

Experimentelle Untersuchungen zur Wirksamkeit von Riblets in verzögerten Grenzschichten

Von der Fakultät Maschinenwesen
der
Technischen Universität Dresden
zur
Erlangung des akademischen Grades
Doktoringenieur (Dr.-Ing.)
angenommene Dissertation.

Dipl.-Phys. Mario Keck
geb. am: 01. 11. 1969
in: Bad Frankenhausen

Tag der Einreichung: 22. 08. 2007

Tag der Verteidigung: 18. 02. 2008

Gutachter: Herr Prof. Dr.-Ing. R. Grundmann

Herr Prof. Dr.rer.nat. Dr.-Ing. A. Dillmann

Herr Prof. Dr.-Ing. habil. J. Fröhlich

Herr Prof. Dr.rer.nat. habil. S. Odenbach
– Vorsitzender der Promotionskommission –

Übersicht

An einem ebenen Unterschalldiffusor wurde der Einfluss von längs zur Strömungsrichtung angeordneten Wandrillen, sogenannten Riblets, auf das Ablöseverhalten und den Strömungswiderstand untersucht. Die Untersuchungen wurden bei vollturbulenter Diffusoranströmung mit auf die halbe Kanalhöhe und die mittlere Strömungsgeschwindigkeit am Einlauf bezogenen Reynoldszahlen $1.770 < Re_0 < 30.000$ durchgeführt. Eine Diffusorwand wurde wahlweise durch ein Parallel-Riblet mit parallelen Rillen konstanter Breite und Höhe oder durch ein Fächer-Riblet, dessen Rillenabmessungen an die lokale Strömungsgeschwindigkeit angepasst sind, ersetzt.

Neben Hitzdrahtanemometrie zur Bestimmung der Grenzschichtprofile der mittleren Strömungsgeschwindigkeit wurden statische Druckmessungen sowie visuelle Aufnahmen von Lichtschnittbildern, welche die räumliche Verteilung von Nebel im Diffusor abbilden, vorgenommen. Die von der Position im Diffusor abhängige Schubspannungsgeschwindigkeit wurde aus den wandnormalen Gradienten der Strömungsgeschwindigkeit im linearen Bereich der viskosen Unterschicht ermittelt.

Durch Vergleich der statischen Druckkoeffizienten wurde mit dem Fächer-Riblet für dimensionslose Rillenabstände im Bereich $10 < s^+ < 25$ eine Verminderung des Strömungswiderstandes relativ zur glatten Wand nachgewiesen. Die größte Widerstandsverminderung tritt bei $s^+ \approx 22$ auf. Der Beginn der Strömungsablösung ist unter diesen Bedingungen mit dem Fächer-Riblet relativ zur glatten Wand in Richtung stromab verschoben.

Aus den Verteilungen der mittleren Strömungsgeschwindigkeit in Wandnähe wurde die Tiefe, mit der die Rillenspitzen in die Grenzschicht eindringen, zu $0,13s$ bestimmt.

Inhaltsverzeichnis

Inhaltsverzeichnis	3
1 Einleitung	6
1.1 Zielstellung und Vorgehensweise	8
1.2 Stand der Forschung	9
1.2.1 Riblets in Gleichdruckgrenzschichten	10
1.2.2 Schräg zur Strömungsrichtung angeordnete Riblets	10
1.2.3 Riblets in verzögerten Grenzschichten	12
2 Experimenteller Aufbau	14
2.1 Der Diffusorprüfstand im Untertagelabor Merkers	14
2.2 Einlaufkanal und Einlaufkontur	15
2.3 Beschreibung des Diffusors	17
2.4 Messtechnik	19
2.4.1 Strömungssichtbarmachung	19
2.4.2 Geschwindigkeitsmessungen	20
2.4.3 Statische Druckmessungen	22
2.4.4 Mittelwerte und Statistische Momente	23
2.5 Grenzschichtabsaugung	24
2.6 Bestimmung der Ribletgeometrie	28
3 Experimente und Auswertung der Messergebnisse	34
3.1 Bewertung der Strömung vor dem Diffusor im Einlaufkanal	34
3.1.1 Geschwindigkeitsprofile	34
3.1.2 Bewertung verschiedener Einlaufängen	39
3.1.3 Statischer Druckverlauf	40
3.1.4 Gesamtdarstellung der Strömungsgrößen im Einlaufkanal	43
3.2 Lichtschnittaufnahmen des Ablösegebietes	45
3.3 Geschwindigkeitsprofile im Diffusor	49
3.3.1 Bestimmung der effektiven Ribletparameter	50
3.3.2 Geschwindigkeitsprofile in innerer Skalierung	53
3.3.3 Geschwindigkeitsprofile in äußerer Skalierung	56
3.4 Statischer Druckverlauf in Strömungsrichtung	62
4 Zusammenfassung und Ausblick	69
4.1 Zusammenfassung	69
4.2 Ausblick	71
Literaturverzeichnis	73

Symbolverzeichnis

B	Diffusorbreite, $B = 200\text{mm}$
C_1	logarithmische Konstante im turbulenten Grenzschichtprofil, $C_1 = 5.5$
F	Flachheit
H_0	Diffusorhöhe am Einlauf, $H_0 = 20\text{mm}$
H_{12}	Formfaktor δ_1/δ_2
H_x	variable Diffusorhöhe, $H = f(x)$
L_1	Einlauflänge stromauf des Diffusors, $L_1 = 2600\text{mm}$
L_2	verkürzte Einlauflänge stromauf des Diffusors, $L_2 = 1010\text{mm}$
Re_0	Reynoldszahl bezüglich der halben Kanalhöhe und U_0
Re_U	Reynoldszahl bezüglich der Kanalhöhe und U_∞
S	Schiefheit
U_0	zeitlich und über den Kanalquerschnitt räumlich gemittelte Strömungsgeschwindigkeit am Diffusorbeginn
U_∞	zeitlich gemittelte Strömungsgeschwindigkeit in Kanalmitte
Δc_p	relative gemessene Differenz der Druckkoeffizienten zwischen Riblet und glatter Wand, bezogen auf die glatte Wand
Δy	Korrekturwert für den Nullpunkt des Wandabstandes im Grenzschichtprofil $\bar{u}(y)$, der mit der Gradientenauswertung erhalten wird
δc_p	relativer Schwankungswert des Druckkoeffizienten
δ	Grenzschichtdicke
δ_1	Verdrängungsdicke
δ_2	Impulsverlustdicke
κ	VON-KARMAN-Konstante im logarithmischen Wandgesetz, $\kappa = 0.41$
ν	kinematische Viskosität, für Luft bei Normaldruck und 21°C : $\nu = 15.1 \times 10^{-6}\text{m}^2/\text{s}$
\bar{u}	zeitlicher Mittelwert der Strömungsgeschwindigkeit
ρ	Luftdichte
σ	Absaugrate der Seitenwandabsaugung
τ_w	Wandschubspannung
φ	Anstellwinkel zwischen Längsrillen und der Strömungsrichtung
c_p	Druckkoeffizient im Diffusor
d_h	hydraulischer Durchmesser

dc_p	relative erwartete Differenz der Druckkoeffizienten zwischen Riblet und glatter Wand auf Grund von Strömungsverdrängung
h	dimensionsbehaftete Rillenhöhe bei Riblets
h^+	dimensionslose Rillenhöhe bei Riblets hu_τ/ν
h_{pl}	Eindringtiefe der Strömung in die Riblet-Rillen in longitudinaler Richtung
p	statischer Druck
p_0	statischer Druck am Diffusorbeginn
p_{ges}	Gesamtdruck
s	dimensionsbehafteter Rillenabstand bei Riblets
s^+	dimensionsloser Rillenabstand bei Riblets su_τ/ν
u	Geschwindigkeit in Strömungsrichtung $\bar{u} + u'$
u'	zufälliger Schwankungswert der Strömungsgeschwindigkeit
u^+	dimensionslose Strömungsgeschwindigkeit u/u_τ
u_τ	Schubspannungsgeschwindigkeit $\sqrt{\tau_w/\rho}$
u_{eff}	Effektivwert der Geschwindigkeitsschwankungen
x	Koordinate in Strömungsrichtung, $x = 0$ am Diffusorbeginn
x^+	dimensionslose Länge in x-Richtung xu_τ/ν
y	Koordinate senkrecht zur Kanalunterseite, $y = 0$ an der Wandoberfläche
y^+	dimensionsloser Wandabstand yu_τ/ν
z	Koordinate senkrecht zur Kanalseitenwand, $z = 0$ an der in Strömungsrichtung linken Seitenwand
z^+	dimensionslose Länge in z-Richtung zu_τ/ν

1 Einleitung

Kaum ein Teilbereich unserer Industrie und unseres Alltags ist ohne technische Einrichtungen zum Transport oder zur Bearbeitung flüssiger und gasförmiger Stoffe denkbar. Aus physikalischer Sicht liegt bei diesen Strömungsvorgängen häufig eine turbulente verzögerte Grenzschicht vor. Die Grenzschicht unter dem Einfluss eines positiven Druckgradienten in Strömungsrichtung ist deshalb von fundamentalem Interesse. Eine Diffusorströmung ist die der wissenschaftlichen Untersuchung am besten zugängliche Möglichkeit, eine reproduzierbare verzögerte Grenzschicht bereitzustellen. Die Zunahme des statischen Druckes bei gleichzeitiger Verringerung der Strömungsgeschwindigkeit geht häufig mit Ablösung der Strömung einher, die durch Instabilität und Wirbelbildung gekennzeichnet ist. In der vorliegenden Arbeit wird an einem zweidimensionalen Diffusor der Einfluss von Wandrillen auf die Strömung mit positivem Druckgradient untersucht.

Die turbulente Grenzschicht kann einen größeren Druckanstieg ablösefrei bewältigen als die laminare Grenzschicht. Das ist aber mit einem höheren Reibungswiderstand zwischen Fluid und Wand verbunden. Mit der Erkenntnis, dass der Reibungswiderstand in einer Strömung maßgeblich von der Haftkraft je Wandfläche (Wandschubspannung) bestimmt wird, stellte sich auch die Frage nach der Beeinflussbarkeit der Reibungskraft durch speziell geformte Wandoberflächen. Erste Untersuchungen hierzu von Walsh & Weinstein (1978) basierten auf der Idee, wonach kleine in Strömungsrichtung angeordnete Zäune die Grenzschicht in Wandnähe beeinflussen und damit den Strömungswiderstand vermindern könnten. Unabhängig davon fand der Paläontologe und Zoologe Reif in Tübingen eine streifenartige Struktur auf der Haut von schnell schwimmenden Haien (vgl. Reif & Dinkelacker, 1982). Riblets sind feine, längs zur Strömungsrichtung angeordnete Wandrillen, die unter bestimmten Bedingungen den Strömungswiderstand vermindern können. Die widerstandsvermindernde Wirkung von Riblets ist auf den Bereich der Grenzschicht mit entwickelten turbulenten Strukturen begrenzt. Das wurde sowohl experimentell (z.B. von Bruse, 1998) als auch durch numerische Untersuchungen (Choi, 1993) bestätigt.

Von Alving & Freeberg (1995) werden verschiedene Hypothesen zum Mechanismus der Reibungsverminderung durch Riblets gegenübergestellt. Mittlerweile scheint als gesichert angesehen werden zu können, dass mit geometrisch angepassten Rillen der turbulente Impulsaustausch in Wandnähe reduziert wird. Dabei wird durch die in Längsrichtung angebrachten Rillen die Querströmung stärker gehemmt als die Längsströmung (vgl. Bartenwerfer & Bechert, 1987 und Bechert, Bruse, Hage, v.d.Hoeven & Hoppe, 1997). Im Wesentlichen wird dadurch, wie beispielsweise auch mit wandparallelen Lorentzkraften in leitfähigen Fluiden (Albrecht, Grundmann, Mutschke & Gerbeth, 2006 und Crawford, 1996), auf die in der Grenzschicht

vorhandenen selbsterhaltenden sogenannten kohärenten Strukturen Einfluss genommen. Von Blackwelder & Eckelmann (1979) werden paarweise angeordnete gegenläufige Längswirbel als dominante Wirbelstrukturen genannt. Sie bilden sich in der Pufferschicht aus und können nach Streckung und Abheben als die wandnahen Fortsetzungen von Hufeisen- oder Haarnadelwirbeln nachgewiesen werden, die sich wiederum aus oberflächennahen Instabilitäten und selbst reproduzierend aus bereits vorhandenen Haarnadelwirbeln bilden (vgl. Smith, 1998 und Suponitzsky, Cohen & Bar-Yoseph, 2005). Auf Grund der Rotationsbewegung wird von den Wirbeln, je nach Rotationsrichtung, Fluid zur Wand hin oder von der Wand weg transportiert. Zwischen den Wirbeln eingebettet sind in longitudinaler Richtung Bereiche energiearmen Fluids, sogenannte low speed streaks, aus denen durch Ausbrüche (ejections) Material an der von der Wand weg drehenden Seite der Längswirbel aus dem wandnahen Bereich in die Grenzschicht transportiert wird. Das umgekehrte lokale Ereignis bewerkstelligt den Transport energiereichen Fluids aus der Grenzschicht zur Wand hin und wird als sweep bezeichnet. Es leistet neben den aufplatzenden Wirbelstrukturen einen maßgeblichen Anteil an der Produktion turbulenter kinetischer Energie. Die schubspannungsproduzierenden Längswirbel in der viskosen Unterschicht enthalten eine vergleichsweise große Wirbelstärke (Jiménez & Moin, 1991). Mit der Hemmung der lateralen Bewegung der Längswirbel schwächen Riblets die dreidimensionalen Wirbelstrukturen. Damit wird die Intensität der Wirbelstärke nahe der Wand verringert. Die Wandschubspannung ist proportional zum wandnormalen Gradienten der mittleren Strömungsgeschwindigkeit an der Wand. Durch Verringerung der Wandreibung mit Riblets wird demzufolge die Strömungsgeschwindigkeit in unmittelbarer Nähe der Wand reduziert.

Einerseits verlieren die Fluidteilchen unmittelbar an der Wand neben der Reibung zusätzlich an Impuls in Strömungsrichtung, da der Druckgradient der Außenströmung der Vorwärtsbewegung entgegenwirkt. Wird durch die Wirkung der Riblets der mittlere Impuls der Teilchen in Wandnähe weiter verringert, tritt die Strömungsablösung deshalb im Vergleich mit der glatten Wand früher auf. Andererseits wird durch Riblets die Produktion turbulenter kinetischer Energie vermindert. Der Grenzschicht geht infolgedessen weniger Strömungsenergie verloren. Der resultierende größere mittlere Impuls ermöglicht es den Fluidteilchen, die Vorwärtsbewegung gegen den äußeren Druckgradient länger aufrechtzuerhalten. Im Vergleich mit der glatten Wand wird dadurch die Ausbildung des Ablösegebietes verzögert. Bisher ist noch nicht abschließend geklärt, welche der beiden Argumentationen die tatsächliche Wirkung der Riblets in verzögerten Grenzschichten zutreffend beschreibt. Um zu einer Aussage zu gelangen, müssen mit reproduzierbaren Messbedingungen in einer verzögerten Grenzschicht Ergebnisse für den Reibungswiderstand und den Beginn der Strömungsablösung mit und ohne Ribletoberfläche gewonnen und untereinander verglichen werden.

1.1 Zielstellung und Vorgehensweise

In der vorliegenden Arbeit wird untersucht, welcher Einfluss mit verschiedenen Ribletanordnungen auf die verzögerte Grenzschicht genommen werden kann. Die Experimente fanden an einem ebenen Unterschalldiffusor im Labor des Hochgeschwindigkeitswindkanals des Instituts für Luft- und Raumfahrttechnik der Technischen Universität Dresden statt. Ein Unterdruckspeicher mit 30.000m^3 Volumen ermöglicht langzeitstabile Untersuchungen mit verschiedenen Unterschallgeschwindigkeiten. Mit Normventuridüsen wurde ein konstanter Massenstrom gewährleistet. Bezogen auf die halbe Kanalhöhe am Diffusoreinlauf und die mittlere Anströmgeschwindigkeit, wurden die Untersuchungen bei Reynoldszahlen $Re < 30.000$ durchgeführt. Ziel der Messungen war es, Aussagen zu geeigneten Rillenordnungen für die Diffusorströmung zu erhalten. Dazu werden Ergebnisse für die Entwicklung der Geschwindigkeitsprofile, die Größe des Ablösegebietes und die Effizienz des Diffusors mit und ohne Ribletwänden gewonnen und verglichen.

Für den Versuchsaufbau wurde ein zweidimensionaler, halbseitiger Diffusor auf der Grundlage eines Entwurfs von Obi, Aoki & Masuda (1993) verwendet, der sich durch Ausbildung eines räumlich begrenzten und stabilen Ablösegebietes auszeichnet. Eine eingehende Zusammenfassung zur Auslegung von Diffusoren hinsichtlich Wirkungsgrad, Energieumwandlungseffizienz und Platzbedarf wurde von Kline & Johnston (1986) gegeben. Von Obi *et al.* (1993) wurde der glattwandige Diffusor zur experimentellen Überprüfung numerischer Rechenmodelle benutzt. In den Arbeiten von Buice & Eaton (1996, 2000) und Kaltenbach, Fatica, Mittal, Lund & Moin (1999) wurden an dem gleichen Diffusor weitere experimentelle und numerische Ergebnisse gewonnen, so dass gesicherte Erkenntnisse zum Strömungsverhalten vorlagen. Am Diffusoreinlauf wurde eine entwickelte vollturbulente Anströmung erreicht, indem stromauf des Diffusors ein Einlaufkanal mit der auf den hydraulischen Durchmesser d_h bezogenen dimensionslosen Länge $L/d_h \simeq 71$ angebaut wurde. Die Mündung des Einlaufkanals wurde mit einer strömungsgünstigen Einlaufkontur versehen. Bei der konstruktiven Umsetzung des Diffusormodells stellte sich im Verlauf der Voruntersuchungen heraus, dass die geforderte Zweidimensionalität der Diffusorströmung nicht gewährleistet war. Hierfür sind dreidimensionale Wechselwirkungen der Seitenwandgrenzschichten verantwortlich (vgl. Eisele, Öngören, Holbein, Casey, Ursenbacher & Monkewitz, 2000). Mit einer aktiven Grenzschichtabsaugung an den Seitenwänden konnte dieses Problem behoben werden.

In den Experimenten wurden an der geneigten Wand des Diffusors eine glatte Oberfläche und verschiedene Ribletoberflächen untersucht. Da sich im Diffusor die Strömungsgeschwindigkeit verändert, ist ein „klassisches“ Riblet nur in einem relativ eng begrenzten Bereich optimal wirksam. Eine stetige Anpassung des Rillenabstandes an die lokale Strömungsge-

schwindigkeit stellt eine Möglichkeit dar, den dimensionslosen Rillenabstand konstant im widerstandsvermindernden Bereich zu halten. Insgesamt fanden Messungen mit der glatten Diffusorwand, mit einem Parallel-Riblet mit parallelen Rillen konstanter Breite und Höhe sowie einem Fächer-Riblet, dessen Rillenabmessungen an die lokale Strömungsgeschwindigkeit im Diffusor angepasst sind, statt. Im zweiten Kapitel wird detailliert auf den Versuchsaufbau sowie die Auslegung der Ribletparameter eingegangen.

Im dritten Kapitel werden dann die Geschwindigkeitsmessungen im Einlaufkanal beschrieben und die Reproduzierbarkeit der vollturbulenten Anströmung des Diffusors nachgewiesen. Im Diffusorlängsschnitt konnten die turbulenten Strukturen mit Lichtschnittbildern sichtbar gemacht werden, die die räumliche Verteilung von Nebel abbilden. Aus diesen Aufnahmen wird die Lage der Ablösepunkte ermittelt. Innerhalb des Diffusors wurden Messungen der Strömungsgeschwindigkeit und des statischen Druckverlaufs durchgeführt. Daraus werden im ablösefreien Gebiet die Parameter der Grenzschicht sowie die Druckkoeffizienten des Diffusors bestimmt. Schließlich werden die Ergebnisse für die verschiedenen Messkonfigurationen miteinander verglichen.

Abschließend werden im vierten Kapitel die gewonnenen Erkenntnisse zusammengefasst. In einem Ausblick auf noch offene Fragestellungen werden, aufbauend auf den Resultaten dieser Arbeit, Vorschläge für die weitere Vorgehensweise dargelegt.

1.2 Stand der Forschung

Während die Geometrie der Längsrillen die Entwicklung der turbulenten Längswirbel in unmittelbarer Wandnähe hemmt und dadurch den Reibungswiderstand verringert, führt sie andererseits zu einer Vergrößerung der benetzten Wandoberfläche und erhöht die Gesamthaftungskraft, vergleichbar mit einer rauhen Oberfläche. Wie die Experimente gezeigt haben, schränkt die Überlagerung beider Effekte die Wirksamkeit der Riblets auf einen relativ schmalen Bereich ein, der anhand der dimensionslosen Rillenbreite $s^+ = u_\tau s / \nu$ und der dimensionslosen Rillenhöhe $h^+ = u_\tau h / \nu$ charakterisiert wird (Abb. 1). Hier bezeichnet $u_\tau = \sqrt{\tau_w / \rho}$ die Schubspannungsgeschwindigkeit, die aus der Wandschubspannung τ_w und der Dichte ρ des Fluids gebildet wird, und ν die kinematische Zähigkeit des Fluids. Neben zaunförmigen (I-) Riblets, deren Querschnitt dünne Wände sind, die normal und nebeneinander auf der Oberfläche stehen, wurden vor allem sägezahnförmige (V-) Riblets untersucht. Der Querschnitt einer Rille ist dabei ein gleichschenkliges Dreieck oder Trapez, und der Querschnitt einer Rillenspitze ist ein gleichschenkliges Dreieck. Andere mögliche Geometrien sind z.B. Rillen mit halbkreisförmigem Querschnitt oder Rillenspitzen mit halbkreisförmigem Querschnitt. Eine Übersicht über die zahlreichen Untersuchungen zur optimalen Auslegung von Riblets, insbesondere in

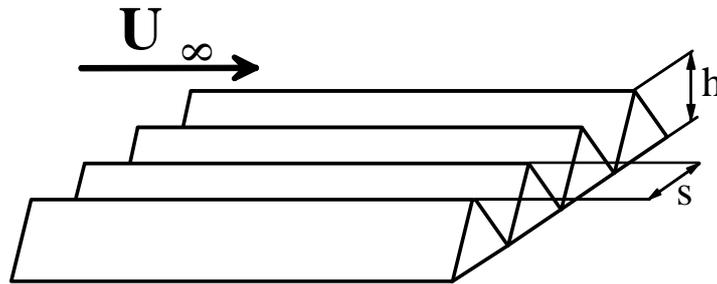


Abb. 1: Rillenbreite s und Rillenhöhe h an einem sägezahnförmigen V-Riblet.

Gleichdruckgrenzschichten, wurde von Walsh (1990) zusammengestellt.

1.2.1 Riblets in Gleichdruckgrenzschichten

Squire & Savill (1987) untersuchten sägezahnförmige Riblets mit gleicher Rillenhöhe und Rillenbreite ($h/s = 1$) in einem Windkanal bei hohen Unterschallgeschwindigkeiten. Die mit einer Schubspannungswaage durchgeführten Messungen ergaben 3% Widerstandsverminderung für $s^+ \approx 20$. Von Bechert *et al.* (1997) wird die Verringerung der Wandschubspannung für verschiedene Ribletgeometrien aus Messergebnissen mit einer Schubspannungswaage im Ölkanal bei Reynoldszahlen $5.000 < Re < 33.000$ angegeben. Der widerstandsvermindernde Bereich wurde für Rillenabstände von $5 \leq s^+ \leq 30$ und für $0,2 \leq h/s \leq 1$ gefunden. Das Optimum der erreichbaren Widerstandsverminderung ist von der jeweils verwendeten Rillengeometrie abhängig und variiert im Bereich $14 \leq s^+ \leq 18$ mit $0,5 \leq h/s \leq 0,7$. Die maximal erreichbare Widerstandsverminderung beträgt für sägezahnförmige Riblets 8% und für zaunförmige Riblets 10%.

1.2.2 Schräg zur Strömungsrichtung angeordnete Riblets

Die Annahme, dass Längsrillen die turbulente Querströmung behindern und so den Strömungswiderstand verringern, lässt für Querrillen, die senkrecht zur Strömungsrichtung angeordnet sind, eine Zunahme des Strömungswiderstandes und stärkere Turbulenz in Wandnähe erwarten. Querrillen können auf diese Weise die Ablösung erheblich vermindern. In Strömungsmaschinen kann durch den Einsatz von Querrillen die Effektivität und Lebensdauer z.B. von Verdichterschaufeln gesteigert werden. Aktuell wird zu diesem Thema an der TU Berlin in Zusammenarbeit mit der DLR (vgl. Meyer, 2005) geforscht.

Experimente mit schräg gegenüber der Strömungsrichtung angestellten Riblets wurden von Squire & Savill (1987) durchgeführt. Dabei wurde der Strömungswiderstand bei verschiede-

nen Winkeln φ der Längsrillen relativ zur Strömungsrichtung gemessen. Schneider & Dinkelacker (1993) untersuchten einen zylinderförmigen Strömungskörper mit V-Riblets, dessen Längsachse von $0^\circ \leq \varphi \leq 7^\circ$ zur Strömungsrichtung geneigt wurde. Die Ergebnisse können folgendermaßen zusammengefasst werden: Bei kleinen Anstellwinkeln bis $\varphi = 15^\circ$ wird die Widerstandsvermindung nicht oder nur gering beeinflusst. Ab Anstellwinkeln von $20^\circ \leq \varphi \leq 35^\circ$ ist keine Widerstandsverminderung mehr vorhanden. Bei noch größerer Anstellung der Rillen gegen die Strömungsrichtung steigt der Strömungswiderstand im Vergleich zur glatten Wand an. Der größte Widerstand wird für Querrillen gemessen.

Die Widerstandsbeeinflussung hängt, wie in Abb. 2 gezeigt wird, zudem von den jeweiligen Werten für s^+ sowie dem Verhältnis h/s und der Form der Rillen ab. Von Hage, Bechert &

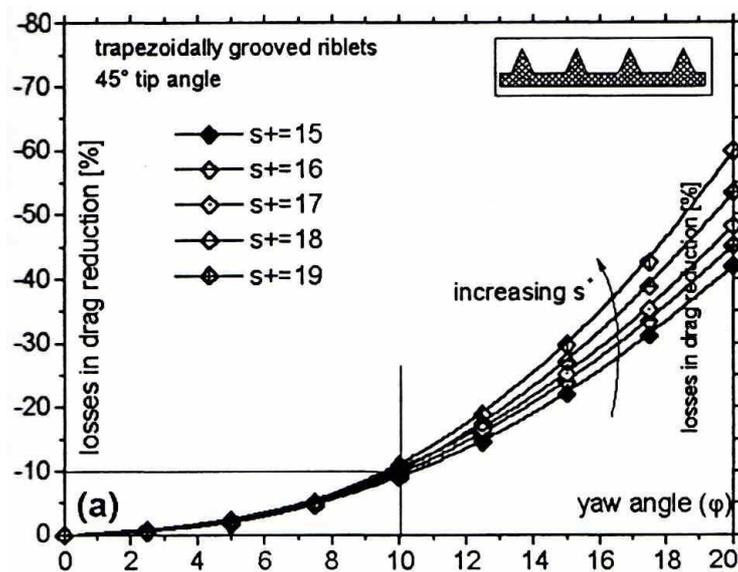


Abb. 2: Verlust an Widerstandsverminderung für trapezförmige Riblets bei verschiedenen Anstellwinkeln φ (Hage et al., 2000).

Bruse (2000) wurden mehrere Rillengeometrien quantitativ unter verschiedenen Anstellwinkeln beurteilt. Dabei wurde für trapezförmige Rillentäler die geringste Empfindlichkeit der Widerstandsverminderung für feste Anstellwinkel gegen die Strömungsrichtung ermittelt. Für $\varphi = 10^\circ$ ergibt sich eine Abnahme der Widerstandsverminderung um 10%, ansteigend auf 20% bei $\varphi = 15^\circ$. Breitere und tiefere Rillen reagieren empfindlicher auf Anstellung schräg zur Strömungsrichtung. Dafür ist eine zusätzlich auftretende seitliche Bewegung der Strömung in den schräg verlaufenden Rillentälern verantwortlich, die die Wechselwirkung mit der Wand erhöht. Gleichzeitig wird dadurch auch eine Lenkung der Strömung in Richtung der Rillen bewirkt, wie von Költzsch, Dinkelacker & Grundmann (2002) anhand von Geschwindigkeitsmessungen über konvergenten und divergenten Ribletanordnungen mit V-Riblets gezeigt wurde.

1.2.3 Riblets in verzögerten Grenzschichten

In Strömungen mit positivem Druckgradient existieren zum Teil widersprüchliche experimentelle Ergebnisse zur Wirksamkeit von Riblets. Deutlich effektiver als in Gleichdruckgrenzschichten wird ihr Einfluss von Debisschop & Nieuwstadt (1996) ermittelt. Hierbei wurde die Wandschubspannung in einem divergenten Testkanal mit einem Öffnungswinkel α des Diffusors von $6^\circ \leq \alpha \leq 12^\circ$ mit einer Schubspannungswaage gemessen. An einem V-Riblet mit trapezförmigen Rillentälern konnte eine Reduzierung des Strömungswiderstandes um 13% im Vergleich zur glatten Wand nachgewiesen werden. Der dimensionslose Rillenabstand betrug $10 \leq s^+ \leq 16$. Die Ribletgeometrie wird im Abschnitt 2 näher beschrieben, da sie auch in dieser Arbeit Verwendung findet. Ebenfalls eine Widerstandsverminderung um bis zu 15% wurde von Sundaram, Viswanath, Rudrakumar (1996) mit V-förmigen Rillenquerschnitt an der Saugseite eines angestellten NACA 0012 Tragflügelprofils bei Anströmgeschwindigkeiten von 30m/s festgestellt. Unter Verwendung eines Pitotrohres konnte die Druckverteilung im Nachlauf gemessen und daraus der Gesamtwiderstand ermittelt werden. Auch Adachi (1999) berichtet über eine Vergrößerung der Auftriebsleistung und Verminderung des Widerstandsbeiwertes um 2% an einem NACA 6508(10) Tragflügelprofil mit V-Riblets. Demgegenüber wurde in Truong & Pulvin (1989) ein anderer Befund erhalten. Die Autoren kommen zu dem Schluss, dass der widerstandsvermindernde Effekt der Riblets in einer verzögerten Strömung durch einen gegensätzlichen Einfluss des positiven Druckgradienten maskiert wird. In den Experimenten wurde eine Diffusorströmung mit variablen Öffnungswinkeln zwischen $0^\circ \leq \alpha \leq 4^\circ$ untersucht. Für die Messungen kamen V-Riblets der Firma 3M mit $h = s = 0,152\text{mm}$ zum Einsatz. Das Strömungsfeld wurde mit einem Pitot-Rohr und Hitzdrahtanemometrie vermessen, um die integralen Grenzschichtparameter zu bestimmen. Da keine Schubspannung gemessen werden konnte, wurden zum Nachweis des widerstandsbeeinflussenden Effektes die Druckkoeffizienten verglichen und die Entwicklung der Verdrängungsdicke, der Impulsverlustdicke und des Formfaktors beurteilt. Die Ergebnisse bestätigen auch hier eine Widerstandsverminderung bei verschwindendem Druckgradient. Mit zunehmendem Öffnungswinkel α wird der Effekt immer geringer und bei $\alpha = 4^\circ$ ist praktisch keine Widerstandsverminderung mehr nachweisbar. Interessanterweise wird der widerstandsvermindernde Effekt über einen großen Einlauf-Reynoldszahlbereich von $1,5 \cdot 10^5 \leq Re \leq 4 \cdot 10^5$ erhalten. Eine überschlägliche Berechnung aus den vorhandenen Daten ergibt für den Rillenabstand $8 < s^+ < 25$. Es wurde gezeigt, dass die Verdrängungsdicke und Impulsverlustdicke mit Riblets bei $\alpha = 0^\circ$ (kein Druckgradient) nur 95% der Werte bei glatter Wand betragen, die Grenzschicht wurde durch die Riblets geschwächt. Mit größer werdendem Öffnungswinkel glichen sich die Messwerte an die der glatten Wand an. Von Indinger (2005) wurde die verzögerte Grenzschicht über paral-

lelen trapezförmigen Rillen in einem Wasserkanal bei Strömungsgeschwindigkeiten $u < 6\text{m/s}$ untersucht. Eine gekrümmte Kontur ermöglichte Experimente bei konstantem Druckgradient. Aus Messungen der Wandschubspannung mit einem Preston-Rohr wurde eine Widerstandsverminderung um 10,5% gegenüber der glatten Wand ermittelt. Die optimale Rillenbreite wird mit $s^+ \gtrsim 20$ angegeben. Der Beginn der Ablösung wurde mit optischen Verfahren (*PIV* und *LDA*) untersucht. Damit wurde kein Einfluss des Riblets auf den Ablösebeginn festgestellt.

2 Experimenteller Aufbau

2.1 Der Diffusorprüfstand im Untertagelabor Merkers

Die TU Dresden betreibt in der Außenstelle Merkers/Thüringen seit 1961 ein strömungstechnisches Labor in einem für den Kalibergbau nicht mehr benutzten Teil des Bergwerkes Merkers (heute *Kali & Salz AG*). Die Anlage befindet sich 420m unter Tage. In diesem Labor sind umfangreiche Anlagen zur Erzeugung und Untersuchung von Luftströmungen vorhanden. Die Einrichtung bietet gegenüber herkömmlichen Labors eine ganze Reihe von Vorteilen:

- ganzjährig konstante Lufttemperatur von 21°C
- niedriger Schall- und Vibrationspegel
- weitläufige Laborflächen zum Aufstellen großer Versuchsanlagen
- großer Unterdruckspeicher (30.000m³) zum Erzeugen gleichmäßiger, zeitlich konstanter Strömungen ohne Nebengeräusche durch Verdichter oder Pumpen

In diesem Labor (Bezeichnung *Hochgeschwindigkeitswindkanal HWK*) werden strömungstechnische und strömungsakustische Untersuchungen durchgeführt. Mit der Gründung des Instituts für Luft- und Raumfahrttechnik an der TU Dresden im Sommer 1996 wurde der HWK ein Bestandteil dieses Institutes.

Der Diffusorprüfstand ist in einer Übersicht in Abb. 3 dargestellt. Die Luft strömt durch

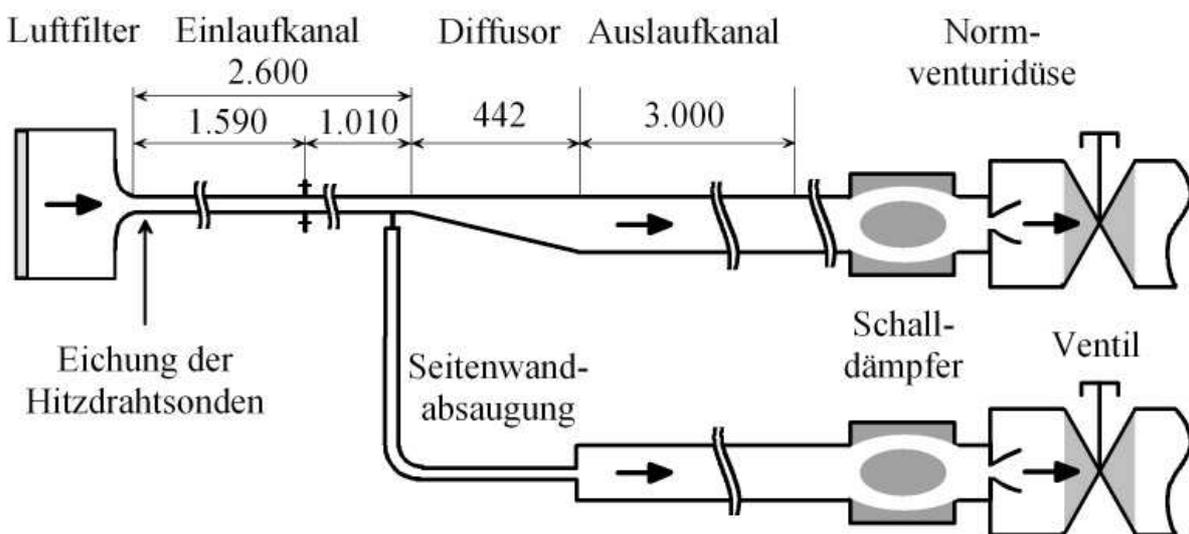


Abb. 3: Schematische Darstellung des experimentellen Aufbaus.

einen großflächigen Papierfilter in den Einlaufkanal mit 20mm Höhe, 200mm Breite und 2.600mm Länge. Am Einlauf wurde eine Kontur mit Strömungsgleichrichter angebracht. Im Einlaufkanal bildet sich das vollturbulente Strömungsprofil aus. Daran schließt sich der Diffusor mit einer Länge von 442mm an. Die Kanalhöhe beträgt am Diffusoreinlauf 20mm und erweitert sich auf 94mm am Diffusorauslauf. Stromab des Diffusorauslaufes befindet sich der Auslaufkanal mit 3.000mm Länge, der in einen Schalldämpfer mündet, um höherfrequenten Lärm ab etwa 1kHz zu vermindern. Stromab des Schalldämpfers strömt die Luft durch die Normventuridüse in den Unterdruckspeicher. Der Unterdruckspeicher ist über eine Rohrleitung mit 400mm Durchmesser und ein Stellventil an die Normventuridüse angeschlossen, die im Betrieb als Lavaldüse arbeitet und kritisch durchströmt wird. Die Messreihen wurden bei Druckverhältnissen kleiner des theoretischen kritischen Druckverhältnisses von 0,528 des Druckes im Unterdruckspeicher zum Atmosphärendruck durchgeführt, obwohl auf Grund des Druckrückgewinns in der Normventuridüse bereits ab Druckverhältnissen von etwa 0,8 Schallgeschwindigkeit im engsten Düsenquerschnitt erreicht wird. So wird ein zeitlich konstanter Massestrom garantiert. Mit Normventuridüsen verschiedenen Durchmessers wurden verschiedene Strömungsgeschwindigkeiten eingestellt. Parallel zum beschriebenen Aufbau ist eine Vorrichtung zur Seitenwandabsaugung vorhanden, deren Massestrom mit einer zweiten Normventuridüse konstant gehalten wird.

2.2 Einlaufkanal und Einlaufkontur

Von König (1997) wurde das Einlaufverhalten einer turbulenten Rohrströmung mit verschiedenen, auf den Rohrdurchmesser d bezogenen, dimensionslosen Einlaufängen $28 \leq L/d \leq 213$ untersucht. Die auf den Rohrdurchmesser und die mittlere Geschwindigkeit in Rohrmitte bezogenen Reynoldszahlen lagen im Bereich $7.600 \leq Re \leq 560.000$. Bei kleinen dimensionslosen Einlaufängen lag eine Grenzschichtströmung vor, die bei $L/d = 28$ im Vergleich zu einer ausgebildeten turbulenten Strömung eine kastenförmigere Geschwindigkeitsverteilung normal zur Rohrwand aufwies. Für $L/d \gtrsim 46$ wurde ein ausgebildetes turbulentes Strömungsprofil nachgewiesen. Ab $L/d \gtrsim 80$ begann sich in Rohrmitte eine Geschwindigkeitsverteilung zu entwickeln, die gegenüber dem Verlauf des logarithmischen Wandgesetzes eine größere mittlere Strömungsgeschwindigkeit aufwies und sich bei weiter ansteigender Einlaufänge immer stärker ausprägte. In dieser Arbeit wird der Bereich entsprechend der englischen Formulierung *wake region* als *Nachlaufgebiet* bezeichnet. Im Vergleich mit einem glatten Rohr treten in einem rechteckigen Strömungsquerschnitt mehr Störungen der Einlaufströmung auf, da sich in den Ecken sogenannte Sekundärströmungen senkrecht zur Strömungsrichtung ausbilden. Dadurch ist zu erwarten, dass der Übergang zur turbulenten Strömung zeitiger erfolgt als in der unge-

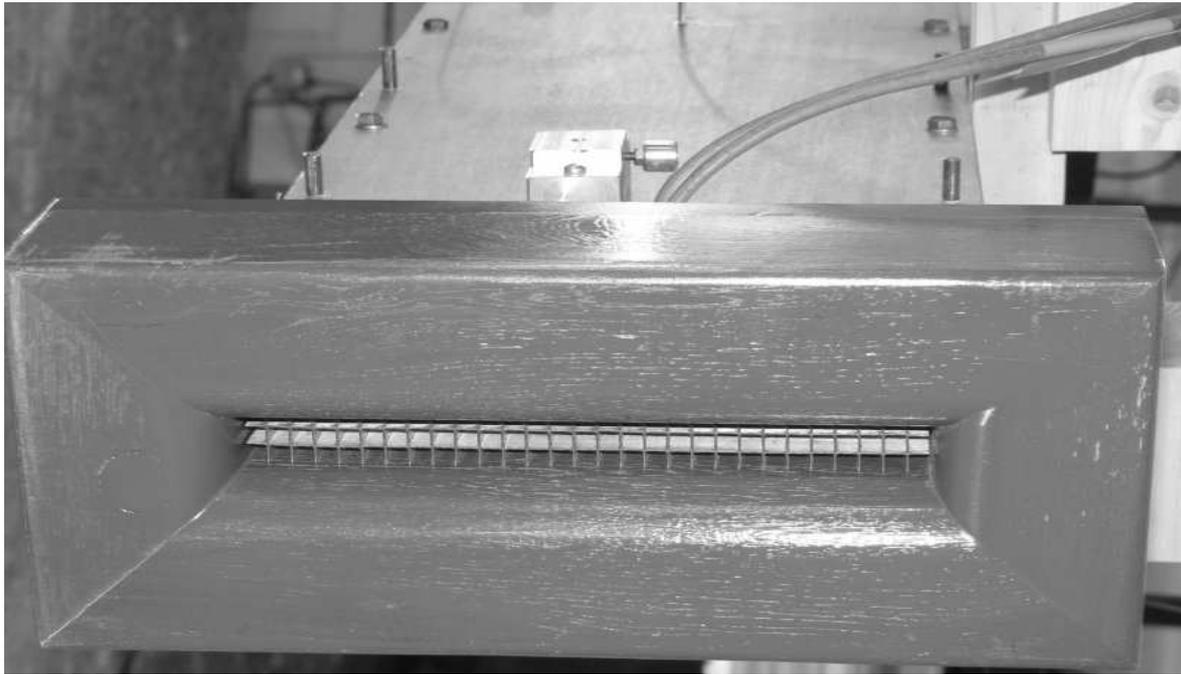


Abb. 4: Ansicht des Einlaufkanals mit angesetzter Einlaufkontur und eingebautem Strömungsgleichrichter.

störten Rohrströmung. Auf der Grundlage dieser Ergebnisse wurde für den Einlaufkanal eine Länge von $L_1 \simeq 2.600\text{mm}$ gewählt. Aus der Beziehung

$$d_h = \frac{4A}{U} \quad (1)$$

erhält man für den hydraulischen Durchmesser $d_h = 36\text{mm}$. Hierbei ist A die Fläche und U der Umfang des rechteckigen Kanalquerschnitts. Damit beträgt die dimensionslose Einlauflänge $L_1/d_h = 71$. Zu Vergleichszwecken wurden verschiedene Messungen mit einer verkürzten Einlauflänge von $L_2 = 1.010\text{mm}$ ($L_2/d_h = 28$) durchgeführt.

Es ist bekannt, dass an einem scharfkantigen Rohreinlauf Ablösung und Strömungseinschnürungen auftreten. Deshalb wurde ein strömungsgünstiger Einlauf vorgesehen. Die Berechnung der Kontur erfolgte nach einem Vorschlag von Prandtl (vgl. Eck, 1988) aus einem stetigen Übergang von zwei Krümmungsradien $R_1 = 1,4d_h$ und $R_2 = 0,5d_h$, mit dem Strömungsablösung vermieden wird. In Abb. 4 ist der Einlaufkanal mit Einlaufkontur und eingebautem Strömungsgleichrichter abgebildet. Hinter dem Strömungsgleichrichter ergibt sich ein laminares, kastenförmiges Strömungsprofil, das sich aus den Einzelprofilen der Gleichrichterwaben zusammensetzt. Der Strömungsgleichrichter wurde aus $0,5\text{mm}$ dickem Aluminiumblech hergestellt und besteht aus 3 Reihen zu je 29 quadratischen Waben mit der Kantenbreite $6,5\text{mm}$ und mit einer Gesamtlänge von $34,4\text{mm}$. Der konstruktiven Auslegung der Gleichrichterwaben

liegt folgende Überlegung zugrunde: Die Experimente werden bei Strömungsgeschwindigkeiten im Einlaufkanal von 3m/s bis 30m/s durchgeführt. Damit beträgt die lauffängenbezogene Reynoldszahl am Wabenende $Re_x = 7.000$ bis 70.000. Deshalb ist das Strömungsverhalten laminar, der Umschlag laminar/turbulent tritt hier erst ab $Re_x \approx 250.000$ ein (vgl. hierzu Niebergall, 1999). Für die laminare Grenzschichtdicke δ ergibt sich nach der Lösung von Blasius $\delta = 5x/\sqrt{Re_x}$ am Gleichrichterende $\delta \leq 2\text{mm}$. Die gewählten Wabenabmessungen sind gerade gross genug, damit sich die laminaren Grenzschichten der Wabenwände nicht berühren. Hinter dem Gleichrichter wird mit einem Sieb mit Maschenweite 1,5mm eine zusätzliche Vermischung der laminaren Wabenprofile bewirkt.

2.3 Beschreibung des Diffusors

Die Diffusorgeometrie ist in Abb. 5 dargestellt. Im Rahmen der technischen Möglichkeiten am HWK wurde eine Kanalbreite von $B = 200\text{mm}$ gewählt. Das ist insofern ein Kompromiss, als dass sich das Breiten/Höhen-Verhältnis am Diffusorauslauf dem Wert 2 annähert. Dieser Umstand erforderte zusätzliche konstruktive Maßnahmen (Seitenwandabsaugung) zur Stabilisierung der Strömungsverhältnisse.

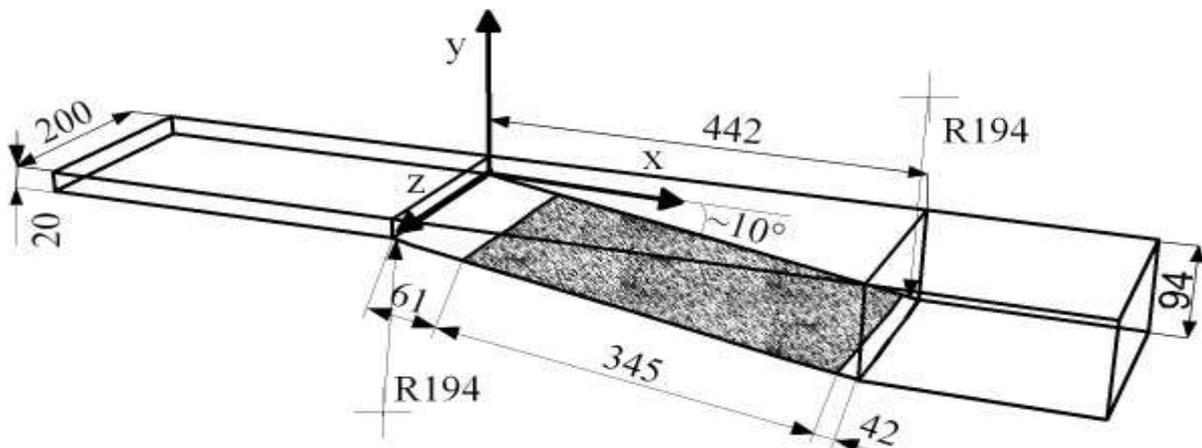


Abb. 5: Messstrecke, bestehend aus Einlauf, Diffusor und Auslauf. Der schraffierte Bereich kann eine glatte Wand, ein Parallel-Riblet oder ein Fächer-Riblet sein.

Die *Oberseite* des Diffusors verläuft geradlinig und ist bezüglich der Strömungsverhältnisse passiv. Die *Unterseite* ist die Seite mit der Diffusorerweiterung und strömungsmechanisch die aktive Seite. Sie besitzt einen Öffnungswinkel von $9,6^\circ$. Ortsangaben werden in kartesischen Koordinaten gemacht, wobei die x-Achse parallel zur Oberseite und den Seitenwänden in Strömungsrichtung zeigt, die y-Achse steht senkrecht dazu und zeigt parallel zu den Seitenwänden von der Unterseite zur Oberseite. Die z-Achse überstreicht die Breite des Diffusors

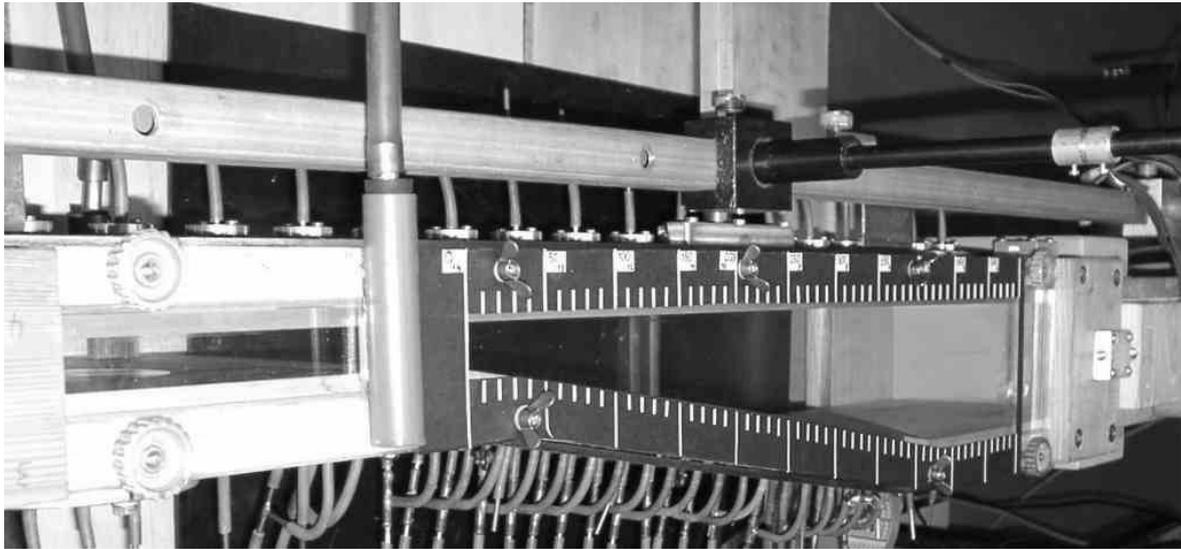


Abb. 6: Ansicht seitlich in Richtung stromab. An der Diffusoroberseite ist die Sondenschiene mit den Sondeneinsätzen zu sehen. An der Unterseite ist links ein runder Wandeinsatz aus Aluminium vor dem Diffusoreinlauf erkennbar, der zum Wechseln und Einrichten der Hitzdrahtsonden im Einlaufkanal ausgebaut wurde. Im Vordergrund sieht man die Seitenwandabsaugung, daran anschließend die x - Skala für die Videoaufnahmen.

von Seitenwand zu Seitenwand. Der Ursprung der x-Achse wird auf den Diffusoranfang und der Ursprung der z-Achse auf die dem Beobachter abgewandte Seitenwand und in Richtung der vorderen Seitenwand festgelegt. Für die y-Achse wird der Ursprung an die Unterseite an der jeweiligen x-Position gelegt.

Die Kanalwände sind aus verleimten, 35mm dicken Erlenholz-Bohlen gefertigt. Im Bereich des Diffusors wurden die Seitenfenster sowie die Unterseite des Diffusors aus klarsichtigen 20mm dicken Polyacryl-Platten („Acrylglas“) angefertigt. Die Sondenführung erfolgt mittig bei $z = 100\text{mm}$ in Bohrungen mit 20mm Durchmesser in der Oberseite des Diffusors, in denen austauschbare Pässeinsätze eingebaut sind. Es befinden sich 19 Sondenbohrungen im Abstand von je 50mm auf einer Länge von 1m verteilt auf der Oberseite des Diffusors, sowie auf Teilen des Ein- und Auslaufs. In ungenutzten Sondenbohrungen befinden sich Blindstopfen mit Druckerbohrungen von 0,5mm Durchmesser. Die Unterseite des Diffusors kann glatt, als Parallel-Riblet oder als Fächer-Riblet eingesetzt werden. Dafür wurden ein glattwandiger Einsatz sowie zwei Einsätze mit verschiedenen Ribletprofilen angefertigt. Entlang der Mittellinie bei $z = 100\text{mm}$ wurden im Abstand von 25mm in die Unterseite des Kanals und des Diffusors Druckerbohrungen zur Messung des statischen Druckes mit 0,5mm Bohrungsdurchmesser eingebracht.

Für die am Diffusoreinlauf vorliegende zeitlich und über den Kanalquerschnitt räumlich

gemittelte Strömungsgeschwindigkeit U_0 wird die Reynoldszahl Re_0 mit der halben Einlaufkanalhöhe $H/2$ und der kinematischen Zähigkeit ν definiert:

$$Re_0 = \frac{HU_0}{2\nu} \quad (2)$$

U_0 wurde mit einem Pitotrohr und einer Wandanbohrung im laminaren Strömungsfeld direkt hinter dem Einlauf des Kanals bestimmt.

2.4 Messtechnik

2.4.1 Strömungssichtbarmachung

Zur Strömungssichtbarmachung wurde ein zylindrischer Linienlaser *PM-806G-GR* der Firma *Photonic* mit 12mm Gehäusedurchmesser verwendet, der 525mm stromab im Diffusorauslauf bei $x = 967\text{mm}$ und $y = 30\text{mm}$ in der Kanalmitte ($z = 100\text{mm}$) eingebaut wurde. Die Lichtleistung beträgt 70mW bei 660nm Wellenlänge. Die integrierte Linienoptik mit

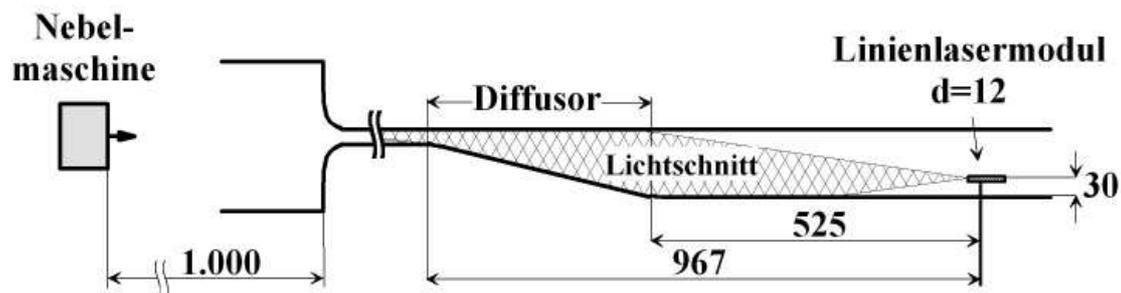


Abb. 7: Messaufbau der Strömungssichtbarmachung.

12° Öffnungswinkel erzeugt im Diffusor einen dunkelroten, 1mm breiten „Lichtschnitt“ in der x - y -Ebene. Unter Ausnutzung des relativ kleinen Öffnungswinkels wurde der Laser in dem Bestreben, Störeinflüsse gering zu halten, so weit stromab wie möglich eingebaut (Abb. 7). Mit einer Nebelmaschine (*MacCrypt Minifogger*) wurde in diesem Lichtschnitt das Strömungsbild durch stoßweises Zuführen von Nebel in den Kanaleinlauf sichtbar gemacht. Die Videoaufzeichnung erfolgte seitlich durch die transparenten Seitenwände mit einer infrarotempfindlichen Videokamera (*Sony DCR-TRV240E*). Damit konnten 25 Bilder/Sekunde im PAL-Format aufgenommen werden. Die Videodaten wurden auf einem Auswerterechner mit der Filmbearbeitungssoftware *virtualdub* nachbearbeitet und ausgewertet.

Zur quantitativen Bestimmung des Ablösepunktes bei der Auswertung der Videoaufnahmen wurde auf der durchsichtigen Seitenwand des Diffusors eine x -Skala aufgebracht. Die

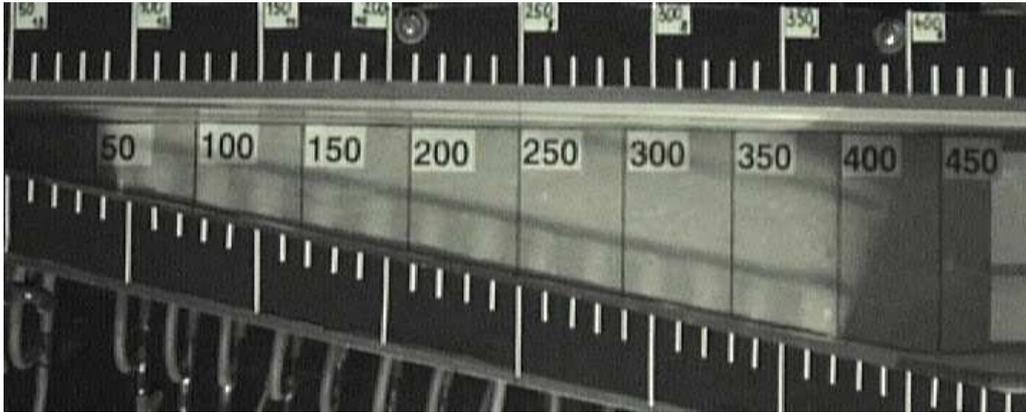


Abb. 8: Eichung der Videoskala. In der Lichtschnittebene wurde eine Referenzskala in den Diffusor eingebaut. Die Kameraposition und der Objektivfokus wurden für die Lichtschnittmessungen nicht verändert.

Skalenelemente sind phosphoreszierend und damit auch auf den dunklen Videoaufnahmen erkennbar. Da sich die Skala auf der Seitenwand befindet, ist eine Bestimmung der tatsächlichen x -Werte in der Ebene des Lichtschnitts nur durch eine vorhergehende Skaleneichung möglich. In Abb. 8 ist die Eichaufnahme für die Videoskala abgebildet. Die Videokamera befand sich bei diesen Aufnahmen fest montiert und mit fest eingestelltem Fokus etwa 400mm senkrecht vor der Seitenwand. Mit den aus Abb. 8 gewonnenen Wertepaaren wurde eine lineare Umrechnungsfunktion für die x -Werte bestimmt. Für den Ablösebeginn werden immer die auf die Lichtschnittebene umgerechneten Werte für x angegeben.

2.4.2 Geschwindigkeitsmessungen

Die Geschwindigkeitsprofile der turbulenten Grenzschicht wurden mit Hitzdrahtanemometrie gemessen. Hierfür wurden Grenzschichtsonden *55P15* der Firma *Dantec* benutzt. Der Hitzdraht (platinierter Wolframdraht) hat eine Länge von 1,5mm und einen Durchmesser von 10 μ m. Die Sonden wurden mit einer *Dantec* Messbrücke *55M01* nach dem Konstant-Temperatur-Verfahren bei 250°C betrieben und mit einem Oszilloskop *Tectronix 2215* überwacht. Die Eichung der Sonden erfolgte im laminaren Strömungsfeld direkt hinter dem Einlauf des Kanals, vgl. Abb. 3. Verschiedene Eichgeschwindigkeiten wurden durch manuelle Regelung des Absperr-Stellschiebers stromab der Venturidüse eingestellt und mittels Pitotrohr, das sich 3cm neben der Hitzdrahtsonde befand, gemessen. Der Stellschieber wurde dabei kritisch durchströmt. Zur Positionierung der Sonden während der Messungen diente eine Feingewinde-Stellvorrichtung mit 200mm Stellbereich und 0,02mm reproduzierbarer Stellgenauigkeit. Daran wurde der Sondenträgarm befestigt und geführt. Die Nullpunkteinstellung der Sonden

für $y = 0$ erfolgte mit einem Stereomikroskop optisch durch die transparenten Seitenwände des Diffusors. Der Fokussierungsbereich der Objektebene des Mikroskops wurde dafür durch Anbringen einer zusätzlichen Konkavlinse auf ca. 150mm vergrößert. Die Messwerverfassung erfolgte auf einem Personalcomputer mit einer DA-Wandlerkarte *National Instruments AT-MIO-16X*. Das Brückensignal im Bereich von 1V bis 8V wurde in 16Bit-Werte innerhalb eines Messbereiches von 0V bis 10V mit einer Datenrate von 10^5 Werten/Sekunde und einer Wandlergenauigkeit von 1 Bit digitalisiert. Damit wurde eine Auflösung von 0,15mV oder 0,002% erreicht. Die Aufnahme, Vorauswertung und Speicherung der Messwerte erfolgte mit Software, die unter Verwendung der Programmiersprache *CVI* entwickelt wurde. Die Messwerte wurden, wenn nicht im Text anders angegeben, durch Verarbeitung von 28.000 Einzelmesswerten, die über den Zeitraum von 20s erfasst wurden, aufgenommen. Aus diesen Datensätzen wurden die Mittelwerte und die statistischen Momente berechnet.

Unter Verwendung der mit der Schubspannungsgeschwindigkeit $u_\tau = \sqrt{\tau_w/\rho}$ entdimensionalisierten Strömungsgeschwindigkeit $u^+ = \bar{u}/u_\tau$ und des Wandabstandes $y^+ = u_\tau y/\nu$ gilt für den wandnahen viskosen Bereich der Geschwindigkeitsverteilung bis $y^+ \approx 5$ der lineare Zusammenhang

$$u^+ = y^+. \quad (3)$$

Hier ist τ_w die Wandschubspannung und ρ die Dichte der Luft. Für die kinematische Zähigkeit der Luft gilt $\nu = 15,1 \cdot 10^{-6} \text{m}^2/\text{s}$ bei Normaldruck und 21°C . Auf der Grundlage dieser Gesetzmäßigkeit wurde für jedes Grenzschichtprofil in der viskosen Unterschicht sowohl die Schubspannungsgeschwindigkeit u_τ als auch ein Korrekturwert Δy für den tatsächlichen Nullpunkt der y -Achse an der Kanalwand ermittelt. Im folgenden Text wird hierfür der Ausdruck *Gradientenauswertung* verwendet. Diese Auswertung erfolgte, indem in einem Diagramm eine lineare grafische Auftragung der wandnahen Messergebnisse der mittleren Strömungsgeschwindigkeit \bar{u} über dem Wandabstand y angelegt wurde. Für die lineare Funktion der Wertepaare (y, \bar{u}) , die sich in der viskosen Unterschicht befinden, gilt:

$$\bar{u}(y) = \frac{u_\tau^2}{\nu}(y - \Delta y). \quad (4)$$

Der beginnende Einfluss der Pufferschicht mit zunehmendem Wandabstand ist durch einen geringeren Anstieg der Strömungsgeschwindigkeit gekennzeichnet, so dass die Wertepaare immer stärker vom linearen Verlauf abweichen und damit ein Kriterium darstellen, anhand dessen die Gültigkeitsgrenze von Gl.(3) abgeschätzt werden konnte. Somit wurde durch manuelles Annähern einer Gerade der Form:

$$u_g(y) = m \cdot y + u_{g0}$$

an die Wertepaare in Wandnähe der Anstieg der Strömungsgeschwindigkeit als Funktion des Wandabstandes ermittelt. Aus dem Anstieg m konnte die Schubspannungsgeschwindigkeit u_τ direkt berechnet werden. Daraus wurde zunächst für die verwendeten Wertepaare der dimensionslose Wandabstand berechnet und überprüft, ob das Kriterium $y^+ \lesssim 5$ erfüllt war. Anschließend wurde der Vorgang unter Auslassung der das Kriterium verletzenden Wertepaare gegebenenfalls wiederholt. Auf die Erstellung eines Algorithmus zur automatisierten Anwendung dieses Verfahrens wurde verzichtet, da der Aufwand für die notwendige Kontrolle der so gewonnenen Ergebnisse einer manuellen Einzelauswertung gleichzukommen schien. Aus dem Wert u_{g0} , der die Verschiebung der Gerade entlang der \bar{u} -Koordinatenachse angibt, folgt unmittelbar

$$\Delta y = -\frac{\nu}{u_\tau^2} u_{g0}.$$

Der Wert Δy ist ein Korrekturwert für die Messergebnisse des Wandabstandes y , die mit der oben genannten Feingewinde-Stelleinrichtung gewonnen wurden und im Rahmen der Einstellgenauigkeit fehlerbehaftet sind. Bei der weiteren Auswertung sowie in allen Darstellungen der Geschwindigkeitsverteilungen und ihrer höheren Momente wurde dieser Korrekturwert berücksichtigt.

In einer turbulenten Gleichdruckgrenzschicht ist das logarithmische Wandgesetz

$$u^+ = \frac{1}{\kappa} \ln y^+ + C_1 \quad (5)$$

im Bereich $y^+ \approx 35$ bis etwa 40% der Grenzschichtdicke δ gültig (vgl. Kovasznay, Kibens & Blackwelder, 1970). Für die von-Karman Konstante wurde der Literaturwert $\kappa = 0,41$ und für die logarithmische Konstante $C_1 = 5,5$ verwendet.

2.4.3 Statische Druckmessungen

Statische Drücke wurden mit Wandanbohrungen bei festen x -Werten ermittelt. Die Wandanbohrungen mit 0,5mm Durchmesser wurden mit Gummischläuchen mit 2mm Innendurchmesser an Differenzdruckaufnehmer Typ *MKS Baratron* mit den Messbereichen $\pm 133\text{Pa}$ (Eichgenauigkeit 0,1% bzw 0,13Pa) sowie $\pm 133.000\text{Pa}$ (Eichgenauigkeit 0,03% bzw. 40Pa) angeschlossen. Mit dem verwendeten *MKS Typ 670 Signalconditioner* wurden 10 Druckmesswerte/Sekunde eingelesen. Die Messwernerfassung fand auf einem Personalcomputer über eine *IEEE* Datenbusschnittstelle statt. Für einen Messwert wurde eine Mittelungszeit von 20s gewählt. Die Berechnung und Speicherung erfolgte mit Software, die unter Benutzung der Programmiersprache *CVI* entwickelt wurde.

Aus der Differenz der an verschiedenen Positionen x_1 und x_2 gemessenen statischen Drücke kann im Einlaufkanal die Wandschubspannung bestimmt werden, indem durch einem Kraftansatz das zeitliche Mittel der Druckdifferenz $\Delta\bar{p}$ entlang der Strecke $\Delta x = |x_1 - x_2|$ mit der Haftkraft an der Kanaloberfläche in Beziehung gesetzt wird. Mit der Höhe H und Breite B des rechteckigen Kanalquerschnitts erhält man:

$$\begin{aligned}\tau_w \cdot \Delta x \cdot 2(H + B) &= \Delta\bar{p} \cdot H \cdot B \\ \tau_w &= \frac{\Delta\bar{p}}{\Delta x} \frac{H \cdot B}{2(H + B)}\end{aligned}\quad (6)$$

Im Diffusorbereich erfolgte die Auswertung der statischen Drücke durch Berechnung des Druckkoeffizienten

$$c_p(x) := \frac{2(\bar{p}(x) - \bar{p}_0)}{\rho U_0^2}, \quad (7)$$

mit dem mittleren statischen Druck \bar{p}_0 und der zeitlich und über den Kanalquerschnitt räumlich gemittelten Strömungsgeschwindigkeit U_0 am Diffusoreinlauf.

2.4.4 Mittelwerte und Statistische Momente

Die Einzelmesswerte der Strömungsgeschwindigkeit und des Druckes können als die Summe ihres zeitlichen *Mittelwertes* und eines zufälligen *Schwankungswertes* aufgefasst werden:

$$\begin{aligned}u &= \bar{u} + u' \\ p &= \bar{p} + p'\end{aligned}$$

Die Bildung des *Mittelwertes* erfolgt durch Summation der Produkte der Einzelmesswerte mit deren Wahrscheinlichkeiten. Da jeder Messwert mit der gleichen Wahrscheinlichkeit gemessen wird, ergeben sich die Mittelwerte für gemessene Geschwindigkeiten und Drücke zu

$$\begin{aligned}\bar{u} &= \frac{1}{N} \sum_i^N u_i \text{ und} \\ \bar{p} &= \frac{1}{N} \sum_i^N p_i.\end{aligned}$$

Die Varianz ist das zweite zentrale Moment. Sie ist der Durchschnitt der Quadrate der Schwankungswerte. Es ist üblich, die Quadratwurzel der Varianz zu benutzen. Sie wird als *Standardabweichung* bzw. als *Effektivwert* der Schwankungen bezeichnet. Der Effektivwert gibt die Lage der Wendepunkte einer Normalverteilung an:

$$\begin{aligned}u_{\text{eff}} &= \sqrt{u'^2}, \text{ sowie} \\ p_{\text{eff}} &= \sqrt{p'^2}\end{aligned}$$

Bei ungleich um den Mittelwert verteilten Messwerten ist das dritte zentrale Moment, die *Schiefte* (*Skewness*), von Null verschieden. Ausgeprägte Untergeschwindigkeiten z.B. in Strömungsmitteln, oder Übergeschwindigkeiten in Wandnähe sind Beispiele für solche Verteilungsverläufe. Die Schiefe wird gebildet zu

$$S(\mathbf{u}) = \frac{\overline{\mathbf{u}^3}}{u_{\text{eff}}^3}.$$

Die gemessenen Verteilungen der Messwerte genügen häufig nicht dem Verlauf der Normalverteilung. Die *Flachheit* (*Flatness*, *Kurtosis*) beschreibt diese Abweichung. Sie wird als viertes zentrales Moment ermittelt:

$$F(\mathbf{u}) = \frac{\overline{\mathbf{u}^4}}{u_{\text{eff}}^4}$$

Verteilungen werden entsprechend ihrer Flachheit eingeteilt in:

- $F = 3$: „normalgipfelig“ - Die Verteilung entspricht dem Verlauf einer Gauss'schen Normalverteilung.
- $F < 3$: „flachgipfelig“ - Die Verteilung ist flacher (subgauss-förmig).
- $F > 3$: „steilgipfelig“ - Die Verteilung ist spitzer (supergauss-förmig).

In intermittierenden Strömungsfeldern treten kurzzeitige starke Amplitudenänderungen der momentanen Strömungsgeschwindigkeit auf. Man misst dann steile Anstiege oder Abfälle zu relativ großen oder kleinen Amplituden bezüglich des Mittelwertes. Der Wert für die Flachheit ist um so größer, je stärker diese Intermittenz ausgeprägt ist.

2.5 Grenzschichtabsaugung

Je kleiner das Breiten/Höhen-Verhältnis der Diffusorgeometrie wird, um so weiter ragen die seitlichen Grenzschichten in den Diffusor hinein (vgl. Monti, De Ponte & Levich, 2001). Daher bestand Grund zur Annahme, dass sich im Diffusor eine unerwünschte dreidimensionale Strömung ausbilden könnte.

Strömende Luft lässt sich qualitativ gut mit *Fadensonden* (Oertel sen. und Oertel jun., 1989) aus feinen Wollfädchen beobachten, die an einem dünnen Draht angebracht und in die Strömung gehalten werden. Dafür wurde ein Stahldraht mit 0,5mm Durchmesser rechtwinklig abgewinkelt, so dass ein Schenkel eine Länge von 190mm besaß. Daran wurden sechs feine Wollfädchen von 30mm Länge in regelmäßigen Abständen befestigt. Dieser Draht konnte an den Seitenwänden zwischen den elastischen Dichtungen hindurch in den Diffusor gehalten und quer zur Strömung positioniert werden. Das Flattern der Wollfäden gibt mit etwas Übung

genau Aufschluss über den Zustand der Strömung. Mit diesem Verfahren wurde das Strömungsfeld im Diffusorbereich untersucht. Das Ergebnis ist in Abb. 9 skizziert. Es wurde ein ausgeprägtes Rückströmungsgebiet festgestellt, das sich an einer der Seitenwände des Diffusors ausbildet und an der passiven Oberseite die größte Mächtigkeit in z-Richtung besitzt. Entlang der Strömungsrichtung erstreckte sich dieses Phänomen über zwei Drittel des Diffu-

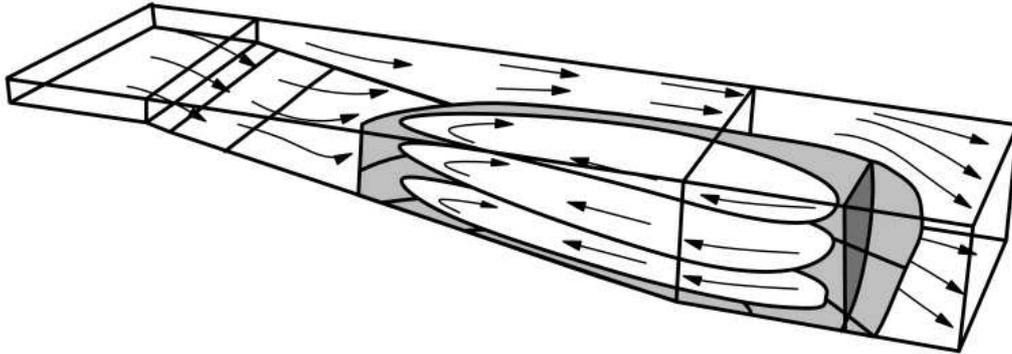


Abb. 9: Verlauf der Strömung nach Untersuchung mit einer Wollfädchenleiste im Diffusor ohne Grenzschichtabsaugung.

sorbereichs und weiter in den Auslauf hinein. Die verzögerte Strömung im Diffusor führt zu einer Zunahme der Dicke der Seitenwandgrenzschichten. Die gegenseitige Beeinflussung dieser Grenzschichten führt zu einer dreidimensionalen Strömungsgeometrie. Daher wurde als Maßnahme zur Verringerung der Seitenwandeinflüsse eine Grenzschichtabsaugung an den Seitenwänden bei $x = -50\text{mm}$ vor dem Diffusorbeginn vorgesehen. Dabei handelt es sich um je einen Schlitz von 1mm Breite, der in beide Seitenwände eingearbeitet wurde. Zur Lenkung der Absaugrichtung wurden 5mm breite Stahlklingen an den Seitenwänden über den Absaugschlitzen unter einem Winkel von 30° so angebracht, dass sie in Richtung stromauf etwa 2mm in die Seitenwandgrenzschicht im Einlaufkanal hineinragen. Durch die Schlitze wird über eine gesonderte Unterdruckleitung die Grenzschicht der Kanalseitenwände vor dem Diffusorbeginn abgesaugt. Mit der Grenzschichtabsaugung wird bei hinreichend hoher Absaugrate σ eine Pseudo-Relaminarisierung der Grenzschicht an den Seitenwänden erreicht (vgl. Djenidi, Gall, Vincent & Antonia, 1999 sowie Kerho, Heid & Kramer, 2000). Für σ gilt dort die Definitionsgleichung:

$$\sigma = \frac{Q_s}{A_s U_\infty}$$

Hierbei ist Q_s der abgesaugte Volumenstrom, der aus dem dynamischen Absaugdruck p_s ermittelt wird, A_s ist die Absaugfläche und U_∞ die zeitlich gemittelte Strömungsgeschwindigkeit in Kanalmitte. Die Messung des dynamischen Absaugdrucks erfolgte mit einem Pitotrohr in der Absaugleitung. Mit einem zusätzlichen Drosselventil in der Absaugleitung wurde der

Venturidüse	(vgl. Gl. 2)		Absaugdruck	Absaugstrom	Absaugrate
\varnothing [mm]	U_0 [m/s]	U_∞ [m/s]	p_s [Pa]	Q_s [10^{-3} m ³ /s]	σ
8	2,65	3,00	300	1,04	8,5
11	4,65	5,61	350	1,3	5,8
16	9,76	11,54	900	1,8	3,9
23,5	20,11	23,63	1.200	2,1	2,2
24	22,26	26,16	1.200	2,1	2,0
28,5	29,12	33,25	1.400	2,3	1,7
33	45,00	—	2.200	2,8	$\approx 1,8$

Tab. 1: Experimentiell mit der Fadensonde ermittelte Absaugraten für verschiedene Diffusorgeschwindigkeiten.

Absaug-Volumenstrom an die jeweils im Kanal herrschende mittlere Strömungsgeschwindigkeit angepasst. In Tab. 1 sind die experimentell ermittelten Einstellwerte für die Absaugrate angegeben, bei denen reproduzierbar zweidimensionales Strömungsverhalten wie in Abb. 10 skizziert erhalten wird. Bei allen folgenden Experimenten wurde je nach Strömungsgeschwin-

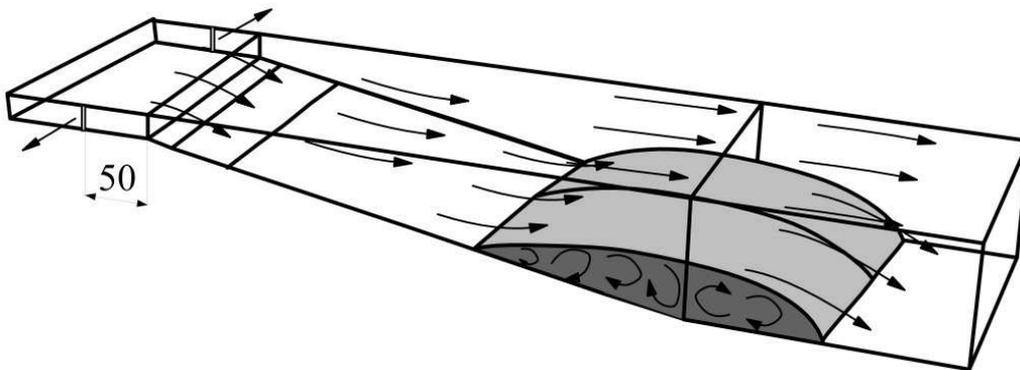


Abb. 10: Qualitatives Fadensondenbild mit Grenzschichtabsaugung an den Seitenwänden.

digkeit der in der Tabelle angegebene Absaugdruck an der Seitenwandabsaugung eingestellt.

Zum Abschluss wurde das Ablösebild an der Unterseite sichtbar gemacht. Hierfür wurden auf den glatten Wandeinsatz fünf parallele Reihen mit Rückstromföhnchen an verschiedenen z -Positionen bei 50, 80, 100, 120 und 150mm aufgeklebt. Als Material für die Föhnchen fand Magnetband älterer Magnetbandkassetten Verwendung. Jedes Föhnchen hatte eine Länge von 15mm und wurde mit einem kleinen Stück Klebeband im Abstand von $\Delta x = 10$ mm vom Nachbarföhnchen überlappend so befestigt, dass es bei genügend starker Rückströmung von

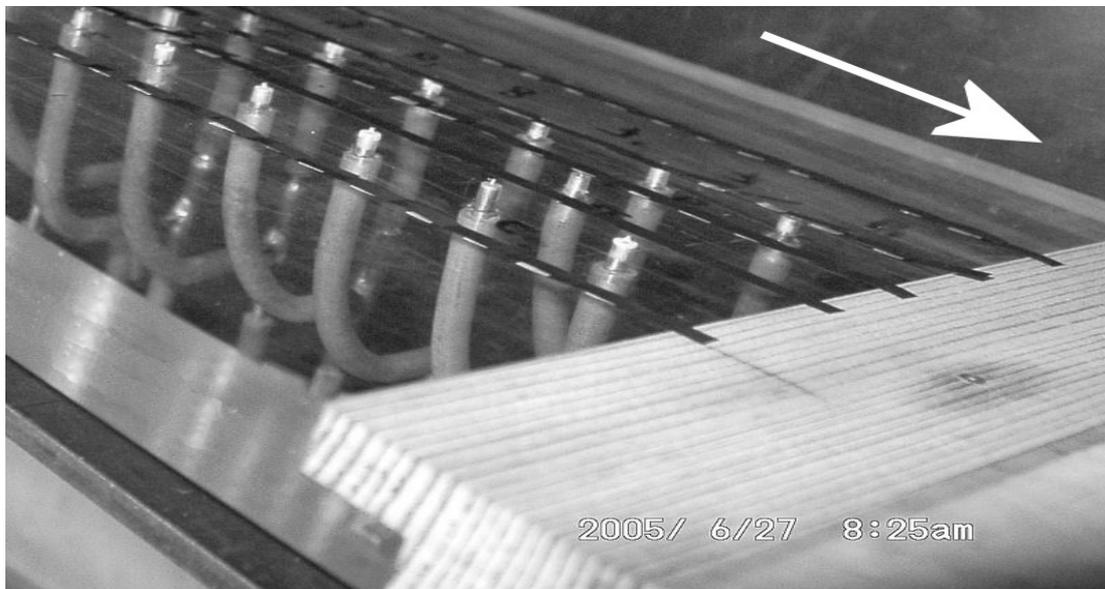


Abb. 11: Ausschnittsansicht. Glatter Wandeinsatz im eingebauten Zustand mit aufgeklebten Rückstromföhnchen.

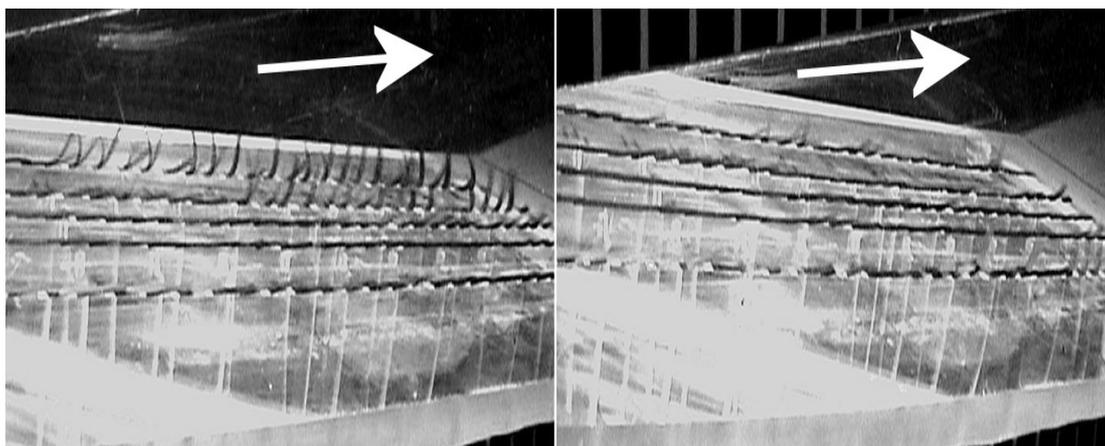


Abb. 12: Vergleich des Strömungsbildes mit Rückstromföhnchen auf der glatten Diffusorwand ($U_0 \approx 20\text{m/s}$). Links: unsymmetrisches Ablösegebiet ohne Seitenwandabsaugung, Rechts: symmetrisches Ablösegebiet mit Grenzschichtabsaugung an den Seitenwänden.

der Oberfläche abheben konnte (siehe Abb. 11). Das Strömungsbild mit und ohne Absaugung wurde mit einer Videokamera erfasst. Die Einzelbilder in Abb. 12 bestätigen die Wirksamkeit der Grenzschichtabsaugung.

2.6 Bestimmung der Ribletgeometrie

Die optimalen Parameter für Riblets in verzögerten Grenzschichten sind weitaus weniger detailliert bekannt als in Gleichdruckgrenzschichten. Jedoch deuten verschiedene Untersuchungen, z.B. von Debisschop & Nieuwstadt (1996), darauf hin, dass sich der widerstandsvermindernde Effekt von Riblets bei einem positiven Druckgradienten der Strömung noch erhöht. Die dazu durchgeführten Messungen lassen die Vermutung zu, dass die ohne Druckgradient ermittelten Ribletparameter zumindest teilweise auf positive Druckgradienten übertragbar sind. Für die

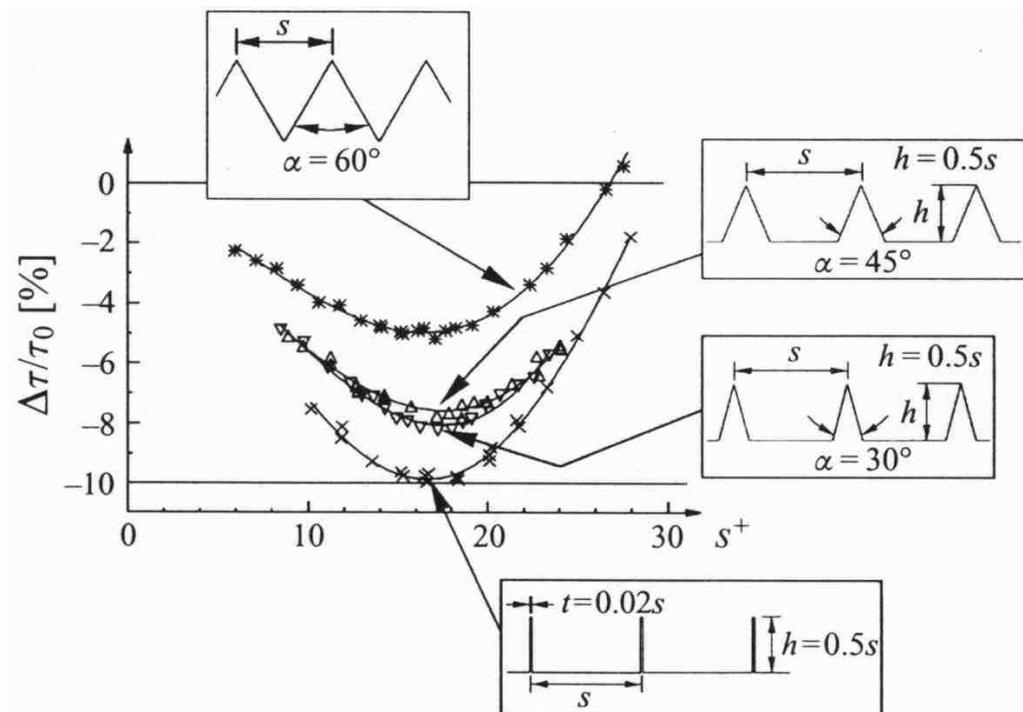


Abb. 13: Widerstandsverminderung mit ausgewählten Ribletgeometrien im Vergleich (Bechert et al., 1997).

Auswahl optimaler Ribletquerschnitte bot sich deshalb der Rückgriff auf die Messergebnisse von Bechert *et al.* (1997) an (Abb. 13). Der optimale Wert für s^+ liegt geometrieabhängig zwischen $14 \leq s^+ \leq 18$, für die Berechnung der Auslegungsparameter der Riblets wurde der Wert 15 festgelegt. Für das Höhen/Breiten-Verhältnis h/s wurde ein Optimalwert zwischen 0,5 und 0,7 angestrebt. Unter Berücksichtigung der fertigungstechnischen Machbarkeit wur-

den trapezförmige Rillen für die Experimente ausgewählt. Sie sind mit vertretbarem Aufwand anzufertigen und weniger empfindlich gegen Verschmutzung durch Staub etc., da die Rillen nicht spitz auslaufen. Zur Dimensionierung der Rillengeometrie konnten die Parameter Rillenhöhe h und Rillenabstand s der Rillen nach Vorgaben der dimensionslosen Äquivalenzwerte h^+ und s^+ eingestellt werden. Weiterhin musste ein Flankenwinkel für die Rillenflanken festgelegt werden. Auf Grund der Verfügbarkeit der 45° -Fräswerkzeuge wurde ein Flankenwinkel der Rillenflanken von $22,5^\circ$ gegenüber der Wandnormalen ausgewählt.

Ausgehend von einer Reynoldszahl $Re_0 = 9.000$ der Strömung am Diffusoreinlauf (vgl. hierzu Kaltenbach *et al.*, 1999) ergibt sich für die mittlere Strömungsgeschwindigkeit $U_0 = 13,5\text{m/s}$, und mit der Kontinuitätsgleichung kann man vereinfacht den Geschwindigkeitsverlauf über der Diffusorstrecke selbst abschätzen. Die mittlere Geschwindigkeit am Diffusorauslauf beträgt danach $2,9\text{m/s}$. Für eine Abschätzung der dabei vorliegenden Schubspannungsgeschwindigkeit u_τ wurden stellvertretend Messergebnisse in einer vollturbulenten Rohrströmung benutzt, die am HWK an einem störungsarmen Rohrkanal ($R = 70\text{mm}$) mit Hitzdrahtanemometrie und statischen Druckverlustmessungen gewonnen wurden (Költzsch & Niebergall, 1999). Die Bestimmung der tatsächlichen Schubspannungsgeschwindigkeit im Diffusor erfolgte später anhand von Messungen der Strömungsprofile aus dem Geschwindigkeitsgradienten in der viskosen Unterschicht. Über die gesamte Diffusorstrecke erhält man aus der Beziehung $s = s^+ \nu / u_\tau$ die Rillenbreite für ein optimal angepasstes Riblet. Sie vergrößert sich von $s \simeq 0,4\text{mm}$ am Diffusoranfang auf $s \simeq 1,7\text{mm}$ am Ende des Diffusors. Deshalb lag es nahe, neben dem „klassischen“ Riblet mit konstantem Rillenabstand s zusätzlich nach Fertigungsmöglichkeiten für ein Riblet mit strömungsangepasstem Rillenabstand zu suchen.

Das Riblet mit konstanter Rillenbreite (Parallel-Riblet) ist durch die o.g. Parameter Rillenabstand, Rillenhöhe und Flankenwinkel eindeutig bestimmt. Der Rillenabstand wurde auf $s = 0,9\text{mm}$ festgelegt. Abb. 14 zeigt einen vergrößerten Ausschnitt der Stirnseite des Riblets. Die dimensionslose Rillenbreite nimmt bei einer Anströmgeschwindigkeit $U_0 = 13,5\text{m/s}$ im Diffusor die Werte $23 > s^+ > 8$ an. Der Verlauf ist in Abb. 15 dargestellt. Die Fertigung des Riblets erfolgte durch seitliches Verschieben des Werkstückes pro Rille um den Betrag der Rillenbreite und anschließendem Fräsen einer Rille. Das zweite Ribletmodell wurde gefräst, indem das Werkstück nicht unter dem Fräser seitlich verschoben wurde, sondern um einen genau festgelegten Drehpunkt für jede Rille um einen festen Winkel gedreht wurde. Die sich dabei ergebende Bogenlänge von Rille zu Rille nimmt mit zunehmendem Abstand vom Drehpunkt zu, und man erhält ein Fächer-Riblet wie in Abb. 16. Für das Fächer-Riblet wurde ein Drehwinkel von $11'$ pro Rille errechnet, der Abstand des Riblets vom Drehpunkt bei der Fertigung betrug 182mm . Die Höhe der Riblettrillen wird durch die Geometrie der Fräterspitzen bestimmt. Zur

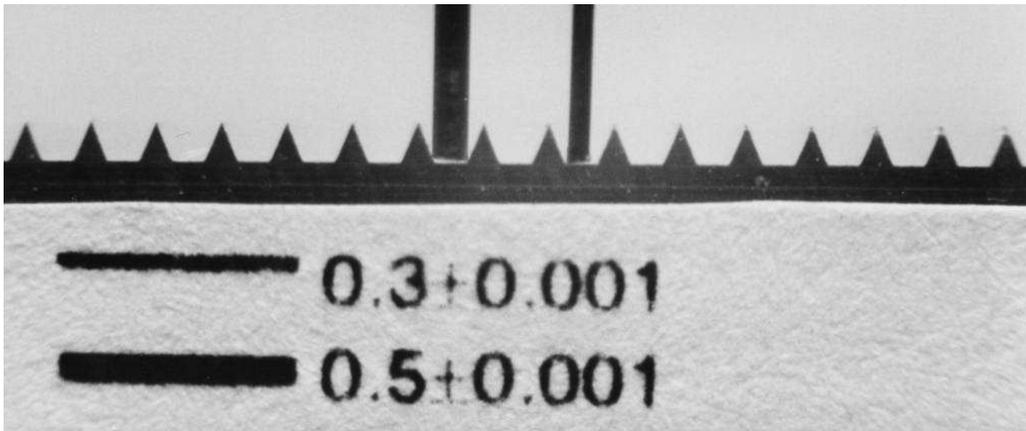


Abb. 14: Stirnseitige Makroansicht des Riblets mit parallelen Rillen. In die Rillen sind 2 Vergleichsdrähte mit jeweils 0,3mm und 0,5mm Durchmesser eingetaucht. Von erheblicher Bedeutung für die Wirksamkeit ist die Güte der Rillenspitzen. Am rechten Bildrand sind „Fräsfähnchen“ zu erkennen. Sie wurden mit einer weichen Bürste entfernt.

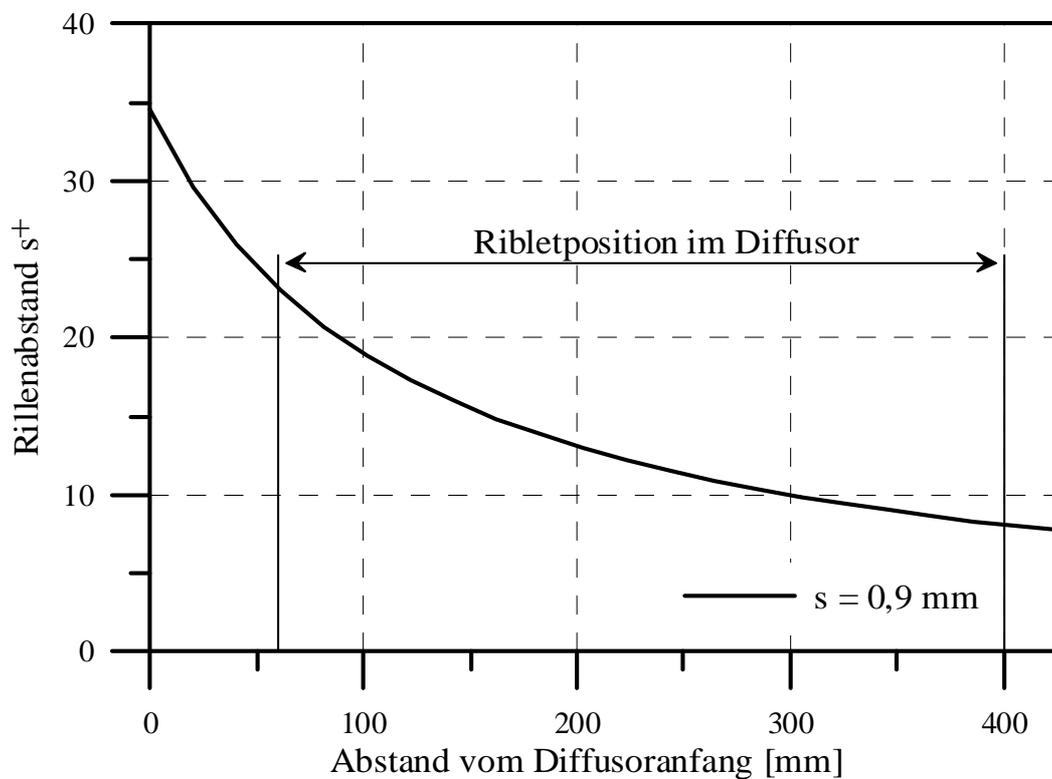


Abb. 15: Dimensionsloser Rillenabstand bei einer konstanten Rillenbreite von 0,9mm als Funktion des Abstandes vom Diffusor Anfang.

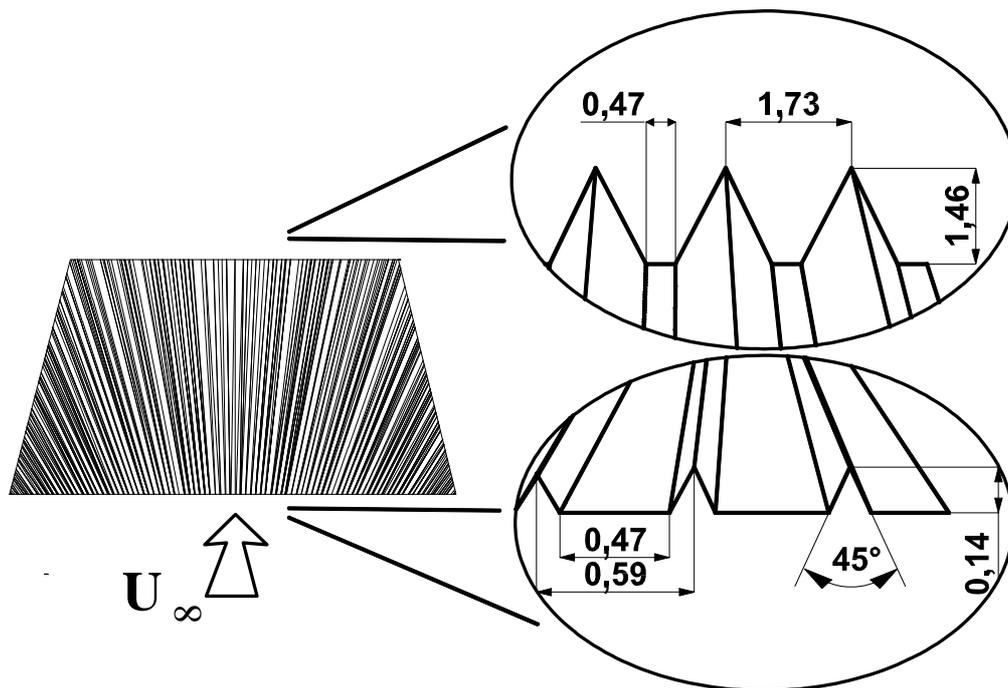


Abb. 16: Gesamtansicht des Fächer-Riblets und Lupenansicht der Rillen am Anfang und am Ende des Riblets.

Herstellung trapezförmiger Rillen wurden die Spitzen der Fräterschneiden mit einem Spezialschliff entfernt. Dadurch verringert sich h/s . Der verwendete Fräser wurde so geschliffen, dass die Fräterschneiden gerade Stirnseiten mit der Breite $0,45\text{mm}$ erhielten. Das entspricht einer Verringerung der Rillentiefe um $\Delta h = 0,55\text{mm}$. Bei einer Rillbreite $s = 0,9\text{mm}$ erhält man $h/s = 0,6$, also einen optimalen Wert für das Höhen-Breiten-Verhältnis der Rillen des Parallel-Riblets.

In Tab. 2 sind ausgewählte Parameter der beiden Ribletformen einander gegenübergestellt. Aus Untersuchungen zur Richtungsabhängigkeit von Riblets ist bekannt, dass für trapezförmige Rillen bei einem Anstellwinkel $\varphi = 10^\circ$ gegenüber der Strömungsrichtung die Widerstandsverminderung der Rillen um etwa 10% geringer wird (siehe Abb. 2). Am Fächer-Riblet weisen die längsten Rillen, die die gesamte Länge des Ribletträgers überqueren und nicht seitlich auslaufen, einen Winkel von $\varphi = 10,6^\circ$ gegenüber der Strömungsrichtung auf.

Der Übergang von der glatten Wand zum Riblet am Diffusor Anfang bzw. am Diffusor Ende wurde so justiert, dass die Rillentäler bündig mit der Diffusorwand übereinstimmen. Die Rillenspitzen ragen dadurch in den Diffusor hinein. Ein stetiger Übergang von der glatten Wand zum Riblet erfolgt durch eine am Ribletanfang angefertigte Anphasung, die an den Rillenspitzen über die gesamte Ribletbreite und mit einer Länge von $\Delta x = 3\text{mm}$ angebracht wurde. Die

	Fächer-Riblet	„klassisches“ Parallel-Riblet
Rillenabstand s am Ribletanfang	$(0,51 \pm 0,02)$ mm	$(0,9 \pm 0,01)$ mm
Rillenabstand s am Ribletende	$(1,73 \pm 0,02)$ mm	$(0,9 \pm 0,01)$ mm
Rillenhöhe h am Ribletanfang	$(0,14 \pm 0,02)$ mm	$(0,54 \pm 0,03)$ mm
Rillenhöhe h am Ribletende	$(1,46 \pm 0,02)$ mm	$(0,54 \pm 0,03)$ mm
Verhältnis h/s	0,27 bis 0,84	0,6
Breite der Rillensole	$(0,47 \pm 0,03)$ mm	$(0,45 \pm 0,02)$ mm
Anstellwinkel φ bei $z = 100$ mm	0°	0°
max. Anstellwinkel φ am Ribletanfang	$31,1^\circ$	0°
max. Anstellwinkel φ am Ribletende	$10,6^\circ$	0°
s^+ bei $Re_0 = 9.000$	~ 15 konstant	23 bis 8

Tab. 2: Gegenüberstellung der Fertigungsdaten der im Diffusor eingesetzten Riblets.

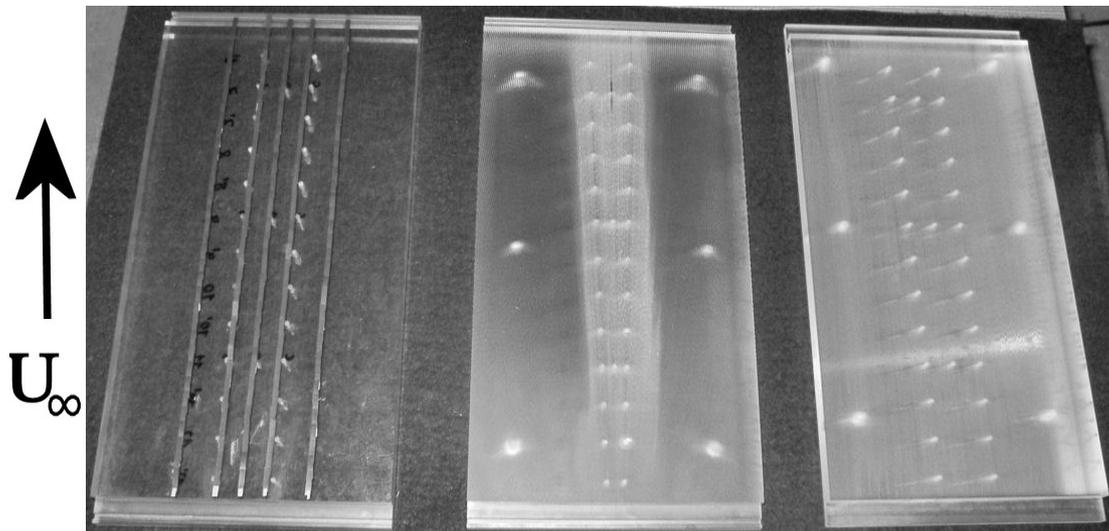


Abb. 17: v.l.n.r.: Glatter Wandeinsatz mit aufgeklebten Rückstromföhnchen, Fächer-Riblet, Parallel-Riblet. Durch das klarsichtige Polyacryl sind die Anschlüsse für die Druckanbohrungen zu erkennen.

drei Wandeinsätze sind in Abb. 17 zu sehen.

3 Experimente und Auswertung der Messergebnisse

3.1 Bewertung der Strömung vor dem Diffusor im Einlaufkanal

3.1.1 Geschwindigkeitsprofile

An verschiedenen x -Positionen bei -335 , -235 , -135 , -125 und -35 mm wurden Geschwindigkeitsverteilungen $u(y)$ normal zur Kanalunterseite für verschiedene Reynoldszahlen untersucht. Unter Ausnutzung des konstanten Geschwindigkeitsgradienten kann durch Annähern einer linearen Funktion an die Messwerte in unmittelbarer Wandnähe die Schubspannungsgeschwindigkeit u_τ ermittelt werden. Die Durchführung dieser Gradientenauswertung wurde im Abschnitt 2.4.2 näher erläutert. Der aus der angenäherten Gerade der Gradientenauswertung

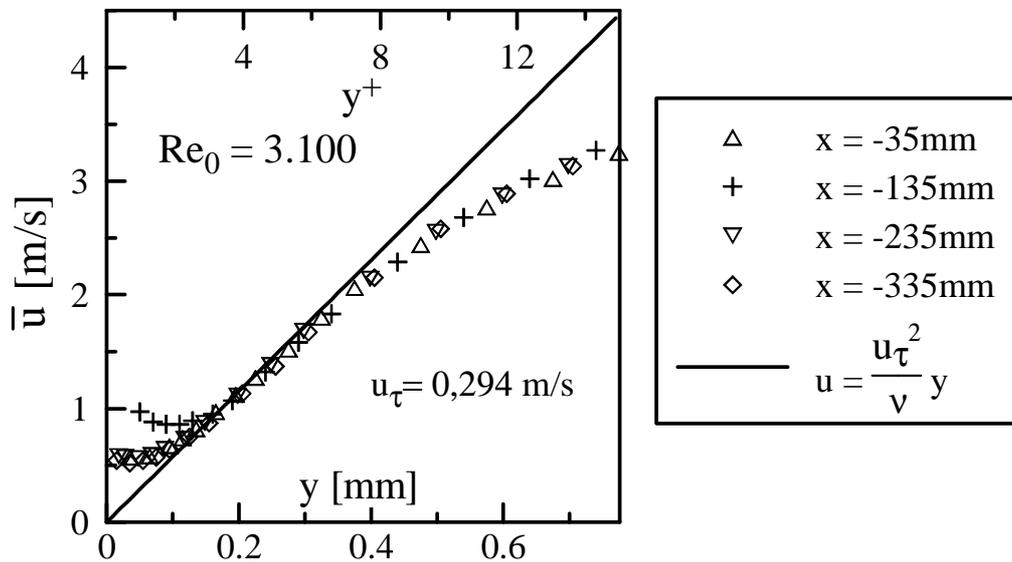


Abb. 18: Linearer Anstieg der Geschwindigkeit in der viskosen Unterschicht. Die Koordinatenachse für y^+ wurde mit $u_\tau = 0,294$ m/s skaliert.

(Gl. 4, S. 21) erhaltene Korrekturwert Δy für die Einstellgenauigkeit der Hitzdrahtsonde bezüglich der Kanalwand variierte für alle Grenzschichtprofile, die stromauf des Diffusorbeginns gewonnen wurden, zwischen $\pm 0,04$ mm. Die für die weitere Auswertung und die grafischen Darstellungen verwendeten Wandabstände wurden mit dem jeweiligen Wert für Δy korrigiert. Zur Verdeutlichung der Vorgehensweise sind in Abb. 18 für $Re_0 = 3.100$ die Messwerte bei verschiedenen x -Positionen und die angenäherte Gerade dargestellt. Auf der oberen Koordinatenachse wurde der dimensionslose Wandabstand $y^+ = y u_\tau / \nu$ angegeben, wobei die Schubspannungsgeschwindigkeit aus dem Anstieg der Geraden ermittelt wurde. Ab $y^+ > 5$ beginnt der Übergang von der viskosen Unterschicht in die Pufferschicht und die mittlere Strö-

	Re ₀ (vgl. Gl. 2)					
x[mm]	1.770	3.100	6.510	13.410	14.840	19.410
-35	0,170	0,297	0,548	1,118	1,168	1,369
-135	0,167	0,293	0,532	1,000	1,142	1,369
-235	0,167	0,293	0,542	1,000	1,142	1,369
-335	0,164	0,293	0,542	1,035	1,142	1,328

Tab. 3: Schubspannungsgeschwindigkeiten [m/s] nach der Gradientenauswertung für verschiedene kanalmittige Messpositionen und Reynoldszahlen.

mungsgeschwindigkeit \bar{u} steigt langsamer an. Für $y^+ < 3$ wird ein Wandeffekt sichtbar: Der Hitzdraht erfährt in unmittelbarer Wandnähe eine zusätzliche Kühlung, da die dünne Luftschicht zwischen Draht und Wand bereits einen großen Teil der vom Hitzdraht abgegebenen Wärme an die Wand ableitet. Dadurch wird scheinbar eine höhere Geschwindigkeit gemessen. Die höhere Wärmeleitfähigkeit des in der Kanalansicht in Abb. 6 (S. 18) sichtbaren Wandeinsatzes aus Aluminium im Vergleich zur Wärmeleitfähigkeit der Holzoberfläche spiegelt sich in dem wandnahen Kurvenverlauf für das Profil bei $x = -135\text{mm}$ wider. Die ermittelten Schubspannungsgeschwindigkeiten sind in Tab. 3 zusammengefasst. Mit zunehmender Reynoldszahl wird die viskose Unterschicht immer dünner, und weniger Messwerte liegen im Bereich $y^+ < 5$. Die Zuverlässigkeit der Bestimmung von u_τ nimmt deshalb mit der Gradientenauswertung zu höheren Reynoldszahlen ab.

In Abb. 19 sind die Profile für $x = -335\text{mm}$ und $x = -135\text{mm}$ entlang der Kanalmitte sowie ein aussermittiges Kontrollprofil bei $x = -125\text{mm}$ und $z = 60\text{mm}$ mit entdimensionalisierten Variablen halblogarithmisch dargestellt. Die Messdaten im logarithmischen Gültigkeitsbereich von $y^+ = 35$ bis $y = 0,4\delta$ wurden durch Variation von u_τ an das logarithmische Wandgesetz (Gl. 5, S. 22) angenähert. Daraus konnte für die Schubspannungsgeschwindigkeit ein zweiter unabhängig ermittelter Datensatz gewonnen werden. Im Nachlaufbereich weichen die Profilverläufe vom logarithmischen Verlauf ab. Die Geschwindigkeit nimmt in Kanalmitte stärker zu und ist gegenüber dem logarithmischen Wandgesetz überhöht. Im weiteren Verlauf der Auswertung blieb daher zu klären, ob es sich dabei um eine sogenannte Grenzschichtströmung, verursacht durch ungenügende Einlaufänge des Kanals, handelt. In der Pufferschicht, im Bereich von $5 \lesssim y^+ \lesssim 35$, findet die stärkste Turbulenzerzeugung statt. Die zu erwartenden Effektivwerte der Geschwindigkeitsschwankungen sind dort am höchsten. In Abb. 20 sind die mit u_τ normierten Effektivwerte der Geschwindigkeitsschwankungen über y^+ dargestellt. Für alle untersuchten Reynoldszahlen liegt das Maximum der Geschwindigkeitsschwankungen zwischen $y^+ = 13$ und $y^+ = 17$. Bei größeren Reynoldszahlen wird der Kurvenverlauf insgesamt

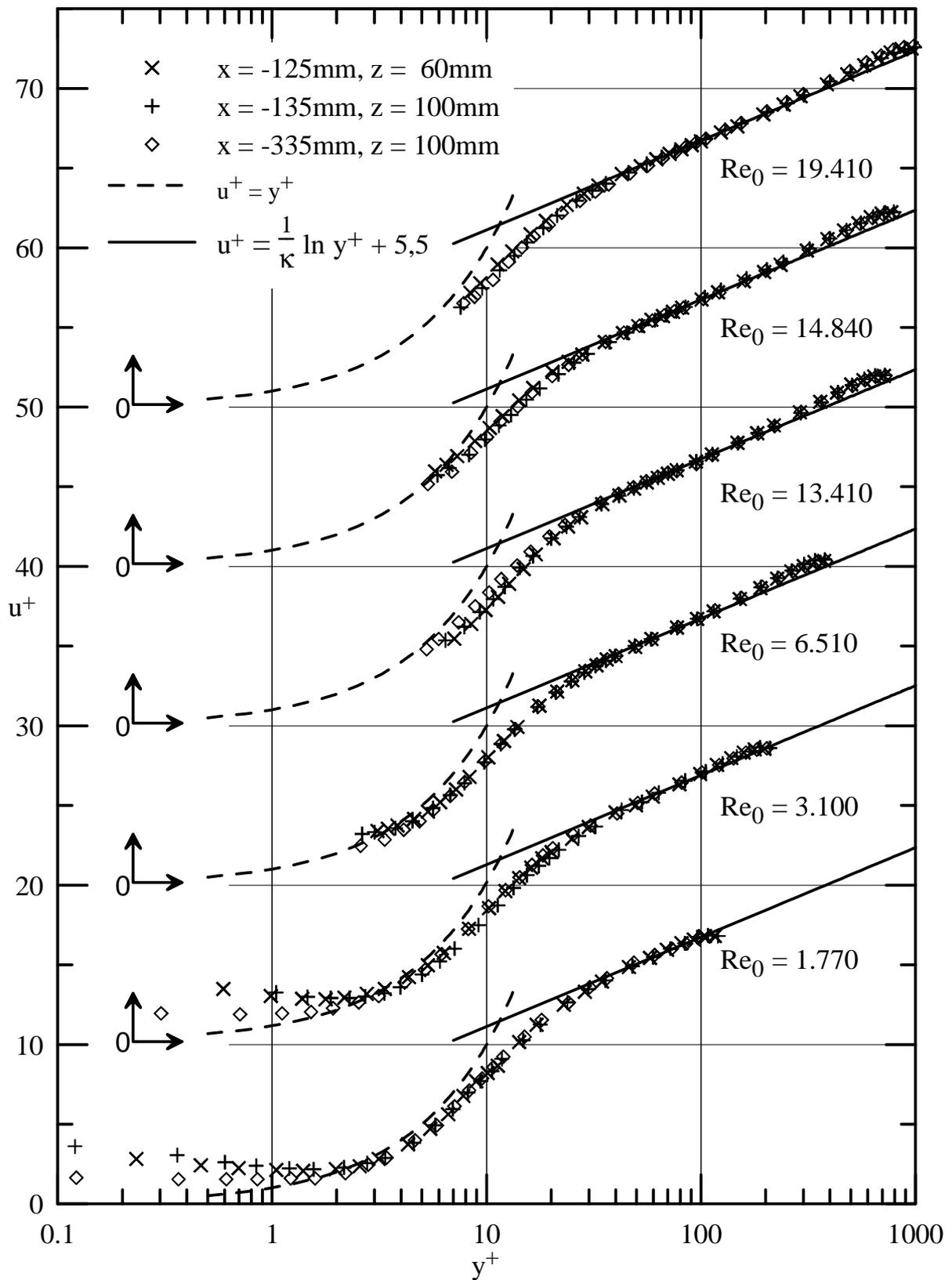


Abb. 19: Halblogarithmische Darstellung der Geschwindigkeitsprofile stromauf des Diffusoreinlaufs in dimensionslosen Variablen.

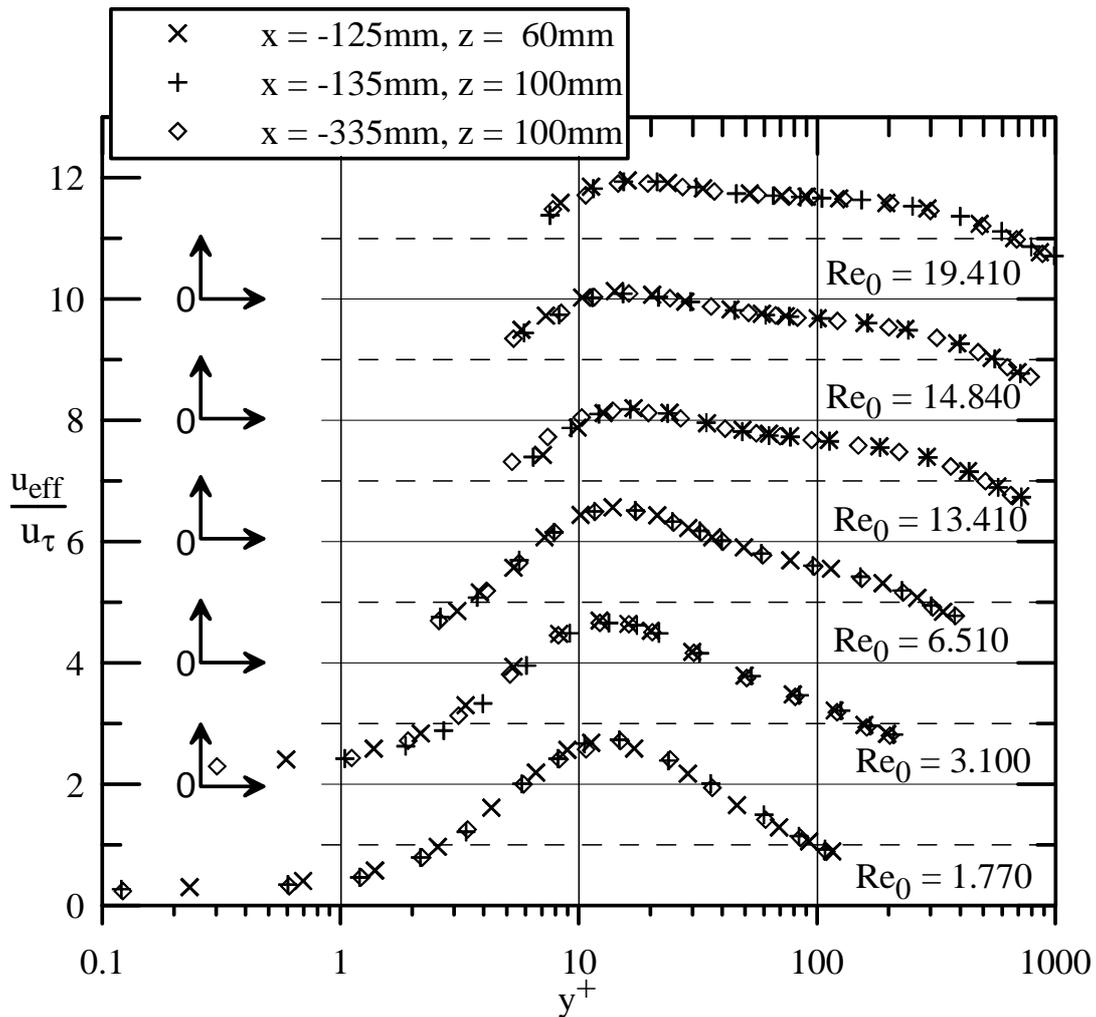


Abb. 20: Effektivwerte der Geschwindigkeitsschwankungen für verschiedene Positionen und Reynoldszahlen vor dem Diffusoreinlauf.

flacher, da sich die Grenzschichtprofile über einen größeren y^+ -Bereich erstrecken. Ergänzend werden in Abb. 21 die mit u_τ normierten Effektivwerte der Geschwindigkeitsschwankungen für $Re_0 = 3.100$ an der Stelle $x = -135\text{mm}$ mit Messergebnissen verglichen, die in einer vollturbulent entwickelten Ölkanalströmung am damaligen Max-Planck-Institut für Strömungsforschung in Göttingen gewonnen wurden (Eckelmann, 1970). Für die Darstellung wurde die auf die mittlere Geschwindigkeit in Kanalmitte U_∞ und die Kanalhöhe H bezogene Reynoldszahl $Re_U = U_\infty H/\nu$ angegeben. Damit ergibt sich für die ausgewählte Verteilung $Re_U = 7.480$. Die der Literatur entnommenen Vergleichsmessungen erfolgten bei einer größeren Reynoldszahl von $Re_U = 8.200$, sowie bei einer kleineren Reynoldszahl von $Re_U = 5.600$. Auf der Abszisse wurde der mit der halben Kanalhöhe H normierte Wandabstand verwendet. Die Ölkanalströmung ist der detaillierten Untersuchung der wandnahen Grenzschicht besonders gut

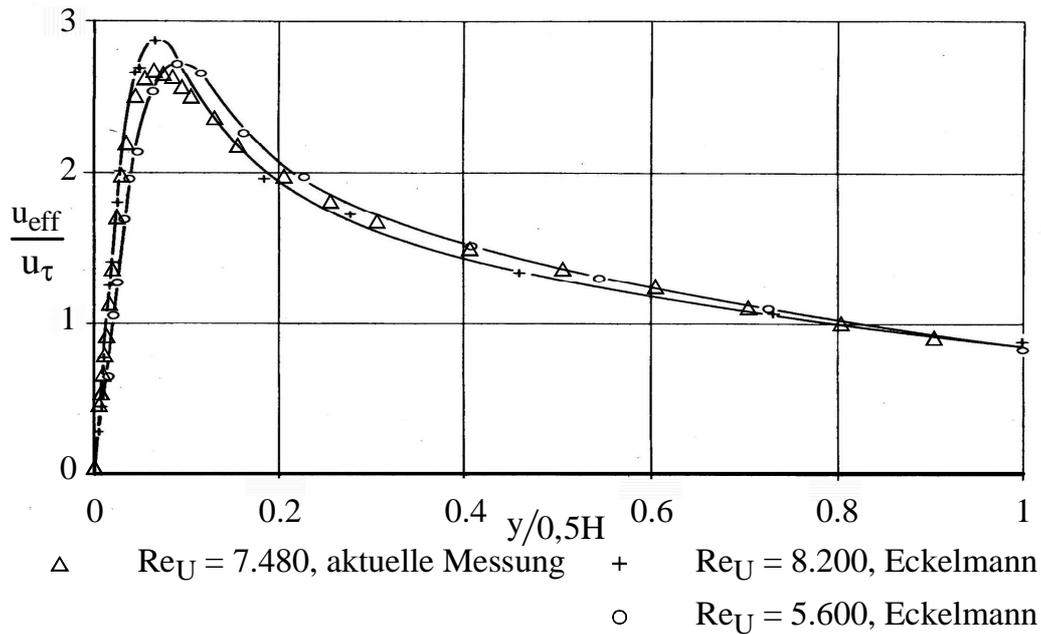


Abb. 21: Vergleich der Verteilungen der auf die Schubspannungsgeschwindigkeit bezogenen Effektivwerte der Geschwindigkeitsschwankungen. Die Vergleichsdaten wurden der Dissertation von Eckelmann (1970) entnommen.

zugänglich. Das Maximum des mit u_τ normierten Effektivwertes für die aktuelle Messung fällt tendenziell etwa 10% geringer aus als in der Vergleichsmessung mit $Re_U = 8.200$ und stimmt gut mit dem Ergebnis der Messung bei $Re_U = 5.600$ überein. Darin drückt sich die zeitliche Auflösung der Messung der Schwankungswerte aus, die auf Grund der geometrischen Parameter des verwendeten Hitzdrahtes einer Mittelung unterliegt. Dieser Umstand ist auch in der Abb. 20 aus der Reynoldszahlabhängigkeit der gemessenen Maxima ersichtlich, die für zunehmende Reynoldszahlen abnehmen. Der Vergleich der Messergebnisse in Abb. 21 zeigt ebenfalls gute Übereinstimmung der Kurvenverläufe bis in Kanalmitte. Der Verlauf von Skewness und Flatness für das Geschwindigkeitsprofil bei $Re_0 = 3.100$ an der Stelle $x = -135\text{mm}$ wird in Abb. 22 mit Kastrinakis (1977), Kreplin (1976) und Wallace, Eckelmann & Brodkey (1972) verglichen. Auch hier wurde in der Darstellung die Reynoldszahl Re_U verwendet. Die dargestellten Verteilungen von Kastrinakis (1977) wurden am Windkanal des damaligen Max-Planck-Instituts für Strömungsforschung in Göttingen gewonnen. Kreplin (1976) und Wallace *et al.* (1972) gewannen die Messdaten am Strömungskanal für Öl am gleichen Institut. Sowohl Kurvenverlauf als auch Amplituden zeigen eine gute Übereinstimmung mit den Werten der aktuellen Messung. Im Bereich der viskosen Unterschicht findet man positive Werte für die Skewness. Die Flatness ist in diesem Gebiet größer 3. Dort liegt eine relativ schmale und

rechtsschiefe Verteilung der Geschwindigkeitsschwankungen vor. In der Pufferschicht ist die Verteilung der Schwankungswerte symmetrisch um den lokalen Mittelwert \bar{u} und flacher als eine Normalverteilung. Die Flatness hat dort ein Minimum kleiner 3. Für $y^+ > 20$ wird die Verteilung der Schwankungswerte linksschief und schmaler. Die übrigen Geschwindigkeitsprofile lieferten vergleichbare Ergebnisse für die Verteilungen der Schwankungswerte.

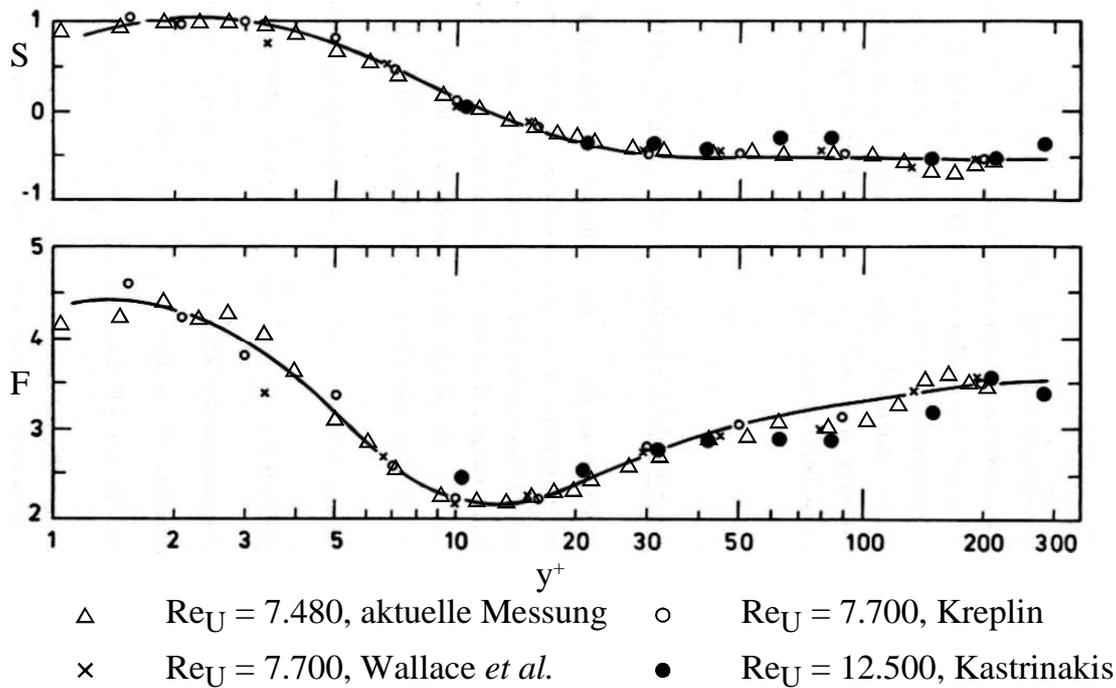


Abb. 22: Vergleich der Ergebnisse für die höheren Momente der Verteilungen der Strömungsgeschwindigkeit. Die Vergleichsdaten wurden der Arbeit von Kastrinakis (1977) entnommen.

Die Grenzschichtprofile wurden über einen Bereich von $\Delta x = 300\text{mm}$ stromauf des Diffusoreinlaufs gemessen. Die grafischen Darstellungen der Geschwindigkeitsverteilungen und der höheren Momente weisen für alle untersuchten Reynoldszahlen nach, dass keine Abhängigkeit der Verteilungsverläufe von der x -Position im Einlaufkanal vorliegt. Der Vergleich mit aus der Literatur bekannten Ergebnissen für entwickelte turbulente Grenzschichten zeigt ebenfalls gute Übereinstimmung.

3.1.2 Bewertung verschiedener Einlaufängen

Die bisher ausgewerteten Geschwindigkeitsprofile wurden mit der dimensionslosen Einlaufkanallänge $L_1/d_h = 71$ durchgeführt (vgl. auch Seite 15). Bei dieser Angabe wird der hydraulische Durchmesser d_h des Einlaufkanals verwendet und der Einlauf wird dabei als Rohr mit recht-

eckigem Querschnitt betrachtet. Alternativ ist es bei Annahme einer reinen Kanalströmung ausreichend, die Kanalhöhe H zur Entdimensionalisierung zu benutzen. Die dimensionslose Einlaufkanallänge beträgt dann $L_1/H = 130$. Für die Interpretation des im vorigen Abschnitt festgestellten Nachlaufverhaltens kommen folgende Möglichkeiten in Betracht:

1. Es handelt sich um eine charakteristische Kanalströmung mit noch unzureichender Einlauflänge. Daraus folgt, dass sich die Grenzschicht noch nicht bis zur halben Kanalbreite ausgebildet hat. Bei einer Verringerung der Kanallänge würde das Nachlaufgebiet größer und stärker ausgeprägt sein, da im Mittenbereich in einem größeren Gebiet noch turbulenzarme Strömung vorliegt.
2. Es handelt sich um eine charakteristische Rohrströmung und die Grenzschicht ist bereits bis zur Mitte ausgebildet. In entwickelter turbulenter Rohrströmung bildet sich bei genügend großer Einlauflänge ein Nachlaufgebiet mit erhöhter Geschwindigkeit in Kanalmitte aus, wie durch Messungen von Niebergall, Kowalski & Dinkelacker (1994) sowie König (1997) gezeigt wurde.

Das sind zwei gegensätzliche Tendenzen, die durch Vergleich der Grenzschichtprofile mit verschiedenen Kanallängen voneinander unterscheidbar sein müssen. Durch Umbau des Prüfstandes konnten die notwendigen vergleichenden Messungen mit zwei unterschiedlichen Einlaufängen $L_1/d_h = 71$ und $L_2/d_h = 28$ durchgeführt werden. Bei $x = -25\text{mm}$ wurden die in Abb. 23 abgebildeten Geschwindigkeitsprofile gemessen. In Abb. 24 sind die zugehörigen Verteilungen der Skewness und Flatness dargestellt. Die Verteilung der Effektivwerte der Strömungsgeschwindigkeit ändert sich mit der Einlauflänge nicht. Auch die Verteilungsverläufe der höheren Momente lassen keine Unterschiede erkennen, die auf die unterschiedlichen Kanallängen zurückzuführen wären. Es findet keine Grenzschichtentwicklung statt, wie sie bei einer Einlaufströmung zu erwarten wäre, wenn die Einlauflänge verändert wird. Das heißt, die Grenzschicht ist bis zur Kanalmitte ausgebildet und es liegt eine entwickelte turbulente Anströmung am Diffusoreinlauf vor. Der Einlaufkanal mit dem Breiten/Höhen-Verhältnis $B/H = 10$ ist hinsichtlich der turbulenten Grenzschichtentwicklung mit einem flachen Rohr vergleichbar.

3.1.3 Statischer Druckverlauf

In einer entwickelten turbulenten Kanal- oder Rohrströmung ändern sich die Grenzschichtparameter mit der Lauflänge x nicht. Die Wandschubspannung und damit die Schubspannungsgeschwindigkeit sind konstant. Im Einlaufkanal tritt durch die Reibungsverluste der turbulenten Strömung ein zur Lauflänge Δx proportionaler Druckverlust auf, so dass gilt

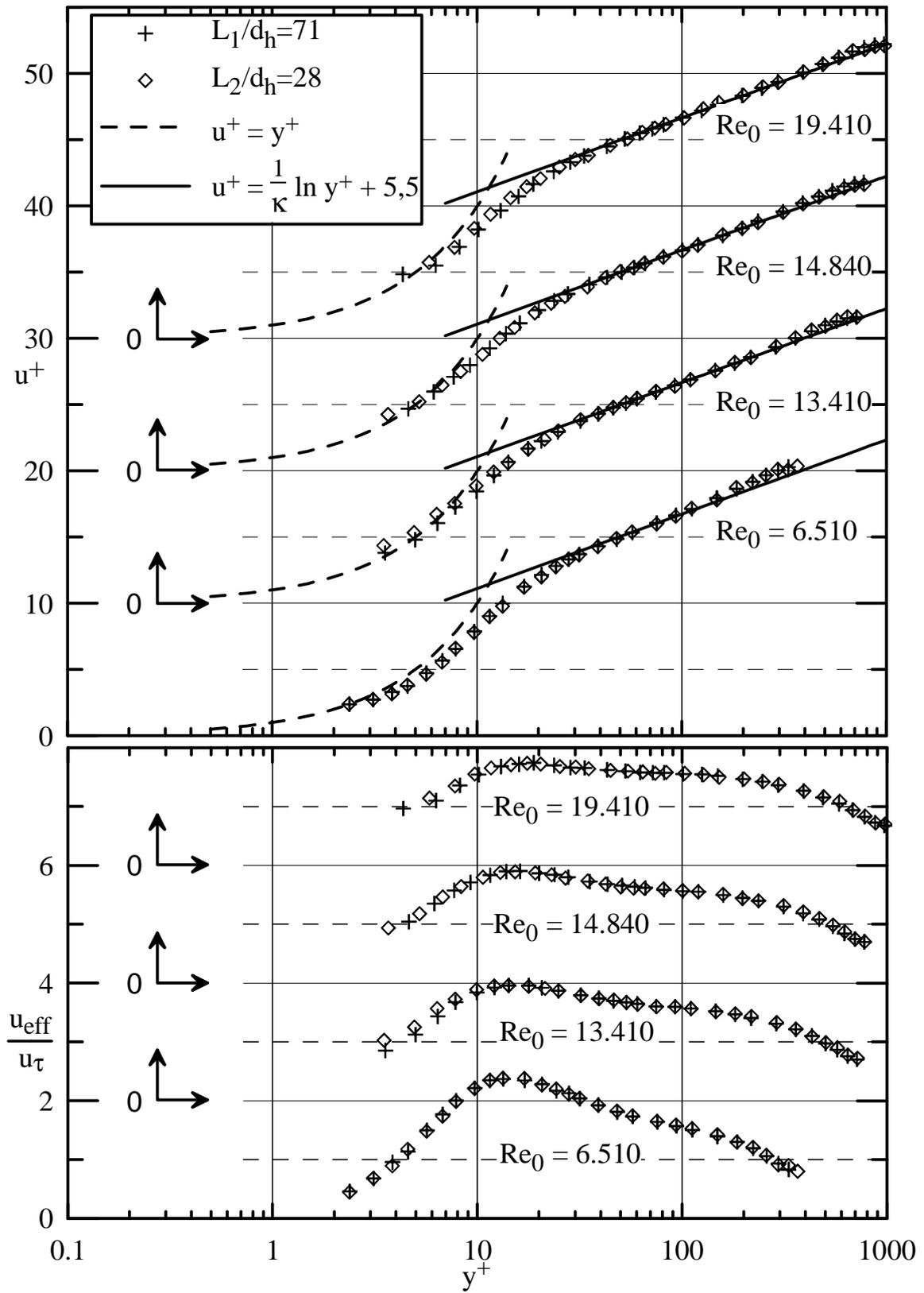


Abb. 23: Geschwindigkeitsverteilungen für verschiedene Einlauf­längen. Die Messungen erfolgten in Kanalmitte bei $x = -25\text{mm}$ stromauf des Diffusoreinlaufs.

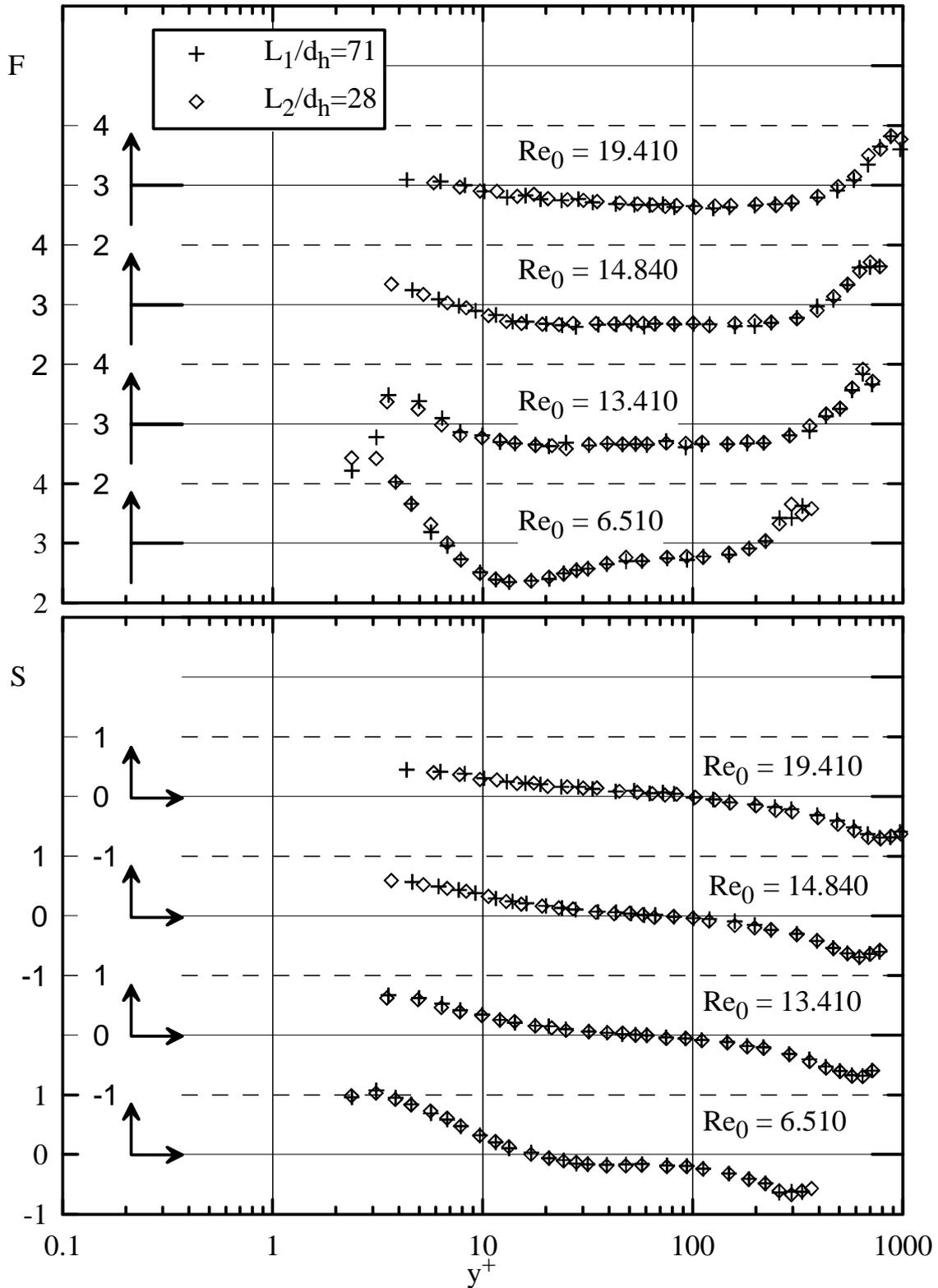


Abb. 24: Höhere Momente der Geschwindigkeitsverteilungen für verschiedene Einlaulängen. Die Messungen erfolgten in Kanalmitte bei $x = -25\text{mm}$ stromauf des Diffusoreinlaufs.

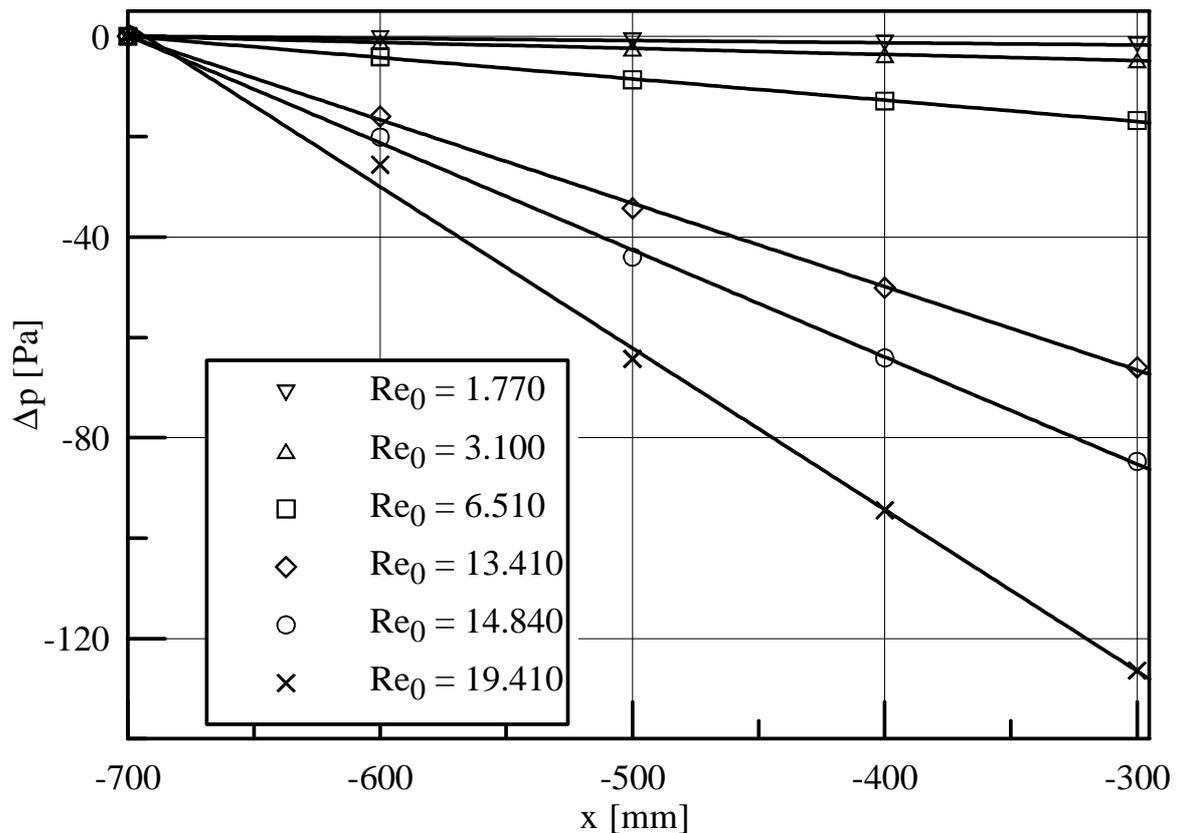


Abb. 25: Statischer Druckverlust $\Delta p(x)$ stromauf des Diffusors im Einlaufkanal.

$dp/dx = \text{const} < 0$. In Abb. 25 ist für verschiedene Reynoldszahlen Re_0 der Druckverlust dargestellt. Daraus wurde nach Gl. 6 (S. 23) die Wandschubspannung τ_w und die Schubspannungsgeschwindigkeit $u_\tau = \sqrt{\tau_w/\rho}$ ermittelt. In Tab. 4 werden die Ergebnisse mit den aus den Grenzschichtprofilen abgeleiteten Werten für u_τ verglichen.

3.1.4 Gesamtdarstellung der Strömungsgrößen im Einlaufkanal

Die nach den drei verschiedenen Verfahren ermittelten Schubspannungsgeschwindigkeiten wurden in Abb. 26 zusammen mit den von Reichardt (1959) angegebenen Daten aufgetragen. Die Quotienten U_∞/u_τ der aktuellen Auswertungen folgen der gleichen Abhängigkeit von der Reynoldszahl Re_U .

Die Strömungsgrößen für den Einlaufkanal sind in Tab. 4 zusammengefasst. Es bestätigt sich die Annahme, dass mit der Gradientenauswertung im Vergleich mit den anderen Verfahren kleinere Werte für die Schubspannungsgeschwindigkeiten gewonnen werden. Beim Annähern der linearen Funktion an den Geschwindigkeitsverlauf in Wandnähe misst man systematisch einen geringeren Anstieg und dadurch ein kleineres u_τ , da die Messpunkte (vgl. Diagramm in

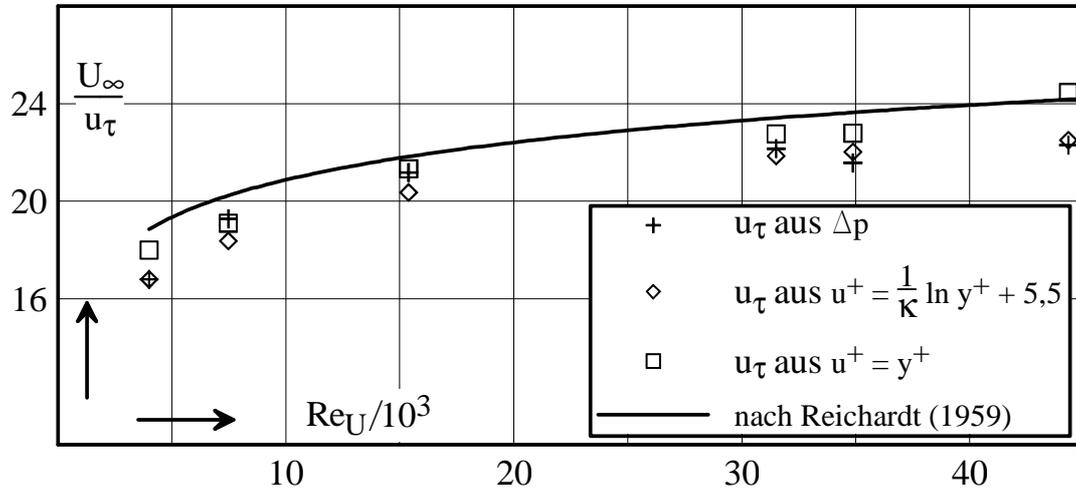


Abb. 26: Quotient aus der mittleren Geschwindigkeit in Kanalmitte und der Schubspannungsgeschwindigkeit in Abhängigkeit von der Reynoldszahl.

Venturidüse (\varnothing [mm]):	8	11	16	23.5	24	28.5	33
U_0 [m/s]	2,65	4,65	9,76	20,11	22,26	29,12	45,00
U_∞ [m/s]	3,00	5,61	11,54	23,63	26,16	33,25	—
Re_0 (Gl. 2)	1.770	3.100	6.510	13.410	14.840	19.410	30.000
$Re_U = U_\infty H/\nu$	4.000	7.480	15.400	31.500	34.880	44.330	—
τ_w [N/m ²]	0,037	0,104	0,363	1,40	1,78	2,65	4,52
u_τ [m/s], aus Δp	0,173	0,291	0,545	1,067	1,213	1,491	1,95
u_τ [m/s], aus log. Wandgesetz	0,179	0,305	0,567	1,081	1,190	1,478	—
u_τ [m/s], aus $u^+ = y^+$	0,167	0,294	0,541	1,038	1,148	1,359	—
$(\Delta u_\tau)_{rel}$, aus Ergebnisdifferenz	0,07	0,05	0,05	0,04	0,06	0,09	—

Tab. 4: Parameter der entwickelten vollturbulenten Strömung im Einlaufkanal.

Abb. 18) für $y^+ < 3$ zu große Werte und für $y^+ > 5$ kleinere Werte für \bar{u} liefern. Unter Berücksichtigung dieses Fehlers ist das Verfahren jedoch geeignet, die Schubspannungsgeschwindigkeit für Grenzschichtprofile zu bestimmen, bei denen das logarithmische Wandgesetz keine Anwendung finden kann. Das ist z.B. in der verzögerten Grenzschicht im Diffusor der Fall. Die relative Abweichung $(\Delta u_\tau)_{rel}$ wurde aus der Differenz der Schubspannungsgeschwindigkeiten ermittelt und beträgt $\lesssim 10\%$. Auf die Messung der Hitzdrahtprofile für $Re_0 = 30.000$ wurde verzichtet, da mit der vorhandenen Messtechnik keine hinreichend genaue Hitzdrahteichung für $u > 30\text{m/s}$ vorgenommen werden konnte.

3.2 Lichtschnittaufnahmen des Ablösegebietes

Der zweidimensionale halbseitige Diffusor besitzt ein charakteristisches Ablösegebiet an der Unterseite, vgl. Abb. 10. Das Ablösegebiet ist jedoch zeitlich und räumlich unstetig. Als Beginn der Ablösung wird die Stelle x bezeichnet, an der die zeitlich gemittelte Strömungsgeschwindigkeit in Wandnähe Null ist. Man findet an dieser Stelle häufige kurzzeitige Geschwindigkeitsumkehrungen, wobei sich Vor- und Rückströmung im zeitlichen Mittel aufheben. Für jede untersuchte Messkonfiguration wurden mehrere Nebelaufnahmen angefertigt und einzeln ausgewertet. Dabei wurden die Videodaten in Einzelbilder aufgeteilt und zur Kontrastverbesserung nachbearbeitet. Es zeigte sich, dass es zweckmäßig ist, an Stelle eines Ablösebeginns zwei charakteristische Ablösepunkte anzugeben. Der zu einem beliebigen Zeitpunkt tatsächlich vorliegende Ablösebeginn bewegt sich unstetig in dem Gebiet zwischen diesen beiden Werten, so dass sich die Strömungsrichtung dort häufig umkehrt. Dieser Bereich wird daher im folgenden Text als *Übergangsgebiet* bezeichnet. Stromab des Übergangsgebietes befindet sich ein permanentes Ablösegebiet mit ausgeprägter Rezirkulation. In Abb. 27 sind die aufeinanderfolgenden Bilder von zwei Lichtschnittaufnahmen dargestellt, mit denen jeweils ein Einström- und ein Ausströmvorgang des Nebels gezeigt wird. Die Reynoldszahl am Diffusoreinlauf betrug bei dieser Messung $Re_0 = 1.770$, und es wurde die Diffusorunterseite mit glatter Oberfläche verwendet. In der linken Bildhälfte strömt Nebel in den Diffusor ein. An der Unterseite des Diffusors bleibt in den Bildern für die Zeiten $0,04\text{s} \leq t \leq 0,12\text{s}$ in Wandnähe ein Gebiet zunächst frei von Nebel, da dort bereits Rückströmung vorliegt. Die eingezeichnete Linie bei $x = 190\text{mm}$ markiert den als Mittelwert aus mehreren Videoaufnahmen bestimmten Beginn des Übergangsgebietes. Danach dringt der Nebel auch in die Rezirkulationsgebiete ein und die Grenze zwischen den Wirbeln und der Außenströmung ist nicht mehr sichtbar. Der stoffliche Austausch zwischen Außenströmung und Ablösegebiet erfolgt durch die turbulenten Wechselwirkungen in der Scherschicht. Gelangt Nebel in den rezirkulierenden Ablösebereich, besitzt er dort eine höhere Verweildauer als in der Außenströmung. Deshalb ist im Ablösegebiet noch

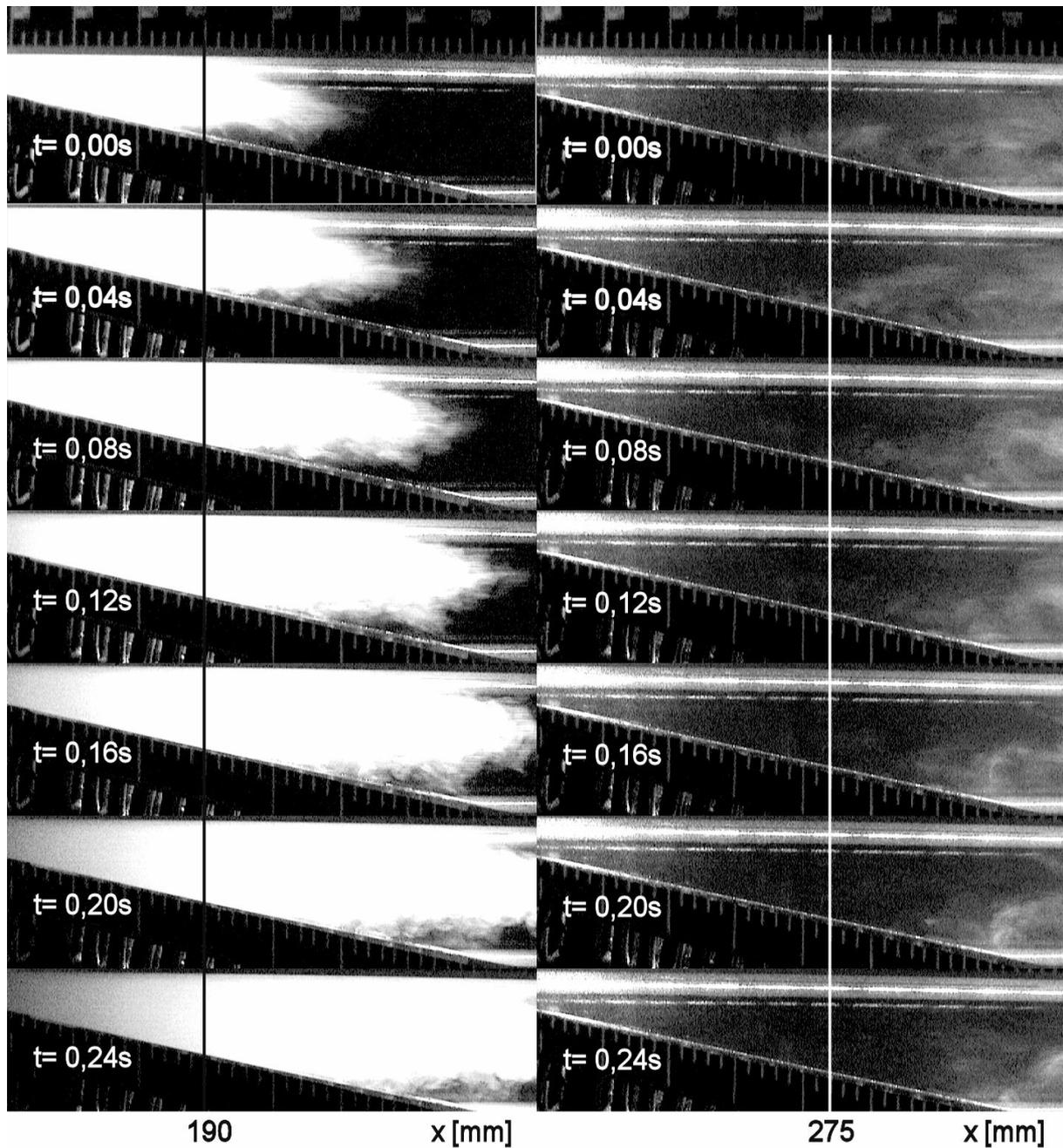


Abb. 27: Zeitliche Entwicklung eines mit der Strömung in den Lichtschnitt eindringenden Nebelfeldes (linke Bildhälfte) und des Ausfließens der letzten Nebelreste (rechte Bildhälfte). Messkonfiguration: $Re_0 = 1.770$, glatte Wand. Die eingetragenen Linien geben den Beginn des Übergangsbereiches und der permanenten Ablösung an (Mittelwerte über mehrere Messungen).

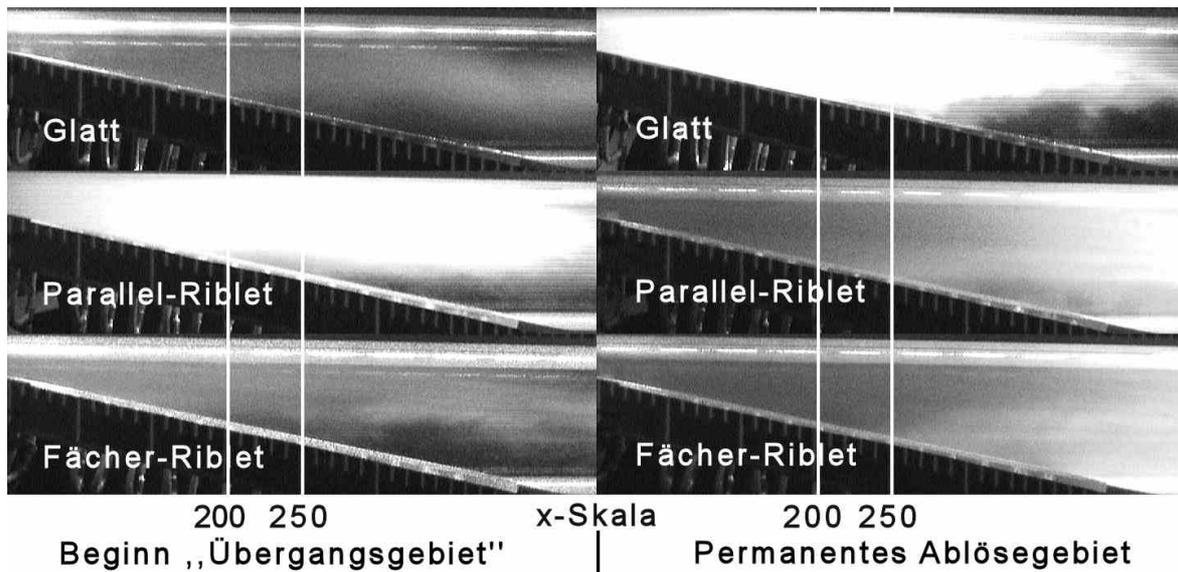


Abb. 28: Beispiele für die Bestimmung des Ablösegebiets bei $Re_0 = 6.510$ für die drei verschiedenen Wandoberflächen im Vergleich. Auf der Seitenwandskala sind zwei Hilfslinien mit eingezeichnet.

Nebel zu erkennen, obwohl die rezirkulationsfreien Bereiche bereits wieder nebelfrei sind. In der rechten Bildhälfte in Abb. 27 wurde mit diesem Verfahren der Beginn des permanenten Ablösegebietes bestimmt. Die eingezeichnete Linie bei $x = 275\text{mm}$ ist ebenfalls als Mittelwert aus mehreren Videoaufnahmen bestimmt worden.

Mit der Videokamera wurden 25 Bilder/Sekunde aufgenommen. Auf Grund der Belichtungszeit von $1/25\text{s}$ wird die Schärfe der Einzelbilder mit zunehmender Strömungsgeschwindigkeit geringer, und es können keine separaten Wirbelstrukturen mehr erkannt werden. Auf Grund des verzögerten Eindringen des Nebels in das Ablösegebiet, und des längeren Verweilens darin, bleibt aber für alle untersuchten Strömungsgeschwindigkeiten der Beginn des Übergangsgebietes und der Ablösung erkennbar. In Abb. 28 sind für $Re_0 = 6.510$ beispielhaft die Ablösegebiete mit verschiedenen Wandoberflächen gegenübergestellt. In der linken Bildhälfte wurden repräsentative Einzelbilder verwendet, die den Beginn des Übergangsgebietes erkennen lassen. Auf der rechten Bildseite wurde versucht den Beginn des stabilen, zeitlich wenig veränderlichen Ablösebereichs darzustellen. Für die anderen Reynoldszahlen erfolgte die Auswertung nach dem gleichen Verfahren. Bei jedem Experiment wurden mindestens 5 Einström- und Ausströmvorgänge mit der Kamera aufgenommen und ausgewertet.

In Abb. 29 sind die gemittelten Ergebnisse für alle Aufnahmen eingetragen. Hierbei ist anzumerken, dass die Werte durch die subjektive Interpretation der Nebelbilder einer gewissen Schwankung unterlagen. Die Unterschiede in den Einzelergebnissen vor der Mittelung betru-

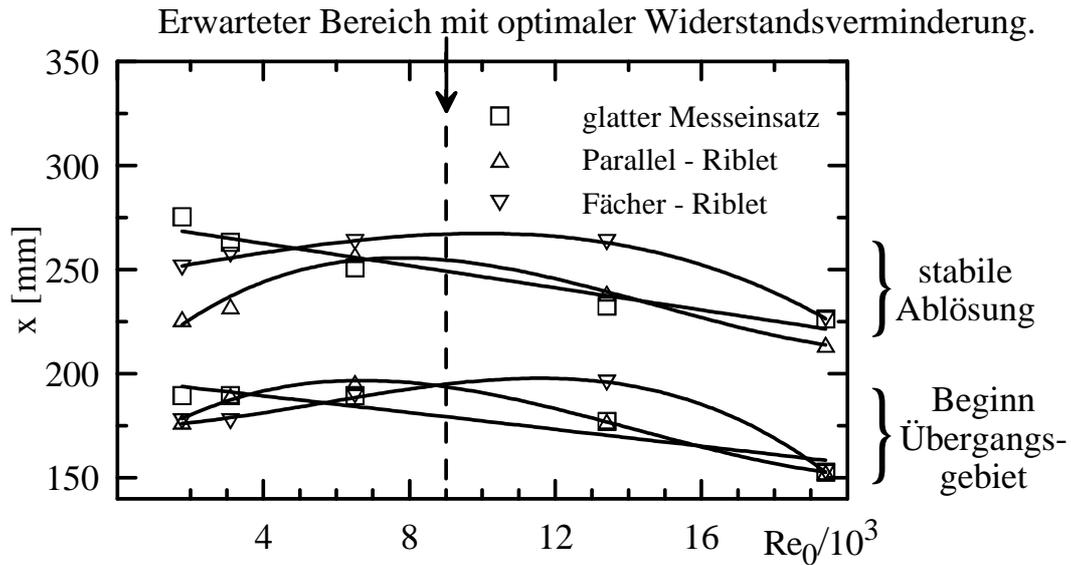


Abb. 29: Aus den Videoaufnahmen ermittelter Ablösebeginn. Die Messpunkte wurden durch Auswertung und Mittelung von jeweils 5 Kamerasequenzen mit Nebelaufnahmen gewonnen.

gen $\delta x \leq 15\text{mm}$. Die Ablösepunkte verschieben sich mit zunehmender Reynoldszahl weiter nach stromauf. Anhand einer linearen Näherung wurde die zugrundeliegende Abhängigkeit $f(\text{Re})$ für die Ergebnisse mit der glatten Oberfläche in Abb. 29 angedeutet. Am Verlauf der Lage des Ablösegebietes im Vergleich mit der glatten Wand wird der Einfluss der Riblets auf die verzögerte Grenzschicht sichtbar. Der auf der Grundlage des bekannten Verhaltens in Gleichdruckgrenzschichten zu erwartende optimale Re -Bereich, in dem die Rillen widerstandsvermindernd wirksam sind, befindet sich bei $\text{Re}_0 \approx 9.000$.

Mit dem Parallel-Riblet löst die Strömung bei den kleinen Reynoldszahlen zeitiger ab als mit glatter Wand. Die Differenz Δx der Ablösepunkte bezüglich der glatten Wand beträgt bei $\text{Re}_0 = 1.770$ für den Beginn des Übergangsbereiches $\Delta x \approx -15\text{mm}$, und für den Beginn des stabilen Ablösegebietes $\Delta x \approx -50\text{mm}$. Auch für $\text{Re}_0 > 14.000$ beginnt die Ablösung weiter stromauf. Bei den kleinen und großen Reynoldszahlen überwiegen die Verluste, weil die Rillen für diese Anströmgeschwindigkeiten nicht ausreichend turbulenzhemmend wirksam sind, um die zusätzliche Reibung auf Grund der gerillten Wandoberfläche zu kompensieren. Demgegenüber befindet sich der Beginn des Ablösegebietes für Reynoldszahlen $6.000 < \text{Re}_0 < 14.000$ geringfügig weiter stromab als mit glatter Diffusorunterseite. Das Ergebnis kann so gedeutet werden, dass in diesem Re -Bereich das Parallel-Riblet gerade genug widerstandsvermindernd wirksam ist, um die Reibungsverluste aufzuheben.

Legt man auch beim Fächer-Riblet die Verschiebung des Ablösegebietes nach stromab als

Bezugsgröße für die Abschätzung der Widerstandsverminderung zugrunde, ist das Fächer-Riblet stärker widerstandsvermindernd wirksam als das Parallel-Riblet. Das Ablösegebiet ist bei $Re_0 = 13.410$ im Vergleich mit den anderen Wandoberflächen am weitesten nach stromab verschoben. Der Differenz der Ablösepunkte zur glatten Wand beträgt $\Delta x \approx +20\text{mm}$ für den Beginn des Übergangsgebietes bzw. $\Delta x \approx +30\text{mm}$ für den Beginn der stabilen Ablösung. Das entspricht einer Verschiebung des Ablösebeginns um 12% in Richtung stromab, bezogen auf die glatte Oberfläche. Für $Re_0 < 6.000$ befindet sich der Ablösebeginn beim Fächer-Riblet weiter stromauf als mit glatter Wand. Auch für $Re_0 = 19.410$ verlagert sich der Beginn der Ablösung in Richtung stromauf. Für dieses Verhalten kann die gleiche Argumentation wie beim Parallel-Riblet angeführt werden, wonach außerhalb des turbulenzvermindernden Re-Bereiches der Rillengeometrie die Reibungsverluste überwiegen.

Reynoldszahl Re_0 :	1.770	3.100	6.510	13.410	19.410
glatter Wandeinsatz	190 – 275	190 – 263	190 – 251	177 – 232	153 – 226
Parallel-Riblet	177 – 226	190 – 232	196 – 257	177 – 239	153 – 214
Fächer-Riblet	177 – 251	177 – 257	190 – 263	195 – 263	152 – 226

Tab. 5: Positionsangaben zur Strömungsablösung entlang der x-Achse in [mm]. Die erste Zahl gibt den Beginn des Übergangsgebietes an. Der zweite Wert beschreibt den Beginn des stabilen Ablösegebietes.

In Tab. 5 sind die Ergebnisse zusammenfassend dargestellt. Das Übergangsgebiet beginnt, abhängig von der Reynoldszahl, im Bereich $150\text{mm} < x < 200\text{mm}$. Daraus kann geschlossen werden, dass Hitzdrahtmessungen der verzögerten Geschwindigkeitsprofile an der Position $x = 175\text{mm}$ durch Rezirkulationsströmungen beeinflusst sein können.

3.3 Geschwindigkeitsprofile im Diffusor

An verschiedenen x-Positionen bei $-25, 25, 75, 125$ und 175mm wurden mit Hitzdrahtanemometrie die Geschwindigkeitsprofile $u(y)$ der verzögerten Grenzschicht im Diffusor untersucht. Die Messung erfolgte parallel zur y-Achse an der geneigten Unterseite des Diffusors. Der Nullpunkt $y = 0$ jedes aufgezeichneten Profils wurde auf den Beginn der Wand bzw. bei den Riblets auf die Rillenspitzen festgelegt. Die innerhalb des Diffusors gemessenen Geschwindigkeitsprofile sind auf Grund der Neigung der Diffusorunterseite um $9,6^\circ$ gegen die Wandnormale gekippt. Daraus ergibt sich ein systematischer Fehler von 1,4% für die angegebenen Wandabstände innerhalb des Diffusors. In Abb. 30 sind die Geschwindigkeitsverläufe für den glatten Wandeinsatz mit bekannten Ergebnissen von Obi (1993), Buice & Eaton (1996) und Kaltenbach *et al.*(1999) verglichen. Bis zur Position $x = 150\text{mm}$ stimmen die Verläufe noch gut überein.

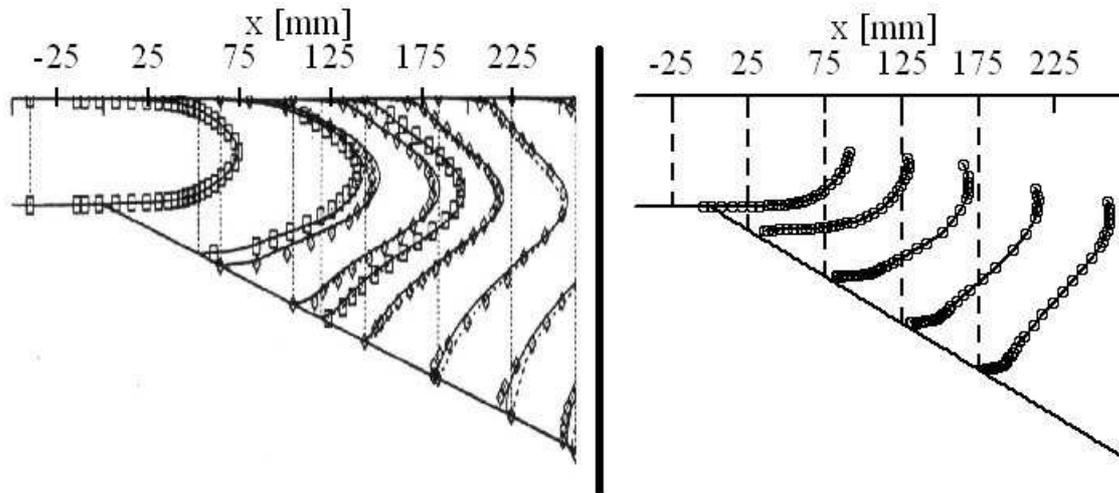


Abb. 30: Linkes Bild: Grenzschichtprofile der mittleren Strömungsgeschwindigkeit nach Obi, Buice & Eaton und Kaltenbach (vgl. Kaltenbach et al., 1999) für $Re_0 = 9.000$, rechtes Bild: aktuelle Messungen mit glatter Diffusorwand bei $Re_0 = 13.410$. Skalierung der Geschwindigkeitsdarstellung: $x + 100\text{mm} \cdot \bar{u}/U_0$

Das aktuell gemessene Profil bei $x = 175\text{mm}$ im rechten Bild weicht in Wandnähe von den Vergleichsmessungen links ab. Hierfür kommt als Ursache einsetzende Rückströmung in Betracht. Die zur Messung verwendete Grenzschichtsonde ist unempfindlich gegenüber Richtungs- umkehr der Strömung und liefert eine positive Geschwindigkeit auch dann, wenn Rückströmung vorliegt. Auf Grund des von der Außenströmung aufgeprägten Druckgradienten, der turbulenten Verluste und der Wandreibung im Diffusor nimmt die mittlere Strömungsgeschwindigkeit im Diffusorquerschnitt ab. Die in der Pufferschicht und im logarithmischen Bereich der Grenzschicht vorhandene Strömungsenergie wird schneller aufgezehrt, als kinetische Energie aus der Außenströmung über die turbulenten Wechselwirkungen „nachgeliefert“ werden kann. Im Ergebnis dieses Prozesses beobachtet man eine Abflachung der Geschwindigkeitsverteilung in Wandnähe, da der mittlere Impuls der Fluidteilchen in Strömungsrichtung abnimmt. Nach Durchlaufen eines Wendepunktes im Geschwindigkeitsprofil nimmt die lokale mittlere Geschwindigkeit im Bereich der Strömungsmittte zu.

3.3.1 Bestimmung der effektiven Ribletparameter

In Abb. 31 ist der wandnahe Bereich für die Geschwindigkeitsprofile bei $x = 75\text{mm}$ und $Re_0 = 13.410$ für die drei verschiedenen Oberflächen an der Unterseite des Diffusors dargestellt. In der viskosen Unterschicht gilt der lineare Zusammenhang zwischen y und $\bar{u}(y)$. Die eingezeichnete Gerade wurde für die glatte Wand mit der Gradientenauswertung nach Gl. 4

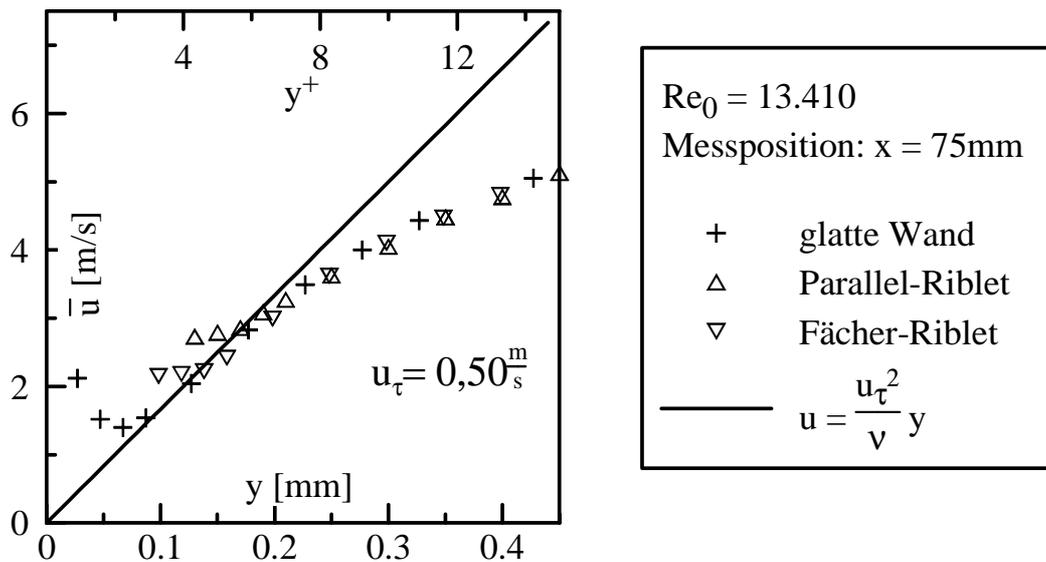


Abb. 31: Ermittlung der Schubspannungsgeschwindigkeit u_τ mit dem Gradientenverfahren. In unmittelbarer Nähe der glatten Oberfläche wird der Hitzdraht zusätzlich gekühlt. Dadurch wird eine scheinbare Geschwindigkeitszunahme gemessen. Auf der oberen Koordinatenachse wurde der dimensionslose Wandabstand $y^+ = y u_\tau / \nu$ angegeben, wobei die Schubspannungsgeschwindigkeit aus dem Anstieg der eingezeichneten Gerade ermittelt wurde.

(S. 21) ermittelt. Die y -Werte der Messdaten für alle Verteilungen der Geschwindigkeitsprofile, die im Diffusor über der hydraulisch glatten Wand gewonnen wurden, wurden mit den sich für das jeweilige Profil ergebenden Korrekturwerten Δy für den tatsächlichen Wandabstand korrigiert. An der glatten Diffusorwand ist $|\Delta y| < 0,04\text{mm}$ ein Korrekturwert für die Ungenauigkeit bei der Festlegung des Wandnullpunktes ($y = 0$). Demgegenüber ist der Wert Δy bei den Ribletoberflächen gleich der Tiefe h_{p1} ¹, mit der sich das Grenzschichtprofil in die Rillentäler fortsetzt. Die Geschwindigkeitsverläufe über den Ribletoberflächen in Abb. 31 lassen erkennen, dass auf Grund des Eindringens der Strömung in die Rillentäler die viskose Unterschicht für die Messung mit dem Hitzdraht weniger zugänglich ist. Im dargestellten Fall bei $x = 75\text{mm}$ sind die Rillen des Parallel-Riblets höher als die Rillen des Fächer-Riblets. Die gemessenen Profile enden über den Rillenspitzen, die viskose Unterschicht setzt sich jedoch noch innerhalb der Rillentäler fort. Mit den Ergebnissen aus der Gradientenauswertung lässt sich im Rahmen der erreichbaren Genauigkeit keine Aussage über die Änderung der Schubspannungsgeschwindigkeiten über den Ribletoberflächen im Vergleich mit der glatten Wand treffen. In Abb. 32 sind die Werte für u_τ eingezeichnet. Zum Vergleich sind Toleranz-

¹Die Bezeichnung h_{p1} wird von Bartenwerfer & Bechert (1987) für die Eindringtiefe der Strömung in Längsrillen in longitudinaler Richtung eingeführt.

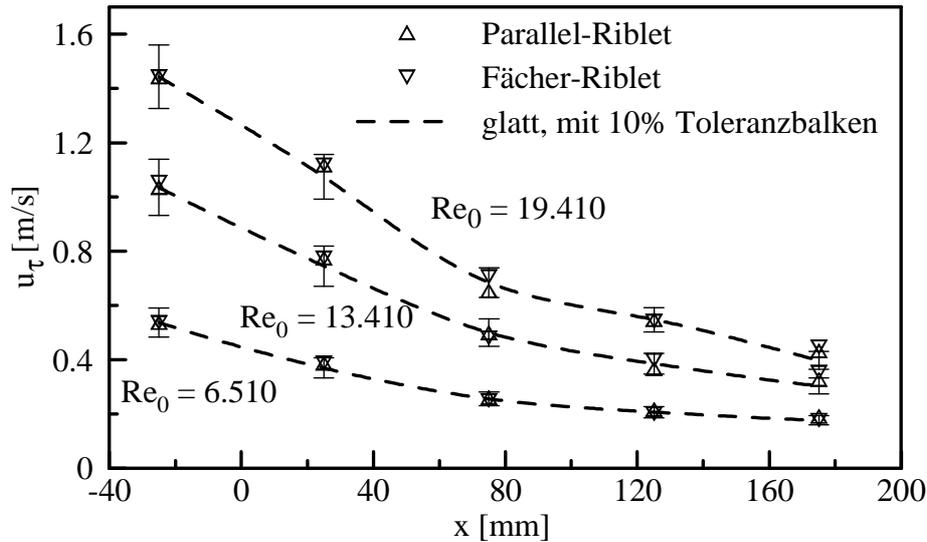


Abb. 32: Schubspannungsgeschwindigkeiten an der Diffusorunterseite für verschiedene Reynoldszahlen.

balken für eine 10%-ige Messunsicherheit bei der Gradientenauswertung (vgl. Tab. 4, S.44) mit eingezeichnet. In Tab. 6 sind u_τ und h_{pl} angegeben. Die Werte für h_{pl} sind nur wenig von der Reynoldszahl abhängig, wie aus den Messergebnissen für das Parallel-Riblet hervorgeht. Sie zeigen aber eine Abhängigkeit von der absoluten Rillenbreite und Rillenhöhe, die beim Fächer-Riblet veränderlich sind. Für die relative Eindringtiefe einer viskosen Strömung in parallel zur Strömungsrichtung angeordnete Rillen wird von Bartenwerfer & Bechert (1987) mit Hilfe konformer Abbildung und numerischer Lösung für die hier verwendete Ribletform des Parallel-Riblets ein Wert von $h_{pl}/s \simeq 0,18$ angegeben. Der Rechnung lag eine druckgradientenfreie viskose Strömung zugrunde. Im Mittel beträgt der im Diffusor gemessene Wert für beide Riblets $h_{pl}/s \simeq 0,13$.

Da im Diffusor stromauf der Ablösung die zeitlich und über den Querschnitt räumlich gemittelte Strömungsgeschwindigkeit nach der Kontinuitätsgleichung bei der vorliegenden Diffusorgeometrie eine lineare Funktion von x ist, wurde bei der Auslegung des Fächer-Riblets ein linearer Zusammenhang zwischen Rillenabstand s und Position x zugrundegelegt. Die tatsächlich gemessene Schubspannungsgeschwindigkeit nimmt aber langsamer und nichtlinear mit zunehmendem x ab. Die daraus resultierenden effektiven dimensionslosen Rillenabstände und Rillenhöhen für die Riblets sind ebenfalls in Tab. 6 zusammengefasst und finden für die folgende Diskussion der Ergebnisse Anwendung.

Mit dem Parallel-Riblet werden die dimensionslosen Werte s^+ und h^+ kleiner, je weiter stromab gemessen wird. Für die Reynoldszahl $Re_0 = 6.510$ ist am Beginn des Parallel-Riblets

Re ₀	x [mm]	Parallel-Riblet					Fächer-Riblet				
		u _τ [m/s]	h _{pl} [mm]	h _{pl} /s	s ⁺	h ⁺	u _τ [m/s]	h _{pl} [mm]	h _{pl} /s	s ⁺	h ⁺
6.510	75	0,26	0,44	0,11	15,7	9,4	0,25	0,12	0,12	9,8	3,3
	125	0,22	0,42	0,13	13,0	7,8	0,20	0,29	0,12	11,3	5,3
	175	0,19	0,42	0,13	11,5	6,9	0,18	0,41	0,16	12,9	6,9
13.410	75	0,50	0,43	0,12	30,0	18,0	0,48	0,14	0,10	18,8	6,3
	125	0,37	0,44	0,11	22,1	13,2	0,40	0,31	0,10	22,3	10,4
	175	0,33	0,38	0,18	19,6	11,8	0,35	0,49	0,09	25,8	13,8
14.840	75	0,52	0,40	0,16	31,3	18,8	0,58	0,13	0,11	21,4	7,2
	125	0,43	0,42	0,13	26,0	15,6	0,43	0,29	0,12	24,1	11,2
	175	0,34	0,40	0,16	20,4	12,2	0,39	0,47	0,11	28,3	15,1
19.410	75	0,65	0,38	0,18	39,3	23,6	0,71	0,11	0,14	27,6	9,3
	125	0,55	0,42	0,13	32,9	19,7	0,54	0,25	0,17	30,4	14,2
	175	0,43	0,42	0,13	26,0	15,6	0,45	0,45	0,12	32,6	17,5

Tab. 6: Parameter der untersuchten Riblets im Diffusor. Zur Entdimensionalisierung wurden die nach dem Gradientenverfahren ermittelten Werte für u_τ verwendet.

die größte Widerstandsverminderung wegen $s^+ \approx 15$ zu erwarten. Bei den anderen, größeren Anströmgeschwindigkeiten wird der Rillenabstand am Ribletanfang $s^+ > 30$. Der Bereich optimaler Ribletwirksamkeit wird vom Ablösegebiet teilweise überdeckt, so dass für diese Geschwindigkeiten ein geringerer Effekt der Wandriblen zu erwarten ist.

Die Ergebnisse für das Fächer-Riblet bestätigen, dass die dimensionslosen Parameter einer geschwindigkeitsangepassten Rillengeometrie in der verzögerten Grenzschicht in Strömungsrichtung konstant gehalten werden können. In den aktuellen Messungen nehmen s^+ und h^+ als Folge des nichtlinearen Verhaltens von u_τ bei anwachsendem x zu. Insgesamt sind die dimensionslosen Ribletparameter in Strömungsrichtung aber weniger von der x -Position abhängig, als das beim Parallel-Riblet der Fall ist. Ausgehend von den Werten für s^+ befindet sich der optimale Arbeitsbereich für das erste Drittel des Fächer-Riblets, das sich vor dem Ablösegebiet befindet, zwischen $Re_0 = 6.510$ und $Re_0 = 14.840$.

3.3.2 Geschwindigkeitsprofile in innerer Skalierung

In den obigen Abschnitten wurde gezeigt, dass sich die an der Position $x = 175\text{mm}$ gewonnenen Grenzschichtprofile bereits im Gebiet einsetzender Strömungsablösung befinden können. Ergänzend soll deshalb jetzt die Veränderung der höheren Momente der Schwankungswerte

der Strömungsgeschwindigkeit für zunehmende Werte x der Messposition im Diffusor diskutiert werden. Dazu wurden die Grenzschichtprofile im Bereich von $-25\text{mm} \leq x \leq 175\text{mm}$ verwendet. Mit den in Abschnitt 3.3.1 ermittelten Schubspannungsgeschwindigkeiten u_τ sind in Abb. 33 die dimensionslosen Geschwindigkeiten $u^+ = \bar{u}/u_\tau$ für die Messungen mit glatter Wand als Funktion des dimensionslosen Wandabstandes $y^+ = yu_\tau/\nu$ aufgetragen. Die Profile für $x = -25\text{mm}$ sind in guter Übereinstimmung mit dem linearen Gesetz in der viskosen Unterschicht sowie dem logarithmischen Wandgesetz. Unter dem Einfluss des Druckgradienten im Diffusor ($x > 0$) verändert sich der Verlauf der Geschwindigkeitsverteilung, je weiter stromab gemessen wurde. Im Bereich des logarithmischen Gebietes sind die Geschwindigkeitsverteilungen relativ flach, und in Strömungsmitte steigt die Geschwindigkeit gegenüber dem logarithmischen Verlauf mit zunehmenden Werten für x an. Der Anstieg der Profilverläufe im Nachlaufgebiet ist in der halblogarithmischen Darstellung dementsprechend steil. Das Maximum des in Abb. 34 dargestellten Turbulenzgrades der örtlichen Geschwindigkeitsschwankungen zeigt eine ausgeprägte Abhängigkeit von der Messposition x im Diffusor. Das durch das Messverfahren mit dem Hitzdraht bedingte Maximum der lokal gewichteten Schwankungswerte zwischen $3 < y^+ < 6$ erreicht in der verzögerten Grenzschicht größere Werte als in der Strömungsgrenzschicht vor dem Diffusoreinlauf. Je weiter stromab gemessen wurde, d.h., je flacher das Geschwindigkeitsprofil in Wandnähe ist, um so größere Maxima für den Turbulenzgrad werden erreicht. Anhand von Modellrechnungen (Kitzing, 1994) ist ab Werten von $u_{\text{eff}}/\bar{u} = 0,45$ mit der Möglichkeit von Verfälschungen der Hitzdrahtmessungen durch Rückströmungen zu rechnen. Den Rechnungen wurde eine Dreiecksverteilung der Geschwindigkeit u zwischen u_{max} und $-u_{\text{max}}$ zugrundegelegt. Unter realen Bedingungen oder bei einer anderen Verteilung der Geschwindigkeitsverläufe sind andere Grenzwerte zu erwarten. Betrachtet man außerdem das Verhalten der Flatnesswerte in Abb. 35, zeigen die Profile mit dem größten Turbulenzgrad auch die größten Flatnesswerte mit $F \approx 12$. Die Skewness erreicht bei den verzögerten Grenzschichtprofilen ebenfalls größere Werte als bei dem Vergleichsprofil an der Stelle $x = -25\text{mm}$. Die Verteilung der lokalen Schwankungswerte der Strömungsgeschwindigkeit in Wandnähe ist vergleichsweise schmaler und rechtsschiefer, d.h. es treten neben der steilgipfeligen Verteilung um den Mittelwert auch vermehrt Schwankungen zu größeren Geschwindigkeiten auf. An den Geschwindigkeitsprofilen über den Ribletoberflächen wurde dieser Effekt ebenfalls beobachtet.

Die Zunahme der Intermittenz kann in Übereinstimmung mit dem Ergebnis auf S. 50 so gedeutet werden, dass es in Wandnähe für die bei $x = 175\text{mm}$ gemessenen Geschwindigkeitsprofile bereits zu kurzzeitiger Strömungsumkehr auf Grund des positiven Druckgradienten kommt. Diese Annahme wird durch die Ergebnisse der visuellen Auswertung der Nebelbilder in Abschnitt 3.2 bestätigt.

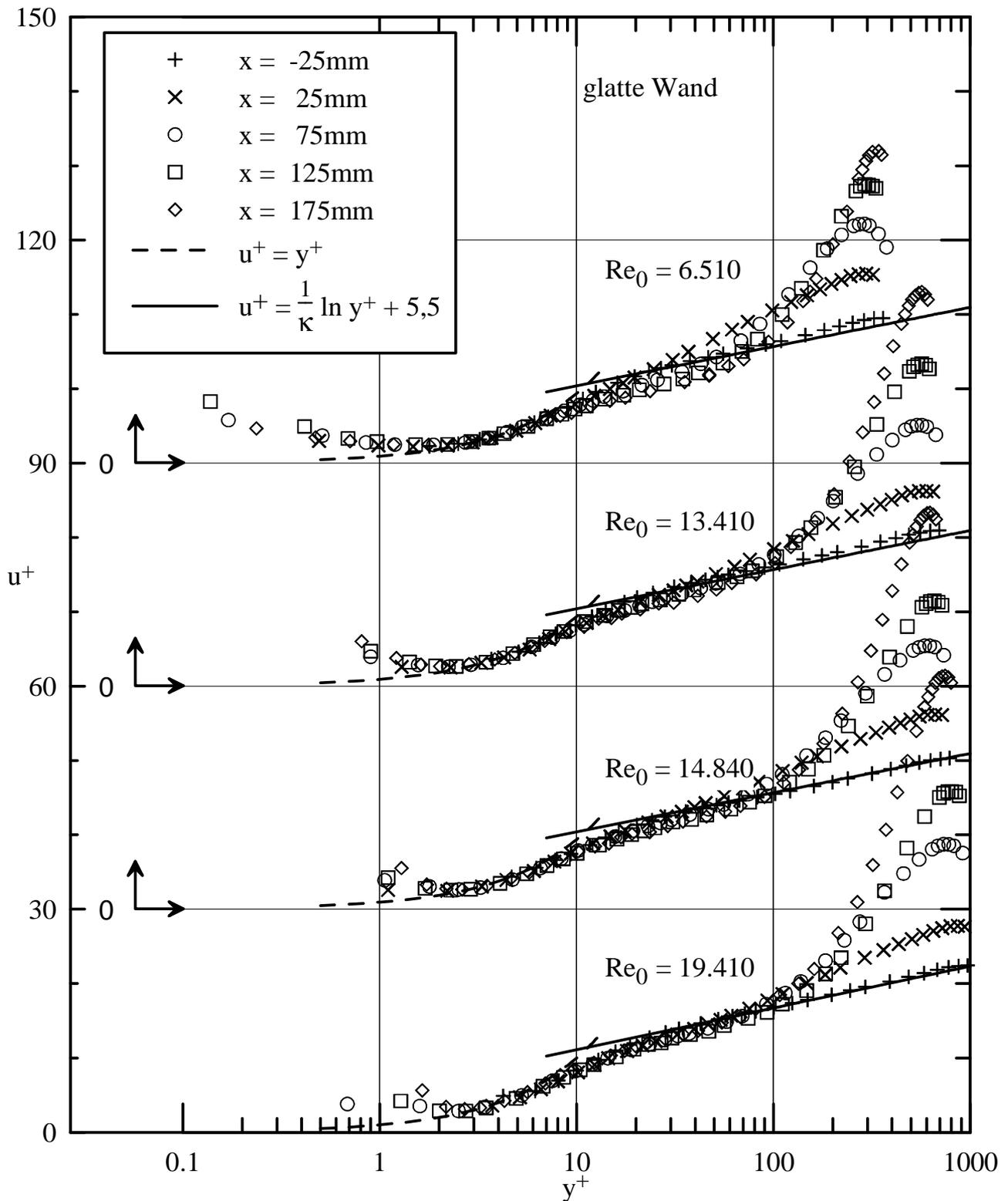


Abb. 33: Geschwindigkeitsverläufe für verschiedene Messpositionen x und Reynoldszahlen Re_0 . Zum Vergleich sind das logarithmische Wandgesetz und das lineare Gesetz der viskosen Unterschicht mit eingezeichnet. Die Verteilungen für $x = 175\text{mm}$ wurden ergänzend zum Zweck der Diskussion mit eingetragen.

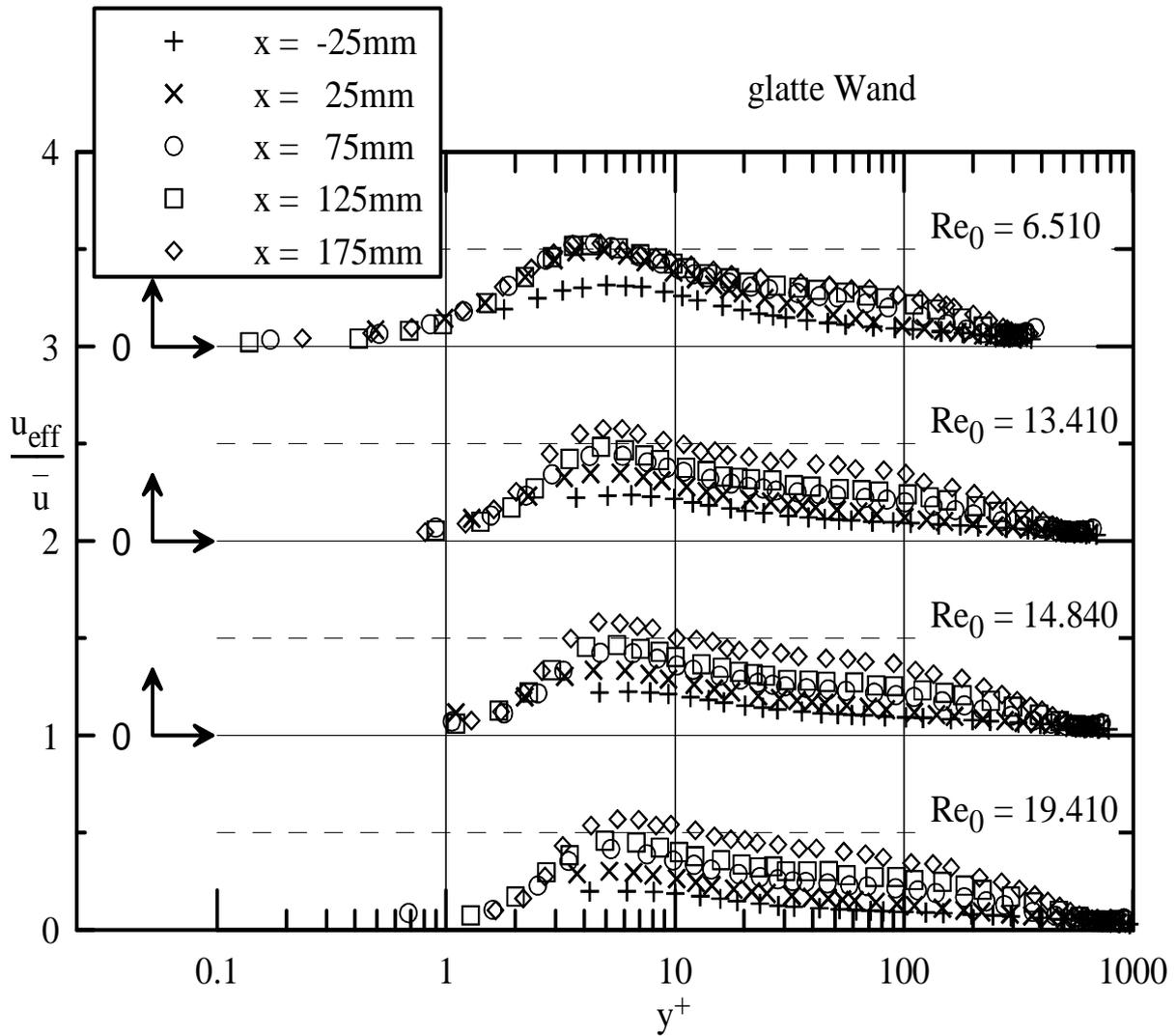


Abb. 34: Turbulenzgrad der Geschwindigkeitsprofile. Die Verteilungen für $x = 175\text{mm}$ wurden ergänzend zum Zweck der Diskussion mit eingetragen.

3.3.3 Geschwindigkeitsprofile in äußerer Skalierung

Im Abschnitt 3.3.1 wurde bei der Anwendung der Gradientenauswertung zur Bestimmung der Schubspannungsgeschwindigkeit festgestellt, dass die Strömung ca. 13% des Rillenabstandes in die Rillentäler der Riblets eindringt. Es stellt sich die Frage, welchen Einfluss die Rillenhöhe auf den Verlauf des Geschwindigkeitsprofils $\bar{u}(y)$ nimmt. Wie bereits im Abschnitt 2.6 dargestellt wurde, erfolgte die Ausrichtung der Riblet-Messeinsätze im Diffusor bündig bezüglich der Rillentalsohlen und der angrenzenden Diffusorwand. Die Rillenspitzen ragen stromab einer 3mm langen Anphasung, die am Ribletanfang angebracht wurde, in den Diffusor hinein.

Für die Hitzdrahtmessungen wurde die Nullposition des Hitzdrahtes in Richtung der y -

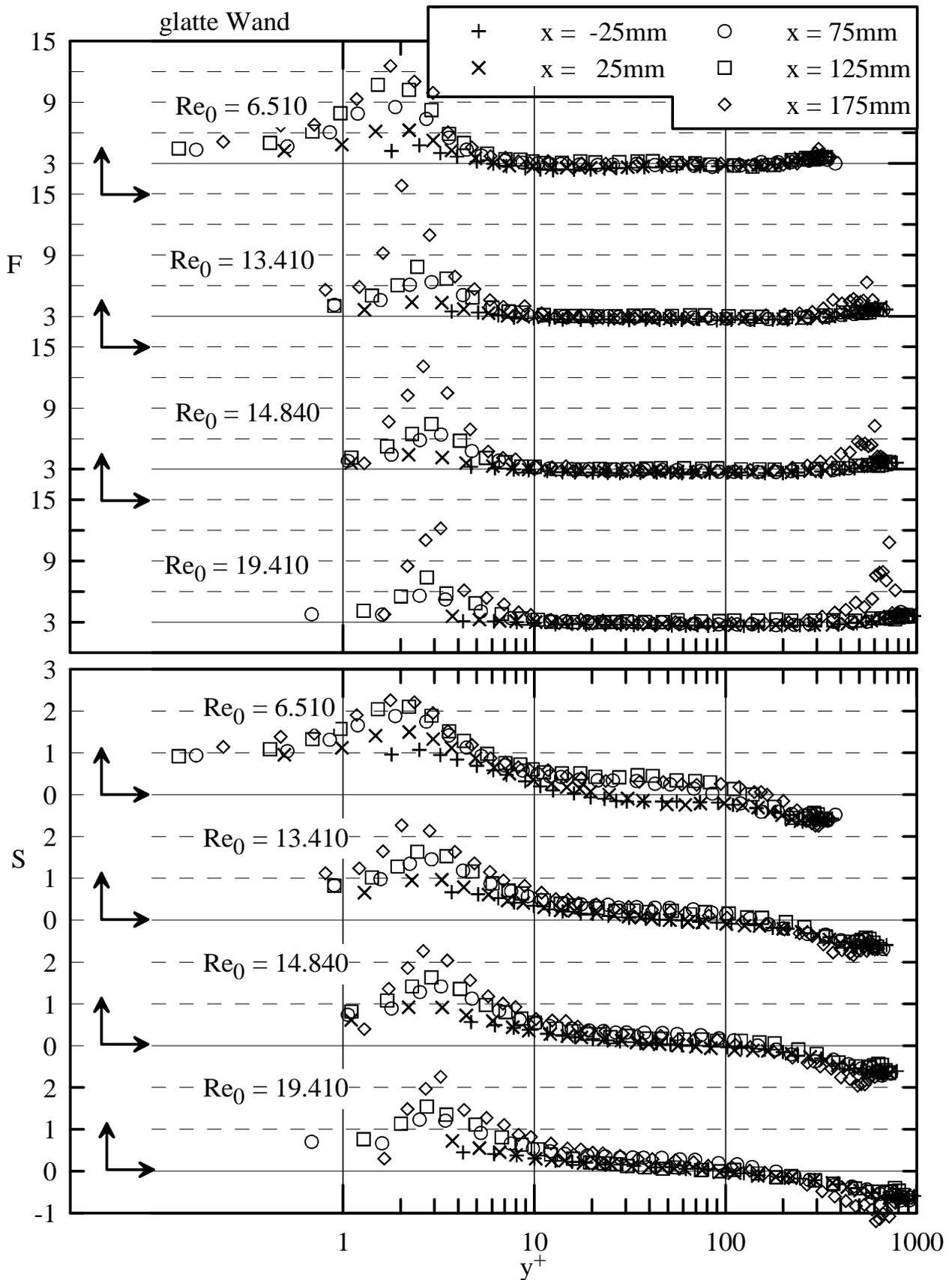


Abb. 35: Skewness und Flatness der Geschwindigkeitsverläufe im Diffusor mit glattem Wand-einsatz. Die Verteilungen für $x = 175\text{mm}$ wurden ergänzend zum Zweck der Diskus-sion mit eingetragen.

Achse jeweils auf die Oberfläche der glatten Wand bzw. der Rillenspitzen eingestellt. Um die so erhaltenen Geschwindigkeitsprofile auch untereinander vergleichen zu können, wurden die über den Riblets gemessenen Grenzschichtprofile in den folgenden Darstellungen um den Betrag der Rillenhöhe $h(x)$ verschoben, so dass die y -Achsen bezüglich ihres Nullpunktes übereinstimmen. In Abb. 36 sind die Ergebnisse für $x = 75\text{mm}$ für die drei Wandoberflächen eingezeichnet. Die Geschwindigkeiten wurden mit der jeweils in Strömungsmitte gemessenen maximalen Geschwindigkeit normiert. Der Wandabstand ist absolut aufgetragen. Aus der linearen Darstellung ist zu erkennen, dass die Rillenspitzen der Riblets die Strömung von der Wand weg drängen. Der Verdrängungseffekt beschränkt sich auf die unmittelbare Wandnähe. Die Grenzschichtprofile über den Riblets werden dadurch in Wandnähe gestaucht. In größerem Wandabstand sind die Geschwindigkeitsverläufe und die Position der Strömungsmaxima bei allen drei Messkonfigurationen in guter Übereinstimmung. Für die Gegenüberstellungen der Profile bei $x = 125\text{mm}$ und $x = 175\text{mm}$ ergaben sich vergleichbare Ergebnisse. Die mit der

Re_0	x [mm]	glatte Wand			Parallel-Riblet			Fächer-Riblet		
		δ_1 [mm]	δ_2 [mm]	H_{12}	δ_1 [mm]	δ_2 [mm]	H_{12}	δ_1 [mm]	δ_2 [mm]	H_{12}
6.510	75	4,17	2,13	1,96	3,83	2,05	1,87	4,08	2,12	1,92
	125	6,87	3,15	2,18	6,47	3,08	2,10	6,57	3,11	2,11
	175	10,45	4,51	2,32	9,80	4,37	2,24	9,77	4,36	2,24
13.410	75	3,66	2,01	1,82	3,36	1,93	1,74	3,55	1,98	1,79
	125	6,18	3,03	2,04	5,78	2,92	1,98	5,83	2,95	1,98
	175	9,73	4,30	2,26	9,18	4,17	2,20	9,09	4,09	2,22
14.840	75	3,60	2,00	1,80	3,26	1,90	1,71	3,48	1,97	1,77
	125	6,06	3,01	2,01	5,65	2,87	1,97	5,71	2,92	1,95
	175	9,60	4,25	2,26	9,12	4,17	2,19	8,97	4,11	2,18
19.410	75	3,48	1,95	1,78	3,08	1,83	1,68	3,34	1,92	1,74
	125	5,82	2,92	2,00	5,44	2,81	1,93	5,49	2,86	1,92
	175	9,35	4,20	2,22	9,10	4,07	2,23	8,85	4,04	2,19

Tab. 7: Integrale Parameter der Strömungsprofile über den Ribletoberflächen. Die Ergebnisse für $x = 175\text{mm}$ wurden zu Vergleichszwecken mit angegeben.

Verdrängung der Strömung einhergehende Stauchung der Profile über den Riblets spiegelt sich in den Werten der integralen Grenzschichtparameter Verdrängungsdicke δ_1 , Impulsverlustdicke δ_2 und Formfaktor $H_{12} = \delta_1/\delta_2$ quantitativ wider (Tab. 7). Wie oben bereits diskutiert wurde, ist jedoch für die Grenzschichtprofile bei $x = 175\text{mm}$ mit einsetzender Strömungsablö-

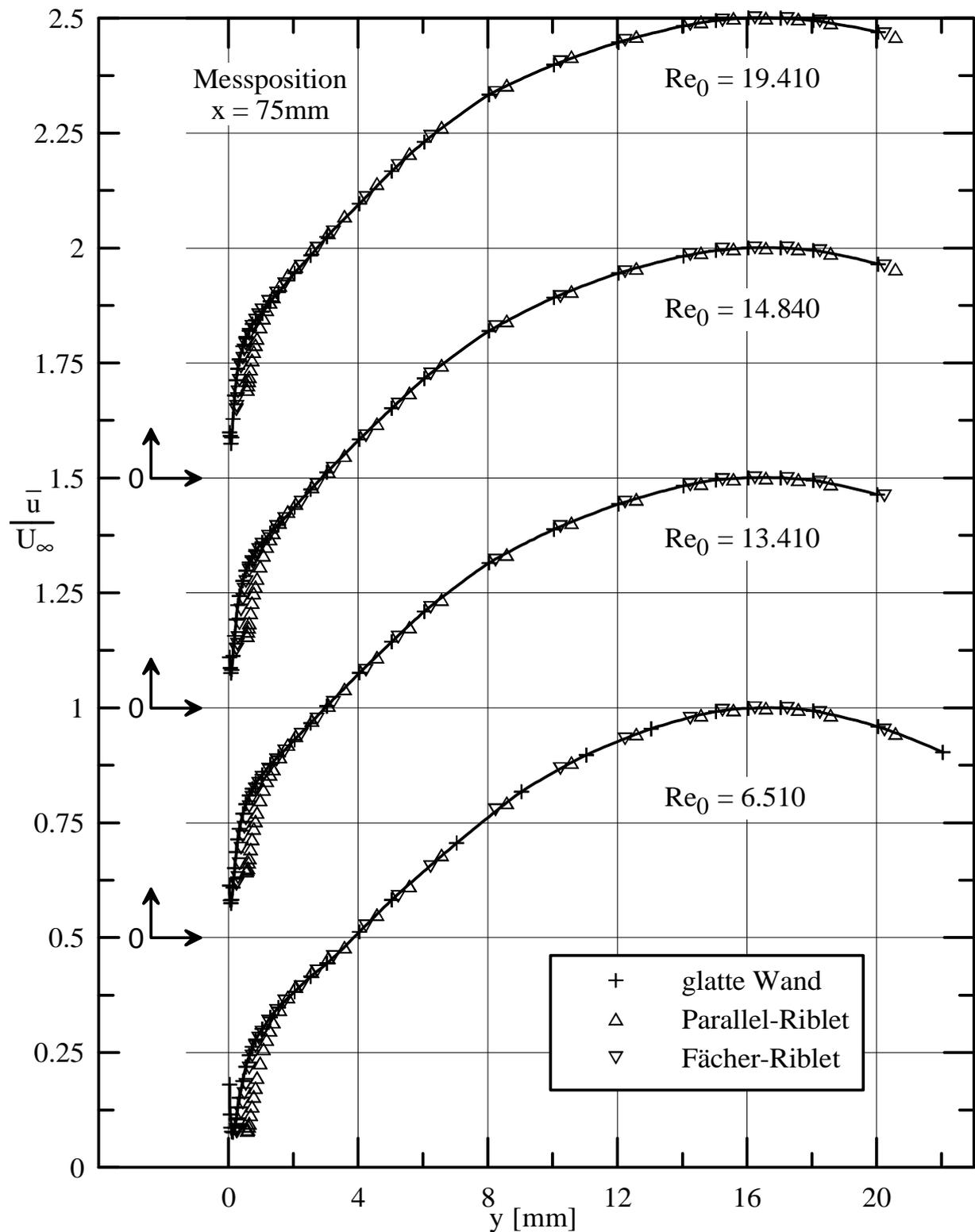


Abb. 36: Geschwindigkeitsprofile bei $x = 75$ mm. Der Achsenursprung der y -Achse für alle dargestellten Profile ist an der Oberfläche der glatten Unterseite des Diffusors (bzw. der Rillentalsohlen).

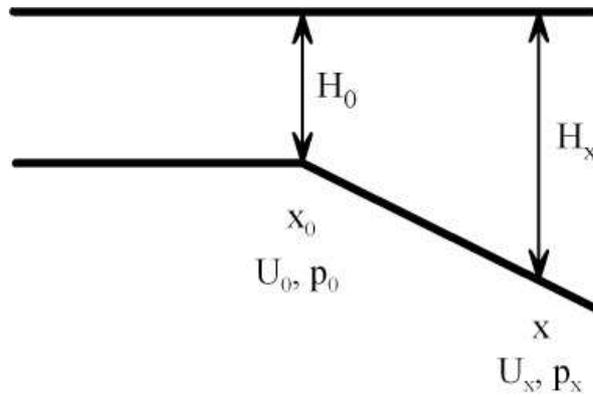


Abb. 37: Zur Ableitung des Einflusses der Rillenspitzen auf die Querschnittsfläche an der Position x im Diffusor.

sung zu rechnen, was bei der Beurteilung der dargestellten Ergebnisse zu berücksichtigen ist. Mit wachsendem x nimmt der Formfaktor zu. Im Bereich des Ablösebeginns bei $x = 175\text{mm}$ beträgt $H_{12} = 2,25 \pm 0,07$. Von Kline & Johnston (1986) wird der Beginn der Strömungsablösung bei $H_{12} \approx 2,7$ angegeben. Über den Ribletoberflächen sind die Formfaktoren bis zu 5% kleiner als über der glatten Wandoberfläche. Die völligeren Profilverläufe über den Riblets und die Verdrängung der Strömung aus den Rillentälern lassen für die Durchströmung mit eingebauten Ribletoberflächen eine verminderte Expansion der Strömung erwarten. Die Querschnittsfläche des Diffusors ist um die Fläche, aus der die Strömung verdrängt wird, kleiner. Dadurch steigt der Druck $p(x)$ im Diffusor mit Riblets geringfügig langsamer an.

Eine Widerstandsverminderung mit den Ribletoberflächen wird sich auf Grund der verminderten Energieverluste indirekt anhand eines höheren Druckkoeffizienten $c_p(x)$ (Gl. 7) nachweisen lassen. Der beobachtete Verdrängungseffekt wirkt dem entgegen und kommt einer Verblockung eines Teils des Diffusorquerschnitts gleich. Deshalb werden die im folgenden Abschnitt diskutierten statischen Druckmessungen im Ergebnis zu kleineren Werten für den Druckkoeffizienten c_p mit den Riblets führen. Unter Verwendung der Bernoulligleichung und der Kontinuitätsgleichung lässt sich näherungsweise die auf Grund des Verdrängungseffektes maximal zu erwartende relative Abweichung des Druckkoeffizienten mit Riblet, bezogen auf den Wert mit glatter Diffusorwand, angeben. Nach Abb. 37 erhält man für den Druckgewinn p_{diff} an der Stelle x im Diffusor aus der Bernoulligleichung $p + \rho/2 \cdot U^2 = p_{\text{ges}}$:

$$\begin{aligned} p_{\text{diff}} &= p_x - p_0 \\ &= p_{\text{ges}} - \frac{\rho}{2} U_x^2 - p_{\text{ges}} + \frac{\rho}{2} U_0^2 \end{aligned} \quad (8)$$

Der Gesamtdruck p_{ges} ist konstant. U ist die zeitlich und über den Diffusorquerschnitt räumlich gemittelte Strömungsgeschwindigkeit. Die Querschnittsfläche $A = H \cdot B$ ist das Produkt aus

der von der Position x abhängigen Höhe H und der konstanten Breite B des Diffusors. Ersetzt man U_x mit der Kontinuitätsgleichung $A \cdot U = \text{const}$ durch

$$\begin{aligned} U_x &= \frac{A_0}{A_x} U_0 \\ &= \frac{H_0}{H_x} U_0, \end{aligned} \quad (9)$$

wird nach Vereinfachen:

$$\begin{aligned} p_{\text{diff}} &= \frac{\rho}{2} (U_0^2 - U_x^2) \\ &= \frac{\rho}{2} H_0^2 U_0^2 \left(\frac{1}{H_0^2} - \frac{1}{H_x^2} \right) \end{aligned}$$

Die relative Differenz der Druckkoeffizienten zwischen Messungen mit glatter Wand und mit Riblets, bezogen auf den Druckkoeffizienten mit der glatten Wand, ergibt sich aus der Differenz der Druckzunahmen für die betreffenden Konfigurationen:

$$\begin{aligned} dc_p &= \frac{p_{\text{diff,Riblet}} - p_{\text{diff,glatt}}}{p_{\text{diff,glatt}}} \\ &= \frac{\left(\frac{1}{H_0^2} - \frac{1}{H_{x,\text{Riblet}}^2} \right) - \left(\frac{1}{H_0^2} - \frac{1}{H_{x,\text{glatt}}^2} \right)}{\left(\frac{1}{H_0^2} - \frac{1}{H_{x,\text{glatt}}^2} \right)} \end{aligned}$$

Mit der Indizierung sind die Druckkoeffizienten für die Messungen mit den Ribletoberflächen bzw. mit der glatten Wand bezeichnet. Man erhält schließlich für die relative Abweichung des Druckkoeffizienten auf Grund der Verdrängung der Strömung:

$$dc_p = \frac{\left(\frac{1}{H_{x,\text{glatt}}^2} - \frac{1}{H_{x,\text{Riblet}}^2} \right)}{\left(\frac{1}{H_0^2} - \frac{1}{H_{x,\text{glatt}}^2} \right)} \quad (10)$$

Für den Höhenunterschied zwischen $H_{x,\text{glatt}}$ und $H_{x,\text{Riblet}}$ wird die Höhe der Rillen $h(x)$ in dem Intervall $60\text{mm} \leq x \leq 400\text{mm}$ angesetzt:

$$H_{x,\text{Riblet}} = H_{x,\text{glatt}} - h(x), \text{ mit}$$

$$\begin{aligned} h_{\text{Fächer}}(x) &= \left[0,14 + \frac{1,32}{345} \left(\frac{x}{\cos(9,6^\circ)} - 61 \right) \right] \text{ mm, und} \\ h_{\text{Parallel}}(x) &= 0,54\text{mm} \end{aligned}$$

In Abb. 38 ist dc_p über x für die beiden untersuchten Ribletoberflächen dargestellt. Die Berechnung berücksichtigt nicht Ablöseeffekte und ist deshalb nur für den Bereich stromauf des Ablösegebietes anzuwenden ($x \lesssim 150\text{mm}$). Die größte Verdrängungswirkung mit einem

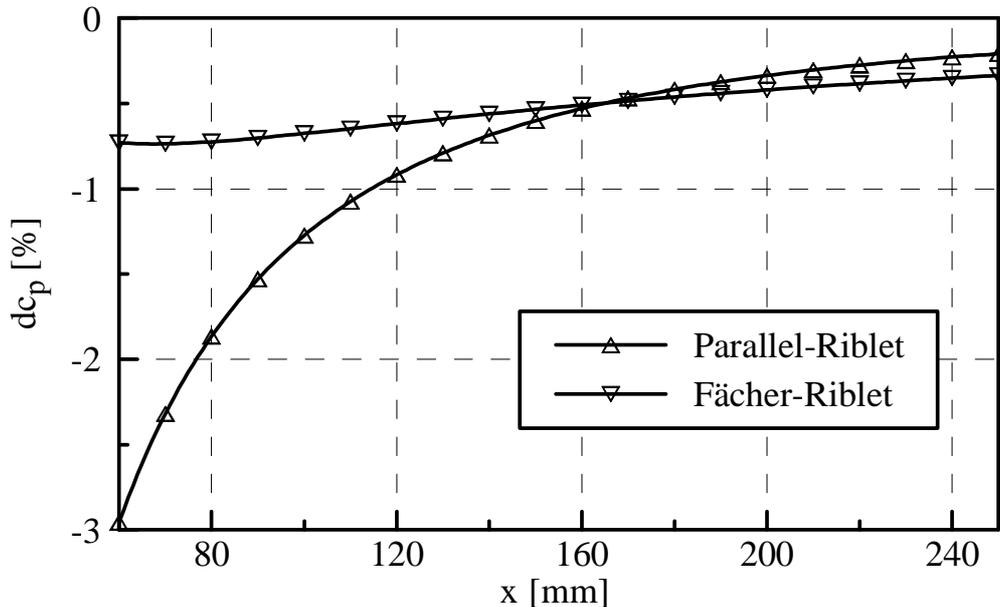


Abb. 38: Verringerung des Druckkoeffizienten im Diffusor auf Grund der Querschnittsverringerng durch die hineinragenden Rillenspitzen.

Druckverlust von 3% tritt mit der konstanten Rillenhöhe des Parallel-Riblets am Ribletbeginn bei $x = 60\text{mm}$ auf. Der Effekt ist räumlich begrenzt und bei $x = 125\text{mm}$ auf weniger als 0,9% abgeklungen. Mit dem Fächer-Riblet ist wegen der strömungsangepassten Rillenhöhe $|dc_p| < 0,8\%$ über die gesamte Ribletlänge.

3.4 Statischer Druckverlauf in Strömungsrichtung

Während des Durchströmens des Diffusors verringert sich die Strömungsgeschwindigkeit. Die kinetische Energie des Fluids wird in Druckenergie umgewandelt. Der Anteil der umgewandelten Energie kann an der Erhöhung des statischen Druckes gemessen werden. Dieser Druck-erhöhung ist ein Druckabfall überlagert, der durch turbulente Verluste und Reibungsverluste zustande kommt. Eine Verringerung der turbulenten Verluste mit den Riblets führt demzufolge zu einer Vergrößerung des statischen Druckanstiegs im Diffusor, der anhand des lokalen Druckkoeffizienten $c_p(x)$ ausgewertet werden kann.

Mit im Abstand von 25mm angebrachten Wandanbohrungen entlang der Diffusorunterseite wurden statische Druckmessungen entlang der Strömungsrichtung durchgeführt. Auf Grund der konstruktiven Gegebenheiten konnten Druckmesswerte bis $x = 650\text{mm}$ aufgenommen werden. Die Druckkoeffizienten wurden nach Gl. 7 (S. 23) aus der statischen Druckdifferenz zum Diffusoranfang ermittelt und mit der mittleren Anströmgeschwindigkeit U_0 normiert.

In Abb. 39 ist der Verlauf des Druckkoeffizienten für die glatte Wand und die Riblets bei $Re_0 = 13.410$ dargestellt. Zum Vergleich ist der theoretische Verlauf ohne Strömungsverluste eingezeichnet, für den bei Anwendung der Gl. 8 und Gl. 9 für den Druckkoeffizient $c_p(x) = 1 - (H_0/H_x)^2$ gilt. Die relativen Schwankungswerte des Druckkoeffizienten

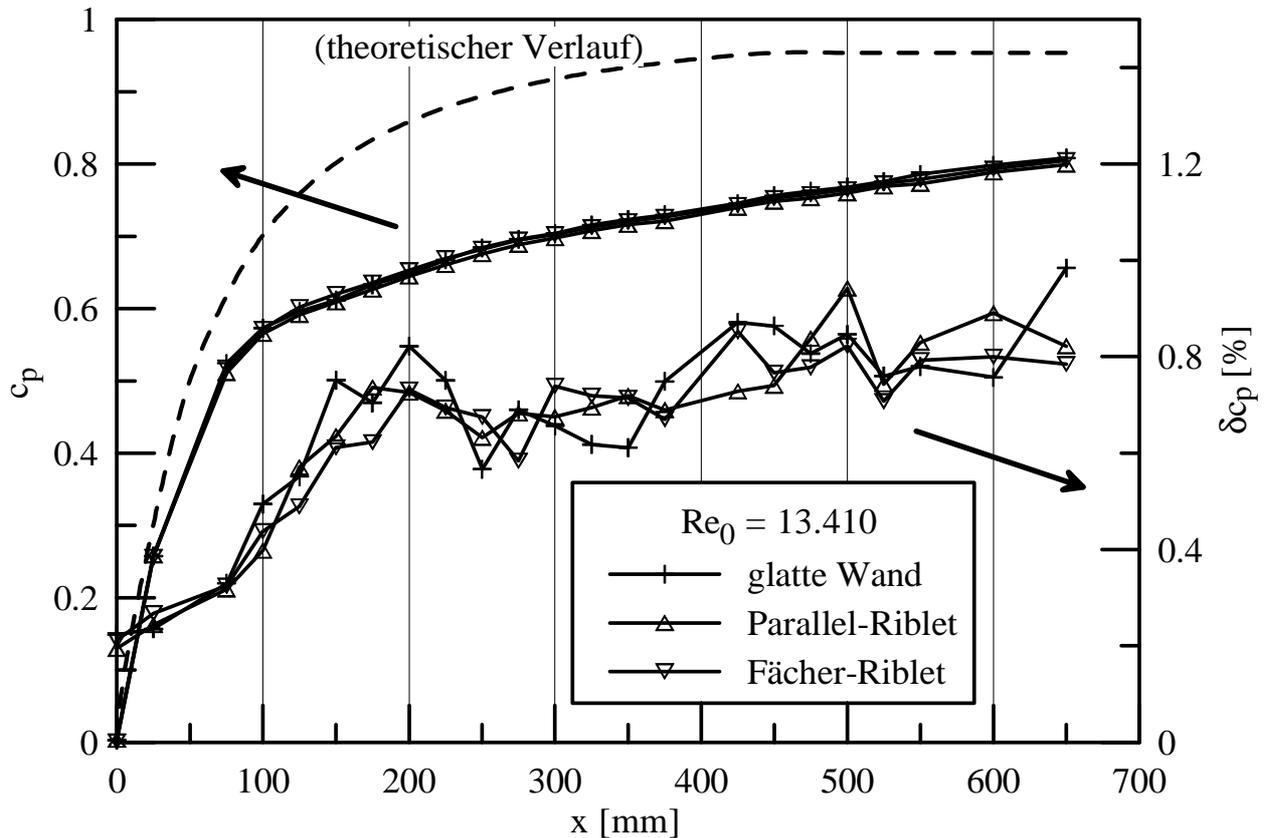


Abb. 39: Druckkoeffizient c_p entlang der Strömungsachse (linke Koordinatenachse) und zugehörige Schwankungswerte δc_p (rechte Koordinatenachse).

$$\delta c_p := \frac{2}{\rho U_0^2} (p_{\text{eff}}(x) + p_{0\text{eff}})$$

wurden auf der rechten Koordinatenachse des Diagramms angegeben. Sie nehmen in Strömungsrichtung zu größeren Werten von x zu und erreichen im Ablösegebiet ihre größten Werte. Das instabile Übergangsgebiet im Bereich $150\text{ mm} < x < 250\text{ mm}$ zeichnet sich bei allen untersuchten Reynoldszahlen durch lokal erhöhte Schwankungswerte des Druckkoeffizienten aus, die beim Übergang in den stabilen Ablösebereich geringer werden und weiter stromab wieder zunehmen.

Abb. 40 ist zu entnehmen, dass vor dem Ablösebeginn mit dem Fächer-Riblet ein größerer Wert für den Druckkoeffizient c_p als mit der glatten Wand erhalten wurde. Die Unterschiede

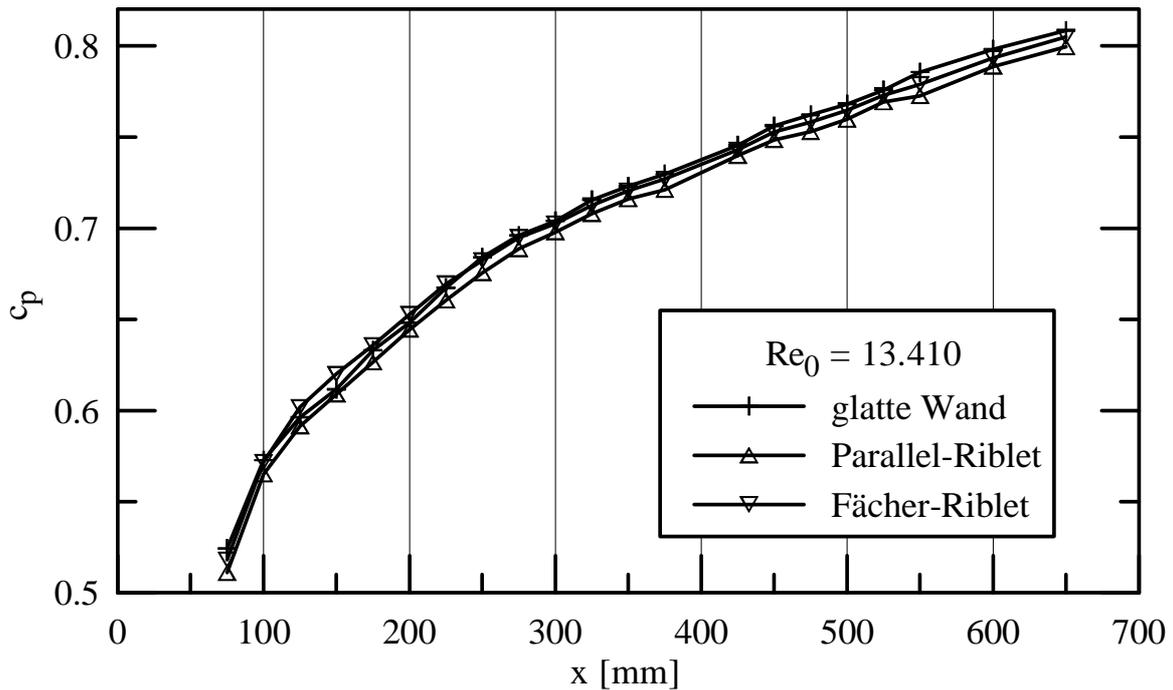


Abb. 40: Teildarstellung der Entwicklung des Druckkoeffizienten c_p bei $Re_0 = 13.410$. Vor dem Ablösegebiet wird mit dem Fächer-Riblet ein höherer Druckgewinn erreicht als mit der glatten Diffusorwand.

zwischen den Messergebnissen mit Riblets und mit glatter Wandeinsatz liegen in der Größenordnung von 1%. Der Einfluss der Rillenoberflächen auf den Druckanstieg kann besser durch Auftragung der Kurvenverläufe für die relative Differenz der Druckkoeffizienten $\Delta c_p(x)$ sichtbar gemacht werden:

$$\Delta c_p = \frac{c_{p\text{Riblet}}(x) - c_{p\text{glatt}}(x)}{c_{p\text{glatt}}(x)} \quad (11)$$

Mit der Indizierung sind die Druckkoeffizienten für die Messungen mit den Ribletoberflächen bzw. mit der glatten Wand bezeichnet. Die Ergebnisse für die Druckmessungen bei verschiedenen Reynoldszahlen sind in den Abb. 41 und 42 dargestellt.

Mit dem Parallel-Riblet ist der Druckkoeffizient am Messpunkt $x = 75\text{mm}$ für alle untersuchten Reynoldszahlen geringer als bei der glatten Diffusorwand. Die gemessene Differenz beträgt maximal $-2,6\%$. Nach Abb. 38 ist wegen der Querschnittsverringering im Diffusor auf Grund der hineinragenden Ribletspitzen des Parallel-Riblets an dieser x -Position eine Differenz $dc_p(75\text{mm}) \approx -2\%$ zu erwarten. Damit kann die Verdrängungswirkung der Ribletspitzen als Hauptursache für den geringeren Druckanstieg im Bereich des Ribletbeginns angesehen werden. Stromab wird die Differenz der gemessenen Druckkoeffizienten kleiner. Das ist in Übereinstimmung mit der Feststellung, dass die strömungsverdrängenden Rillenspitzen

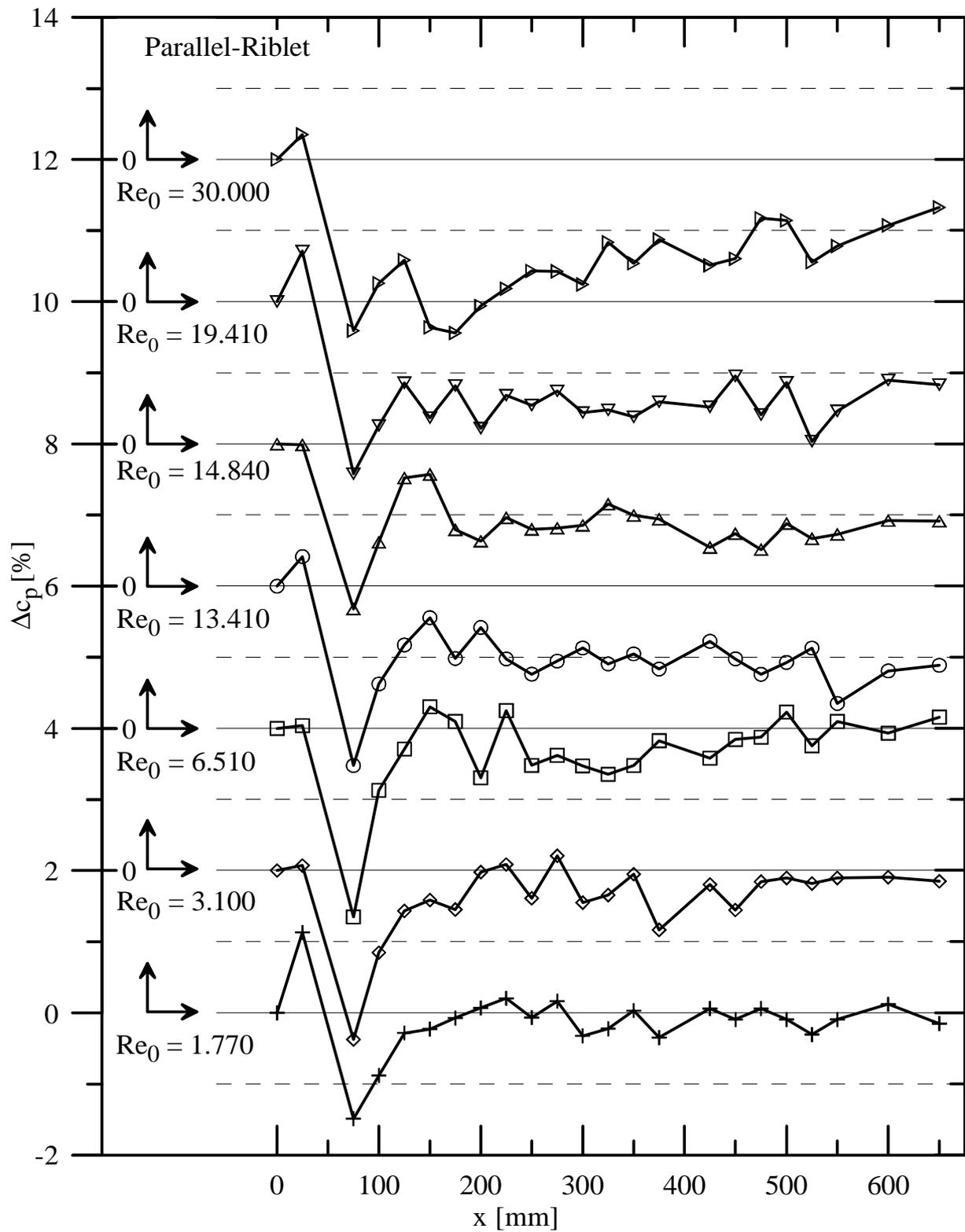


Abb. 41: Differenz der Druckkoeffizienten mit Parallel-Riblet und glatter Diffusorwand.

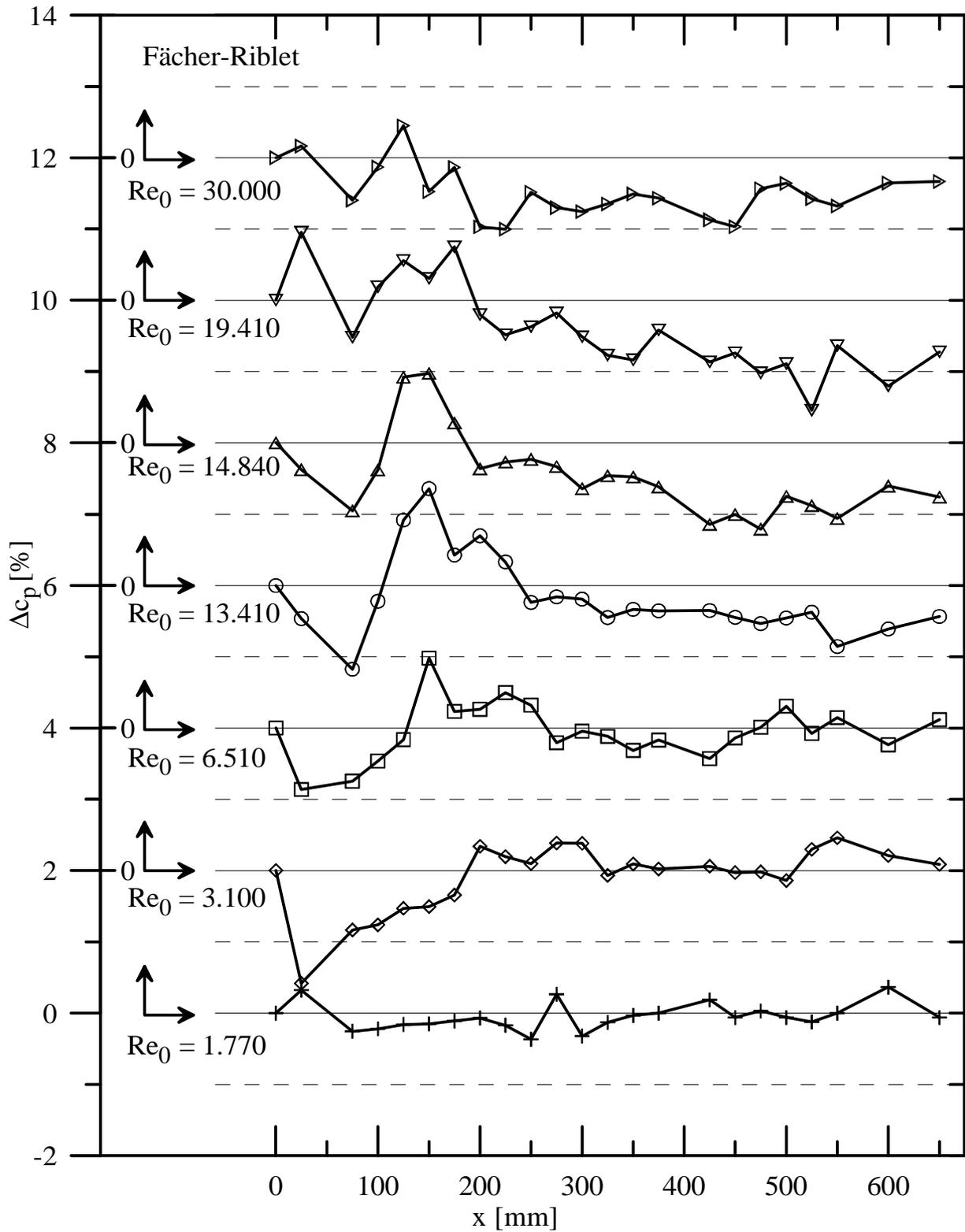


Abb. 42: Differenz der Druckkoeffizienten mit Fächer-Riblet und glatter Diffusorwand.

bei größeren Werten für x weniger Einfluss auf den Druckanstieg haben. Für $Re_0 = 6.510$ werden stromauf des Ablösegebietes bei $x \approx 150\text{mm}$ größere Druckkoeffizienten als mit der glatten Diffusorwand gemessen, so dass hier $\Delta c_{p\text{Parallel}} \approx 0,3\%$ erreicht. Für $Re_0 < 6.510$ werden im Ablösebereich und im Diffusorauslauf für das Parallel-Riblet vergleichbare Druckkoeffizienten wie mit der glatten Wand erhalten. Bei $Re_0 \geq 13.410$ ist der Druckanstieg im Vergleich zu der glatten Oberfläche geringer, und $\Delta c_{p\text{Parallel}} < 0$ gilt im gesamten Messbereich.

Die Ergebnisse für das Fächer-Riblet weisen am Ribletanfang ebenfalls einen niedrigeren Druckkoeffizient als mit der glatten Diffusorwand nach. Der Effekt betrifft die Messungen bei allen Reynoldszahlen, für $Re_0 = 13.410$ beträgt $\Delta c_{p\text{Fächer}}(75\text{mm}) = -1,17\%$. Er ist auf die strömungsverdrängende Wirkung der Ribletspitzen zurückzuführen, die rechnerisch für das Fächer-Riblet eine Differenz $dc_p(75\text{mm}) \approx -0,75\%$ erwarten lässt. Im Geschwindigkeitsbereich $6.510 \leq Re_0 \leq 19.410$ steigt für $100\text{mm} \leq x \leq 200\text{mm}$ die Differenz Δc_p auf positive Werte an. Bei $Re_0 = 13.410$ erreicht der Druckkoeffizient vor dem Ablösegebiet um $1,36\%$ größere Werte als mit der glatten Diffusorwand. Im Ablösebereich und im Diffusorauslauf wird, wie beim Parallel-Riblet, für $Re_0 \geq 13.410$ der Wert für Δc_p negativ.

Die in den Diffusor hineinragenden Rillenspitzen der Riblets verursachen einen Verblockungseffekt auf Grund der Strömungsverdrängung, der sich dem Druckanstieg in Strömungsrichtung überlagert. Die Stärke des Effektes kann näherungsweise nach Gl. 10 abgeschätzt werden. Daraus folgt, dass der Druckkoeffizient bei allen Ergebnissen mit Ribletoberflächen stromauf des Ablösegebietes abhängig von der x -Position um mindestens $0,5\%$ geringer gemessen wurde. Stromauf der Ablösung wird mit dem Fächer-Riblet eine Verringerung des Strömungswiderstandes für dimensionslose Rillenabstände $10 < s^+ < 28$ (siehe Tab. 6) erzielt. Innerhalb dieses Bereichs zeigt die Messung mit $s^+ \approx 22$ den größten Einfluss. Mit dem Parallel-Riblet wird eine Widerstandsverminderung für $s^+ \approx 16$ bei $x = 75\text{mm}$ abnehmend auf $s^+ \approx 11$ bei $x = 175\text{mm}$ gemessen. Der Effekt ist wegen der konstanten Rillenabmessungen kleiner als mit dem Fächer-Riblet und kann nur bei einer der untersuchten Anströmgeschwindigkeiten nachgewiesen werden. Bei weiter ansteigenden Strömungsgeschwindigkeiten nimmt der Strömungswiderstand an beiden Riblets zu, da auf Grund der ebenfalls anwachsenden dimensionslosen Rillenabstände s^+ die Rillenspitzen immer tiefer in die Pufferschicht hineinragen. Zu den turbulenten Verlusten und Reibungsverlusten tragen die Grenzschichten aller Diffusorwände bei. Da die Riblets nur an der Diffusorunterseite eingesetzt wurden, wird weniger als 50% der Wandoberfläche von den Rillen bedeckt. Ausgehend von dieser Überlegung ist es plausibel, dass die tatsächlich vorhandene prozentuale Widerstandsverminderung in der Grenzschicht über den Riblets mindestens das Zweifache des gemessenen Wertes Δc_p beträgt. Berücksichtigt man zusätzlich den Einfluss der Strömungsverdrängung auf die Er-

gebnisse für den Druckkoeffizienten, würde man für das Parallel-Riblet eine Widerstandsverminderung von mindestens $2 \cdot (0,3 + 0,5)\% = 1,6\%$ und für das Fächer-Riblet mindestens $2 \cdot (1,36 + 0,5)\% = 3,72\%$ Widerstandsverminderung erwarten.

4 Zusammenfassung und Ausblick

4.1 Zusammenfassung

Experimentell wurde der Einfluss von Riblets auf das Verhalten der turbulenten Strömung in einer verzögerten Grenzschicht untersucht. Die technischen Voraussetzungen im Strömungslabor ermöglichen langzeitstabile Messungen mit konstanten Unterschallgeschwindigkeiten. Für den Versuchsaufbau fand ein ebener, zweidimensionaler, halbseitiger Diffusor nach einem Entwurf von Obi *et al.* (1993) Verwendung. Neben Geschwindigkeitsmessungen mit Hitzdrahtanemometrie wurden statische Druckmessungen sowie visuelle Lichtschnittaufnahmen zur Bestimmung des Ablösegebietes vorgenommen.

Der Diffusor wurde stromauf um einen Einlaufkanal mit der dimensionslosen Länge von $71d_h$ sowie Einlaufkontur und Strömungsgleichrichter erweitert. Der Nachweis reproduzierbarer turbulenter Anströmbedingungen am Diffusor Anfang erfolgte durch Auswertung der Geschwindigkeitsverteilungen und Vergleich der höheren Momente der lokalen Geschwindigkeitsschwankungen mit bekannten Ergebnissen (Kastrinakis, 1977). Damit konnte nachgewiesen werden, dass am Diffusoreinlauf ein entwickeltes turbulentes Strömungsprofil vorliegt. Weiterhin wurde gezeigt, dass unter Benutzung des funktionalen Zusammenhangs $u^+ = y^+$ die Linearität in der viskosen Unterschicht zur Bestimmung der Schubspannungsgeschwindigkeit geeignet ist.

Auf Grund der geometrischen Diffusorabmessungen traten innerhalb des Diffusors dreidimensionale Strömungsverhältnisse auf, wie auch von Eisele *et al.* (2000) an einem anderen asymmetrischen Diffusor gezeigt wurde. Mit einer Absaugung der Grenzschicht an den Seitenwänden gelang es, die unerwünschten Wechselwirkungen zu beseitigen. Die Zweidimensionalität der Strömung wurde optisch mit Fadensonden und Rückstromfähnchen innerhalb des Diffusors überprüft. Für die Lage des Ablösegebietes wurde Übereinstimmung mit den Ergebnissen von Kaltenbach *et al.* (1999) gefunden.

Die Experimente wurden durchgeführt, indem eine Diffusorwand wahlweise durch Wand-einsätze mit trapezförmigen, parallel zur Strömungsrichtung angeordneten Rillen ersetzt wurde. Hierfür wurden ein Parallel-Riblet mit parallelen Rillen konstanter Breite und Höhe und ein Fächer-Riblet mit analytisch an die lokale Strömungsgeschwindigkeit angepassten Rillenabmessungen angefertigt. Mit verschiedenen Anströmgeschwindigkeiten erfolgten die Experimente bei dimensionslosen Rillenabständen stromauf des Ablösegebietes von $5 \lesssim s^+ \lesssim 40$, basierend auf den Erkenntnissen in druckgradientenfreien Grenzschichten (Bechert *et al.*, 1997). Daraus wurden folgende Ergebnisse erhalten:

- Für das Parallel-Riblet kann auf Grund der veränderlichen Strömungsgeschwindigkeit

innerhalb des Diffusors kein konstantes s^+ angegeben werden. Nur für eine untersuchte Anströmgeschwindigkeit wurde ein um 0,3% höherer Druckkoeffizient als mit der glatten Wand vor dem Ablösegebiet gemessen. Die dimensionslosen Rillenabstände betragen bei dieser Messung stromauf des Ablösegebietes $16 > s^+ > 11$ (vgl. Debisschop & Nieuwstadt, 1996, die 13% Widerstandsverminderung bei gleichen s^+ -Werten finden). Bezüglich des Beginns der Ablösung konnte im Bereich von $10 \lesssim s^+ \lesssim 25$ anhand der Lichtschnittaufnahmen kein signifikanter Unterschied zur glatten Wand festgestellt werden. Das ist in Übereinstimmung mit den Ergebnissen aus PIV-Aufnahmen von Indinger (2005), die für ein Parallel-Riblet ebenfalls keine Verschiebung des Ablösebeginns liefern.

- Mit dem Fächer-Riblet wurde ein geringerer Strömungswiderstand im Bereich von $10 \lesssim s^+ \lesssim 25$ gefunden. Der Vergleich der Druckkoeffizienten ergab bei einem Rillenabstand von $s^+ \approx 22$ stromauf des Ablösegebietes einen zusätzlichen Druckgewinn von maximal 1,36%. Unter diesen Bedingungen setzte die Ablösung der Strömung später ein. Die maximale Verschiebung bezogen auf den Ablösebeginn mit der glatten Diffusorwand betrug 12% in Richtung stromab.
- Für $s^+ < 10$ wurde der Ablösebeginn über beiden Riblets weiter stromauf gefunden als mit der glatten Diffusorwand. Die Rillen tauchen vollständig in der viskosen Unterschicht ein. Sie können die Turbulenzentwicklung nicht beeinflussen und wirken auf Grund der größeren benetzten Oberfläche widerstandserhöhend. Der Effekt war mit dem Parallel-Riblet stärker ausgeprägt als mit dem Fächer-Riblet, da es eine größere absolute Rillenoberfläche vor dem Ablösegebiet besitzt.
- Für $s^+ > 25$ nehmen die Strömungsverluste zu, was anhand kleinerer Druckkoeffizienten gemessen wurde. Die Rillenspitzen ragen tiefer in die Pufferschicht und erhöhen den Reibungswiderstand. Der Beginn der Strömungablösung setzt bei wachsenden s^+ weiter stromauf ein.
- Mit beiden Ribletgeometrien wurde im Bereich der Strömungablösung ein geringerer Druckkoeffizient als mit der glatten Diffusorwand ermittelt. Innerhalb des unstetigen Rezirkulationsgebietes mit starken Geschwindigkeits- und Richtungsschwankungen der Strömung haben die Riblets keinen turbulenzhemmenden Einfluss. Der Reibungswiderstand überwiegt, da sie in der im zeitlichen Mittel dickeren Unterschicht eintauchen.
- Die untersuchten Grenzschichtprofile ergeben für die Eindringtiefe der verzögerten Strömung in die Rillen einen mittleren Wert von 13% des Rillenabstandes (im Vergleich zu 18% aus theoretischen Überlegungen für Gleichdruckgrenzschichten nach Bartenwerfer

& Bechert 1987). Tiefer in die Strömung hineinragende Rillenspitzen führten zu einer Verdrängung der Grenzschicht und einem völligeren Geschwindigkeitsprofil mit bis zu 5% kleineren Formfaktoren. Der resultierende Verblockungseffekt konnte anhand einer Verringerung der Druckkoeffizienten im Diffusor am Ribletanfang nachgewiesen werden. Er bewirkt um mindestens 0,5% zu gering gemessene Druckkoeffizienten, wie rechnerisch gezeigt wurde.

Mit dem Fächer-Riblet wurde gezeigt, dass die Widerstandsverminderung zu einer wesentlichen Verschiebung des Ablösegebietes nach stromab führt. Der zugrundeliegende Mechanismus beruht auf einer Verringerung des Verlustes an mittlerem Impuls in Strömungsrichtung. Die Fluidteilchen in der wandnahen Grenzschicht können sich dadurch länger gegen den äußeren Druckgradienten in Strömungsrichtung fortbewegen. Damit stellen Riblets eine Alternative zu anderen Verfahren dar, bei denen die Strömungsablösung durch einen verstärkten turbulenten Energietransport zur Wand hinausgezögert oder unterbunden wird.

Die maximale Widerstandsverminderung wurde für $s^+ \gtrsim 20$ gemessen. Das ist in Übereinstimmung mit dem Ergebnis von Indinger (2005), dass mit einem positiven äußeren Druckgradienten der optimale Rillenabstand im Vergleich zur druckgradientenfreien Grenzschicht zu größeren Werten für s^+ verschoben ist. Die Ergebnisse bestätigen die Annahme, dass Riblets mit Rillenabmessungen, die an die lokale Strömungsgeschwindigkeit angepasst sind, sogenannte Fächer-Riblets, den klassischen parallelen Riblets in verzögerten Grenzschichten vorzuziehen sind. Sie sind entlang einer größeren Distanz in Strömungsrichtung optimal widerstandsvermindernd wirksam.

4.2 Ausblick

Die Ergebnisse haben gezeigt, dass im Ablösegebiet der Reibungswiderstand mit Riblets vergrößert wird. Es ist deshalb erfolgversprechend, mit einem modifizierten Versuchsaufbau die Ribletoberflächen ausschliesslich im ablösefreien Bereich der verzögerten Grenzschicht einzusetzen. Das kann durch einen geringeren Druckgradienten erreicht werden, der eine stabilere Grenzschichtentwicklung ermöglicht. Bei dem genutzten Versuchsaufbau wäre das z.B. durch einen Umbau mit einem kleineren Öffnungswinkel erreichbar.

Zur Vermeidung des negativen Einflusses einer Strömungsverdrängung auf den Druckkoeffizienten sollte die Anordnung der Riblets so erfolgen, dass die Rillenspitzen nur 13% der Rillenbreite über die angrenzende glatte Diffusorwand hinausragen. Es ist weiterhin wesentlich, dass die Wirksamkeit der seitlichen Randbereiche der Riblets verbessert wird, wenn in einer zusätzlichen Massnahme das Breiten/Höhen-Verhältnis des Diffusors vergrößert wird.

Aus konstruktiven Gründen konnten die untersuchten Riblets erst bei $x = 60\text{mm}$ innerhalb des Diffusors eingesetzt werden. Die Riblets sollten bei $x = 0$ beginnen, da unmittelbar am Diffusoreinlauf der größte Druckgradient vorliegt. Die turbulenten Strukturen der Grenzschicht passen sich dort dem aufgeprägten äußeren Druckgradienten an. Somit ließe sich untersuchen, welche Wirkung Riblets mit veränderlicher Geometrie ausüben können, wenn sie frühestmöglich in diesen verzögerten Prozess, der mit einer Verkürzung der längsgerichteten turbulenten Strukturen und steileren Aufrichtung der Haarnadelwirbel einhergeht, eingreifen. Am Institut für Luft- und Raumfahrttechnik der Technischen Universität Dresden sind umfangreiche Erfahrungen auf dem Gebiet der numerischen Modellierung wandnaher turbulenter Strukturen vorhanden (Albrecht & Grundmann, 2004). Es ist deshalb zu empfehlen, die experimentellen Untersuchungen mit numerisch gewonnenen Ergebnissen zu ergänzen. Die direkte numerische Simulation der verzögerten Strömung über die verschiedenen Oberflächengeometrien des Parallel-Riblets und des Fächer-Riblets unter Verwendung eines dreidimensionalen Strömungssimulators, z.B. *Gerris* (vgl. Popinet, 2003 und Popinet, 2007), würde zur detaillierten Erklärung der Wechselwirkungen in der wandnahen Grenzschicht beitragen. Hierfür wird die Verwendung eines hinsichtlich der geometrischen Abmessungen dem im Experiment genutzten ähnlichen Kanalmodells zur Strömungssimulation vorgeschlagen, um den Einfluss der Geometrie auf die zweidimensionale Strömungsgrenzschicht an der Diffusorunterseite ermitteln und optimieren zu können.

Ein Ribletbeginn bei $x = 0$ würde die effektiv wirksame Ribletfläche vor dem Ablösegebiet um etwa 50% vergrößern, wodurch ein größerer Einfluss auf den Druckkoeffizienten erwartet werden kann. Der nutzbare Druckgewinn durch die Riblets beim Transport oder bei der Bearbeitung flüssiger und gasförmiger Stoffe würde sich demnach auf $\gtrsim (1,86 + 1,86/2)\%$ erhöhen. Das Ablösegebiet würde bei einer derartigen Anordnung tendenziell um 18%, bezogen auf den Ablösebeginn mit glatter Diffusorwand, nach stromab verschoben.

Literaturverzeichnis

Adachi 1999

ADACHI, T.: Improvement of wing characteristics by machining V-Grooves along the suction surface on an airfoil. In: *Proc. of the 4th Int. Symp. of Experimental and Computational Aerothermodynamics of Internal Flows* Bd. 1. Dresden, 1999, S. 82–91

Albrecht & Grundmann 2004

ALBRECHT, Th. ; GRUNDMANN, R.: Numerical simulation of transition of low conductive fluids using spectral element methods. In: *Int. Conference on Spectral and Higher Order Methods (ICOSAHOM)*. Providence, RH, USA, 2004

Albrecht et al. 2006

ALBRECHT, Th. ; GRUNDMANN, R. ; MUTSCHKE, G. ; GERBETH, G.: On the stability of the boundary layer subject to a wall-parallel Lorentz force. In: *Phys. Fluids* 18 (2006), Nr. 098103

Alving & Freeberg 1995

ALVING, A.E. ; FREEBERG, P.: The effect of riblets on sails. In: *Experiments in Fluids* 19 (1995), S. 397–404

Bartenwerfer & Bechert 1987

BARTENWERFER, M. ; BECHERT, D.W.: Die viskose Strömung über Oberflächen mit Längsrippen / Deutsche Forschungs- und Versuchsanstalt für Luft- und Raumfahrt. Inst. für Exp. Strömungsmechanik Göttingen, Abt. Turbulenzforschung, Berlin, 1987. – Forschungsbericht

Bechert et al. 1997

BECHERT, D.W. ; BRUSE, M. ; HAGE, W. ; HOEVEN, J.G.T. van d. ; HOPPE, G.: Experiments on drag-reducing surfaces and their optimization with an adjustable geometry. In: *J. Fluid Mech.* 338 (1997), S. 59–87

Blackwelder & Eckelmann 1979

BLACKWELDER, R.F. ; ECKELMANN, H.: Streamwise vortices associated with the bursting phenomenon. In: *J. Fluid Mech.* 94 (1979), Nr. 3, S. 577–594

Bruse 1998

BRUSE, M.: *Zur Strömungsmechanik wandreibungsvermindernder riblet-Oberflächen*, Techn. Universität Berlin, Dissertation, 1998

Buice & Eaton 1996

BUICE, C.U. ; EATON, K.: Experimental investigation of flow through an asymmetric plane diffuser. In: *Annual Research Briefs*. Center for Turbulence Research, Stanford Univ./NASA Ames, 1996, S. 243–248

Buice & Eaton 2000

BUICE, C.U. ; EATON, K.: Experimental investigation of flow through an asymmetric plane diffuser. In: *Journal of Fluids Engineering* 122 (2000), S. 433–435. – Datenbankbeitrag

Choi et al. 1993

CHOI, H. ; MOIN, P. ; KIM, J.: Direct numerical simulation of turbulent flow over riblets. In: *J. Fluid Mech.* 255 (1993), S. 503–539

Crawford 1996

CRAWFORD, C.H.: *Direct Numerical Simulation of Near-Wall Turbulence: Passive and Active Control*, Princeton University, Dissertation, 1996

Debisschop & Nieuwstadt 1996

DEBISSCHOP, J.R. ; NIEUWSTADT, F.T.M.: Turbulent Boundary Layer in an Adverse Pressure Gradient: Effectiveness of Riblets. In: *AIAA Journal* 34 (1996), Nr. 5, S. 932–937

Djenidi et al. 1999

DJENIDI, L. ; GALL, P.E. ; VINCENT, A. ; ANTONIA, R.A.: Effect of Wall Suction on the Structure of a Turbulent Boundary Layer / University of Newcastle, Mechanical Eng. Dept. 1999. – Forschungsbericht

Eck 1988

ECK, B.: *Technische Strömungslehre*. 9.(überarbeitete) Auflage. Springer Verlag, 1988

Eckelmann 1970

ECKELMANN, H.: *Experimentelle Untersuchungen in einer turbulenten Kanalströmung mit starken viskosen Wandschichten*, Georg-August-Universität Göttingen, Dissertation, 1970

Eisele et al. 2000

EISELE, K. ; ÖNGÖREN, A. ; HOLBEIN, P. ; CASEY, M.V. ; URSENBACHER, T. ; MONKEWITZ, P.A.: Benchmark for measurements in a planar diffuser with a high inlet turbulence level. In: *10th Int. Symposium on Application of Laser Techniques on Fluid Mechanics, Lissabon* (2000)

Hage et al. 2000

HAGE, W. ; BECHERT, D.W. ; BRUSE, M.: Yaw Angle Effects on Optimized Riblets. In: *European Drag Reduction Conference*. Potsdam, 2000

Indinger 2005

INDINGER, Th.: *Einfluss eines positiven Druckgradienten auf turbulente Grenzschichten an glatten und gerillten Oberflächen*, Techn. Universität München, Dissertation, 2005

Jiménez & Moin 1991

JIMÉNEZ, J. ; MOIN, K.: The minimal flow unit in near-wall turbulence. In: *J. Fluid Mech.* 225 (1991), S. 213–240

Kaltenbach et al. 1999

KALTENBACH, H.J. ; FATICA, M. ; MITTAL, R. ; LUND, T.S. ; MOIN, P.: Study of flow in a planar asymmetric diffuser using large-eddy simulation. In: *J. Fluid Mech.* 390 (1999), S. 151–185

Kastrinakis 1977

KASTRINAKIS, E.G.: *Experimentelle Untersuchungen der Längsschwankungen des Geschwindigkeitsvektors und der Rotation des Geschwindigkeitsvektors in einer ausgebildeten turbulenten Kanalströmung*, Georg-August-Universität Göttingen, Dissertation, 1977

Kerho et al. 2000

KERHO, M. ; HEID, J. ; KRAMER, B. ; NG, T.: Active Drag Reduction using Selective Low Rate Suction. In: *AIAA Paper 2000-4018* (2000)

Kitzing 1994

KITZING, H.: *Geschwindigkeitsmessungen mit Hitzdrahtsonden* / Techn. Universität Dresden, Institut für Strömungsmechanik. 1994. – Forschungsbericht

Kline & Johnston 1986

KLINE, S.J. ; JOHNSTON, J.P.: Diffusers - Flow Phenomena and Design. In: JAPIKSE, D. (Hrsg.): *Advanced Topics in turbomachinery technology*. Verlag Concepts ETI, Inc., 1986

Költzsch et al. 2002

KÖLTZSCH, K. ; DINKELACKER, A. ; GRUNDMANN, R.: Flow over convergent and divergent wall riblets. In: *Experiments in Fluids* 33 (2002), S. 346–350

Költzsch & Niebergall 1999

KÖLTZSCH, K. ; NIEBERGALL, S.: *Strömungsgrößen im Rohrkanal bei verschiedenen Strömungsgeschwindigkeiten* / Techn. Universität Dresden, Inst. für Luft- und Raumfahrttechnik, Hochgeschwindigkeitswindkanal. 1999. – Forschungsbericht

König 1997

KÖNIG, M.: *Untersuchung des Einlaufverhaltens einer turbulenten Rohrströmung* / Techn. Universität Dresden, Inst. für Strömungsmechanik. 1997. – Forschungsbericht

Kovaszny et al. 1970

KOVASZNY, L.S.G. ; KIBENS, V. ; BLACKWELDER, R.F.: Large-scale motion in the intermittent region of a turbulent boundary layer. In: *J. Fluid Mech.* 41 (1970), S. 283–325

Kreplin 1976

KREPLIN, H.-P.: Experimentelle Untersuchungen der Längsschwankungen und der wandparallelen Querschwankungen der Geschwindigkeit in einer turbulenten Kanalströmung / Mitteilungen aus dem Max-Planck-Institut für Strömungsforschung und der Aerodynamischen Versuchsanstalt. Göttingen, 1976 (63). – Forschungsbericht

Meyer 2005

MEYER, R.: Querangeströmte Rillenoberflächen für hohe Druckgradienten in Strömungsmaschinen. (2005). – SFB 557: Beeinflussung komplexer turbulenter Scherströmungen, Teilprojekt B10

Monti et al. 2001

MONTI, R. ; DE PONTE, S. ; LEVICH, E.: Effects on the Resistance and on the Separation of V Shapes Passive Manipulators in a Turbulent Boundary Layer. In: SOLDATI, A. (Hrsg.) ; MONTI, R. (Hrsg.): *Turbulence Structure and Modulation (Courses and Lectures)*. Int. Center for Mech. Sciences, Springer Wien New York, 2001 (415)

Niebergall 1999

NIEBERGALL, St.: *Experimentelle Untersuchungen der Transition von ebenen Überschallgrenzschichten*, Techn. Universität Dresden, Dissertation, 1999

Niebergall et al. 1994

NIEBERGALL, St. ; KOWALSKI, Th. ; DINKELACKER, A.: Zur Korrelation turbulenter Druck- und Geschwindigkeitsschwankungen. In: *Tagungsband zur Strömungstechnischen Tagung*. Techn. Universität Dresden, Inst. für Strömungsmechanik, 1994

Obi et al. 1993

OBI, S. ; AOKI, K. ; MASUDA, S.: Experimental and computational study of turbulent separating flow in an asymmetric plane diffuser. In: *Ninth symposium on turbulent shear flows, Kyoto, Japan, 1993*

Oertel sen. & Oertel jun. 1989

OERTEL SEN., H. ; OERTEL JUN., H.: *Optische Strömungsmesstechnik*. G. Braun GmbH, Karlsruhe, 1989

Popinet 2003

POPINET, S.: Gerris: a tree-based adaptive solver for the incompressible Euler equations in complex geometries. In: *J. of Comp. Physics* 190 (2003), Nr. 2, S. 572–600

Popinet 2007

POPINET, S.: The Gerris Flow Solver. In: <http://gfs.sourceforge.net/> (2007)

Reichardt 1959

REICHARDT, H.: Gesetzmäßigkeiten der geradlinigen turbulenten Couetteströmung / Mitteilungen aus dem Max-Planck-Institut für Strömungsforschung und der Aerodynamischen Versuchsanstalt. Göttingen, 1959 (22). – Forschungsbericht

Reif & Dinkelacker 1982

REIF, W.E. ; DINKELACKER, A.: Hydrodynamics of the Squamation in fast swimming sharks. In: *Neues Jahrbuch für Geologie und Paläontologie, Abhandlungen, Schweizerbart'sch Verlagsbuchhandlung, Stuttgart* 164 (1982), S. 184–187

Schneider & Dinkelacker 1993

SCHNEIDER, M. ; DINKELACKER, A.: Drag Reduction by Means of Surface Riblets on an Inclined Body of Revolution. In: *Near Wall Turbulent Flows*. Elsevier Science Publishers B.V., 1993, S. 771–780

Smith 1998

SMITH, Ch.R.: Vortex development and interactions in turbulent boundary layers - Implication for surface drag reduction. In: *Proc. of the Int. Symposium on seawater drag reduction*. Newport, Rhode Island, 1998

Squire & Savill 1987

SQUIRE, L.C. ; SAVILL, A.M.: Some experiences of riblets at transonic speeds. In: *Proc. of the Int. Conf. on turbulent drag reduction by passive means*, Royal Aeronautical Society, London, 1987, S. 392–407

Sundaram et al. 1996

SUNDARAM, S. ; VISWANATH, P.R. ; RUDRAKUMAR, S.: Viscous Drag Reduction Using Riblets on NACA 0012 Airfoil to Moderate Incidence. In: *AIAA Journal* 34 (1996), Nr. 4

Suponitsky et al. 2005

SUPONITSKY, V. ; COHEN, J. ; BAR-YOSEPH, P.Z.: The generation of streaks and hairpin vortices from a localized vortex disturbance embedded in unbounded uniform shear flow. In: *J. Fluid Mech.* 535 (2005), S. 65–100

Truong & Pulvin 1989

TRUONG, T.V. ; PULVIN, Ph.: Influence of wall riblets on diffuser flow. In: *Applied Scientific Research* 46 (1989), S. 217–227

Wallace et al. 1972

WALLACE, J.M. ; ECKELMANN, H. ; BRODKEY, R.S.: The wall region in turbulent shear flow. In: *J. Fluid Mech.* 54 (1972), S. 39

Walsh 1990

WALSH, M.J.: Viscous Drag Reduction in Boundary Layers. In: BUSHNELL, D.M. (Hrsg.) ; HEFNER, J.N. (Hrsg.): *Progress in Astronautics and Aeronautics* Bd. 123. American Inst. of Aeronautics and Astronautics Inc., 1990, S. 203–261

Walsh & Weinstein 1978

WALSH, M.J. ; WEINSTEIN, L.M.: Drag and Heat Transfer on Surfaces with Small Longitudinal Fins. In: *AIAA Paper 78-1161* (1978)

Dank

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr.rer.nat. Eckelmann, der mich mit seiner langjährigen Erfahrung beratend begleitet hat, und dem ich zahlreiche wertvolle Hinweise und Vorschläge verdanke.

Bei unserem Werkstattmeister, Herrn Hensel, bedanke ich mich für die Unterstützung beim Aufbau des Versuchsstandes und bei der Fertigung der Ribletoberflächen. Nur durch seine äußerst sorgfältige und maßgenaue Arbeit konnten die Experimente zum Erfolg geführt werden. Herrn Dr.-Ing. Niebergall danke ich für die stete Unterstützung bei der Durchführung der Experimente und für die wertvollen Diskussionen, die mir bei der Auswertung der Messergebnisse sehr hilfreich waren.

In besonderem Maße bin ich Herrn Prof. Dr.-Ing. Grundmann für seine Betreuung meiner Arbeit dankbar, die mir in allen fachlichen, aber auch organisatorischen Fragen und Problemen eine wertvolle Hilfestellung war.

Für die kollegiale und freundschaftliche Arbeitsatmosphäre in Merkers danke ich allen Mitarbeitern der Arbeitsgruppe des Hochgeschwindigkeitswindkanals sehr herzlich.

Mario Keck

Merkers, im Februar 2008