

EXPERIMENTE ZUR LAMINAR/TURBULENTEN TRANSITION VON FLÜSSIGKEITSSTRÖMUNGEN IN RECHTECKIGEN MIKROKANÄLEN

EXPERIMENTS ON THE LAMINAR/TURBULENT TRANSITION OF LIQUID FLOWS IN RECTANGULAR MICRO CHANNELS

Wolf Wibel¹, Peter Ehrhard²

¹Forschungszentrum Karlsruhe, Institut für Mikroverfahrenstechnik,
Postfach 3640, D-76021 Karlsruhe

²Technische Universität Dortmund, Bio- und Chemieingenieurwesen, Strömungsmechanik,
Emil-Figge-Str. 68, D-44221 Dortmund

Mikrokanal, laminar/turbulente Transition, μ PIV, zeitgemittelte Größen, Turbulenzgrößen;
microchannel, laminar/turbulent transition, μ PIV, mean flow, turbulent fluctuations;

Zusammenfassung

Die Fortschritte in den Mikro-Fertigungstechniken erlauben heute die Herstellung von Mikrowärmetauschern oder Mikroreaktoren. Diese Mikroapparate sind gekennzeichnet durch ein sehr großes Verhältnis von Oberfläche zu Volumen, wodurch die Übertragung großer Wärmeströme oder die Bereitstellung großer katalytischer Oberflächen möglich werden. Für die Auslegung und Optimierung solcher Mikroapparate sind zuverlässige Korrelationen für den Druckabfall und den Wärmeübergang von entscheidender Bedeutung, genauso wie detaillierte Informationen zur laminar/turbulenten Transition. Da sowohl die Korrelationen als auch die Transition für Mikrokanäle bis zum heutigen Tage in der Literatur kontrovers diskutiert werden, erscheinen sorgfältige Untersuchungen dringend notwendig.

Wir betrachten rechteckige Mikrokanäle aus Edelstahl mit einem hydraulischen Durchmesser von $d_h \cong 133 \mu m$. Bei konstantem hydraulischem Durchmesser werden drei verschiedene Seitenverhältnisse, nämlich 1:1, 1:2, 1:5, untersucht. Die Wandrauhigkeit ist im allgemeinen $k \cong 1-2 \mu m$. Außerdem werden auch aufgeraute Mikrokanäle mit Rauigkeiten bis $k \cong 25 \mu m$ untersucht. Mit Druckdifferenzen bis 20 bar wird gefiltertes, entgastes und deionisiertes Wasser durch die Mikrokanäle gepumpt, so dass Reynolds-Zahlen bis $Re \cong 4000$ realisiert werden können. Die Messtechnik umfasst hochgenaue Messungen (i) des Massenstroms mittels zeitaufgelöster Präzisionswägung, (ii) der Ein- und Austrittstemperaturen mittels Widerstandssonden (Pt100), (iii) des Druckabfalls zwischen Ein- und Austrittsplenum mittels Druckmessdosen und (iv) des zeitaufgelösten, zweidimensionalen Geschwindigkeitsfeldes mittels μ PIV.

Im einzelnen werden die Profile der zeitgemittelten axialen Geschwindigkeit, die Intermittenz, die Profile der Turbulenzintensitäten, sowie die Profile der turbulenten Schubspannung diskutiert. Wir finden, konsistent aus allen gemessenen Größen, für „glatte“ Kanäle den Beginn der laminar/turbulenten Transition im Bereich $Re_c \cong 1600-2300$. Hierbei zeigen die Mikroka-

näle mit größerem Seitenverhältnis eine spätere Transition. Diese Ergebnisse befinden sich in guter Übereinstimmung mit Ergebnissen in makroskopischen rechteckigen Kanälen.

Einleitung

Die Frage der laminar/turbulenten Transition von Flüssigkeitsströmungen in Mikrokanälen ist nicht endgültig beantwortet. Einerseits sind in der Literatur Druckabfallmessungen durchgeführt worden, um den Transitionsbereich sowie die Druckabfallkorrelationen im laminaren und turbulenten Bereich zu ermitteln. Jüngere Experimente (z.B. Celata et al. 2006, Sharp et al. 2004) liefern etwa vertrauenswürdige Ergebnisse zum Druckabfall von Flüssigkeiten in Mikrorohren. Hieraus kann geschlossen werden, dass die Transition zu turbulenter Strömung bei ähnlichen Reynolds-Zahlen erfolgt, wie es auch in makroskopischen Rohren beobachtet wird. Dies stellt einen Widerspruch zu früheren Veröffentlichung (z.B. Peng et al. 1996, Mala et al. 1999) dar. Die jüngeren Experimente zeigen zudem keine nennenswerten Abweichungen von der Druckabfallkorrelation, die theoretisch für die laminare Rohrströmung abgeleitet ist und die offensichtlich in makroskopischen Rohren gültig ist. Kandlikar et al. 2005 etwa finden gute Übereinstimmung mit der konventionellen laminaren Theorie, solange in den Mikrokanälen die relative Rauigkeit $r/d_h < 6\%$ bleibt. Für Rauigkeiten $r/d_h > 6\%$ hingegen, finden sie eine deutlich kleinere kritische Reynolds-Zahl für die Transition zur Turbulenz sowie einen höheren Druckverlust. Wibel & Ehrhard 2006 haben den Druckabfall in rechteckigen Mikrokanälen vom Seitenverhältnis 1:1, 1:2, 1:5 untersucht. Durch den Vergleich von jeweils zwei Kanälen unterschiedlicher Länge schließen sie auf den Druckabfall der vollständig eingelaufenen Strömung im Mikrokanal. Die laminar/turbulente Transition im quadratischen (1:1) Mikrokanal findet sich bei $1900 \leq Re \leq 2200$, d.h. in einem ähnlichen Bereich wie bei makroskopischen Kanälen. Auch die Druckabfallkorrelationen für den quadratischen Mikrokanal im laminaren und turbulenten Bereich stimmen recht gut mit den theoretischen und empirischen Korrelationen überein, die in makroskopischen Kanälen gültig sind. Wird das Seitenverhältnis zu 1:2 und 1:5 erhöht, so wird die laminar/turbulente Transition zu größeren Reynolds-Zahlen verschoben und der Transitionsbereich wird breiter. Neben den aktuellen Arbeiten gibt es zahlreiche frühere Arbeiten, die bisweilen über deutlich unterschiedliches Verhalten der Mikroströmungen berichten. Eine aktuelle Übersicht zu diesen Arbeiten findet sich etwa im Artikel von Hetsroni et al. 2005. Dort wird neben einer sorgfältigen Diskussion der Arbeiten auch auf die Ursachen der Diskrepanzen eingegangen.

Andererseits sind zeitabhängige Messungen des Geschwindigkeitsfeldes in Mikrokanälen mit Hilfe der μ PIV-Technik durchgeführt worden, um den laminar/turbulenten Transitionsbereich zu bestimmen. Diese Messungen liefern prinzipiell nicht nur integrale Informationen zur laminar/turbulenten Transition, sondern zudem lokale Informationen zu den zeitgemittelten und schwankenden Geschwindigkeitsanteilen. Somit werden die Einlaufstrecke der Strömung, die räumlichen Profile der zeitgemittelten Strömung und der turbulenten Schwankungen und Spannungen, sowie die intermittierende Strömung im Transitionsbereich zugänglich. Sharp et al. 2004 haben zeitabhängige Messungen der axialen Geschwindigkeit auf der Achse eines kreisförmigen Mikrorohrs durchgeführt. Sie finden den Beginn der laminar/turbulenten Transition im Bereich $1800 \leq Re \leq 2200$, abhängig vom Durchmesser des Mikrorohres. Die obere Grenze des Transitionsbereichs wird nicht angegeben. Auch diese Ergebnisse sind in guter Übereinstimmung mit Ergebnissen in makroskopischen Rohren. Li et al. 2005 messen zeitabhängige Geschwindigkeitsfelder in Mikrokanälen von $320 \times 330 \mu\text{m}^2$ Querschnitt. Sie leiten hieraus Profile der zeitgemittelten axialen Geschwindigkeit, der axialen und lateralen Geschwindigkeitsschwankungen, sowie der turbulenten Schubspannung ab. Aus den turbulenten Schwankungen leiten sie den Transitionsbereich $1535 \leq Re \leq 2630\text{-}2853$ ab, wiederum in guter Übereinstimmung mit Ergebnissen in makroskopischen Rechteckkanälen.

Schließlich finden sie, dass die Profile der Turbulenzgrößen ebenfalls gut mit entsprechenden Ergebnissen in makroskopischen Kanälen übereinstimmen. In jüngeren Arbeiten wird weitergehend der Einfluss des hydraulischen Durchmessers (Li et al. 2006a) und des Seitenverhältnisses (Li et al. 2006b) untersucht, wobei ähnliche Ergebnisse gefunden werden.

Dieser Artikel beschäftigt sich gleichfalls mit detaillierten μ PIV-Messungen des zeitabhängigen Geschwindigkeitsfeldes in rechteckigen Mikrokanälen. Die Kanäle sind bei drei verschiedenen Seitenverhältnissen in Edelstahl gefräst. Wir konzentrieren uns auf den laminar/turbulenten Transitionsbereich und diskutieren im einzelnen (i) die Umwandlung des zeitgemittelten axialen Geschwindigkeitsfeldes, (ii) den Charakter der intermittierenden Strömung, (iii) die Entwicklung der Profile der turbulenten Schwankungen und (iv) die Entwicklung der Profile der turbulenten Schubspannung.

Experimenteller Aufbau

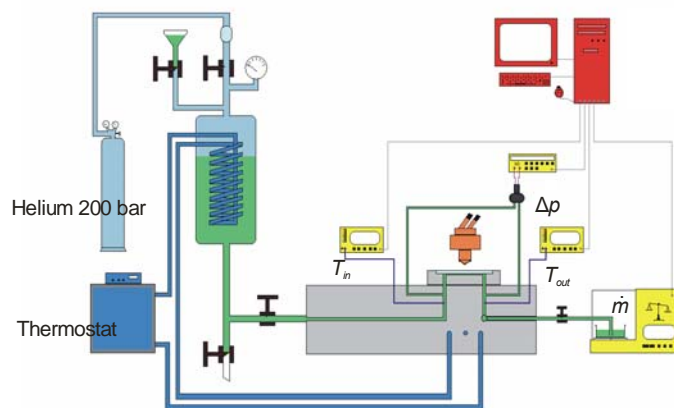


Abb. 1: Experimenteller Aufbau.

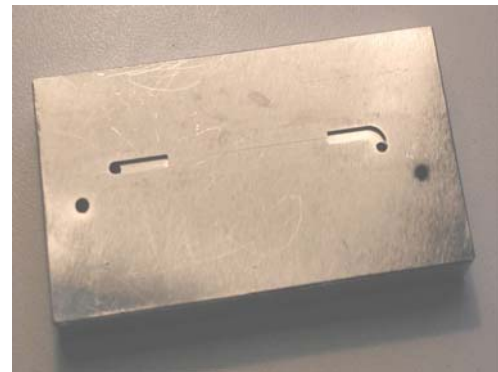


Abb. 2: Träger, eingefräster Mikrokanal.

Der experimentelle Aufbau ist in Abb. 1 skizziert. Um eine turbulente Strömung in Mikrokanälen zu realisieren, sind Strömungsgeschwindigkeiten von einigen 10 m/s und Druckdifferenzen bis 20 bar bereitzustellen. Dies wird erreicht durch komprimiertes Helium als treibendes Gas, präsent oberhalb der Versuchsflüssigkeit (Wasser) in einem Druckbehälter. Helium eignet sich besonders aufgrund seiner geringen Löslichkeit in Wasser und seiner inerten Eigenschaften. Das Helium im Druckbehälter wird durch einen Regler im Bereich $p = 0\text{-}20 \text{ bar}$ auf konstantem Druck gehalten, die Versorgung erfolgt aus einer Hochdruck-Gasflasche. Durch das Helium wird das deionisierte, gefilterte und entgaste Wasser in einen metallischen Basistisch gedrückt, auf welchem die Testkanäle montiert werden. Dieser Basistisch enthält die komplette Messtechnik. Das Wasser verlässt den Basistisch nach oben und durchströmt die montierten Mikrokanäle, bevor es wieder nach unten in den Basistisch eintritt. Die folgenden Größen werden im Basistisch gemessen: (i) die Temperatur des Wasser T_{in} vor Eintritt in den Mikrokanal, (ii) die Temperatur des Wassers T_{out} nach Austritt aus dem Mikrokanal, beides mit $PT100$ Sensoren, (iii) die Druckdifferenz Δp zwischen Eintritt und Austritt des Mikrokanals und (iv) der Massenstrom \dot{m} durch zeitaufgelösten Präzisionswägung. Um konstante Stoffeigenschaften einzustellen, wird die Temperatur des kompletten Aufbaus durch einen Thermostaten und zirkulierendes Kühlmittel konstant gehalten. Die Mikrokanäle sind jeweils in einen metallischen Träger von $7 \times 3.7 \times 1 \text{ cm}^3$ Abmessung von oben eingefräst (vgl. Abb. 2). Große zuführende und abführende Kanäle ($2 \times 1 \text{ mm}^2$) verbinden den (kaum sichtbaren)

Mikrokanal mit den zu- und abführenden Bohrungen, die durch den Träger auf die passenden Bohrungen im Basistisch führen. Der Träger wird von oben durch eine PMMA-Platte gedeckelt. Dieser transparente Deckel erlaubt den optischen Zugang mit einem Mikroskop, sodass die Geschwindigkeitsfelder mit der μ PIV-Technik gemessen werden können. Der modulare Aufbau erlaubt ein einfaches Austauschen der Mikrokanäle, ohne größere Eingriffe in die Messtechnik.

Die Länge der Mikrokanäle ist mit $l = 27 \text{ mm}$ vorgegeben, das Seitenverhältnis mit $1:1$, $1:2$, $1:5$ und der hydraulische Durchmesser für alle Mikrokanäle soll konstant $d_h = 133 \mu\text{m}$ betragen. Durch Fertigungsungenauigkeiten weichen die tatsächlichen Maße geringfügig ab; sie sind in Tab. 1 zusammengefasst. Die Rauigkeit der Mikrokanäle an den Boden- und Seitenflächen kann durch chromatische Aberration bestimmt werden. Wir erhalten hierfür Rauigkeiten im Bereich $r = 0.65\text{-}0.9 \mu\text{m}$, die Rauigkeit der PMMA-Platte hingegen (Deckfläche) ist eine Größenordnung kleiner.

Tab. 1: Abmessung der Mikrokanäle.

Seitenverhältnis	Länge l [mm]	Breite w [μm]	Tiefe d [μm]	hydraulischer Durchmesser d_h [μm]
1:1	26.65	124.4	127	127.74
1:2	27	203.7	103	136.8
1:5	26.67	386	88.4	143.9

Für die μ PIV-Technik verwenden wir ein *Leica* Mikroskop (*DMLM Head*) mit einem $20\times$ -Objektiv mit großem Arbeitsabstand, zwei Nd:YAG Laser (*New Wave, Solo-PIV*), eine CCD-Kamera (*PCO, Imager Intense*) und die *DAVIS 7.0* Software (*LaVision*), sowie eine programmierbare Synchronisationseinheit (*LaVision*) und einen PC. Der prinzipielle Aufbau der μ PIV-Technik wird von Santiago et al. 1998 oder Meinhart et al. 1999 erstmals beschrieben. Zwei Pulse grünen Lichts beleuchten koaxial durch das Mikroskop das Messvolumen im Mikrokanal. Fluoreszierende Partikel innerhalb des Wassers, mit einem nominellen Durchmesser von $d_p = 860 \text{ nm}$ (*Duke Scientific*), emittieren rotes Licht, welches auf die CCD-Kamera abgebildet wird. Durch einen farbempfindlichen Strahlteiler Aufbau im Mikroskop wird sichergestellt, dass grünes Licht durch den Beleuchtungsstrahlengang ins Messvolumen gelangt, aber nicht auf die CCD-Kamera. Somit gelangt lediglich das rote emittierte Licht von den Partikeln zur Kamera. Diese Farbtrennung erlaubt eine rauscharme Abbildung der (kleinen) Partikel. Durch Kreuzkorrelation wird dann aus den zwei Aufnahmen der mittlere Verschiebungsvektor eines Partikelkollektivs innerhalb einem sog. Abfragefenster ermittelt. Der Verschiebungsvektor in Verbindung mit der bekannten Zeitdifferenz Δt zwischen den beiden Aufnahmen, liefert dann unmittelbar den Geschwindigkeitsvektor des Partikelkollektivs. Durch die optischen Eigenschaften des Mikroskops und des Objektivs tragen nur Partikel in der Umgebung der Schärfenebene nennenswert zur Korrelation bei. Dieser Bereich um die Schärfenebene wird als Korrelationstiefe δz bezeichnet und legt letztlich die Dicke des Messvolumens fest. Nach Meinhart et al. 2000 kann die Korrelationstiefe gemäß

$$\delta z \simeq \frac{3n\lambda_e}{NA^2} + \frac{2.16d_p}{\tan \theta} + d_p$$

abgeschätzt werden. Hierbei ist n der Brechungsindex, λ_e die Wellenlänge des emittierten Lichts, NA die numerische Apertur, $\theta \cong NA/n$ der Abbildungswinkel und d_p der Partikeldurchmesser. In unseren Messungen ist $\delta z \cong 15 \mu\text{m}$.

Zur Auswertung der PIV-Doppelbilder verwenden wir Abfragefenster von 64×64 Pixel Größe. Zudem wird eine Überlappung von 75% angewandt, sodass eine räumliche Auflösung von $5.13 \times 5.13 \mu\text{m}^2$ in der Schärfenebene erwartet werden kann. Entsprechend dieser Parameter sowie bei Berücksichtigung der Dicke des Messvolumens, wird die Partikelbeladung

so eingestellt, dass etwa 7-8 Partikel pro Abfragefenster vorhanden sind. Bei Geschwindigkeiten bis 25 m/s im Mikrokanal wären, bei der gewählten Vergrößerung und dem gewählten Abfragefenster, Zeitintervalle von $\Delta t < 0.3 \mu\text{s}$ zwischen den beiden Aufnahmen notwendig. Dies ist mit dem beschriebenen Messsystem nicht möglich ($\Delta t_{\text{min}} = 1 \mu\text{s}$). Aus diesem Grund wird eine mehrfache Auswertung durchlaufen. In einem ersten Durchlauf werden Abfragefenster von 128 x 128 Pixel Größe verwendet, in den weiteren Durchläufen werden Abfragefenster von 64 x 64 Pixel Größe angewandt. Der erste Durchlauf bestimmt grob die Verschiebung der Partikel in Strömungsrichtung, wobei diese Verschiebung dann auf die (kleineren) Abfragefenster bei den folgenden Durchläufen angewandt wird. So wird sichergestellt, dass durch die Verschiebung der Abfragefenster mit der Strömung genügend Partikel in den Abfragefenstern verbleiben. Durch einen weiteren Durchlauf mit kleinen Abfragefenstern, können die Ergebnisse weiter verbessert werden, sodass q -Faktoren (Verhältnis von erstem und zweitem Korrelationsmaximum) von $q > 1.5$ erreicht werden. Zusammenfassend wird damit eine gute Genauigkeit für hohe Geschwindigkeiten bei hoher räumlicher Auflösung im Mikrokanal erreicht. Die Aufnahme der Doppelbilder geschieht mit einer Frequenz von $f_s = 2 \text{ Hz}$. Diese Abtastfrequenz ist natürlich nicht ausreichend, um das vollständige Spektrum der turbulenten Strömung im Mikrokanal zeitlich aufzulösen, liefert aber gleichwohl vernünftige zeitlich gemittelte Informationen.

Die Genauigkeit der übrigen Messtechnik ist in Tab. 2 zusammengefasst. Alle Geräte sind mit einem PC verbunden und die Daten werden über verschiedene Schnittstellen durch Lab-View übertragen und verarbeitet. Durch die Messung des Massenstroms und der Wassertemperaturen am Ein- und Auslass des Mikrokanals, wird es mit der (temperaturabhängigen) Dichte und den Geometriedaten möglich die querschnittsgemittelte Geschwindigkeit u_m im Kanal zu bestimmen und so die Reynolds-Zahl gemäß

$$Re = \frac{u_m d_h}{\nu}$$

zu berechnen. Hierin ist d_h der hydraulische Durchmesser und ν die kinematische Viskosität, die temperaturabhängig bei bekanntem T_{in} und T_{out} bestimmt wird. Die PIV-Messungen werden begonnen, sobald die Reynolds-Zahl den gewünschten Wert erreicht hat und sich in der Zeit nicht mehr ändert. Die Zeitschritte bei der Massenstrommessung werden an die Reynolds-Zahl angepasst, sodass jeweils präzise Messungen des Massenstroms erhalten werden.

Tab. 2: Messgenauigkeiten.

Sartorius LE2202S Waage	$\Delta m = \pm 0.01 \text{ g}$
PT100 Sonden in Verbindung mit Kelvimat Typ 4323	$\Delta T = \pm 0.05 \text{ K}$

Ergebnisse für die zeitgemittelten Größen

Abhängig von der aktuellen Reynolds-Zahl, kann am Ende des Mikrokanals eine eingelaufene laminare oder turbulente Strömung erwartet werden. Dies wird durch separate Messungen in der Einlaufstrecke bestätigt, die für alle untersuchten Reynolds-Zahlen weder für die zeitgemittelten Größen noch für die Schwankungsgrößen nennenswerte axiale Gradienten 15 mm stromab vom Kanaleintritt zeigen. Alle folgenden Messungen sind deshalb 25 mm stromab vom Kanaleintritt aufgenommen. Abb. 3 zeigt (vollständig eingelaufene) zeitgemittelte axiale Geschwindigkeitsprofile in der Mittelebene des quadratischen (1:1) Mikrokanals. Für kleine Reynolds-Zahlen erkennen wir näherungsweise parabelförmige Profile. Mit wachsender Reynolds-Zahl formt sich das Profil in ein markantes turbulentes Profil um, mit einem

flachen Verlauf in der Mitte des Mikrokanals und steilen Gradienten an den Wänden. Die zeitgemittelte Geschwindigkeit \bar{u} in Abb. 3 ist jeweils mit der querschnittsgemittelten Geschwindigkeit u_m aus der Massenstrommessung normiert. Mit Erhöhung der Reynolds-Zahl reduziert sich offensichtlich die normierte Geschwindigkeit im Kanalzentrum \hat{u}/u_m von einem hohen (laminaren) Wert auf einen niedrigen (turbulenten) Wert. Unsere vollständigen Daten für \hat{u}/u_m sind deshalb in Abb. 4 als Funktion der Reynolds-Zahl aufgetragen. Wir erkennen deutlich eine Stufenfunktion, welche von $\hat{u}/u_m \cong 1.85$ auf $\hat{u}/u_m \cong 1.25$ über den Transitionsbereich $1550 \leq Re \leq 2350$ führt. Für Reynolds-Zahlen außerhalb dieses Transitionsbereichs hingegen, ergeben sich sowohl im laminaren als auch im turbulenten Bereich konstante Werte \hat{u}/u_m .

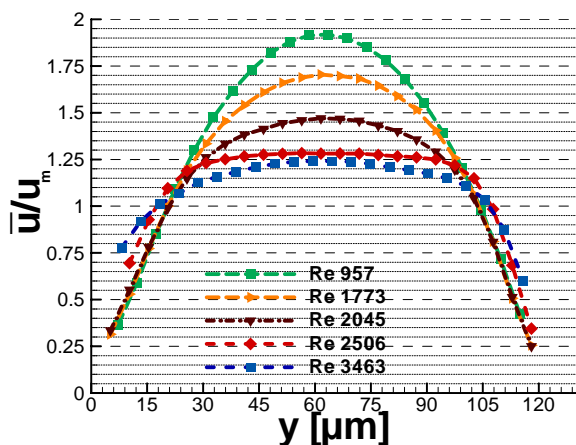


Abb. 3: Zeitgemittelte axiale Geschwindigkeitsprofile, jeweils für den quadratischen (1:1) Mikrokanal bei vollständig eingelaufener Strömung.

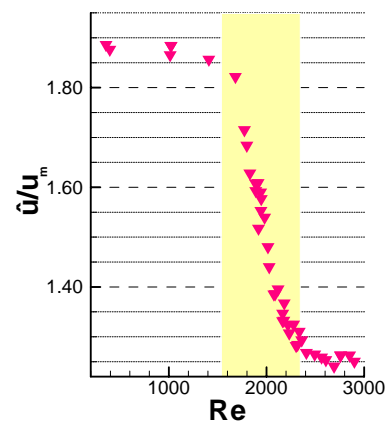


Abb. 4: Geschwindigkeit in Kanalmitte, jeweils für den quadratischen (1:1) Mikrokanal bei vollständig eingelaufener Strömung.

Ergebnisse für die Schwankungsgrößen

In den folgenden Diagrammen werden die turbulenten Schwankungen in Form der axialen Turbulenzintensität Ti_x dimensionslos diskutiert. Diese Größe ist gemäß

$$Ti_x = \frac{\sqrt{u'^2}}{\hat{u}},$$

definiert. Alle Messungen sind wiederum in der Mittenebene, 25 mm stromab vom Eintritt des jeweiligen Mikrokanals, in der vollständig eingelaufenen Strömung aufgenommen. Abb. 5 zeigt Profile der axialen Turbulenzintensität Ti_x im quadratischen (1:1) Mikrokanal für verschiedene Reynolds-Zahlen. Bei $Re = 1389$ ist eine mehr oder weniger laminare Strömung offensichtlich, mit einer räumlich gleichmäßig verteilten Turbulenzintensität von $Ti_x \cong 2\%$.

Mit wachsender Reynolds-Zahl kommt es zu einem deutlichen Anstieg der axialen Turbulenzintensität zunächst in Kanalmitte (vgl. $Re = 1865$). Dieser (künstliche) Anstieg von Ti_x ist charakteristisch für eine intermittierende Strömung und spiegelt nicht eine Zunahme der wahren Turbulenzintensität wieder. Die Intermittenz ist offensichtlich in der Kanalmitte stark ausgeprägt. Für weiter wachsende Reynolds-Zahl, im vollständig turbulenten Bereich (vgl. $Re = 2178$), wird die axiale Turbulenzintensität an den Wänden maximal, wo das zeitgemittelte Geschwindigkeitsprofil $\bar{u}(y)$ die größten Gradienten aufweist (vgl. Abb. 3). Weiterhin ist die axiale Turbulenzintensität in der Kanalmitte relativ niedrig. Dies hängt mit dem Ver-

schwinden der Intermittenz und mit den kleinen Gradienten im zeitgemittelten Geschwindigkeitsprofil $\bar{u}(y)$, beides in der Kanalmitte, zusammen.

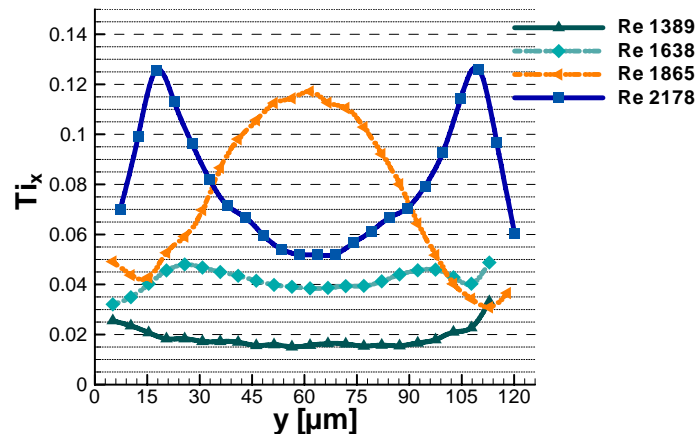


Abb. 5: Profile der axialen Turbulenzintensität am Ende des quadratischen (1:1) Mikrokanals.

Wir wollen schließlich die Profile der turbulenten Schubspannung $\overline{u'v'}/\hat{u}^2$ in der Mittenebene des quadratischen (1:1) Mikrokanals diskutieren; diese Profile sind in Abb. 6 für verschiedene Reynolds-Zahlen dargestellt. Für $Re \leq 1753$ zeigen sich verschwindende turbulente Schubspannungen, wie für eine laminare Strömung zu erwarten. Für wachsende Reynolds-Zahl nimmt die Amplitude der turbulenten Schubspannung kontinuierlich zu, wobei die Profile punktsymmetrisch zum Zentrum ($y \cong 60 \mu\text{m}$) des Mikrokanals bleiben; im Mittenbereich des Mikrokanals sind die Profile etwa linear. An beiden Wänden fällt die turbulente Schubspannung in einer dünnen Schicht auf den Wert Null ab. Auch wenn nur wenige Datenpunkte in dieser Schicht vorliegen, kann dies in allen Profilen erkannt werden. Die Dicke dieser Schicht nimmt mit wachsender Reynolds-Zahl ab. Das beschriebene Verhalten der turbulenten Schubspannung im Kanalquerschnitt befindet sich in guter Übereinstimmung mit klassischen Ergebnissen in makroskopischen Kanälen, wie sie etwa bei Schlichting 1997 diskutiert werden.

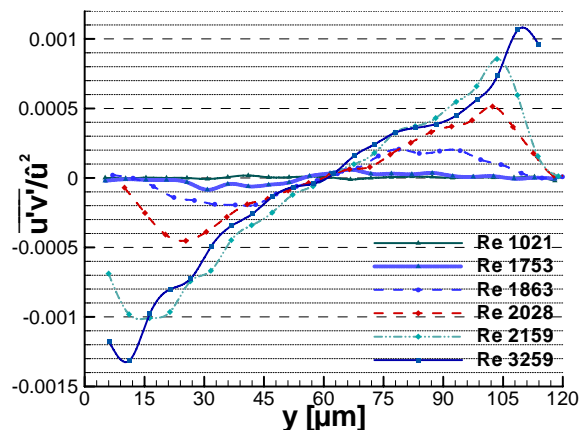


Abb. 6: Profile der turbulenten Schubspannung am Ende des quadratischen (1:1) Mikrokanals.

Zusammenfassung

Wir haben einen Satz von μ PIV-Messungen in rechteckigen Mikrokanälen durchgeführt, das Seitenverhältnis der Kanäle ist 1:1, 1:2, 1:5, das Versuchsfluid ist Wasser, der hydraulische Durchmesser aller Kanäle ist $d_h \cong 133 \mu\text{m}$. Bei Reynolds-Zahlen bis $Re \cong 4000$ werden der laminare Strömungsbereich, die laminar/turbulente Transition und der turbulente Strömungsbereich untersucht. Die meisten Messungen sind für „glatte“ Kanäle (Rauigkeit ca. $1 \mu\text{m}$) durchgeführt, einige Messungen sind in aufgerauten Kanälen mit Rauigkeiten bis $25 \mu\text{m}$ durchgeführt. Der vorliegende Artikel beschränkt sich auf die Darstellung ausgewählter Ergebnisse im „glatten“ 1:1 Mikrokanal. Wir diskutieren im einzelnen (i) die Umwandlung des zeitgemittelten axialen Geschwindigkeitsprofils, (ii) den Charakter der intermittierenden Strömung, (iii) den Aufbau der Profile der Turbulenzintensität und (iv) den Aufbau des Profils der turbulenten Schubspannung.

Aus unseren Messungen sind keinerlei Überraschungen mikrofluidischer Natur erkennbar. Solche „mikrofluidische Besonderheiten“ sind teilweise in früheren Arbeiten „beobachtet“ und publiziert worden. Die Umwandlung des zeitgemittelten axialen Geschwindigkeitsprofils bei der Transition von laminarer zu turbulenter Strömung geschieht in ähnlicher Weise, wie es auch in makroskopischen Kanälen zu finden ist. Die Intermittenz zwischen laminaren und turbulenten Zuständen im Transitionsbereich kann ebenfalls in Übereinstimmung mit Beobachtungen in makroskopischen Kanälen bestätigt werden. Die axialen turbulenten Schwankungen wachsen zunächst für steigende Reynolds-Zahl in Kanalmitte (scheinbar) an, was zweifellos durch die Intermittenz verursacht ist. Für weiter steigende Reynolds-Zahl, im vollständig turbulenten Bereich, sind hohe axiale turbulente Schwankungen auf eine dünne Scherschicht an der Wand konzentriert. Die turbulente Schubspannung verhält sich etwa linear im Mittenbereich des Mikrokanals, während sie in Wandnähe ebenfalls in einer dünnen Schicht abfällt. Auch diese Beobachtungen für die Schwankungsgrößen sind in sehr ähnlicher Weise in makroskopischen Kanälen zu finden.

Die Grenzen des laminar/turbulenten Transitionsbereichs können mit drei verschiedenen Methoden aus den vorliegenden Messungen ermittelt werden. Sie stimmen zunächst untereinander recht gut überein und decken sich zudem mit den Ergebnissen von Wibel & Ehrhard 2006 aus Druckabfallmessungen. Die zuverlässigste Methode ist bei Verwendung der Turbulenzintensitäten oder des Intermittenz-Faktors gegeben. Die Reynolds-Zahlen an den Grenzen des Transitionsbereichs stimmen weiterhin gut mit denen überein, die in makroskopischen Kanälen gefunden werden. Für Seitenverhältnisse, welche größer als 1:1 sind, findet die Transition zu turbulenter Strömung bei größeren Reynolds-Zahlen statt, zudem wird der Transitionsbereich weiter. Dies bedeutet, dass die laminar/turbulente Transition auch vom Seitenverhältnis abhängig bleibt und somit kein einheitlicher Transitionsbereich für die drei Mikrokanäle unterschiedlichen Seitenverhältnisses gefunden wird.

Dankesworte

Die vorliegende Arbeit entstand am Institut für Kern- und Energietechnik (IKET) des Forschungszentrums Karlsruhe. Wir danken dem Institut für Mikroverfahrenstechnik (IMVT) am Forschungszentrum Karlsruhe für die enge Zusammenarbeit bei der Versuchsauslegung und für die präzise Herstellung der Mikrokanäle.

Literatur

- Celata, G.P.; Cumo, M; McPhail, S.; Zummo, G., 2006: "Characterization of fluid dynamic behavior and channel wall effects in microtubes", *Int. J. Heat Fluid Flow* **27**, 135-143.
- Durst, F.; Ünsal, B., 2006: "Forced laminar-to-turbulent transition of pipe flows", *J. Fluid Mech.* **560**, 449-464.
- Hetsroni, G.; Mosyak, A., Pogrebnyak, E.; Yarin, L. P., 2005: "Fluid flow in micro-channels", *Int. J. Heat Mass Transfer* **48**, 1982-1998.
- Kandlikar, S. G.; Schmitt, D.; Carrano, A. L.; Taylor, J. B., 2005: "Characterization of surface roughness effects on pressure-drop in single-phase flow in minichannels", *Phys. Fluids* **17**.
- Li, H.; Ewoldt, R.; Olsen, M.G, 2005: "Turbulent and transitional velocity measurements in a rectangular microchannel using microscopic particle image velocimetry", *Exp. Thermal Fluid Sci.* **29**, 435-446.
- Li, H.; Olsen, M.G, 2006a: "MicroPIV measurements of turbulent flow in square microchannels with hydraulic diameters from 200 μm to 640 μm ", *Heat Fluid Flow* **27**, 124-134.
- Li, H.; Olsen, M.G, 2006b: "Aspect ratio effects on turbulent and transitional flow in rectangular microchannels as measured with MicroPIV", *J. Fluid Engin.* **128**, 305-315.
- Mala, G. M.; Li, D., 1999: "Flow characteristics of water in microtubes", *Int. J. Heat Mass Transfer* **20**, 142-148.
- Meinhart, C.C.; Werely, S.T.; Santiago, J.G., 1999, "PIV measurements of a microchannel flow", *Exp. Fluids* **27**, 414-419.
- Meinhart, C.D.; Werely, S.T.; Gray, M.H.B., 2000: "Volume illumination for two-dimensional particle image velocimetry", *Meas. Sci. Techn.* **11**, 809-814.
- Peng, X.F.; Peterson, G.P., 1996: "Convective heat transfer and friction for water flow in microchannel structures", *Int. J. Heat Mass Transfer* **39**, 2599-2608.
- Santiago, J.G.; Werely, S.T.; Meinhart, C.D.; Beebe, D.J.; Adrian, R.J., 1998: "A particle image velocimetry system for microfluidics", *Exp. Fluids* **25**, 316-319.
- Schlichting, H.; Gersten, K., 1997: „Grenzschicht-Theorie“, *Springer*, Berlin Heidelberg.
- Sharp, K.V.; Adrian, R. J., 2004: "Transition from laminar to turbulent flow in liquid filled microtubes", *Exp. Fluids* **36**, 741-747.
- Wibel, W.; Ehrhard, P., 2006: "Experiments on liquid pressure drop in rectangular microchannels, subject to non-unity aspect ratio and finite roughness", *Proc. Int. Conf. Nano-, Micro-, Minichannels (ICNMM2006)*, Limerick, Ireland, June 19-21, 2006, no. 96116 .