

LDA MESSUNGEN IM EINLAUFBEREICH TRANSITIONELLER GASSTRÖMUNGEN IN FLACHEN MINIKANÄLEN

Frederik Arbeiter, Torsten Gehrlein

Forschungszentrum Karlsruhe GmbH, IRS, Postfach 3640, D-76021 Karlsruhe

Zusammenfassung

Es wird über die Anwendung eines LDA-Verfahrens zur Geschwindigkeitsmessung von Gasströmungen in Minikanälen berichtet. Unter Berücksichtigung der kleinen Abmessungen und der hohen Geschwindigkeitsgradienten dieses Anwendungsfalles wird die Auslegung des Linsensystems, der Streupartikel und der Traversierung des Laser-Doppler Anemometer Systemes diskutiert. Es wird aufgezeigt, welche systematischen Messabweichungen bei den vorliegenden LDA-Messungen in Minikanälen zum tragen kommen.

Einleitung

Im Hochfluss-Modul der Bestrahlungsanlage IFMIF sollen Materialproben mit Neutronen bestrahlt werden und auf Temperaturen zwischen 250°C - 1100°C gehalten werden, um das Materialverhalten unter den Betriebsbedingungen in einem Fusionsreaktor zu untersuchen. (IFMIF 2004). Die Auslegung der Beschleuniger-getriebenen Neutronenquelle ermöglicht die gewünschte Materialschädigungsrate von mehr als 20 Verschiebungen pro Atom pro Jahr in einem Volumen von 0.5 l. In diesem Volumen sollen möglichst viele Materialproben untergebracht werden, der Raum für Strukturen und Kühlkanäle ist somit begrenzt. Der am IRS verfolgte Entwurf des Moduls sieht die Abfuhr der durch die Bestrahlung eingebrachten Energie durch eine Helium-Gasströmung vor, die durch flache Minikanäle mit dem Querschnitt 1x50 mm² an den Wänden der Behälter (Rig) mit den Materialproben entlang geleitet wird. Da die Testtemperatur für alle Proben in einem Rig in der Spanne +/-15K eingehalten werden muss, werden drei einzeln steuerbare elektrische Heizer an verschiedenen axialen Abschnitten jedes Rigs angebracht, um den Temperaturgradienten zu kompensieren. Zur Auslegung des Moduls muss somit der lokale Wärmeübergang der im hydraulischen und thermischen Einlauf befindlichen Kühlgasströmung genau bekannt sein. Da die Verhältnisse der vorliegenden Kühlgasströmung an der Grenze des bisher durch Experimente abgesicherten Bereiches liegen, werden entsprechende Versuche durchgeführt. Die hier vorgestellten Experimente befassen sich mit der Messung von Geschwindigkeitsprofilen im Plenum und im hydraulischen Einlaufbereich des Minikanales, die als Randbedingungen und als Validierungsdaten für die eingesetzten numerischen Methoden der Strömungsberechnung dienen.

Eine besondere Anforderung an die Messapparatur ergibt sich aus den kleinen Größenskalen, welche die vorliegende Strömung charakterisieren. Bei der typischen Reynoldszahl $Re = 7\ 500$ liegt das Kolmogorov-Längenmaß auf der Kanalachse bei ca. 10µm, das Taylor-Maß bei ca. 80µm. Die Dicke der Grenzschicht ($y^+=30$) beträgt ca. 70µm. Durch den Einlaufvorgang sowie die Beschleunigung der Strömung infolge des hohen Druckverlustes liegt auch ein Geschwindigkeitsgradient in Strömungsrichtung vor. Maßgeblich für aussagekräftige Messungen ist daher ein angepasstes optisches Messvolumen sowie geeignete Tracer-

Partikel, die der umgelenkten Strömung sowie der Turbulenz folgen und den optischen Anforderungen genügen.

Messanordnung

Optik

Das eingesetzte System wurde aus einem kommerziellen fiberoptischen LDA-System mit einer Sonde in Rückstreu-Anordnung sowie Strahlteiler und Burst Spectrum Analyzer (BSA) aufgebaut. Da der vorliegende Minikanal nur von der schmalen Seite her optisch verzerrungsfrei zugänglich ist, wird nur die Geschwindigkeitskomponente in der Hauptströmungsrichtung gemessen. Der Aufbau aus Sonde, Traversierung und Kanal ist in Abbildung 1 gezeigt. Zur Bildung des Messvolumens wird das Licht der Wellenlänge 488nm eines Ar-Ionen Lasers verwendet. Nach der Strahlteilung kann einer der beiden Strahlen mit einer Bragg-Zelle um bis zu 40MHz frequenzverschoben werden. Vor der Frontlinse der Sonde haben die beiden parallelen Strahlen einen Durchmesser von 1.35mm und einen Abstand von 38mm.

Um ein möglichst kleines Messvolumen zu erzeugen, müssen die Strahlen stark fokussiert werden. Da die Frontlinse des Herstellers mit der kürzesten Brennweite von 160mm ein Messvolumen mit dem Durchmesser von 76 μ m erzeugt, können damit keine Messungen in der Minikanal-Grenzschicht durchgeführt werden. Anstatt dessen wurden zur Fokussierung Objektive (Mehrlinsensysteme) von Fotokameras verwendet, die über Adapterringe an der Sonde angebracht wurden. Bei den beschriebenen Messungen kamen ein Objektiv Nikkor 85mm/1.4 sowie ein Revue 55mm/1.2 zum Einsatz, die weiter nur noch mit F85 und F55 bezeichnet werden. Die berechneten Eigenschaften des Strahlenganges und des Messvolumens sind für beide Objektive in Tabelle 1 angegeben.

	q [°]	D_s [mm]	d_s [mm]	$d_{MV,y}$ [μ m]	$d_{MV,z}$ [μ m]	d_f [μ m]	N_f [μ m]
F85	12.60	10.1	0.357	39	179	1.119	35
F55	19.06	15.6	0.552	25	78	0.747	35

Tabelle1: Angaben zu Strahlengang und Messvolumen für zwei Frontlinsensysteme.

Durch die starke Fokussierung wird zwar das Messvolumen verkleinert, jedoch ergeben sich Probleme im Hinblick auf die optische Zugänglichkeit des Minikanals. Die untersuchten Kanäle haben die Spaltweite 1.0mm oder 1.8mm und sind 45mm breit. Da auf der halben Breite gemessen werden soll, beträgt der Abstand vom Zentrum des Messvolumens zu der Innenwand der Glasscheibe 22.5mm. Die konvergierenden Strahlen haben dort den in Tabelle 1 angegebenen Abstand D_s und den Durchmesser d_s . Der Strahldurchmesser d_s am optischen Zugang bewirkt, dass das Messvolumen nicht ganz bis an die Wand herangefahren werden kann. Wird das Messvolumen bei einem Wandabstand $y < d_s/2$ positioniert, so wird der wandnächste Teil des Lichtkegels abgeschnitten. Dieser Umstand sowie die zunehmende Verzerrung der Interferenzstreifen im Randgebiet verhindert die beliebige Verkleinerung des Messvolumens durch noch stärkere Fokussierung. Der Effekt des abgeschnittenen Messvolumens wird anhand der Messungen gezeigt.

Streupartikel

Bei LDA Anwendungen werden von der Strömung lichtstreuende Partikel mitgeführt, die im Messvolumen die Lichtsignale (bursts) auslösen, die zur Bestimmung der Strömungsgeschwindigkeit herangezogen werden. Durch die Anforderungen, dass die Partikel der Strö-

mung gut folgen müssen (niedrige Relaxationszeit), aber auch genug Licht für eine Detektion im Photomultiplier streuen müssen, ergibt sich ein Zielkonflikt hinsichtlich der Wahl des Durchmessers. Die Relaxationszeit t_s des Partikels wird nach Gleichung 1 definiert.

$$(1) \quad t_s = d_p^2 \frac{r_p}{18m_{fl}}$$

Die Lichtstreuung kann mit der Mie Theorie aus dem Partikel-Durchmesser und der Brechungszahl berechnet werden. Der effektive Rückstreuungsquerschnitt ist eine komplexe Funktion des Durchmessers mit vielen lokalen Maxima und Minima, wie in Abbildung 2 dargestellt, die in der Tendenz jedoch mit dem Durchmesser zunimmt.

Durch die Auswahl des Materials wird die Dichte r_p festgelegt, die in die Relaxationszeit eingeht, sowie der Brechungsindex, der die Lichtstreuung bestimmt. Tabelle 2 gibt diese Eigenschaften für einige als Pulver erhältliche Feststoffe bzw. zerstäubbare Flüssigkeiten an.

Substanz	Dichte [kg/m³]	Brechungsindex
H2O	1000	1.33
SiO2	1900	1.37
DEHS	912	1.45
PMMA	1190	1.48
PS (Polystrol)	1050	1.59
ZnCl2	2910	1.68
MF (Melaminharz)	1510	1.68
MgO	3580	1.74
TiO2	4260	2.63

Tabelle 2: Eigenschaften einiger Substanzen zur Auswahl von Tracer Partikeln.

Für die beschriebene Anwendung wurde Titandioxid (Rutil, TiO₂) ausgewählt, welches in verschiedenen industriellen Produkten (Farben, Kosmetik) Verwendung findet und preisgünstig verfügbar ist. Auf dem Markt erhältliche Korngößen sind 0.2µm, 0.12µm und 0.05µm.

Die in der Strömung suspendierten Partikel müssen den Änderungen der Strömungsgeschwindigkeit folgen, die z.B. durch Änderung des Kanalquerschnittes oder durch turbulente Schwankungen hervorgerufen werden. In den zu untersuchenden Geometrien verengt sich der Strömungsquerschnitt beim Übergang aus einem Plenum in den Minikanal entweder stufenförmig oder über eine Düse. Mit dem CFD-code STAR-CD wurde die Strömung in einer stufenförmigen Kontraktion berechnet, und mittels einer in dem Programm integrierten Funktion die Partikelbahnen verschiedener Tracer, die durch Dichte und Durchmesser charakterisiert werden, in dem berechneten Strömungsfeld verfolgt. Die Flugbahnen zweier Titandioxidpartikel in Abweichung zu der Stromlinie zeigt Abbildung 3. Die Simulation zeigt, dass TiO₂ Partikel mit einem kleineren Durchmesser als 0.2µm der Stromlinie mit einer akzeptablen Abweichung folgen können.

Um beurteilen zu können, in wieweit die Partikel den turbulenten Schwankungen folgen können, wird die von Hjermfelt und Mockros (Hjermfelt und Mockros 1966) vorgeschlagene Frequenzgangfunktion nach Gleichung (2) herangezogen.

$$(2) \quad h = \frac{u_{Partikel}}{u_{Strömung}} = \left(1 + \frac{w_c^2}{C^2} \right)^{-1/2} \quad \text{mit} \quad C = \frac{18m_{fl}}{r_p d_p^2} = 1/t_s$$

Die kleinsten Wirbel in einer Strömung sind durch die Kolmogorov-Skalen charakterisiert, die in Gleichung (3) angegeben sind.

$$(3) \quad l_K = (\mathbf{n}^3 / \mathbf{e})^{1/4} \quad t_K = (\mathbf{n} / \mathbf{e})^{0.5} \quad v_K = l_K / t_K = (\mathbf{e} \cdot \mathbf{n})^{1/4}$$

Als obere Schranke für die Anregungsfrequenz wird daher für diese Betrachtung das Maß $\omega_c = 2\pi/t_K$ angenommen. Die Dissipation der turbulenten Energie auf der Kanalachse nimmt im berechneten Referenzfall einen Wert von etwa $\varepsilon = 2 \cdot 10^4 \text{ m}^2/\text{s}^3$ an, die kinematische Viskosität der Luft beträgt $\nu = 4.6 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$, die Kolmogorov Zeitskala beträgt damit $t_K = 15 \mu\text{s}$. Bei der daraus errechneten Kreisfrequenz $\omega_c = 419 \text{ kHz}$ beträgt der Geschwindigkeitsschlupf zwischen TiO_2 -Partikeln des Durchmessers $0.2 \mu\text{m}$ und der Strömung nur ca. 2%.

Von Durst (Durst 1981) wird die Relation $\sin q \cong l / 8d_p$ zur Anpassung der Partikelgröße an das optische System vorgeschlagen. Mit den Werten für q aus Tabelle 1 ergeben sich die optimalen Partikeldurchmesser $d_p(\text{F85}) = 0.28 \mu\text{m}$ und $d_p(\text{F55}) = 0.19 \mu\text{m}$.

Die diskutierten Kriterien legen nahe, dass Titandioxidpartikel des Durchmessers $0.2 \mu\text{m}$ für die vorgegebene Anwendung geeignet sind, kleinere Partikel folgen der Stromlinie im Bereich der stufenförmigen Querschnittskontraktion jedoch noch besser. Es wird daher angestrebt, die Strömung nur mit Partikeln mit Durchmessern $d_p \leq 0.2 \mu\text{m}$ anzureichern. Die Partikel werden in einem Sekundärkreislauf bestehend aus einem Seitenkanalverdichter, einem Wärmetauscher und einem Zyklon-Partikelabscheider zirkuliert. In diesen Kreislauf werden die Partikel vor einer Messreihe nachgefüllt, und während der Messungen bei Bedarf entnommen. Der tiefste Druck in diesem Kreislauf wird auf dem Niveau des Messstrecken-Eingangsdruckes gehalten. Der Zyklonabscheider ist auf einen Grenz-Korndurchmesser von $0.2 \mu\text{m}$ ausgelegt. Größere Körner, die beispielsweise durch Agglomeration entstehen, oder primär in der polydispersen Pulvermischung vorhanden waren, werden in dem Zyklon abgetrennt. Der mit Partikeln angereicherte Luftstrom direkt nach dem Zyklon beinhaltet also nur noch wenige Partikel über dem Grenz-Korndurchmesser. Über ein Ventil kann dem Seeding-Kreislauf partikeltragende Luft entnommen und dem Hauptstrom durch die Messstrecke beigemischt werden. Es wird davon ausgegangen, dass sich auf dem kurzen Weg zum Messstreckeneintritt nur wenige Agglomerate neu bilden, und die Messung von Partikeln bestimmt wird, welche die Auslegungskriterien erfüllen. Nach der Messstrecke wird die Luft nicht wieder dem Kreislauf zugeführt.

Positionierung

Die Messung in der Minikanal-Grenzschicht erfordert eine exakte Positionierung des Messvolumens. In der Hauptströmungsrichtung x sowie entlang der Kanalbreite z , wo nur geringe Gradienten in der Strömung zu erwarten sind, wird die Sonde relativ zur Messstrecke manuell mittels eines Traversiertisches verfahren, der mit einer Genauigkeit von $0.02 \mu\text{m}$ eingestellt werden kann. Die Festlegung des Koordinatenursprunges der x - und der z -Achse erfolgt nach Sicht durch die Deckung der fokussierten Laserstrahlen mit der Kante bzw. der Fläche des Strömungskanales. In der wandnormalen y -Koordinate wird die Sonde mittels eines elektronisch geregelten Positionierers von Spindler&Hoyer verfahren, der die angefahrte Position auf $1 \mu\text{m}$ genau angibt. Die Festlegung des Koordinatenursprunges nach Sicht erreicht bei dieser Achse nicht mehr die erwünschte Präzision. Es wird daher der Verlauf der Intensität des zurückgestreuten Signales von der Kanalwand genutzt. Dazu werden beide Kanalwände langsam angefahren, wobei die Intensität der Rückstreuung zunimmt. Die Punkte beim Erreichen einer bestimmten Intensität des Streusignales werden markiert, und die

Kanalmittelachse ($y=0$) auf der halbierten Strecke zwischen diesen beiden Punkten festgelegt. Die so definierte Kanalmitte stimmt typischerweise mit einer Differenz von $20\mu\text{m}$ mit der Symmetrieachse der gemessenen Strömungsprofile überein.

Messungen

Mit der beschriebenen Anordnung wurden Messungen in einem Minikanal-Einsatz der Spalthöhe $s=1.8\text{mm}$ und der Breite 45mm durchgeführt, der sich nach einer stufenförmigen Kontraktion an ein Plenum der Höhe 45mm anschließt. Es wurde eine Luftströmung mit $Re=6000$ bei atmosphärischen Bedingungen eingestellt. Aus dem mit einem Coriolis-Massenstrommesser bestimmten Massenstrom sowie der vor dem Messstreckeneintritt gemessenen Temperatur und dem Druck wurde der Volumenstrom berechnet und während der Traversierung bei 2.2 l/s konstant gehalten. Die Messungen finden auf halber Kanalbreite 15mm hinter der Kontraktion statt. Der Wandabstand y wird im wandnahen Bereich mit der Schrittweite $40\mu\text{m}$ variiert, im Kernbereich der Strömung mit der Schrittweite $100\mu\text{m}$.

Nach den Gleichungen bei (4) wurden die gemittelte Geschwindigkeit U sowie die Schwankungsgeschwindigkeit u'_{rms} , für jeden Datensatz berechnet. Aus der Urmenge der maximal $100\,000$ Datenpunkte pro Koordinate wurden zuvor diejenigen Geschwindigkeitswerte u_i entfernt, die nicht der Bedingung $|U-u_i| < 3 u'_{rms}$ genügen.

$$(4) \quad U = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N u_i \quad u'_{rms} = \left(\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (u_i - U)^2 \right)^{0.5}$$

Die Histogramme in Abbildung 4 sowie die Profile $U(y)$ und $u'_{rms}(y)$ in Abbildung 5 machen die Einflussbereiche verschiedener Fehlerquellen deutlich. Auf der Kanalachse ($y=0$) wird eine sehr schwache Abweichung von der Symmetrie hin zu kleineren Geschwindigkeiten beobachtet. Die von McLaughlin und Tiederman (McLaughlin und Tiederman 1973) erstmals untersuchte Verzerrung der gemessenen Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion zu höheren Geschwindigkeiten hin (velocity bias) wird von der Tendenz des BSA überwogen, Signale von langsamen Partikeln eher als gültig zu bewerten (validation bias). Die Werte von U und u'_{rms} stimmen erwartungsgemäß für beide Linsen überein. Allerdings zeigt sich bei der Linse F55 eine besondere Störung: Im Histogramm befindet sich eine Spitze bei der am BSA eingestellten Mittelgeschwindigkeit U_c (bei $y=0$: $U_c = 29.9\text{ m/s}$). Dieser Effekt zeigt sich auch bei der Linse F85, wobei die Störung dort erst in der wandnahen Messungen (F85: $y=620\mu\text{m}$: $U_c=26.9\text{m/s}$, $y=860\mu\text{m}$: $U_c=8.9\text{m/s}$) deutlich im Histogramm sichtbar wird. Das Zustandekommen dieser Fehlmessungen ist noch nicht geklärt. Am Rand der Grenzschicht kommt bereits die Verzerrung durch die Messung über den nichtlinearen Geschwindigkeitsgradienten zur Geltung, der eine Verschiebung hin zu niedrigeren Geschwindigkeiten bewirkt und nach Durst (Durst 1995) in erster Näherung proportional zu $-d_{MV,y}^2 \cdot (d^2U / dy^2)$ ist.

Diese Verschiebungen tragen dazu bei, dass mit dem Linsensystem F85 kleinere Geschwindigkeiten in der Grenzschicht gemessen werden als mit dem Linsensystem F55, der Einfluss der Fehlmessungen bei U_c trägt bei den betrachteten Beispielen jedoch auch zu dieser Gewichtung bei. Durch die Messung mit einem endlichen Messvolumen in einem Geschwindigkeitsgradienten erhöht sich die gemessene scheinbare Turbulenz. Dies bestätigt sich durch den Vergleich von u'_{rms} der beiden Linsensysteme. Da mit F85 jedoch auch bei niedrigen Gradienten eine höhere Turbulenz gemessen wird, kann auch eine stärkere Verzerrung des Streifenmusters für die Beobachtungen ausschlaggebend sein, wobei die stärkere Verzerrung eher bei F55 mit der kürzeren Brennweite zu erwartet wäre. Bei dem wandnächsten Messpunkt ($y=860\mu\text{m}$) werden vermehrt hohe Geschwindigkeiten gemessen. Dies weist darauf hin, dass der wandnahe Teil des Messvolumens bereits abgeschnitten ist, be-

ziehungsweise von dort keine Signale zum Photodetektor gelangen können. Hier wird auch im Gegensatz zu der wandferneren Grenzschicht aus dem Datensatz der Linse F85 eine kleinere Turbulenz berechnet als bei F55.

Korrekturverfahren, mit denen die drei diskutierten systematischen Messabweichungen aus den Messreihen entfernt werden können, werden geprüft. Es wird erwartet, dass die Abweichungen, die durch die Messung im Gradienten entstehen, korrigiert werden können. Da das System F85 durch sein in z-Richtung längeres Messvolumen eine weit höhere Datenrate erzeugt, und Messungen ohne Abschattung des Strahlenganges näher an der Wand durchgeführt werden können, wird diese Linse bevorzugt.

Nomenklatur

$d_{MV,i}$	Durchmesser des Messvolumens (m)	d_f	Abstand der Interferenzstreifen (m)
D_s	Strahlabstand (m)	l	Wellenlänge des Laserlichts (m)
d_s	Strahldurchmesser (m)	m_{fl}	Dyn. Viskosität des Fluids (Pa s)
d_p	Partikeldurchmesser (m)	n_K	Kolmogorov Geschwindigkeit (m/s)
l_k	Kolmogorov Längenmaß (m)	r_p	Dichte des Partikelfeststoffes (kg/m ³)
N_f	Anzahl der Interferenzstreifen (1)	t_s	Relaxationszeit des Partikels (s)
t_k	Kolmogorov Zeitmaß	q	Halbwinkel (1°)
x	Koordinate Hauptströmungsrichtung (m)	w_c	Anregungs-Kreisfrequenz (Hz)
y	Wandnormale Koordinate(m)		
y^+	dimensionsloser Wandabstand (1)		
z	Breiten Koordinate (m)		

Literatur

- Bazhan V. 2003: ScatLab 1.2, <http://www.scatlab.com>
- Durst F., Melling A., Whitelaw J.H. 1981: Principles and Practice of Laser-Doppler Anemometry *Academic Press*
- Durst F, Jovanovic J, Sender J 1995: LDA measurements in the near-wall region of a turbulent pipe flow. *J Fluid Mech* 295 pp 305-355
- Hjmfelt A. T. , Mockros L F 1966: Motion of discrete particles in a turbulent fluid *Appl. Sci. Res.* 16 149
- IFMIF International Team 2004: IFMIF Comprehensive Design Report, The International Energy Agency (IEA), Paris.
- McLaughlin D.K., Tiederman W.G. 1973: Biasing correction for individual realization laser anemometer measurements in turbulent flows, *The Physics of Fluids, Vol. 16, No. 12 pp. 2082-2088*

Abbildungen

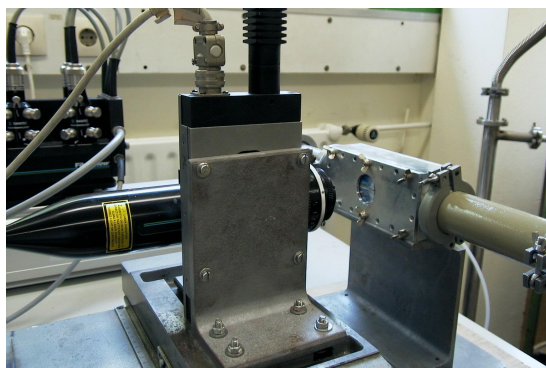


Abbildung 1: Messaufbau mit LDA-Sonde, Traversiertisch und Strömungskanal aus Aluminium mit optischem Zugang, in den Minikanaleinsätze aus PVC eingesetzt werden können.

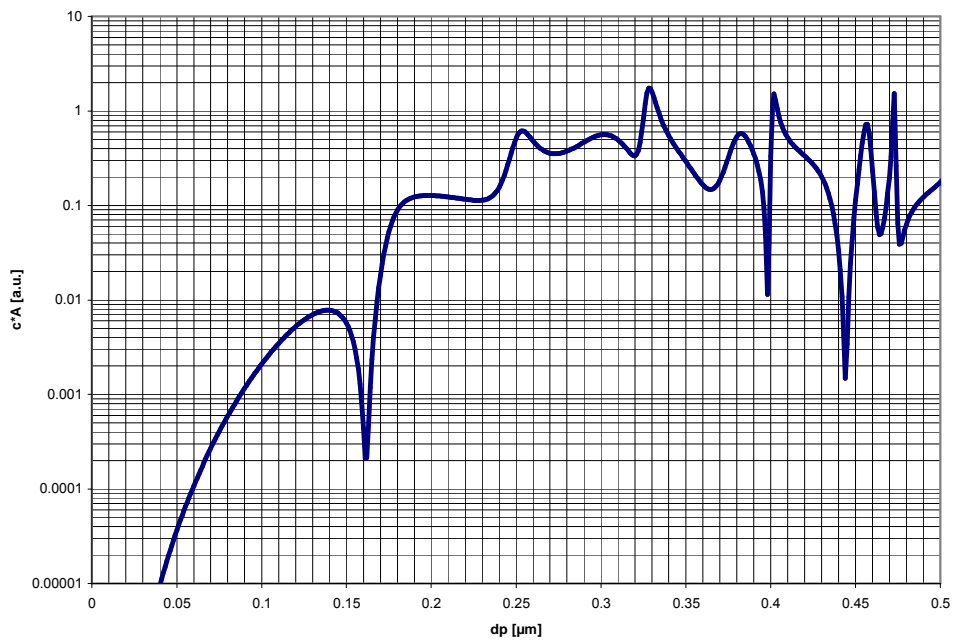


Abbildung 2: Rückstreuungs-Querschnitt in Abhängigkeit des Durchmessers d_p von TiO_2 Partikeln ($n=2.63$), bei der Lichtwellenlänge 488nm berechnet mit ScatLab (Bazhan 2003).

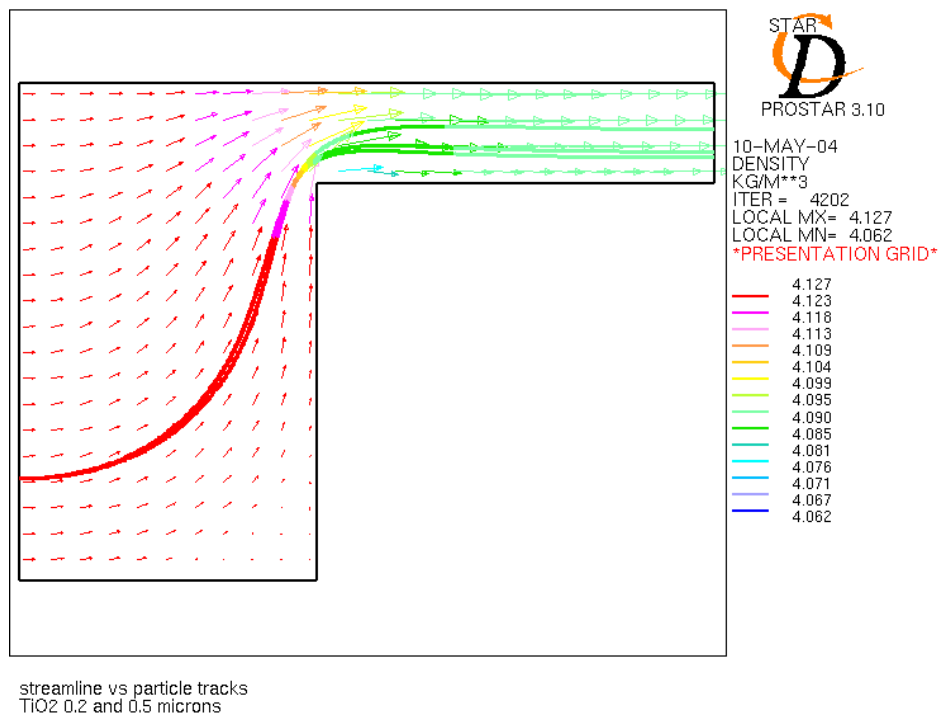


Abbildung 3: Stromlinie sowie Partikel-Bahnen in einer Stufenförmigen Querschnittsverengung. Gezeigt ist der untere Teil des symmetrischen Strömungsfeldes.

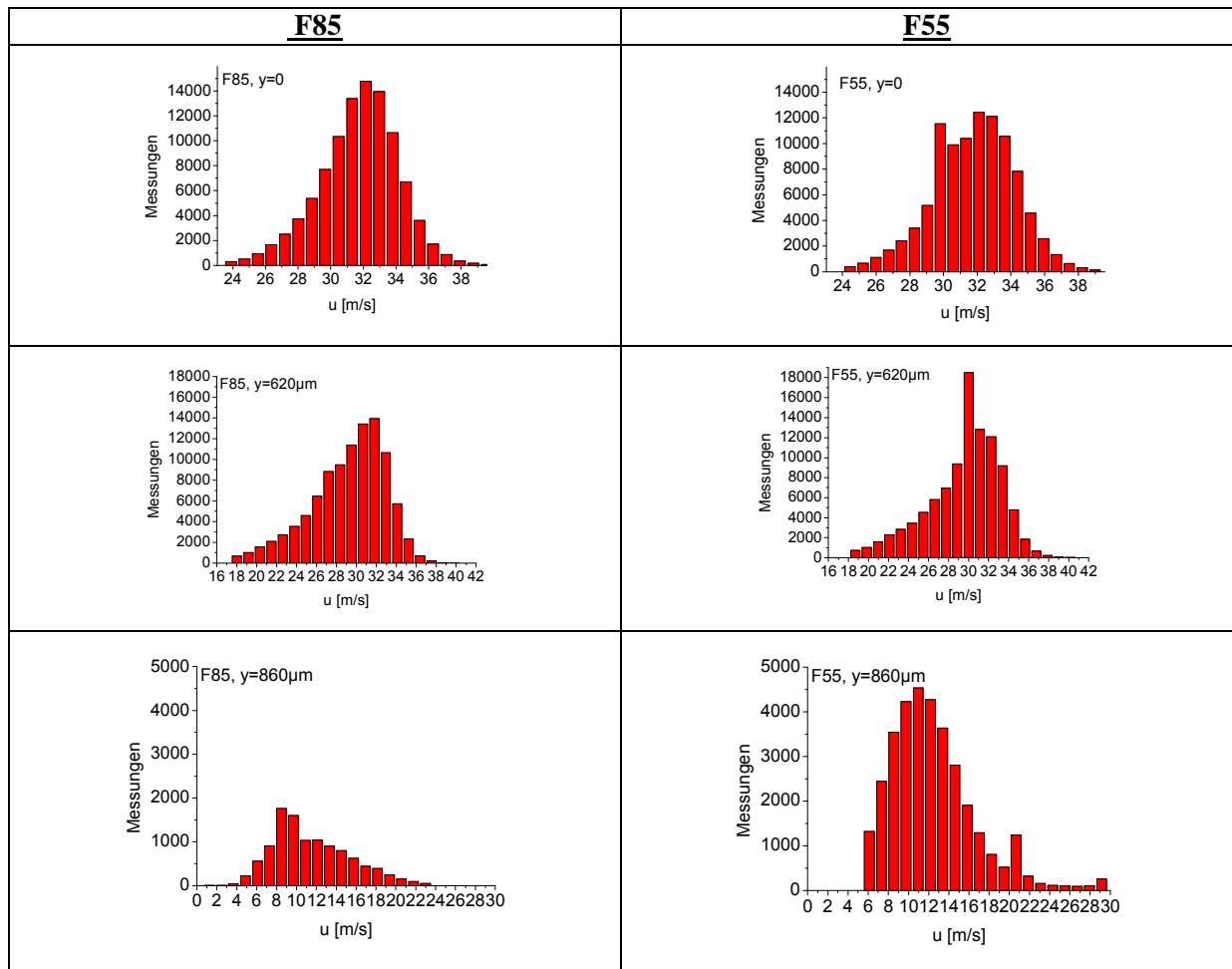


Abbildung 4: Histogramme der gemessenen Geschwindigkeiten mit den Linsensystemen F85 und F55 bei drei verschiedenen Werten der wandnormalen Koordinate y : $y=0$ (Kanalachse), $y=620\mu\text{m}$ (Rand der Grenzschicht) und $y=860\mu\text{m}$ (wandnächster gemessener Punkt).

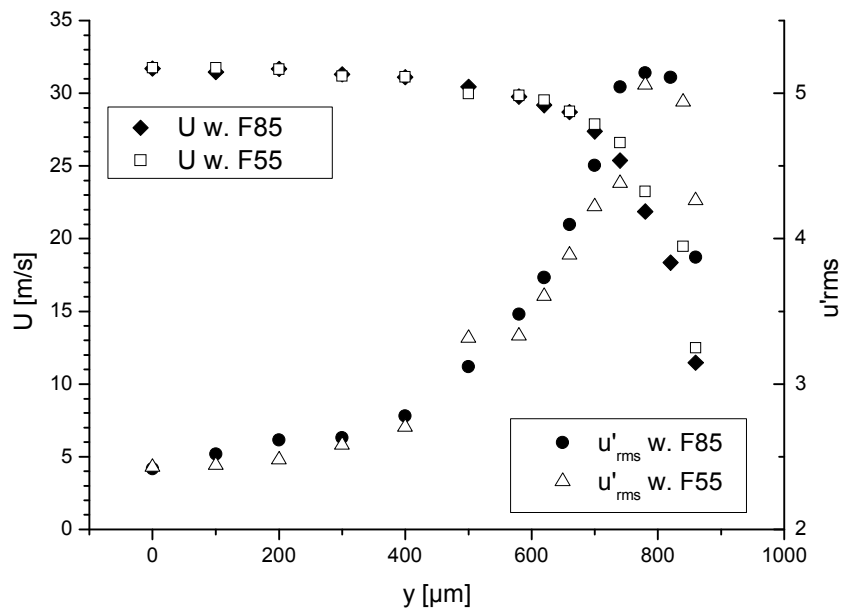


Abbildung 5: Profile der gemittelten Geschwindigkeit U und der Schwankungsgeschwindigkeit u'_{rms} gemessen mit den Linsensystemen F55 und F85.