

# Untersuchungen von Kühlgasströmungen bei transitionellen Reynoldszahlen im Einlaufbereich von Minikanälen

Zur Erlangung des akademischen Grades eines  
Doktors der Ingenieurwissenschaften  
von der Fakultät für Maschinenbau der  
Universität Karlsruhe (TH)

genehmigte

Dissertation

von

Frederik Arbeiter

Tag der mündlichen Prüfung: 14. Januar 2009

Hauptreferent: o.Prof.Dr.rer.nat.Dr.h.c.mult. Dan Gabriel Cacuci  
Universität Karlsruhe (TH)

Korreferent: apl.Prof.Dr.-Ing.habil. Volker Heinzl  
Universität Karlsruhe (TH)







## Zusammenfassung

In der vorgelegten Arbeit werden Gasströmungen in Minikanälen experimentell untersucht. Die Gasströmungen weisen niedrige Reynoldszahlen im laminar-turbulenten Übergangsbereich auf, und befinden sich im hydraulischen und thermischen Einlaufzustand. Zusätzlich stellen sich im Fall einer intensiven Beheizung erhebliche Gradienten der Gaseigenschaften ein. Die Geometrien der Minikanäle, sowie der untersuchte Bereich der Strömungs-Parameter, orientiert sich an den Eigenschaften der Kühlkanäle des Hochfluss-Bestrahlungsmoduls der zukünftigen „International Fusion Material Irradiation Facility“ (IFMIF). Die Experimente in dieser Arbeit decken daher den folgenden Parameterbereich ab:

Kanal-Spaltweiten (Geometrie):	$s = 0.6mm$ (Ringspalt), $1.0mm$ (Rechteck)
Dimensionslose Kanallängen:	$L_{hy}/d_h = 74.2$ (Ringspalt), $41.7$ (Rechteck)
Reynoldszahlen:	$1\ 500 \leq Re_1 \leq 15\ 000$
Machzahlen:	$Ma_1 \leq 0.29$
Dimensionslose Aufheizspannen:	$0 \leq q_1^+ \leq 0.004$
Gassorten:	Stickstoff, Helium, Argon, Luft

Im Minikanal mit Rechteckquerschnitt ( $1mm \times 45mm$ ) wurden mit Laser Doppler Anemometrie (LDA) Profile der zeitgemittelten Strömungsgeschwindigkeit und die statistische Momente der Geschwindigkeitsverteilung bestimmt. Gleichzeitig wurden Profile des axialen Druckverlaufes gemessen und daraus Reibungsbeiwerte bestimmt. Bei glatten Einlassdüsen wurde ein komplexes Strömungsfeld beobachtet, gekennzeichnet durch den lokal differenzierten Umschlag von der laminaren zur turbulenten Strömung. An den seitlichen Ecken der flachen Rechteck-Kanäle bildeten sich keilförmige Regionen mit erhöhter Turbulenz. Der Transitionsbereich für den Reibungsbeiwert erstreckt sich zwischen  $2\ 000 \leq Re_1 \leq 16\ 000$ . Es wurden daher weitere Düsenformen untersucht, durch die am Kanaleintritt gezielt Turbulenz angeregt wird. Die gemessenen wandnormalen Geschwindigkeitsprofile konnten über die Wandschubspannung in einen konsistenten Bezug zu den gleichzeitig gemessenen axialen Druckgradienten gebracht werden.

Im Ringspalt-Minikanal wurden die Temperaturen der beheizten Wände gemessen, und mit einem im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Auswertungsverfahren die lokalen Nusseltzahlen abgeleitet. Ebenfalls wurde hier wie auch im Minikanal mit Rechteckquerschnitt das axiale Druckprofil gemessen und daraus lokale Reibungsbeiwerte abgeleitet. Diese gemessenen Reibungsbeiwerte und Nusseltzahlen zeigen einen laminar-turbulenten Übergang im Bereich  $4\ 500 \leq Re_1 \leq 10\ 000$ . Basierend auf einem an die Messdaten angepassten Intermittenzmodell und einer aus der Literatur bekannten Korrelation konnten gleichzeitig Reibungsbeiwerte und Nusseltzahlen beschrieben werden. In den Fällen mit intensiver Beheizung wurden im turbulenten Bereich deutlich verminderte Nusseltzahlen gemessen. Es wurde gezeigt, dass diese Verminderung des Wärmeüberganges durch die Zunahme der

Gasviskosität im wandnahen Bereich erklärt werden kann. Die lokale Reynoldszahl der Temperaturgrenzschicht wird dadurch deutlich vermindert, und der für den Wärmeübergang relevante turbulente Energieaustausch von der Wand in die Kernströmung wird gegenüber dem schwach beheizten Fall bei gleicher Eintrittsreynoldszahl vermindert. Auf Basis des oben genannten Intermitenzmodelles des Reibungsbeiwertes, der mit der lokalen Viskosität gebildeten Reynoldszahl und der Berücksichtigung der Wandrauheit konnten alle Nusseltzahlen im laminaren, transitionellen, als auch turbulenten Bereich durch eine einzige Korrelation dargestellt werden, die in der Literatur für makroskopische Rohrströmungen empfohlen wird.

Die umfangreichen Messdaten zu Geschwindigkeitsfeldern, Reibungsbeiwerten und Nusseltzahlen decken einen bisher in der bekannten Literatur nicht untersuchten Bereich ab, und bieten insbesondere durch die gleichzeitige Anwendung von sich ergänzenden Messtechniken eine wertvolle Datenbasis zur Validierung von numerischen Berechnungsmethoden in anschließenden Arbeiten.

## Abstract

The topic of the presented thesis are experimental investigations on gas flows in minichannels. These gas flows are characterized by low Reynolds numbers in the laminar-turbulent transition range, and due to the short channel lengths, the hydraulic and thermal boundary layers are in still in development in a relevant length of the investigated channel sections. Additionally, in the case of intense wall heating, considerable gradients of the gas properties occur. The geometry of the minichannels, as well as the investigated parameter range of the flows, are chosen relevant for the cooling channels of the High Flux irradiation module of the planned "International Fusion Material Irradiation Facility" (IFMIF). The experiments described in this work therefore cover the following listed conditions:

Channel heights (duct geometry):	$s = 0.6mm$ (annular), $1.0mm$ (rect.)
Nondimensional lengths:	$L_{hy}/d_h = 74.2$ (annular), $41.7$ (rect.)
Reynolds numbers:	$1\ 500 \leq Re_1 \leq 15\ 000$
Mach numbers:	$Ma_1 \leq 0.29$
Nondimensional heating rate:	$0 \leq q_1^+ \leq 0.004$
Gas species:	Nitrogen, helium, argon, air

In the minichannel with rectangular cross section, profiles of the time averaged axial velocity component, along with the corresponding higher statistical moments, have been inferred from Laser Doppler anemometer (LDA) velocity measurements. Simultaneously, the axial profiles of the static pressure were measured, and local friction coefficients were calculated. In the case of a smooth entrance nozzle (yielding a low pressure drop), a complex flow field characterized by the local transition from a laminar to turbulent state of the flow was observed. In the lateral corners of the large aspect ratio rectangular ducts, zones with elevated levels of turbulence were evidenced, spreading as a wedge shape into the still laminar core region of the channel. The transition range for the friction factor spans between  $2\ 000 \leq Re_1 \leq 16\ 000$ . Consequently, different nozzle shapes were investigated, which guarantee turbulent conditions on the whole channel cross-section. The measured velocity profiles were shown to be consistent with the simultaneously measured axial static pressure gradient in respect to the wall shear stress, which could be calculated from both quantities.

In the annular minichannel, the temperature distributions of the heated walls were measured, and local Nusselt numbers were derived by a method developed in the scope of this work. Additionally, as in the rectangular minichannel, the axial pressure profiles were measured, and local friction coefficients were derived. These measured friction factors and Nusselt numbers show the laminar to turbulent transition in the range  $4\ 500 \leq Re_1 \leq 10\ 000$ . Based on a single intermittency function whose parameters were adjusted to the measured data, both friction and heat transfer could be modeled by blending between adequate correlations from

literature. In the cases of intense heating, the measured Nusselt numbers in the turbulent range were considerably decreased. It was shown, that this decrease of heat transfer can be explained by the increased gas viscosity in the hot layer near the wall. The local Reynolds number is therefore considerably decreased in the thermal boundary layer, and the turbulent energy exchange relevant for the heat transfer is thus decreased compared to the case with the same entrance Reynolds number, but with less intense heating. On the basis of the friction coefficients from the intermittency model mentioned above, considering a Reynolds number defined with the local viscosity, and considering the wall roughness, the Nusselt numbers for Reynolds numbers spanning from laminar over transient to turbulent, and for all heating rates, could be modeled using a single correlation, which is recommended in literature for macroscopic flow in tubes.

The comprehensive data for velocity profiles, friction coefficients and Nusselt numbers cover a parameter range which was not previously covered in literature. By simultaneously providing results from complementary measurement techniques, a valuable database for validation tests of numerical flow simulation methods in following works on transitional flows is offered.

Ich versichere, die Dissertation bis auf die dort angegebenen Hilfen selbständig angefertigt, alle benutzten Hilfsmittel vollständig und genau angegeben und alles kenntlich gemacht zu haben, was aus Arbeiten anderer und eigenen Veröffentlichungen unverändert oder mit Änderungen entnommen wurde.

---

Ort, Datum

---

Unterschrift



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
1.1	Anwendung der Minikanal-Gaskühlung für das IFMIF Hochfluss-Testmodul . . . . .	1
1.2	Stand der Forschung zu Mini- und Mikrokanälen . . . . .	4
1.3	Zielsetzung . . . . .	7
<b>2</b>	<b>Grundlagen</b>	<b>9</b>
2.1	Klassifizierung der Minikanal-Gasströmungen . . . . .	9
2.2	Grundgleichungen der Kontinuumsmechanik für beheizte Gasströmungen in Minikanälen . . . . .	13
2.3	Der laminar-turbulente Umschlag . . . . .	14
2.4	Zeitgemittelte Grundgleichungen der Kontinuumsmechanik für beheizte Gasströmungen in Minikanälen . . . . .	15
2.5	Größenskalen der turbulenten Strömung . . . . .	19
<b>3</b>	<b>Experimentelle Untersuchungen</b>	<b>21</b>
3.1	Experimentelle Anlage und Methoden . . . . .	23
3.2	Thermohydraulik-Datenanalyse für Minikanal Experimente . . . . .	29
3.2.1	Methode zur Berechnung des lokalen Gaszustandes in Minikanälen anhand der axialen Profile der Wandtemperatur und des statischen Druckes . . . . .	30
3.2.2	Definition der ausgewerteten Parameter und Ergebnisse . . . . .	35
3.2.3	Numerisches Modell mit konjugierter Wärmeübertragung . . . . .	41
3.3	Strömungsfelder und Reibungsbeiwerte in Rechteck-Minikanälen . . . . .	46
3.3.1	Aufbau der Testeinsätze . . . . .	46
3.3.2	Laser Doppler Anemometer System und Datenanalyse . . . . .	47
3.3.3	Diskussion der Strömungsfelder und Reibungsbeiwerte . . . . .	56
3.4	Reibungsbeiwerte und Wärmeübertragung im Ringspalt-Minikanal . . . . .	91
3.4.1	Aufbau der Testeinsätze . . . . .	91
3.4.2	Diskussion der Reibungsbeiwerte und des Wärmeüberganges . . . . .	94
<b>4</b>	<b>Schlussfolgerungen und Ausblick</b>	<b>121</b>
4.1	Allgemeine Schlussfolgerungen . . . . .	121
4.2	Betrachtungen zur Auslegung der Kühlkanäle des <i>IFMIF</i> Hochfluss Testmoduls . . . . .	123

Symbolverzeichnis	125
Anhänge	139
A Geometrische Eigenschaften der Minikanal-Testeinsätze	139
B Fehlerdiskussion der Ergebnisse für die Nusseltzahlen und Reibungsbeiwerte	146
C Fehlerdiskussion der LDA Geschwindigkeitsprofile im wandnahen Bereich	159
D Tabellarische Darstellung der Messergebnisse	169
Literatur .....	133

---

# 1 Einleitung

## 1.1 Anwendung der Minikanal-Gaskühlung für das IFMIF Hochfluss-Testmodul

Die "International Fusion Material Irradiation Facility" *IFMIF* stellt neben dem "International Thermonuclear Experimental Reactor" *ITER* einen wichtigen Schritt auf dem Weg zur Nutzung der Energie aus Kernfusion zur Stromerzeugung dar. Im Hochfluss-Testmodul dieser Anlage (IFMIF/HFTM) sollen Strukturmaterialien für den zukünftigen DEMO-Fusionsreaktor einem hohen Neutronenfluss ausgesetzt werden, so dass sich in den Materialproben eine Schädigungsrate von mehr als 20 dpa/fpy (dpa/fpy : Verschiebungen pro Atom in einem Volllast-Betriebsjahr) einstellt. Das Neutronen-Energiespektrum wird so eingestellt, dass auch das Verhältnis von Verschiebungen (dpa) zur Produktion von Helium (dpa/He) und Tritium (dpa/<sup>3</sup>T) entsprechend einem Fusions-Leistungsreaktor vorliegt, da die Gasproduktion im Material mit entscheidend für die Veränderung der Werkstoffeigenschaften ist. Der Bestrahlung schließen sich mechanische Werkstoffprüfungen an. Die in *IFMIF* mit qualifizierten miniaturisierten Proben gewonnenen Ergebnisse lassen sich auf die üblicherweise von standardisierten Materialproben erhaltenen Kennwerte übertragen.

Der Neutronenstrahl entsteht aus den Kernreaktionen zweier 40 MeV, 125 mA Deuteronenstrahlen in einem fließenden Lithium-Target. Das Hochfluss-Testmodul schließt direkt an die Rückwand des Targets an. Damit der leicht divergente Neutronenstrahl optimal für die Materialbestrahlung ausgenutzt werden kann, müssen die Materialproben möglichst nah an der Strahlungsquelle positioniert werden. Dies bedingt dünne Behälterwände des Moduls und einen stark reduzierten Bauraum für die notwendigen Einrichtungen zur Temperaturkontrolle.

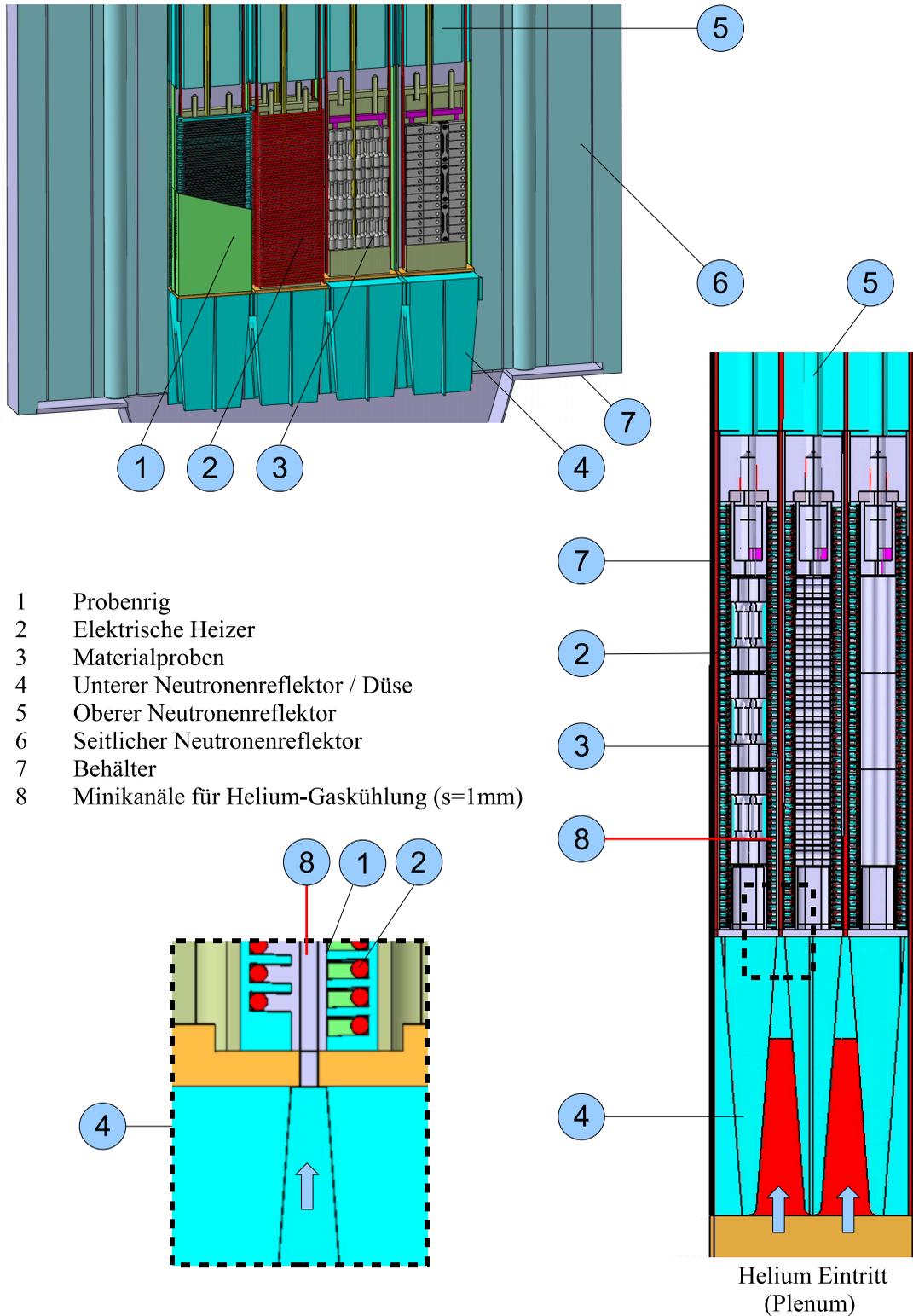
Die Probertemperaturen sollen für jeden Bestrahlungseinsatz („Rig“) einzeln einstellbar sein. Für reduziert-aktivierende ferritisch-martensitische (RAFM) Stähle liegt der Temperaturbereich bei 250 - 650°C, für SiC/SiC Verbundwerkstoffe oder Wolfram sollen Probertemperaturen bis 1100°C erreicht werden. Die Materialproben sind in mehreren Bestrahlungsrigs untergebracht. In den Proben innerhalb eines Rigs soll die gewünschte Temperatur mit der Gleichförmigkeit von  $\pm 15K$  eingehalten werden. Um die nukleare Wärme von ca. 17kW abzuführen, wird eine Helium Gasströmung an den Oberflächen der Rigs vorbeigeleitet. Die nuklear induzierte Wärmefreisetzung in den Proben und Behälterstrukturen weist eine dreidimensionale Leistungsdichteverteilung auf, zusätzlich steigt die Temperatur der Helium-Gasströmung naturgemäß entlang der Lauflänge entlang der Rigs (von unten nach oben) an, so dass sich ohne Gegenmaßnahmen in den Proben starke räumliche Temperaturgradienten einstellen würden. Um diese Temperaturgradienten auszugleichen, verfügt jedes Rig über drei elektrische Kompensationshei-

zer zwischen den Materialproben und den gekühlten Wänden, die verschiedene axiale Bereiche abdecken, und individuell geregelt werden können. Ist der lokale Wärmeübergangskoeffizient vom Rig an die Strömung bekannt, so können die Heizerpositionen und -längen gezielt zur Verminderung der axialen Temperaturdifferenzen in den Proben optimiert werden. Die Heizer sind auch notwendig, um während eines Ausfalls der Bestrahlung die Temperatur der Materialproben halten zu können.

In dem Entwurf für das Hochfluss-Testmodul, der am Institut für Reaktorsicherheit des Forschungszentrums Karlsruhe ausgearbeitet wird, sind jeweils 3 Rigs in Strahlrichtung hintereinander in einem "Compartment" zusammengefasst, und 4 solche Compartments nebeneinander angeordnet. Einen Schnitt durch ein Compartment zeigt Abbildung 1.

In diesem Bild sind 3 Rigs zu sehen, die verschiedenartige Materialprüfkörper enthalten. Um die Rigs sind die elektrischen Heizer spiralförmig aufgewickelt. Oberhalb und unterhalb der Rigs sind Neutronenreflektoren angeordnet. Die unteren Reflektoren bilden gleichzeitig die Eintrittsdüsen aus, die das Helium von unten aus dem Verteilungsplenum in die Kühlkanäle zwischen den Rigs leiten. Die Außenwände des umschließenden Behälters weisen eine Wanddicke von  $1.5\text{mm}$  auf. Der Innendruck des Kühlgases ist daher auf ca.  $0.3\text{MPa}$  begrenzt. Die Kühlkanäle weisen eine Spaltweite von  $1\text{mm}$  auf. Um den axialen Temperaturgradienten gering zu halten, muss ausreichend Massenstrom durchgesetzt werden. Dies führt bei dem niedrigen Eingangsdruck und dem geringen Kanalquerschnitt zu hohen Gasgeschwindigkeiten. Im Auslegungspunkt beträgt die Machzahl des Heliums am Eintritt  $Ma \approx 0.3$ . Durch die Beheizung und den Druckverlust wird das Gas bis zum Austritt weiter auf  $Ma \approx 0.5$  beschleunigt. Dennoch beträgt die Reynoldszahl nur ca.  $Re = 10\,000$ , die Strömung befindet sich somit im laminar-turbulenten Übergangsbereich. Da die Kühlkanäle entlang der Rigs nur eine Länge  $L \approx 60 \cdot d_h$  aufweisen, befindet sich die Strömung auf einem relevanten Teil der gekühlten Fläche noch im hydraulischen und thermischen Einlaufvorgang, so dass sich der lokale Wärmeübergang mit der Lauflänge vermindert. Da eine intensive Beheizung vorliegt, kann eine Rückwirkung auf die Strömung erwartet werden, die zu einer weiteren Minderung des Wärmeüberganges führt.

Da die beschriebene Strömung damit am Rande des experimentell abgesicherten Bereiches liegt, wurde beschlossen, das in dieser Arbeit behandelte *IFMIF Thermal Hydraulic Experiment (ITHEX)* durchzuführen.



- 1 Probenrig
- 2 Elektrische Heizer
- 3 Materialproben
- 4 Unterer Neutronenreflektor / Düse
- 5 Oberer Neutronenreflektor
- 6 Seitlicher Neutronenreflektor
- 7 Behälter
- 8 Minikanäle für Helium-Gaskühlung (s=1mm)

Abbildung 1: Die Schnitte durch das IFMIF Hochfluss-Testmodul zeigen die Anordnung der Materialproben in Rigs, sowie die Minikanäle der Heliumkühlung und die elektrischen Kompensationsheizer zur Temperaturkontrolle der Proben. CAD Zeichnungen E. Stratmanns.

## 1.2 Stand der Forschung zu Mini- und Mikrokanälen

Weitere Anwendungsmöglichkeiten von Mini- und Mikroströmungskanälen sind die Motivation für eine intensive Forschungstätigkeit auf diesem Gebiet in den letzten beiden Jahrzehnten. Durch das hohe Verhältnis der Wandfläche zum durchströmten Volumen lassen sich bei kleinen hydraulischen Durchmessern hohe Wärme- und Stoffübertragungsraten bei geringen Apparateabmessungen erreichen. Unter den Anwendungen der Forschungs- und Entwicklungstätigkeiten auf diesem Gebiet sind Mikroreaktoren ("Lab on a chip"), Mikrowärmetauscher, Wärmesenken für elektronische Komponenten oder Verdampfer für Kälteanlagen zu finden. Unter dem Begriff MEMS (Microelectromechanical systems) werden Mikroaktoren, -sensoren, -turbomaschinen etc. zusammengefasst, die durch verschiedene Mikrofertigungstechniken hergestellt werden können [2], [3]. Ebenso findet man Minikanäle in Komponenten mit den im Maschinenbau üblichen Abmessungen wieder. Bei Gasturbinen beispielsweise als Bohrungen für die Effusionskühlung der Gasturbinenschaufeln, in den Brennstoff-Zerstäubern sowie in den Labyrinth-Dichtungen von Welle und Gehäuse. In der Kerntechnik bietet sich die Möglichkeit, aus gasgekühlten Hochtemperaturreaktoren mittels Minikanalwärmetauschern effektiv Prozesswärme auszukoppeln.

Von den vielen bisherigen Untersuchungen, die sich den Flüssigkeitsströmungen in engen Kanälen widmeten, werden hier nur zwei erwähnt, deren Randbedingungen denen der vorliegenden Untersuchung besonders nahe kommen. Auf die Abgrenzung zwischen Flüssigkeitsströmungen und Gasströmungen wird weiter unten detailliert eingegangen.

Für beheizte Wasserströmungen  $2\,600 \leq Re_{dh} \leq 23\,000$  in Rohren mit Kreisquerschnitt untersuchten Adams et al. [4] den Einfluss des Durchmessers für die Werte  $1.09\text{mm}$ ,  $0.76\text{mm}$  und  $0.102\text{mm}$ . Die Autoren stellten fest, dass die Experimente höhere Nusseltzahlen ergaben als die üblicherweise angewendete Gnielinski Korrelation, und dass diese Abweichung für kleinere Durchmesser und für große Reynoldszahlen systematisch zunimmt.

Beheizte Strömungen des Kühlmittels R134a werden von Agostini et al. [7] in rechteckigen Kanälen mit dem hydraulischen Durchmesser von  $1.17\text{mm}$  und  $0.77\text{mm}$  untersucht. Aus dem Verlauf der Nusseltzahl wird auf einen Übergang zur turbulenten Strömung für  $1\,800 \leq Re_c \leq 2\,000$  geschlossen. Für die turbulente Strömung wird eine gute Deckung mit der Korrelation von Gnielinski (siehe Gleichung (108)) erreicht, jedoch werden aus den Messdaten bei kleinen Reynoldszahlen geringere Nusseltzahlen abgeleitet, als die üblichen Korrelationen für diese Fälle vorhersagen.

Die ersten bekannten Untersuchungen zu Gasströmungen in Mikrokanälen wurden von Wu und Little [9] veröffentlicht. Für Stickstoff Gasströmungen in Kanälen für Joule-Thompson Kühler mit sehr rauher Oberfläche wurden unter Berücksichtigung der variablen Dichte des Gases Reibungsbeiwerte ermittelt. Anhand dieser

Daten wurde geschlossen, dass der für Wandreibung und Wärmeübertragung relevante laminar-turbulente Umschlag schon ab  $Re_c = 350$  stattfinden kann. Dieses Verhalten wurde durch den Einfluss der Oberflächenrauheit erklärt.

Mit numerischen Untersuchungen, bei denen auch die Effekte der Kompressibilität und der Verdünnung (erhöhte Knudsen-Zahl  $Kn$ ) des Gases berücksichtigt wurden, stellten Beskok et al. [12] den konkurrierenden Charakter dieser beiden Phänomene auf den axialen Druckverlauf heraus. Die Kompressibilität bewirkt eine beschleunigte Zunahme des Druckverlustes mit der Lauflänge, während das Eintreten von *slip*-Bedingungen<sup>1</sup> an der Wand bei zunehmender Gasverdünnung eine Reduktion der Reibung bewirkt. Dies wurde durch den Vergleich einer Helium- und einer Luftströmung zwischen den gleichen Ein- und Ausgangsdruckniveaus festgestellt, wobei die Heliumströmung eine höhere Knudsen-Zahl aufweist. Die größeren Abweichungen von der linearen axialen Druckverteilung wurden unter diesen Bedingungen für Luft gefunden.

Weitere numerische Studien wurden von Guo et al. [13] durchgeführt. Es werden Ergebnisse für kompressible Strömungen vorgestellt, bei denen die Mach-Zahl am Eintritt variiert wurde. Es wurde gezeigt, dass die Kompressibilität des Gases bei laminaren Strömungen bei hohen Machzahlen eine Verflachung des parabolischen Geschwindigkeitsprofils bewirkt, wodurch der Reibungskoeffizient und die Nusseltzahl mit der Lauflänge ansteigen.

Kohl et al. [11] experimentierten mit rechteckigen Mikrokanälen  $25\mu m \leq d_h \leq 100\mu m$ , welche über integrierte Drucksensoren verfügten. Die Ergebnisse für Luftströmungen ergaben gute Übereinstimmungen mit den gebräuchlichen Korrelationen, wenn die Kompressibilität und die Einlaufeffekte bei der Auswertung berücksichtigt wurden. Die kritische Reynoldszahl wurde für kurze Kanäle  $L/d_h = 200$  bei  $Re_c \approx 6\,000$  beobachtet, für längere Kanäle näherte sich der Umschlagspunkt dem klassischen Wert  $Re_c = 2\,300$  an.

Der Druckverlust für Strömungen von gasförmigem Stickstoff durch kreisrunde Mini-/Mikrokanäle wurde von Morini et al. [14] gemessen. Die Auswertung berücksichtigt die Effekte der Kompressibilität. Die Einlaufeffekte werden durch die Messungen mit verschiedenen Rohrlängen eliminiert. Für  $d_h = 0.751\text{mm}$  und  $L/d_h > 664$  zeigen die Daten eine gute Übereinstimmung mit der Theorie für laminare Strömungen. Der laminar-turbulente Übergang wird ab  $Re_c = 1\,800$  beobachtet. Für Reynoldszahlen bis  $3\,000$  wird von den Autoren eine Übereinstimmung mit der Colebrook Gleichung unter Berücksichtigung der gemessenen Rauigkeit festgestellt, für höhere Reynoldszahlen übertrifft der gemessene Reibungsbeiwert die Vorhersage.

Wie aus den genannten Untersuchungen, sowie aus weiteren aktuellen Zusammen-

---

<sup>1</sup>In der älteren deutschsprachigen Literatur findet man noch den Begriff „Rutschbedingungen“, während sich mittlerweile der englische Fachbegriff *slip* auch in deutschen Veröffentlichungen etabliert hat.

fassungen wie von Bayraktar [10] deutlich wird, ergibt sich aus den vorliegenden Arbeiten zu Mikro- und Minikanalströmungen sowohl bei Flüssigkeiten als auch bei Gasen ein uneinheitliches Bild. Für die Ursachen der unterschiedlichen und widersprüchlichen Resultate werden gegensätzliche Meinungen vertreten [15], [16], so dass für die Konstrukteure von mikrofluidischen Apparaten keine klaren Auslegungskriterien vorliegen.

Unter den Erklärungsversuchen finden sich Ansätze, die neue Strömungsphänomene vermuten, welche für Strömungen in sehr kleinen Kanälen typisch sind. Solche Thesen sind das Überschreiten der Gültigkeitsgrenze der Kontinuums-Hypothese, die Aufhebung der Wandhaftung und die Existenz einer kleinstmöglichen Wirbelgröße für die Wirbel bei turbulenter Strömung. Hinzu kommen Ansätze, welche die Abhängigkeit verschiedener Kräfte von der Längenskala berücksichtigen. Durch das große Verhältnis von Oberfläche zu Volumen bei kleinen Kanalabmessungen gewinnen Kräfte wie Oberflächenspannung und Coulombkräfte elektrisch geladener Wände einen größeren Einfluss gegenüber den üblicherweise ausschließlich betrachteten Kräften von Druck, Trägheit und Reibung. Andere Betrachtungen erwägen, dass bei der Auswertung von Experimenten von kleinen Strömungskanälen besondere Randbedingungen zu beachten sind. So werden von Herwig et al. [15] die Effekte der Wärmeleitung in den Kanalwänden, der temperatur- und gegebenenfalls druckabhängigen Stoffeigenschaften sowie der Wandrauheit für die Abweichungen zwischen verschiedenen experimentellen Untersuchungen mit verantwortlich gemacht.

## 1.3 Zielsetzung

Ziel dieser Arbeit ist die experimentelle Untersuchung von Strömungen, deren charakteristische Längenskalen zwischen die Bereiche der klassischen technischen Strömungen einerseits, und der Mikroströmungen andererseits fallen.

Während Kanalströmungen bei normalen Größenskalen bereits weitgehend experimentell untersucht wurden, wird die Arbeit auf dem relativ neuen Forschungsfeld der Mikrokanäle noch nicht als abgeschlossen betrachtet. Für den Zwischenbereich, dessen Strömungsgeometrien als Minikanäle bezeichnet werden, liegen wenige Untersuchungen vor. Da die Ergebnisse aus den experimentellen Untersuchungen von Mikrokanälen noch keine einheitliche Interpretation über die Bedeutung der Kanalabmessungen stützen, ist die Extrapolation von Ergebnissen in den Bereich der Minikanäle mit Unsicherheiten behaftet. Zusätzliche, auf den Zwischenbereich der Minikanäle zugeschnittene Experimente werden daher als sinnvoll erachtet. Es sollen damit die Gültigkeitsgrenzen der Gesetzmäßigkeiten von Strömungen im Makro- oder im Mikrobereich gegebenenfalls nachgewiesen werden.

Motivation der Arbeit ist die Anwendung der Ergebnisse in der Konstruktion einer Minikanal-Gaskühlung für das in Kapitel 1.1 vorgestellte *IFMIF* Hochfluss Testmodul. Die untersuchte Kanalgeometrie orientiert sich daher an den dort vorgefundenen geometrischen Eigenschaften und Strömungsbedingungen.

Bei den untersuchten Kanälen handelt es sich um flache Spalte mit hohem Aspektverhältnis, deren Spaltweite sich in dem Bereich  $s \approx 1\text{mm}$  befindet. Zu den untersuchten geometrischen Parametern gehören auch die Form des Eintritts in den Minikanal sowie die Oberflächenrauheit der Kanalwände.

Für Minikanal-Gasströmungen sind hohe Druckgradienten typisch, daher wird deren Baulänge durch die technisch realisierbare Druckdifferenz kurz gehalten. Das Anwachsen der Wandgrenzschichten nimmt daher einen relevanten Teil der gesamten Kanallänge ein. Die durchgeführten Experimente werden sich detailliert mit dem Einlaufbereich befassen. Ebenso wird durch die realisierbare Druckdifferenz der Gas-Durchsatz begrenzt, so dass im Allgemeinen niedrige Reynoldszahlen vorliegen. Der Bereich der untersuchten Reynoldszahlen umfasst den laminar-turbulenten Übergangsbereich.

Zusätzlich zu den hydraulischen Faktoren soll auch der Wärmeübergang von den beheizten Wänden an die Strömung ermittelt werden. Neben dem Einfluss der Kanalgeometrie wird die Rückwirkung intensiver Beheizung auf den Wärmeübergang untersucht. Dazu werden Parameterstudien bezüglich der Beheizungsintensität durchgeführt.

Den Gaseigenschaften kann eine besondere Rolle zukommen, wenn die Längenskalen der Strömung sich den Längenskalen der molekularen Prozesse annähern, und auch wenn eine intensive Beheizung vorliegt. Im Hinblick auf die genannten

Vorgänge wird die Rolle der Stoffeigenschaften durch den Einsatz verschiedener Gassorten beleuchtet.

Die Instrumentierungsmöglichkeiten von Minikanälen sind aufgrund der kleinen Abmessungen beschränkt. Insbesondere lokale Messgrößen wie Gastemperatur und Geschwindigkeit sind schwer zu erfassen. Für die Auswertung der *ITHEX*-Experimente wird daher ein angepasstes Verfahren entwickelt und angewendet, um den lokalen Wärmeübergang aus den hier messbaren experimentellen Daten zu bestimmen. Zur Messung von Profilen der Strömungsgeschwindigkeit und der Turbulenz wird ein Laser Doppler Anemometer (LDA) System ausgelegt und aufgebaut, welches den Anforderungen zur Messung von Strömungen mit den vorliegenden sehr kleinen Längenskalen genügt.

Als Ergebnisse werden gemessene Strömungsprofile, dimensionslose Druckverlustbeiwerte und Wärmeübergangskoeffizienten in Abhängigkeit von den Parametern (Reynoldszahl, Heizrate, Gassorte, Druck) dargestellt, und mit den aus der Literatur bekannten Ingenierskorrelationen verglichen und bewertet. Insbesondere Messungen zu der Strömungsfelder im hydraulischen Einlaufbereich bei niedrigen Reynoldszahlen konnten in der verfügbaren Literatur nicht gefunden werden, so dass die Messdaten dieser Arbeit als Grundlage weiterführender Arbeiten auf dem Gebiet der numerischen Modellierung solcher Strömungen dienen können.

---

## 2 Grundlagen

### 2.1 Klassifizierung der Minikanal-Gasströmungen

Die Bandbreite der Größenklassen technischer Kanäle für Gas- und Flüssigkeitsströmungen wurde durch den Fortschritt verschiedener Mikrofertigungstechniken in den letzten beiden Jahrzehnten zu sehr kleinen Abmessungen hin erweitert. Für interne Strömungen wurde von Kandlikar [17] eine Klassifikation vorgeschlagen, welche die Kanäle anhand ihres hydraulischen Durchmessers einordnet. Es werden unterschieden:

Konventionelle Kanäle	$d_h > 3mm$
Minikanäle	$200\mu m < d_h \leq 3mm$
Mikrokanäle	$10\mu m < d_h \leq 200\mu m$ .

Mit diesen Größenklassen verbinden sich auch typische Eigenschaften der darin technisch realisierbaren Strömungen. Für die in der vorliegenden Arbeit untersuchten Kühlgasströmungen in Minikanälen bei transitionellen Reynoldszahlen werden diese typischen Strömungseigenschaften im Folgenden herausgestellt und zu den anderen Strömungsklassen abgegrenzt.

Bei stark verkleinerten Strömungsgeometrien nähern sich die Längenskalen des Strömungsfeldes an die molekularen Längenskalen an. Die Grundannahmen der Kontinuumsmechanik kommen dann immer weniger zum Tragen. Zur Einordnung der Minikanalströmungen in dieser Hinsicht werden entsprechende Effekte nachfolgend diskutiert.

Als molekulare Längenskala bei Gasen ist die mittlere freie Weglänge  $\Lambda$  zwischen zwei Stoßvorgängen gebräuchlich, welche nach Gleichung (1) (siehe Rostami et al. [18]) aus den makroskopischen Stoffeigenschaften eines Gases berechnet werden kann. Zur Anwendbarkeit der Kontinuumshypothese wird gefordert, dass dieses Längenmaß viel kleiner ist als das charakterisierende Längenmaß der Strömung  $l_0$ . Dieses Verhältnis wird durch die Knudsenzahl  $Kn$  quantifiziert. (Die Bedeutung der Symbole entsprechend dem Symbolverzeichnis 4.2)

$$\Lambda = \nu \sqrt{\frac{\pi}{2RT}} = \frac{\nu}{c} \sqrt{\frac{\pi \kappa}{2}} \quad (1)$$

$$Kn = \frac{\Lambda}{l_0} \quad (2)$$

Von Gad-El-Hak [21] wird eine Aufteilung angegeben, welche Modelle zur Beschreibung der Strömung abhängig von der Knudsenzahl zur Anwendung kommen sollten. Dieser Autor schlägt vor, dass für  $Kn \leq 10^{-3}$  die Navier-Stokes Gleichungen mit Haftbedingungen zur Berechnung der Fluidströmung verwendet werden können. Im Bereich  $10^{-2} \geq Kn \geq 10^{-3}$  sollten die Navier-Stokes Gleichungen mit *slip*-Bedingungen gelten. Dies bedeutet, dass sich - entgegen

der Wandhaftungsvoraussetzung bei üblichen Makro-Strömungen - zwischen der Wand und dem Gas unmittelbar an der Wand eine Geschwindigkeitsdifferenz, und bei Wärmeübertragung auch ein Temperatursprung einstellt.

Wie in [21] vorgeschlagen wird die Dicke  $\delta$  der Grenzschicht als Längenmaß für  $l_0$  eingesetzt. Basierend auf dem universellen Geschwindigkeitsprofil (siehe Kakac [1]) der turbulenten Strömung wird die Grenzschichtdicke einer Kanalströmung mit Gleichung (3) abgeschätzt, wenn nur der Reibungsbeiwert  $f$  bekannt ist<sup>2</sup>. Für die betrachteten Kanalströmungen kann dann eine Beziehung nach Gleichung (4) abgeleitet werden, in der die Knudsenzahl als Funktion der Reynoldszahl  $Re_{dh}$ , der Kanalgeometrie und der Stoffeigenschaften des Gases dargestellt wird.

$$\delta = 30 \cdot \frac{\nu}{\sqrt{\tau_w/\rho}} = 30 \cdot \frac{\nu}{U_m \sqrt{f/2}} \quad (3)$$

$$Kn_\delta = \frac{\Lambda}{\delta} = \frac{\sqrt{\pi}}{60} \cdot \frac{\nu \sqrt{\kappa}}{c} \cdot \frac{Re_{dh} \sqrt{f(Re_{dh})}}{d_h}, \quad Re_{dh} = \frac{U_m \cdot d_h}{\nu} \quad (4)$$

Abbildung 2 zeigt die Auswertung dieser Beziehung für die Kühlgasströmung des *IFMIF* Hochflussmodules sowie für die in dieser Arbeit untersuchten experimentellen Bedingungen, die ab Kapitel 3 beschrieben werden.

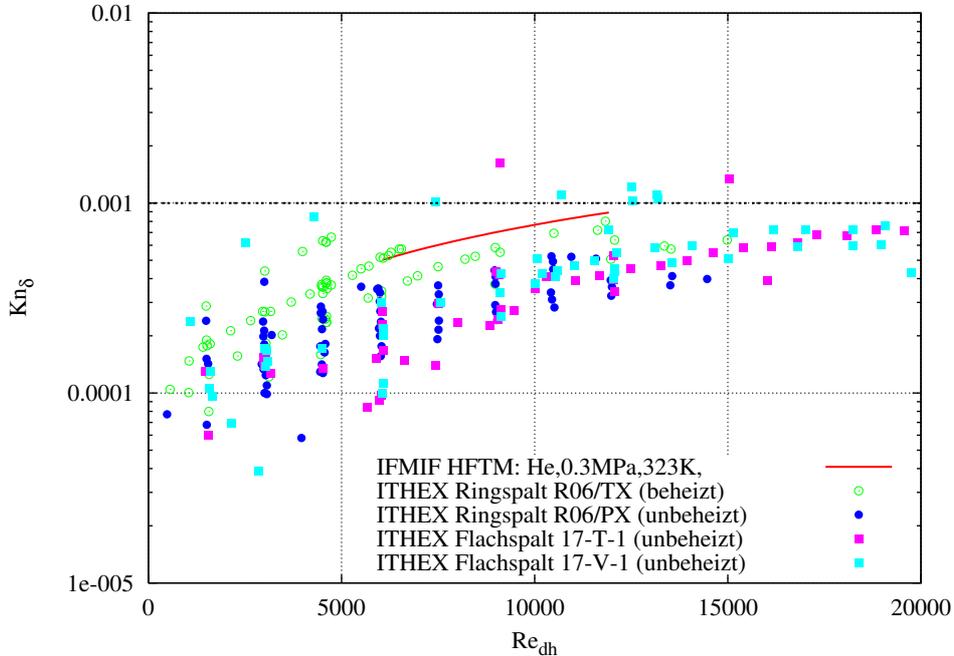


Abbildung 2: Bereich der untersuchten Knudsen- und Reynoldszahlen.

<sup>2</sup>Es wird hier vorausgesetzt, dass das logarithmische Wandgesetz gültig ist. Die Dicke der Grenzschicht wird entsprechend der üblichen Empfehlung der Literatur durch die Bedingung  $y^+ = u_t \cdot y_w / \nu = 30$  festgelegt.

Aus der Darstellung geht hervor, dass die Strömungszustände im IFMIF-HFTM der Bedingung  $Kn_\delta \leq 10^{-3}$  genügen, jedoch nähern sich die Werte dieser Grenze bei hohen Reynoldszahlen an. Die Messwerte der vorgelegten Arbeit erreichen und überschreiten den Grenzwert  $Kn_\delta = 10^{-3}$ . Die *slip*-Geschwindigkeit wird nach dem Ansatz von Maxwell in [21] angegeben als

$$(u_{fl}|_w - u_w) = \frac{2 - \sigma_v}{\sigma_v} \cdot \Lambda \cdot \left. \frac{\partial u}{\partial y} \right|_w \quad (5)$$

Für die Reynoldszahl  $Re = 10\,000$ , die Spaltweite  $s = 1\text{mm}$  und Helium bei den HFTM Eintrittsbedingungen wird mit Gleichung (5) und der Annahme  $\sigma_v = 1.0$  für eine perfekt raue Wand<sup>3</sup> eine *slip*-Geschwindigkeit von  $0.35\text{m/s}$  abgeschätzt, was jedoch nur ca.  $0.15\%$  der mittleren Gasgeschwindigkeit im Kanal entspricht. Für den Fall, dass das Gas mit der Wand keinen Impuls austauscht ( $\sigma_v = 0$ ) ist die *slip*-Geschwindigkeit nach Gleichung (5) hingegen unbegrenzt. Die von Jang und Wereley [19] zusammengetragenen Messwerte verschiedener Gas-Oberflächenkombinationen bewegen sich im Bereich  $0.65 \leq \sigma_v \leq 0.97$ .

Die obige Betrachtung wurde für die voll entwickelte Grenzschicht angestellt. Im hier betrachteten hydraulischen Einlauf wächst die Grenzschichtdicke erst allmählich an, so dass in jedem Fall in Teilen des Einlaufes gelten muss  $Kn_\delta(x) > 10^{-3}$ , womit dort die Voraussetzungen für eine *slip*-Geschwindigkeit gegeben sind. Aus der verminderten Wandreibung würde dann eine größere Einlauflänge resultieren. In numerischen Studien von Barber et al. [22] wurde für  $Kn = 0.1$  eine Verlängerung des hydraulischen Einlaufes von  $25\%$  im Vergleich zu der Korrelation von Chen (siehe Gleichung (99)) festgestellt, die für Kontinuumsströmungen gilt. Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Experimente werden eine Bewertung des Einflusses der Knudsenzahl ermöglichen, es wird aufgrund der oben angestellten Überlegungen jedoch nur ein geringer Effekt erwartet.

Die Oberflächenrauheit der Kanäle liegt in dem Bereich  $3\mu\text{m} \leq \epsilon \leq 10\mu\text{m}$ . Dem entsprechen bei atmosphärischer Luft die mit  $\epsilon$  gebildeten Knudsen-Zahlen  $2.2 \cdot 10^{-2} \geq Kn_\epsilon \geq 6.7 \cdot 10^{-3}$ . Die gleiche Größenordnung der Rauheit und der Stoffeigenschaften wird jedoch üblicherweise auch bei Strömungen im Makro-Bereich vorgefunden. Eine grundlegend verschiedene Interaktion der Strömung mit dem Rauheitsbereich wird daher nicht erwartet, jedoch nimmt der von der Rauheit beeinflusste Bereich einen größeren Anteil an dem gesamten Strömungsfeld ein, als dies bei einer großskaligen Strömung der Fall ist.

Viele Untersuchungen (siehe dazu [4], [5], [7]) widmeten sich dem Druckverlust und dem Wärmeübergang an Flüssigkeitsströmungen in Mikrokanälen. Der Transfer dieser Ergebnisse auf die untersuchte Kühlgasströmung in Minikanälen

---

<sup>3</sup>Für eine perfekt raue Wand wird angenommen, dass Gasmoleküle nach einer Kollision mit dieser Wand diffus, d.h. ohne Vorzugsrichtung, in die Strömung zurückgestreut werden.

gestaltet sich jedoch auch bei ähnlichen Kanalgrößenverhältnissen und Reynoldszahlen problematisch, da die Stoffeigenschaften von Flüssigkeiten und Gasen sich qualitativ unterscheiden. Der wesentliche Unterschied besteht bekanntlich in dem Zusammenhang von Druck, Temperatur und Dichte. Während die Dichte einer Gasströmung durch Druckverlust und Wärmezufuhr wesentlich vermindert wird, darf die Dichte der Flüssigkeit als weitgehend unabhängig vom Druck und nur geringfügig abhängig von der Temperatur angenommen werden. Die durch die Dichteabnahme hervorgerufene Beschleunigung des Gases entlang des Kanals und die damit verbundenen Auswirkungen auf das Geschwindigkeitsprofil spielen bei Flüssigkeiten keine Rolle. Ein genau gegensätzliches Verhalten zwischen Gasen und Flüssigkeiten zeigt sich bei der dynamischen Viskosität. Die dynamische Viskosität steigt bei Gasen mit der Temperatur an, bei Flüssigkeiten wird sie herabgesetzt. Dies wirkt sich auf die Entwicklung der Reynoldszahl einer beheizten Kanalströmung aus, wie es durch Gleichung (56) (siehe Seite 38) deutlich wird. Während die Reynoldszahl eines beheizten Gases mit der Lauflänge abnimmt, steigt sie bei Flüssigkeiten an, so dass sich dort zunehmend turbulente Strömungsbedingungen einstellen. Dies kann mit einer Ursache für den bisweilen beobachteten „verfrühten“ Übergang zu turbulentem Wärmeübergang bei Flüssigkeiten sein, über den in der Literatur berichtet wurde. Wegen der sich von Gasen grundsätzlich unterscheidenden molekularen Interaktion bei Flüssigkeiten lässt sich auch das oben diskutierte Konzept der freien Weglänge nicht direkt auf Flüssigkeiten übertragen. Einige Mechanismen, die möglicherweise für das Auftreten von *slip*-Bedingungen bei Flüssigkeitsströmungen verantwortlich sind, werden in Neto et al. [23] diskutiert. Die freie Weglänge ist bei Flüssigkeiten noch kleiner<sup>4</sup> als bei Gasen, daher spielen die oben diskutierten Effekte bei Flüssigkeiten in Minikanälen eher eine untergeordnete Rolle. Die Oberflächenspannung, die bei Flüssigkeiten in dünnen Kapillaren einen erheblichen Anteil an dem Kräftegleichgewicht der Strömung haben kann, erreicht bei Gasen hingegen eine verschwindende Größenordnung.

Wie angesprochen, können bei Gasströmungen grundsätzlich Dichteänderungen auftreten. Diese Dichteänderungen übersteigen 5%, wenn mindestens eines der Kriterien zutrifft:

- $Ma^2 > \left[ \left( \frac{1}{0.95} \right)^{\kappa-1} - 1 \right] \cdot \frac{2}{\kappa-1}$ , z.B.  $\kappa = 1.4$ ,  $Ma \approx 0.3$
- $\frac{p_1 - p_2 \cdot T_1 / T_2}{p_1} > 0.05$ .

Das erste Kriterium berücksichtigt die Abweichung der Gasdichte von ihrem Ruhezustand, wenn die Strömungsgeschwindigkeit einen erheblichen Bruchteil der vorliegenden Schallgeschwindigkeit erreicht. Das zweite Kriterium macht sich zum

---

<sup>4</sup>Bei Standardbedingungen:  $\Lambda_{Luft} = 68nm$ ,  $\Lambda_{H_2O,fl} = 5.1nm$

Beispiel bei Strömungen mit hohem Reibungsdruckverlust und Beheizung bemerkbar. Beide Kriterien können bei den hier untersuchten beheizten Minikanalströmungen zutreffen und werden entsprechend behandelt.

## 2.2 Grundgleichungen der Kontinuumsmechanik für beheizte Gasströmungen in Minikanälen

Aus den vorangehenden Betrachtungen konnte geschlossen werden, dass die Anwendung der Kontinuums-Hypothese für die vorliegenden Minikanal-Gasströmungen noch gerechtfertigt ist. Es werden nun die Erhaltungsgleichungen für Masse, Impuls und Energie als mathematische Grundlagen der später aufgestellten Auswertungsverfahren und der angewendeten numerischen Verfahren beschrieben. Wegen des großen Druckverlustes und der Temperaturzunahme entlang des Kanals wird die Dichte als variabel vorausgesetzt. Die Gleichungen für ein kartesisches Koordinatensystem sind [27] entnommen und in Tensorschreibweise übertragen.

### *Massenerhaltung*

Die Kontinuitätsgleichung (6) formuliert die Massenerhaltung über ein Fluidelement. Da sich in den betrachteten Kanälen keine Massequellen befinden, wird die rechte Seite der Gleichung zu Null gesetzt.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_j) = 0 \quad (6)$$

### *Impulserhaltung (Navier-Stokes)*

Die Navier-Stokes'schen Gleichungen bilanzieren die Impulsströme und die wirksamen Kräfte für ein Volumenelement.

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho u_i) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_i u_j - \tau_{ij}) = -\frac{\partial p}{\partial x_i} \quad (7)$$

Die wirksamen Schubspannungen <sup>5</sup>  $\tau_{ij}$  werden für die vorliegenden Newton'schen Fluide nach dem Stoke'schen Ansatz berechnet, der in Gleichung 8 angegeben ist. Dieser Ansatz ist gültig, wenn eine laminare Strömung vorliegt, und kein zusätzlicher turbulenter Impulsaustausch zwischen den betrachteten Kontrollvolumina berücksichtigt werden muss.

$$\tau_{ij} = \mu \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \mu \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \quad (8)$$

---

<sup>5</sup>Es handelt sich um einen Tensor mit den Elementen  $\tau_{ij}$ . Der erste Index  $i$  benennt hier die Normale der Schnittfläche, der zweite Index  $j$  gibt die Wirkungsrichtung an.

### Energieerhaltung

Die Energieerhaltung für ein Fluidelement formuliert Gleichung (9).

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho h_t) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_j h_t) = -\frac{\partial}{\partial t}p + \frac{\partial}{\partial x_j}(u_i \tau_{ij} - q_j) \quad (9)$$

Darin enthalten ist die spezifische Totalenthalpie  $h_t = h + u_i u_i / 2$  und der spezifische Wärmestrom  $q_j$  nach dem Fourier'schen Gesetz, angegeben in Gleichung (10)

$$q_j = -\lambda \frac{\partial}{\partial x_j} T \quad (10)$$

## 2.3 Der laminar-turbulente Umschlag

Ganz wesentlich werden die untersuchten Eigenschaften einer Strömung, wie das Geschwindigkeitsprofil, die Wandreibung sowie die Wärmeübertragung dadurch bestimmt, ob die Strömung einen laminaren oder turbulenten Zustand aufweist. Der turbulente Zustand ist gekennzeichnet durch die Überlagerung von im Detail unüberschaubar auftretenden wirbelartigen Strömungselementen über das Hauptströmungsfeld. Durch diese Wirbelbewegungen werden zusätzlich zur molekularen Diffusion größere zusammenhängende Massenelemente zwischen den verschiedenen Bereichen der Strömung ausgetauscht, und daran gekoppelt auch deren Impuls und Energie, wie es im Abschnitt 2.4 anhand der Favre-gemittelten Grundgleichungen gezeigt wird. Dieser turbulente Austausch kann die Effekte der molekularen Bewegungen um Größenordnungen übertreffen und wirkt sich bestimmend auf die Ausprägung der räumlichen Felder von Geschwindigkeit und Temperatur aus. Es ist daher von erster Priorität für die Anwendung eines Strömungsvorganges, das Eintreten oder das Ausbleiben von Turbulenz vorhersagen zu können.

Die ersten diesbezüglichen Untersuchungen wurden 1883 von O. Reynolds [45] durchgeführt, indem der Verlauf der Streichlinie eines Farbstoffes in einer Rohrströmung bewertet wurde. Reynolds erkannte, dass eine „wellige“ (*engl.: sinous*) Bewegung auftrat, wenn die dimensionslose Gruppe  $\frac{U_m \cdot d}{\nu}$  einen bestimmten Wert überstieg. Diese dimensionslose Zahl ist als Reynoldszahl  $Re$  bekannt. Der heute in der Literatur anerkannte kritische Wert für die untere Grenze dieser Zahl zur Festlegung des laminar-turbulenten Umschlagspunktes bei Rohrströmungen für große Lauflängen  $x/d$  liegt bei  $Re_c = 2\,300$ . Es wurde jedoch auch beobachtet, dass bei besonders störungsfreier Zuströmung eine laminare Strömung bis  $Re = 40\,000$  aufrecht erhalten werden kann [44].

Durch detaillierte Untersuchungen wurden außer der Reynoldszahl noch weitere Parameter identifiziert, die auf den Umschlag einwirken. Wie bereits erwähnt, spielt die Zuströmung hierbei eine Rolle. Dabei ist es nach Schlichting [43] von Bedeutung, in welchem Zustand sich die Zuströmung vor dem Kanal befindet,

und wie der Rohreinlauf gestaltet ist. Durch Untersuchungen von Rotta [31] wurde gezeigt, dass für die Entwicklung von Turbulenz aus einer laminaren Strömung bei einer gegebenen Reynoldszahl  $Re > Re_c$  noch eine bestimmte Lauflänge notwendig ist.

In den genannten Untersuchungen wird dabei Gebrauch von dem Konzept der Intermittenz gemacht. Dem liegt die Vorstellung zugrunde, dass die laminare Strömung im laminar-turbulenten Übergangsbereich nur zeitweise von turbulenten Störungen unterbrochen wird. Der Zeitanteil, während dem an einem bestimmten Ort in der Strömung turbulente Schwankungen beobachtet werden, wird mit dem Intermittenzfaktor  $\gamma$  bemessen. Die Messergebnisse von Rotta sind in der Abbildung 3 wiedergegeben. Gezeigt sind die Geschwindigkeitsschriebe in verschiedenen Wandabständen zur Illustration des Intermittenzkonzeptes, und die Darstellung des Intermittenzfaktors als Funktion der Lauflänge und der Reynoldszahl für eine Rohrströmung. Hier wird deutlich, dass die Entwicklung einer voll turbulenten Strömung eine Lauflänge von mehreren hundert Rohrdurchmessern benötigt, wenn die Reynoldszahl nur sehr knapp oberhalb der kritischen Reynoldszahl liegt.

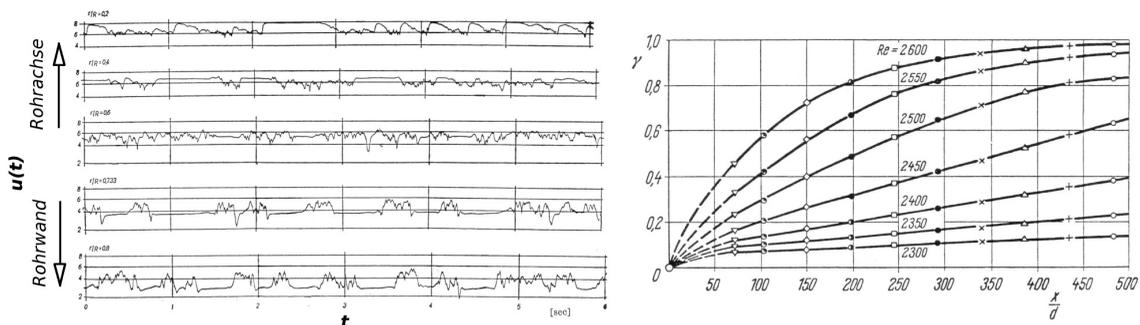


Abbildung 3: Messungen zum laminar-turbulenten Übergang in Rohrströmungen von Rotta, Abbildungen aus [43].

Einige Ergebnisse theoretischer und experimenteller Untersuchungen zu dem laminar-turbulenten Umschlag in flachen Kanälen konventioneller Größe sowie von Mikrokanälen werden später vergleichend zu den Messdaten dieser Arbeit dargestellt.

## 2.4 Zeitgemittelte Grundgleichungen der Kontinuumsmechanik für beheizte Gasströmungen in Minikanälen

Die hier betrachteten Kanalströmungen umfassen einen weiten Bereich von Reynoldszahlen,  $1\,500 \leq Re \leq 16\,000$ . Es werden daher laminare, transitive und bereits weitgehend turbulente Strömungszustände erwartet. Für die direkte numerische Lösung (*direct numerical simulation*, *DNS*) der Gleichungen (6) - (7) muss eine sehr fein aufgelöste räumliche und zeitliche Diskretisierung

gewählt werden. Die praktische Umsetzung dieses Verfahrens ist auf heutigen Rechnern für Strömungen bei hohen Reynoldszahlen und ausgedehnten Geometrien wie den *IFMIF* Kühlkanälen wegen zu langen Rechenzeiten nicht möglich. Der übliche Ansatz ist daher die Lösung der zeit- oder ensembledemittelten Navier-Stokes'schen Gleichungen mit einer weniger feinen räumlichen Diskretisierung. Die turbulenten Schwankungen werden dann nicht mehr direkt berechnet, sondern ihre Wechselwirkung mit der gemittelten Strömung durch Turbulenzmodelle erfasst [28].

Von Reynolds wurde der Ansatz eingeführt, die Variablen der Gleichungen (6) - (9) in ihren zeitgemittelten und den turbulent fluktuierenden Anteil aufzuspalten (Reynolds Dekomposition). Für eine beliebige Größe  $f$  am Ort  $x_k$  und der Zeit  $t$  gilt dann

$$f(x_k, t) = \overline{f(x_k)} + f'(x_k, t), \quad \text{kurz} \quad f = \bar{f} + f' \quad (11)$$

$$\bar{f} = 1/\Delta t \int_{t_0}^{t_0+\Delta t} f dt \quad (12)$$

$$\overline{f'} = 1/\Delta t \int_{t_0}^{t_0+\Delta t} f' dt = 0 \quad (13)$$

Das Vorgehen bei dieser Mittelung wird in [25] und [1] detailliert beschrieben. Für kompressible Strömungen werden dafür massengemittelte Größen  $\tilde{f}$  eingeführt. Dieses Vorgehen wird als Favre-Mittelung bezeichnet.

$$f(x_k, t) = \tilde{f}(x_k) + f''(x_k, t), \quad \text{kurz} \quad f = \tilde{f} + f'' \quad (14)$$

$$\tilde{f} = \frac{\overline{\rho f}}{\bar{\rho}} \quad (15)$$

Die Variablen  $u_i$ ,  $T$  und  $h_t$  werden nach diesem Schema massengewichtet und zeitgemittelt, der Druck  $p$  und die Stoffeigenschaften wie  $\rho$  werden sinnvollerweise nur zeitgemittelt. Diese Variablen werden in ihrer aufgespaltenen Schreibweise wieder in die Gleichungen (9) - (7) eingesetzt, welche danach zeitlich gemittelt werden. Da die Kanalströmung hier nur im quasistationären Zustand betrachtet wird, entfallen im Weiteren alle Zeitableitungen. Nach der in [1] angegebenen Herleitung werden folgende neue Gleichungen für die zeitgemittelten Variablen erhalten:

#### **Massenerhaltung Favre-gemittelt**

$$\frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho} \tilde{u}_j) = 0 \quad (16)$$

### *Impulserhaltung Favre-gemittelt*

$$\frac{\partial}{\partial x_j}(\bar{\rho}\tilde{u}_i\tilde{u}_j) = -\frac{\partial}{\partial x_i}\bar{p} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\bar{\tau}_{ij} - \overline{\rho u_i'' u_j''}) \quad (17)$$

Diese Gleichung unterscheidet sich von Gleichung (7) um den Term  $-\overline{\rho u_i'' u_j''}$ , der zu den Schubspannungen auf der rechten Seite addiert wird. Diese zusätzlichen Schubspannungen stellen den Anteil dar, der durch den turbulenten Impulsaustausch hervorgerufen wird. Der Term  $\overline{\rho u_i'' u_j''}$  wird als Reynoldsspannung bezeichnet. Es sind hier die viskosen Schubspannungen nach Gleichung (18) einzusetzen, die zusätzliche Terme mit den fluktuierenden Anteilen  $\overline{u''}$  enthalten. Zu beachten ist, dass diese Anteile im Gegensatz zu  $\overline{u'}$  nicht definitionsgemäß Null ergeben, jedoch von ihrer Größenordnung her oftmals vernachlässigt werden können [1].

$$\begin{aligned} \bar{\tau}_{ij} &= \mu \left( \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \mu \frac{\partial \tilde{u}_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \\ &+ \mu \left( \frac{\partial \overline{u''}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u''}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \mu \frac{\partial \overline{u''}_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \end{aligned} \quad (18)$$

### *Energieerhaltung Favre-gemittelt*

$$\begin{aligned} &\frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \bar{\rho} \tilde{u}_j \left( \tilde{h} + \frac{\tilde{u}_i \tilde{u}_i}{2} \right) + \tilde{u}_j \frac{\overline{\rho u_i'' u_i''}}{2} \right] \\ &= \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ -\bar{q}_j - \overline{\rho u_j'' h''} + \overline{\tau_{ji} u_i''} - \overline{\rho u_j''} \frac{1}{2} \overline{u_i'' u_i''} + \bar{u}_i \left( \bar{\tau}_{ij} - \overline{\rho u_i'' u_j''} \right) \right] \end{aligned} \quad (19)$$

Zusätzlich zu Gleichung (9) findet sich hier ein neuer Term  $\frac{\partial}{\partial x_j} \overline{u_i'' \tau_{ij}}$ , der die Dissipation durch die turbulente Bewegung beschreibt. Der Term  $\frac{\partial}{\partial x_j} \overline{\rho u_j'' h''}$  stellt den turbulenten Austausch von Energie dar. Das Fourier'sche Gesetz wird nun mit der Favre-gemittelten Temperatur  $\tilde{T}$  geschrieben.

$$\bar{q}_j = -\lambda \frac{\partial}{\partial x_j} \tilde{T} \quad (20)$$

Die Erhaltungsgleichungen für Impuls und Energie weisen in Ihrer zeitgemittelten Form zusätzliche Terme auf, die den turbulenten Austausch von Impuls  $\frac{\partial}{\partial x_j}(-\overline{\rho u_i'' u_j''})$  und Energie  $\frac{\partial}{\partial x_j} \overline{\rho u_j'' h''}$  berücksichtigen. Diese Terme können als zusätzliche Variablen betrachtet werden. Das Gleichungssystem (16), (17) und (19) kann daher nicht geschlossen gelöst werden, da die Zahl der Unbekannten die Zahl der Gleichungen übersteigt. Zusätzliche Gleichungen werden benötigt. Diese

werden nicht aus grundlegenden physikalischen Prinzipien, sondern aus empirischen Erkenntnissen abgeleitet. Die Gleichungen, welche das Zusammenwirken der Turbulenz mit dem gemittelten Geschwindigkeitsfeld beschreiben, werden Turbulenzmodelle genannt. Verschiedene Ansätze zur Turbulenzmodellierung werden von Wilcox [28] erörtert. Die empirischen Ansätze erweisen sich erfahrungsgemäß nicht für alle Anwendungsfälle als geeignet. Eine experimentelle Validierung, wie sie durch diese Arbeit angestrebt wird, ist daher für die abgesicherte Anwendung eines solchen Rechenverfahrens notwendig.

### *Transportgleichung der turbulenten kinetischen Energie*

Die Wechselwirkung des Strömungsfeldes mit den turbulenten Schwankungen bedeutet einen Austausch von Energie zwischen diesen beiden Bewegungsformen. Die turbulente kinetische Energie  $k$  wird im Falle der Dichte-gewichteten Strömungen nach Gleichung (21) definiert.

$$\bar{\rho}k = \frac{1}{2}\overline{\rho u_i'' u_i''} \quad (21)$$

Aus Gleichung (7) vollzieht Wilcox [28] die Herleitung der Differenzialgleichung (22), die als Transportgleichung der turbulenten kinetischen Energie  $k$  bezeichnet wird.

$$\begin{aligned} \bar{\rho} \tilde{u}_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = & -\overline{\rho u_i'' u_j''} \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} - \overline{\tau_{ij} \frac{\partial u_i''}{\partial x_j}} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \overline{\tau_{ij} u_i''} - \overline{\rho u_j'' 1/2 u_i'' u_i''} - \overline{p' u_j''} \right] \\ & - \overline{u_i'' \frac{\partial p}{\partial x_i}} + \overline{p' \frac{\partial u_i''}{\partial x_i}} \end{aligned} \quad (22)$$

Anhand der Terme dieser Gleichung wird die Wechselwirkung der Turbulenz mit der Hauptströmung im nächsten Abschnitt qualitativ beschreiben.

In einer Grenzschichtströmung, wo der Gradient  $\frac{\partial \tilde{u}_1}{\partial x_2} > 0$ , wird turbulente kinetische Energie produziert, wenn gleichzeitig die Korrelation  $\overline{u_1'' u_2''}$  negativ ist, so dass aus der Strömungsschicht mit dem Wandabstand  $x_2$  langsames Fluid in die höhere, schnelle Schicht und schnelles Fluid in die tiefere, langsame Schicht transportiert wird. Dieser Zustand kann durch eine initiale Störung, oder durch bereits vorhandene turbulente Fluktuationen bewirkt werden. Dieser Term ist somit für das Anfachen und das Erhalten der turbulenten Bewegung verantwortlich.

Bei einer Beschleunigung der Strömung in Hauptströmungsrichtung (In dieser Arbeit relevant in der Eintrittsdüse, sowie bei der Beschleunigung durch den Dichteverlust) gilt  $-\overline{\rho u_1'' u_1''} \frac{\partial \tilde{u}_1}{\partial x_1} < 0$ . Dieser Term liefert dann einen Beitrag zur Minderung der turbulenten kinetischen Energie [29].

Durch die Arbeit gegen die molekularen Schubspannungen verliert die turbulente Bewegung kontinuierlich Energie. Diese wird in innere Energie des Fluides umgewandelt. Gleichung (23) definiert die turbulente Dissipation  $\epsilon$ . Entsprechend die-

ser Funktion ist dieser Term sowohl in Gleichung (22) als auch in Gleichung (19) enthalten.

$$\bar{\rho}\epsilon = \overline{\tau_{ij} \frac{\partial u_i''}{\partial x_j}} \quad (23)$$

Die Schwankungen des Geschwindigkeitsfeldes wechselwirken auch mit dem Druckfeld und dessen Schwankungen, wie aus den letzten Termen in Gleichung (22) ersichtlich ist. Dieser Wechselwirkung kommt eine besondere Bedeutung zu, da über die Druckschwankungen die turbulente kinetische Energie in alle Raumrichtungen gleichmäßig umverteilt wird. Die gegebenenfalls (beispielsweise in einer Wandgrenzschicht) richtungsabhängig angeregten Störungen der kinetischen Energie werden mit ihrer Ausbreitung dadurch zunehmend isotrop.

Zur quantitativen Auswertung der Gleichung (22) muss eine zusätzliche Beziehung zwischen den Reynoldsspannungen  $\overline{\rho u_i'' u_j''}$  und den Variablen des Strömungsfeldes bekannt sein. Solche Beziehungen werden von den verschiedenen empirischen Turbulenzmodellen bereitgestellt, zu denen in [28] eine Übersicht gegeben wird.

## 2.5 Größenskalen der turbulenten Strömung

Bei turbulenten Strömungen wird eine Aufteilung der turbulenten kinetischen Energie auf verschiedene Längenskalen in einer gewissen Bandbreite beobachtet. Diese Verteilung von Längen- und Geschwindigkeitsskalen spielt für die Turbulenzmodellierung eine relevante Rolle. Ebenso wird dadurch die Wahl geeigneter Messinstrumente beeinflusst.

Von Piquet [30] wird dieses Spektrum als Ergebnis einer Energiekaskade beschrieben, wobei die turbulente Energie in den großen Skalen aus der Hauptströmungsbewegung aufgenommen wird, und weiter zu kleineren Wirbeln abgegeben wird. Ein solches Energiespektrum zeigt Abbildung 4. Im Inertialbereich (engl. *inertial subrange*) wird die Energieübertragung zwischen den Skalen hauptsächlich durch die Trägheitskräfte bewerkstelligt und geht verlustarm vonstatten. Im Dissipationsbereich bei kleinskaligen Wirbeln erfolgt die Umwandlung der turbulenten kinetischen Energie in Wärme durch die viskose Reibung.

Die absoluten oberen Grenzen für die Wirbelgröße in einer Kanalströmung stellen die Kanalabmessungen dar. Bei Grenzschichtströmungen befindet sich das Längenmaß  $L_g$ , bei dem die turbulente kinetische Energie erzeugt wird, in der Größenordnung der Grenzschichtdicke  $\delta$ .

Die kleinsten Skalen für Länge, Geschwindigkeit und Zeit wurden von Kolmogorov [46] aufgrund von Dimensionsbetrachtungen erhalten. Diese Größen werden in

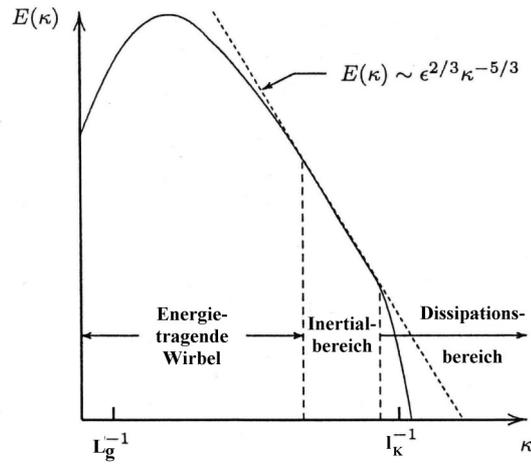


Abbildung 4: Schema des Spektrums der turbulenten kinetischen Energie  $E = dk/d\kappa$  als Funktion der Wellenzahl  $\kappa$  mit den Längenskalen  $L_g$  und  $l_K$ , nach Hinze [29].

Gleichung (24) angegeben. Bei Messungen turbulenter Strömungen werden diese Werte als Auflösungsgrenzen angestrebt.

$$l_K = (\nu^3/\epsilon)^{1/4}, \quad t_K = (\nu/\epsilon)^{1/2}, \quad v_K = (\nu \cdot \epsilon)^{1/4} \quad (24)$$

Die Größenordnungen dieser Maße werden in Kapitel 3.3.2 zur Auslegung des LDA Systems ermittelt.

---

### 3 Experimentelle Untersuchungen

Zur experimentellen Untersuchung der thermo-fluiddynamischen Vorgänge in Mikrokälen werden in dieser Arbeit verschiedene Messtechniken in verschiedenartigen Geometrien kombiniert angewendet. Da die Ringspalt-Geometrie (Siehe Abbildung 5) den Aufbau einer Heizung mit besonders gleichförmiger Heizleistungsverteilung ermöglicht, wurde eine entsprechende Teststrecke zur Bestimmung des lokalen Wärmeüberganges eingesetzt. Zur Messung der Geschwindigkeitsprofile mit Laser Doppler Anemometrie (LDA) ist jedoch eine ebene Geometrie mit optischem Zugang notwendig, so dass für diese Messungen ein Strömungskanal mit Rechteck-Querschnitt (Siehe Abbildung 6) entworfen wurde. Die Grundform dieses Testeinsetzes entspricht den *IFMIF*-Kühlkanälen.

Die Messung des axialen Druckverlaufes bildet ein Bindeglied zwischen den verschiedenen betrachteten Kanalgeometrien und Messmethoden. Der örtliche Druck kann in beiden Geometrien gemessen werden und steht mit der jeweiligen zusätzlich gemessenen Messgröße in Verbindung. Durch die Analogie zwischen Energie- und Impulsaustausch bildet sich ein Bezug zu den Messungen des Wärmeüberganges. Ebenso verbinden sich der Druckverlauf und die gemessenen Geschwindigkeitsprofile über die Wandschubspannung.

Es werden daher Experimente in den folgenden Testeinsetzungskonfigurationen durchgeführt:

1. Messung der Strömungsgeschwindigkeit mit LDA in einem Testeinsetzung mit Rechteck-Querschnitt ohne Beheizung
2. Messung des axialen Druckprofils in einem Testeinsetzung mit Rechteck-Querschnitt ohne Beheizung
3. Messung des axialen Druckprofils in einem Testeinsetzung mit Ringspalt-Querschnitt ohne Beheizung
4. Messung des Wärmeüberganges in einem Testeinsetzung mit Ringspalt-Querschnitt mit Beheizung

In den folgenden Abschnitten wird zunächst der Versuchsaufbau der Anlage, sowie die Datenauswertung für alle Experimente gemeinsam beschrieben. Anschliessend werden die einzelnen Experimente detailliert beschrieben, sowie die Ergebnisse der einzelnen Methoden erläutert und zueinander in Bezug gestellt.

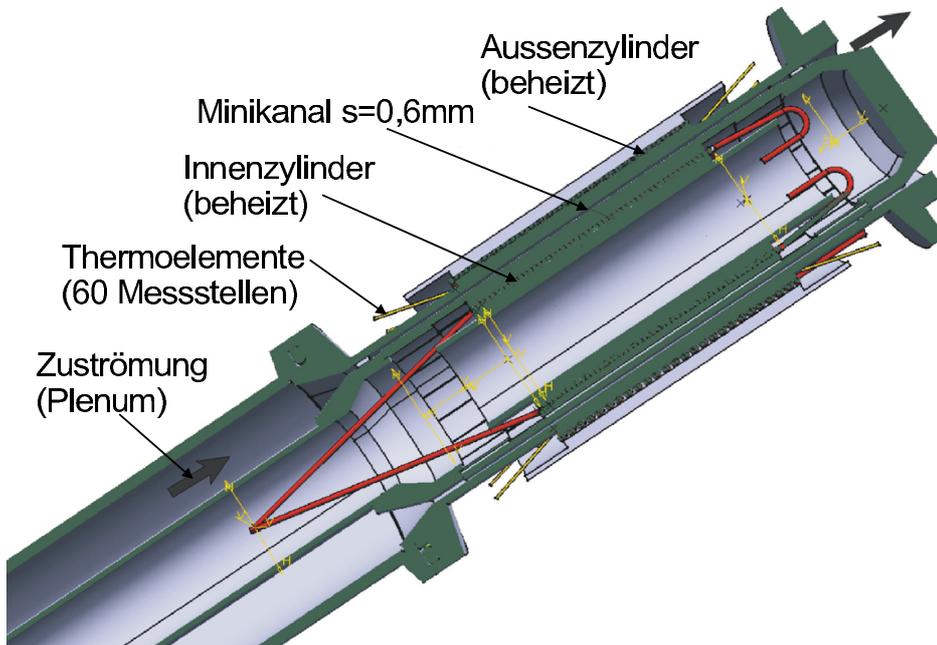


Abbildung 5: *ITHEX* Minikanal mit Ringspaltquerschnitt. Radius der äußeren Kanalwand  $r_{w,a} = 16\text{mm}$ , Spaltweite  $r_{w,a} - r_{w,i} \approx 0.6\text{mm}$ , Länge des Minikanals  $L = 91\text{mm}$ , Länge der Beheizung  $L_{hz} \approx 50\text{mm}$ . Instrumentiert mit  $2 \times 30$  Thermoelementen zur Messung der Wandtemperaturverteilung  $T_w(x, \phi)$ , alternativ Wandanbohrungen zur Messung des axialen Druckprofils  $p(x)$ . Detaillierte Beschreibung in Kapitel 3.4.1.

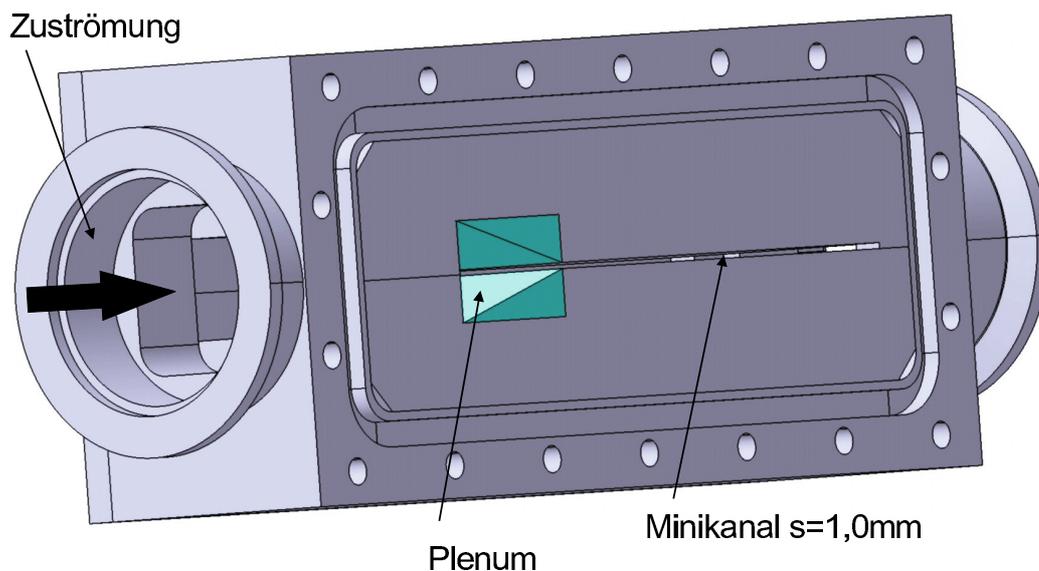


Abbildung 6: *ITHEX* Minikanal mit Rechteckquerschnitt  $s \times b = 1\text{mm} \times 45\text{mm}$ . Länge des Minikanals  $L = 81.5\text{mm}$ . Seitlicher optischer Zugang für 1D-LDA sowie Wandanbohrungen zur Messung des axialen Druckprofils  $p(x)$ . Detaillierte Beschreibung in Kapitel 3.3.1.

## 3.1 Experimentelle Anlage und Methoden

### Gaskreislauf

Zum Betrieb der untersuchten Minikanal Testeinsätze wurde ein experimenteller Gaskreislauf aufgebaut. Der schematische Aufbau des Kreislaufes ist in Abbildung 7 dargestellt, ein Foto der Anlage zeigt Abbildung 8. Über die zwei Seitenkanalverdichter wird eine Druckdifferenz von jeweils bis zu  $400hPa$  im Gas aufgebaut, womit der Druckverlust der Strömung durch die Kreislaufkomponenten sowie der Teststrecke überwunden werden muss. Zur Kühlung des Gases nach der Verdichtung, sowie zur Kühlung nach der beheizten Teststrecke sind Plattenwärmetauscher vorhanden, wo die Wärme des Gases an einen Wasserkreislauf abgegeben wird. Die Umdrehungszahl der Verdichterlaufräder wird über zwei Frequenzumformer geregelt. Es können damit Drehzahlen der Verdichter bis  $180Hz$  eingestellt werden. Der Massenstrom im Kreislauf wird direkt mit einem Coriolis-Massenstromaufnehmer gemessen. Das Messprinzip dieses Sensors führt direkt auf den Massenstrom, so dass dieses Gerät ohne Veränderung der Kalibrierung für verschiedenste Gase (auch Flüssigkeiten) eingesetzt werden kann.

Der Kreislauf ist für den Betrieb mit verschiedenen reinen Gasen ausgelegt. Zur Befüllung wird der Kreislauf zunächst mit einer Membran-Vakuumpumpe auf einen Absolutdruck unter  $5hPa$  evakuiert, das Befüllen mit dem Arbeitsgas erfolgt dann aus einer Druckgasflasche bis auf den gewünschten Arbeitsdruck<sup>6</sup>. Die Komponenten des Kreislaufes müssen deswegen sowohl für Unter- als auch für Überdruckbedingungen gasdicht sein. Dies machte es notwendig, bei der Wahl der Verdichter auf Geräte in vollgekapselter Bauweise zurückzugreifen, da die bei Verdichtern üblicherweise verwendeten Wellendichtungen nur gegen Überdruck im Kreislauf abdichten können.

Zur Kontrolle der Gasreinheit bezüglich der Beimengung von Umgebungsluft wird eine  $ZrO_2$  Sauerstoff-Sonde eingesetzt, so dass über den Anteil des Sauerstoffes auf die Anteile der anderen in der Luft enthaltenen Gase geschlossen werden kann.

Der maximale Arbeitsdruck im Kreislauf darf  $0.42MPa$  betragen, die maximale Gastemperatur  $200^\circ C$ .

Zur Durchführung von Messungen mit Laser Doppler Anemometrie müssen dem Gas feine Partikel zur Streuung des Lichtes beigefügt werden. Damit diese Partikel nicht in die Verdichter und die Wärmetauscher gelangen, wo sie sich absetzen könnten, wird die Anlage für solche Versuche im offenen Betrieb für die Ansaugung der Luft aus der Atmosphäre umgebaut. Aus einem zusätzlichen Kreislauf zur Aufbereitung der Partikel werden diese erst hinter der Verdichterstrecke der

---

<sup>6</sup>Bei Bedarf wurden noch weitere Befüllungszyklen zur Verdünnung der Restluft durchgeführt

Luft zugegeben. Nach dem Durchströmen der Teststrecke gelangt die partikeltragende Luft so nicht mehr in die Verdichterstrecke zurück. Das Schema dieser Versuchsstrecke wird in Abbildung 7 (unten) gezeigt.

In dem Kreislauf zur Partikelauflbereitung wird Luft zirkuliert, zu der aus einem kleinen Vorratsbehälter über ein Sieb kontinuierlich  $TiO_2$ -Partikel zugegeben werden. Durch den Zyklonabscheider erfolgt eine Abscheidung der größeren Partikel und der Agglomerate. Der Abscheider wurde für einen Grenzkorndurchmesser von  $0.2\mu m$  ausgelegt. Die so aufbereitete partikeltragende Luft wird in einem T-Stück der Hauptströmung beigemischt, wobei die Menge über ein Ventil geregelt werden kann.

Durch die Auslegung des *ITHEX*-Versuchskreislaufes auf relativ hohe Volumenströme ist es möglich Minikanäle zu untersuchen, die bei kleinen Spaltweiten dennoch hohe Querschnittsflächen aufweisen. Dadurch ist es möglich, mit diesem experimentellen Programm Querschnitte mit großem Seitenverhältnis zu untersuchen, während in der zitierten Literatur vorwiegend experimentelle Ergebnisse zu Querschnitten mit geringen Seitenverhältnissen (Quadratisch, Kreisquerschnitt) vorgestellt wurden.

### Messwerterfassung

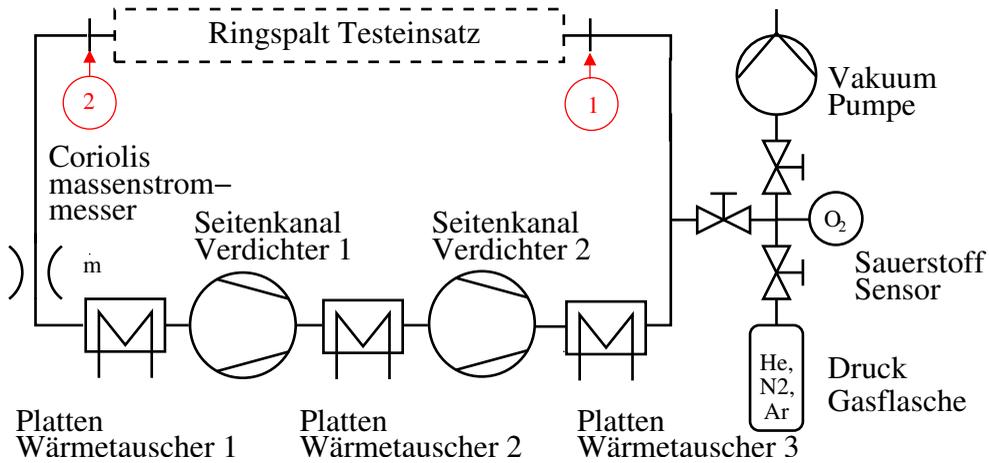
Die betriebsrelevanten Größen des Kreislaufes und die für die Auswertung notwendigen Größen der Testeinsätze müssen gemessen und protokolliert werden. Dazu wurde eine PC-gestützte Datenerfassungsanlage eingerichtet, die notwendige Software wurde mit *LabView* [32] für diese Aufgabe programmiert.

Zur Digitalisierung der Messgrößen wurden eine 16-Bit Analog-Digital-Wandler Karte Keithley KPCI-3108 sowie vier Multiplexer-Erweiterungskarten EXP-1800 zu je 16 Kanälen verschaltet, so dass insgesamt 76 analoge Kanäle mit einer Datenrate von  $100k\ Samples/s$  erfasst werden konnten.

Einen Überblick über die für die Datenauswertung relevanten Messgrößen gibt Tabelle 1.

Die Gastemperatur wird an den in Abbildung 7 gekennzeichneten Positionen (1) und (2) (Eintritt und Austritt der Teststrecke) mit Pt-100 Widerstands-Temperatursensoren gemessen. Dabei wurden „Burster 42902/SS902“ Sensoren (Pt-100 Klasse A) mit einem Transmitter „AB SYSTEMTEKNIK S1223“ verwendet. Für den Sensor gilt die Toleranzgrenze  $\pm(0.15^\circ C + 0.002 \cdot \theta)$  bei der Messung einer Temperatur  $\theta$  in der Einheit  $[\circ C]$ . Um den Wärmeverlust nach der Teststrecke bis zur Position (2) hinter der Teststrecke gering zu halten, ist die Rohrleitung in diesem Bereich mit einer Mineralwollschicht  $\lambda = 0.04W/m/K$  der Dicke  $40mm$  isoliert. Dadurch wird auch die Differenz der Rohrleitungstemperatur zur Gastemperatur minimiert, so dass geringere Fehler durch Strahlungsaustausch des Sensors mit der Wand zu erwarten sind. Durch die Verwirbelung

## a) Konfiguration der ITHEX-Anlage als geschlossener Kreislauf



## b) Konfiguration der ITHEX-Anlage als offene Strecke

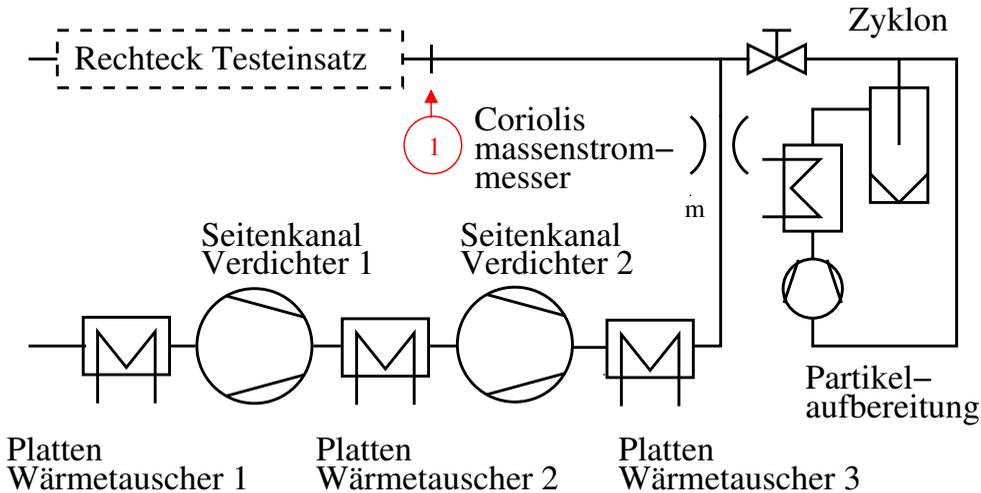


Abbildung 7: Fließschema der ITHEX-Anlage in geschlossener und offener Konfiguration.

hinter dem stumpfen Ende der Teststrecke, sowie durch den anschließenden Rohrkrümmen wird eine gute Vermischung des Gases erwartet, so dass die gemessene Temperatur der massenstromgemittelten kalorischen Temperatur des Gases gut entsprechen sollte. Die gemessene Temperatur des Sensors  $T_S$  und die statische Temperatur der Gasströmung  $T$  stehen über Gleichung (25) im Zusammenhang.

$$T_S = T + r_S \cdot \frac{u^2}{2 \cdot c_p} = T + r_S \cdot (T_t - T) \quad (25)$$

Der darin verwendete a priori unbekannte Recovery Faktor  $0 \leq r_S \leq 1$  hängt mit der Einbausituation der Messstelle zusammen. Dieser Faktor gewichtet den Einfluss der statischen Temperatur und der Totaltemperatur auf die wirksame

Messgröße	Bereich	Sensortyp
Massenstrom $\dot{m}$	0 – 20g/s	Corioliskraft Sensor CMF050
Kühlgastemperatur (1) $T_1$	0 – 200°C	Pt-100
Kühlgastemperatur (2) $T_2$	0 – 200°C	Pt-100
Absolutdruck $p_1, p_{ref}$	0 – 0.2MPa, 0 – 0.7MPa	Piezoresistiv
Differenzdruck $\Delta p$	0 – 200hPa, 0 – 2000hPa	Piezoresistiv
Heizer Spannung $U_{Hz,i}, U_{Hz,a}$	0 – 300V	Digital Multimeter
Heizer Strom $I_{Hz,i}, I_{Hz,a}$	0 – 10A	Digital Multimeter
36x Wandtemperatur $T_{TE}$	0 – 600°C	Typ-K Thermoelement
Rohrtemperatur $T_{Iso}$	0 – 250°C	Typ-K Thermoelement
Umgebungstemperatur $T_{Umg}$	0 – 250°C	Typ-K Thermoelement

Tabelle 1: Übersicht der erfassten Messgrößen.

Temperatur des Sensors. In allen untersuchten experimentellen Bedingungen ergibt sich jedoch  $\frac{u^2}{2 \cdot c_p} \leq 0.1K$ , so dass diese Korrektur nicht angewendet wird, und die gemessene Temperatur direkt der Totaltemperatur  $T_t$  zugeordnet werden kann (entsprechend der Annahme  $r_S = 1$ ).

Der statische Druck wird in der Rohrleitung an der Stelle (1) nach Abbildung 7, sowie an mehreren Stellen auf den jeweiligen Teststrecken an Wandanbohrungen gemessen. Von den Wandanbohrungen führen Schläuche (Innendurchmesser 4mm) zu einem elektronisch gesteuerten Druckmessstellenumschalter, der das Umschalten von 8 Absolutdruckmessstellen und 24 Differenzdruckmessstellen relativ zu einem gewählten Referenzdruck erlaubt. Der Druckmessstellenumschalter ist in Abbildung 8 gezeigt. Die beiden piezoresistiven Sensoren des Fabrikats „SI DIGIMA premo“ erlauben die Druckmessung in jeweils zwei verschiedenen Messbereichen. Der Absolutdruck kann in den Bereichen 0 – 0.2MPa oder 0 – 0.7MPa gemessen werden, der Differenzdruck in den Bereichen 0 – 200hPa oder 0 – 2000hPa. Der Messfehler wird vom Hersteller mit 0.25% vom Endwert angegeben.

Der Massenstrom wird von einem Coriolis-Massenstromaufnehmer Fabrikat „MicroMotion CMF050“ bestimmt. Die Auswerteelektronik „ELITE 2700“ codiert den Messwert als Frequenzsignal, welches von einem Frequenz-Spannungswandler in eine Spannung umgewandelt wird, die von dem AD-Wandler digitalisiert werden kann.

Entsprechend der Kalibrierung des Herstellers, die mit Helium bei dem Druck von 0.2MPa für Massenströme  $1.2g/s \leq \dot{m} \leq 12g/s$  durchgeführt wurde, beträgt der absolute Messfehler des gelieferten Gerätes  $\pm 0.045g/s$ . In eigenen Messungen wurden die Massenströme verglichen, die mit einem Rotameter Typ630 und dem in Serie geschalteten CMF050 ermittelt wurden. Diese Messungen wurden im

Bereich  $0.4g/s \leq \dot{m} \leq 1.5g/s$  durchgeführt und ergaben eine Übereinstimmung der beiden Messmethoden im Bereich der jeweiligen Fehlerschranken.

Die genaue Zusammensetzung des Gases ist für die Bestimmung der rechnerisch zugrunde gelegten Stoffwerte relevant, insbesondere wenn mit Helium gearbeitet wird, da dessen Stoffwerte sehr empfindlich auf Verunreinigungen reagieren. So stehen etwa die Molmassen von Luft und Helium im Verhältnis  $M_{He}/M_{Luft} = 4.00/28.96 \approx 1/7$ . Die Hauptquelle der Verunreinigungen ist die Luft, die beim Evakuieren des Kreislaufes vor dem Befüllen des Gases im Kreislauf verblieb. Um die Unsicherheit in der Gaszusammensetzung zu verringern, wird eine Sauerstoffsonde „ZIROX SS27.7V“ eingesetzt, die mit einem potentiometrischen  $ZrO_2$ -Sensor ausgestattet ist. Dessen Gleichgewichtsspannung  $U_{eq}$  stellt sich wie in Gleichung (26) angegeben nach dem Verhältnis zweier Sauerstoff Partialdrücke  $p'_{O_2}$  und  $p''_{O_2}$  ein.

$$U_{eq} = \frac{RT_{Sensor}}{4F} \cdot \ln \left( \frac{p'_{O_2}}{p''_{O_2}} \right) \quad (26)$$

Dabei wird für den Partialdruck  $p'_{O_2}$  der Sauerstoff-Partialdruck in der Atmosphäre angelegt, der sich aus der Zusammensetzung der Luft [37], dem Luftdruck  $p_{atm}$ , der relativen Luftfeuchtigkeit  $\phi_{atm}$  und der Lufttemperatur  $T_{atm}$  berechnen läßt. Der Partialdruck  $p''_{O_2}$  wird von dem Gasgemisch im Kreislauf bezogen. Über das bekannte Mischungsverhältnis des Sauerstoffs und der restlichen Luftkomponenten kann somit der Partialdruck der Luft im Gasgemisch des Kreislaufes errechnet werden. Zur Auswertung der Messergebnisse können die Stoffdaten des vorliegenden Gasgemisches aus dem gemessenen Molverhältnis Reingas/Luft berechnet werden.

Die Temperaturen der beheizten Wände des Ringspalt Testeinsetzes werden mit eingelöteten Typ-K (Nickel-Chrom/Nickel) Mantelthermoelementen gemessen. Die eingerichtete Messanordnung erlaubt die gleichzeitige Messung von 36 Thermoelementen. Mit Ausgleichsleitungen werden die Thermoelemente mit einer Vergleichsstelle verbunden, die auf der Temperatur  $50^\circ C$  konstant gehalten wird. Die Signale der so erhaltenen Thermospannungen werden zunächst durch Vorverstärker mit dem Verstärkungsfaktor 100 multipliziert und dann dem Multiplexer des AD-Wandlers zugeführt. Für die einzelnen Vorverstärker wurden durch Messung der Vergleichsspannungen  $0V$  und  $10mV$  individuelle lineare Kalibrierfunktionen gebildet, um die zeitliche Drift des Nullpunktes und des Verstärkungsfaktors über die Betriebszeit der Anlage zwischen zwei Hardwarekalibrierungen zu kompensieren.

Die elektrische Heizleistung wurde durch vier Netzgeräte Typ SM300-10D der Fa. DELTA ELEKTRONIKA bereitgestellt, die Gleichstrom im Bereich  $0 - 10A$  bei  $0 - 300V$  abgeben können. Da die Durchschlagspannung des THERMOCOAX Mantelheizers vom Hersteller mit  $100V$  angegeben wird, wurde dieser Heizer symmetrisch mit zwei Spannungsversorgungen beschaltet, deren gemeinsame Erdung

(0V) auf den Heizmantel gelegt wurde. An die beiden Enden des Heizdrahtes können dann maximal die Spannungen +100V und -100V angelegt werden. So wird erreicht, dass das Potential zwischen Mantel und Heizdraht 100V nicht überschreitet, der Heizdraht jedoch mit 200V betrieben wird und somit die vierfache Leistung  $P_{Hz} = U_{Hz}^2/R_{Hz}$  abgeben werden kann im Vergleich zu dem Betrieb mit 100V, wenn die Erdung mit einem der Heizerenden zusammengelegt wäre.

Die Messung der Heizerspannung erfolgt mit Digitalvoltmetern „Keithley 2001 Multimeter“. Der Strom wird durch den Spannungsabfall über Präzisionsshunts „Keithley Typ 1651“ bestimmt, welcher mit Digitalvoltmetern Keithley 181 Nanovoltmeter gemessen wird. Um Erdungsprobleme zu umgehen wurden diese Spannungen nicht über den AD-Wandler erfasst, sondern wurden von den Geräten abgelesen und von Hand in die Messwerterfassung eingetragen.

Weitere Temperaturen am Kreislauf werden laufend überwacht und teilweise von der Messwerterfassung protokolliert. Dies umfasst die Temperatur der Laborluft, Kühlwassertemperaturen an mehreren Stellen, die Gastemperaturen an den Austrittsstutzen der Verdichter sowie die Außentemperaturen der Rohrleitungen an zwei Stellen. Der Zustand der Umgebungsluft wurde durch die Messdaten der Wetterstation des Forschungszentrums Karlsruhe (Werte Messmast, 2m über dem Boden) ermittelt und protokolliert.

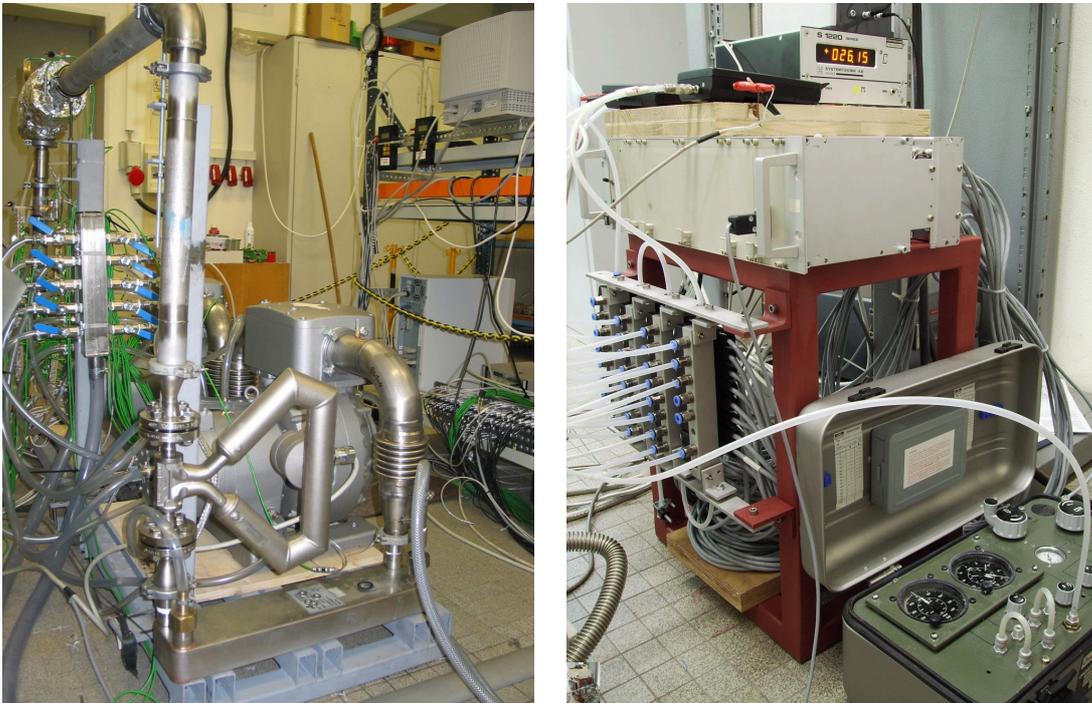


Abbildung 8: Links: Foto der ITHEX Anlage mit Seitenkanalverdichtern, Coriolis-Massenstrommesser, Platten-Wärmetauscher und *ITHEX*Ringspalt Testeinsatz. Rechts: Elektronisch gesteuerter Umschalter für 24 Differenzdruck Messstellen sowie 8 Absolutdruck Messstellen, unten das mechanische Druck-Kalibriergerät.

## 3.2 Thermohydraulik-Datenanalyse für Minikanal Experimente

Ein Ziel der vorliegenden Arbeit ist die Bestimmung von lokalen Reibungsbeiwerten und Wärmeübergangsfaktoren in Minikanälen. Der Wärmeübergang wird gebräuchlicherweise dimensionslos als Nusseltzahl  $Nu$  angegeben, die in Gleichung (27) in ihrer Form für den Wärmeübergang an Kanalströmungen angegeben ist.

$$Nu = \frac{d_h}{\lambda_m} \cdot \frac{\dot{q}_w}{T_w - T_m} \quad (27)$$

Darin bezeichnet  $\dot{q}_w$  die Wandwärmestromdichte,  $T_w$  die Wandtemperatur und  $T_m$  die über den Massenstrom gemittelte Fluidtemperatur an einem bestimmten Ort des Kanals. Die Messung dieser Größen ist in einem Minikanal mit besonderen Schwierigkeiten behaftet. Insbesondere die präzise Bestimmung der Fluidtemperatur  $T_m$  wird stark erschwert durch die geringe Spaltweite des Kanals. Die kleinsten gängigen Thermolemente werden mit einem Manteldurchmesser von  $0.25\text{mm}$  gefertigt, die Spaltweite des untersuchten beheizten Ringkanals liegt bei  $0.61\text{mm}$ . Die Zuordnung des Thermolement-Messwertes zu einer örtlichen oder gemittelten Gastemperatur ist aufgrund des großen Mittelungsvolumens, wegen den Strahlungsverlusten an die Wände, sowie wegen der Differenz zwischen der statischen Temperatur und der Totaltemperatur der Gasströmung problematisch. Eine weitere Verkleinerung des Temperaturfühlers führt zu mechanischen Stabilitätsproblemen und damit zu Unsicherheiten in der Positionierung des Fühlers in der schnellen Gasströmung. Für den Einsatz optischer Verfahren zur Messung von Gastemperaturen, zum Beispiel der Laser-induzierten Fluoreszenz (LIF), wäre ein optischer Zugang zu der Messebene notwendig, der in der Ringspaltgeometrie mit beheizten Wänden nicht realisiert werden kann. Auch die in Gleichung (27) benötigte lokale Wandwärmestromdichte  $\dot{q}_w$  ist zunächst noch nicht bekannt. Die Wärme wird von den gewickelten elektrischen Heizern zwar nahezu gleichförmig<sup>7</sup> über der gewickelten Länge freigesetzt, jedoch wird diese Wärme durch axiale Wärmeleitung nach dem Fourier'schen Gesetz innerhalb der Teststreckenwände umverteilt, so dass die Wärmeflussdichte  $\dot{q}_w$  eine Funktion des Ortes auf der Kanalwand wird.

Der lokale Reibungsbeiwert  $f$  nach Fanning steht mit dem axialen Druckgradienten  $dp/dx$  durch Gleichung (28) in Verbindung.

$$f = \frac{dp}{dx} \cdot \frac{A_Q}{S_W} \cdot \left( \frac{\rho_m}{2} \cdot U_m^2 \right)^{-1} \quad (28)$$

<sup>7</sup>Da der spezifische elektrische Widerstand des Heizdrahtes temperaturabhängig ist, wird im heisseren Teil (stromabwärts) etwas mehr längenspezifische Leistung freigesetzt.

Darin ist  $S_W$  der benetzte Umfang und  $A_Q$  der Querschnitt des Kanals,  $\rho/2 \cdot U_m^2$  ist der mit der massenstromgemittelten Geschwindigkeit gebildete Staudruck der Gasströmung. Zu beachten ist bei Minikanal Gasströmungen die in Strömungsrichtung in der Regel merklich abnehmende Dichte, die durch den Druckverlust und gegebenenfalls durch den Temperaturanstieg des Gases durch die Beheizung vorgegeben wird. Damit ist die Auswertung des Druckverlustbeiwertes im Allgemeinen an die Bestimmung des Temperaturverlaufes gekoppelt.

Bei den *ITHEX* Testeinsätzen wurden von den Konstrukteuren Thermoelemente vorgesehen, die im Inneren der Teststreckenwand zwischen dem Heizer und der gasgekühlten Wand die Temperaturen messen können. Wie im Kapitel 3.4.1 beschrieben wird, sind diese Thermoelemente auf mehreren axialen Positionen angeordnet (siehe Abbildung 40, Seite 93) und ergeben die Stützstellen für ein axiales Temperaturprofil  $T_{TE}(x)$ . Die Gastemperatur wird im Eintrittsplenum mit einem Pt-100 Sensor gemessen. Zusätzlich wird der statische Druck des Gases an Wandanbohrungen gemessen.

Es wurde ein Auswerteverfahren entwickelt, welches für alle im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Experimente die selbe grundsätzliche Systematik verwendet, um den Gaszustand im Kanal aus den oben genannten verfügbaren Messdaten abzuleiten. Der axiale Verlauf von Druck und Temperatur wird dabei aneinander gekoppelt betrachtet. Als Ergebnisse werden lokale Wärmeübergangskoeffizienten und Wandreibungsbeiwerte gewonnen.

### 3.2.1 Methode zur Berechnung des lokalen Gaszustandes in Minikanälen anhand der axialen Profile der Wandtemperatur und des statischen Druckes

Zur Anwendung der vorgestellten Methode kommen Strömungsgeometrien in Betracht, bei denen ein näherungsweise 2-dimensionales Strömungsfeld vorliegt, so dass der Verlauf der massenstromgemittelten (*bulk*) Zustandsgrößen des Gases eindimensional betrachtet werden darf. In dieser Arbeit wird das Verfahren auf einen Ringspalt und auf einen Spalt mit rechteckigem Querschnitt angewendet, der ein hohes Verhältnis der Breite zur Spaltweite  $b/s = 45/1$  aufweist. Die Wechselwirkung der Strömung kann grundsätzlich mit beliebig vielen Wänden erfolgen, für die beiden oben genannten Anwendungsfälle werden jedoch nur zwei Wände berücksichtigt.

Das Koordinatensystem sowie die Abmessungen der im Modell zugrundegelegten Kanalwand sind in Abbildung 9 angegeben. Ein charakteristisches Merkmal einer solchen Wand ist der adiabate Zustand derjenigen Oberfläche, die nicht im Kontakt mit dem Fluid steht<sup>8</sup>. Die Koordinate  $x_{th}$  verläuft parallel zur gekühlten Wand in Hauptströmungsrichtung, der Ursprung  $x_{th} = 0$  wird mit dem Beginn

---

<sup>8</sup>D.h. jede Wand steht nur mit einem einzigen Strömungsgebiet im Wärmestrom austausch

des Heizers zusammengelegt. Die wandnormale Koordinate wird mit  $r$  bezeichnet. Im Falle einer Zylindergeometrie stellt  $r$  den Radius bezüglich der Symmetrieachse dar, im Falle einer ebenen Geometrie kann der Ursprung von  $r$  frei gewählt werden.

Der erste Schritt des Verfahrens besteht in der Bestimmung des an das Fluid abgegebenen Wärmestromes. Es wird eine Wärmebilanz um eine Scheibe der Teststreckenwand an der axialen Position  $x_{th}$  mit der Erstreckung  $\delta x$  aufgestellt, wie es in Abbildung (10) symbolisch dargestellt wird.

Im stationären Fall beteiligen sich an dieser Bilanz nach Gleichung (29) nur der axiale Wärmestrom  $\dot{Q}_{ax}$ , der durch die gekühlte Wand abfließende Wandwärmestrom  $\dot{Q}_{w,\delta x}$ , sowie die in der Scheibe freigesetzte Heizleistung  $\dot{Q}_{hz,\delta x}$ .

$$\dot{Q}_{hz,\delta x}(x_{th}) - \dot{Q}_{w,\delta x} + \dot{Q}_{ax}(x_{th}) - \dot{Q}_{ax}(x_{th} + \delta x) = 0 \quad (29)$$

Für dünne Scheiben  $\delta x \rightarrow 0$  kann geschrieben werden

$$\dot{Q}_{ax}(x_{th}) - \dot{Q}_{ax}(x_{th} + \delta x) = - \left( \frac{d\dot{Q}_{ax}}{dx_{th}} \right) \cdot \delta x \quad (30)$$

Die axiale Wärmeleitung durch eine zu der Koordinate  $x_{th}$  senkrechte, ebene Schicht der Dicke  $\delta x$  und der Fläche  $A$  beschreibt das in Gleichung (31) angegebene Fourier'sche Gesetz.

$$\dot{Q}_{ax} = -\lambda \frac{A}{\delta x} (T(x_{th} + \delta x) - T(x_{th})) \quad (31)$$

Für den hier entwickelten Ansatz wird nun die Annahme getroffen, dass die Temperaturdifferenz, die aus dem Temperaturverlauf  $T_{TE}$  auf der Einbautiefe  $r_{TE}$  der Thermoelemente berechnet wird, für die gesamte Querschnittsfläche  $A_S$  der betrachteten Scheibe repräsentativ ist. Die Gültigkeit dieser Annahme wird weiter unten mit einem numerischen Modell überprüft, welches eine zweidimensionale Darstellung der Festkörper-Geometrie erlaubt. Für den axialen Wärmestrom und dessen Ableitung werden also die in den Gleichungen (32) und (33) angegebenen Näherungen verwendet.

$$\dot{Q}_{ax} = -\lambda_S A_S \frac{dT_{TE}(x_{th})}{dx_{th}} \quad (32)$$

$$\frac{d\dot{Q}_{ax}}{dx_{th}} = -\lambda_S A_S \left( \frac{d^2 T_{TE}(x_{th})}{dx_{th}^2} \right) \quad (33)$$

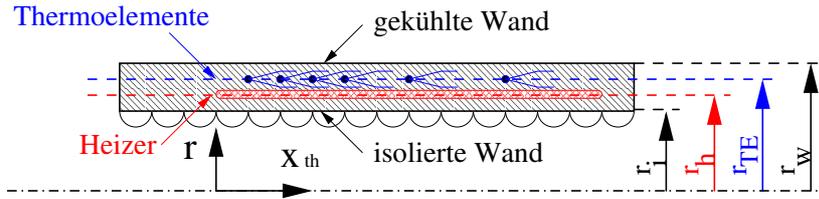


Abbildung 9: Modell der Teststreckenwand mit Koordinaten und Abmessungen.

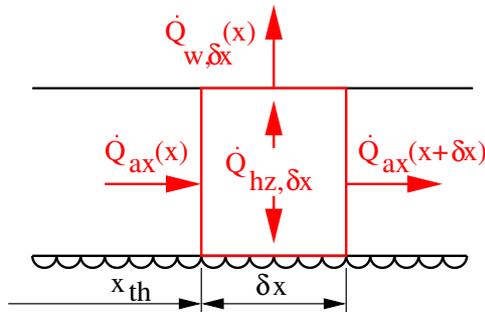
Es wird auch angenommen, dass der elektrische Heizer seine Gesamtleistung  $\dot{Q}_{hz}$  homogen auf der gewickelten Länge  $L_{hz}$  abgibt. In dem bilanzierten Scheibenelement wird dann die Heizleistung  $\dot{Q}_{hz,\delta x}$  nach Gleichung (34) frei.

$$\dot{Q}_{hz,\delta x} = \frac{\dot{Q}_{hz}}{L_{hz}} \cdot \delta x \quad (34)$$

Um die Wärmeflussdichte  $\dot{q}_w$  zur Berechnung der Nusseltzahl nach Gleichung (27) zu erhalten, werden nun die Gleichungen (33), (30) und (34) in die Bilanzgleichung (29) eingesetzt, um Gleichung (35) zu erhalten. Darin stellt  $b$  die vom Fluid benetzte Breite der gekühlten Wand dar.

$$\dot{q}_w(x) = \frac{\dot{Q}_{w,\delta x}(x_{th})}{(b \delta x)} = \frac{1}{b} \left( \frac{\dot{Q}_{hz}}{L_{hz}} + \lambda_S A_S \cdot \frac{d^2 T_{TE}(x_{th})}{dx_{th}^2} \right) \quad (35)$$

Für die folgenden Berechnungen interessiert die gesamte Wärmemenge, die bis zur Koordinate  $x_{th}$  durch die Wand an das Gas übertragen wurde. Durch Wärmeleitung gibt die Wand auch auf einem Teil der unbeheizten Strecke für  $x_{th} < 0$  Wärme an die Strömung ab. Die Wandwärmestromdichte fällt jedoch nach dem Rand der Beheizung rasch ab (siehe Abbildung 11, Seite 44), und es wird eine Stelle  $x_{1b}$  definiert, wo der Wandwärmestrom und der axiale Wärmestrom verschwinden, und somit an dieser Stelle eine adiabate Begrenzung der Teststrecke angenommen wird. Die genaue Position dieser Stelle ist für die folgende Wärmebilanz nicht von Bedeutung. Auf der Strecke  $x_{1b} \leq \xi \leq x_{th}$  wird die in


 Abbildung 10: Wärmebilanz um eine Scheibe aus der Teststreckenwand der axialen Erstreckung  $\delta x$ .

Gleichung (36) definierte Wärmeleistung  $\dot{Q}_{wf}(x_{th})$  von der Wand an das Fluid übertragen.

$$\dot{Q}_{wf}(x_{th}) = \int_{\xi=x_{1b}}^{\xi=x_{th}} \dot{q}_w(\xi) \cdot b \cdot d\xi \quad (36)$$

Die Wärmebilanz um den Teststreckenkörper auf der Länge  $x_{1b} \leq \xi \leq x_{th}$  für  $x_{th} > 0$  wird in Gleichung (37) formuliert.

$$\frac{\dot{Q}_{hz}}{L_{hz}} \cdot x_{th} - \dot{Q}_{ax}(x_{th}) - \dot{Q}_{wf}(x_{th}) = 0 \quad (37)$$

Damit kann  $\dot{Q}_{wf}(x_{th})$  für  $x_{th} > 0$  ohne Integration nach Gleichung (36) bei bekanntem Temperaturprofil  $T_{TE}(x_{th})$  und gegebener Heizleistung berechnet werden. Der Fehler in der Berechnung der Fluidtemperatur wird nur von den Unsicherheiten in den lokalen Größen festgelegt. Wenn mehrere Wärmeübertragungsflächen  $F_i$  den Kanal begrenzen, ist die dem Medium zugeführte Energie  $\dot{Q}_{zu} = \sum_{\{F_i\}} \dot{Q}_{wf}$  als Summe aus allen Wärmeströmen über diese Einzelflächen zu berechnen. Im Falle der *ITHEX* Experimente nehmen zwei individuell beheizbare Wände an der Wärmeübertragung teil.

Im zweiten Schritt des Verfahrens wird der axiale Verlauf der Zustandsgrößen des Gases ermittelt. Zur Berechnung der Fluidtemperatur  $T_m(x_{th})$  wird der erste Hauptsatz der Thermodynamik für ein durchströmtes System angewendet. Der Zustand (1) bezeichnet den Zustand des Gases im Zuführungsplenum vor dem Minikanal, wo die Temperatur  $T_1$  und der Druck  $p_1$  gemessen werden. Der Zustand (1b) wird direkt nach der letzten Querschnittsverengung vom Plenum in den Minikanal festgelegt. Bis zu dieser Stelle wird keine Wärmeübertragung an das Fluid berücksichtigt. Der Druck an der Stelle (1b) wird gemessen. Die Energieerhaltung für dieses System wird in Gleichung (38) aufgestellt.

$$h_1 + \frac{U_{m,1}^2}{2} = h_{1b} + \frac{U_{m,1b}^2}{2} \quad (38)$$

$$h_m = \bar{c}_p(T_m) \cdot T_m \quad (39)$$

Da zwischen den Zuständen (1) und (1b) nur kleine Temperaturdifferenzen bis etwa  $5K$  zustande kommen, wird hier mit einer konstanten Wärmekapazität  $c_p = c_p(T_1) = const$  gerechnet, um die sonst notwendige Iteration zu umgehen.

Die mittleren Geschwindigkeiten  $U_m$  lassen sich durch die direkten Messgrößen Massenstrom  $\dot{m}$ , Temperatur  $T_m$  und statischen Druck  $p$ , sowie den Kanalquerschnitt  $A_Q$  und der speziellen Gaskonstante  $R$  wie in Gleichung (40) berechnen.

$$U_m = \frac{\dot{m}}{\rho_m \cdot A_Q} = \frac{\dot{m}}{A_Q} \cdot \frac{R T_m}{p} \quad (40)$$

Wird Gleichung (40) sowie die Annahme  $c_p = const$  in Gleichung (38) eingesetzt, so resultiert die quadratische Gleichung (41) für  $T_{1b}$ , deren Lösung mit der üblichen Lösungsformel nach Gleichung (42) bestimmt wird.

$$\begin{aligned}
 0 &= c + b T_{1b} + a T_{1b}^2 \quad \text{mit} & (41) \\
 a &= -\frac{\dot{m}^2 R^2}{2 A_{Q,1b}^2 p_{1b}^2} \\
 b &= -c_p \\
 c &= T_1 c_p + \frac{\dot{m}^2 R^2}{2 A_{Q,1}^2 p_1^2} \cdot T_1^2
 \end{aligned}$$

$$T_{1b} = \frac{-b - \sqrt{b^2 - 4ac}}{2a} \quad (42)$$

Für die beheizte und mit Reibungsverlusten behaftete Strömung im Kanal mit Querschnittsveränderung wird die Energie- und die Impulserhaltung zwischen dem Zustand (1b) bis zu einem Zustand für  $x_{th} > 0$  aufgestellt, um lokale Werte für die Temperatur und den Druck zu berechnen.

$$0 = h_{1b} + \frac{U_{m,1b}^2}{2} + \frac{\dot{Q}_{zu}}{\dot{m}} - \left[ h(x_{th}) + \frac{U_m(x_{th})^2}{2} \right] \quad (43)$$

$$\begin{aligned}
 0 &= p_{1b} + \frac{1}{2} \frac{\dot{m}^2}{A_{Q,1b}^2} \cdot \frac{R T_{1b}}{p_{1b}} & (44) \\
 &- \left[ p(x_{th}) + \frac{1}{2} \frac{\dot{m}^2}{A_Q(x_{th})^2} \cdot \frac{R T(x_{th})}{p(x_{th})} + \frac{f_{1bX}}{2} \dot{m}^2 \frac{A_{W,1bX}}{A_{Q,1bX}^3} \cdot \frac{1}{\rho_{1bX}} \right]
 \end{aligned}$$

Größen mit dem Zusatz  $1bX$  im Index stellen die jeweiligen Mittelwerte für den Bereich  $x_{1b} \leq \xi \leq x_{th}$  dar. Da die Gleichungen (43) und (44) unter der Berücksichtigung der Gleichungen (39) und (40) gekoppelt sind, werden sie iterativ gelöst. Die linke Seite der Gleichungen (43) und (44) wird jeweils mit einem Platzhalter  $\epsilon_E$  und  $\epsilon_I$  ersetzt, der schrittweise minimiert wird, bis die gewünschte Fehlerschranke<sup>9</sup> unterschritten wird. Eine Funktion  $h(p, T)$  für das verwendete Medium wird vorgegeben. In der praktischen Anwendung werden mit diesem Verfahren die Temperaturen  $T(x_{th})$  und Drücke  $p(x_{th})$  an verschiedenen diskreten Stellen  $x_i$  ausgewertet, die dann zur Berechnung der gewünschten Kennzahlen eingesetzt werden.

---

<sup>9</sup>Siehe Kapitel 3.2.2

### 3.2.2 Definition der ausgewerteten Parameter und Ergebnisse

Der Wärmeübergang wird wie gebräuchlich durch die Nusseltzahl entsprechend Gleichung (27) dimensionslos dargestellt.

Die Wandtemperatur  $T_w(x_{th})$  kann aus der gemessenen Temperatur  $T_{TE}(x_{th})$  auf der Ebene der Thermoelemente und dem durch Auswertung der Gleichung (35) bekannten Wandwärmestrom  $\dot{q}_w(x_{th})$  berechnet werden. Für zylindrische Wände gilt Gleichung (45).

$$T_w(x_{th}) = T_{TE} - \left| \frac{\dot{q}_w}{\lambda_w} r_w \ln \left( \frac{r_w}{r_{TE}} \right) \right| \quad (45)$$

Für die Fluidtemperatur  $T_m$  könnten zunächst verschiedene Definitionen in Frage kommen. Dies ergibt sich aus der Problematik der Temperaturmessung bei hohen Gasgeschwindigkeiten, wo zwischen der statischen Temperatur  $T$  und der Totaltemperatur  $T_t$  eine merkliche Differenz auftreten kann. In diesem Falle werden die gemessenen Wärmeübergangskoeffizienten üblicherweise entweder auf die sogenannte „adiabate Wand Temperatur“  $T_{aw}$  oder auf die Totaltemperatur (Temperatur im Stagnationspunkt)  $T_t$  bezogen. Diese beiden Temperaturen stehen über die Gleichung (25) im Verhältnis, wenn die Entsprechung  $T_{aw} = T_s$  eingesetzt wird. Der darin verwendete Recoveryfaktor  $r_s$  ist von dem Aufbau und der Positionierung des verwendeten Temperatursensors abhängig. Da im Falle der *ITHEX* Experimente kein realer Temperatursensor in der Strömung vorhanden ist, wird die Fluidtemperatur in Gleichung (27) mit der Totaltemperatur ausgewertet, also  $T_m = T_t = T + \frac{U_m^2}{2 c_p}$ . In Bezug auf die „adiabate Wand Temperatur“ kommt dies einer Annahme von  $r_s = 1$  gleich.

Neben dem Wärmeübergang sollen auch Ergebnisse für die Wandreibung gewonnen werden. Der dimensionslose Druckverlustbeiwert  $f$  nach Fanning ist definiert über das Verhältnis der Wandschubspannung  $\tau_w$  zum Staudruck  $1/2\rho U_m^2$  entsprechend Gleichung (46).

$$\tau_w = f \cdot \frac{\rho U_m^2}{2} \quad (46)$$

Zur besseren Unterscheidung sei angemerkt, dass in der Literatur zwei verschieden definierte Druckverlustbeiwerte häufig verwendet werden. Die entsprechenden Definitionen stammen von Fanning beziehungsweise von Darcy, und stehen in der Beziehung  $f_{Darcy} = 4 \cdot f_{Fanning}$ . In der vorliegenden Arbeit werden nur die Druckverlustbeiwerte nach Fanning verwendet.

Die Beziehung zwischen dem lokalen Druckverlustbeiwert und dem lokalen axialen Druckgradienten wurde in Gleichung (28) weiter oben bereits angegeben. Die experimentell durch Messung einer Druckdifferenz zwischen zwei Wandbohrungen bestimmten Druckverlustbeiwerte  $f_s(x_1, x_2)$  für einen Kanalabschnitt

$x_1 < x < x_2$ <sup>10</sup> werden nach Gleichung (48) aus den Messwerten berechnet, die aus der Impulserhaltungsgleichung für einen eindimensionalen Stromfaden (47) umgeformt wurde.

$$p_1 + \frac{\rho_1}{2}u_1^2 + \rho_1 \cdot g \cdot x_1 = p_2 + \frac{\rho_2}{2}u_2^2 + \rho_2 \cdot g \cdot x_2 + \Delta p_{V12} \quad (47)$$

$$\text{mit } \Delta p_{V12} = f_s(x_1, x_2) \cdot \frac{\rho_{12}}{2}u_{12}^2 \cdot \frac{A_{W12}}{A_{Q12}}$$

$$f_s(x_1, x_2) = \frac{p_1 - p_2}{\dot{m}^2} \cdot \frac{d_{h12}A_{Q12}^2}{x_2 - x_1} \cdot \frac{\rho_{12}}{2} + \left\{ \frac{d_{h12}}{4(x_2 - x_1)} \left[ \frac{\rho_{12}A_{Q12}^2}{\rho_1 A_{Q1}^2} - \frac{\rho_{12}A_{Q12}^2}{\rho_2 A_{Q2}^2} \right] \right\} \quad (48)$$

Der Summand in der zweiten Zeile erweitert die übliche Berechnungsformel, um die Dichteänderung des Mediums sowie die Querschnittsänderung des Kanals zu berücksichtigen.

Die Terme  $\rho \cdot g \cdot x$  in Gleichung (47) die den Schweredruck darstellen werden vernachlässigt, da sie bei den durchgeführten Experimenten maximal  $4Pa$  betragen und somit gegenüber den Reibungsdruckverlusten klein sind. Die mittlere Dichte  $\rho_{12}$  zwischen den beiden Kontrollstellen wird berechnet zu

$$\rho_{12} = \frac{1}{2R} \left( \frac{p_1 T_2 + p_2 T_1}{T_1 T_2} \right) \quad (49)$$

Die benötigten geometrischen Größen werden aus dem gemessenen Verlauf der Spaltgeometrie bestimmt. Im Falle der Ringspaltgeometrie werden Gleichungen (50) und (51) ausgewertet, wobei die Funktionen der Wandradien  $r_{w,i}$  und  $r_{w,a}$  abschnittsweise linear zwischen den gemessenen Stützstellen interpoliert werden.

$$A_{W12} = 2\pi \left\{ \int_{x_1}^{x_2} r_{w,i}(x)dx + \int_{x_1}^{x_2} r_{w,a}(x)dx \right\} \quad (50)$$

$$A_{Q12} = \frac{\pi}{x_2 - x_1} \left\{ \int_{x_1}^{x_2} r_{w,a}^2(x)dx - \int_{x_1}^{x_2} r_{w,i}^2(x)dx \right\} \quad (51)$$

Die Spaltweite des Flachspaltes konnte nicht punktweise vermessen werden, so dass hier die nominellen Werte im ganzen Kanal konstant angenommen werden.

---

<sup>10</sup>Die Indices 1 und 2 beziehen sich hier nicht wie im übrigen Text auf das Eintritts- oder Austrittsplenum, sondern auf beliebige Orte innerhalb des Kanals.

In der Literatur werden für den scheinbaren Druckverlustbeiwert Korrelationen  $f_s(x_1 = 0, x_i)$  für verschiedene hydraulische Bedingungen angegeben. Um direkte Vergleichswerte zu messen, müsste die erste Druckerbohrung an der Stelle  $x = 0$  eingebracht sein. Gerade dort führen jedoch aufgrund des großen Druckgradienten  $dp/dx$  kleine Positionierungsfehler zu hohen Variationen im gemessenen Druck  $p(x_1)$ . Bei den untersuchten Testeinätzen befinden sich die ersten Druckerbohrungen daher erst etwas weiter stromabwärts. Um eine Größe zu erhalten, die den Vergleich der Messwerte aus den beiden Geometrien zulässt, wird hier der scheinbare lokale Reibungsbeiwert  $f_s^*$  nach Gleichung (52) eingeführt.

$$f_s^*(x_i) = f_s(x_A, x_i) \quad \text{nach Gl.(48) mit} \quad x_A - x(x_{hy} = 0) = 2.5 \cdot d_h \quad (52)$$

Der Druck an der Stelle  $x_A$  mit dem Abstand  $2.5 \cdot d_h$  zu der letzten Querschnittsverengung wird durch lineare Interpolation zwischen den beiden umgebenden Druckmessstellen bestimmt.

Um diese Werte mit Korrelationen vergleichen zu können, die den Druckverlustbeiwert  $f_s(0, x_{hy})$  im Einlauf ab  $x_{hy} = 0$  beschreiben, wird folgende Umrechnung angewendet:

$$f_s(x_A, x_i) = \frac{f_s(0, x_i) \cdot x_i - f_s(0, x_A) \cdot x_A}{x_i - x_A} \quad (53)$$

Diese Umrechnung basiert auf der in Kakac [1] angegebenen Definitionsgleichung für den scheinbaren Druckverlustbeiwert  $f_{app}$ , der dem hier definierten Druckverlustbeiwert  $f_s$  entspricht, wenn eine konstante Dichte vorliegt.

Um den vorliegenden Strömungszustand zu definieren werden die üblichen Kennzahlen der Strömungslehre verwendet.

Die in der vorliegenden Arbeit zugrunde gelegte Definition der Reynoldszahl  $Re$  nach Gleichung (54) wird mit dem hydraulischen Durchmesser  $d_h$  nach Gleichung (55) und der massenstromgemittelten Geschwindigkeit  $U_m$  nach Gleichung (40) gebildet.

$$Re = \frac{U_m \cdot d_h}{\nu} \quad (54)$$

$$d_h = 4 \cdot \frac{A_Q}{S_W} \quad (55)$$

Es sei angemerkt, dass in der Literatur einige unterschiedliche Definitionen der Reynoldszahl zur Anwendung kommen, insbesondere bei ebenen und rechteckigen Kanälen verwenden die verschiedenen Autoren mehrere unterschiedliche Bezugsgrößen. Werden in dieser Arbeit entsprechende Ergebnisse zitiert, wird entweder eine Umrechnung nach Gleichung (54) durchgeführt oder die jeweilig verwendete

Definitionsgleichung zu der Reynoldszahl mit angegeben. Für ideale Gase lässt sich Gleichung (54) in Gleichung (56) umformen, so dass die Abhängigkeit von den direkten Messgrößen sichtbar wird.

$$Re = \dot{m} \cdot \frac{d_h}{A_Q} \cdot \frac{1}{\mu(T)} \quad (56)$$

Bei einer gegebenen Geometrie ist die Reynoldszahl also nur vom Massenstrom  $\dot{m}$  und von der dynamischen Viskosität  $\mu$  abhängig. Bei unbeheizten Gasströmungen, wenn die Dissipation wie im vorliegenden Fall vernachlässigbar ist, bleibt die Reynoldszahl, die für den Eintrittszustand gebildet wurde, über die gesamte Lauflänge repräsentativ. Zur Beschreibung der experimentellen Parameter wird entweder die Reynoldszahl  $Re(x)$ , gebildet mit dem Gaszustand an einer bestimmten axialen Position  $x$ , angegeben oder  $Re_Z$  an einem definierten thermodynamischen Zustandspunkt  $Z$ . Die Reynoldszahl  $Re_1$  nach Gleichung (57) wird mit dem im Plenum gemessenen Gaszustand gebildet und auf die nominelle Geometrie des Kanals bezogen. Die Reynoldszahl  $Re_1$  wurde als Zielgröße zur Einstellung und Regelung der Stellgrößen während der Experimente herangezogen, da die zur Berechnung benötigten Größen bereits zur Versuchslaufzeit bekannt sind. Die Kenngrößen der nominellen Geometrie der eingesetzten Kanäle gibt Tabelle 10 im Anhang A an.

$$Re_1 = \dot{m} \cdot \frac{d_{h,nom}}{A_{Q,nom}} \cdot \frac{1}{\mu(T_1)} \quad (57)$$

Die Machzahl  $Ma$  der Kanalströmung wird nach Gleichung (58) aus dem Verhältnis der mittleren Strömungsgeschwindigkeit  $U_m$  zu der Schallgeschwindigkeit  $c = \sqrt{\kappa RT}$  gebildet und unter der Annahme eines idealen Gases umgeformt.

$$Ma = \frac{U_m}{c} = \frac{\dot{m}}{A_Q} \cdot \sqrt{\frac{R}{\kappa}} \cdot \frac{\sqrt{T}}{p} \quad (58)$$

Durch die reziproke Druckabhängigkeit nimmt die Machzahl einer unbeheizten Kanalströmung aufgrund des Reibungsdruckverlustes mit der Lauflänge der Strömung zu. Der Betriebspunkt eines Experimentes wird durch die Machzahl  $Ma_1$  nach Gleichung (59) gekennzeichnet, worin die Stoffdaten im Plenumzustand sowie die nominelle Kanalgeometrie eingehen.

$$Ma_1 = \frac{\dot{m}}{A_{Q,nom}} \cdot \sqrt{\frac{R}{\kappa_1}} \cdot \frac{\sqrt{T_1}}{p_1} \quad (59)$$

Im Falle von beheizten Experimenten wird die Intensität der Beheizung durch den in Gleichung (60) definierten dimensionslosen Parameter  $q^+$  quantifiziert.

$$q^+ = \frac{\dot{q}_w \cdot A_Q \cdot \beta}{\dot{m} \cdot c_p} \quad \text{mit} \quad \beta = -\frac{1}{\rho} \cdot \left( \frac{\partial \rho}{\partial T} \right)_{p=const} \quad (60)$$

Für ein ideales Gas gilt  $\beta = 1/T$ . Unter Annahme dieser Voraussetzung wird in Gleichung (61) der Parameter  $q_1^+$  bezogen auf den Plenumszustand des Gases definiert, der direkt aus den Messgrößen eines Experimentes und der Geometrie des Testeinbaues hervorgeht. Es ist darin  $\dot{Q}_w$  die Summe der Heizleistungen über alle Wände des Kanals.

$$q_1^+ = \frac{\dot{q}_w \cdot A_Q}{\dot{m} \cdot c_p(T_1) \cdot T_1} = \frac{\dot{Q}_w}{\dot{m} \cdot c_p(T_1) \cdot T_1} \cdot \frac{A_Q}{A_W} \quad (61)$$

Der Autor betrachtet es als nützlich, Gleichung (61) unter der Annahme eines perfekten Gases mit  $c_p = \text{const}$  weiter umzuformen um die Bedeutung des somit gewonnenen Parameters  $q^{+*}$  herauszustellen.

$$q^{+*} = \frac{T_2 - T_1}{T_1} \cdot \frac{A_Q}{A_W} = \frac{T_2 - T_1}{T_1} \cdot \frac{d_h}{4 L_{hz}} \quad (62)$$

Aus Gleichung (62) wird ersichtlich, dass es sich bei der Größe  $q^+ \approx q^{+*}$  um eine relative Temperaturerhöhung handelt, skaliert mit dem Verhältnis des Strömungsquerschnittes  $A_Q$  zu der beheizenden Wandfläche  $A_W$ . Dieses Verhältnis ist auch proportional zu dem Verhältnis aus dem hydraulischen Durchmesser und der beheizten Länge des Kanals.

### Implementierung des Auswerteverfahrens als C++ Programm

Die beschriebenen Verfahren zur Auswertung des Druckverlustes und des Wärmeüberganges wurden als C++ Programm IDA - ITHEX Data Analysis selbst geschrieben. Dieses Programm liest die Ausgabedateien der Messwerterfassung ein und führt die iterative Lösung der Gleichungen 43 und 44 für vorgegebene Stellen  $X$  aus. Die Iteration wird abgebrochen wenn die beiden Bedingungen

$$\begin{aligned} 10^{-6} &> \epsilon_E \cdot \frac{\dot{m}}{\dot{Q}_{wf}(x)} \\ 10^{-6} &> \epsilon_I/p(x) \end{aligned}$$

erfüllt sind.

Für die Anwendung des beschriebenen Ansatzes zur Ermittlung der lokalen Nusseltzahlen muss ein axiales Temperaturprofil vorgegeben sein. Da das experimentell ermittelte axiale Temperaturprofil nicht als kontinuierliche Funktion  $T_{TE}(x)$  vorliegt, sondern nur einige örtlich diskrete Stützstellen aus den Messungen von Thermoelementen existieren, müssen die Ableitungen  $(T_{TE}(x))'$  und  $(T_{TE}(x))''$  approximiert werden. Für jede der 6 verschiedenen axialen Positionen liegen bis zu 3 am Umfang verteilte Messwerte vor. Um Ausreißer von der Auswertung auszuschließen wird der Median der 3 Messwerte ermittelt. An diese 6 Medianwerte

wird durch Minimierung der Fehlerquadrate ein Polynom dritter Ordnung angepasst, welches den Temperaturverlauf repräsentiert. Diese Aufgabe wird von der Software GNUPLOT [66] übernommen, die den Marquardt-Levenberg Algorithmus implementiert. Die lokalen Werte der ersten und zweiten Ableitung können für das Polynom leicht berechnet werden.

Die Stoffdaten  $\rho$ ,  $\lambda$ ,  $\mu$ ,  $h$  für die Gase  $He$ ,  $N_2$  und  $Ar$  wurden in Tabellenform von NIST [38] bezogen. Die Daten von trockener Luft wurden dem VDI-Wärmeatlas [41] entnommen. Durch dieses Vorgehen wird die Dichte der Stoffe als Realgas berücksichtigt<sup>11</sup>. Die Stoffwerte sind als Funktion der Temperatur und des Druckes gegeben. Die Schrittweite der Temperatur beträgt  $5K$ . Für Temperaturen zwischen den Stützstellen wird eine Interpolation mit einem Taylor-Polynom 2. Ordnung durchgeführt, welches um die nächste tabellierte Stützstelle entwickelt wird. Die Abhängigkeit des Druckes auf die Stoffwerte ist klein, daher wird zwischen den Stützstellen im Abstand  $500hPa$  linear interpoliert. Die Programmbibliothek für Stoffwerte kann die Mischung von verschiedenen Spezies berücksichtigen. Im vorliegenden Fall wurden Mischungen aus dem Hauptanteil ( $He$ ,  $N_2$ ,  $Ar$ ) mit trockener Luft<sup>12</sup> und Wasserdampf gebildet. Der Anteil einer Spezies  $i$  im Gemisch von insgesamt  $N$  Spezies wird über deren Molenbruch  $X_i$  nach Gleichung (63) angegeben. Für die Berechnung der Gemischeigenschaften (Index M) werden entsprechend dem in [73] vorgeschlagenen Schema die Gleichungen (64) - (67) angewendet.

$$X_i = n_i / \sum_{j=1}^N n_j \quad (63)$$

$$M_M = \sum_{i=1}^N X_i M_i \quad \text{bzw.} \quad \rho_M = \left( \sum_{i=1}^N X_i / \rho_i \right)^{-1} \quad (64)$$

$$c_{p,M} = \sum_{i=1}^N X_i M_i c_{p,i} \quad (65)$$

$$\mu_M = \sum_{i=1}^N \left( (X_i \mu_i) \cdot \left( \sum_{j=1}^N X_j \Phi_{ij} \right)^{-1} \right) \quad (66)$$

$$\text{mit} \quad \Phi_{ij} = \frac{1}{\sqrt{8}} \left( 1 + \frac{M_i}{M_j} \right)^{-1/2} \left[ 1 + \left( \frac{\mu_i}{\mu_j} \right)^{1/2} \left( \frac{M_j}{M_i} \right)^{1/4} \right]^2$$

$$\lambda_M = \frac{1}{2} \left( \sum_{i=1}^N X_i \lambda_i + \left( \sum_{i=1}^N X_i / \lambda_i \right)^{-1} \right) \quad (67)$$

<sup>11</sup>Alternativ kann die geschriebene Programmbibliothek die Dichte auch entsprechend dem Gesetz für ideale Gase aus der angegebenen Molmasse berechnen, falls für die betreffende Gasspezies zu wenige Stützstellen angegeben werden.

<sup>12</sup>Das Gemisch „trockene Luft“ wurde als homogene Spezies behandelt.

Aus dem punktweise berechneten axialen Profil der verschiedenen Strömungskenngrößen und der gemessenen Wandtemperatur werden die Werte der Nusseltzahlen  $Nu(x_i)$  und die Reibungsbeiwerte  $f(x_i)$  abgeleitet, ebenso weitere Kennzahlen wie  $Re(x_i)$  und  $Ma(x_i)$ . Zur Berechnung der Nusseltzahlen werden diese Positionen in dem Intervall  $10\text{mm} \leq x_{th} \leq 30\text{mm}$  gewählt, in welchem die der Analyse zugrunde liegenden Annahmen als gültig angenommen werden. Im beheizten Fall existieren nur zwei Stützstellen für das axiale Druckprofil. Die Reibungsbeiwerte werden nach Gleichung 48 zwischen den beiden Stützstellen ermittelt. Im adiabaten Fall liegen mehrere Stützstellen für den Druck vor, hier werden lokale Größen gebildet. Die Ergebnisse werden von dem Programm zur Weiterverarbeitung und Darstellung in Tabellenform ausgegeben.

### 3.2.3 Numerisches Modell mit konjugierter Wärmeübertragung

Bei dem im den Kapitel 3.2.1 weiter oben beschriebenen Verfahren wird vorausgesetzt, dass der axiale Wärmestrom  $\dot{Q}_{ax}(x)$  durch den Wandquerschnitt mit der Gleichung (32) aus dem gemessenen axialen Temperaturprofil der in der Wand eingelöteten Thermolemente bestimmt werden kann. Um diese Annahme zu verifizieren, wurde ein Rechenmodell erstellt, welches die zweidimensionale Wärmeleitung innerhalb der beheizten Wände berücksichtigt. Für die Berechnungen des Temperaturfeldes in dem zylindrischen Testeinsatz *R0.6/TX* wird Symmetrie in Umfangsrichtung angenommen. Das Rechenmodell wurde als C++ Programm mit der Bezeichnung `INA - ITHEX Numerical Analysis` selbst geschrieben.

Die Gasströmung wird als eindimensionaler Stromfaden behandelt, wobei die Erhaltungsgleichungen für Masse, Impuls und Energie über kurze Abschnitte (Zellen)  $\Delta x$  gelöst werden. Der Stromfaden steht mit der Wand in Impuls- und Energieaustausch durch Wandschubspannung und Wandwärmestrom. Dabei wird der axiale Verlauf des Reibungsbeiwertes  $f(x)$  und der Nusseltzahl  $Nu(x)$  vorgegeben, wobei entweder Korrelationen, oder eigene experimentelle Ergebnisse eingesetzt werden können. Am Eingang wird der Massenstrom  $\dot{m}$ , die Eingangstemperatur  $T_{m,1}$  und der Eingangsdruck  $p_1$  des Gases vorgegeben. In jeder Zelle des Kanals werden die lokalen Stoffdaten  $\rho(p, T)$ ,  $\mu(T)$ ,  $\lambda(T)$  und  $c_p(T)$  aus dem lokalen Gaszustand für das vorgegebene Gasgemisch berechnet.

Die Stoffwerte  $\mu$ ,  $\lambda$  und  $c_p$  werden hier durch Polynome 4. Grades berechnet, deren Koeffizienten für den erforderlichen Temperaturbereich angepasst wurden. Die Druckabhängigkeit erwies sich im untersuchten Bereich als gering, es wurden daher die Stoffwerte für  $p = 0.25\text{MPa}$  eingesetzt. Durch dieses Verfahren wird im Vergleich zu der etwas genaueren Methode, die bei dem im Kapitel 3.2.2 beschriebenen Programm *IDA* eingesetzt wurde, erheblich Rechenzeit eingespart. Die Dichte  $\rho$  wird entsprechend einem idealen Gas aus Druck, Temperatur und Molmasse berechnet.

Zur Berechnung der Wärmeströme in der Wand ist diese in ein blockstrukturiertes

Rechengitter aufgeteilt. Für jede Gitterzelle wird eine Wärmestrombilanz aus interner Wärmefreisetzung (bei den elektrischen Heizern), Wärmeleitung zu den Nachbarzellen nach dem Fourier'schen Gesetz, sowie dem instationären Term aufgestellt. Die Temperatur vor dem ersten Zeitschritt, sowie gegebenenfalls die interne Wärmeleistung im Falle einer Zelle, welche einen Heizerdraht beinhaltet, werden vorgegeben. Die Stoffdaten  $\lambda(T)$  und  $c_p(T)$  jeder Zelle werden für den vorgegebenen Feststoff berechnet.

Zusammen mit den Bilanzgleichungen für den Gasstrom wird so das Temperaturfeld in den beiden Wänden in einem expliziten Zeitschrittverfahren gelöst. Die Diskretisierung der Gleichungen erfolgt dabei erster Ordnung.

Beispielhaft für die Ergebnisse ist in Abbildung 12 das Temperaturfeld für den Fall 180505e/NX<sup>13</sup>. als Farbdarstellung visualisiert. In diesem Fall wurde eine Heliumströmung mit dem Massenstrom  $\dot{m} = 5.88g/s$ , der Eintrittstemperatur  $T_{m,1} = 301.6K$  und dem Eingangsdruck  $p_1 = 0.389MPa$  vorausgesetzt, die elektrische Heizleistung im inneren Zylinder betrug  $\dot{Q}_i = 425,4W$ , im äußeren Zylinder  $\dot{Q}_a = 417W$  ( $Re_1 \approx 6\,000$ ,  $q_1^+ = 0.0005$ ). Für die lokalen Nusseltzahlen wurden die experimentell bestimmten Werte eingesetzt, die in Abbildung 11 aufgetragen sind<sup>14</sup>. Die Berechnung wurde nach 502000 Zeitschritten abgebrochen, was einer simulierten Echtzeit von 502s entspricht. Anhand des zeitlichen Temperaturverlaufes einiger ausgewählter Monitorzellen wurde festgestellt, dass sich die Rechnung bereits in einem weitgehend stationären Zustand befand.

In Abbildung 13 ist die für diesen Fall berechnete axiale Wärmestromdichte  $\dot{q}_{ax}(x, r)$  jeder Zelle des beheizten Innenzylinders als Funktion der axialen Koordinate  $x_{th}$  aufgetragen. Es ist ersichtlich, dass die axiale Wärmestromdichte im Bereich  $5mm \leq x_{th} \leq 40mm$  über den Querschnitt nur geringfügig variiert, und dass der Wert bei  $r = 14mm$ , wo sich die Thermolemente befinden, in etwa einen Mittelwert darstellt.

Mit diesem Befund wird die Anwendbarkeit des in Kapitel 3.2.1 weiter oben vorgestellten, vereinfachten Modells zur Ableitung von lokalen Nusseltzahlen aus dem Wandtemperaturprofil, für den untersuchten Testeinheit *R0.6/TX* gerechtfertigt.

Anstatt Nusseltzahlen aus einer aus der Literatur bekannten Korrelation zu verwenden, können auch die mit der Methode aus Kapitel 3.2.1 experimentell gefunden Nusseltzahlen für die Rechnung verwendet werden, um so ein Temperaturfeld zu erhalten, welches direkt mit den in den Thermolementen gemessenen Temperaturen verglichen werden kann. Ein solcher Vergleich kann anhand der Abbildung 14 angestellt werden. Aufgetragen ist die Temperaturdifferenz  $T_{TE}(x) - T_{m,1}$  der Thermolemente über der beheizten Lauflänge  $x_{th}$ . Für die ersten drei ( $x_{th} < 15mm$ ) Temperaturmessstellen liegt in diesem Fall eine her-

---

<sup>13</sup>Die experimentellen Ergebnisse für diesen Fall sind in Tabelle 23 eingetragen.

<sup>14</sup>Außerhalb des Bereiches, für den Messwerte vorliegen, wird die Nusseltzahl konstant extrapoliert.

vorrangende Übereinstimmung zwischen dem Experiment und der Rechnung vor, bei den hinteren drei ( $x_{th} > 15mm$ ) Messstellen tritt eine Differenz von bis ca.  $5K$  zwischen Rechnung und Messung auf. Es wurde auch bei Vergleichen anderer Messreihen mit den dazugehörigen Rechnungen gefunden, dass die berechneten Temperaturen im Allgemeinen etwas höher ausfallen als die gemessenen. Eine mögliche Ursache ist ein Wärmeverlust im Experiment, der in dem Rechenmodell nicht berücksichtigt wurde, beziehungsweise eine tendenziell zu niedrige Abschätzung der Nusseltzahlen mittels der in Kapitel 3.2.1 weiter oben beschriebenen Methode (IDA).

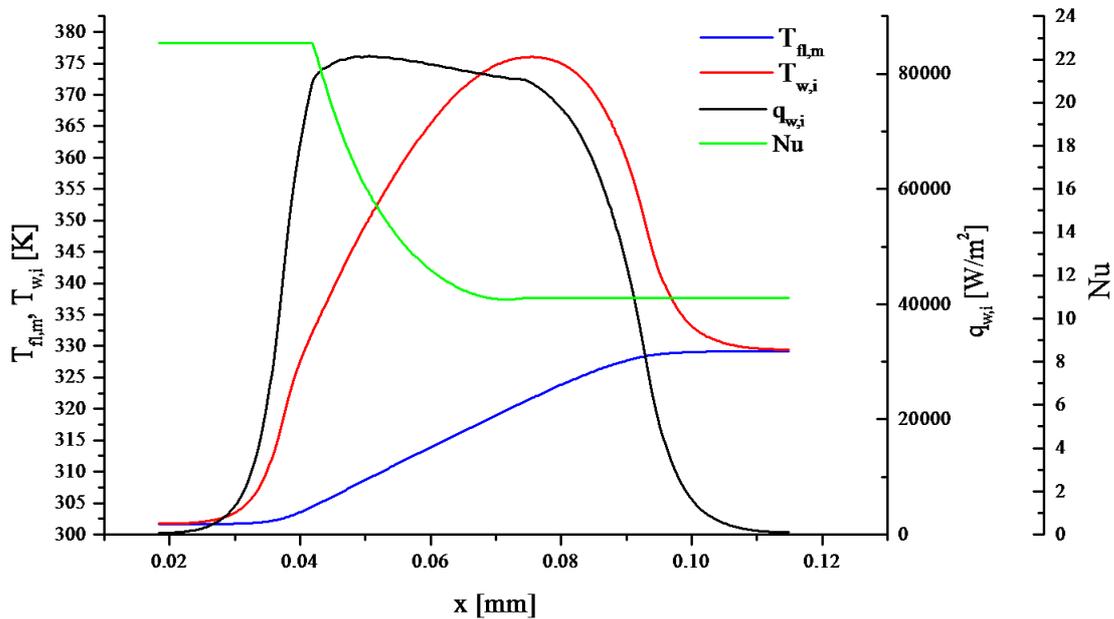


Abbildung 11: Axialer Verlauf der vorgegebenen Nusseltzahl  $Nu(x)$  und der berechneten Temperaturen des Gases  $T_{fl,m}(x)$  und der Wand  $T_w(x)$  für den Fall 180505e/NX. Heizbereich  $0.039m \leq x \leq 0.091m$ , vgl. Abbildung 12.

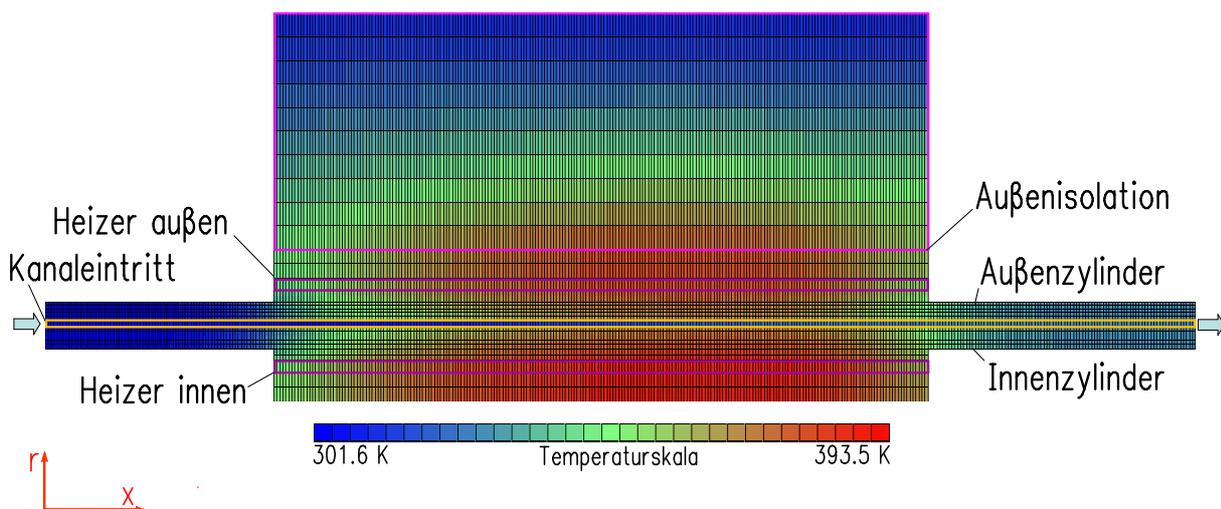


Abbildung 12: Berechnetes Temperaturfeld (Fall 180505e/NX) in den beiden beheizten Zylindern und der Gasströmung. Einzelne Regionen des Rechnetetzes sind gemäß ihrer Bedeutung gekennzeichnet. Vgl. Abbildung 40, Seite 93.

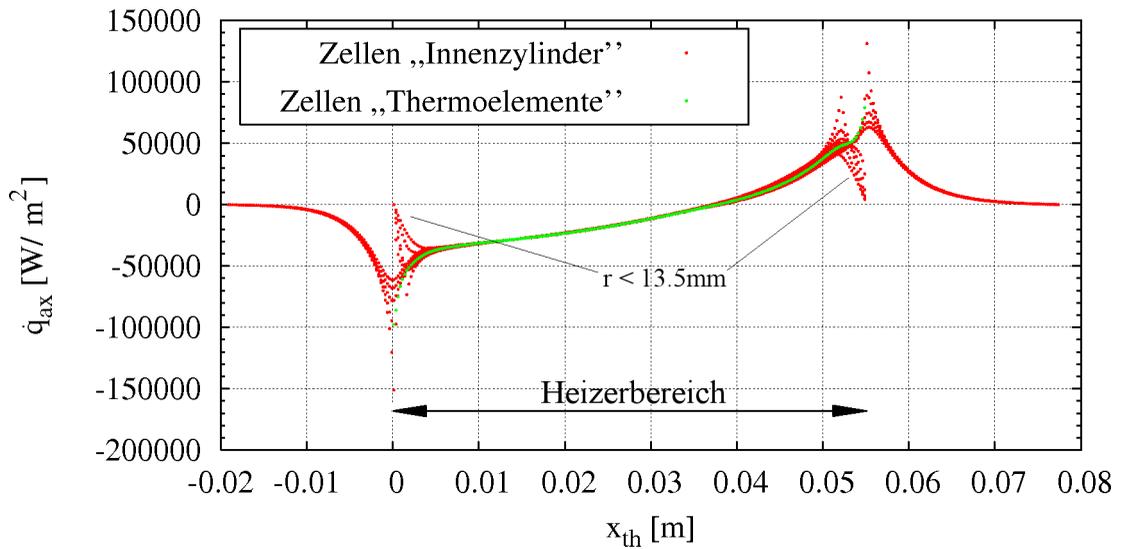


Abbildung 13: Axialer Verlauf des axialen Wärmestromes  $\dot{q}_{ax}(x, r)$  (Fall 180505/NX) geplottet für alle Zellen des inneren beheizten Zylinders (rot), zusätzlich hervorgehoben die Werte der Zellen mit  $r = 14\text{mm}$ , wo sich im realen Testeinatz die Thermoelemente befinden (grün). Vgl. Abbildung 40, Seite 93.

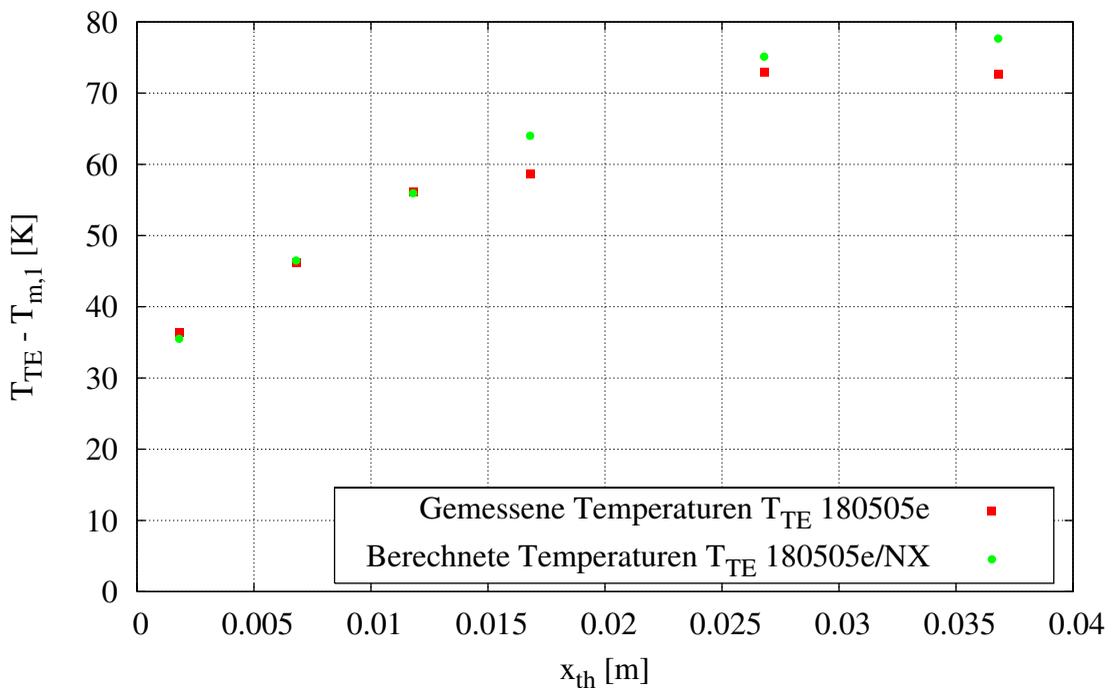


Abbildung 14: Vergleich der Temperaturen  $T_{TE}$  aus der direkten Messung 180505e und der INA-Rechnung 180505e/NX, wobei in die Rechnung die zuvor mit IDA experimentell bestimmten Nusseltzahlen  $Nu(x)$  eingesetzt wurden.

## 3.3 Strömungsfelder und Reibungsbeiwerte in Rechteck-Minikanälen

### 3.3.1 Aufbau der Testeinsätze

Der Testeinsatz mit rechteckigem Querschnitt wird durch zwei aus PVC gefrästen Hälften geformt, die mit Hilfe von Abstandshaltern und Stiften zueinander positioniert werden. Dieser Einsatz mit quaderförmiger Grundform wird in einen Rahmen aus Aluminium eingesetzt, an dem die Anschlussflansche für die Zu- und Ableitungen der Strömung eingearbeitet sind. Seitlich wird der Strömungskanal durch demontierbare Backen abgeschlossen, die durch Schrauben gehalten werden und mit einem umlaufenden Elastomerdichtring gegen die Umgebung abgedichtet sind. Die Toleranzen für den PVC Einsatz und den Aluminiumrahmen sind so gewählt, dass ein leichtes Übermaß des PVC Einsatzes das Entstehen eines Spaltes zwischen dem Einsatz und den demontierbaren Backen verhindert. Diesen Zusammenbau (zur besseren Sichtbarkeit des Strömungskanals vorne ohne Seitenbacke) zeigt die in Abbildung 15 (auf Seite 48) dargestellte 3D-CAD Zeichnung. In eine der beiden Backen sind im regelmäßigen Abstand von  $8\text{mm}$  entlang der Mittelachse Wandanbohrungen mit dem Durchmesser  $\varnothing 0.3\text{mm}$  eingebracht, wo mit Schläuchen Druckmessgeräte zur Messung des statischen Druckes angeschlossen sind. In die andere Backe ist ein Glasfenster eingesetzt, welches den optischen Zugang für die Messungen mit dem Laser Doppler Anemometer erlaubt. Fotografien des gesamten Versuchsaufbaus zeigen die Abbildungen 16 und 17.

Den zweidimensionalen Verlauf der Kanalgeometrie sowie die Lage der Wandanbohrungen zur Druckmessung zeigt Abbildung 15. Aus dem runden KF-40 Anschlussflansch tritt die Strömung in den PVC-Einsatz ein. Es schließt sich ein Übergangsdiffusor an, dessen rechteckiger Querschnitt eine konstante Höhe von  $17\text{mm}$  aufweist, dessen Breite jedoch über  $25\text{mm}$  hinweg von  $28\text{mm}$  auf  $45\text{mm}$  zunimmt. Dieser Querschnitt ( $17\text{mm} \times 45\text{mm}$ ) bleibt im Zulaufplenum der Grundform auf einer Länge von  $26\text{mm}$  konstant. Beim Übergang aus dem Plenum in den Minikanal vermindert sich die Kanalhöhe der Grundform sprunghaft von  $17\text{mm}$  auf  $1\text{mm}$ . Der Querschnitt der Spaltweite  $s = 1\text{mm}$  und der Breite von  $45\text{mm}$  bleibt auf einer Länge von  $81.5\text{mm}$  erhalten und bildet den untersuchten Minikanal. Am Ende des Minikanals wird die Breite durch die beiden seitlichen Abstandshalter um jeweils  $5\text{mm}$  auf  $35\text{mm}$  reduziert. Über einen stumpfen Diffusor gelangt die Strömung aus dem Minikanal in den KF-40 Flansch am Austritt. Die beschriebene Grundgeometrie wird kurz als *17-T-1* bezeichnet. In das Eintrittsplenum können jedoch die in Abbildung 6 (auf Seite 22) grün dargestellten Keile eingesetzt werden, so dass eine ebene Eintrittsdüse der Länge  $25\text{mm}$  aus dem Übergangsdiffusor in den Minikanal führt. Diese Variante wird kurz als *17-V-1* bezeichnet. Die geometrischen Kennwerte des Strömungsquerschnittes und Angaben zur Oberflächenbeschaffenheit sind im Anhang A in den Tabellen 10

und 11 angegeben.

### 3.3.2 Laser Doppler Anemometer System und Datenanalyse

#### Aufbau des LDA-Systems

Die Laser Doppler Anemometrie nutzt die Frequenzverschiebung von Laserlicht aus, welches von bewegten Partikeln gestreut wird, um daraus die Geschwindigkeit der Partikel zu bestimmen. Sind diese Partikel schlupfarm in einer Strömung suspendiert, eignet sich das Verfahren, um die Strömungsgeschwindigkeit zu bestimmen. Die Grundlagen von Laser Doppler Anemometer Systemen zur Messung von Strömungsgeschwindigkeiten erläutert Durst [67] umfassend.

Das hier verwendete System basiert auf einem kommerziellen System der Firma DANTEC, welches an die vorliegende Messaufgabe angepasst wurde. Die Anordnung dieses Systems am Messplatz ist in der Abbildung 17 gezeigt. Als Laser-Lichtquelle wird ein Argon-Ionen-Laser der Ausgangsleistung  $400mW$  (verteilt auf mehreren Wellenlängen) verwendet. In der Strahlteilereinheit wird der einfallende Laserstrahl durch eine Bragg-Zelle (akusto-optischer Modulator) in zwei Strahlen aufgeteilt, wobei die Frequenz eines der beiden austretenden Strahlen gegenüber dem anderen um die Anregungsfrequenz der Zelle von  $40MHz$  angehoben wird. Diese beiden Strahlen werden danach in einem Farbteiler aufgespalten. Es werden dadurch einzelne Strahlen in den Farben der einzelnen Emissionslinien des Lasers erzeugt, wobei pro Emissionslinie ein Strahl frequenzverschoben, und ein Strahl im Grundzustand vorliegt. Für den verwendeten LDA Aufbau werden ab hier nur die beiden Strahlen der Wellenlänge  $488nm$  verwendet. Diese werden durch eine Faseroptik in die Sendeoptik am Messort geleitet, wo durch ein Linsensystem die Fokussierung der beiden Strahlen zur Erzeugung des Messvolumens bewerkstelligt wird. Die im Messvolumen zur Verfügung stehende Lichtleistung beträgt ca.  $40mW$ . Das Licht, welches von Partikeln zurückgestreut wird, die sich im Messvolumen befinden, wird in der gleichen Optik in Rückstreuung aufgefangen, mittels einer weiteren Linse in einen Lichtwellenleiter fokussiert und damit zu einem Photomultiplier geleitet. Das elektrische Signal des Photomultipliers wird von einer speziellen Auswerteelektronik (Burst Spectrum Analyzer, BSA) weiterverarbeitet. Die Verarbeitung besteht aus einer Vorverstärkung und verschiedenen analoger Filterstufen, der Digitalisierung und der prozessorgestützten Frequenzanalyse (basierend auf FFT) und Signalvalidierung. Die digitalen Ausgabedaten, welche an diesem Stand der Verarbeitung pro Partikel auf eine Ankunftszeit, Durchflugszeit und einen Geschwindigkeitswert reduziert wurden, werden auf einem PC dargestellt und abgespeichert.

Um den vorliegenden kleinen Längenskalen der Strömungsgeometrie gerecht zu werden, wurde eine Fokussierungsoptik eingesetzt, welche ein Messvolumen mit den in Abbildung 18 angegebenen Eigenschaften erzeugt. Die einhüllende Funk-

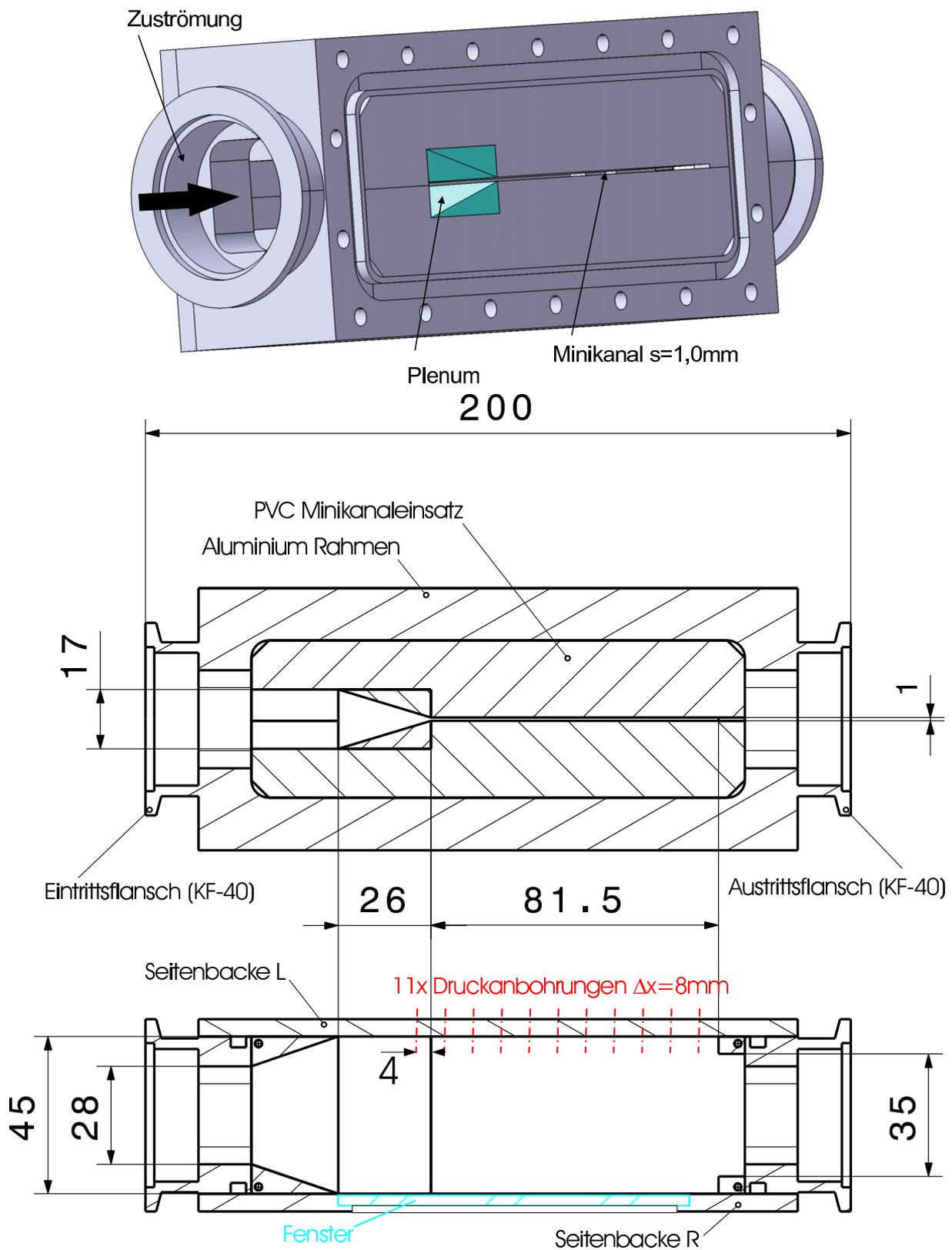


Abbildung 15: 3D CAD Ansicht des rechteck-Minikanals mit der 17-V-1-Düsenform sowie Längsschnitte (in  $xy$ -Ebene und  $xz$ -Ebene durch die Kanal-Mittelachse) mit Hauptabmessungen.

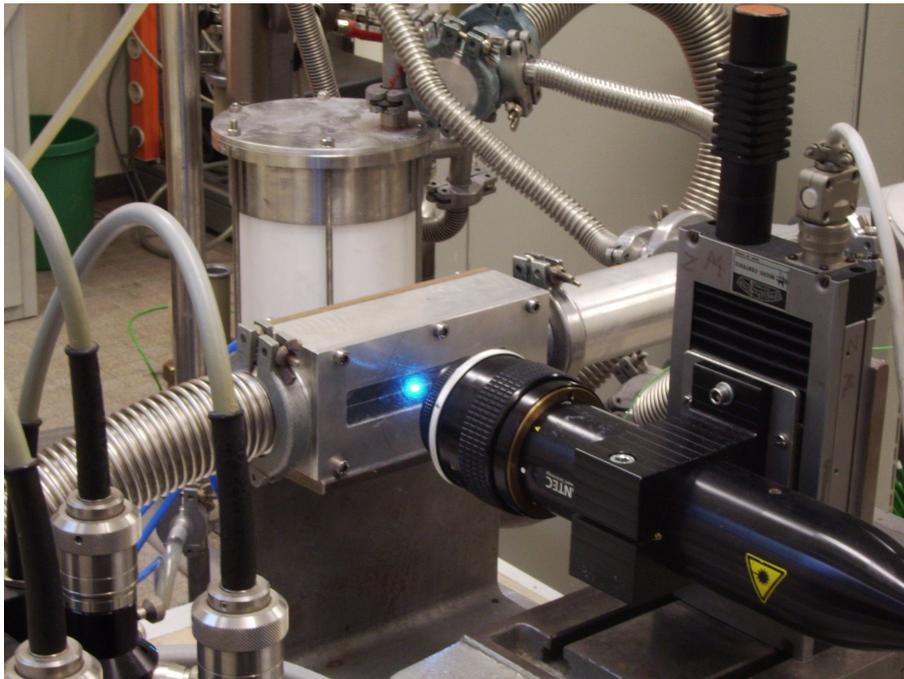


Abbildung 16: Ansicht des Rechteckkanals mit optischem Zugang im Versuchsaufbau. Als optischer Zugang für die LDA Sonde ist seitlich ein Fenster angebracht, auf dem Reflektionen des blauen Laserlichts zu erkennen sind.

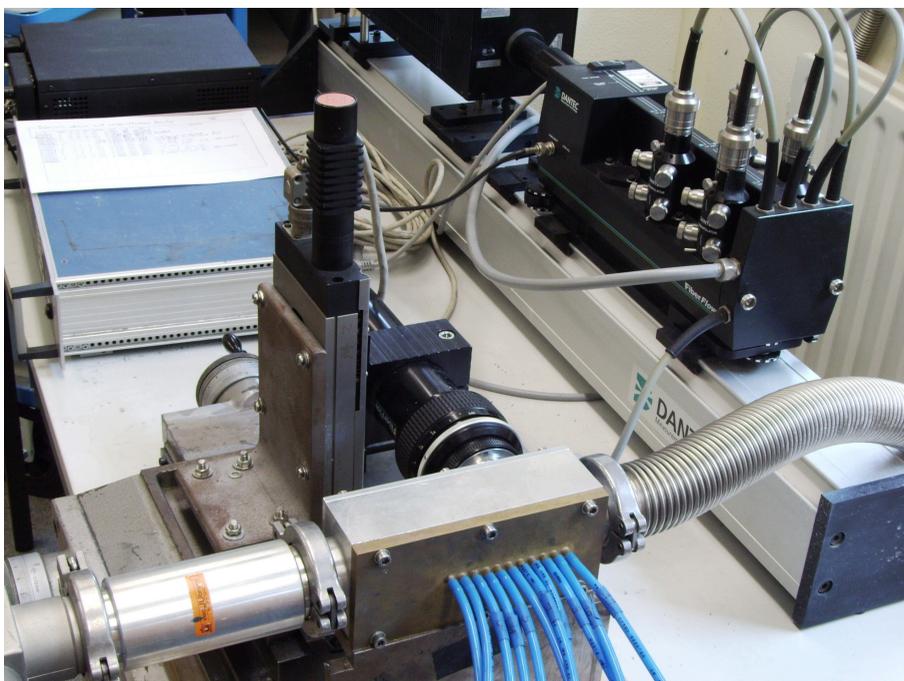
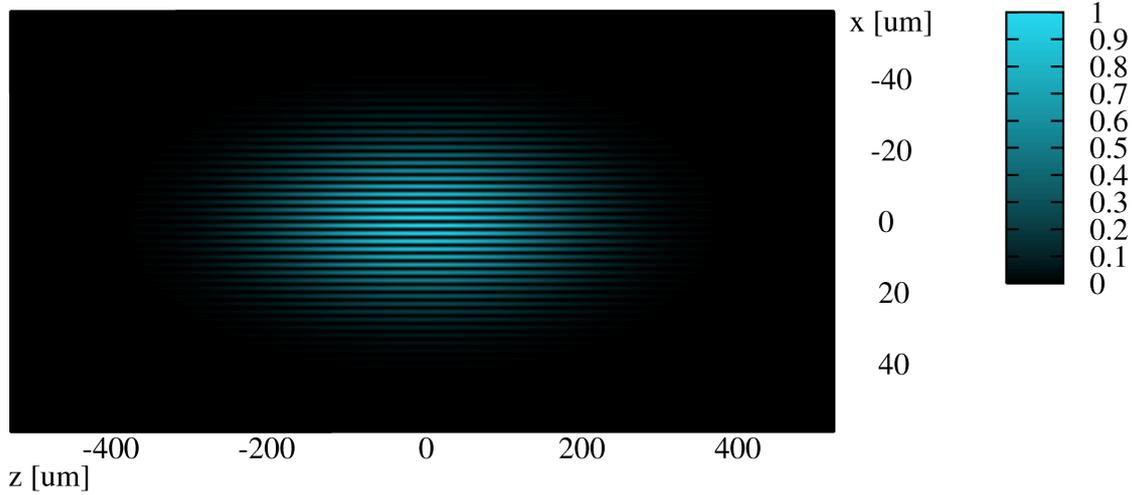


Abbildung 17: Versuchsaufbau für LDA- und Druckverlustmessungen am Rechteckkanal. Sichtbar ist der Testeinsatz mit Druckschläuchen, gegenüberliegend die LDA-Sonde, montiert auf der  $\mu m$ -Traversierungseinheit, sowie der Laser und die Strahlteilereinheit.

tion der Lichtintensität im Messvolumen wird annäherungsweise durch ein Rotationsellipsoid beschrieben, mit den Achslängen  $L_{MV}$  und  $D_{MV}$  zwischen den Wendepunkten der relativen Intensität. In diesem Messvolumen bildet sich ein Interferenzmuster mit dem Streifenabstand  $\delta_f$  aus.

Verteilung der Lichtintensität im Messvolumen (Mittelschnitt)



Längsachse $L_{MV}$	Durchmesser $D_{MV}$	Streifenabstand $\delta_f$
$352\mu m$	$39\mu m$	$1.119\mu m$

Abbildung 18: Eigenschaften des LDA-Messvolumens. Die Abbildung visualisiert die berechnete Lichtintensität im Mittelschnitt des Rotationsellipsoids (Die Achsen  $x$  und  $z$  sind ungleich skaliert.)

Es wird die Geschwindigkeitskomponente in Hauptströmungsrichtung gemessen. Die Längsachse des Messvolumens wird mit der Querachse  $z$  des Kanals in Übereinstimmung gebracht, so dass in Strömungsrichtung  $x$  und der wandnormalen Koordinate  $y$  der Durchmesser  $D_{MV}$  des Messvolumens wirksam ist. Bei einem Durchtritt eines Partikels durch das Messvolumen in Hauptströmungsrichtung beträgt die in die Messung eingehende Fluglänge in etwa das dreifache Kolmogorov Längenmaß  $l_K$  nach Gleichung (24) bei der Reynoldszahl  $Re = 9\,000$ , so dass der Großteil des Wellenzahlenspektrums der turbulenten Wirbel abgedeckt wird.

Die zur Streuung des Lichtes von der Strömung mitgeführten Partikel sind Bestandteil eines LDA-Messsystems. Da die von dem LDA gemessene Geschwindigkeit die Geschwindigkeit der Partikel anzeigt, muss der Geschwindigkeitsschlupf zwischen Partikeln und Strömung gering gehalten werden. Um zu beurteilen, inwieweit die Partikel den turbulenten Schwankungen folgen können, wird die von Hjermfelt und Mockros [49] vorgeschlagene Frequenzgangfunktion nach Gleichung (124) (Seite 160) ausgewertet. Der im Anhang C dargestellte Rechengang

zeigt, dass mit den gewählten  $TiO_2$ -Partikeln für die typischen Wirbelelemente mit Frequenzen von  $25kHz$  Dämpfungen der turbulenten Geschwindigkeitsamplituden nur im Promille Bereich zu erwarten sind.

In der wandnormalen Koordinate  $y$  wird die Sonde relativ zu dem Kanal mittels einem elektronisch geregelten Positionierer mit Mikrometer-Auflösung verfahren. Der Ursprung  $y = 0$  auf der Kanalachse wird gefunden, indem das Messvolumen an die beiden gegenüberliegenden Wände herangefahren wird, und dabei der Intensitätsverlauf des gestreuten Lichtes anhand des Photomultipliersignals beobachtet wird. Die Kanalmitte wird durch Zentrierung zwischen zwei Intensitätsschwellwerten festgelegt. Diese Mitte stimmt bei eingelaufenen Profilen mit der typischen Toleranz von  $\pm 10\mu m$  mit der hydraulischen Mittelachse überein.

Abbildung 19 zeigt die Orientierung der LDA-Sonde zur Messstrecke und den Verlauf der sich kreuzenden Laserstrahlen. Für diese Fotografie wurde der obere Teil der Messstrecke entfernt. Das Messvolumen im Kreuzungspunkt der Strahlen ist genau bis auf die Oberfläche der unteren Wand herangefahren, wie es bei dem im Absatz weiter oben beschriebenen Verfahren zur Ermittlung des  $y$ -Achsen-Ursprunges praktiziert wird.

Für weiterführende Beschreibungen zur Auslegung und zur Charakterisierung des verwendeten Systems sei auf die Veröffentlichungen von Arbeiter und Gehrlein [50] sowie von Gehrlein [68] verwiesen.

### **Verarbeitung der LDA-Messdaten aus Grenzschichtprofil-Messungen**

Das Ergebnis einer Messung mit dem verwendeten LDA System ist eine diskretisierte Zeitreihe von Geschwindigkeiten  $u(t_i)$  (exemplarisch dargestellt in Abbildung 21, Seite 59), bei der jede Messung durch den Durchflug eines individuellen Partikels zu einem zufälligen Zeitpunkt ausgelöst wird (*burst mode*). Wie bereits diskutiert, wurde die Erstreckung des Messvolumens in Hauptströmungsrichtung  $x$  und in Richtung der wandnormalen Koordinate  $y$  so klein gewählt, dass die durch Turbulenz erzeugten Geschwindigkeitsgradienten keine großen Differenzen entlang dieser Achsen erzeugen. In der Querachse  $z$  trifft dies jedoch nicht zu: Zwar ist der Gradient der statistischen Größen entlang dieser Achse wegen ihrer großen Erstreckung klein, jedoch entspricht die Erstreckung des Messvolumens in dieser Achse in etwa den mittleren turbulenten Wirbelgrößen, so dass in dieser Achse instantan betrachtet eine merkliche Geschwindigkeitsdifferenz über das Messvolumen vorliegen kann. Da die Messungen in zufälliger Reihenfolge aus dem gesamten Messvolumen herrühren, repräsentiert die gemessene Zeitreihe - auf der Zeitskala der Turbulenz betrachtet - tatsächlich keinen zusammenhängenden Strömungsvorgang. In der Auswertung wird daher auf die Betrachtung von Zusammenhängen in der Zeit- oder Frequenzebene verzichtet und statt dessen eine statistische Auswertung basierend auf Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen und den statistischen Momenten durchgeführt.

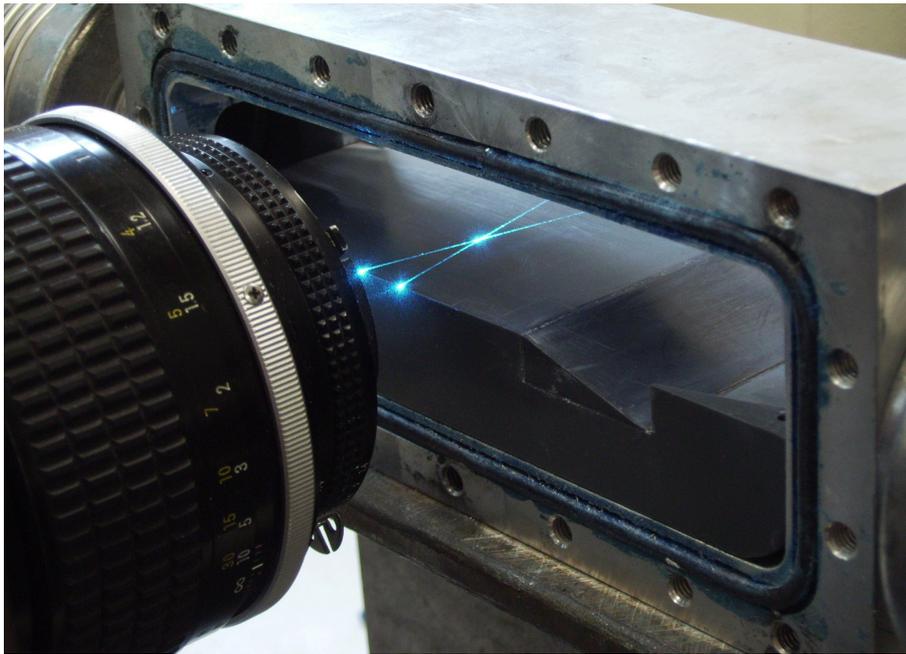


Abbildung 19: Orientierung der LDA-Sonde zum Testeinsatz bei Wandberührung des Messvolumens mit der Kanaloberfläche. Hier wurde die obere Hälfte des Testeinsatzes für die Fotografie entfernt.

Bei Messungen von Strömungsfeldern mit LDA können unter bestimmten Umständen systematische Messabweichungen (*bias*) auftreten, welche durch die spezifischen Eigenheiten der Messwerterfassung eines LDA hervorgerufen werden. Die allgemeine Ursache dieser Abweichungen ist es, dass die Wahrscheinlichkeit, eine Messung mit einem bestimmten Geschwindigkeitswert (bzw. Intervall) zu erhalten, selbst abhängig ist von dieser Geschwindigkeit.

Eine Fehlerquelle wird durch die zeitlich unregelmäßige Abtastung des Geschwindigkeitssignals hervorgerufen. Bei gleichmäßiger räumlicher Verteilung der Tracerpartikel werden in einem Zeitintervall mit erhöhter Geschwindigkeit mehr Partikel durch das Messvolumen hindurchtransportiert als in einem Zeitintervall mit geringerer Geschwindigkeit. Somit werden mehr Messungen für schnelle Partikel realisiert als für langsame, womit der arithmetische Durchschnitt aus der Gesamtheit der Messungen angehoben wird. Diese Abweichung ist in der Literatur als *velocity bias* bekannt.

Zur Lösung dieses Problems wurden von verschiedenen Autoren Ansätze vorgestellt, wobei jedoch in der Regel Annahmen über die vorliegende Turbulenzstruktur gemacht werden. Da im Rahmen der vorgelegten Arbeit nur eindimensionale Messungen durchgeführt werden, können diese Annahmen nicht belegt werden. Eine praxisgerechte Lösung stellt die Methode von Hoesel und Rodi [48] dar, bei der die Geschwindigkeitsmessungen mit ihrer Durchflugszeit gewichtet werden. Bei den vorliegenden Messreihen zeigte sich wider Erwarten jedoch keinerlei Korrelation zwischen der Durchflugszeit und der Geschwindigkeit, was darauf

hinweist, dass der Analysator die vorliegenden kurzen Durchflugszeiten  $O(1\mu s)$  nicht ausreichend genau registriert. Daher wird dieses Korrekturverfahren nicht angewendet.

McLaughlin und Tiederman [47] schlagen die Relation nach Gleichung (68) zwischen der tatsächlich vorliegenden Häufigkeit  $P(u_i)$  und der Messhäufigkeit  $P_M(u_i)$  bezüglich der Geschwindigkeit  $u_i$  vor. Darin ist  $U$  die zeitgemittelte Geschwindigkeit, die in Gleichung (71) eingeführt wird. Die Anwendung dieser Korrektur wird von den Autoren bis  $u'_{rms}/U_V \approx 15\%$  vorgeschlagen. Da dieses Kriterium für die gemessenen Daten weitgehend zutrifft, wird dieses Korrekturglied in die später aufgestellte Gewichtungsfunktion  $w(u_i)$  aufgenommen.

$$P_M(u_i) = u_i/U \cdot P(u_i) \quad (68)$$

Eine weitere systematische Messabweichung kann durch den Analysator hervorgerufen werden. Diese Effekte sind als *fringe bias* und *validation bias* bekannt. Hier wirkt sich aus, dass der Analysator nur diejenigen Burst-Signale abspeichert, deren Signal-Rauschabstand im Frequenzspektrum einen vorgegebenen Schwellwert übersteigt. Der genaue Zusammenhang wird durch die Signalverarbeitung des Analysators vorgegeben, über den keine quantitativen Aussagen gemacht werden können. Es wird jedoch davon ausgegangen, dass Burst-Signale eher validiert werden, wenn sie eine hohe Anzahl von Amplituden beinhalten. Die Anzahl  $n_A$  der Amplituden, die ein Partikel der Geschwindigkeit  $u_i$  beim senkrechten Durchflug durch das Messvolumen auf der Strecke  $s$  im Messvolumen auslöst, beträgt nach Gleichung (69)

$$n_A = \frac{s}{\delta_F} \frac{u_i - u_S}{u_i}. \quad (69)$$

Darin stellt  $\delta_F$  den in Abbildung 18 für das verwendete System angegebene Interferenzstreifenabstand dar, und  $u_S$  bezeichnet die durch die Frequenzverschiebung der beiden Laserstrahlen erzeugte virtuelle Relativgeschwindigkeit<sup>15</sup> des Interferenzmusters im Laborsystem. Üblicherweise wird eine den Partikeln gegenläufige Geschwindigkeit  $u_S$  eingestellt, um den Einfluss dieser systematischen Messabweichung zu verringern. Jedoch kann auch eine mit  $u_i$  gleichläufige Geschwindigkeit  $u_S$  gewählt werden, um hohe Geschwindigkeiten zu messen, deren Doppler-Frequenzen ansonsten aufgrund der beschränkten Bandweite und Maximalfrequenz des Analysators nicht mehr verarbeitet werden könnten. Dieser Fall tritt bei den Messungen auf der Kanalachse der Spaltströmungen bei  $s = 1\text{mm}$  und  $Re = 9\,000$  auf. Es wird daher eine Korrektur angewendet, wobei die Detektionswahrscheinlichkeit eines Burst-Signales zu den darin enthaltenen Amplituden proportional angenommen wird. In die angewendete Gewichtungsfunktion  $w(u_i)$

<sup>15</sup>Der Frequenzverschiebung  $f_S$  zwischen den beiden Laserstrahlen, die in der Bragg-Zelle des LDA Systems erzeugt wird, kann eine Geschwindigkeit  $u_S = \delta_F \cdot f_S$  zugeordnet werden.

nach Gleichung (70) gehen die Zusammenhänge aus Gleichung (68) und Gleichung (69) ein.

$$w(u_i) = U^*/(u_i - u_S) \quad \text{mit} \quad U^* = \sum_{i=1}^N u_i/N \quad (70)$$

Diese Gewichtungsfunktion wird bei der Berechnung der zeitgemittelten Geschwindigkeit  $U$  nach Gleichung (71) sowie der statistischen Momente  $m_k$  der Ordnung  $k$  um den Mittelwert nach Gleichung (72) eingesetzt.

$$U = \frac{\sum_{i=1}^N w(u_i) \cdot u_i}{\sum_{i=1}^N w(u_i)} \quad (71)$$

$$m_k = \frac{\sum_{i=1}^N w(u_i) \cdot (u_i - U)^k}{\sum_{i=1}^N w(u_i)} \quad \text{mit} \quad k = 2, 3, 4, \dots \quad (72)$$

Aus den Momenten  $m_k$  werden folgende Größen abgeleitet, die zur Darstellung der Ergebnisse Anwendung finden.

$$\text{Standardabweichung} \quad : \quad u'_{rms} = \sigma = \sqrt{m_2} \quad (73)$$

$$\text{Schiefe} \quad : \quad S = m_3/\sigma^3 \quad (74)$$

Anstatt dem in der Statistik gebräuchlichen Symbol  $\sigma$  für die Standardabweichung wird in dieser Arbeit die in der Strömungslehre häufiger benutzte Größe  $u'_{rms}$ <sup>16</sup> verwendet und als Schwankungsanteil der Geschwindigkeit oder Turbulenzgeschwindigkeit benannt. Die nach Gleichung (74) berechnete, als Schiefe bezeichnete Größe  $S$  ist ein Maß für die Asymmetrie des Geschwindigkeitshistogrammes, deren physikalische Bedeutung weiter unten erörtert wird.

Wie oben beschrieben wurde das Messvolumen klein im Verhältnis zu der Grenzschichtdicke gewählt, dennoch sollte die Wirkung der endlichen Ausdehnung des Messvolumens bei Profilmessungen beachtet werden. Eine quantitative Abschätzung der dadurch hervorgerufenen systematischen Abweichungen geben Durst et al. [51] an, die entsprechenden Beziehungen für  $U$  und die statistischen Momente  $m_2$  und  $m_3$  sind in den Gleichungen (75) - (77) der hier verwendeten Nomenklatur angepasst wiedergegeben. Dabei bezeichnet die hochgestellte (0) den tatsächlichen Wert im mathematischen Zentrum des ellipsoiden Messvolumens, und (1) den „verschmierten“ Wert, der durch die statistische Verarbeitung von Messwerten aus dem gesamten Messvolumen erhalten wird.

---

<sup>16</sup> „rms“ = „root mean square“

$$U^{(1)} = U^{(0)} + \frac{d_{MV}^2}{32} \left( \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} \right) + K \quad (75)$$

$$m_2^{(1)} = m_2^{(0)} + \frac{d_{MV}^2}{16} \left( \frac{\partial U}{\partial y} \right)^2 + K \quad (76)$$

$$m_3^{(1)} = m_3^{(0)} + \frac{3d_{MV}^2}{16} \left( \frac{\partial U}{\partial y} \right) \left( \frac{\partial m_2}{\partial y} \right) + \frac{d_{MV}^2}{32} \left( \frac{\partial^2 m_3}{\partial y^2} \right) + K \quad (77)$$

Darin ist  $K$  der jeweils erhaltene Fehler der Gleichungen durch Vernachlässigung der Glieder höherer Ordnung. Zur Auswertung dieser Gleichungen werden die gesuchten Variablen zunächst durch die jeweiligen Werte der Gleichungen (71) und (72) initialisiert, und dann iterativ korrigiert, bis die Änderung zwischen den Iterationen unter eine vorgegebene Schranke fallen. Dieses Verfahren wurde in das selbst geschriebene Auswertungsprogramm `ldapro` implementiert, jedoch zeigte sich, dass in den Daten enthaltene statistische Messfehler das Verfahren zu sehr destabilisieren. Die Gleichungen (75) - (76) werden daher nur zur Fehlerabschätzung herangezogen und im Anhang C quantitativ ausgewertet.

Da die Experimente mit atmosphärischer Luft betrieben werden, können bei zeitlich auseinanderliegenden Messungen in der Regel keine identischen Eintrittsbedingungen erhalten werden, wenn die Temperatur  $T_{atm}$ , der Luftdruck  $p_{atm}$  und die relative Luftfeuchte  $\phi_{atm}$  sich währenddessen verändert haben. Daher wird bei jedem Experiment entsprechend den vorliegenden Stoffdaten der Massenstrom  $\dot{m}$  so eingestellt, dass die gewünschte Reynoldszahl erreicht wird, wobei die Geschwindigkeiten zwischen den verschiedenen Experimenten jedoch leicht abweichen. Wenn Geschwindigkeitsprofile mit gleicher Reynoldszahl, aber unterschiedlichen Luftdichten verglichen werden sollen, wird die zeitgemittelte Geschwindigkeit  $U$  durch die „volumetrische“ mittlere Geschwindigkeit  $U_V$  nach Gleichung (78) normiert, um diesen Effekt auszugleichen.

$$U_V = \frac{\dot{m}}{\rho_1 \cdot A_Q} \quad (78)$$

Die Luftdichte  $\rho_1$  am Eintritt wird aus dem dort gemessenen Druck und der Temperatur, sowie der Gaskonstante der Luft berechnet, abhängig von dem atmosphärischen Wasserdampfanteil.

Die beschriebenen Auswerteroutinen wurden als C++ Programm `ldapro` implementiert, welches die Messdaten im Format der Messdatenerfassung aus Dateien auslesen kann und die abgeleiteten Größen in Tabellenform als Dateien zur Weiterverarbeitung ausgibt. Die geforderten Verarbeitungsschritte werden vom Benutzer über Eingabedateien im Textformat definiert.

### 3.3.3 Diskussion der Strömungsfelder und Reibungsbeiwerte

Die Messungen an dem Kanal mit Rechteckquerschnitt wurden nur mit Luft durchgeführt, die im geöffneten Kreislauf nach Abbildung 7 b (Seite 25) von den Verdichtern aus der Umgebung angesaugt wurde und nach der Teststrecke wieder in die Umgebung abgeblasen wurde. Der Druck am Ausgang der Teststrecke entspricht daher dem Umgebungsdruck, während am Eingang derjenige Überdruck eingestellt wurde, bei welchem sich der gewünschte Massenstrom ergab.

Das in den Abbildungen und der Diskussion verwendete Koordinatensystem wird nach Abbildung 20 vereinbart. Diese Abbildung zeigt die Berandungen des gesamten Strömungskanals und benennt die unterschiedenen Strömungsbereiche. Der Ursprung des kartesischen Koordinatensystems  $x, y, z$  liegt am Anfang des Minikanals auf der Kanalmittelachse, also bei halber Breite und halber Spaltweite des Kanals. Die Hauptströmungsrichtung ist gleichlaufend mit der  $x$ -Achse

#### Einlaufvorgang im flachen Rechteckkanal bei $Re = 6\,000$

Als Ausgangspunkt der Diskussion wird das Strömungsfeld bei  $Re = 6\,000$  herangezogen, zu welchem die umfangreichsten Messungen durchgeführt wurden. Wie weiter unten gezeigt wird, kann der Übergang von der laminaren in die turbulente Strömungsform bei diesen Bedingungen mehrere verschiedene Ausprägungen annehmen, die durch grundsätzlich verschiedene Strömungsbilder erkenntlich werden.

Um eine generelle Übersicht über den Einlaufvorgang zu erhalten, wird zunächst das Strömungsfeld in der  $xy$ -Ebene bei  $z = 0$  (halbe Kanalbreite) dargestellt, wobei die in den Messungen am häufigsten aufgetretene Ausprägung betrachtet wird, die durch eine noch weitgehend laminare Kernströmung gekennzeichnet ist. In Abbildung 22 (Seite 65) ist die normierte zeitgemittelte Geschwindigkeit  $U/U_V$ , sowie die mittlere Fluktuationsgeschwindigkeit  $u'_{rms}$  perspektivisch in Abhängigkeit der Koordinaten  $x$  und  $y$  aufgetragen. Im Verlauf von  $U(x)/U_V$  lässt sich die starke Beschleunigung in der Düse ( $x < 0$ ) erkennen. Am Eintritt des Minikanals, unmittelbar hinter der Düse, wird ein flaches Geschwindigkeitsprofil gemessen, welches nur eine sehr dünne Grenzschicht aufweist. Weiter stromabwärts bildet sich aus dem flachen Eingangsprofil allmählich das für laminare Kanalströmungen bekannte parabelartige Profil heran. Die Geschwindigkeit auf der Kanalachse nimmt dadurch stromabwärts stetig zu. Die Fluktuationsgeschwindigkeit  $u'_{rms}$  entwickelt sich aus einem flachen Profil mit niedrigen Werten direkt hinter der Düse in ein „M“-förmiges Profil stromabwärts, wobei die wandnahen Gipfel des Profils sich allmählich verbreitern und in die Kernströmung hineinwachsen.

Eine detailliertere Diskussion des oben umrissenen hydraulischen Einlaufvorganges erfolgt anhand der quantitativ besser ablesbaren Diagramme in den Abbildungen 23 und 24 (Seiten 66 ff.) für die Größen  $U/U_V$ ,  $u'_{rms}$  und die Schiefe  $S$ .

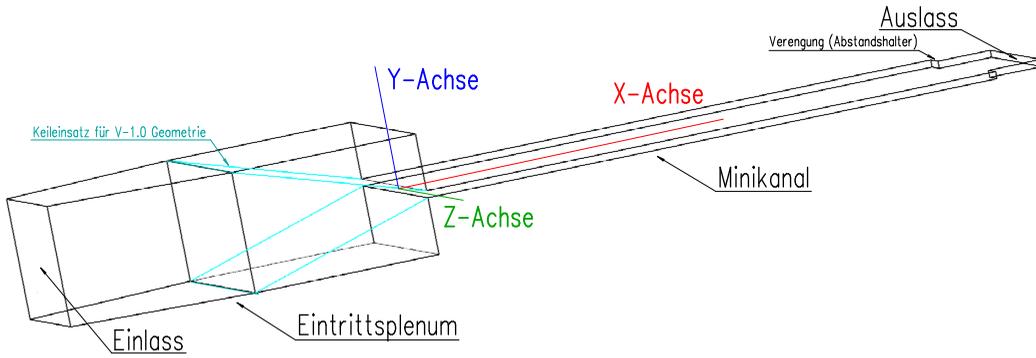


Abbildung 20: Skizze des Strömungsbereiches des *ITHEX*-Kanals mit Rechteckquerschnitt zur Vereinbarung des Koordinatensystemes. Grün eingezeichnet ist der austauschbare Keil zur Bildung der Geometrie *17-V-1*.

Die Profile sind der  $xy$ -Ebene bei  $z = 0$  entnommen mit  $x = 10\text{mm}$ ,  $30\text{mm}$  und  $50\text{mm}$ .

Es ist in Abbildung 23 gut zu erkennen, dass die normierte zeitgemittelte Geschwindigkeit  $U/U_V$  im Kernbereich ein Plateau mit einem nahezu konstanten Wert aufweist. Die Grenzschicht ist noch relativ dünn, es ist hier jedoch noch eine deutliche Asymmetrie um die  $xz$ -Ebene festzustellen. Die Breite des Plateaus gleichförmiger Geschwindigkeit im Kernbereich verringert sich durch die Wirkung der Scherkräfte in der Grenzschicht. Das Gas, welches durch die Abbremsung aus der Grenzschicht verdrängt wird, führt aufgrund der Massenerhaltung zu einer Beschleunigung der Kernströmung. Bis  $x = 50\text{mm}$  verschwindet das Plateau in der Kernströmung, das Profil  $U(y)/U_V$  ist dann durchgehend gekrümmt.

Die Diskussion der Entwicklung der in Abbildung 24 dargestellten Fluktuationgeschwindigkeit  $u'_{rms}$  gründet sich auf die Zusammenhänge, die anhand der Gleichung (22) für die turbulente kinetische Energie  $k$  im Kapitel 2.4 bereits erörtert wurden. Diese Gleichung geht nach einer Umgruppierung und der Erweiterung um den instationären Term in Gleichung (79) über. Hier werden den Termen auch römische Nummern zugeordnet, um die einzelnen Terme im Text benennen zu können.

$$\underbrace{\bar{\rho} \frac{\partial k}{\partial t}}_{\text{(I)}} + \underbrace{\bar{\rho} \tilde{u}_j \frac{\partial k}{\partial x_j}}_{\text{(II)}} = \underbrace{-\bar{\rho} u''_i u''_j \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j}}_{\text{(III)}} - \underbrace{\overline{\tau_{ij} \frac{\partial u''_i}{\partial x_j}}}_{\text{(IV)}} + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j} \overline{\tau_{ij} u''_i}}_{\text{(V)}} - \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j} \overline{\rho u''_j \frac{1}{2} u''_i u''_i}}_{\text{(VI)}} - \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j} \overline{p' u''_j}}_{\text{(VII)}} - \underbrace{\overline{u''_i} \frac{\partial P}{\partial x_i}}_{\text{(VIII)}} + \underbrace{\overline{p' \frac{\partial u''_i}{\partial x_i}}}_{\text{(IX)}} \quad (79)$$

Die linke Seite dieser Gleichung stellt als Summe der instationären Ableitung (I)

und der konvektiven Ableitung **(II)** die sogenannte substantielle Ableitung der turbulenten kinetischen Energie dar. Die laminaren Schubspannungen  $\tau_{ij}$  werden nach Gleichung (8) (Seite 13) eingesetzt. Den Zusammenhang zwischen den Größen  $k$  und  $u'_{rms}$  stellt Gleichung (21) (Seite 18) her, wenn isotrope Turbulenz vorausgesetzt wird<sup>17</sup>, und alle drei Komponenten der Favre-gemittelte Größe  $u''_i$  durch die gemessene Größe  $u'_{rms}$  approximiert werden. Es gilt dann Gleichung (80).

$$k \approx \frac{3}{2} (u'_{rms})^2 \quad (80)$$

Bei  $x = 10mm$  weist der Kernbereich der Strömung noch eine geringe Fluktuationsgeschwindigkeit  $u'_{rms}$  auf. Turbulente Geschwindigkeitsschwankungen finden sich nur im wandnahen Bereich, wo der hohe Geschwindigkeitsgradient  $\partial U/\partial y$  im Term **(III)** zur Produktion turbulenter kinetischer Energie beiträgt. Wie das Profil  $U(y)/U_V$ , weist auch das Profil  $u'_{rms}(y)$  eine erhebliche Asymmetrie bezüglich der Kanalachse auf.

Von den Orten der Produktion wird die Turbulenz auch in die Kernströmung hineintransportiert. Der Transport erfolgt nach Gleichung (79) über die molekularen Spannungen, durch die turbulenten Spannungen und durch Druckpulsationen, entsprechend den Termen **(V)**, **(VI)** und **(VII)**. Die resultierende Verflachung des Geschwindigkeitsprofils bewirkt auch eine Verlagerung des Maximums von  $u'_{rms}(y)$  etwas weiter von der Wand weg. Sowohl die Wand als auch die Kernströmung wirken als eine Senke für die turbulente kinetische Energie, da hier Dämpfungs- und Dissipationsprozesse wirken **(IV)**, so dass ein Gradient aufrechterhalten werden kann. Durch diesen Abtransport von turbulenter kinetischer Energie verbreitern sich die beiden Maxima von  $u'_{rms}(y)$ . Erst wenn diese Verbreiterung den Kernbereich der Strömung erfasst, beginnt auch der Turbulenzgrad auf der Mittelachse merklich anzuwachsen. Dies wird für  $x > 30mm$  beobachtet.

Die Schiefe  $S$  bezeichnet die Asymmetrie einer Häufigkeitsverteilung. Werte  $S > 0$  werden erhalten, wenn häufiger Messungen mit  $u_i > U$  als mit  $u_i < U$  auftreten. Dieser Zusammenhang wird anschaulich durch den gegenseitigen Vergleich des Verlaufes der statistischen Momente aus Abbildung 24 (Seite 67), den dazu gehörenden Geschwindigkeitshistogrammen in den Abbildungen 25 (Seite 68) und 26 (Seite 69), sowie den gemessenen Zeitreihen der Geschwindigkeit  $u(t)$  in Abbildung 21 (Seite 59).

Hier kann auch eine Verbindung zu den Messungen von Rotta hergestellt werden, deren Ergebnisse in Abbildung 3 bereits gezeigt wurden und die bezüglich der Richtung der intermittenten Ausreisser qualitativ ein ähnliches Bild wie in Abbildung 21 ergeben. Durch die Zuordnung der Zeitreihen zu den Histogrammen

<sup>17</sup>Diese Annahme wird in anisotropen Scherschichten generell nicht erfüllt, so dass eine quantitative Analyse von Gleichung (79) mit Gleichung (80) nicht vorgenommen werden kann.

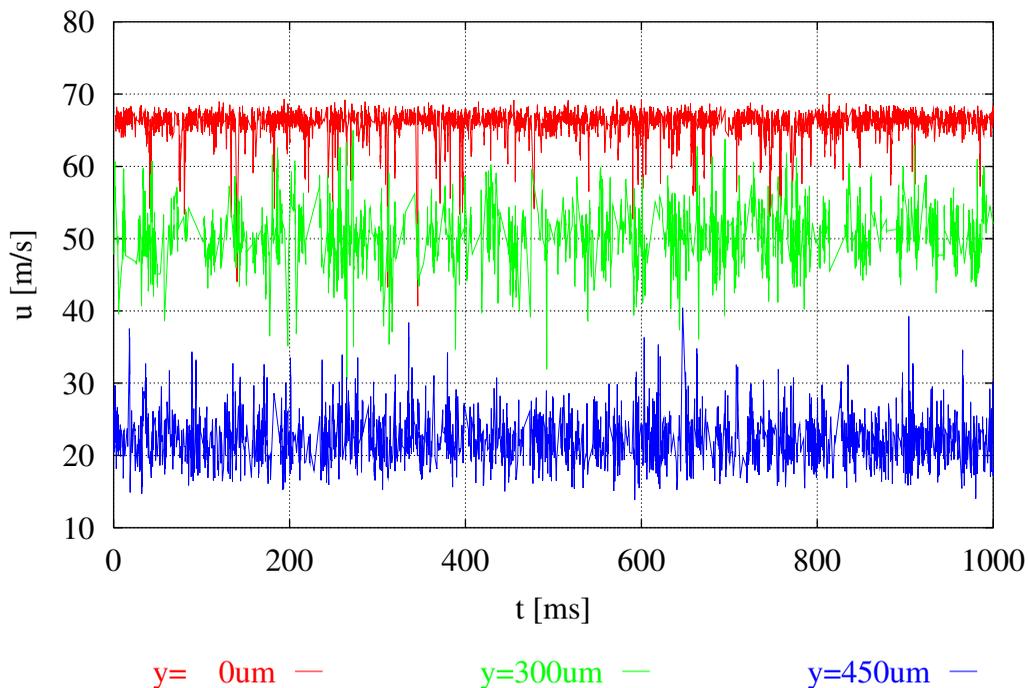


Abbildung 21: Zeitreihen der gemessenen Geschwindigkeiten  $u(t)$  bei  $x = 50\text{mm}$ ,  $z = 0$  und  $y = 0\mu\text{m}$ ,  $300\mu\text{m}$  und  $450\mu\text{m}$ ,  $Re = 6\,000$ , Testeinheit 17-V-1.

und den Graphen der statistischen Momente zeigt sich, dass die für intermittente turbulente Strömungen typischen einseitigen Ausreißer in  $u(t)$  an Orten mit von Null verschiedener Schiefe  $S$  zu finden sind. Dabei wird  $S < 0$  mit Zeitreihen verknüpft, die einseitige Ausreißer zu niedrigen Geschwindigkeiten aufweisen, wie sie nahe der Mittelachse gemessen werden. Die Werte  $S > 0$  gehören zu Zeitreihen mit einseitigen Ausreißern zu hohen Geschwindigkeiten, die in Wandnähe vorgefunden werden. Die einseitigen Ausreißer werden durch den turbulenten Austausch von Impuls zwischen Schichten mit unterschiedlichen Geschwindigkeiten verursacht, zwischen denen stromaufwärts noch wenig turbulenter Austausch stattfand.

Anhand von Abbildung 24 kann die Entwicklung der Turbulenz durch die gemeinsame Betrachtung der Größen  $u'_{rms}$  und  $S$  nachvollzogen werden. Nahe am Eintritt bei  $x = 10\text{mm}$  befinden sich die Maxima des Profils  $u'_{rms}(y)$  noch nahe an der Wand. Die Maximalwerte des Betrages von  $S$  befinden sich etwas weiter in Richtung Strömungsmitte. Das Vorzeichen von  $S$  ist dort negativ, dies bedeutet, dass an diese Orte Massenelemente mit niedrigerer Geschwindigkeit aus dem bereits turbulenten Randbereich eingetragen werden. Auf der Kanalmitte haben sowohl  $u'_{rms}$  als auch  $|S|$  ein Minimum.

Infolge dieses Vorganges verschiebt sich das Maximum von  $u'_{rms}(y)$  immer weiter in die Kanalmitte, ebenso die Maxima von  $|S|$ . Bei  $x = 30\text{mm}$  sind die Maxima von  $|S(y)|$  schon nahezu zu einem einzigen zentralen Maximum verschmolzen.

Dieser Vorgang ist bis  $x = 50\text{mm}$  weitgehend abgeschlossen. Es existiert dann nur noch ein zentrales Maximum von  $|S(y)|$ , dessen Gipfelhöhe gegenüber den Maxima bei  $x = 30\text{mm}$  jedoch etwas verringert wurde. Die Maxima von  $u'_{rms}(y)$  wurden weiter in Richtung der Mittelachse verlagert, ihre Höhe bleibt zwischen  $30\text{mm} \leq x \leq 50\text{mm}$  jedoch nahezu konstant. Auf der Mittelachse hingegen wächst  $u'_{rms}$  bis  $x = 50\text{mm}$  an.

Für den weiteren Verlauf wird noch eine leichte Steigerung von  $u'_{rms}$  auf der Mittelachse erwartet, während  $|S|$  dort weiter zurückgeht, bis ein Gleichgewicht aus Dissipation, Produktion und den verschiedenen Transportvorgängen für die turbulente kinetische Energie entsprechend Gleichung (79) erreicht wird.

In allen Fällen verbleibt ein von Null verschiedener Wert für  $u'_{rms}$  unmittelbar an der Wand. Wie in Anhang C weiter unten gezeigt wird, kann dieser von Null verschiedene Wert an der Wand größtenteils auf den Effekt des oben diskutierten *gradient bias* entsprechend Gleichung (76) zurückgeführt werden, und wird daher nicht als strömungsphysikalisch gegeben betrachtet.

### Dreidimensionale Effekte im flachen Rechteckspalt bei $Re = 6\,000$

Die Messungen des Geschwindigkeitsprofils entlang der  $x$ -Achse bei  $z = 0$  und  $y = 0$  wurden mehrmals wiederholt. Die Ergebnisse aller gemessenen Datensätze sind in Abbildung 27 (Seite 70) eingetragen. In dieser Abbildung sind drei Diagramme übereinander dargestellt. Das oberste Diagramm zeigt die normierte zeitgemittelte Geschwindigkeit  $U/U_V$ , das mittlere Diagramm zeigt die Turbulenzgeschwindigkeit  $u'_{rms}$  und das untere Diagramm zeigt die Schiefe  $S$ , jeweils als Funktion der axialen Koordinate  $x$  dargestellt. Diese Darstellungsform der Messdaten wird in einigen folgenden Abbildungen wiederholt.

Im Bereich der Düse ( $x < 0$ ) wird die Strömung beschleunigt. Die Geschwindigkeit auf der Kanalachse nimmt dabei nicht linear zu, wie es aufgrund des linear abnehmenden Düsenquerschnittes  $A(x) \propto x$  vorgegeben wird, sondern folgt einem parabelartigen Verlauf, da die Beschleunigung zunächst in den wandnahen Bereichen und erst später auf der Mittelachse einsetzt. Die Fluktuationgeschwindigkeit  $u'_{rms}$  bleibt bis  $x < -4\text{mm}$  auf einem annähernd konstanten Niveau, was jedoch bei der zunehmenden Geschwindigkeit eine Abnahme des Turbulenzgrades  $u'_{rms}/U$  bedeutet. Im Bereich  $-4\text{mm} \leq x \leq 0$  beginnt  $u'_{rms}$  anzusteigen.

Im Bereich des Minikanals ( $x > 0$ ) zeigen sich deutliche qualitative und quantitative Unterschiede zwischen den verschiedenen Datensätzen. Entsprechend einiger qualitativer Gemeinsamkeiten werden drei verschiedene Ausprägungen unterschieden. Die einzelnen Messreihen werden in der Legende zu Abbildung 27 durch die in Klammern gesetzten römischen Ziffern I, II und III zu den unten definierten Ausprägungstypen zugeordnet.

- *Typ I* :  $U(x)/U_V$  beschleunigt im Eingangsbereich ( $0 \leq x \leq 10\text{mm}$ ) gleichförmig. Die Ausprägung eines lokalen Maximums unterbleibt, oder fällt nur sehr schwach aus (siehe Messung 190406c). Im weiteren Verlauf beschleunigt die Strömung monoton, am Ende des messbaren Bereiches des Kanals wird das höchste Geschwindigkeitsniveau der drei Strömungsmoden erreicht. Die Turbulenz wird beim Übergang in den Minikanal nur leicht gesteigert und wächst im Minikanal nur langsam an. Bei  $x = 60\text{mm}$  wird ein Niveau  $u'_{rms} \approx 2.2\text{m/s}$  erreicht, die Kurve lässt ein weiteres Ansteigen von  $u'_{rms}$  für größere Werte von  $x$  erwarten.
- *Typ II* : Der Geschwindigkeitsverlauf weist - wie bei Typ I - im Bereich ( $0 \leq x \leq 10\text{mm}$ ) keine, oder nur eine leichte Überhöhung auf. Die Geschwindigkeitszunahme ist bis  $x < 25\text{mm}$  vergleichbar mit den Messungen die Typ I zugeordnet wurden, danach verflacht die Kurve jedoch. Der axiale Geschwindigkeitsverlauf von Typ II unterscheidet sich von Typ I durch die Existenz eines Maximums, welches für die vorliegenden Messungen bei  $x \approx 45\text{mm}$  erreicht wird. Die Turbulenz steigt im Kanal ab  $x > 8\text{mm}$  stark an und erreicht am Ende des messbaren Bereiches  $x \approx 60\text{mm}$  ein Maximum mit  $u'_{rms} \approx 5\text{m/s}$ . Die verfügbaren Daten deuten auf ein Absinken von  $u'_{rms}$  für  $x > 59\text{mm}$  hin.
- *Typ III* : Es wird eine lokale Geschwindigkeitsüberhöhung im Bereich  $x < 10\text{mm}$  gemessen, für höhere  $x$  fällt die Geschwindigkeit  $U(x)$  unter die Kurven von Typ I und Typ II ab, auch die Steigung  $\partial U/\partial x$  fällt dort geringer aus als bei Typ I. Die Turbulenz steigt bis  $x \approx 15\text{mm}$  rasch an und stabilisiert sich nach dem Maximum bei  $x \approx 15\text{mm}$  auf dem Wert  $u'_{rms} \approx 3\text{m/s}$ .

Das für Typ III charakteristische lokale Maximum der Geschwindigkeit auf der Kanalachse weist auf eine Strömungsablösung hin, deren Rezirkulationswirbel die Strömung im Randbereich blockieren und den Massenstrom auf die Mittelachse beschränken<sup>18</sup>. Die bei dieser Strömungsformation auftretenden erhöhten Geschwindigkeitsgradienten  $\partial U/\partial y$  erklären den raschen Anstieg der Turbulenz auf der Kanalmitte. Da die Profile  $U(x)/U_V$ ,  $u'_{rms}(x)$  sowie  $S(x)$  ab  $x > 30\text{mm}$  nahezu konstant verlaufen, kann davon ausgegangen werden, dass die Turbulenzstruktur ab dieser Lauflänge bereits fertig entwickelt ist. Die ausgeprägte Turbulenz bewirkt füllige, im Bereich der Mittelachse homogene Geschwindigkeitsprofile  $U(y)$ , wodurch die auf der Mittellinie gemessene Geschwindigkeit ( $U(y = 0)$ ) bei Typ III gegenüber den weniger turbulenten und damit weniger fülligen Geschwindigkeitsprofilen der Typen I und II geringer ausfällt. Auch die vergleichsweise geringen Werte der Schiefe  $S$ , die bei Typ III für  $x > 0$  auf der Mittelachse gemessen

<sup>18</sup>Dieses Strömungsbild wird in der Literatur häufig als Vena contracta bezeichnet

werden, weisen auf ein homogenes Geschwindigkeitsfeld um den Messort herum hin<sup>19</sup>.

Die Divergenz der verschiedenen Messreihen nimmt ihren Ursprung im Bereich  $x = 0$ . Der Testeinsatz *17-V-1* wird durch das Einkleben zweier Keile in das Eintrittsplenum der Variante *17-T-1* gebildet. An der Stoßstelle der beiden Bauteile kann demnach eine kleine Stufe oder Rille vorhanden sein. Die Messung der unterschiedlichen Strömungsmoden wird dem Einfluss dieser Übergangsstelle zugeschrieben. Nachdem die Oberfläche des Überganges mit Acrylmasse verspachtelt und poliert wurde, traten nur noch Varianten von Typ I auf (wobei eine Streuung der Profile z.B. hinsichtlich des Maximums von  $U(x)/U_V$  dennoch erhalten blieb.). Um den Einfluss der Eintrittsgeometrie zu untersuchen wurden zusätzliche gezielte Experimente durchgeführt, welche weiter unten beschrieben werden. Die weitere Diskussion bezüglich der Geometrie *17-V-1* berücksichtigt die Ergebnisse vom Typ I und Typ II, die keine oder nur eine geringe Geschwindigkeitsüberhöhung im Eintrittsbereich aufweisen. Beide Typen zeigen eine ähnliche Entwicklung, sowohl von  $U/U_V$  als auch von  $u'_{rms}$  bis  $x \approx 10mm$ . Es wird daher angenommen, dass die Abweichungen im weiteren axialen Verlauf durch einen lokalen Effekt hervorgerufen werden.

Hinweise auf die Ursache dieser unterschiedlichen Entwicklungen werden durch die Betrachtung der Kanaloberflächen nach den Versuchen gegeben, wie sie in der Abbildung 28 dargestellt sind. Zu sehen sind Ablagerungen der weissen  $TiO_2$  Partikel, die der Strömung für die LDA-Messungen zugefügt werden. Ablagerungen können sich verstärkt an den Stellen bilden, wo die schwereren Partikel durch hochfrequente turbulente Wirbel aus der Strömung herausgeschleudert werden. In dem linken Bild sind die Ablagerungen nur am Rand zu sehen. Dort bilden sich keilförmige Strukturen, die typischerweise ca.  $10mm$  hinter dem Eintritt in den Minikanal beginnen. Der Öffnungswinkel der Keile steigt mit der Lauflänge an. Am Ende des Kanals fächert die Struktur wegen den Abstandshaltern noch stärker auf. Diese keilförmigen Strukturen am Rand werden als Resultat der wechselseitigen Anregung zwischen der Sekundärströmung in den Ecken (Randwirbel) und der Turbulenz angesehen. Dieser Typ der Ablagerungen wurde nach Typ I Messungen beobachtet. Auf dem mittleren Bild der Abbildung 28 sind außer den Keilen am Rand noch weitere Keile verteilt über die gesamte Kanalbreite sichtbar. Der Ursprung dieser Keile liegt oft bei  $x = 0$  auf der Düsenkante, oder hinter einem abgelagerten Partikelagglomerat. In diesen Fällen liess sich bei genauer Betrachtung mit dem Auge in der Struktur des Keiles ein über mehrere Zentimeter unterscheidbares Spurpaar erkennen<sup>20</sup>, dessen Anordnung den von Hölcher und Niemann [52] dargestellten Hufeisenwirbeln um den Fusspunkt eines Zylinderstumpfes ähnelt. Es finden sich jedoch ebenso Keile, in deren Ursprung keine offensichtliche Störung vorhanden ist (auch nicht auf der gegenüberliegen-

<sup>19</sup>Die Bedeutung der Größe  $S$  wurde oben ausführlicher diskutiert

<sup>20</sup>In den fotografischen Abbildungen sind diese feinen Strukturen jedoch nicht auflösbar

den Seite stromaufwärts), in denen auch nicht die Struktur des Hufeisenwirbels abgebildet ist.

Ähnliche keilförmige turbulente Strukturen werden in der Literatur als Turbulenzflecken bezeichnet und sind Teil des laminar-turbulenten Umschlagvorganges [26]. Sie werden als Folge des Zerfalles der vorangehenden  $\Lambda$ -Wirbel betrachtet. Im vorliegenden Experiment wurde auch beobachtet, dass ähnliche Keile direkt hinter einem auf einer Wand abgelagerten Partikelagglomerat entstanden. Die Keile treten über die Breite des Kanals verteilt an zufälligen Orten etwas stromab des Einganges auf, am Seitenrand des Kanals beginnen die turbulenten Keile besonders nah am Eingang. Die verstärkte Turbulenz an den Seitenrändern steht mit den dort vorhandenen Sekundärströmungen in Wechselwirkung.

Durch die Existenz zufällig angeordneter keilförmiger turbulenter Felder in der Strömung lässt sich das Vorhandensein von Typ I und Typ II Messungen erklären. Der für Typ II typische Übergang zur verstärkten Turbulenz an einer bestimmten Position wird demnach durch die Überschneidung der Messlinie mit einem turbulenten Keil bedingt. In der gleichen Strömung könnte auf einer anderen Breite ( $z$ -Koordinate) noch eine Typ I Messung erhalten werden. Es kann angenommen werden, dass die als Typ I identifizierten Strömungen an einer Stelle stromab des Messbereiches auch das für Typ II typische Geschwindigkeitsmaximum ausprägen würden. Diese Messungen werden in der folgenden Diskussion als Typ I/II zusammengefasst, Typ III wird weiterhin als eigenständige Strömungsform dazu unterschieden. Die Ablagerungen des  $TiO_2$  verteilen sich bei Typ III ab einer gewissen Lauflänge (Im Bild ca.  $x > 30mm$ ) gleichförmig über die gesamte Kanalbreite.

Es ist in Abbildung 27 zu erkennen, dass das Geschwindigkeitsniveau der Typ I Messungen untereinander erheblich abweichen kann. Für die hydraulisch entwickelte laminare Strömung zwischen zwei parallelen Platten im Abstand  $s$  (ebene Poiseuille Strömung) gilt das in [1] angegebene Geschwindigkeitsprofil entsprechend Gleichung (81)

$$\frac{U}{U_m} = 1.5 \left[ 1 - \left( \frac{y}{s/2} \right)^2 \right], \quad U_m = \dot{m}/(\rho \cdot A_Q), \quad -s/2 \leq y \leq +s/2 \quad (81)$$

In der Teststrecke 17-V-1 wurde für Typ I Strömungen ein Verhältnis bis  $U/U_V \approx 1.75$  gemessen. Dieser gegenüber Gleichung (81) höhere Wert kommt zu einem kleinen Anteil durch den Dichteverlust in der Strömung zustande, bei  $Re = 6\,000$  verhält sich  $U_m/U_V = \rho_1/\rho \approx 1.03$  bei  $x = 60mm$ . Der hauptsächliche Anteil der teilweise beobachteten Geschwindigkeitsüberhöhung gegenüber der zweidimensionalen Poiseuille Strömung kann jedoch den dreidimensionalen Effekten im hier untersuchten Spalt mit Rechteckquerschnitt zugeschrieben werden. Der Verlangsamung der Strömung in der Grenzschicht an den schmalen Seitenwänden sowie in den turbulenten Keilen müssen erhöhte Strömungsgeschwindig-

keiten an anderen Stellen des Querschnittes ausgleichend gegenüberstehen. Dies wird auch weiter unten anhand der Abbildungen 29 und 30 diskutiert.

Die weitere Diskussion gilt der räumlichen Entwicklung des Strömungsfeldes. Dazu wurden die bereits diskutierten Profile entlang der  $x$ -Koordinate auf der Kanalachse ergänzt durch Profile in  $y$ -Richtung, die an verschiedenen axialen Positionen  $x$  sowohl in der Kanalmitte bei  $z = 0$  als auch an dem Seitenrand bei  $z = 20.5\text{mm}$  gemessen wurden.

Die bei  $z = 0$  gemessenen Profile der normierten zeitgemittelten Geschwindigkeit  $U/U_V$  in Abhängigkeit von der Koordinate  $y$  sind in Abbildung 23 aufgetragen, die Profile der statistischen Momente  $u'_{rms}$  (Standardabweichung) und  $S$  (Schiefe) in Abbildung 24, und wurden weiter oben bereits diskutiert.

Zusätzliche Messungen wurden in den Randbereichen bei  $z = 20.5\text{mm}$  (Randabstand  $b/2 - z = 2\text{mm}$ ) durchgeführt, wo aufgrund der beobachteten Ablagerungen der  $TiO_2$ -Partikel die Wirkungen der Randwirbel sowie der keilförmigen Turbulenzflecken erwartet werden. Den Vergleich zwischen  $z = 20.5\text{mm}$  (Seitenbereich) und  $z = 0$  (Mittelachse) für die Profile  $U(y)/U_V$ ,  $u'_{rms}(y)$  und  $S(y)$  zeigt Abbildung 29 für  $x = 30\text{mm}$  und Abbildung 30 für  $x = 50\text{mm}$ . Die Werte für  $u'_{rms}$  sind bei  $z = 20.5\text{mm}$  gegenüber  $z = 0$  sowohl in den wandnahen Bereichen als auch bei  $y = 0$  stark erhöht. Die erhöhte Vermischung resultiert auch in einem fülligeren Profil  $U(y)$ . Der Betrag der Schiefe  $|S|$  hingegen nimmt bei  $z = 20.5\text{mm}$  geringere Werte an als bei  $z = 0$ . Dies weist auf eine nicht mehr stark intermittierende, weitgehend entwickelte turbulente Strömung in den Seitenrandbereichen hin. Die Zunahme der Turbulenz zwischen  $x = 30\text{mm}$  und  $x = 50\text{mm}$  fällt an den Seiten bei  $z = 20.5\text{mm}$  geringer aus als bei  $z = 0$  in der Kanalmitte. Zwischen  $x = 30\text{mm}$  und  $x = 50\text{mm}$  verändert sich das Geschwindigkeitsprofil an den Seitenrändern  $z = 20.5\text{mm}$  nicht mehr wesentlich, während bei  $z = 0$  noch die vorangehend diskutierte Beschleunigung der Kernströmung ( $y = 0$ ) stattfindet, so dass  $U(x = 50\text{mm}, y = 0, z = 0)/U_V \approx 1.6$ . Dies zeigt einerseits, dass bei  $z = 0$  die Wirkung der Turbulenz nicht ausreicht, um ein flaches Geschwindigkeitsprofil zu erhalten, und andererseits, dass Massenstrom aus den turbulenten Seitenbereichen des Kanals (mit entsprechend abgeflachten Geschwindigkeitsprofilen) in den Bereich der Kanalmitte hinein verdrängt wurde. Die LDA Messungen bestätigen somit die aus den Partikelablagerungen abgeleiteten turbulenten Keile an den Seitenwänden des Kanals.

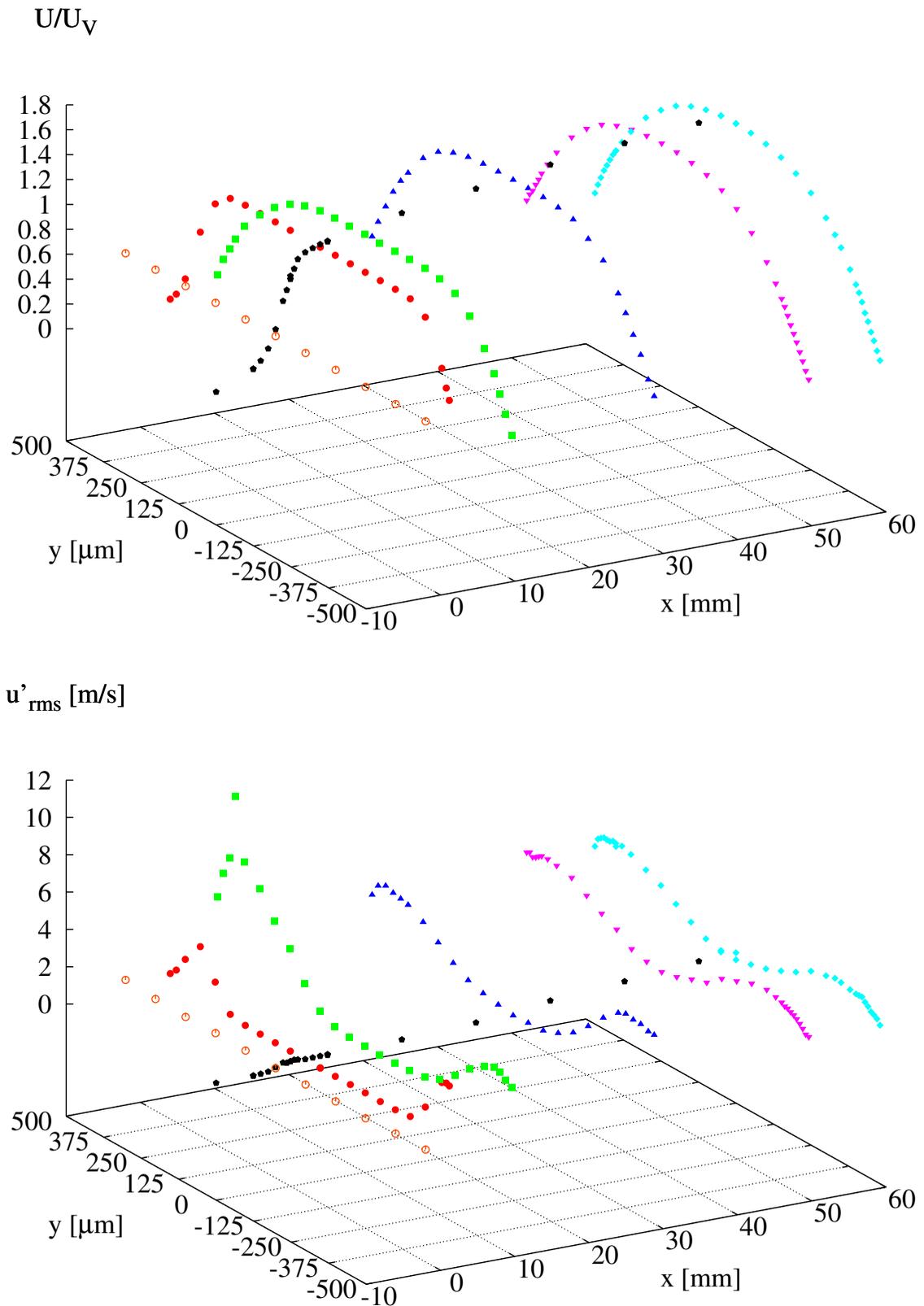


Abbildung 22: Räumliche Darstellung der Profile der zeitgemittelten und normierten Geschwindigkeit  $U/U_V$  sowie der turbulenten Geschwindigkeit  $U'_{rms}$ , gemessen im Testeinheit 17-V-1,  $Re_1 \approx 6\,000$ ,  $z = 0$ , Strömungsmodus Typ I/II. Kurven  $x = const.$  bei  $x \in \{-2\text{mm}, 2\text{mm}, 10\text{mm}, 30\text{mm}, 50\text{mm}, 60\text{mm}\}$

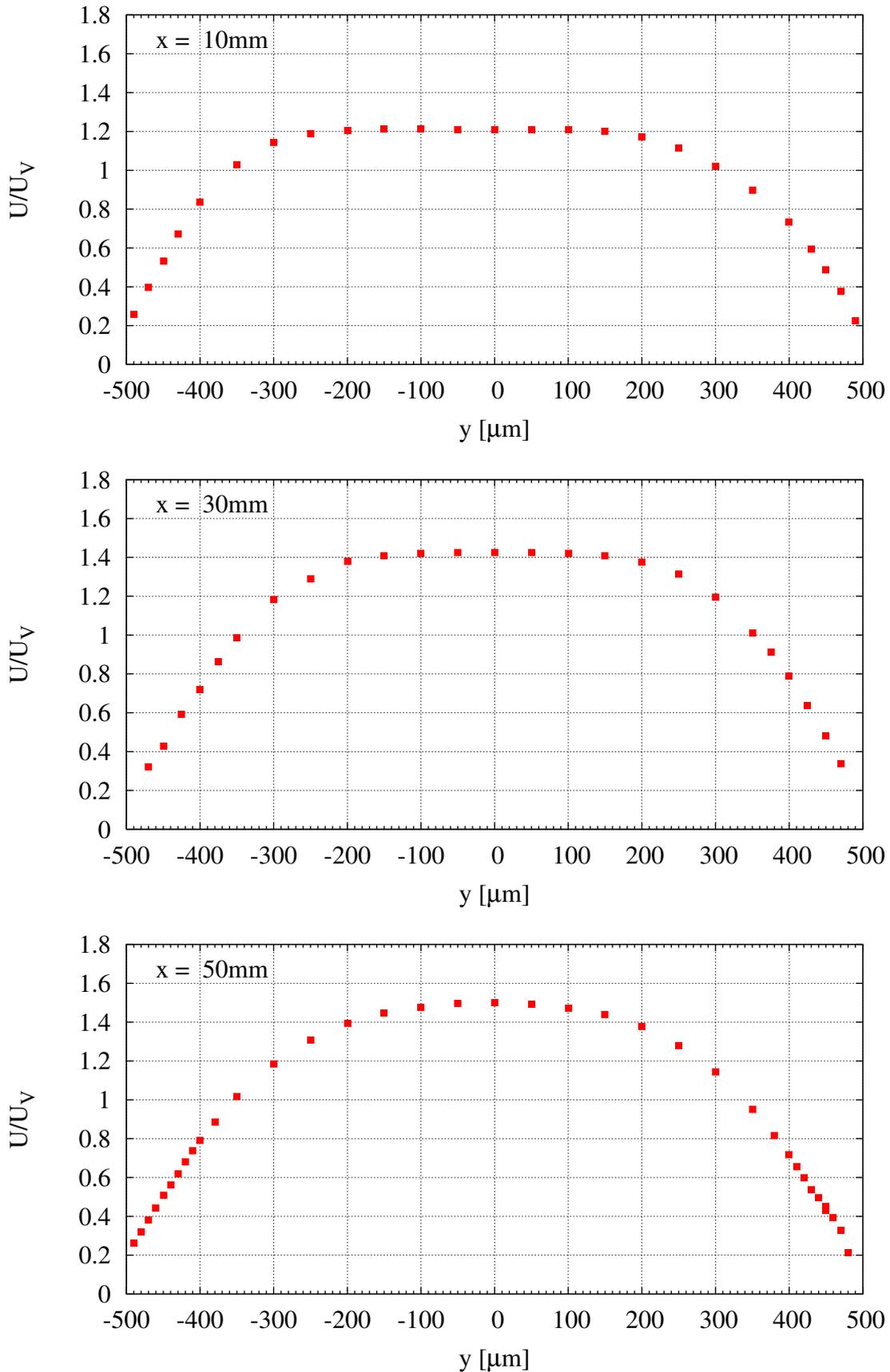


Abbildung 23: Profile der zeitgemittelten und normierten Geschwindigkeit  $U(y)/U_V$  an den axialen Positionen  $x = 10\text{mm}$ ,  $30\text{mm}$ ,  $50\text{mm}$  ( $z = 0$ ), Testeinheit 17-V-1,  $Re_1 \approx 6\,000$

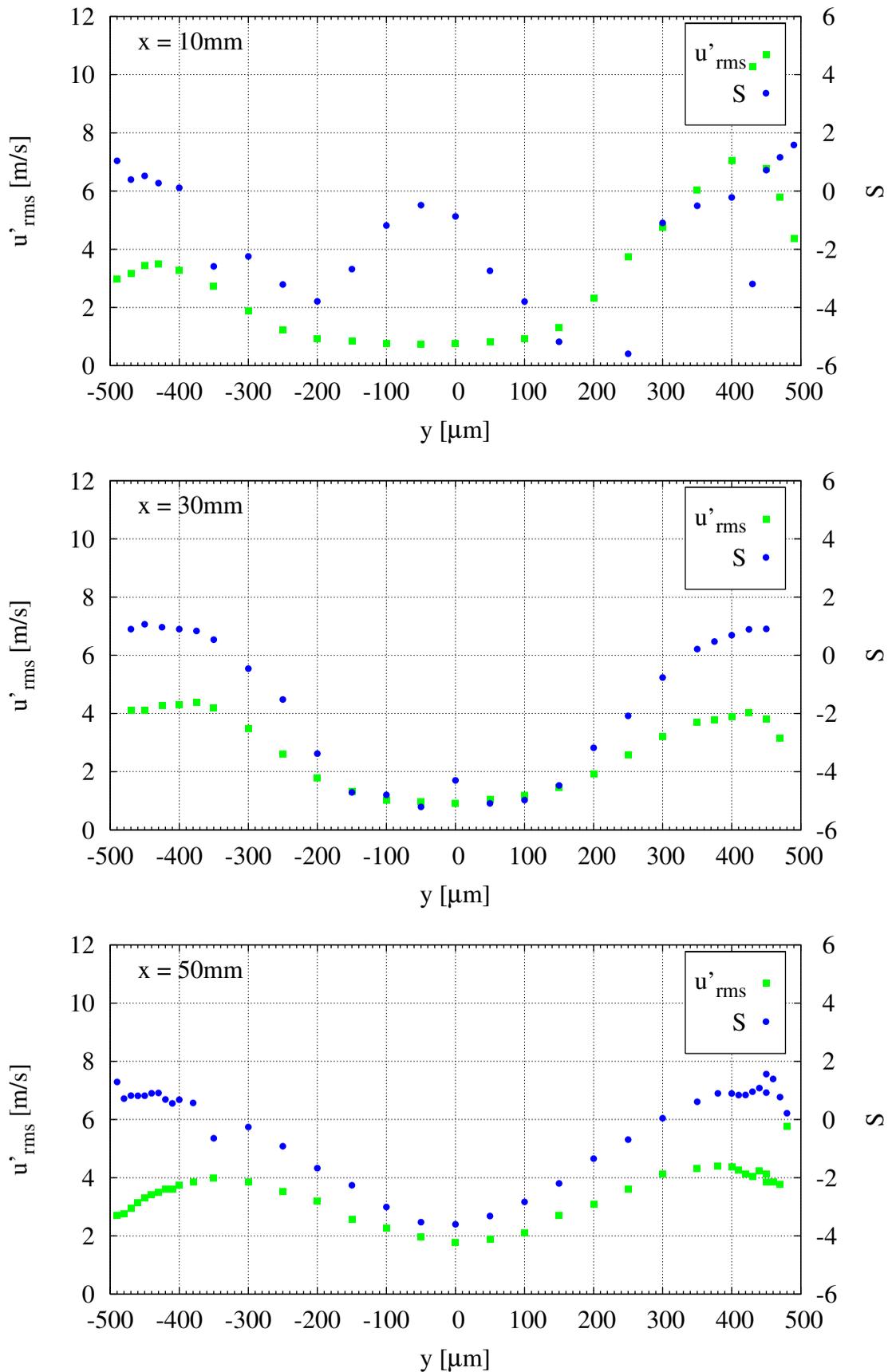


Abbildung 24: Profile der statistischen Momente an den axialen Positionen  $x = 10\text{mm}, 30\text{mm}, 50\text{mm}$  ( $z = 0$ ), Testeinheit 17-V-1,  $Re_1 \approx 6\,000$ .

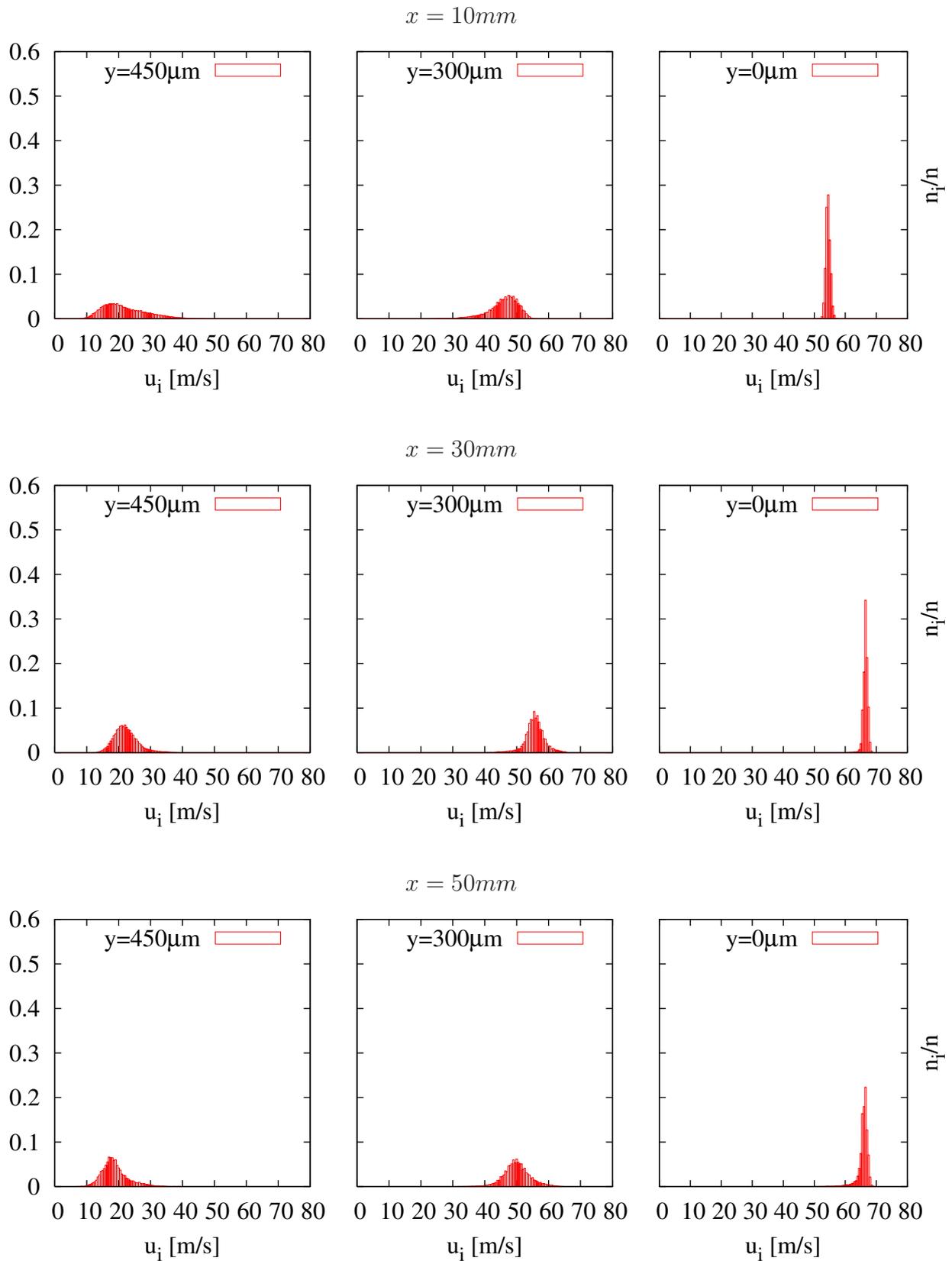


Abbildung 25: Histogramme der Geschwindigkeit an verschiedenen Messorten ( $z = 0$ ), Testeinheit 17-V-1,  $Re_1 \approx 6\,000$ .

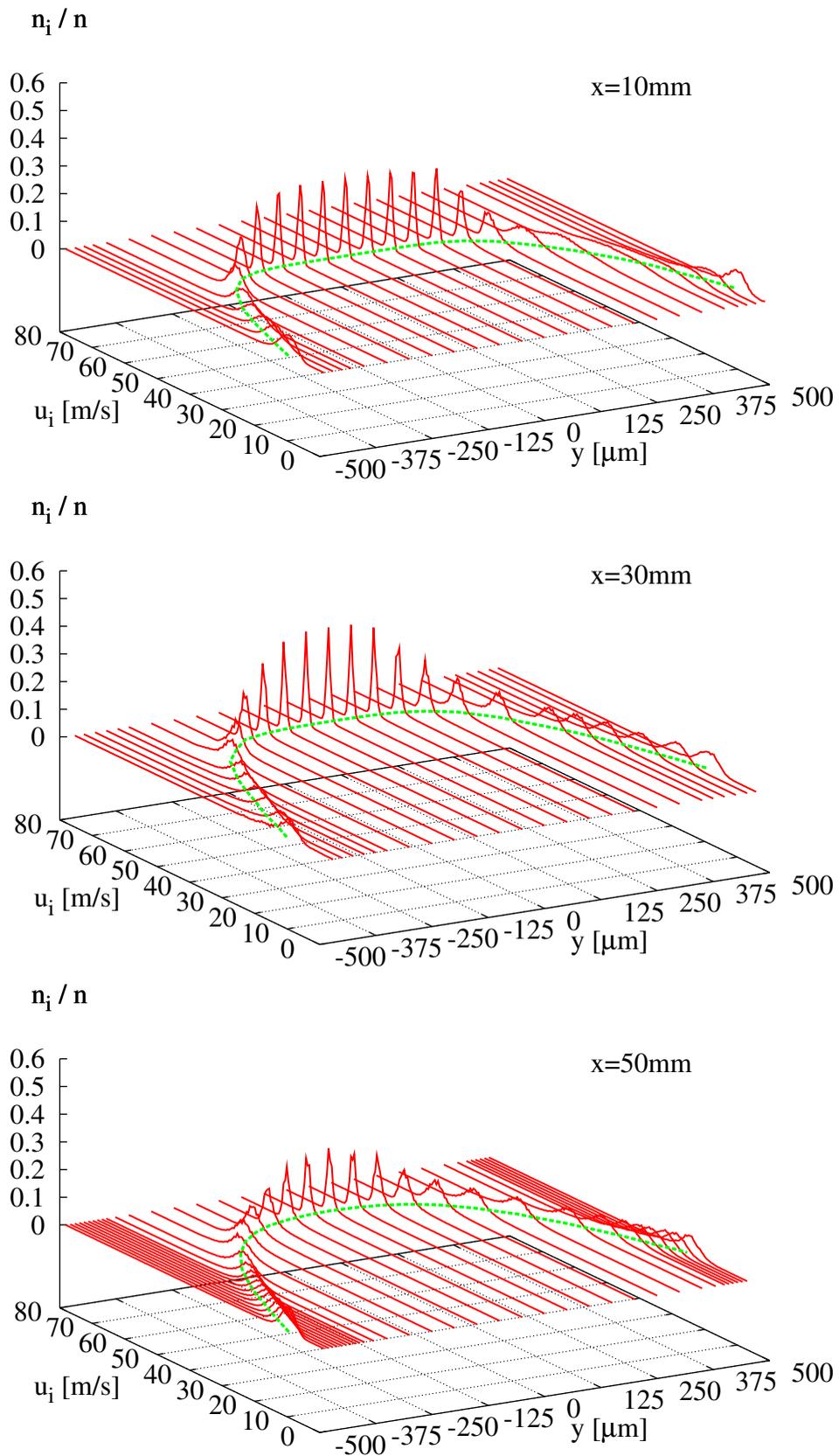


Abbildung 26: Geschwindigkeitshistogramme über die gesamte Kanalspaltweite  $-s/2 \leq y \leq s/2$  bei  $x = 10\text{mm}, 30\text{mm}, 50\text{mm}$  ( $z = 0$ ). Grüne Kurve: Projektion der zeitgemittelten Geschwindigkeit  $U(y)$ .

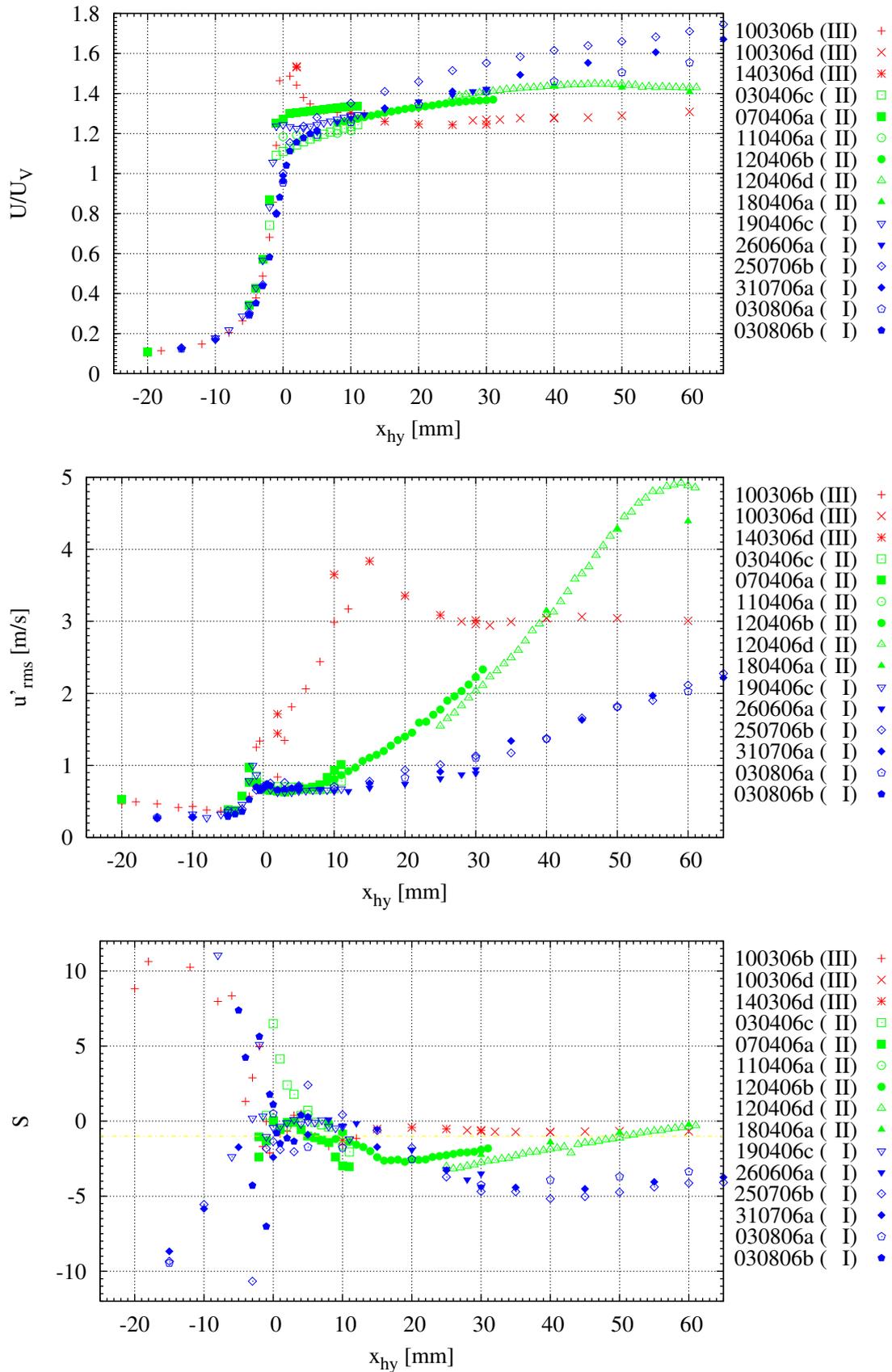


Abbildung 27: Axiale Profile der Größen  $U/U_V$ ,  $u'_{rms}$  und  $S$ , gemessen auf der Kanalachse  $y = 0$ ,  $z = 0$  im Testeinheit 17-V-1,  $Re_1 \approx 6\,000$ .

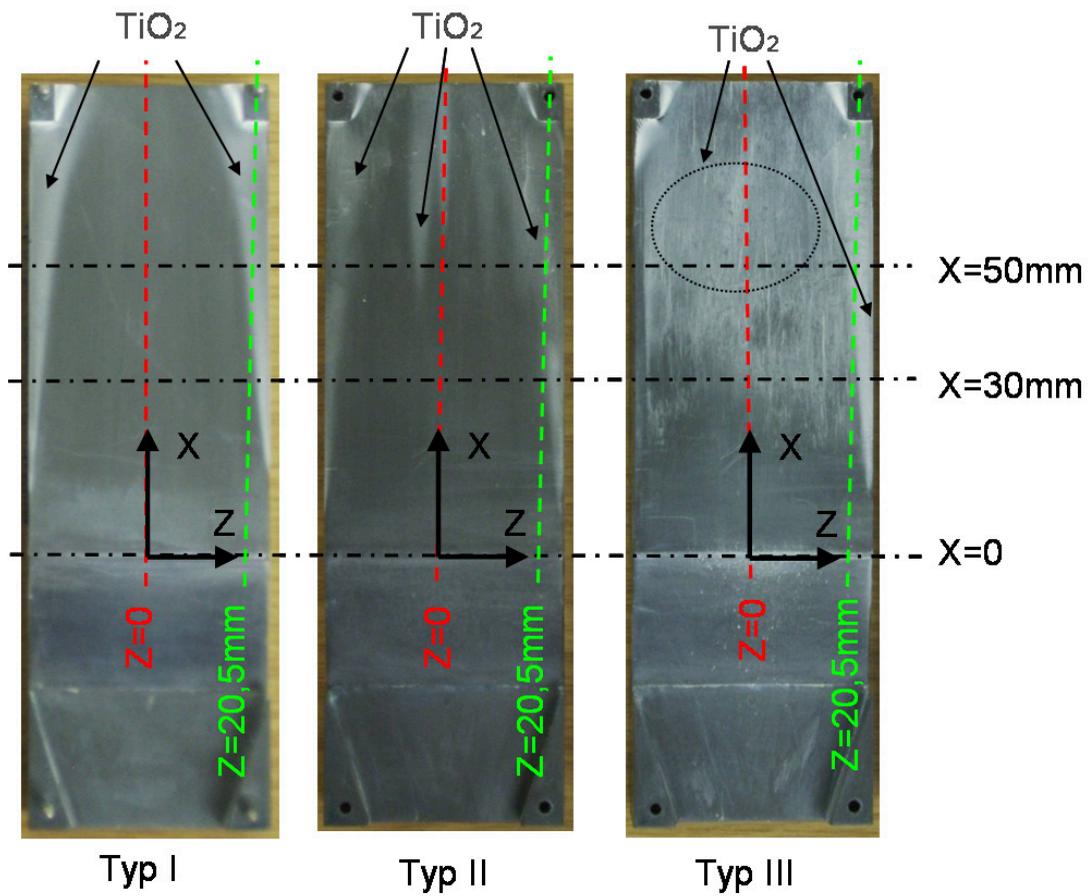


Abbildung 28: Ablagerungen von  $\text{TiO}_2$  auf den Kanaloberflächen des Testeinsetzes 17-V-1 (Strömungsrichtung auf dem Bild von unten nach oben), sichtbar nach der Demontage von drei Experimenten bei  $Re_1 \approx 6\,000$ , von links nach rechts zugeordnet Typ I, II, III.

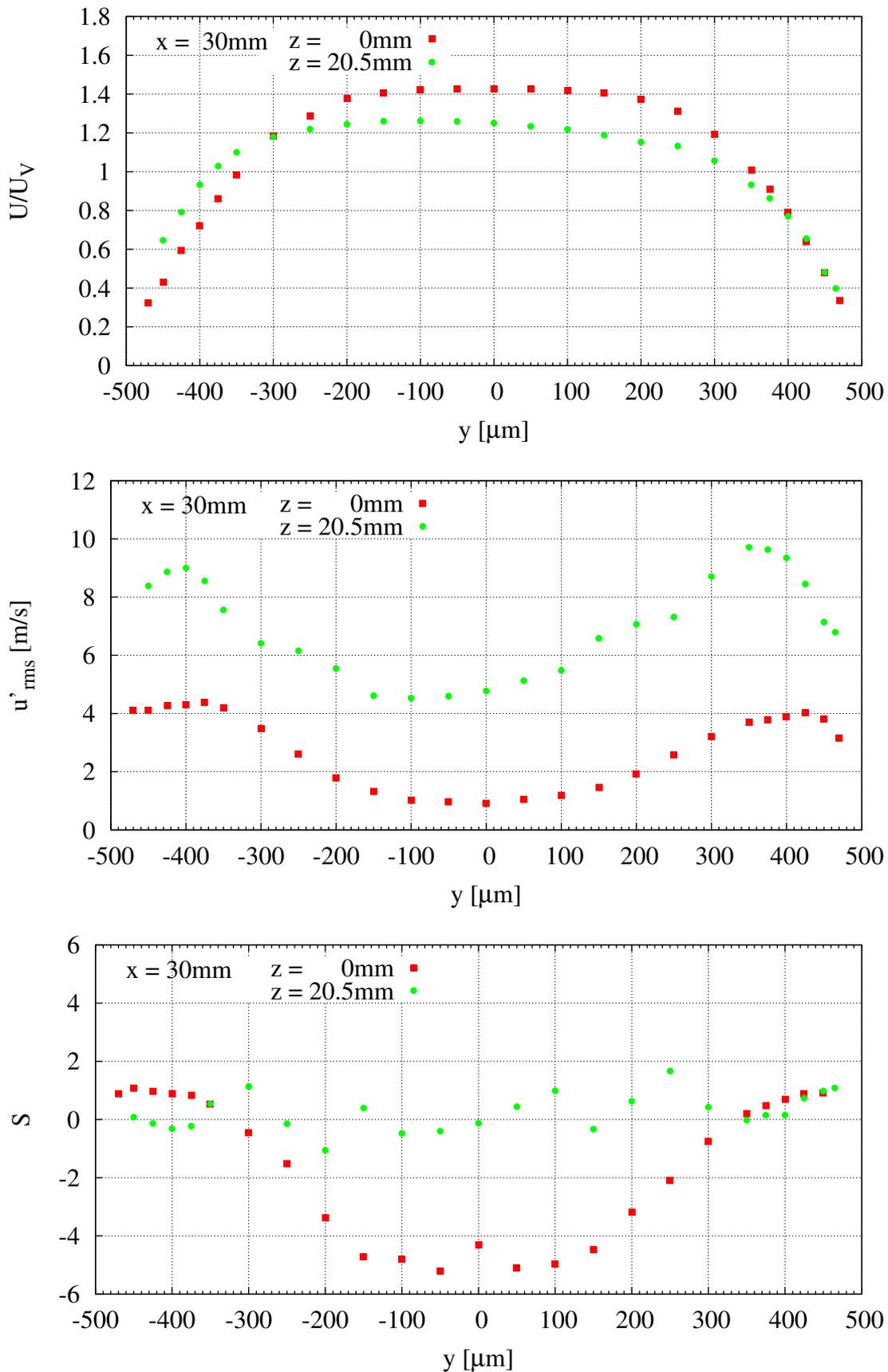


Abbildung 29: Profile  $U(y)$ ,  $u'_{rms}(y)$  und  $S(y)$  an der axialen Position  $x = 30\text{mm}$ , im Vergleich  $z = 0$  und  $z = 20.5\text{mm}$  im Testeinzel  $17\text{-V-1}$ ,  $Re_1 \approx 6\,000$ .

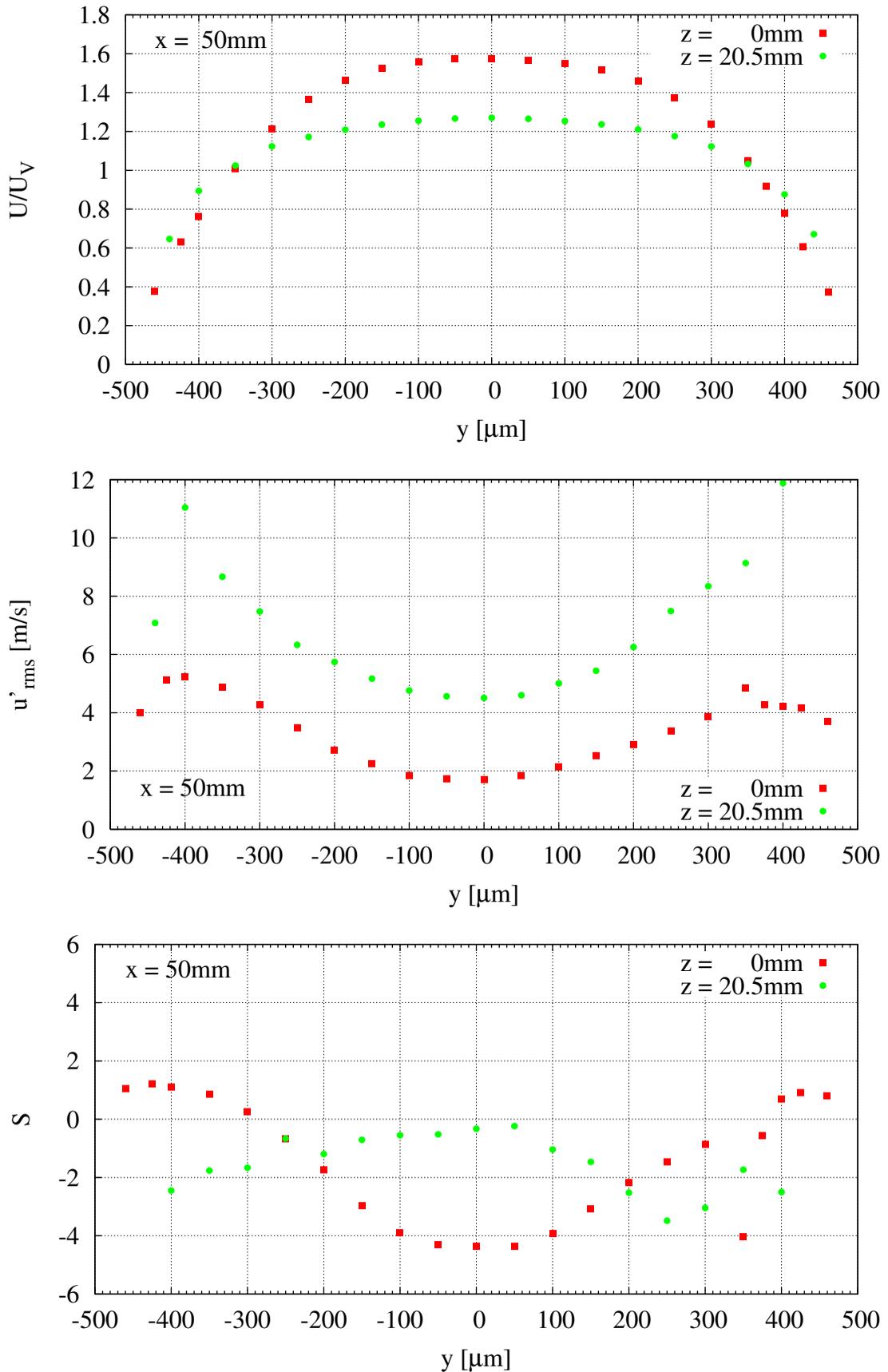


Abbildung 30: Profile  $U(y)$ ,  $u'_{rms}(y)$  und  $S(y)$  an der axialen Position  $x = 50\text{mm}$ , im Vergleich  $z = 0$  und  $z = 20.5\text{mm}$  im Testeinzel 17-V-1,  $Re_1 \approx 6\,000$ .

## Einfluss der Eintrittsgeometrie und der Reynoldszahl

Die gemessenen Strömungstypen I/II und III weisen auf einen prägenden Einfluss der Geometrie am Übergang zwischen Plenum und Minikanal auf den weiteren Verlauf der Minikanalströmung hin. Dabei wurde auch festgestellt, dass die störungsfreie Geometrie *17-V-1* keine exakte Festlegung des Ortes erlaubt, an dem der laminar-turbulente Übergang einsetzt. Wenn keine ausgeprägte geometrische Störung auf der Kanaloberfläche vorlag, bildeten sich die beobachteten Turbulenzflecken an zufälligen Orten.

Ein solcher Zustand ist für eine Konstruktion wie das in der Einleitung vorgestellte IFMIF Hochfluss Testmodul nicht zuträglich, da die Vorhersage des lokalen Wärmeüberganges im Bereich hinter dem Eingang dadurch mit einer erheblichen Unsicherheit behaftet wird<sup>21</sup>. Es wird daher angestrebt, die Entwicklung der Turbulenz durch die Formgebung des Einganges gezielter zu kontrollieren. Dazu werden verschiedene Varianten der Eintrittsgestaltung getestet, die auf unterschiedliche Art und Weise die Turbulenz in der Strömung anregen können.

Unter den verglichenen Varianten befinden sich die beiden Grundgeometrien *17-V-1* und *17-T-1*, sowie zwei weitere Varianten, bei denen gezielte Störungen in die Düse des Testeinsatzes *17-V-1* eingesetzt wurden. Dabei handelte es sich um ein in die Düse eingesetztes Gitter, welches aus einem spiralförmig gewickelten Draht hergestellt wurde<sup>22</sup>, sowie um eine aufgeklebte Stufe kurz vor dem Eintritt in den Minikanal. Die so modifizierten Testeinsätze werden als *17-V-1-G* (Gitter) und *17-V-1-S* (Stufe) bezeichnet. Die Querschnitte dieser Strömungsgeometrien in der  $xy$ -Ebene sind in Abbildung 31 dargestellt. Diese Geometriemodifikationen stellen qualitativ verschiedenartige Störungsquellen dar und beeinflussen das Strömungsfeld an unterschiedlichen Orten.

In Abbildung 32 sind die Profile  $U(x)$ ,  $u'_{rms}(x)$  und  $S(x)$  auf der Mittelachse, gemessen bei  $Re = 6\,000$  eingetragen.

Erwartungsgemäß wird für die ungestörte Geometrie *17-V-1* das niedrigste Niveau der turbulenten Geschwindigkeit erreicht. Der Anstieg der Turbulenz auf der Mittelachse setzt etwas stromabwärts der Eintrittskante ein, wobei dieser Ort sich zwischen einzelnen Messungen unterscheiden kann, wie es in der vorangehenden Diskussion zu diesem Referenzfall gezeigt wurde. Da die Geschwindigkeitsprofile  $U(y)$  für hohe Lauflängen die Parabelform annähern, und zusätzlich Volumenstrom aus dem turbulenten Seitenbereich in den laminaren Kernbereich der Strömung verdrängt wird, steigt die Geschwindigkeit  $U(x)$  auf der Mittelachse stetig an und erreicht hohe Werte.

---

<sup>21</sup>Den Zusammenhang zwischen dem in diesem Kapitel diskutierten Reibungsbeiwert  $f$  und der Nusseltzahl  $Nu$  stellen verschiedene Korrelationen her, siehe Gleichung (109)

<sup>22</sup>Die Gitterspirale wurde aus einem Kupferdraht des Durchmessers  $1.5\text{mm}$  hergestellt. Sie weist einen Aussendurchmesser von  $6.2\text{mm}$  auf und besteht aus 19 Windungen auf der Breite von  $45\text{mm}$

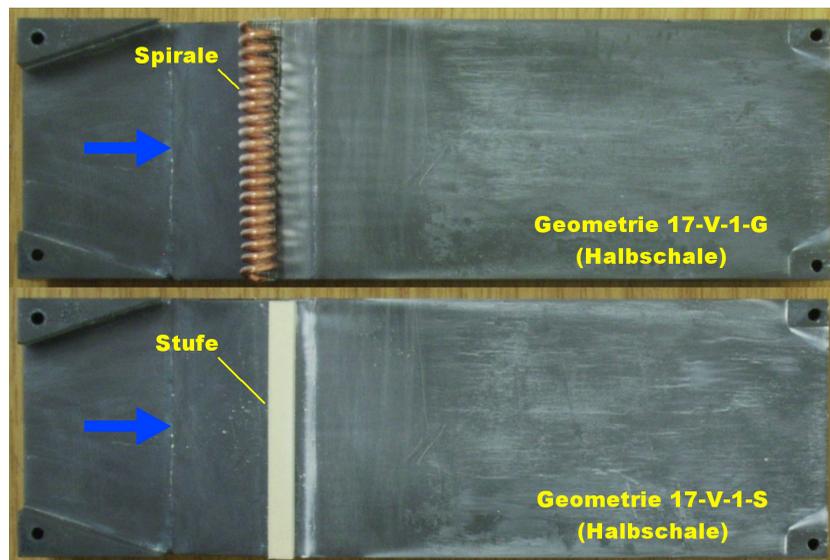
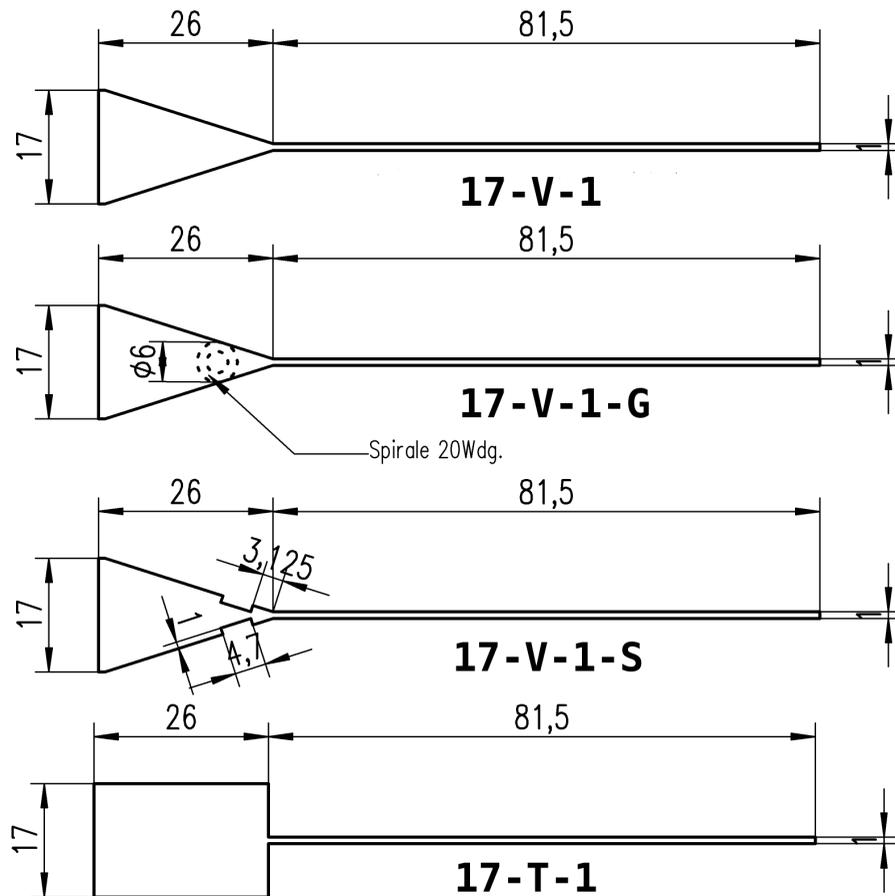


Abbildung 31: Skizzen des Strömungsgebietes der untersuchten Eintrittsgeometrien (oben), sowie Ablagerungen von  $TiO_2$  auf den Kanaloberflächen der Testeinsätze *17-V-1-G* und *17-V-1-S*. (unten)

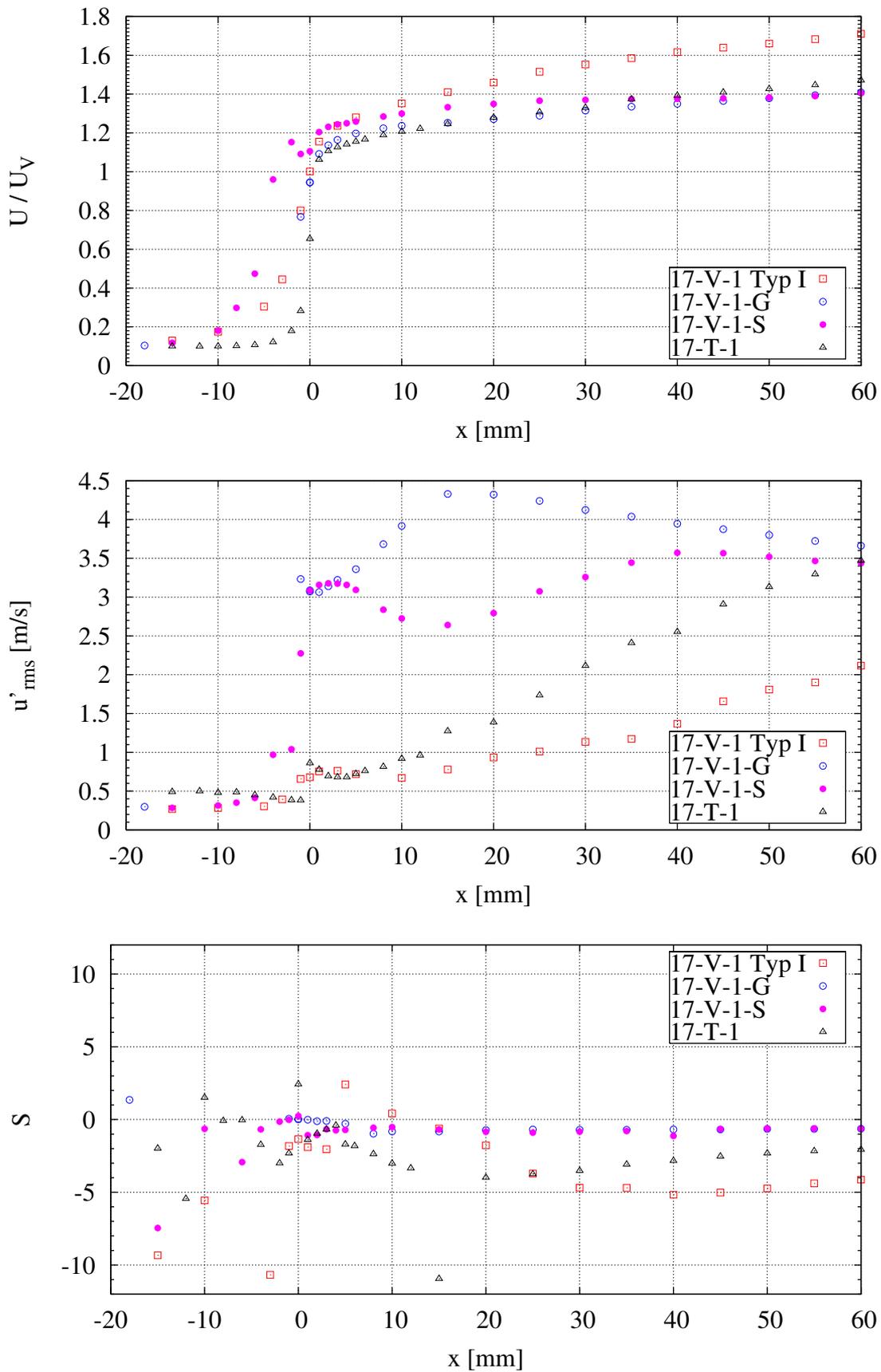


Abbildung 32: Einfluss der Eintrittsgeometrie, gemessen in den Teesteinsätzen 17-V-1, 17-V-1-G, 17-V-1-S und 17-T-1,  $Re = 6\ 000$ .

Der stufenförmige Übergang *17-T-1* bedingt im Vergleich zu der Düse *17-V-1* eine verstärkte Geschwindigkeitskomponente in der  $y$ -Richtung, wodurch im Eintrittsbereich der Betrag des Geschwindigkeitsvektors und damit des Geschwindigkeitsgradienten erhöht wird. In diesem Feld trägt Term (III) der Gleichung (79) zur Verstärkung der turbulenten kinetischen Energie bei, so dass ein Anwachsen von  $u'_{rms}$  direkt ab der Eintrittskante beobachtet werden kann. Die Geschwindigkeit auf der Mittelachse erreicht im Bereich  $0 < x \leq 12\text{mm}$  die niedrigsten Werte aller verglichenen Testeinsätze, so dass hier eine besonders gleichförmige Geschwindigkeitsverteilung über die Eintrittsfläche erwartet werden kann.

Eine Eintrittsgestaltung vom Typ *17-V-1-S* kombiniert den diskutierten Stufen effekt mit einer vorwärtsgewandten Kante, an der das Strömungsprofil ablösen kann und zusätzlich instationäre Wirbelablösung erwartet werden kann. Durch die bewirkte Versperrung des Kanals wird die Strömung zunächst beschleunigt und dann verzögert. Die Geometrie der Störung wirkt vorrangig auf die Geschwindigkeitskomponenten in  $x$ - und in  $y$ -Richtung. Es wird ein rapider Anstieg der turbulenten Geschwindigkeit  $u'_{rms}$  auf der Mittelachse bis zum Eintritt in den Minikanal gemessen. Der Strömungsverlauf im Minikanal ist gekennzeichnet durch zwei lokale Maxima und ein Minimum von  $u'_{rms}$  auf der Kanalachse, über deren Ursachen anhand der gemessenen Daten keine Aussagen belegt werden können. Für diese Eintrittskonfiguration wird im Bereich  $2\text{mm} \leq x \leq 60\text{mm}$  der geringste Geschwindigkeitsanstieg  $\partial U/\partial x$  auf der Mittelachse gemessen.

Es erscheint bemerkenswert, dass die Geschwindigkeitsprofile  $U(x)$  der Varianten *17-T-1* und *17-V-1-G* ähnliche Verläufe annehmen, während das Niveau von  $u'_{rms}$  sich zwischen beiden Varianten drastisch unterscheidet. Dies lässt darauf schließen, dass das Verhältnis zwischen den wirksamen Reynoldsspannungen  $\overline{u'_i u'_j}$  zu der gemessenen Komponente  $u'_{rms} = \overline{u'_1}$  sich zwischen den beiden Fällen deutlich unterscheidet. Dies könnte darin begründet sein, dass die Stufe der Variante *17-T-1* bevorzugt Fluktuationen in  $x$ - ( $u'_1$ ) und in  $y$ -Richtung ( $u'_2$ ) anregt, wodurch die Korrelation  $\overline{u'_1 u'_2}$  gesteigert wird.

In Abbildung 31 sind  $TiO_2$ -Ablagerungen auf der Kanalfläche zu sehen. Die Ablagerungen hinter der Stufe und vor dem Übergang in den Minikanal korrespondieren mit einem lokalen Maximum der turbulenten Geschwindigkeit  $u'_{rms}$  bei  $x \approx -2\text{mm}$ . Die turbulenten Keile am Seitenrand sind deutlich unterscheidbar, jedoch sind weitere, unregelmäßig strukturierte Ablagerungen gleichmäßig über die gesamte Kanalfläche verteilt.

Das spiralförmige Gitter der Einlassform *17-V-1-G* stellt eine über den gesamten Querschnitt verteilte Störung vor dem Eintritt in den Minikanal dar, welche eine Strömungsumlenkung in allen Raumkoordinaten bewirkt. Die dadurch erreichte Steigerung der turbulenten Geschwindigkeit  $u'_{rms}$  erreicht kurz nach dem Eintritt ein vergleichbares Niveau wie bei der Variante *17-V-1-S*, danach schließt sich eine weitere Steigerung bis zu einem Maximum an. Für  $3\text{mm} \leq x \leq 60\text{mm}$  wird auf der Mittelachse das höchste Niveau von  $u'_{rms}$  der untersuchten Varianten

gemessen. Die in Abbildung 31 (unten) gezeigten Ablagerungen weisen eine durch das Gitter geprägte kammartige Struktur auf. Die Streifen entspringen an den Stellen, wo das spiralförmige Gitter auf der Wandoberfläche aufliegt, und erhalten sich über mehrere Zentimeter.

In beiden Varianten *17-V-1-S* und *17-V-1-G* nimmt die Schiefe  $S$  auf der Mittelachse geringere Werte an als bei den beiden Varianten ohne Störung, *17-V-1* und *17-T-1*. Da die Einbauten auch in wandfernen Bereichen der Strömung Turbulenz induzieren, liegt ein homogeneres Turbulenzfeld vor.

Zur technischen Anwendung in Strömungsapparaten, welche schon im Einlaufbereich eine definierte, über die Breite des Kanals gleichmäßige und in der axialen Entwicklung gleichbleibende Turbulenz erfordern, wird eine Eintrittsgestaltung vom Typ der Modifikation *17-V-1-S* mit Stufe vorgeschlagen, die im Allgemeinen leicht und reproduzierbar zu fertigen ist.

Der Einfluss der Reynoldszahl auf die Strömungsprofile wurde in der Geometrie *17-V-1* durch Variation des Massenstromes untersucht. Die Profile  $U(x)/U_V$ ,  $u'_{rms}(x)$  und  $S(x)$  auf der Mittelachse zeigt Abbildung 33. Bei der Reynoldszahl  $Re = 9\,000$  wurde die Messung in zwei Gebiete aufgeteilt. Bei hohen Geschwindigkeiten  $u > 89.4\text{m/s}$  musste eine andere Messanordnung gewählt werden, wobei durch Umdrehen der LDA-Sonde die Relativbewegung des Interferenzstreifenmusters gleichsinnig mit der Strömungsrichtung orientiert wurde. Diese Anordnung verschiebt den Messbereich zu höheren Geschwindigkeiten, verstärkt aber auch den in Kapitel 3.3.2 beschriebenen *fringe bias* in der Auswertung der LDA-Daten und führt trotz der angewendeten Korrektur zu sprunghaft abgesenkten Werten in den dargestellten Kurven von  $U(x)$ ,  $u'_{rms}(x)$  und  $S(x)$  ab  $x > 5\text{mm}$ .

Bei  $Re = 3\,000$  verbleibt der Schwankungsanteil der Geschwindigkeit  $u'_{rms}(x)$  über die gesamte Länge des Kanals auf einem niedrigen, nahezu konstanten Niveau. Auch der Wert der Schiefe  $S$  nahe Null weist darauf hin, dass die Strömung auf der Kanalachse nicht von intermittenter Turbulenz erfasst wird. Der Geschwindigkeitsverlauf  $U(x)/U_V$  auf der Kanalachse steigert sich monoton. Für  $x > 25\text{mm}$  werden Werte  $U(x) > 1.5$  erreicht, was auch für diese niedrige Reynoldszahl auf die Ausprägung eines dreidimensionalen Strömungsfeldes schließen lässt, wie es durch turbulente Keile an den Seitenrändern hervorgerufen wird.

Der Verlauf der normierten Geschwindigkeit  $U(x)/U_V$  auf der Kanalachse ist für die Strömungsfelder von  $Re = 3\,000$  und  $Re = 6\,000$  nahezu deckungsgleich. Ab  $x > 40\text{mm}$  werden für  $Re = 6\,000$  jedoch geringfügig niedrigere Geschwindigkeiten gemessen, was auf eine beginnende Verflachung des Profils  $U(y)$  für diesen Strömungszustand hinweist. Der Anstieg der turbulenten Geschwindigkeit  $u'_{rms}$  wird ab  $x > 35\text{mm}$  gemessen. Eine deutlichere Absenkung von  $U(x)/U_V$  auf der Mittelachse wird für die Reynoldszahl  $Re = 9\,000$  für den gesamten Minikanal  $x > 0$  beobachtet, auch der deutliche Anstieg von  $u'_{rms}$  und  $|S|$  am Kanaleingang weisen auf den Übergang zur turbulenten Strömungsform hin.

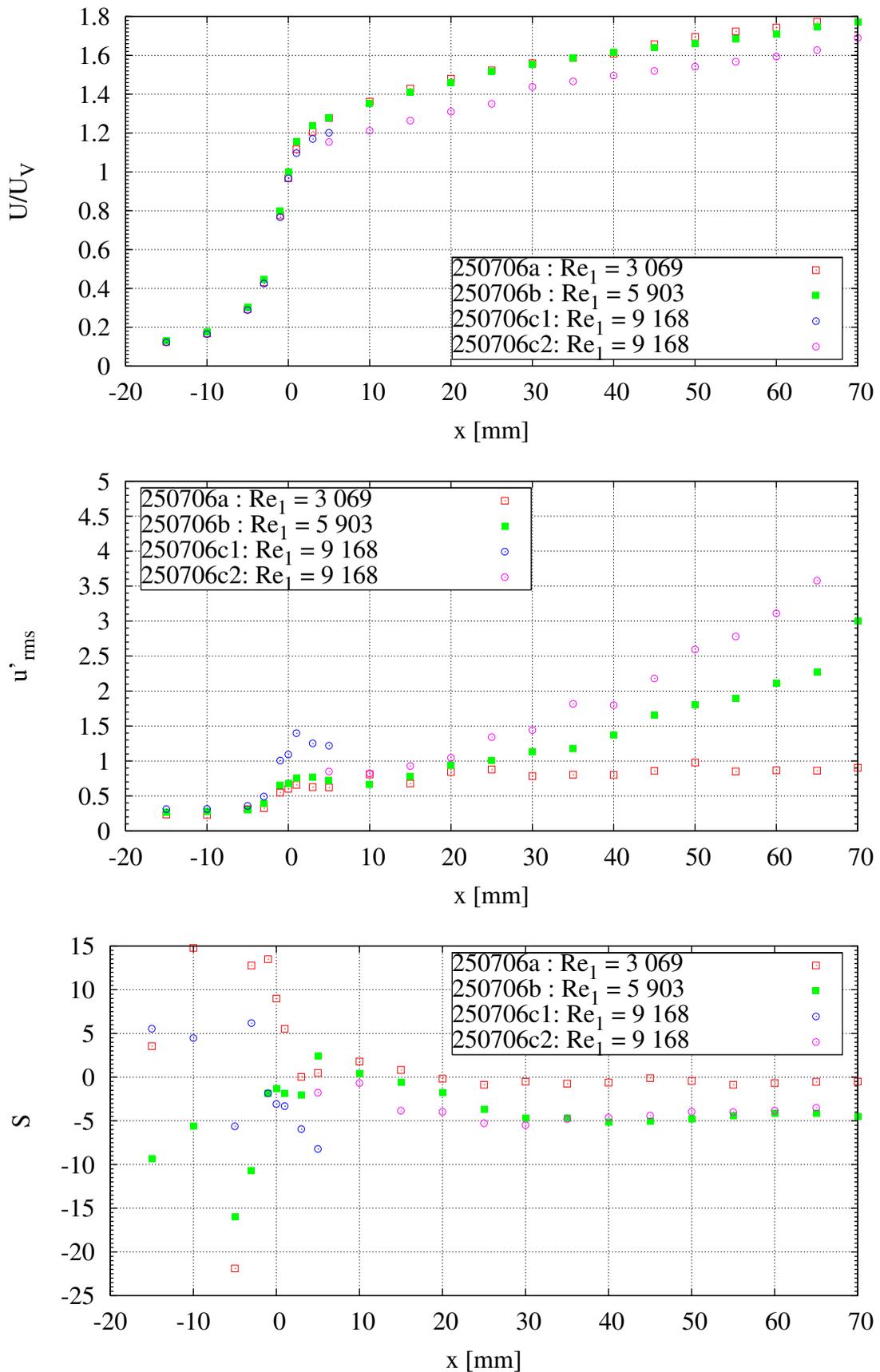


Abbildung 33: Profile von  $U/U_V$ ,  $u'_{rms}$  und  $S$  auf der Mittelachse in Hauptströmungsrichtung  $x$ , gemessen in dem Testeinzel  $17-V-1$ ,  $Re = 3\,000, 6\,000, 9\,000$ .

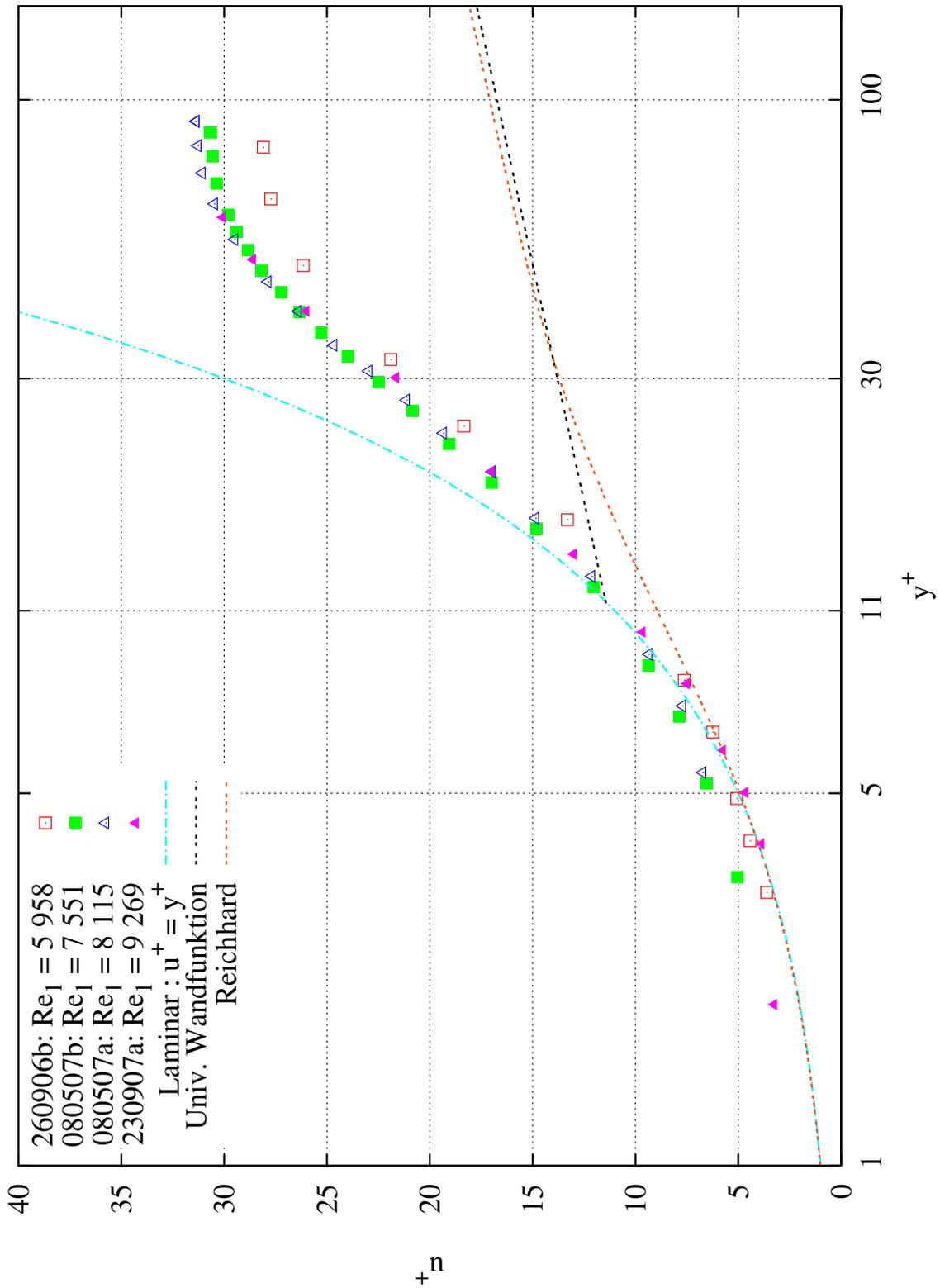


Abbildung 34: Geschwindigkeitsprofile, dargestellt in Wandkoordinaten  $u^+(y^+)$  (Skalierung mit  $\tau_w^{(U,p)}$ ). Messungen im Testeinheit 17-V-1,  $x = 50\text{mm}$ .

Abbildung 34 zeigt Geschwindigkeitsprofile, gemessen im Testeinsatz 17-V-1 bei  $x = 50\text{mm}$  für Reynoldszahlen im Bereich 6 000 bis 9 000 in den sogenannten Wandkoordinaten als  $u^+(y^+)$  dargestellt. Es wurde eingesetzt:

$$y^+ = (y - y_w) \cdot u_t / \nu \quad (82)$$

$$u^+ = U(y) / u_t \quad (83)$$

$$\text{mit } u_t = \sqrt{\tau_w^{(U,p)} / \rho} \quad (84)$$

Diese Darstellung eignet sich zum Vergleich mit den aus der Literatur bekannten sogenannten universellen Geschwindigkeitsprofilen für die entwickelte turbulente beziehungsweise laminare Grenzschichtströmung. Die beispielsweise von Kakac [1] zusammengestellten Korrelationen sind

$$\text{laminar} : u^+ = y^+ \quad (85)$$

$$\text{turbulent} : u^+ = 1/\kappa \cdot \log(y^+) + 5.5 \quad \text{mit } \kappa = 0.41, \quad y^+ > 11.5 \quad (86)$$

beziehungsweise, in der Formulierung von Reichhardt für den gesamten Bereich von  $y^+$  bei turbulenten Strömungen:

$$2.5 \cdot \ln(1 + 0.4 \cdot y^+) + 7.8 \cdot \left(1 - e^{-y^+/11} - (y^+/11) \cdot e^{-0.33 \cdot y^+}\right) \quad (87)$$

Für  $y^+ < 11.5$  liegen die Messwerte auf oder über<sup>23</sup> der Korrelation für die laminare Grenzschicht. Im Bereich  $y^+ > 11.5$  liegen die Messwerte zwischen den Werten der laminaren und der turbulenten Korrelationen. Für die Messungen  $Re_1 = 7\,471$ ,  $8\,102$  und  $9\,269$  weichen die Werte  $u^+(y^+ = 50)$  um nur 0.6% voneinander ab. Die entsprechende Messung bei  $Re_1 = 5\,914$  liegt um ca. 8% unterhalb dieser Gruppe, was darauf hinweist, dass in diesem Fall bei  $x = 50\text{mm}$  der Einlaufvorgang noch weniger weit fortgeschritten ist als bei den höheren Reynoldszahlen<sup>24</sup>.

Im Folgenden werden die Ergebnisse aus den Messungen des axialen Druckprofils betrachtet. Der Reibungsbeiwert  $f(x) := f_s(x - \Delta x, x + \Delta x)$  wird nach Gleichung (52) aus dem axialen Druckprofil für verschiedene Positionen  $x_i$  ausgewertet, an denen sich Wandanbohrungen befinden. Das Längenmaß  $\delta x$  ergibt sich durch den Abstand zu den jeweils nächsten Wandanbohrungen stromaufwärts und stromabwärts als  $\delta x = 8\text{mm}$ . Es wurden die Messergebnisse aus je vier individuellen Messungen beim gleichen Zielwert der Reynoldszahl zu einem Ensemble-Mittelwert zusammengefasst. Die Mittelwerte und Standardabweichungen der Reynoldszahl  $Re_1$  und der Reibungsbeiwerte  $f(x = 28\text{mm})$  und  $f(x = 52\text{mm})$  sind in Tabelle 2 angegeben.

<sup>23</sup>Im wandnahen Bereich kommen systematische Messabweichungen bei LDA Messungen zum tragen, die zu hohe gemessene Geschwindigkeiten erzeugen.

<sup>24</sup>Es sei daran erinnert, dass sowohl bei laminaren als auch turbulenten Strömungen die Einlaufänge mit der Reynoldszahl steigt, da jedoch die Einlaufänge für turbulente Strömungen geringer ist als bei laminaren Strömungen, kann im vorliegenden transitionellen Bereich eine Verkürzung der Einlaufänge mit steigender Reynoldszahl erwartet werden.

$Re_1 \pm \sigma_{Re}$	$f(x = 28mm) \pm \sigma_f$	$f(x = 52mm) \pm \sigma_f$
3 018 $\pm$ 27	0.0152 $\pm$ 0.0040	0.00898 $\pm$ 0.00088
6 056 $\pm$ 12	0.0125 $\pm$ 0.0029	0.00617 $\pm$ 0.0013
9 040 $\pm$ 20	0.0116 $\pm$ 0.0020	0.00578 $\pm$ 0.00138
12 073 $\pm$ 19	0.0104 $\pm$ 0.0016	0.00570 $\pm$ 0.00133

Tabelle 2: Mittelwerte und Standardabweichungen der in Abbildung 35 dargestellten ensembledemittelten Messreihen.

Für alle verfügbaren  $x_i$  und die vier Reynoldszahlen entsprechend Tabelle 2 wird anhand Abbildung 35 der Zusammenhang  $f(Re, x)$  betrachtet. Bei jeder Reynoldszahl ist im hydraulischen Einlaufbereich zunächst erwartungsgemäß ein Absinken des lokalen Reibungsbeiwertes zu beobachten. Bei der Reynoldszahl  $Re_1 = 3\,018$  stagniert der Reibungsbeiwert bei  $x \approx 50mm$  und fällt danach weiter ab. Dieser weitere Abfall des Druckverlustbeiwertes für  $x > 60mm$  wird einem Artefakt des Experimentes zugeschrieben, da sich die Messstellen schon nahe an den seitlichen Abstandshaltern befinden, welche die Strömung einengen (Siehe Abbildung 15, Seite 48).

Im Einlaufgebiet  $x < 44mm$  ist eine deutliche Abhängigkeit des Reibungsbeiwertes von der Reynoldszahl zu erkennen, während die Kurven für  $x > 44mm$  und  $Re_1 \geq 6\,000$  einen sehr ähnlichen Verlauf nehmen. In den weiter oben anhand Abbildung 33 diskutierten Messungen des Geschwindigkeitsprofils  $U(x)/U_V$  auf der Kanalachse zeigte sich dahingegen eine weitgehende Übereinstimmung der Profile  $U(x)/U_V$  von  $Re_1 = 3\,000$  mit  $Re_1 = 6\,000$ , aber ein davon abweichender Verlauf bei  $Re_1 = 9\,000$ . Dies ist erklärbar, da der Reibungsbeiwert durch Strömungsphänomene wie etwa den Randwirbeln mitbestimmt wird, die auf der Kanalachse nicht erfasst werden.

In Abbildung 36 ist der Verlauf des lokalen Reibungsbeiwertes  $f(x = 52mm)$  in Abhängigkeit von der Reynoldszahl bis  $Re_1 \approx 15\,500$  dargestellt. Hier werden keine Mittelwerte, sondern die Ergebnisse der individuellen Messreihen einzeln eingetragen. Es ist eine erhebliche Streubreite zu erkennen. Bei den 13 gemessenen Werten im Bereich  $5\,881 \leq Re_1 \leq 6\,085$  beträgt die Spanne zwischen dem maximalen und dem minimalen Reibungsbeiwert 48.8% bezogen auf den Mittelwert, die Standardabweichung beträgt 11.5%. Die als Gruppe A1 und A2 bezeichneten Messwerte wurden an einem Tag, in dem selben Aufbau gemessen. Bei Gruppe A1 wurden die Reynoldszahlen 1 500 bis 15 000 aufsteigend angefahren. Nach einer Pause wurden für Gruppe A2 die Reynoldszahlen 15 000 bis hinab zu 1 500 in absteigender Reihenfolge angefahren. Im Bereich  $Re_1 \geq 3\,000$  liegen die Reibungsbeiwerte der Gruppe A2 durchgehend über denen der Gruppe A1, bei  $Re \approx 6\,000$  beträgt die Differenz der beiden korrespondierenden Reibungsbeiwerte 27.1% bezogen auf den Mittelwert. Auf Grund des geschilderten experimentellen Befundes bei Gruppe A1 und A2 (resultierend aus einem einzigen

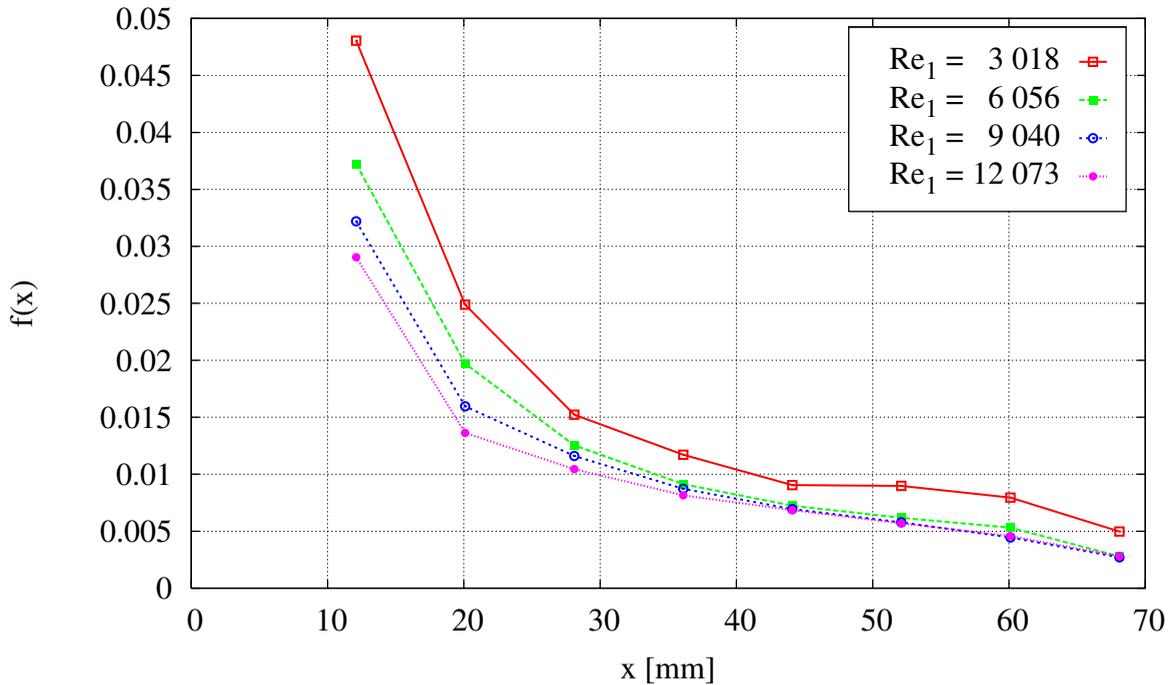


Abbildung 35: Axialer Verlauf des lokalen Druckverlustbeiwertes  $f(x)$  im Einlaufbereich des Testeinsetzes 17-V-1 bei verschiedenen Reynoldszahlen. Die Abweichungen innerhalb des Ensembles sind in Tabelle 2 angegeben.

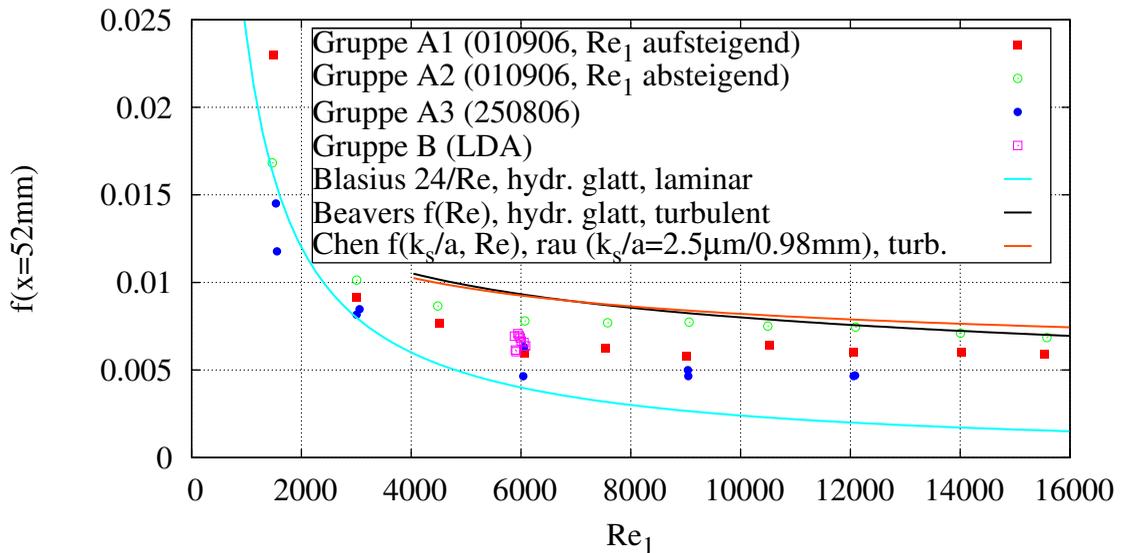


Abbildung 36: Abhängigkeit des gemessenen Reibungsbeiwertes  $f(x = 52\text{mm})$  von der Reynoldszahl  $Re_1$ , im Vergleich zu gängigen Korrelationen für die laminare und die turbulente eingelaufene ebene Spaltströmung. Messreihen aus Gruppe A und Gruppe B entsprechend Tabelle 19.

Aufbau) wird es als unwahrscheinlich erachtet, dass eine fehlerhafte Reproduktion des Versuchsaufbaus für die große Streubreite der Ergebnisse hauptsächlich verantwortlich ist. Stattdessen scheint eine zeitabhängige Strömungsbildung vorzuliegen.

Die als Gruppe B gekennzeichneten Messwerte mit  $Re \approx 6\,000$  entstammen den Messreihen, bei denen parallel zu der Druckmessung  $p(x)$  auch Messungen der Geschwindigkeitsprofile  $U(y)$  mit LDA durchgeführt wurden. Die Ergebnisse aus beiden Gruppen liegen innerhalb der Streubreite der Einzelmessungen in guter Übereinstimmung. Wie anhand Tabelle 3 weiter unten noch gezeigt wird, findet sich für  $x = 50\text{mm}$  auch eine stimmige Beziehung zwischen den Wandreibungswerten, die aus der Druckmessung bestimmt wurden, und den Wandreibungswerten, die aus der Geschwindigkeitsprofilmessung abgeleitet wurden. So zeigt sich zwar eine hohe Streubreite der einzelnen Messreihen untereinander, jedoch wird eine erhebliche systematische Abweichung der Messung von den tatsächlichen physikalischen Werten durch die unabhängige Bestimmung aus zwei verschiedenen Messverfahren für unwahrscheinlich erachtet.

Zum Vergleich mit dem gemessenen Druckverlustbeiwert  $f(x = 52\text{mm})$  der weitgehend eingelaufenen Strömung ( $x/d_h = 26.6$ ) werden die gebräuchlichen analytisch hergeleiteten oder empirisch bestimmten Formeln herangezogen. Für ebene Spaltströmungen gilt für laminare Strömungen die Gleichung (88)<sup>25</sup>.

$$f_{lam} = \frac{24}{Re} \quad (88)$$

Für die turbulente Strömung in rechteckigen Kanälen mit hohen Aspektverhältniszahlen  $b/s$  und hydraulisch glatten Wänden wird von Beavers et al. [57] die empirische Korrelation

$$f_{trb} = \frac{0.1268}{Re^{0.3}}, \quad 4\,000 \leq Re \leq 10^5 \quad (89)$$

angegeben. Die Zahlenwerte nach dieser Gleichung unterscheiden sich nur geringfügig von der klassischen Korrelation von Blasius  $f_{trb} = 0.079 \cdot Re^{-0.25}$ .

Von Kakac [1] wird ein Vorschlag von Chen zur Berechnung des Druckverlustbeiwertes in zylindrischen Rohren empfohlen, der den Rauheitseinfluss berücksichtigt. Der empfohlene Anwendungsbereich beschränkt sich auf die Reynoldszahlen  $4 \cdot 10^3 \leq Re \leq 10^8$  und die auf den Rohrradius  $a$  bezogene Rauheit  $2 \cdot 10^{-8} \leq k_s/a \leq 0.1$ . Es wird hier  $a = d_h/2$  eingesetzt, um die Formel für allgemeine Kanalquerschnitte umzuformen.

<sup>25</sup>Ergänzend sei erwähnt, dass unter gleichen Bedingungen für kreisrunde Kanalquerschnitte die bekannte Formel von Poiseuille  $f_{lam} = 16/Re$  angewendet werden sollte.

$$f_{trb,r} = \left\{ 3.48 - 1.7372 \cdot \ln \left[ \frac{k_s}{a} - \frac{16.2426}{Re} \cdot \ln A_2 \right] \right\}^{-2}$$

mit  $A_2 = \frac{(k_s/a)^{1.1098}}{6.0983} + \left( \frac{7.149}{Re} \right)^{0.8981}$  (90)

Der Rauheitskennwert  $k_s$  wurde nach Gleichung (115) (auf Seite 141) angesetzt, als Mittelwert der in Tabelle 11 (auf Seite 142) angegebenen Werte der beiden Kanaloberflächen ergibt sich  $k_s \approx 2.5 \mu m$ . Der Unterschied zwischen der Reibungsbeiwerte aus den Gleichungen (89) und (90) ist hier sehr gering. Ab  $Re_1 > 3\,000$  befinden sich die Messwerte für den Reibungsbeiwert über der Kurve der laminaren Korrelation. Die turbulenten Korrelationen stellen eine Obergrenze für die gemessenen Reibungsbeiwerte dar. Bei  $Re_1 \approx 6\,000$  bevölkern die Messwerte nahezu den gesamten Bereich zwischen der laminaren und den turbulenten Korrelationen, für  $Re > 9\,000$  nähern sich die Korrelationen für turbulente Strömungen dem Streuband der Messwerte an. Im Bereich  $9\,000 \leq Re_1 \leq 15\,500$  bleibt der gemessene Reibungsbeiwert innerhalb der Schwankungsbandbreite nahezu konstant.

Theoretische Arbeiten zum laminar-turbulenten Umschlagspunkt der ebenen Poiseuille Strömung sind von Lin [64], Orszag [62] und Thomas [63] bekannt. Thomas gibt eine kritische Reynoldszahl basierend auf der halben Spaltweite und der maximalen Geschwindigkeit des Parabelprofils von  $Re_c^{(Thomas)} = \frac{U(y=0) \cdot 2s}{\nu} = 5\,780$  an, was einem Wert  $Re_c = 15\,413$  nach der in der vorliegenden Arbeit durchgängig verwendeten Definition der Reynoldszahl  $Re$  nach Gleichung (54) entspricht. Von Lin und Orszag wurden jeweils die Werte  $Re_c = 12\,000$  und  $Re_c = 15\,392$  ermittelt. Diese berechneten kritischen Reynoldszahlen sollen die Bedingung darstellen, bei der eine gestörte laminare Strömung nicht mehr durch viskose Dämpfung stabilisiert wird, sondern sich die Störungen stromab zu einer turbulenten Strömung ausprägt. Experimentelle Arbeiten von Beavers et al. [56] untersuchten Wasserströmungen in rechteckigen Kanäle mit hohen Aspektverhältnissen und verschiedenen Eintriffsformen. Es wurde festgestellt, dass die ersten Abweichungen des Reibungsbeiwertes von der laminaren Gesetzmäßigkeit je nach Gestalt der Einlaufform im Bereich  $2\,200 \leq Re_c \leq 3\,400$  auftrat. In der vorliegenden Arbeit wurde weiter oben schon gezeigt, dass die gemessenen Reibungsbeiwerte für  $Re > 3\,000$  bereits über den Werten der laminaren Korrelation liegen, was in qualitativer Übereinstimmung mit den Ergebnissen von Beavers et al. liegt. Wie anhand des in Abbildung 33 gezeigten Verlaufes von  $u'_{rms}$  entlang der Mittelachse ersichtlich ist, findet bei der in der vorliegenden Arbeit untersuchten Strömung eine Anfachung der Turbulenz mit der Lauflänge für Reynoldszahlen ab  $Re \geq 6\,000$  statt. Eine der Ursachen, die zu dieser verfrühten Instabilität führen, kann darin gesehen werden, dass keine ideal zweidimensionale Strömung vorliegt, wie sie den

theoretischen Untersuchungen zugrunde lag, sondern hier ein Kanal mit Rechteckquerschnitt vorliegt, dessen Seitenverhältnis  $s/b = 1/45$  beträgt. Es wurde anhand der in Abbildungen 29 und 30 gezeigten Ergebnisse, sowie anhand der in Abbildung 28 (Typ I) sichtbaren keilförmigen Partikelablagerungen an den Seitenrändern gezeigt, dass in den Randbereichen vermehrt Turbulenz erzeugt wird. Es wird durch Abbildung 28 aber ebenfalls die Annahme gestützt, dass die in den Seitenbereichen erzeugte Turbulenz auf der gesamten Kanallänge noch nicht auf die Strömung auf der Mittelachse bei  $z = 0$  transportiert wird. Dies weist auf das Mitwirken einer weiteren Ursache für den im Vergleich zu den theoretischen Untersuchungen „verfrühten“ laminar-turbulenten Umschlag hin. Tatsächlich liegt bei der vorliegenden experimentell untersuchten Strömung kein parabelförmiges laminares Strömungsprofil vor, da sich dieses erst aus dem am Eintritt vorgegebenen pfpfenförmigen Strömungsprofil herausbilden müsste. Hier zeigten jedoch die oben diskutierten experimentellen Untersuchungen der vorliegenden Arbeit, dass es aufgrund der hohen Geschwindigkeitsgradienten im wandnahen Bereich des Pfpfenprofils zu einer Anfachung der Turbulenz kommt, welche über den gesamten axialen Lauflängenbereich andauert, (Typ I) beziehungsweise deren Niveau aufrechterhalten wird (Typ III). In diesem Fall entscheidet somit nicht die in den oben zitierten Arbeiten theoretisch untersuchte Stabilität des entwickelten laminaren Profils über die Entstehung der Turbulenz, sondern die Stabilität und die Randbedingungen des Strömungsfeldes im Einlaufbereich. Dahingegen stellt sich die Frage, ob die aus dem Einlauf hervorgegangene turbulente Strömung auch bei großen Lauflängen aufrechterhalten wird, oder ob diese durch viskose Dämpfung der Turbulenz (Term **IV** der Gleichung (79)) wieder zurück in eine laminaire Strömungsform überführt werden könnte. Auf eine solche Rücktransition oder Laminarisierung wurden in den experimentellen Ergebnissen für  $Re \geq 6\,000$  im Rechteckkanal jedoch keine Hinweise gefunden. Für den Fall  $Re = 3\,000$  zeigte die Entwicklung von  $u'_{rms}$  auf der Mittelachse im untersuchten Lauflängenbereich ein nahezu indifferentes Verhalten (siehe Abbildung 33).

## Vergleich der ermittelten Wandschubspannungen aus Druck- und Geschwindigkeitsgradienten

In den vorangegangenen Kapiteln wurden bereits experimentelle Ergebnisse für die Wandreibung in Form der dimensionslosen Reibungsbeiwerte  $f$  dargestellt, die aus den gemessenen Profilen des statischen Druckes  $p(x)$  gewonnen wurden. Über Gleichung (46) lassen sich diese Ergebnisse auch in Wandschubspannungen  $\tau_w$  umrechnen. Durch die Messung von Geschwindigkeitsprofilen  $U(y)$  im wandnahen Bereich bietet sich durch den Zusammenhang nach Gleichung (92) eine weitere indirekte Messmethode, um Wandschubspannungen zu bestimmen. Somit kann diese Größe aus unabhängigen Mehrfachmessungen vergleichend dargestellt werden.

Aus einer Kräftebilanz um ein Fluidelement, welches eine gemeinsame Fläche mit der Wandoberfläche hat, und eine Höhe  $|y - y_w|$  in wandnormaler Richtung, aufweist, folgt Gleichung (91), wenn die effektive Viskosität als Summe der molekularen Viskosität  $\mu$  des Newton'schen Fluides, sowie der turbulenten Viskosität  $\mu_t$  entsprechend der Boussinesq-Annahme gebildet wird.

$$\tau_w = \frac{\partial U}{\partial y}(\mu + \mu_t) - \frac{dp}{dx} \cdot |y - y_w| \quad (91)$$

Unter der Voraussetzung, dass die turbulenten Schwankungen in Wandnähe gedämpft werden, und damit auch die turbulente Viskosität  $\mu_t$  zur Wand hin verschwindet, so dass nur noch die molekulare Viskosität  $\mu$  wirksam ist, gilt für ein Newton'sches Fluid in unmittelbarer Wandnähe die Gleichung (92).

$$\tau_w = \left. \frac{\partial U}{\partial y} \right|_{y \rightarrow y_w} \cdot \mu \quad (92)$$

Die Dicke  $\delta_{lam}$  der laminaren Schicht, innerhalb der die turbulente Viskosität  $\mu_t$  vernachlässigt werden kann, wird nach Gleichung (93) von Goldstein [54] abgeschätzt.

$$\delta_{lam} = \frac{5 \cdot \nu}{\sqrt{\tau_w / \rho}} \quad (93)$$

Da bei Überschneidung des LDA Messvolumens mit der Wand systematische Abweichungen<sup>26</sup> bei der Messung der Geschwindigkeiten mit LDA auftreten würden, können gültige Messungen der Geschwindigkeiten nur für einen Mindestabstand von  $30\mu m$ <sup>27</sup> von der Wand erhalten werden.

<sup>26</sup>Siehe Fehlerdiskussion im Anhang C

<sup>27</sup>Der Mindestabstand entspricht dem halben Durchmesser des LDA Messvolumens zuzüglich der Unsicherheit der Sondenpositionierung

Der Geschwindigkeitsgradient  $\frac{\partial U}{\partial y}$  wird aus zwei Messungen  $U(y)$  gemäß Gleichung (94) approximiert.

$$\frac{\partial U}{\partial y}(y) \approx \frac{U(y + \delta y/2) - U(y - \delta y/2)}{\delta y} \quad (94)$$

Um die Gleichungen (91) und (92) auszuwerten, wird der Mittelwert der Beträge der beiden Geschwindigkeitsgradienten an der oberen und der unteren Wand gebildet und als  $\left. \frac{\partial U}{\partial y} \right|_m$  bezeichnet.

Analog zu den Gleichungen (91) und (92) werden die aus den Messgrößen abgeleiteten Wandschubspannungen  $\tau_w^{(U,p)}$  und  $\tau_w^{(U)}$  entsprechend der Gleichungen (95) und (96) berechnet. Die turbulente Viskosität  $\mu_t$  wird in Gleichung (95) vernachlässigt.

$$\tau_w^{(U,p)} = \left. \frac{\partial U}{\partial y} \right|_m \cdot \mu - \frac{dp}{dx} \cdot |y - y_w| \quad (95)$$

$$\tau_w^{(U)} = \left. \frac{\partial U}{\partial y} \right|_m \cdot \mu \quad (96)$$

Als Vergleich werden Wandschubspannungen  $\tau_w^{(p)}$  aus den gemessenen Druckprofilen gebildet. Diese Wandschubspannungen sind über einen axialen Abschnitt der Länge  $2\Delta x$  gemittelt, wobei  $\Delta x = 8mm$  dem Abstand zweier aufeinanderfolgender Druckanbohrungen entspricht.

$$\tau_w^{(p)} = f_s(x - \Delta x, x + \Delta x) \cdot \frac{\rho(x)}{2} U_m(x)^2 \quad (97)$$

Beispiele für die LDA Messungen im wandnahen Bereich mit angelegten Tangenten zur Bestimmung des Geschwindigkeitsgradienten, sowie drei während der LDA Messung aufgenommene Druckprofile zeigen die Abbildungen 37 und 38.

Bei  $x = 50mm$  wurden drei Messreihen durchgeführt, bei denen sowohl  $U(y)$  als auch  $p(x)$  gemessen wurden. Die Auswertung dieser Experimente sind in Tabelle 3 gezeigt. In jedem der drei Fälle ergab sich  $\tau_w^{(p)} > \tau_w^{(U,p)} > \tau_w^{(U)}$ . Im Fall  $Re_1 = 5914$  kann mit Gleichung (93)<sup>28</sup> eine Dicke der laminaren Schicht  $\delta_{lam} \approx 30\mu m$  berechnet werden, es liegen also gerade noch die oben diskutierten Bedingungen vor, um gültige LDA Messwerte innerhalb der laminaren Grenzschicht zu erhalten, so dass in Gleichung (95) die turbulente Viskosität vernachlässigt werden kann. In diesem Fall beträgt das Verhältnis  $\tau_w^{(U,p)}/\tau_w^{(p)} = 91\%$ , was eine akzeptable Übereinstimmung der beiden Messungen darstellt. Tatsächlich sollte stets

<sup>28</sup>Die Größen  $\delta_{lam}$  sowie  $Kn_\delta$  werden basierend auf dem als Referenz angesehenen  $\tau_w^{(p)}$  berechnet.

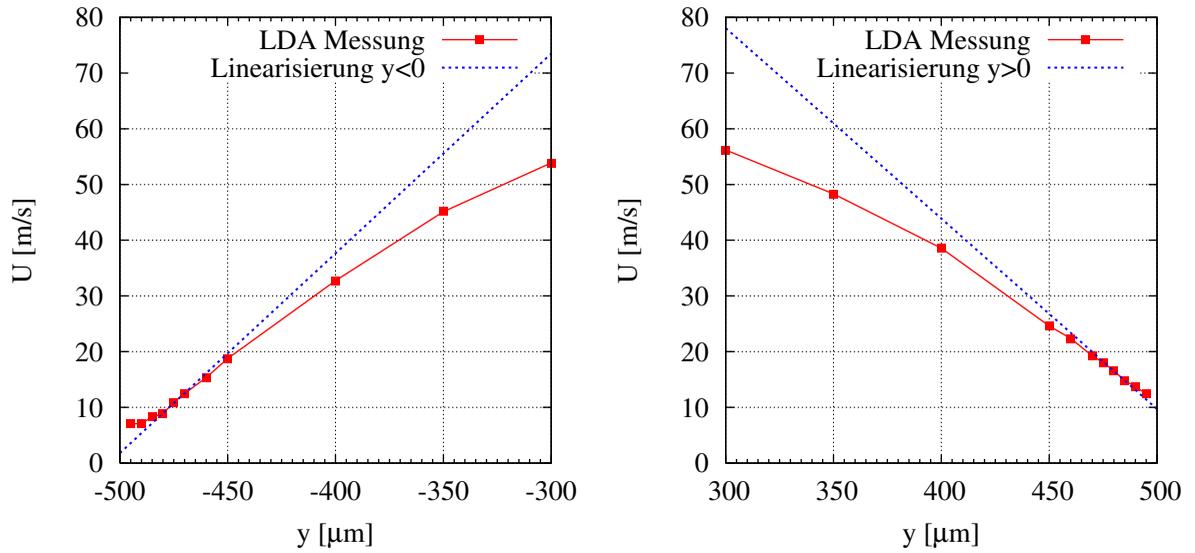


Abbildung 37: Geschwindigkeitsprofile bei  $Re = 6000$  im Minikanal 17-V-1 bei  $x = 50\text{mm}$ ,  $z = 0$ , mit hoher Messpunktdichte in Wandnähe.

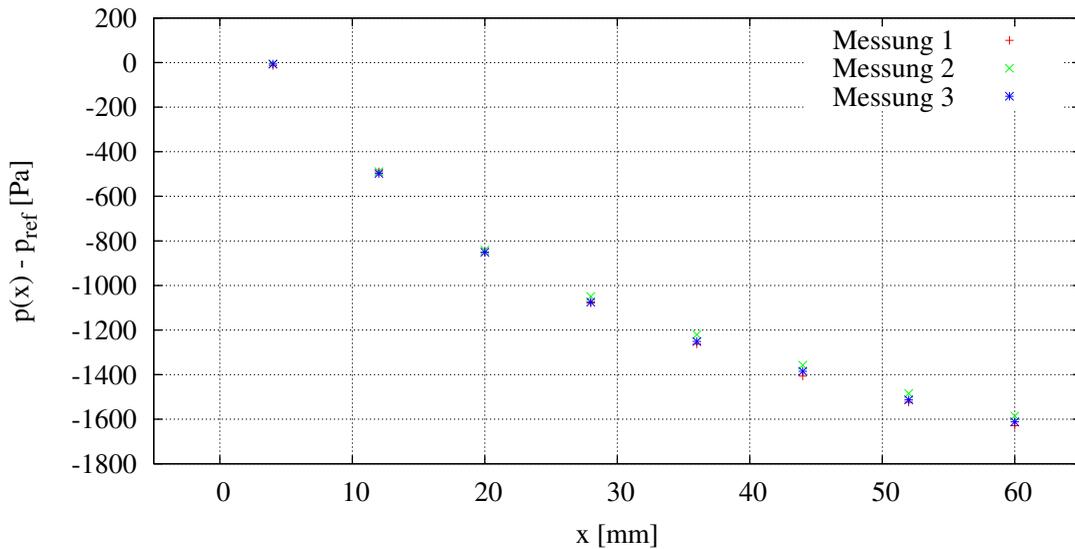


Abbildung 38: Axiale Druckprofile, simultan gemessen mit dem Geschwindigkeitsprofil der Abbildung 37.

$Re_1$	$\left. \frac{\partial U}{\partial y} \right _m$	$\left  \frac{dp}{dx} \right $	$\tau_w^{(p)}$	$\tau_w^{(U;p)}$	$\tau_w^{(U)}$	$\delta_{lam}(\tau_w^{(p)})$	$Kn_\delta$
—	$[1/s]$	$[Pa/m]$	$[Pa]$	$[Pa]$	$[Pa]$	$[\mu m]$	$[10^{-3}]$
5 958	$3.70 \cdot 10^5$	$1.65 \cdot 10^4$	7.97	7.25	6.84	29.9	0.37
7 551	$4.15 \cdot 10^5$	$2.11 \cdot 10^4$	10.1	8.34	7.61	26.1	0.41
8 115	$4.31 \cdot 10^5$	$2.23 \cdot 10^4$	10.6	8.86	7.86	25.1	0.42

Tabelle 3: Vergleichende Bestimmung der Wandschubspannung aus dem wandnormalen Geschwindigkeitsprofil  $U(y)$ , sowie dem axialen Druckprofil  $p(x)$  bei  $x = 50\text{mm}$  und verschiedenen Reynoldszahlen.

$\tau_w^{(U,p)} < \tau_w^{(p)}$ , erhalten werden, da  $\tau_w^{(p)}$  einen Mittelwert über den gesamten Kanalquerschnitt darstellt, welcher die stärker reibungsbehafteten turbulenten Keile an den Seitenrändern mit einschliesst, während  $\tau_w^{(U,p)}$  lokal in der (tendenziell laminaren) Kernströmung gemessen wurde. Bei den beiden höheren Reynoldszahlen wird das Verhältnis  $\tau_w^{(U,p)}/\tau_w^{(p)}$  geringer (83% bei  $Re_1 = 8\ 102$ ), was darauf zurückgeführt werden kann, dass die Messungen nicht mehr innerhalb der laminaren Grenzschicht durchgeführt werden konnten, und somit die turbulente Viskosität  $\mu_t$  in Gleichung (95) einen nicht mehr vernachlässigbaren Wert annimmt. In Tabelle 3 werden ebenfalls die abgeschätzten Knudsenzahlen  $Kn_\delta$  der untersuchten Strömungen angegeben, die im maximalen Fall  $Kn_\delta = 0.42 \cdot 10^{-3}$  erreichen. Weiter unten wird anhand der Messungen mit verschiedenen Gasen im Testeinzel *R0.6/PX* gezeigt, dass in diesem Bereich noch kein *slip-flow* zu erwarten ist.

## 3.4 Reibungsbeiwerte und Wärmeübertragung im Ringspalt-Minikanal

### 3.4.1 Aufbau der Testeinsätze

Der untersuchte Strömungskanal der *ITHEX*-Ringspalt-Testeinsätze *R0.6/PX* und *R0.6/TX* wird aus zwei konzentrischen Zylinderoberflächen gebildet. Zu der Teststrecke wird das Gas durch einen ebenfalls ringförmigen Strömungskanal zugeführt. Dieser besteht aus einem Außenrohr mit dem Innendurchmesser  $40\text{mm}$  sowie einem Innenrohr mit dem Durchmesser  $20\text{mm}$ . Aus diesem Plenumsbereich, in dem die Strömungsgeschwindigkeit noch klein ist, tritt das Gas durch eine Verjüngung in die eigentliche Teststrecke ein. In einer Vorlaufstrecke mit einer Spaltweite von  $1\text{mm}$  und einer Länge von  $9\text{mm}$  befinden sich drei schmale Abstandshalter, um die konzentrische Orientierung der beiden Zylinder zueinander zu gewährleisten. Durch eine Stufe des Innenzylinders verringert sich die Spaltweite auf  $0.61\text{mm}$ . Dieses Spaltmaß bleibt auf einer Länge von  $91.3\text{mm}$  erhalten. Dieser Bereich stellt den untersuchten ringförmigen Minikanal dar. Die hydraulischen Verhältnisse dieses Kanals werden charakterisiert durch ein Wandradienverhältnis  $r_{w,i}/r_{w,a} = 0.96$  und einen hydraulischen Durchmesser  $d_h = 2 \cdot (r_{w,a} - r_{w,i}) = 1.23\text{mm}$ . Nach diesem Bereich wird der Durchmesser des Außenzylinders noch einmal verringert, um eine Zentrierungsfläche für die Abstandshalter am Kopfende der Teststrecke zu bilden. Über die genaue Maßbestimmung wird im Anhang A berichtet.

Die Teststrecke kann aus verschiedenen Kombinationen von Innen- und Außenzylindern aufgebaut werden. In den erfolgten Versuchen wurde stets das selbe Innenteil verwendet, welches über eine Heizung sowie die Instrumentierung mit Thermoelementen zur Messung der Wandtemperatur verfügt. Es wurden jedoch zwei verschiedene Außenzylinder eingesetzt, die entweder zur Messung der Wandtemperatur oder zur Messung des axialen Druckprofils  $p(x)$  instrumentiert wurden. Fotografien des Innenzylinders und der beiden verschiedenen Außenzylinder zeigt Abbildung 39.

Abbildung 40 zeigt den Aufbau und die Bemaßung des Testeinsatzes *R0.6/TX*, wie er zur Messung des Wärmeüberganges bei Beheizung beider Kanalwände zusammengesetzt wurde. Auf die innere Stützhülse des Innenzylinders wurde auf einer Länge von  $55\text{mm}$  ein Heizer aus *THERMOCOAX* Mantelheizdraht zweigängig in spiralförmigen Nuten aufgewickelt. Im außenliegenden Wandzylinder des Innenteils sind an 15 Winkelpositionen durchgehende Längsnuten eingefräst. In diese Nuten wurden jeweils von beiden Seiten Mantel-Thermoelemente (Typ-K,  $\text{Ø}0.5\text{mm}$ ) eingelegt. Deren Messenden wurden so positioniert, dass die 30 Thermoelemente auf 6 verschiedene axiale Positionen verteilt waren, und jede axiale Position mit entweder 3 oder 6 Messstellen redundant am Umfang vertreten war. Die Abwicklung dieses Messstellenplans vom Umfang zeigt Abbildung



Abbildung 39: Foto (v.l.n.r.) des Innenzylinders, des beheizbaren Außenzylinders und des Außenzylinders mit Druckanbohrungen, wahlweise kombinierbar zum Aufbau der beiden eingesetzten Testeinsätze in Ringspaltgeometrie,  $R0.6/TX$  und  $R0.6/PX$ .

40. Die Heizerröhre und der mit Thermoelementen versehene Außenwandzylinder wurden in einander geschoben und hartgelötet. Die beiden Zylinder sind axial so zueinander positioniert, dass die Temperaturmessstellen sich zwischen  $5 - 40\text{mm}$  hinter dem vorderen Ende der Heizerröhre befinden.

Der beheizbare Außenzylinder spiegelt den Aufbau des Innenzylinders. Die Thermoelemente liegen auch hier in Nuten direkt unter der Wand, und sind nach dem gleichen Muster wie bei dem Innenzylinder auf die beheizte Fläche verteilt. Der Heizer wurde hier auf den selben Zylinder aufgewickelt, der auch die Thermoelemente enthält, und wird von außen durch eine Hülse gestützt. Diese beiden Körper sind wiederum miteinander hartverlötet. Der Druckabbau über den Kanal kann durch die Differenzdruckmessung zwischen zwei Wandanbohrungen im Abstand von  $85.2\text{mm}$  bestimmt werden, die vor und hinter dem beheizten Bereich in den Außenzylinder eingebracht wurden. Weitere Druckmessstellen sind in diesem Bauteil im beheizbaren Bereich nicht möglich, da die Bohrungen die gewickelten Heizerdrähte durchdringen müssten.

Zum Aufbau des Testeinsatzes  $R0.6/PX$  zur Messung des axialen Druckprofils in der Ringspaltgeometrie wird der Außenzylinder des beschriebenen Testeinsatzes ausgetauscht. Dieser zweite äußere Zylinder ist mit Wandanbohrungen zur Messung des statischen Druckes versehen und kann daher keine Heizerrückführungen in den Wänden enthalten. Die Konstruktionszeichnung in Abbildung 41 zeigt einen Längsschnitt durch die bemähte Teststrecke, sowie die Positionen der 21 Druckanbohrungen auf dem Außenteil, die als Abwicklung dargestellt sind. Die spiralförmige Anordnung der Bohrungen mit einem Durchmesser von  $0.3\text{mm}$  wurde so gewählt, damit mögliche, durch die Bohrungen hervorgerufene Störungen der Strömung sich nicht auf die nächste Druckmessung stromab auswirken können. Der Winkel zwischen Innen- und Außenteil wurde so eingestellt, dass die

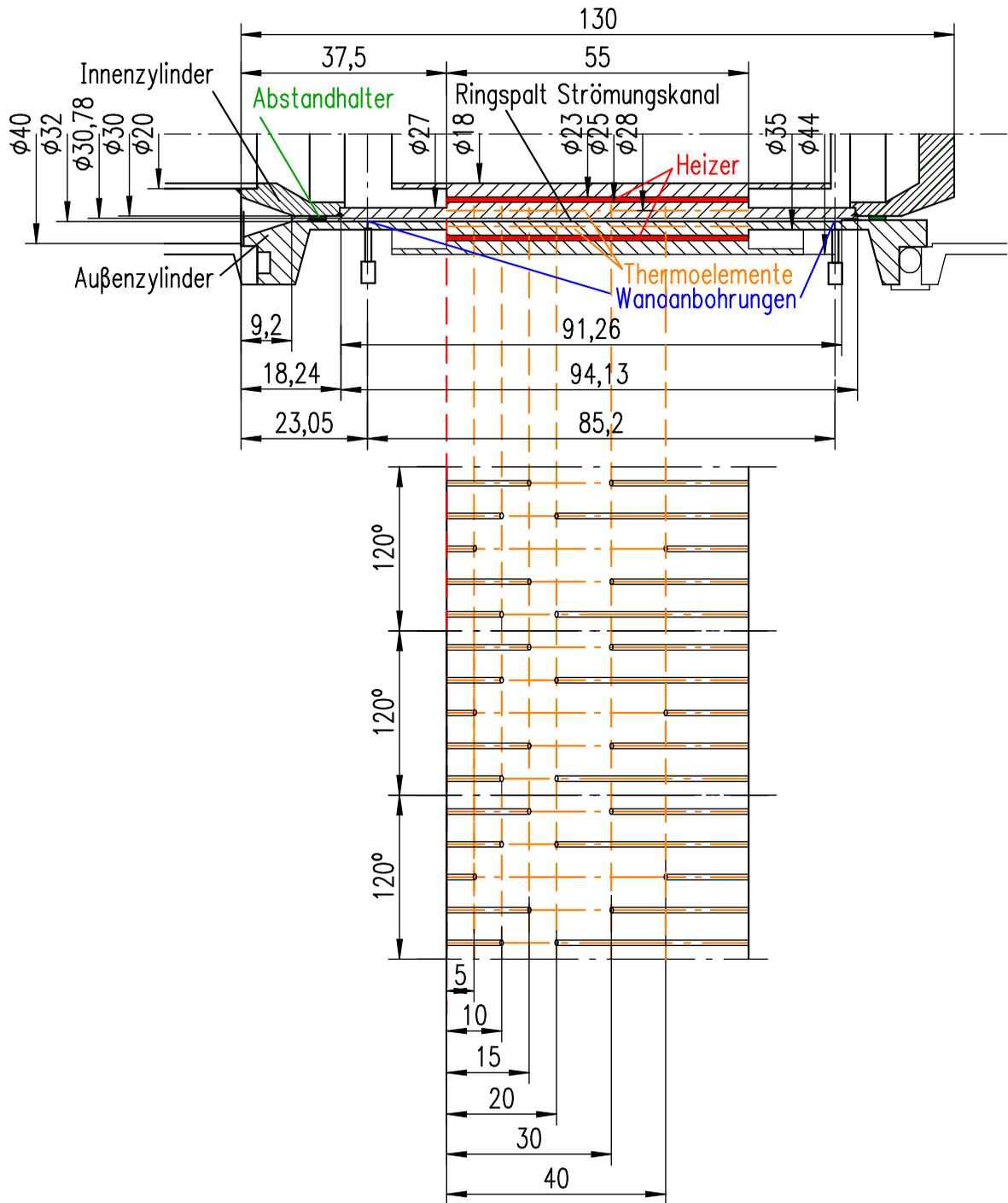


Abbildung 40: Schnittzeichnung des Ringspalt Testeinheit *R0.6/TX*. Hier ist das beheizbare Innenteil mit dem beheizten Außenzylinder kombiniert. Die Zeichnung zeigt die Positionen der Thermoelemente.

Abstandshalter im Vorlaufbereich einen möglichst großen Abstand zu den ersten Druckmessbohrungen bekommen. Die Abstandshalter finden sich dadurch auf den Winkelpositionen  $40^\circ$ ,  $160^\circ$  und  $280^\circ$ .

Da die Bauteile bei den Versuchen Temperaturen bis zu  $600^\circ\text{C}$  widerstehen müssen, wurde das Nickelot *NicroBraz*e von Degussa eingesetzt. Dessen Schmelztemperatur wird durch einen Zusatz herabgesetzt, der während des Lötvorgangs aus dem Lot entweicht. Um die erforderliche Löttechnologie zu erproben, wurden Vorversuche durchgeführt und die endgültigen Bauelemente wurden in doppelter Ausführung hergestellt. Durch die Bewertung thermografischer Aufnahmen wurde das Zylinderpaar mit der besten Kontaktierung der verlöteten Bauteile für die Versuche ausgewählt.

### 3.4.2 Diskussion der Reibungsbeiwerte und des Wärmeüberganges

#### Versuchsdurchführung

Die Versuchsreihen mit den Ringspalt-Testeinsätzen *RO.6/TX* und *RO.6/PX* fanden in dem geschlossenen *ITHEX* Kreislauf statt. (siehe Abbildung 7, Seite 25). Dies ermöglichte den Einsatz verschiedener Gase (Luft, Stickstoff, Helium, Argon) bei verschiedenen Drücken  $p_1$ . Vor den Versuchen wurde der Kreislauf sowie die angeschlossene Apparatur zur Druckmessung und zur Gaszuführung mit einer Drehschieber-Vakuumpumpe evakuiert. Dabei wurde die Vakuumpumpe solange betrieben, bis sich der Druck nicht weiter absenkte. Mit dem am Kreislauf angeschlossenen Druckaufnehmer wurde der erreichte Unterdruck überprüft. Im Rahmen der Messunsicherheit dieses Aufnehmers wurde somit ein Absolutdruck  $p_1 < 5\text{mbar}$  sichergestellt. Danach wurde der Kreislauf aus der Druckgasflasche mit dem gewünschten Arbeitsgas gefüllt. Die verwendeten Reinheitsklassen der Gase waren „Helium 5.0“ und „Stickstoff 4.6“. Die tatsächlich erreichte Gasreinheit wurde während den Messungen mit der Sauerstoffsonde erfasst. Der Druck wurde durch die Gasmenge eingestellt, mit welcher der geschlossene Kreislauf aus der Druckgasflasche befüllt wurde. Während den Versuchen wurde zur Einstellung des Druckes nach Bedarf Gas über ein Ventil aus dem Kreislauf entlassen oder neu aus der Druckgasflasche hinzugefüllt. Die Eingangstemperatur  $T_1$  am Testeinsatz wird von der Kühlleistung des Wärmetauschers bestimmt und befindet sich immer etwas über dem Niveau der Umgebungstemperatur. Der Massenstrom wird bei den Versuchen entsprechend der gewünschten Reynoldszahl  $Re_1$  über die Drehzahlen der beiden Verdichter eingestellt. Wenn Versuche mit Wandheizung durchgeführt wurden, wurde diese über die Gleichspannungsquellen so eingestellt, dass sich der gewünschte Wert für den Parameter  $q_1^+$  ergab. Dabei wurde ein Verhältnis von  $\dot{Q}_{Hz,i}/\dot{Q}_{Hz,a} \approx 1.02$  eingehalten, was dem a priori<sup>29</sup> vorausgesetzten

---

<sup>29</sup>Bei der Auswertung wurden jedoch diejenigen Wandflächen eingesetzt, die aus den in Anhang A beschriebenen röntgentomografischen Untersuchungen ermittelt wurden.

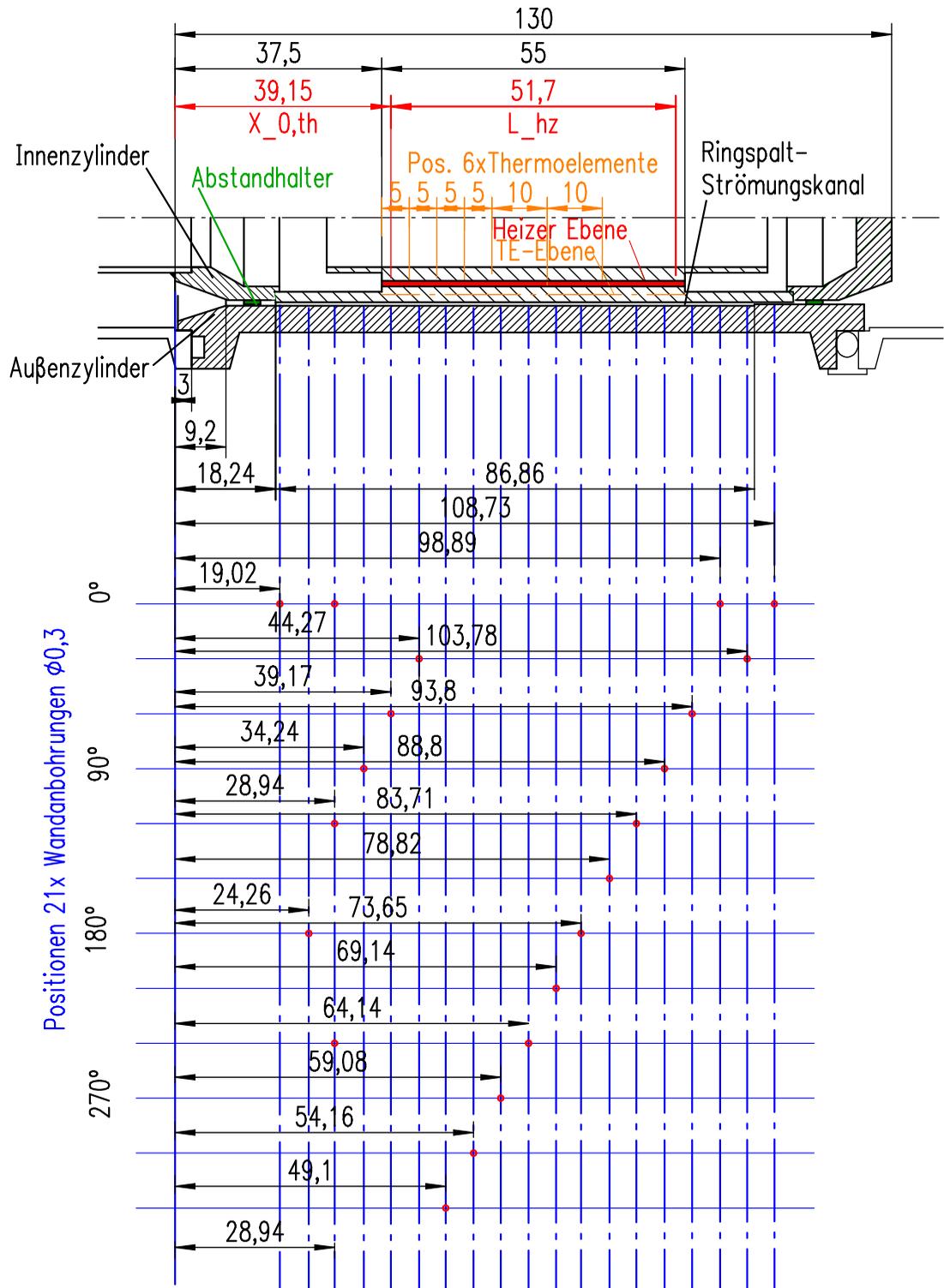


Abbildung 41: Schnittzeichnung des Ringspalt Testeinsetzes. Hier ist das beheizbare Innenteil mit dem unbeheizten Außenzylinder kombiniert. Die Zeichnung zeigt die Positionen der Druckerbohrungen.

Wandflächenverhältnis  $(L_{Hz,i} \cdot r_{w,i}) / (L_{Hz,a} \cdot r_{w,a})$  entspricht.

Die Wirkungen der Heizleistung, der Verdichterdrehzahl und der Gasmenge beeinflussen sich gegenseitig bei der Einstellung der Versuchsparameter  $p_1$ ,  $Re_1$  nach Gleichung (57) und  $q_1^+$  nach Gleichung (61), so dass zum Anfahren des gewünschten Betriebspunktes ein Herantasten durch die Variation der Stellgrößen notwendig war. So bewirkt beispielsweise eine Erhöhung der Heizleistung einen Abfall des Massenstromes und die Steigerung des Massenstromes bewirkt einen höheren Eingangsdruck. Wegen den thermischen Trägheiten im Kreislauf benötigte der Abgleich aller Versuchsparameter ca. 20 Minuten. Darauf folgend wurde eine weitere Zeitspanne bis zum Erreichen eines stationären Zustandes gewartet. Der quasi-stationäre Zustand wurde durch Beobachtung der Gastemperatur festgestellt und wurde nach 10 – 20 Minuten erreicht. Diese Zeitspanne wurde durch Simulation der transienten Aufheizung mit dem in Kapitel 3.2.3 vorgestellten Programm INA verifiziert.

In jedem Messzyklus der Messdatenerfassung wurden die Messgrößen Massenstrom  $\dot{m}$ , Eintrittstemperatur  $T_1$ , Eintrittsdruck  $p_1$ , Referenzdruck  $p_{1b}$ , Differenzdruck  $p_{1b} - p_{2b}$ , Heizleistungen  $\dot{Q}_{Hz,i}$  und  $\dot{Q}_{Hz,a}$ , 36 Wandtemperaturen  $T_{TE}$ , die Isolationstemperatur  $T_{Iso}$  sowie einige zusätzliche Messgrößen erfasst. Zur späteren Mittelung wurden 20 solche Messzyklen hintereinander aufgenommen und protokolliert. Die zur Bestimmung der Gasreinheit notwendigen Größen, also die Sensorspannung des ZIROX Gerätes, dessen Sensortemperatur und der Zustand der Umgebungsluft wurden nach jedem Messpunkt von Hand im Versuchsprotokoll eingetragen.

Um die Wandreibung zu untersuchen, wurden Versuche mit dem in Abbildung 41 dargestellten Testeinsatz *R0.6/PX* durchgeführt. Dabei wurde der statische Druck an den 21 Wandanbohrungen gemessen. Die Versuchsbedingungen der 73 Versuche sind in Tabelle 22 zusammengefasst.

Die auf einen axialen Kanalabschnitt durch die Strömung ausgeübten Wand Schubspannungen lassen sich aus dem gemessenen axialen Druckverlauf der Kanalströmung ableiten, und werden wie üblich in dimensionslose Reibungsbeiwerte nach Fanning umgerechnet. Der nach Gleichung (52) gebildete Reibungsbeiwert  $f_s^*(x_i)$  wurde für alle mit Druckmessstellen versehenen Positionen  $x_i > x_A$  ausgewertet, und wird im Folgenden als Funktion der axialen Koordinate  $x_{hy}$  sowie der Reynoldszahl  $Re_1$  nach Gleichung (57) dargestellt.

### **Bewertung eines möglichen Einflusses der Knudsenzahl auf den Reibungsbeiwert**

Es wird zunächst untersucht, ob unabhängig von dem Einfluss der Reynoldszahl zusätzlich bereits ein Effekt der Knudsenzahl nachgewiesen werden kann, welcher auf einsetzende *slip flow* Effekte im Bereich der untersuchten Strömungsrandbe-

dingungen hinweisen könnte. Dies wird beurteilt, in dem die lokalen Reibungsbeiwerte von Strömungen mit ähnlichen Reynoldszahlen, jedoch mit variierten Knudsenzahlen verglichen werden. Diese Bedingungen werden geschaffen, indem Strömungen vergleichbarer Reynoldszahlen mit unterschiedlichen Gasen hergestellt werden, deren freie Weglänge  $\Lambda$  sich unterscheidet. Von den untersuchten Gaszuständen weist Helium bei niedrigen Drücken die größte freie Weglänge auf, Stickstoff bei hohen Drücken die kleinste. Die hier verwendete Knudsenzahl  $Kn_\delta$  setzt die mittlere freie Weglänge  $\Lambda$  des Gases ins Verhältnis zu der nach Gleichung (3) aus dem Reibungsbeiwert berechneten Grenzschichtdicke  $\delta$  der Strömung. Der deutlichste Effekt kann während des hydraulischen Einlaufvorganges erwartet werden, da hier noch die geringsten Grenzschichtdicken in der Strömung vorliegen. Wenn die Bedingungen für *slip flow* auf einer ausreichend langen Strecke vorliegen, würde aus der dort verminderten Wandreibung eine größere Einlauflänge resultieren. In numerischen Studien von Barber et al. [22] wurde für  $Kn = 0.1$  eine Verlängerung des hydraulischen Einlaufes von 25% im Vergleich zu der in Gleichung (99) angegebenen Korrelation festgestellt, die für Kontinuumsströmungen gilt.

In Abbildung 42 wird der im Ringspalt  $R0.6/PX$  gemessene Druckverlustbeiwert  $f_s(x_A, x_i)$  für einzelne Messreihen dargestellt, die paarweise vergleichbare Reynoldszahlen, aber unterschiedliche Knudsenzahlen aufweisen. Ein signifikanter Einfluss der Knudsenzahl lässt sich unter den vorliegenden Bedingungen nicht nachweisen. Eine relevante Beeinflussung der Kühlung durch *slip flow* Effekte wird daher bei normalen Strömungsbedingungen des *IFMIF* Hochflusstestmoduls nicht erwartet, obwohl die Knudsenzahlen bereits sehr nahe an den in der Literatur angegebenen unteren Grenzwert für *slip flow* von  $Kn = 10^{-3}$  heranreichen. (Vgl. Abbildung 2, Seite 10.)

## Einfluss der Reynoldszahl auf den Reibungsbeiwert

Entscheidend wird das Strömungsprofil durch den turbulenten Impulsaustausch beeinflusst. Da der Geschwindigkeitsgradient an der Wand durch die Turbulenz erhöht wird, nimmt auch die Wandreibung bei turbulenter Strömung zu. Es ist daher wichtig, die Bedingungen zu kennen, bei denen sich eine turbulente Strömung bildet. In vielen praktischen Fällen kann der für die Turbulenzbildung maßgebliche Zustand durch die Reynoldszahl beschrieben werden.

Das Zustandekommen einer turbulenten Strömung wird nun anhand der Abhängigkeit des Druckverlustbeiwertes von der Reynoldszahl bewertet. Es werden auch Vergleiche mit bekannten Ingenieurskorrelationen für jeweils die laminare und die turbulente Strömung angestellt.

Als Referenz für den Reibungsbeiwert für laminare Strömungen im hydraulischen Einlauf ebener Kanäle dient Gleichung (98), die von Shah und London [72]

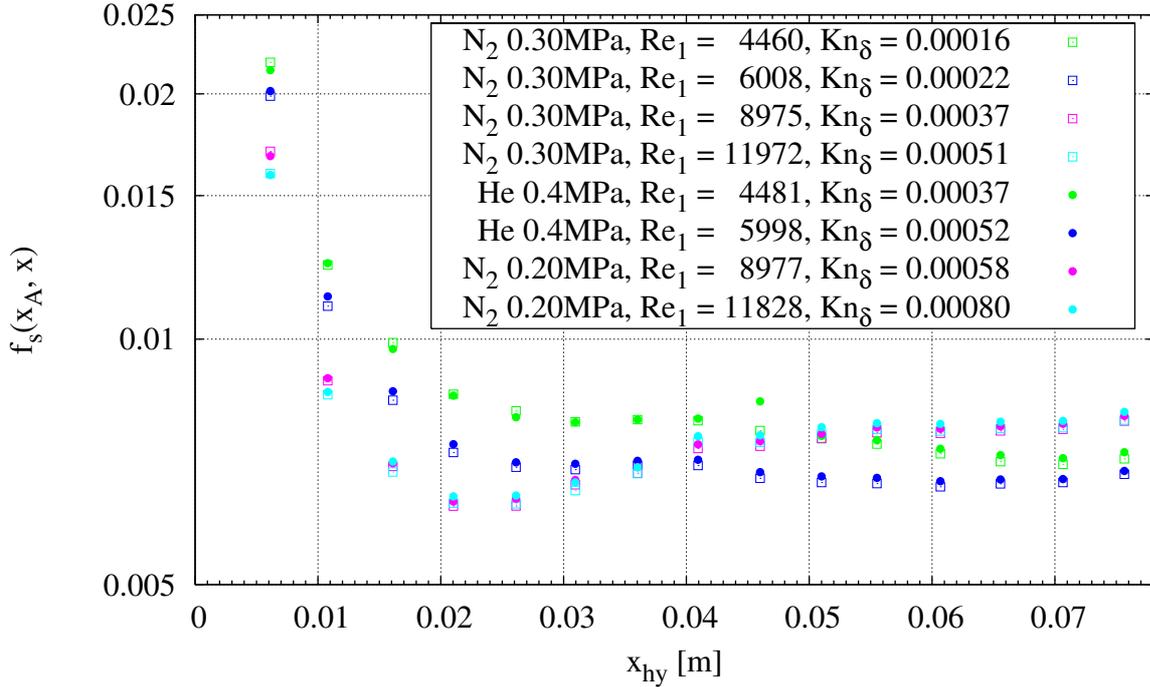


Abbildung 42: Axialer Verlauf des scheinbaren Reibungsbeiwertes  $f_s$  individueller Messreihen mit paarweise vergleichbaren Reynoldszahlen, jedoch unterschiedlichen Knudsenzahlen. Logarithmische Auftragung der Ordinate.

vorgeschlagen wurde.

$$f_s(0, x^+) \cdot Re = \frac{3.44}{(x^+)^{1/2}} + \frac{24 + 0.674/(4x^+) - 3.44/(x^+)^{1/2}}{1 + 0.000029 \cdot (x^+)^{-2}} \quad (98)$$

Darin bedeutet  $x^+ = x/d_h/Re_1$  die dimensionslose Einlaufänge. Diese Funktion wird mit Gleichung (53) auf das Lauflängenintervall  $[x_A, x_i]$  umgerechnet, um eine mit  $f_s(x_A, x_i)$  direkt vergleichbare Größe zu erhalten. Der axiale Verlauf dieser Größe ist für drei Reynoldszahlen in Abbildung 43<sup>30</sup> im Vergleich zu Messungen bei den selben Reynoldszahlen aufgetragen.

Für große Lauflängen  $x_{hy}/d_h > 32$  werden die Messwerte bei  $Re_1 \approx 3\,000$  gut durch die Korrelation für die laminare Strömung angenähert. Für kürzeren Lauflängen weichen die Messwerte von der Korrelation ab. Diese Abweichungen sind erklärbar, da die Korrelation für die Ausbildung der Strömung aus einem über den Querschnitt konstanten Geschwindigkeitsprofil gültig ist, welches für den vorliegenden Fall einer Eintrittsdüse mit asymmetrischer Querschnittsverengung nicht zutrifft. Für die Messung mit der Reynoldszahl  $Re \approx 4\,500$  lassen sich ähnliche Aussagen treffen.

<sup>30</sup>Es sind in diesem Diagramm zur besseren Übersicht einige Datensätze der Abbildung 42 noch einmal aufgetragen.

Bei der Reynoldszahl  $Re_1 \approx 6\,000$  wird für  $x_{hy}/d_h > 32$  mit anwachsender Lauflänge eine deutliche Zunahme des gemessenen Reibungsbeiwertes relativ zur laminaren Korrelation beobachtet. Der Absolutwert des Reibungsbeiwertes stagniert und bleibt in dem Intervall  $32 \leq x_{hy} \leq 60$  in etwa konstant. Dieser beobachtete Indifferenzzustand des Reibungsbeiwertes fällt in etwa mit dem Kriterium für Relaminarisierung durch die Beschleunigung der Strömung nach Patel et al. [42] zusammen. Für ebene Kanäle wird demnach eine Relaminarisierung für  $Re \cdot \sqrt{f} < 602$  vorhergesagt. Dieses Kriterium wird für die Messdaten <sup>31</sup> des Ringspaltes *R0.6/PX* erfüllt, wenn  $Re_1 < 6\,500$ .

Die Kurven der Messwerte für höhere Reynoldszahlen sind in Abbildung 44 aufgetragen. Jede dargestellte Kurve fasst hier ein Intervall von Reynoldszahlen durch Mittelwertbildung zusammen. In diese Mittelwertbildung gingen Versuche mit verschiedenen Gasspezies auf unterschiedlichen Druckniveaus ein, nachdem sich herausstellte, dass diese Parameter keinen systematischen Einfluss auf die ausgewerteten Messdaten ausüben. Tabelle 4 gibt an, welche Versuche durch die Mittelungen zusammengefasst wurden. Die resultierenden Mittelwerte und die entsprechenden Standardabweichungen werden in dem Diagramm durch Fehlerbalkendarstellung kenntlich gemacht.

$Re_1 \pm \sigma_{Re}$	Versuchsbedingungen (Gasspezies und Eingangsdruck)
$3\,075 \pm 64$	<i>Ar</i> 0.22MPa, <i>He</i> 0.25MPa, <i>He</i> 0.4MPa, <i>N<sub>2</sub></i> 0.2MPa, <i>N<sub>2</sub></i> 0.3MPa
$4\,633 \pm 94$	<i>Ar</i> 0.15MPa, <i>Ar</i> 0.22MPa, <i>He</i> 0.25MPa, $2 \times$ <i>He</i> 0.4MPa, <i>N<sub>2</sub></i> 0.2MPa
$6\,001 \pm 183$	<i>Ar</i> 0.22MPa, $2 \times$ <i>He</i> 0.4MPa, <i>N<sub>2</sub></i> 0.2MPa, <i>N<sub>2</sub></i> 0.3MPa
$7\,506 \pm 8$	<i>N<sub>2</sub></i> 0.2MPa, <i>N<sub>2</sub></i> 0.3MPa
$9\,019 \pm 74$	<i>Ar</i> 0.22MPa, <i>N<sub>2</sub></i> 0.2MPa, <i>N<sub>2</sub></i> 0.3MPa
$11\,809 \pm 173$	<i>Ar</i> 0.22MPa, <i>N<sub>2</sub></i> 0.2MPa, <i>N<sub>2</sub></i> 0.3MPa

Tabelle 4: Versuchsbedingungen zu den in Abbildung 44 dargestellten ensembledgemittelten Reibungsbeiwerten.

Für die in diesem Diagramm ebenfalls eingetragenen Kurven der Reynoldszahlen  $Re_1 \approx 3\,000$ ,  $Re_1 \approx 4\,500$  und  $Re_1 \approx 6\,000$  gelten die weiter oben anhand Abbildung 43 diskutierten Folgerungen. Für die über die Reynoldszahl  $Re_1 \approx 6\,000$  hinausgehenden Reynoldszahlen wird ein einheitlicher Trend beobachtet. Bei kleinen Lauflängen nimmt der Reibungsbeiwert, entsprechend der laminaren Gesetzmäßigkeit, mit der zunehmenden Reynoldszahl ab. Dies weist darauf hin, dass sich zunächst eine laminare Grenzschicht entwickelt, welche erst ab einem gewissen Punkt stromabwärts zur Turbulenz umschlägt. Wie von Tollmien [60] erstmals für das laminare Blasius Profil der Grenzschicht einer ebenen Platte gezeigt wurde,

<sup>31</sup>Zugrundegelegt ist der später eingeführte Reibungsbeiwert im weitgehend hydraulisch entwickelten Teil der Strömung,  $f_{ref}$ .

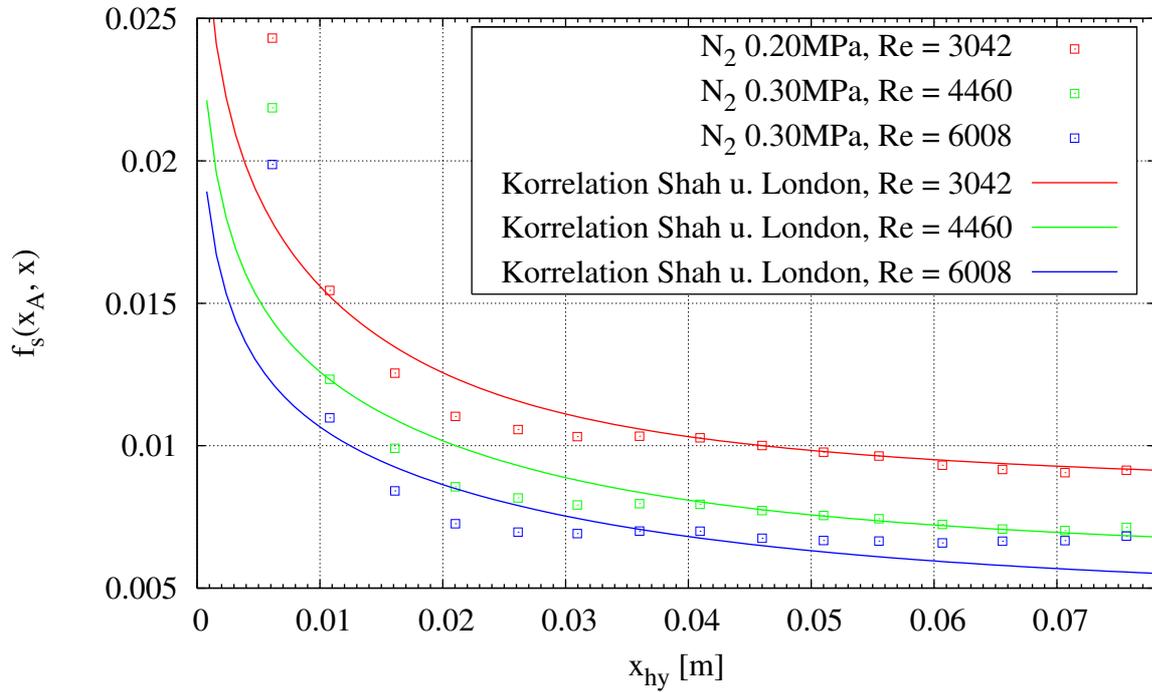


Abbildung 43: Axialer Verlauf des scheinbaren Reibungsbeiwertes  $f_s$  bei drei Reynoldszahlen im Vergleich zu der Korrelation von Shah und London.

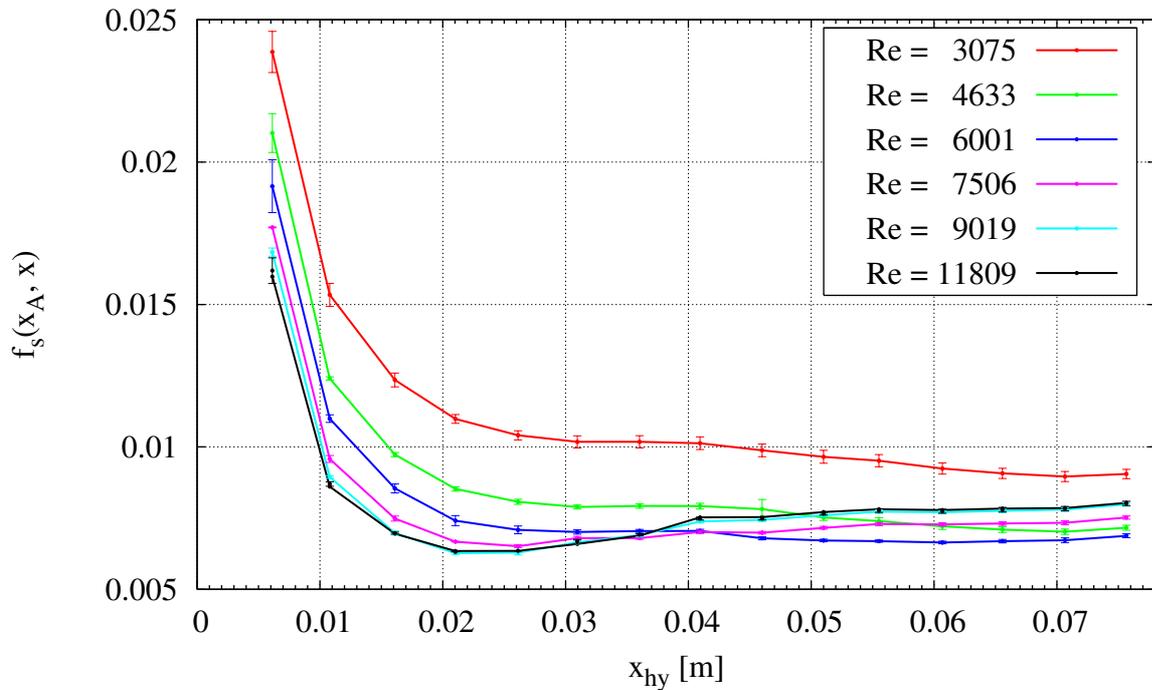


Abbildung 44: Axialer Verlauf des scheinbaren Reibungsbeiwertes  $f_s$  für ensembledgemittelte Messreihen nach Tabelle 4.

neigt die Grenzschicht zu Instabilität, wenn  $Re_\delta = \bar{u} \cdot \delta / \nu$  einen bestimmten Wert übersteigt. Für die noch anwachsende Grenzschicht im Einlaufbereich  $x_{hy} < L_{hy}$  eines Kanals kann dieser Parameter umgeschrieben werden, es wird dann die Proportionalität  $Re_\delta \propto \sqrt{x/d_{hy}} \cdot Re$  gefunden. Das Einsetzen der Turbulenz vollzieht sich daher mit steigender Reynoldszahl  $Re$  bei immer kürzeren Lauflängen  $x_{hy}$ . Nach dem Einsetzen der Turbulenz erhöht sich der gemessene Reibungsbeiwert über den hyperbolisch abfallenden Verlauf einer laminaren Strömung, und kann nach dem Erreichen eines Minimums mit der Lauflänge weiter ansteigen. Dieses Verhalten wird in der Abbildung 44 für alle Kurven  $Re_1 > 6\,000$  beobachtet.<sup>32</sup>

Nach der laminaren Einlauflänge erfolgt die weitere hydraulische Entwicklung der Grenzschicht unter zunehmend turbulenten Bedingungen. Die Kurven für  $Re_1 \approx 9\,000$  und  $Re_1 \approx 12\,000$  verlaufen nahezu identisch. Daraus wird geschlossen, dass der Übergang zur turbulenten Strömungsform für den Testeinatz *R0.6/PX* bis  $Re_1 \approx 9\,000$  weitgehend abgeschlossen wird.

Bei allen gemessenen Kurven hebt sich der lokale Reibungsbeiwert für  $x_{hy} > 70\text{mm}$  deutlich an. Dies wird vermutlich durch eine Störung durch die nachfolgenden Kanal-Kontraktion verursacht.

Von Kakac [1] werden die Korrelationen nach Gleichungen (99) von Chen und (100) von Zhi-Quing für die Einlauflänge laminarer beziehungsweise turbulenter Strömungen empfohlen. In Tabelle 5 sind diese Gleichungen für die untersuchten Reynoldszahlen ausgewertet.

$$\frac{L_{hy}}{d_h} = 0.011 \cdot Re + \frac{0.315}{1 + 0.0175 \cdot Re} \quad (99)$$

$$\frac{L_{hy}}{d_h} = 1.3590 \cdot Re^{0.25} \quad (100)$$

$Re_1$	1 500	3 000	4 500	6 000	7 500	9 000	12 000
$L_{hy}/d_h$ , Gl. (99)	16.5	33.0	49.5	66.0	(82.5)	(99.0)	(132.0)
$L_{hy}/d_h$ , Gl. (100)	(8.5)	(10.1)	(11.1)	12.0	12.6	13.2	14.2

Tabelle 5: Einlauflängen  $L_{hy}$  nach den von Kakac [1] empfohlenen Korrelationen.

Aufgrund des ungleichmäßigen Verlaufes des gemessenen Druckverlustbeiwertes, und aufgrund des kurzen verfügbaren Messbereiches, wird aus den Ergebnissen kein Zahlenwert für die hydraulische Einlauflänge abgeleitet. Für  $Re_1 \leq 6\,000$

<sup>32</sup>Es sei hier angemerkt, dass hier qualitative Unterschiede zwischen dem Ringspalt-Kanal *R0.6/PX* und dem weiter oben diskutierten Rechteck-Kanal *17-V-1* erkennbar sind. Ein lokales Minimum im Druckverlustbeiwert wurde bei dem Rechteckspalt nicht beobachtet. Dieser Unterschied wird auf die Wirkung der Oberflächenrauheit im Ringspalt-Minikanal zurückgeführt.

deckt sich die grafische Beurteilung der Kurven aus Abbildung 44 in etwa mit den Ergebnissen nach Gleichung (99) für die laminare Strömung, für höhere Reynoldszahlen stellt sich eine Einlauflänge ein, die sich zwischen den Werten des laminaren und des voll turbulenten Zustandes nach Gleichung (100) befindet.

Um die Effekte der weitgehend hydraulisch eingelaufenen Strömung mit einer einzigen Kennzahl zu beschreiben, wird der Druckverlustbeiwert  $f_{ref} = f_s(x_{ref}, x_e)$  mit  $x_{ref} = 37.7 \cdot d_h$  und  $x_e = 62.1 \cdot d_h$  eingeführt. Zum Vergleich mit dem gemessenen Druckverlustbeiwert  $f_{ref}$  der weitgehend eingelaufenen Strömung im Ringspalt-Kanal werden die gleichen Formeln herangezogen, die im Kapitel 3.3.3 bereits eingeführt wurden. Dies ist die Gleichung (88) von Blasius für laminare Strömungen in ebenen Spalten<sup>33</sup>, Gleichung (89) von Beavers für die turbulente Strömung in ebenen Kanälen mit hydraulisch glatten Wänden, sowie Gleichung (90) von Chen für turbulente Strömungen mit Rauheitseinfluss.

In der Abbildung 45 sind die gemessenen Druckverlustbeiwerte  $f_{ref}$  für verschiedene untersuchte Gasströmungen über der Reynoldszahl  $Re_1$  aufgetragen. Zum Vergleich werden auch die oben angegebenen Korrelationen in dem Diagramm dargestellt.

Alle Messungen mit verschiedenen Gasen und Eingangsdrücken setzen sich zu einer einzigen Kurve zusammen, in der keine Tendenz entsprechend den Gaseigenschaften ausgemacht werden kann. Dies unterstreicht noch einmal die anhand Abbildung 42 diskutierte Unabhängigkeit der Ergebnisse von den Gaseigenschaften.

Bei kleinen Reynoldszahlen zeigt sich eine gute Übereinstimmung der Messdaten mit der analytischen Lösung nach Gleichung (88). Die ersten Abweichungen werden bei Reynoldszahlen  $Re_1 > 2\,000$  festgestellt. Die Kurve weist ein Minimum bei  $Re_1 \approx 5\,000$  auf. Danach steigt der Reibungsbeiwert bis  $Re_1 \approx 10\,000$  an, wo sich ein flach ausgeprägtes Maximum befindet. Für größere Reynoldszahlen befinden sich die Messwerte im Einklang mit der Korrelation von Chen für rauhe Rohre, wenn für die Werte  $k_s = 6.5\,\mu\text{m}$  und  $a = d_h/2 = 0.615\text{mm}$  eingesetzt werden. Wie der Tabelle 11 (Seite 142) entnommen werden kann, liegt der hier vorgefundene Zusammenhang zwischen technischem Rauheitswert  $R_a$  dem effektivem hydraulischen Rauheitswert  $k_s$  innerhalb der beiden Werten nach den Gleichungen (115) und (116). Wird dieser Befund nach dem Muster der Gleichung (115) (Seite 141) dargestellt, so findet sich der Zusammenhang

$$k_{s,R0.6} = 5.0 \cdot R_{a,eff} \quad (101)$$

für die auf der Drehbank bearbeitete Oberfläche des Testeinsatzes *R0.6/PX*. Dar-

<sup>33</sup>Die ebene Spaltströmung stellt den Grenzfall der Ringspaltströmung für das Verhältnis  $r_i/r_a \rightarrow 1$  dar, in der Teststrecke *R0.6/PX* verhält sich  $r_i/r_a \approx 0.96$

in wurde der über die Oberflächen gewichtete effektive  $R_a$  Wert

$$R_{a,eff} = \frac{r_i \cdot R_{a,i} + r_a \cdot R_{a,a}}{r_i + r_a} \quad (102)$$

eingesetzt, der für den verwendeten „Innenzylinder 1“ und „Außenzylinder P“ den Zahlenwert  $R_{a,eff} = 1.30\mu m$  erhält.

Es zeigte sich, dass der gemessene Druckverlustbeiwert im hydraulisch weitgehend eingelaufenen Zustand für niedrige Reynoldszahlen gut mit der klassischen laminaren Korrelation, und für hohe Reynoldszahlen gut mit der Korrelation für turbulente Strömungen mit Wandrauheit beschrieben wird. Im Bereich der transitionellen Reynoldszahlen findet ein fließender Übergang zwischen den beiden Strömungsregimes statt. Eine Modellierung der Reibung in diesem Übergangsbereich wird durch den bereits eingeführten Intermittenzfaktor vorgenommen. Der Intermittenzfaktor  $\gamma$  gibt den Zeitanteil an, während dem turbulente Bewegungen an einer bestimmten Stelle der Strömung beobachtet werden. Abweichend davon wird hier ein Intermittenzfaktor  $\gamma_f$  eingeführt, welcher die Wirksamkeit der Turbulenz auf die Wandreibung bewertet. Diese Größe wird durch Gleichung (103) definiert.

$$f_\gamma = (1 - \gamma_f) \cdot f_{lam} + \gamma_f \cdot f_{trb} \quad (103)$$

In [41] wird vorgeschlagen, den transitionellen Bereich durch eine lineare Interpolation zu überbrücken. Dieser Ansatz brachte bei den gegebenen Messwerten jedoch kein befriedigendes Ergebnis. Anstattdessen wurde gefunden, dass eine logistisch anwachsende Intermittenzfunktion nach dem in Gleichung (104) aufgestellten Muster sich besser an die Messwerte anpassen lässt.

$$\gamma_f(Re) = 1 - e^{-(Re/Re_{c,\gamma})^n} \quad (104)$$

Durch Minimierung der Fehlerquadrate wurden die Konstanten der Gleichung (104) an die Messwerte angepasst. Für den Ringspalt ergibt sich

$$Re_{c,\gamma} = 6\,250, \quad n = 3.2$$

Die damit erzeugten Funktionen  $\gamma_f(Re)$  und  $f_\gamma(Re)$  sind in Abbildung 46 im Vergleich zu den Messwerten aufgetragen.

Es gelingt somit die Darstellung des vorliegenden Reibungsbeiwertes für den gesamten Bereich der gemessenen Reynoldszahlen mit einer einzigen durchgehend definierten Berechnungsformel. Die maximalen Differenzen zwischen der gefundenen Korrelation und den Messwerten gibt Tabelle 6 an.

	$Re_1 < 2\,000$	$2\,000 \leq Re_1 < 6\,000$	$Re_1 \geq 6\,000$
$\frac{f_{ref} - f_\gamma}{f_{ref}}$	-11.5% , +5%	-4.5% , +7.5%	-3.5% , +3%

Tabelle 6: Differenzen zwischen gemessenen Reibungsbeiwerten  $f_{ref}$  und der entwickelten Korrelation  $f_\gamma$ .

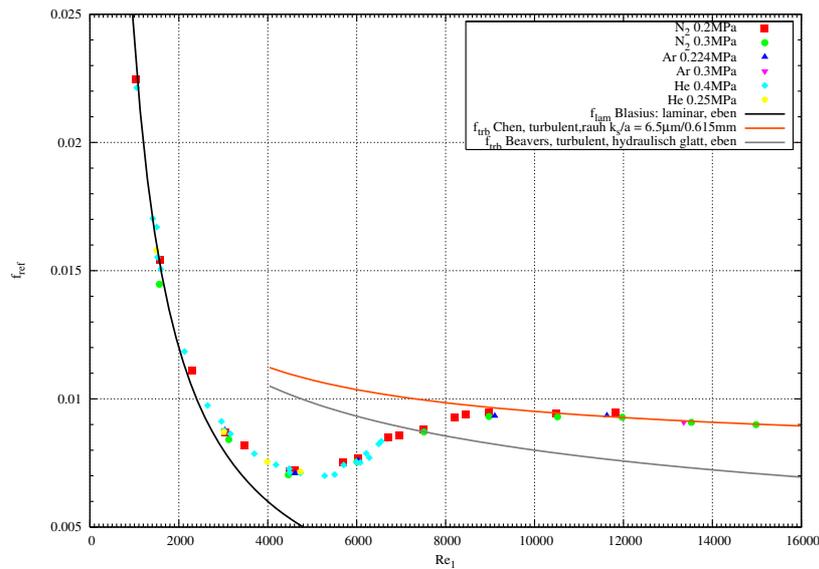


Abbildung 45: Druckverlustbeiwerte im hydraulisch entwickelten Bereich.

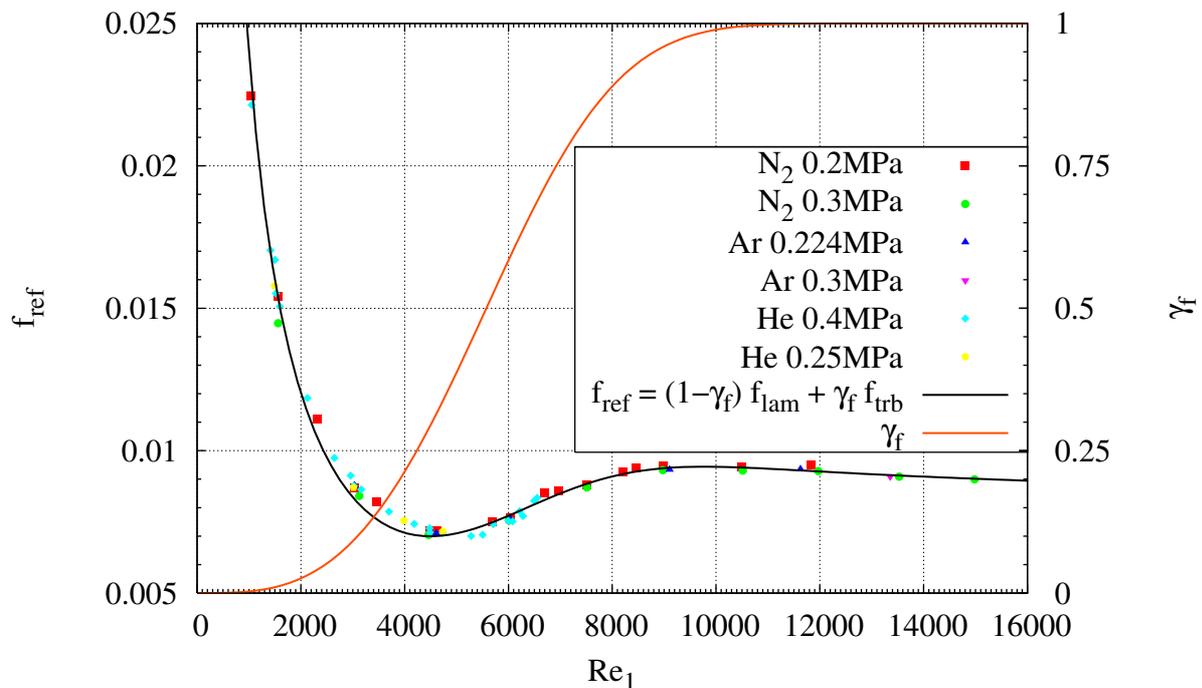


Abbildung 46: Approximation der gemessenen Reibungsbeiwerte durch eine Korrelation auf Basis der Intermittenzfunktion  $\gamma_f$ .

## Wärmeübergang im Ringspalt-Minikanal

Zur Beurteilung der lokalen Wärmeübertragung wurden zu den 69 unterschiedlichen - in Tabelle 23 (Seite 180) angegebenen - experimentellen Bedingungen die lokalen Temperaturen innerhalb der beheizten Wände (sowie weitere, in Kapitel 3.1 beschriebene Messgrößen) gemessen, und mittels des in Kapitel 3.2 beschriebenen Auswerteverfahrens die axialen Profile der Wandoberflächentemperatur, des Wandwärmestromes, der massenstromgemittelten Gastemperatur, der Stoffwerte des Gases, und letztendlich der dimensionslos als Nusseltzahlen dargestellten Wärmeübergangskoeffizienten bestimmt. Da im vorliegenden Falle der intensiven Beheizung des Gases durch die Wände den Temperaturverteilungen im Gas eine besondere Rolle zukommt, die durch die alleinige Darstellung der dimensionslosen Nusseltzahlen nicht erfasst würde, wird der Diskussion der Ergebnisse für die Nusseltzahlen eine Betrachtung der Temperaturfelder und der Stoffeigenschaften vorangestellt. Alle gezeigten Ergebnisse, bei denen Wandtemperaturen oder Wandwärmeströme Einfluss finden, beziehen sich auf die Oberfläche des Innenzylinders. Die massenstromgemittelte Gastemperatur wird hingegen aus der Summe der Wärmeströme aus Innen- und Außenzylinder berechnet.

In Abbildung 47 werden die axialen Profile der für den Wärmeübergang maßgeblichen Größen für sechs verschiedene Experimente mit Stickstoff bei  $p_1 = 0.3 \text{ MPa}$  dargestellt. Es wurden dabei Experimente ausgewählt, bei denen zwei verschiedene Heizraten  $q_1^+ = 0.001$  und  $0.003$  bei in etwa vergleichbarer Reynoldszahl  $Re_1$  betrachtet werden können, wobei die Reynoldszahl die Werte  $Re_1 \approx 6\,000$ ,  $9\,000$  und  $10\,500$  annimmt. Aufgetragen sind die in der Wand gemessenen Temperaturen  $T_{TE}$  an sechs unterschiedlichen axialen Positionen, das an diese Stützstellen angepasste Polynom dritten Grades  $T_{s,i}$ , die Temperatur der Wandoberfläche  $T_{w,i}$ , die massenstromgemittelte Temperatur des Gases  $T_m$  (für die auch der Begriff Bulk-Temperatur verwendet wird), sowie die Wandwärmestromdichte  $\dot{q}_{w,i}$ . Alle Temperaturen sind als Differenz zur Eintrittstemperatur  $T_1$  dargestellt. Es fällt auf, dass die Profile der Temperaturen in der gewählten Darstellungsweise nur in kleinem Maße von der Reynoldszahl abhängig sind, sondern in erster Linie von der dimensionslosen Heizrate  $q_1^+$  bestimmt werden. Aus der Gleichung (62) (Seite 39) wird sofort ersichtlich, dass die gesamte Aufheizspanne  $T_2 - T_1$  über den beheizten Bereich direkt von der dimensionslosen Heizrate  $q_1^+ \approx q_1^{+*}$  abhängig ist. Wird die axiale Wärmeleitung vernachlässigt, und die Reynolds-Analogie  $Nu = f/2 Re Pr$  in die Definitionsgleichung (61) eingesetzt, lässt sich diese umformen, so dass  $q_1^+ \approx f/(2A_Q) (T_w - T_m)$  erhalten wird. Da der Reibungsbeiwert  $f$  wie aus Abbildung 45 für  $Re_1 \geq 9\,000$  einem nahezu konstanten Wert entgegenstrebt, erschließt sich auch die geringe Abhängigkeit der Wandtemperatur von der Reynoldszahl. Bei der hohen Heizrate  $q_1^+ = 0.003$  ergibt sich im Vergleich zu  $q_1^+ = 0.001$  eine größere Steigung der Bulk-Temperatur, so dass höhere Endtemperaturen erreicht werden, ebenso nimmt die Differenz zwischen Wandtemperatur und Bulk-Temperatur mit  $q_1^+$  zu. Es ist zu beachten ,

dass die Wandwärmestromdichte  $\dot{q}_{w,i}$  sowohl mit  $q_1^+$  als auch mit  $Re_1$  ansteigt, so dass für  $q_1^+ = const.$  bei steigendem  $Re_1$  zwar vergleichbare axiale Profile  $T_m(x)$  und  $T_{w,i}(x)$ , jedoch höhere Wandwärmeströme vorliegen. Schliesslich zeigen die Diagramme auch die Differenz zwischen der Wandoberflächentemperatur und der (gemessenen) Temperatur im Inneren der Wand, die bei kleinen Wärmestromdichten sehr gering ist, und bei dem größten Wandwärmestromdichten der ausgewählten Fälle in etwa  $T_{w-i} - T_{s,i} \approx 10K$  beträgt. Da im Fluid ein axialer Temperaturgradient vorliegt, und zusätzlich der Wärmeübergang am Beginn der beheizten Strecke höher ausfällt, bewirkt die Wärmeleitung im Inneren der Wände eine Umverteilung der in den elektrischen Heizern freigesetzten Wärme, so dass die Wandwärmestromdichte stromabwärts abnimmt. Die gemessenen Wandtemperaturen stagnieren für  $x_{th} > 30mm$ , und wie die in Kapitel 3.2 vorgestellten Berechnungen mit dem Programmcode *INA* zeigen, wird kurz vor dem Ende der beheizten Zone ein Maximum der Wandtemperaturen erreicht, da Wärmeleitung die Kühlung dieses Bereiches durch den anschliessenden unbeheizten Teil des Testeinsetzes ermöglicht.

Den axialen Verlauf der Stoffdaten  $\rho$ ,  $\mu$  und  $\lambda$  von Stickstoff bei Experimenten mit  $p_1 = 0.2MPa$  und  $0.3MPa$ , ausgewertet mit der Bulk-Temperatur (Index m) und mit der Wandtemperatur (Index w), zeigt Abbildung 48. Es werden wiederum die beiden Heizraten  $q_1^+ = 0.001$  und  $0.003$  betrachtet. Da sich der Einfluss der Reynoldszahl auf die Temperaturen  $T_m$  und  $T_{w,i}$  wie oben diskutiert als zweitrangig erwies, werden nur noch die Fälle mit der Reynoldszahl  $Re_1 \approx 9\,000$  gezeigt. Alle Stoffwerte zeigen eine Abhängigkeit von der axialen Koordinate als auch von der radialen Koordinate (der Verlauf entlang der radialen (wandnormalen) Koordinate wird durch die Differenz zwischen den Wandwerten und den Werten basierend auf der massenstromgemittelten Temperatur dargestellt), wobei der radiale Anteil den axialen Anteil der Gradienten in den Stoffeigenschaften deutlich übersteigt. Entsprechend dem Zustandsgesetz für ideale Gase  $\rho = p/(RT)$  ist die Dichte  $\rho$  abhängig von dem Druckniveau, während die Viskosität  $\mu$  und die Wärmeleitfähigkeit  $\lambda$  nahezu unabhängig vom Druck sind. Da  $\mu$  und  $\lambda$  auf dem gleichen intermolekularen Austauschprozess beruhen, weisen die Kurven dieser beiden Stoffgrößen einen sehr ähnlichen Verlauf auf. Im axialen Verlauf nimmt die Dichte wegen den ansteigenden Temperaturen ab, während die dynamische Viskosität und die Wärmeleitfähigkeit zunehmen.

Die Wechselwirkung des Temperaturfeldes mit dem Strömungsfeld vollzieht sich über die Temperaturabhängigkeit der Gaseigenschaften  $\rho$  und  $\mu$ , die auch in den Gleichungen (6), (7) und (8) (siehe Seite 13) für die Massen- und Impulsbilanz der Strömung auftreten. In den untersuchten Fällen liegt zu Beginn der beheizten Strecke eine hydraulisch weitgehend entwickelte Strömung vor<sup>34</sup>. Durch die Behei-

<sup>34</sup>Die Beheizung beginnt bei  $x_{hy}(x_{th} = 0) = 18.3 \cdot d_h$  hinter der letzten Querschnittsveränderung des Minikanals. Der Fortschritt des hydraulischen Einlaufvorganges wird anhand der Kurven  $f_s(x_{hy})$  (z.B. Abbildungen 44 und 50) beurteilt.

zung der Wände bildet sich eine sich stromabwärts verdickende Temperaturgrenzschicht aus, innerhalb derer die Temperatur im Gas von der Wandtemperatur bis zu der niedrigeren Temperatur in der Kernströmung variiert. Die Temperaturerhöhung des Gases bewirkt eine Verminderung der Dichte  $\rho$ , wodurch die Strömung aufgrund der Kontinuität beschleunigen muss, so dass  $U_m(x)$  zunimmt. Der Staudruck  $\rho U_m^2$  nimmt dabei ebenfalls zu. Gleichsam erhöht sich mit der Temperatur die dynamische Viskosität  $\mu$  des Gases, wodurch die lokale Reynoldszahl  $Re(x)$  (siehe Gleichung (56), Seite 38) stromabwärts absinkt. Da die heizungsbedingten Veränderungen der Stoffdaten im wandnahen Bereich stärker ausfallen als in der Kernströmung, kann es zu einer nicht-ähnlichen Verformung des Strömungsprofils  $\bar{u}(r)$  und einer Umverteilung der Massenstromdichte  $\overline{\rho u}(r)$  kommen. Bei turbulenten Strömungen findet die Wechselwirkung des Temperaturfeldes mit dem Geschwindigkeitsfeld auch über die Beeinflussung der turbulenten Größen statt. Die erhöhte Viskosität wirkt sich im Dissipationsterm (IV) in Gleichung (79) aus, so dass die Beheizung zur Verminderung der turbulenten kinetischen Energie  $k$  im wandnahen Bereich beiträgt. Die Beschleunigung der Strömung durch die stromabwärts abnehmende Dichte wirkt sich zusätzlich vermindern auf den Produktionsterm (III) der turbulenten kinetischen Energie  $k$  aus. Da der Wärmetransport bei turbulenten Strömungen selbst über den Term  $\overline{\rho u_j'' h''}$  (Siehe Gleichung (19)) durch den turbulenten Austausch mitbestimmt wird, stehen die zeitgemittelten Felder der Temperatur und der Strömungsgeschwindigkeit, sowie der turbulenten Variablen, in komplexer Wechselwirkung.

In der wandnahen laminaren Schicht am Innenzylinder nähert sich das Temperaturprofil an die Asymptote  $T(r) = T_{w,i} - \dot{q}_{w,i}/\lambda_w(r - r_{w,i})$  an. Diese Asymptote, sowie die massenstromgemittelte Temperatur  $T_m$  als horizontale Gerade, sind in Abbildung 49 für die bereits in Abbildung 47 betrachteten sechs Fälle bei  $Re_1 = 6\,000$ ,  $9\,000$  und  $10\,500$  mit den Heizraten jeweils  $q_1^+ = 0.001$  oder  $q_1^+ = 0.003$  eingetragen. Es werden dabei die Positionen  $x_{th} = 10\text{mm}$  und  $x_{th} = 30\text{mm}$  unterschieden. Anstelle der tatsächlichen Dicke  $\delta_T$  der Temperaturgrenzschicht wird für die folgende Betrachtung derjenige Wandabstand herangezogen, bei dem sich die beiden dargestellten Geraden schneiden. Diese Grenzschichtdicke  $\delta_T^*$  wird demnach entsprechend Gleichung (105) definiert. Die Umformung der Gleichung zeigt die Beziehung der Grenzschichtdicke  $\delta_T^*$  zu der Nusseltzahl  $Nu$  nach Gleichung (27) und dem Verhältnis der Wärmeleitfähigkeiten  $\lambda_w/\lambda_m$ .

$$\delta_T^*(x) := (T_w(x) - T_m(x)) \cdot \frac{\lambda_w(x)}{\dot{q}_{w,i}(x)} = \frac{d_h}{Nu(x)} \cdot \frac{\lambda_w}{\lambda_m} \quad (105)$$

Es ist aus Abbildung 49 ersichtlich, dass die asymptotischen Temperaturprofile bei gleicher Reynoldszahl für Fälle mit erhöhter Heizrate aufgrund der höheren Wandwärmestromdichte etwas steiler verlaufen. Da jedoch eine höhere Temperaturdifferenz über die Grenzschichtdicke abgebaut werden muss, werden dennoch

dickere Temperaturgrenzschichten  $\delta_T^*$  erreicht. Stromabwärts nimmt die Steigung des Temperaturprofils an der Wand etwas ab, da in  $|dT/dr|(r = r_w) = |\dot{q}_w/\lambda_w|$  sowohl  $\dot{q}_w$  im Zähler abnimmt, als auch  $\lambda_w$  im Nenner wegen der anwachsenden Wandtemperatur zunimmt. Die virtuelle Temperaturgrenzschichtdicke  $\delta_T^*$  wächst zwischen  $x_{th} = 10\text{mm}$  und  $x_{th} = 30\text{mm}$  noch deutlich an. Bei  $Re_1 \approx 6\,000$  erreicht  $\delta_T^*(x = 30\text{mm})$  nahezu  $2/3$  des Abstandes der Wand zur Mittelachse. Hier wird von einer nahezu laminaren Temperaturgrenzschicht ausgegangen. Da bei  $q_1^+ = \text{const.}$  auch bei unterschiedlichen Reynoldszahlen wie oben diskutiert in etwa die gleiche Temperaturdifferenz  $T_{w,i} - T_m$  vorliegt, sind die dünneren Grenzschichten der hohen Reynoldszahlen mit höheren Temperaturgradienten verbunden.

Abbildung 50 zeigt die lokalen Nusseltzahlen  $Nu(x)$  als Funktion der axialen Koordinate für 18 verschiedene Experimente mit Stickstoff, wobei sowohl der Eingangsdruck  $p_1$ , die Heizrate  $q_1^+$  als auch die Reynoldszahl  $Re_1$  variiert wurden. Zusätzlich ist der axiale Verlauf des Druckverlustbeiwertes  $f_s(x_A, x)$  der adiabaten Strömung in die Diagramme eingetragen. Es ist sichtbar, dass der Reibungsbeiwert im adiabaten Fall für  $x_{th} > 0.01\text{m}$  (Wo die Nusseltzahlen ausgewertet wurden) sich nur noch geringfügig verändert. Wie bereits anhand der Abbildung 44 diskutiert, weist das leichte Wiederansteigen des Reibungsbeiwertes bei  $Re_1 > 6\,000$  auf einen zunehmenden turbulenten Impulsaustausch hin, was bei  $Re_1 = 6\,000$  noch ausbleibt. Es wird davon ausgegangen, dass die Zuströmbedingungen (Normierte Profile der Strömungsgeschwindigkeit und der Turbulenzvariablen) in den beheizten Bereich bei  $x_{th} = 0$  bei  $Re_1 = \text{const}$  für veränderliche  $q_1^+$  in etwa gleich bleiben, während weiter stromabwärts beheizungsabhängige Deformationen des Strömungsprofils auftreten werden. Alle Kurven der Nusseltzahlen zeigen die mit dem thermischen Einlaufvorgang verbundene Absenkung der Nusseltzahl stromabwärts, was gleichbedeutend mit dem oben diskutierten Anwachsen der thermischen Grenzschichtdicke  $\delta_T^*$  entlang der beheizten Länge ist. Desweiteren zeigt sich in allen Kurven deutlich der Einfluss der Heizrate  $q_1^+$ , so dass mit dem Ansteigen der Heizrate eine Absenkung der Nusseltzahl beobachtet wird. Die deutliche Ausprägung dieses Effektes bereits bei  $x_{th}/d_h = 10\text{mm}/1.23\text{mm} \approx 8.1$  weist darauf hin, dass schnelle, lokal wirksame Mechanismen maßgeblich an der Verminderung des Wärmeüberganges mitbeteiligt sind. Der axiale Verlauf der Kurvenscharen für verschiedene Heizraten unterscheidet sich qualitativ bei den drei betrachteten Reynoldszahlen. So wird bei  $Re_1 = 6\,000$  eine mit der Lauflänge konvergente Kurvenschar der Nusseltzahlen bei verschiedenen Heizraten beobachtet, während die Kurvenscharen bei  $Re_1 = 9\,000$  annähernd parallel verlaufen, und bei  $Re_1 = 10\,500$  leicht divergieren. Weiter unten wird gezeigt, dass dieses Verhalten auf den Einfluss der lokal variierenden Reynoldszahl zurückgeführt werden kann. Anhand der dargestellten Kurven lässt sich auch der Einfluss des Druckes bewerten. Während bei der Reynoldszahl  $Re_1 = 6\,000$  die Kurven bei verschiedenen Eingangsdrücken,

aber sonst gleichen Bedingungen nahezu deckungsgleich verlaufen, werden bei  $Re_1 = 9\,000$  und  $10\,500$  für  $p_1 = 0.2\text{MPa}$  bezogen auf die Ergebnisse zu  $p_1 = 0.3\text{MPa}$  um bis  $5.5\%$  verminderte Nusseltzahlen gemessen.

In Abbildung 51 ist die Nusseltzahl perspektivisch als Funktion der thermischen Lauflänge  $x_{th}$  und der lokalen Reynoldszahl  $Re(x)$  aufgetragen. Wie anhand Abbildung 50 bereits gezeigt wurde, bewirken hohe  $q_1^+$  bereits zu Beginn der Beheizung eine Absenkung von  $Nu$ . Es lässt sich in diesem Diagramm erkennen, dass die lokale Reynoldszahl der Messungen bei hohen Heizraten stromabwärts wegen der Temperaturabhängigkeit der dynamischen Viskosität deutlich abnimmt. Die Grenzschicht kann daher nicht wie bei einer isothermen Strömung einem entwickelten Zustand entgegenstreben, sondern muss sich der laufend sinkenden Reynoldszahl anpassen. Die Nusseltzahl für hohe Lauflängen wird daher nicht nur von der Eingangsreynoldszahl  $Re_1$  bestimmt, sondern auch von dem axialen Temperaturgradienten im Gas. Dieser ist durch den Parameter  $q_1^+$  festgelegt. In Abbildung 52 sind die Nusseltzahlen  $Nu(x_{th})$  bei  $x_{th} = 10\text{mm}$  und  $x_{th} = 30\text{mm}$  als Funktion ihrer jeweiligen lokalen Reynoldszahl aufgetragen. Dem Diagramm liegen Messdaten mit Stickstoff und Helium bei verschiedenen Eingangsdrücken zu grunde. Es lässt sich in der Punkteschar für  $x_{th} = 10\text{mm}$  (Kreis-Symbole) eine deutliche Abhängigkeit der Nusseltzahl von  $q_1^+$  erkennen. Für  $x_{th} = 30\text{mm}$  (quadratische Symbole) vereinen sich die Messwerte bei verschiedenen Heizraten zu einem weniger breit gestreuten Band. Es zeigt sich also, dass die mit den lokalen Bulk-Stoffdaten gebildete Reynoldszahl im Bereich stromabwärts eine gute Grundlage zur Korrelation der lokalen Nusseltzahlen bildet. Zu Beginn des beheizten Bereiches, wo die thermische Grenzschicht nur einen sehr dünnen Bereich in Wandnähe überbrückt, stellt die mit den Bulk-Stoffdaten gebildete Reynoldszahl jedoch offensichtlich keine geeignete Größe zur Korrelation der Nusseltzahlen dar. Dieses Verhalten lässt erwarten, dass nicht nur die massenstromgemittelte Temperatur, sondern auch die Wandtemperatur in die Bildung der betrachteten Ähnlichkeitskennzahlen eingebunden werden sollte, um die Wirkung der Heizrate  $q_1^+$  zu erfassen. Um den Einfluss der Wandtemperatur und der massenstromgemittelten Fluidtemperatur gleichermaßen zu berücksichtigen, wird nun eine lokale Reynoldszahl  $Re_{\Phi_w}(x)$  eingeführt, welche entsprechend der Gleichung (106) definiert ist, und die über eine Wandeinfluss-Kennzahl  $0 \leq \Phi_w \leq 1$  den relativen Einfluss der Wandtemperatur und der massenstromgemittelten Fluidtemperatur auf die effektive dynamische Viskosität gewichtet.

$$Re_{\Phi_w}(x) = \dot{m} \cdot \frac{d_h}{A_Q} \cdot \frac{1}{\Phi_w \cdot \mu(T_w(x)) + (1 - \Phi_w) \cdot \mu(T_m(x))} \quad (106)$$

Es wurde nun für die Positionen  $x_{th} = 10\text{mm}$ ,  $20\text{mm}$  und  $30\text{mm}$   $\Phi_w(x)$  so bestimmt, dass die Streuung der lokalen Nusseltzahlen  $Nu(Re_{\Phi_w}, x)$  um eine an die Daten im Bereich  $6\,000 \leq Re_1 \leq 10\,000$  angepasste Gerade minimiert wurde. Die so bestimmten Werte für  $\Phi_w$  sind in Tabelle 7 angegeben.

$x_{th}$	10mm	20mm	30mm
$\Phi_w$	0.765	0.515	0.190

Tabelle 7: Wandeinfluss-Kennzahl  $\Phi_w$  als Funktion des axialen Koordinate  $x_{th}$ .

Die Daten aus Abbildung 52 sind in Abbildung 53 als Funktion von  $Re_{\Phi_w}$  mit  $\Phi_w$  nach Tabelle 7 dargestellt. Die Abhängigkeit von der Heizrate  $q_1^+$  ist in dieser Auftragung weitgehend eliminiert. Durch Extrapolation der Werte aus Tabelle 7, die einen näherungsweise linearen Verlauf vorgeben, lässt sich abschätzen, dass  $\Phi_w(x_{th} = 0) \approx 1$  und  $\Phi_w(x_{th} \approx 40mm) = 0$ . Es ist nachvollziehbar, dass die für den Wärmeübergang in der anwachsenden thermischen Wandgrenzschicht maßgebliche Reynoldszahl mit Stoffdaten innerhalb der lokalen Grenzschicht gebildet werden sollte. Dementsprechend entwickelt sich  $\Phi_w$  analog der thermischen Grenzschichtentwicklung zwischen 1 zu Beginn der Beheizung (Dicke der thermischen Grenzschicht  $\delta_T \approx 0$ ) und 0 weiter stromabwärts (entwickelte Grenzschicht).

In den Abbildungen 52 und 53 ist auch zu erkennen, dass der Übergang zwischen der laminaren Gesetzmäßigkeit (flacher Teil der Kurve) und dem laminar-turbulent transitionellen Bereich (steiler Anstieg der Kurve) der Abhängigkeit  $Nu(x_{th}, Re_{\Phi_w}(x_{th}))$  von der thermischen Lauflänge abhängig ist. Bei der kurzen Lauflänge  $x_{th} = 10mm$  findet der Übergang bei niedrigeren (mit lokalen Gaseigenschaften gebildeten) Reynoldszahlen  $Re_{\Phi_w,c}(x_{th} = 10mm) \approx 4\,000$  und mit einem ausgeprägten Sprung in der Steigung der Kurve statt, während der Übergang bei  $x_{th} = 30mm$  erst bei der höheren Reynoldszahl  $Re_{\Phi_w,c}(x_{th} = 30mm) \approx 5\,500$  stattfindet und mit einem flacheren Anstieg der Kurve verbunden ist.

Zum Vergleich mit den Messergebnissen werden gängige Ingenieurskorrelationen für den Wärmeübergang herangezogen. Als Referenzstelle wird  $x_{th} = 30mm = 24.4 \cdot d_h$  herangezogen. Der Wärmeübergang an dieser Stelle wird (abhängig von der Reynoldszahl) von einer weitgehend thermisch entwickelten Grenzschicht bestimmt, und eignet sich daher zum Vergleich mit bekannten Ingenieurkorrelationen. Für die Berechnung des Wärmeüberganges von beidseitig beheizten Ringspalt-Kanälen an laminare Strömungen wird in [41] die Gleichung (107) vorgeschlagen.

$$Nu_{lam} = f_{gb}(r^*) \cdot (Re Pr d_h/x_{th})^{1/3}$$

$$\text{mit } f_{gb}(r^*) = 1.615 * (1. + 0.14 (r^*)^{0.1}) , r^* = r_{w,i}/r_{w,a} \quad (107)$$

Bei dem vorliegenden Radienverhältnis  $r^* = 0.962$  ergibt die Korrelation nach Gleichung (107) Werte, die um ca. 1% niedriger sind als bei der Rechnung nach der gebräuchlichen Korrelation von Sieder und Tate für laminare Strömungen in zylindrischen Rohren.

Für turbulente Rohrströmungen wird gebräuchlicherweise die in Gleichung (108) angegebene Korrelation von Gnielinski verwendet. Diese wurde basierend auf Gleichung (109) entwickelt, es wurden jedoch zwei Terme modifiziert, mit dem Ziel, diese Gleichung auch für niedrige Reynoldszahlen im Bereich  $2\ 300 \leq Re \leq 10\ 000$  verwenden zu können.

$$Nu_{Gnielinski} = \frac{(f/2) (Re - 1000) Pr}{1 + 12.7 (f/2)^{1/2} (Pr^{2/3} - 1)} \quad (108)$$

Petuchov und Kirillov [58] sowie Petuchov und Popov [59] stellen eine theoretische Ableitung des turbulenten Wärmeüberganges in Rohren vor, bei der ein algebraisches Turbulenzmodell zugrundegelegt wurde. Ergebnisse für die Nusseltzahlen  $Nu = Nu(Re, Pr, f)$  wurden durch numerische Integration erhalten, zu denen eine Interpolationsformel gefunden wurde. Die in [1] angegebene Gleichung (109) basiert auf dieser Entwicklung.

$$Nu_{Petuchov} = \frac{(f/2) Re Pr}{C + 12.7 (f/2)^{1/2} (Pr^{2/3} - 1)} \quad (109)$$

mit  $C = 1.07 + 900/Re - [0.63/(1 + 10 Pr)]$

Zur Verwendung mit den Gleichungen (108) und (109) muss ein Reibungsbeiwert  $f$  eingesetzt werden. In [58] wird dazu die in [1] angegebene Gleichung (110) empfohlen.

$$f_{Filomenko} = (1.58 \cdot \ln Re - 3.28)^{-2} \quad (110)$$

Um die Nusseltzahlen der Rohrströmung auf einen Ringspalt zu übertragen, wird in [41] ein Faktor nach Gleichung (111) vorgeschlagen.

$$C_{Rsp} = \frac{Nu_{Ringspalt}}{Nu_{Rohr}} = \frac{0.86 \cdot r^{*0.84} + (1 - 0.14 \cdot r^{*0.6})}{1 + r^*} \quad (111)$$

Für eine Strömung, die hydraulisch bereits entwickelt ist, deren thermische Grenzschicht sich jedoch erst heranbildet, gilt nach [1] das in Gleichung (112) angegebene Verhältnis der lokalen Nusseltzahl  $Nu_x$  zu der Nusseltzahl  $Nu_\infty$  der voll entwickelten Strömung.

$$C_{xth} = \frac{Nu_x}{Nu_\infty} = 1 + \frac{0.09756}{(x/d_h)^{0.760}} \quad (112)$$

Die Nusseltzahlen  $Nu_{turbulent}$  der Korrelationen für eingelaufene turbulente Rohrströmungen gemäß Gleichung (108) oder Gleichung (109), werden mit den

Beiwerten nach Gleichung (111) und Gleichung (112) multipliziert, um die geometrischen Bedingungen des Experiments zu berücksichtigen. Es werden die Zahlenwerte  $C_{Rsp} = 0.777$  und  $C_{xth} = 1.085$  eingesetzt.

Die Messwerte für die lokale Nusseltzahl  $Nu(x_{th} = 30mm)$  für 69 unterschiedliche Messreihen mit den Gasen Helium und Stickstoff bei verschiedenen Drücken  $p_1$  sowie mit verschiedenen dimensionslosen Aufheizspannen  $q_1^+$  sind in Abbildung 54 in Abhängigkeit von der lokalen Reynoldszahl  $Re_{\Phi_w}(x_{th} = 30mm)$  eingetragen<sup>35</sup>.

Es ist zu erkennen, dass die Abhängigkeit der Nusseltzahl von der Reynoldszahl mehreren Gesetzmäßigkeiten folgt, die nach den Bereichen der Reynoldszahl aufgeteilt werden können. Für Reynoldszahlen  $Re_{\Phi_w}(x_{th} = 30mm) < 5\,500$  weist das Streuband der Messwerte nur eine geringe Steigung auf, und es kann eine gute Übereinstimmung mit der Korrelation nach Gleichung (107) für laminare Strömung festgestellt werden. Im Bereich  $5\,500 \leq Re_{\Phi_w}(x_{th} = 30mm) \leq 9\,000$  kommt es zu einem starken Anstieg der Nusseltzahl mit steigender Reynoldszahl. Die Messwerte erheben sich deutlich über die Werte der laminaren Korrelation, bleiben jedoch unterhalb der Werte der Korrelationen von Gnielinski und Petuchov. Für  $Re_{\Phi_w}(x_{th} = 30mm) > 9\,000$  verflacht die Kurve der Messwerte wieder etwas, die Werte der Korrelationen für turbulente Strömungen werden erreicht, und bei den höchsten gemessenen Reynoldszahlen  $Re_{\Phi_w}(x_{th} = 30mm) > 12\,000$  auch um ca. 9% übertroffen.

Es ist möglich, die Gleichung (109) mit den experimentell gefundenen Werten für den Reibungsbeiwert  $f(x_{th} = 30mm)$  auszuwerten. Dafür wird hier die in Kapitel 3.4.2 vorgestellte Interpolationsformel für  $f$  nach Gleichung (103) (Seite 103) verwendet, mit der durch die eingesetzte Intermittenzfunktion  $\gamma_f$  der gesamte Bereich der untersuchten Reynoldszahlen abgedeckt wird. Eine besondere Rolle kommt hier der Wirkung der Oberflächenrauheit zu. Im Bereich  $Re_{\Phi_w}(x_{th} = 30mm) < 10\,000$  wird eine gute Übereinstimmung der so berechneten Nusseltzahlen mit den gemessenen Werten erzielt, wenn der Rauheitswert  $k_s/a$  in der Korrelation für den turbulenten Reibungsbeiwert  $f_{trb}(Re, k_s)$  nach Gleichung (90) zu Null gesetzt wird. Für höhere Reynoldszahlen beginnen die Messwerte, diese Korrelation deutlich zu übersteigen. In Kakac [1] wird die empirische Gleichung von Norris (Gleichung (113)) angegeben, um die Wirksamkeit der Rauheit auf den Reibungsbeiwert und die Nusseltzahl in Relation zu setzen.

$$\frac{Nu_{rau}}{Nu_{glatt}} = \left( \frac{f_{rau}}{f_{glatt}} \right)^n \quad n = 0.68 Pr^{0.215} \quad (113)$$

Mit  $n = 0.63$  für  $Pr = 0.7$  und  $f_{rau}/f_{glatt} = 1.22$  bei  $Re = 12\,000$  wird  $C_{rau} = Nu_{rau}/Nu_{glatt} = 1.14$  vorhergesagt. Dies bedeutet, dass der Wärmeübergang weniger stark durch die Oberflächenrauheit erhöht wird als der Reibungsbeiwert. Die Kurve, in der die Wirkung der Rauheit durch den Beiwert

<sup>35</sup>Mit  $\Phi_w = 0.19$  entsprechend Tabelle 7

$C_{rau}$  zusätzlich berücksichtigt ist, wurde für  $Re > 9\,000$  in das Diagramm eingetragen. Die Messwerte liegen im Bereich zwischen der Korrelation mit Rauheitseinfluss und der Korrelation für glatte Wände. Bei  $Re_{\Phi w} = 12\,000$  ergibt  $Nu_{ITHEX}/Nu_{Pet} = 1.09$ . Zur Erläuterung der Gleichung (113) gibt Kakac an, dass der durch Rauheit erzeugte Profilwiderstand nicht zur Verbesserung der Wärmeübertragung beitragen kann. Im vorliegenden Fall der in wandnormaler Richtung stark veränderlichen Stoffdaten kommt hinzu, dass die erhöhte dynamische Viskosität in Wandnähe die laminare Unterschicht verdicken kann. Die wirksame Höhe, mit der die Rauheitselemente dann in die turbulente Schicht hineinragen, wird somit vermindert, wodurch die beobachtete zusätzliche Verminderung der Rauheitswirkung auf den Wärmeübergang im Vergleich zu der Korrelation von Norris erklärt werden kann.

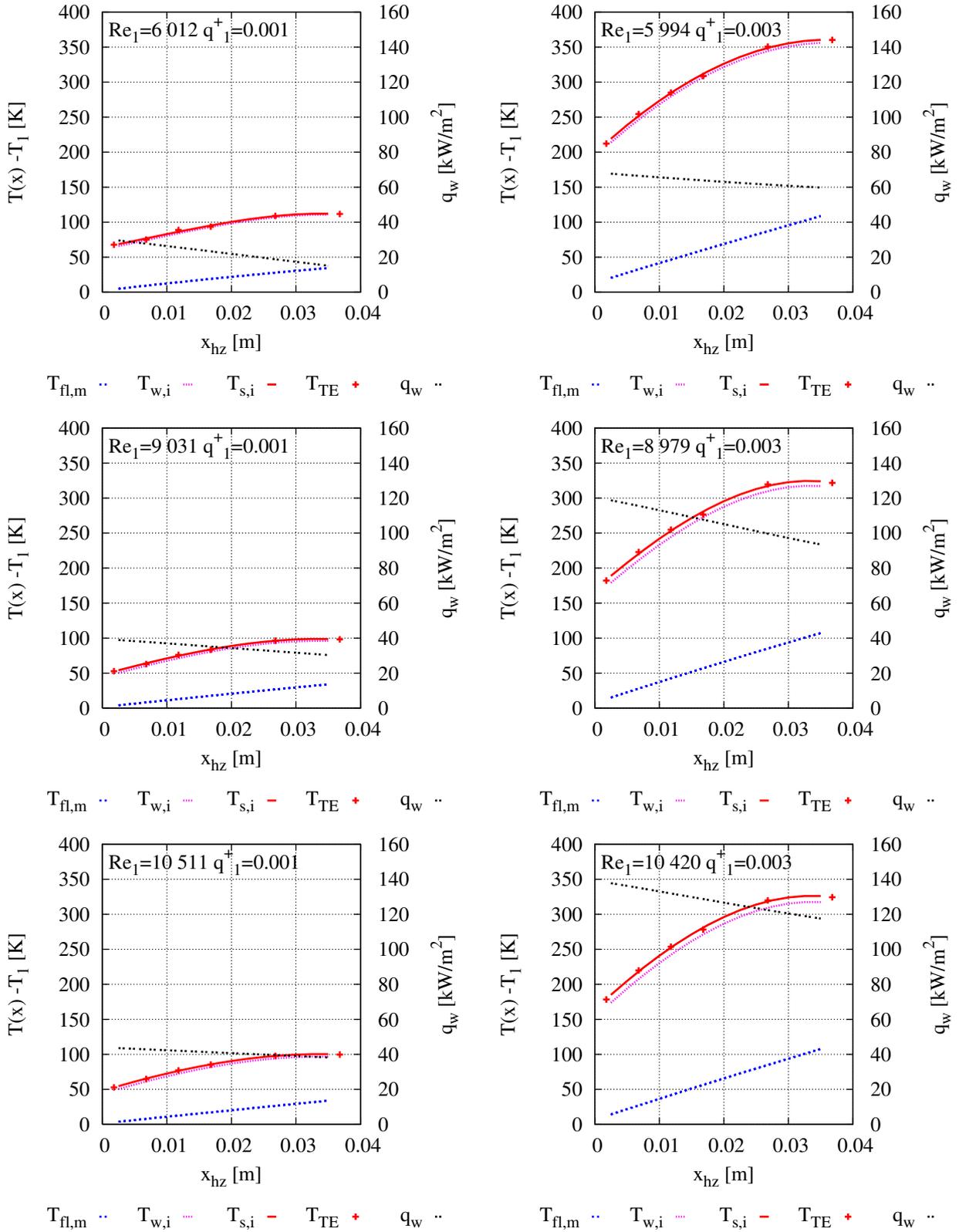


Abbildung 47: Axiale Profile der Temperaturen und der Wandwärmestromdichte am Innenzylinder für sechs verschiedene Messreihen mit Stickstoff bei  $p_1 = 0.3\text{MPa}$ .  $T_{TE}$ : gemessene Wandinnentemperatur,  $T_{s,i}(x)$ : Polynomfit an  $T_{TE}(x_i)$ ,  $T_{w,i}$  Wandoberflächentemperatur,  $q_w \equiv \dot{q}_w$ : Wandwärmestromdichte.

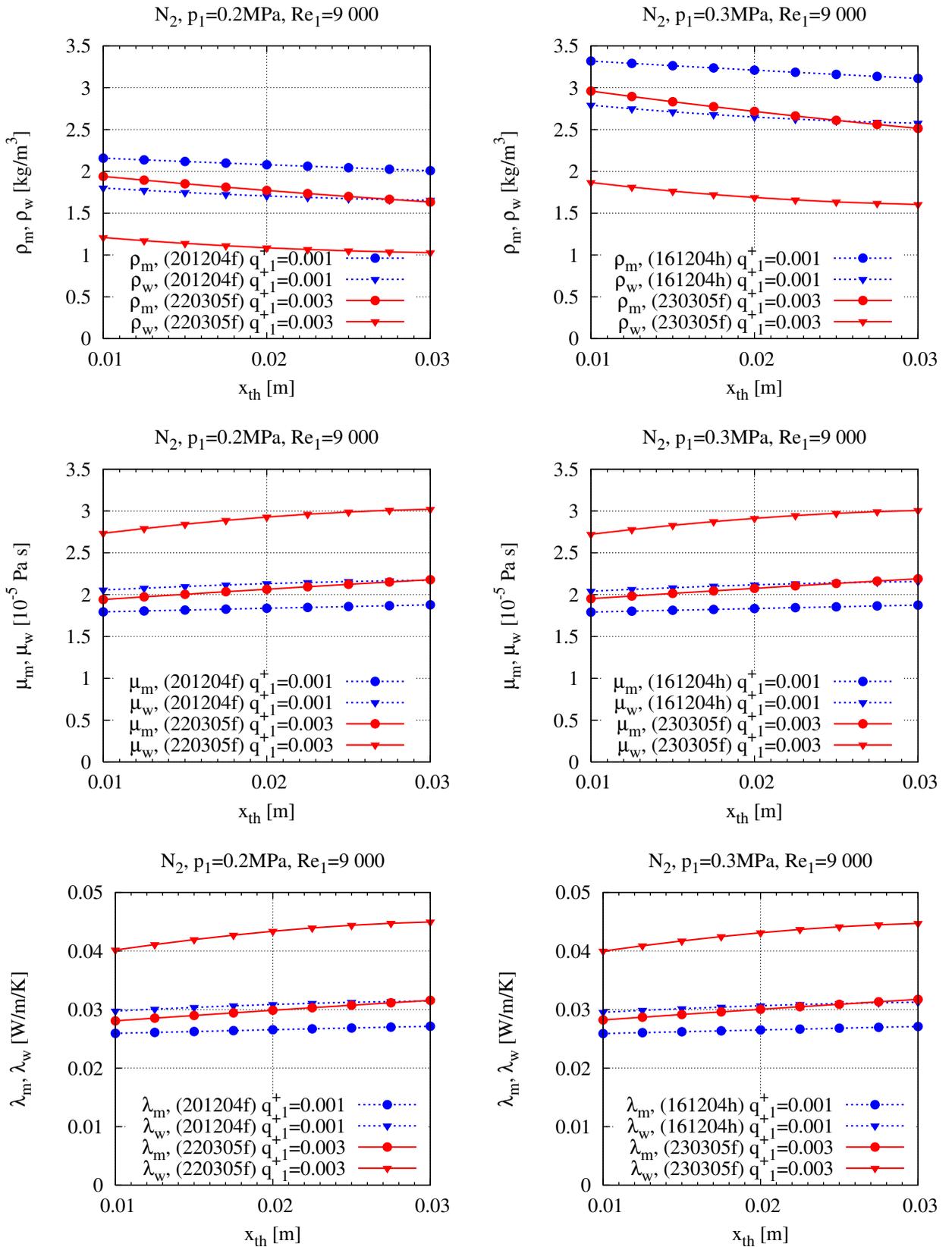


Abbildung 48: Axiale Profile der Dichte  $\rho$  und der dynamischen Viskosität  $\mu$  jeweils massenstromgemittelt(m) oder an der Wand (w), bei  $Re_1 = 9000$  und den Heizraten  $q_{1+}^+ = 0.001$  und  $q_{1+}^+ = 0.003$ .

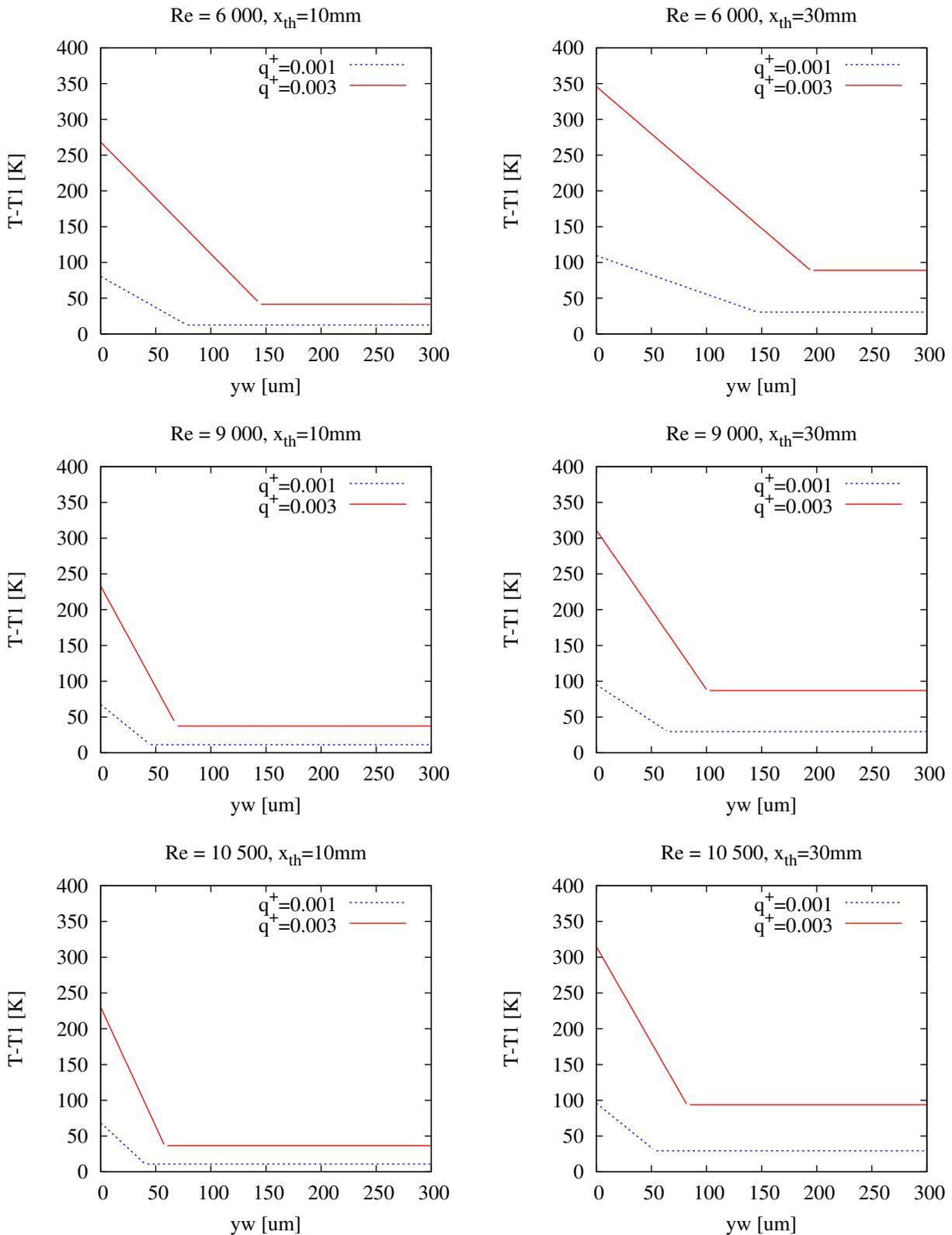


Abbildung 49: Skizzen des wandnormalen ( $y_w = r - r_{w,i}$ ) Temperaturverlaufes: Asymptote an der Wand sowie massenstromgemittelte Temperatur im Kanal (horizontale Linien) für sechs verschiedene Messreihen mit Stickstoff bei  $p_1 = 0.3\text{MPa}$ , an zwei verschiedenen Positionen.

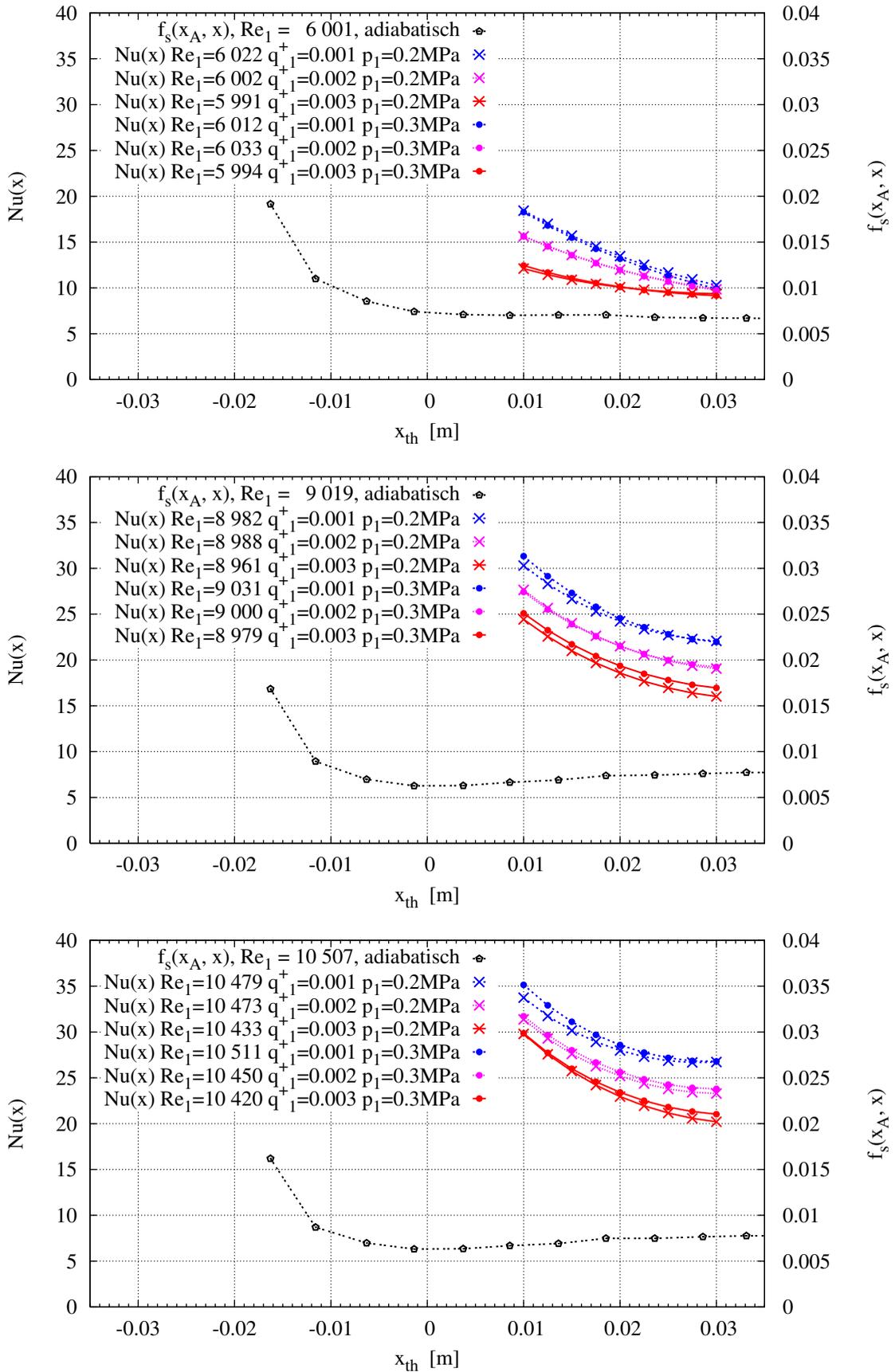


Abbildung 50: Axiale Profile der Nusseltzahlen  $Nu(x)$  bei verschiedenen Reynoldszahlen, Heizraten und Eingangsdrücken mit  $N_2$

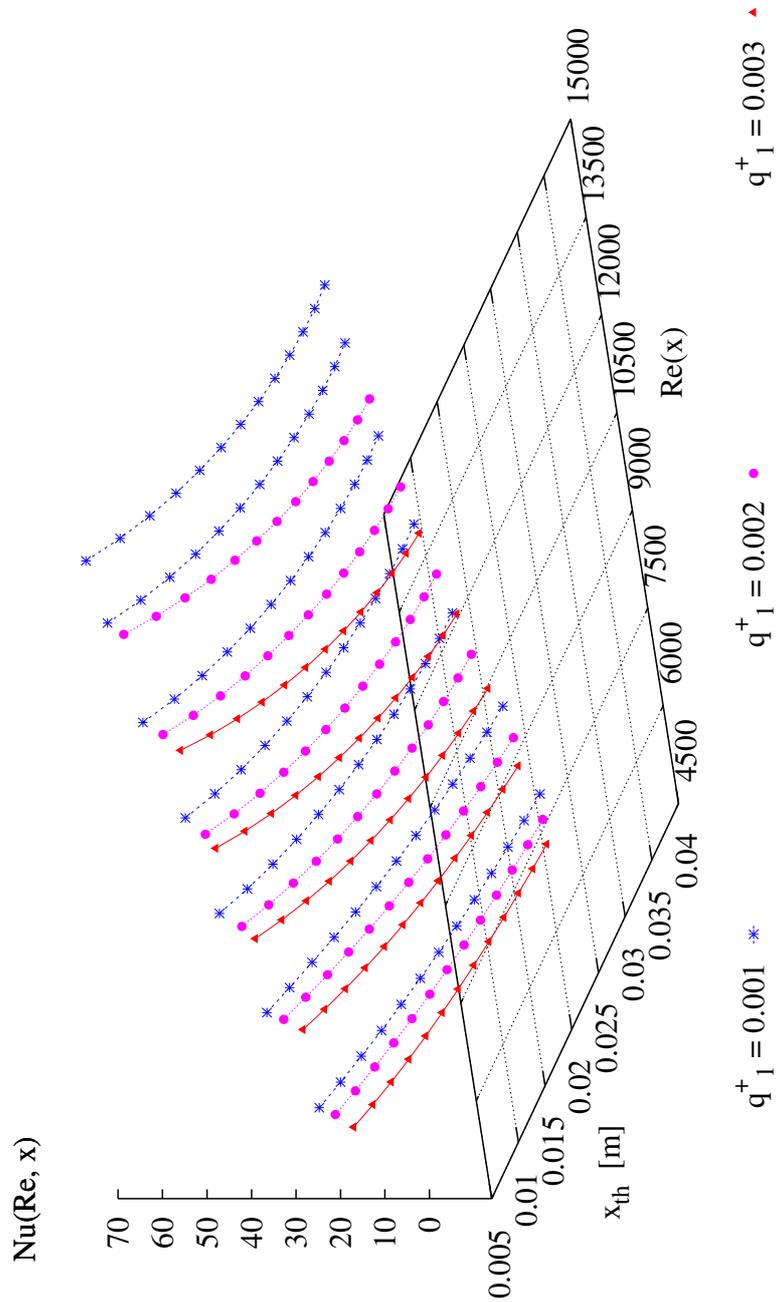


Abbildung 51: Auftragung der lokalen Nusseltzahl  $Nu(Re, x)$  als Funktion der lokalen Reynoldszahl  $Re(x)$  und der Lauflänge vom Beginn der Heizung  $x_{th}$ , als Parameter  $q_1^+$  (Symbole siehe Legende)  $N_2, p_1 = 0.3MPa, Re_1 \approx 6\ 000, 7\ 500, 9\ 000, 10\ 500, 12\ 000, 13\ 500, 14\ 500$ .

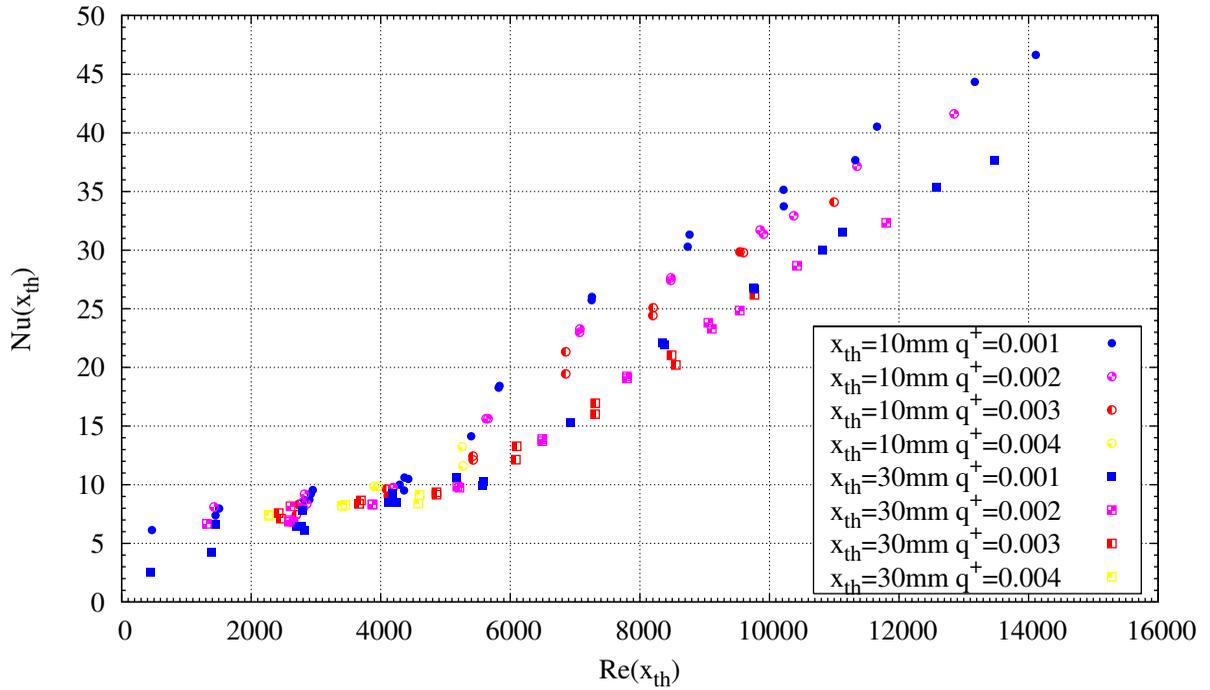


Abbildung 52: Auftragung der lokalen Nusseltzahlen  $Nu(x_{th} = 10mm)$  und  $Nu(x_{th} = 30mm)$  als Funktion der massenstromgemittelten Reynoldszahl  $Re(x)$ , mit dem Parameter  $q_1^+$ .

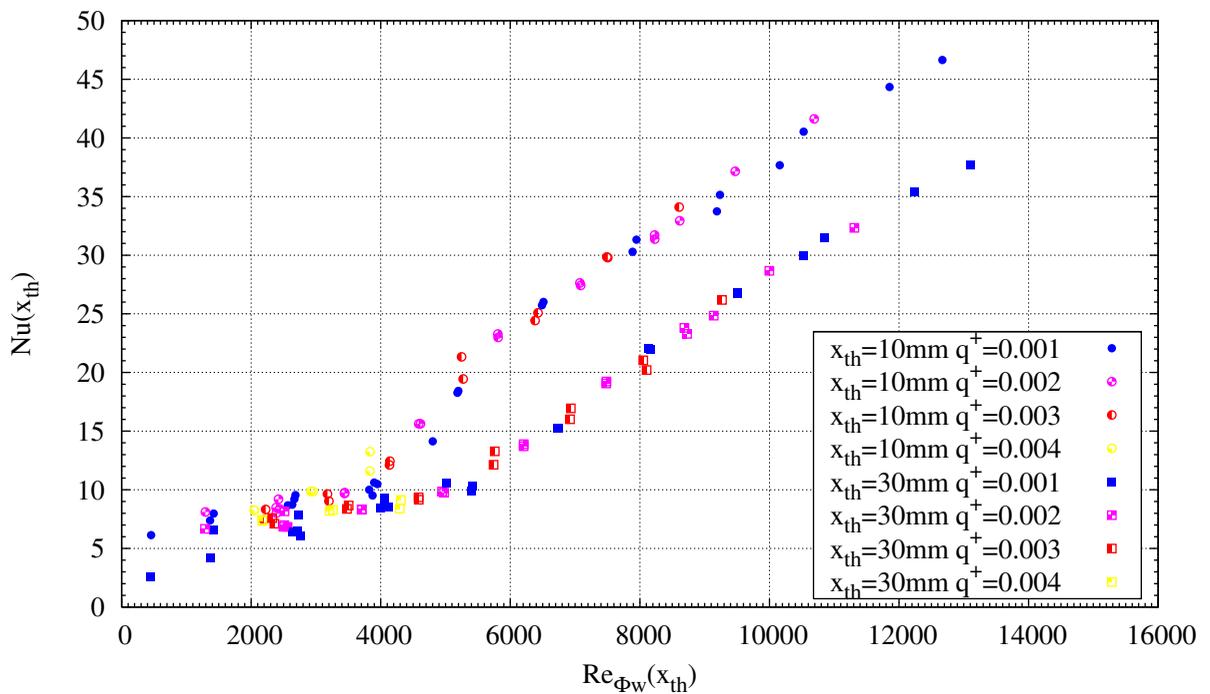


Abbildung 53: Auftragung der lokalen Nusseltzahlen  $Nu(x_{th} = 10mm)$ ,  $Nu(x_{th} = 20mm)$  und  $Nu(x_{th} = 30mm)$  als Funktion der Reynoldszahl  $Re_{\Phi_w}(x)$ , gebildet mit der Wandeinfluss-Kennzahl  $\Phi_w$  entsprechend Tabelle 7.

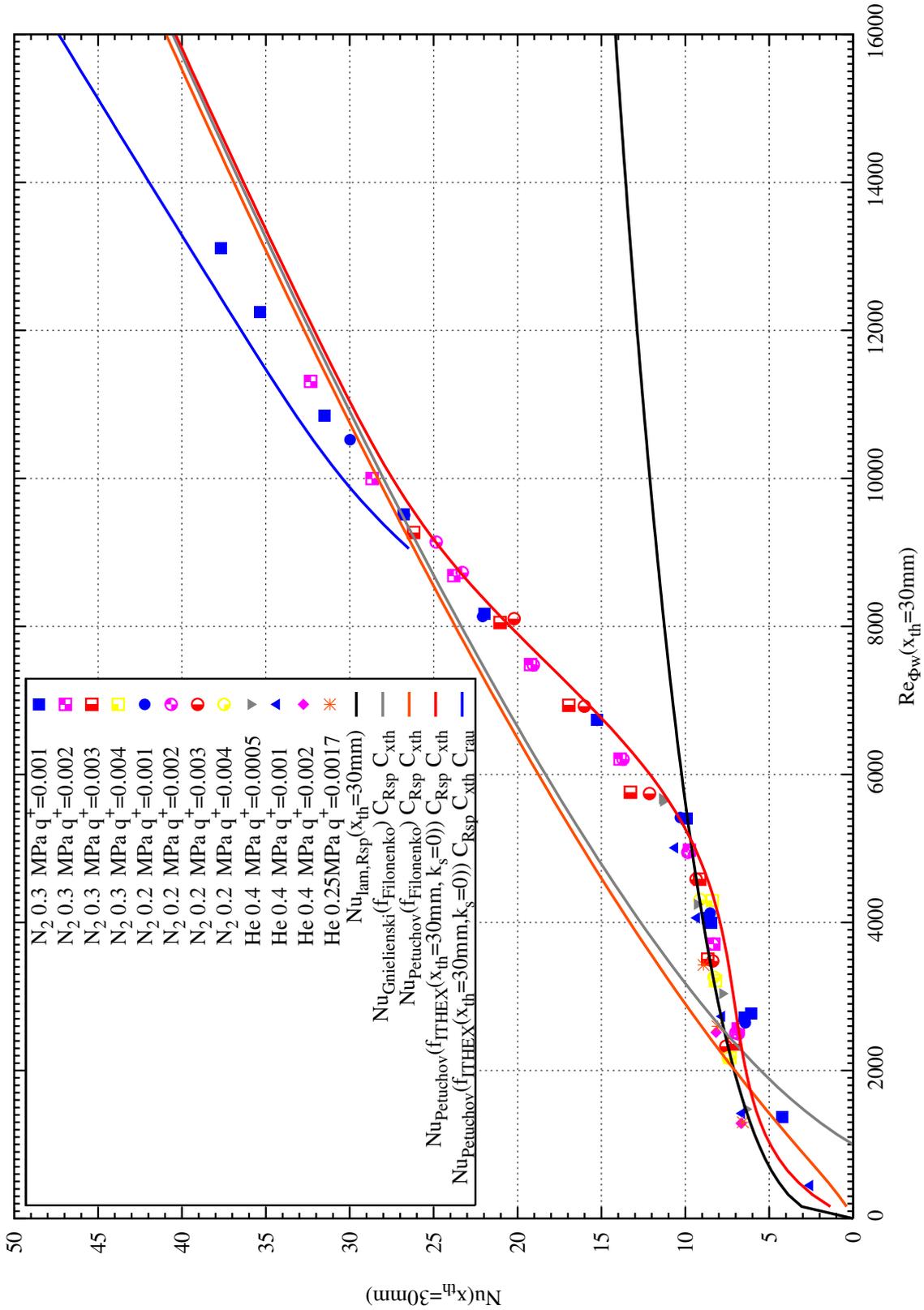


Abbildung 54: Gemessene lokale Nusseltzahlen  $Nu(x_{th} = 30mm)$  in Abhängigkeit der lokalen Reynoldszahl  $Re_{\phi_w}(x_{th} = 30mm)$  und der dimensionslosen Aufheizspanne  $q_1^+$ , im Vergleich zu Korrelationen.

---

## 4 Schlussfolgerungen und Ausblick

### 4.1 Allgemeine Schlussfolgerungen

In der vorgelegten Arbeit wurde die Strömung im hydraulischen und thermischen Einlaufbereich von Gasströmungen in Minikanälen mit sich gegenseitig ergänzenden Messmethoden experimentell untersucht. Durch die Anwendung eines Laser Doppler Anemometer (LDA) Systems, welches an die kleinen Längenskalen des untersuchten Strömungsproblems angepasst wurde, konnten detaillierte Strömungsfelder  $u(x, y, z)$  gemessen werden. Mit einem für Minikanäle geeigneten experimentellen Verfahren wurden aus gemessenen Wandtemperaturen  $T_{TE}(x)$  lokale Nusseltzahlen  $Nu(x)$  bestimmt. Sowohl Strömungsfelder als auch der Wärmeübergang wurden in einen konsistenten Bezug zu dem zusätzlich gemessenen Profil des statischen Druckes  $p(x)$  gebracht.

Die Untersuchungen der Geschwindigkeitsprofile erlauben Aussagen über den hydraulischen Einlaufvorgang im Minikanal mit Rechteckquerschnitt. Es erwies sich, dass bei den untersuchten transitionellen Reynoldszahlen die Gestalt des Überganges von dem Eingangsplenum auf den kleinen Querschnitt des Minikanals der bestimmende Einflussfaktor bei der Ausbildung der turbulenten Grenzschicht im hydraulischen Einlaufbereich darstellt. Wird durch die Düsenform keine turbulente Strömung schon am Beginn des Minikanals vorgegeben, wird eine räumlich differenzierte Entwicklung der Turbulenz beobachtet. An den Seitenwänden des Kanals kann sich Turbulenz in Wechselwirkung mit den Sekundärströmung bevorzugt entwickeln, von hier findet eine keilförmige Ausbreitung der Turbulenz zur Kanalmitte hin statt. In den Regionen der Kanalmitte, die nicht von den Sekundärströmungen in den Seitenrändern beeinflusst werden, kann bei ausreichend hohen Reynoldszahlen  $Re > 3\,000$  Turbulenz durch die Instabilität der anwachsenden laminaren Grenzschicht entstehen. Zusätzlich zu diesem Mechanismus, der gleichmäßig auf der gesamten Kanalbreite wirken kann, wurde beobachtet, dass Turbulenz sich in keilförmigen Strukturen ausbreitet (ähnlich wie an den Seitenrändern), deren Ursprung zufällig auf der Kanaloberfläche verteilt sein kann, wobei Orte mit geometrischen Störungen bevorzugt besetzt werden. Diese im Einlaufbereich zonal begrenzte Wirkung der Turbulenz kann bei rechteckigen Kanälen mit einem hohen Seitenverhältnis zu einem stark ungleichförmigen Strömungsfeld im hydraulischen Einlaufbereich führen. In den turbulenten Zonen der Strömung wird naturgemäß ein höherer Wärmeübergang erwartet, allerdings wird in diesen Bereichen durch die Verflachung der Geschwindigkeitsprofile die Massenstromdichte verringert, so dass zwei gegenläufige Vorgänge die örtliche Wandkühlung beeinflussen. Für eine technische Anwendung, wie die Gaskühlung des in Kapitel 1.1 vorgestellten IFMIF Hochfluss Testmoduls, wo es notwendig ist, ein homogenes Temperaturfeld der gekühlten Oberfläche zu erhalten, und diese Temperaturen exakt vorherzusagen, sollte eine gezielte Anfachung der Tur-

bulenz über die gesamte Kanalbreite durch eine geeignete Formgebung der Düse sichergestellt werden. Der Vergleich der gemessenen Strömungsprofile im Bereich  $Re = 6\,000 - 9\,000$  weit stromab vom Kanaleingang bei  $x_{hy} = 50\text{mm} \approx 25.5 \cdot d_h$  mit den universellen laminaren beziehungsweise turbulenten Geschwindigkeitsprofilen zeigte, dass die gemessenen Geschwindigkeitsprofile als transitionell laminar-turbulent einzuordnen sind. Dies muss bei der numerischen Modellierung entsprechender Strömungen berücksichtigt werden. Die gemessenen Profile der Geschwindigkeit und des Druckes bei verschiedenen transitionellen Reynoldszahlen und bei verschiedenen Einlaufzuständen stehen für zukünftige Arbeiten zur numerischen Modellierung zur Verfügung.

Die experimentell ermittelten Reibungsbeiwerte und Wärmeübergangskoeffizienten im hydraulisch beziehungsweise thermisch weitgehend entwickelten Bereich der Strömung im Minikanal mit Ringspalt-Querschnitt weisen eine gute Übereinstimmung mit den für diese Geometrie in der Literatur empfohlenen Korrelationen auf. Für Reynoldszahlen  $Re < 4\,500$  entspricht der Druckverlust der Vorhersage für laminare Strömungen von Shah und London, für  $Re > 10\,000$  wird eine gute Übereinstimmung mit der Korrelation von Chen für turbulente Strömungen mit Rauheitseinfluss beobachtet. Der dazwischen liegende Bereich kann gut mit einer logistisch anwachsenden Intermittenzfunktion interpoliert werden. Die Ergebnisse für die Wandreibung lassen sich qualitativ und quantitativ durch die Analogie zwischen Impuls- und Energieaustausch gut auf den Wärmeübergang übertragen, indem die Messwerte des Reibungsbeiwert in eine Korrelation für den Wärmeübergang eingesetzt wird. Dabei ist zu beachten, dass der Rauheitseinfluss durch die bei Wärmeübertragung verdickte laminare Schicht vermindert wird.

Bei intensiver Beheizung wurde eine Verminderung des lokalen Wärmeüberganges beobachtet. Die Ursache dafür wurde insbesondere auf die Zunahme der dynamischen Viskosität des Gases im wandnahen Bereich zurückgeführt. Die innerhalb der thermischen Grenzschicht lokal verminderte Reynoldszahl bewirkt eine Verminderung des turbulenten Energieaustausches der wandnahen Schicht mit der Kernströmung und erwirkt somit eine mit der Lauflänge voranschreitende Laminarisierung der eingangs transitionellen oder turbulenten unbeheizten Strömung.

Durch die Verwendung mehrerer Gasspezies bei unterschiedlichen Drücken wurde die freie Weglänge des Gases variiert. Dadurch konnten Experimente bei der gleichen Reynoldszahl, aber mit unterschiedlichen Knudsenzahlen durchgeführt werden. Im untersuchten Bereich der Knudsenzahlen wurden keine *slip flow* Effekte nachgewiesen, auch nicht im hydrodynamischen Einlaufbereich, wo die Grenzschichtdicke noch gering ist, und lokal entsprechend hohe Knudsenzahlen erreicht werden. Die Ergebnisse der vorliegenden Arbeit zeigen, dass in dem hier untersuchten Bereich der Minikanäle noch keine mit der Kanalgröße verbundenen Effekte auftreten, wie sie von einigen Untersuchungen zu Mikrokanälen bekannt wurden.

Eine noch offene Fragestellung ist daher die Festlegung der Bedingungen, bei welchen das Auftreten von *slip flow* berücksichtigt werden sollte. Diese Bedingungen können durch eine parametrische Studie mit kleineren Kanalabmessungen und niedrigeren Gasdrücken gefunden werden, wobei die in der vorgelegten Arbeit angewendeten Auswerteverfahren für die Wandreibung und den Wärmeübergang weiter angewendet werden können, jedoch eine leistungsfähigere Verdichteranlage notwendig wird. Zur Messungen der Strömungsgrenzschichten in kleinen Kanälen bei hohen Strömungsgeschwindigkeiten ist jedoch eine Verbesserung des eingesetzten optischen Messverfahrens für wandnahe Messungen notwendig.

Eine weitere noch offene Fragestellung betrifft die Wirkung der Oberflächenrauheit bei intensiver Beheizung der Grenzschicht. Im Zuge der oben angeregten Untersuchungen bei kleineren Kanalabmessungen sollte daher eine Variation der Oberflächen der Kanalwände mit eingeschlossen werden.

## 4.2 Betrachtungen zur Auslegung der Kühlkanäle des *IF-MIF* Hochfluss Testmoduls

Durch die vorgelegten experimentellen Ergebnisse werden folgende Überlegungen bezüglich der konstruktiven Gestaltung der Kühlkanäle im *IFMIF* Hochfluss Testmodul angeregt:

1. Die untersuchten Strömungen bei niedrigen Reynoldszahlen zeigten im hydraulischen Einlaufbereich hinter den Einlaufdüsen der Geometrien *17-V-1* und *17-T-1* einen komplexen dreidimensionalen laminar-turbulenten Übergang. In diesem Bereich bildet sich die Turbulenz lokal, und breitet sich stromabwärts über keilförmig anwachsende Strahlen über die laterale Dimension des Kanals aus. Innerhalb der turbulenten Bereiche liegt durch die typischerweise flachen Geschwindigkeitsprofile eine geringere Massendichte, kombiniert mit einem besseren Wärmeübergangskoeffizienten vor. Im beheizten Fall werden in den turbulenten Strahlen daher höhere Gastemperaturen als in den angrenzenden laminaren Gebieten erwartet. Abhängig von der Wärmeleitung in den Rigs kann sich diese Inhomogenität auch auf die Temperaturen der Materialproben abbilden.

Wie die große Streuung der Messungen von Strömungsfeldern und Reibungsbeiwerten zeigt, weist die räumliche Ausprägung des laminar-turbulente Übergang in den untersuchten Geometrien eine hohe Empfindlichkeit bezüglich der Randbedingungen (wie zum Beispiel kleine Störungen auf der Kanaloberfläche) auf. In einer Anordnung von parallelen Kanälen zwischen jeweils einem gemeinsamen Eintritts- und Austrittsplenum wie bei *IFMIF*, bewirken die schwankenden Reibungsbeiwerte eine ungleichmäßige Massenstromaufteilung auf die einzelnen Kanäle, und damit unterschiedliche axiale Temperaturgradienten in den einzelnen Kühlgasströmungen.

Eine Möglichkeit, um die beiden oben genannten Effekte zu umgehen, besteht in der gezielten Anregung von Turbulenz über die gesamte Kanalbreite vor dem Eintritt in den Minikanal. Wie die diskutierten Messungen zeigten, eignen sich hierzu insbesondere gitterartige Einbauten oder eine Abrisskante in der Düse unmittelbar vor dem Übergang in den Minikanal. Stufen ohne folgende Abrisskante, wie bei der Geometrie *17-T-1*, konnten die Turbulenz am Eintritt nur unzureichend anregen.

Es wurde außerdem beobachtet, dass die Turbulenz bevorzugt an den Schmalseiten des rechteckigen Strömungskanales angeregt wird, von wo aus sich wiederum von beiden Seiten keilförmige turbulente Gebiete zur Mitte des Kanals hin ausbreiten. Um eine reproduzierbare turbulente Strömung zu erhalten, sollten daher Rechteckkanäle mit einem Seitenverhältnis  $b/s$  möglichst nahe an 1 ausgewählt werden. Alternativ diskutierte Designvarianten des *IFMIF* Hochfluss Testmoduls, bei welchen sich die Kanalbreite über die gesamte Modulbreite erstreckt, jedoch keine Vorrichtungen zur Anregung von Turbulenz aufweisen, werden unter diesem Aspekt als kritisch betrachtet.

2. Die Experimente zur Bestimmung der lokalen Nusseltzahl im beheizbaren Ringkanal *R0.6/TX* zeigten eine gute Übereinstimmung mit aus der Literatur bekannten semiempirischen Korrelationen. Zusätzlich wurde eine Abhängigkeit der Nusseltzahlen von der dimensionslosen Aufheizspanne des Kühlgases beobachtet. Die Analysen stützen die Annahme, dass die beobachtete Verminderung des Wärmeüberganges bei hohen Wärmeströmen durch die Berücksichtigung der lokalen (d.h. im untersuchten Ringspalt in axialer als auch in wandnormaler Koordinate) temperaturabhängigen Stoffdaten des Gases rechnerisch erfasst werden können, während Laminarisierungseffekte durch die Beschleunigung des Gases im Bereich der für *IFMIF* interessanten Parameter noch keine signifikante Rolle spielen. Dies begünstigt die Auswahl eines geeigneten Turbulenzmodelles für die Auslegungsrechnungen mit CFD Methoden. Da der Vergleich der gemessenen Geschwindigkeitsprofile im für *IFMIF* relevanten Bereich der Reynoldszahlen mit dem universellen turbulenten Geschwindigkeitsprofil jedoch zeigte, dass dieses universelle Geschwindigkeitsprofil die gemessenen Geschwindigkeiten  $u^+(y^+)$  im Bereich  $y^+ > 11.5$  deutlich unterschätzt, können Modelle mit Wandfunktionen nicht zur korrekten numerischen Simulation der Strömung im *IFMIF* HFTM herangezogen werden, da diese Wandfunktionen auf der Gültigkeit des universellen turbulenten Geschwindigkeitsprofils im Bereich  $30 \leq y^+ \leq 100$  beruhen. Die Validierung eines bereits existierenden, bzw. die Entwicklung eines geeigneten Turbulenzmodelles für den laminar-turbulenten Übergangsbereich wird daher im Rahmen einer weiterführenden Arbeit empfohlen.

# Symbolverzeichnis

## Lateinische Symbole

$a$	Hilfsvariable
$a$	Hydraulischer Radius $a = d_h/2$ in Gleichung (90)
$A$ [ $m^2$ ]	Fläche
$A_Q$ [ $m^2$ ]	Querschnittsfläche des Kanals
$A_S$ [ $m^2$ ]	Bezugsfläche zur Berechnung des axialen Wärmestroms in einer beheizten Wand
$A_{Q,12}$ [ $m^2$ ]	Gemittelter Kanalquerschnitt des Minikanals im Bereich $x_1 \leq x \leq x_2$
$A_{Q,1}$ [ $m^2$ ]	Kanalquerschnitt des Eintrittsplenums
$A_{W,12}$ [ $m^2$ ]	Wandoberfläche des Minikanals für den Bereich $x_1 \leq x \leq x_2$
$b$	Hilfsvariable
$b$ [ $m$ ]	Breite (Länge der langen Kante eines Rechteckes, oder Umfang einer zylindrischen Kanalwand)
$c$ [ $m/s$ ]	Schallgeschwindigkeit
$c$	Hilfsvariable
$c_p$ [ $kJ/kg/K$ ]	Spezifische Wärmekapazität bei konstantem Druck
$\bar{c}_p$ [ $J/kg/K$ ]	Spezifische Wärmekapazität, über ein Temperaturintervall gemittelt
$c_v$ [ $kJ/kg/K$ ]	Spezifische Wärmekapazität bei konstantem Volumen
$d$ [ $m$ ]	Rohrdurchmesser
$d_h$ [ $m$ ]	Hydraulischer Durchmesser, Gleichung (55) Seite 37
$d_p$ [ $m$ ]	Durchmesser eines Partikels
$D_{MV}$ [ $m$ ]	Erstreckung der kurzen Achsen des gedachten Rotations-Ellipsoiden, welcher das effektive Messvolumen einer LDA Anordnung darstellt
<b>F</b>	Faraday-Konstante $\mathbf{F} \approx 9.649 \cdot 10^4 C/mol$
$F_i$	Benennung einer Wärmeübertragungsfläche

$h$ [ $J/m^3$ ]	Spezifische Enthalpie
$h_1$ [ $J/kg$ ]	Spezifische Enthalpie des Fluids, ermittelt mit den Massenstrom- und zeitgemittelten Zustandsgrößen am Thermodynamischen Zustand (1)
$h_m$ [ $J/kg$ ]	Spezifische Enthalpie des Fluids, ermittelt mit den Massenstrom- und zeitgemittelten Zustandsgrößen
$h_t$ [ $J/m^3$ ]	Spezifische Totalenthalpie
$h_{1b}$ [ $J/kg$ ]	Spezifische Enthalpie des Fluids, ermittelt mit den Massenstrom- und zeitgemittelten Zustandsgrößen am Thermodynamischen Zustand (1b)
$I_{Hz,a}$ [ $A$ ]	Gesamter Strom durch die Heizer des äußeren Zylinders
$I_{Hz,i}$ [ $A$ ]	Gesamter Strom durch die Heizer des inneren Zylinders
$k$ [ $m^2/s^2$ ]	Turbulente kinetische Energie (TKE), Gleichung (21), Seite 18
$k_s$ [ $m$ ]	Rauheitskennwert
$L$ [ $m$ ]	Länge des Minikanals bei nominellem Querschnitt
$l_0$ [ $m$ ]	Charakteristisches Längenmaß einer Strömung
$L_g$ [ $m$ ]	Längenmaß der energietragenden turbulenten Wirbel
$l_K$ [ $m$ ]	Kolmogorov Längenmaß, Gleichung (24), Seite 20
$L_{hy}$ [ $m$ ]	Zum hydraulischen Einlauf benötigte Länge
$L_{hz}$ [ $m$ ]	Länge eines beheizten Bereiches
$L_{MV}$ [ $m$ ]	Erstreckung der langen Achse des gedachten Rotations-Ellipsoiden, welcher das effektive Messvolumen einer LDA Anordnung darstellt
$M$ [ $g/mol$ ]	Molmasse einer Gasspezies
$\dot{m}$ [ $m/s$ ]	Massenstrom
$m_k$	Statistisches Moment der Ordnung $k$ der Geschwindigkeitsverteilung
$n$	Anzahl von Stichproben (z.B. LDA Burst-Signale)
$n_A$	Anzahl der Amplituden (optisch) beim Flug eines Streuteilchens durch einen Bereich eines LDA Messvolumens

$n_i$	Molzahl der Spezies $i$
$n_i$	Teilsomme von Stichproben im Intervall $i$
$p$ [Pa]	Statischer Druck
$p''_{O_2}$ [Pa]	Sauerstoff-Partialdruck auf der Mess-Seite (Kreislauf) des $ZrO_2$ Sauerstoffsensors
$p'_{O_2}$ [Pa]	Sauerstoff-Partialdruck auf der Referenz-Seite (Atmosphäre) des $ZrO_2$ Sauerstoffsensors
$P(u_i)$	Wahrscheinlichkeitsdichte des Auftretens der Geschwindigkeit $u_i$ in einer Strömung
$p_1$ [Pa]	Statischer Druck im Eintrittsplenum
$p_2$ [Pa]	Statischer Druck im Austrittsplenum
$P_M(u_i)$	Wahrscheinlichkeitsdichte der Messung der Geschwindigkeit $u_i$ in einer Strömung
$p_{atm}$ [Pa]	Druck der Atmosphäre $2m$ über dem Boden
$P_{Hz}$ [W]	Elektrische Leistung eines Heizers
$p_{ref}$ [Pa]	Bezugsdruck bei Messung eines Differenzdruckes
$q_i$ [W/m <sup>2</sup> ]	Vektorielle Wärmestromdichte
$\dot{q}_w$ [W/m <sup>2</sup> ]	Wandwärmestromdichte
$\dot{Q}_{ax}$ [W]	Axialer Wandwärmestrom
$\dot{Q}_{hz,\delta x}$ [W]	Im Abschnitt $\delta x$ freigesetzte Heizleistung
$\dot{Q}_{hz}$ [W]	Gesamte freigesetzte Wärmeleistung eines Heizers
$\dot{Q}_{w,\delta x}$ [W]	Im Abschnitt $\delta x$ über die Wandoberfläche abgegebene Wärmeleistung
$\dot{Q}_{wf}$ [W]	Von einer Wand an ein Fluid abgegebene Wärmeleistung
$\dot{Q}_w$ [W]	Gesamte, über die Wände dem Fluid zugeführte Wärmeleistung
$\dot{Q}_{zu}$ [W]	Gesamte, in ein Kontrollvolumen zugeführte Wärmeleistung
$R$ [kJ/kg/K]	Spezielle Gaskonstante $R = \mathbf{R}/M$
$\mathbf{R}$	Universelle (molare) Gaskonstante $\mathbf{R} \approx 8.314 \text{ J/mol/K}$
$r$ [m]	Radiale Koordinate im Zylinder-Koordinatensystem

$r_S$	Recovery Faktor des Sensors
$R_{Hz}$ [ $\Omega$ ]	Elektrischer Widerstand eines Heizers
$r_{TE}$ [ $m$ ]	Radius, an dem Temperaturmessungen vorliegen
$r_{w,a}$ [ $m$ ]	Radius der Kanaloberfläche des äußeren Zylinders
$r_{w,i}$ [ $m$ ]	Radius der Kanaloberfläche des inneren Zylinders
$s$ [ $m$ ]	Spaltweite des flachen rechteckigen Kanals, oder Differenz der Oberflächenradien des Ringspaltkanals
$S$	„Schiefe“ einer Geschwindigkeitsverteilung, Gleichung (74), Seite 54
$S_W$ [ $m$ ]	Benetzter Umfang des Kanalquerschnittes
$T$ [ $K$ ]	Absolute Temperatur
$t$ [ $s$ ]	Zeit
$T_1$ [ $K$ ]	Temperatur im Eintrittsplenum
$T_2$ [ $K$ ]	Temperatur im Austrittsplenum
$t_K$ [ $s$ ]	Kolmogorov Zeitmaß, Gleichung (24), Seite 20
$T_S$ [ $K$ ]	Sensortemperatur
$T_t$ [ $K$ ]	Totaltemperatur $T_t = T + u^2/(2 \cdot c_p)$
$T_w$ [ $K$ ]	Temperatur der Wandoberfläche
$T_{atm}$ [ $K$ ]	Temperatur der Atmosphäre 2m über dem Boden
$T_{aw}$ [ $K$ ]	„Adiabate Wand Temperatur“, entspricht der Temperatur einer nicht wärmeableitenden Wand (z.B. ein gedachter Temperatursensor), die mit einer Strömung im thermischen Gleichgewicht ist
$T_{Iso}$ [ $K$ ]	Temperatur der Oberfläche des isolierten Außenzylinders
$T_m$ [ $K$ ]	Massenstrom- und zeitgemittelte Temperatur des Fluids in einem Kanal
$T_{TE}$ [ $K$ ]	Temperaturen der Thermoelemente in den Zylinderwänden
$T_{Umg}$ [ $K$ ]	Temperatur der Laborluft
$U$ [ $m/s$ ]	Zeitgemittelte Geschwindigkeit, Gleichung (71), Seite 54

$u$ [m/s]	Instantane lokale Geschwindigkeit
$u'_{rms}$ [m/s]	Standardabweichung der Geschwindigkeitsverteilung, auch Schwankungsanteil der Geschwindigkeit, Turbulenzgeschwindigkeit, RMS-Geschwindigkeit, Gleichung (73), Seite 54
$u_i$ [m/s]	Geschwindigkeit eines im LDA Messvolumen beobachteten von der Strömung mitgeführten Streuteilchens
$u_i$ [m/s]	Geschwindigkeitsvektor, $i = 1, 2, 3$ : $u_1 = u$ , $u_2 = v$ , $u_3 = w$
$U_m$ [m/s]	Massenstrom- und zeitgemittelte Geschwindigkeit in einem Kanal, Gleichung (40), Seite 33
$u_S$ [m/s]	Virtuelle „Shift Geschwindigkeit“ des Interferenzstreifenmusters innerhalb eines LDA Messvolumens
$U_V$ [m/s]	Über den Kanalquerschnitt gemittelte Geschwindigkeit entsprechend Gleichung (78) mit der Dichte des Gases im Eintrittsplenum gebildet
$U_{eq}$ [V]	Gleichgewichtsspannung der potentiometrischen Zelle
$U_{Hz,a}$ [V]	Spannung über die Heizer des äußeren Zylinders
$U_{Hz,i}$ [V]	Spannung über die Heizer des inneren Zylinders
$U_{Hz}$ [V]	Elektrische Spannung über einen Heizer
$u_w$ [m/s]	Geschwindigkeit der Wand
$v_K$ [m/s]	Kolmogorov Geschwindigkeitsmaß, Gleichung (24), Seite 20
$w(u_i)$	Gewichtungsfunktion zur Bildung von statistischen Momenten aus mit LDA gemessenen Geschwindigkeiten $u_i$
$x$ [m]	Kartesische Koordinate, entsprechend Vereinbarungszeichnung (Üblicherweise Hauptströmungsrichtung)
$x_i$ [m]	Kartesische Koordinaten, $i = 1, 2, 3$ : $x_1 = x$ , $x_2 = y$ , $x_3 = z$
$X_i$ [1]	Molenbruch der Komponente $i$ in einem Gasgemisch
$x_{1b}$ [x]	Vereinbarter Koordinatenabschnitt, so dass gilt $\dot{Q}_{wf}(x < x_{1b}) \rightarrow 0$
$x_{hy}$ [m]	Koordinate in Hauptströmungsrichtung eines Kanals, koaxial mit der Koordinate $x$ , mit Ursprung am Anfang des Minikanals, d.h. hinter der letzten Querschnittsveränderung

$x_{th}$ [m]	Koordinate in Hauptstömungsrichtung eines Kanals, koaxial mit der Koordinate $x$ , mit Ursprung in dem Anfang der Wandbeheizung
$y$ [m]	Kartesische Koordinate, entsprechend Vereinbarungszeichnung (Üblicherweise senkrecht zur Haupt-Kanaloberfläche)
$y_w$ [m]	Position der Wand (generalisiert). In dieser Arbeit $y_w = +s/2$ oder $y_w = -s/2$
$z$ [m]	Kartesische Koordinate, entsprechend Vereinbarungszeichnung

### Dimensionslose Kennzahlen

$f, f_{Fanning}$	Reibungsbeiwert nach Fanning, Gleichung (46), Seite 35
$f_s^*(x_i)$	„Scheinbarer“ Reibungsbeiwert zwischen den axialen Koordinaten $x_A$ und $x_i$ gemäß Gleichung (52), Seite 37, mit $x_A = 2.5d_h$ für alle dargestellten Ergebnisse
$f_s(x_1, x_2)$	„Scheinbarer“ Reibungsbeiwert zwischen den axialen Koordinaten $x_1$ und $x_2$ gemäß Gleichung (48), Seite 37
$Kn$	Knudsenzahl, Gleichung (2), Seite 9
$Kn_\delta$	Knudsenzahl, bezogen auf die Grenzschichtdicke
$Ma$	Machzahl, Gleichung (58), Seite 38
$Nu$	Nusseltzahl, Gleichung (27), Seite 29
$Pr$	Prandtlzahl, $Pr = \mu \cdot c_p / \lambda$
$q^+$	Dimensionslose Aufheizrate, Gleichung (60), Seite 38
$q_1^+$	Dimensionslose Aufheizrate, basierend auf dem Gaszustand im Eintrittsplenum, Gleichung (61), Seite 39
$q^{+*}$	Dimensionslose Aufheizrate eines perfekten Gases, Gleichung (62), Seite 39
$r^*$	Radienverhältnis eines Ringspaltes, $r^* = r_{w,i} / r_{w,a}$
$Re, Re_{dh}$	Reynoldszahl, bezogen auf den hydraulischen Durchmesser, Gleichung (54), Seite 37
$Re_c$	Kritische Reynoldszahl für den laminar-turbulenten Umschlag
$x^+$	Dimensionslose axiale Lauflänge $x^+ = x_{hy} / (Re \cdot d_h)$
$y^+$	Dimensionsloser Wandabstand, Gleichung (82), Seite 81

**Griechische Symbole**

$\beta$ [1/K]	Räumlicher Wärmeausdehnungskoeffizient
$\delta$ [m]	Grenzschichtdicke des Geschwindigkeitsfeldes
$\Delta p$ [Pa]	Differenzdruck
$\Delta t$ [s]	Zeitspanne
$\delta x$ [m]	Abschnitt entlang der Koordinate $x$
$\delta_T^*$ [m]	Ersatzmaß für die Grenzschichtdicke des Temperaturfeldes entsprechend Gleichung (105), Seite 107
$\delta_f$ [m]	Abstand der Interferenzstreifen innerhalb eines LDA Messvolumens
$\delta_T$ [m]	Grenzschichtdicke des Temperaturfeldes
$\delta_{ij}$	Kronecker Delta
$\delta_{lam}$ [m]	Dicke des laminaren Bereiches der Grenzschicht des Geschwindigkeitsfeldes
$\epsilon$ [m]	Rauheitsmaß einer Kanaloberfläche
$\epsilon$ [m <sup>2</sup> /s <sup>3</sup> ]	Turbulente Dissipation, Gleichung (23), Seite 19
$\epsilon_E$ [W]	Residuum der Energiegleichung Gleichung (43), Seite 34
$\epsilon_I$ [W]	Residuum der Impulsgleichung Gleichung (44), Seite 34
$\gamma$	Intermittenzfaktor
$\gamma_f$	Effektiver Intermittenzfaktor bezüglich der Reibungsbeiwerte
$\kappa$ [1/m]	Wellenzahl
$\kappa$	Kompressibilität, $\kappa = c_p/c_v$
$\Lambda$ [m]	Mittlere freie Weglänge des Gases
$\lambda$ [W/m/K]	Wärmeleitfähigkeit
$\lambda_S$ [W/m/K]	Wärmeleitfähigkeit der Wand
$\lambda_m$ [W/m/K]	Wärmeleitfähigkeit, ermittelt bei massenstromgemittelten Zustandsgrößen des Fluids
$\mu$ [Pa s]	Dynamische Viskosität

$\nu$ [ $m^2/s$ ]	Kinematische Viskosität
$\omega_K$ [ $1/s$ ]	Kolmogorov Kreisfrequenz, $\omega_K = 2\pi/t_K$
$\phi$ [rad]	Winkelcoordinate im zylindrischen Koordinatensystem
$\Phi_w$	Wandeffluss-Kennzahl, Gleichung (106), Seite 109
$\phi_{atm}$	Relative Luftfeuchtigkeit der Atmosphäre $2m$ über dem Boden
$\rho$ [ $kg/m^3$ ]	Dichte
$\rho_m$ [ $kg/m^3$ ]	Dichte, ermittelt bei den massenstromgemittelten Zustandsgrößen des Fluids
$\rho_p$ [ $kg/m^3$ ]	Dichte des Feststoffes eines Partikels
$\sigma_v$ [1]	Tangentialer Impuls-Akkomodationskoeffizient nach Maxwell
$\tau_w$ [ $Pa$ ]	Wandschubspannung
$\tau_{ij}$ [ $Pa$ ]	Tensor der durch die molekulare Viskosität hervorgerufenen Schubspannungen, Gleichung (8), Seite 13
$\tau_{w,p}$ [ $Pa$ ]	Wandschubspannung, experimentell aus dem axialen Druckprofil $p(x)$ bestimmt.
$\tau_{w,U}$ [ $Pa$ ]	Wandschubspannung, experimentell aus dem wandnormalen Geschwindigkeitsprofil $U(y)$ bestimmt.
$\theta$ [ $^{\circ}C$ ]	Celsius Temperatur
$\xi$ [ $m$ ]	Laufvariable

## Literatur

- [1] S. Kakac, R.K. Shah, W. Aung (Editoren), *Handbook of Single-Phase Convective Heat Transfer*, John-Wiley and Sons, New York, 1987.
- [2] L. Löfdahl, M. Gad-el-Hak, *MEMS applications in turbulence and flow control*, Progress in Aerospace Sciences 35, pp.101-203, 1999.
- [3] M. Gad-el-Hak, *The Handbook of MEMS*, CRC Press, Boca Raton, Florida, 2002.
- [4] T.M. Adams, S.I. Abdel-Khalik, S.M. Jeter, Z.H. Qureshi, *An experimental investigation of single-phase forced convection in microchannels*, International Journal of Heat and Mass Transfer 41 No.6-7, 1998.
- [5] G.R. Warrier, V.K. Dhir, L.A. Momoda, *Heat transfer and pressure drop in narrow rectangular channels*, Experimental Thermal and Fluid Science Vol.26 pp.53-64, 2002.
- [6] W.M. Kays, M.E. Crawford, *Convective Heat and Mass Transfer*, McGraw-Hill, New York, 1993.
- [7] B. Agostini, B. Watel, A. Bontemps, B. Thonon, *Liquid flow friction factor and heat transfer coefficient in small channels: an experimental investigation*, Experimental Thermal and Fluid Science Vol.28 pp.97-103, 2004.
- [8] G.L. Morini, *Viscous heating in liquid flows in micro-channels*, International Journal of Heat and Mass Transfer 48 pp.3637-3647, 2005.
- [9] P.Y. Wu, W.A. Little, *Measurement of friction factors for the flow of gases in very fine channels used for microminiature Joule-Thomson refrigerators*, Cryogenics 23, pp.273-277, 1983.
- [10] T. Bayraktar, S.B. Pidugu, *Charakterization of liquid flows in microfluidic systems*, International Journal of Heat and Mass Transfer 49 pp. 815-824, 2006.
- [11] M.J. Kohl, S.I. Abdel-Khalik, S.M. Jeter, D.L. Sadowski, *An experimental investigation of microchannel flow with internal pressure measurements*, International Journal of Heat and Mass Transfer 48 pp. 1518-1533, 2005.
- [12] A. Beskok, G.E. Karniadakis, W. Trimmer, *Rarefaction and Compressibility Effects in Gas Microflows*, Journal of Fluids Engineering 118, pp.448-456, 1996.
- [13] Z.Y. Guo, X.B. Wu, *Compressibility effect on the gas flow and heat transfer in a microtube*, International Journal of Heat and Mass Transfer 40 pp. 3251-3254, 1996.

- [14] G.L. Morini, M. Lorenzini, S. Salvigni, *Compressibility Effects of Gas Flows in Microtubes*, ECI International Conference on Heat Transfer and Fluid Flow in Microscale, Castelvechio Pascoli, 25-30 September 2005.
- [15] H. Herwig, O. Hausner, *Critical view on "New results in micro-fluid mechanics": an example*, International Journal of Heat and Mass Transfer 46 pp. 935-937, 2003.
- [16] M. Gad-el-Hak, *Comments on "critical view on new results in micro-fluid mechanics"*, International Journal of Heat and Mass Transfer 46 pp.3941-3945, 2003.
- [17] S.G. Kandlikar, W.J. Grande, *Evolution of Microchannel Flow Passages - Thermohydraulic Performance and Fabrication Technology*, Proceedings of IMECE2002, ASME International Mechanical Engineering Congress & Exposition, New Orleans, paper IMECE2002-32043, 2002.
- [18] A.A. Rostami, A.S. Mujumdar, N. Saniei, *Flow and heat transfer for gas flowing in microchannels: a review*, Heat and Mass Transfer 38, pp.359-367, 2002.
- [19] J. Jang und S.T. Wereley, *Effective heights and tangential momentum accommodation coefficients of gaseous slip flows in deep reactive ion etching rectangular microchannels*, Journal of Micromechanics and Microengineering 16, pp.493-504, 2006.
- [20] P. Ehrhard, I. Meisel, *Strömungs- und Transportprozesse in Mikrokanälen*, Institut für Kern- und Energietechnik, FZKA Bericht 6680, Forschungszentrum Karlsruhe GmbH, 2002.
- [21] M. Gad-el-Hak, *The Fluid Mechanics of Microdevices - The Freeman Scholar Lecture*, Journal of Fluids Engineering 121, pp.5-33, 1999.
- [22] R.W. Barber, D.R. Emerson, *The influence of Knudsen number on the hydrodynamic development length within parallel plate micro-channels*, Advances in Fluid Mechanics IV, Eds. M. Rahman, R. Verhoeven and C.A. Brebbia, pp.207-216, WIT Press, Southampton, UK, 2002.
- [23] C. Neto, D.R. Evans, E. Bonaccorso, Hans-Jürgen Butt, V.S.J. Craig, *Boundary slip in Newtonian liquids: a review of experimental studies*, Reports on Progress in Physics 68, pp.2859-2897, 2005.
- [24] K. Strauß, *Strömungsmechanik für Bio- und Chemieingenieure*, Vorlesungsskriptum Universität Dortmund, Dortmund 2004.
- [25] Herbert Oertel jr., *Strömungsmechanik Methoden und Phänomene*, Springer-Verlag Berlin, 1995.

- [26] Herbert Oertel jr. (Hrsg.), *Prandtl - Führer durch die Strömungslehre*, Vieweg Verlag, 11. Auflage, 2002.
- [27] Herbert Oertel jr., Eckart Laurien, *Numerische Strömungsmechanik* Vieweg Verlag, 2. Auflage, 2003.
- [28] D.C. Wilcox, *Turbulence Modeling for CFD*, 2nd ed., DCW Industries Inc., California USA, 1998.
- [29] J.O. Hinze, *Turbulence - An Introduction to Its Mechanisms and Theory*, McGraw Hill Book Company, New York, 1959.
- [30] J. Piquet, *Turbulent Flows - Models and Physics*, Revised 2nd Printing, Springer Verlag, Berlin, 2001.
- [31] J. Rotta, *Experimenteller Beitrag zur Entstehung turbulenter Strömungen im Rohr*, Ing.-Arch. 24, pp. 258-281, 1956.
- [32] B. Mihura, *LabVIEW for Data Acquisition*, Prentice Hall PTR, 2001.
- [33] J. Nikuradse, *Strömungsgesetze in Rauhen Röhren*, Verein Deutscher Ingenieure, Forschungsheft, Bd. 361, 1933.
- [34] M. Acharya, J. Bornstein, M.P. Escudier, *Turbulent boundary layers on rough surfaces*, Experiments in Fluids 4, pp.33-47, 1986.
- [35] Z.Y. Guo, Z.X. Li, *Size effect on microscale single-phase flow and heat transfer*, International Journal of Heat and Mass Transfer 46, pp.149-159, 2003.
- [36] Z.X. Li, Z.Z. Xia, D.X. Du, *Analytical and experimental investigation on gas flow in a microtube*, Kyoto University - Tsinghua University Joint Conference on Energy and Environment, Kyoto, Japan, pp. 1-6, 1999.
- [37] T. Koop, *Einführung in die Chemie und Physik der Atmosphäre*, Institut für Atmosphäre und Klima, ETH Zürich, 2001.
- [38] *Data from NIST Standard Reference Database 69, June 2005 Release: NIST Chemistry WebBook*, <http://webbook.nist.gov/chemistry/fluid/> .
- [39] F. Lieneweg, *Handbuch Technische Temperaturmessung*, Vieweg Verlag Braunschweig, 1976.
- [40] R. Seume, *Numerische Strömungsmechanik*, Vorlesungsskript an der Universität Hannover, 2003.
- [41] *VDI Wärmeatlas*, Achte Auflage, Hrsg. Verein Deutscher Ingenieure, Springer Verlag Berlin Heidelberg, 1997.

- [42] V.C. Patel, M.R. Head, *Reversion of turbulent to laminar flow*, Journal of Fluid Mechanics 34, part 2, pp. 371-392, 1968.
- [43] H. Schlichting, *Grenzschicht-Theorie* 5. Auflage, Verlag G. Braun Karlsruhe, 1965.
- [44] V.W. Ekman, *On the change from steady to turbulent motion of liquids*, Ark. f. Mat. Astron. och Fys. 6, Nr 12, 1910.
- [45] O. Reynolds, *On the experimental circumstances which determine whether the motion of water shall be direct or sinous, and the law of resistance in parallel channels*, Phil. Trans. Roy. Soc. 174, pp. 935-982, 1883.
- [46] A.N. Kolmogorov, *Local Structure of Turbulence in an Incompressible Viscous Fluid at very High Reynolds Numbers*, Dokl. Akad. Nauk SSSR 30, 1941.
- [47] D.K. McLaughlin, W.G. Tiederman, *Biasing correction for individual realization of laser anemometer measurements in turbulent flows*, The Physics of Fluids Vol. 16, No. 12, pp.2082-2088, 1973.
- [48] W. Hoesel, W. Rodi, *New biasing elimination method for laser-Doppler velocimeter counter processing*, Rev. Sci. Instrum., Vol. 48, No. 7, pp.910-918, 1977.
- [49] A.T. Hjempfelt, L.F. Mockros, *Motion of discrete particles in a turbulent fluid*, Appl. Sci. Res. 16 149, 1966.
- [50] F. Arbeiter, T. Gehrlein, *LDA Messungen im Einlaufbereich transitioneller Gasströmungen in flachen Minikanälen*, Fachtagung „Lasermethoden in der Strömungsmesstechnik“, Cottbus, 6.-8. September 2005.
- [51] F. Durst, J. Jovanovic, J. Sender, *LDA Measurements in the near-wall region of a turbulent pipe flow*, Journal of Fluid Mechanics 295, pp.305-335, 1995.
- [52] N. Hölscher, H.J. Niemann, *Turbulence and separation induced pressure fluctuations on a finite cylinder - Application of a linear unsteady strip-theory*, Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, 65, pp. 335-346, 1996.
- [53] D.K. Kreid, *Laser-Doppler Velocimeter Measurements in Nonuniform Flow: Error Estimates*, Applied Optics, Vol. 13, No. 8, pp.1872-1881, 1974.
- [54] S. Goldstein, *A Note on Roughness*, Aeronautical Research Council, London, RM 1763.

- [55] T. Williams, C. Kelley, *Gnuplot - An Interactive Plotting Program*, <http://www.gnuplot.info/docs/gnuplot.pdf>, 2004.
- [56] G.S. Beavers, E.M. Sparrow, R.A. Magnuson, *Experiments on the breakdown of laminar flow in a parallel plate channel*, International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol.13, pp.809-815, 1970.
- [57] G.S. Beavers, E.M. Sparrows, J.R. Lloyd, *Low Reynolds Number Turbulent Flow in Large Aspect Ratio Rectangular Ducts*, Journal of Basic Engineering, Vol.93, pp.296-299, 1971.
- [58] B.S. Petuchov, V.V. Kirillov, Originaltitel: *K voprosu o teploobmene pri turbulentoum tecenii zilkosti v trubach*, (Zum Wärmetransportproblem bei turbulenter Fluidströmung in Rohren), Teploenergetika, Vol. 4, No. 4, pp.63-68, 1958.
- [59] B.S. Petuchov, V.N. Popov, *Theoretical Calculation of Heat Exchange in Turbulent Flow in tubes of an Incompressible Fluid with Variable Physical Properties*, High Temp., Vol. 1, No. 1, pp. 69-83, 1963.
- [60] W. Tollmien, *Über die Entstehung der Turbulenz*. 1. Mitteilung, Nachr. Ges. Wiss. Göttingen, Math. Phys. Klasse 21-44, 1929.
- [61] S.I. Green (Editor) *Fluid Vortices*, Kluwer, 1995.
- [62] S.A. Orszag, *Accurate solution of the Orr-Sommerfeld stability equation*, Journal of Fluid Mechanics, vol.50, part 4, pp.-689-703, 1971.
- [63] L.H. Thomas, *The Stability of Plane Poiseuille Flow*, Physical Review, Vol.91, Nr. 4, pp.780-883, 1953.
- [64] C.C. Lin, *On the stability of two-dimensional parallel flows*, Proceedings of the National Academy of Sciences, 1944.
- [65] K.R. Perkins, *Turbulence structure in gas flows relaminarizing by heating*, Dissertation, Department of Aerospace and Mechanical Engineering, University of Arizona, 1975.
- [66] D. Crawford, *Gnuplot - An Interactive Plotting Program*, <http://www.gnuplot.info/docs/gnuplot.pdf>, Version 4.0, 2004.
- [67] F. Durst, A. Melling, J.H. Whitelaw, *Principles and Practice of Laser-Doppler Anemometry*, Academic Press, London, 1981.
- [68] T. Gehrlein *Aufbau und Charakterisierung eines Laser Doppler Anemometer Systems zur Messung von Geschwindigkeitsfeldern von Gasströmungen in Minikanälen*, Studienarbeit, Institut für Reaktorsicherheit, Forschungszentrum Karlsruhe, 2007.

- [69] Deutsches Institut für Normung (DIN), *DIN EN ISO 4287 Geometrische Produktspezifikationen (GPS) - Oberflächenbeschaffenheit: Tastschnittverfahren - Benennungen, Definitionen und Kenngrößen der Oberflächenbeschaffenheit*, Beuth Verlag, 1997.
- [70] J. Kastner, E. Schlotthauer, M. Simon, C. Sauerwein, *Mikro-Computertomographie für die Charakterisierung und Vermessung von Mikrobauteilen*, Jahrestagung der DGZfP, Rostock, 2.-4. Mai 2005.
- [71] D.G. Cacuci, *Sensitivity and Uncertainty Analysis*, Chapman & Hall / CRC, 2003.
- [72] R.K. Shah, A.L. London, *Laminar Flow Forced Convection in Ducts*, Advances in Heat Transfer, Supplement 1, Academic, New York, 1978.
- [73] STAR-CD, *Methodology, STAR-CD Version 3.2*, CD adapco Group, 2004.
- [74] M. Raffel, C.E. Willert, J. Kompenhans, *Particle Image Velocimetry*, Springer-verlag Berlin Heidelberg, 1998.

---

# Anhänge

## A Geometrische Eigenschaften der Minikanal-Testeinsätze

Da bei Minikanälen die technologisch erreichbaren Fertigungstoleranzen, bezogen auf die kleinen Kanalabmessungen, zunehmen, ist eine exakte Aufnahme des Ist-Zustandes der erreichten Geometrie für die Auswertung der Versuche von hoher Bedeutung für die Auswertung der Experimente.

### Abmessungen der Strömungskanäle

Im Falle der untersuchten ringförmigen Kanäle *R0.6/PX* und *R0.6/TX* werden zwei einzeln auf der Drehbank hergestellte Zylinder relativ zueinander durch eingearbeitete Abstandshalter positioniert. Da eine direkte Vermessung des Spaltes bei der kleinen Nenn-Spaltweite von  $0.6\text{mm}$  und der Tiefe von über  $90\text{mm}$  mit verfügbaren Meßmitteln nicht direkt gemessen werden konnte, wurden die Durchmesser der Zylinder einzeln bestimmt.

Mit einer am Endmaß geeichten Mikrometerschraube wurde der Durchmesser des Innenzylinders gemessen. Die Maße des Außenzylinders wurden mit einem SUBITO Innen-Meßgerät an mehreren Positionen bestimmt. Für alle Bauteile liegen die Messwerte bei zehn axialen Positionen und drei Umfangspositionen (gegeneinander verdreht um jeweils  $60^\circ$ ) vor. Den über den Umfang gemittelten axialen Verlauf der Radien zeigt Tabelle 9.

Der Testeinsatz *17-T-1*<sup>36</sup> mit flachem Rechteck-Querschnitt wird aus zwei Platten zusammengesetzt, welche durch Abstandshalter gegeneinander positioniert werden. Die Ebenheit der Platten wurde durch qualitative optische Methoden geprüft, beim Zusammenbau wurden Endmaß-Platten der Dicke  $s = 1,00\text{mm}$  eingesetzt. Eine punktuelle Vermessung des Kanalquerschnittes konnte mit den verfügbaren Messmitteln nicht durchgeführt werden.

Die nominellen Abmessungen und die damit verbundenen Unsicherheiten werden in Tabelle 10 für alle *ITHEX*-Testeinsätze angegeben.

### Gemessene Oberflächenrauheit und Bestimmung der äquivalenten hydraulischen Sandkornrauheit

Die Oberflächenbeschaffenheit wird als wichtiger Einflussfaktor für die Strömung anerkannt. Die Oberflächenprofile der *ITHEX*-Teststeinsätze wurden mit einem

---

<sup>36</sup>Sowie die anderen aus dieser Grundgeometrie aufgebauten Teststeinsätze

digitalen Oberflächen-Rauheitsprüfgerät SJ-201P von Mitutoyo an mehreren Orten abschnittsweise aufgenommen.

Exemplarisch sind zwei Profile, gemessen auf dem Innenzylinder „1“ beziehungsweise einer Kanalhälfte des Rechteckkanals, in Abbildung 55 dargestellt. Das Profil des Innenzylinders „1“ zeigt eine sehr regelmäßige Kontur, die von der Bearbeitung auf der Drehbank herrührt. Das Profil stellt einen Schnitt durch eine spiralförmige „Nut“ dar, welche auf der rotierenden Zylinderoberfläche von dem Drehmeißel hinterlassen wurde. Aufgrund der Form des Drehmeißels sind die Profiltäler ausgerundet und bilden in ihren Überschneidungen nach oben hin Spitzen. Die geschlossene Fortsetzung der Nuten senkrecht zu der gemessenen Profilebene verleiht dem Rauheitsprofil einen zweidimensionalen Charakter. Im Profil des Bauteiles des Rechteck-Kanales können keine Regelmäßigkeiten erkannt werden, die Rauhtiefe ist deutlich geringer als bei dem zylindrischen Bauteil.

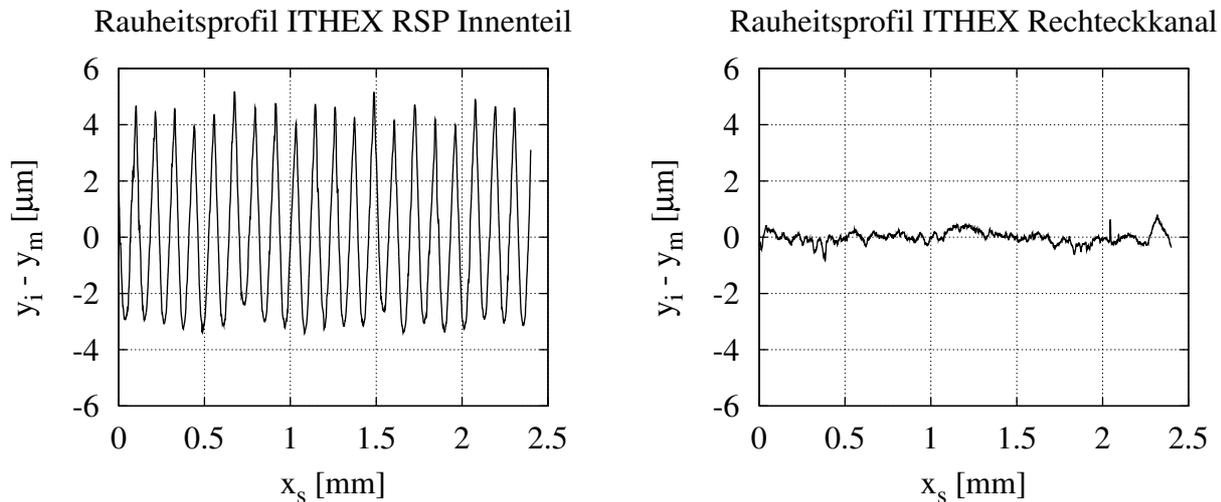


Abbildung 55: Gemessene Oberflächenprofile der gedrehten Oberfläche der Ringspalt Testeinsätze und des gefrästen Rechteck-Einsatzes.

Bei den umfangreichen Messungen von Nikuradse [33] wurde der Druckverlustbeiwert in Rohren bestimmt, deren innere Oberfläche mit Sandkörnern einer festgelegten Größenklasse beklebt waren. Diese Messergebnisse werden in der Praxis häufig angewendet, so dass sich zur Charakterisierung der Oberflächenrauheit der Begriff der Sandkornrauheit  $k_s$  (engl. sand grain roughness) etabliert hat. Dennoch ist noch keine allgemein anerkannte Methode bekannt, mit der eine beliebige gegebene technische Oberflächenstruktur zu einer hydraulisch äquivalenten Sandkornrauheit zugeordnet werden kann.

Die Rauheitsprofile von Sandkörnern werden von der unregelmäßigen polyedrischen Kornform, von der Durchmesserstreuung sowie von der daraus resultierenden unregelmäßigen Anordnung auf dem Klebgrund geprägt. Im Gegensatz zu der auf der Drehbank bearbeiteten Oberfläche ergeben die Profile weder in der

---

axialen noch in der dazu senkrechten Koordinate starke räumliche Korrelationen. Die durch die Sandkorn-Rauheit in der Strömung erzeugten Störungen decken also einen größeren Bereich von Wellenzahlen ab und wirken nicht phasengleich. Eine qualitativ bessere Übereinstimmung ergibt sich daher mit der unregelmäßigen Oberfläche des Rechteckkanals.

Von Acharya et al. [34] werden Untersuchungen zitiert, welche die Sandkornrauheit in Relation zu der technischen Größe  $R_a$  bringen. Diese kann durch die Auswertung eines auf  $N$  Punkte diskretisiert gemessenen Oberflächenprofils  $y_i(x_i)$  nach der Gleichung (114) berechnet werden.

$$R_a = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N |y_i - y_m| \quad \text{mit} \quad y_m = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N y_i \quad (114)$$

Koch und Smith haben die Rauigkeit von Sandpapieren gemessen und daraus den Zusammenhang

$$k_{s,KS} = 6.2 \cdot R_a \quad (115)$$

abgeleitet. Von Bammert und Sanstede wird hingegen die Beziehung

$$k_{s,BS} = 2.19 \cdot R_a^{0.877} \quad (116)$$

empfohlen, die für maschinell bearbeitete Oberflächen anwendbar sein soll, jedoch mit einer Unsicherheit von 50% behaftet ist.

Die aus den gemessenen Profilen ermittelten technologischen Kennwerte nach DIN EN ISO 4287 [69] und die hydraulischen Rauheitskennwerte nach den Gleichungen (115) und (116) sind in Tabelle 11 für alle *ITHEX*-Testeinsätze zusammengestellt.

x [mm]	R(„1”) [mm]	R(„P”) [mm]	R(„3”) [mm]
18.3	15.385	16.001	15.996
28.3	15.384	16.003	15.996
38.3	15.385	16.005	16.001
48.3	15.388	16.006	16.015
58.3	15.388	16.006	16.006
68.3	15.391	16.007	16.005
78.3	15.393	16.007	16.014
88.3	15.393	16.008	16.014
98.3	15.395	16.008	15.995
108.3	15.396	16.011	15.999

$\bar{R}[mm]$	15.390	16.006	16.004
$\sigma_R[mm]$	4.4	2.9	7.9

Tabelle 9: Radien zur Kanaloberfläche der Einzelteile zum Aufbau der Testeinsätze  $R0.6/PX$  (Innenzylinder „1” mit Außenzylinder „P”) sowie  $R0.6/TX$  (Innenzylinder „1” mit Außenzylinder „3”)

Testeinsatz	$s_{nom}[mm]$	$d_{h,nom}[mm]$	$A_{Q,nom}[mm^2]$	$R_{a,nom}[\mu m]$
$R0.6/PX$	$0.616 \pm 0.002$	$1.23 \pm 0.004$	$60.8 \pm 0.2$	1.32
$R0.6/TX$	$0.614 \pm 0.008$	$1.23 \pm 0.016$	$60.6 \pm 0.8$	1.82
$17-T-1$	$1.0 \pm 0.02$	$1.956 \pm 0.039$	$45.0 \pm 0.55$	0.40

Tabelle 10: Nominelle geometrische Kennwerte der *ITHEX*-Testeinsätze

Bauteil	$R_a[\mu m]$	$R_z[\mu m]$	$k_{s,BS}[\mu m]$ Gl.(116)	$k_{s,KS}[\mu m]$ Gl.(115)
Innenzylinder 1	2.16	8.45	4.31	13.41
Außenzylinder 3	1.47	7.04	3.08	9.13
Außenzylinder P	0.48	3.18	1.16	3.00
Unterteil Rechteckkanal	0.18	1.57	0.49	1.12
Oberteil Rechteckkanal	0.62	3.50	1.44	3.84

Tabelle 11: Rauheitskennwerte der Kanaloberflächen der *ITHEX*-Testeinsätze.

---

## Untersuchung der inneren Struktur der beheizten Kanalwände

Bezüglich der Wärmefreisetzung und der Wärmeleitung werden bei der Auswertung des lokalen Wärmeüberganges Annahmen über die innere Struktur der beheizten Wände gemacht. Dies betrifft die Position der elektrischen Heizer, der Thermoelemente sowie gegebenenfalls von Fehlstellen in dem wärmeleitenden Material.

Es wurde festgestellt, dass bei der Fertigung der beheizbaren Zylinder des Testeinsatzes *RO.6/TX* bei der Aufwicklung der Heizerdrähte erheblich von der Fertigungszeichnung abgewichen wurde, diese Abweichungen wurden von der Fertigung jedoch nicht dokumentiert. Da die Position und Länge der beheizten Strecke maßgeblich in die Auswertung der Messergebnisse mit eingeht, wurden die fraglichen Maße nachträglich eingehend untersucht.

Die einfachste Methode zur Bestimmung der beheizten Länge kann durch Messen des elektrischen Widerstandes der aufgewickelten Heizleiter erfolgen. Dafür muss der spezifische längenbezogene Widerstand des verwendeten Heizdrahtes bekannt sein, sowie Durchmesser und Steigung der aufgewickelten Spirale. Um einen Hinweis auf die Positionierung des Heizers zu erhalten, wurde ein Infrarotbild des transient aufgeheizten Körpers aufgenommen. Durch die Temperaturverteilung an der Oberfläche lässt sich so die Mitte der beheizten Zone ermitteln. Die genaue Länge ist aus den Infrarot-Aufnahmen wegen den flachen Flanken des Temperaturprofils mit größeren Unsicherheiten verbunden. In Kombination mit der Information aus der Widerstandsmessung lassen sich jedoch Länge und Position der beheizten Zone bestimmen. Am Außenzylinder konnten keine Infrarot-Aufnahmen geacht werden, da die gekühlte Oberfläche nicht optisch zugänglich ist.

Später ergab sich die Möglichkeit, die Testeinsätze mit Röntgen-Coputertomographie zu vermessen. Hierbei wird die Absorption der Strahlen einer Röntgenquelle durch das Bauteil aus einer Vielzahl von Raumrichtungen gemessen. Aus den Einzelbildern kann die räumliche Struktur des Bauteils rekonstruiert werden [70]. Es liegen dann Informationen über die Absorption der Röntgenstrahlung lokalisiert in dreidimensionalen Volumenelementen (Voxel) vor. Es wurde eine räumliche Auflösung von  $33\mu\text{m}$  Kantenlänge eines Voxels erreicht. Für die visuellen Darstellungen der CT Daten wurde eine Farbskala gewählt, so dass helle Grauwerte Orte hoher Absorption repräsentieren, und niedrige Grauwerte niedriger Absorption zugeordnet sind. In Abbildung 56 oben wird der Teil des Innenzylinders dargestellt, in dem die Heizer-Zuleitungen und die Thermoelemente in den beheizten Teil übergehen. Dabei wird die Oberfläche des Bauteiles dargestellt, sowie die Schnittfläche mit einer Ebene parallel zur Mittelachse. Sichtbar sind somit die Oberflächen der beiden verlöteten Zylinderkörper sowie die Zuleitungen der Heizleiter und der Thermoelemente. In

der Schnittfläche sind die geschnittenen, in einer Spirale um den Innenzylinder gewundenen Heizerdrähte zu erkennen.

In den beiden Darstellungen unten werden Details in zweidimensionalen Bildern dargestellt, wobei die Schnittebene senkrecht zur Mittelachse gelegt wird. In den beiden verschiedenen Ebenen sind einige typische Details gekennzeichnet, welche zur Analyse der Daten verwendet wurden.

Bezüglich der Heizergeometrie lieferten die drei verschiedenen Verfahren die in der Tabelle 12 dargestellten Ergebnisse.

Methode	$L_{Hz,i}$	$L_{Hz,a}$	$x_{Hz,i}$	$x_{Hz,a}$
Fertigungsunterlagen	55.0mm	55.0mm	37.5mm	37.5mm
Elektrischer Widerstand	52.5mm	49.0mm	-	-
Infrarot Temperaturprofil	-	-	41.4mm	-
Röntgen CT	(51.3mm)	47.85mm	40.7mm	40.7mm
Angewandeter Wert	52.0mm	48.4mm	40.7mm	40.7mm

Tabelle 12: Heizergeometrie aus verschiedenen Informationsquellen

Da die vorliegende Röntgen-Computertomographie des Innenzylinders nur den Beginn der Heizerwicklungen erfasst, konnte die Heizerlänge des Innenzylinders damit nicht bestimmt werden. Für den Außenzylinder, der komplett erfasst wurde, liegen jedoch sowohl Informationen über Position und Länge des Heizers vor. Im Vergleich zu der Widerstandsmessung ergab sich eine um 2.4% geringere Länge. Dieser Faktor wurde auf den Innenzylinder übertragen. Die in der Auswertung angewendeten Werte für die Heizerlänge orientieren sich am Durchschnitt zwischen der Widerstandsmessung und der Röntgen-Computertomographie, der Heizeranfang wurde direkt entsprechend der Röntgen-Computertomographie eingesetzt.

Durch die Röntgen-Computertomographie konnten auch Fehlstellen (Lötfehler) im Inneren der Bauteile beurteilt werden. hierbei stellte sich heraus, dass der Heizer im Außenzylinder auf großflächigen Stellen nicht mit dem Lot kontaktiert ist. Dies erklärt die höhere Streuung der am Umfang des Außenzylinder verteilten Thermolemente auf gleicher axialer Koordinate. Aus diesem Grund werden die in der vorgelegten Arbeit dargestellten Wärmeübergangszahlen mit der Oberflächentemperatur und dem Wandwärmestrom des Innenzylinders gebildet. Im Innenzylinder wurden weder in der Röntgen-Computertomographie noch in den Wärmebildaufnahmen großflächige Defekte gefunden.

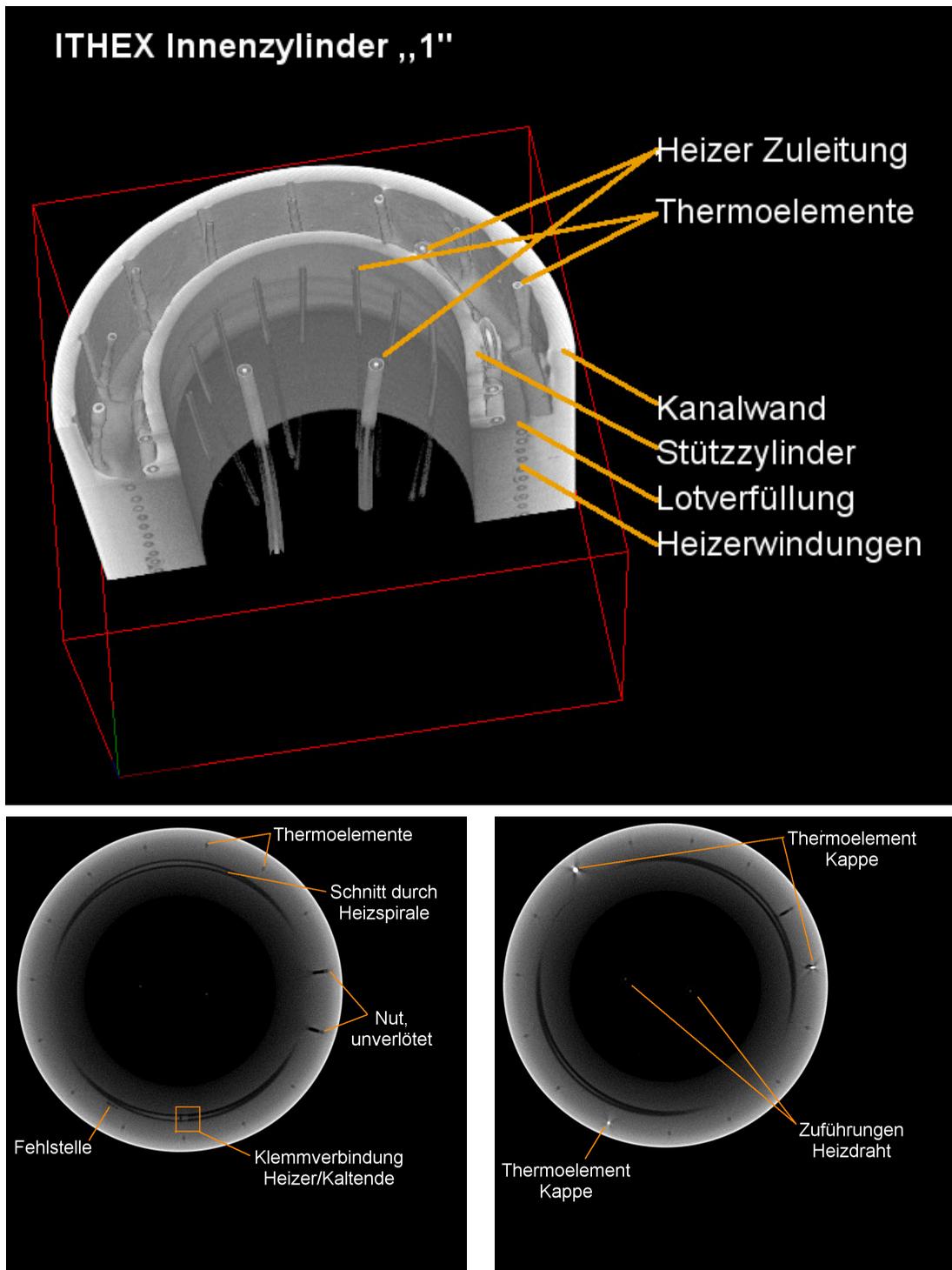


Abbildung 56: Darstellungen des Innenzylinders aus Röntgen-CT Voxel Daten: Räumliche Darstellung der Oberfläche sowie Details in Schnittebenen senkrecht zur Mittelachse.

---

## B Fehlerdiskussion der Ergebnisse für die Nusseltzahlen und Reibungsbeiwerte

Bei den in der vorgelegten Arbeit angewendeten experimentellen Methoden zur Bestimmung der Nusseltzahlen und der Reibungsbeiwerte handelt es sich um indirekte Messungen, bei denen die gesuchte Größe  $R$  (z.B. die Nusseltzahl) über ihre jeweilige Bestimmungsgleichung aus einer Reihe von  $k$  direkt messbaren Größen  $\alpha_i$  (z.B. Temperaturen, Längenmaße) berechnet wird. Der in [71] hergeleitete linearisierte Ansatz zur Bestimmung der Varianz  $\sigma^2(R)$  aus den Varianzen von  $\alpha_i$  nach der Methode der Momentenfortpflanzung ist in Gleichung (117) angegeben:

$$\sigma^2(R) = \sum_{i=1}^k S_i^2 \text{var}(\alpha_i) + 2 \sum_{i \neq j=1}^k S_i S_j \text{cov}(\alpha_i, \alpha_j) \quad (117)$$

$$\text{mit } S_i \equiv \left( \frac{\partial R}{\partial \alpha_i} \right) \Big|_{\alpha^0} \quad (118)$$

Dabei kann der zweite Summand in Gleichung (117) gestrichen werden, wenn die Parameter  $\alpha_i$  unkorreliert sind. Da das in der vorgelegten Arbeit verwendete iterative Verfahren zur Bestimmung von lokalen Nusseltzahlen es nicht ermöglicht, auf einfache Weise analytisch die Sensitivitäten  $S_i$  der  $k$  Parameter  $\alpha_i$  zu bestimmen, wird hier ein anderer Weg zur beschritten. Anstatt der Linearisierung entsprechend Gleichung (117) werden die Responses direkt mit den um den Betrag der Unsicherheit variierten Parametern berechnet, und die Varianz der Respons gemäß Gleichung (119) abgeschätzt. Die Terme, welche die Kovarianz der Parameter enthalten, werden nicht berücksichtigt.

$$\sigma^2(R) \approx \sum_{i=1}^k \left( R(\alpha^0 + \mathbf{e}_i \delta_i) - R(\alpha^0) \right)^2 \quad (119)$$

Darin der Vektor  $\mathbf{e}_i$  mit allen Elementen gleich 0, und dem  $i$ -ten Element gleich 1.

Das in Kapitel 3.2.2 beschriebene Programm IDA zur Gewinnung der lokalen Nusseltzahlen verarbeitet 49 Messwerte (z.B. Temperaturen, Massenstrom etc.) , 117 geometrische Maße (z.B. Orte der Themoelemente, Wanddicken, etc.) der Testeinsätze, sowie 7 Parameter zur numerischen Steuerung des Verfahrens (z.B. Abbruchkriterien). Von diesem sehr umfangreichen Parameterset wurden die in Tabelle 13 angegebenen 26 Parameter ausgewählt, deren Einfluss auf die berechneten Nusseltzahlen analysiert wurde. Die eingesetzten Unsicherheitsmaße basieren auf den Herstellerangaben (z.B. bei Sensoren) oder eigenen Schätzwerten. Einige Parameter stellen ihrerseits bereits Rechenergebnisse dar, wie beispielsweise

die zugeführte Heizleistung  $\dot{Q}_{hz,i}$ , die als ein Produkt eines gemessenen Stromes und einer gemessenen Spannung, abzüglich von Verlusten in Zuleitungen und Steckverbindungen gebildet wird. In diesen Fällen wurde die Fehlerfortpflanzung zu diesem Zwischenergebniss von Hand ausgeführt oder abgeschätzt.

Lfd.Nr.	Bedeutung, Messmethode	Symbol	Unsicherheit
1	Massenstrom, Corioliskraft Sensor	$\dot{m}$	0.045g/s
2	Eintrittstemperatur, Pt100 Sensor	$T_1$	0.25K
3	Referenzdruck, piezoresistiv	$p_{ref}$	10hPa
4	Differenzdruck, piezoresistiv	$\Delta p$	0.5hPa
5	Heizleistung innen, Korrekturterm	$\dot{Q}_{hz,i}$	var.
6	Heizleistung außen, Korrekturterm	$\dot{Q}_{hz,a}$	var.
7 - 12	Temperaturen Innenzyl., Typ-K, Klasse 1	$T_{TE,i}$	0.4% v.M., $\geq 1.1K$
13	Luftanteil im Arbeitsfluid	$X_{Luft}$	5% v.M.
14	Innenwandradius	$r_{w,i}$	4.4 $\mu$ m
15	Außenwandradius	$r_{w,a}$	7.9 $\mu$ m
16	Radiale Koordinate TE-Messpitzen	$r_{TE,i}$	0.1mm
17	Axiale Koordinate Heizeranfang, innen	$x_{Hz,i}$	0.5mm
18	Heizerlänge, innen	$L_{Hz,i}$	0.5mm
19	Axiale Koordinate Druckbohrung 1	$x_{ptref,1}$	0.1mm
20	Axiale Koordinate Druckbohrung 2	$x_{ptref,2}$	0.1mm
21	Axiale Koordinate Thermoelement #5	$x_{tref}$	0.2mm

Tabelle 13: Ausgewählte Parameter zur Durchführung einer Fehleranalyse bei der Bestimmung der Nusseltzahl

Die oben beschriebene Routine zur Fehlerabschätzung wurde für einige Beispielfälle ausgewertet. Es wird im Folgenden der Term  $\sigma(R)$  als absoluter Fehler, und der Term  $\sigma(R)/R(\alpha^0)$  als relativer Fehler bezeichnet. Ein Summand  $\delta R_i = |R(\alpha^0 + \mathbf{e}_i \delta_i) - R(\alpha^0)|$  wird als Fehlerkomponente bezeichnet, und  $\rho_i = \delta R_i / R(\alpha^0)$  als normierte Einzel-Fehlerkomponente<sup>37</sup>.

Betrachtet werden anhand der Abbildung 57 die normierten Einzel-Fehlerkomponenten für die Nusseltzahl  $Nu(TE6)$  bei  $x_{th}/d_h \approx 30$  für drei Fälle mit  $Re_1 \approx 6\,000$ .

Es lässt sich ablesen, dass die Ungenauigkeiten bei der Messung der Wandinnentemperaturen  $T_{TE,i}$  im Innenzylinder (Indices 7-12) erwartungsgemäß den größten Beitrag zum Gesamtfehler liefern. Von den geometrischen Parametern weisen die Unsicherheiten der Wandradien  $r_{w,i}$  und  $r_{w,a}$  (Indices 14 und 15), sowie die Heizerlänge  $L_{Hz,i}$  (Index 18) die größten Beiträge auf. Die durch die Unsicherheiten bei der Messung von Massenstrom, Temperatur und Druck bewirkten Fehler bleiben hinter den bisher genannten Fehlerquellen zurück. Die Verunreinigung des

<sup>37</sup>Die Summe aller Einzel-Fehlerkomponenten ist nicht gleich dem Gesamtfehler

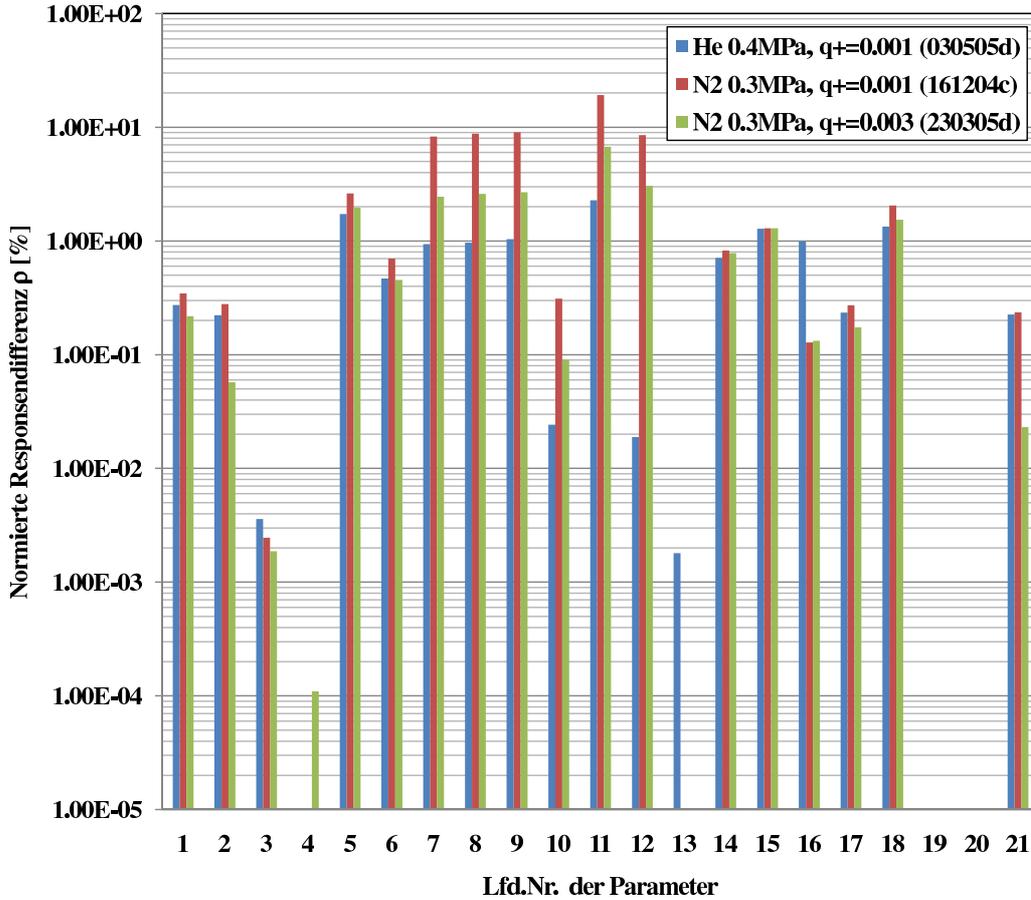


Abbildung 57: Normierte Responses  $\rho$  der untersuchten Parameter, mit  $\rho_i = |R(\alpha^0 + \mathbf{e}_i \delta_i) - R(\alpha^0)| / R(\alpha^0) \cdot 100$ . Die Parameter sind entsprechend Tabelle 13 nummeriert. Es werden drei Fälle mit  $Re_1 \approx 6\,000$  verglichen.

Messgases mit Luft spielt nur bei Helium eine Rolle, diese Fehlerquelle konnte jedoch durch eine ausreichend genaue Gasanalyse sehr klein gehalten werden.

Es fällt auf, dass die Einzel-Fehlerkomponenten der Wandtemperaturen bei Helium geringer sind als bei Stickstoff. Ebenso zeigt sich, dass bei höheren  $q_1^+$  bei gleichem Medium niedrigere Messfehler erhalten werden. Zur Erklärung wurde analog zur Gleichung (117) aus der Definitionsgleichung für die Nusseltzahl (Gleichung (27), Seite 29) sowie den Definitionsgleichungen für  $Re$  und  $q_1^+$  (Gleichungen (57) und (61), Seite 38) die in Gleichung (120) angegebene analytische Formel für den Einzel-Fehlerbetrag durch die Unsicherheit in  $T_{TE}$  hergeleitet<sup>38</sup>.

$$\delta Nu(T_w) = \left| -Re_1 Pr q_1^+ T_1 \cdot (T_{TE} - T_1 \cdot A)^{-2} \cdot \delta T_w \right|$$

<sup>38</sup>Dabei wurde die axiale Wärmeleitung, im Gegensatz zu dem numerischen Verfahren, vernachlässigt.

---


$$\text{mit} \quad A = \left( Re_1 Pr q_1^+ \frac{r_{w,i} - r_{TE,i}}{d_h} \frac{\lambda_m}{\lambda_s} + q_1^+ \frac{A_w}{A_Q} + 1 \right) \quad (120)$$

In dieser Gleichung tritt  $T_{TE}$  mit dem Exponenten  $-2$  auf, so dass bei hohen  $T_{TE}$  - wie es bei den vorliegenden Messungen mit Helium, bzw. bei Messungen mit hohen  $q_1^+$  der Fall ist - geringere Fehler resultieren. Substituierten wir den Messwert  $T_{TE}$  mit einer Gleichung (wobei die Nusseltzahl vorgegeben, und axiale Wärmeleitung vernachlässigt wird), kann Gleichung (120) in Gleichung (121) überführt werden.

$$\delta Nu(T_w) = \left| -\frac{1}{Nu^2} \cdot \frac{1}{Re_1 Pr q_1^+ T_1} \right| \cdot \delta T_w \quad (121)$$

In dieser Darstellung wird unabhängig von den in den konkreten Versuchen vorliegenden Zahlenverhältnissen deutlich, dass:

1. Bei konstanten Ähnlichkeitskennzahlen  $Re_1$ ,  $q_1^+$  (und entsprechend auch konstantem  $Nu$ ) und gleichen Eintrittstemperaturen  $T_1$  im Vergleich zweier Versuche mit unterschiedlichen Medien nur die Prandtlzahlen der Medien für die Einzel-Fehlerbeiträge durch die Wandtemperaturmessung ausschlaggebend sind. Da Helium mit  $Pr \approx 0.68$  und Stickstoff mit  $Pr \approx 0.72$  vergleichbare Prandtlzahlen haben, ergibt sich aus den Stoffeigenschaften bezüglich des Fehlers aus  $\delta T_w$  kein wesentlicher Unterschied.
2. Durch hohe Eintrittstemperaturen  $T_1$  wird der Einzel-Fehlerbeitrag der Wandtemperaturmessung vermindert. Da in den vorliegenden Messungen die Temperaturen bei Helium stets größer waren als bei Stickstoff (bedingt durch die Wärmetauscher der *ITHEX*-Anlage), erklärt sich auch der für die Fallbeispiele numerisch berechnete niedrigere Einzel-Fehlerbeitrag der Temperatur.
3. Mit wachsenden Reynoldszahlen  $Re_1$  und wachsenden Heizraten  $q_1^+$  nimmt der betrachtete Einzel-Fehlerbeitrag der Wandtemperaturmessung reziprok ab. Da die Einzel-Fehlerbeiträge der Wandtemperaturmessung die größten Beiträge zum Gesamtfehler darstellen, zeigt sich dieses Verhalten auch für den Gesamtfehler, wie in Abbildung 59 weiter unten sichtbar wird.

Eine weitere einflussreiche Fehlerquelle stellt die Bestimmung der zugeführten Heizleistung dar. Diese wird als Produkt des gemessenen Stromes und der Spannung an den Ohm'schen Heizdrähten bestimmt, von dem ein Korrekturterm für elektrische Verlustleistungen außerhalb der Teststrecke, sowie thermische Verluste

durch Leitung und Naturkonvektion and die Außenfläche des Zylinders abgezogen wird. Der berechnete Korrekturterm wird in voller Höhe als Unsicherheit für die Heizleistung eingesetzt. Die thermischen Verluste können abgeschätzt werden, indem die zugeführte elektrische Leistung zu der im Fluid durch Temperaturmessung bestimmbaren Änderung der Enthalpie in ein Verhältnis gesetzt wird<sup>39</sup>. In Abbildung 58 wird dieses Verhältnis  $\eta_q = \dot{Q}_{fl}/\dot{Q}_{el}$  über dem Wärmeübergangskoeffizienten  $\alpha$  dargestellt.

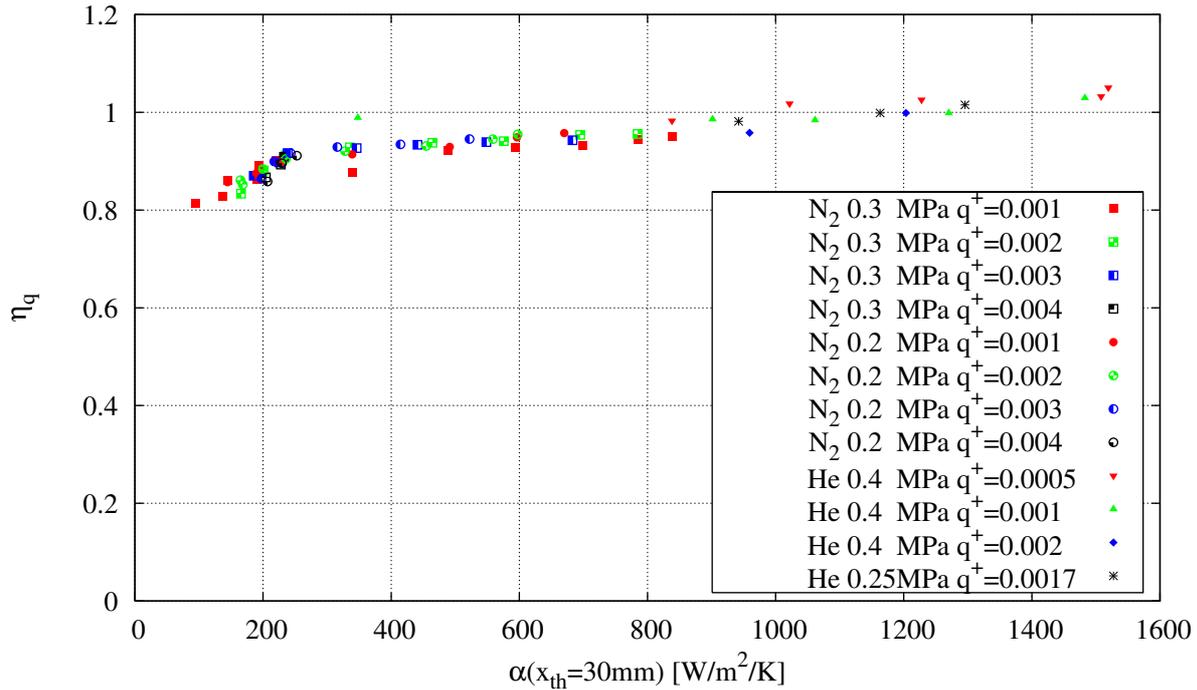


Abbildung 58: Verhältnis der Wärmeströme  $\eta_q = \dot{Q}_{fl}/\dot{Q}_{el}$  als Funktion der Wärmeübergangszahl  $\alpha(x_{th} = 30mm)$ .

Dabei wird eine deutliche Abhängigkeit von dem Wärmeübergangskoeffizienten (bestimmt an der Referenzstelle) festgestellt. Bei kleinen Wärmeübergangskoeffizienten an das Gas treten höhere Wärmeverluste durch den Außenmantel der Teststrecke auf. Es wurde eine Abweichung von 20% toleriert, einige Messungen mit höheren Wärmeverlusten wurden nicht in die Auswertung mit aufgenommen. Besonders niedrige Verluste weisen die Messungen mit Helium auf, da durch die hohe Wärmeleitfähigkeit von Helium im Vergleich zu Stickstoff bei gleicher Nusseltzahl höhere Wärmeübergangskoeffizienten erreicht werden. Bei hohen Wärmeübergangskoeffizienten wird auch  $\dot{Q}_{fl}/\dot{Q}_{el} > 1$  erhalten. Hier findet eine leichte Überkorrektur statt. Da die Verluste hauptsächlich für den Wärmestrom des Außenzylinders zustandekommen (der innere Zylinder wird nahezu auf seiner vollen Länge mit Gas umströmt) resultiert eine hohe Verlustleistung darin, dass höhere

<sup>39</sup>Die Bestimmung von  $\dot{Q}_{fl}$  ist wiederum mit einer großen Unsicherheit verbunden, da die Messung durch den Pt-100 Sensor punktuell erfolgt, wobei eine Inhomogenität der Temperaturverteilung über den Rohrquerschnitt nicht ausgeschlossen werden kann

---

Gasttemperaturen für die Berechnung der Nusseltzahlen angenommen werden, als tatsächlich vorliegen. Es werden dann kleinere Nusseltzahlen berechnet. Bezüglich des Einzel-Fehlerbeitrags der zugeführten Heizleistung  $\dot{Q}_{Hz,i}$  ergibt sich also ein systematischer Vorteil bei der Verwendung von Helium als Messgas.

Die Gesamtfehler aus den 21 in Tabelle 13 angeführten Parametern werden in der Abbildung 59 als relative Gesamtfehler, und in Abbildung 60 gemeinsam mit den jeweiligen Messwerten als absolute Gesamtfehler dargestellt. Wiederum werden die bereits oben im Zusammenhang mit den Einzel-Fehlerkomponenten der Wandtemperaturmessung gefundenen Zusammenhänge sichtbar, nämlich der reziproke Zusammenhang des Fehlers mit  $Re_1$  und  $q_1^+$ , ebenso der auf höhere Eintrittstemperaturen sowie niedrigere Wärmeverluste zurückgeführte niedrigere Fehler bei Helium.

Bei niedrigen Reynoldszahlen ergeben sich demnach bei Stickstoff sehr hohe Gesamtfehler, wobei für  $Re_1 > 6\,000$  der Fehler besser als 25%, und bei  $Re_1 > 11\,000$  auch besser als 10% angenommen wird. Da in Kapitel 3.4.2 gezeigt werden konnte, dass die Knudsenzahl in den vorliegenden Fällen noch keinen Einfluss auswirkt, empfiehlt es sich, für niedrige Reynoldszahlen, soweit vorliegend, die Ergebnisse mit Helium heranzuziehen, und nur für  $Re_1 > 6\,000$  die Ergebnisse mit Stickstoff. Tatsächlich finden sich die Messergebnisse der Nusseltzahl für Helium in Abbildung 54 für  $Re < 6\,000$  nahezu exakt im Einklang mit der dort eingezeichneten Korrelation für den Wärmeübergang einer laminaren Strömung, während die Werte für Stickstoff aufgrund der höheren Wärmeverluste, wie oben diskutiert, zu etwas niedrigeren Werten verschoben sind.

Die Gesamtfehler für alle gemessenen Nusseltzahlen  $Nu_{ref}$  im eingelaufenen Bereich sind in Tabelle 14 angegeben.

Zur Bestimmung der Fehler der Reibungsbeiwerte wurde die selbe Methode angewendet, wie für die Nusseltzahlen. Die damit bestimmten Werte sind in Tabelle 15 für die Messungen im Ringspalt-Minikanal, und in 16 für die Messungen im Rechteck-Minikanal angegeben.

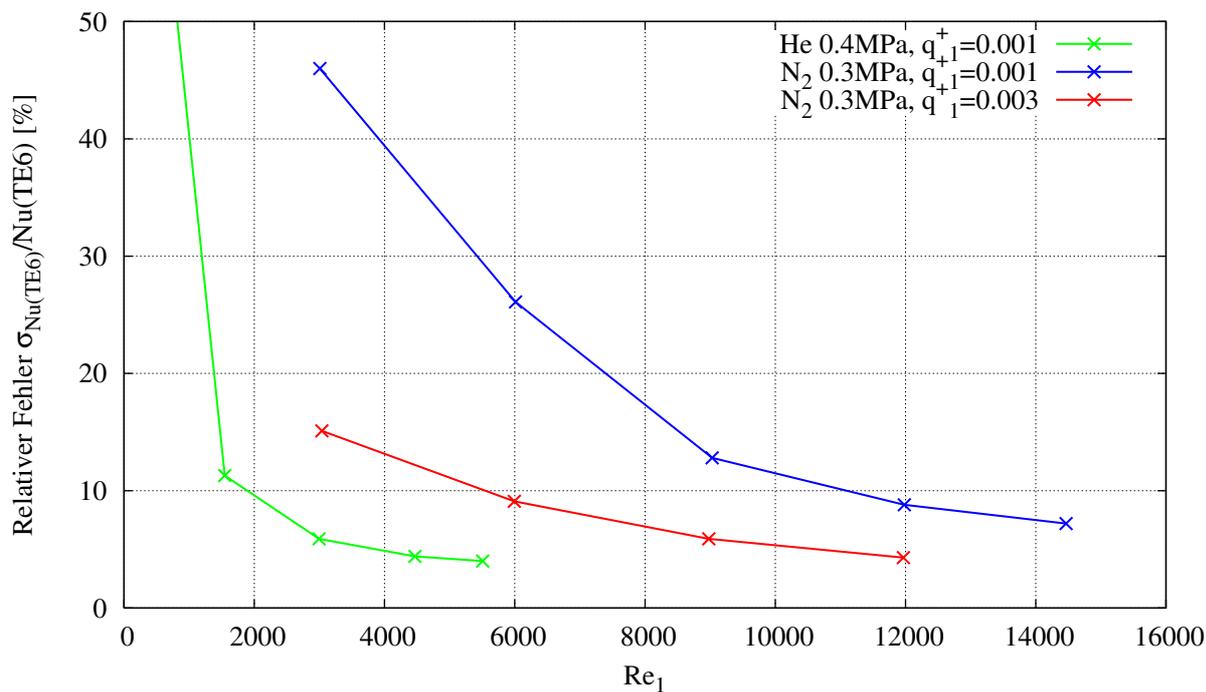


Abbildung 59: Relativer Gesamtfehler für einige *ITHEX*-Messreihen mit Helium und mit Stickstoff bei verschiedenen Werten von  $q_1^+$ , dargestellt als Funktion der Reynoldszahl.

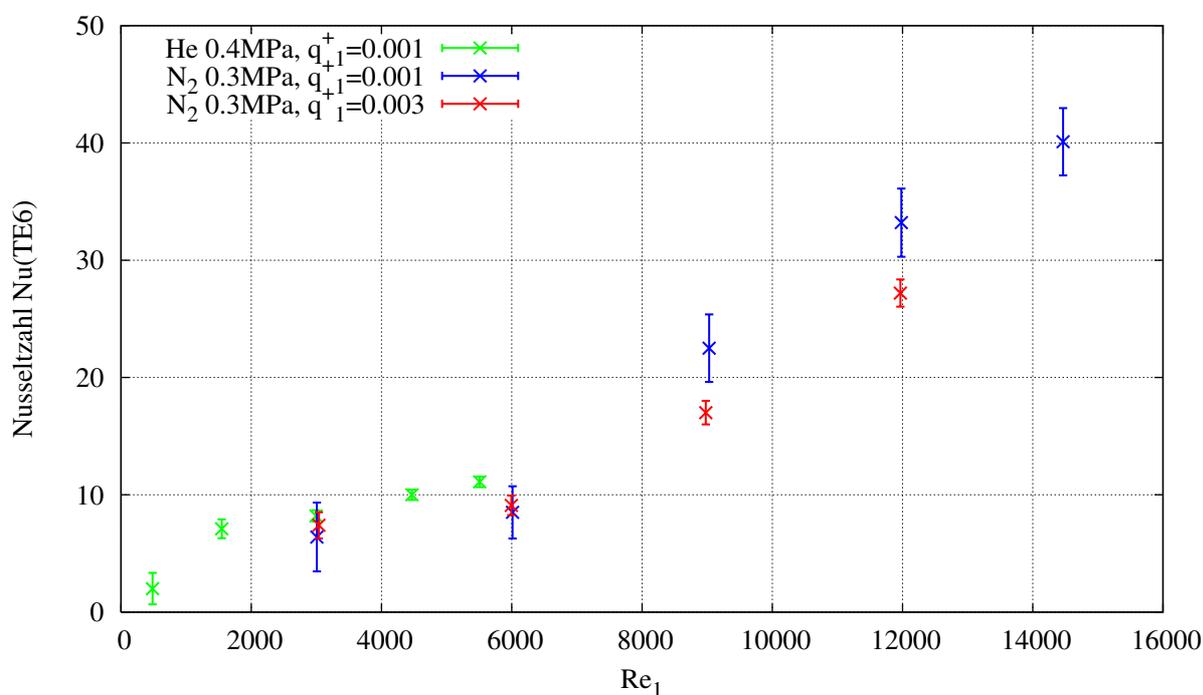


Abbildung 60: Gemeinsame Darstellung einiger Messergebnisse für die Nusseltzahl  $Nu(TE6)$  zusammen mit dem jeweiligen berechneten Gesamtfehler (als Fehlerbalken der Länge  $2\sigma$ ) als Funktion der Reynoldszahl.

Tabelle 14: Messwerte und Fehlerabschätzung für die Nusseltzahlen, gemessen im Ringspalt-Minikanal

	$Re_1$	$\delta Re_1$	$\delta Re_1/Re_1[\%]$	$Nu_{ref}$	$\delta Nu_{ref}$	$\delta Nu_{ref}/Nu_{ref}[\%]$
<i>He</i> , 0.25MPa, $q_1^+ = 0.0017$						
	1491	46	3.1	7.08	0.57	8.0
	2999	45	1.5	8.58	0.36	4.2
	3962	45	1.1	9.40	0.33	3.6
<i>He</i> , 0.4MPa, $q_1^+ = 0.0005$						
	1541	46	3.0	6.79	1.48	21.8
	3190	46	1.5	8.29	0.80	9.7
	4462	46	1.0	10.07	0.71	7.1
	5925	46	0.8	11.84	0.72	6.1
	5951	45	0.8	11.89	0.72	6.0
<i>He</i> , 0.4MPa, $q_1^+ = 0.001$						
	484	46	9.6	1.98	1.34	67.9
	1546	46	3.0	7.11	0.81	11.3
	2995	46	1.5	8.23	0.48	5.9
	4467	46	1.0	9.97	0.44	4.4
	5507	45	0.8	11.13	0.45	4.1
<i>He</i> , 0.4MPa, $q_1^+ = 0.002$						
	1504	47	3.1	7.22	0.55	7.6
	2968	45	1.5	8.68	0.34	4.0
<i>N<sub>2</sub></i> , 0.2MPa, $q_1^+ = 0.001$						
	2933	52	1.8	6.32	2.93	46.3
	6022	53	0.9	9.01	2.27	25.2
	8982	53	0.6	22.82	2.83	12.4
	11589	53	0.5	31.72	2.78	8.8
<i>N<sub>2</sub></i> , 0.2MPa, $q_1^+ = 0.002$						
	1381	52	3.8	3.89	3.10	79.6
	3000	52	1.7	7.00	1.64	23.5
	3012	52	1.7	7.32	1.62	22.1
	4492	52	1.2	8.66	1.23	14.2
	6002	53	0.9	9.11	1.15	12.6
	7516	53	0.7	12.25	1.20	9.8
	8988	53	0.6	19.36	1.47	7.6

**Tabelle 14 - Fortgesetzt**

	$Re_1$	$\delta Re_1$	$\delta Re_1/Re_1[\%]$	$Nu_{ref}$	$\delta Nu_{ref}$	$\delta Nu_{ref}/f_{ref}[\%]$
	10473	52	0.5	24.25	1.49	6.1
	10947	52	0.5	25.84	1.49	5.8
$N_2, 0.2MPa, q_1^+ = 0.003$						
	1556	52	3.3	5.65	2.02	35.8
	2999	52	1.7	8.36	1.15	13.8
	4520	52	1.1	8.71	0.87	10.1
	5991	52	0.9	9.45	0.84	8.8
	7499	52	0.7	10.59	0.84	7.9
	8961	52	0.6	15.91	0.99	6.2
	10433	52	0.5	20.33	1.05	5.2
$N_2, 0.2MPa, q_1^+ = 0.004$						
	1452	51	3.5	6.04	1.70	28.1
	2976	51	1.7	7.90	0.98	12.5
	4509	51	1.1	8.56	0.86	10.1
	5992	51	0.9	9.27	0.83	9.0
$N_2, 0.3MPa, q_1^+ = 0.001$						
	1412	52	3.7	3.44	5.50	159.9
	1509	52	3.5	3.51	5.20	148.5
	1514	52	3.5	2.45	5.16	210.0
	3007	52	1.7	6.37	2.93	46.0
	3066	52	1.7	5.61	2.85	50.8
	4448	52	1.2	8.82	2.31	26.2
	4517	52	1.2	9.18	2.27	24.7
	6012	53	0.9	8.54	2.23	26.2
	7483	53	0.7	13.79	2.47	17.9
	9031	53	0.6	22.47	2.88	12.8
	10511	53	0.5	28.21	2.90	10.3
	11982	53	0.4	33.19	2.91	8.8
	13511	53	0.4	37.54	2.90	7.7
	14466	53	0.4	40.14	2.88	7.2
$N_2, 0.3MPa, q_1^+ = 0.002$						
	1366	52	3.8	3.15	3.06	97.2
	1475	52	3.5	4.85	3.00	61.8
	3068	52	1.7	7.01	1.59	22.7
	4489	52	1.2	8.62	1.20	14.0
	6033	52	0.9	8.98	1.12	12.5
	7512	52	0.7	12.55	1.20	9.5

**Tabelle 14 - Fortgesetzt**

	$Re_1$	$\delta Re_1$	$\delta Re_1/Re_1[\%]$	$Nu_{ref}$	$\delta Nu_{ref}$	$\delta Nu_{ref}/f_{ref}[\%]$
	9000	52	0.6	19.62	1.46	7.4
	10450	52	0.5	24.79	1.50	6.1
	12000	52	0.4	29.81	1.55	5.2
	13559	52	0.4	33.75	1.60	4.7
$N_2, 0.3MPa, q_1^+ = 0.003$						
	1464	51	3.5	10.06	0.60	6.0
	3037	51	1.7	7.39	1.12	15.1
	4560	51	1.1	9.31	0.88	9.4
	5994	52	0.9	9.11	0.83	9.1
	7519	52	0.7	12.61	0.86	6.8
	8979	52	0.6	16.95	1.00	5.9
	10420	52	0.5	21.42	1.07	5.0
	11968	52	0.4	27.19	1.16	4.3
$N_2, 0.3MPa, q_1^+ = 0.004$						
	1645	51	3.1	6.37	1.58	24.8
	2982	51	1.7	7.76	0.97	12.6
	4450	51	1.2	8.44	0.86	10.2
	5969	51	0.9	7.83	0.82	10.5

Tabelle 15: Messwerte und Fehlerabschätzung für die Reibungsbeiwerte, gemessen im Ringspalt-Minikanal

$Re_1$	$\delta Re_1$	$\delta Re_1/Re_1[\%]$	$f_{ref}$	$\delta f_{ref}$	$\delta f_{ref}/f_{ref}[\%]$
<i>N<sub>2</sub>, 0.2MPa</i>					
1042	51	4.9	0.02245	0.00230	10.2
1569	51	3.2	0.01543	0.00119	7.7
2307	51	2.2	0.01110	0.00069	6.2
3042	51	1.6	0.00868	0.00048	5.6
3469	52	1.4	0.00819	0.00044	5.4
4495	52	1.1	0.00718	0.00036	5.0
4612	52	1.1	0.00720	0.00036	5.0
5688	52	0.9	0.00751	0.00037	4.9
6035	52	0.8	0.00766	0.00037	4.8
6705	53	0.7	0.00851	0.00041	4.8
6969	53	0.7	0.00858	0.00041	4.8
7500	52	0.6	0.00881	0.00042	4.7
8199	53	0.6	0.00927	0.00044	4.7
8977	52	0.5	0.00947	0.00044	4.7
8462	53	0.6	0.00940	0.00044	4.7
8881	53	0.6	0.00942	0.00044	4.7
9590	53	0.5	0.00938	0.00044	4.7
9991	53	0.5	0.00937	0.00044	4.7
10498	52	0.4	0.00943	0.00044	4.7
11828	52	0.4	0.00948	0.00044	4.7
12729	54	0.4	0.00935	0.00044	4.7
<i>N<sub>2</sub>, 0.3MPa</i>					
3124	52	1.6	0.00841	0.00046	5.5
4460	52	1.1	0.00704	0.00035	5.0
6008	52	0.8	0.00755	0.00036	4.8
7512	52	0.6	0.00871	0.00041	4.7
8975	52	0.5	0.00931	0.00043	4.6
10517	52	0.5	0.00930	0.00043	4.6
11972	52	0.4	0.00928	0.00043	4.6
13529	52	0.3	0.00908	0.00042	4.6
14982	52	0.3	0.00899	0.00041	4.6
<i>Ar, 0.224MPa</i>					
3034	41	1.3	0.00878	0.00046	5.2
4612	41	0.8	0.00709	0.00034	4.8

**Tabelle 15 - Fortgesetzt**

$Re_1$	$\delta Re_1$	$\delta Re_1/Re_1[\%]$	$f_{ref}$	$\delta f_{ref}$	$\delta f_{ref}/f_{ref}[\%]$
6039	41	0.6	0.00759	0.00036	4.7
9105	41	0.4	0.00934	0.00043	4.6
11628	42	0.3	0.00935	0.00043	4.6
<i>Ar, 0.3MPa</i>					
13357	42	0.3	0.00910	0.00042	4.6
<i>He, 0.4MPa</i>					
557	46	8.3	0.03870	0.00597	15.4
1051	46	4.4	0.02214	0.00208	9.4
1413	46	3.2	0.01703	0.00131	7.7
1502	46	3.0	0.01670	0.00124	7.4
1518	46	3.0	0.01552	0.00114	7.4
1596	47	2.9	0.01506	0.00108	7.2
2127	47	2.2	0.01185	0.00074	6.2
2646	47	1.7	0.00974	0.00055	5.7
2959	46	1.5	0.00912	0.00050	5.4
3018	47	1.5	0.00877	0.00047	5.4
3162	47	1.50	0.00864	0.00046	5.4
3697	47	1.2	0.00786	0.00040	5.2
4184	47	1.1	0.00743	0.00037	5.0
4481	46	1.0	0.00728	0.00036	4.9
4487	47	1.0	0.00713	0.00035	4.9
4733	47	1.00	0.00711	0.00035	4.9
5280	47	0.8	0.00700	0.00034	4.8
5502	46	0.8	0.00705	0.00034	4.8
5708	47	0.8	0.00742	0.00036	4.8
5998	46	0.7	0.00753	0.00036	4.8
6081	46	0.7	0.00752	0.00036	4.8
6214	47	0.7	0.00788	0.00038	4.8
6281	46	0.7	0.00771	0.00037	4.8
6494	47	0.7	0.00824	0.00039	4.7
6553	47	0.7	0.00835	0.00040	4.7
<i>He, 0.25MPa</i>					
1493	46	3.0	0.01579	0.00117	7.4
3014	46	1.5	0.00871	0.00047	5.4
3988	46	1.1	0.00755	0.00038	5.1
4734	46	0.9	0.00717	0.00035	5.0

Tabelle 16: Messwerte und Fehlerabschätzung für die Reibungsbeiwerte, gemessen im Rechteck-Minikanal 17-V-1

$Re_1$	$\delta Re_1$	$\delta Re_1/Re_1[\%]$	$f_{ref}$	$\delta f_{ref}$	$\delta f_{ref}/f_{ref}[\%]$
<i>Luft, 1atm</i>					
1470	106	7.2	0.01437	0.00217	15.1
1491	108	7.2	0.01410	0.00213	15.1
1535	108	7.0	0.01165	0.00173	14.8
1555	108	6.9	0.01252	0.00185	14.7
3003	108	3.6	0.00707	0.00073	10.3
3006	108	3.6	0.00654	0.00067	10.3
3006	106	3.5	0.00755	0.00077	10.2
3059	108	3.5	0.00676	0.00069	10.2
4484	106	2.4	0.00608	0.00055	9.0
4507	108	2.4	0.00580	0.00052	9.0
6042	108	1.8	0.00328	0.00028	8.5
6053	108	1.8	0.00423	0.00036	8.5
6060	108	1.8	0.00448	0.00038	8.5
6070	106	1.7	0.00596	0.00051	8.5
7534	108	1.4	0.00434	0.00036	8.3
7578	106	1.4	0.00612	0.00051	8.3
9013	108	1.2	0.00421	0.00034	8.2
9039	108	1.2	0.00333	0.00027	8.2
9048	108	1.2	0.00348	0.00028	8.2
9061	106	1.2	0.00599	0.00049	8.2
10497	106	1.0	0.00585	0.00047	8.1
10517	108	1.0	0.00416	0.00034	8.1
12055	108	0.9	0.00448	0.00036	8.1
12057	108	0.9	0.00322	0.00026	8.1
12085	108	0.9	0.00342	0.00028	8.1
12093	107	0.9	0.00590	0.00048	8.1
14005	107	0.8	0.00564	0.00046	8.1
14015	108	0.8	0.00467	0.00038	8.1
15544	108	0.7	0.00475	0.00039	8.1
15580	107	0.7	0.00553	0.00045	8.1

---

## C Fehlerdiskussion der LDA Geschwindigkeitsprofile im wandnahen Bereich

Es werden die folgenden grundsätzlichen Fehlerquellen bei der Messung von Strömungsgeschwindigkeiten mit LDA in Betracht gezogen:

1. Schlupf zwischen der Partikelgeschwindigkeit  $u_p$  und der Gasgeschwindigkeit  $u_{fl}$
2. Fehler der Geschwindigkeitsbestimmung eines individuellen Partikels
3. Fehler bei der Ableitung der statistischen Momente aus der gemessenen Burst-Zeitreihe

Zu 1.) Im Bezugssystem der suspendierten Partikel treten instationäre Geschwindigkeitsänderungen durch die Beschleunigung in der Düse, durch die Umformung des Strömungsprofils im hydraulischen Einlauf, sowie durch die turbulenten Fluktuationen auf. Wenn zwischen der Strömung und einem darin suspendierten Partikel eine Geschwindigkeitsdifferenz auftritt, wirken die Stokes'schen Reibungskräfte (es werden nur kleine Geschwindigkeitsdifferenzen berücksichtigt, die zu kleinen Reynoldszahlen führen). Für den Geschwindigkeitsverlauf eines trägen Partikels nach einer sprunghafte Änderung der Fluidgeschwindigkeit von Null auf  $u_{fl}$  findet Raffel [74] die Lösung nach Gleichung (122)

$$u_p(t) = u_{fl} \cdot (1 - e^{-t/\tau_p}) \quad (122)$$

mit der Relaxations-Zeitkonstante nach Gleichung (123).

$$\tau_p = d_p^2 \cdot \frac{\rho_p}{18\mu_{fl}} \quad (123)$$

Neben der Materialwahl, wodurch die Dichte der Partikel (für  $TiO_2$ :  $\rho_p = 4260\text{kg}/\text{m}^3$ ) festgelegt wird, bestimmt in einer gegebenen Strömung die Größe der Partikel  $d_p$  deren Strömungsverhalten. Die Größenverteilung der Partikel in der Strömung wird durch das verwendete Pulver, sowie durch die Methode der Dispergierung bestimmt. Für die Versuche wurde das „Ultrafine  $TiO_2$  L830“ Pulver der Fa. KEMIRA verwendet, welches durch ein Rüttelsieb in die Strömung dispergiert wurde. Ein anschliessender Zyklon-Partikelabscheider wurde rechnerisch so ausgelegt, dass ein Grenzkorndurchmesser von ca.  $0.2\mu\text{m}$  eingestellt war. Da ein Partikel-Messgerät nicht zu der ständigen Ausstattung des Messtandes gehörte, besteht bezüglich der tatsächlich vorgelegenen Partikelgrößenverteilung eine gewisse Unsicherheit. Nachträglich möglich gewordene Messungen mit SMPS

(Scanning Mobility Particle Sizer) ergaben einen Modalwert der Größenverteilungen  $\hat{d}_p \approx 0.25\mu m$  im Betriebspunkt des Zyklon-Abscheiders bei den vorangegangenen LDA-Messungen.

Um zu beurteilen, inwieweit die Partikel den turbulenten Schwankungen des Fluids folgen können, wird die von Hjmfelt und Mockros [49] vorgeschlagene Frequenzgangfunktion nach Gleichung (124) ausgewertet. Darin wird das Verhältnis der Geschwindigkeitsamplituden  $u'_p/u'_{fl}$  in einer sinusförmig schwingenden Strömung betrachtet.

$$\frac{u'_p}{u'_{fl}} = \left(1 + \omega^2 \cdot \tau_p^2\right)^{-1/2} \quad (124)$$

Die relevanten Anregungsfrequenzen können nicht aus den Messungen ausgewertet werden, stattdessen wird  $\omega = u'/l'$  abgeschätzt. Nach dem Prandtlschen Mischungswegansatz ergibt sich  $l' = 0.41 \cdot |y - y_w| \approx 0.2mm$ , Erfahrungswerte für Grenzschichtströmungen bemessen  $u' \approx 0.1 \cdot U_V \approx 5m/s$ , so dass  $\omega \approx 25kHz$  für typische Wirbelelemente in dem vermessenen Rechteck-Minikanal bei  $Re_1 \approx 6\,000$ . Für den Modalwert der Partikeldurchmesser-Verteilung von  $\hat{d}_p \approx 0.25\mu m$  ergibt sich eine sehr geringe Dämpfung  $u'_p/u'_{fl} \approx 0.9998$ . Den direkten Vergleich der Dämpfungsfunktion mit der mit SMPS gemessenen Anzahl-dichtefunktion der Partikel zeigt Abbildung 61. Aus dieser Gegenüberstellung geht hervor, dass ein Großteil der von der Strömung mitgetragenen Partikel den turbulenten Schwankungen schlupfarm folgen kann<sup>40</sup>

Zu 2.) Die Partikelgeschwindigkeit wird von dem verwendeten LDA System in der vorgesehenen Anordnung mit gegenläufigem Streifenmuster nach der Grundgleichung

$$u = (f - f_s) \cdot \delta_f \quad (125)$$

bestimmt. Es können somit die Bestimmung der Schwebungs-Frequenz  $f$  aus dem Photomultiplier Signal, sowie fehlerhafte Vorgaben der Shift-Frequenz  $f_s$  oder des Streifenabstandes  $\delta_f$  zum Gesamtfehler beitragen. Bei der verwendeten LDA-Sonde werden zwei parallele Laserstrahlen der Wellenlänge  $\lambda$  mit dem Abstand  $a$  durch eine Frontlinse der Brennweite  $F$  fokussiert. In dieser Anordnung gilt

$$\delta_f = \frac{\lambda}{2 \sin(\phi)} = \frac{\lambda F \sqrt{4 + \frac{a^2}{F^2}}}{2a}, \quad \text{mit} \quad \phi = \arctan\left(\frac{a}{2F}\right) \quad (126)$$

---

<sup>40</sup>Das SMPS Messgerät kann nur Partikel bis zum maximalen Durchmesser  $\approx 0.764\mu m$  detektieren. Aus den Erfahrungen mit dem WELAS Verfahren (Fa. Palas Aerosoltechnik, Karlsruhe) mit dem gleichen Pulver, jedoch einem anderen Dispergierungsverfahren (Bürsten) wird erwartet, dass ca. 5 – 10% der Partikel größer als  $0.764\mu m$  sind. Nur noch 1% der Partikel sind größer als  $1.3\mu m$ .

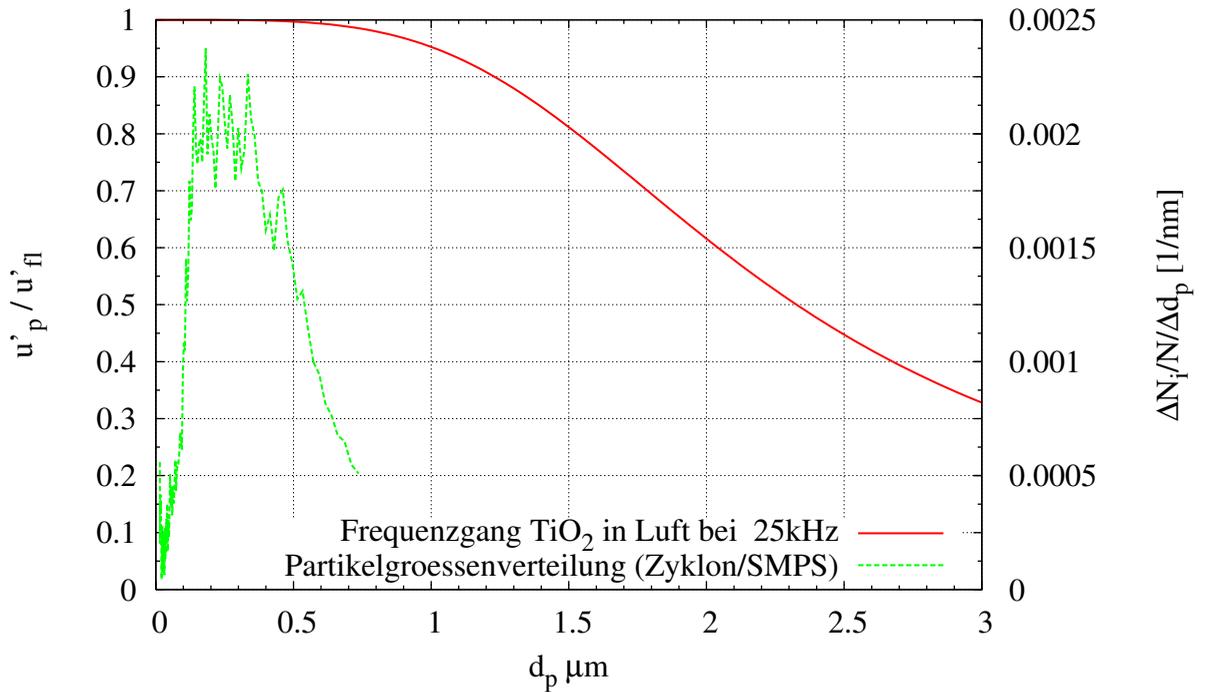


Abbildung 61: Gegenüberstellung der durchmesserabhängigen Dämpfungsfunktion  $u'_p/u'_{fl}$  bei  $25kHz$  und der mit SMPS gemessenen Partikel-Größenverteilung  $\Delta n/n/\Delta d_p$

Wird Gleichung (126) in Gleichung (125) eingesetzt, erhalten wir Gleichung (127), worin  $u$  durch die direkt gemessenen oder vorgegebenen Variablen  $f$ ,  $f_s$ ,  $\lambda$ ,  $a$  und  $F$  ausgedrückt wird.

$$u(f, f_s, \lambda, a, F) = (f - f_s) \cdot \frac{\lambda F \sqrt{4 + \frac{a^2}{F^2}}}{2a} \quad (127)$$

Der Fehlerbeitrag aller Variablen zur Geschwindigkeit  $u$  wird nach der Fehlerfortpflanzung bestimmt:

$$\Delta u = \left[ \sum_i \left( \frac{\partial u}{\partial \alpha_i} \Delta \alpha_i \right)^2 \right]^{1/2}, \text{ mit } \alpha_i \in \{f, f_s, \lambda, a, F\} \quad (128)$$

Die dort auftretenden partiellen Ableitungen sind in den Gleichungen 129 bis 133 angegeben (Darin gilt gemäß Gleichung (126) die Substitution  $\delta_f := \lambda F \sqrt{4 + a^2/F^2}/(2a)$ ).

$$\frac{\partial u}{\partial f} = \delta_f \quad (129)$$

$$\frac{\partial u}{\partial f_s} = -\delta_f \quad (130)$$

$$\frac{\partial u}{\partial \lambda} = (f - f_s) \frac{\delta_f}{\lambda} \quad (131)$$

$$\frac{\partial u}{\partial a} = -(f - f_s) \frac{\delta_f}{a} + \frac{(f - f_s) \lambda^2}{\delta_f \cdot 4a} \quad (132)$$

$$\frac{\partial u}{\partial F} = (f - f_s) \frac{\delta_f}{F} - \frac{(f - f_s) \lambda^2}{\delta_f \cdot 4F} \quad (133)$$

$\alpha_i, \{\alpha_i\}$	$\Delta\alpha_i/\{\alpha_i\}$	$ \partial u/\partial\alpha_i  [m/s/\{\alpha_i\}]$	$ \partial u/\partial\alpha_i  \cdot \Delta\alpha_i [m/s]$
$f, 1/s$	$BW \cdot 10^{-4}$	$1.1 \cdot 10^{-6}$	$4.4 \cdot 10^{-3}$
$f_S, 1/s$	$1.0 \cdot 10^3$	$1.1 \cdot 10^{-6}$	$1.1 \cdot 10^{-3}$
$\lambda, m$	$2.4 \cdot 10^{-12}$	$1.8 \cdot 10^8$	$4.3 \cdot 10^{-4}$
$F, m$	$1.8 \cdot 10^{-4}$	$9.8 \cdot 10^2$	$1.7 \cdot 10^{-1}$
$a, m$	$1.0 \cdot 10^{-4}$	$2.2 \cdot 10^3$	$2.2 \cdot 10^{-1}$

Tabelle 17: Fehlerkomponenten bei der Bestimmung einer Partikelgeschwindigkeit  $u$  aus einem LDA Burst Signal, ausgewertet für  $f = 120MHz$ ,  $BW = 40MHz$ ,  $f_S = 40MHz$ ,  $\lambda = 488nm$ ,  $F = 85mm$ ,  $a = 38mm$  ( $u = 87.3m/s \pm 0.28m/s$ ).

Die Unsicherheit der Frequenzauswertung durch den Burst Spectrum Analyser (BSA) ist abhängig vom Signal zu Rausch Verhältnis. Indem die interne „Validierung“ der Bursts aktiviert wurde, ist ein Signal zu Rausch Verhältnis von besser als 4 für jeden ausgewerteten Burst sichergestellt. Unter diesen Bedingungen wird die Standardabweichung der ermittelten Burstfrequenz vom Hersteller mit besser als 0.1% der Bandweite angegeben. Die Bandweite war bei jeder Messung auf  $BW = 40MHz$  eingestellt. die Shift-Frequenz  $f_S$  der Bragg-Zelle wurde einmalig mit einem Frequenzzähler kontrolliert, und eine Abweichung von weniger als  $100Hz$  zum nominellen Wert festgestellt. Der Fehler der Shift-Frequenz wird daher mit  $1000Hz$  nach oben abgeschätzt. Die Unbestimmtheit der Wellenlänge des Lasers ist mit dessen Koheränzlänge verknüpft, die bei Ar-Ionen Lasern dieser Bauart im Bereich einiger Meter liegt. Mit der konservativen Annahme einer Koheränzlänge von  $10cm$  wurde  $\Delta\lambda = 0.0024nm$  ermittelt. Die Unsicherheit bezüglich des geometrischen Maßes  $a$  der Strahloptik orientieren sich an der üblichen Genauigkeit der mechanischen Messmittel. Für die Brennweite  $F$  wurde die Unbestimmtheit in der Größe der Rayleigh-Länge des fokussierten Gausstrahles abgeschätzt. Die Unsicherheiten, die aus der Unbestimmtheit der geometrischen Größen  $a$  und  $F$  resultieren, sind für die Gesamtunsicherheit von  $u$  nach der oben durchgeführten Fehleranalyse hauptsächlich verantwortlich, wie anhand der Größenordnungen in Tabelle 17 ersichtlich wird. Die Fehler in der Bestimmung von  $a$  und  $F$  stellen systematische Fehler dar, die dazu führen, dass ein falscher Kalibrierungsfaktor angewendet wird. Sie tragen jedoch nicht zu einer Verbreiterung der Verteilungsfunktion  $n(u_i)$  (siehe auch Abbildung 25) bei. Der Fehler von  $f$ , teilweise auch  $f_S$  und  $\lambda$ , sind stochastischer Natur und könnten im Fall der

---

Messung turbulenter Strömungen zu einer Verbreiterung der Verteilungsfunktion  $n(u_i)$  und damit zu erhöhten Werten von  $u'_{rms}$  beitragen, allerdings zeigt die Auswertung in Tabelle 17, dass diese Fehlerquellen vernachlässigbar sind ( $u'_{rms}$  erreicht Werte bis ca.  $5m/s$ , die aus der Frequenzmessung resultierende Unsicherheit von  $u$  beträgt hingegen nur ca.  $5mm/s$ ).

Der in Tabelle 17 zu Grunde gelegte Fall bezieht sich auf die höchste mit dem LDA messbare Geschwindigkeit, die berechnete Unsicherheit von  $0.28m/s$  stellt damit den höchsten absoluten Fehler bei der Bestimmung einer Partikelgeschwindigkeit mit dem verwendeten LDA System dar. Er entspricht in diesem Fall einem relativen Fehler von 0.32%. Für die Geschwindigkeit  $u = 1m/s$  ergibt sich eine absolute Unsicherheit von  $0.006m/s$  (0.6%).

Zu 3.) Bereits in Kapitel 3.3.2 wurde auf die verschiedenen systematischen Messabweichungen eingegangen. Der sogenannte *velocity bias* und der *fringe bias* werden über die Gewichtungsfunktion  $w$  in Gleichung (71) (Seite 54) zur Berechnung der dargestellten zeitgemittelten Geschwindigkeiten berücksichtigt. Die Fehler, welche durch die endliche Erstreckung des Messvolumens bei der Messung in Geschwindigkeitsgradienten (*gradient bias*) erzeugt werden, sind in den dargestellten Ergebnissen noch nicht berücksichtigt. Eine Unsicherheit bei der Anwendung der von Durst vorgeschlagenen Korrekturgleichungen (75) - (77) (Seite 55) ergibt sich dadurch, dass die effektive Größe des Messvolumens  $d_{MV}$  nicht genau bekannt ist<sup>41</sup>. Weiter werden große Fehler bei der Berechnung der zur Korrektur benötigten Ortsableitungen der Geschwindigkeit auftreten, da dazu Quotienten aus kleinen Differenzen (Siehe z.B. Gleichung (94), Seite 88) gebildet werden müssen. In Abbildung 62 sind die Auswertungen der Ableitungen  $\partial U/\partial y$  sowie  $\partial^2 U/\partial y^2$  grafisch dargestellt. Es ist ersichtlich, dass  $\partial^2 U/\partial y^2$  (benötigt für die Korrektur von  $U(y)$ ) besonders bei den höheren Reynoldszahlen einen sehr diskontinuierlichen Verlauf aufweist, der als nicht physikalisch erachtet wird. Mit den Daten bei der niedrigsten Reynoldszahl  $Re_1 = 5\,914$  wurden die Korrekturterme dennoch exemplarisch ausgewertet, und in Tabelle 18 angegeben. Es werden folgende Größen dargestellt:

- $U_{raw}^{(1)}$  : Auswertung ohne Korrektur von *velocity bias*, *fringe bias*, *gradient bias*.

---

<sup>41</sup>Zwar lassen sich die üblicherweise angenommenen  $1/e^2$ -Grenzen der Gauss'schen Intensitätsverteilung der fokussierten Laserstrahlen im Messvolumen leicht berechnen (Siehe Tabelle 18), jedoch ergibt sich das tatsächlich effektive Messvolumen sowohl aus der Laserintensität, dem Rückstreuquerschnitt der Partikel, der Raumfilterung durch die Empfangsoptik, den Dynamikbereich des Photomultipliers sowie das von der Auswerteelektronik zugelassene Signal-Rausch-Verhältnis und lässt sich mit den bekannten Daten nicht quantitativ auswerten. Da die letztgenannten Faktoren in den Minikanalmessungen tendenziell höheren Beeinträchtigungen (sehr kleine Partikel, geringe Rückstreu-Lichtausbeute durch engen Spalt) unterliegen als in Standard LDA Anwendungen, sollte sich hier eher ein kleineres effektives Messvolumen einstellen.

- 
- $U_{val}^{(1)}$  und Ableitungen : Auswertung mit Korrektur von *velocity bias*, *fringe bias*, aber ohne Korrektur des *gradient bias* (Entspricht Darstellungen in Kapitel 3.3.3).
  - $u'_{rms}{}^{(1)}$  : Auswertung mit Korrektur von *velocity bias*, *fringe bias*, aber ohne Korrektur des *gradient bias* (Entspricht Darstellungen in Kapitel 3.3.3).
  - $\Delta U^{(01)} = \frac{d_{MV}^2}{32} \left( \frac{\partial^2 U_{val}^{(1)}}{\partial y^2} \right)$  : Korrekturterm für *gradient bias* für die zeitgemittelte Geschwindigkeit, vgl. Gleichung (75), Seite 55.
  - $\Delta u'_{rms}{}^{(01)} = \frac{d_{MV}}{4} \left( \frac{\partial U}{\partial y} \right)$  : Korrekturterm für *gradient bias* für die schwankungsgeschwindigkeit, vgl. Gleichung (76), Seite 55.

Es wird erwartungsgemäß festgestellt, dass auf der Kanalachse bei  $y = 0$  keiner der Korrekturterme eine nennenswerte Größe erreicht. Die Korrektur- und Fehlerterme wachsen jedoch zum Grenzschichttrand hin an. Für die zeitgemittelte Geschwindigkeit erreicht die Summe aller Korrekturterme bei  $y = 450\mu m$  1.8% bezogen auf den unkorrigierten Wert. Ein deutlich größeres Gewicht erhält der Korrekturterm von  $u'_{rms}$  durch den *gradient bias*. Dieser erreicht nahe der Wand die Größenordnung des Messwertes. Wird der Korrekturterm angewendet, verschwindet also die Turbulenz in unmittelbarer Wandnähe, wie es aufgrund der Wanddämpfung allgemein in der Literatur dargestellt wird. Die im Kapitel 3.3.3 besprochene M-Form der Profile  $u'_{rms}(y)$  bleibt bei der Korrektur grundsätzlich vorhanden, jedoch verliert das Maximum der beiden „Höcker“ an Höhe, und verschiebt sich näher zur Kanalachse. Dies ist aus den Profilen  $u'_{rms}(y)$  ersichtlich, die in Abbildung 63 vergleichend ohne, beziehungsweise mit Anwendung des Korrekturtermes aus dem *gradient bias* dargestellt wurden.

Besondere Verhältnisse ergeben sich bei Messungen sehr nahe an der Wand: Da kein mechanischer Anschlag existiert, kann das LDA Messvolumen bis an die Wand und darüber hinaus traversiert werden, es treten dabei jedoch optische und messtechnische Effekte auf, die zur Verschlechterung der Messbedingungen, sowie in unmittelbarer Nähe zur Wand sogar zu systematischen Messabweichungen führen:

$y$ [ $\mu m$ ]	$U_{raw}^{(1)}$ [ $m/s$ ]	$U_{val}^{(1)}$ [ $m/s$ ]	$dU_{val}^{(1)}/dy$ [ $1/s$ ]	$d^2U_{val}^{(1)}/dy^2$ [ $1/m s$ ]	$u'_{rms}{}^{(1)}$ [ $m/s$ ]	$\Delta U^{(01)}$ [ $m/s$ ]	$\Delta u'_{rms}{}^{(01)}$ [ $m/s$ ]
0	69.12	69.11	$5.47 \cdot 10^2$	$-1.68 \cdot 10^8$	1.42	-0.01	0.01
-300	54.03	53.87	$1.51 \cdot 10^5$	$-9.36 \cdot 10^8$	3.96	-0.04	1.48
-450	19.02	18.77	$3.32 \cdot 10^5$	$-2.10 \cdot 10^9$	3.18	-0.10	3.24

Tabelle 18: Auswertung der Korrektur- und Fehlerterme für die Messreihe  $Re_1 = 5\,914$ ,  $x = 50mm$ .

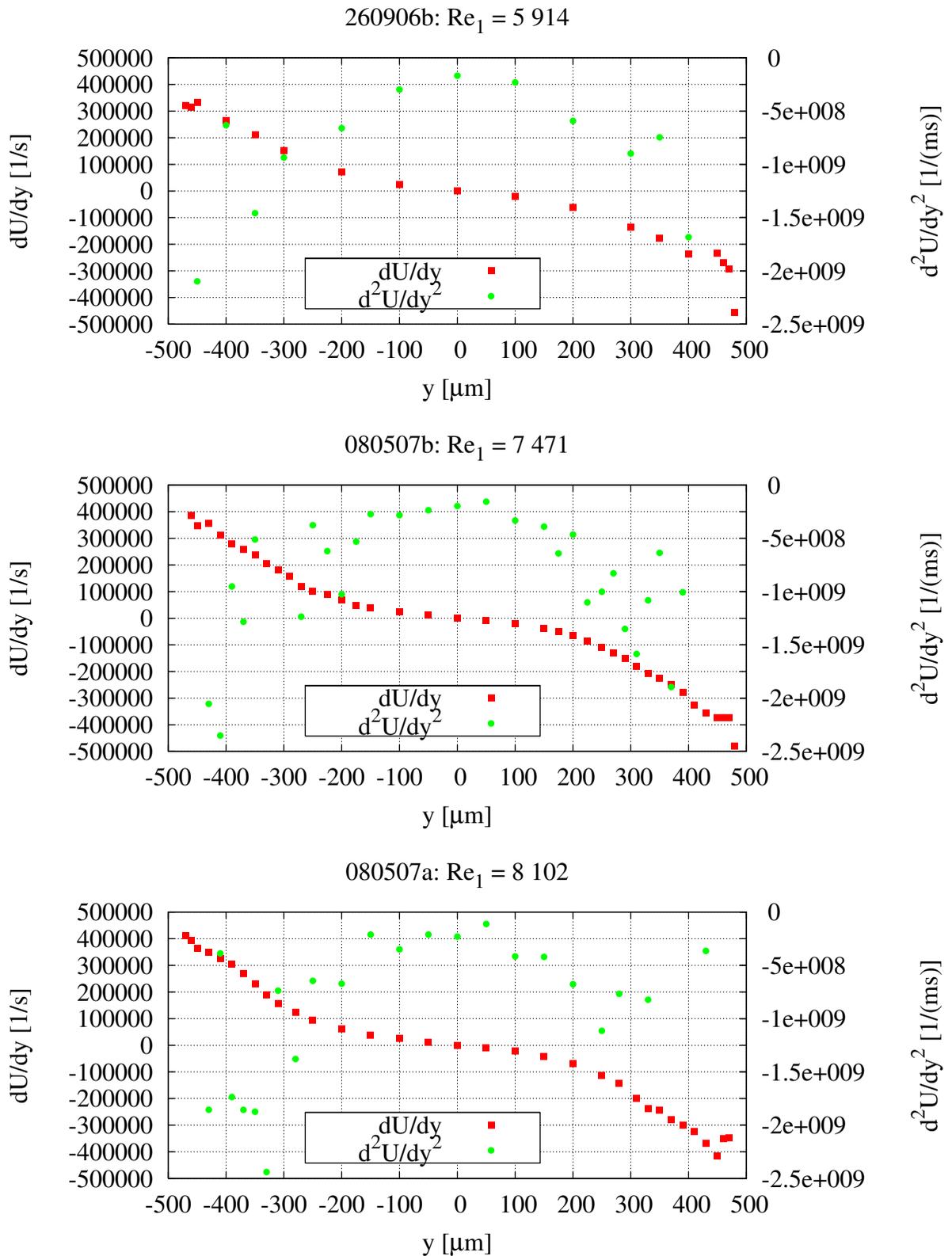


Abbildung 62: Profile der Ableitungen  $\partial U/\partial y$  sowie  $\partial^2 U/\partial y^2$  bei  $x = 50\text{mm}$  für  $Re_1 = 5\,914$ ,  $7\,417$  und  $8\,102$ .

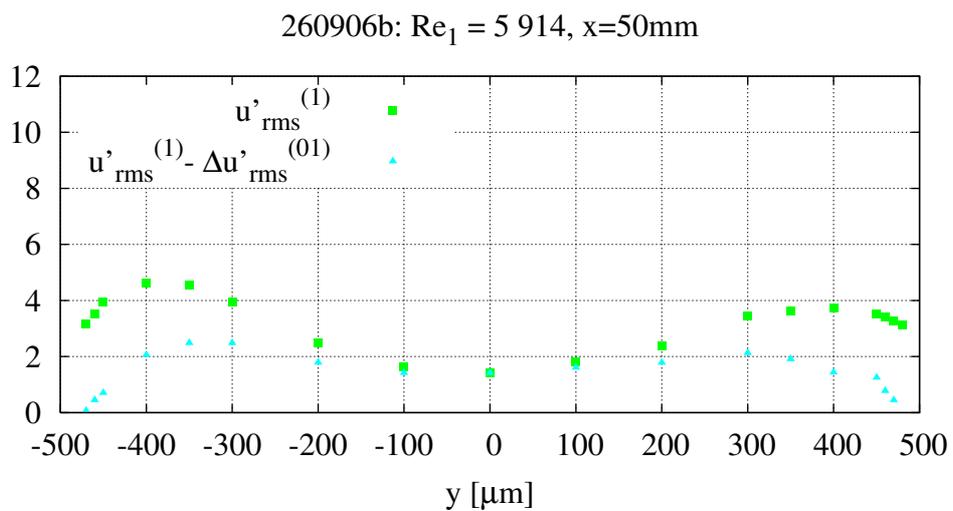
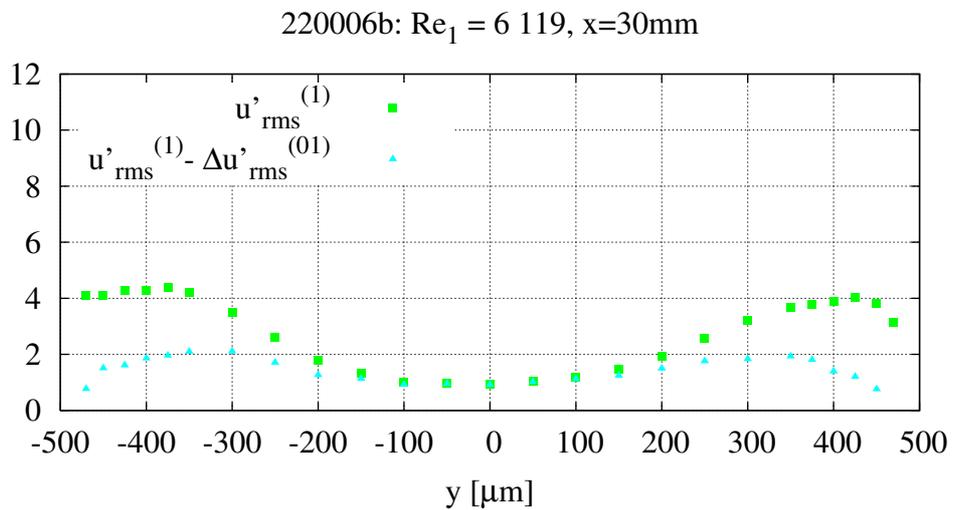
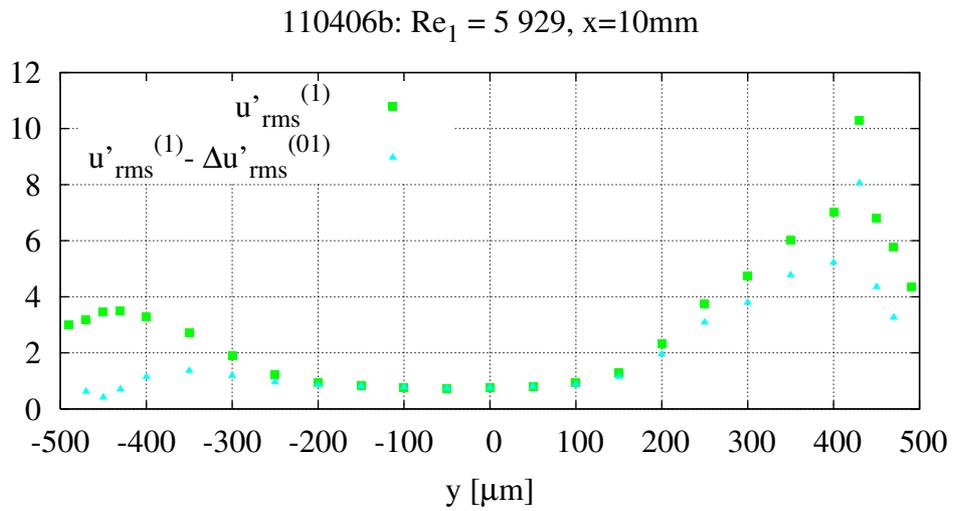


Abbildung 63: Profile von  $u'_{rms}(y)$  ohne und mit Berücksichtigung des Korrekturterms durch den *gradient bias*, bei  $Re_1 \approx 6\,000$  und  $x = 10\text{mm}$ ,  $50\text{mm}$ ,  $30\text{mm}$ ,  $10\text{mm}$

- 
1. Weit vom Messvolumen entfernt kann die Ausbreitung der beiden Laserstrahlen nach den Gesetzen der geometrischen Optik beschrieben werden. Aufgrund der Fokussierung durch die Frontoptik der Sonde resultieren kegelförmige Strahlen, deren Mittelachsen parallel zur Kanaloberfläche ausgerichtet sind. Sobald der Abstand des Zentrums des Messvolumens zur Wand geringer wird als die Kegeldicke beim Eintritt in die Teststrecke, wird ein Teil des Strahles durch den PVC Einsatz abgeblendet. Die Intensität des Laserlichtes im Messvolumen nimmt daher ab. Somit sinkt die Wahrscheinlichkeit, dass ein kleines Partikel einen *burst* auslöst, dessen Intensität ein zur Auswertung ausreichendes Signal-Rausch-Verhältnis (SNR) erzeugt. Die Anzahl der während einer begrenzten Versuchslaufzeit angesammelten Messwerte wird dadurch zur Wand hin vermindert.
  2. Sobald der Abstand des Zentrums des Messvolumens geringer als der halbe Durchmesser des Messvolumens wird ( $|y - y_w| < d_{MV}/2$ ), stimmt der Schwerpunkt der Lichtintensitätsverteilung nicht mehr mit dem traversierten Abstand der Sonde von der Wand überein (Die Wand „schluckt“ einen Teil des Messvolumens). Der effektive Messort (definiert als Häufigkeitsschwerpunkt der erzeugten *bursts*) ist weiter von der Wand entfernt als der Traversierweg vorgibt. Die Reflektionen von der Wand vermindern weiter das Signal-Rausch-Verhältnis.
  3. Die weiter oben als *velocity bias* eingeführte systematische Messabweichung wird sehr einflussreich. Die gegen Null tendierenden Geschwindigkeiten direkt an der Wand werden in der statistischen Mittelung unterrepräsentiert, da Partikel der Geschwindigkeit Null nicht in das Messvolumen eindringen können, um einen *burst* auszulösen.

Während die gemäß Punkt 1 verminderte Datenrate durch verlängerte Messzeiten kompensiert werden kann, führen die Punkte 2 und 3 zu einer systematischen Messabweichung, die sich in einer Verflachung der gemessenen Geschwindigkeitsprofile äußern muss. Von Kreid [53] wurde ein Korrekturverfahren für die Verzerrung gemäß Punkt 2 vorgeschlagen, dessen Anwendung jedoch die Kenntnis des exakten Wandabstandes voraussetzt. Aus den Abweichungen der Symmetrieebenen der gemessenen Geschwindigkeitsprofile wird geschlossen, dass die Ungenauigkeit in der Sondenpositionierung relativ zur Wand ca.  $10\mu m$  beträgt. Diese Ungenauigkeit macht somit ein Viertel des Messvolumendurchmessers  $d_{MV} = 39\mu m$  aus, so dass eine rechnerische Korrektur nicht praktikabel ist. Die Verzerrung wurde daher in den Messdaten belassen, muss aber bei der Interpretation und der weiteren Auswertung berücksichtigt werden. Bei der Kanalweite  $s = 1000\mu m$ , dem Messvolumendurchmesser  $d_{MV} = 40\mu m$  und der Unsicherheit in der Sondenpositionierung von  $\Delta y = 10\mu m$  können Verzerrungen gemäß Punkt 2 für  $|y| \geq 470\mu m$  erwartet werden. Eine Korrektur des *velocity bias*, wie in Tabelle 18 für  $|y - y_w| > 50\mu m$  angegeben, kann bei Wandberührung

---

des Messvolumens nicht mehr erfolgreich durchgeführt werden, da die gegen Null strebenden Geschwindigkeiten mit einem gegen Unendlich strebenden Korrekturfaktor für die Ankunfts wahrscheinlichkeit kompensiert werden müssten.

---

## D Tabellarische Darstellung der Messergebnisse

In den folgenden Tabellen werden die wichtigsten Versuchsbedingungen und Ergebnisse der einzelnen Versuche angegeben. Die Versuche sind hier folgendermaßen gruppiert:

- Tabelle 19: 39 Messungen des axialen Profils des statischen Druckes  $p(x)$  an Wandanbohrungen an dem Testeinsatz *17-V-1*. Die Messungen wurden mit atmosphärischer Luft durchgeführt.
- Tabelle 20: 52 Messungen von Geschwindigkeitsprofilen  $u(x, y, z)$  im Minikanal mit Rechteckquerschnitt *17-V-1*. Die Messungen wurden mit atmosphärischer Luft durchgeführt.
- Tabelle 21: 3 Messungen von Geschwindigkeitsprofilen  $u(x, y = 0, z = 0)$  im Minikanal mit Rechteckquerschnitt, wobei verschiedene Geometrien des Überganges aus dem Eingangsplenum in den Minikanal untersucht wurden. Die Messungen wurden mit atmosphärischer Luft durchgeführt.
- Tabelle 22: 73 Messungen des axialen Druckprofils  $p(x)$  im Minikanal mit Ringspaltquerschnitt *R0.6/PX*. Die Messungen wurden mit Helium, Stickstoff und Argon durchgeführt.
- Tabelle 23: 69 Messungen der Wandtemperaturverteilung  $T_w(x, \phi)$  sowie der Druckdifferenz  $p_2 - p_1$  über die beheizte Strecke im Minikanal mit Ringspaltquerschnitt *R0.6/TX*. Die Messungen wurden mit Helium und Stickstoff durchgeführt.

Die Gasspezies ist in der Tabelle codiert angegeben:

- Gas = 1 : Helium
- Gas = 2 : Stickstoff
- Gas = 3 : Argon

Die in dem Gas gemessene Verunreinigung mit Umgebungsluft ist als Molenbruch  $x_{Luft}$  angegeben.

Die in den Tabellen verwendete Nusseltzahl  $Nu_{TE6}$  bezeichnet die Nusseltzahl an der sechsten mit Thermoelementen bestückten axialen Position, bei  $x_{th} = 36.8\text{mm} = 29.9 \cdot d_{h,nom}$ . Die weiteren Symbole werden entsprechend dem Symbolverzeichnis verwendet.

Tabelle 19: Messungen des axialen Druckprofils, Testein-  
satz 17-V-1

DDMMYYx	Messung	$p_1$ [Pa]	$T_1$ [K]	$Re_1$	$Ma_1$	$Kn_\delta * 10^3$	$U_V$ [m/s]
<b>Gruppe A</b>							
010906t	p(x)	101272	297,0	1470	0,034	0,14	11,7
010906a	p(x)	101456	292,3	1491	0,033	0,14	11,5
250806j	p(x)	100141	291,7	1535	0,035	0,13	11,9
250806	p(x)	100172	290,7	1555	0,035	0,14	12,0
010906b	p(x)	102444	292,2	3003	0,067	0,20	22,9
250806b	p(x)	101044	290,9	3006	0,067	0,19	23,0
010906s	p(x)	102354	297,2	3006	0,068	0,21	23,6
250806i	p(x)	101064	291,6	3059	0,069	0,20	23,5
010906r	p(x)	103803	297,3	4484	0,101	0,28	34,8
010906c	p(x)	103858	292,2	4507	0,099	0,27	33,8
250806h	p(x)	104187	291,6	6042	0,132	0,27	45,1
250806c	p(x)	104187	291,0	6053	0,132	0,31	45,0
010906d	p(x)	105704	292,2	6060	0,131	0,31	44,7
010906q	p(x)	105820	297,4	6070	0,134	0,37	46,2
010906e	p(x)	107856	292,3	7534	0,159	0,38	54,5
010906p	p(x)	108157	297,6	7578	0,163	0,46	56,5
010906f	p(x)	110387	292,4	9013	0,186	0,44	63,7
250806g	p(x)	108825	291,5	9039	0,188	0,40	64,5
250806d	p(x)	108825	291,2	9048	0,188	0,41	64,4
010906o	p(x)	110756	297,6	9061	0,191	0,54	65,9

**Tabelle 19 - Fortgesetzt**

DDMMYYx	Messung	$p_1 [Pa]$	$T_1 [K]$	$Re_1$	$Ma_1$	$Kn_\delta * 10^3$	$U_V [m/s]$
010906n	p(x)	113625	297,6	10497	0,215	0,61	74,4
010906g	p(x)	113354	293,0	10517	0,212	0,50	72,7
010906h	p(x)	117092	293,8	12055	0,236	0,59	81,1
250806e	p(x)	114912	291,3	12057	0,238	0,52	81,4
250806f	p(x)	114976	291,4	12085	0,238	0,54	81,6
010906m	p(x)	117244	297,4	12093	0,240	0,69	83,0
010906l	p(x)	121818	296,7	14005	0,267	0,76	92,2
010906i	p(x)	122455	294,7	14015	0,263	0,68	90,6
010906j	p(x)	126900	295,2	15544	0,282	0,75	97,3
010906k	p(x)	126027	296,1	15580	0,286	0,81	98,8

**Gruppe B**

130906a1	p(x), u(y) x=10mm, z=0	105475	298,8	6005	0,133	0,33	46,2
130906a2	p(x), u(y) x=10mm, z=0	105671	302,0	5965	0,134	0,33	46,7
130906a3	p(x), u(y) x=10mm, z=0	105556	302,7	5986	0,135	0,34	47,1
140906a1	p(x), u(y) x=30mm, z=0	105149	296,6	6053	0,134	0,33	46,1
140906a2	p(x), u(y) x=30mm, z=0	105325	301,6	5944	0,134	0,32	46,6
140906a3	p(x), u(y) x=30mm, z=0	105202	301,8	5881	0,133	0,34	46,2
260906b2	p(x), u(y) x=50mm, z=0	105382	298,1	5911	0,131	0,32	45,3
260906b3	p(x), u(y) x=50mm, z=0	105441	299,0	5897	0,131	0,33	45,4
260906b1	p(x), u(y) x=50mm, z=0	105449	296,0	6085	0,134	0,33	46,0

Tabelle 20: LDA Messungen, Teststeinsatz 17-V-1

DDMMJJx	Messung	Pkte.	$p_1$ [Pa]	$T_1$ [K]	$Re_1$	$Ma_1$	$U_V$ [m/s]	$U_I$ [m/s]	$x_0$ [ $\mu$ m]
190406a	u(x) y=0 z=0	19	102048	293,4	2854	0,064	21,96	n.A.	n.A.
250706a	u(x) y=0 z=0	22	102178	302,8	3069	0,071	24,92	n.A.	n.A.
030406c	u(x) y=0 z=0	14	107437	293,4	6013	0,128	43,92	n.A.	n.A.
03080606a	u(x) y=0 z=0	11	104568	296,5	6154	0,136	47	n.A.	n.A.
030806c	u(x) y=0 z=0	13	104846	300,3	6082	0,136	47,41	n.A.	n.A.
070406a	u(x) y=0 z=0	19	107027	291,7	5900	0,125	42,83	n.A.	n.A.
100306-cl	u(x) y=0 z=0	10	106007	292,9	5976	0,128	44,12	n.A.	n.A.
100306b	u(x) y=0 z=0	21	106771	292,7	6053	0,129	44,32	n.A.	n.A.
100306d	u(x) y=0 z=0	9	106830	291,9	6061	0,129	44,14	n.A.	n.A.
110406a	u(x) y=0 z=0	5	102007	289,3	6004	0,132	45,08	n.A.	n.A.
120406b	u(x) y=0 z=0	24	106664	290,5	6026	0,127	43,55	n.A.	n.A.
120406d	u(x) y=0 z=0	37	106637	292,3	5902	0,126	43,13	n.A.	n.A.
130906a	u(x) y=0 z=0	11	105578	296,9	6105	0,134	46,34	n.A.	n.A.
140306d	u(x) y=0 z=0	7	106800	294,4	6026	0,129	44,55	n.A.	n.A.
150806a	u(x) y=0 z=0	8	104375	295,9	6128	0,135	46,75	n.A.	n.A.
180406a	u(x) y=0 z=0	4	107198	293	6006	0,128	43,85	n.A.	n.A.
190406c	u(x) y=0 z=0	21	106985	295,3	5921	0,127	43,95	n.A.	n.A.
250706b	u(x) y=0 z=0	22	106429	304,1	5903	0,132	46,37	n.A.	n.A.
260606a	u(x) y=0 z=0	9	105634	297	5934	0,13	45	n.A.	n.A.
260606d	u(x) y=0 z=0	8	105697	300,1	5809	0,129	44,84	n.A.	n.A.
270606a	u(x) y=0 z=0	9	102522	299,3	3164	0,072	25,07	n.A.	n.A.
280606a	u(x) y=0 z=0	5	108873	298,5	5986	0,128	44,45	n.A.	n.A.

**Tabelle 20 - Fortgesetzt**

DDMMJJx	Messung	Plkte.	$p_1$ [Pa]	$T_1$ [K]	$Re_1$	$Ma_1$	$U_V$ [m/s]	$U_I$ [m/s]	$x_0$ [ $\mu$ m]
310706a	u(x) y=0 z=0	11	105824	300,5	6093	0,135	47,1	n.A.	n.A.
150806b	u(y) x=-2mm z=0	17	104484	298,4	6060	0,135	46,88	28,89	4,1
030806b	u(y) x=2mm z=0	23	104807	300,4	6075	0,136	47,39	51,74	0,9
110406d	u(y) x=2mm z=0	22	107016	292,4	5815	0,124	42,42	45,26	-44
070406d	u(y) x=10mm z=0	14	107360	294	5991	0,128	43,98	63,67	-148,1
100306c	u(y) x=10mm z=0	24	106861	292,2	6000	0,128	43,76	48,65	8,1
110406b	u(y) x=10mm z=0	25	101465	290,9	5929	0,132	45,15	45,34	-11,1
130906b	u(y) x=10mm z=0	25	105588	301,6	6040	0,135	47,13	52,07	17,1
260606c	u(y) x=10mm z=0	10	105481	299,8	5880	0,131	45,43	68,24	-137,6
260606e	u(y) x=10mm z=0	5	105683	300,7	5697	0,127	44,15	57,39	(-69,7)
070606a	u(y) x=10mm z=20.5mm	25	106315	297,2	6054	0,132	45,71	55,49	-256,1
120406a	u(y) x=30mm z=0	39	106585	292,6	5905	0,126	43,26	47,79	9,4
140906a	u(y) x=30mm z=0	25	105251	301,1	6007	0,134	46,84	53,03	3,2
220606a	u(y) x=30mm z=0	25	105654	298,2	6119	0,135	46,77	52,04	2,8
090606a	u(y) x=3e-05 z=20.5mm	24	106044	297,1	5972	0,13	45,17	46,98	-19
010806a	u(y) x=50mm z=0	7	105208	299,4	6090	0,135	47,06	55,21	0,6
180406b	u(y) x=50mm z=0	10	106560	293,5	5938	0,127	43,77	44,04	4,8
180406c	u(y) x=50mm z=0	33	106647	295,4	5913	0,128	44,05	50,06	-3,4
180406s	u(y) x=50mm z=0	37	106632	295,2	5913	0,128	44,01	49,82	-6,3
260906b	u(y) x=50mm z=0	27	105353	297,8	5958	0,131	45,54	52,83	8,4
310706b	u(y) x=50mm z=0	22	106210	302,5	6144	0,137	47,89	56,5	0,6
311006a	u(y) x=50mm z=0	11	104396	292,7	5996	0,131	44,85	52,09	-19,1
010806b	u(y) x=50mm z=20.5mm	19	105545	300,8	6120	0,136	47,53	49,93	0,6

**Tabelle 20 - Fortgesetzt**

DDMMJJx	Messung	Pkte.	$p_1 [Pa]$	$T_1 [K]$	$Re_1$	$Ma_1$	$U_V [m/s]$	$U_I [m/s]$	$x_0 [\mu m]$
180406d	u(y) x=60mm z=0	38	106569	294,3	5927	0,128	43,89	51,09	0,2
190406b	u(x) y=0 z=0	20	113516	294,6	8367	0,169	58,28	n.A.	n.A.
070606a	u(y) x=10mm z=20.5mm	23	111624	298,2	9048	0,189	65,44	72,6	4,4
290606a	u(y) x=30mm z=0	13	113012	300,4	9148	0,19	66,19	69,13	16
090606a	u(y) x=30mm z=20.5mm	5	111110	298,5	9064	0,19	66,01	219,77	182,3
250706c (1)	u(x) y=0 z=0	9	112499	305,2	9168	0,195	68,55	n.A.	n.A.
250706c (2)	u(x) y=0 z=0	14	112499	305,2	9168	0,195	68,55	n.A.	n.A.
080507b	p(x), u(y) x=0.05 z=0	42	107301	296.2	7551	0.162	56.14	60.9	2
080705a	p(x), u(y) x=0.05 z=0	36	108296	295.1	8115	0.172	59.4	64.85	-3.3
230107a	u(y) x=0.05 z=0	12	109434	289	9269	0.189	64.67	121.18	-195.3

Tabelle 21: LDA Messungen, verschiedene Geometrien

DDMMJJx	Geometrie	Messung	Pkte.	$p_1 [Pa]$	$T_1 [K]$	$Re_1$	$Ma_1$	$U_V [m/s]$
VNr4.xls	T-1.0	u(x) y=0.5 z=0	30	105850	294,366	6087,48	0,131672	45,3765
260706a	V-1.0-G	u(x) y=0 z=0	23	106968	303,358	6033,66	0,134072	46,9368
270706a	V-1.0-S	u(x) y=0 z=0	27	107496	303,169	6137,12	0,135507	47,4421

Tabelle 22: Messungen mit dem Ringspalt-Minikanal.

DDMMJJx	Gas	$x_{L,off}$ [ppm]	$p_1$ [Pa]	$T_1$ [K]	$\dot{m}$ [kg/s]	$\dot{Q}_i$ [W]	$Re_1$	$q_1^+$	$Ma_1$	$K_{n\delta}$	$\eta_q$	$f_{ref}$	$N_{UT,E6}$
231105-2a	1	107	249969	296.9	0.00146	-	1493	-	0.058	0.00029	-	0.01579	-
231105-2b	1	109	250770	297.0	0.00294	-	3014	-	0.117	0.00044	-	0.00871	-
231105-2c	1	119	251250	299.5	0.00392	-	3988	-	0.156	0.00056	-	0.00755	-
231105-2d	1	125	251825	302.1	0.00468	-	4734	-	0.187	0.00066	-	0.00717	-
161205b	1	1139	393665	294.5	0.00054	-	557	-	0.014	0.00010	-	0.03870	-
161205c	1	1132	396078	293.4	0.00102	-	1051	-	0.025	0.00015	-	0.02214	-
220905a	1	1438	400570	296.5	0.00138	-	1413	-	0.034	0.00017	-	0.01703	-
161205o	1	1169	383584	294.0	0.00146	-	1502	-	0.038	0.00019	-	0.01670	-
231105a	1	21	400347	293.3	0.00147	-	1518	-	0.036	0.00018	-	0.01552	-
161205d	1	1126	398027	289.5	0.00153	-	1596	-	0.038	0.00018	-	0.01506	-
161205e	1	1127	397881	287.2	0.00203	-	2127	-	0.050	0.00021	-	0.01185	-
161205f	1	1129	397123	286.2	0.00252	-	2646	-	0.062	0.00024	-	0.00974	-
220905b	1	1501	400559	296.0	0.00289	-	2959	-	0.072	0.00027	-	0.00912	-
231105b	1	21	400633	293.1	0.00292	-	3018	-	0.072	0.00027	-	0.00877	-
161205g	1	1123	399341	285.6	0.00301	-	3162	-	0.074	0.00027	-	0.00864	-
161205h	1	1123	399089	285.6	0.00352	-	3697	-	0.086	0.00030	-	0.00786	-
161205i	1	1120	400177	285.8	0.00398	-	4184	-	0.097	0.00033	-	0.00743	-
220905c	1	1554	397717	296.6	0.00438	-	4481	-	0.109	0.00037	-	0.00728	-
231105c	1	25	401206	293.4	0.00434	-	4487	-	0.108	0.00036	-	0.00713	-
161205j	1	1123	399296	286.2	0.00451	-	4733	-	0.110	0.00037	-	0.00711	-
161205k	1	1129	397184	287.5	0.00505	-	5280	-	0.125	0.00042	-	0.00700	-
231105d	1	28	400474	296.0	0.00536	-	5502	-	0.134	0.00045	-	0.00705	-
161205l	1	1120	400358	289.4	0.00548	-	5708	-	0.135	0.00047	-	0.00742	-
231105e	1	64	400950	300.0	0.00590	-	5998	-	0.148	0.00052	-	0.00753	-
231105fb	1	33	418235	297.8	0.00595	-	6081	-	0.142	0.00051	-	0.00752	-

**Tabelle 22 - Fortgesetzt**

DDMMJJx	Gas	$x_{Luft}$ [ppm]	$p_1$ [Pa]	$T_1$ [K]	$\dot{m}$ [kg/s]	$\dot{Q}_i$ [W]	$Re_1$	$q_1^+$	$Ma_1$	$K_{n\delta}$	$\eta_q$	$f_{ref}$	$N_{uTE6}$
161205m	1	1120	400344	290.8	0.00599	-	6214	-	0.147	0.00053	-	0.00788	-
231105f	1	35	400665	299.5	0.00617	-	6281	-	0.155	0.00055	-	0.00771	-
161205n	1	1118	401090	293.4	0.00629	-	6494	-	0.155	0.00057	-	0.00824	-
161205a	1	1104	405858	292.4	0.00634	-	6553	-	0.154	0.00057	-	0.00835	-
271105-3a	2	4531	150082	297.3	0.00396	-	4515	-	0.109	0.00033	-	0.00716	-
271105-3b	2	4585	149707	296.7	0.00396	56.1	4519	0.00025	0.109	0.00036	0.92	0.00812	11.2
271105-3c	2	4614	150086	299.1	0.00398	545.2	4514	0.00243	0.109	0.00063	0.89	0.01985	11.8
090106a	2	111	199180	296.4	0.00091	-	1042	-	0.019	0.00010	-	0.02245	-
271105-2a	2	4320	199739	296.7	0.00137	-	1569	-	0.028	0.00013	-	0.01543	-
090106b	2	111	199305	296.3	0.00202	-	2307	-	0.042	0.00016	-	0.01110	-
271105-2b	2	4317	199865	296.6	0.00266	-	3042	-	0.055	0.00018	-	0.00868	-
090106c	2	111	199591	295.8	0.00303	-	3469	-	0.062	0.00020	-	0.00819	-
271105-2c	2	4314	200007	296.4	0.00393	-	4495	-	0.081	0.00025	-	0.00718	-
090106d	2	111	198428	294.3	0.00401	-	4612	-	0.083	0.00025	-	0.00720	-
090106e	2	111	198913	291.9	0.00492	-	5688	-	0.101	0.00032	-	0.00751	-
271105-2d	2	4316	199908	296.2	0.00528	-	6035	-	0.109	0.00034	-	0.00766	-
090106f	2	111	199239	286.6	0.00572	-	6705	-	0.116	0.00039	-	0.00851	-
090106f	2	111	199155	290.2	0.00600	-	6969	-	0.123	0.00041	-	0.00858	-
271105-2e	2	4345	200438	296.1	0.00656	-	7500	-	0.135	0.00046	-	0.00881	-
090106g	2	111	199434	288.6	0.00703	-	8199	-	0.143	0.00051	-	0.00927	-
090106h	2	111	199444	287.6	0.00723	-	8462	-	0.147	0.00053	-	0.00940	-
271105-2f	2	4348	200272	296.1	0.00785	-	8977	-	0.161	0.00058	-	0.00947	-
271105-2g	2	4388	200373	296.5	0.00919	-	10498	-	0.189	0.00069	-	0.00943	-
271105-2h	2	4386	200419	297.2	0.01037	-	11828	-	0.213	0.00080	-	0.00948	-

Tabelle 22 - Fortgesetzt

DDMMJJx	Gas	$x_{Luft}$ [ppm]	$p_1$ [Pa]	$T_1$ [K]	$\dot{m}_i$ [kg/s]	$\dot{Q}_i$ [W]	$Re_1$	$q_1^+$	$Ma_1$	$Kn_\delta$	$\eta_q$	$f_{ref}$	$N_{UT,E6}$
271105a	2	4133	299532	294.8	0.00136	-	1562	-	0.019	0.00008	-	0.01447	-
271105b	2	4077	300128	294.8	0.00272	-	3124	-	0.037	0.00012	-	0.00841	-
271105c	2	4267	299969	294.5	0.00389	-	4460	-	0.053	0.00016	-	0.00704	-
271105d	2	4394	300231	295.2	0.00525	-	6008	-	0.072	0.00022	-	0.00755	-
271105e	2	4269	300117	295.0	0.00656	-	7512	-	0.090	0.00030	-	0.00871	-
271105f	2	4279	300396	294.9	0.00783	-	8975	-	0.107	0.00037	-	0.00931	-
271105g	2	4282	300204	295.0	0.00918	-	10517	-	0.126	0.00044	-	0.00930	-
271105h	2	4281	300236	295.3	0.01046	-	11972	-	0.143	0.00051	-	0.00928	-
271105i	2	4238	300423	295.7	0.01183	-	13529	-	0.162	0.00057	-	0.00908	-
271105j	2	4238	300422	296.3	0.01312	-	14982	-	0.180	0.00064	-	0.00899	-
291005-3a2b	3	536	149306	293.4	0.00505	32.2	4604	0.00023	0.106	0.00038	0.82	0.00788	6.7
291005-3a2a	3	536	149551	293.3	0.00506	31.1	4614	0.00022	0.106	0.00038	0.84	0.00789	6.2
291005-3a1	3	533	150182	293.8	0.00508	-	4625	-	0.106	0.00035	-	0.00706	-
291005-3a3b	3	533	150250	293.3	0.00505	310.9	4604	0.00222	0.106	0.00062	0.85	0.01715	7.5
291005-3a3a	3	533	150362	293.6	0.00505	310.9	4599	0.00222	0.106	0.00062	0.85	0.01719	7.6
291005a	3	349	224140	295.4	0.00335	-	3034	-	0.047	0.00017	-	0.00878	-
291005e	3	394	223630	293.9	0.00507	-	4612	-	0.071	0.00024	-	0.00709	-
291005b	3	348	223841	295.5	0.00667	-	6039	-	0.094	0.00032	-	0.00759	-
291005c	3	356	224070	295.1	0.01005	-	9105	-	0.141	0.00055	-	0.00934	-
291005d	3	387	223769	294.0	0.01280	-	11628	-	0.180	0.00072	-	0.00935	-

**Tabelle 22 - Fortgesetzt**

DDMMJJx	Gas	$x_{L,eff}$ [ppm]	$p_1$ [Pa]	$T_1$ [K]	$\dot{m}$ [kg/s]	$\dot{Q}_i$ [W]	$Re_1$	$q_1^+$	$Ma_1$	$K_{n\delta}$	$\eta_q$	$f_{ref}$	$Nu_{TE6}$
291005f	3	401	224011	292.7	0.00502	31.1	4581	0.00022	0.070	0.00025	0.81	0.00777	12.2
291005g	3	431	223717	294.5	0.00507	309.5	4605	0.00219	0.071	0.00039	0.85	0.01611	11.9
291005-2a	3	368	300869	293.5	0.01469	-	13357	-	0.153	0.00059	-	0.00910	-
291005-2b	3	376	300073	296.2	0.01337	367.5	12068	0.00098	0.141	0.00064	0.92	0.01142	33.5

Tabelle 23: Messungen mit dem Ringspalt-Minikanal.

DDMMJJx	Gas	$x_{L_{a,ft}}$ [ppm]	$p_1$ [Pa]	$T_1$ [K]	$\dot{m}$ [kg/s]	$\dot{Q}_i$ [W]	$\dot{Q}_a$ [W]	$Re_1$	$q_1^+$	$Ma_1$	$Kn_\delta$	$\eta_q$	$f_{ref}$	$N_{UT E6}$
030505a	1	44	249999	299.2	0.00146	347.5	336.2	1491	0.00167	0.059	0.00024	0.98	0.00953	7.1
030505b	1	59	250007	303.4	0.00297	708.3	686.2	2999	0.00166	0.122	0.00039	1.00	0.00561	8.6
030505c	1	70	250432	309.4	0.00398	960.7	925.8	3962	0.00164	0.164	0.00006	1.02	0.00007	9.4
180505a	1	132	399661	295.0	0.00150	100.5	97.5	1541	0.00048	0.038	0.00013	0.98	0.00801	6.8
180505b	1	79	400876	295.1	0.00310	212.9	206.2	3190	0.00049	0.078	0.00020	1.02	0.00431	8.3
180505c	1	83	399840	298.5	0.00437	302.1	292.7	4462	0.00049	0.111	0.00026	1.03	0.00358	10.1
180505d	1	89	400374	305.2	0.00592	415.2	404.9	5951	0.00049	0.152	0.00036	1.05	0.00333	11.9
180505e	1	156	399544	304.0	0.00588	420.3	407.4	5925	0.00050	0.151	0.00035	1.03	0.00333	11.8
030505d	1	63	394362	310.7	0.00555	799.0	773.9	5507	0.00098	0.146	0.00036	1.03	0.00372	11.1
030505e	1	62	400290	296.7	0.00151	208.3	202.8	1546	0.00098	0.038	0.00014	0.99	0.00879	7.1
030505f	1	72	400265	296.4	0.00292	403.1	388.8	2995	0.00098	0.074	0.00021	0.98	0.00515	8.2
030505g	1	74	399821	299.6	0.00439	600.9	591.8	4467	0.00097	0.112	0.00029	1.00	0.00396	10.0
180505-1a	1	138	399875	293.3	0.00047	66.1	63.7	484	0.00101	0.012	0.00008	0.99	0.02696	2.0
180505-1b	1	150	400249	292.5	0.00145	394.1	381.1	1504	0.00195	0.036	0.00015	0.96	0.01002	7.2
180505-1c	1	228	400146	304.6	0.00295	822.2	796.2	2968	0.00193	0.076	0.00024	1.00	0.00569	8.7
080405f	2	530	199845	291.2	0.00253	70.4	67.5	2933	0.00099	0.052	0.00014	0.86	0.00546	6.3
201204c	2	75	200161	288.6	0.00393	103.7	99.6	4581	0.00096	0.081	0.00018	0.88	0.00374	8.8
201204d	2	84	200014	288.3	0.00516	138.1	133.2	6022	0.00097	0.106	0.00024	0.90	0.00364	9.0

Tabelle 23 - Fortgesetzt

DDMMJJx	Gas	$x_{Lu,ft}$ [ppm]	$p_1$ [Pa]	$T_1$ [K]	$\dot{m}$ [kg/s]	$\dot{Q}_i$ [W]	$\dot{Q}_a$ [W]	$Re_1$	$q_1^+$	$Ma_1$	$K^{n\delta}$	$\eta_q$	$f_{ref}$	$N_{UT E6}$
201204e	2	93	200119	288.8	0.00641	173.2	167.2	7468	0.00098	0.132	0.00029	0.91	0.00356	13.8
201204f	2	104	200016	290.2	0.00773	209.7	202.8	8982	0.00098	0.159	0.00038	0.93	0.00386	22.8
201204g	2	116	200255	291.8	0.00906	246.6	238.6	10479	0.00098	0.187	0.00045	0.95	0.00384	28.3
201204h	2	119	200062	293.3	0.01006	276.1	267.1	11589	0.00098	0.208	0.00051	0.96	0.00388	31.7
080405g	2	529	199960	291.9	0.00260	139.3	133.8	3012	0.00191	0.054	0.00016	0.85	0.00612	7.3
221204b	2	80	200190	290.6	0.00258	139.4	134.0	3000	0.00194	0.053	0.00017	0.86	0.00679	7.0
221204c	2	87	200134	289.6	0.00386	208.9	200.5	4492	0.00195	0.079	0.00022	0.88	0.00505	8.7
221204d	2	94	200027	289.5	0.00516	277.8	267.3	6002	0.00194	0.106	0.00027	0.90	0.00431	9.1
221204e	2	158	130183	289.7	0.00646	348.7	335.2	7516	0.00195	0.204	0.00033	0.92	0.00406	12.3
221204f	2	103	200219	290.3	0.00774	418.2	405.0	8988	0.00195	0.159	0.00041	0.93	0.00423	19.4
221204g	2	110	200267	293.1	0.00909	497.9	480.8	10473	0.00196	0.188	0.00049	0.94	0.00421	24.3
221204h	2	110	200301	294.8	0.00954	522.2	503.9	10947	0.00194	0.198	0.00052	0.95	0.00420	25.8
220305b	2	380	200000	296.1	0.00262	217.4	208.3	2999	0.00292	0.055	0.00018	0.86	0.00693	8.4
220305c	2	438	200001	296.3	0.00395	325.7	312.2	4520	0.00290	0.082	0.00024	0.90	0.00552	8.7
220305d	2	495	199850	296.7	0.00525	435.9	418.7	5991	0.00292	0.109	0.00030	0.92	0.00476	9.5
220305e	2	508	200047	297.2	0.00658	546.0	525.5	7499	0.00292	0.137	0.00037	0.93	0.00435	10.6
220305f	2	508	200138	296.9	0.00785	653.4	637.4	8961	0.00295	0.164	0.00044	0.93	0.00428	15.9
220305g	2	508	200247	298.5	0.00918	757.6	735.9	10433	0.00290	0.192	0.00052	0.95	0.00424	20.3
230305b	2	705	200016	298.6	0.00262	293.8	281.2	2976	0.00391	0.055	0.00020	0.86	0.00776	7.9
230305c	2	680	200218	298.0	0.00396	439.4	421.8	4509	0.00388	0.083	0.00027	0.90	0.00620	8.6
230305d	2	656	200072	298.4	0.00527	584.2	562.3	5992	0.00388	0.110	0.00034	0.91	0.00541	9.3

Tabelle 23 - Fortgesetzt

DDMMJJx	Gas	$x_{Luft}$ [ppm]	$p_1$ [Pa]	$T_1$ [K]	$\dot{m}$ [kg/s]	$\dot{Q}_i$ [W]	$\dot{Q}_a$ [W]	$Re_1$	$q_1^+$	$Ma_1$	$Kn_\delta$	$\eta_q$	$f_{ref}$	$N_{UTE6}$
080405b	2	321	299880	291.3	0.00260	70.3	67.2	3007	0.00097	0.036	0.00010	0.86	0.00585	6.4
080405c	2	333	300108	291.0	0.00390	105.5	101.2	4517	0.00097	0.054	0.00013	0.89	0.00421	9.2
161204a	2	51	300074	290.0	0.00130	34.0	32.2	1509	0.00093	0.018	0.00007	0.81	0.01090	3.5
161204b	2	52	300319	289.4	0.00264	72.7	67.9	3066	0.00098	0.036	0.00010	0.83	0.00559	5.6
161204c	2	53	300383	288.1	0.00515	137.8	132.3	6012	0.00097	0.070	0.00016	0.90	0.00366	8.5
161204d	2	54	300139	287.9	0.00641	172.3	166.1	7483	0.00097	0.088	0.00019	0.88	0.00354	13.8
161204e	2	56	300438	288.0	0.00900	240.3	232.2	10511	0.00097	0.123	0.00028	0.93	0.00378	28.2
161204f	2	58	300153	289.4	0.01162	311.0	301.2	13511	0.00097	0.159	0.00037	0.94	0.00374	37.5
161204g	2	42	300193	290.7	0.00384	104.9	100.3	4448	0.00098	0.053	0.00013	0.86	0.00449	8.8
161204h	2	48	299928	288.4	0.00774	206.8	200.0	9031	0.00097	0.106	0.00024	0.92	0.00381	22.5
161204i	2	50	299947	288.5	0.01028	275.9	267.2	11982	0.00097	0.141	0.00032	0.93	0.00377	33.2
161204j	2	53	299842	290.0	0.01246	335.7	324.4	14466	0.00097	0.171	0.00040	0.95	0.00372	40.1
171204b	2	86	300174	293.6	0.00267	142.2	135.6	3068	0.00188	0.037	0.00011	0.83	0.00615	7.0
171204c	2	88	300088	293.1	0.00390	213.0	203.7	4489	0.00194	0.054	0.00014	0.88	0.00475	8.6
171204d	2	89	300187	292.7	0.00523	282.9	271.7	6033	0.00192	0.072	0.00018	0.91	0.00409	9.0
171204e	2	89	300221	292.9	0.00652	354.2	340.4	7512	0.00193	0.090	0.00022	0.93	0.00389	12.5
171204f	2	88	300095	293.8	0.00783	427.2	411.7	9000	0.00194	0.108	0.00027	0.94	0.00409	19.6
171204g	2	92	300312	294.5	0.00911	500.9	483.5	10450	0.00195	0.126	0.00031	0.94	0.00404	24.8
171204h	2	92	300011	296.2	0.01050	576.0	556.0	12000	0.00193	0.146	0.00036	0.95	0.00402	29.8
171204i	2	91	300077	297.3	0.01190	652.9	631.4	13559	0.00193	0.166	0.00041	0.96	0.00396	33.8
230305b	2	0	300062	296.7	0.00266	221.2	208.7	3037	0.00289	0.037	0.00012	0.87	0.00722	7.4
230305c	2	4	300147	296.6	0.00400	332.1	318.2	4560	0.00292	0.056	0.00016	0.90	0.00555	9.3
230305d	2	4	300025	296.6	0.00525	436.7	417.3	5994	0.00291	0.073	0.00020	0.92	0.00476	9.1

**Tabelle 23 - Fortgesetzt**

DDMMJJx	Gas	$x_{Laft}$ [ppm]	$p_1$ [Pa]	$T_1$ [K]	$\dot{m}$ [kg/s]	$\dot{Q}_i$ [W]	$\dot{Q}_a$ [W]	$Re_1$	$q_1^+$	$Ma_1$	$Kn_\delta$	$\eta_q$	$f_{ref}$	$Nu_{TE6}$
230305e	2	6	299898	297.1	0.00660	546.8	525.9	7519	0.00291	0.092	0.00024	0.93	0.00431	12.6
230305f	2	6	300188	298.0	0.00790	658.7	634.6	8979	0.00292	0.110	0.00029	0.93	0.00434	17.0
230305g	2	8	300160	298.8	0.00918	770.7	743.2	10420	0.00293	0.128	0.00034	0.94	0.00428	21.4
230305h	2	92	299829	299.8	0.01057	888.6	858.3	11968	0.00293	0.148	0.00039	0.94	0.00424	27.2
290305b	2	13	300213	297.7	0.00262	292.6	280.0	2982	0.00390	0.036	0.00013	0.87	0.00798	7.8
290305c	2	12	300207	297.9	0.00391	438.4	420.3	4450	0.00392	0.054	0.00018	0.89	0.00623	8.4
290305d	2	9	300351	298.4	0.00526	578.7	560.1	5969	0.00386	0.073	0.00022	0.91	0.00531	7.8



# Lebenslauf

## Persönliche Angaben

Name	Frederik Arbeiter
Geburtsdatum	14. Mai 1977
Geburtsort	Karlsruhe
Familienstand	ledig
Staatsangehörigkeit	deutsch

## Ausbildung

1983 - 1988	1. - 5. Klasse Freie Waldorfschule Karlsruhe
1988 - 1989	6. Klasse Erich Kästner Realschule Stutensee
1989 - 1996	7. - 13. Klasse Thomas Mann Gymnasium Stutensee
24.06.1996	Zeugnis der allgemeinen Hochschulreife
1997 - 2003	Universität Karlsruhe (TH), Studium des Allgemeinen Maschinenbaus
01.02.2003	Zeugnis über die Diplomprüfung (sehr gut)

## Tätigkeiten

1995 - 2001	Freier Mitarbeiter bei der Softwareentwicklung der Fa. SSM Testronik GmbH in Speyer
01.03.-31.05.2002	Wissenschaftliche Hilfskraft am Institut für Thermische Strömungsmaschinen der Universität Karlsruhe (TH)
seit 15.04.2003	Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Forschungszentrum Karlsruhe, Institut für Reaktorsicherheit (IRS)