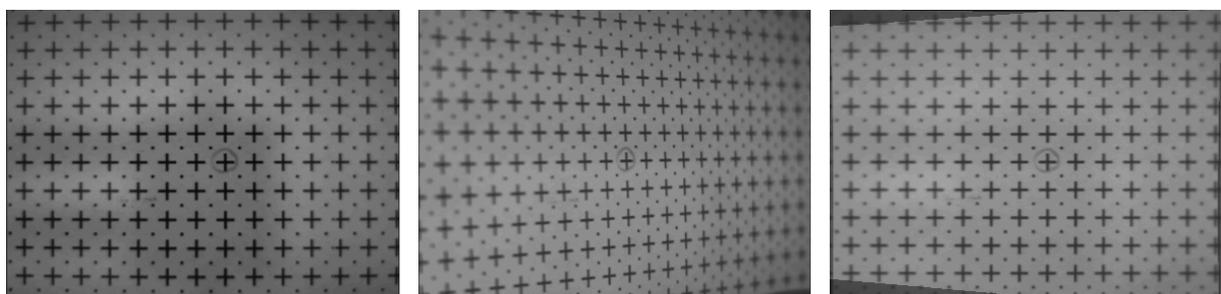
Die erste Kamera blickt senkrecht, die zweite unter einem Winkel von 45° auf die Messstrecke. Da das Laserlicht unter einem mittleren Winkel von 25° schräg von oben einfällt, liegt für die zweite Kamera ein mittlerer Streuwinkel von  $\vartheta \approx 50^\circ$  vor, sodass aufgrund des Streudiagramms aus Abbildung 3.13 für das Intensitätsverhältnis erwartet wird:

$$\frac{I_{90^\circ}}{I_{50^\circ}} \approx \frac{1}{4,79}$$

Beide Kameras sind auf Verschiebeeinheiten positioniert, sodass sie in gleicher Weise wie die Lichtschnittsonde verschoben werden können. Obwohl die zweite Kamera unter 45° auf die Messstrecke blickt, werden beide Kameras senkrecht zum Kanal verschoben. Auf diese Weise bleibt der aufgenommene Bildausschnitt des Lichtschnitts für beide Optikeinheiten während des gesamten Versuchs konstant.

Damit die Bilder miteinander verglichen werden können, müssen beide Kamerasysteme vor oder nach dem Versuch aufeinander abgestimmt werden. Dafür wird ein Raster bei ruhender Luft am Messort platziert und von beiden Kameras aufgenommen (Abbildung 4.23, l. und Mitte). Da die zweite Kamera unter 45° auf die Messstrecke blickt, wird die gleichmäßige Anordnung der Gitterkreuze in der Aufnahme verzerrt wiedergegeben. Durch die in der Kamerasoftware [87] integrierte Bildentzerrungsfunktion, kann diese Verzerrung durch eine geometrische Transformation korrigiert werden.

Wenn beide Kameras denselben Bildausschnitt aufnehmen, so können die Bilder ebenfalls durch eine geometrische Transformation relativ zueinander ausgerichtet werden. Dann fallen bei Überlagerung der Bilder die Gitterkreuze aufeinander, wie es im rechten Bild der Abbildung 4.23 der Fall ist.



Kamera 1 (Blickwinkel 90°)

Kamera 2 (Blickwinkel 45°)

Überlagerung der korrigierten Bilder

Abbildung 4.23 Rasteraufnahmen, Bildentzerrung und Überlagerung.

<sup>8</sup> Multi Camera Operation Device [86]

Da das eingesetzte Raster einen definierten Gitterabstand hat, braucht nur ein Koordinatenursprung festgelegt werden, und die Einheit des Koordinatensystems für die aufgenommenen Bilder lässt sich direkt von Pixel in Millimeter umrechnen. Somit können Längenverhältnisse unmittelbar aus den Bildern abgelesen werden. Für die Untersuchungen am Keilmodell erfolgt die Festlegung des Koordinatenursprungs in der Keilspitze, anhand einer Aufnahme, bei der die Fokusebene beider Kameras an der den Kameras zugewandten Keilkante liegt. Da die Kameras nur senkrecht zur Messstrecke verschoben werden, ist das Koordinatensystem für die Bilder unterschiedlicher Lichtschnittebenen identisch.

In Richtung der Vorwärtsstreuung wird ein etwa fünfmal so hohes Streulichtsignal erwartet wie in Richtung  $90^\circ$ . Damit dennoch beide Kamerasysteme bei identischen Blendenzahlen betrieben werden können und die Dynamik der Systeme ausreicht, wird vor das zweite Kamerasystem ein Graufilter gesetzt, der die Lichtintensität auf  $1/4$  abschwächt<sup>9</sup>. Mit beiden Kameras werden dann Signal- und Hintergrundbilder aufgenommen und daraus die TSV-Bilder ermittelt. Auf diese wird dann das Bildentzerrungsverfahren angewendet und die Intensität der Bilder des zweiten Kamerasystems schließlich um den Faktor 4 angehoben.

In Abbildung 4.24 ist links die  $90^\circ$ -Aufnahme des Verdichtungsstoßes und rechts die Aufnahme in Richtung Vorwärtsstreuung für einen Lichtschnitt 3 mm seitlich neben dem Keil ( $Z = 12$  mm) dargestellt. Aufgrund der gleichen Intensitätsskalierung zeigt sich deutlich die Zunahme der Streulichtintensität in Vorwärtsstreuung, die eine farbige Darstellung der Bilder notwendig macht. In Graustufen wäre die Stoßfront in der  $90^\circ$ -Aufnahme nicht zu erkennen gewesen.

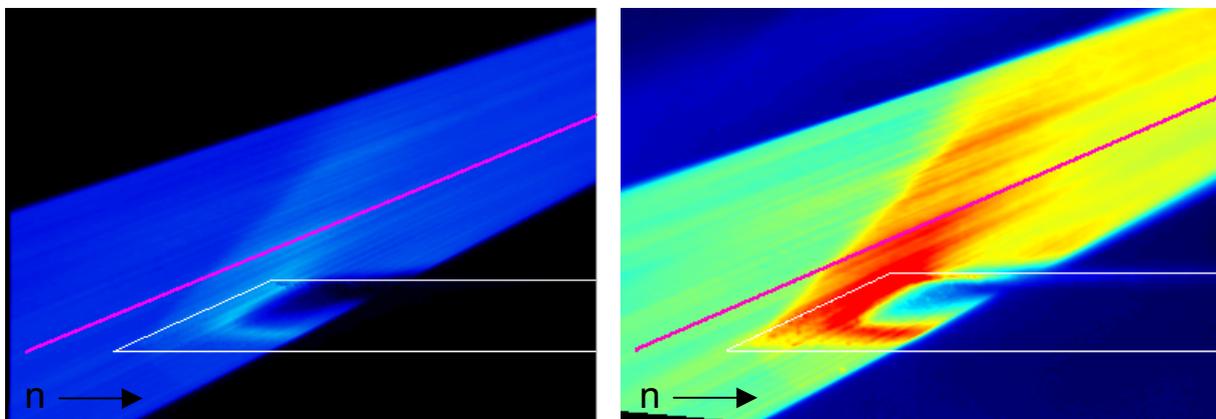


Abbildung 4.24 Zunahme der Streulichtintensität in Vorwärtsstreuung (links: Streuwinkel  $90^\circ$ , rechts: Streuwinkel  $50^\circ$ ).

Die Streulichtintensität entlang der eingezeichneten Linien ist in Abbildung 4.25 für beide Streuwinkel aufgetragen. Dabei ist die Winkelabhängigkeit bereits korrigiert. Zusätzlich ist das Verhältnis von  $I_{50^\circ}/I_{90^\circ}$  in das Diagramm eingetragen. Dieses Verhältnis ist nahezu konstant und liegt zwischen 4,71 und 5,07 und somit sehr dicht bei dem aufgrund der Streucharakteristik erwarteten Wert von 4,79.

Das Hintergrundstreulicht (hier nicht dargestellt) ist für die Anordnung in Vorwärtsstreuung etwa 1,2- bis 1,4-mal so intensiv wie für die  $90^\circ$ -Anordnung. Wie

<sup>9</sup> Der Wert konnte in Vorversuchen bestätigt werden.

erwartet, ergibt sich in Vorwärtsstreureichtung ein erheblich besseres Signal-zu-Hintergrund-Verhältnis.

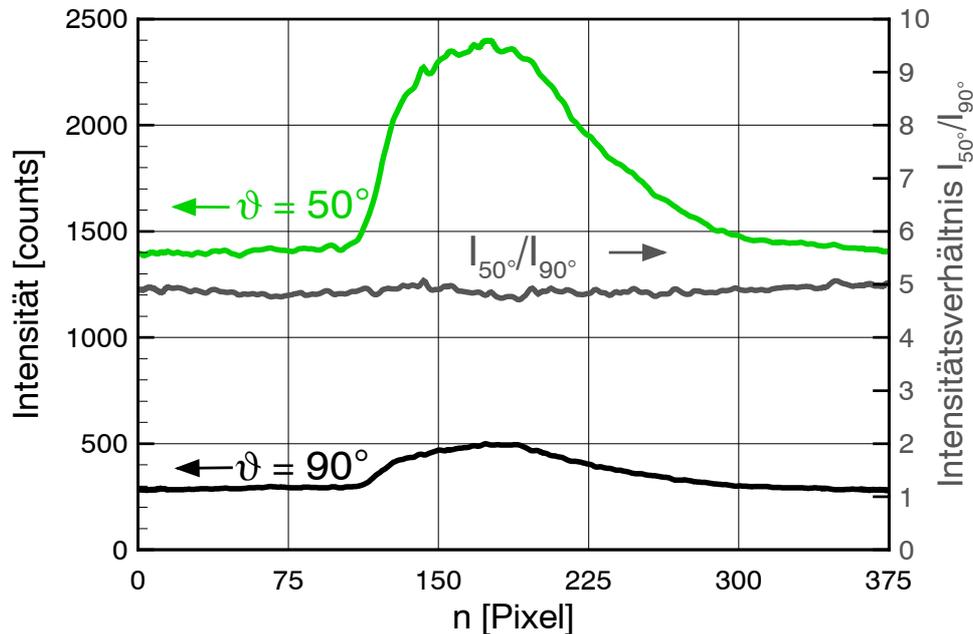


Abbildung 4.25 Verhältnis der Streulichtintensitäten.

Bei der Kalibration der Kameras mit Hilfe des Rasters können die Bilder zur Deckung gebracht werden. Somit muss auch die aus unterschiedlichen Blickrichtungen ermittelte Stoßlage identisch sein. Um dies nachzuweisen, wird für beide Blickrichtungen die Stoßlage unabhängig voneinander ermittelt, und anschließend werden die Verläufe in dasselbe Diagramm eingetragen (Abbildung 4.26). Dabei ist anzumerken, dass bei der  $50^\circ$ -Anordnung der Intensitätsanstieg im Bereich vor und unter dem Keil wesentlich besser detektiert werden kann als bei der  $90^\circ$ -Anordnung. Hier zeigt sich besonders der Vorteil des höheren Signalpegels.

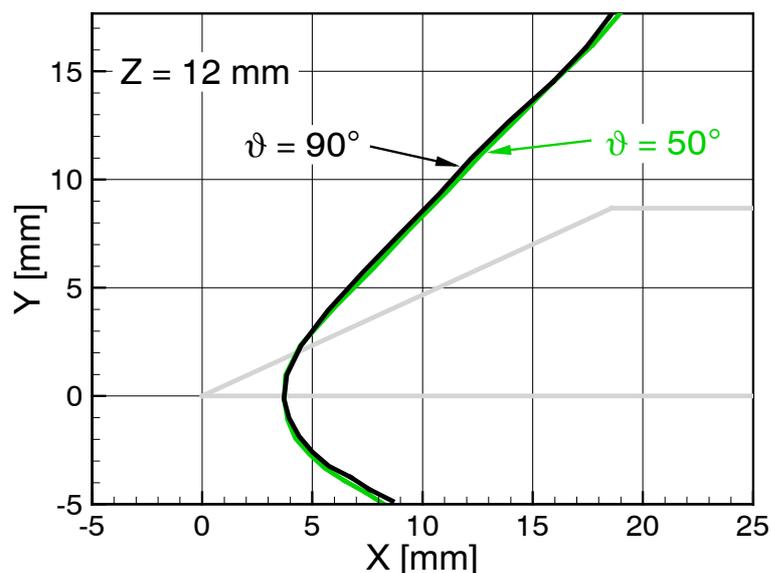


Abbildung 4.26 Aus unterschiedlichen Blickrichtungen ermittelte Stoßlagen.

Wie der Darstellung zu entnehmen ist, sind die Abweichungen der ermittelten Stoßlagen voneinander kleiner als 1 mm. Bei zu schwachen Signalen für die 90°-Beobachtung kann also problemlos mit der Kamera in Richtung Vorwärtsstreuung ausgewichen werden. Auch wenn der Signalpegel hoch genug ist, kann ein von 90° abweichender Blickwinkel erforderlich sein, wenn z.B. eine weitere Messtechnik zeitgleich eingesetzt werden soll, die den senkrechten Blickwinkel erfordert. Bei den TSV-Untersuchungen am Gitterwindkanal (Kapitel 5) ist dies die Schlierentechnik, die sowohl zur Kontrolle des Betriebspunktes als auch zu Referenzzwecken benötigt wird.

#### **4.7 Zusammenfassung der Untersuchungsergebnisse**

Die Erprobung des TSV-Messverfahrens fand an einem Keilmodell statt, welches mit 2,43-facher Schallgeschwindigkeit angeströmt wird. Aufgrund der geringen Abmessungen des Windkanals wurde für die Lichtschnittzeugung ein Laserstrahl über eine Sonde mit Umlenkspiegel in die Messstrecke eingebracht. Somit war es möglich, bei kontinuierlicher Schwenkbewegung der Sonde und entsprechend langer Belichtungszeit einen Lichtschnitt in der Strömung aufzuspannen, oder aber durch kurze Belichtungszeiten einzelne Segmente des Lichtschnitts aufzunehmen. Auch Aufnahmen bei ruhendem Laserstrahl in unterschiedlichen Winkelpositionen konnten gemacht und die Bilder anschließend per Software zusammengesetzt werden.

Die bei den Messungen aufgetretenen Schwingungsprobleme wurden durch einen veränderten Versuchsaufbau und die Probleme mit Hintergrundstreulicht schließlich durch den Einsatz einer besonderen Lichtleitfaser der Firma Fujikura gelöst.

Unter Berücksichtigung des Partikelfolgeverhaltens und der Effekte der Vielfachstreuung wurde ein Auswerteverfahren entwickelt, welches es ermöglicht, aus den aufgenommenen Intensitätsbildern ein dreidimensionales Modell der Stoßfront zu erzeugen. Die Beurteilung dieses Verfahrens erfolgte anhand von Schlierenaufnahmen, L2F-Geschwindigkeitsmessungen in der Kanalmitte (jedoch bei anderem Druckverhältnis) und einer numerischen Simulationsrechnung. Die dabei festgestellten Abweichungen konnten erklärt werden.

Durch Messungen an einem im Kanal seitlich versetzten Keilmodell sollte der Einfluss der Grenzschichten an Keil und Kanalwand auf den Verlauf der Stoßfront untersucht werden. Anhand der Ergebnisse konnten jedoch keine gesicherten Aussagen zu Stoß-Grenzschicht-Wechselwirkungen gemacht werden. Es hat sich lediglich gezeigt, dass die Dreidimensionalität des Verdichtungsstoßes beim seitlich versetzten Keilmodell stärker ausgeprägt ist.

Zusätzlich zur Stoßlagenermittlung wurden Untersuchungen bezüglich der Streucharakteristik der eingesetzten Partikel durchgeführt. Dabei konnte die in Labormessungen ermittelte Winkelabhängigkeit des Streulichts, zumindest für ein diskretes Winkelpaar, bestätigt werden.

## 5 Untersuchungen am transsonisch angeströmten Profilgitter

Bei der Entwicklung von Turbomaschinen-Beschaufelungen werden ebene Profilgitter in transsonischen Gitterwindkanälen untersucht, weil dort die optischen und messtechnischen Zugänglichkeiten wesentlich besser sind als in der Turbomaschine selbst. Außerdem können an preisgünstigen Modellen mit relativ großen Abmessungen die aerodynamischen und geometrischen Parameter unabhängig voneinander studiert werden, was in der realen Maschine nicht möglich ist. Die Eigenschaften solcher Gitterströmungen sowie an diesen Windkanälen eingesetzte Messtechniken (Druckmessungen, L2F, Interferometrie,...) sind u.a. in [1] beschrieben.

Der transsonische Gitterwindkanal des Instituts für Antriebstechnik verfügt über eine Messstrecke mit variablem Querschnitt von B 168 mm x H 150 - 330 mm und ermöglicht Anströmmachzahlen zwischen  $Ma = 0,2$  und  $Ma = 1,4$  (Abbildung 5.1). Oberhalb von  $Ma = 1,1$  kann eine variable Überschalldüse eingesetzt werden. Die Messstrecke ist an beiden Seiten mit 15 mm dicken Plexiglasscheiben versehen, in denen die Schaufelprofile 5 mm tief eingelassen werden. Da der Kanal im geschlossenen Kreis betrieben wird, erlaubt er eine Reynoldszahlvariation unabhängig von der Machzahl. Der Totaldruck und die Totaltemperatur lassen sich dabei unabhängig voneinander einstellen [4, 5].

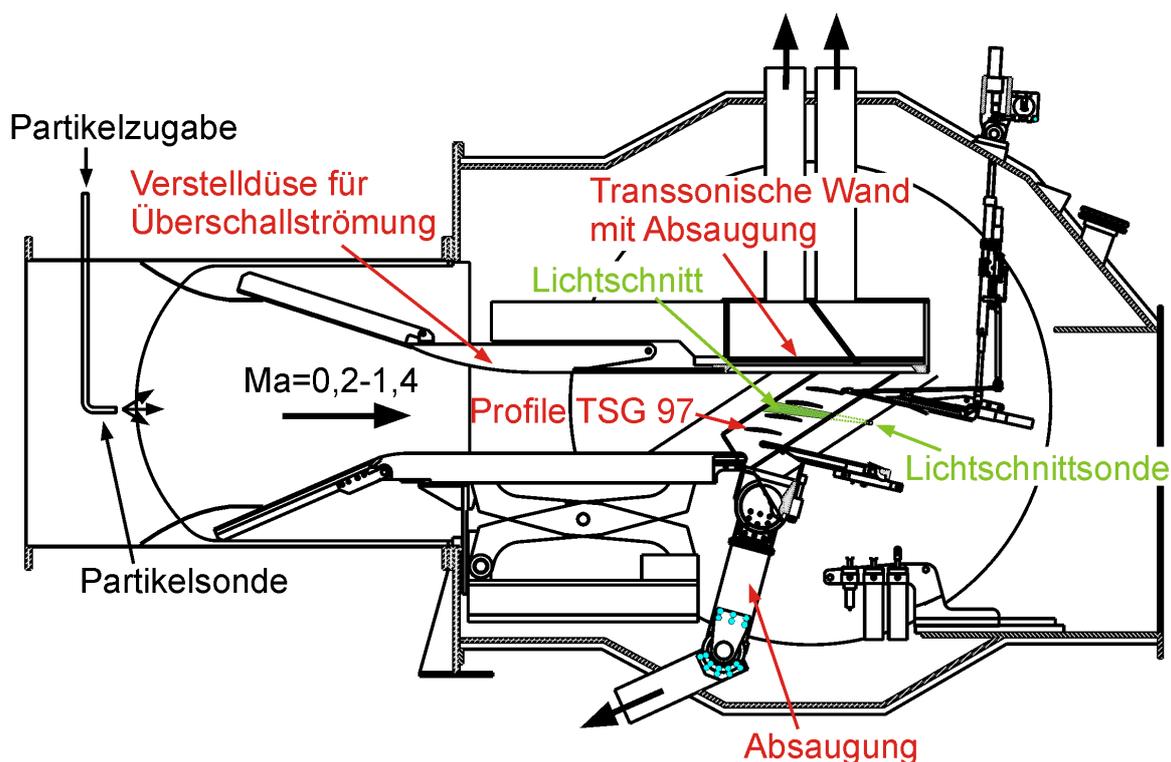


Abbildung 5.1 Querschnitt durch den transsonischen Gitterwindkanal.

Die TSV-Untersuchungen im Gitterwindkanal stellen einen wichtigen Schritt bei der Entwicklung des Messverfahrens dar und werden an dem transsonischen Verdichtergitter TSG 97 mit vier Schaufeln<sup>10</sup> durchgeführt. Das Gitter wurde am Institut speziell

<sup>10</sup> Ausführliche Geometriedaten des Gitters finden sich in [5].

als Testfall für die Validierung von 3D-Navier-Stokes-Verfahren entwickelt. Dazu werden die 125 mm langen Profile mit einem kleinen Schaufelseitenverhältnis<sup>11</sup> von 1,34 zwischen den Seitenwänden des Gitterwindkanals montiert und mit  $Ma = 1,09$  angeströmt. Wie anhand der mit Hilfe von Trace simulierten Machzahlverteilung in Abbildung 5.2 zu erkennen ist, bildet sich eine Strömungskonfiguration mit mehreren Verdichtungsstößen und lokalen Machzahlen von  $Ma \geq 1,3$  aus. Aufgrund der Interferenz zwischen der Profilströmung, den Verdichtungsstößen und der Seitenwandgrenzschicht, handelt es sich um ein komplexes *räumliches* Strömungsfeld mit massiven Grenzschichtablösungen im Wandbereich [5, 7].

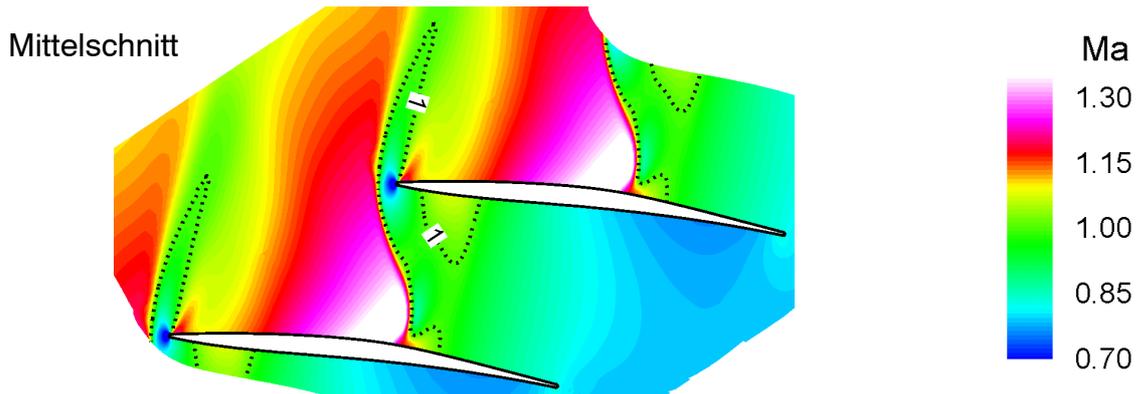


Abbildung 5.2 Simulierte Machzahlverteilung im TSG 97-Gitter.

Die Höhe der Messstrecke wird für die Untersuchungen am TSG 97-Profil über die variable untere Endwand auf 250 mm eingestellt. Der Luftmassendurchsatz durch die Messstrecke beträgt bei den Versuchen  $\sim 10$  kg Luft pro Sekunde. Die Vorrichtungen zur Grenzschichtabsaugung (in Abbildung 5.1 dargestellt) werden für Untersuchungen zur Grenzschichtentwicklung auf den Profilen eingesetzt und bei den TSV-Messungen nicht benötigt.

Das transsonische Gitter mit einer Strömungsumlenkung von ca. 10 Grad liefert ein statisches Druckverhältnis von  $p_2/p_1 \approx 1,46$ . Zukünftig könnte das Profil z.B. im 2. oder 3. Rotor der „Core-Engine“ (Kerntriebwerk, heißer Kreis) eines militärischen Triebwerks oder aber im äußeren Schnitt ( $> 60\%$ ) des 1. Rotors einer transsonischen Fanstufe eingesetzt werden. Obwohl speziell für den Einsatz im Gitterwindkanal ausgelegt, fließen die Ergebnisse der ausführlichen Untersuchungen mit unterschiedlichen Messtechniken [4-7, 102] unmittelbar in die Entwicklung von realen Turbomaschinen-Beschaufelungen und in die Weiterentwicklung von numerischen Simulationsprogrammen (z.B. Trace) mit ein.

Bis auf den „Fußabdruck“ der Verdichtungsstöße in der Druckverteilung auf den Profiloberflächen war die genaue Lage der 3D-Stoßkonfiguration bisher nicht bekannt. Die hier entwickelte TSV-Messtechnik bietet nun die Möglichkeit, die Lage der Verdichtungsstöße vom Kanalmittelschnitt bis zur Windkanal-Seitenwand räumlich aufzulösen und liefert dadurch exakte Daten aus dem gesamten Strömungsfeld. Diese werden zur Validierung der numerischen Simulationsrechnungen, wie sie u.a. in [4-6, 103] veröffentlicht sind, herangezogen.

<sup>11</sup> Verhältnis von Schaufelbreite zu Sehnenlänge

Im Vergleich zu den Messungen am KÜK sind die Verdichtungsstöße am Schaufelprofil wesentlich schwächer. Aus der Simulationsrechnung kann ein Dichteanstieg über den vorderen Stoß von  $\rho_2/\rho_1 \approx 1,3$  ermittelt werden. In gleicher Größenordnung wird auch der Anstieg der Streulichtintensität liegen. Die Untersuchungen am Gitterwindkanal werden somit zeigen, ob dieser relativ geringe Anstieg der Streulichtintensität ausreicht, um mit der TSV-Messtechnik die Stoßkonfiguration sichtbar zu machen.

### 5.1 Technik der Lichtschnittzeugung

Am transsonisch angeströmten TSG 97-Gitter bilden sich im Wesentlichen zwei Verdichtungsstöße zwischen den Schaufeln aus. Schlierenvideos früherer Versuche haben gezeigt, dass der zweite Stoß im Schaufelkanal aufgrund von Stoß-Grenzschicht-Wechselwirkungen am Profil und der Seitenwand stark schwingt. Da mit der am Keilmodell eingesetzten Methode zur dynamischen Lichtschnittzeugung nur mittlere Stoßlagen bestimmt werden können, soll nun eine Sonde eingesetzt werden, die einen aufgespannten, statischen Lichtschnitt erzeugt. So werden dann Kurzzeitbelichtungen und die zeitliche Auflösung von Verdichtungsstoßschwankungen ermöglicht. Das Prinzip der Lichtschnittsonde ist in Abbildung 5.3 dargestellt.

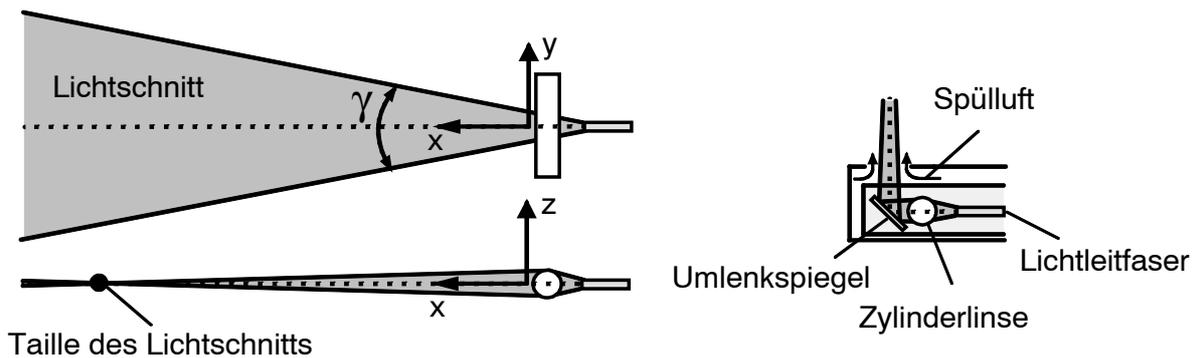


Abbildung 5.3 Prinzip der Lichtschnittsonde.

Wie am KÜK wird der Lichtschnitt von der Seite in die Messstrecke eingebracht und über einen Spiegel entgegen der Strömungsrichtung umgelenkt. Die Auskopplung des Laserstrahls erfolgt jedoch nicht am hinteren Ende der Lichtschnittsonde. Stattdessen wird die Lichtleitfaser in einem dünnen Metallmantel bis kurz vor den Sondenaustritt geführt (Abbildung 5.4, r.). Hier tritt das Laserlicht divergent aus dem Faserende aus und wird durch eine Zylinderlinse in der Lichtschnittebene fokussiert. Anschließend erfolgt über den Spiegel eine Umlenkung um  $90^\circ$ . Der Divergenzwinkel des Lichtschnitts wird somit durch die numerische Apertur der Faser bestimmt ( $N_A = 0,08$ ) und beträgt im vorliegenden Fall  $\gamma \approx 9,2^\circ$ .

Eine Glasplatte verhindert, dass der Umlenkspiegel, die Zylinderlinse oder die Lichtleitfaser verschmutzt oder sogar beschädigt werden. Während eines Versuchs wird zusätzlich saubere Spülluft durch die Sonde geblasen. Diese strömt an der Glasplatte vorbei und verhindert, dass Partikel oder Schmutz aus der Strömung durch den „Lichtschnittaustritt“ in die Sonde gelangen.

Bei der gewählten Sondenkonstruktion ist nicht mit der Schwingungsproblematik wie am KÜK zu rechnen. Die Sonde kann deshalb messtechnisch optimal, d.h. ca. 1,5

Sehnenlängen hinter dem Gitteraustritt, platziert werden, auch wenn dafür aufgrund der Kanalgeometrie und unter Verwendung einer Standard-Sondentraversiereinheit eine Sondenlänge von etwa 800 mm erforderlich ist (Abbildung 5.4, I.).

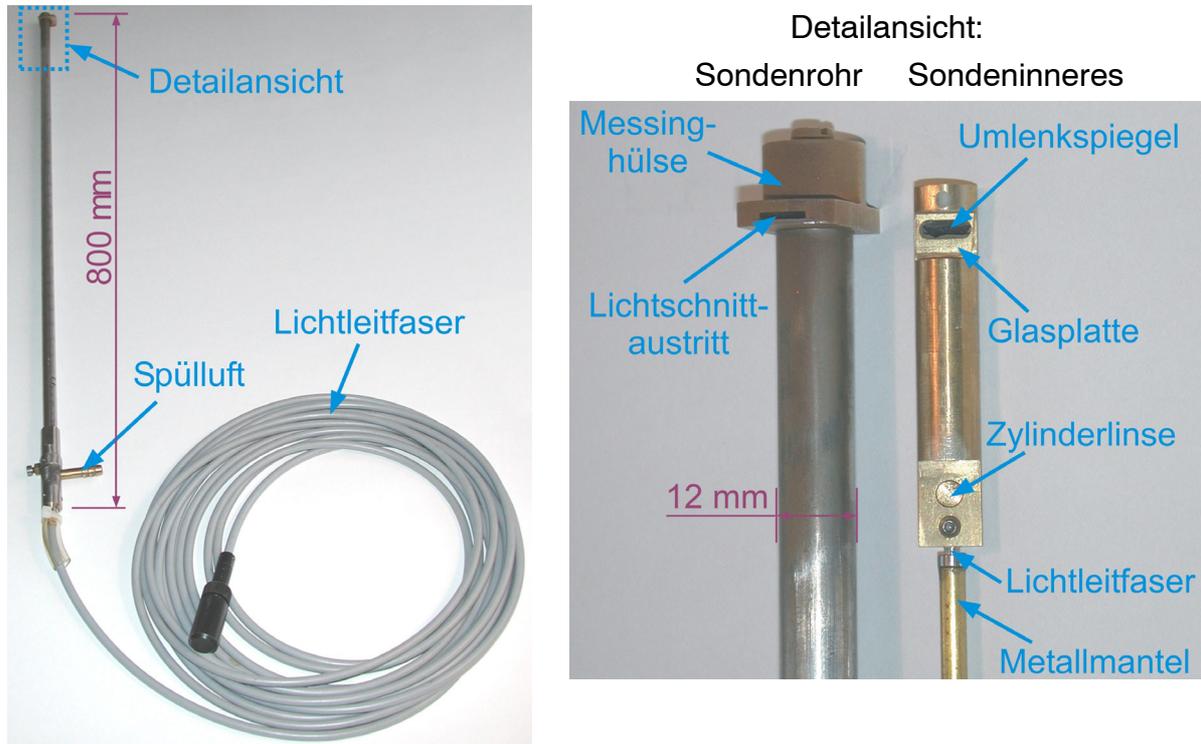


Abbildung 5.4 Lichtschnittsonde für den Einsatz am Gitterwindkanal.

Der Außendurchmesser der Lichtschnittsonde beträgt wegen der optischen Bauteile 12 mm. Bei einer Austrittsmachzahl des Gitters von  $Ma = 0,7$  hat die in der Abströmung platzierte Sonde deshalb einen örtlichen Drosseleffekt zur Folge. Auf das Druckverhältnis über die Messstrecke hat dies jedoch keinen Einfluss, da der Gegendruck mit eingebrachter Lichtschnittsonde durch das Verfahren einer Drossel in der Abströmung eingestellt wird.

Die Intensitätsverteilung über der Lichtschnitthöhe ist nicht gleichmäßig und mit einer gewissen Streifigkeit behaftet. Deshalb müssen Referenzbilder des Lichtschnitts aufgenommen und die Intensitätsaufnahmen eines Versuchs bei der Auswertung korrigiert werden. Hierauf wird im Abschnitt 5.3 genauer eingegangen.

Durch die Messinghülse werden die Ränder des Gauß'schen Lichtschnitts ausgeblendet, sodass nur die Passage zwischen den mittleren Schaufelprofilen (Messpassage) ausgeleuchtet ist und sich eine deutliche Begrenzung des Lichtschnitts ergibt (Abbildung 5.5). Die CCD-Kamera betrachtet den im Bild eingezeichneten Bereich. Sowohl die Kamera als auch die Sonde können, wie auch am KÜK, computergesteuert in axialer Richtung, also in Spannweitenrichtung der Profile, verfahren werden. Die Winkelposition der Sonde, und damit die Lage des Lichtschnitts, bleibt jedoch während der gesamten Versuchsdauer unverändert.

Für eine zeitaufgelöste Erfassung der instationären Stoßlagen wird das Kamerasystem FlameStar 2 mit integriertem Bildverstärker eingesetzt. Die möglichen Belichtungszeiten liegen somit zwischen 5 ns und 6 ms, sodass es bei ausreichender Leuchterscheinung möglich sein sollte, die Verdichtungsstöße im Bild „einzufrieren“.

Die Messungen erfolgen deshalb mit der maximal verfügbaren Laserleistung am Faseraustritt von etwa 300 mW.

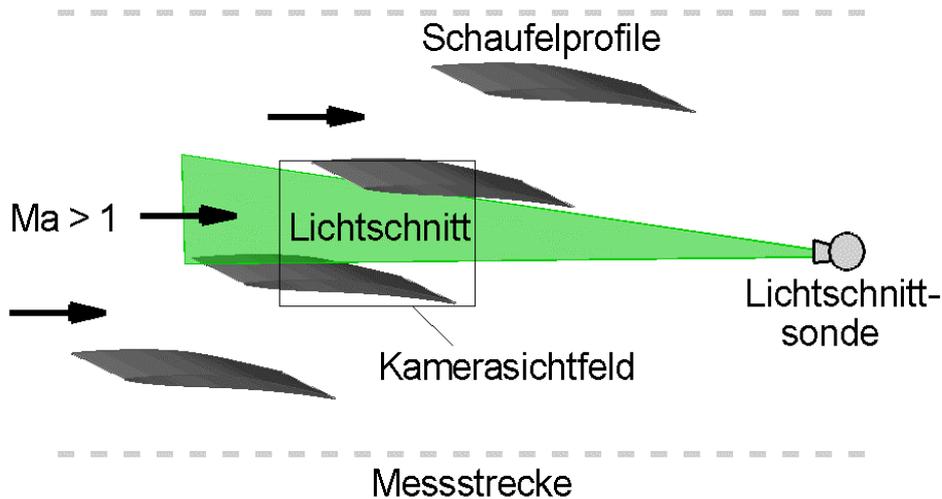


Abbildung 5.5 Ausleuchtung der Messpassage.

Gleichzeitig mit den TSV-Messungen werden bei jedem Versuch Schlierenaufnahmen der Verdichtungsstöße gemacht. Aus diesem Grund kann die Kamera nicht im  $90^\circ$ -Winkel zum Kanal positioniert werden, sondern blickt von stromab unter einem Winkel von  $75$  bis  $80^\circ$ , also leicht in Richtung Vorwärtsstreuung, auf die Messstrecke. Wie bei den Untersuchungen zur Vorwärtsstreuung wird die Kamera dennoch entlang einer Achse *senkrecht* zur Messstrecke verfahren. Der schräge Blickwinkel wird mit Hilfe eines Rasters, welches vor oder nach dem Versuch aufgenommen wird, unmittelbar korrigiert. Die Vorgehensweise für diese Korrektur wurde bereits im Kapitel zur Vorwärtsstreuung (Kapitel 4.6) erläutert.

## 5.2 Vorüberlegungen zu den Versuchen

Am transsonischen Gitterwindkanal bieten sich zwei Arten an, die Strömung für die Messungen mit Partikeln zu versehen. Zum einen können der Strömung Öltröpfchen zugegeben werden, die mit dem in Kapitel 3.3.2 vorgestellten Aerosol-Partikelgenerator erzeugt und über eine Sonde in den Beruhigungsbehälter des Windkanals geleitet werden. Aufgrund des großen Luftmassenstroms ( $\sim 10$  kg/s) müssen mindestens vier Partikelgeneratoren parallel geschaltet werden. Somit kann ein Partikelmassenstrom von  $\sim 10$  mg Öl/s ( $\sim 1$  ppm des Luftmassenstroms) erreicht werden.

Da im normalen Versuchsbetrieb die Luft im Kanal getrocknet und aufgeheizt wird, ist es auch möglich, die Streupartikel in der Messstrecke zu erzeugen:

Bei nur geringer Trocknung der Luft, kondensiert die Feuchtigkeit bei der Expansion der Strömung aufgrund von Unterkühlung im Überschallteil der Düse und bildet feinste Wassertröpfchen, die ebenfalls als Streupartikel genutzt werden können.

In Tabelle 5-1 sind die wichtigsten Eigenschaften der beiden Methoden zusammengestellt, wobei hier die Bezeichnungen „natürliche Streupartikel“ (Kondensat) und „beigemischte Streupartikel“ benutzt werden. In letztere Kategorie fallen nicht nur die Öltröpfchen, sondern auch zugegebene Festkörperpartikel oder Rauch.

<b>Natürliche Streupartikel (Kondensat)</b>	<b>Beigemischte, künstliche Streupartikel</b>
	(Ölnebel, Rauch, Festkörperpartikel, ...)
In der Regel nur in Windkanälen einsetzbar.	Grundsätzlich für jede Strömung einsetzbar.
Die Menge der Partikel wird über Temperatur und Trocknungsgrad der Strömung eingestellt. → Es lassen sich große Luftmassenströme ausreichend mit Partikeln anreichern und Momentaufnahmen der Verdichtungsstöße festhalten ( $t_{Bel} \geq 0,5 \text{ ms}$ ).	Je nach Luftmassenstrom müssen zum Teil recht große Mengen an Partikeln beigemischt werden ( $\sim 1 \text{ ppm}$ des Luftmassenstroms). → Bei nicht optimaler Zugabestelle schwankt die Verteilung der Partikel in der Messstrecke und es sind nur gemittelte Aufnahmen möglich.
Die Verteilung der Partikel in der Messstrecke ist vom Entstehungsprozess des Kondensats abhängig, d.h. sie wird auch von Verdichtungsstößen, lokalen Temperaturänderungen, Strömungsablösungen usw. beeinflusst. → Die Leuchterscheinung in der TSV-Aufnahme ist somit kein echtes Maß für die lokale Dichte in der Strömung.	Bei homogener Verteilung der Streupartikel zu Beginn der Messpassage ist die Intensität des Streulichts ein Maß für die lokale Dichte in der Strömung.
Die Messstrecke (insbesondere die Fenster) bleiben sauber. → Keine Begrenzung der Messdauer.	Die Partikel lagern sich in der Messstrecke, auf den Profilen und auch auf den Fenstern ab. → Nur begrenzte Messdauer verfügbar.

Tabelle 5-1 Eigenschaften natürlicher und beigemischter Streupartikel.

Die Untersuchungen am transsonischen Gitterwindkanal werden sowohl mit natürlichen als auch mit beigemischten Streupartikeln durchgeführt, um eventuell noch nicht erkannte Vor- oder Nachteile feststellen und die Eigenschaften der Streupartikel vergleichen zu können.

### 5.3 Versuchsdurchführung

Die Nachteile des hier eingesetzten Konstantlichtschnitts zeigen sich, wenn der Kanal langsam durchströmt, die Luft gleichmäßig mit Partikeln angereichert und dabei ein Bild des Lichtschnitts aufgenommen wird (Abbildung 5.6, l.):

- Die Intensitätsverteilung über der Lichtschnitthöhe ist nicht konstant, sondern entspricht im Wesentlichen einer Gauß-Verteilung. Dies zeigt sich, wenn die Intensitätsverteilung entlang der im Bild eingezeichneten Linie in einem Diagramm aufgetragen wird (Abbildung 5.6, r.). Damit der Dynamikbereich des Kamerasystems einigermaßen ausgenutzt werden kann, sind die Ränder des Lichtschnitts, bei denen die Intensität unter 25% liegt, durch die Messinghülse ausgeblendet.
- Da der Lichtschnitt nicht verdreht wird, bleiben Streifen, wie sie z.B. durch die Zylinderlinse oder auch durch Staubkörner auf dem Umlenkspiegel oder der Glasscheibe verursacht werden, immer ortsfest in allen Bildern erhalten.

Bei der Auswertung können beide Effekte weitgehend korrigiert werden. Dafür wird die Lichtschnittintensität vor einem Versuch in einer Referenzaufnahme festgehalten und das Bild auf den maximalen Intensitätswert im Lichtschnitt normiert. Alle Bilder des nachfolgenden Versuchs werden dann durch diese Aufnahme dividiert.

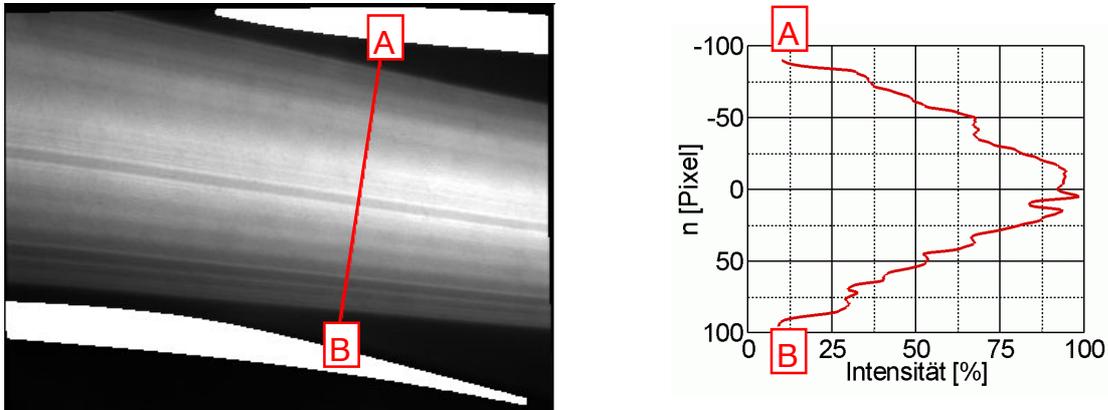


Abbildung 5.6 Lichtschnittaufnahme bei langsamer, partikelbeladener Strömung (l.) und Intensitätsverteilung im Lichtschnitt (r.).

Bei anderen Messtechniken erfolgt die Aufnahme des Referenzlichtschnitts z.B. dadurch, dass der Lichtschnitt, bevor er in die Messstrecke eingebracht wird, zunächst auf einen Strahlteiler trifft, und der abgespaltene Anteil in eine mit fluoreszierender Flüssigkeit gefüllte Küvette geleitet wird. Mit Hilfe einer zweiten Kamera lässt sich somit parallel zu den im Versuch aufgenommenen Bildern jeweils eine Referenzaufnahme des Lichtschnitts erzeugen. Bei Verwendung von Lichtschnittsonden ist diese Technik jedoch nicht einsetzbar.

Wenn am Gitterkanal nach einem Versuch erneut ein Referenzbild aufgenommen wird, so kann sich dieses in seiner Streifigkeit von dem vorher aufgenommenen Bild unterscheiden. Dies ist z.B. dann der Fall, wenn trotz Spülluft Partikel in die Sonde eindringen und sich auf der Glasscheibe ablagern. In einem solchen Fall kann eine Intensitätskorrektur die Streifigkeit in den TSV-Aufnahmen nicht vollständig beseitigen. Eine Bestimmung der Verdichtungsstöße mit dem im vorangegangenen Kapitel vorgestellten Auswerteverfahren ist bei nur geringer Streifigkeit dennoch möglich. Um Fehlinterpretationen zu vermeiden, müssen jedoch die Strahlen, entlang derer die Auswertung erfolgt, exakt in Richtung der Streifen orientiert sein.

Ebenso wie am KÜK kann mit zunehmendem Abstand zur Sonde eine Abnahme der Leuchtintensität im Lichtschnitt festgestellt werden. In Abbildung 5.6 nimmt die Intensität von rechts nach links auf etwa 60% ab. Allein aufgrund der Divergenz des Lichtschnitts lässt sich jedoch nur ein Abfallen auf ~ 75% erklären. Auch hier wirkt sich die Winkelabhängigkeit der Streucharakteristik der eingesetzten Partikel aus:

Bei einem mittleren Kamerablickwinkel von  $\sim 80^\circ$  und einem Öffnungswinkel des Objektivs von  $\alpha_{\text{Öffn.}} \approx 6^\circ$  ergibt sich aus Abbildung 3.13

$$\frac{I_{83^\circ}}{I_{77^\circ}} \approx \frac{1,38}{1,72} = 0,80$$

und somit insgesamt die gemessene Intensitätsabnahme auf 60% der Maximalintensität ( $0,8 \cdot 0,75 = 0,6$ ). Die Abnahme der Leuchtintensität lässt sich folglich auch

hier durch eine Überlagerung von Lichtschnittdivergenz und Streucharakteristik der Partikel erklären.

Das ausgewählte transsonische Schaufelprofil (TSG 97) wurde für einen konkreten Betriebspunkt des Windkanals bereits ausführlich vermessen, und es wurde auch eine numerische Simulationsrechnung mit dem DLR-Simulationsprogramm Trace durchgeführt. Die Stoßkonfiguration dieses Strömungszustands soll im Rahmen dieser Arbeit mit Hilfe der TSV-Messtechnik untersucht und anschließend mit den Ergebnissen anderer Messtechniken und der Simulation verglichen werden. Zusätzlich soll auch ein weiterer Betriebspunkt, bei dem die Abströmung schwächer gedrosselt wird und sich somit ein komplexeres Stoßsystem ausbildet, untersucht werden.

### **Versuche mit Kondensat:**

Der Taupunkt in der Messstrecke kann durch Trocknung der Luft innerhalb gewisser Grenzen ohne Veränderung der Totaltemperatur (hier  $T_{\text{tot}} \approx 304 \dots 308 \text{ K}$ ) eingestellt und damit die Entstehung von Kondensat beeinflusst werden. Die Luft wird so weit getrocknet, dass sich im Beruhigungsbehälter vor der Messstrecke eine Taupunkttemperatur von  $T_{\text{Taup}} \approx 276,7 \dots 277,1 \text{ K}$  einstellt. Die statische Temperatur in der Messstrecke liegt bei  $T_{\text{stat}} \approx 247 \text{ K}$ . Während der Expansion wird die Luft um etwa 30 K unterkühlt und es entsteht so viel Kondensat, dass eine für Kurzzeitbelichtungen ausreichende Leuchterscheinung registriert wird.

Mit der bildverstärkten CCD-Kamera werden für eine statistische Auswertung 100 Einzelaufnahmen pro Lichtschnittebene mit jeweils einer Belichtungszeit von  $t_{\text{Bel}} = 0,5 \text{ ms}$  festgehalten und daraus Mittelwert und Standardabweichung ermittelt. Anders als bei den Versuchen mit Partikelzugabe können mit Kondensation keine Hintergrundaufnahmen gemacht werden, da das hierfür erforderliche kurzzeitige Abschalten der Streupartikel nicht möglich ist. Deshalb darf für diese Untersuchungen der Anteil an Hintergrundstreulicht im Lichtschnitt nur sehr gering sein.

### **Versuche mit Ölnebel:**

Bei den Versuchen mit Ölnebel wird die Strömung stärker getrocknet. Die Taupunkttemperatur liegt dann bei etwa  $T_{\text{Taup}} \approx 267,5 \dots 267,7 \text{ K}$ . Da die Luft nur um etwa 20 K unterkühlt wird, entsteht in diesem Fall kein Kondensat in der Messstrecke. Technisch bedingt kann die Partikelzugabe über eine Sonde erst kurz vor der Düse erfolgen, sodass keine homogene Verteilung in der Messstrecke vorliegt. Außerdem ist es selbst unter Einsatz von vier Partikelgeneratoren nicht möglich, den enormen Massenstrom von 10 kg Luft/s in so ausreichender Form mit Partikeln anzureichern, dass mit denselben Belichtungszeiten wie bei Kondensation gearbeitet werden kann. Erst bei einer Belichtungszeit von  $t_{\text{Bel}} = 6 \text{ ms}$  kann ausreichend Partikelstreulicht in einer Einzelaufnahme eingefangen werden – zu lang, um noch Momentaufnahmen der Stoßfront zu ermöglichen.

### **Vergleich der TSV-Aufnahmen mit Kondensat und Ölnebel:**

Die Abbildung 5.7 zeigt eine TSV-Aufnahme mit Kondensat (l.) und eine TSV-Aufnahme mit Ölnebel (r.). Beide Bilder sind intensitätskorrigiert, und bei der Aufnahme mit Ölnebel wurde das Hintergrundbild abgezogen. Da die Referenzbilder mit Hilfe von Öltröpfchen aufgenommen wurden, ist die Streucharakteristik bei der Aufnahme

mit Kondensat nicht vollständig korrigiert. Obwohl für die Ermittlung der Stoßlage diese Intensitätskorrektur nicht erforderlich ist, wird sie dennoch durchgeführt, um die Bilder von der Streifigkeit und der Gauß'schen Intensitätsverteilung im Lichtschnitt zu bereinigen.

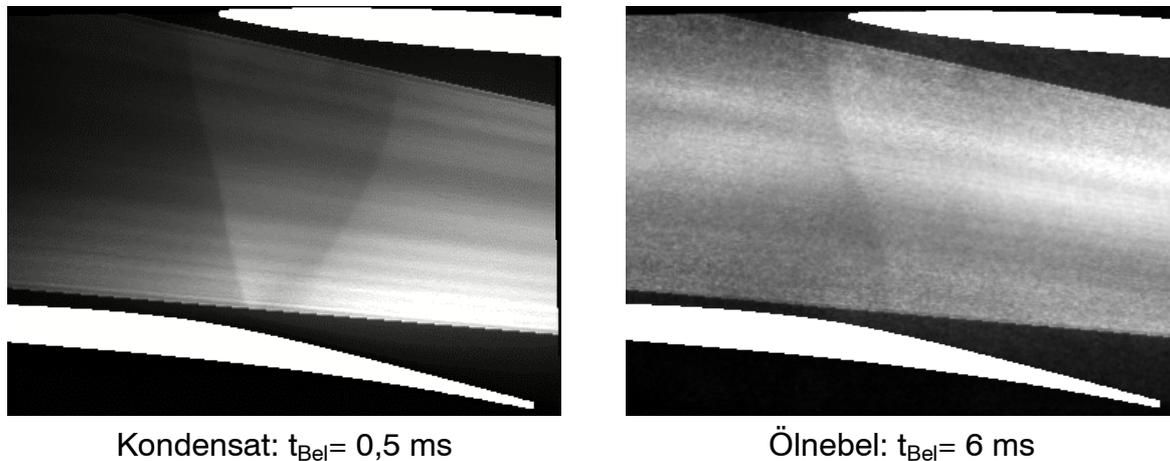


Abbildung 5.7 TSV-Aufnahme mit Kondensat und Ölnebel (Kanalmitte).

Es fällt auf, dass der Verlauf des vorderen Verdichtungsstoßes (Kopfwelle) in beiden Aufnahmen voneinander abweicht. Dies hängt mit einem geringfügig abweichenden Gegendruck oder einer leicht veränderten Anströmmachzahl zusammen. In der Aufnahme mit Ölnebel ist außerdem nur ein Verdichtungsstoß zu erkennen, obwohl das parallel aufgenommene Schlierenbild einen zweiten Stoß zeigt. Der Grund liegt in der langen Belichtungszeit von 6 ms und in der Tatsache, dass der hintere Stoß (Kanalstoß) sehr stark und über einen relativ großen Bereich schwingt. Demgegenüber steht der vordere Verdichtungsstoß nahezu stabil und ist auch bei längerer Belichtungszeit deutlich zu erkennen.

In beiden TSV-Aufnahmen gibt die Leuchterscheinung nicht die lokale Dichteverteilung in der Strömung wieder. Während der Grund im rechten Bild in der inhomogenen Verteilung der Partikel liegt, ist es im linken Bild auf den Entstehungsprozess des Kondensats (und die fehlerhafte Korrektur der Streucharakteristik) zurückzuführen. Die zeitverzögerte Kondensation führt dazu, dass in der Nähe der Saugseite des Profils schneller Kondensat entsteht als in der Nähe der Druckseite. Daraus resultiert eine diagonale Zunahme der Leuchterscheinung im Bild (von oben links nach unten rechts). Trotzdem können aus der Intensitätsaufnahme beide Verdichtungsstöße über der gesamten Höhe des Lichtschnitts ermittelt werden.

Aufgrund der zahlreichen Vorteile, die für die Messungen mit Kondensat sprechen, werden die Untersuchungen für die zwei angesprochenen Betriebspunkte auch unter Ausnutzung der Kondensation durchgeführt. Dabei werden sechs Schnitte zwischen der Kanalmitte und einer Ebene parallel zur Seitenwand im Abstand von 12 mm aufgenommen. Dichter an der Seitenwand werden die Verdichtungsstöße aufgrund der Wechselwirkung mit der Grenzschicht deutlich schwächer und instationär, sodass keine Stoßfront mehr aufgelöst werden kann. Unter Berücksichtigung des Traversierens der Lichtschnittsonde ergibt sich somit eine reine Messzeit von weniger als 10 Minuten.

Die Streifigkeit der Referenzaufnahme (Abbildung 5.6) findet sich auch in den TSV-Aufnahmen des zugehörigen Versuchs wieder (Abbildung 5.8, l.). Mittels Division der TSV-Aufnahme durch die normierte Referenzaufnahme lässt sich die inhomogene Intensitätsverteilung im Lichtschnitt korrigieren. Es entsteht das in Abbildung 5.8 rechts dargestellte Bild, bei dem die Reststreifigkeit auf eine später festgestellte Verschmutzung des Umlenkspiegels zurückzuführen ist. Davon abgesehen gibt die Leuchtintensität (unter Vernachlässigung der abweichenden Streu charakteristik) die lokale Konzentration des Kondensats, nicht jedoch die lokale Dichte in der Strömung wieder. Da die Auswertung unabhängig von der Signalintensität erfolgt, kann der vordere Verdichtungsstoß auch in dem Bereich aufgelöst werden, der im Bild aufgrund der gewählten Skalierung dunkel erscheint.

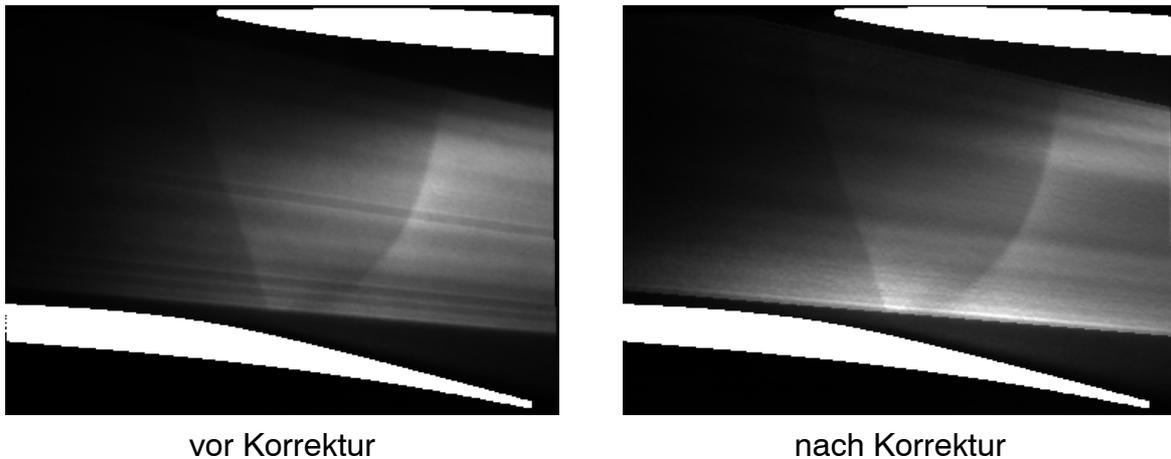


Abbildung 5.8 TSV-Aufnahme vor und nach Intensitätskorrektur.

#### 5.4 Ergebnisse

Die untersuchten Strömungszustände unterscheiden sich nur im statischen Druckverhältnis  $p_2/p_1$  voneinander. Der Totaldruck im Kessel ( $p_{\text{tot}} \approx 1,28 \dots 1,34$  bar), die Totaltemperatur ( $T_{\text{tot}} \approx 304 \dots 308$  K), die Anströmmachzahl der Profile ( $Ma \approx 1,09$ ) und die mit der Sehnenlänge gebildete Reynoldszahl ( $Re \approx 2,0 \cdot 10^6$ ) sind für beide Zustände nahezu identisch.

Beide Strömungszustände liegen an der Sperrgrenze des Gitters, d.h. kleinere Zuströmwinkel und damit ein höherer Massendurchsatz sind nicht möglich. Dies wird aus Abbildung 5.9 deutlich, wo oben das statische Druckverhältnis und unten der Totaldruckverlustbeiwert jeweils über dem Zuströmwinkel  $\beta_1$  der Profile dargestellt sind.

Der Totaldruckverlustbeiwert  $\omega$  ist dabei wie folgt definiert [5]:

$$\omega = \frac{p_{\text{tot1}} - \bar{p}_{\text{tot2}}}{p_{\text{tot1}} - p_1}, \text{ mit}$$

$p_1$ : statischer Druck der Anströmung

$p_{\text{tot1}}$ : Totaldruck der Anströmung

$\bar{p}_{\text{tot2}}$ : mittlerer Totaldruck der Abströmung  
(ermittelt mit Hilfe der Erhaltungssätze)

Die Kurvenverläufe sind für das TSG 97-Profil charakteristisch und wurden in früheren Untersuchungen ermittelt [5].

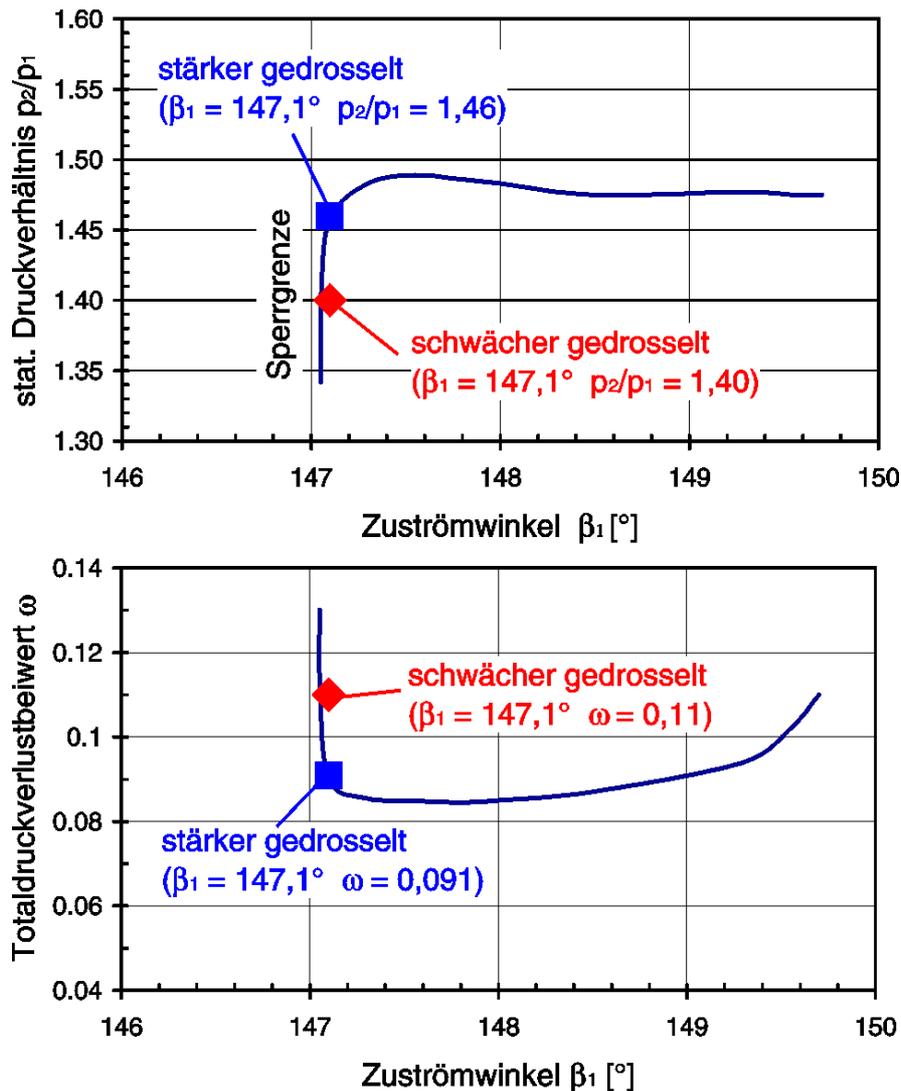


Abbildung 5.9 Statisches Druckverhältnis und Druckverlustbeiwert für das TSG 97-Profil ( $Ma_1 = 1,085 \dots 1,095$ ) [5].

Der mit „stärker gedrosselt“ bezeichnete Strömungszustand ( $p_2/p_1 = 1,46$ ) wird durch den maximal möglichen Gegendruck, bei dem sich der Zuströmwinkel  $\beta_1$  der Profile noch nicht ändert, gekennzeichnet („unique incidence“). Der Totaldruckverlustbeiwert hat einen Wert von  $\omega = 0,091$ , der Massendurchsatz liegt bei  $\sim 10$  kg Luft pro Sekunde.

Ausgehend von diesem Strömungszustand wird die Drossel in der Abströmung weiter geöffnet. Somit nehmen die Strömungsverluste zu, weil die Machzahl innerhalb der Schaufelpassage steigt und sich der zweite Verdichtungsstoß stromab verschiebt und stärker wird. Das Druckverhältnis sinkt auf  $p_2/p_1 = 1,40$  und der Totaldruckverlustbeiwert wächst auf  $\omega = 0,11$ . Da sich der Zuströmwinkel  $\beta_1$  der Profile nicht ändert, bleibt auch der Massendurchsatz nahezu konstant.

### Ergebnisse früherer Untersuchungen:

Der Strömungszustand mit  $p_2/p_1 = 1,46$  wurde für das TSG 97-Profil ausführlich untersucht. Dabei wurden unter anderem Ölanstrichbilder erzeugt, die das Verhalten der Strömung innerhalb der Grenzschicht wiedergeben. Hierfür wurde vor dem Versuch ein spezielles Öl auf die Oberflächen aufgetragen. Die Viskosität des Öls

spielte dabei eine entscheidende Rolle. War das Öl zu dünnflüssig, so wurde es im Verlauf des Versuchs förmlich „weggeblasen“, war es zu dickflüssig, so floss es nicht ausreichend aufgrund der gegebenen Wandschubspannungen.

Mit Hilfe der Ölanstrichtechnik können Effekte wie die „stoßinduzierte Grenzschichtablösung“ nachgewiesen werden. In Abbildung 5.10 ist links das Ölanstrichbild der Seitenwand und rechts im oberen Teil das der Saugseite des Profils dargestellt. Anhand der Ansammlung von Öl ist der Bereich gut zu erkennen, in dem die Grenzschicht ablöst. Durch diese Ablösung bilden sich Gebiete mit Rückströmung und Wirbel zwischen Seitenwand und Profil aus.

Der rechte untere Teil in Abbildung 5.10 zeigt die Machzahlverteilung auf der Profiloberfläche, wie sie aus der numerischen Simulation ermittelt wurde. Zusätzlich sind die lokalen profilnahen Strömungsvektoren angegeben, die sowohl die Grenzschichtablösung als auch den sich ausbildenden Wirbel erkennen lassen. Es zeigt sich, dass der Wirbel in der Simulation deutlich größer ist, was nach Schreiber [4] und Weber [5, 6] auf eine Überbetonung der Intensität und damit des Verdrängungseffekts der Stoß-induzierten Eckenablösung zurückzuführen ist.

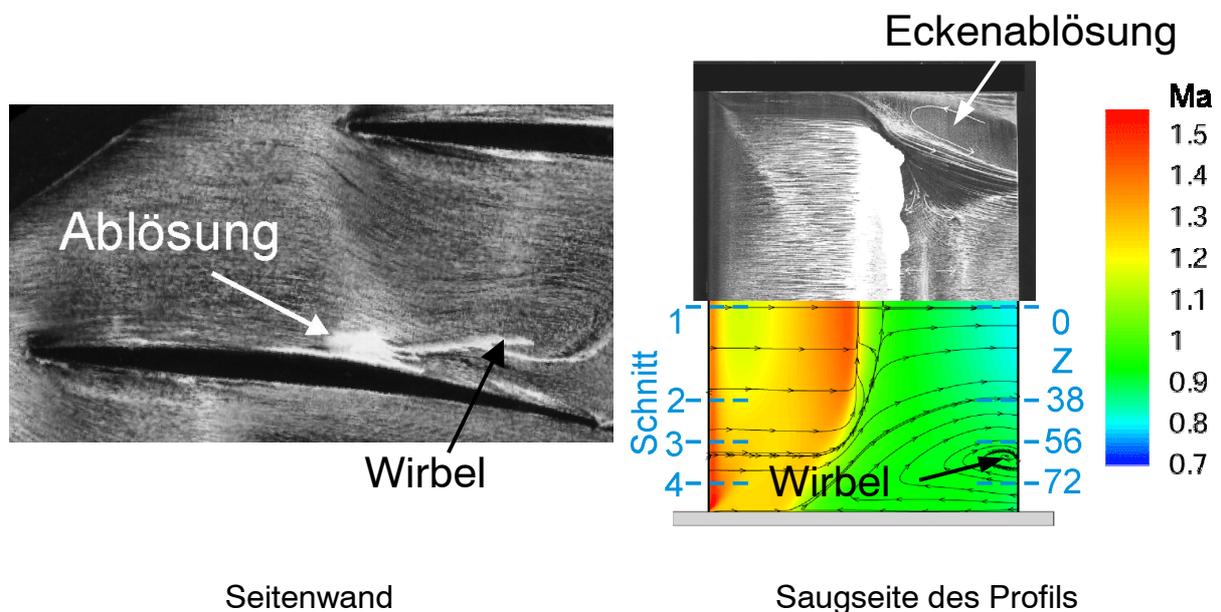
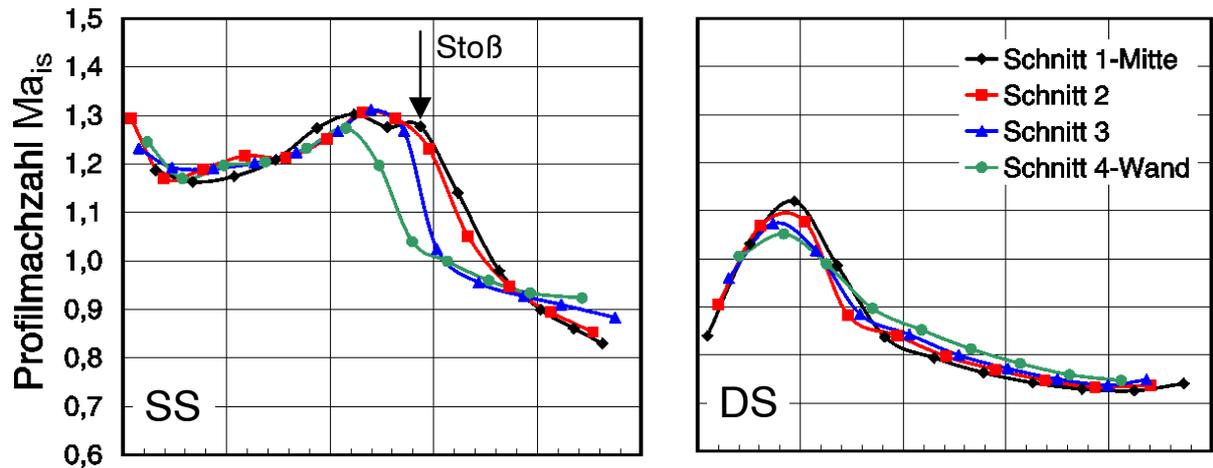


Abbildung 5.10 Ölanstrichbilder und numerisch ermittelte Machzahlverteilung (stärker gedrosselt) [6].

#### Aktuelle Untersuchungsergebnisse:

An den in der Abbildung mit Schnitt 1 bis 4 gekennzeichneten spannbreiten Positionen befinden sich in der Messpassage Druckmessbohrungen auf der Saugseite und der Druckseite der Profile. Aus der aufgenommenen Druckverteilung lässt sich ebenfalls die isentrope Machzahlverteilung auf den Profiloberflächen ermitteln. Sie ist in Abbildung 5.11 für beide Strömungszustände aufgetragen.

stärker gedrosselt:



schwächer gedrosselt:

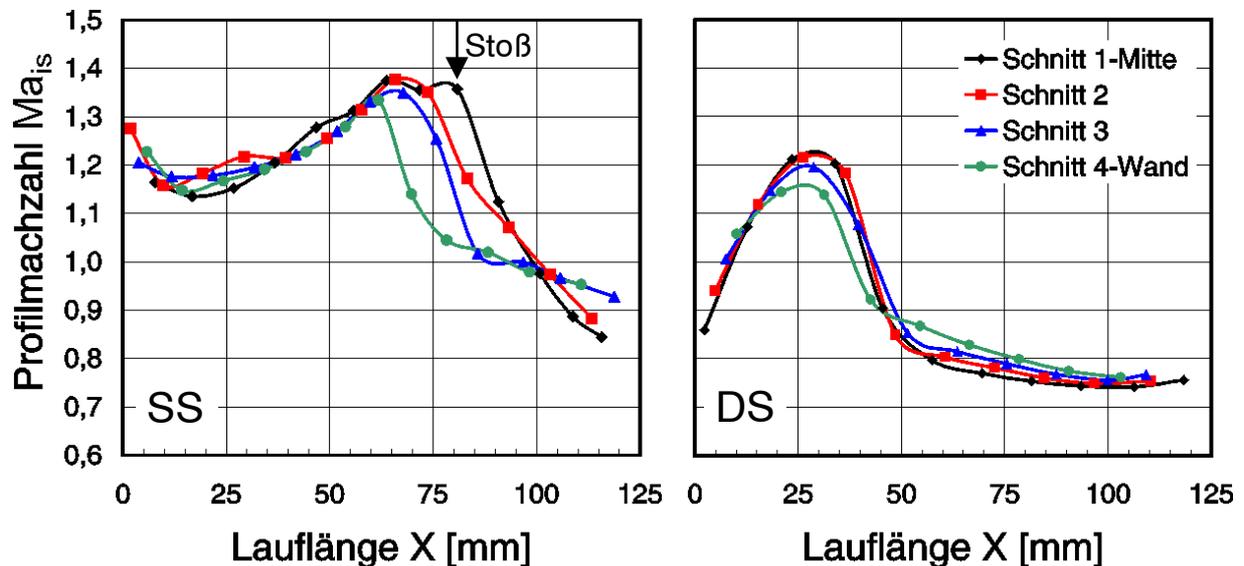


Abbildung 5.11 Isentrope Machzahlverteilung auf der Saugseite (SS) und Druckseite (DS) des Profils, ermittelt aus Druckmessungen.

Es zeigt sich, dass der Anstieg der Profilmachzahl auf Druck- und Saugseite im Fall der stärker gedrosselten Strömung niedriger ausfällt als bei der schwächer gedrosselten Strömung. Außerdem ist zu erkennen, dass sich die Machzahlverläufe auf der Saugseite in beiden Betriebspunkten von Schnitt zu Schnitt ändern. Da sie den Fußabdruck des Verdichtungsstoßes wiedergeben, zeigen bereits die Druckmessungen die Dreidimensionalität der Stoßkonfiguration. Diese findet sich auch in den Ergebnissen der TSV-Messungen wieder, die im Folgenden vorgestellt werden.

Wie bereits angesprochen, werden die Messungen mit Kondensat durchgeführt, sodass im Versuch kein Hintergrund aufgenommen werden kann. Die Darstellung der Stoßlagen in Abbildung 5.12 und Abbildung 5.13 zeigt deshalb für jede der sechs untersuchten Schnittebenen ( $Z = \text{konst.}$ ) intensitätskorrigierte Signalbilder. Jeweils darunter ist der über 100 Einzelbilder gemittelte Verlauf der Stoßfront (Mittelwert) und die Standardabweichung abgebildet. Die zu den Messungen gehörenden Schlierenaufnahmen sind in der untersten Zeile zu finden, wobei rechts zusätzlich die mit der

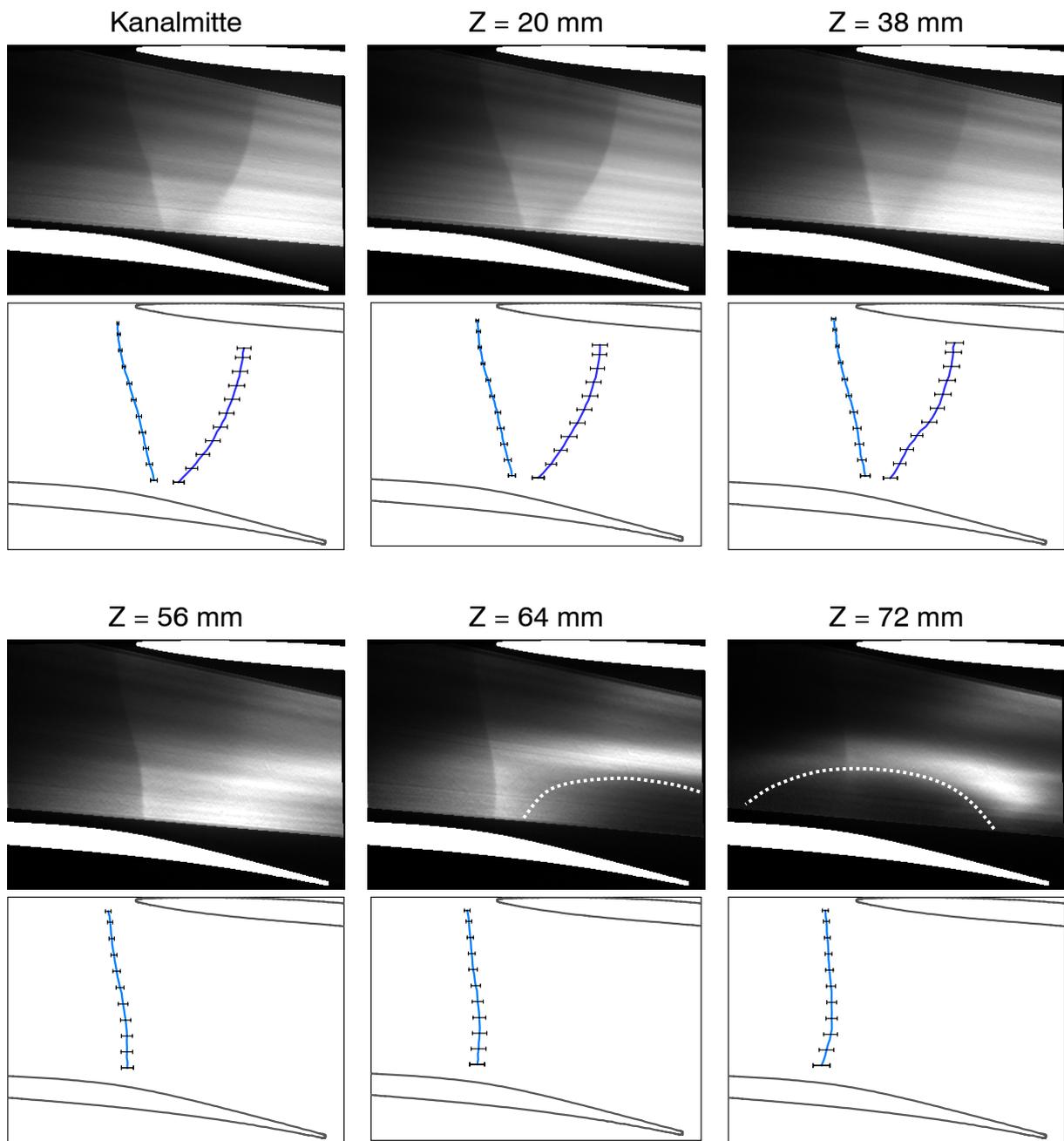
TSV-Messtechnik ermittelten Verläufe der Stoßfront eingezeichnet sind. Die Stoßkonfiguration in der Kanalmitte ist dabei durchgezogen dargestellt. Die gestrichelten Linien geben die Lage der jeweiligen Stoßfront in der am weitesten von der Kanalmitte entfernten Messebene an, in der der Stoß mit Hilfe der TSV-Technik gerade noch aufgelöst werden kann.

Im Fall der *stärker gedrosselten Strömung* (Abbildung 5.12) können in der Schaufelpassage zwei Verdichtungsstöße sichtbar gemacht werden, von denen der vordere zumindest im mittleren Bereich relativ stabil steht (kleine Standardabweichung). Der hintere Stoß ist bereits in der Kanalmitte wesentlich instabiler. Da diese Instabilität mit zunehmendem Abstand von der Mitte größer wird, ist er nur bis zur Schnittebene bei  $Z = 38$  mm mit Hilfe der TSV-Technik auflösbar. Wie die Abbildung 5.10 zeigt, liegt die nächste Schnittebene bei  $Z = 56$  mm bereits in der Nähe der Eckenablösung. Dort ist der Kanalstoß allenfalls noch sehr schwach ausgeprägt und deshalb mit der TSV-Technik nicht mehr visualisierbar.

Der vordere Stoß ist bis zu einem Abstand von 12 mm von der Seitenwand ( $Z = 72$  mm) noch gut in der TSV-Aufnahme zu erkennen, jedoch nimmt auch hier die Instabilität mit zunehmendem Abstand von der Kanalmitte zu. Bei einer weiteren Annäherung an die Seitenwand wird auch dieser Stoß instabil und so schwach, dass er nicht mehr aufgelöst werden kann. In der Schlierenaufnahme geben die gestrichelten Linien somit die Verläufe der Stoßfront für  $Z = 72$  mm (Kopfwelle) und  $Z = 38$  mm (Kanalstoß) wieder.

In der Schnittebene  $Z = 56$  mm ist ein Bereich intensiven Leuchtens auf der Saugseite des unteren Profils zu erkennen, während in den Schnitten  $Z = 64$  mm und  $Z = 72$  mm dieser Bereich in der TSV-Aufnahme dunkel erscheint (gestrichelt gekennzeichnet). Bei den Untersuchungen mit Ölnebel konnte dieser dunkle Bereich nicht beobachtet werden, sodass die Ursache in den Eigenschaften des Kondensats liegen muss:

Aus den Ölanstrichbildern in Abbildung 5.10 ist zu erkennen, dass die Grenzschicht etwa dort ablöst und einen Wirbel bildet, wo in den TSV-Aufnahmen der dunkle Bereich zu erkennen ist. Da durch diese Ablösung Wärme entsteht, verdampft das Kondensat, was zu dem dunklen Bereich in der Aufnahme führt. Bereits frühere Beobachtungen hatten gezeigt, dass der Grenzschichtbereich und insbesondere Gebiete mit intensiver Grenzschichtablösung kondensationsfrei sind. Somit wird auf der einen Seite deutlich, dass die Verwendung von Kondensat schnell zu Fehlinterpretationen der Leuchterscheinung führen kann, auf der anderen Seite jedoch auch andere Strömungsphänomene als Verdichtungsstöße mit Hilfe der neuen Messtechnik sichtbar gemacht werden können.



Schlierenaufnahme

Schlierenaufnahme mit TSV-Stoßlagen

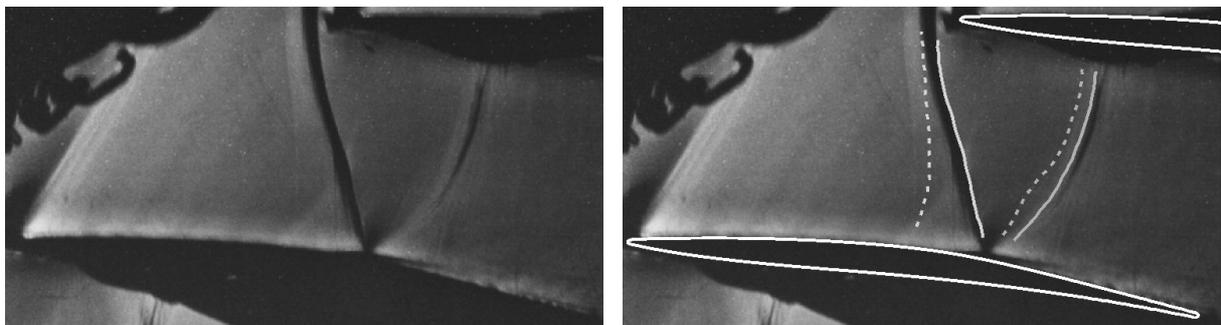


Abbildung 5.12 Stoßlagen für stärker gedrosselte Strömung.

Der Vergleich mit der Schlierenaufnahme zeigt, dass der Verlauf der Stoßfronten in der Kanalmitte (durchgezogene Linien) gut mit dem gemessenen Dichtegradienten übereinstimmt. Die „Unförmigkeit“ des gestrichelt dargestellten Kanalstoßes bei  $Z = 38$  mm ist auf die intensive Eckenablösung zurückzuführen, welche den Verdichtungsstoß in unmittelbarer Nähe beeinflusst.

Wie schon aus den Druckmessungen zu erkennen ist, verschiebt sich der Verdichtungsstoß bei Annäherung an die Seitenwand stromaufwärts. Dies kann durch die TSV-Aufnahmen bestätigt werden. Zusätzlich wird deutlich, dass sich die Kopfwelle in der Nähe der Saugseite aufgrund des Grenzschichteinflusses „aufsteilt“. Die Veränderung der Stoßfront zeigt somit, dass in der Nähe der Kanalwände eine dreidimensionale Strömungskonfiguration vorliegt, für deren Untersuchung sich die TSV-Technik gut eignet.

Bei der schwächer gedrosselten Strömung ist der Kanalstoß aufgrund des geringeren Gegendrucks stromabwärts verschoben, während die Kopfwelle ihre Position kaum verändert (Abbildung 5.13). Dadurch kann sich eine Stoßreflexion<sup>12</sup> auf der Saugseite ausbilden, die bis zu der Schnittebene bei  $Z = 38$  mm in den TSV-Aufnahmen gut zu erkennen ist.

Aus der Darstellung der Mittelwerte und Standardabweichungen wird deutlich, dass die Stoßlagen für diesen Strömungszustand insgesamt stabiler sind als für den stärker gedrosselten Zustand. Deshalb ist der hintere Verdichtungsstoß auch bis zu der Schnittebene bei  $Z = 64$  mm erkennbar. Erst noch näher an der Seitenwand wird der Stoß schwächer und seine Instabilität größer, bis er schließlich nicht mehr aufgelöst werden kann.

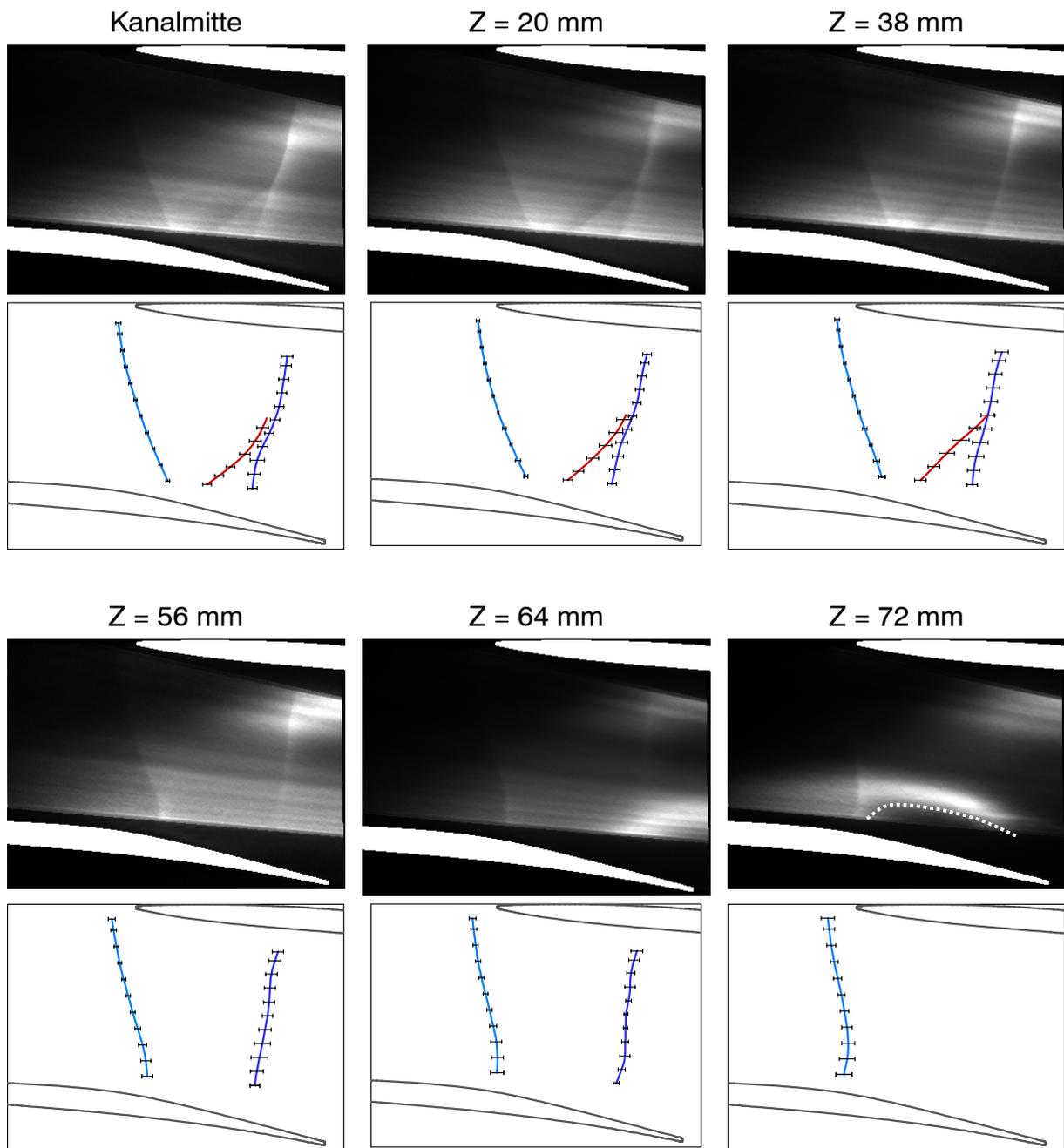
Bei diesem Strömungszustand kann der Bereich des intensiven Leuchtens erst bei  $Z = 64$  mm, also näher an der Seitenwand, festgestellt werden. Auch liegt er weiter stromab als bei der stärker gedrosselten Strömung, weil der zweite Verdichtungsstoß ebenfalls stromab verschoben ist. Bei Annäherung an die Wand kann ebenfalls der Übergang in einen dunklen Bereich beobachtet werden (gestrichelt gekennzeichnet), der sich wiederum durch die lokale Temperaturerhöhung in der Nähe des Ablösegebietes erklären lässt. Somit belegen die TSV-Aufnahmen, dass für diesen Betriebszustand die Strömung im Bereich der Saugseite erst später als beim zuvor untersuchten Betriebspunkt ablöst.

Bei der schwächer gedrosselten Strömung ist auch in der Schlierenaufnahme die Komplexität der Stoßfront zu erkennen. Die durchgezogenen Linien entsprechen wiederum den Verläufen in der Kanalmitte. Gestrichelt dargestellt sind hier die Ebenen für  $Z = 38$  mm (Stoßreflexion),  $Z = 64$  mm (Kanalstoß) und  $Z = 72$  mm (Kopfwelle).

Die Stoßfronten in der Kanalmitte stimmen gut mit den Dichtegradienten aus der Schlierenaufnahme überein. Auch die gestrichelt dargestellten Verläufe passen sich gut in die Dichtegradienten ein. Für die vordere Stoßkontur ist dabei zu berücksichtigen, dass sie 12 mm von der Seitenwand entfernt aufgenommen wurde, also nicht deckungsgleich mit dem erkennbaren Verlauf des Dichteanstiegs in der Schlierenaufnahme sein kann.

---

<sup>12</sup> Näheres zu Stoßreflexionen und Grenzschichtablösung siehe [102, 104-106]



Schlierenaufnahme

Schlierenaufnahme mit TSV-Stoßlagen

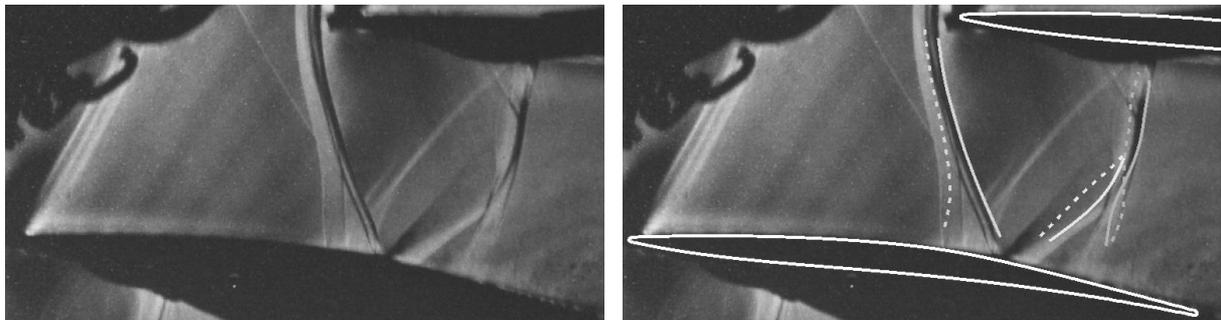
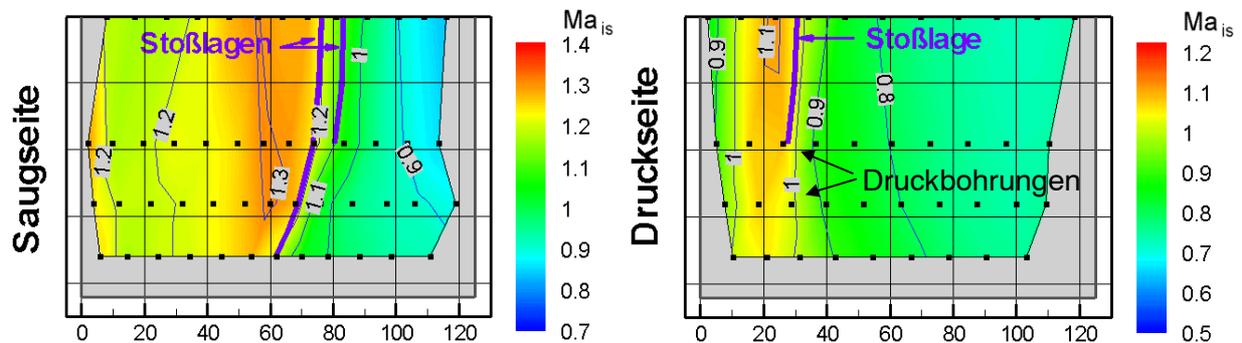


Abbildung 5.13 Stoßlagen für schwächer gedrosselte Strömung.

### Vergleich der TSV-Messungen mit den Profildruckmessungen:

Ausgehend von den in Abbildung 5.11 gezeigten Profilmachzahlverläufen lassen sich mit Hilfe des Grafikprogramms Tecplot auch die Fußabdrücke der Stoßkonfiguration auf den Profiloberflächen in Form einer isentropen Machzahlverteilung darstellen, sodass ein unmittelbarer Vergleich mit den TSV-Stoßlagen erfolgen kann. Da mit der neuen Messtechnik die Ermittlung der Verdichtungsstöße nicht unmittelbar an der Profiloberfläche erfolgt, ist in die flächige Darstellung in Abbildung 5.14 jeweils der am dichtesten an der Oberfläche ermittelte Verlauf der TSV-Stoßlage eingezeichnet (Abstand zur Profiloberfläche: 5 ... 7 mm). Auf der Druckseite ist nur der Kanalstoß, auf der Saugseite sind zusätzlich die Kopfwelle und im zweiten Fall auch die Stoßreflexion eingezeichnet. Aufgrund der Symmetrie ist jeweils nur die Hälfte der Profile abgebildet.

stärker gedrosselt:



schwächer gedrosselt:

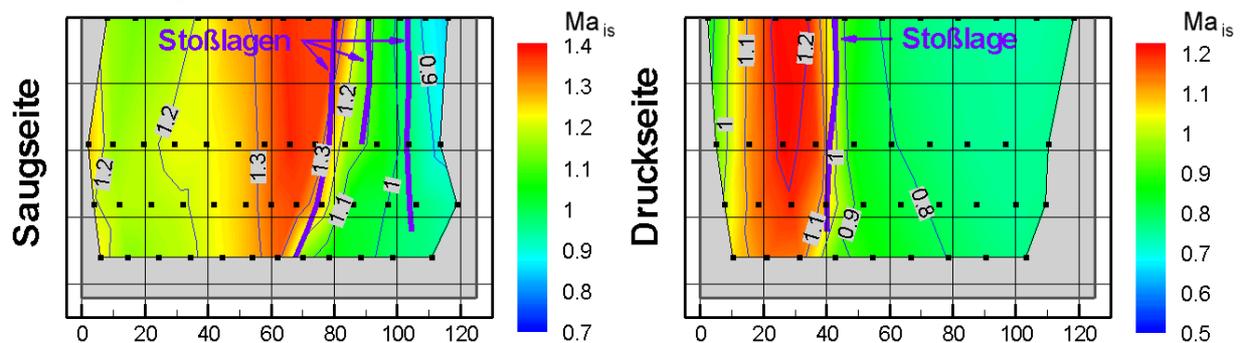


Abbildung 5.14 Isentrope Machzahlverteilung auf der Profilsaug- und Druckseite aus statischen Druckmessungen und TSV-Stoßlagen.

Für beide Strömungszustände befindet sich die Linie mit  $Ma = 1$  auf der Druckseite sehr dicht bei der mit der TSV-Messtechnik ermittelten Stoßlage. Auf der Saugseite ist diese Linie in der Nähe des hintersten Verdichtungsstoßes, weil erst hier der Übergang zur Unterschallströmung erfolgt. Im Allgemeinen stimmen die Stoßlagen aus den TSV-Untersuchungen in Lage und Krümmung gut mit den aus den Druckmessungen ermittelten Konturen überein. Die Abweichungen ergeben sich im Wesentlichen daraus, dass mit der TSV-Technik nicht unmittelbar auf der Profiloberfläche gemessen wird und die reale Machzahl etwas niedriger als die berechnete isentrope Machzahl ist.

### Vergleich der TSV-Messungen mit der numerischen Simulation:

Da der stärker gedrosselte Strömungszustand ( $p_2/p_1 = 1,46$ ) auch numerisch simuliert wurde, soll im Folgenden die messtechnisch ermittelte Stoßkonfiguration mit den Ergebnissen verglichen werden, die der 3D-Navier-Stokes-Strömungslöser Trace für diese Strömungsbedingungen liefert:

Der numerischen Simulationsrechnung liegt ein Netz mit über 700.000 Knoten zugrunde. Die Abbildung 5.15 zeigt auszugsweise aus den Berechnungen die ermittelte Machzahlverteilung auf der Saugseite des Profils und an der Seitenwand, sowie das zugrunde liegende Rechennetz. Zusätzlich ist der räumliche Verlauf der Stoßfront in die 3D-Darstellung eingezeichnet.

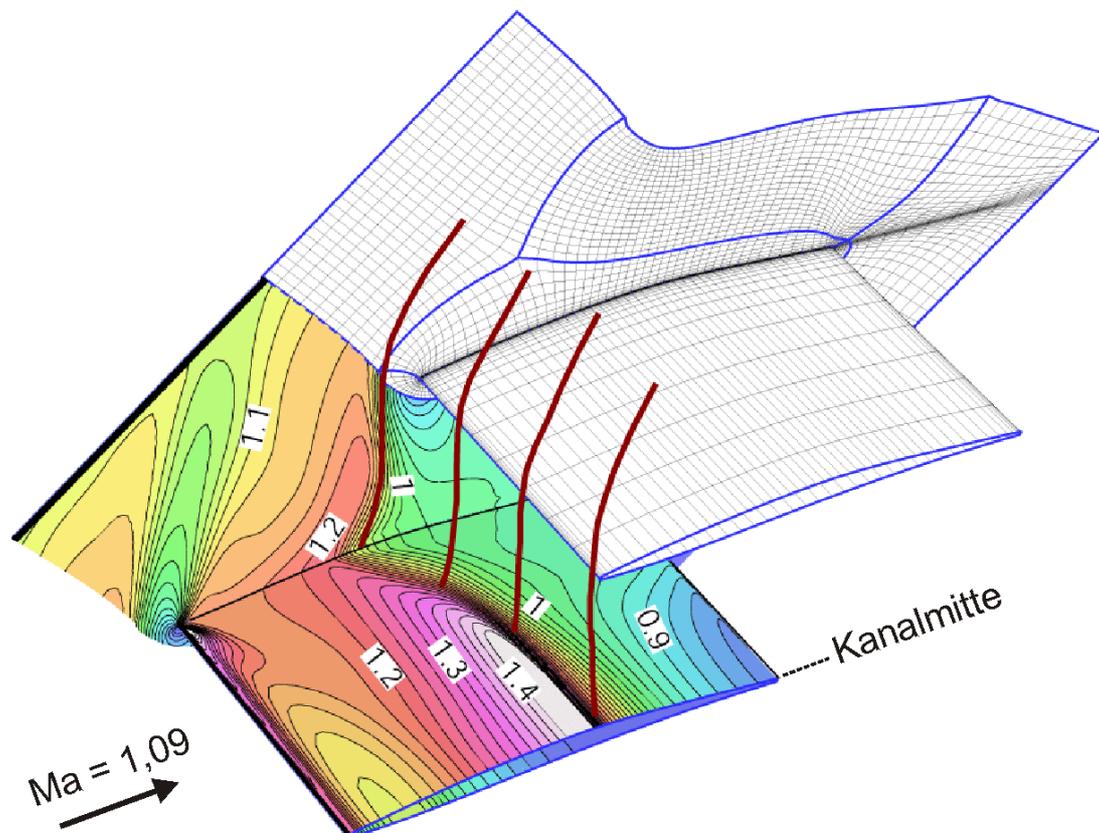


Abbildung 5.15 Numerisch ermittelte Machzahlverteilung und zugrunde liegendes Rechennetz [6].

In Abbildung 5.16 ist die Machzahlverteilung in vier Schnitten zusammen mit der zugehörigen TSV-Stoßfront dargestellt. Es zeigt sich, dass die Linie mit  $Ma = 1,0$  in allen Schnitten recht gut mit dem vorderen Verdichtungsstoß übereinstimmt. Lediglich im Mittelschnitt gibt es kleinere Abweichungen. Hier verläuft die Stoßfront laut Messtechnik bis zum Profil eher gerade, während sich in der Numerik der Stoß in Profilnähe stärker aufsteilt. Dieses Aufsteilen der Stoßfront kann bei den TSV-Untersuchungen nur bei Annäherung an die Seitenwand festgestellt werden.

Der Kanalstoß wird in der Simulation nicht als Verdichtungsstoß wiedergegeben, jedoch haben die Iso-Machlinien in diesem Bereich einen ähnlichen Verlauf wie der experimentell ermittelte Kanalstoß. Wie bereits frühere Untersuchungen am TSG 97-Profil gezeigt haben, ist dieser Stoß schwach und instationär. Er reagiert zudem

empfindlich auf kleine Veränderungen der Anströmmachzahl  $Ma_1$  oder des Druckverhältnisses  $p_2/p_1$  [4-6]. Schon kleine Unterschiede zwischen den experimentellen Größen und den Vorgaben für die Simulationsrechnung können deshalb zu unterschiedlichen Ergebnissen führen. Bei diesen Untersuchungen haben sich außerdem Abweichungen bei der Reproduktion eines bestimmten Betriebszustands eingestellt. Deshalb wird davon ausgegangen, dass die Strömungskonfiguration bei den TSV-Messungen geringfügig von der simulierten Konfiguration abweicht und somit im Experiment ein Kanalstoß nachgewiesen werden kann, der von der Simulation nicht so deutlich wiedergegeben wird. Diese Abweichung kann auch der Grund für das Aufsteilen der vorderen Stoßfront in der Nähe der Profilsaugseite bei  $Z = 0$  mm sein.

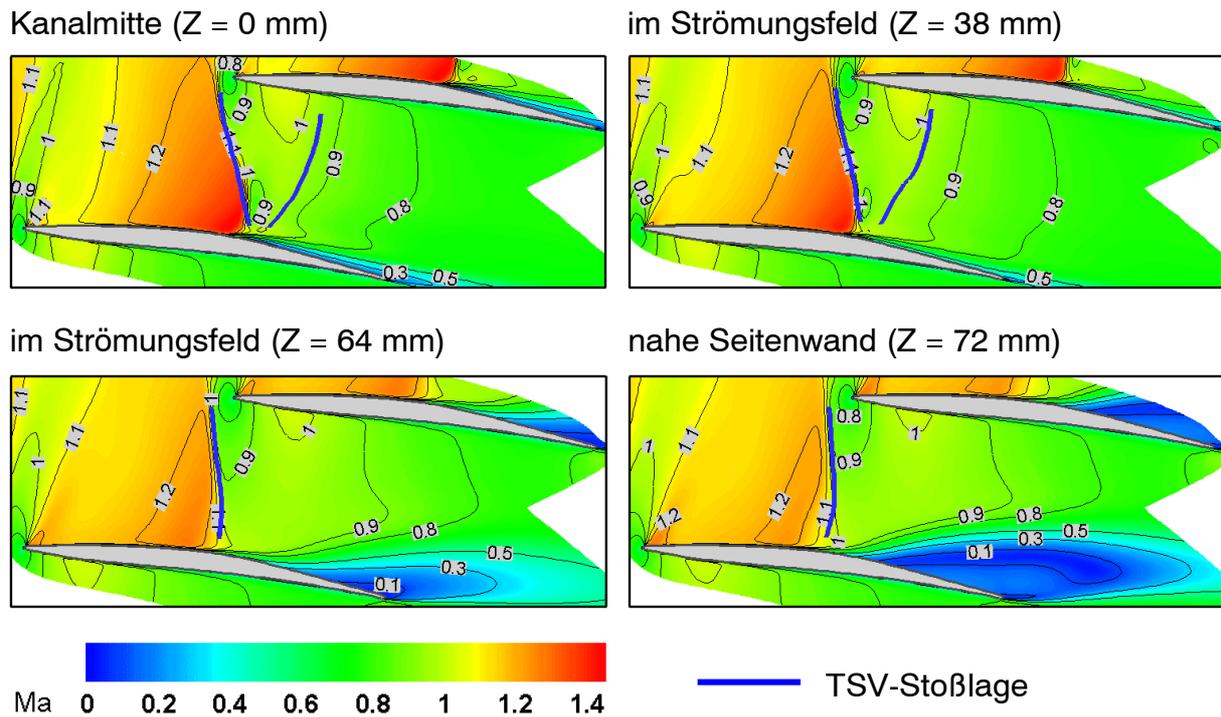


Abbildung 5.16 Numerisch ermittelte Machzahlverteilung und TSV-Stoßlagen in der x-y-Ebene ( $p_2/p_1 = 1,46$ ).

In Abbildung 5.17 ist die numerisch ermittelte Machzahlverteilung auf der Profilsaugseite zusammen mit dem in Profilnähe ermittelten Verlauf der TSV-Stoßlagen dargestellt. Im mittleren Bereich zeigt sich eine gute Übereinstimmung, jedoch sind in der Numerik die Machlinien in der Nähe der Seitenwand stärker stromaufwärts gekrümmt. Auch hier kann der Grund in einer geringfügig abweichenden Strömungskonfiguration liegen. Da, wie bereits angesprochen, die Intensität und damit der Verdrängungseffekt der Stoß-induzierten Eckenablösung vom Simulationsprogramm Trace etwas überbetont wird, kann jedoch auch dies ein Grund für die Abweichungen zwischen dem Experiment und der Numerik sein.

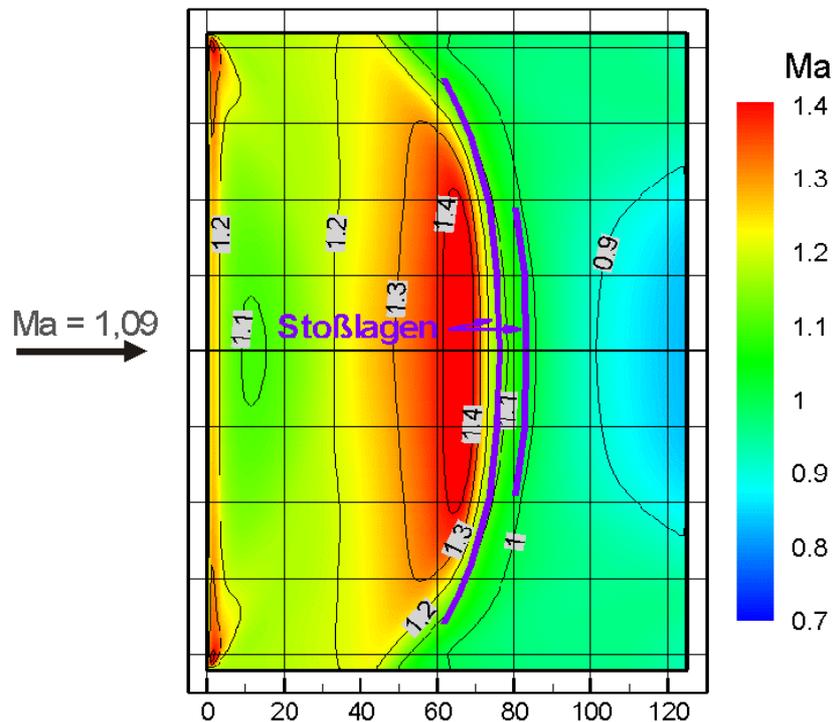


Abbildung 5.17 Numerisch ermittelte Machzahlverteilung und TSV-Stoßlagen auf der Profilsaugseite ( $p_2/p_1 = 1,46$ ).

### 5.5 Zusammenfassung der Untersuchungsergebnisse

Mit dem entwickelten Messverfahren wurde die Stoßkonfiguration an einem ebenen, transsonisch angeströmten Profiligitter in zwei Betriebspunkten mit unterschiedlichem statischen Druckverhältnis analysiert. Die Anströmung der vier Schaufeln des TSG 97-Profiles erfolgte schallnah mit  $Ma = 1,09$ , sodass eine sensible Strömung mit eher schwachen und instabilen Stößen vorlag. Dennoch konnten die Verdichtungsstöße mit Hilfe der TSV-Messtechnik sichtbar gemacht werden.

Durch den Einsatz eines Konstantlichtschnitts und einer bildverstärkten CCD-Kamera waren auch instationäre Messungen möglich. Dabei ist es nicht gelungen, die Strömung in ausreichender Form mit Öltröpfchen anzureichern, um bei den kurzen Belichtungszeiten genügend Streulicht einzufangen. Deshalb wurden die Untersuchungen mit Kondensat durchgeführt, welches durch Unterkühlung der Luft um etwa 30 K während der Expansion entstand.

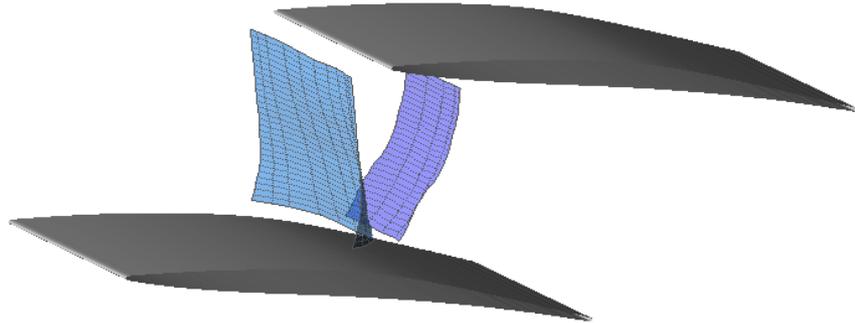
Mit der bereits am KÜK eingesetzten Auswerteprozedur wurden die Stoßlagen für beide Betriebspunkte ermittelt und mit den zugehörigen Schlierenaufnahmen und den Profilmachzahlverteilungen verglichen. Letztere wurden aus Druckmessungen auf der Druck- und der Saugseite der mittleren Schaufelpassage errechnet. Insgesamt konnte von einer guten Übereinstimmung der messtechnischen Ergebnisse gesprochen werden.

Für den stärker gedrosselten Strömungszustand konnte anschließend noch ein Vergleich mit den Ergebnissen einer numerischen Simulationsrechnung mit Trace angestellt werden. Die Lage der Kopfwelle stimmte dabei in weiten Bereichen überein, während der schwache, stark instationäre Kanalstoß von der Numerik nicht

so deutlich wiedergegeben wurde. Als Grund wurde angenommen, dass bei den TSV-Untersuchungen eine geringfügig abweichende Strömungskonfiguration vorlag. Aus den in sechs Spannweiten-Schnitten ermittelten Stoßlagen kann – bei Annahme einer symmetrischen Strömung – für jeden der untersuchten Betriebspunkte ein dreidimensionales Gesamtmodell der Stoßkonfiguration mit Hilfe des Grafikprogramms Tecplot abgeleitet werden (Abbildung 5.18). Für die Validierung numerischer Simulationsmodelle konnten derart detaillierte Modelle der Verdichtungsstöße (auf der Basis von experimentell ermittelten Daten) bisher nur durch zeitaufwendige Geschwindigkeitsmessungen zur Verfügung gestellt werden.

stärker gedrosselt:

$$\frac{p_2}{p_1} = 1,46$$



schwächer gedrosselt:

$$\frac{p_2}{p_1} = 1,40$$

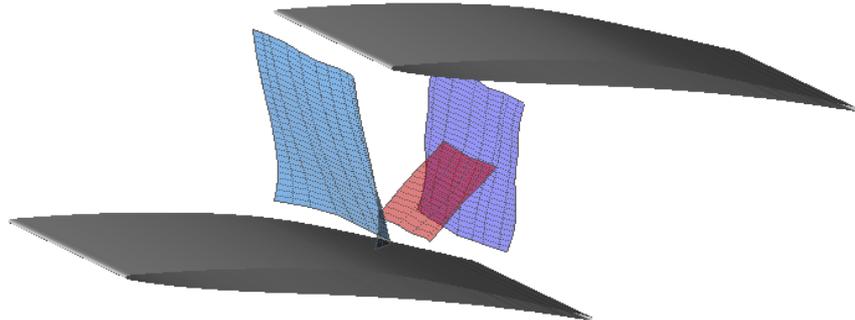


Abbildung 5.18 3D-Gesamtmodelle der Stoßfronten.

Durch die Messungen am Gitterwindkanal konnte die Empfindlichkeit des Messverfahrens nachgewiesen werden. Gleichzeitig hat sich jedoch gezeigt, dass es mit Schwierigkeiten verbunden ist, große Luftmassenströme mit künstlichen Streupartikeln homogen und in ausreichender Menge anzureichern. Der Nachteil bei der Durchführung der Messungen mit Kondensat war, dass der Nebel erst bei der Expansion der Luft entstand, nicht in Grenzschichten gelangte und auf Temperaturänderungen im Strömungsfeld reagierte. Als Vorteil hat sich jedoch erwiesen, dass auf diese Weise zeitaufgelöste Messungen am Profilhitter möglich waren, und somit auch die Instationarität der Strömung und Schwingungen der Verdichtungsstöße untersucht werden konnten.

## 6 Anwendungs- und Entwicklungspotentiale der TSV-Technik

### 6.1 TSV-Messungen in einem transsonischen Verdichter

Die Visualisierung von Verdichtungsstößen im Laufrad eines transsonischen Verdichters stellt aufgrund des nur begrenzten optischen Zugangs und der relativ hohen Rotationsgeschwindigkeit besondere Anforderungen an ein Messverfahren. Da die TSV-Messtechnik gerade für den Einsatz in solchen Maschinen entwickelt wurde, ist es bedauerlich, dass durch Terminprobleme der Versuchsstandsbetreiber im Rahmen dieser Arbeit keine derartigen Untersuchungen mehr durchgeführt werden konnten. Die Messungen am transsonischen Verdichter der TU Darmstadt waren vorbereitet, mussten jedoch zugunsten vorrangiger Industriemessungen an dem Prüfstand abgesagt werden. In Rahmen von Vorstudien zu DGV-Messungen in einem Verdichter konnte von Röhle [39] jedoch gezeigt werden, dass die Stoßvisualisierung im rotierenden System prinzipiell möglich und erfolgversprechend ist. In diesem Kapitel sollen deshalb die notwendigen Voraussetzungen für solche Messungen genannt und beispielhaft einige der von Röhle [68, 69] gemachten Aufnahmen gezeigt werden.

Typische transsonische Forschungsverdichter haben einen Rotordurchmesser von 400 bis 500 mm und erreichen am Gehäuse Umfangsgeschwindigkeiten von 350 bis 400 m/s [8, 107]. Um den Versatz der Schaufeln während einer Bildaufnahme ausreichend klein zu halten, darf die Belichtungszeit höchstens 2  $\mu$ s betragen. Damit in dieser kurzen Zeit ausreichend Streulicht eingefangen werden kann, ist der Einsatz von Pulslasern erforderlich.

Ein am Institut vorhandener Nd:YAG-Laser erreicht eine relativ hohe Laserpulsenergie (> 100 mJ), bei einer Pulsdauer von 10 ns. Bei dieser Laserpulsenergie sind keine Lichtleitfasern mehr einsetzbar (siehe Kapitel 2.1.6), was die Einbringung des Lichtschnitts in die Turbomaschine technisch schwieriger gestaltet. Ein spezieller Lang-Puls Nd:YAG-Laser [9] würde den Einsatz von Lichtleitfasern ermöglichen und erreicht Pulsdauern von 300 ns (bei  $\lambda = 532$  nm). Nachteilig ist, dass die Laserpulsenergie dabei jedoch nur 1,6 mJ beträgt und für instationäre TSV-Messungen nicht ausreicht.

Wenn es gelingt, einen Lichtschnitt auch ohne den Einsatz von Lichtleitfasern in die Messstrecke einzubringen, bietet sich zur Ermittlung der Stoßlagen neben der instationären TSV-Technik auch die PIV-Messtechnik an, wobei die Stoßlage aus dem gemessenen Geschwindigkeitsfeld extrahiert wird. Der Vorteil der TSV-Technik liegt in den vergleichsweise geringen Anforderungen an die optische Qualität des empfangenen Streulichtsignals, d.h. es kann mit Endoskopen und Bildverstärkern gearbeitet werden. Die PIV-Technik liefert hingegen mit den lokalen Geschwindigkeiten wesentlich mehr Informationen. Außerdem lassen sich aus der Vielzahl der Momentaufnahmen statistische Mittelwerte der Geschwindigkeitsschwankungen ermitteln. Als Beispiel für den Einsatz der PIV-Technik in einem Verdichter, an dem auch der technische Aufwand deutlich wird, sei auf die Arbeit von Wernet [107] verwiesen.

Der im Rahmen dieser Arbeit entwickelte messtechnische Aufbau wurde für die Bestimmung von zeitlich gemittelten Stoßlagen entwickelt. Die Belichtungszeit von

0,5 ms, mit denen am transsonischen Gitterwindkanal auch instationäre Messungen möglich waren, stellt etwa die untere zeitliche Grenze dar, bei der noch verwertbare Ergebnisse erzielt werden können. Für die Messungen in der Turbomaschine muss demnach eine andere Lösung gefunden werden:

Wenn der Verdichter mit einem Schaufel- oder einem Umlauftrigger ausgestattet ist, kann die Aufnahme eines TSV-Bildes stroboskopisch erfolgen. Dafür wird entweder der Lichtschnitt mit Hilfe eines akustooptischen oder elektrooptischen Modulators oder die Kamera synchron mit der Rotordrehzahl getriggert. Das in Kapitel 3.3.3 vorgestellte Kamerasystem FlameStar 2 bietet die Möglichkeit, den Bildverstärker direkt über ein Triggersignal anzusteuern. Dieser wirkt dann wie ein optischer Verschluss, der zu fest definierten Zeiten öffnet und schließt. Der Zeitpunkt für den Auslesevorgang des Chips kann unabhängig davon festgelegt werden, sodass eine Vielfachbelichtung des CCD-Chips (On-Chip-Integration) möglich ist. Dabei werden die Photonen aus den schnell aufeinander folgenden Einzelereignissen auf dem CCD-Chip bis zum „zeitintensiven“ Auslesevorgang aufintegriert. Gegenüber vollständigen Einzelaufnahmen von in der Regel niedriger Intensität verringert sich die Messdauer, und es steigt das Signal-zu-Rausch-Verhältnis. Dadurch lassen sich schwache Intensitätsgradienten besser nachweisen.

Der Ablauf einer getriggerten Bildaufnahme ist in Abbildung 6.1 dargestellt [86]. Das „Timing-Diagramm“ beginnt damit, dass sich die Kamera im Bereitschaftsmodus (0) befindet. Bei positiver Spannung an der Photokathode (Bildverstärker ist lichtundurchlässig) findet alle 20 ms eine Bildübertragung vom aktiven Image-Bereich in den Memory-Bereich des CCD-Chips statt. Der Bildaufnahmezyklus beginnt mit einem abfallenden TTL-Signal (1), was ein sofortiges Verschieben des aktuellen Bildes in den Memory-Bereich zur Folge hat. Diese einleitende Bildübertragung<sup>13</sup> ist ca. 0,5 ms später abgeschlossen (2), sodass der CCD-Chip die ab diesem Zeitpunkt einfallenden Lichtsignale in jedem Pixel aufintegriert.

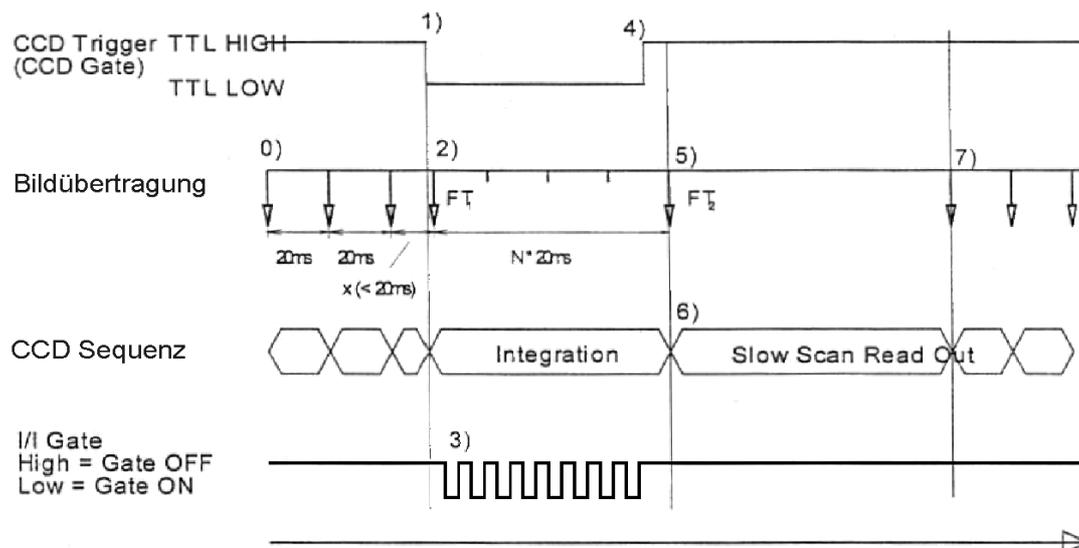


Abbildung 6.1 Ablauf einer getriggerten Bildaufnahme [86].

<sup>13</sup> Falls erforderlich lässt sich diese einleitende Bildübertragung auch unterbinden (direct mode).

Während dieses CCD-Gates wird der Bildverstärker durch das Triggersignal mehrfach aktiviert (3), d.h. er wird für eine definierte Zeitspanne ( $I/I \text{ Gate} < 2 \mu\text{s}$ ) lichtdurchlässig und die Photonen treffen auf den CCD-Chip. Ein ansteigendes TTL-Signal (4) leitet das Ende des Bildaufnahmemodus ein, jedoch findet die abschließende Bildübertragung in den Memory-Bereich (5) erst zu einem Zeitpunkt  $N \cdot 20 \text{ ms}$  nach der einleitenden Bildübertragung statt (Videonorm). Anschließend wird das Bild über den sogenannten Slow Scan Read Out aus dem Memory-Bereich zeilenweise zum A/D-Wandler übertragen (6). Am Ende der Read-Out-Phase geht die Kamera wieder in Warteposition (7), sodass wieder alle 20 ms eine Bildübertragung vom Image-Bereich in den Memory-Bereich stattfindet.

Da sich die Lage der Verdichtungsstöße in den unterschiedlichen Schaufelpassagen aufgrund von geringen geometrischen Unregelmäßigkeiten der Schaufeln voneinander unterscheiden kann, sollten in einer TSV-Aufnahme nur Bilder einer bestimmten Schaufelpassage aufintegriert werden. Dies erhöht zwar die Versuchsdauer, ermöglicht aber eine exaktere Bestimmung der Stoßlage. Bei typischen 20000 U/min werden immerhin noch über 300 I/I Gates pro Sekunde erreicht.

Für die Messungen im Laufrad eines transsonischen Verdichters kann der Lichtschnitt über eine Laserstrahlsonde zwischen Rotor und Stator von stromab in die zu untersuchende Schaufelpassage eingebracht werden (Abbildung 6.2). Die Ansteuerung der Sonde kann über die erweiterte Sondentraversiereinheit (Abbildung 4.5) erfolgen. Wie bei den bisherigen Messungen muss die Sonde mit Spülluft beaufschlagt werden, um den Umlenkspiegel vor dem Eindringen von Partikeln zu schützen. Die Kamera sollte durch ein Fenster möglichst senkrecht auf den Rotor blicken, wobei das CCD-Gate sinnvollerweise so gesetzt wird, dass der Laserstrahl die Messpassage in dieser Zeit genau einmal überstreicht. Zur Messung in Ebenen mit unterschiedlichem Abstand zur Nabe ist die Sonde entlang ihrer Achse zu verfahren.

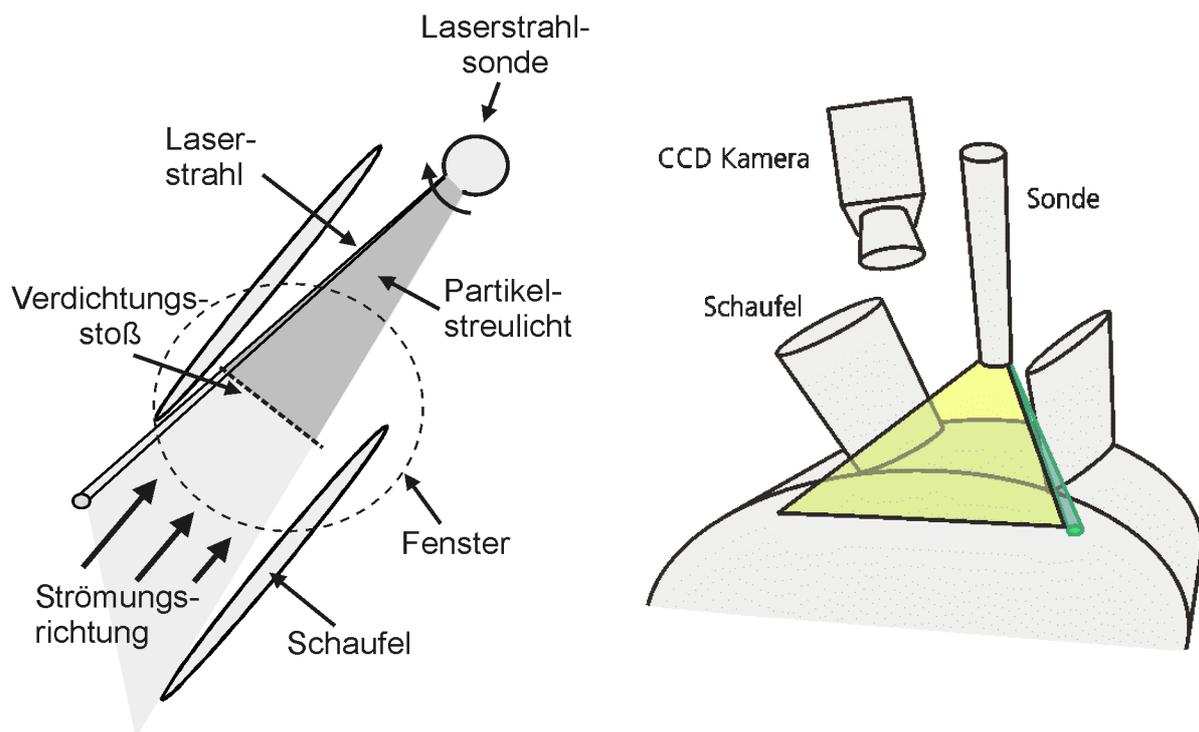


Abbildung 6.2 TSV-Messung im Laufrad eines Verdichters [68].

Der Vorteil des geschwenkten Laserstrahls gegenüber einem aufgespannten Lichtschnitt ist die höhere Flexibilität, d.h. der Schwenkbereich sowie der mit dem Laserstrahl überstrichene Winkel können in jeder Lichtschnittebene in der Form angepasst werden, dass die Schaufelpassage möglichst optimal ausgeleuchtet wird. Dies ist aufgrund der Verwindung der Schaufeln auch erforderlich.

In der Regel ist es nicht möglich einen transsonischen Forschungsverdichter so zu betreiben, dass Kondensat in der Messstrecke ausfällt. Auch eine homogene Anreicherung des gesamten Luftmassenstroms (15 bis 20 kg/s) mit ausreichend Streupartikeln ist wahrscheinlich nicht möglich. Die Zugabe von Öltröpfchen sollte deshalb über eine Sonde in der Art erfolgen, dass zumindest die Luft im Bereich der Messung mit Partikeln angereichert ist („Stromfadenseeding“) und im zeitlichen Mittel eine nahezu homogene Verteilung vorliegt (Vorversuche erforderlich).

In jeder Lichtschnittebene müssen Hintergrund- und Signalbild auf identische Weise durch Vielfachbelichtung des CCD-Chips aufgenommen werden. Da in jedem Bild eine relativ große Anzahl von Einzelereignissen aufintegriert wird, ist eine zusätzliche Mittelung über mehrere Schwenkbewegungen des Laserstrahls nicht zwingend erforderlich. Pro Lichtschnittebene kann deshalb mit einer Messzeit von etwa 30 Sekunden gerechnet werden. Das Verfahren der Sonde zur nächsten Lichtschnittebene benötigt etwa ebenso lange. Für eine relativ grobe, vollständige Erfassung der Stoßfront in einer Schaufelpassage in Schritten von 5 mm ergibt sich somit eine Versuchszeit von 20 bis 25 Minuten.

Wie oben erwähnt werden beispielhaft die Intensitätsaufnahmen gezeigt, die von Röhle am Kompressor-Teststand ERECA (banc d'essais pour l'étude et la recherche expérimentale sur les compresseurs avancés) der ONERA in Palaiseau aufgenommen wurden [68, 69]. Das Messsystem bestand ebenfalls aus einer langsam geschwenkten Laserstrahlsonde und dem Kamerasystem FlameStar 2. Als Lichtquelle wurde ein Dioden-gepumpter, frequenzverdoppelter cw YAG-Laser mit einer Leistung von 400 mW eingesetzt. Ein Umlauftrigger steuerte den Bildverstärker, sodass die gezeigten Bilder das Ergebnis einer Vielfachbelichtung darstellen.

Die Abbildung 6.3 zeigt die Intensitätsaufnahmen im Verdichter bei drei unterschiedlichen Betriebszuständen (Auslegungspunkt, Schluck- und Pumpgrenze), wobei die Öltröpfchen der Strömung etwa 1,5 m vor der Messpassage zugegeben wurden. Es zeigt sich deutlich, dass die Lage des Verdichtungsstoßes vom jeweiligen Betriebszustand abhängt, und dass sich im Auslegungspunkt eine Ablösung der Strömung im hinteren Bereich der Saugseite einstellt. Außerdem ist die im zeitlichen Mittel gleichmäßige Verteilung der Partikel zu erkennen.

Die Stoßvisualisierung wurde schrittweise in verschiedenen Tiefen der Schaufelpassage durchgeführt und war relativ zeitintensiv. In zwei Stunden wurden acht Messpunkte, d.h. unterschiedliche Betriebszustände des Verdichters und/oder unterschiedliche radiale Schnitte, aufgenommen. Aus den Intensitätsbildern wurde die 3D-Stoßfront *manuell* rekonstruiert. Die Ergebnisse sind zusammen mit numerischen Simulationsrechnungen in [39, 40, 68-70] ausführlich dargestellt. Mit dem im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Messsystem können durch die automatisierte Bilderfassung ähnliche Untersuchungen in deutlich kürzerer Zeit durchgeführt werden (s.o.). Auch die Auswertung ist so weit automatisiert, dass die Ergebnisse unmittelbar nach Aufnahme der TSV-Bilder vorliegen.



Üblicherweise wird der Lichtschnitt beim Einsatz der TSV-Technik entgegen der Strömungsrichtung eingebracht ( $\Psi = 0^\circ$ ), um die Strömung am Ort der Messung nicht zu beeinflussen. Für  $\theta = \text{konst.}$  ist die Frequenzverschiebung proportional zur Geschwindigkeit der Partikel. Eine Verstärkung des Kontrasts über einen Verdichtungsstoß wird erreicht, wenn das in der Frequenz stärker verschobene Streulicht (vor dem Stoß) von der Jodzelle stärker absorbiert wird, als das schwächer verschobene Streulicht (hinter dem Stoß). Dies wird durch die Wahl einer geeigneten Stabilisationsfrequenz  $\nu_0$  des Lasers erreicht.

Die Regelung zur Frequenzstabilisierung wurde von Röhle [39] entwickelt und nutzt das Absorptionsverhalten einer Jodzelle zur Detektion und Quantifizierung der Frequenzdrift. Dadurch kann der Laser nur in bestimmten Frequenzbereichen stabilisiert werden. Im Bereich der 514,5 nm-Linie des Argon-Ionen-Lasers wird somit die „Wahl der Stabilisationsfrequenz“ stark eingeschränkt, wie anhand von Abbildung 6.5 deutlich wird. Die Abbildung zeigt dabei die Lage der Jod-Absorptionslinie zum 8 – 10 GHz breiten Verstärkungsprofil des Lasers.

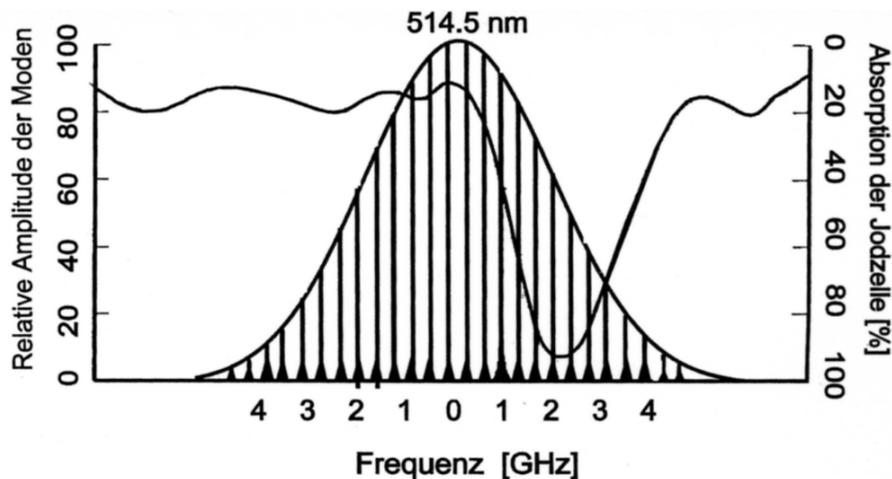


Abbildung 6.5 Lage der Jod-Absorptionslinie zum Verstärkungsprofil des Argon-Ionen-Lasers [31].

Die Absorptionscharakteristik hängt davon ab, wie „dicht“ die Zelle mit Jod befüllt ist. Die kennzeichnende Größe ist die Sättigungstemperatur  $T_{\text{sätt}}$ . Sie ist diejenige Zelltemperatur, bei der der gesamte eingebrachte Jodkristall verdampft ist. Für Temperaturen oberhalb dieser Sättigungstemperatur bleibt der Dampfdruck in der Zelle und damit die Absorptionscharakteristik auch bei geringen Schwankungen der Zelltemperatur konstant.

#### Anwendungsbeispiel:

Die Schallgeschwindigkeit der Luft beträgt bei Umgebungstemperatur  $a_L \approx 340$  m/s. Bei schallnaher Anströmung mit  $Ma_1 \approx 1,03$  beträgt die Strömungsgeschwindigkeit vor dem Stoß  $V_1 \approx 350$  m/s. Bei einem senkrechten Verdichtungsstoß gilt aufgrund der Kontinuitätsgleichung

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{V_1}{V_2} = \frac{(\kappa + 1) \cdot Ma_1^2}{2 + (\kappa - 1) \cdot Ma_1^2} \approx 1,050,$$

sodass sich die Strömungsgeschwindigkeit hinter dem Stoß zu  $V_2 \approx 333$  m/s ergibt.

Da der Kontrast in einer TSV-Aufnahme ungefähr dem Dichteanstieg entspricht, wird der Stoß nur schwach zu erkennen sein.

Aus oben stehender Gleichung lässt sich die Frequenzverschiebung vor dem Verdichtungsstoß zu  $\Delta\nu(V_1) \approx 680$  MHz und hinter dem Stoß zu  $\Delta\nu(V_2) \approx 647$  MHz ermitteln. Der Laser wird bei einer Wellenlänge  $\lambda_0 = 514,674$  nm mit Hilfe einer relativ dicht befüllten Jodzelle ( $T_{\text{sätt}} = 70^\circ\text{C}$ ) stabilisiert. Für die Optikeinheit wird eine schwächer befüllte Jodzelle mit  $T_{\text{sätt}} = 52^\circ\text{C}$  verwendet. Die Absorptionslinien beider Zellen sind in Abbildung 6.6 dargestellt. Auf der Abszisse ist dabei die Frequenzverschiebung aufgetragen.

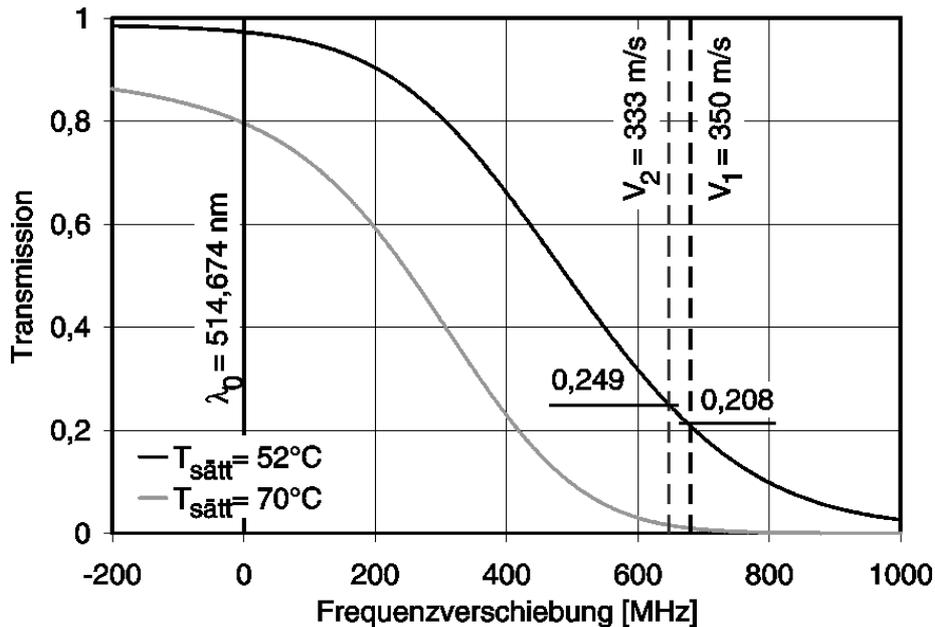


Abbildung 6.6 Absorptionslinien des Jod für  $T_{\text{sätt}} = 52^\circ\text{C}$  und  $T_{\text{sätt}} = 70^\circ\text{C}$ .

Für die Geschwindigkeiten  $V_1$  und  $V_2$  lassen sich aus dem Kurvenverlauf unmittelbar die zugehörigen Transmissionswerte  $T_1(v) \approx 0,208$  und  $T_2(v) \approx 0,249$  ablesen. Es ergibt sich somit allein aufgrund der Geschwindigkeitsdifferenz ein Kontrast von

$$\tau = \frac{T_2(v)}{T_1(v)} \approx 1,197 \quad \text{und ein Gesamtkontrast von } \chi = \frac{T_2(v)}{T_1(v)} \cdot \frac{\rho_2}{\rho_1} \approx 1,257.$$

Der relativ schwache Verdichtungsstoß kann demnach mit Hilfe der erweiterten TSV-Technik besser sichtbar gemacht werden. Der dafür erforderliche optische Aufbau mit Jodzelle ist in Abbildung 6.7 dargestellt.

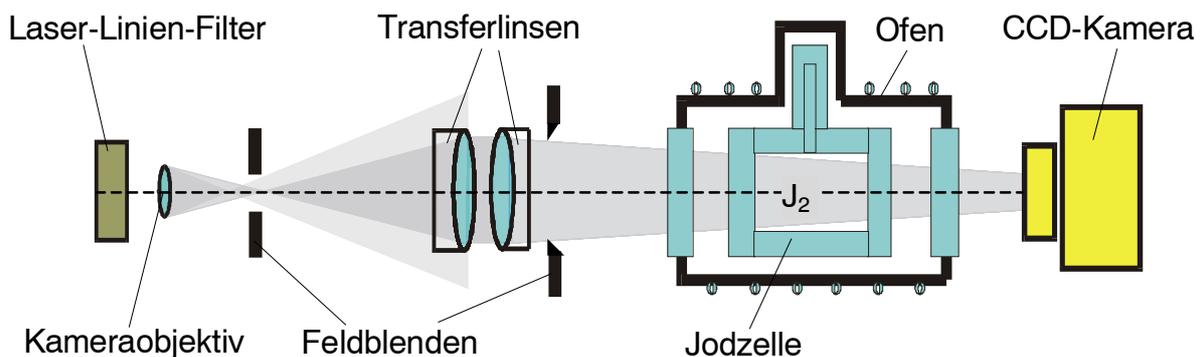


Abbildung 6.7 Optischer Aufbau mit Jodzelle.

Das auswechselbare Kameraobjektiv erzeugt zunächst ein Zwischenbild, welches durch zwei achromatische Linsen (Transferlinsen) auf den Chip der Kamera abgebildet wird. Die Jodzelle ist im Strahlengang zwischen den Transferlinsen und der Kamera angeordnet und schwächt das Laserlicht in Abhängigkeit von dessen Frequenz unterschiedlich stark ab. Die Feldblenden sollen verhindern, dass Störlicht aus der Umgebung des Messortes auf den CCD-Chip fällt und die Messung verfälscht. Falls erforderlich kann zu einer weiteren Unterdrückung des Störlichts ein Laser-Linien-Filter für die entsprechende Wellenlänge vor das Kameraobjektiv gesetzt werden.

Wie an dem Beispiel deutlich wird, ist in jedem Einzelfall zu prüfen, ob die Absorptionslinie des Jod eine Stabilisierung des Lasers bei einer geeigneten Frequenz ermöglicht und ob die dopplerverschobenen Streulichtfrequenzen gleichzeitig zu einem Intensitätsanstieg über den Verdichtungsstoß führen. Gegebenenfalls kann die Dopplerverschiebung durch Variation des Blickwinkels innerhalb gewisser Grenzen an die Absorptionscharakteristik des Jod angepasst werden. Sollten die entsprechenden Randbedingungen gegeben sein, so lässt sich die Empfindlichkeit des TSV-Messverfahrens durch Erweiterung um eine Jodzelle mit relativ geringem Aufwand deutlich steigern.

## 7 Zusammenfassung

Der transsonische Verdichter wird in der heutigen Zeit nicht nur in Triebwerken für die Luftfahrt, sondern auch in stationären Gasturbinenanlagen zur Energiegewinnung eingesetzt. Für den Schaufelentwurf ist dabei u.a. eine genaue Kenntnis der Lage und Form der Verdichtungsstöße erforderlich. Da zurzeit noch nicht sicher ist, ob die verfügbaren numerischen Simulationsmodelle die dreidimensionalen Stoßkonfigurationen exakt vorhersagen können, werden Strömungsuntersuchungen auch im Inneren von transsonischen Verdichtern durchgeführt.

Wie aus der Zusammenstellung der häufig in der experimentellen Strömungsanalyse eingesetzten Messverfahren (Kapitel 2) hervorgeht, lässt sich die Stoßkonfiguration im Verdichter bislang nur indirekt aus dem Geschwindigkeitsfeld bestimmen. Aufgrund der begrenzten optischen Zugänglichkeit ist die punktförmige L2F-Technik am besten für die Vermessung des Strömungsfeldes geeignet. Dieses Verfahren zeichnet sich zwar durch eine hohe Messgenauigkeit, jedoch auch durch einen recht hohen Zeitaufwand für die detaillierte Vermessung des gesamten Strömungsfeldes aus.

In Ergänzung zu den bestehenden Messverfahren wurde deshalb im Rahmen dieser Arbeit ein alternatives Messverfahren entwickelt, welches „schnell“ und „mit vertretbarem technischen Aufwand“ die Bestimmung einer mittleren Stoßlage auch im Inneren der Turbomaschine ermöglicht. Dafür wurde ein Messaufbau zusammengestellt, der aus einem Argon-Ionen-Laser, einer Lichtschnittoptik, einer CCD-Kamera mit PC und einem oder auch mehreren Partikelgenerator(en) besteht.

Die Entwicklung der Tracer based Shock Visualisation (TSV), wie das Messverfahren genannt wird, erfolgte systematisch. Dabei wurden zunächst unterschiedliche Methoden zur Lichtschnittzeugung und ein am Institut vorhandenes Kamerasystem ausführlich untersucht und ihre Einsetzbarkeit in Verbindung mit dem neuen Messverfahren überprüft. Im nächsten Schritt wurde das Messverfahren an einem Keilmodell im Windkanal bei  $Ma = 2,43$  erprobt. Der Lichtschnitt wurde dabei über eine Sonde in Form eines geschwenkten Laserstrahls in die Messstrecke eingebracht. Die aufgetretenen Probleme wie Schwingungen der Sonde und intensives Hintergrundstreulicht konnten durch einen veränderten Versuchsaufbau und den Einsatz einer speziellen Lichtleitfaser gelöst werden.

Anhand der Messungen am Keilmodell wurde ein Auswerteverfahren entwickelt, mit dem die Stoßlage aus den aufgenommenen Intensitätsbildern unter Berücksichtigung der Partikeleigenschaften (Folgeverhalten, Streu charakteristik) ermittelt werden kann. Der anschließende Vergleich mit den Ergebnissen anderer Messverfahren und einer numerischen Simulationsrechnung zeigte in weiten Bereichen eine gute Übereinstimmung (Schlierentechnik, Numerik) bzw. erklärbare Abweichungen (L2F, Numerik). Der relativ starke, räumlich gekrümmte Verdichtungsstoß am Keil eignete sich dabei gut, um die Vorteile der TSV-Technik gegenüber dem Schlierenverfahren aufzuzeigen, wie:

- die Möglichkeit 3D-Stoßkonfigurationen zu bestimmen und
- die Einsetzbarkeit auch bei begrenzter optischer Zugänglichkeit.

In einem nächsten Entwicklungsschritt wurde das Messverfahren auf komplexere Stoßkonfigurationen, wie sie auch in realen Turbomaschinen auftreten, angewendet. Da die Beschauung einer Turbomaschine in ebenen Gitterkanälen untersucht wird, wurde auch das Messverfahren an einem solchen Kanal eingesetzt. Das hierfür ausgewählte Schaufelprofil (TSG 97) wurde bereits mit anderen Messverfahren untersucht; ausführliche Ergebnisse (Schlierenaufnahmen, Ölbilder, Wand- und Schaufeldruckverteilungen) standen zur Verfügung. An diesem Prüfstand konnten anstelle von Öltröpfchen durch geringere Trocknung der Luft auch natürliche Streupartikel (Kondensat) für die Messungen eingesetzt und Momentaufnahmen der Verdichtungsstöße festgehalten werden. Die Vor- und Nachteile der unterschiedlichen Streupartikel wurden an entsprechender Stelle herausgearbeitet.

Die gute Übereinstimmung der TSV-Messergebnisse am Schaufelprofil mit den Ergebnissen anderer Messverfahren und der numerischen Simulationsrechnung konnte nachgewiesen und ein 3D-Modell der Verdichtungsstöße zusammengestellt werden. Insbesondere der Vergleich mit der Numerik hat gezeigt, dass die Ergebnisse der TSV-Messtechnik hilfreich sein können, um numerische Berechnungsverfahren zu validieren. Das neue Messverfahren kann somit zukünftig auch in Windkanälen mit dreidimensionalen Stoßkonfigurationen (einige Beispiele sind in [108] gegeben) in Ergänzung zur Schlierentechnik eingesetzt werden.

Den Abschluss dieser Arbeit sollte der Einsatz des TSV-Messverfahrens in einem transsonischen Verdichter bilden. Hierfür war eine Messkampagne am Verdichtprüfstand der TU Darmstadt geplant, die jedoch aufgrund der industriellen Auslastung des Prüfstands mehrfach verschoben und schließlich abgesagt werden musste. Dennoch wurden in Kapitel 6 die Voraussetzungen für derartige Messungen und die zu erwartenden Probleme angesprochen und Ergebnisse einer Stoßvisualisierung gezeigt, die von Röhle [39] im Rahmen von Vorstudien zu DGV-Messungen in einem Verdichter bei der ONERA gewonnen wurden.

Es konnte leider nicht nachgewiesen werden, dass der neu entwickelte Messaufbau und die zugehörige Steuerungs- und Analysesoftware den Bedingungen einer Turbomaschine gewachsen sind. Dennoch ist die TSV-Technik im Rahmen dieser Arbeit so weit entwickelt worden, dass mit ihrer Hilfe die Erfassung der 3D-Stoßfront zwischen den Laufschaufeln eines transsonischen Verdichters jederzeit durchgeführt werden kann. Die Ergebnisse der Messungen liegen unmittelbar vor und lassen sich mit der Analysesoftware anschließend so weit aufbereiten, dass sie mit anderen Messdaten verglichen und für die Validierung numerischer Simulationsmodelle zur Verfügung gestellt werden können.

Eine Weiterentwicklung des TSV-Messverfahrens könnte in die Richtung gehen, dass, wie auch bei der DGV-Technik, ein frequenzstabilisierter Laser eingesetzt und das Kamerasystem um einen frequenzselektiven Filter (z.B. Jodzelle) erweitert wird. Dadurch können schwache Verdichtungsstöße besser aufgelöst werden, weil zusätzlich zur Dichteänderung die Information über die Geschwindigkeitsänderung ausgenutzt wird.

## 8 Literaturverzeichnis

- [1] **Bölcs, A.; Suter, P.:** *Transsonische Turbomaschinen*. Wissenschaft und Technik, G. Braun, Karlsruhe, **1986**.
- [2] **Schodl, R.:** *Results from the L2F-measurements at the Mach 2.5 Nozzle*. Interner Bericht, DLR, Köln, **1996**.
- [3] **Kügeler, E.:** *Simulation der Keilströmung bei  $Ma = 2,4$* . Interne Mitteilung, DLR, Köln, **2002**.
- [4] **Schreiber, H.-A.; Fuchs, R.; Weber, A.:** *Räumliche Strömung in transsonischen Verdichtergittern*. 7. Statusseminar der AG TURBO, Verbundprojekt der Hochtemperatur-Gasturbine, Vorhaben 1.132, Köln, 7.-8. Dezember **2001**.
- [5] **Weber, A., et al.:** *Räumliche Strömungen in transsonischen Verdichtergittern sehr hoher Belastung*. Abschlussbericht zum HTGT-Turbotech Vorhaben 1.132 der AG TURBO, Köln, **2000**.
- [6] **Weber, A., et al.:** *3-D Transonic Flow in a Compressor Cascade with Shock-Induced Corner Stall*. ASME J. Turbomach. 358, Vol. 124, July **2002**.
- [7] **Weber, A., et al.:** *3D Flow in a Transsonic Compressor Cascade (DLR TSG-97)*. DLR-Bericht, DLR Köln, **1999**.
- [8] **Müller, M.:** *3D-Laser-2-Fokus Vermessung des Rotors Nr. 3*. Studienarbeit, Fachgebiet Gasturbinen und Flugantriebe, Technische Universität Darmstadt, **2003**.
- [9] **Fischer, M., et al.:** *Doppler Global Velocimetry in flames using a newly developed, frequency stabilized, tunable, Long pulse Nd: YAG Laser*. 10<sup>th</sup> International Symposium on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics, Session 35, Lisbon, Portugal, 10-13 July **2000**.
- [10] **Pischinger, F., et al.:** *Sonderforschungsbereich 224 "Motorische Verbrennung"*. Abschlussbericht, Lehrstuhl für Verbrennungskraftmaschinen, RWTH Aachen, **1995**.
- [11] **Echols, W. H.; Young, J. A.:** *Studies of portable air-operated aerosol generators*. U. S. Naval Research Laboratory, Washington, USA, NRL Report 5929, 26 July **1963**.
- [12] **Morrisette, E. L.; Bushnell, D. M.:** *A Sub-Micron Particle Generator for High Pressure Application*. 54<sup>th</sup> Semiannual Meeting of the Supersonic Tunnel Association, New York, USA, 9-10 October **1980**.
- [13] **Morrisette, E. L.; Bushnell, D. M.:** *Powder Fed Sheared Dispersal Particle Generator*. The United States of America as represented by the Administrator of the National Aeronautics and Space Administration, Washington, D.C., USA, Pat.-No. 4.428.703, Appl.-No. 297.488, 31 January **1984**.
- [14] **Schröder, G.:** *Technische Optik: Grundlagen und Anwendungen*. 7. Auflage, Vogel-Buchverlag, Würzburg, **1990**.
- [15] **Nitsche, W.; Swoboda, M.:** *Strömungsmeßtechnik*. Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, **1997**.
- [16] **Czoske, K.:** *Aufbau und Einsatz verschiedener optischer Meßverfahren und Druckmessungen an Überschallströmungen*. Studienarbeit, Lehr- und Forschungsgebiet Elektrische Antriebe der Raumfahrt, Stoßwellenlabor, RWTH Aachen, **1996**.

- [17] **Gawehn, T. M.:** *Untersuchung der Außenverdichtung des RAM-Triebwerkeinlaufs von ELAC*. Diplomarbeit, DLR, Abt. Windkanäle, Institut für Strömungsmechanik/ Lehr- und Forschungsgebiet Betriebsverhalten der Strahlantriebe, RWTH Aachen, **2000**.
- [18] **Hanenkamp, A.:** *Fourier-Optische Beschreibung von Methoden zur Visualisierung von Strömungen mit Dichteunterschieden und Analyse des Sharp-Focusing-Effektes*. Dissertation, Fachbereich Maschinenwesen, Universität GH Essen, **2002**.
- [19] **Hanenkamp, A.; Merzkirch, W.; Peters, F.:** *A Fourier Approach to the Sharp Focusing Schlieren System*. 9<sup>th</sup> International Symposium on Flow Visualization, Edinburgh, Scotland, 22-25 August **2000**.
- [20] **Eichler, J.; Eichler, H. J.:** *Laser Bauformen, Strahlführung, Anwendungen*. 3. Auflage, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, **1998**.
- [21] **Demtröder, W.:** *Laserspektroskopie*. 2. Auflage, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, **1991**.
- [22] **Schweiger, G.:** *Lasertechnik (LT)*. Vorlesungsmanuskript, Lehrstuhl für Laseranwendungstechnik und Messsysteme, Fakultät für Maschinenbau, Ruhr-Universität Bochum, **1998**.
- [23] **Becker, U.:** *Messplatz zur Bestimmung der Kohärenzlänge von Laserstrahlung*. Diplomarbeit, Fachrichtung Physikalische Technik, Fachhochschule Wedel, **1997**.
- [24] **Hecht, E.:** *Optik*. Addison-Wesley GmbH, Germany, **1989**.
- [25] **Naumann, H.; Schröder, G.:** *Bauelemente der Optik. Taschenbuch für Konstrukteure*. 4. Auflage, Carl Hanser Verlag, München Wien, **1983**.
- [26] **Albrecht, H.-E.:** *Laser-Doppler-Strömungsmessung*. Physical Research, Vol. 2, Akademie-Verlag, Berlin, **1986**.
- [27] **Albrecht, H.-E., et al.:** *Laser Doppler and Phase Doppler Measurement Techniques*. Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, **2003**.
- [28] **Jakoby, R., et al.:** *3D LDA-Measurements in Rotating Turbine Disk Systems*. 7<sup>th</sup> International Conference for Laser Anemometry and Applications, University of Karlsruhe, Germany, 8-11 September **1997**.
- [29] **Schodl, R.:** *Entwicklung des Laser-Zwei-Fokus-Verfahrens für die berührungslose Messung der Strömungsvektoren, insbesondere in Turbomaschinen*. Dissertation, Fakultät für Maschinenwesen, RWTH Aachen, **1977**.
- [30] **Schodl, R.:** *Laser Two Fokus Techniques*. Lecture Series: "Measurement Techniques in Aerodynamics", von Karman Institute for Fluid Dynamics, 10-13 April **1989**.
- [31] **Karpinski, G.:** *Drei-Komponenten-Doppler-Laser-zwei-Fokus-Geschwindigkeitsmeßsystem für berührungslose Messung der Strömungsgeschwindigkeit an besonders schwer zugänglichen Stellen*. Dissertation, Chemische Fakultät, Universität Bielefeld, **2000**.
- [32] **Schodl, R.:** *Neue Entwicklungen beim L2F-Verfahren*. Berichte aus der Lasertechnik "Lasermethoden in der Strömungsmeßtechnik", A. Leder (Hrsg.), Verlag Shaker, Aachen, **1995**.

- [33] **Förster, W., et al.:** *3-Component Doppler laser-two-focus velocimetry applied to a transonic centrifugal compressor*. Laser Techniques for Fluid Mechanics, Lisbon, Portugal, 10-13 July **2000**.
- [34] **Flügge, G.; Schultze, K.:** *Optik und Wellenlehre*. Manuskript zur Vorlesung Physik III, III. physikalisches Institut, RWTH Aachen, **1992**.
- [35] **Schiffner, G.; Roll, G.:** *Einführung in die Grundlagen der Lasertechnik (Elektrooptik I)*. Vorlesungsmanuskript, Fakultät für Elektrotechnik und Informationstechnik, Lehrstuhl für Allgemeine Elektrotechnik und Elektrooptik (AEEO), Ruhr-Universität Bochum, **2000**.
- [36] **Röhle, I.; Willert, C.:** *Extension of Doppler global velocimetry to periodic flows*. Measurement Science and Technologie 12, pp. 420-431, April **2001**.
- [37] **Kost, F.; Kapteijn, C.:** *Application of Laser-Two-Focus Velocimetry to Transonic Turbine Flows*. 7<sup>th</sup> International Conference for Laser Anemometry and Applications, University of Karlsruhe, Germany, 8-11 September **1997**.
- [38] **Röhle, I.:** *Doppler Global Velocimetry*. Planar Optical Measurement Methods for Gas Turbine Components, RTO Lecture Series 217, Cranfield, UK / Cleveland, USA, 16-17 September / 21-22 September **1999**.
- [39] **Röhle, I.:** *Laser-Doppler-Velocimetry auf der Basis frequenzselektiver Absorption: Aufbau und Einsatz eines Doppler Global Velocimeters*. Dissertation, Fakultät für Maschinenbau, Ruhr-Universität Bochum, **1999**.
- [40] **Röhle, I., et al.:** *Recent developments and applications of quantitative laser light sheet measuring techniques in turbomachinery components*. Measurement Science and Technologie 11, pp. 1023-1035, July **2000**.
- [41] **Röhle, I.; Willert, C.; Schodl, R.:** *Recent applications of three-dimensional Doppler global velocimetry in turbo-machinery*. 9<sup>th</sup> International Symposium on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics, Lisbon, Portugal, Paper-No. 34-2, 13-16 July **1998**.
- [42] **Willert, C., et al.:** *On the Development of Doppler Global Velocimetry for Cryogenic Wind Tunnels*. 20<sup>th</sup> International Congress on Instrumentation in Aerospace Simulation Facilities (ICIASF), Göttingen, 25-29 August **2003**.
- [43] **Willert, C., et al.:** *On the Development of Planar Laser Velocimetry Techniques for Cryogenic Wind Tunnels*. 5<sup>th</sup> International Symposium on Particle Image Velocimetry, Busan, Korea, PIV'03 Paper 3122, 22-24 September **2003**.
- [44] **Risse, E.:** *Kontinuierlich angeregte und aktiv gütegeschaltete Oszillator-Verstärker-Systeme hoher Strahldichte durch Einsatz von Faser-Phasenkonjugatoren*. Dissertation, Fakultät II - Mathematik und Naturwissenschaften, Technische Universität Berlin, **2003**.
- [45] **Goldstein, R. J.:** *Fluid Mechanics Measurements*. Second edition, Taylor & Francis, Washington, **1996**.
- [46] **Raffel, M.; Willert, C.; Kompenhans, J.:** *Particle Image Velocimetry, A Practical Guide*. Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, **1998**.

- [47] **Jarius, M.; Elfert, M.:** *Steady Fluid Flow Investigation using PIV in a Multi-Pass Coolant Channel*. 11<sup>th</sup> International Symposium on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics, Lisbon, Portugal, Paper No.17-5 (Complex Wall Flows), 8-11 July **2002**.
- [48] **Ronneberger, O.:** *Messung aller drei Geschwindigkeitskomponenten mit Hilfe der "Particle Image Velocimetry" mittels einer Kamera und zweier paralleler Lichtschnitte*. Diplomarbeit, Mathematisch-Naturwissenschaftliche Fakultät, Georg-August-Universität Göttingen, **1998**.
- [49] **Jarius, M.:** *Untersuchung einer Axialgitterschaufel mit Höchstumlenkung durch Struktur- und niederfrequente Wölbungsvariation*. Dissertation, Fachbereich 11 - Maschinenbau und Produktionstechnik, Technische Universität Berlin, **2000**.
- [50] **Willer, C.:** *Stereoscopic digital particle image velocimetry for application in wind tunnel flows*. Measurement Science and Technologie 8, pp. 1465-1479, 19 September **1997**.
- [51] **Coudert, S.; Westerweel, J.; Fournel, T.:** *Comparison between asymmetric and symmetric stereoscopic DPIV system*. 10<sup>th</sup> International Symposium on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics, Session 6, Lisbon, Portugal, 10 - 13 July **2000**.
- [52] **Loose, S., et al.:** *Background oriented schlieren (BOS) and particle image velocimetry (PIV) applied for transonic turbine blade investigations*. 10<sup>th</sup> International Symposium on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics, Lisbon, Portugal, 10-13 July **2000**.
- [53] **Meier, G. E. A.; Raffel, M.:** *Optical flow diagnostics by background oriented schlieren methods*. ICTAM, Chicago, USA, 27 August - 2 September **2000**.
- [54] **Raffel, M.:** *Optische Untersuchungen in technischen Strömungen unter besonderer Berücksichtigung eines Verfahrens zur Detektion von Dichtegradienten*. Habilitationsschrift, Fakultät für Bergbau, Hüttenwesen und Maschinenwesen, Technische Universität Clausthal, **2001**.
- [55] **Richard, H.; Raffel, M.:** *Principle and applications of the background oriented schlieren (BOS) method*. Measurement Science and Technologie 12 (9), pp. 1576-1585, 16 August **2001**.
- [56] **Richard, H., et al.:** *Demonstration of the applicability of a Background Oriented Schlieren (BOS) method*. 10<sup>th</sup> International Symposium on Applications of Laser Techniques in Fluid Mechanics, Lisbon, Portugal, 10-13 July **2000**.
- [57] **Venkatakrishnan, L.; Meier, G. E. A.:** *Density measurements using the Background Oriented Schlieren technique*, in *Experiments in Fluids*. Springer-Verlag, Heidelberg, pp. 237 - 247, **2004**.
- [58] **Schelwies, M.:** *Einsatz von Tracern in PLIF zur Untersuchung von Verbrennungsprozessen*. Seminar zum Phys.-Chem. Fortgeschrittenenpraktikum, Physikalisch-Chemisches Institut, Universität Heidelberg, **2003**.
- [59] **Müller, D., et al.:** *Two-dimensional concentration and temperature measurements in extended flames of industrial burners using PLIF*. SPIE's 45<sup>th</sup> Annual Meeting, San Diego, California, USA, 3 - 8 August **2003**.

- [60] **Palma, P. C.:** *Laser-induced fluorescence imaging in free-piston shock tunnels*. PhD Thesis, Physics Department, The Australian National University Canberra, Australia, **1999**.
- [61] **Danehy, P. M., et al.:** *Comparison of theoretical laser-induced fluorescence images with measurements performed in a hypersonic shock tunnel*. 19<sup>th</sup> AIAA Advanced Measurement and Ground Testing Technology Conference, New Orleans, USA, AIAA 96-2236, 17-20 June **1996**.
- [62] **Danehy, P. M., et al.:** *Numerical simulation of laser-induced fluorescence imaging in shock layer flows*. AIAA Journal 1/99, **1999**.
- [63] **Hasselbrink, E.:** *Praktikum: Physikalische Chemie II*. Versuchsanleitungen, Fachbereich Chemie - Physikalische Chemie, Universität Essen, **2002**.
- [64] **Kamel, M. R., et al.:** *Imaging of Hypersonic Reactive Flow Around Cylinders and Wedges*. Western States Section Fall Meeting, Stanford University, USA, 30-31 October **1995**.
- [65] **Behrendt, T.; Heinze, J.; Hassa, C.:** *Experimental Investigation of a new LPP Injector Concept for Aero Engines at Elevated Pressures*. ASME/IGTI Turbo Expo: Power for Land, Sea & Air, Atlanta, Georgia, USA, GT2003-38444, 16-19 June **2003**.
- [66] **Epstein, A. H.:** *Quantitative Density Visualization in a Transonic Rotor*. AIAA 13<sup>th</sup> Aerospace Science Meeting, Pasadena, USA, AIAA Paper 75-24, 20-22 January **1975**.
- [67] **Epstein, A. H.:** *Quantitative Density Visualization in a Transonic Compressor Rotor*. Journal Engine Power 99, pp. 460-475, **1977**.
- [68] **Röhle, I.; Le Guevel, A.; Fradin, C.:** *3D-Shock Visualisation in a Transonic Compressor Rotor*. Optics and Laser Technology, Elsevier Science, Oxford, UK, **1998**.
- [69] **Röhle, I.; Schodl, R.; Weyer, H. B.:** *3D-Shock Visualisation in a Transonic Compressor Rotor*. International Workshop "Flow Diagnosis Techniques", St. Petersburg, Russia, 30 June - 3 July **1998**.
- [70] **Schodl, R.:** *Planar Quantitative Scattering Techniques for the Analysis of Mixing Processes, Shock Wave Structures and Fluid Density*. Planar Optical Measurement Methods for Gas Turbine Components, RTO Lecture Series 217, Cranfield, UK / Cleveland, USA, 16-17 September / 21-22 September **1999**.
- [71] **Oertel, H.:** *Strömungsmechanik Methoden und Phänomene*. Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, **1995**.
- [72] **Schulze, R.:** *Theoretical examination of the behavior of seed particles in turbulent flowfields with strong accelerations*. Diplomarbeit, Fachgebiet Aerodynamik und Messtechnik, TH Darmstadt, **1993**.
- [73] **Lang, N.:** *Experimentelle und theoretische Untersuchungen zum Folgeverhalten von Streulichtpartikeln in Überschallströmung*. 6. GALA-Fachtagung "Lasermethoden in der Strömungsmeßtechnik", Universität Essen, 28.-30. September **1998**.
- [74] **Lang, N.:** *PIV measurements in sub- and supersonic flow over the delta wing configuration ELAC*. 8. International Symposium on Flow Visualization, Sorrento, Italy, 1-4 September **1998**.

- [75] **Olejak, D., et al.:** *Laser Doppler Anemometry and determination of particle size by a relaxation-length method at TWM*. Dantec Information, Measurement Technologie No. 11, June **1992**.
- [76] **Voigt, P.:** *Entwicklung und Einsatz eines Laserlichtschnittverfahrens zur quantitativen Konzentrationsmessung bei Mischungsprozessen*. Dissertation, Fakultät für Maschinenbau, Ruhr-Universität Bochum, **1999**.
- [77] **N. N.:** *Optics and Optical Instruments Catalog*. Edmund Industrie Optik GmbH, Karlsruhe, **2002**.
- [78] **N. N.:** *Linos Katalog*. Linos Photonics GmbH & Co. KG, Göttingen, **2001**.
- [79] **Schodl, R.:** *Laser Two Fokus Techniques*. Lecture Series: "Advanced Measurement Techniques", von Karman Institute for Fluid Dynamics, Brussels, 6-9 April **1998**.
- [80] **Schodl, R.:** *Capabilities of Optical Point Measurement Techniques with Respect to Aero Engine Application*. Planar Optical Measurement Methods for Gas Turbine Components, RTO Lecture Series 217, Cranfield, UK / Cleveland, USA, 16-17 September / 21-22 September **1999**.
- [81] **N. N.:** *Aerosolgeneratoren Serie AGF*. Palas GmbH Partikel- und Lasermeßtechnik, Karlsruhe, **1995**.
- [82] **Klinner, J.:** *Funktionsweise und Bedienung des Aerosol-Generators*. Interne Mitteilung, DLR, Köln, **2003**.
- [83] **Stockhausen, G.:** *Experimentelle Ermittlung der Streucharakteristik eines Partikelgemisches mit einem mittleren Durchmesser von unter 1  $\mu\text{m}$* . Interne Mitteilung, DLR, Köln, **2003**.
- [84] **Bohren, C. F.; Huffman, R. R.:** *Absorption and Scattering of Light by Small Particles*. Wiley Science Paperback Series, John Wiley & Sons, New York, **1983**.
- [85] **Hulst, H. C. v. d.:** *Light Scattering by Small Particles*. Structure of matter series, John Wiley & Sons, New York, **1957**.
- [86] **N. N.:** *FlameStar 2E Camera System Operation Manual*. La Vision GmbH, Germany, **1998**.
- [87] **N. N.:** *Davis Software Manual*. La Vision GmbH, Germany, **1998**.
- [88] **Lepicovsky, J.; Schodl, R.; Bruckner, R. J.:** *Evaluation of NASA/DLR Supersonic Test Channel for Optical Diagnostic Studies*. 7<sup>th</sup> International Conference for Laser Anemometry and Applications, University of Karlsruhe, Germany, 8-11 September **1997**.
- [89] **N. N.:** *Catalog Optics and Mechanics*. Newport GmbH, Darmstadt, **1999**.
- [90] **N. N.:** *SKF Miniatur-Profilschienenführungen*. Linear Motion, SKF Linearsysteme GmbH, Germany, **2001**.
- [91] **N. N.:** *Polymer Gleitlager*. IGUS GmbH, Köln, **2002**.
- [92] **N. N.:** *Antriebselemente und Normteile, Getriebe und Getriebemotoren*. Mädler GmbH, Stuttgart, **2002**.
- [93] **N. N.:** *AutoCAD 2002, Benutzerhandbuch*. Autodesk Development S.à r.l., Neuchâtel, Schweiz, **2001**.

- [94] **Lepicovsky, J.; Bruckner, R. J.:** *Seeding for Laser Velocimetry in Confined Supersonic Flows with Shocks*. 8<sup>th</sup> International Symposium of Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics, Lisbon, Portugal, NASA TM 107265, 8-11 July **1996**.
- [95] **Krause, E.:** *Strömungslehre I*. Vorlesungsmanuskript, Aerodynamisches Institut, Lehrstuhl für Strömungslehre, RWTH Aachen, **1990**.
- [96] **Krause, E.:** *Strömungslehre II*. Vorlesungsmanuskript, Aerodynamisches Institut, Lehrstuhl für Strömungslehre, RWTH Aachen, **1990**.
- [97] **N. N.:** *Equations, tables and charts for compressible flow*. Ames Aeronautical Laboratory, National Advisory Committee for Aeronautics (NACA), Moffett Field, USA, Report 1135, **1953**.
- [98] **Krause, E.:** *Gasdynamik*. Vorlesungsmanuskript, Aerodynamisches Institut, Lehrstuhl für Strömungslehre, RWTH Aachen, **1990**.
- [99] **N. N.:** *Tecplot, User's Manual*. Amtec Engineering, Inc., USA, **2001**.
- [100] **Lepicovsky, J.; Bencic, T. C.; Bruckner, R. J.:** *Application of Pressure Sensitive Paint to Confined Flow at Mach Number 2.5*. 33<sup>rd</sup> AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit, Seattle, USA, AIAA 97-3214, 6-9 July **1997**.
- [101] **Schodl, R.:** *Results of wall pressure measurements at the Mach 2.5 Nozzle*. Interner Bericht, DLR, Köln, **1996**.
- [102] **Schreiber, H.-A.:** *Shock-Wave Turbulent Boundary Layer Interaction in a Highly Loaded Transonic Fan Blade Cascade*. 85<sup>th</sup> AGARD-PEP Symposium on Loss Mechanisms and Unsteady Flows in Turbomachines, Derby, UK, 8-17 May **1995**.
- [103] **Kügeler, E.; Weber, A.; Lisiewicz, S.:** *Combination of a Transition Model with a Two-Equation Turbulence Model and Comparison with Experimental Results*. 4<sup>th</sup> European Turbomachinery Conference, Florence, Italy, Paper No. ATI-CST-076/01, **2001**.
- [104] **Küstners, B.; Schreiber, H.-A.:** *Compressor Cascade Flow with Strong Shock-Wave/Boundary-Layer Interaction*. AIAA Journal Vol. 36, No. 11, pp. 2072-2078, November **1998**.
- [105] **Délery, J.; Marvin, J. G.:** *Shock-Wave Boundary Layer Interactions*. AGARD, Loughton, USA, **1986**.
- [106] **Délery, J. M.; Panaras, A. G.:** *Shock-Wave/Boundary-Layer Interactions in High-Mach-Number Flows*. Hypersonic Experimental and Computational Capability, Improvement and Validation, Vol. I, AGARD, Québec, Canada, **1996**.
- [107] **Wernet, M. P.:** *Application of Digital Particle Imaging Velocimetry to Turbomachinery*. Planar Optical Measurement Methods for Gas Turbine Components, RTO Lecture Series 217, Cranfield, UK / Cleveland, USA, 16-17 September / 21-22 September **1999**.
- [108] **Arnold, J.; Wendt, J. F.:** *Test Facilities*. Hypersonic Experimental and Computational Capability, Improvement and Validation, Vol. I, AGARD, Québec, Canada, **1996**.



## 9 Abbildungs- und Tabellenverzeichnis

Abbildungen:

Abb. 2.1	Schlierenaufbau in Toeplerscher Z-Anordnung (Prisma nur für Farbschlieren).	6
Abb. 2.2	Sharp-Focusing-Schlierenverfahren.	7
Abb. 2.3	Mach-Zehnder-Interferometer.	8
Abb. 2.4	Schlieren- oder Differentialinterferometer.	9
Abb. 2.5	Aufbau eines Laser-Doppler-Anemometers.	10
Abb. 2.6	Prinzip des 2-Komponenten-LDAs.	10
Abb. 2.7	Aufbau eines Laser-2-Fokus-Anemometers.	11
Abb. 2.8	Drei-Komponenten-Doppler-L2F-System.	13
Abb. 2.9	DGV-Prinzipbild.	14
Abb. 2.10	Prinzip der Particle-Image-Velocimetry.	16
Abb. 3.1	Gaselement bei Kompression (1→2) bzw. Expansion (2→1).	22
Abb. 3.2	Partikelfolgeverhalten beim senkrechten Verdichtungsstoß ( $Ma = 2,0$ ).	23
Abb. 3.3	Messaufbau.	24
Abb. 3.4	Strahlaufweitung mit Hilfe einer Zylinderlinse.	25
Abb. 3.5	Idealisierte Intensitätsverteilung bei Zylinderlinse und Laser-Linien-Generator (Edmund Industrie Optik GmbH).	26
Abb. 3.6	Polygonscanner.	27
Abb. 3.7	Idealisierte Intensitätsverteilung bei Polygonscanner (12 und 20 Facetten) und Zylinderlinse.	27
Abb. 3.8	Lichtschnitterzeugung mit Hilfe eines rotierenden Würfels.	28
Abb. 3.9	Idealisierte Intensitätsverteilungen bei Würfel, Achteck und Zylinderlinse.	29
Abb. 3.10	Idealisierte Intensitätsverteilungen bei Taumelscheibe und Zylinderlinse.	30
Abb. 3.11	Aerosol-Partikelgenerator des DLR.	31
Abb. 3.12	Winkeldefinition der Streurichtung).	32
Abb. 3.13	Experimentell ermittelte Streucharakteristik für ein Partikelgemisch (mittlerer Durchmesser $d_p < 1 \mu\text{m}$ ).	32
Abb. 3.14	Kamerasystem der Firma LaVision.	33
Abb. 3.15	Aufbau des Bildverstärkers der FlameStar 2.	35
Abb. 3.16	Temperaturabhängigkeit des Dunkelbildes (LightStar).	36
Abb. 4.1	Kleiner Überschallkanal des DLR (LS: Lichtschnitt).	39
Abb. 4.2	Laserstrahlsonde.	40
Abb. 4.3	Anordnung der Lichtschnittsonde.	41
Abb. 4.4	Sondentraversiereinheit.	42
Abb. 4.5	Erweiterte Sondentraversiereinheit.	43
Abb. 4.6	Lichtschnitt bei langsamer Strömung und Intensitätsverlauf.	45
Abb. 4.7	Korrigierter Lichtschnitt bei langsamer Strömung und Intensitätsverlauf.	45

Abb. 4.8	TSV-Aufnahmen in der Mitte der Messstrecke beim Einsatz der langen und kurzen Laserstrahlsonde.	46
Abb. 4.9	Intensitätsaufnahmen 7 mm neben dem Keil (Schott-Faser).	47
Abb. 4.10	Intensitätsaufnahmen 3 mm und 5 mm neben dem Keil (Fujikura-Faser).	47
Abb. 4.11	Verfahren zur Störlichtreduktion (Schott-Faser).	49
Abb. 4.12	Zusammengesetzte TSV-Aufnahmen (Schott-Faser).	50
Abb. 4.13	TSV-Aufnahme u. Intensitätsverlauf, Partikelfolgeverhalten am senkrechten Verdichtungsstoß bei $Ma = 2,0$ .	51
Abb. 4.14	Vielfachstreuung am Verdichtungsstoß ( $d_p = 1\mu m$ ).	52
Abb. 4.15	TSV-Messungen in unterschiedlichen Ebenen.	53
Abb. 4.16	Stoßkonfiguration am Keil ( $Ma \approx 2,43$ ).	54
Abb. 4.17	Einteilung des Verdichtungsstoßes in 4 Segmente.	55
Abb. 4.18	Schlierenaufnahme mit TSV-Stoßfront in Keilmitte.	56
Abb. 4.19	Druckverhältnisse am KÜK vor und nach der Abdichtung und Position der statischen Druckbohrungen.	57
Abb. 4.20	Stoßfront aus L2F- und TSV-Messungen (bei unterschiedlichem Druckverhältnis).	58
Abb. 4.21	Numerisch ermittelte Machzahlverteilung und TSV-Stoßlagen.	59
Abb. 4.22	Stoßkonfiguration am seitlich versetzten Keil ( $Ma = 2,43$ ).	60
Abb. 4.23	Rasteraufnahmen, Bildverzerrung und Überlagerung.	61
Abb. 4.24	Zunahme der Streulichtintensität in Vorwärtsstreurichtung.	62
Abb. 4.25	Verhältnis der Streulichtintensitäten.	63
Abb. 4.26	Aus unterschiedlichen Blickrichtungen ermittelte Stoßlagen.	63
Abb. 5.1	Querschnitt durch den transsonischen Gitterwindkanal.	65
Abb. 5.2	Simulierte Machzahlverteilung im TSG 97-Gitter.	66
Abb. 5.3	Prinzip der Lichtschnittsonde.	67
Abb. 5.4	Lichtschnittsonde für den Einsatz am Gitterwindkanal.	68
Abb. 5.5	Ausleuchtung der Messpassage.	69
Abb. 5.6	Lichtschnittaufnahme bei langsamer, partikelbeladener Strömung und Intensitätsverteilung im Lichtschnitt.	71
Abb. 5.7	TSV-Aufnahme mit Kondensat und Ölnebel (Kanalmitte).	73
Abb. 5.8	Unkorrigierte und korrigierte TSV-Aufnahme.	74
Abb. 5.9	Statisches Druckverhältnis und Druckverlustbeiwert für das TSG 97-Profil ( $Ma_1 = 1,085 \dots 1,095$ ).	75
Abb. 5.10	Ölanstrichbilder und numerisch ermittelte Machzahlverteilung (stärker gedrosselt).	76
Abb. 5.11	Isentrope Machzahlverteilung auf der Saugseite und Druckseite des Profils, ermittelt aus Druckmessungen.	77
Abb. 5.12	Stoßlagen für stärker gedrosselte Strömung.	79
Abb. 5.13	Stoßlagen für schwächer gedrosselte Strömung.	81

Abb. 5.14	Isentrope Machzahlverteilung auf der Profilsaug- und Druckseite aus statischen Druckmessungen und TSV-Stoßlagen.	82
Abb. 5.15	Numerisch ermittelte Machzahlverteilung und zugrunde liegendes Rechnernetz.	83
Abb. 5.16	Numerisch ermittelte Machzahlverteilung und TSV-Stoßlagen in der x-y-Ebene ( $p_2/p_1 = 1,46$ ).	84
Abb. 5.17	Numerisch ermittelte Machzahlverteilung und TSV-Stoßlagen auf der Profilsaugseite ( $p_2/p_1 = 1,46$ ).	85
Abb. 5.18	3D-Gesamtmodelle der Stoßfronten.	86
Abb. 6.1	Ablauf einer getriggerten Bildaufnahme.	88
Abb. 6.2	TSV-Messung im Laufrad eines Verdichters.	89
Abb. 6.3	Intensitätsaufnahmen in einem Verdichter, in der Nähe des Verdichtergehäuses.	91
Abb. 6.4	Winkelabhängigkeit der Dopplerverschiebung.	91
Abb. 6.5	Lage der Jod-Absorptionslinie zum Verstärkungsprofil des Argon-Ionen-Lasers.	92
Abb. 6.6	Absorptionslinien des Jod für $T_{\text{sätt}} = 52^\circ\text{C}$ und $T_{\text{sätt}} = 70^\circ\text{C}$ .	93
Abb. 6.7	Optischer Aufbau mit Jodzelle.	93
Tabellen:		
Tab. 3-1	Verfahren der Lichtschnitterzeugung.	25
Tab. 3-2	Spezifikationen des Kamerasystems.	34
Tab. 4-1	Strömungsgrößen für TSV- und L2F-Messung.	58
Tab. 5-1	Eigenschaften natürlicher und beigemischter Streupartikel.	70



## **Lebenslauf**

**Thomas Gawehn, geboren am 21.09.1974 in Düsseldorf**

### **Schulausbildung:**

1981 - 1985                      Martin-Luther-Grundschule in Düsseldorf  
1985 - 1994                      Geschwister-Scholl-Gymnasium in Düsseldorf  
Abschluss: Abitur

### **Wehrdienst:**

April 95 - März 96              Technische Schule des Heeres / Fachschule des Heeres für  
Technik (Eschweiler/Aachen), Sportfördergruppe der Bundes-  
wehr (Sonthofen)

### **Studium:**

1994 - 2000                      Studium der Luft- und Raumfahrttechnik, RWTH Aachen,  
Diplom im Oktober 2000

### **Beruf:**

Okt. 99 - Dez. 99              studentische Hilfskraft an der RWTH Aachen am Institut für  
Getriebetechnik und Maschinendynamik  
2001 - 2003                      Mitglied des Graduiertenkollegs „Optische Messmethoden in  
den Ingenieurwissenschaften“, Ruhr-Universität Bochum  
seit 2004                          Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Antriebstechnik  
des Deutschen Zentrums für Luft- und Raumfahrt (DLR) in  
Köln.

