

Experimente zur Wirkungsverbesserung von Ribletstrukturen durch Einbringen einer Quergeschwindigkeitskomponente

vorgelegt von
Diplom-Ingenieur
René Grüneberger
aus Zwickau

von der Fakultät V – Verkehrs- und Maschinensysteme
der Technischen Universität Berlin
zur Erlangung des akademischen Grades

Doktor der Ingenieurwissenschaften
– Dr.-Ing. –

genehmigte Dissertation

Promotionsausschuss:

Vorsitzender: Prof. Dr.-Ing. Wolfgang Nitsche

Berichter: Prof. Dr.-Ing. Frank Thiele

Dr.-Ing. Wolfram Hage

Tag der wissenschaftlichen Aussprache: 26. März 2012

Berlin 2012

D83

Abstract

Riblets are capable of reducing the skin friction in fully turbulent boundary layers by up to 10% compared to a smooth surface. In this work, experimental investigations were conducted to investigate whether those drag-reducing characteristics can be enhanced by introducing an additional periodic lateral velocity component similar to that generated by the oscillating wall technique. The lateral velocity component was induced actively by externally-driven oscillating lamellae, that tilt around their contact point to the wall in the lateral direction, as well as in a passive manner by riblets consisting of grooves arranged in a sinusoidal or zigzag pattern when viewed from above.

In an oil-filled flow channel at Reynolds numbers between 10,000 and 30,000 the drag forces on a riblet test plate and a smooth reference surface were captured simultaneously with an absolute precision of $\pm 0.003\tau_0$. With oscillating lamellae and a ratio of lamella height to spacing of $h/s = 0.8$, a systematic modification of the drag reduction was observed for frequencies between 0.5 Hz and 4 Hz. For a non-dimensionalised lamella spacing $s^+ = 17$, the correlation of the oscillating frequency and its effect on the drag behaviour agrees qualitatively with DNS-data from a joint project and the drag reduction is enhanced from 1.4% for lamellae at rest to 2.7% when oscillating with a period $T^+ = 100$. The maximum drag reduction achievable with a rectangular riblet groove cross-section could not be improved.

With trapezoidal riblet grooves laterally deflected in a zigzag pattern and cross-section shapes of $h/s = 0.3$ and 0.9 , an augmented drag reduction was found under a variation of the zigzag amplitude and the most beneficial manipulation was attained at amplitudes of $a/s = 0.9$. In case of $h/s = 0.3$, the maximum drag reduction of the riblet structures was improved from 6.3% for straight grooves to 7.6% for zigzag grooves. The drag reduction attainable with straight trapezoidal riblet grooves at $h/s = 0.5$ of 8.1% was not exceeded by any test geometry with laterally deflected riblet grooves. The beneficial zigzag modification found is a possible option if in certain cases straight riblet grooves with $h/s = 0.5$ are difficult to apply.

riblets, drag reduction, oscillating wall, skin friction, flow control

Zusammenfassung

Ribletstrukturen können den Reibungswiderstand in voll turbulenten Grenzschichten um bis zu 10% im Vergleich zu glatten Oberflächen senken. In der vorliegenden Arbeit wurde experimentell untersucht, ob durch zusätzliches Einbringen einer periodischen lateralen Geschwindigkeitskomponente ähnlich der über einer lateral oszillierenden Wand diese widerstandsvermindernde Eigenschaft weiter gesteigert werden kann. Die Lateralgeschwindigkeit wurde sowohl aktiv durch extern angetriebene, in Querrichtung um ihren Aufstandspunkt auf der Wand oszillierende Lamellen, als auch passiv durch Riblets mit in der Wandebene zickzack- oder sinusförmig gestalteten Rillentälern generiert.

In einem ölgefüllten Strömungskanal wurden bei Reynoldszahlen zwischen 10.000 und 30.000 gleichzeitig die Widerstandskräfte an einer Ribletgeometrie und einer glatten Referenzoberfläche mit einer absoluten Messgenauigkeit von $\pm 0,003\tau_0$ gemessen. Mit oszillierenden Lamellen und einem Verhältnis von Lamellenhöhe zu -abstand $h/s = 0,8$ wurde bei Oszillation der Lamellen mit 0,5 Hz bis 4 Hz eine systematische Veränderung der Widerstandsverminderung beobachtet. Für einen dimensionslosen Lamellenabstand $s^+ = 17$ stimmt der Zusammenhang zwischen Oszillationsfrequenz und Änderung des Widerstandsverhaltens qualitativ mit *DNS*-Daten aus einem Partnerprojekt überein und die Widerstandsverminderung kann bei Oszillation mit einer Periodendauer $T^+ = 100$ von 1,4% für stillstehende Lamellen auf 2,7% verbessert werden. Die mit diesem rechteckigen Rillenquerschnitt erzielbare maximale Widerstandsverminderung wurde dabei nicht erhöht.

Mit zickzackförmig ausgelenkten Trapezrillen und Querschnitten von $h/s = 0,3$ und 0,9 wurde unter Variation der Amplitude eine im Vergleich zu geraden Rillen gleichen Querschnitts erhöhte Widerstandsverminderung gefunden, die günstigste Beeinflussung gelang dabei mit Amplituden $a/s = 0,9$. Im Falle $h/s = 0,3$ konnte die maximale Widerstandsverminderung der Ribletstrukturen von 6,3% für gerade Rillen auf 7,6% gesteigert werden. Die mit geraden Trapezrillen von $h/s = 0,5$ erreichbare Senkung der Wandschubspannung um 8,1% wurde von keiner Oberfläche mit wellenförmigen Riblets übertroffen. Die gefundene günstige Konfiguration mit zickzackförmigen Rillen stellt jedoch eine mögliche Alternative dar, falls sich gerade Rillen mit $h/s = 0,5$ im konkreten Anwendungsfall als schwierig realisierbar erweisen.

Riblet, Widerstandsverminderung, oszillierende Wand, Wandschubspannung, Strömungsbeeinflussung

Inhaltsverzeichnis

| | |
|---|-----------|
| Einleitung | 7 |
| 1 Aufgabenstellung und Stand der Forschung | 15 |
| 1.1 Riblets | 16 |
| 1.2 Lateral oszillierende Wand | 20 |
| 1.3 Erzeugung einer Quergeschwindigkeitskomponente mit Riblets | 23 |
| 1.3.1 Lateral oszillierende Lamellen | 24 |
| 1.3.2 Wellenförmige Riblets | 26 |
| 2 Ölkanal und Messtechnik | 33 |
| 2.1 Aufbau des Ölkanals | 33 |
| 2.2 Stereo-PIV Aufbau | 36 |
| 2.3 Datenerfassung und -verarbeitung der Widerstandsmessung | 39 |
| 2.4 Messwertkorrekturen | 41 |
| 2.4.1 Korrektur der relativen Widerstandsänderung | 42 |
| 2.4.2 Korrektur der Wandschubspannungen | 43 |
| 2.5 Messgenauigkeit | 44 |
| 2.5.1 Messgenauigkeit nach dem Fehlerfortpflanzungsgesetz | 45 |
| 2.5.2 Messgenauigkeit aus statistischen Analysen | 49 |
| 2.6 Stoffeigenschaften des Öles | 51 |
| 2.6.1 Dichte | 51 |
| 2.6.2 Viskosität | 53 |
| 2.6.3 Temperatur- und Schubspannungseinfluss auf die Viskosität | 55 |
| 2.7 Strömungseigenschaften des Ölkanals | 56 |
| 2.7.1 Wandschubspannung glatter Oberflächen | 56 |
| 2.7.2 Geschwindigkeit und Turbulenz der Kanalströmung | 58 |

| | | |
|----------|--|------------|
| 3 | Versuchsoberflächen | 65 |
| 3.1 | Testplatte mit oszillierenden Lamellen | 65 |
| 3.2 | Testplatten mit wellenförmigen Riblets | 68 |
| 4 | Versuchsdurchführung und Ergebnisse | 75 |
| 4.1 | Widerstandsmessung an oszillierenden Lamellen | 75 |
| 4.1.1 | Starre Lamellen (Referenzmessung) | 76 |
| 4.1.2 | Oszillierende Lamellen | 79 |
| 4.2 | PIV-Messungen an oszillierenden Lamellen | 84 |
| 4.3 | Widerstandsmessung an wellenförmigen Riblets | 86 |
| 4.3.1 | Gerade Riblets (Referenzmessungen) | 86 |
| 4.3.2 | Amplitudenvariation sinusförmiger Riblets | 87 |
| 4.3.3 | Wellenlängenvariation sinusförmiger Riblets | 88 |
| 4.3.4 | Wellenformvariation | 91 |
| 4.3.5 | Rillenquerschnittsvariation zickzackförmiger Riblets | 93 |
| 5 | Auswertung | 101 |
| 5.1 | Widerstandseigenschaften oszillierender Lamellen | 101 |
| 5.1.1 | Einfluss der Oszillationsfrequenz | 101 |
| 5.1.2 | Wandprofil der Quergeschwindigkeitsamplitude | 105 |
| 5.1.3 | Wechselwirkung von Riblets und oszillierender Wand | 107 |
| 5.1.4 | Einfluss der begrenzten Testplattenlänge | 110 |
| 5.2 | Widerstandseigenschaften wellenförmiger Riblets | 114 |
| 5.2.1 | Einfluss der Querschnittsgeometrie gerader Rillen | 114 |
| 5.2.2 | Einfluss von Amplitude und Wellenlänge sinusförmiger Rillen . | 114 |
| 5.2.3 | Wellenformvariation | 119 |
| 5.2.4 | Einfluss von Amplitude und Querschnitt zickzackförmiger Rillen | 121 |
| | Schlussbemerkungen | 131 |
| | Nomenklatur | 137 |
| | Abbildungsverzeichnis | 143 |
| | Tabellenverzeichnis | 145 |
| | Literatur | 147 |

Einleitung

Alle technischen Strömungen sind reibungsbehaftet. Durch die Adhäsion des zähen Fluides an der Oberfläche eines umströmten Körpers entsteht bei vorhandener Relativgeschwindigkeit zwischen beiden ein Geschwindigkeitsgradient. Die dynamische Viskosität des Fluides und der Geschwindigkeitsgradient an der Wand definieren den Betrag der Wandschubspannung, die im Falle eines *Newtonschen Fluids* nach Gleichung (E.1) bestimmt werden kann.

$$\tau_0 = \eta \cdot \left. \frac{\partial u}{\partial y} \right|_{y=0} \quad (\text{E.1})$$

Der Betrag der Wandschubspannung kann durch Manipulation des Geschwindigkeitsgradienten in weiten Grenzen beeinflusst werden. Er ist klein für glatte Oberflächen und laminare Strömung. Rauhe Oberflächen erhöhen den Geschwindigkeitsgradienten ebenso wie turbulente Grenzschichten. Diese besitzen Wirbelstrukturen in wandnahen Bereichen der Grenzschicht, die durch wandnormale Geschwindigkeitskomponenten einen verstärkten Impulsaustausch in Wandnormalenrichtung erzeugen, der zu einer höheren „Durchmischung“ der Grenzschicht und zu einem „völligeren“ Geschwindigkeitsprofil führt. Dadurch erhöht sich $\partial u/\partial y$ an der Stelle $y = 0$ und somit die Wandschubspannung.

Die Integration der Wandschubspannungskomponente in Strömungsrichtung über die Körperoberfläche ergibt eine stromab gerichtete Kraft, die als Reibungswiderstand einen Teil des aerodynamischen Gesamtwiderstandes des Körpers darstellt. Der prozentuale Beitrag der viskosen Reibung zum Gesamtwiderstand hängt stark von der jeweiligen Strömungssituation und Oberflächenrauheit ab. In Tabelle E.1 sind einige typische Beispiele aus dem Transportsektor genannt.

Aus der Tabelle geht hervor, dass der Widerstand aufgrund von viskoser Reibung bei einer Vielzahl sowohl innerer als auch äußerer Strömungen an langen schlanken Körpern den dominierenden Anteil des Strömungswiderstandes bildet. In Zeiten

| Beispiel | Reibungsanteil | Quelle |
|--------------------------------------|----------------|--------------|
| Rohrleitung (lang, gerade) | 100% | |
| Containerschiff | $\leq 90\%$ | Schultz [47] |
| Tragfläche ($Re = 10^7$) | 80-95% | Böswirth [8] |
| Verkehrsflugzeug | 50% | Böswirth [8] |
| Triebzug (ICE 1) | 53% | Schetz [46] |
| Segelyacht (Wind 10 kn, Vorwindkurs) | 50% | Milgram [34] |
| Segelyacht (Wind 10 kn, Amwindkurs) | 40% | Milgram [34] |
| Personenkraftwagen ($c_w = 0,30$) | 15% | Hucho [23] |
| Reisebus ($c_w = 0,50$) | 9% | Hucho [23] |

Tabelle E.1: Anteil des reibungsverursachten Widerstandes am Gesamtwiderstand

zunehmender Rohstoff- und Energieknappheit sind Maßnahmen zur Strömungsbeeinflussung, die zu einer Senkung des Reibungswiderstandes führen, von wachsender technischer Bedeutung.

Ein bekanntes und in zahlreichen numerischen und experimentellen Untersuchungen gut dokumentiertes passives Mittel zur Senkung des Widerstandes durch viskose Reibung bei turbulenter Körperumströmung sind mikroskopisch kleine, in Strömungsrichtung ausgerichtete Rillen, sogenannte Riblets. In Laborexperimenten kann damit die Wandschubspannung um bis zu 10% im Vergleich zu einer glatten Oberfläche gesenkt werden. Solche Oberflächenstrukturen lehnen sich an das biologische Vorbild der Haut schnell schwimmender Haie an, die auf ihren Schuppen feinste, in Strömungsrichtung ausgerichtete Rippen tragen.

Zu den ersten bekannten Untersuchungen der Widerstandseigenschaften von Haihaut zählt die Arbeit von Petersohn [40] aus dem Jahr 1959. Er präparierte die Haut nicht näher definierter Haie von 25 bis 30 cm Länge (wahrscheinlich Dornhai) und fertigte daraus segmentierte Rohre von 40 mm Durchmesser und bis zu 1,6 m Gesamtlänge. Für kleine Reynoldszahlen beobachtete er bei Durchströmung mit Luft einen um 35-40% verringerten Rohrwiderstand, während mit Wasser glatte und mit Haihaut ausgekleidete Rohre etwa gleichen Widerstand zeigten.

In den folgenden Jahrzehnten wird die Vermutung, dass die Oberflächenstrukturierung der Haihaut den hydrodynamischen Widerstand senkt, in der Meeresbiologie wiederholt aufgegriffen, z.B. von Burdak [11] und Tschernischow & Zajets [13]. Die

technische Umsetzung in Form von Riblets wurde Anfang der 1980er Jahre unabhängig voneinander ausgehend von strömungsmechanischen Überlegungen durch Walsh [55] und aus Untersuchungen der Schuppen schnellschwimmender Haifische durch Reif und Dinkelacker [43] detailliert beschrieben.

Innerhalb relativ kurzer Zeit wurde z.B. durch die Überlegungen von Bechert [3] zur analytischen Beschreibung des Geschwindigkeitsprofils der Längsströmungskomponente über Riblets, die später von Luchini [31] um die Querströmungskomponente erweitert wurden, eine Erklärung ihrer Wirkungsweise gefunden. Das reale wandnahe Strömungsfeld über Riblets wurde experimentell z.B. von Choi [14] und Bruse [10] anhand von Hitzdraht- und Heißfilmmessungen, durch Suzuki [52] mittels des *Particle-Tracking*-Verfahrens sowie numerisch durch z.B. Choi [15] untersucht. Aus den Ergebnissen konnten von den genannten Autoren übereinstimmende bzw. sich ergänzende Aussagen zum Wirkmechanismus der Widerstandsverminderung abgeleitet werden. Systematische Experimente zur Optimierung der Rillenquerschnittsform wurden insbesondere von Walsh [56] und Bechert [5, 6] unternommen. Zum kommerziellen Einsatz waren u.a. von der Firma *3M* selbstklebende Folien mit Dreieckrillen nach Walsh mit verschiedenen Rillenweiten verfügbar.

Die ursprüngliche Entwicklung und erste dokumentierte Verwendung von Riblets erfolgte für die militärische und zivile Luftfahrt zur Senkung des Kraftstoffverbrauchs und Schadstoffausstoßes. McLean [33] fand in Flugversuchen an einem *T-33* Strahlflugzeugtrainer, dessen Tragflächen partiell mit selbstklebender Ribletfolie der Firma *3M* versehen waren, durch Verlustdickenmessungen mit Pitotrechen eine Verringerung des Reibungswiderstandes von bis zu 6% gegenüber der glatten Außenhaut. Die Daten aus Laborversuchen von z.B. Walsh [56] an vergleichbaren, dreieckigen Rillenquerschnitten konnten so im Flugversuch bestätigt werden. Wenig später erfolgten Flugtests mit transsonischer Geschwindigkeit durch Walsh [57] an einem *Learjet*, der an ausgewählten Stellen auf dem Rumpf mit Riblets beklebt war. Die Messungen mit Drucksonden und mit wandbündig montierten Schubspannungswaagen bestätigten die erwarteten ca. 6% Widerstandsverminderung. Schließlich führte Airbus Flugversuche an einer *A 320*, Bau-Nr. 1, durch, die zu über 70% mit *3M*-Ribletfolie bestückt war. Szodruch berichtet in [53] von den Flugversuchen bei Machzahlen zwischen 0,77 und 0,79. Die ausgeführten Verbrauchsmessungen in insgesamt drei Flügen mit Ribletbeschichtung ergaben auf das gesamte Flugzeug bezogen eine Widerstandsverminderung von 2%. Weiterhin wurde eine *A 300-600* mit Proben von

Ribletfolie ausgestattet und im Liniendienst auf Langstreckenverbindungen nach Ostasien eingesetzt. Die Untersuchungen des Erosionsverhaltens der Ribletfolie ergaben über einen Zeitraum von 18 Monaten keine nennenswerten Beschädigungen. Der bis heute einzige kommerzielle Einsatz in der Zivilluftfahrt begann ab Oktober 1996 an einer *A 340-300* der *Cathay Pacific*, deren Oberfläche laut Warsop [58] zu etwa 60% mit Ribletfolie beklebt war. Im Flugbetrieb wurde eine Widerstandsverminderung von der Größenordnung 2% erzielt. Leider zeigten sich im Einsatz Abnutzungserscheinungen an der Ribletoberfläche, die etwa alle zwei bis drei Jahre einen Austausch notwendig machten. Zum damaligen Zeitpunkt wurden die so erzielten Einsparungen im Treibstoffverbrauch von den erhöhten Wartungskosten aufgezehrt und die Ribletbeschichtung aus wirtschaftlichen Gründen bei einer turnusmäßigen Wartung entfernt.

Aus Sicht der Strömungsmechanik und Fertigungstechnik sind die wesentlichen Fragen zur Anwendung von Riblets beantwortet: die optimale trapezförmige Rillenquerschnittsform als Kompromiß aus guter Wirkung und Herstellbarkeit ist bekannt, die Widerstandsverminderung ist reproduzierbar im Laborversuch als auch im realen Einsatz zu finden, es existiert(e) eine Technologie zur Großserienfabrikation von Ribletfolie verschiedener Rillenweiten und die Aufbringung auf z.B. Flugzeugoberflächen ist bereits mehrfach erfolgreich durchgeführt worden. Dass Ribletoberflächen heute nicht standardmäßig eingesetzt werden, hat wahrscheinlich rein wirtschaftliche Ursachen: aufgrund niedriger Energiepreise rentierte sich ihr Einsatz bisher nicht.

Dieses Urteil bedarf heute einer Neubewertung: zum einen werden aktuell neue Herstellungsverfahren für Rillenstrukturen entwickelt, die auf zusätzliche Oberflächenschichten durch Folien verzichten, und stattdessen die Geometrie direkt in die Lackschicht von Verkehrsflugzeugen einprägen können und automatisierbar sind [50]. Die Kosten für Anbringung und Unterhalt der Ribletstrukturen werden dadurch wahrscheinlich sinken. Zum anderen hat sich der Kraftstoffpreis seit etwa 1995 bedeutend erhöht. Abbildung E.1 gibt beispielhaft für die gesamte Flotte von *Delta Airlines* einen Überblick über die relativen Anteile der Betriebskosten, die im wesentlichen durch Anschaffung und Besitz der Flugzeuge, ihre Wartung, die Gehälter der Piloten und Flugbegleiter und Kraftstoff entstehen. Die zugrundeliegenden Zahlenwerte sind dem Airline Data Project [1] entnommen.

Man erkennt die deutliche Veränderung, die der gestiegene Weltmarktpreis für Kerosin in der Kostenstruktur einer Airline hervorruft. In den Jahren 1996 bis

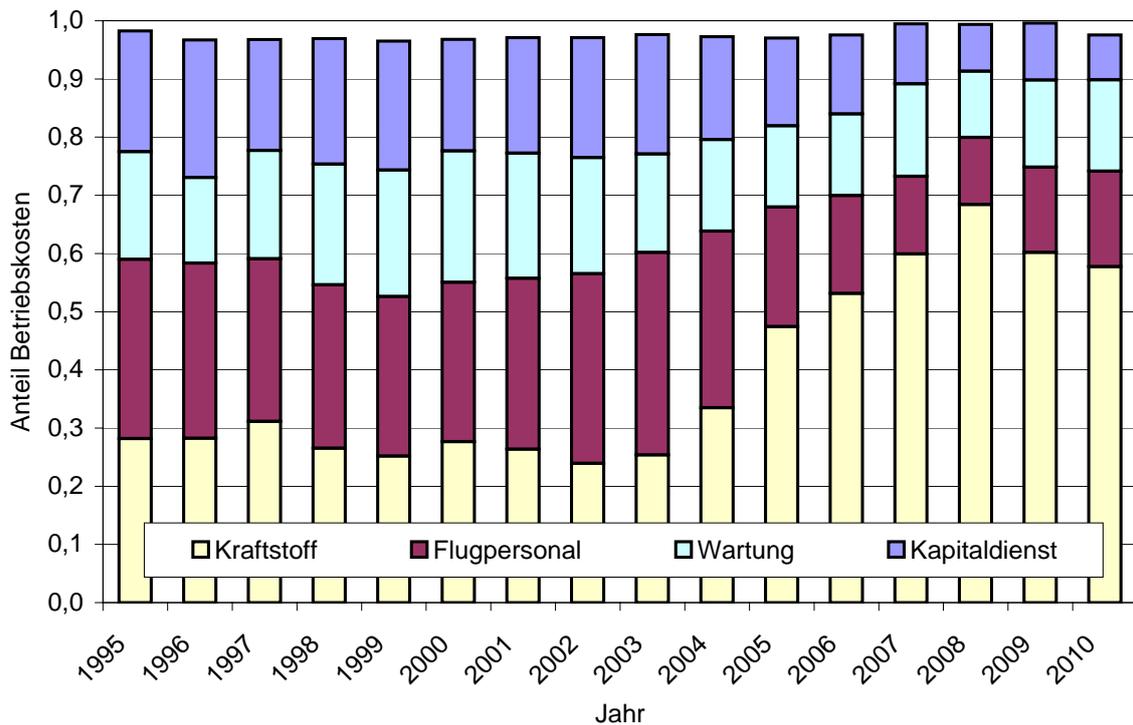


Abbildung E.1: Betriebskostenanteile von Delta Airlines für die Gesamtflotte 1995 bis 2010, Daten aus [1], Differenz zu 1,0: Versicherung, Steuern, sonstiges

etwa 2003 verursachte der Treibstoff zwischen $\frac{1}{4}$ und $\frac{1}{3}$ aller Betriebsausgaben. Dieser Anteil wuchs innerhalb weniger Jahre deutlich und stabilisiert sich seit 2005 bei mehr als der Hälfte aller Kosten. In der Spitze waren durch *Delta Airlines* 2008 68%, in absoluten Zahlen 6,327 Mrd. US-Dollar, aller Kosten für Kraftstoff zu entrichten, obwohl durch verbesserte Betriebsführung und technischen Fortschritt in Aerodynamik und Triebwerksbau im gleichen Zeitraum der durchschnittliche Verbrauch je Flugzeug und Betriebsstunde von 4845 l anno 1995 auf 4247 l im Jahr 2008 um 12% zurückging.

Belegt durch die Daten der Ribletflugversuche könnten weitere 1,5% bis 2% Kraftstoff durch Riblets gespart werden. Basierend auf den Daten von 2008, entspricht das einer jährlichen Kostensenkung von 126,5 Mio. US-Dollar, wenn alle 431 Flugzeuge mit Riblets ausgerüstet wären. Bei einer mittleren Haltbarkeit der Oberflächen von zwei Jahren darf eine Beschichtung pro Flugzeug inkl. fortlaufender Wartung durchschnittlich höchstens 600.000 US-Dollar kosten, um rentabel zu sein. Je weiter Sparpotentiale, wie optimierte Flugrouten und Anflugverfahren ausgeschöpft sind, desto eher werden Riblets wieder in den Fokus der Fluggesellschaften rücken und

schließlich sowohl für neue Maschinen als auch als „Retrofit“ für die bestehende Flotte nachgefragt werden.

Nach Tabelle E.1 erscheint die Verwendung von Riblets in Rohrleitungen, z.B. Erdgaspipelines, besonders lukrativ. Üblicherweise benötigen Onshore Gaspipelines ca. alle 150 km eine Verdichterstation mit entsprechendem Energieverbrauch zum Ausgleich des Druckverlustes. Im derzeit im Bau befindlichen Projekt „Nord Stream“, einer Erdgastrasse, die Portowaja/ Russische Föderation mit Lubmin/BRD verbindet (Abb. E.2) und etwa $\frac{1}{3}$ des Erdgasbedarfs der EU decken kann, soll durch eine reibungsmindernde Auskleidung der Röhre mit einer 0,06 mm dicken Epoxidharzschicht die Oberflächenrauheit minimiert und der Bedarf an Verdichterstationen auf zwei gesenkt werden. Zu den technischen Daten je Strang der zwei Leitungen findet man im Internetauftritt des Betreibers¹ folgende Angaben:

Leitungslänge: 1224 km
lichte Weite: 1153 mm
Betriebsdruck: 220 bar
Volumenstrom: $27,5 \cdot 10^9 \text{ m}^3/\text{a}$

Die überschlägige Berechnung des Druckverlustes der Rohrleitung unter Berücksichtigung von Kompressibilitätseffekten und dem Realgasverhalten des zu transportierenden Erdgases ist mittels Gleichung 4.3.6l von Cerbe [12] möglich. Die dazu benötigten Zustandsdaten des Mediums, wie Dichte, Viskosität und Realgasfaktor unter Berücksichtigung von Druck und Temperatur sind nach der Richtlinie *GERG-2004* [30] unter Zuhilfenahme der Software *GasCalc 2.3²* zu ermitteln. Für die Rohrreibungszahl λ soll als untere Abschätzung der Wert aus der Prandtl-Karman-Beziehung für glatte Rohre verwendet werden, $1/\sqrt{\lambda} = 2,0 \log(Re\sqrt{\lambda}) - 0,8$. Vernachlässigt man alle weiteren Quellen zusätzlicher Strömungswiderstände wie Rohrbiegungen, Einbauten und Wandrauigkeiten, erhält man einen Druckverlust $\Delta p = 82,8 \text{ bar}$. Gelänge es, die Wandschubspannung und damit die Rohrreibungszahl durch Einbringung von Riblets um 8% zu senken, betrüge dieser Wert nur mehr 74,4 bar. Unter Annahme einer isothermen Zustandsänderung entspricht der Druckverlust einer Änderung der inneren Energie des Gases von $-62,0 \text{ kJ/kg}$ im glatten

¹www.nord-stream.com

²©E.ON Ruhrgas AG, www.eon-ruhrgas.com

Abbildung E.2:

Projekt „Nord Stream“,
Erdgaspipeline von
Wyborg/Russische Fö-
deration nach Greifs-
wald/BRD, Quelle:
Nord Stream AG



Rohr bzw. von $-53,7 \text{ kJ/kg}$ bei durch Riblets reduziertem Reibungswiderstand. Für den Massenstrom von 689 kg/s verringerten Riblets die Verlustleistung somit um $5,7 \text{ MW}$ je Leitungsstrang. Bei einem angenommenen Verdichterwirkungsgrad von ca. 50% könnte durch passive Strömungsbeeinflussung für beide Stränge etwa 20 MW elektrische Antriebsleistung, der durchschnittliche Elektroenergiebedarf von 40.000 Privathaushalten, gespart werden.

Aktuell sind verstärkte Entwicklungstätigkeiten mehrerer potentieller Hersteller von Ribletfolien zunächst für maritime Anwendungen bekannt geworden. Die Firma *3M*, die zwischenzeitlich die Produktion von Ribletfolien bereits eingestellt hatte, produzierte für das Siegerboot *USA 17* des *33. America's Cup* im Jahr 2010 eine Ribletbeschichtung, über die jedoch keine technischen Details publiziert wurden³. Die Wiederaufnahme der Herstellung von Ribletfolien, insbesondere auch zur Anwendung auf Rotorblättern von Windkraftanlagen, wurde durch *3M* seit 2002 wiederholt angekündigt.

Der Einsatz von Riblets muss nicht ausschließlich in Form von geprägten Folien erfolgen. Für die z.B. von Boese in [7] oder Oehlert et al. [38] vorgeschlagene Anwendung von widerstandsvermindernden Ribletstrukturen auf den Schaufeln von Axialverdichtern wurden in den vergangenen Jahren erfolgreich z.B. von Denkena et al. [17] ein Verfahren zur Herstellung der benötigten feinen Rillenstrukturen mittels Profilschleifens entwickelt. Für Anwendungen auf Flugzeug- und Schiffsrümpfen wird momentan vom Fraunhofer Institut für Angewandte Materialforschung und Ferti-

³<http://www.businesswire.com/news/home/20100224006699/en/3M-Reveals-Successful-Collaboration-BMW-ORACLE-Racing>

gungstechnik (IFAM) in Bremen ein alternatives Verfahren erprobt, mit dem eine Rillenstruktur direkt in eine durch ultraviolettes Licht härtbare Lackschicht eingeprägt werden kann [50]. Aufgrund der Automatisierbarkeit des Verfahrens verspricht man sich eine Senkung der Herstellungskosten für eine Ribletbeschichtung und die Vermeidung der mit dem Aufbringen und Entfernen einer Klebefolie auf mechanisch empfindliche Oberflächen wie Flugzeugrümpfe verbundenen Schwierigkeiten. Erste Laboruntersuchungen der widerstandsmindernden Eigenschaften dieses Ribletlacks durch Stenzel, Wilke und Hage [51] sind erfolgreich verlaufen.

Kapitel 1

Aufgabenstellung und Stand der Forschung

Die ökonomische Bilanz bei Verwendung von Ribletoberflächen kann verbessert und der breite Einsatz von widerstandsvermindernden Rillenstrukturen gefördert werden, wenn es gelingt, die mit Riblets erreichbaren Werte für die Verminderung der viskosen Reibung über das bisher bekannte Maß hinaus zu erhöhen. Dazu soll untersucht werden, ob sich die Widerstandseigenschaften bekannter, zweidimensionaler Rillenstrukturen konstruktiv mit der Widerstandsverminderung überlagern lässt, die durch Einbringung einer zusätzlichen periodischen lateralen Geschwindigkeitskomponente in unmittelbarer Wandnähe entsteht.

Die Arbeiten erfolgten im Rahmen des DFG-Schwerpunktprogrammes SPP1207 „Strömungsbeeinflussung in Natur und Technik“ in den Jahren 2007 bis 2011. Im ersten Abschnitt wurde eine Oberfläche betrachtet, bei der die rechteckförmigen Rillentäler von einzelnen Lamellen gebildet wurden, die mit einem externen Antrieb und unter Energiezufuhr um ihren Aufstandspunkt auf der Oberfläche in Querrichtung oszillieren können. Mit dieser Anordnung sollte der Einfluß wesentlicher Parameter der Oszillation auf das Widerstandsverhalten studiert und die prinzipielle Kombinierbarkeit der beiden Beeinflussungsmaßnahmen gezeigt werden.

Dieses Konzept für eine zusätzliche Widerstandsminderung ist im zweiten Teil mit einer rein passiven Maßnahme umgesetzt worden. Die nun trapezförmigen Rillentäler erhielten eine in Strömungsrichtung wellenförmige dreidimensionale Gestalt, so dass die Quergeschwindigkeitskomponente durch die lokal zur Strömung angestellten Ribletspitzen selbst erzeugt wurde. Im Gegensatz zur aktiven Anregung wäre jede

Erhöhung der maximalen Widerstandsreduktion gerader Rillen, die durch diese Geometrievariation erreicht werden kann, unmittelbar anwendungsrelevant. Darüber hinaus ist die Vergrößerung des Reynoldszahlbereichs, bei dem näherungsweise die maximale Widerstandsverminderung erzielt wird, von Vorteil. Schließlich wären aus Gründen größerer mechanischer Stabilität und Haltbarkeit Riblets, die bei verringerter Ribletthöhe ähnliche Widerstandseigenschaften wie bekannte zweidimensionale Rillen aufweisen, ein Fortschritt.

Die Untersuchungen erfolgten ausschließlich mit experimentellen Methoden. Vergleichbare Oberflächengeometrien wie die hier betrachteten werden in einem Partnerprojekt mit *Direkt Numerischer Simulation* behandelt. Ergebnisse dazu sind von Wassen, Kramer et al. [28, 59] teilweise bereits veröffentlicht.

Für die Experimente stand ein ölgefüllter Umlaufkanal mit rechteckigem Querschnitt zur Verfügung. Die Widerstandseigenschaften der glatten und gerillten Versuchsoberflächen wurden mit einer Schubspannungswaage erfasst. Darüber hinaus wurde erstmals eine zeitlich aufgelöste Messung des Geschwindigkeitsfeldes mit *Particle Image Velocimetry* im Ölkanal ausgeführt.

1.1 Riblets

Die widerstandsreduzierende Wirkung von Ribletstrukturen beruht auf einer Modifikation des Geschwindigkeitsfeldes im wandnächsten Bereich, d.h. innerhalb der viskosen Unterschicht und des *buffer layer* und der Beeinflussung von Längswirbeln im *buffer layer*.

Diese *quasi-streamwise vortices* besitzen nach Kim et al. [26] einen Durchmesser von etwa 30 viskosen Einheiten und ihr Zentrum befindet sich im Mittel bei einem Wandabstand von $y^+ = 20$. Die gegenläufig rotierenden kohärenten Strukturen verursachen innerhalb der viskosen Unterschicht regelmäßig mit etwa 50 Wandeinheiten Abstand angeordnete Gebiete mit höherer und niedriger Geschwindigkeit in Stromabrichtung, sogenannte *high-speed* und *low-speed streaks*. Aufgrund des wechselnden Drehsinns der Längswirbel wird intermittierend langsames Fluid der *low-speed-streaks* von der Wand weg transportiert (*ejection*) bzw. aus wandfernen Bereichen zur Wand hin geleitet (*sweep*), wo es die *high-speed-streaks* speist. Dieser wandnormale Fluidtransport ist die Hauptquelle für die Erzeugung turbulenter Geschwindigkeitsschwankungen innerhalb der Grenzschicht und ist damit auch für den

Großteil der Energiedissipation ursächlich (siehe Robinson [45]).

Rillenstrukturen weisen in jedem Fall eine größere benetzte Oberfläche auf als glatte Flächen. Sie können aber die mittlere Wandschubspannung reduzieren, wenn sie gezielt den beschriebenen Prozess der Turbulenzproduktion beeinflussen und schwächen. Choi beschreibt in [15] anhand von DNS-Rechnungen, dass Riblets bei einem Ribletabstand $s^+ = 20$ die Quergeschwindigkeitsschwankungen in Wandnähe dämpfen und so die Stärke der Längswirbel reduzieren. Dadurch werden die wandnormalen *sweeps* und *ejections* geschwächt und der Fluid- und Impulstransport durch die Grenzschicht vermindert. Solange der Abstand der Riblets deutlich kleiner ist als die durchschnittliche Größe der Längswirbel, befinden sich diese ausnahmslos oberhalb der Ribletspitzen. Die Einwirkung von schnellem Fluid aus wandfernen Bereichen auf die Riblets und die Wand wird so minimiert. Im simulierten Falle eines großen Ribletabstandes von $s^+ = 40$ dringen die Längswirbel in das Rillental ein, wodurch große Bereiche der Oberfläche Fluid mit höherer Stromabgeschwindigkeit ausgesetzt sind und die mittlere Wandschubspannung steigt. In Übereinstimmung mit den Ergebnissen von Choi [15] wurde durch Baron [2] experimentell herausgefunden, dass über einer Ribletoberfläche die Häufigkeit der *ejections* steigt, diese aber von kürzerer Dauer sind und gemittelt pro Zeiteinheit eine geringere Fluidmenge transportieren als in unbeeinflusster Strömung.

Bereits in frühen Veröffentlichungen (z.B. Choi [14]) wurde registriert, dass unter Anwesenheit von Riblets der logarithmische Bereich der Grenzschicht von der Wand weg verschoben wird und eine Aufdickung der viskosen Unterschicht erfolgt. Auf dieser Verschiebung des Geschwindigkeitsursprungs von der Wand weg basiert ein Modell zur Erklärung des Wirkungsmechanismus von Rillenstrukturen und eine darauf beruhende Möglichkeit zur Quantifizierung der von einem gegebenen Rillenquerschnitt zu erwartenden Widerstandsverminderung. Sie wurde von Bechert & Bartenwerfer [3] und Luchini et al. [31] veröffentlicht.

Unter der Voraussetzung, dass die Riblets vollständig von der viskosen Unterschicht bedeckt sind, können vereinfachende Annahmen zur Berechnung des zeitlich gemittelten Strömungsfeldes getroffen werden: das Geschwindigkeitsprofil der Längsströmung ist linear und die viskosen Kräfte dominieren über die Trägheitskräfte, die Trägheits- und auch die konvektiven Terme der *Navier-Stokes*-Gleichung sind zu vernachlässigen. Dadurch reduzieren sich die *Navier-Stokes* Gleichungen zu den stationären *Stokes*-Gleichungen. Diese Gleichungen vom *Laplace*-Typ wurden für die

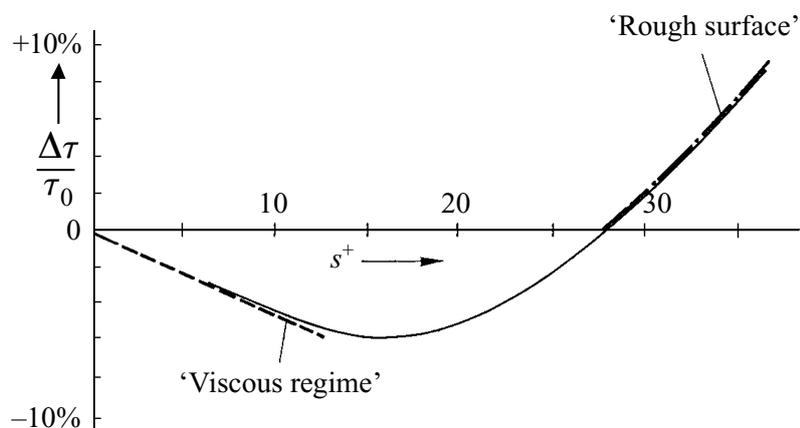
Längsströmungskomponente u für verschiedene Rillenquerschnitte von Bechert [3] durch eine konforme Abbildung gelöst. Die Berechnung der Querströmung w gelang zuerst Luchini [31]. Für das Wandprofil beider Geschwindigkeitskomponenten wird ein virtueller Ursprung gefunden, der um die Herausraghöhe h_{\parallel} für die Längs- bzw. h_{\perp} für die Querkomponente unterhalb der Ribletspitzen liegt. Die Herausraghöhe ist dabei umso kleiner, je größer der Widerstand der Rillenstruktur für die jeweilige Strömungskomponente ist. Luchini [31] zeigt, dass der Betrag von h_{\parallel} stets größer ist als h_{\perp} . Diese Erkenntnis stimmt mit der intuitiven Vorstellung überein, dass Riblets die Querströmung sehr viel stärker als die Längsströmung behindern. Die Differenz $\Delta h = h_{\parallel} - h_{\perp}$ der Herausraghöhen ist schlussendlich ein Maß für die Fähigkeit einer Querschnittsgeometrie, den Strömungswiderstand zu senken.

Mit Hilfe der viskosen Theorie war es erstmals möglich, die Widerstandseigenschaften beliebiger Rillenquerschnitte bei kleinen dimensionslosen Ribletthöhen, solange also die Riblets vollständig in der viskosen Unterschicht liegen, zu berechnen. Als Ergebnis erhält man den Gradienten K des linearen Bereiches der Widerstandsänderung $\Delta\tau/\tau_0 = K \cdot s^+$, mit dem man die Eignung verschiedener Querschnitte zur Verminderung des Reibungswiderstandes vergleichen kann. An diesen viskosen Bereich („Viscous regime“ in Abbildung 1.1) schließt sich bei zunehmendem s^+ das Gebiet der maximalen Widerstandsbeeinflussung an. Die Ribletspitzen ragen in den *buffer layer* hinein und können besonders wirkungsvoll mit den *streamwise vortices* interagieren. Gleichzeitig steigt aber auch der parasitäre Widerstand an den Ribletspitzen, die nun in Bereichen mit höherer Geschwindigkeit in Hauptströmungsrichtung liegen. Die Widerstandskurve flacht daher ab und erreicht für gebräuchliche Rillenquerschnittsformen um $s^+ = 15 \dots 20$ ihr Minimum. Erhöht man die dimensionslose Größe der Rillen weiter, überwiegt die Zunahme des parasitären Widerstandes. Oberhalb einer dimensionslosen Rillenweite von ca. 30 viskosen Einheiten verlieren die Riblets ihre widerstandsvermindernden Eigenschaften und verhalten sich wie eine raue Oberfläche („Rough surface“ in Abb. 1.1). Die viskose Rechnung allein kann somit das Potential einer vorgegebenen Rillengeometrie zur Widerstandssenkung nicht vollständig bestimmen; zur Ermittlung des Minimums $(\Delta\tau/\tau_0)_{\min}$ der Widerstandskurve sind darüber hinaus DNS-Simulationen oder Experimente erforderlich.

Bereits Walsh [55] untersuchte verschiedene Rillengeometrien wie symmetrische und unsymmetrische Dreiecksrillen oder Formen mit verschiedenen gerundeten Rippen und Tälern. Abbildung 1.2 zeigt eine Auswahl gebräuchlicher Rillenquerschnitte. Die

Abbildung 1.1:

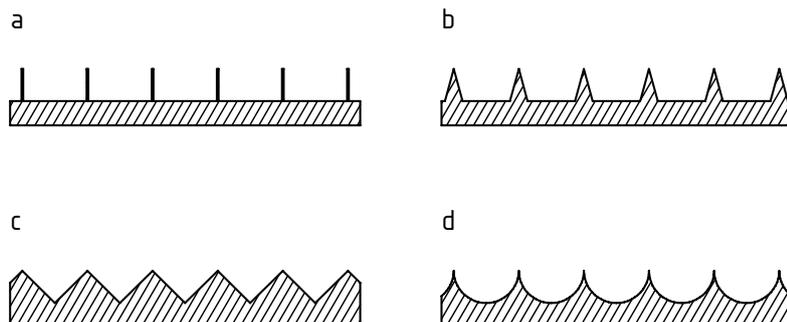
Widerstandscharakteristik von Riblets, aus Bechert [5]



größten Werte $(\Delta\tau/\tau_0)_{\min}$ von 7% erzielte Walsh mit symmetrischen Dreieckrillen. Eine umfassende experimentelle und theoretische Optimierung der Rillenquerschnittsgeometrie wurde von Bechert et al. [5] veröffentlicht. Neben Messungen an dreieckigen Rillen wurden in dieser Arbeit auch Halbrundrillen sowie die durch die viskose Rechnung gefundenen idealen Rechteckrillen betrachtet. Mittels einer entsprechenden Testplatte, an der die Rillenhöhe stufenlos verstellbar gestaltet war, wurde das optimale Verhältnis von Höhe und Weite der Rillentäler $h/s = 0,5$ bestimmt, mit dem eine maximale Widerstandsverminderung von bis zu 10% erzeugt werden kann. Als Kompromiss aus guter Wirksamkeit und mechanischer Stabilität der Rippen entwickelten Bechert et al. eine Querschnittsform, bestehend aus trapezförmigen Rillen [6], mit der eine Widerstandsreduktion von 8% möglich wird. Speziell für die Querschnittsoptimierung von Riblets wurde von Bechert ein Strömungskanal aufgebaut [4], der auch für die Messungen in der vorliegenden Arbeit verwendet wurde.

Abbildung 1.2:

übliche Rillenquerschnittsformen;
 a Rechteckrillen,
 b Trapezrillen,
 c Dreieckrillen,
 d Halbrundrillen



1.2 Lateral oszillierende Wand

Ein weitaus größeres Potential zur Senkung des turbulenten Wandwiderstands bietet eine quer zur Hauptströmungsrichtung oszillierende Wand. Bei geeigneter Wahl von Oszillationsfrequenz und -amplitude kann mit ihr unter gleichen Strömungsbedingungen die Wandschubspannung um bis zu 40% gegenüber einer glatten Oberfläche reduziert werden. Die Wirkung beruht dabei wie bei Riblets auf einer gezielten Beeinflussung der *streamwise vortices* und Störung des wandnahen Produktionsprozesses der Turbulenz. Im Gegensatz zu Riblets ist diese Maßnahme nicht unmittelbar in der Praxis anwendbar, bis dato existieren nur Ergebnisse von Simulationen und wenigen Laborexperimenten.

Die gezielte Erforschung dieser Methode begann um 1990 mit den Arbeiten von Jung et al. [25]. Die Autoren simulierten eine Kanalströmung mittels *DNS*, der entweder an der Wand eine periodisch oszillierende Quergeschwindigkeit aufgeprägt war oder deren Kanalwand mit vorgegebener sinusförmiger Geschwindigkeit in spannungswegige Richtung bewegt wurde. Die Amplitude des Volumenstroms in Querrichtung betrug im ersten Fall das 0,8-fache des Volumenstroms im unbeeinflussten Kanal, während die Amplitude der Quergeschwindigkeit im Fall der bewegten Wand als das 0,8-fache der Bulk-Geschwindigkeit des Kanals gewählt wurde. Mit Periodendauern T^+ der harmonischen Oszillation zwischen 25 und 200 viskosen Zeiteinheiten berechneten Jung et al. Reduktionen der Wandschubspannung, die für $T^+ = 100$ bis zu 40% im Vergleich zur unbeeinflussten Strömung betragen. Nur für eine besonders niederfrequente Anregung mit $T^+ = 500$ wurde eine Erhöhung der Wandschubspannung um durchschnittlich 10% verzeichnet.

Experimentell wurde der ungefähre Betrag der Schubspannungsbeeinflussung durch Messungen des Geschwindigkeitsprofils über einer oszillierenden Wand in einem Wasserkanal mit *LDA* und Heißfilm durch Ricco & Wu [44] bestätigt. Die mit 32% größte Widerstandsverringering wurde für laterale Geschwindigkeitsamplituden $\hat{w}^+ = 18$ gefunden. Die optimale Periodendauer betrug dabei mit $T^+ = 42$ nur etwa die Hälfte des Wertes von Jung [25]. Für eine einzelne Parameterkombination, die zu 23% Schubspannungsminderung führt, wurden in dieser Arbeit Geschwindigkeitsprofilmessungen an verschiedenen Stromab-Positionen durchgeführt. Die Strömung benötigte eine Lauflänge von etwa drei Grenzschichtdicken, mit den in der Arbeit genannten Werten für u_τ und δ_{99} etwa 1500 viskose Längeneinheiten, um einen räumlich kon-

stanten Wert zu erreichen. Stromab vom beeinflussten Bereich klang der Effekt auf die Strömung innerhalb von etwa zwei Grenzschichtdicken oder 1100 Wandeinheiten ab. Die Ausdehnung dieses transienten Bereiches war dabei proportional zur Höhe von \hat{w}^+ , aber unabhängig von der Periodendauer T^+ .

Die lateral oszillierende Wand ist eine aktive Beeinflussungsmethode und erfordert eine Zufuhr externer Energie zur Überwindung des viskosen Widerstandes der Strömung gegen die Querbewegung der Wand. Anhand der von Jung [25] und Ricco [44] verwendeten hohen Volumenströme bzw. Quergeschwindigkeitsamplituden ist zu erwarten, dass dieser zusätzliche Energieaufwand eine bedeutende Größe annehmen kann und zu der durch Reduktion der Stromab-Komponente der Wandschubspannung gesparten Energie ins Verhältnis zu setzen ist.

Eine umfassende Analyse zur Widerstandsbeeinflussung mit oszillierender Wand unter Berücksichtigung der Energiebilanz ist von Quadrio & Ricco [41] veröffentlicht worden. Diese Autoren simulierten 36 verschiedene Parameterkombinationen von Periodendauer T^+ und Geschwindigkeitsamplitude \hat{w}^+ bzw. lateraler Auslenkung D^+ mit *DNS*. Sie unterscheiden in den Resultaten zwischen der prozentualen Energieeinsparung durch Reduzierung der Wandschubspannung $\%P_{sav}$, der zur Aktuation der Wand notwendigen relativen Leistung $\%P_{req}$ und der Netto-Energiebilanz $\%P_{net}$ als Differenz der beiden. Die Daten für ausgewählte T^+ sind in den Diagrammen in Abbildung 1.3 als Funktion der lateralen Auslenkung D^+ , d.h. der doppelten Amplitude der Oszillation, aufgetragen.

Übereinstimmend mit Jung et al. [25] finden auch Quadrio & Ricco [41] eine maximal mögliche Verringerung der Wandschubspannung um bis zu 44,7% für eine Aktuation mit $T^+ = 100$ und $D^+ = 859$, was einer Quergeschwindigkeitsamplitude von $27u_\tau$ entspricht. Berücksichtigt man jedoch wie im mittleren Diagramm von Abb. 1.3 die zur Überwindung der viskosen Reibung in Lateralrichtung nötige Arbeit, so fällt die Energiebilanz der oszillierenden Wand i.d.R. negativ aus: für den zitierten Fall maximaler Widerstandsreduktion ist ein Vielfaches der gesparten Energie zum Antrieb der oszillierenden Wand nötig; netto wird für diese Parameter der Energieaufwand zum Antrieb von Kanalströmung und bewegter Wand um 362,4% erhöht!

Nur für mäßig große Auslenkungen und ausgewählte Periodendauern übersteigt die Einsparung an kinetischer Energie der Strömung infolge verringerter Wandschubspannungskomponente in Stromab- Richtung die zur Überwindung der viskosen Reibung an der querbewegten Wand nötige Arbeit. Im unteren Diagramm in Abb. 1.3 ist ein

1. Aufgabenstellung und Stand der Forschung

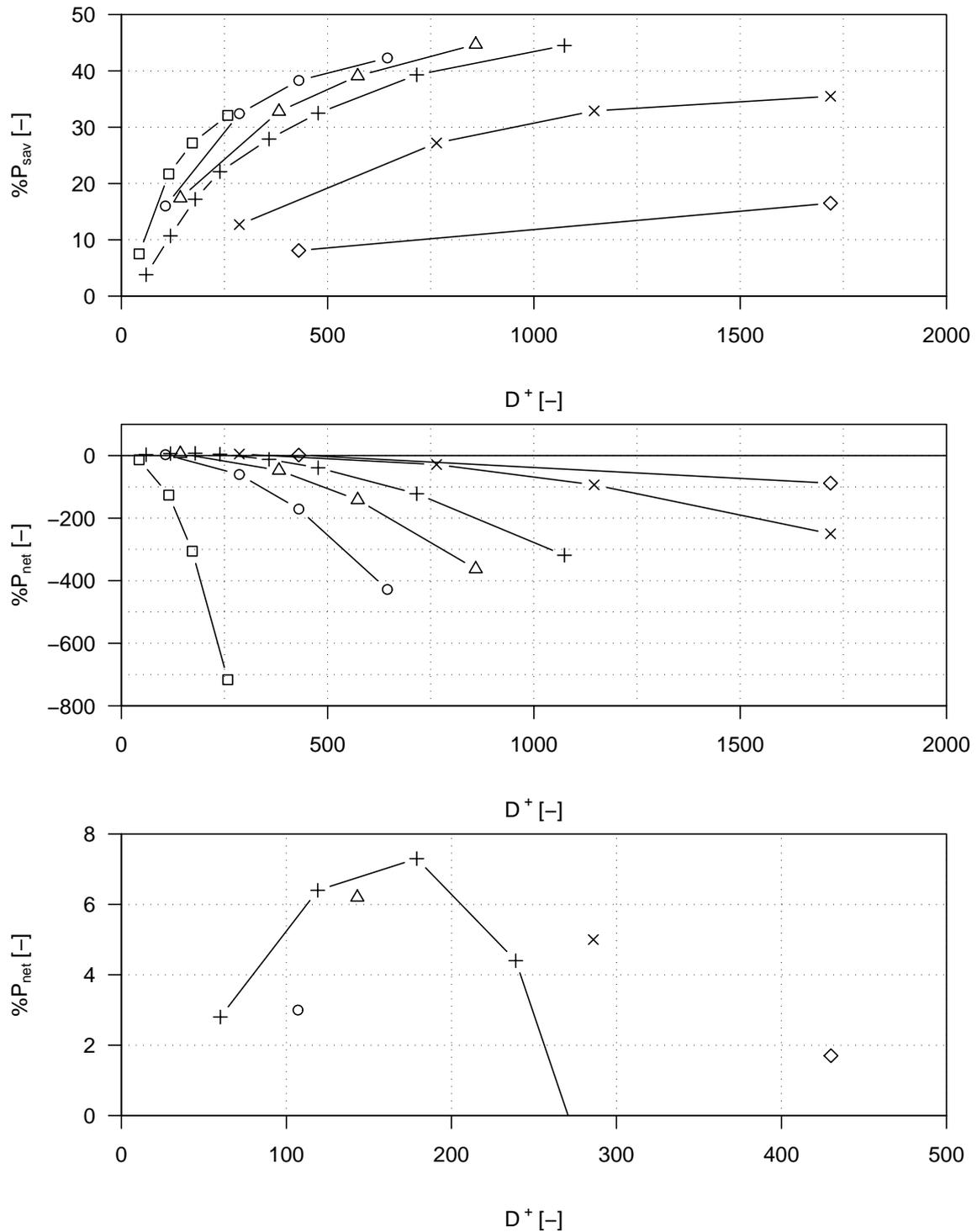


Abbildung 1.3: DNS-Simulation einer oszillierenden Wand, Daten von Quadrio & Ricco [41], oben: $\%P_{sav}$ ohne, mitte und unten: $\%P_{net}$ mit Berücksichtigung des zusätzlichen Energieaufwands; $\square T^+ = 30$, $\circ T^+ = 75$, $\triangle T^+ = 100$, $+ T^+ = 125$, $\times T^+ = 200$, $\diamond T^+ = 300$

entsprechender Detailausschnitt der Simulationsdaten gezeigt. Bei optimaler Wahl der Oszillationsparameter ist demnach eine Energieeinsparung von 7,3% bei $T^+ = 125$ und $D^+ = 179$ ($\widehat{w}^+ = 4,5$) möglich.

Die hier dargestellten Energiebilanzen berücksichtigen nicht die für eine geeignet gestaltete Mechanik zum Antrieb der Wand zusätzlich zu erwartenden Verluste. Aufgrund des hohen Grades an Komplexität und des geringen Potentials von maximal 7,3% Energieeinsparung sind bis heute Versuche zur praktischen Umsetzung dieser Beeinflussungsmethode ausgeblieben.

1.3 Erzeugung einer Quergeschwindigkeitskomponente mit Ribletoberflächen

Um im Bereich der Längswirbel in der *buffer layer* um $y^+ = 20$ eine wirksame Beeinflussung der Strömung zu erzeugen, sind an der Wand bei $y^+ = 0$ große laterale Auslenkungen bzw. Geschwindigkeitsamplituden nötig, da die eingebrachte Störung mit zunehmendem Wandabstand rasch abklingt. Der hohe Energiebedarf der oszillierenden Wand ist dadurch bedingt.

Für das *Stokes*-Geschwindigkeitsfeld über einer solchen Wand zeigt Choi [16] anhand von DNS-Simulationen, dass die Abnahme der lateralen Geschwindigkeitsamplitude mit zunehmendem Wandabstand gut mit einer Exponentialfunktion nach Gleichung (1.1) approximiert werden kann.

$$\widehat{w}^+ = \widehat{w}_0^+ \exp\left(-\sqrt{\frac{\pi}{T^+}} y^+\right) \quad (1.1)$$

Für die beiden Fälle aus der Arbeit von Quadrio & Ricco [41], in denen die größte Widerstandsbeeinflussung $\%P_{sav} = 44,7\%$ ($\widehat{w}_0^+ = 27$) bzw. das günstigste Verhältnis zwischen Energieaufwand und Widerstandsbeeinflussung $\%P_{net} = 7,3\%$ ($\widehat{w}_0^+ = 4,5$) erhalten wurde, sind in Abbildung 1.4 die nach Gl. (1.1) modellierten Profile der Geschwindigkeitsamplitude in Spannweitenrichtung gezeigt. Man erkennt, dass die Reichweite der wandnahen Oszillation in die wandferneren Bereiche der Grenzschicht sehr begrenzt ist. Auf Höhe des mittleren Zentrums der *streamwise vortices* bei $y^+ = 20$ sind bereits 97,1% der eingebrachten Quergeschwindigkeitsamplitude dissipiert und \widehat{w}^+ beträgt hier noch 0,78 ($\widehat{w}_0^+ = 27$) bzw. 0,19 ($\widehat{w}_0^+ = 4,5$). Ein großer Teil der zur Aktuierung der oszillierenden Wand nötigen mechanischen Arbeit könnte gespart und ihre Energiebilanz günstig beeinflusst werden, wenn es gelingt, unter sonst gleichen

Strömungsbedingungen den Querimpuls weiter entfernt von der Wand und näher an den zu beeinflussenden Strukturen einzubringen.

1.3.1 Aktive Erzeugung einer periodischen Querströmungskomponente durch lateral oszillierende Lamellen

Eine Möglichkeit, zusätzlichen Querimpuls näher an den zu beeinflussenden Strömungsstrukturen in die Grenzschicht einzubringen, stellen Riblets, gebildet aus rechteckigen Rillen bzw. dünnen bandförmigen Lamellen, dar, wobei die Lamellen in lateraler Richtung synchron beweglich gestaltet sind. Die Wirksamkeit als konventionelle Ribletstruktur soll dabei möglichst erhalten bleiben und darüber hinaus mittels lateraler Oszillation eine zusätzliche Beeinflussung und Dämpfung der Längswirbel im *buffer layer* realisiert werden. Das Prinzip dieser Beeinflussungsmethode ist in Abbildung 1.6 skizziert. Der Rillenquerschnitt soll zunächst entsprechend den von Bechert [5] gefundenen optimalen Werten für Lamellenhöhe und -abstand gestaltet sein. Die Lamellen sind in ihrem Aufstandspunkt auf der Wand gelenkig gelagert und können seitliche Schwingbewegungen mit einem maximalen Auslenkungswinkel $\hat{\alpha}$ von etwa $\pm 30^\circ$ ausführen. Sie induzieren in einer Höhe $h^+ = 8,5$ eine Quergeschwindigkeit, die betragsmäßig sehr viel kleiner ist als der Referenzwert der oszillierenden Wand. Da aber auch der Abstand zu den zu beeinflussenden Strömungsstrukturen geringer ist, könnte auf Höhe des mittleren Zentrums der Längswirbel eine Querbewegung mit ähnlich großer Amplitude erzeugt und eventuell ein vergleichbarer Effekt auf deren Ausbildung bewirkt werden.

Der Betrag der möglichen Quergeschwindigkeitsamplitude \hat{w}^+ ist eine Funktion des Wandabstands, der Lamellenhöhe h^+ , des maximalen Schwingwinkels $\hat{\alpha}$ und der Periodendauer T^+ der Oszillation. Die mögliche laterale Auslenkung der Lamellen in Wandeinheiten ist dabei durch h^+ und $\hat{\alpha}$ definiert und eine Erhöhung der Quergeschwindigkeit an der Lamellenspitze ist nur über eine höhere Oszillationsfrequenz, d.h. kleinere Periodendauer T^+ , zu erreichen. Gleichzeitig reduziert ein kleineres T^+ die Eindringtiefe der Anregung in die Strömung, da der Abklingkoeffizient $-\sqrt{\pi/T^+}$ in Gl. (1.1) dadurch wächst. Beide Effekte sind gegenläufig, die mit einer gegebenen Rillenquerschnittsgeometrie bei einem gegebenem Wandabstand $y^+ = 20$, der mittleren Position des Zentrums der *streamwise vortices* in unbeeinflusster Strömung, maximal zu erreichende Amplitude \hat{w}^+ ist somit eine Funktion von T^+ mit mindestens einem

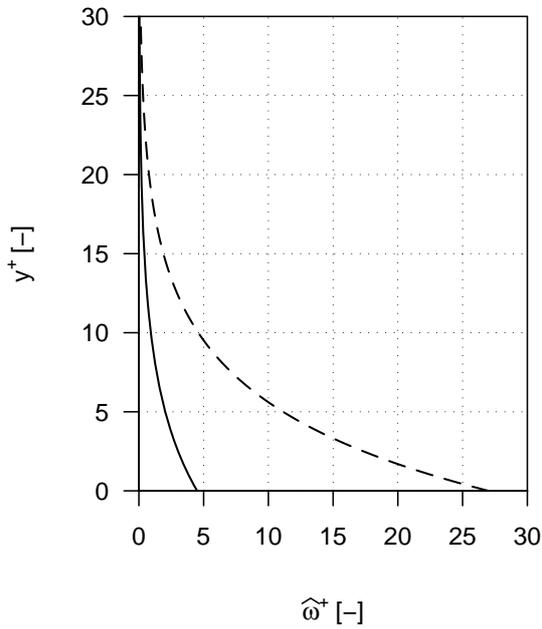


Abbildung 1.4: Stokes-Profil der Quergeschwindigkeitsamplitude \hat{w}^+ über einer lateral oszillierenden Wand; — $\hat{w}^+ = 4,5$, - - - $\hat{w}^+ = 27$

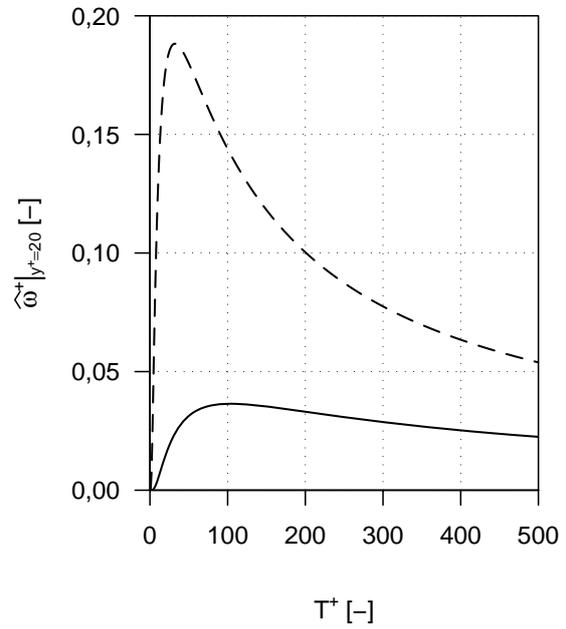


Abbildung 1.5: \hat{w}^+ bei $y^+ = 20$ über oszillierenden Lamellen der Höhe h^+ mit $\hat{\alpha} = 30^\circ$; — $h^+ = 8,5$, - - - $h^+ = 13,6$

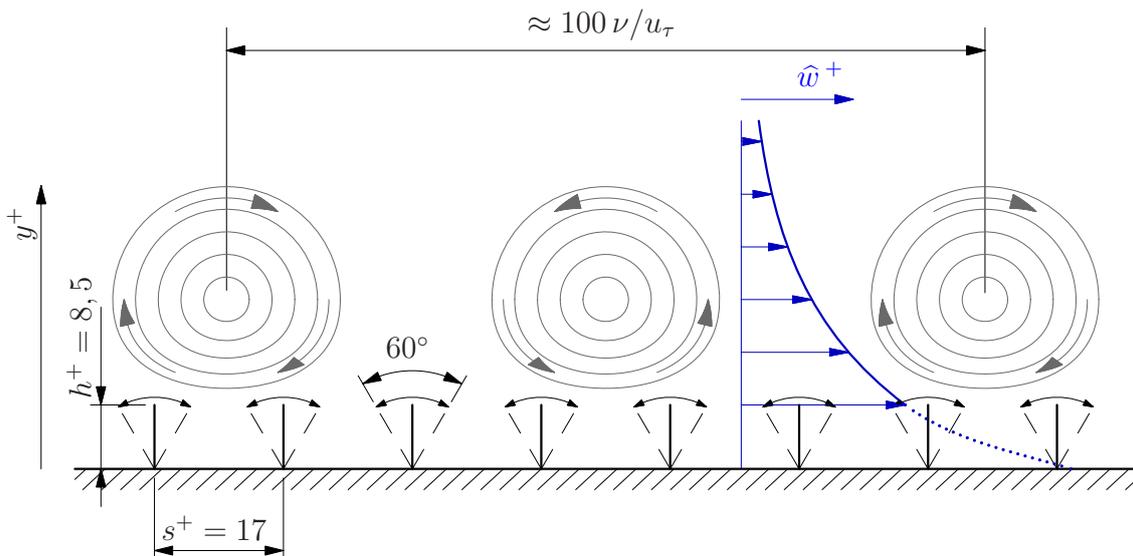


Abbildung 1.6: Prinzip der Beeinflussung von Längswirbelstrukturen mit oszillierenden Lamellen, maßstabsgerechte Darstellung

Extremwert. Im Diagramm 1.5 ist der Wert \widehat{w}^+ bei $y^+ = 20$ für $h^+ = 8,5$ in Abhängigkeit von T^+ geplottet. Es können theoretisch $\widehat{w}^+ = 0,036$ bei $T^+ = 104$ erreicht werden. Die optimale Periode stimmt damit sehr gut mit der optimalen Anregefrequenz der oszillierenden Wand überein; die Quergeschwindigkeitsamplitude ist aber eine Größenordnung zu klein. Durch Verlängern der Lamellen auf $h^+ = 13,6$ ($h/s = 0,8$) kann die laterale Auslenkung der Lamellenspitzen erhöht und gleichzeitig die Querbewegung in noch größerem Wandabstand eingebracht werden. Der so erzielbare Höchstwert für \widehat{w}^+ bei $y^+ = 20$ beträgt $0,188$ bei $T^+ = 32$. Die Geschwindigkeitsamplitude ist dann ähnlich hoch wie für die oszillierende Wand bei größter Netto-Energieersparnis (vgl. Quadrio et al. [41]). Der Rillenquerschnitt ist dabei aber suboptimal hinsichtlich seiner widerstandsreduzierenden Wirkung als konventionelles Riblet. Inwiefern beide Wirkmechanismen im Sinne höherer Widerstandsreduktion zu kombinieren sind, soll im ersten Teil dieser Arbeit untersucht werden.

1.3.2 Passive Erzeugung einer periodischen Querströmungskomponente durch wellenförmige Riblets

Die beschriebene Methode der oszillierenden Lamellen besitzt offenkundig mehrere entscheidende Nachteile. Als aktive Beeinflussungstechnik ist ihre Energiebilanz mutmaßlich negativ und bedingt durch den komplizierten mechanischen Aufbau ist sie für die Anwendung irrelevant. Die geometrisch sehr stark limitierte laterale Auslenkung der Lamellenspitzen lässt die Generierung notwendiger, hoher Quergeschwindigkeitsamplituden nur begrenzt zu. Die zur Abhilfe mögliche Erhöhung der Lamellenhöhe h^+ bei gleicher Rillenweite s^+ führt laut Literatur [5] zu Riblets mit ungünstigen Rillenquerschnitten. Die hier nicht betrachtete Vergrößerung des maximalen Schwingwinkels wäre mechanisch nur aufwendig zu realisieren. Es entstünde im Extremfall eine unerwünschte Verdrängung von Fluid aus dem Rillental nach außen und es würden wandnormale Geschwindigkeiten induziert werden, die den Impulsaustausch und die Turbulenzproduktion in der Grenzschicht verstärken. Eine Erhöhung der Oszillationsfrequenz schließlich senkt nach Diagramm 1.5 die Geschwindigkeitsamplitude in wandferneren Schichten.

Eine interessante Lösung zur Erzeugung lateraler Geschwindigkeitsanteile auf rein passiver Weise und ohne Limitierung der lateralen Auslenkung wurde während der laufenden Untersuchungen an oszillierenden Lamellen von Peet, Sagaut & Charron [39]

veröffentlicht. Diese Autoren modifizierten konventionelle Ribletoberflächen durch eine in der Wandebene sinusförmige Gestaltung der Rillentäler. Diese Ribletgestaltung ist in verallgemeinerter Formulierung praktisch zeitgleich von Quadrio [42] international zum Patent angemeldet worden.

Durch die zur Hauptströmungsrichtung um einen ortsabhängigen Schiebewinkel β angestellten Rippenspitzen soll bei Überströmung lokal ein Anteil der Stromabgeschwindigkeit u umgelenkt und eine spannweitige Komponente w erzeugt werden. Während lateral oszillierende Lamellen die *streamwise vortices* also durch eine periodische Anregung als Funktion der Zeit zu beeinflussen versuchen, erzeugen wellenförmige Riblets eine periodische laterale Geschwindigkeitskomponente in Abhängigkeit von der Raumkoordinate. Zwischen beiden Schwingungsformen kann eine Analogie basierend auf der mittleren Transportgeschwindigkeit der Längswirbel in Strömungsrichtung entwickelt werden:

Kim zeigt in [27] anhand einer Vielzahl von *DNS*-Simulationen, dass in einer turbulenten Kanalströmung für alle Wandabstände $y^+ \leq 15$ die Ausbreitungsgeschwindigkeit für Schwankungen der Geschwindigkeit und der Wirbelstärke einen konstanten Wert annimmt, der der mittleren Stromabgeschwindigkeit bei $y^+ = 15$ entspricht.¹ Für eine unbeeinflusste Kanalströmung beträgt die Strömungsgeschwindigkeit bei diesem Wandabstand und damit die *propagation velocity* der Wirbelstrukturen im *buffer layer* etwa $10u_\tau$. Geschwindigkeitsmessungen im Ölkanal mit *PIV* (siehe Abb. 2.18 auf S. 62) bestätigen diesen Wert. Ein Punkt im *buffer layer*, der mit dem Wirbel mittransportiert wird, erfährt dann oberhalb wellenförmiger Riblets der Wellenlänge λ die zeitlich gleiche Anregung durch eine Quergeschwindigkeit wie durch mit der Periodendauer T oszillierenden Lamellen, wenn gilt:

$$\begin{aligned}\lambda &\approx 10u_\tau \cdot T \\ \lambda^+ &\approx 10 \cdot T^+\end{aligned}\tag{1.2}$$

Anhand von *DNS*-Daten von Kramer [29] ist die Ähnlichkeit der Strömungsbeeinflussung durch oszillierende Lamellen und wellenförmigen Rillen anhand der Quergeschwindigkeitskomponente w^+ in einem Wandabstand $y^+ = 20$ in Abbildung 1.7 gezeigt. Die Vollinie stellt die spannweitig gemittelte Komponente w^+ über oszillierenden Lamellen mit $h/s = 0,53$ bei $T^+ = 100$ als Funktion der Zeit t^+ dar. Die Lateralgeschwindigkeit über sinusförmigen Rechteckrillen gleichen Querschnitts mit $a^+ = 20$

¹Druckschwankungen hingegen breiten sich geringfügig schneller mit der mittleren Stromabgeschwindigkeit bei $y^+ = 20$ aus.

bei $\lambda^+ = 1080$ ist gestrichelt als Funktion der Stromab-Koordinate x^+ eingetragen. Man erkennt, dass mit einer Skalierung $x^+ = 10t^+$ beide Methoden das Geschwindigkeitsfeld vergleichbar beeinflussen. Im Falle oszillierender Lamellen erzeugt dabei eine laterale Auslenkung $D^+ = 2a^+ \approx 16$ eine ähnliche Quergeschwindigkeitsamplitude wie sinusförmige Rechteckrillen mit einer Amplitude $a^+ = 20$.

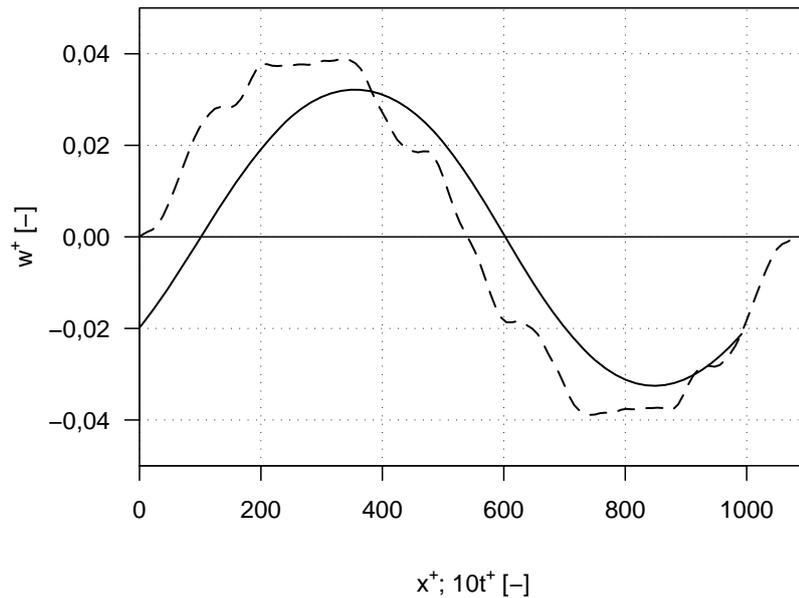
Für ein punktförmiges, mit der *propagation velocity* transportiertes Fluidelement gilt die beschriebene Analogie exakt. Die Beeinflussung von in Stromabrichtung ausgedehnten Strukturen durch wellenförmige Riblets unterscheidet sich von der Beeinflussung durch oszillierenden Lamellen dadurch, dass im ersten Fall nur abschnittsweise eine laterale Geschwindigkeitskomponente einwirkt, während im zweiten Fall die Wirbel als Ganzes dem ortsunabhängigen periodischen Quergeschwindigkeitsprofil ausgesetzt ist. Die Ähnlichkeit beider Beeinflussungsmaßnahmen wird daher mit steigendem Verhältnis von Ausdehnung der Wirbelstrukturen in Stromabrichtung zu Periodenlänge der wellenförmigen Riblets geringer.

Die Wellenform der Rillentäler ist zunächst beliebig und die Verwendung einer Sinusfunktion naheliegend. Aus den Untersuchungen an oszillierenden Lamellen ist bereits bekannt, dass die Amplitude der Quergeschwindigkeit oberhalb der Ribletstruktur möglichst groß gewählt werden muss und diese Erhöhung der Geschwindigkeitsamplitude günstig durch eine hohe laterale Auslenkung erzeugt werden kann. Übertragen auf wellenförmige Riblets erfordert das eine große Amplitude der Wellenfunktion. Bei gegebener Wellenlänge erzeugt eine vergrößerte Amplitude aber auch einen höheren Schiebewinkel β zwischen Rillental und Hauptströmungsrichtung. Aus Widerstandsmessungen im Ölkanal an schräggestellten Riblets durch Hage [21] ist für gerade Rillen bekannt, dass unter Schräganströmung die erreichbare Widerstandsminderung sinkt und bei etwa 30° der widerstandsreduzierende Effekt vollständig verschwindet. Dieser Einfluss ist auch für periodisch ausgelenkte Rillen zu erwarten, durch eine geeignete Funktion für die Wellenform kann aber β für gegebene Werte a und λ verringert und dieser Einfluß gemildert werden. Eine zickzackförmige Wellenform weist laut Gleichung (1.3) bei gleicher Wellenlänge und Amplitude stets einen geringeren Schiebewinkel β als eine Sinusfunktion auf.

$$\begin{aligned} \beta &= \arctan \left(2\pi \cdot \frac{a/s}{\lambda/s} \right) && \text{(sinusförmige Rillen)} \\ \beta &= \arctan \left(4 \cdot \frac{a/s}{\lambda/s} \right) && \text{(zickzackförmige Rillen)} \end{aligned} \tag{1.3}$$

Abbildung 1.7:

w^+ bei $y^+ = 20$ über oszillierenden Lamellen bzw. sinusförmigen Rechteckrillen mit $h/s = 0,53$, $s^+ = 16,9$, Daten aus DNS von Kramer [29];
 — oszillierende Lamellen, $\hat{\alpha} = 30^\circ$, $T^+ = 100$,
 --- sinusförmige Rillen, $a^+ = 20$, $\lambda^+ = 1080$

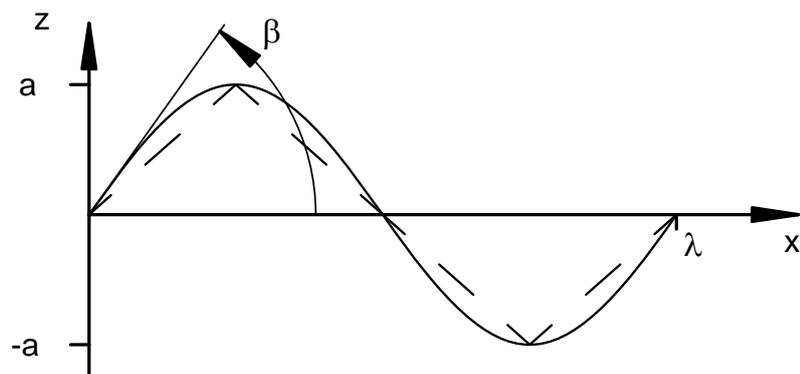


Eine Darstellung dieser Wellenformen und Definition der Formparameter ist in Abbildung 1.8 zu finden. Zur besseren Vergleichbarkeit werden die Parameter im Folgenden meist in entdimensionalisierter Form als a/s und λ/s verwendet.

Zur Widerstandsbeeinflussung mit wellenförmigen Riblets sind bis heute nur wenige aussagefähige Veröffentlichungen zu finden. Die erste experimentelle Untersuchung stammt vermutlich von Sha, Itoh et al. [48]. Sie untersuchten den Druckverlust in einem Kanal, der mit Wasser oder einem Gemisch aus 50% Wasser und 50% Glycerin gefüllt war. Die Kanalwände waren dabei wahlweise mit geraden oder aus schrägen Abschnitten von Ribletfolie zusammengesetzten zickzackförmigen Dreieckrillen beklebt. Die Rippen mit einem Spitzenwinkel von 30° und einem Abstand von $s = 0,398$ mm hatten ein für gerade Riblets ungünstig hohes Verhältnis von $h/s = 1,2$. Mit geraden Rillen wurden maximal 5,5% Widerstandsreduktion bei $s^+ \approx 7$

Abbildung 1.8:

laterale Anordnung der wellenförmigen Riblets; — Sinus, --- Zickzack, a Amplitude, λ Wellenlänge, β max. Schiebewinkel



gemessen. Die Zickzackrillen waren bei einer Wellenlänge von 90 mm ($\lambda/s = 225$) mit einem Winkel $\beta = 10^\circ$ zur Stromabkoordinate angeordnet, was nach Gl. (1.3) einer Amplitude a von 4 mm bzw. $a/s = 10$ entspricht. Mit ihnen wurden stets höhere Wandschubspannungen als mit geraden Riblets erhalten; die maximale Widerstandsreduktion verringerte sich auf 3,8% bei $s^+ \approx 6$. Andere Konfigurationen der Zickzackform wurden nicht untersucht.

Peet et al. [39] vergleichen *Large-Eddy*-Simulationen einer Kanalströmung, bei der eine Kanalwand glatt und die gegenüberliegende Wand strukturiert mit Riblets aus Dreieckrillen mit einem Spitzenwinkel von 60° und ebenfalls dreieckigen Rillen (*3M*-Riblets) ausgebildet ist. Es wurden eine Ribletkonfiguration mit geraden Rillentälern und zwei sinusförmige Varianten nach Tabelle 1.1 betrachtet. Die Amplitude a und Wellenlänge λ der Rillentäler ist dabei so gewählt, dass der maximale Winkel β nach Gl. (1.3) 11° beträgt und in beiden Fällen gleich groß ist.

Für den Referenzfall ist die Höhe der gefundenen Widerstandsverminderung plausibel und in guter Übereinstimmung zu den experimentellen Daten von Bechert [5], der an identischen Rillenquerschnitten ebenfalls eine um etwa 5% geringere Wandschubspannung, allerdings bei geringerem dimensionslosen Ribletabstand $s^+ = 17$, fand. Die kurze Wellenlänge im Fall „Sinus 1“ führte zu einem vollständigen Verlust der Widerstandsverminderung, während im Fall „Sinus 2“ mit langwelliger Anregung eine Verbesserung auf 7,4% berechnet wurde. Hinsichtlich der Wahl geeigneter Werte für Amplitude und Wellenlänge wurde in dieser Arbeit ebenfalls keine weitere Optimierung durchgeführt. Die Autoren verwendeten eine Rillenform, die nach dem aktuellen Stand der Wissenschaft als ungeeignet zur Erzielung größtmöglicher Widerstandsreduktion bekannt ist. Die von anderen Forschern veröffentlichten Werte für die maximale Schubspannungsverminderung optimaler Rillenquerschnitte konnte so nicht übertroffen werden. Die beobachtete Größenordnung von 2% mehr Widerstandsverminderung als mit bekannten Ribletgeometrien erscheint zunächst gering. Die praktische Realisierung einer entsprechenden Oberfläche für den Einsatz an z.B.

Tabelle 1.1:

LES-Simulationen sinusförmiger Riblets von Peet et al. [39]

| Fall | s^+ | h^+ | a^+ | λ^+ | a/s | λ/s | $(\Delta\tau/\tau_0)_{\min}$ |
|---------|-------|-------|-------|-------------|-------|-------------|------------------------------|
| gerade | 21 | 18 | 0 | 0 | 0 | 0 | -5,4% |
| Sinus 1 | 21 | 18 | 18 | 580 | 0,86 | 27,6 | +0,5% |
| Sinus 2 | 21 | 18 | 34 | 1080 | 1,62 | 51,4 | -7,4% |

Flugzeugen stellt aber keine zusätzliche Komplikation des Herstellungsprozesses von Ribletoberflächen dar und wäre somit unmittelbar anwendungsrelevant.

Nachdem für die günstige Querschnittsform konventioneller, gerader Riblets allgemein akzeptierte Gestaltungsregeln bekannt sind [5], eröffnet die in Strömungsrichtung wellenförmige Ausbildung der Rillentäler einen neuen Parameterraum aus Wellenform, lateraler Amplitude a und Wellenlänge λ . Gleichzeitig ist nicht gesichert, ob die bekannte optimale Querschnittsform gerader Rillen auf wellenförmige Rillen übertragbar ist oder eventuell unter Inkaufnahme einer für gerade Rillen suboptimalen Querschnittsform ein größerer günstiger Einfluss der lateralen Auslenkung erzeugt und damit insgesamt eine höhere Widerstandsverminderung erhalten werden kann.

Ausgangspunkt der Messungen an wellenförmigen Riblets ist die nach Bechert [5, 6] für praktische Anwendungen optimale Konfiguration gerader Riblets mit dreieckigen Rippen mit einem Spitzenwinkel von 30° , trapezförmigen Rillentälern und einem Verhältnis $h/s = 0,5$. Aus der Vielzahl der neuen Parameter soll zuerst ein ungefährender Bereich günstiger Werte für Amplitude und Wellenlänge bestimmt werden. Die Arbeiten von Sha [48] und Peet [39] unterscheiden sich in beiden Punkten um etwa eine Größenordnung. Der Variation der Wellenlänge sind dabei durch die verfügbare Testplattenlänge im Strömungskanal enge Grenzen gesetzt. Als zweites soll geklärt werden, ob die Überlegungen zu Sinus oder Zickzack als der geeigneteren Wellenform durch messtechnisch erfassbare Unterschiede im Widerstandsverhalten von Testoberflächen belegt werden können. Schließlich ist aus den Überlegungen zu oszillierenden Lamellen der deutliche Einfluss der Lamellenhöhe auf die mit aktiver Beeinflussung zu erzielende Geschwindigkeitsamplitude und die davon abhängige zusätzliche Widerstandsreduktion bekannt. Mit der günstigeren Wellenform soll daher eine Variation von h/s an wellenförmigen Riblets, gegebenenfalls für jeweils mehrere verschiedene laterale Auslenkungen, ausgeführt werden.

Kapitel 2

Ölkanal und Messtechnik

Der Ölkanal wurde an der ehemaligen Abteilung für Turbulenzforschung der Deutschen Forschungsanstalt für Luft- und Raumfahrt¹ zwischen 1989 und 1991 speziell zur Ausführung von Schubspannungsmessungen an Riblet-Oberflächen konstruiert und aufgebaut. Im Gegensatz zu Wind- und Wasserkanälen bietet die Verwendung von Öl mit einer Viskosität größer als der von Wasser als Strömungsmedium die Möglichkeit, bei moderater Strömungsgeschwindigkeit turbulente Wandgrenzschichten mit einer viskosen Unterschicht von mehreren Millimetern Dicke zu erzeugen. Dadurch wird die Fertigung von Riblets in der erforderlichen Genauigkeit und Oberflächenqualität mit konventionellen Fräsverfahren möglich.

Die auftretenden Unterschiede in der Widerstandskraft an glatten und strukturierten Oberflächen haben eine typische Größenordnung von 0,1 N und sind daher messtechnisch gut zu erfassen. Durch die Ausstattung des Kanals mit einer differentiell arbeitenden Wandschubspannungswaage von hoher Empfindlichkeit können Messungen von Wandschubspannungsunterschieden zwischen glatten und strukturierten Oberflächen im Bereich von $\pm 0,3\%$ reproduzierbar durchgeführt werden.

2.1 Aufbau des Ölkanals

Der Ölkanal besitzt einen geschlossenen Kreislauf mit rechteckigem Querschnitt der Breite $l = 0,25$ m und einer Höhe von 0,75 m. Als Strömungsmedium wird ein technisches Weißöl verwendet, dessen physikalische Eigenschaften in Abschnitt 2.6

¹heute: Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt, Institut für Antriebstechnik, Abteilung Triebwerksakustik

näher beschrieben werden. In Abbildung 2.1 ist eine Übersicht des Aufbaus gegeben. Der Antrieb erfolgt über zwei gleichsinnig drehende, übereinander angeordnete Propeller und einen drehzahlgeregelten Elektromotor. Ein dem Antrieb nachgeschalteter Gleichrichter dämpft den durch die Propeller erzeugten Drall der Strömung. Die Strömung passiert dann zwei mit Leitblechen ausgestattete Umlenkecken und einen weiteren Gleichrichter. Mit zwei gezahnten Turbulatoren wird eine turbulente Strömung erzwungen. In der folgenden, ca. 8 m langen Anlaufstrecke entwickelt sich eine voll ausgebildete Kanalströmung. Die Turbulatoren sind dabei so justiert, dass in der Messstrecke zeitlich gemittelt symmetrische Geschwindigkeitsprofile erzeugt werden.

Die Messstrecke ist mit einer mit Schrittmotoren verstellbaren Kanaldecke ausgestattet, mit der der räumliche Gradient des statischen Drucks für jede Kanalgeschwindigkeit zu Null eingestellt wird. Die dazu erforderlichen Positionen der Druckgradientensteuerung sind von Bruse [9] experimentell bestimmt worden. In Abbildung 2.2 ist ein Querschnitt durch die Messstrecke gezeigt. Die Testplatten mit einer Länge in Strömungsrichtung von $L = 500$ mm und einer Breite von $B = 400$ mm sind bündig in die Kanalwand eingebaut. Der Abstand der Plattenunterkante vom Kanalboden beträgt dabei etwa 150 mm. Die Testplatten werden mit den Testplattenhalter an der Schubspannungswaage befestigt. Ein umlaufender Spalt von ca. 1 mm sichert die mechanische Entkopplung der Testplatten vom Kanalaufbau bei allen vorkommenden Waagenauslenkungen. Position 5 stellt die Druckgradientensteuerung bei einer Kanalhöhe von 750 mm dar. Der Füllstand des Kanals von ca. 800 mm ist ebenfalls angegeben.

Die Schubspannungswaage nach Abbildung 2.3 ist an einem Halterahmen über

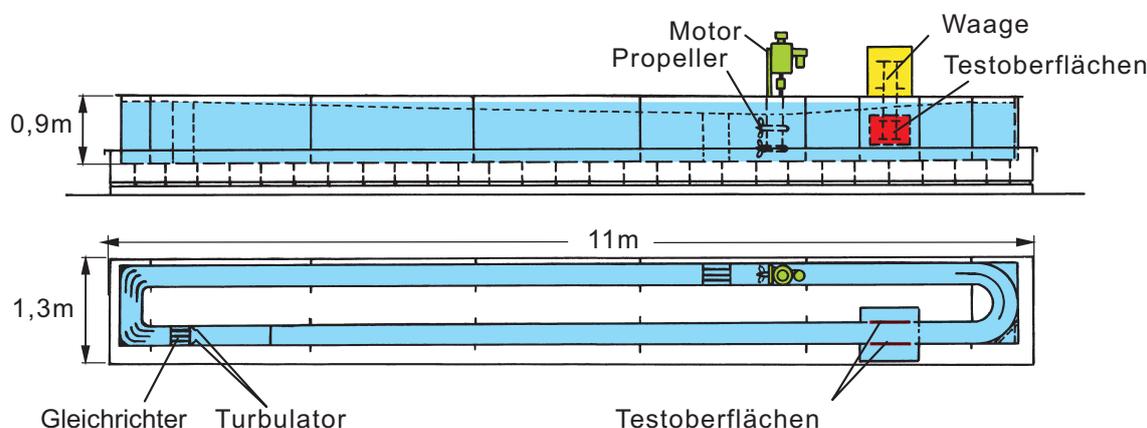


Abbildung 2.1: Aufbau des Ölkanals, Abbildung nach Bechert et al. [4]

Abbildung 2.2:

Querschnitt durch die
Messstrecke, alle Maße
in mm; 1 Kanalwand,
2 Testplatte, 3 Testplattenhalter,
4 Schubspannungswaage,
5 Druckgradientensteuerung

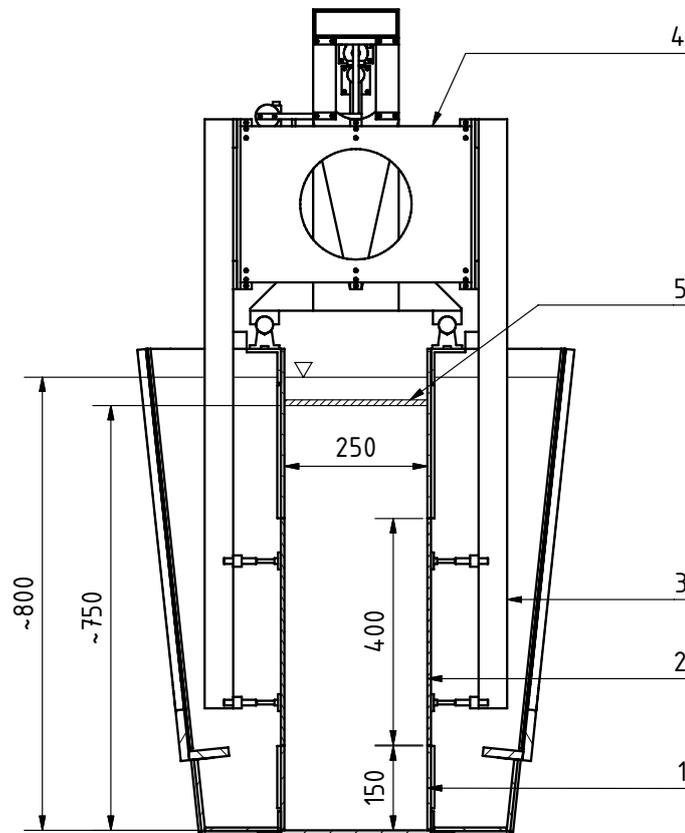
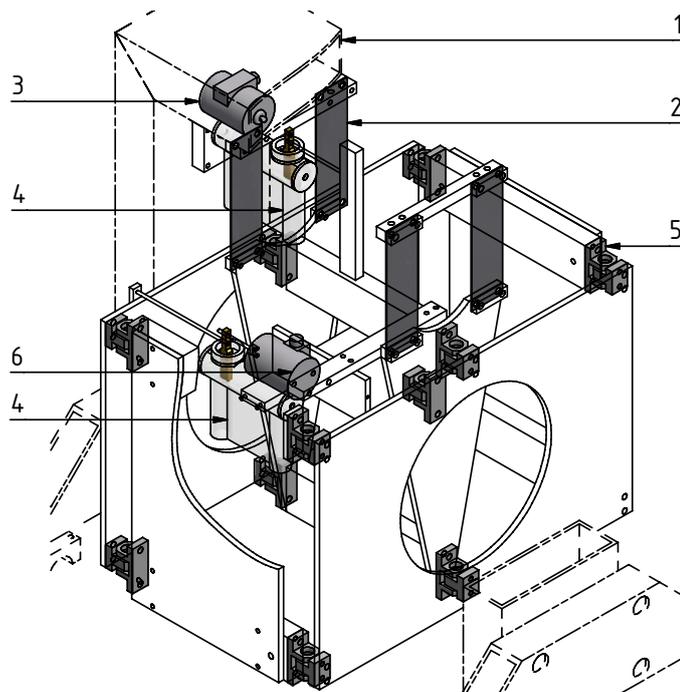


Abbildung 2.3:

Schubspannungswaage;
1 Halterahmen, 2 Blattfeder,
3 Wegaufnehmer Summenkraft,
4 Dämpfer, 5 Kreuzfedergelenk,
6 Wegaufnehmer Differenzkraft



der Messstrecke befestigt. Mit ihr können zeitgleich die Widerstandseigenschaften einer strukturierten Oberfläche und einer gegenüberliegenden glatten Referenzplatte unter identischen Strömungsbedingungen bestimmt werden. Die Waage besitzt zwei Messwerke zur Erfassung der Summe und der Differenz der Widerstandskräfte beider Testoberflächen. Die Summe der Widerstandskräfte verschiebt den aus vier gelenkig verbundenen Platten bestehenden Waagenkörper gegen die Kraft von vier Blattfedern in Stromabrichtung. Diese Auslenkung wird mit einem Wegsensor erfasst. Ein silikonölgefüllter Kolbendämpfer unterdrückt auftretende Schwingungen. Der Unterschied der Reibungskräfte an beiden Testplatten führt zu einer parallelogrammartigen Verformung des Waagenkörpers gegen die rückstellende Kraft von sechs *Teldix*-Kreuzfedergelenken². Ein weiterer mit einem Kolbendämpfer bedämpfter Wegsensor wandelt die Verformung in ein elektrisches Ausgangssignal.

An die Messstrecke schließt sich eine Umlenkung an, die das Öl zurück zum Antrieb leitet. Ein in die Umlenkecke eingesetztes Fenster ermöglicht den optischen Zugang zur Messstrecke von stromab.

2.2 Stereo-PIV Aufbau

Dank der Beschaffung eines *High-speed PIV*-Systems durch das DFG-Schwerpunktprogramm 1207 „Strömungsbeeinflussung in Natur und Technik“ konnten erstmals zeitaufgelöste Messungen des Geschwindigkeitsfeldes in der Ölkanal-Messstrecke nach der *particle image velocimetry* Methode ausgeführt werden. Die Einbausituation der Messtechnik im Ölkanal ist in Abbildung 2.4 skizziert.

Das Licht des Nd:YLF Doppelpuls-Lasers *Litron LDY330* mit 527 nm Wellenlänge wird über zwei Umlenkspiegel zwischen Messstrecke und Rückführung des Ölkanals geleitet. Auf mittlerer Höhe der Testplatte tritt es in die Lichtschnittoptik ein und wird zu einem Lichtschnitt von ca. 20° Öffnungswinkel und 3 mm Dicke aufgeweitet. Der Lichtschnitt ist etwa 400 mm stromab von der Testplattenvorderkante angeordnet und seine Flächennormale ist mit der Hauptströmungsrichtung ausgerichtet. Die Auslösung des Lasers kann äquidistant durch einen von der Steuerungssoftware vorgegebenen Takt erfolgen. Bei der Testplatte mit oszillierenden Lamellen besteht die Möglichkeit, durch eine mit der Exzenterwelle rotierende Strichscheibe phasengetriggerte Aufnahmen mit 30 Doppelbildern je Periode aufzunehmen.

²Teldix GmbH, Grenzhöfer Weg 36, 69123 Heidelberg

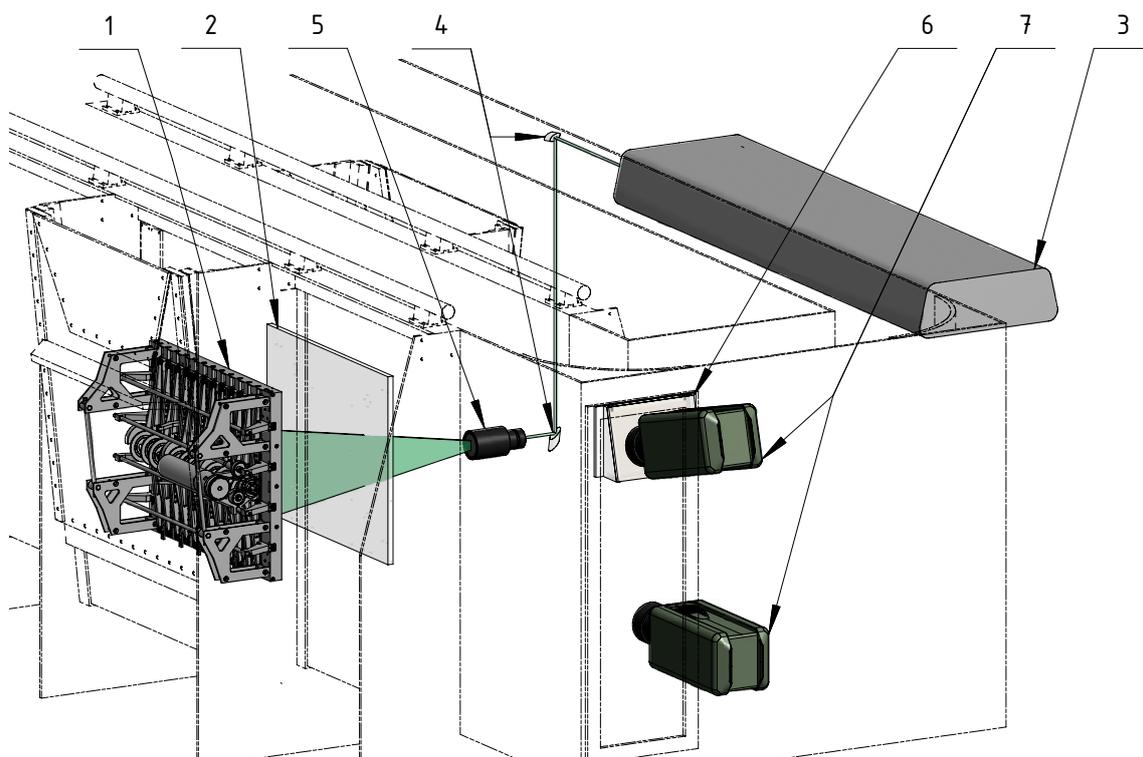


Abbildung 2.4: Stereo-PIV Aufbau im Ölkanal; 1 Testplatte, 2 Referenzplatte aus Acrylglas, 3 Laser Litron LDY330, 4 Spiegel, 5 Lichtschnittoptik, 6 ölgefülltes Prisma, 7 Kamera Phantom V12

Zwei Kameras Phantom V12 mit einer Auflösung von 1280×800 px nehmen durch ein in der Umlenkecke des Ölkanals vorhandenes Fenster die Strömungsbilder auf. Die untere Kamera ist dabei mit ihrer Längsachse senkrecht zum Lichtschnitt angeordnet, so dass die Beobachtung der wandnormalen und der spannweiten Geschwindigkeitskomponente direkt erfolgen kann. Die Information zur Bestimmung des Geschwindigkeitsanteils in Strömungsrichtung wird von der zweiten, oberen Kamera erhalten, die schräg auf den Lichtschnitt blickt. Der von beiden Kameras eingeschlossene Winkel beträgt 12° . Zur Vermeidung von Brechungseffekten an den Grenzflächen Luft/Acrylglas bzw. Acrylglas/Öl bei schräger Durchsicht ist zwischen Ölkanalfenster und Objektiv ein ölfülltes Prisma zwischengeschaltet, so dass der Betrachtungswinkel an Grenzflächen zwischen unterschiedlicher Brechungsindizes stets 90° beträgt.

Beide Kameras sind mit Makro-Objektiven von 150 mm Brennweite ausgerüstet. Das gemeinsame Sichtfeld beträgt etwa 135 mm in Spannweiten- und 80 mm in Wandnormalenrichtung. Mittels *Scheimpflug*-Verstelleinrichtung ist die Fokusebene der Kameras auf die Lichtschnittebene justiert. Durch die hohe Beleuchtungsstärke des Lasers können beide Objektive um zwei Blendenstufen auf 1:5,6 abgeblendet werden.

Als Tracer wurden Glashohlkugeln *Omega-Spheres W100*³ verwendet. Die mittlere Dichte der Partikel beträgt etwa $0,82 - 0,92 \text{ g/cm}^3$ bei einer durchschnittlichen Korngröße von $50 - 80 \mu\text{m}$. Die Partikel wurden gewählt, da ihre Dichte in etwa mit der des Weißöles im Ölkanal übereinstimmt, wodurch Fehlereinflüsse durch statischen Auftrieb der Partikel vermieden werden. Zum Seeden des gesamten Ölkanals ist eine Partikelmenge von etwa 30 ml ausreichend. Nach der Messung wird der Tracer durch Filtration während des Entleerungsvorgangs des Kanals aus dem Öl entfernt.

Die Datenaufnahme und -auswertung inklusive der Berechnung der Geschwindigkeitsvektoren erfolgt mit der *Dantec*-Software *DynamicStudio 2.30*. Die 8-bit Grauwerte beider Kameras werden zuerst adaptiv in drei Stufen mit abnehmender Fenstergröße von 512×64 , 256×32 und 64×16 px Größe korreliert. Die Wahl eines rechteckigen Korrelationsfenster von 64 px Größe in Spannweiten- und 16 px in Wandnormalenrichtung wurde durch die geringe Partikeldichte in unmittelbarer Wandnähe nötig, um hinreichende Ortsauflösung zu erzielen und zugleich eine genügend große Anzahl von Partikeln je Korrelationsfenster sicherzustellen, von der die statisti-

³Fa. Omega Minerals Germany GmbH, Rugenbarg 63a, 22848 Norderstedt

sche Verlässlichkeit des Korrelationsergebnisses entscheidend abhängt. Eine 50%-ige Überlappung der einzelnen Korrelationsfenster ermöglicht eine bessere räumliche Auflösung. Die Verwendung von deformierbaren Fenstern und Subpixel-Interpolation trägt zu einer größeren Genauigkeit des Ergebnisses bei.

Durch Aufnahme von fünf Bildern mit einem im Lichtschnitt sowie in Entfernungen von 1 cm und 2 cm davor und dahinter angebrachten Kalibrierraster wird vor Beginn der *PIV*-Messungen die optische Abbildungsfunktion des realen Raumes in die Sensorebenen der Kameras experimentell ermittelt. Durch Anbringen der inversen Kalibration werden die korrelierten Verschiebungen im Pixelraum in reale Koordinaten überführt. Anschließend erfolgt die Überlagerung der aus verschiedenen Blickwinkeln aufgenommenen Geschwindigkeitsfelder, um die dreidimensionalen Geschwindigkeitsvektoren zu rekonstruieren.

2.3 Datenerfassung und -verarbeitung der Widerstandsmessung

Die Durchführung und Auswertung der Schubspannungsmessung erfolgt weitestgehend automatisiert. Durch ein *Delphi*-Programm werden Kanaltrieb und Druckgradientensteuerung geregelt und die einzelnen Messpunkte, typischerweise 12 bis 20 pro Messreihe, angefahren. Nach Ablauf einer fest vorgegebenen Wartezeit, während der sich konstante Strömungsbedingungen einstellen, werden die Ausgangsspannungen der Weggeber für Waagenauslenkung und -verformung sowie zusätzlich die Signalspannungen für Öltemperatur und dynamischen Druck an einem Prandtlrohr in der Mitte der Messstrecke aufgezeichnet.

Die Steuersoftware wurde im wesentlichen von Bruse [9, 10] entwickelt und seither wiederholt erweitert und angepaßt. Für die Messungen zu vorliegender Arbeit wurde die Abfolge der einzelnen Auswerteschritte in der Prozedur „rechnen“ analysiert und im folgenden dokumentiert. Die Funktionen zur Bestimmung der Stoffwerte ν und ρ wurden geändert und an die neu ermittelten Daten angepaßt (vgl. Abschnitt 2.6) sowie die Korrekturbeziehungen nach Abschnitt 2.4 neu bestimmt.

Die Abfolge der Rechenschritte ist dem Struktogramm in Abbildung 2.5 zu entnehmen. Ein Digital-Multimeter mit vorgeschalteter 8-Kanal Relaiskarte nimmt die verstärkten Ausgangsspannungen E der Weggeber als Momentanwerte von etwa 10 s Abstand über einen Zeitraum von 10 bis 20 min (abhängig von der Kanalgeschwindig-

2. Ölkanal und Messtechnik

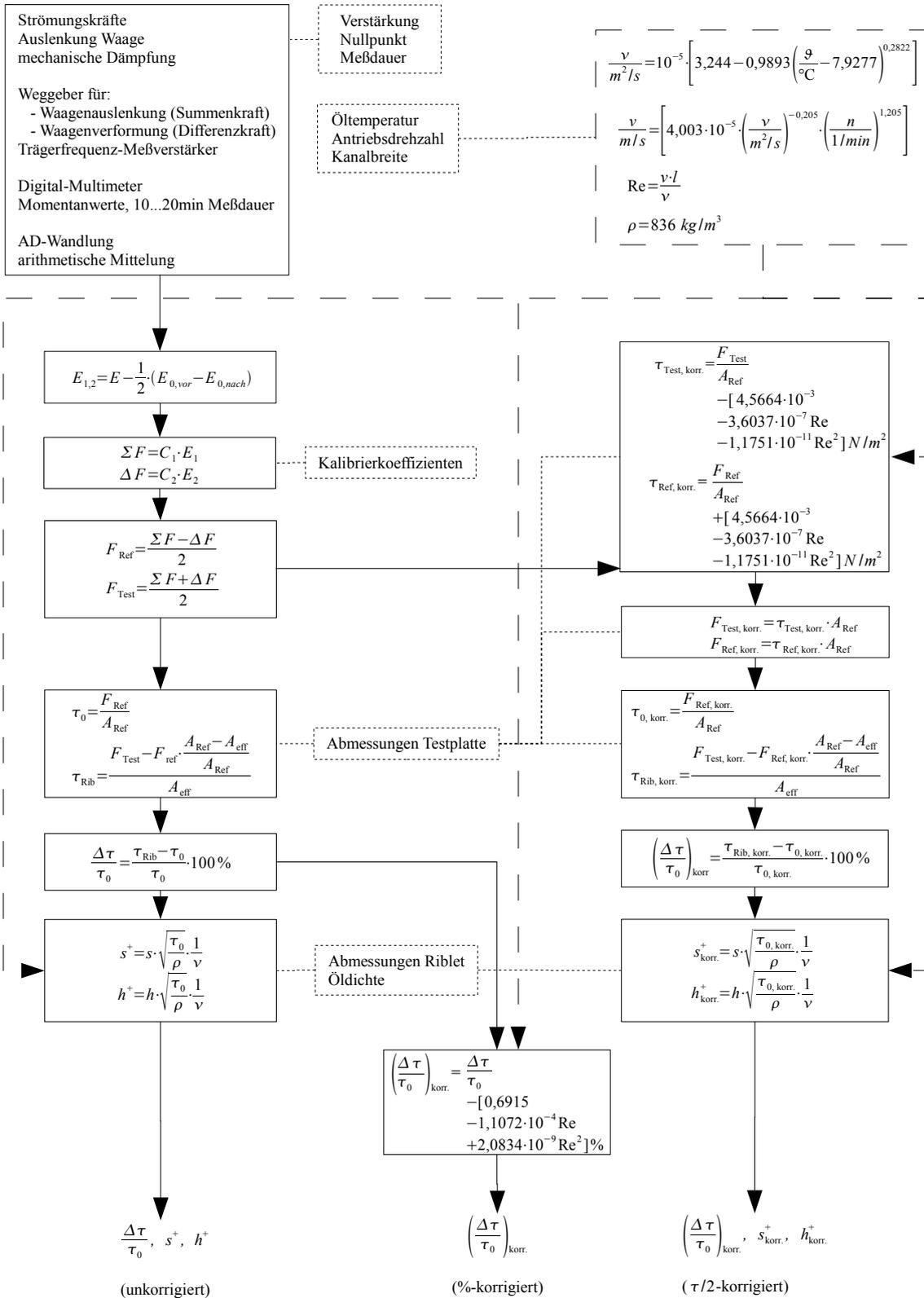


Abbildung 2.5: Struktogramm der Messwertverarbeitung in der Prozedur „rechnen“ der Ölkanal-Auswertesoftware

keit) auf. Vor und nach jedem Messpunkt erfolgt eine Nullmessung bei ruhendem Öl, der Mittelwert beider Nullpunkte E_0 wird vom Mittelwert der gemessenen Spannungen subtrahiert. Durch Multiplikation mit den Kalibrierkoeffizienten C erfolgt die Wandlung der Spannungen in Summe ΣF und Differenz ΔF der Widerstandskräfte an Test- und Referenzplatte. Die Kräfte werden in die einzelnen Widerstandskräfte F_{Test} und F_{Ref} der Platten zerlegt. Durch Division mit den Plattenflächen erhält man die mittleren Schubspannungen τ_{Test} bzw. τ_{Ref} . Da die Testplatten meist einen nicht mit Riblets besetzten Rand aufweisen, wird die Schubspannung auf der Testseite mit dem Flächenverhältnis von mit Riblets besetzter Fläche A_{eff} zu Gesamtfläche A_{Ref} korrigiert, dabei wird für den glatten Rand die Schubspannung der Referenzseite angesetzt. Mit Kenntnis von τ_0 und τ_{Rib} kann die Widerstandsänderung $\Delta\tau/\tau_0$ und mit den Stoffeigenschaften ν und ρ die dimensionslosen Ribletabmessungen s^+ und h^+ bestimmt werden.

Durch Asymmetrien der Geschwindigkeits- und Turbulenzprofile im Ölkanal und andere Ungenauigkeiten werden auch bei identischen Versuchsoberflächen auf der Testseite systematisch kleinere Wandschubspannungen als auf der Referenzseite gemessen. Empirisch wurde zunächst für $\Delta\tau/\tau_0$ eine Re -abhängige Korrekturfunktion nach Abschnitt 2.4.1 bestimmt. Mit dieser „%-Korrektur“ kann die gemessene relative Widerstandsänderung, nicht aber die dimensionslosen Ribletmaße, die durch eine fehlerhafte Messung von τ_0 ebenfalls fehlerbehaftet sind, berichtigt werden. Dazu wurde eine weitere Korrekturfunktion für die Wandschubspannung auf Test- und Referenzseite nach Abschnitt 2.4.2 aufgestellt, mit der der Fehlereinfluss sowohl auf die Widerstandsänderung als auch auf die dimensionslosen Maße des Ribletquerschnitts berücksichtigt wird. Soweit nicht anders angegeben, sind alle im folgenden gezeigten Werte für $\Delta\tau/\tau_0$, s^+ und h^+ mit der „ $\tau/2$ -Korrektur“ berichtigt.

2.4 Messwertkorrekturen

Nach Bruse [9] ist es beim Aufbau des Kanals nicht gelungen, mittels Justierung der Turbulatoren am Beginn der Anlaufstrecke in der Messstrecke vollkommen identische Schubspannungsprofile auf beiden Messplatten einzustellen. Es wird systematisch auf der Testseite integral eine etwas zu geringe Schubspannung registriert, d.h. bei zwei identischen Messplatten erzielt man eine scheinbare Widerstandsreduktion in der Größenordnung von 0,5%. Durch Anbringen einer Korrekturfunktion $K = f(Re)$ an

die Werte für die relative Widerstandsänderung bzw. an die mittleren Wandschubspannungen der Testplatten wird dieser Fehlereinfluss nachträglich korrigiert.

Die Ermittlung der Koeffizienten der Korrekturfunktionen erfolgt durch Messungen mit identischen, glatten Messplatten auf Test- und Referenzseite vor und nach jedem Einbau einer Versuchsoberfläche. Die Korrekturen werden daraus durch quadratische Interpolation der über einen hinreichend langen Zeitraum aufgenommenen Werte bestimmt.

2.4.1 Korrektur der relativen Widerstandsänderung („%-Korrektur“)

Die zur Korrektur der Werte für $\Delta\tau/\tau_0$ verwendete Korrekturfunktion K ist wie folgt definiert:

$$\left(\frac{\Delta\tau}{\tau_0}\right)_{\text{korrr.}} = \left(\frac{\Delta\tau}{\tau_0}\right)_{\text{unkorr.}} - K \quad (2.1)$$

Im linken Diagramm von Abbildung 2.6 sind die unkorrigierten Messwerte $\Delta\tau/\tau_0$ als Funktion der Reynoldszahl Re für alle zwischen Mai 2007 und Januar 2010 ausgeführten Nullmessungen aufgetragen. Insgesamt wurden 53 Messreihen, bestehend aus insgesamt 664 Messpunkten, zur Bestimmung der Korrekturfunktion analysiert.

Da bei niedrigen s^+ bzw. Re häufiger Messungen durchgeführt werden, würde ein durch quadratische Interpolation nach Fehlerquadratmethode bestimmtes Polynom vom Bereich kleiner Re dominiert werden. Um eine über den gesamten Wertebereich gleich gute Korrelation zu erzielen, wurde der Betriebsbereich $10^4 \leq Re \leq 3 \cdot 10^4$ des Ölkanals äquidistant in 12 Abschnitte („Bins“) aufgeteilt und jeweils das arithmetische Mittel aller in den Bin fallenden Messwerte bestimmt. Über die so gefundenen Bin-Mittelwerte wurde quadratisch interpoliert. Die so erhaltene und auf alle Messungen angewandte Korrekturfunktion lautet dann:

$$K = 0,69151 - 1,1072 \cdot 10^{-4} Re + 2,0834 \cdot 10^{-9} Re^2 \quad (2.2)$$

Im rechten Diagramm von Abb. 2.6 sind die damit korrigierten Daten gezeigt. Für die Messungen an wellenförmigen Riblets wurde die beschriebene Prozedur mit den Nullmessungen aus dem Jahr 2010 (43 Datensätze) wiederholt. Aus ihnen wurde folgende Korrektur berechnet:

$$K = 0,92207 - 1,3580 \cdot 10^{-4} Re + 2,9057 \cdot 10^{-9} Re^2 \quad (2.3)$$

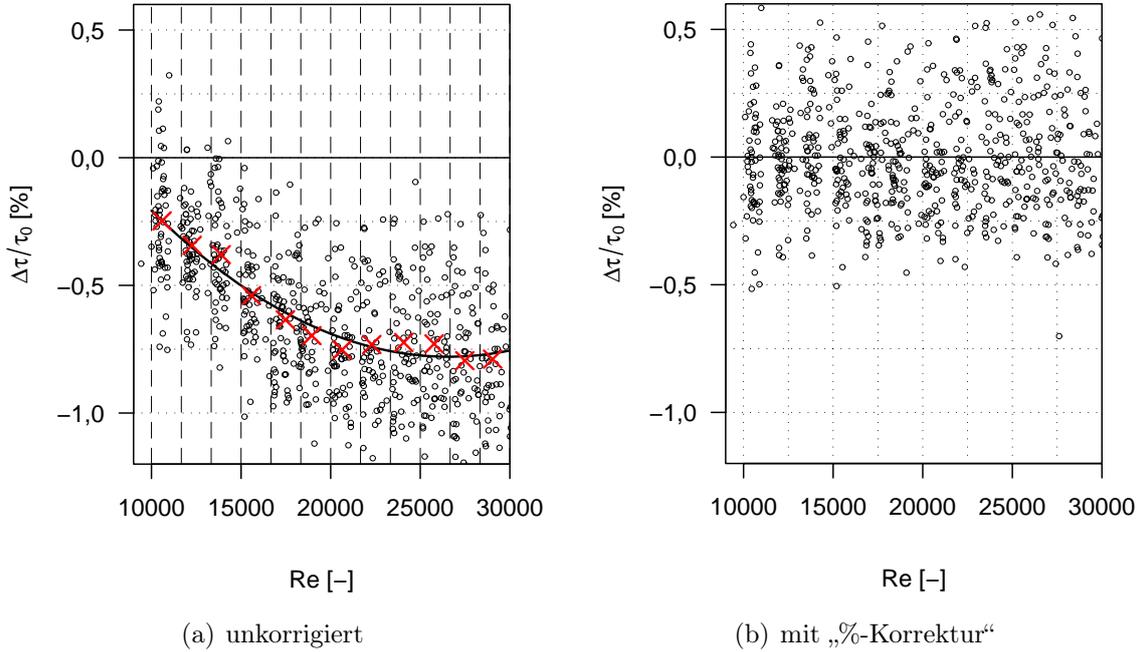


Abbildung 2.6: $\Delta\tau/\tau_0$ der Nullmessungen von 2007 bis 2010 (53 Datensätze); \circ Messwerte, \times Bin-Mittelwerte, — Korrekturfunktion nach Gl. (2.2), - - - Bin-Grenzen

2.4.2 Korrektur der Wandschubspannungen („ $\tau/2$ -Korrektur“)

Eine Korrekturbeziehung lässt sich auch mit den auf Test- und Referenzseite gemessenen integralen Schubspannungen τ_{Test} und τ_{Ref} formulieren. Im linken Diagramm in Abbildung 2.7 sind die unkorrigierten Differenzen $\tau_{\text{Test}} - \tau_{\text{Ref}}$ von 53 Nullmessungen aus den Jahren 2007 bis 2010 geplottet. Bei der Ermittlung der Korrekturfunktion K ist zu beachten, dass sie in der Auswertesoftware mit gleichem Betrag, aber unterschiedlichem Vorzeichen sowohl auf τ_{Test} als auch auf τ_{Ref} angewandt wird:

$$\begin{aligned}
 (\tau_{\text{Test}})_{\text{korr.}} &= (\tau_{\text{Test}})_{\text{unkorr.}} - \frac{K}{2} \\
 (\tau_{\text{Ref}})_{\text{korr.}} &= (\tau_{\text{Ref}})_{\text{unkorr.}} + \frac{K}{2}
 \end{aligned}
 \tag{2.4}$$

Als Datenbasis dienen ebenfalls die zwischen Mai 2007 und Januar 2010 aufgenommene Werte. Aus den o.a. Gründen wird das quadratische Polynom K basierend auf den Bin-Mittelwerten bei Aufteilung des Bereiches $10^4 \leq Re \leq 3 \cdot 10^4$ in 12 äquidistante Bins bestimmt. Man erhält dann folgende Koeffizienten:

$$K = 9,1328 \cdot 10^{-3} - 7,2074 \cdot 10^{-7} Re - 2,3502 \cdot 10^{-12} Re^2
 \tag{2.5}$$

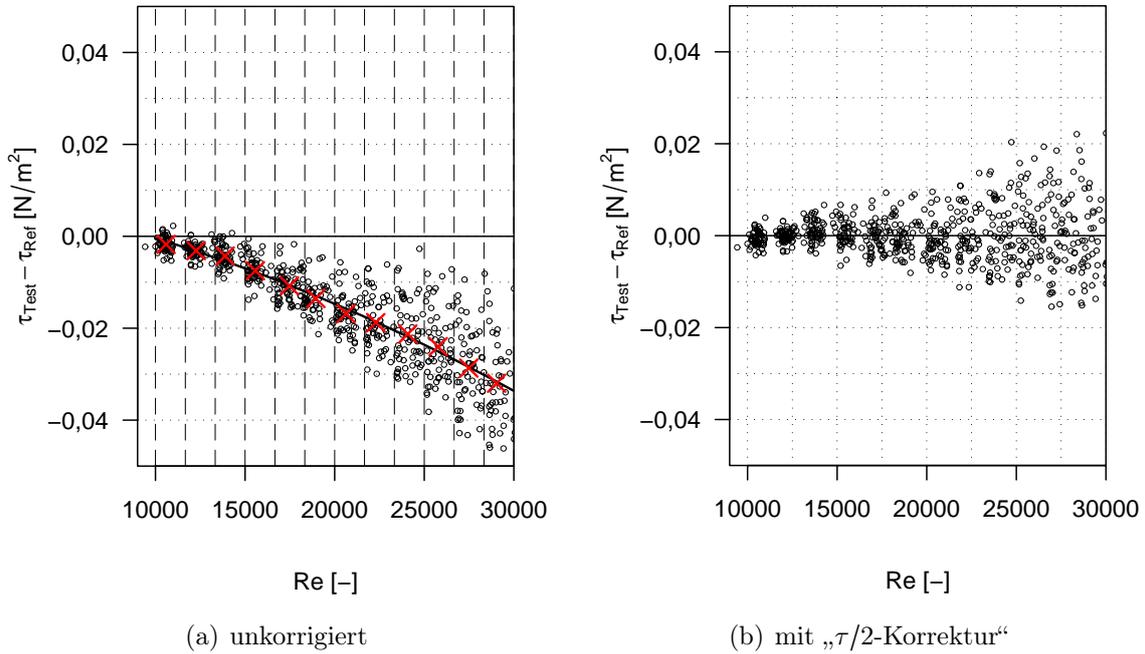


Abbildung 2.7: Wandschubspannungsdifferenz ($\tau_{\text{Test}} - \tau_{\text{Ref}}$) der Nullmessungen von 2007 bis 2010 (53 Datensätze); \circ Messwerte, \times Bin-Mittelwerte, — Korrekturfunktion nach Gl. (2.5), - - - Bin-Grenzen

Die damit berichtigten Werte der Schubspannungsdifferenz sind im rechten Diagramm in Abb. 2.7 zu finden. Die Korrektur wurde vor den Messungen an wellenförmigen Riblets mit den Daten aus dem Jahr 2010 aktualisiert:

$$K = 1,5982 \cdot 10^{-2} - 1,6316 \cdot 10^{-6} Re + 4,0496 \cdot 10^{-12} Re^2 \quad (2.6)$$

2.5 Messgenauigkeit

Die Abschätzung der zu erwartenden Messgenauigkeit der Wandschubspannungsmessungen kann zum einen analytisch durch mathematische Beschreibung aller systematischen und zufälligen Einflüsse auf das Messergebnis erfolgen. Für jede gemessene physikalische Größe wird dabei die zu erwartende maximale Abweichung vom exakten Messwert ermittelt. Der Einfluss auf das Endergebnis $\Delta\tau/\tau_0$ kann dann mit dem *Gaußschen Fehlerfortpflanzungsgesetz* bestimmt werden. Im Sinne der Grenzfehlerrechnung werden dabei die Beträge der Fehleranteile der Einzelmessungen zum Fehler des Endergebnisses addiert. Zum anderen kann die erwartbare Genauigkeit empirisch abgeschätzt werden, indem ein Experiment mit bekanntem Ergebnis

hinreichend oft wiederholt wird. Die Abweichung der tatsächlichen Messwerte vom erwarteten Ergebnis ist dann ein Maß für den mittleren aufgetretenen Fehler. Vorteilhaft bei dieser Methode ist, dass auch mathematisch nicht beschreibbare Einflüsse auf das Messergebnis erfasst werden.

2.5.1 Messgenauigkeit nach dem Fehlerfortpflanzungsgesetz

Die Messkette zur Bestimmung der relativen Widerstandsänderung $\Delta\tau/\tau_0$ ist wie folgt aufgebaut:

- die Größe der Testplatten und die wirksame, mit Riblets besetzte Fläche wird mit einem Messschieber bestimmt
- die Waage verformt und verschiebt sich aufgrund der aufgebrachten Widerstandskräfte und der Elastizität der Federelemente
- ein Weggeber *HBM Q11* erfasst die durch die Summe der Widerstandskräfte von Test- und Referenzplatte auftretende Verschiebung der Waage
- ein Weggeber *HBM Q11* erfasst die durch die Differenz der Widerstandskräfte von Test- und Referenzplatte auftretende Verformung der Waage
- ein Trägerfrequenz-Messverstärker *HBM MGT233* wandelt das Ausgangssignal der Weggeber in eine elektrische Spannung um
- ein Multimeter *Agilent 34970A* misst und digitalisiert die elektrischen Spannungen
- der PC berechnet aus den gemessenen Spannungen die Widerstandsänderung.

Es wird angenommen, dass auf dem glatten Rand der Testplatte die gleiche mittlere Wandschubspannung wirkt wie auf der glatten Referenzplatte und die mit Riblets besetzte Fläche die zu untersuchende, reduzierte Schubspannung erfährt. Die Widerstandsreduktion wird dann aus den Messwerten für die Summen- und Differenzkraft nach folgender Gleichung berechnet:

$$\frac{\Delta\tau}{\tau_0} = \frac{A_{\text{Ref}}}{A_{\text{eff}}} \left(\frac{\Sigma F + \Delta F}{\Sigma F - \Delta F} - 1 \right) \cdot 100\%. \quad (2.7)$$

Die potentiell fehlerbehafteten Größen sind A_{Ref} , A_{eff} , ΣF und ΔF . Allgemein kann der Grenzfehler Δy einer Funktion $y = f(x_1 \dots x_n)$ mehrerer unabhängiger

Eingangsgrößen durch Addition der Beträge der Einzelfehler bestimmt werden. Da die tatsächlichen Einzelfehler i.d.R. nicht bekannt sind, werden stattdessen die maximal möglichen Fehlergrenzen angesetzt. Der Einfluss der Einzelfehler kann als Taylorreihe entwickelt werden, die für kleine Fehler Δx nach dem ersten Glied abgebrochen wird:

$$\Delta(y) = \sum_i \left| \frac{\partial y}{\partial x_i} \right| \cdot \Delta(x_i). \quad (2.8)$$

Der Grenzfehler der Widerstandsreduktion setzt sich damit wie folgt zusammen:

$$\begin{aligned} \Delta\left(\frac{\Delta\tau}{\tau_0}\right) &= \left| \frac{A_{\text{Ref}}}{A_{\text{eff}}} \cdot \frac{2\Delta F}{(\Sigma F - \Delta F)^2} \right| \cdot \Delta(\Sigma F) \\ &+ \left| \frac{A_{\text{Ref}}}{A_{\text{eff}}} \cdot \frac{2\Sigma F}{(\Sigma F - \Delta F)^2} \right| \cdot \Delta(\Delta F) \\ &+ \left| \frac{1}{A_{\text{eff}}} \cdot \left(\frac{\Sigma F + \Delta F}{\Sigma F - \Delta F} - 1 \right) \right| \cdot \Delta(A_{\text{Ref}}) \\ &+ \left| \frac{A_{\text{Ref}}}{A_{\text{eff}}^2} \cdot \left(\frac{\Sigma F + \Delta F}{\Sigma F - \Delta F} - 1 \right) \right| \cdot \Delta(A_{\text{eff}}). \end{aligned} \quad (2.9)$$

Neben den geometrischen Größen A_{Ref} für den gesamten Flächeninhalt der Testoberfläche und A_{eff} für die effektiv mit Riblets besetzte Fläche enthält Gleichung (2.9) auch die Widerstandskräfte ΣF und ΔF , wodurch der Betrag des Grenzfehlers der Widerstandsreduktion abhängig ist vom Anteil der mit Riblets besetzten Fläche an der Gesamtfläche, von Re und $\Delta\tau/\tau_0$. Da stets $\Delta F \ll \Sigma F$ gilt, hat der Fehler in der Bestimmung der Summenkraft $\Delta(\Sigma F)$ einen sehr viel geringeren Einfluss auf das Endergebnis als der Fehler $\Delta(\Delta F)$. Für den Fall zweier Testplatten mit identischem Widerstandsverhalten (z.B. bei der Referenzmessung mit zwei glatten Oberflächen) ist der Fehler in der Bestimmung der Widerstandsreduktion unabhängig vom Fehler der Summenkraftmessung. Auch die Einflüsse der ungenauen Bestimmung der Plattenfläche verschwinden in diesem Fall.

Die Summe und die Differenz der Widerstandskräfte wird aus der Differenz der Ausgangsspannung E der Weggeber im be- und entlasteten Zustand der Waage durch Anbringen der linearen Kalibrierfunktion bestimmt. Zur Kompensation der Nullpunktdrift der Waage wird die Ausgangsspannung der Weggeber im unbelasteten Zustand sowohl vor als auch nach der Messung des belasteten Zustandes bestimmt und das Ergebnis arithmetisch gemittelt. Der Grenzfehler der Kraftmessung kann

somit wie folgt bestimmt werden:

$$F = C \cdot \left(E - \frac{1}{2} (E_{0,\text{vor}} + E_{0,\text{nach}}) \right) \quad (2.10)$$

$$\begin{aligned} \Delta(F) &= \left| E - \frac{1}{2} (E_{0,\text{vor}} + E_{0,\text{nach}}) \right| \cdot \Delta(C) \\ &\quad + |C| \cdot \Delta(E) \\ &\quad + \left| C \cdot \frac{1}{2} \right| \cdot \Delta(E_{0,\text{vor}}) \\ &\quad + \left| C \cdot \frac{1}{2} \right| \cdot \Delta(E_{0,\text{nach}}) \end{aligned} \quad (2.11)$$

Es gilt $\Delta(E) = \Delta(E_{0,\text{vor}}) = \Delta(E_{0,\text{nach}})$, da alle Spannungsmessungen mit dem selben Voltmeter durchgeführt werden. Man erhält:

$$\Delta(F) = \left| E - \frac{1}{2} (E_{0,\text{vor}} - E_{0,\text{nach}}) \right| \cdot \Delta(C) + |2C| \cdot \Delta(E) \quad (2.12)$$

Die Kalibrationskoeffizienten C werden vor jeder Messung ermittelt, indem die Waage mit Wägestücken bekannter Masse in insgesamt acht verschiedenen Kombinationen belastet und die Ausgangsspannungen der Weggeber aufgezeichnet werden. Die Masse der Wägestücke ist auf ± 5 mg genau bekannt. Damit ist das Übertragungsverhalten der Messkette bestehend aus Schubspannungswaage, Weggebern, Messverstärker und Multimeter definiert. In Abbildung 2.8 ist ein typisches Ergebnis der Kalibration gezeigt. Der Abstand der einzelnen Messpunkte von der Interpolationsgeraden ist 100-fach vergrößert als Fehlerbalken eingetragen, seine mittlere Größe beträgt 0,058 g für die Summen- und 0,030 g für die Differenzkraftmessung.

Diese Werte werden für den Fehleranteil $|E - 0,5 (E_{0,\text{vor}} - E_{0,\text{nach}})| \cdot \Delta(C)$ in Gleichung (2.12) angesetzt. Bei einer angenommenen Ungenauigkeit von $\Delta(E) = 10^{-5}$ V und Anstiegen von $C_1 \approx 250$ g/V für die Summe und $C_2 \approx 50$ g/V für die Differenzkraft betragen die Einzelfehler der Kraftmessung:

$$\Delta(\Sigma F) = 0,063 \text{ g}$$

$$\Delta(\Delta F) = 0,031 \text{ g}$$

Der Einzelfehler der Flächenbestimmung ergibt sich bei angenommener Genauigkeit von $\pm 0,1$ mm für die Messung von Länge (500 mm) und Breite (400 mm) der

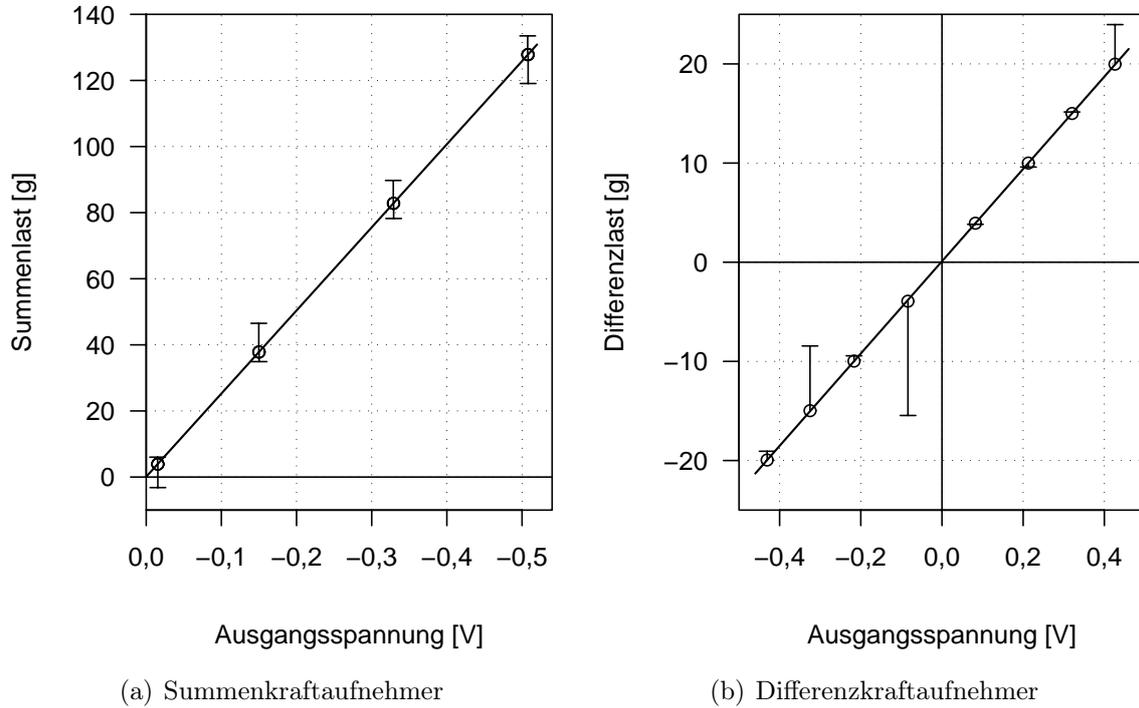


Abbildung 2.8: Kalibriergeraden für die Widerstandsmessung; \circ Messwerte, — lineare Interpolation, Fehlerbalken 100-fach überhöht

Testplatte bzw. der wirksamen Ribletfläche zu:

$$A = L \cdot B \quad (2.13)$$

$$\Delta(A) = |B| \cdot \Delta(L) + |L| \cdot \Delta(B) \quad (2.14)$$

$$\text{mit } \Delta(L) = \Delta(B) \equiv 0,1 \text{ mm}$$

$$\Delta(A_{\text{Ref}}) = \Delta(A_{\text{eff}}) = 90 \text{ mm}^2 \quad (2.15)$$

Nun werden noch repräsentative Werte für ΣF und ΔF als Funktion von Re und $\Delta\tau/\tau_0$ benötigt. Hierzu wurde Gleichung (2.24) aus Abschnitt 2.7.1 als Näherungswert für die Wandschubspannung auf der glatten Referenzplatte verwendet. Die erwarteten Schubspannungen auf dem mit Riblets besetzten Teil der Testplatte können dann unter Beachtung der Flächenwichtung als Funktion von Re und $\Delta\tau/\tau_0$ berechnet werden. Mit der Kenntnis beider Schubspannungen und der typischen Flächeninhalte $A_{\text{Ref}} = 0,2 \text{ m}^2$ und $A_{\text{eff}} = 0,1875 \text{ m}^2$ wird die erwartete Summen- und Differenzkraft an der Waage berechnet.

$$\begin{aligned}\Sigma F &= (2A_{\text{Ref}} - A_{\text{eff}}) \cdot \tau_0 + A_{\text{eff}} \cdot \tau_{\text{Test}} \\ \Delta F &= A_{\text{eff}} \cdot \tau_0 - A_{\text{eff}} \cdot \tau_{\text{Test}} \\ \text{mit: } \tau_{\text{Test}} &= \left(1 - \frac{\Delta\tau}{\tau_0}\right) \cdot \tau_0 \\ \Sigma F &= \left(2A_{\text{Ref}} - \frac{\Delta\tau}{\tau_0} A_{\text{eff}}\right) \cdot \tau_0\end{aligned}\tag{2.16}$$

$$\Delta F = \frac{\Delta\tau}{\tau_0} A_{\text{eff}} \cdot \tau_0\tag{2.17}$$

In Abbildung 2.9 sind für vier ausgewählte Widerstandsreduktionen von 0, 1%, 5% und 10% die nach Gleichung (2.16) und (2.17) berechneten Werte aufgetragen. Damit lässt sich nun der maximal zu erwartende absolute Fehler der Widerstandsreduktion anhand von Gleichung (2.9) explizit berechnen. In Abbildung 2.10 sind die Resultate für vier verschiedene Widerstandsverminderungen gezeigt.

Ein Lesebeispiel: der bei einer Reynoldszahl von $Re = 10^4$ erhaltenen Widerstandsverminderung von $\Delta\tau/\tau_0 = 5\%$ ist ein absoluter Fehler von $\Delta(\Delta\tau/\tau_0) = 0,3\%$ zugeordnet. Das vollständige Messergebnis lautet also $\Delta\tau/\tau_0 = 5 \pm 0,3\%$. Dieser Gesamtfehler ist die Summe aus 0,28% Fehler aus der Differenzkraftmessung, 0,013% Fehler durch die Bestimmung der Summenkraft und 0,0024% bzw. 0,0026% Fehler aufgrund der ungenauen Bestimmung der Flächen A_{Ref} und A_{eff} .

Allgemein ist es für praktische Zwecke bei kleinem $\Delta\tau/\tau_0$ zulässig, den Fehler in der Bestimmung der Widerstandsänderung als Fehler ausschließlich der Differenzkraftmessung anzunähern. Damit vereinfacht sich Gleichung (2.9) zu:

$$\Delta\left(\frac{\Delta\tau}{\tau_0}\right) \approx \left| \frac{A_{\text{Ref}}}{A_{\text{eff}}} \cdot \frac{2\Sigma F}{(\Sigma F - \Delta F)^2} \right| \cdot \Delta(\Delta F).\tag{2.18}$$

Diese Gleichung enthält implizit noch die Parameter Re und $\Delta\tau/\tau_0$. Der absolute Messfehler kann somit für konkrete Messungen anhand von Geometrieparametern und den Messwerten ΣF und ΔF berechnet werden.

2.5.2 Messgenauigkeit aus statistischen Analysen

Zur Analyse der Widerstandsmessungen im Ölkanal bieten sich die regelmäßig durchgeführten Referenzmessungen an zwei identischen, glatten Platten als Datenbasis an. Die um die Nullpunktkorrektur nach Abschnitt 2.4.1 bereinigten Werte aus Abbildung 2.6 enthalten nur noch den zufälligen Fehler, der als Abweichung der

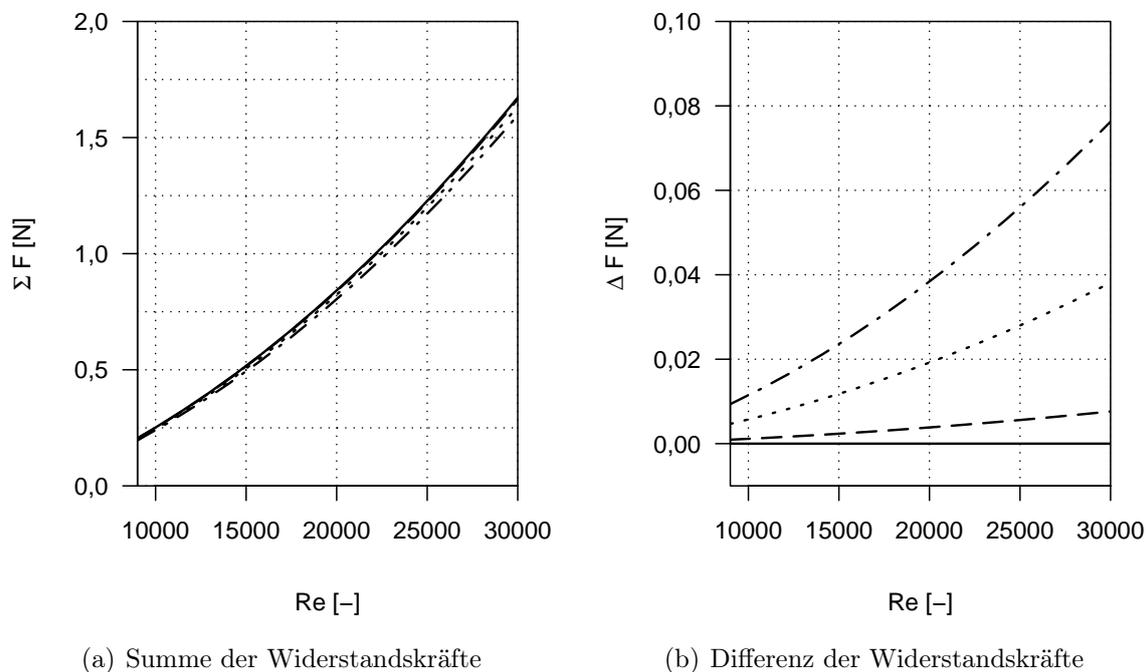
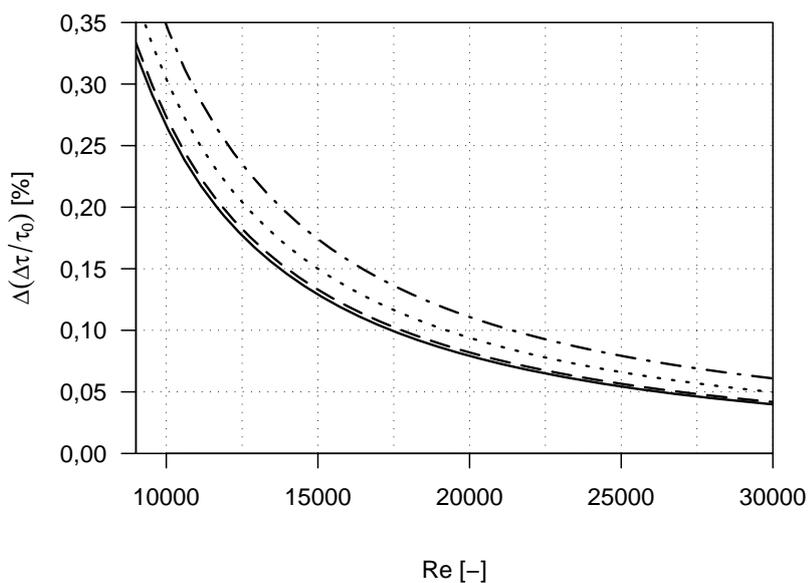


Abbildung 2.9: Waagenkräfte als Funktion von Re ; — $\Delta\tau/\tau_0 = 0$, --- 1%, 5%, -.-.- 10%

Abbildung 2.10:
absoluter Fehler $\Delta\left(\frac{\Delta\tau}{\tau_0}\right)$
für die Bestimmung der
Widerstandsverminde-
rung; — $\Delta\tau/\tau_0 = 0$,
--- 1%, 5%,
-.-.- 10%



Datenpunkte von der Linie $\Delta\tau/\tau_0 = 0$ wahrzunehmen ist. Deren Streuung beträgt maximal $+0,68\%/ -0,7\%$. Für diese insgesamt 664 korrigierten Einzelwerte wurden nun die Summenhäufigkeiten bei Unterteilung des Wertebereichs $-0,7\% \leq \Delta\tau/\tau_0 \leq 0,7\%$ in Bins mit $0,05\%$ Breite ermittelt. Die Daten unterliegen näherungsweise einer *Gaußschen* Normalverteilung und wurden in Abbildung 2.11 mit einer Funktion nach Gleichung (2.19) interpoliert.

$$y = C_1 \cdot \left(\frac{1}{\sqrt{2\pi} \cdot C_2} \exp\left(-\frac{1}{2} \frac{(x - C_3)^2}{C_2^2}\right) \right) \quad (2.19)$$

Der Parameter C_1 entspricht dabei einem Skalierungsfaktor, C_2 ist die Standardabweichung der Daten und C_3 der Erwartungswert. Die Interpolation ergab einen Erwartungswert von $-0,03\%$ und eine Standardabweichung von $0,21\%$. Damit ist gezeigt, dass die Prozentkorrektur geeignet ist, den systematischen Trend aus den Daten zu entfernen. Der Betrag des mittleren zufälligen Fehlers beträgt $0,2\%$. Diese Fehler werden z.B. durch Schwankungen der Umgebungsbedingungen, Einbaufehler der Testoberflächen oder großskalige Änderungen in den Strömungseigenschaften, die durch ungenügende Messdauer den Mittelwert des Reibungswiderstandes verfälschen, erzeugt.

Sowohl die mathematische Analyse der einzelnen Fehlereinflüsse auf das Endergebnis Widerstandsverminderung als auch die empirische Untersuchung einer großen Anzahl von Experimenten mit bekanntem Ausgang liefern näherungsweise gleiche Aussagen. Die Genauigkeit der Ergebnisse für die Unterschiede im Reibungswiderstand kann pauschal als besser als $\pm 0,3\%$ angegeben werden.

2.6 Stoffeigenschaften des Öles

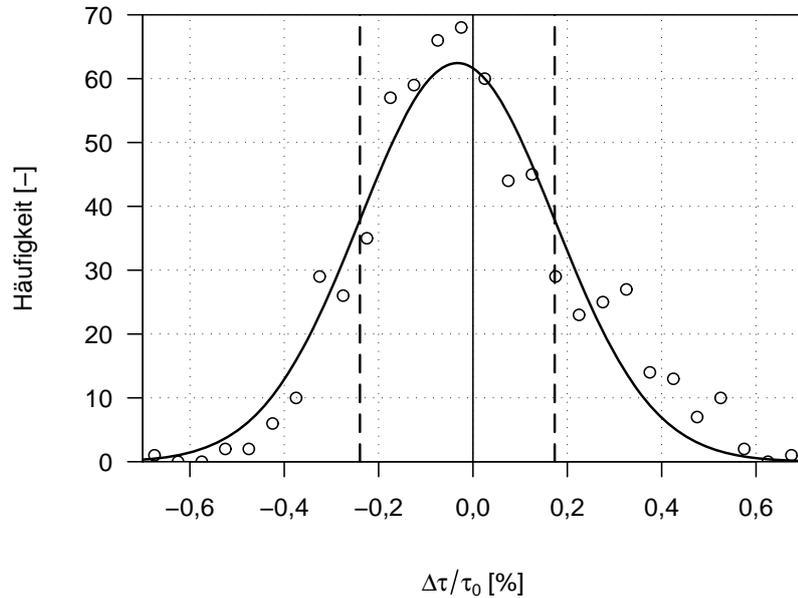
2.6.1 Dichte

Die Dichte des Weißöles⁴ wurde mittels eines Rundkolbens von $100 \pm 0,1$ ml Volumens und einer Analysewaage bei zwei Temperaturen bestimmt. Die Temperierung der Proben erfolgte im Wasserbad eines Thermostaten. Der Rundkolben inkl. Stopfen hatte leer eine Masse von $m_K = 58,4999$ g. Für die Gesamtmasse m_{ges} von Kolben und Öl wurden die Werte nach Tabelle 2.1 bestimmt und daraus die Dichte berechnet.

⁴COX Mineralöl TEC20, Fa. DEA Mineralöl AG

Abbildung 2.11:

Summenhäufigkeiten
für korrigierte Daten
aus Abbildung 2.6;
○ Häufigkeiten,
— Interpolation
nach Gleichung (2.19),
- - - Standardabweichung



Bei als linear angenommener Abhängigkeit der Dichte von der Temperatur kann $\varrho = f(\vartheta)$ nach Gleichung (2.20) ermittelt werden:

$$\frac{\varrho}{\text{kg/m}^3} = 848,6 - 0,63 \cdot \frac{\vartheta}{^\circ\text{C}} \quad (2.20)$$

Im Ölkanal-Messprogramm wird für den in Frage kommenden Wertebereich für die Öltemperatur die Dichteänderung des Öles vernachlässigt und $\varrho = 836 \text{ kg/m}^3$ verwendet.

Das Ergebnis der durchgeführten Messung laut Gleichung (2.20) ist in Abbildung 2.12 mit den Daten von Bruse [9] basierend auf einem Wert aus dem Datenblatt des Herstellers für 15°C und einer Messung der Uni Essen bei 20°C verglichen. Es ergab sich ein um 30% geringerer Temperaturgradient der Dichte. Ob die Abweichungen auf Ungenauigkeiten der Datenblatt- bzw. Messwerte beruhen oder aber auf einen Alterungsprozess des Öles zurückzuführen sind, kann nicht geklärt werden.

Tabelle 2.1:

Messwerte zur Dichtebestimmung des
Weißöles

| Nr. | ϑ [$^\circ\text{C}$] | m_{ges} [g] | ϱ [kg/m^3] |
|-----|----------------------------------|----------------------|-------------------------------|
| 1 | 20,0 | 142,1033 | 836,0 |
| 2 | 68,1 | 139,0732 | 805,7 |

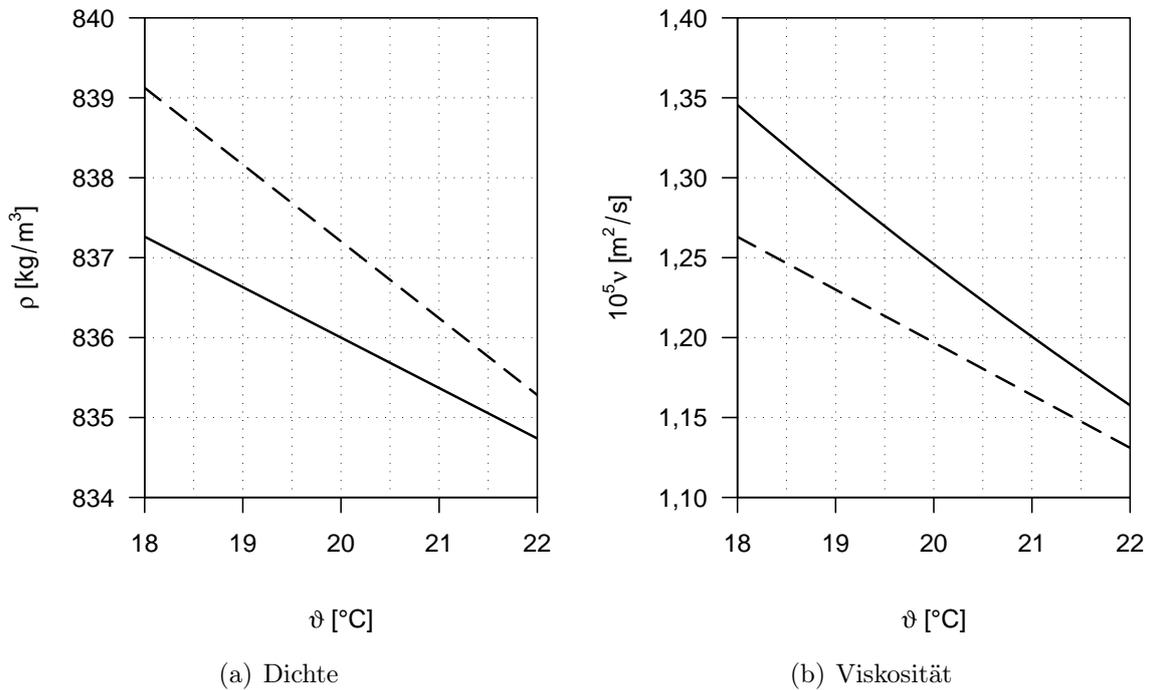


Abbildung 2.12: Vergleich der Stoffwerte nach Bruse mit aktueller Messung; — Ergebnisse nach Gleichung (2.20) bzw. (2.23), - - - Daten nach Bruse [9]

2.6.2 Viskosität

Mittels eines Rotationsviskosimeters wurde am 7. 10. 2009 die dynamische Viskosität einer Ölprobe bei Temperaturen zwischen 15°C und 25°C bestimmt.

Messgerät : Rheolab QC, Ser.-nr. 80123781

Firmware : Vers. 1.22

Messsystem : DG42, Ser.-nr. 7517

Das Messgerät wurde freundlicherweise vom Fachgebiet Verfahrenstechnik der TU Berlin zur Verfügung gestellt. Das Messprinzip beruht auf der Erzeugung einer Couette-Strömung im Ringspalt zwischen einem feststehenden Hohlzylinder und einer darin berührungsfrei drehenden Glocke. Durch Veränderung der Drehzahl der Glocke können verschiedene Schubspannungen von 0,5 Pa bis 5 Pa eingestellt werden. Das zur Drehung mit vorgegebener Drehzahl benötigte Drehmoment ist ein Maß für die dynamische Viskosität der untersuchten Flüssigkeitsprobe.

Im linken Diagramm von Abbildung 2.13 sind die erhaltenen Messwerte für η dargestellt. Man erkennt, dass es sich beim verwendeten Öl strenggenommen nicht um ein *Newtonsches Fluid* handelt, da die Viskosität nicht nur von der Temperatur, sondern auch von der Scherrate bzw. Schubspannung abhängig ist. Der Scherrateneinfluss ist dabei von gleicher Größenordnung wie der Temperatureinfluss.

Mit der (ebenfalls temperaturabhängig angenommenen) Dichte kann aus η die kinematische Viskosität ν berechnet werden. Im rechten Diagramm von Abbildung 2.13 sind die berechneten Werte für ν geplottet. Um ν im Ölkanal-Messprogramm online bestimmen zu können, ist es nötig, die Werte durch einen Gleichungsansatz zu interpolieren. Ohne Berücksichtigung physikalischer Zusammenhänge sollen Potenzfunktionen als Fit verwendet werden. Es wird angenommen, dass Temperatur und Schubspannung unabhängige Einflussgrößen sind, d.h. in der Interpolationsfunktion (2.21) keine gemischten Terme von ϑ und τ auftreten.

$$\nu(\vartheta, \tau) = C_1 + C_2 \cdot (\vartheta - C_3)^{C_4} + C_5 \cdot (\tau - C_6)^{C_7} \quad (2.21)$$

Basierend auf der Fehlerquadratmethode können aus den 8 Messungen à 31 Messpunkten die sieben Koeffizienten bestimmt werden. Man erhält folgende zugschnittene Größengleichung für ν :

$$\frac{\nu}{[\text{m}^2/\text{s}]} = 10^{-5} \cdot \left[\begin{array}{l} 3,0232 - 0,8283 \cdot \left(\frac{\vartheta}{[^\circ\text{C}]} - 8,4185 \right)^{0,3073} \\ -0,1231 \cdot \left(\frac{\tau}{[\text{Pa}]} - 1,1732 \right)^{-1,9997} \end{array} \right] \quad (2.22)$$

Aus praktischen Erwägungen wird im Ölkanal-Messprogramm der Einfluss der Schubspannung auf die Viskosität des Weißöles vernachlässigt. Entsprechend ergibt sich für ν folgende Näherungsfunktion:

$$\frac{\nu}{[\text{m}^2/\text{s}]} = 10^{-5} \cdot \left[3,2440 - 0,9893 \cdot \left(\frac{\vartheta}{[^\circ\text{C}]} - 7,9277 \right)^{0,2822} \right] \quad (2.23)$$

Von Bruse [9] wird basierend auf Messungen der Viskosität an der Uni Essen bei 20°C und auf Daten von Makris [32] für verschiedene Temperaturen ein linearer Zusammenhang zwischen ν und ϑ entwickelt. Ein Einfluss der Schubspannung auf die Viskosität wurde nicht dokumentiert.

Die Ergebnisse für die Viskosität des Öles entsprechend der Gleichung (2.23) sind in Abbildung 2.12 mit den bisher verwendeten Daten nach [9] verglichen. Es ist

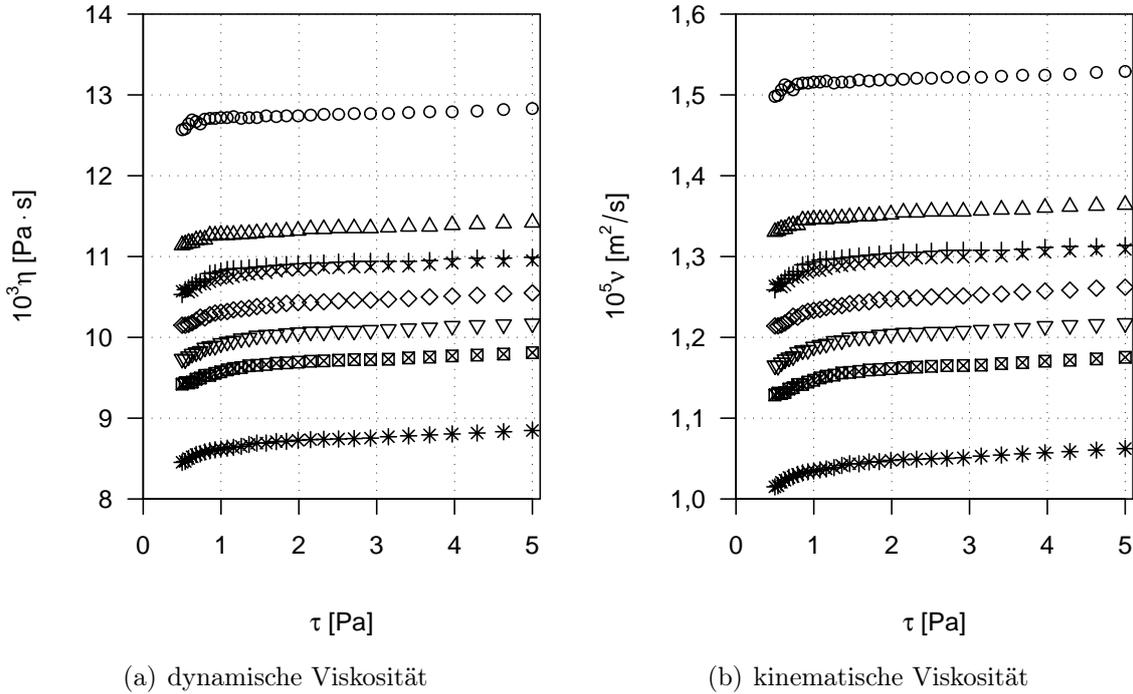


Abbildung 2.13: Abhängigkeit der Viskosität von ϑ und τ ; \circ 15°C, \triangle 18°C, $+$ 19°C (1), \times 19°C (2), \diamond 20°C, ∇ 21°C, \boxtimes 22°C, $*$ 25°C

festzustellen, dass die aktuell ermittelten Werte für die Viskosität, die auf einer erweiterten Datenbasis beruhen, deutlich größer sind als die von Bruse festgestellten. Es erscheint sinnvoll, künftig z.B. jährlich eine Kontrolle der Viskosität des Öles durchzuführen, um Veränderungen der Stoffeigenschaften des Fluids feststellen zu können.

2.6.3 Temperatur- und Schubspannungseinfluss auf die Viskosität

Wenn man die kinematische Viskosität bei 20°C und 2 Pa als Referenzwert definiert, kann durch Variation von ϑ und τ die relative Änderung von ν anhand der Gleichung (2.22) berechnet werden. In Abbildung 2.14 sind für den Wertebereich von $18 \leq \vartheta \leq 22^\circ\text{C}$ und $0 \leq \tau \leq 5 \text{ Pa}$ die relative Änderung von ν bezogen auf den Referenzwert dargestellt.

Der Zusammenhang zwischen Temperatur und Viskosität ist im untersuchten Parameterbereich näherungsweise linear und eine Änderung der Temperatur um 1 K bewirkt eine Änderung von ν um etwa 3,7%. Der Einfluss von τ ist nicht linear

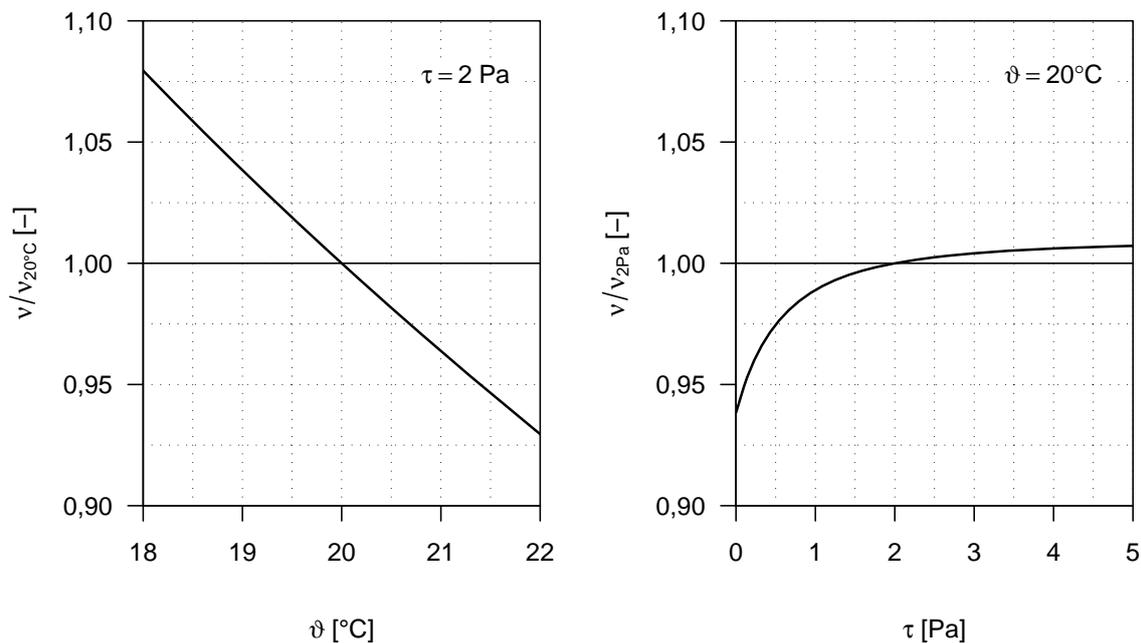


Abbildung 2.14: relative Viskositätsänderung des Weißöles als Funktion von ϑ und τ

und eine nennenswerte Änderung von ν ist nur bei den kleinsten Schubspannungen zu beobachten. Zum Beispiel beträgt der Unterschied zwischen der Viskosität bei $\tau = 0,5 \text{ Pa}$ und dem Referenzwert bei 2 Pa $-2,5\%$, für $\tau = 5 \text{ Pa}$ jedoch nur $+0,7\%$. Die Vernachlässigung des Schubspannungseinflusses auf die Viskosität des Öles ist daher gerechtfertigt, solange bei hinreichend großen Reynoldszahlen und damit ausreichend großen Wandschubspannungen gemessen wird.

2.7 Strömungseigenschaften des Ölkanals

2.7.1 Wandschubspannung glatter Oberflächen

Zur Überwachung der Strömungseigenschaften des Ölkanals und zur Ermittlung der Kanalkorrekturen (vgl. Abschnitt 2.4) werden regelmäßig Wandschubspannungsmessungen an zwei identischen, glatten Testplatten ausgeführt. Die mit Korrektur nach Abschnitt 2.4.2 versehenen Werte für die Wandschubspannung der glatten Referenzoberfläche als Funktion der mit Kanalbreite und mittlerer Geschwindigkeit gebildeten Reynoldszahl sind in Abbildung 2.15 für zehn beliebig aus den Messungen der Jahre 2009 und 2010 gewählte Messreihen gezeigt.

Durch Interpolation der Messwerte erhält man ein Polynom nach Gleichung (2.24).

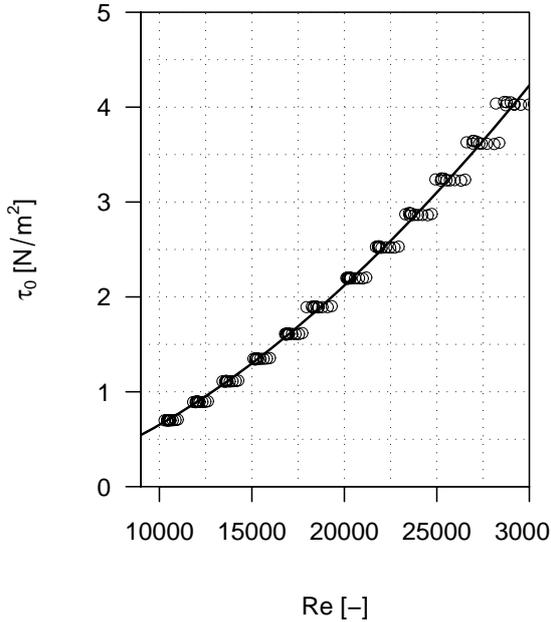


Abbildung 2.15: τ_0 für zehn beliebig gewählte Messreihen; \circ Messwerte, — Interpolation nach Gl. (2.24)

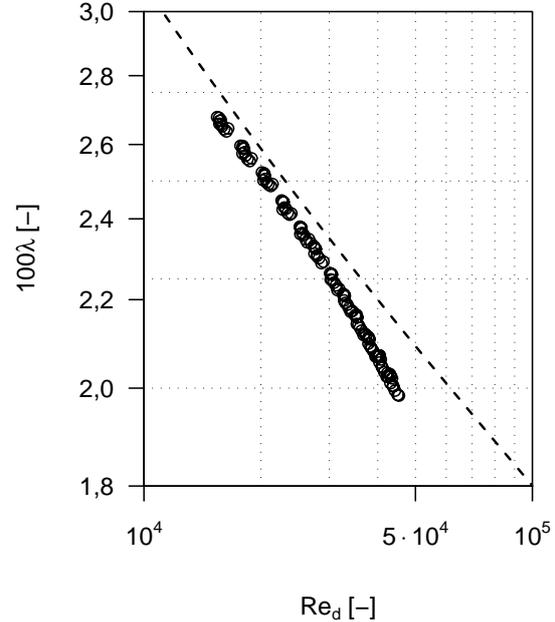


Abbildung 2.16: λ_0 für zehn beliebig gewählte Messreihen; \circ Messwerte, --- Widerstandsgesetz glatter Rohre nach Gl. (2.25)

Diese Funktion wird u.a. benötigt, um bei der Konstruktion einer Versuchsoberfläche den zum Erreichen einer bestimmten dimensionslosen Ribletweite s^+ bei vorgegebener Reynoldszahl nötigen Ribletabstand s bestimmen zu können:

$$\tau_0 = 1,008 \cdot 10^{-7} \cdot Re^{1,7026} \quad (2.24)$$

Zum Vergleich der gemessenen Wandschubspannungen im Ölkanal mit Literaturwerten kann auf die Veröffentlichung von Nikuradse [37] zurückgegriffen werden. Nikuradse führte Druckverlustmessungen an von Wasser durchströmten glatten Rohren aus und entwickelte daraus das für den Bereich turbulenter Strömung mit Reynoldszahlen bis etwa 10^8 gültige Widerstandsgesetz für glatte Rohre:

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda_0}} = 2,0 \lg \left(Re_d \sqrt{\lambda_0} \right) - 0,8 \quad (2.25)$$

Der Vergleich von Daten aus Experimenten in Kanal- und Rohrströmung kann nur näherungsweise basierend auf dem Konzept des *äquivalenten hydraulischen Durchmessers* erfolgen. Bei Annahme eines auf vier Seiten begrenzten rechteckigen Kanalquerschnittes mit einer Höhe von 0,75 m und einer Breite von $l = 0,25$ m erhält

man den hydraulischen Durchmesser d_h zu:

$$d_h = \frac{4 \cdot \text{Querschnittsfläche}}{\text{benetzter Umfang}} = 0,375 \text{ m} \quad (2.26)$$

Durch Aufstellen des Kräftegleichgewichts am Volumenelement kann aus den Messwerten für die Wandschubspannung glatter Oberflächen τ_0 der Rohrreibungskoeffizient glatter Rohre λ_0 wie folgt berechnet werden:

$$\lambda_0 = \frac{8\tau_0}{\rho \bar{u}_b^2} \quad (2.27)$$

Wenn weiterhin Re in eine auf den Rohrdurchmesser bezogene Reynoldszahl Re_d umgerechnet wird, können die Widerstandsdaten glatter Testplatten in das sog. Nikuradse-Diagramm nach Abbildung 2.16 eingetragen werden. Es ist zu erkennen, dass das Konzept des äquivalenten hydraulischen Durchmessers geeignet ist, Wandschubspannungswerte glatter Oberflächen trotz unterschiedlicher Grenzschichttypen quantitativ miteinander zu vergleichen. Es ergibt sich aber für die im Ölkanal gewonnenen Messwerte ein qualitativ anderer Trend bei Variation der Reynoldszahl, τ_0 bzw. λ_0 sinken stärker mit zunehmendem Re als nach Gl. (2.25) zu erwarten wäre. Dieser Unterschied zwischen der realen Strömung im Ölkanal und den kanonischen Referenzdaten ist auf die unterschiedlichen Strömungstypen Rohr- bzw. Kanalströmung und die Grenzen des Konzepts des hydraulisch äquivalenten Durchmessers zurückzuführen. Durch die gleichzeitige Messung der Widerstandskraft an glatter und strukturierter Testoberfläche im Ölkanal werden daraus sich ergebende Unsicherheiten in der Bestimmung der Wandschubspannungsänderung umgangen und eine hohe Genauigkeit des Messergebnisses $\Delta\tau/\tau_0$ erreicht.

2.7.2 Mittlere Geschwindigkeit und Turbulenzeigenschaften der Kanalströmung

Zur Bestimmung der relativen Widerstandsänderung $\Delta\tau/\tau_0$ und der zugehörigen dimensionslosen Ribletweite s^+ ist die Kenntnis der Strömungsgeschwindigkeit nicht nötig. Beide Daten können aus den Widerstandskräften der Testplatten gewonnen werden. Die Kanalgeschwindigkeit wird nur zur Berechnung von Re verwendet, Genauigkeitsanforderungen werden dabei nicht gestellt. In der Steuerungs- und Auswertesoftware des Ölkanals wird die mittlere Kanalgeschwindigkeit \bar{u}_b (*bulk velocity*) aus der Drehzahl des Antriebsmotors n und der Viskosität des Fluids ermittelt.

Basierend auf Messungen mit einem Prandtlrohr gibt Bruse in [9] für die Messstrecke mit Druckgradientensteuerung folgende Näherungsformel an:

$$\frac{\bar{u}_b}{\text{m/s}} = 4,003 \cdot 10^{-5} \cdot \left(\frac{n}{1/\text{min}} \right)^{1,205} \cdot \left(\frac{\nu}{\text{m}^2/\text{s}} \right)^{-0,205} \quad (2.28)$$

Das sich tatsächlich in der Messstrecke mit zwei glatten Testplatten und Druckgradientensteuerung einstellende dreidimensionale Geschwindigkeitsfeld wurde zeitlich hochaufgelöst mittels *Particle Image Velocimetry* untersucht. Der Messaufbau entsprach der in Abschnitt 2.2 beschriebenen Konfiguration.

Die Geschwindigkeitsmessungen wurden bei fünf verschiedenen Kanalgeschwindigkeiten durchgeführt. Tabelle 2.2 enthält eine Aufstellung der Antriebsdrehzahlen, den aus den Gleichungen (2.28) und (2.24) berechneten \bar{u}_b und τ_0 (siehe Abschnitt 2.7.1) sowie von Re und dem mit der Wandschubspannungsgeschwindigkeit $u_\tau = \sqrt{\tau_0/\rho}$ und Höhe des Geschwindigkeitsprofils, also halber Kanalbreite, gebildeten Re_τ . Die Stoffwerte des Fluids zur Berechnung dieser Daten sind nach Gleichung (2.20) und (2.23) ermittelt.

Es wurden für jede Kanalgeschwindigkeit 4099 Doppelbilder mit einer konstanten Abtastrate von 12 Hz aufgezeichnet. Zur Auswertung wurde ein Ausschnitt von 108 mm Ausdehnung in Spannweitenrichtung und Wandabständen von 0,9 mm bis 80 mm verwendet. Aus den von Ausreißern bereinigten Zeitsignalen für die drei Komponenten des Geschwindigkeitsvektors werden nach Gleichung (2.29) die lokale zeitlich gemittelte Geschwindigkeit und nach Gl. (2.30) deren Standardabweichung (*root-mean-square*) bestimmt. Aus den Geschwindigkeitsfluktuationen kann nach Gleichung (2.31) die turbulente kinetische Energie ermittelt werden.

| Nr. | n [U/min] | \bar{u}_b [m/s] | Re [-] | τ_0 [Pa] | u_τ [m/s] | Re_τ [-] |
|-----|-----------|-------------------|----------|---------------|----------------|---------------|
| 1 | 300 | 0,39 | 7856 | 0,43 | 0,0227 | 228 |
| 2 | 420 | 0,59 | 11783 | 0,86 | 0,0321 | 322 |
| 3 | 540 | 0,79 | 15951 | 1,44 | 0,0415 | 417 |
| 4 | 680 | 1,05 | 21058 | 2,31 | 0,0526 | 528 |
| 5 | 800 | 1,28 | 25614 | 3,23 | 0,0622 | 624 |

Tabelle 2.2: Übersicht über die PIV-Messungen an glatten Oberflächen

$$\bar{u} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n u_i \quad (2.29)$$

$$RMS(u) = \sqrt{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n u_i'^2} \quad (2.30)$$

$$TKE = \frac{1}{2} (\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2}) \quad (2.31)$$

In Abbildung 2.17 sind die spannweitig gemittelten Geschwindigkeitsprofile für \bar{u} gezeigt. Für alle Drehzahlen ist ein für turbulente Grenzschichten typisches „völliges“ Profil zu erkennen, dessen Verlauf mit der erwarteten mittleren Kanalgeschwindigkeit \bar{u}_b gut übereinstimmt.

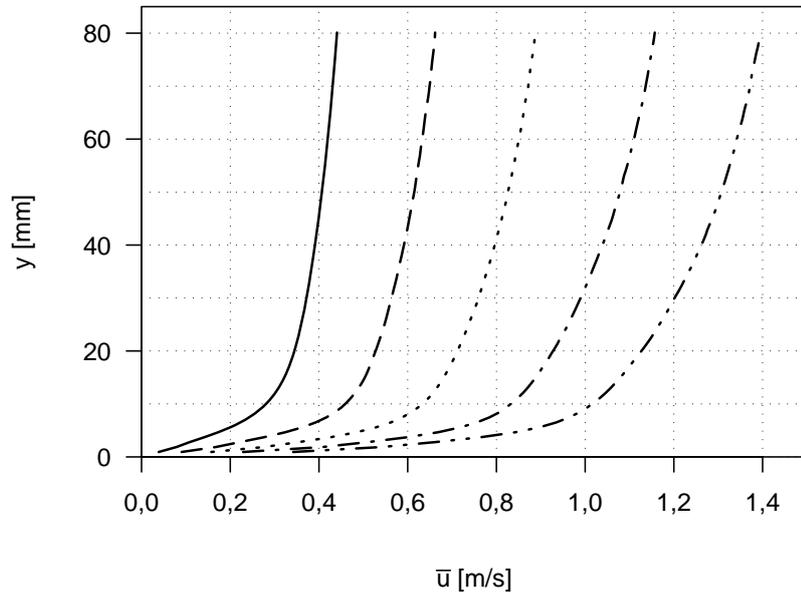
Durch Normierung mit u_τ wird aus den gemessenen dimensionsbehafteten Daten die dimensionslose Geschwindigkeit \bar{u}^+ berechnet. Für diese Größe liegen Vergleichsdaten aus einer DNS-Simulation einer Kanalströmung von Moser et al. [36] bei ähnlichen Re_τ vor. Da während der PIV-Messung nicht zeitgleich Widerstandsmessungen durchgeführt werden konnten, muss die zur Normierung verwendete Schubspannungsgeschwindigkeit aus den Näherungsbeziehungen nach Gl. (2.28) und (2.24) ermittelt werden, die wiederum Annahmen für die Stoffwerte des Fluids enthalten. Die Bestimmung von u_τ ist somit mit größeren Unsicherheiten behaftet. Die im oberen Diagramm von Abbildung 2.18 logarithmisch aufgetragenen dimensionslosen Werte für \bar{u}^+ und der dimensionslose Wandabstand y^+ sind mit um 4% höheren Werten für u_τ als nach Tabelle 2.2 berechnet, wodurch für die fünf Messreihen eine sehr gute Übereinstimmung mit den Simulationsdaten von Moser erreicht wird. In Experiment und Simulation wird nur ein vernachlässigbar kleiner Einfluss von Re auf das dimensionslose Geschwindigkeitsprofil beobachtet.

Für die Standardabweichung von \bar{u}^+ wird ein deutlicherer Einfluß von Re erwartet. Die im mittleren Diagramm von Abb. 2.18 dargestellten Simulationsergebnisse sind bei $Re_\tau = 180$ und 590 gewonnen, was in etwa der kleinsten und größten Kanalgeschwindigkeit der PIV-Messungen entspricht. Der Maximalwert der Standardabweichung, der im Bereich des *buffer layer* bei einem Wandabstand von etwa 15 viskosen Einheiten liegt, wird in den Messungen gut wiedergegeben. Die in der Simulation geringfügig höheren Maxima von $RMS(u^+)$ bei $Re_\tau = 590$ können womöglich aufgrund der begrenzten Dynamik des PIV-Systems nicht in den Messungen reproduziert werden. Durch die bei großen Re kleinere Wandeinheit ν/u_τ wird durch die Korrelation der PIV-Aufnahmen auf gleich großen Auswertefenstern („interrogation

Abbildung 2.17:

Grenzschichtprofile von \bar{u} aus PIV-Messungen;

- $n=300$ U/min,
- - - 420 U/min,
- ⋯⋯⋯ 540 U/min,
- · - · - 680 U/min,
- · - · - 800 U/min



windows“) eine räumliche Mittelung über einen zunehmend größeren Bereich des Wandabstandes vorgenommen, so dass lokale Schwankungsspitzen gedämpft werden. Einer Verringerung der Fenstergröße standen eine zu geringe Partikeldichte in unmittelbarer Wandnähe und damit eine ungenügende statistische Sicherheit der Korrelationsergebnisse entgegen.

Das Absinken des RMS-Wertes im Bereich der logarithmischen Schicht ist in den Ölkanal-Daten geringer ausgeprägt als in den Simulationsergebnissen, so dass für $y^+ > 20$ alle gemessenen Daten deutlich über den aus der Simulation zu erwartenden Werten liegen. Begrenzt durch den Kameraspeicher liegen den einzelnen Messungen Zeitreihen mit nur 4099 Einzelwerten zugrunde, wodurch statistische Momente höherer Ordnung nur mit zunehmender Unsicherheit bestimmt werden können. Da jedoch die Abweichungen systematisch bei allen untersuchten Kanalgeschwindigkeiten auftreten, liegt ein Zusammenhang mit dem Aufbau des Ölkanals und dem Verfahren zur Erzeugung der Kanalgrenzschicht nahe: Die Strömung des Ölkanals wird durch zwei identische, gleichsinnig rotierende Propeller erzeugt. Deren Drall überlagert sich im Nachlauf konstruktiv, so dass in Kanalmitte ein Wirbelnachlauf mit bekannt großer Stabilität entsteht. Durch zwei Gleichrichter (vgl. Abb. 2.1), einer unmittelbar nach den Propellern und einer am Beginn der Anlaufstrecke, wird versucht, die Rotation der Strömung zu unterdrücken. Diese Gleichrichter haben rechteckige Zellen mit ca. 50 mm Kantenlänge und einer Länge von 200 mm. Im Nachlauf dieser Gleichrichter entstehen gleichmäßig über den gesamten Kanalquerschnitt

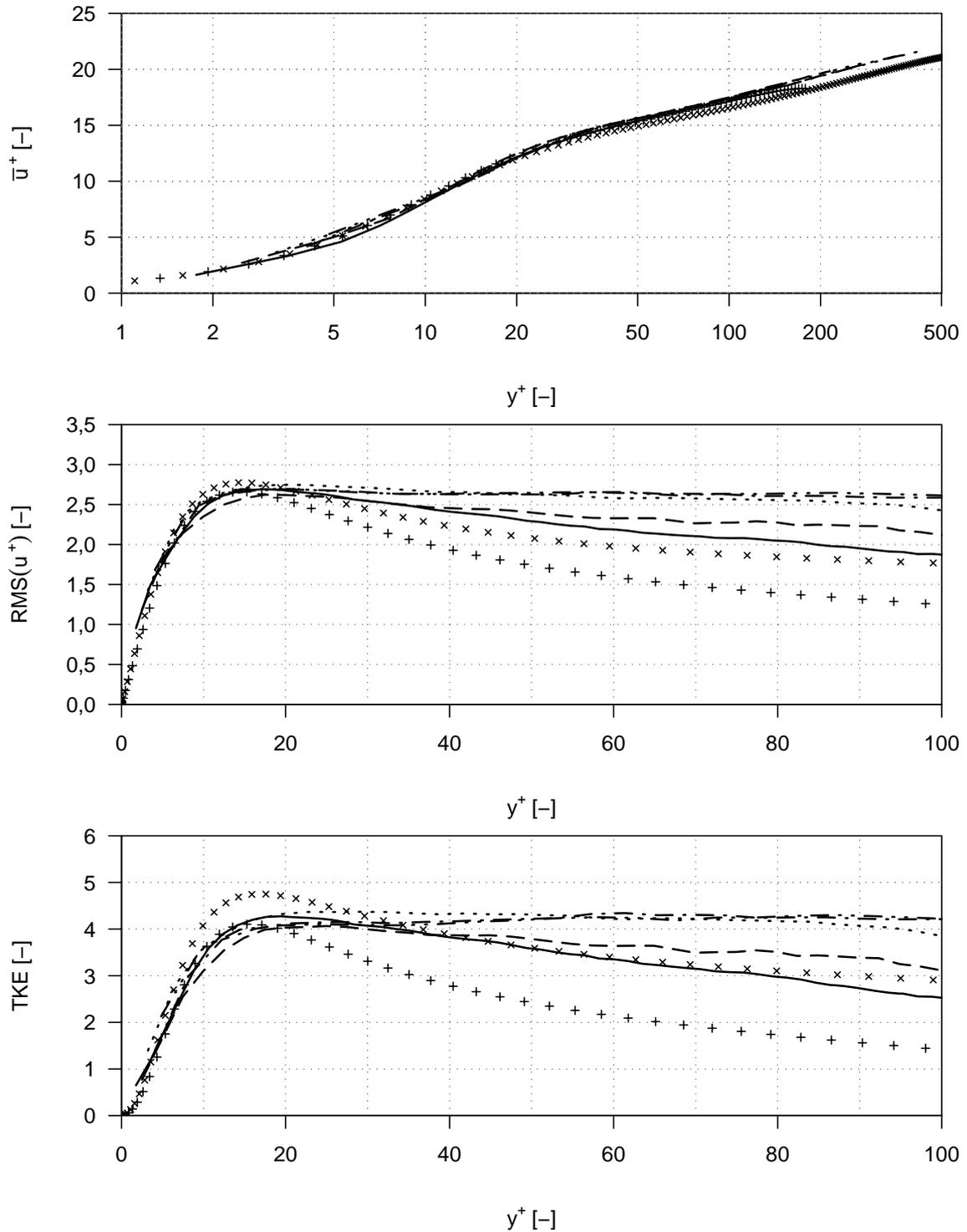


Abbildung 2.18: mittlere Stromab-Geschwindigkeitskomponente \bar{u}^+ , Standardabweichung von u^+ und turbulente kinetische Energie über glatter Kanalwand; — $n=300$ U/min, --- 420 U/min, 540 U/min, -.-.- 680 U/min, - - - - 800 U/min, + DNS von Moser et al. [36], $Re_\tau = 180$, \times dto., $Re_\tau = 590$

Wirbelstrukturen mit einer maximalen Größe entsprechend der Zellgröße, was in den Betriebsgrenzen des Ölkanals einer dimensionslosen Größe von 100 bis 300 viskosen Einheiten entspricht. Diese Strukturen durchlaufen in der Anlaufstrecke den turbulenten Wirbelzerfallsprozess, wobei offensichtlich bis zum Erreichen der Meßstrecke die in den Strukturen enthaltene Energie in der Kanalmitte noch nicht hinreichend dissipiert wurde. Auf die in Windkanälen gebräuchliche Konditionierung des Turbulenzprofils mit Sieben kleiner Maschenweite wurde im Ölkanal verzichtet. Folgerichtig überschreitet der im unteren Diagramm von Abbildung 2.18 gezeigte Verlauf der turbulenten kinetischen Energie TKE für den Bereich $y^+ > 20$ deutlich die Werte aus der DNS-Simulation.

Für die korrekte Modellierung der Strömung über Ribletoberflächen sind die Eigenschaften der viskosen Unterschicht und des *buffer layer* entscheidend. Die Entwicklung dieses wandnahen Grenzschichtbereiches wird durch Bypass-Transition mittels zweier Turbulatoren erzwungen. Die Turbulatoren sind unmittelbar nach dem Gleichrichter am Beginn der Anlaufstrecke angeordnet und tragen zusammen mit den in Wandnähe großen Reynoldsspannungen zu einem schnellen Abbau großskaliger Strukturen bei, so dass in der Messstrecke die turbulenten Kenngrößen im für Riblets kritischen Bereich in unmittelbarer Wandnähe den Vergleichsdaten der Kanalsimulation entsprechen.

Kapitel 3

Versuchsoberflächen

3.1 Testplatte mit oszillierenden Lamellen

Die Testplatte mit aktiv angetriebenen Lamellen ist mit einer entsprechend den bisherigen Erkenntnissen über widerstandsvermindernde Ribletoberflächen nach Bechert [5] optimalen rechteckigen Rillenquerschnittsform ausgestattet. Darüber hinaus bietet die Testplatte die Möglichkeit, mittels eines Elektromotors die Lamellen seitlich auszulenken, dadurch Energie in die wandnächsten Bereiche der Grenzschicht zuzuführen und eine zusätzliche Geschwindigkeitskomponente in lateraler Richtung zu erzeugen.

Aufgrund der Forderung nach lateraler Schwenkbarkeit der Rippen kam nur ein rechteckiges Rillental mit möglichst dünnen, bandförmigen Lamellen infrage. Der Abstand der Lamellen ist dabei so zu bemessen, dass der Betriebspunkt mit maximaler Widerstandsverminderung ($s^+ = 15 \dots 17$) innerhalb der möglichen Reynoldszahlen des Ölkanals erreicht wird. Der Zusammenhang zwischen dimensionsloser und dimensionsbehafteter Ribletweite ist durch die Größe einer Wandeinheit ν/u_τ gegeben. Während ν als Stoffeigenschaft des Öles nach Kapitel 2.6.2 bekannt ist, kann u_τ anhand von Gleichung (3.1) aus den Strömungseigenschaften des Ölkanals und der Fluidichte berechnet werden.

$$u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_0}{\rho}} \quad (3.1)$$

Für eine typische Reynoldszahl $Re = 15.000$ und eine Fluidtemperatur von 20°C

erhält man:

$$\begin{aligned} \text{aus Gleichung (2.24):} \quad & \tau_0 = 1,30 \text{ Pa} \\ \text{aus Gleichung (2.20):} \quad & \rho = 836,0 \text{ kg/m}^3 \\ \text{aus Gleichung (2.23):} \quad & \nu = 1,246 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s} \\ \text{aus Gleichung (3.1):} \quad & u_\tau = 0,039 \text{ ms} \end{aligned}$$

Damit kann der zum Erreichen einer dimensionslosen Ribletweite s^+ von ca. 17 Wandeneinheiten bei gegebener Reynoldszahl benötigte Abstand der Lamellen berechnet werden:

$$s = s^+ \cdot \frac{\nu}{u_\tau} = 5,4 \text{ mm} \quad (3.2)$$

Aus fertigungstechnischen Gründen wurde $s = 6 \text{ mm}$ gewählt. Für den gewählten rechteckigen Rillenquerschnitt wird nach Bechert [5] die maximal mögliche Widerstandsreduktion bei einer Lamellenhöhe $h = 0,5s$ erreicht. Um die laterale Auslenkung D zu erhöhen und den Einfluss von h/s auf die maximal erreichbare Schubspannungsänderung $\Delta\tau/\tau_0$ beurteilen zu können, wurde eine zweite Konfiguration mit $h/s = 0,8$ untersucht. Die Dicke b der Lamellen soll so gering wie möglich sein, aber ausreichende Quersteifigkeit ermöglichen. Sie wurde zu $b = 0,2 \text{ mm}$ gewählt. In Abbildung 3.1 ist der erhaltene Rillenquerschnitt gezeigt.

Die Testplatte besitzt damit folgende konstruktive Eigenschaften:

- Abmaße der Oberfläche $L \times B \times H = 500 \times 400 \times 180 \text{ mm}^3$
- effektive, mit Riblets besetzte Fläche $455 \times 354 \text{ mm}^2$
- Lamellenabstand $s = 6 \text{ mm}$, Lamellenhöhe $h = 3 \text{ mm}$ und $4,8 \text{ mm}$, veränderbar durch Austausch der Lamellen
- Lamellen aus Federstahl mit Dicke von ca. $0,2 \text{ mm}$
- Vorspannung der Riblets in Längsrichtung zur Erzielung ausreichender Eigenstabilität
- minimale Größe eventueller Durchbrüche in der Oberfläche, nicht vermeidbare Öffnungen durch selbstklebende Folie von $0,1 \text{ mm}$ Dicke gedichtet
- Riblets drehbar um Aufstandspunkt auf Plattenoberfläche gelagert

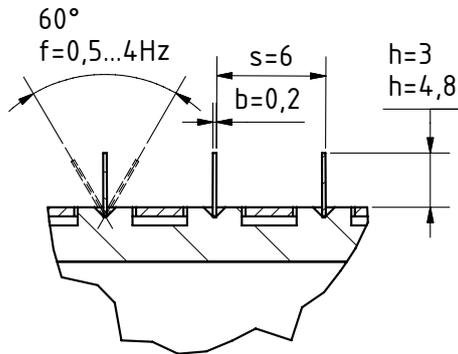


Abbildung 3.1: Rillenquerschnitt der Testplatte mit oszillierenden Lamellen, alle Maße in mm

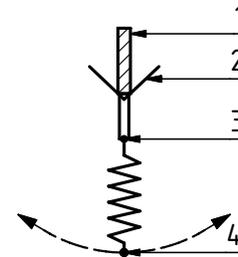


Abbildung 3.2: Prinzip der Lamellenlagerung in Schneiden; 1 Lamelle, 2 Schneide, 3 Zugfeder, 4 freies Federende

- Amplitude der Schwingbewegung 30° , Frequenz bis 4 Hz einstellbar
- Antrieb mit Gleichstrommotor
- Anschluss der Testplatte an die vorhandene Schubspannungswaage
- Justiermöglichkeiten zur Ausrichtung entsprechend der Wandkontur des Ölkanals
- Masse der Vorrichtung ca. 17,2 kg

Die prinzipielle Schwierigkeit der Konstruktion bestand darin, den Drehpunkt der Lamellen auf die Oberfläche der Testplatte zu legen und dort mit minimalem Bauraum eine Lagerung mit einem rotatorischen Freiheitsgrad zur Realisierung der Schwingbewegung und einem translatorischen Freiheitsgrad, um die Bewegung infolge Vorspannung der Lamellen nicht zu behindern, darzustellen.

Die in Abbildung 3.2 skizzierte Lösung bestand in der Lagerung der unteren Kante der Lamellen in v-förmigen Schneiden, wobei Zugfedern ein Abheben oder Herausgleiten verhindern. Durch den Angriffspunkt der Zugfedern unterhalb des Drehpunktes in der Schneide kann durch Bewegen des freien Federendes eine Schwingbewegung auf die Lamellen übertragen werden. Die Variation des Verhältnisses h/s erfolgt durch Austausch des gesamten Lamellensatzes.

Zur Aufnahme der Zugkräfte aus der Vorspannung der Lamellen verfügt die Testplatte über einen stabilen Rahmen, der mit Zug-/Druckstäben ausgesteift ist. In den

Rahmen ist eine Grundplatte eingelegt und verschraubt, die die Schneidenlager der Lamellen trägt und über Durchbrüche zum Einhängen der Zugfedern in die Lamellen verfügt. Zur Minimierung der entstehenden Durchlässigkeit der Grundplatte werden die Durchbrüche fluidseitig durch ein Deckblech so weit wie möglich wieder verschlossen. Die Abdichtung der verbleibenden Spalte geschieht durch eine aufgeklebte transparente Folie. In Abbildung 3.3 ist eine Explosionsansicht der Testplatte gezeigt.

Zur Erzielung einer näherungsweise sinusförmigen Schwingbewegung mit möglichst geringer Bauteilanzahl wird ein Pleueltrieb verwendet. Dadurch tritt prinzipbedingt eine Abweichung der tatsächlichen Auslenkung der Lamellen von einer Sinusfunktion auf, die durch ein großes Verhältnis von Pleuellänge zu Hub minimiert wird. In Abbildung 3.5 ist der Verlauf der tatsächlichen Auslenkung in Abhängigkeit des Phasenwinkels und als Fehlerbalken in 10-facher Vergrößerung die Abweichung von der idealen Sinusfunktion geplottet. Durch konstruktive Zwänge konnte nur eine Amplitude $\hat{\alpha}$ von ca. 27° erreicht werden. Die Abweichung des tatsächlichen Auslenkungswinkels vom idealen sinusförmigen Verlauf beträgt maximal $0,6^\circ$. Beide Abweichungen werden als unbedeutend eingeschätzt.

Das Justieren der Drehzahl des Gleichstrommotors und damit der Oszillationsfrequenz f der Lamellen erfolgt von Hand durch Pulsweitenmodulation der Versorgungsspannung. Ein Proportionalregler hält die Drehzahl lastunabhängig auf etwa $\pm 0,1$ Hz genau konstant.

3.2 Testplatten mit wellenförmigen Riblets

Für die Testplatten mit wellenförmigen Riblets wurden Rillen von trapezförmigem Querschnitt verwendet, da diese Querschnittsform den für den industriellen Einsatz optimalen Kompromiss aus Herstellbarkeit, Robustheit und Wirksamkeit darstellt. Eine Skizze des Rillenquerschnittes mit Definition der Formparameter ist in Abbildung 3.6 gegeben. Eine Aufstellung der untersuchten Geometrievarianten ist in Tabelle 3.1 zu finden. Die Testoberflächen sind aus farblosem gegossenem Acrylglas (PMMA) durch Fräsen mit eigens angefertigten Formfräsern hergestellt. Der Spitzwinkel γ der Riblets und die Ribletweite s wurden konstant gehalten, während vier verschiedene Höhen h der Rillentäler untersucht wurden. Da die Wirksamkeit von Ribletstrukturen deutlich von der Schärfe der Ribletspitzen abhängt, wurde die erzeugte Spitzenbreite b während des Fertigungsverganges kontinuierlich mit einem

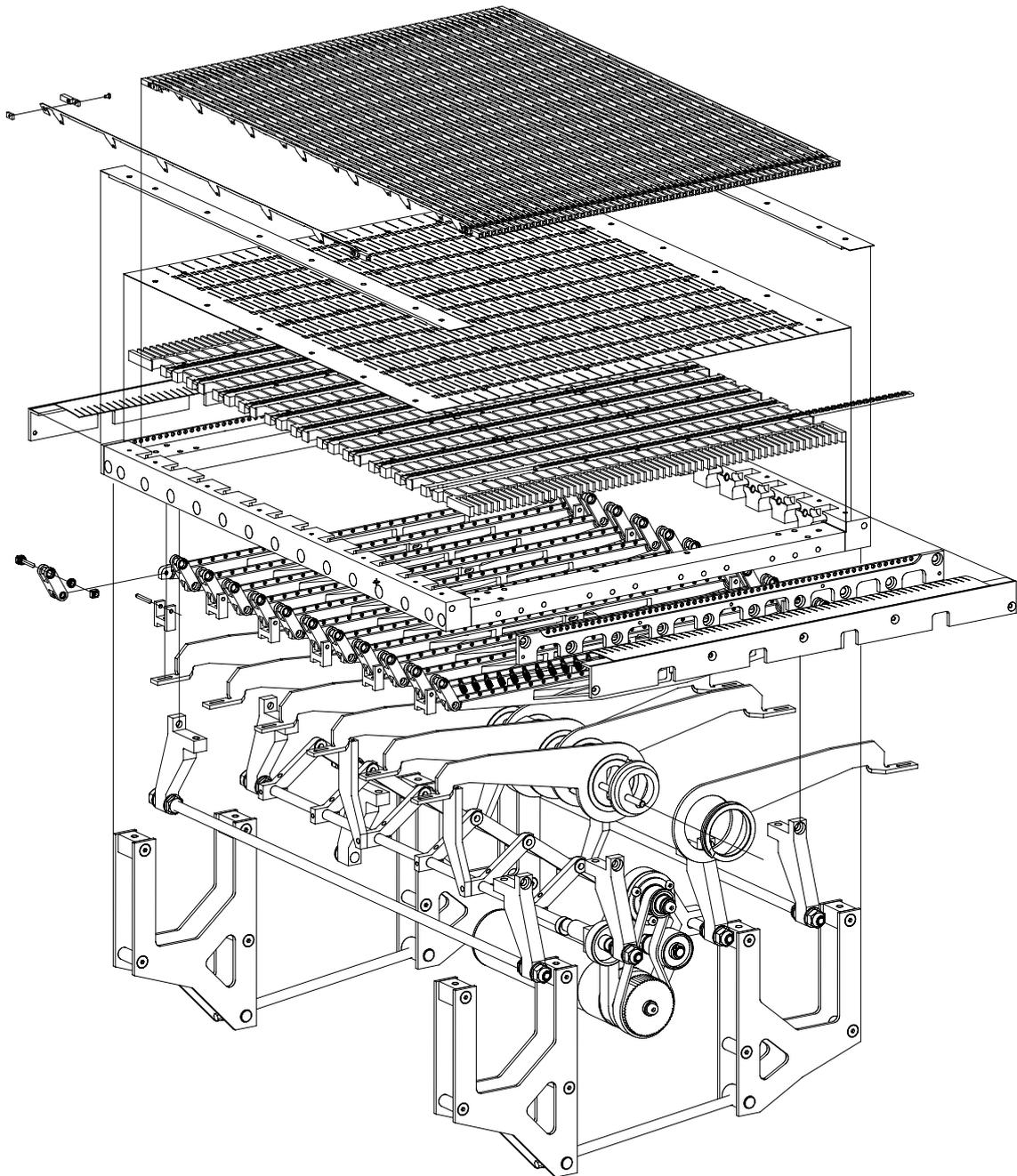
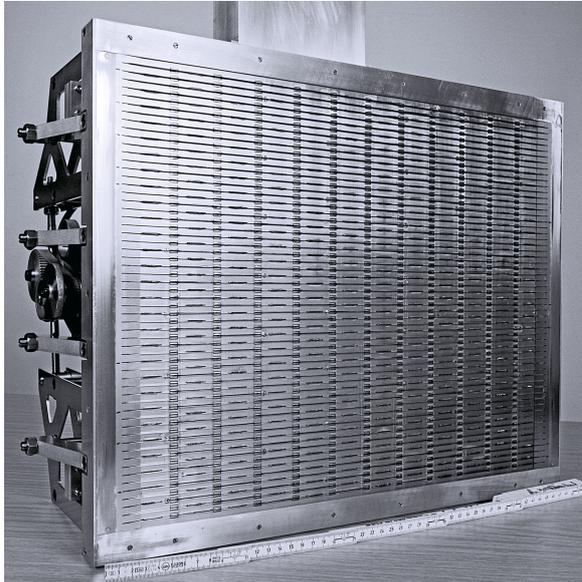
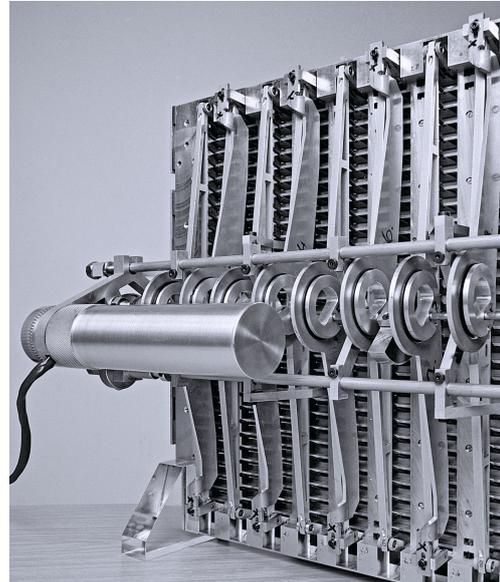


Abbildung 3.3: Explosionszeichnung der Testplatte mit angetriebenen Lamellen



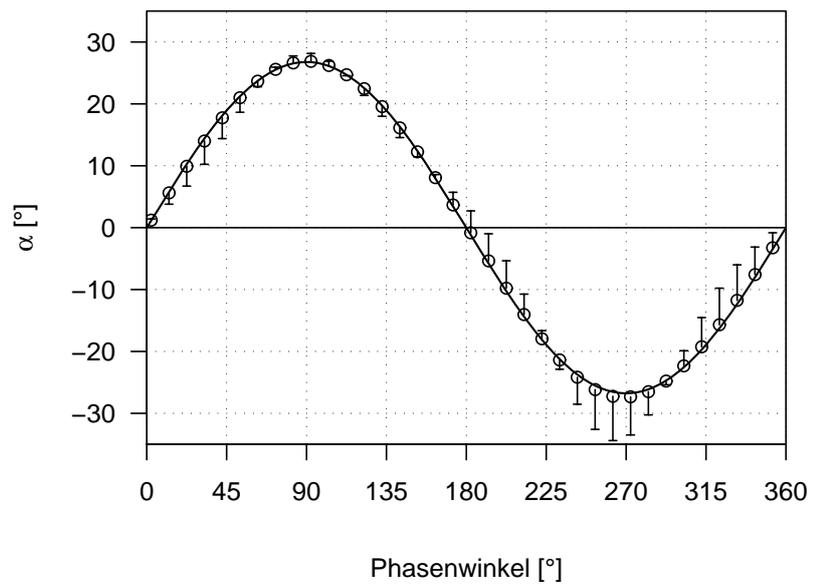
(a) Ansicht von Strömungsseite



(b) Rückseite mit Lamellenantrieb

Abbildung 3.4: Testplatte mit angetriebenen Lamellen

Abbildung 3.5:
Abweichung des Auslenkungswinkels α der Lamellen von einer Sinusfunktion; \circ Messwerte, — Sinus, Fehlerbalken 10-fach überhöht



Messmikroskop überwacht und auf einen Wert von $0,03 \pm 0,01$ mm justiert.

Die wandnahe Querbewegung des Fluids soll bei den Oberflächen mit wellenförmigen Riblets durch eine laterale Auslenkung der Rillentäler erzeugt werden. Für die Form dieser Wellen wird zunächst in Übereinstimmung mit den Arbeiten von Peet et al. [39] eine Sinusfunktion angewandt. Zur Erzeugung des 3D-Datensatzes der Testoberfläche mittels eines parametrisierten *CAD*-Modells war es nötig, die Sinusfunktion durch kubische Splines mit 28 Stützstellen zu approximieren. Die Abweichung zwischen interpolierter Spline und mathematisch exakter Sinusfunktion war stets geringer als die Fertigungsgenauigkeit der verwendeten *CNC*-Fräsmaschine.

Entsprechend den in der Einleitung angeführten Überlegungen zu geeigneten Wellenfunktionen der lateralen Auslenkung wurden weitere Testplatten mit zickzackförmig ausgelenkten Rillentälern angefertigt. Neben möglichen Einflüssen auf das Strömungsfeld bieten diese den Vorzug einer sehr viel kompakteren Oberflächenbeschreibung im *CAD*-Modell, einer schnelleren *CNC*-Fräsbahngenerierung und einer einfacheren Herstellbarkeit.

Weil hinsichtlich der Ribletweite keine Einschränkungen durch eine komplexe Antriebsmechanik o. ä. bestehen, konnte s^+ deutlich kleiner als für die Testplatte mit angetriebenen Lamellen gewählt werden. Zum einen wird dadurch der Punkt maximaler Widerstandsreduktion in den Bereich hoher Reynoldszahlen verschoben, was sich nach Abschnitt 2.5 günstig auf die erreichbare Messgenauigkeit auswirkt. Zum anderen erhöht sich die dimensionslose Länge der Testplatte in Wandeinheiten ν/u_τ mit zunehmendem Re . In der Veröffentlichung von Peet [39] zu sinusförmigen Riblets besitzt die Konfiguration, für die eine höhere Widerstandsreduktion als für

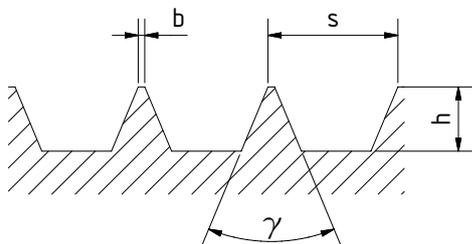


Abbildung 3.6: Rillenquerschnitt der wellenförmigen Riblets; s Ribletweite, h Riblethöhe, b Spitzenbreite, γ Spitzenwinkel

| h/s [-] | h [mm] | s [mm] | γ [°] | b [mm] |
|-----------|----------|----------|--------------|-----------------|
| 0,3 | 0,96 | | | |
| 0,5 | 1,60 | | | |
| 0,7 | 2,24 | 3,2 | 30 | $0,03 \pm 0,01$ |
| 0,9 | 2,88 | | | |

Tabelle 3.1: Formparameter der untersuchten Rillenquerschnitte

gerade Riblets erzielt wurde, eine Wellenlänge von 1080 Wandeinheiten. Aus der Übersichtsarbeit von Quadrio und Ricco [41] zu lateral oszillierenden Wänden entnimmt man für den Bereich großer Schubspannungsminderung der oszillierenden Wand eine Periodendauer von etwa 100 viskosen Zeiteinheiten. Berechnet mit der mittleren Ausbreitungsgeschwindigkeit der Wirbelstrukturen im *buffer layer* nach Kim [27] von etwa $10 u_\tau$ entspricht das ebenfalls einer typischen Länge einer Oszillationsperiode von etwa 1.000 Wandeinheiten. Um bei vorgegebener Testplattenlänge von $L = 0,5$ m mehrere Perioden auf einer Testplatte anordnen zu können, muss daher die Ribletweite s so klein wie möglich gewählt werden.

Die Auslegungsrechnung für die gesuchte Ribletweite s (vgl. Abschnitt 3.1) ergibt bei einer im Strömungskanal erreichbaren Reynoldszahl von 27.000 $s = 3,2$ mm zum Erreichen von $s^+ = 17$. Die dimensionslose Gesamtlänge der Testplatte entspricht an diesem Punkt ca. 2600 viskosen Einheiten. Für Verhältnisse h/s größer als 0,5 liegt das Maximum von $\Delta\tau/\tau_0$ bei $s^+ < 17$ und damit zuverlässig innerhalb der Betriebsgrenzen des Ölkanals, für Rillenquerschnitte h/s kleiner 0,5 muss der mögliche Geschwindigkeitsbereich des Kanals vollständig ausgenutzt werden.

Die Amplitude der wellenförmigen Riblets wurde im Wertebereich von $a/s = 0$ (Referenzkonfiguration mit 2D-Riblets) bis $a/s = 4,0$ und die Wellenlänge von $\lambda/s = 10$ bis $\lambda/s = 80$ variiert. Insgesamt wurden 45 Testplatten mit verschiedenen Parameterkombinationen von h/s , a/s und λ/s hergestellt und untersucht.

Im übrigen folgt die Konstruktion der Testplatten den Vorgaben von Bruse [9]. Die Testplatten besitzen nach Abbildung 3.7 einen umlaufenden glatten Rand von 10 mm Breite. Die Rillentäler sind zu $2/3 h$ in die umgebende Kanalwand eingelassen, wodurch näherungsweise der virtuelle Geschwindigkeitsursprung der viskosen Längsströmung im Rillental mit dem Nullpunkt der Kanalströmung übereinstimmt. Anfang und Ende der Rillentäler sowie die aus der Ebene des glatten Randes herausragenden Ribletspitzen sind mit einem Winkel von 10° zur Wandebene angeschragt.

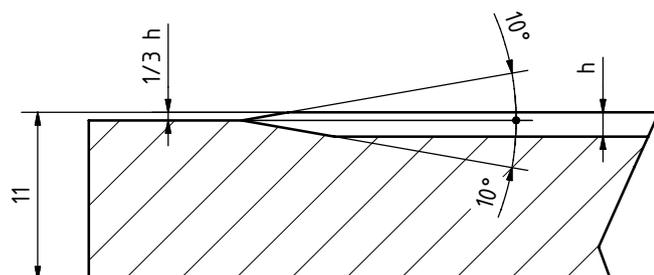


Abbildung 3.7:
Querschnitt des Testplattenrandes,
alle Maße in mm

Die Ausrichtung von Vorder- und Hinterkante der Testplatten an die angrenzende Kontur der Kanalwand erfolgt mit auf die Plattenrückseite aufgeschraubten Biegevorrichtungen. Diese gestatten es, die mittige Durchbiegung einer Testplatte zu justieren sowie an den Ecken der Platten ein Biegemoment aufzubringen. Damit können Verwölbungen, die durch die einseitige Fräsbearbeitung und im Kunststoffmaterial vorhandene Spannungen entstehen, ausgeglichen und eine Anpassung an die leicht gekrümmte Kontur der Kanalwand vorgenommen werden.

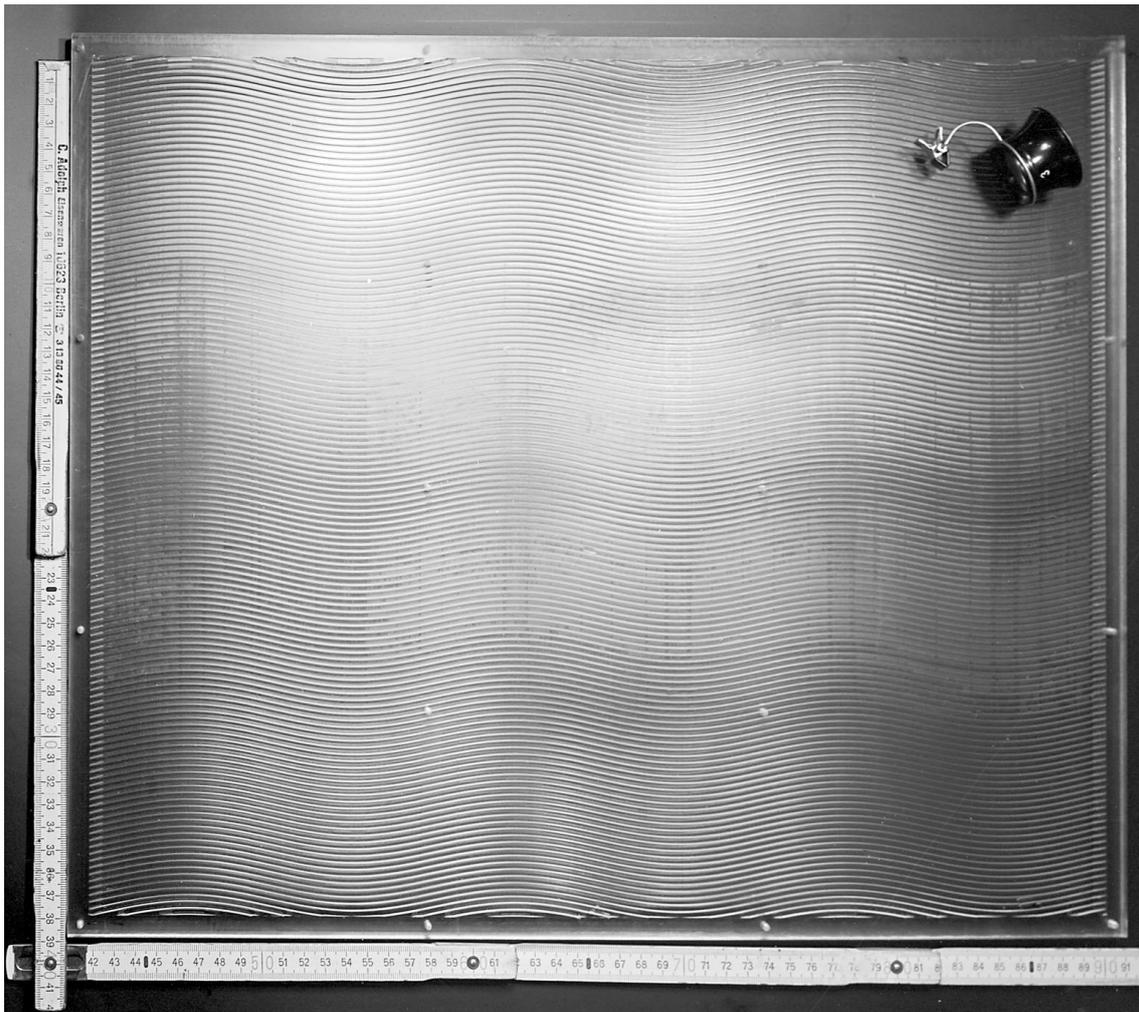


Abbildung 3.8: Testplatte mit sinusförmigen Riblets

Kapitel 4

Versuchsdurchführung und Ergebnisse

4.1 Widerstandsmessung an oszillierenden Lamellen

Im Folgenden wird die Abfolge der Experimente an lateral oszillierenden Lamellen, die untersuchten Konfigurationen und Parameter, und die damit erhaltenen Messdaten gezeigt.

Die Versuche begannen mit starren, aufrecht stehenden Lamellen zum Aufbau einer Datenbasis, um später die durch Oszillation der Lamellen erzeugten Änderungen des Widerstandsverhaltens bewerten zu können. Für diesen Teil der Untersuchungen standen Vergleichswerte aus früheren Arbeiten anderer Autoren [5] zum Vergleich zur Verfügung. Es mussten einige Verbesserungen in der Gestaltung der Testplatte vorgenommen werden, um mit Literaturdaten vergleichbare Widerstandseigenschaften zu erreichen und die Versuchsoberfläche als geeignet für die weiteren Untersuchungen zu qualifizieren.

Anschließend erfolgten die Messungen mit oszillierenden Lamellen mit einem Rillenquerschnitt von $h/s = 0,5$ bei unterschiedlicher Oszillationsfrequenz bis maximal 4 Hz. Nach Montage eines weiteren Lamellensatzes wurden diese Experimente mit einem Querschnitt von $h/s = 0,8$ wiederholt.

4.1.1 Starre Lamellen (Referenzmessung)

Im linken Diagramm in Abbildung 4.1 sind die Ergebnisse der ersten Messung im Dezember 2007 für die Widerstandsänderung $\Delta\tau/\tau_0$ stillstehender Lamellen von $h/s = 0,5$ als Funktion des dimensionslosen Ribletabstandes s^+ dargestellt. Sie ergaben eine maximale Widerstandsreduktion von nur 3,0%. Durch folgende Detailoptimierungen konnte dieser Wert gesteigert werden:

- Anschleifen der Lamellen mit einem Spitzenwinkel von 60°
- Minimierung der Porosität und Unebenheit der Plattenoberfläche durch eine aufgeklebte ölresistente Folie
- Abdeckung des Plattenrandes durch einen umlaufenden Rahmen von 2 mm ($h/s = 0,5$) bzw. 3,2 mm ($h/s = 0,8$) Dicke, durch den die Lamellen nur ca. $1/3$ ihrer Höhe in die Strömung hineinragen
- Verwölbung der Testplatte in Querrichtung zum Angleich an die unebene Kanalwand

Das Anschärfen der Lamellenspitzen mildert den ungünstigen Einfluss der aufgrund der benötigten Quersteifigkeit gewählten großen Dicke der Lamellen von 0,2 mm. Die sorgfältige Abdichtung nicht vermeidbarer Durchbrüche in der Testplatte verhindert lokales Ausströmen von Fluid und damit die Entstehung zusätzlicher Geschwindigkeitsschwankungen in Wandnormalenrichtung. Das Zurücksetzen der Testplatte um die Rahmenhöhe von 2,0 mm ermöglicht, dass der virtuelle Geschwindigkeitsursprung der Längsströmung im Rillental aus der viskosen Theorie mit dem Geschwindigkeitsursprung der ankommenden Kanalgrenzschicht übereinstimmt, wodurch Anlaufeffekte minimiert werden. Auf diese Weise entsteht eine rückspringende Stufe in der Wandkontur, die zusätzlich eine Widerstandsverminderung erzeugt und im Idealfall den zusätzlichen Druckwiderstand, der durch Einbringen des Rillenquerschnittes in die Strömung entsteht, kompensiert.

Zur näheren Untersuchung wurde eine Messung an einer glatten Testplatte, die mit einem umlaufenden Rahmen von 2 mm Dicke ausgestattet war, durchgeführt. Die Gestaltung entsprach im Detail dem an der Testplatte mit oszillierenden Lamellen eingefügten Rahmen. In Abbildung 4.2 ist die erhaltene Widerstandsänderung als Funktion von Re aufgetragen. Der Mittelwert aller Messwerte im Intervall von

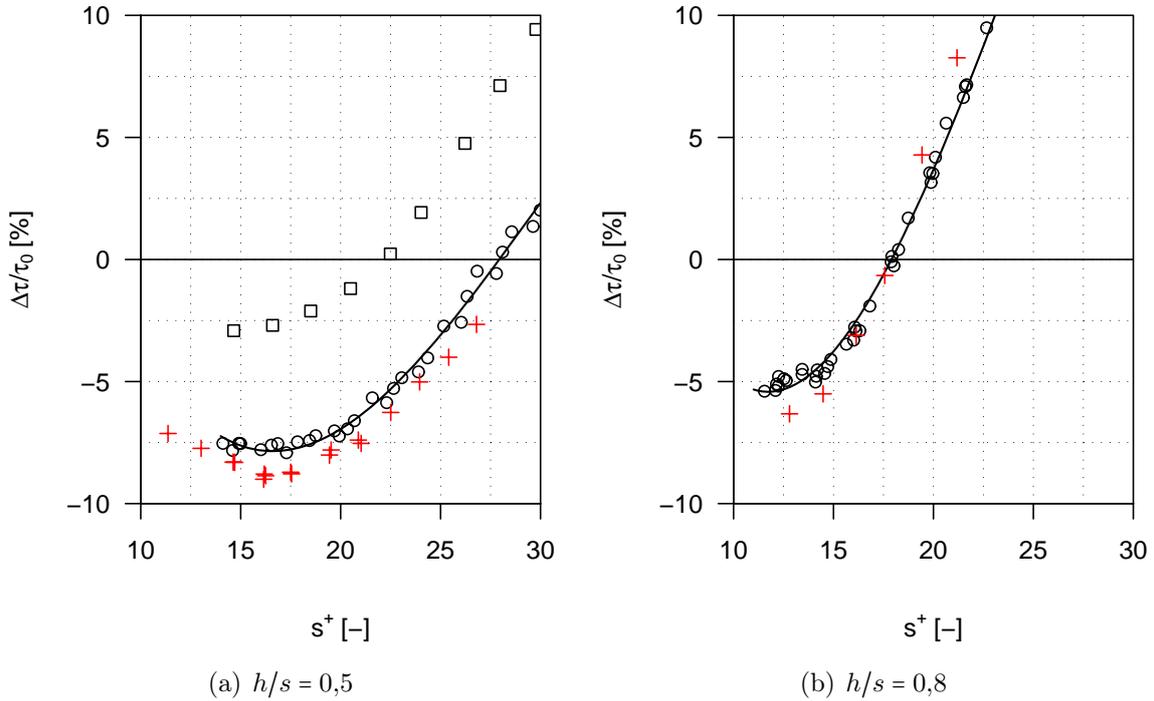


Abbildung 4.1: Widerstandsänderung für unbewegte Lamellen; \square erste Messung Dez. 2007, \circ Öffnungen mit Folie gedichtet, angeschliffene Lamellenspitzen, — kubische Interpolation, $+$ Messung von Bechert et al. [5]

$10.000 \leq Re \leq 30.000$ beträgt $-0,41\%$, wobei die meisten Messwerte unterhalb von $0,3\%$ Widerstandsverminderung und damit im Bereich der absoluten Messgenauigkeit liegen, nur für die kleinsten Re werden deutliche Änderungen beobachtet. Diese Widerstandsverminderung der rückspringenden Stufe entspricht in etwa dem erwarteten zusätzlichen Druckwiderstand durch das Einbringen von Lamellen endlichen Querschnitts in die Strömung.

Zur Ermittlung der exakten Zahlenwerte der maximalen Widerstandsreduktion bzw. des Minimus von $\Delta\tau/\tau_0$ werden die einzelnen Messpunkte im Bereich von $12 \leq s^+ \leq 20$ durch ein Polynom dritten Grades interpoliert und Lage und Betrag des Extremwerts der Interpolationsfunktion bestimmt. Der Einfluss einzelner Ausreißer auf das Messergebnis wird so minimiert.

Durch die beschriebenen Detailänderungen ist es gelungen, die maximale Widerstandsverminderung für starre Lamellen mit $h/s = 0,5$ auf $7,9\%$ bei $s^+ = 16,6$ anzuheben. Die Lamellen mit $4,8$ mm Höhe ($h/s = 0,8$) erreichten eine Senkung der Wandschubspannung um $5,4\%$ bei $s^+ = 11,7$. Beide Ergebnisse stimmen gut mit den

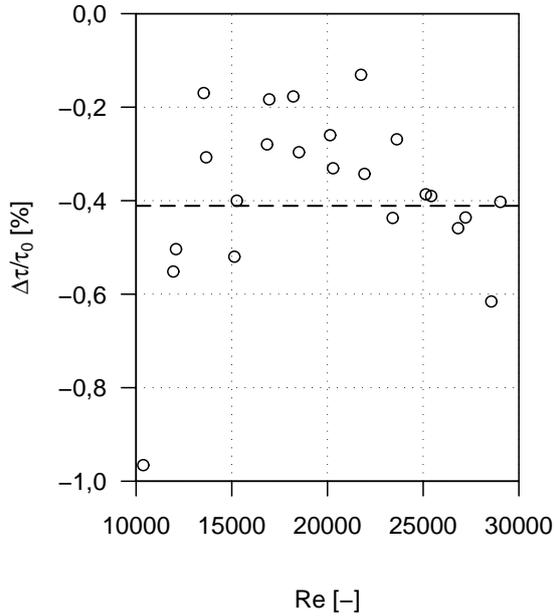


Abbildung 4.2: Widerstandsänderung für glatte Oberfläche mit umlaufendem Rahmen der Höhe 2 mm; ○ Messwerte, --- Mittelwert

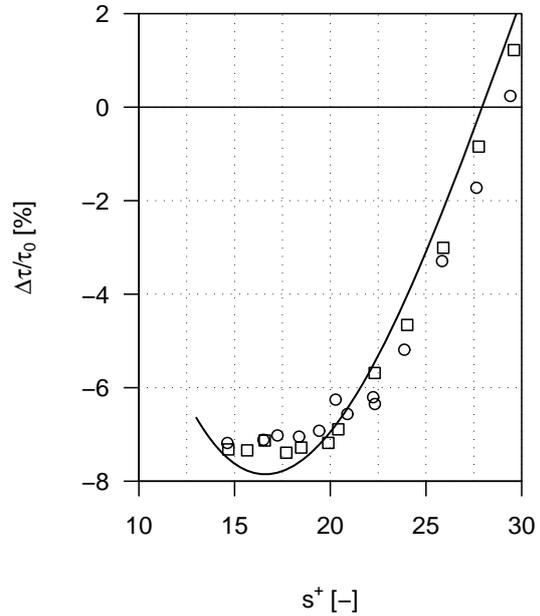


Abbildung 4.3: Widerstandsänderung für unbewegte, geneigte Lamellen mit $h/s = 0,5$; — $\alpha = 0^\circ$ (Interpolation aus Abb. 4.1), □ $\alpha = 20^\circ$, ○ $\alpha = 27^\circ$

im gleichen Kanal ausgeführten Experimenten von Bechert et al. [5] an Riblets mit vergleichbarer Querschnittsgeometrie überein.

Neben dem zu untersuchenden Effekt der Einbringung eines zusätzlichen Querimpulses in die wandnahe Strömung entsteht bei oszillierenden Lamellen rein geometrisch durch starres Neigen der Lamellen bei konstanter Ribletweite eine gegenüber der Vergleichskonfiguration mit aufrecht stehenden Lamellen reduzierte effektive Riblethöhe. Diese Veränderung des Verhältnisses h/s kann bereits für unbewegte, geneigte Lamellen die Charakteristik des Reibungswiderstandes beeinflussen.

Die geometrisch bedingte Änderung von h/s infolge seitlicher Neigung der Lamellen ergibt sich als Funktion des Auslenkungswinkels α zu:

$$\frac{h_{\text{eff}}}{s} = \cos \alpha \cdot \frac{h}{s} \quad (4.1)$$

Bei einer Amplitude $\hat{\alpha} = 27^\circ$ entspricht der Ausgangsquerschnitt der Riblets von $h/s = 0,5$ damit einem Verhältnis h_{eff}/s von 0,44. Bei angenommener harmonischer Oszillation beträgt der zeitlich gemittelte Neigungswinkel der Lamellen (Effektivwert der Amplitude) $\alpha_{\text{eff}} \approx 19^\circ$, wodurch sich ein mittleres Verhältnis h/s von 0,47 ergibt.

Um den beschriebenen geometrischen Effekt vom eigentlichen widerstandsreduzierenden Effekt der Ribletoszillation zu unterscheiden, wurden Messungen an stillstehenden, geneigten Lamellen mit 3 mm Höhe und Auslenkungen von 20° (Effektivwert der Auslenkung) und 27° (maximal mögliche Auslenkung) durchgeführt. Die Ergebnisse sind in Abbildung 4.3 gezeigt. Aus der Literatur ist bekannt, dass für $h/s < 0,5$ eine geringere maximale Widerstandsreduktion und ein flacherer Anstieg der Widerstandskurve für $s^+ > 17$ zu erwarten ist. Es ist festzustellen, dass tatsächlich für beide Neigungswinkel ein qualitativ ähnlicher Effekt eintritt. Für $\alpha = 20^\circ$ entspricht die Differenz der Widerstandsverminderung zwischen aufrecht stehenden und geneigten Lamellen in etwa der doppelten Messgenauigkeit. Da der Betrag des zeitlichen Mittelwerts von $\alpha 19^\circ$ beträgt, soll der geometrische Einfluss auf die Widerstandseigenschaften, der sich durch Reduktion der wirksamen Riblethöhe ergibt, vernachlässigt werden.

4.1.2 Oszillierende Lamellen

Für eine Messreihe an oszillierenden Lamellen wurden automatisch 12 Messpunkte mit Reynoldszahlen zwischen 10.000 und 30.000 angefahren. Der Lamellenantrieb war sowohl während der Messung bei laufendem Kanal als auch während der Aufnahme des Nullpunktes bei Ölrufe in Betrieb. Die Oszillationsfrequenz f der Lamellen wurde von Hand eingeregelt und aus praktischen Gründen während einer Messreihe konstant gehalten, so dass für die einzelnen Messpunkte gleichzeitig s^+ und T^+ variierten. Bei Frequenzen von 3 Hz regten rotierende Restunwuchten der Exzenterwelle eine Eigenfrequenz des Waagenaufbaus an und verursachten Schwingungen der Testplatte mit Amplituden von mehreren Millimetern in Wandnormalenrichtung. Zur Schonung der Messtechnik wurden diese Frequenzen in weiteren Experimenten ausgeschlossen.

Die Resultate der Messungen an Lamellen mit 3 mm ($h/s = 0,5$) und 4,8 mm ($h/s = 0,8$) Höhe sind in Abbildung 4.4 und 4.5 zu finden. In Tabelle 4.1 sind die auf Interpolation der Messpunkte mit kubischen Polynomen basierenden Daten für die erzielte maximale Widerstandsreduktion und die zugeordnete optimale Ribletweite angegeben. Generell sind im untersuchten Parameterraum die durch Bewegung der Lamellen verursachten Änderungen des Widerstandsverhaltens der Riblets marginal.

Bei Berücksichtigung der begrenzten Messgenauigkeit und Reproduzierbarkeit bei wiederholtem Ein- und Ausbau der Testplatte fallen für $h/s = 0,5$ die Messungen für alle Oszillationsfrequenzen zusammen. Die geringen Differenzen zwischen oszillie-

renden Lamellen und statischer Vergleichskonfiguration, die im Bereich maximaler Widerstandsverminderung und für große Ribletweiten auftreten, sind durch den geometrischen Effekt der Verringerung der effektiven Riblethöhe durch Neigung der Lamellen zu erklären.

Für die Lamellen mit 4,8 mm Höhe konnte die Wirkung der Lamellenoszillation verstärkt und ein systematischer Zusammenhang zwischen der Oszillationsfrequenz und der erreichbaren Widerstandsverminderung beobachtet werden. Für $0,5 \leq f \leq 1,5$ Hz und $s^+ > 15$ wird eine geringfügig größere Reduktion der Wandschubspannung als an unbewegten Lamellen gemessen. Für die Frequenz 2 Hz stimmen die Messungen an oszillierenden und stehenden Lamellen im Rahmen der Messgenauigkeit überein. Oszillation der Lamellen mit Frequenzen größer als 2 Hz verringert die erreichbare Widerstandsverminderung. Die mit dem Ribletquerschnitt von $h/s = 0,8$ maximal erreichbare Widerstandsverminderung von 5,4% bei $s^+ = 11,7$ konnte mit oszillierenden Lamellen nicht verbessert werden.

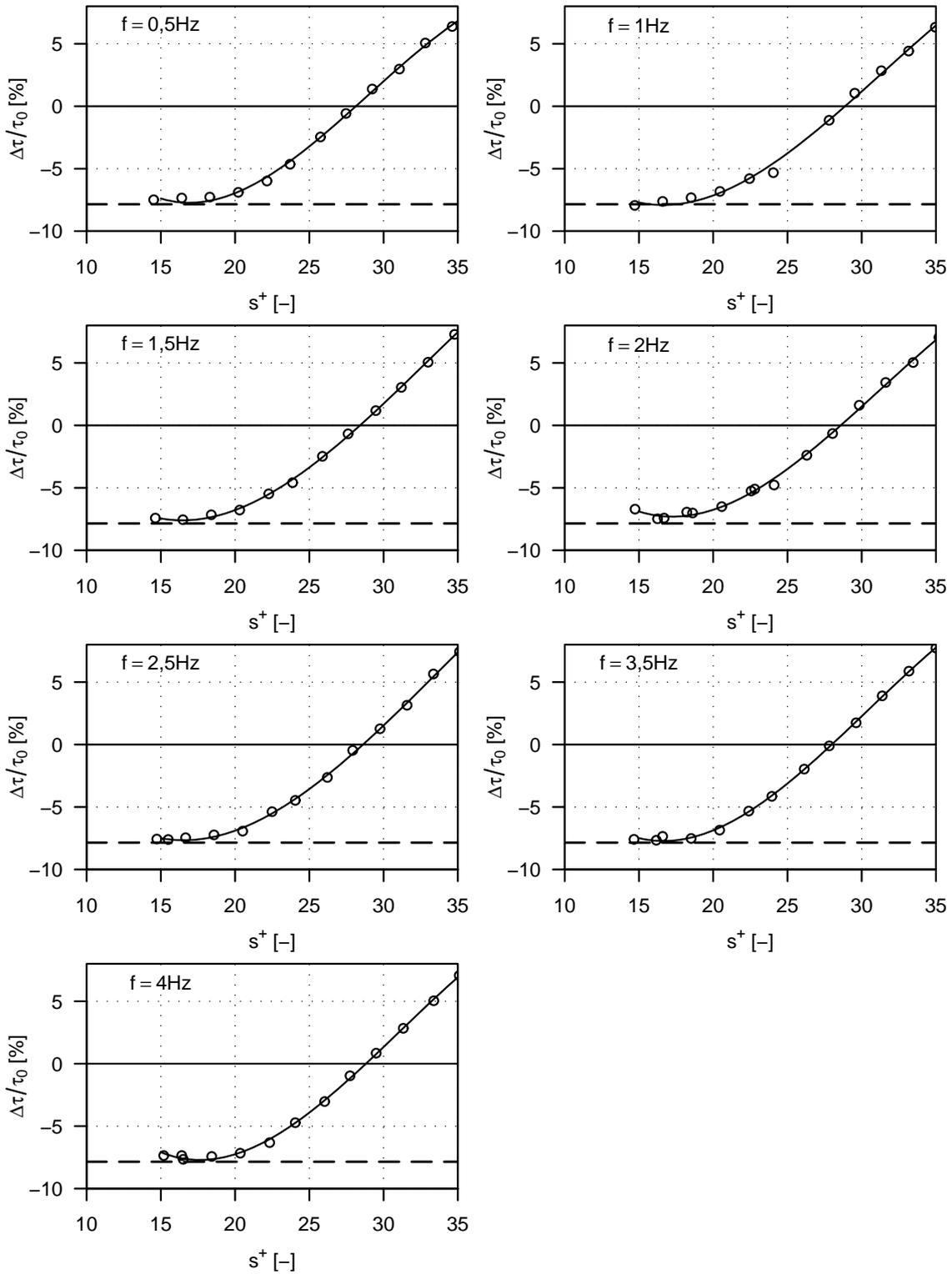


Abbildung 4.4: Widerstandsänderung oszillierender Lamellen mit $h/s = 0,5$; \circ Messwerte, — kubische Interpolation, - - - $(\Delta\tau/\tau_0)_{\min}$ starrer, aufrecht stehender Lamellen

4. Versuchsdurchführung und Ergebnisse

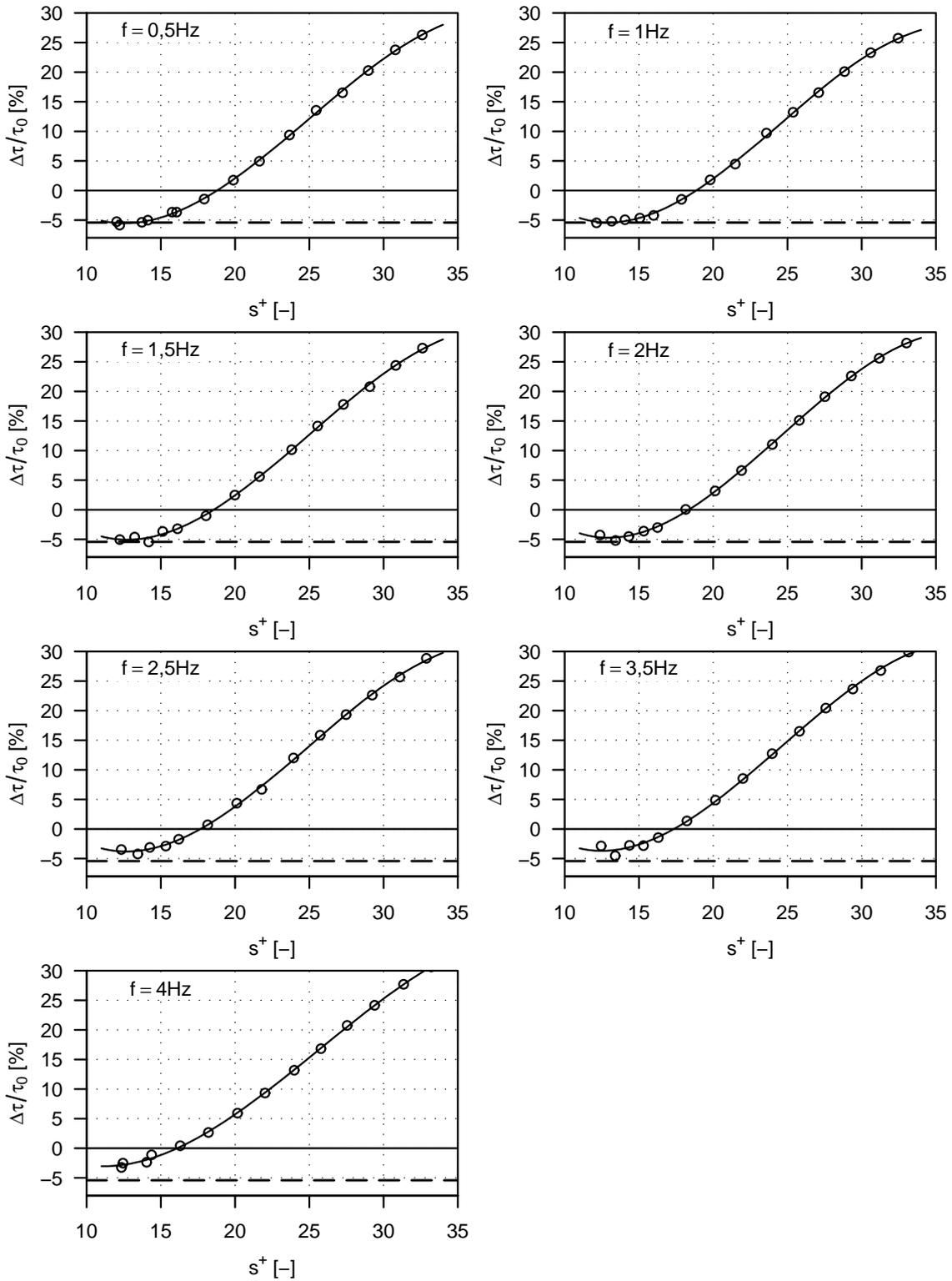


Abbildung 4.5: Widerstandsänderung oszillierender Lamellen mit $h/s = 0,8$; \circ Messwerte, — kubische Interpolation, - - - $(\Delta\tau/\tau_0)_{\min}$ starrer, aufrecht stehender Lamellen

Tabelle 4.1:
minimale relative Widerstandsänderung $(\Delta\tau/\tau_0)_{\min}$ und optimale Ribletweite s^+ für oszillierende Lamellen

| f [Hz] | $h/s = 0,5$ | | $h/s = 0,8$ | |
|----------|----------------------------------|-----------|----------------------------------|-----------|
| | $(\Delta\tau/\tau_0)_{\min}$ [%] | s^+ [-] | $(\Delta\tau/\tau_0)_{\min}$ [%] | s^+ [-] |
| Ref. | -7,9 | 16,6 | -5,4 | 11,7 |
| 0,5 | -7,7 | 16,9 | -5,5 | 12,5 |
| 1,0 | -7,9 | 16,6 | -5,4 | 13,0 |
| 1,5 | -7,6 | 16,5 | -5,1 | 12,7 |
| 2,0 | -7,3 | 17,3 | -4,7 | 12,9 |
| 2,5 | -7,7 | 16,5 | -3,8 | 12,7 |
| 3,5 | -7,7 | 16,7 | -3,7 | 12,5 |
| 4,0 | -7,7 | 17,6 | -2,9 | 11,2 |

4.2 PIV-Messungen an oszillierenden Lamellen

Für stillstehende Lamellen konnte in den Kraftmessungen eine gute Übereinstimmung zwischen den Schubspannungsmessungen im Ölkanal und Simulationen von Wassen et al. [59] erzielt werden. Der Einfluss der Lamellenoszillation auf den Reibungswiderstand bei Lamellen von 3 mm Höhe war im Widerspruch zu den *DNS*-Ergebnissen nicht nachweisbar. Für die höheren Lamellen mit $h/s = 0,8$ wurde der Effekt in den Messungen systematisch deutlich kleiner als in den Simulationen ermittelt. Mit zusätzlich durchgeführten Geschwindigkeitsmessungen des Strömungsfeldes sollte geklärt werden, inwieweit es im Vergleich zum durch periodische Randbedingungen unendlich ausgedehnten Simulationsgebiet gelingt, mit einer Testplatte begrenzter Länge die gewünschte Quergeschwindigkeit in Wandnähe zu erzeugen.

Hierzu wurden *3D-PIV*-Messungen ca. 100 mm stromauf vom hinteren Ende der Testplatte, die mit Lamellen von 4,8 mm Höhe bestückt war, durchgeführt. Die Kanalgeschwindigkeit wurde so gewählt, dass die dimensionslose Ribletweite $s^+ 17$ viskose Einheiten betrug, um einen direkten Vergleich mit der Simulation zu ermöglichen. Der Aufbau des Messsystems ist detailliert in Abschnitt 2.2 erläutert. Durch Triggerung der Doppelbilder mit einer mit der Exzenterwelle der Testplatte rotierenden Strichscheibe konnten phasengemittelte Geschwindigkeitsprofile mit 30 Aufnahmen pro Schwingzyklus bestimmt werden.

In Abbildung 4.6 sind die Einhüllenden der spannweitig gemittelten Quergeschwindigkeitsamplituden \hat{w}^+ für Oszillationsfrequenzen zwischen 0,5 Hz und 4 Hz aufgetragen. Als Referenz wurde auch eine Messung mit unbewegten Lamellen ausgeführt. Bedingt durch den begrenzten Speicherplatz der Kameras konnten nur Messreihen mit je 2098 Doppelbildern aufgezeichnet werden. Diese Messzeit war zu kurz, um großskalige Wirbelstrukturen hinreichend oft zu registrieren, wodurch bei größeren Wandabständen die Quergeschwindigkeitsamplitude über unbewegten Lamellen nicht verschwindet. Für die Messungen mit oszillierenden Lamellen ist zu erkennen, dass mit steigender Oszillationsfrequenz f wachsende Amplituden \hat{w}^+ induziert werden. Die Maximalwerte von \hat{w}^+ sind in der Nähe der Lamellenspitzen zu finden, für die höchste Frequenz $f = 4$ Hz werden $\hat{w}^+ = 0,8$ erreicht. Mit zunehmendem y^+ klingen in allen Messungen die induzierte Quergeschwindigkeitskomponente rasch ab. Für $y^+ > 20$ ist kein nennenswerter Einfluss der Lamellenoszillation auf das Geschwindigkeitsfeld mehr zu erkennen.

Abbildung 4.6:
Geschwindigkeits-
amplitude \hat{w}^+ als Funk-
tion des Wandabstandes,
oszillierende Lamellen
mit $h/s = 0,8$ bei $s^+ = 17$;
— unbewegte Lamel-
len, \square $f = 0,5$ Hz, \circ 1 Hz,
 \triangle 2 Hz, $+$ 4 Hz

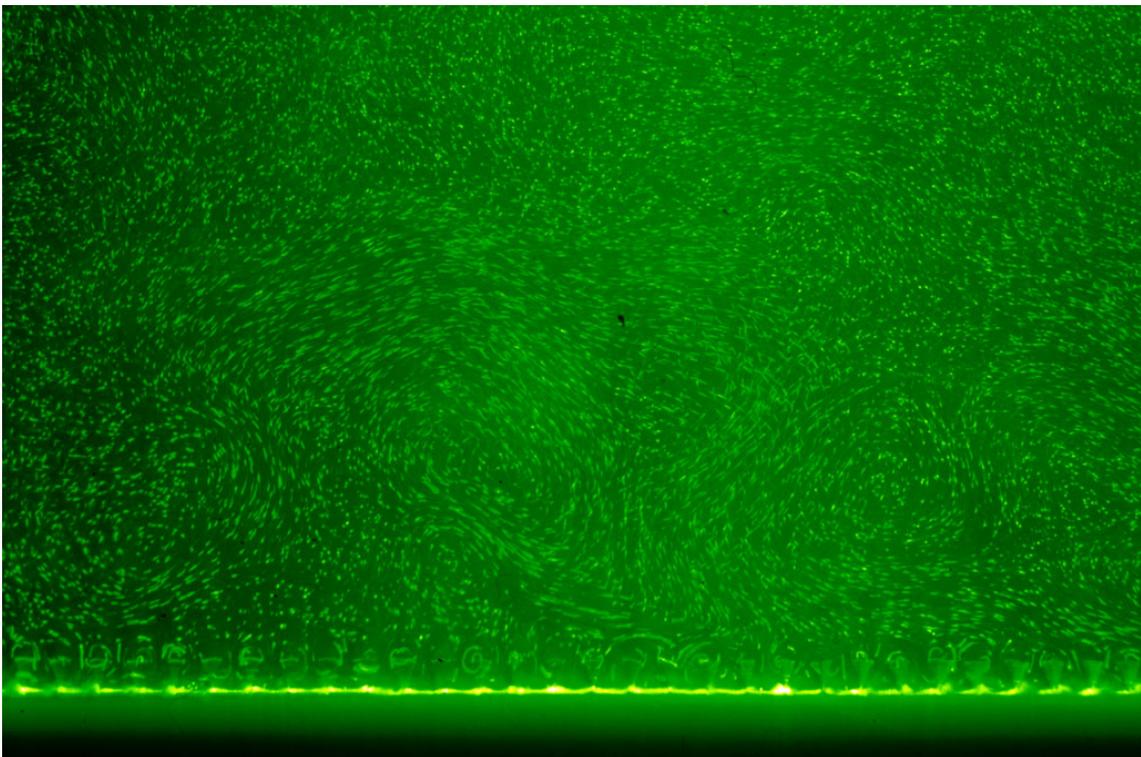
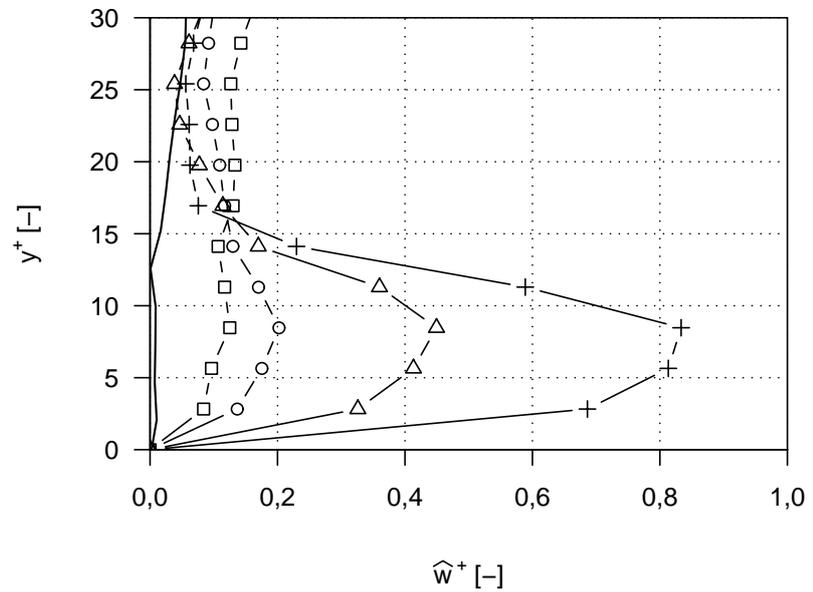


Abbildung 4.7: Strömungsfeld über oszillierenden Lamellen, Sichtbarmachung durch Laserlichtschnitt und Tracerpartikel

4.3 Widerstandsmessung an wellenförmigen Riblets

Mit Wandschubspannungsmessungen an Testplatten mit wellenförmigen Rillentälern sollte untersucht werden, ob sich die an oszillierenden Lamellen beobachtete Beeinflussbarkeit der Widerstandseigenschaften durch eine zusätzliche, aktiv unter Energieeinsatz erzeugte Quergeschwindigkeitskomponente auch auf passive Weise mit einer anwendungsnahen Modifikation der Rillengeometrie realisieren lässt.

Anstatt rechteckiger Rillen wurden Trapezzrillen verwendet. Zur Begrenzung des möglichen Parameterraumes wurde sich auf Variationen der Amplitude und Wellenlänge der Wellenform, sinus- und zickzackförmige Ausbildung der Rillentäler und eine Variation des Verhältnisses von Rippenhöhe zu -weite beschränkt.

Jede einzelne Parameterkombination erforderte dabei die Anfertigung einer neuen Testplatte. Durch Optimierung des Fräsprozesses und laufende Kontrolle während der Fertigung wurde sichergestellt, Abweichungen in der Oberflächengüte, insbesondere der Rippen Spitzenbreite, klein zu halten und eine Vergleichbarkeit der Testplatten untereinander zu gewährleisten. Mit der für die rationelle Fertigung einer großen Zahl verschiedener Ribletoberflächen beschafften *CNC*-Fräsmaschine, der Verwendung von Vollhartmetall-Formfräsern mit einer für das Material optimierten Schneidengeometrie und einer neu entwickelten Bearbeitungstechnologie war es möglich, bei deutlich geringerer Fertigungszeit als in früheren Experimenten¹ Oberflächen von gleichmäßig sehr hoher Qualität herzustellen.

4.3.1 Gerade Riblets (Referenzmessungen)

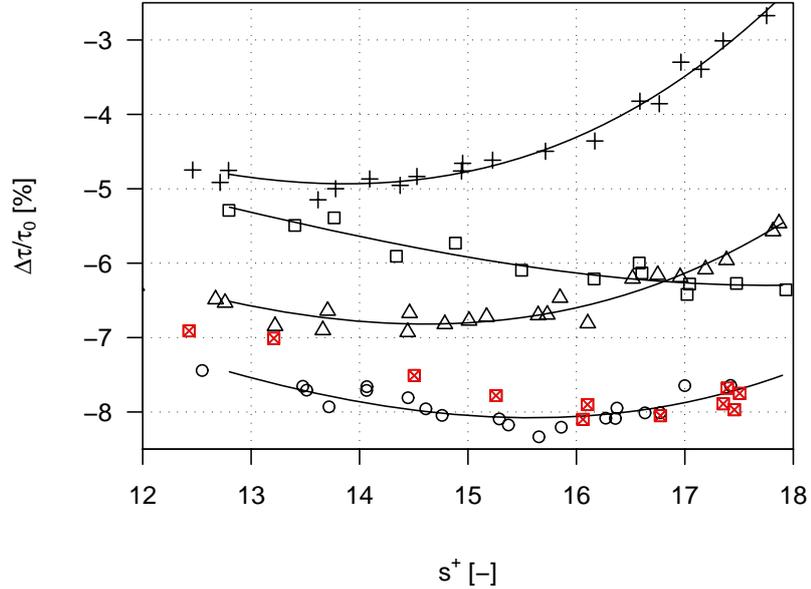
Um Vergleichswerte für die Widerstandsdaten wellenförmiger Riblets zu erhalten, wurden zuerst Messungen an geraden Riblets mit trapezförmigem Rillenquerschnitt bei vier verschiedenen Verhältnissen von h/s zwischen 0,3 und 0,9 und Ribletweiten s^+ bis 18 Wandeinheiten durchgeführt. Die erhaltene Schubspannungsänderung als Funktion der dimensionslosen Ribletweite und die zur Bestimmung der maximalen Widerstandsverminderung benutzte Interpolationsfunktion dritten Grades sind in Abbildung 4.8 aufgetragen.

Für Riblets mit trapezförmigem Querschnitt $h/s = 0,5$, 4 mm Ribletweite und einem Spitzenwinkel von 30° liegen Vergleichsdaten von Bechert [5] vor, die in den aktuellen Messungen sehr gut reproduziert werden konnten. Ebenso wie für Riblets

¹insgesamt ca. 15 h je Testplatte ggü. 1-2 Wochen bei Bechert [5]

Abbildung 4.8:

Widerstandsänderung gerader Riblets mit trapezförmigem Rillenquerschnitt; \square $h/s = 0,3$, \circ $h/s = 0,5$, \triangle $h/s = 0,7$, $+$ $h/s = 0,9$, \boxtimes $h/s = 0,5$ Daten nach Bechert [5], — kubische Interpolation



mit rechteckigem Rillenquerschnitt erzielen Trapezriblets bei $h/s = 0,5$ die größte Widerstandsverminderung von 8,1% bei $s^+ = 15,6$. Für größere Ribletthöhen verschiebt sich der Punkt maximaler Widerstandsbeeinflussung zu kleineren s^+ und geringeren Widerstandsänderungen, für Querschnitte $h/s < 0,5$ hingegen wird die größte Schubspannungsreduktion bei größeren Werten s^+ erreicht. Die ermittelten Widerstandsänderungen und die zugehörigen optimalen Ribletweiten sind in Tabelle 4.2 zusammengestellt.

4.3.2 Amplitudenvariation sinusförmiger Riblets

Ziel der ersten Untersuchungen an wellenförmigen Riblets war es, potentiell geeignete Parameter für Amplitude und Wellenlänge der Sinusform zu finden. Einzige Orientierung neben zahlreichen Untersuchungen zur lateral oszillierenden Wand waren die LES-Simulationen von Peet, Sagaut und Charron [39], die in einem der untersuchten Fälle eine Verbesserung der Widerstandseigenschaften gerader Riblets erzielen

Tabelle 4.2:
maximale Widerstandsverminderung gerader Trapezriblets

| h/s | $(\Delta\tau/\tau_0)_{\min}$ [%] | s^+ [-] |
|-------|----------------------------------|-----------|
| 0,3 | -6,3 | 17,8 |
| 0,5 | -8,1 | 15,6 |
| 0,7 | -6,8 | 14,6 |
| 0,9 | -4,9 | 13,9 |

konnten (siehe Tabelle 1.1). Deren auf die Ribletweite normierten Formparameter λ/s und a/s und wurden als erste Anhaltswerte für die hier gezeigten Messungen verwendet.

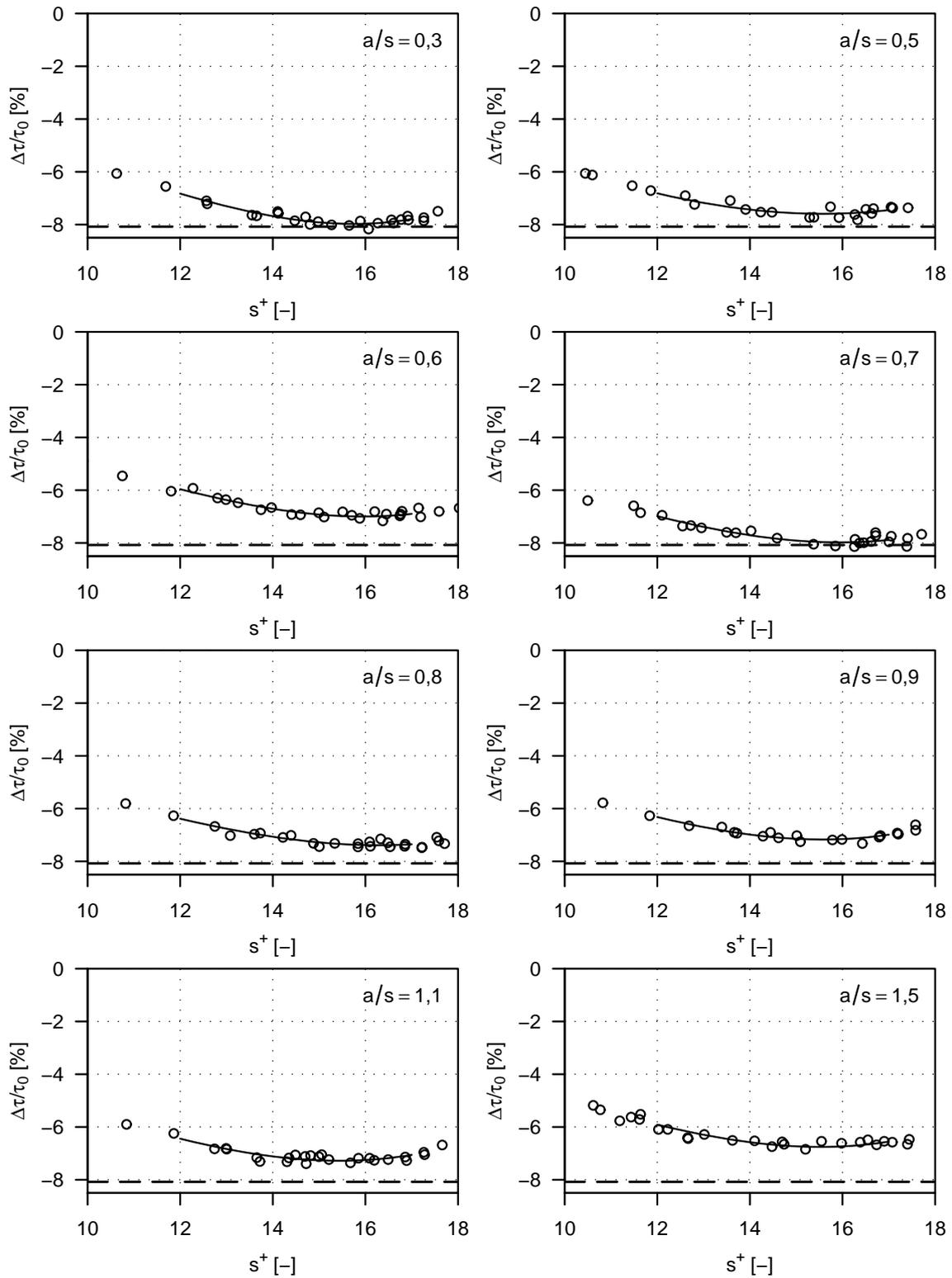
Bei einer konstant gehaltenen Wellenlänge $\lambda/s = 50$ wurde die Amplitude a/s der Riblettäler mit einem Höhen-/Abstandsverhältnis $h/s = 0,5$ in zehn Schritten zwischen 0,3 und 4,0 variiert. Die gemessene relative Schubspannungsänderung $\Delta\tau/\tau_0$ ist in Abbildung 4.9 jeweils als Funktion der dimensionslosen Ribletweite dargestellt. Zum Vergleich ist der Wert der maximalen Widerstandsreduktion gerader Riblets gleichen Querschnitts als horizontale Linie eingezeichnet.

Die anhand einer kubischen Interpolationsfunktion bestimmten maximalen Widerstandsänderungen der einzelnen Konfigurationen sind in Tabelle 4.3 zu finden. Generell sind die beobachteten Veränderungen des Widerstandsverhaltens infolge der lateralen Auslenkung der Riblets gering und betragen maximal etwa 4% der mittleren Wandschubspannung einer glatten Oberfläche. Für $a/s = 0,3$ stimmen die minimalen relativen Schubspannungen gerader und wellenförmiger Riblets überein. Eine Zunahme der Amplitude reduziert zunächst die erreichbare Widerstandsverminderung, doch bei $a/s = 0,7$ wird wieder der Wert gerader Riblets erreicht. Für weiter vergrößerte Amplituden besteht innerhalb des untersuchten Parameterraumes ein klarer Trend zu ungünstigeren Werten für $\Delta\tau/\tau_0$. Das positive Resultat von Peet [39] an Riblets mit dreieckigen Rillentälern von $a/s \approx 1,6$ (Fall „Sinus 2“) konnte mit Trapezriblets bei $a/s = 1,5$ und sonst vergleichbaren Parametern der lateralen Auslenkung nicht bestätigt werden.

4.3.3 Wellenlängenvariation sinusförmiger Riblets

Aus den Messreihen zur Amplitudenvariation an sinusförmigen Riblets wurde die Parameterkombination $h/s = 0,5$, $\lambda/s = 50$ und $a/s = 0,7$ gewählt, um im nächsten Schritt bei konstanter Amplitude den Einfluss der Wellenlänge im Bereich von $\lambda/s = 10$ bis 80 zu betrachten. Hierzu wurden sieben weitere Testplatten gefertigt. In der Mitte der Platte war stets ein Nullpunkt der Sinusfunktion angeordnet; symmetrisch in Stromauf- und Stromabrichtung konnten 1,9 bis 15 volle Auslenkungsperioden auf der Testplatte platziert werden.

Man erkennt in den Ergebnissen in Abbildung 4.10 und Tabelle 4.4, dass für die kleinsten Wellenlängen die maximale Widerstandsverminderung deutlich negativ beeinflusst wird. Ab etwa $\lambda/s = 37,5$ wird der Referenzwert aus den Messungen an ge-



Fortsetzung siehe S.90

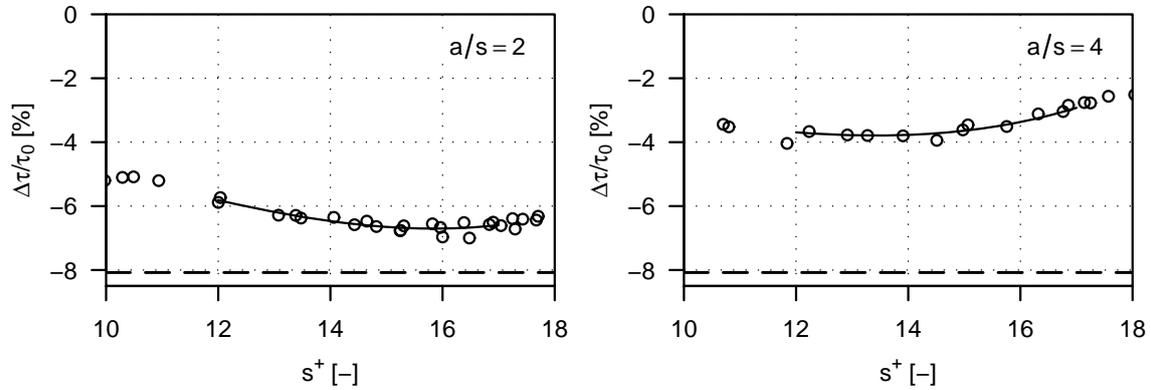


Abbildung 4.9: Widerstandsänderung sinusförmiger Trapezriblets mit $h/s = 0,5$ bei verschiedenen Amplituden a/s , $\lambda/s = 50$; \circ Messwerte, — kubische Interpolation, --- min. $\Delta\tau/\tau_0$ gerader Riblets mit $h/s = 0,5$

| a/s | $(\Delta\tau/\tau_0)_{\min}$ [%] | s^+ [-] |
|--------|----------------------------------|-----------|
| gerade | -8,1 | 15,6 |
| 0,3 | -8,0 | 15,8 |
| 0,5 | -7,6 | 15,6 |
| 0,6 | -7,0 | 16,0 |
| 0,7 | -8,0 | 15,9 |
| 0,8 | -7,4 | 16,3 |
| 0,9 | -7,2 | 15,6 |
| 1,1 | -7,3 | 15,4 |
| 1,5 | -6,8 | 15,5 |
| 2,0 | -6,7 | 15,8 |
| 4,0 | -3,8 | 13,4 |

Tabelle 4.3:
maximale Widerstands-
verminderung sinusförmiger Tra-
pezriblets mit $h/s = 0,5$, $\lambda/s = 50$

raden Riblets erreicht und für weiter vergrößerte Wellenlängen ist keine Beeinflussung des Widerstandsverhaltens durch Veränderung der Wellenlänge erkennbar.

Aus den Experimenten an oszillierenden Lamellen ist bekannt, dass die begrenzte Testplattenlänge problematisch hinsichtlich der Ausbildung eines voll beeinflussten Strömungszustandes ist (vgl. Abschnitt 5.1.4). Ein von der Testplattenlänge unabhängiger Wert für die Wandschubspannung oszillierender Lamellen wird für kurze Periodendauern T^+ der Oszillation eher erreicht. Ein vergleichbares Verhalten ist für wellenförmige Riblets zu erwarten. Ein voll entwickelter, von der Lauflänge unabhängiger Strömungszustand wird sich für wellenförmige Riblets mit kleinen Wellenlängen, also kurzen Periodendauern, eher einstellen. Deren Potential zur Widerstandsreduktion ist aber mutmaßlich geringer als für Oberflächengeometrien mit zur Anregung optimalen langen Wellenlängen. Die Wahl eines geeigneten λ/s für die weiteren Versuche ist so ein Kompromiss aus einer zur Strömungsbeeinflussung günstigen Geometrie und einer Mindestanzahl vollständiger Periodendauern, die auf der Testplatte von 0,5 m Länge unterzubringen sind.

Für die weitere Optimierung wurde eine Wellenlänge $\lambda/s = 37,5$ als kürzeste Wellenlänge, bei der noch keine negativen Auswirkungen auf die Widerstandsreduktion beobachtet wurden, ausgewählt. Für diese Wellenlänge können vier Schwingungsperioden innerhalb der Testplattenlänge untergebracht werden. Die größte Wirksamkeit solcher Riblets mit $h/s = 0,5$ stellt sich weitestgehend unbeeinflusst von Amplitude und Wellenlänge um $s^+ = 15,5$ ein, so dass sich dann eine Schwingungsperiode über etwa 580 Wandeinheiten erstreckt. Mit der konstanten Ausbreitungsgeschwindigkeit von Geschwindigkeitsschwankungen in den wandnächsten Grenzschichtbereichen von $10 u_\tau$ (siehe [27] und Kapitel 5.1.4) entspricht diese Oszillation im Raum einer zeitlichen Schwingung mit $T^+ \approx 60$ und bietet laut der Erkenntnisse von Jung [25] und Quadrio [41] ein genügendes Potential zur Widerstandsverminderung durch Einführung einer lateralen Geschwindigkeitskomponente [25, 41].

4.3.4 Wellenformvariation

Zur bereits gemessenen Testplatte mit $h/s = 0,5$ und sinusförmigen Rillentälern mit $a/s = 0,5$ und $\lambda/s = 37,5$ wurde eine weitere Oberfläche hergestellt, die sich durch die Form der lateralen Auslenkung unterschied. Statt einer Sinusfunktion wurde an dieser Platte eine zickzackförmige Gestaltung gewählt, die einige praktische Vorteile durch unkompliziertere Herstellung bot. Gleichzeitig erlaubt diese Konfiguration eine

4. Versuchsdurchführung und Ergebnisse

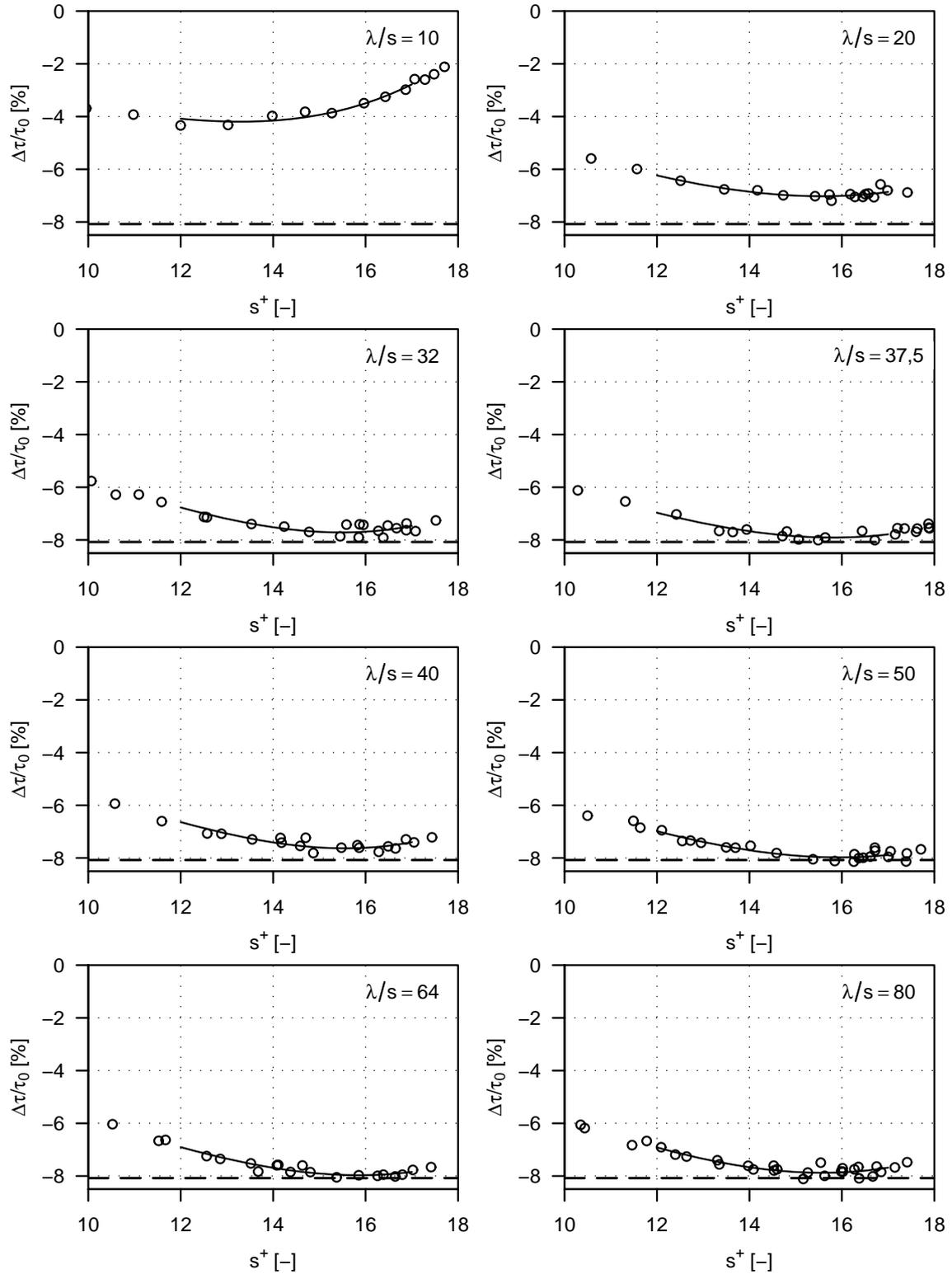


Abbildung 4.10: Widerstandsverminderung sinusförmiger Trapezriblets mit $h/s = 0,5$ bei verschiedenen Wellenlängen λ/s , $a/s = 0,7$; \circ Messwerte, — kubische Interpolation, --- min. $\Delta\tau/\tau_0$ gerader Riblets mit $h/s = 0,5$

Tabelle 4.4:

maximale Widerstands-
verminderung sinusförmiger Tra-
pezriblets mit $h/s = 0,5$, $a/s = 0,7$

| λ/s | $(\Delta\tau/\tau_0)_{\min}$ [%] | s^+ [-] |
|-------------|----------------------------------|-----------|
| gerade | -8,1 | 15,6 |
| 10 | -4,2 | 13,3 |
| 20 | -7,0 | 15,6 |
| 32 | -7,7 | 15,5 |
| 37,5 | -7,9 | 15,8 |
| 40 | -7,6 | 15,6 |
| 50 | -8,0 | 15,9 |
| 64 | -8,0 | 15,9 |
| 80 | -7,9 | 15,6 |

gleiche laterale Auslenkung D bei geringerem Schiebewinkel β der Rippenspitzen, der eine Steigerung der Amplitude wellenförmiger Riblets begrenzt. Durch Änderung der Gestalt der Wellenform kann eventuell der Einfluss dieser Limitierung gemildert werden.

Neben einer Konfiguration mit $h/s = 0,5$ wurde im späteren Verlauf der Experimente noch ein Testplattenpaar mit $h/s = 0,3$ und einer Amplitude von $a/s = 2,0$ bei $\lambda/s = 37,5$ und sinus- bzw. zickzackförmiger Auslenkung untersucht. Die Ergebnisse der Messungen sind in den Diagrammen 4.11 gezeigt. Tabelle 4.5 nennt die aus den Interpolationspolynomen ermittelten minimalen Wandschubspannungen.

4.3.5 Rillenquerschnittsvariation zickzackförmiger Riblets

In allen bisherigen Messungen wurden Riblets verwendet, deren Rillentäler eine Querschnittsform von $h/s = 0,5$ aufwiesen, die laut Literatur [5] als optimal für gerade Riblets gilt. Mit ihnen konnten innerhalb des untersuchbaren Parameter-

Tabelle 4.5:

maximale Widerstands-
verminderung sinus- und
zickzackförmiger Trapez-
riblets bei gleichen Form-
parametern

| h/s | a/s | λ/s | Wellenform | $(\Delta\tau/\tau_0)_{\min}$ [%] | s^+ [-] |
|-------|-------|-------------|------------|----------------------------------|-----------|
| 0,5 | 0,7 | 37,5 | Sinus | -7,9 | 15,8 |
| | | | Zickzack | -7,9 | 15,7 |
| 0,3 | 2,0 | 37,5 | Sinus | -7,1 | 18,9 |
| | | | Zickzack | -7,2 | 18,5 |

4. Versuchsdurchführung und Ergebnisse

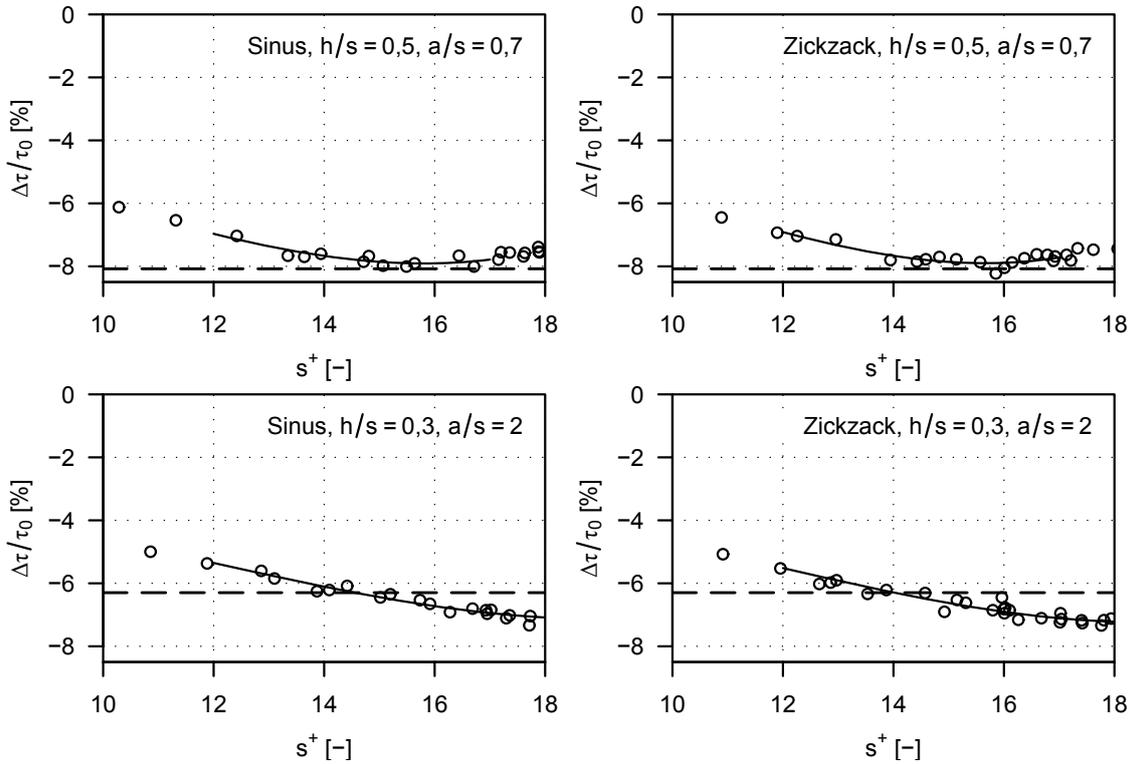


Abbildung 4.11: Widerstandsänderung sinusförmiger und zickzackförmiger Riblets, $\lambda/s = 37,5$, links: sinusförmige Rillen, rechts: zickzackförmige Rillen; \circ Messwerte, — kubische Interpolation, --- $(\Delta\tau/\tau_0)_{\min}$ gerader Rillen

raumes für Amplitude und Wellenlänge keine Widerstandsverminderung größer als die gerader Riblets erzeugt werden. Durch Variation der Riblethöhe bei konstanter Ribletweite war abschließend zu probieren, ob ein anderer Wert für die Rippenhöhe evtl. zu einer günstigeren Beeinflussbarkeit der Längswirbel in *buffer layer* führt und so die Widerstandsverminderung trotz einer für gerade Riblets ungünstigeren Rillenquerschnittsform gesteigert werden kann.

Mit Riblethöhen größer als die 0,5-fache Ribletweite könnte die gewünschte Quergeschwindigkeitskomponente in größerer Entfernung von der Wand und damit energetisch effizienter eingebracht werden, während bei flacheren Rillen entsprechend der Überlegungen in Kapitel 5.1.3 die Verdrängung der mit der lateralen Geschwindigkeitskomponente zu beeinflussenden Längswirbel in wandfernere Bereiche geringer ausfällt und so eine bessere Beeinflussbarkeit durch eine wandnahe Aktuation möglich ist. In beiden Fällen entsteht jedoch durch die Abweichung vom idealen Verhältnis h/s eine geringere Widerstandsverminderung basierend auf dem Wirkmechanismus konventioneller gerader Ribletstrukturen, der im Erfolgsfall durch eine gesteigerte

Widerstandsreduktion mittels Querbewegung überkompensiert wird.

Es wurden Messungen an zickzackförmigen Trapezriblets mit vier verschiedenen Rillenquerschnitten durchgeführt, deren Verhältnis h/s zwischen 0,3 und 0,9 betrug. Die Wellenlänge als Parameter mit dem schwächsten Einfluss auf das Widerstandsverhalten wurde einheitlich bei $\lambda/s = 37,5$ belassen. Die Amplitude der zickzackförmigen Rillentäler wurde von $a/s = 0,5$ bis 1,5, im Fall $h/s = 0,3$ bis 3,0 schrittweise verändert.

In den Abbildungen 4.12 bis 4.15 sind die relativen Schubspannungsänderungen $\Delta\tau/\tau_0$ im Wertebereich $10 \leq s^+ \leq 18$ gezeigt. Die gestrichelte Linie gibt die höchste Widerstandsreduktion, die mit geraden Riblets gleichen Querschnitts gemessen wurde, an. Tabelle 4.6 gibt einen Überblick über die ermittelten Minima.

Für Rillen mit $h/s = 0,3$ wird mit zunehmender Amplitude bis $a/s = 2,5$ eine höhere Widerstandsverminderung als an geraden Riblets erhalten. Der höchste Wert mit $\Delta\tau/\tau_0 = 7,6\%$ wird bei $a/s = 0,9$ erreicht und liegt 1,25% über dem Referenzwert von 6,3% für gerade Riblets mit $h/s = 0,3$.

Zickzackförmige Riblets mit einem Rillenquerschnitt von $h/s = 0,5$ vermindern bis $a/s = 0,7$ den Widerstand um den gleichen Betrag wie gerade Riblets. Eine größere Amplitude wirkt sich ungünstig auf die Schubspannungsänderung aus. Mit 7,9% wird für dieses Verhältnis von Ribletöhe zu -abstand die größte Widerstandsverminderung erreicht.

Das Verhalten bei $h/s = 0,7$ ist bei insgesamt geringerer Widerstandsverminderung dem bei $h/s = 0,5$ beschriebenen ähnlich. Für Amplituden bis $a/s = 0,7$ stimmen die Werte an zickzackförmigen und geraden Riblets überein. Bei weiterer Erhöhung der Amplitude sinkt der Betrag der zu erzielenden Schubspannungsänderung.

Die Riblets mit der größten Höhe von $h/s = 0,9$ reduzieren bereits bei den kleinsten untersuchten Amplituden den Widerstand geringfügig stärker als gerade Riblets gleichen Querschnitts. Das beste Ergebnis mit 5,5% wird für $a/s = 0,9$ erhalten. Bei größeren Amplituden sinkt dieser Wert. Bei $a/s = 1,5$ entspricht die maximale Widerstandsverminderung zickzackförmiger Riblets wieder dem Wert für gerade Riblets.

4. Versuchsdurchführung und Ergebnisse

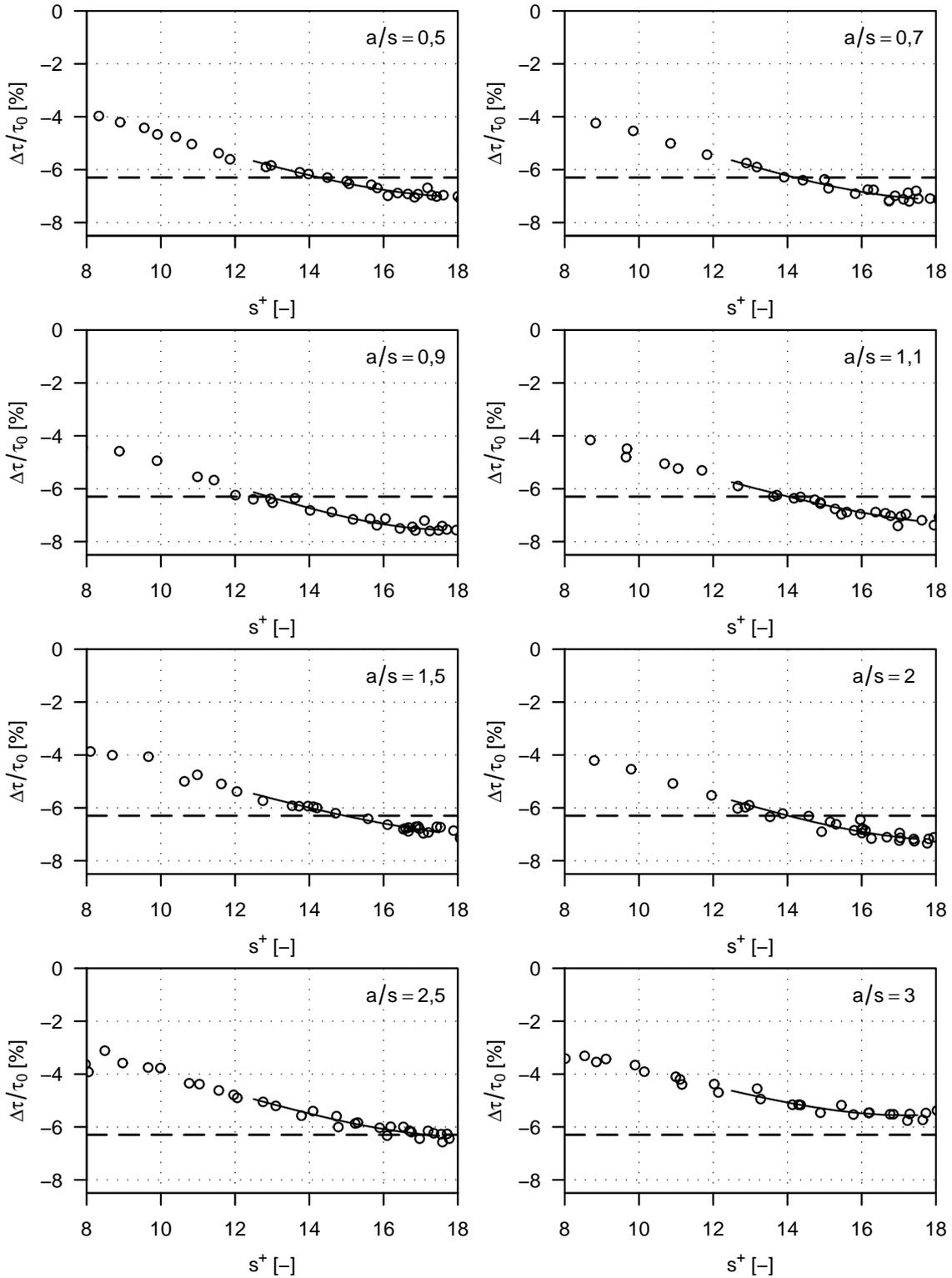


Abbildung 4.12: Widerstandsänderung zickzackförmiger Trapezriblets mit $h/s = 0,3$ bei verschiedenen Amplituden a/s , $\lambda/s = 37,5$; \circ Messwerte, — kubische Interpolation, --- min. $\Delta\tau/\tau_0$ gerader Riblets mit $h/s = 0,3$

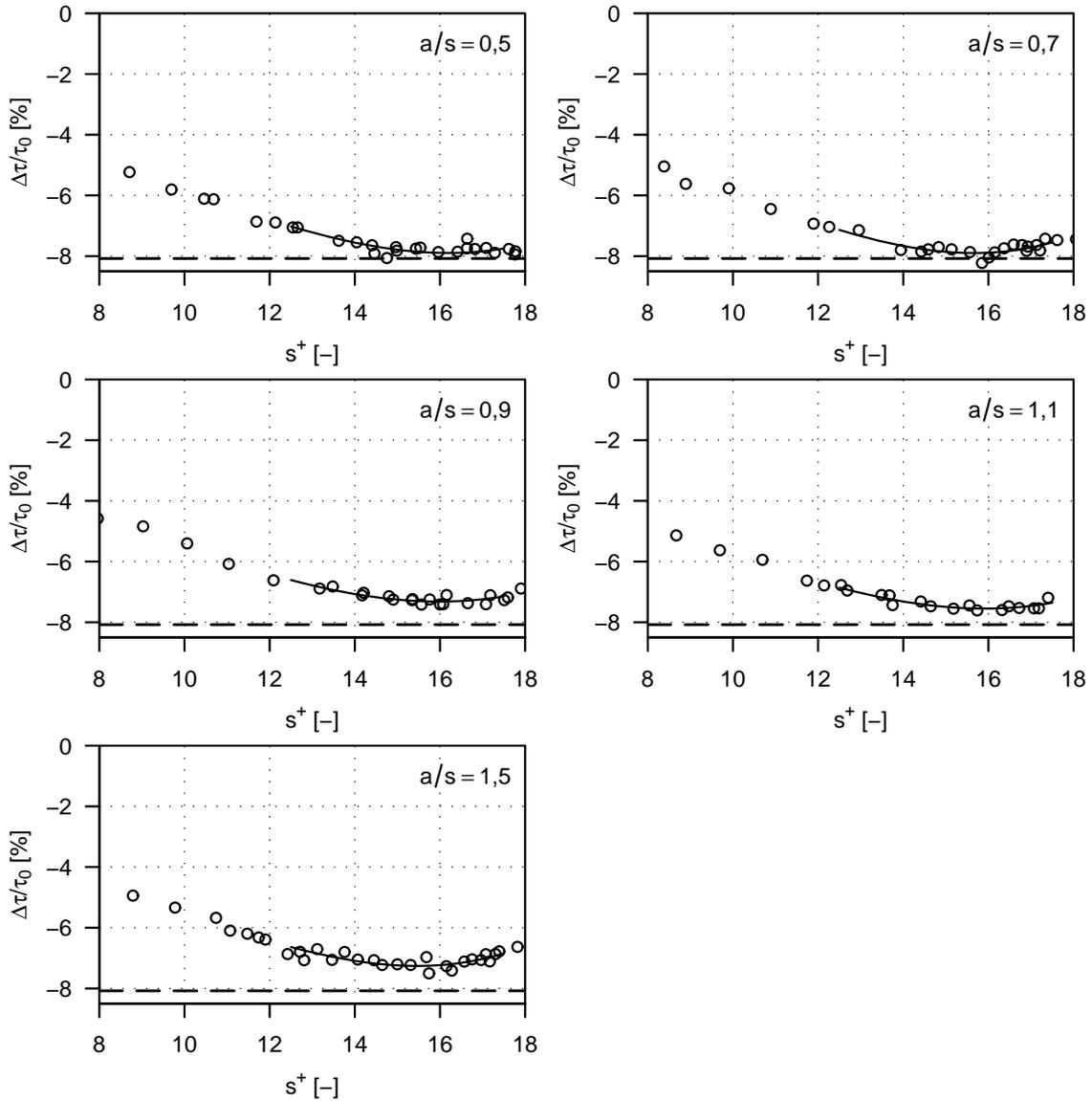


Abbildung 4.13: Widerstandsänderung zickzackförmiger Trapezriblets mit $h/s = 0,5$ bei verschiedenen Amplituden a/s , $\lambda/s = 37,5$; \circ Messwerte, — kubische Interpolation, --- min. $\Delta\tau/\tau_0$ gerader Riblets mit $h/s = 0,5$

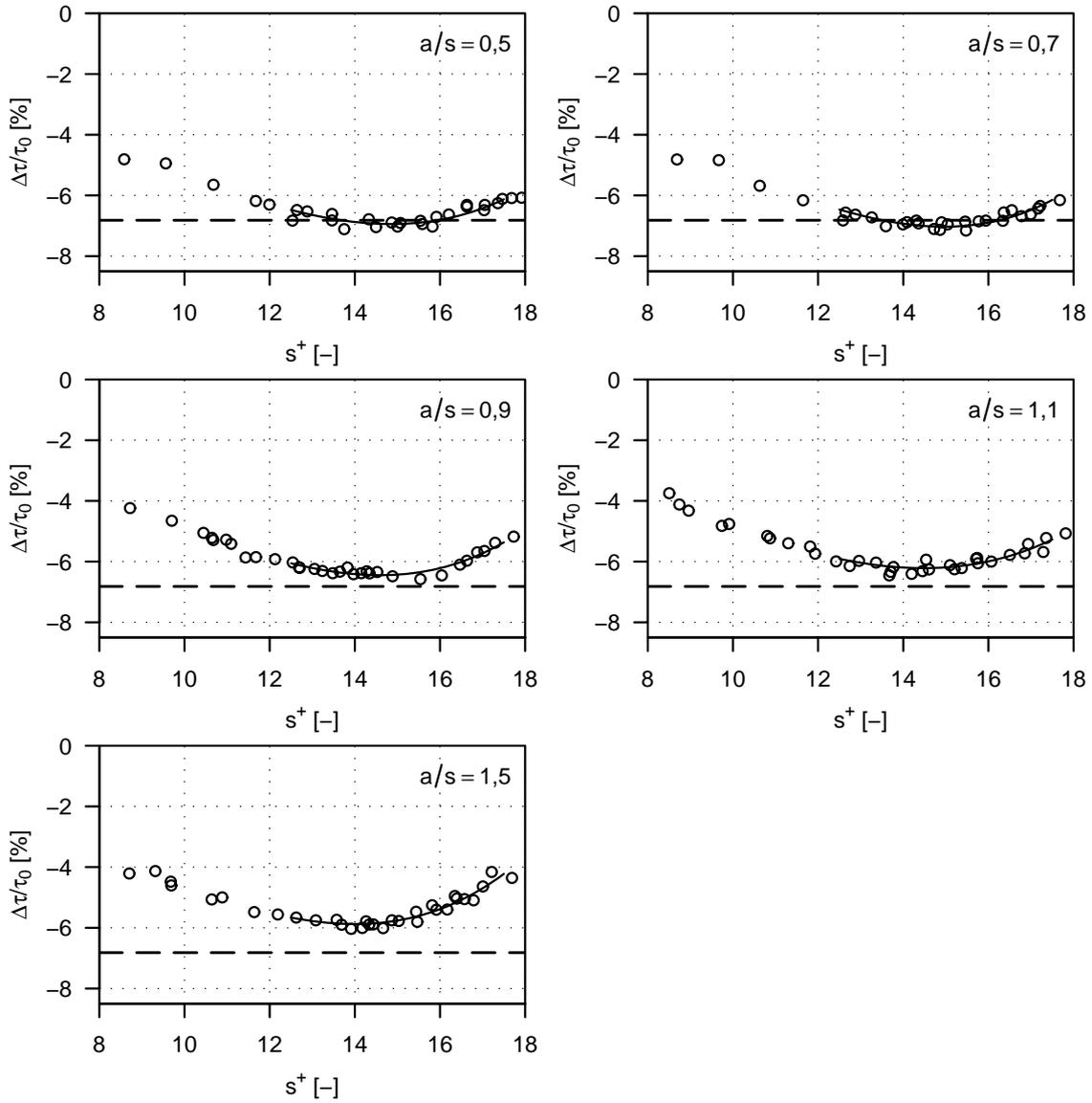


Abbildung 4.14: Widerstandsänderung zickzackförmiger Trapezriblets mit $h/s = 0,7$ bei verschiedenen Amplituden a/s , $\lambda/s = 37,5$; \circ Messwerte, — kubische Interpolation, --- min. $\Delta\tau/\tau_0$ gerader Riblets mit $h/s = 0,7$

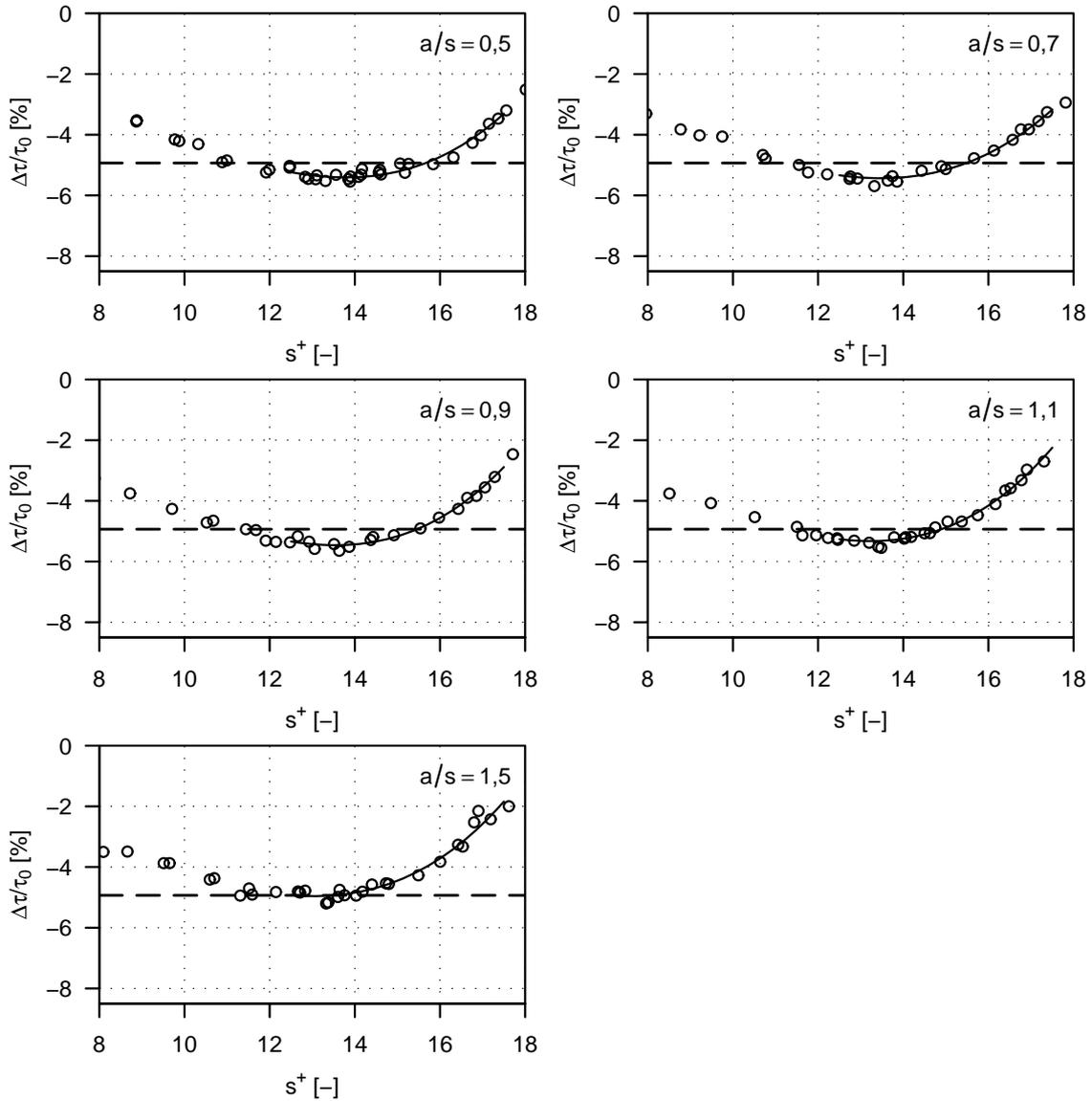


Abbildung 4.15: Widerstandsänderung zickzackförmiger Trapezriblets mit $h/s = 0,9$ bei verschiedenen Amplituden a/s , $\lambda/s = 37,5$; \circ Messwerte, — kubische Interpolation, - - - min. $\Delta\tau/\tau_0$ gerader Riblets mit $h/s = 0,9$

Tabelle 4.6:

maximale Widerstandsverminderung
zickzackförmiger Trapezriblets bei
verschiedenen h/s

| h/s | λ/s | a/s | $(\Delta\tau/\tau_0)_{\min}$ [%] | s^+ [-] |
|-------|-------------|--------|----------------------------------|-----------|
| 0,3 | 37,5 | gerade | -6,3 | 17,8 |
| | | 0,5 | -7,0 | 18,4 |
| | | 0,7 | -7,1 | 18,3 |
| | | 0,9 | -7,6 | 17,8 |
| | | 1,1 | -7,4 | 19,5 |
| | | 1,5 | -7,2 | 20,0 |
| | | 2,0 | -7,2 | 18,5 |
| | | 2,5 | -6,4 | 18,4 |
| | | 3,0 | -5,6 | 17,2 |
| 0,5 | 37,5 | gerade | -8,1 | 15,6 |
| | | 0,5 | -7,9 | 16,2 |
| | | 0,7 | -7,9 | 15,7 |
| | | 0,9 | -7,3 | 16,0 |
| | | 1,1 | -7,5 | 15,9 |
| | | 1,5 | -7,3 | 15,5 |
| 0,7 | 37,5 | gerade | -6,8 | 14,6 |
| | | 0,5 | -6,9 | 14,9 |
| | | 0,7 | -7,0 | 15,0 |
| | | 0,9 | -6,4 | 14,6 |
| | | 1,1 | -6,2 | 14,5 |
| | | 1,5 | -5,9 | 14,0 |
| 0,9 | 37,5 | gerade | -4,9 | 13,9 |
| | | 0,5 | -5,4 | 13,8 |
| | | 0,7 | -5,4 | 13,5 |
| | | 0,9 | -5,5 | 13,5 |
| | | 1,1 | -5,3 | 13,2 |
| | | 1,5 | -5,0 | 13,0 |

Kapitel 5

Auswertung

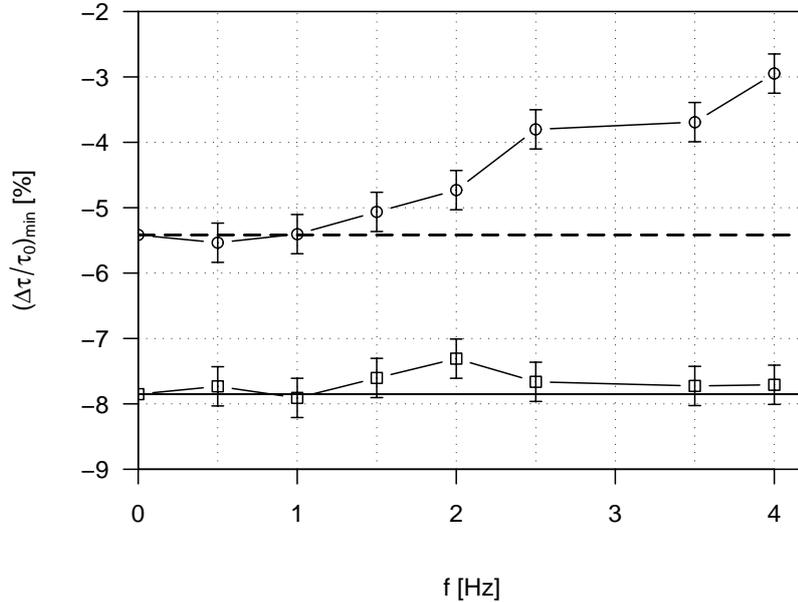
Die aus den Messdaten in Kapitel 4 gewonnenen Erkenntnisse sind im Folgenden aufgeführt. Neben der Frage, ob niedrigere Wandschubspannungen als mit bisher bekannten Ribletstrukturen zu erzeugen sind, waren dabei Aussagen zur Abhängigkeit der Widerstandsbeeinflussung durch laterale Geschwindigkeitskomponenten von Parametern wie Anregungsfrequenz bzw. -wellenlänge und Anregungsamplitude von Interesse. Die Wechselwirkung der Wirkmechanismen von konventionellen Riblets und oszillierenden Quergeschwindigkeiten wird thematisiert und es wird abgeschätzt, ob und unter welchen Umständen eine sinnvolle Kombination beider zu größerer Widerstandsverminderung als mit zweidimensionalen Riblets allein führen kann.

5.1 Widerstandseigenschaften oszillierender Lamellen mit rechteckigem Rillenquerschnitt

5.1.1 Einfluss der Oszillationsfrequenz auf die Widerstandsverminderung

Für Riblets bestehend aus dünnen oszillierenden Lamellen von 3 mm und 4,8 mm Höhe und rechteckigen Rillentälern liegen Widerstandsdaten sowohl für den Referenzfall aufrecht stehender, unbewegter Lamellen als auch für mit Frequenzen zwischen 0,5 Hz und 4 Hz in Querrichtung schwingende Lamellen vor. Die durch Interpolation der einzelnen Messpunkte mit einer Polynomfunktion dritten Grades gefundene maximale Widerstandsverminderung bei konstanter Amplitude von 27° sind in Abbildung 5.1 als Funktion der Oszillationsfrequenz gezeigt.

Abbildung 5.1:
 maximale Widerstands-
 verminderung oszil-
 lierender Lamellen;
 \square $h/s = 0,5$, \circ $h/s = 0,8$,
 — unbewegte La-
 mellen $h/s = 0,5$,
 - - - unbewegte Lamel-
 len $h/s = 0,8$



In den Messungen mit Lamellen von 3,0 mm Höhe ($h/s = 0,5$) stimmen mit Ausnahme des Punktes bei 2 Hz alle Werte an oszillierenden Lamellen mit der maximalen Widerstandsverminderung der unbewegten Lamellen im Rahmen der Messgenauigkeit überein, eine systematische Beeinflussung der Wandschubspannung durch die Lamellenoszillation kann nicht demonstriert werden. Durch Vergrößerung der Lamellenhöhe auf 4,8 mm ($h/s = 0,8$) kann bei gleicher Amplitude und Frequenz der Lamellenauslenkung die maximale Geschwindigkeit \hat{w}^+ an der Lamellenspitze erhöht und damit die Strömungsbeeinflussung durch Oszillation um den Preis eines für unbewegte Lamellen ungünstigeren Rillenquerschnittes verstärkt werden. Die Widerstandsverminderung der unbewegten Vergleichskonfiguration verringert sich aufgrund des geänderten Verhältnisses h/s von 7,8% auf 5,4%. Dieser Wert wird von oszillierenden Lamellen bei Frequenzen von 0,5 Hz und 1 Hz reproduziert. Für höhere Frequenzen hat die Oszillation eine negative Wirkung auf die maximal erreichbare Schubspannungsreduktion, so dass bei der höchsten Frequenz von 4 Hz nur mehr 2,9% Widerstandsreduktion erzielt werden.

Die Oszillation der Lamellen mit 4,8 mm Höhe beeinflusst das Widerstandsverhalten auch bei Werten von s^+ größer als die optimale Ribletweite. Beispielhaft ist in Abbildung 5.2 die relative Schubspannungsänderung für eine konstante Ribletweite $s^+ = 17$ für alle untersuchten Oszillationsfrequenzen gezeigt. Für diese Ribletweite sind DNS-Simulationen von Kramer [29] für Riblets mit $h/s = 0,81$ verfügbar. In den Experimenten ist zu erkennen, dass für Frequenzen bis 2 Hz bei diesem s^+ oszillierende

Lamellen eine höhere Widerstandsverminderung als unbewegte Lamellen erzeugen. Das Optimum der Beeinflussung wird bei 1 Hz beobachtet. Für Frequenzen größer als 2 Hz wird durch Oszillation die Wandschubspannung gegenüber unbewegten Lamellen erhöht.

Um isoliert den Effekt der Lamellenoszillation auf die Widerstandseigenschaften der Testplatte zu bewerten, ist in Abb. 5.3 die Differenz in der Wandschubspannung zwischen bewegten und unbewegten Lamellen bezogen auf die Schubspannungsdifferenz zwischen unbewegter Vergleichskonfiguration und glatter Wand in Abhängigkeit der dimensionslosen Periodendauer T^+ nach Gleichung (5.1) dargestellt:

$$T^+ = \frac{1}{f} \cdot \frac{u_T^2}{\nu} \quad (5.1)$$

Im Experiment wurden für T^+ zwischen 50 und 200 eine Verbesserung der widerstandsvermindernden Eigenschaften beobachtet. Das Optimum liegt dabei um $T^+ = 100$, wo durch die Lamellenbewegung eine zusätzliche Widerstandsverminderung von gleicher Größe wie die Widerstandsverminderung unbewegter Lamellen erreicht wird. Für Periodendauern kleiner als 50 Zeiteinheiten wurde mit Oszillation eine höhere Wandschubspannung als an unbewegten Lamellen erzeugt. Für die kleinste Periodendauer verursacht die Lamellenoszillation ein insgesamt widerstandserhöhendes Verhalten der Testplatte.

In den *DNS*-Simulationen erzielten unbewegte Lamellen eine Widerstandsverminderung von 2,3%. Bei Oszillation der Lamellen mit 30° Auslenkung und dimensionslosen Periodendauern T^+ von 35, 50 und 100 viskosen Zeiteinheiten wurden relative Widerstandsänderungen von 3,9%, 6,4% und 4,7% erhalten. Die Simulationsergebnisse im rechten Diagramm in Abb. 5.3 stützen qualitativ den experimentell beobachteten Zusammenhang zwischen T^+ und der erzeugten zusätzlichen Widerstandsverminderung. Der Einfluss der Oszillation auf die Wandschubspannung in der Simulation ist jedoch wesentlich ausgeprägter als im Experiment, am Punkt optimaler Strömungsbeeinflussung beträgt die Schubspannungsreduktion oszillierender Lamellen in der Simulation das 2,8-fache der Widerstandsverminderung unbewegter Riblets, wogegen im Experiment maximal eine Verdopplung realisiert werden konnte.

Der Einfluss der Lamellenoszillation auf die Wandschubspannung an Ribletstrukturen mit rechteckigen Rillentälern ist innerhalb des untersuchten Parameterbereiches für Frequenz und -amplitude im zeitlichen Mittel nur schwach vorhanden. Die maximale erreichbare Widerstandsverminderung an Lamellen des Querschnitts

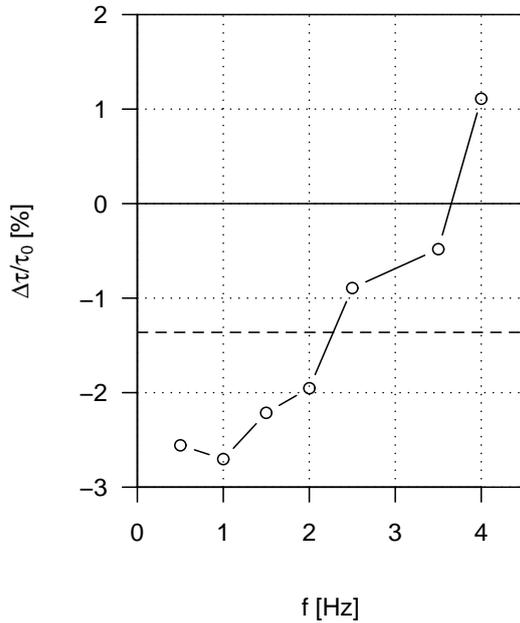


Abbildung 5.2: rel. Widerstandsänderung für oszillierende Lamellen mit $h/s = 0,8$ bei $s^+ = 17$; \circ Messung, --- unbewegte Lamellen

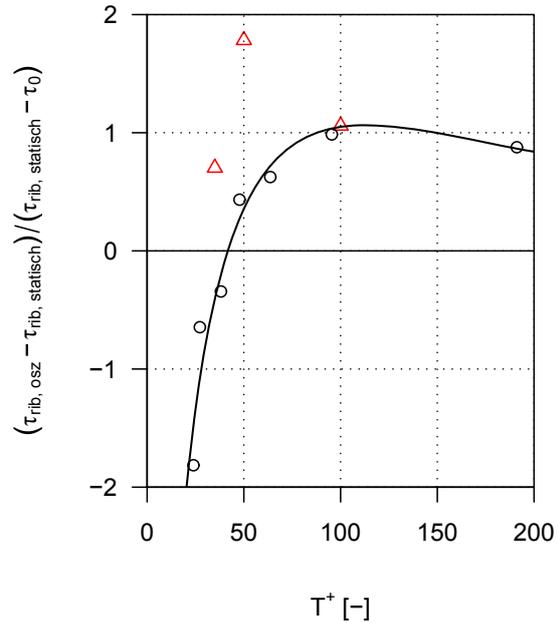


Abbildung 5.3: zusätzliche Änderung der Wandschubspannung durch Oszillation, normiert auf Wandschubspannungsänderung unbewegter Lamellen; \circ Messung, Δ DNS Kramer [29]

$h/s = 0,5$ betrug ca. $7,9 \pm 0,3\%$ und wurde durch Oszillation nicht verändert. In DNS-Rechnungen [59] an identischen Querschnitten betrug die relative Schubspannungsänderung unbewegter Lamellen $-8,6\%$ und konnte durch Oszillation mit $T^+ = 50$ geringfügig auf $-9,3\%$ verbessert werden. Für Lamellen von $h/s = 0,8$ wirkte sich die Oszillation durchweg ungünstig auf die maximal erzielbare Widerstandsverminderung aus. Nur für ausgewählte dimensionslose Ribletweiten größer als der optimale Betriebspunkt der Riblets wurde bei Oszillation die Widerstandsverminderung messbar erhöht, z.B. bei $s^+ = 17$ und $T^+ = 100$ von $1,4\%$ auf $2,7\%$. Der bei $s^+ = 17$ beobachtete Einfluss der Frequenz der Lamellenoszillation auf das Widerstandsverhalten stimmt qualitativ mit DNS-Rechnungen überein. Dessen Betrag hingegen ist im Experiment deutlich geringer als durch Simulationen prognostiziert wurde. Eine mögliche Erklärung, die unvollständige Ausbildung des durch laterale Oszillation beeinflussten Strömungszustandes, wird in Abschnitt 5.1.4 erläutert.

5.1.2 Wandprofil der Quergeschwindigkeitsamplitude

Anhand von mit *PIV* gemessenen Quergeschwindigkeitsprofilen wurde die Wirkung der Schwingung von Lamellen mit $h/s = 0,8$ auf das wandnahe Strömungsfeld detailliert untersucht. Die mittlere Strömungsgeschwindigkeit des Ölkanals \bar{u}_b war dabei so eingeregelt, dass $s^+ = 17$ erreicht wird.

In Abbildung 5.4 sind die Profile für die Geschwindigkeitsamplitude von oszillierenden Lamellen mit einer Höhe $h^+ = 13,6$ bei einer Periodendauern von $T^+ = 100$ und $T^+ = 50$ geplottet. Den aus den Momentan-Geschwindigkeitsfeldern ermittelten Einhüllenden der lateralen Geschwindigkeitskomponente sind Ergebnisse der DNS-Rechnungen von Kramer [29] für $h^+ = 13,75$ (analog zu Wassen [59] für $h^+ = 8,4$) gegenübergestellt.

Als Linien ist eine theoretische Referenz gezeigt, die sich jeweils aus zwei Funktionen zusammensetzt. Es wird angenommen, dass für Wandabstände y^+ kleiner als h^+ das Fluid in den Rillentälern schlupffrei der Lamellenoszillation folgt. Es entsteht ein lineares Geschwindigkeitsprofil nach Gleichung (5.2),

$$\hat{w}^+ = \hat{\alpha} \cdot \frac{2\pi}{T^+} \cdot y^+, \quad (5.2)$$

das für $y^+ = h^+$ sein Maximum erreicht. Hier bildet sich eine Schicht lokal konstanter lateraler Geschwindigkeitsamplitude \hat{w}^+ , ähnlich der einer oszillierenden Wand, aus.

Im Gebiet oberhalb der Lamellenspitzen klingt \hat{w}^+ exponentiell ab. Dieses *Stokes*-Profil $\hat{w}^+ = f(y^+, \dots)$ kann durch Gleichung (1.1) (siehe S. 23) beschrieben werden, deren Bezugshöhe y^+ auf Höhe der Lamellenspitzen bei $y^+ = 13,6$ angenommen wird. Die zugehörige Amplitude \hat{w}_0^+ entspricht so dem Maximalwert \hat{w}^+ des linearen Bereichs.

Vergleicht man die Resultate der Simulation mit dem beschriebenen idealisierten Strömungsfeld, so werden zwischen den Lamellen im spannweitigen Mittel bis zu einem Wandabstand $y^+ = 12$ sogar höhere Geschwindigkeitsamplituden erzielt als theoretisch zu erwarten war. Diese Erhöhung ist durch deutlich ausgeprägte Sekundärströmungen innerhalb des Lamellenzwischenraumes zu erklären. Für die Wirksamkeit entscheidend ist, wie weit diese Lateralkomponente in den *buffer layer* oberhalb der Lamellenspitzen bei $y^+ \approx 20 \dots 30$ hineinreicht, um dort wirkungsvoll die Ausbildung großer Längswirbelstrukturen zu beeinflussen. Unmittelbar über den Lamellenspitzen werden im spannweitigen Mittel etwas geringere Geschwindigkeitsamplituden simuliert, woraus abzuleiten ist, dass \hat{w}^+ in Spannweitenrichtung nicht

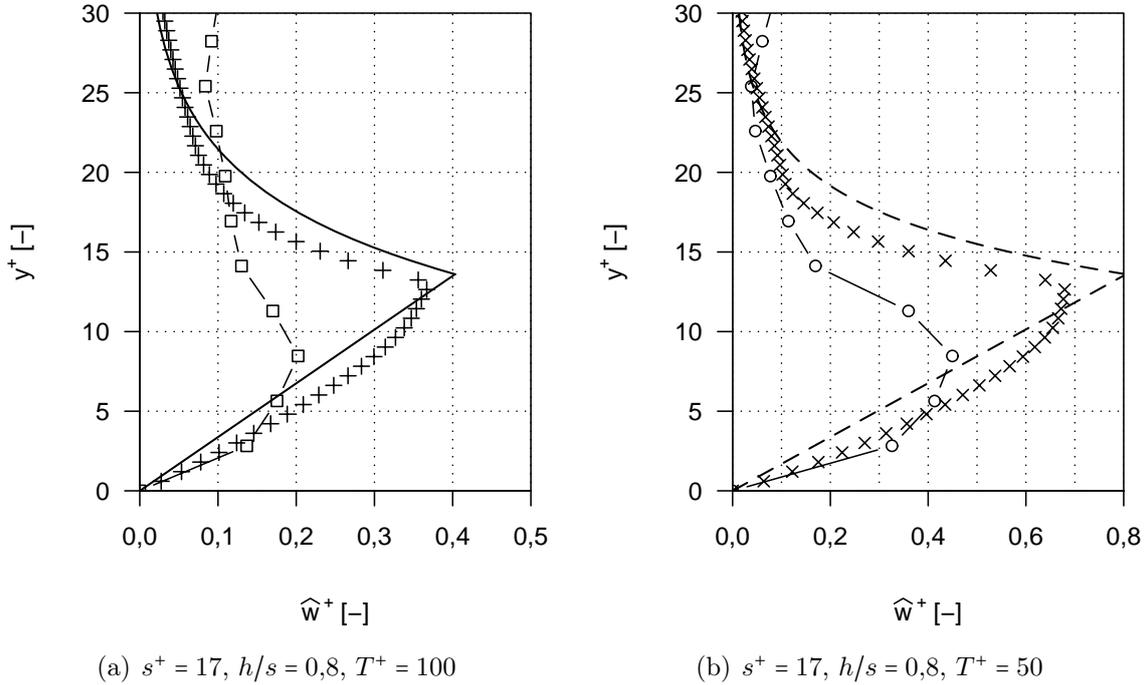


Abbildung 5.4: Vergleich der Quergeschwindigkeitsamplituden oszillierender Lamellen mit DNS-Ergebnissen von Wasson [59] und ideellem Geschwindigkeitsprofil nach Gl. (5.2) und (1.1); \square Messung $f = 1$ Hz, $+$ DNS, $T^+ = 100$, — Theorie, \circ Messung $f = 2$ Hz, \times DNS, $T^+ = 50$, --- Theorie

konstant ist, sondern lokal zwischen den Lamellenspitzen Gebiete mit kleinerer Geschwindigkeitsamplitude existieren, die den Mittelwert von \hat{w}^+ verringern. Durch Mischungsvorgänge und das Abklingen der Amplitude mit zunehmendem Wandabstand wird der Unterschied zwischen ideeller und simulierter Amplitude kleiner, so dass ab $y^+ = 25$ die Lateralkomponente der Strömungsgeschwindigkeit oberhalb der bewegten Lamellen mit dem Geschwindigkeitsprofil oberhalb einer oszillierenden Wand nach Gleichung (1.1) übereinstimmt.

In den *PIV*-Messungen im Ölkanal werden im Messquerschnitt ca. 400 mm stromab der Plattenvorderkante Beträge für \hat{w}^+ gemessen, die nur ca. 50% der idealisiert zu erwartenden Werte und grob 60% der Ergebnisse der Simulation erreichen. Die größte Amplitude wird bereits unterhalb der Lamellenspitzen bei $y^+ \approx 9$ erreicht. Für größere Wandabstände nimmt die erzeugte laterale Geschwindigkeitskomponente wie erwartet exponentiell ab, erreicht aber aufgrund des Fehlereinflusses der begrenzten Messdauer nicht Null. Stattdessen verbleibt insbesondere bei $T^+ = 100$ oberhalb eines Wandabstandes von 20 viskosen Einheiten ein Residuum von $\hat{w}^+ = 0,1$, das

ungefähr mit dem entsprechenden Wert aus Messungen über unbewegten Lamellen (vergl. Abb. 4.6) übereinstimmt. Es ist daher anzunehmen, dass tatsächlich in dieser Höhe über den Lamellen im zeitlichen Mittel keine nennenswerte laterale Geschwindigkeitskomponente mehr nachweisbar ist.

Die *PIV*-Messungen fanden an einer Position möglichst nahe dem stromabseitigen Ende der Testplatte statt. Nimmt man die *DNS*-Simulationen von Kramer als Vergleich, erreicht die Strömung über der Testplatte innerhalb der Anlauflänge von etwa 1130 viskosen Längeneinheiten offenbar nicht einen voll beeinflussten Zustand. Zwangsläufig wird die Wirkung der Lamellenoszillation auf die Widerstandseigenschaften der Testplatte systematisch geringer ermittelt als in der Simulation prognostiziert.

5.1.3 Wechselwirkung der Mechanismen von Riblets und oszillierender Wand

Das mit oszillierenden Lamellen und üblichen Rillenquerschnittsformen aus geometrischen Gründen nur sehr begrenzte laterale Auslenkungen und damit nur geringe Quergeschwindigkeiten darstellbar sind, war bereits zu Beginn dieser Arbeit bekannt. Dem trotz allem untersuchten Konzept der Strömungsbeeinflussung mittels seitlich ausgelenkter Lamellen lag die Hypothese zugrunde, dass durch Einbringen eines Querimpulses in gewissem Abstand von der Oberfläche durch aus der Wand herausragende Lamellen in weiter außen liegenden Grenzschichtbereichen eine vergleichbare periodische Quergeschwindigkeit wie über einer oszillierenden Wand generiert werden könnte. Dadurch soll eine Veränderung der Wandschubspannung von ähnlich großem Betrag bei deutlich kleinerer Auslenkung des Aktuators und damit sehr viel geringerem Energieeinsatz erreicht werden.

Die theoretisch mit dem gewählten experimentellen Aufbau und Rillenquerschnitten von $h/s = 0,8$ mögliche Auslenkung D^+ an der Lamellenspitze beträgt 12,4 Wandeinheiten bei einem maximalen Schwingwinkel $\hat{\alpha} = 27^\circ$ und $s^+ = 17$. Die mit dieser Geometrie nach Gleichung (5.2) an den Lamellenspitzen bei $y^+ = 13,6$ erreichbaren Werte \hat{w}^+ sind für die untersuchten Oszillationsfrequenzen in Tabelle 5.1 zusammengestellt.

Extrapoliert man das entsprechende Stokes-Geschwindigkeitsprofil der periodischen Anregung in Richtung Wand, erhält man nach Gl. (1.1) beträchtliche fiktive Geschwindigkeitsamplituden \hat{w}_0^+ , die eine bedeutende Widerstandsbeeinflussung

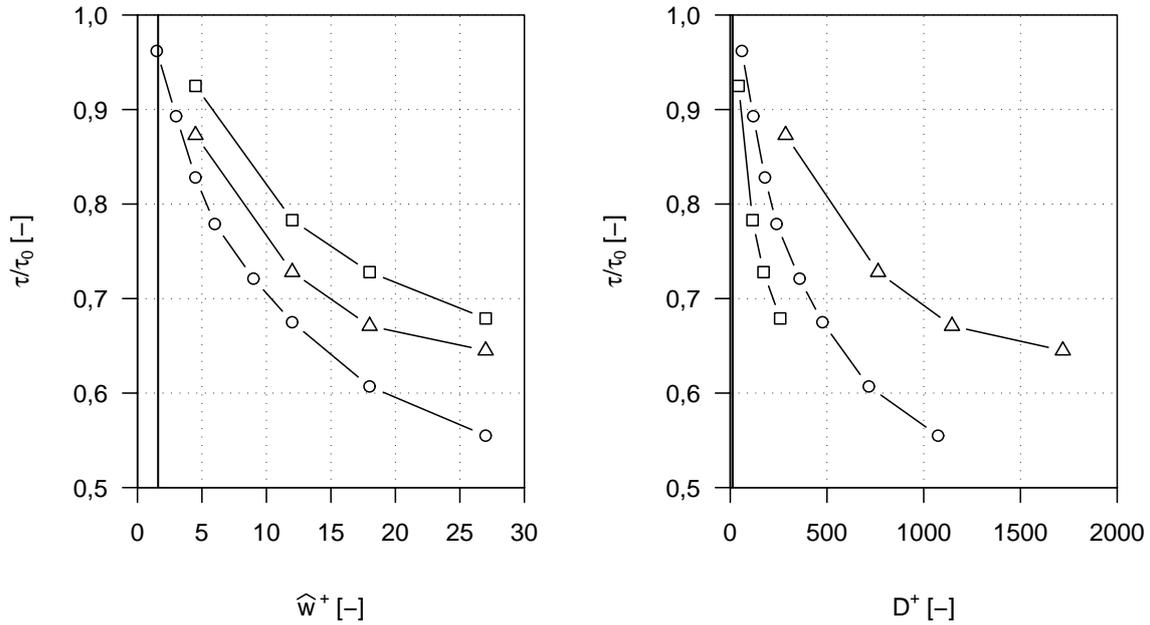
Tabelle 5.1:

laterale Geschwindigkeitsamplituden für oszillierende Lamellen mit $h/s = 0,8$ bei $s^+ = 17$

| f [Hz] | T^+ [-] | \widehat{w}^+ ($y^+ = 13,6$) [-] | \widehat{w}_0^+ ($y^+ = 0$) [-] |
|----------|-----------|--------------------------------------|-------------------------------------|
| 0 | 0 | 0,00 | 0,0 |
| 0,5 | 199 | 0,20 | 1,1 |
| 1 | 100 | 0,40 | 4,5 |
| 1,5 | 66 | 0,60 | 11,6 |
| 2 | 50 | 0,81 | 24,5 |
| 2,5 | 40 | 1,01 | 45,8 |
| 3,5 | 28 | 1,41 | 129,0 |
| 4 | 25 | 1,61 | 201,4 |

erwarten lassen. Anhand der in Abbildung 5.5 gegebenen ausgewählten Daten von Quadrio et al. [41] ist beispielsweise für eine oszillierende Wand mit $\widehat{w}^+ = 4,5$ und Periodendauer $T^+ = 100$ eine Reduktion der Wandschubspannung um 17,4% zu erreichen. Im Experiment mit bewegten Lamellen wurde hingegen $(\Delta\tau/\tau_0)_{\min} = 2,7\%$ ermittelt. Trotz der Unsicherheiten durch die geringe Länge der Testplatte (vgl. Kap. 5.1.4) sollte daher bei Richtigkeit der eingangs erläuterten Hypothese eine weitaus größere Widerstandsverminderung darstellbar sein. Die Ergebnisse der Messungen an oszillierenden Lamellen zeigen jedoch, dass eine Kombination von konventionellen Riblets und lateraler Oszillation der Lamellen keine Vorteile bietet. Die Ursache liegt in der Veränderung des Aufbaus der wandnahen Grenzschicht durch das Einbringen der Lamellen begründet.

Bechert & Bartenwerfer [3] erklären die Widerstandsverminderung von Riblets mit einem Offset des Geschwindigkeitsursprungs der Längsströmungskomponente, der nicht bei $y^+ = 0$, sondern um den Betrag der Herausraghöhe h_{\parallel} unterhalb der Ribletspitze liegt. Für bandförmige Lamellen bestimmen sie $h_{\parallel}/s \approx 0,22$ für Rillen mit $h/s = 0,8$. Bei der dimensionslosen Ribletweite von $s^+ = 17$, für die die Auswertung in Kapitel 5.1.1 erfolgte, wird damit der virtuelle Geschwindigkeitsursprung um $(h/s - h_{\parallel}/s) \cdot s^+ \approx 10$ Wandeinheiten von der Wand weg verschoben und die viskose Unterschicht in etwa um dieses Maß aufgedickt. Für widerstandsvermindernde Rillenquerschnitte verschiebt sich die Lage der zu beeinflussenden Längswirbel um einen ähnlichen Betrag von der Wand weg, wie von Choi [15] mit *DNS*-Rechnungen der Strömung über Riblets festgestellt wurde. Der Vorteil der Einbringung der Quergeschwindigkeit in einigem Abstand von der Wand wird also weitestgehend durch



(a) normierte Wandschubspannung als Funktion der Quergeschwindigkeitsamplitude (b) normierte Wandschubspannung als Funktion der peak-to-peak Auslenkung

Abbildung 5.5: normierte Wandschubspannung einer oszillierenden Wand von Quadrio et al. [41]; $\square T^+ = 30$, $\circ T^+ = 125$, $\triangle T^+ = 200$, —Maximalwerte für oszillierende Lamellen mit $h/s = 0,8$, $s^+ = 17$

das Vorhandensein der Lamellen selbst aufgezehrt. Näherungsweise können die oszillierenden Lamellen in ihrer Wirkung auf die Strömung mit einer oszillierenden Wand im Abstand $y^+ = h^+$ von der Oberfläche verglichen werden. Die laterale Auslenkung in dieser Schicht ist prinzipbedingt stark begrenzt und die Möglichkeiten zur zusätzlichen Reduzierung des Reibungswiderstandes durch Oszillation der Lamellen gering.

Zum Vergleich ist in Abbildung 5.5 die mit oszillierenden Lamellen auf Höhe der Lamellenspitzen maximal erreichbare Quergeschwindigkeit \hat{w}^+ als vertikale Linie eingetragen. Augenscheinlich ist die mit dieser Art der Strömungsbeeinflussung erreichbare Amplitude etwa eine Größenordnung kleiner als mit einer oszillierenden Wand zur Erreichung einer deutlichen Widerstandsänderung nötig ist. Anhand dieser Daten ist mit der verfügbaren Geschwindigkeitsamplitude nur eine Beeinflussung mit maximal 2,8% Widerstandsverminderung zu erreichen.

Noch ungünstiger fällt der Vergleich der erreichten lateralen Auslenkungen D^+ zwischen oszillierenden Lamellen und der oszillierenden Wand aus. Im rechten Dia-

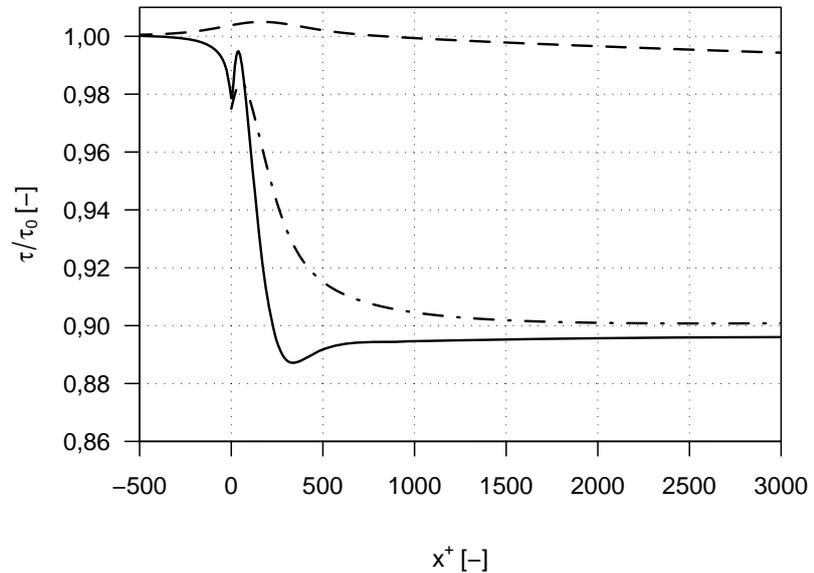
gramm in Abb. 5.5 erkennt man, dass die maximale Schubspannungsverminderung der oszillierenden Wand bei einer Auslenkung (peak-to-peak) von ca. 1100 Wand-einheiten erreicht wird. Der entsprechende Wert für oszillierende Lamellen beträgt hingegen nur 12,4 viskose Längeneinheiten und ist damit zwei Größenordnungen kleiner.

5.1.4 Einfluss der begrenzten Testplattenlänge

Ein wesentlicher Unterschied zwischen den hier gezeigten experimentellen Ergebnissen und den zum Vergleich herangezogenen *DNS*-Rechnungen von Wassen et al. [59] besteht in der Ausdehnung der oszillierenden Lamellen in Strömungsrichtung. Diese Autoren benutzten ebenfalls einen endlichen Kanal mit einer Länge von 1080 viskosen Längeneinheiten, doch durch periodische Randbedingungen in Stromab- und Spannweitenrichtung verhält sich dieser Kanal als in beiden Raumrichtungen unendlich und es stellt sich nach hinreichend langer Rechenzeit ein stationärer, voll beeinflusster Strömungszustand ein. Im Experiment hingegen steht eine Testoberfläche mit begrenzter Länge von 500 mm, entsprechend 1417 Wand-einheiten bei $s^+ = 17$, zur Verfügung, die allseitig von einer glatten Wand umgeben ist. Nur innerhalb dieser Strecke kann durch geeignete Maßnahmen die Grenzschichtströmung manipuliert werden.

Inwieweit dabei ein stationärer, vollständig beeinflusster Zustand erreicht werden kann, war a priori nicht zu klären. Für konventionelle, unbewegte Rillenflächen wurden dazu in der Vergangenheit Untersuchungen im Ölkanal durchgeführt, die aber zu widersprüchlichen Ergebnissen gelangten. Da die mittleren Schubspannungswerte der Messungen stets gut mit Daten anderer Labore übereinstimmten, gab es für Detailuntersuchungen keine unmittelbare Veranlassung. In der Literatur sind ebenfalls nur wenige Angaben zur Thematik zu finden. Spalart zitiert in [49] *RANS*-Simulationen von Mockett zum transienten Verhalten der lokalen Wandschubspannung bei plötzlichem Einbringen von unendlich dünnen bandförmigen Lamellen in eine voll turbulente Kanalströmung mit $Re_\tau = 18.000$. Zur besseren Vergleichbarkeit mit der Strömungssituation im Ölkanal wurden diese Simulationen freundlicherweise von C. Mockett [35] bei $Re_\tau = 180$ wiederholt. Die Ergebnisse für die Entwicklung der auf den Wert im unbeeinflussten Kanal normierten Wandschubspannung an der glatten oberen Kanalwand und der ab $x^+ = 0$ mit Riblets besetzten unteren Kanalwand sind in Abbildung 5.6 gezeigt.

Abbildung 5.6:
 räumliche Entwicklung der normierten Wandschubspannung an Riblets, Daten von Mockett [35];
 — Kanalwand mit Riblets, - - - glatte Kanalwand, - · - · - mittlere kumulierte Widerstandsänderung



Die auf die Wandschubspannung τ_0 im glatten Kanal normierte Schubspannung an der mit Riblets besetzten Kanalwand beginnt etwa 50 Wandeinheiten stromab des Ribletanfangs sehr schnell zu sinken, durchläuft bei $x^+ \approx 320$ ein Minimum und erreicht bei ca. $x^+ = 700$ einen konstanten Endwert. An der glatten Kanalseite wird um den Bereich des Ribletanfangs zunächst eine um 2% erhöhte Wandschubspannung registriert. Bei etwa 700 viskosen Einheiten erreicht die Wandschubspannung an der Referenzseite wieder ihren Ausgangswert und nimmt stromab von diesem Punkt um bis zu 1% ab, da aufgrund des durch Riblets reduzierten Druckverlustes im Kanal die Kanalströmung beschleunigt. Das hier für $Re_\tau = 180$ beschriebene transiente Verhalten der Schubspannungen an den Kanalwänden ist hinsichtlich der Länge des Übergangsbereiches in viskosen Einheiten qualitativ identisch zu dem von Spalart [49] angegebenen Daten bei $Re_\tau = 18.000$. Unterschiede bestehen nur im Betrag der normierten Wandschubspannungen. Die Aussage der RANS-Simulation zur Länge des Anlaufbereiches konventioneller Riblets ist somit auch auf die bei $Re_\tau = 350$ durchgeführten Experimente an unbewegten und oszillierenden Lamellen mit $s^+ = 17$ zu übertragen.

Die Daten von Mockett können in ähnlicher Weise wie jene aus den Ölkanalexperimenten analysiert werden. Dazu werden die lokalen Differenzen der normierten Schubspannungen zwischen glatter und strukturierter Kanalwand bestimmt und dann diese Werte im Intervall $[0, x^+]$ gemittelt. Man erhält die strichpunktierte Linie in Abb. 5.6 für die mittlere kumulierte Widerstandsänderung. Sie gibt die auf den Wert der glatten Wand normierte mittlere Wandschubspannung einer endlichen Testplatte

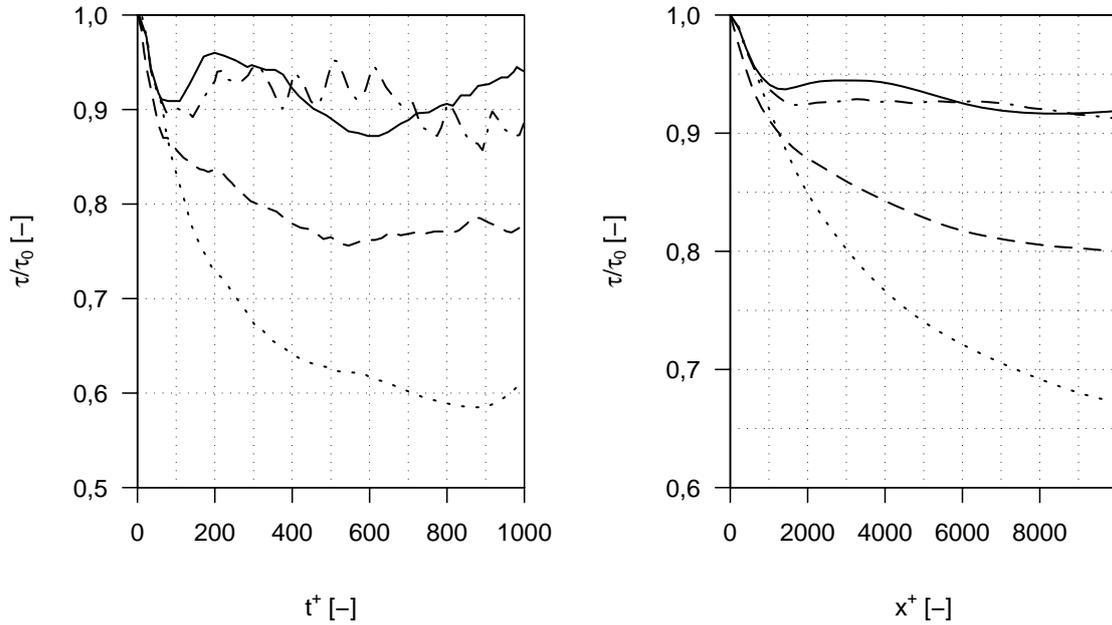
der Länge x^+ an, wie er von einer Schubspannungswaage registriert werden würde. Für Werte $x^+ > 1500$ wird ein von der Testplattenlänge nahezu unabhängiger Betrag $\tau/\tau_0 = 0,9$, entsprechend 10% Widerstandsverminderung, erreicht. Die Testplatte mit oszillierenden Lamellen besaß bei $s^+ = 17$ eine Länge von 1417 Wandeinheiten, die laut der RANS-Simulation zur Messung der Widerstandsverminderung unbewegter Lamellen genügt.

Die Erzeugung einer Widerstandsbeeinflussung durch Oszillation der Lamellen benötigt ebenfalls eine endliche Lauflänge bis zum Erreichen eines stationären Zustandes. Das dem Effekt zugrundeliegende Wirkprinzip beruht nicht auf Dämpfung, sondern auf Erzeugung von Geschwindigkeitsfluktuationen. Die benötigte Anlaufstrecke wird sich vermutlich vom Wert konventioneller Riblets unterscheiden und soll anhand der DNS-Simulationen von Jung [25] abgeschätzt werden.

In dieser Arbeit wurde eine Kanalströmung untersucht, bei der an einer Kanalwand der voll entwickelten turbulenten Kanalströmung ab dem Zeitpunkt $t^+ = 0$ eine spannweite Quergeschwindigkeitskomponente mit einer Amplitude von $0,8\overline{u_b}$ aufgeprägt war. Bei einer Reynoldszahl $Re_\tau = 200$ und einer Kanal-Reynoldszahl $Re = 3.000$ entspricht das einer sinusförmigen Oszillation mit der Geschwindigkeitsamplitude $\widehat{w}^+ = 12$ bei $y^+ = 0$, deren Periodendauer von $T^+ = 25$ bis $T^+ = 500$ variiert wurde.

Für vier Periodendauern T^+ zwischen 25 und 200 viskosen Zeiteinheiten beobachtete Jung eine Widerstandsverminderung. Im linken Diagramm von Abbildung 5.7 ist für diese Fälle die zeitliche Entwicklung der Änderung der Wandschubspannung im Kanal aufgetragen. Für den Zeitraum bis $t^+ \approx 50$ ist der beobachtete hohe Gradient der Schubspannungsänderung von der Periodendauer unabhängig, danach werden für $T^+ = 25$ und $T^+ = 200$ bereits im zeitlichen Mittel konstante Werte τ/τ_0 erhalten. Für die Fälle $T^+ = 50$ und $T^+ = 100$ hingegen nimmt die Wandschubspannung über eine Zeitspanne von insgesamt 500 ($T^+ = 50$) bzw. 700 ($T^+ = 100$) viskosen Zeiteinheiten weiter ab, d.h. es sind ca. 10 bzw. 7 Oszillationszyklen zur vollständigen Ausbildung der beeinflussten Strömung nötig. Maximal wird ein Wert $\tau/\tau_0 = 0,6$, der 40% Widerstandsverminderung entspricht, erreicht.

Mittels der mittleren Geschwindigkeit, mit der sich die wandnahen Geschwindigkeitsfluktuationen stromab fortbewegen, lässt sich die Ordinate des linken Diagramms in die dimensionslose Stromabkoordinate $x^+ = 10u_\tau \cdot t^+$ des rechten Diagramms in Abb. 5.7 umformen. Hier wurde wiederum eine räumliche Mittelung im Intervall $[0, x^+]$ durchgeführt, um eine Bestimmung der mittleren Wandschubspannung durch



(a) zeitliche Entwicklung der normierten Wandschubspannung, Daten von Jung [25] (b) mittlere kumulierte Widerstandsänderung

Abbildung 5.7: DNS-Simulation einer oszillierenden Wand; — $T^+ = 25$, --- $T^+ = 50$, $T^+ = 100$, -.-.- $T^+ = 200$

Messung der Widerstandskraft an einer Testplatte der Länge x^+ zu imitieren.

Es ergibt sich, dass die Testplattenlänge von 1417 Wandeinheiten bei $s^+ = 17$ für die weniger wirksame Anregung mit $T^+ = 25$ und $T^+ = 200$ knapp genügen würde, um näherungsweise eine voll beeinflusste Strömung auszubilden und mit dem vorhandenen Waagenaufbau zu messen. Für $T^+ = 50$ und $T^+ = 100$, mit denen eine beträchtliche Reduktion der Wandschubspannung im Kanal durch Wandoszillation erreicht wurde, stellt sich erst bei mehr als 10.000 Wandeinheiten ein von der Testplattenlänge unabhängiger Messwert ein. Bei angenommener direkter Übertragbarkeit dieses Resultats müsste die Testplatte für die Ölkanalexperimente bei sonst gleichen Abmessungen eine Länge von mehr als 3,5 m aufweisen. Alternativ könnte man stromauf der Messstrecke des Ölkanals eine Oberfläche mit synchron oszillierenden Lamellen und einer Länge von 2,5 m anordnen, auf der der Übergang zur voll entwickelten beeinflussten Strömung stattfände, um anschließend die räumliche Mittelung durch die Widerstandsmessung weiter an einer Testplatte von nur 500 mm Länge auszuführen. Beide Maßnahmen sind wegen des großen Umbaufwandes derzeit nicht realisierbar.

5.2 Widerstandseigenschaften wellenförmiger Riblets mit trapezförmigem Rillenquerschnitt

5.2.1 Einfluss der Querschnittsgeometrie gerader Rillen

Der Einfluss des Verhältnisses von Ribletthöhe zu -abstand wurde von Bechert [5] für bandförmige Riblets mittels einer verstellbaren Versuchsoberfläche ausführlich vermessen. Für die in jener Arbeit ebenfalls betrachteten Riblets mit trapezförmigen Rillen wurde aber ausschließlich eine Variation des Spitzenwinkels der Rippen bei konstantem $h/s = 0,5$ vorgenommen. Um Referenzwerte für die Widerstandsbeeinflussung mit lateral ausgelenkten Rillen von trapezförmigem Querschnitt bei verschiedenen Verhältnissen h/s zu gewinnen, mußten Messungen an Testplatten mit Trapezriblets und geraden Rillentälern durchgeführt werden. Die untersuchten Trapezriblets wiesen übereinstimmend mit den Experimenten von Bechert eine Spitzenbreite $t = 0,01s$ auf.

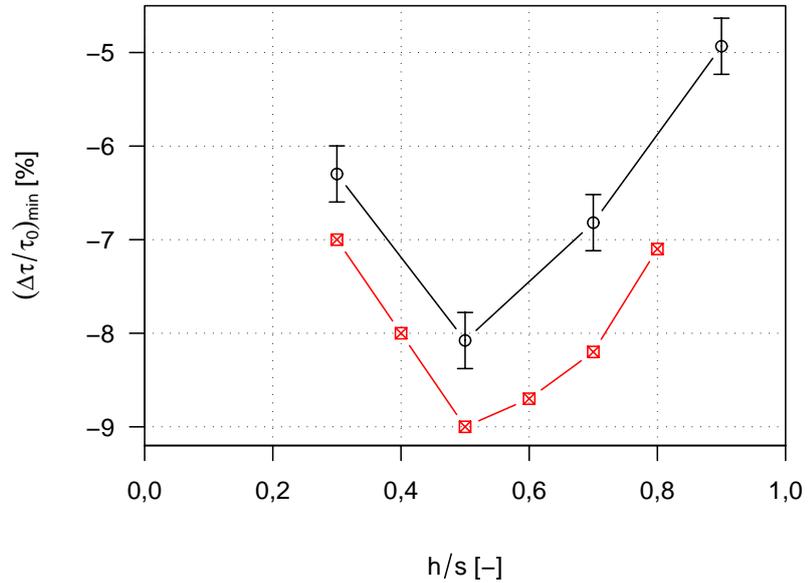
Insgesamt wurden vier Varianten $h/s = 0,3, 0,5, 0,7$ und $0,9$ gemessen. Aus den Messpunkten ist durch kubische Interpolation die Lage und der Betrag des Minimums der Schubspannungsänderung ermittelt worden. In Abbildung 5.8 sind die Werte der maximal erzielbaren Widerstandsverminderung der Trapezquerschnitte mit den Literaturwerten verglichen.

Man erkennt, dass der Einfluss des Verhältnisses von Ribletthöhe zu -abstand auf den Reibungswiderstand für beide Rillenquerschnitte vergleichbar ist. Die mit Trapezriblets zu erreichende Widerstandsreduktion ist innerhalb des betrachteten Parameterbereichs um einen konstanten Betrag zwischen $0,7\%$ und $1,4\%$ geringer als mit bandförmigen Riblets. Das optimale Verhältnis h/s beträgt in beiden Fällen $0,5$. Für die Experimente an wellenförmigen Riblets stehen somit für die untersuchten Werte h/s plausible Referenzdaten zur Verfügung.

5.2.2 Einfluss von Amplitude und Wellenlänge sinusförmiger Rillen

Ausgehend vom einem trapezförmigen Ribletquerschnitt $h/s = 0,5$ wurde durch Einführen einer sinusförmigen lateralen Auslenkung mit einer konstanten Wellenlänge von $\lambda/s = 50$ ein geeigneter Bereich für die Amplitude a/s gesucht, innerhalb dessen die erreichbare Widerstandsverminderung gerader Rillen möglichst verbessert werden kann. Der gewählte Wert für λ/s orientiert sich dabei an der Arbeit von Peet [39]. Die

Abbildung 5.8: maximale Widerstandsverminderung gerader Rillen in Abhängigkeit von h/s ; ○ trapezförmiger Querschnitt, ☒ rechteckiger Querschnitt nach Bechert [5], Abb. 13 rechts

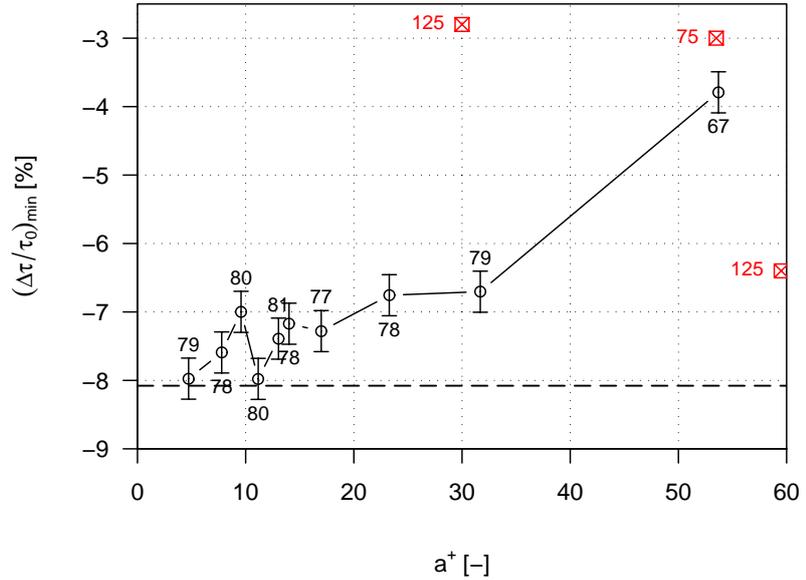


in den einzelnen Messungen an Testplatten mit a/s zwischen 0,3 und 4,0 gefundenen Minima der relativen Widerstandsänderung sind im Diagramm 5.9 als Funktion von a^+ dargestellt. Die dimensionslose Amplitude a^+ ist dabei das Produkt aus a/s und dem Ribletabstand s^+ , bei dem das Minimum der Wandschubspannung auftrat, $a^+ = a/s \cdot s_{\text{opt}}^+$.

Für die kleinste Amplitude von etwa 4,7 Wandeinheiten ($a/s = 0,3$) kann keine Beeinflussung des Widerstandsverhaltens festgestellt werden. Mit zunehmendem a^+ reduziert sich zunächst die mögliche Widerstandsreduktion von 8,0% auf 7,0%, um bei $a^+ = 11,2$ ($a/s = 0,7$) wieder den Ausgangswert von ca. 8% zu erreichen. Eine darüber hinausgehende Erhöhung von a^+ hat eine deutlich ungünstige Wirkung auf das Widerstandsverhalten.

Zum Vergleich der Ergebnisse mit Simulationsdaten einer oszillierenden Wand kann die Wellenlänge der räumlichen Oszillation mittels der mittleren Stromabtransportgeschwindigkeit der Wirbelstrukturen im *buffer layer* von etwa $10u_\tau$ in eine äquivalente Periodendauer einer zeitlichen Schwingung überführt werden. Die entsprechenden Werte für T^+ sind als Beschriftung der einzelnen Datenpunkte angegeben. Die Beeinflussung der wandnahen Strömung und Erzeugung einer zusätzlichen Quergeschwindigkeitskomponente erfolgte am Punkt maximaler Widerstandsverminderung teilweise unter Parametern, für die an einer oszillierenden Wand deutliche verminderte Wandschubspannungen erreicht werden. Mit konstanter Wellenlänge entsprechend einer annähernd konstanten Periodendauer der Anregung von $T^+ \approx 80$

Abbildung 5.9: Amplitudenvariation sinusförmiger Trapezriblets mit $h/s = 0,5$, $\lambda/s = 50$; \circ Messwerte, \boxtimes $-\%P_{\text{net}}$ osz. Wand nach Quadrio [41], $---$ $(\Delta\tau/\tau_0)_{\text{min}}$ gerader Trapezriblets, Datenbeschriftung gibt T^+ an



wurden unter Variation der Amplitude laterale Auslenkungen D^+ zwischen 9,4 und 107,4 Wandeinheiten betrachtet. Anhand der DNS-Simulationen von Quadrio [41] (vgl. Abb. 5.5) lässt sich abschätzen, dass für diese Beeinflussungsparameter an einer oszillierenden Wand mehr als 10% Widerstandsreduktion zu erwarten sind, solange der zur Überwindung der viskosen Reibung in Lateralrichtung notwendige zusätzliche Energieeinsatz nicht berücksichtigt wird.

Für eine passive Aktuation mit wellenförmigen Riblets ist diese Bedingung nicht erfüllt, da hier eine laterale Geschwindigkeit durch Entzug kinetischer Energie aus der Längsströmung erzeugt wird. Sie ist eher mit Simulationen der Netto-Energieersparnis $\%P_{\text{net}}$ einer oszillierenden Wand zu vergleichen, bei denen vom geringeren Energieverlust der Längsströmung aufgrund des reduzierten Reibungswiderstands in Längsrichtung die benötigte Hilfsenergie zum Antrieb der Wand subtrahiert ist. Diese eingangs in den unteren beiden Diagrammen in Abbildung 1.3 gezeigten Daten von Quadrio [41] belegen nur für einen kleinen Ausschnitt des Parameterraumes der oszillierenden Wand insgesamt eine Senkung der Energieverluste durch Reibung. Die Simulationsergebnisse von Quadrio [41] für drei Parameterkombinationen, deren laterale Amplituden und Perioden den Parametern der Sinusriblets ähneln, sind in Abb. 5.9 eingetragen.

Eine numerische Betrachtung der Amplitudenvariation sinusförmig ausgelenkter Trapezriblets ist von Kramer in [20] veröffentlicht. In *DNS*-Simulationen wurden Riblets mit $h/s = 0,5$ bei konstanter Wellenlänge $\lambda/s = 64$ und einer festen Ribletweite

$s^+ = 17$ untersucht. Ähnlich wie in den experimentellen Ergebnissen aus Abb. 5.9 erzeugten sinusförmige Rillen mit Amplituden bis $a^+ = 34$ bzw. $a/s = 2$ etwa die gleiche Widerstandsänderung wie gerade Rillen. Eine weitere Erhöhung der Amplitude auf $a^+ = 68$ führte zu einer verringerten Widerstandsverminderung. Die Simulation erlaubte dabei eine Aufschlüsselung des Gesamtwiderstandes in die Anteile, die aus viskoser Reibung an den Rippenflächen bzw. dem Rillenboden entstehen, und dem durch die laterale Auslenkung erhöhten Druckwiderstand. Die aus [20] entnommene Abbildung 5.10 stellt den Einfluß der Amplitude a^+ auf die mit dem Widerstand einer glatten Oberfläche normierte Widerstandskraft F/F_0 dar.

Die Reibungskräfte an den Rippenflächen und dem Rillenboden werden durch Einführung einer lateralen Auslenkung offensichtlich in der gewünschten Weise beeinflusst, sie sinken mit zunehmender Amplitude deutlich ab. Damit ist anzunehmen, daß Kramer die gewünschte Beeinflussung der *streamwise vortices* durch sinusförmige Riblets gelungen ist. Allerdings wächst mit zunehmender Amplitude auch der Druckwiderstand aufgrund der größeren Stirnfläche der Rippen. Für gerade Rillen ist er vernachlässigbar klein, bei den größten in [20] untersuchten Amplituden ($a^+ = 68$) verursacht er 10% des Gesamtwiderstandes der Ribletstruktur. Die Widerstandseigenschaften sinusförmiger Rillen sind demnach geprägt vom Wechselspiel zwischen reduzierter Reibung und zunehmendem Druckwiderstand aufgrund der lateralen Auslenkung der Rillen. In den Simulationen von Kramer [20] hoben sich für moderate Amplituden beide Effekte auf und es konnte mit den untersuchten Parameterkombinationen keine insgesamt günstige Veränderung des Widerstandsverhaltens gegenüber geraden Riblets erreicht werden.

In einer zweiten Serie von Testplatten wurde für eine moderate konstante Amplitude von $a/s = 0,7$ mit acht verschiedenen Konfigurationen untersucht, ob durch Variation der Wellenlänge λ/s zwischen 10 und 80 eine günstige Modifizierung des Widerstandsverhaltens hervorgerufen werden kann. Die Minima von $\Delta\tau/\tau_0$ der einzelnen Messreihen sind in Abbildung 5.11 in Abhängigkeit von $\lambda^+ = \lambda/s \cdot s_{\text{opt}}^+$ zu finden. Als zweite Ordinate ist die auf der *propagation velocity* beruhende Periodendauer angegeben. Sie variierte zwischen etwa 13 und 125 viskosen Zeiteinheiten. Die Amplitude am Punkt maximaler Widerstandsverminderung betrug in den Versuchen konstant etwa $a^+ \approx 11$ und ist als Beschriftung der Datenpunkte aus Abb. 5.11 zu entnehmen. Drei Datenpunkte der oszillierenden Wand von Quadrio [41] sind zur Orientierung angegeben.

Abbildung 5.10: Widerstandsanteile sinusförmiger Riblets mit $h/s = 0,5$, $\lambda/s = 64$ aus DNS von Kramer [20]; \square Reibung am Rillenboden, \circ Reibung an Rippen, \triangle Druckwiderstand, \bullet Gesamtwiderstand

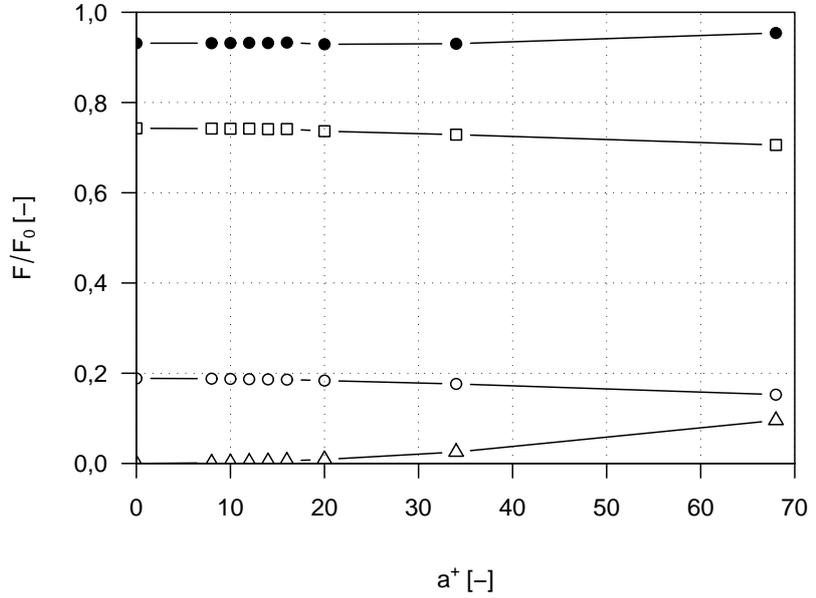
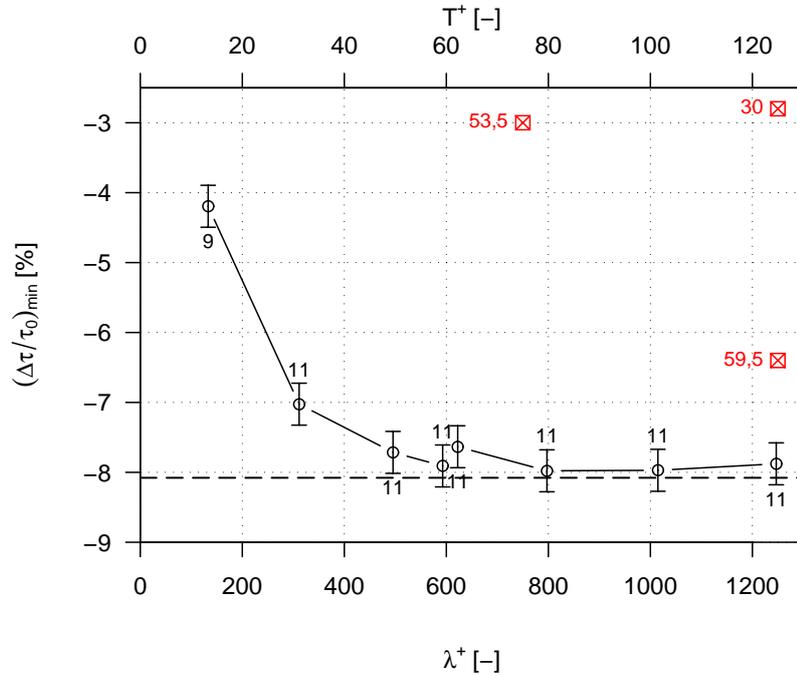


Abbildung 5.11: Wellenlängenvariation sinusförmiger Trapezriblets mit $h/s = 0,5$, $a/s = 0,7$; \circ Messwerte, \boxtimes $-\%P_{\text{net}}$ osz. Wand nach Quadrio [41], $---$ $(\Delta\tau/\tau_0)_{\text{min}}$ gerader Trapezriblets, Datenbeschriftung gibt a^+ an



Für Wellenlängen ab etwa 500 viskosen Einheiten stimmen die Resultate der Sinusriblets mit dem Ergebnis gerader Rillen überein, für kurzwelligere Anregung sinkt die erreichbare Widerstandsverminderung. Die begrenzte Testplattenlänge limitiert dabei die größte messtechnisch sinnvoll erfassbare Wellenlänge. Für Werte $\lambda/s = 37,5$ können z.B. vier volle Oszillationsperioden auf der Testplatte untergebracht werden. Anhand der Gegenüberstellung mit den Daten von Quadrio [41] in Abb. 5.9 ist anzunehmen, dass die Erzeugung einer lateralen Geschwindigkeit mit etwa doppelter Periodendauer, d.h. $\lambda/s \approx 100$, noch exakter geeignete Parameter der oszillierenden Wand nachbilden würde und evtl. eine Verbesserung des Widerstandsverhaltens gerader Rillen zulässt. Unter dieser Bedingung können im Experiment nur weniger als zwei Oszillationsperioden betrachtet werden. Eine belastbare Aussage zur Widerstandsverminderung wellenförmiger Riblets ist so nicht zu erhalten.

Für mit dem vorhandenen Strömungskanal untersuchbare kurze Wellenlängen lassen lateral ausgelenkte Riblets mit $h/s = 0,5$ offensichtlich nur kleine Amplituden, für die keine merkliche Änderung der Wandschubspannung durch Oszillation zu erzielen ist, zu, ohne an Wirksamkeit zu verlieren. Erhöht man die Amplitude und damit den Winkel β , in dem die Rippen zur Strömung ausgerichtet sind, über einen Wert von ca. $6,5^\circ$ hinaus, wird eine eventuell auftretende Senkung des Reibungswiderstandes aufgrund der Einführung einer hinreichend großen lateralen Geschwindigkeitskomponente durch den durch Vergrößerung der Stirnfläche der Rippen hervorgerufenen zusätzlichen Druckwiderstand überkompensiert.

5.2.3 Wellenformvariation

Wellenförmige Rillentäler nutzen einen Teil des Impulses der Strömung in Längsrichtung, um eine zusätzliche Geschwindigkeitskomponente in lateraler Richtung zu generieren. Hohe Amplituden der Quergeschwindigkeit bedingen dabei große laterale Auslenkungen. Mit geeigneter Gestaltung der Wellenform soll eine Umlenkung mit hoher Effizienz, d.h. geringstmöglichem zusätzlichem Widerstand erreicht werden.

Es wurden Messungen an Oberflächen mit sinus- und mit zickzackförmigen Rillentälern gleichen Querschnitts $h/s = 0,5$, gleicher Wellenlänge $\lambda/s = 37,5$ und mit Amplituden $a/s = 0,7$ ausgeführt. Die Kurven der Schubspannungsänderung als Funktion von s^+ in Abb. 5.12 stimmen in beiden Messungen überein, unterscheiden sich jedoch nicht von geraden Riblets. Die Aussagekraft zur Unabhängigkeit der Schubspannungsänderung von der Wellenform war daher begrenzt.

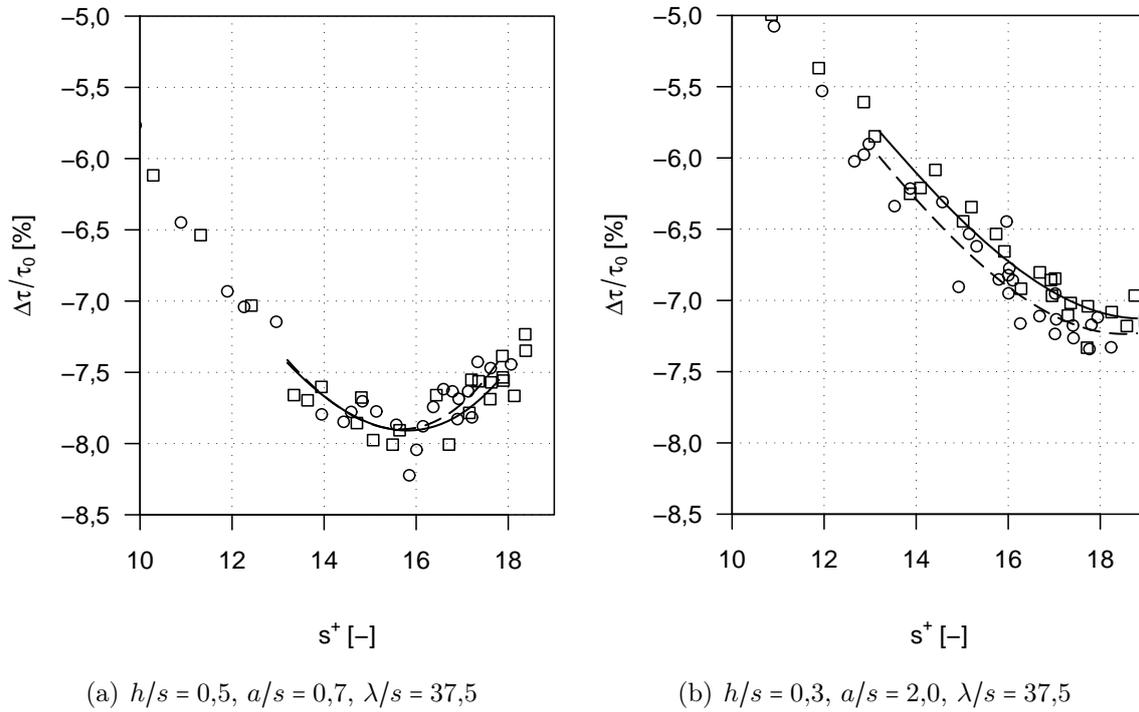


Abbildung 5.12: Vergleich der Widerstandsänderung sinus- und zickzackförmiger Riblets; □ Sinus, ○ Zickzack, — kubische Interpolation Sinus, - - - dto. Zickzack

Im weiteren Verlauf der Experimente wurde ein Vergleich zwischen sinus- und zickzackförmigen Riblets mit $h/s = 0,3, \lambda/s = 37,5$ und $a/s = 2,0$ unternommen, da mit verringerter Ribblehöhe von $h/s = 0,3$ innerhalb eines großen Parameterraumes a/s reproduzierbar Widerstandsreduktionen größer als die gerader Riblets zu erzielen sind. Die Geometrie mit sinusförmigen Rillen erreichte eine maximale Widerstandsverminderung von 7,1%, mit zickzackförmigen Rillen wurden 7,2% gemessen. Gerade Riblets mit $h/s = 0,3$ erreichen bis zu 6,3% Reduktion der Wandschubspannung. Auch in diesen Messungen war der Unterschied im Widerstandsverhalten sinus- und zickzackförmiger Rillen deutlich kleiner als die Messgenauigkeit.

Laut der Aufschlüsselung des Gesamtwiderstandes sinusförmig ausgelenkter Rechteckrillen mit $h/s = 0,5$ von Kramer in [28] entfällt größte Anteil von ca. $0,65\tau_0$ auf die viskose Reibung an den Seitenflächen der Rippen, weitere $0,25\tau_0$ trägt die Reibung am Rilenboden bei. Der Druckwiderstand, der bei lateraler Auslenkung der Rillen auftritt, bleibt für Amplituden $a/s < 2,0$ kleiner als $0,03\tau_0$. Nur für große Amplituden von $a/s = 3,0$ trat ein Druckwiderstand von $0,06\tau_0$ auf. Eine Änderung der Wellenform wird im wesentlichen den Druckwiderstand verändern, dessen An-

teil am Gesamtwiderstand für sinnvolle Amplituden unbedeutend ist. Solange die Wellenstrukturen im Wesentlichen innerhalb der viskosen Unterschicht verbleiben, ist die Sensitivität des Reibungswiderstandes auf geometrische Änderungen daher gering. Wegen der günstigeren Herstellung wurden alle folgenden Untersuchungen deshalb an Trapezriblets mit zickzackförmiger lateraler Auslenkung der Rillentäler vorgenommen.

5.2.4 Einfluss von Amplitude und Querschnittsgeometrie zickzackförmiger Rillen

Für trapezförmige Rillentäler mit $h/s = 0,5$ konnte im gesamten zugänglichen Parameterbereich keine Strömungsbeeinflussung realisiert werden, die zu einer niedrigeren Wandschubspannung als mit geraden Rillen führte. Als verbleibender Parameter musste die Ribblehöhe im Verhältnis zum Ribletabstand verändert werden, um evtl. doch die gewünschte Beeinflussung der Wandreibung zu erreichen.

Dabei wurden sowohl Rillenquerschnitte mit größerer Ribblehöhe ($h/s = 0,7$ und $0,9$) als auch Rillen mit geringerer Ribblehöhe von $h/s = 0,3$ untersucht. Während bei Rillen mit $h/s \approx 0,5$ bereits beliebig kleine reproduzierbare Widerstandsverminderungen einen Erfolg darstellten, sind für Riblets mit anderen Verhältnissen h/s deutlich größere Effekte durch Oszillation nötig, um zum einen die Verluste in der Widerstandsverminderung durch ungünstigere Rillenquerschnitte auszugleichen und darüber hinaus noch eine Verbesserung des Widerstandsverhaltens im Vergleich zu optimal gestalteten geraden Rillen zu erzielen.

Für die vier untersuchten Ribblehöhen h/s wurde jeweils eine Variation der Amplitude zwischen $a/s = 0,5$ und $1,5$ (bis $3,0$ für $h/s = 0,3$) mit fünf bzw. acht verschiedenen Werten ausgeführt. Im Diagramm 5.13 sind die gefundenen Minima von $\Delta\tau/\tau_0$ in Abhängigkeit der dimensionslosen Amplitude $a^+ = a/s \cdot s_{\text{opt}}^+$ gezeigt. Die gestrichelten Linien entsprechen dabei der mit geraden Rillen gemessenen Wandschubspannung.

Wie bereits für sinusförmig ausgelenkte Rillentälern festgestellt, kann auch mit zickzackförmigen Rillen bei $h/s = 0,5$ keine Widerstandsverminderung höher als mit geraden Rillen erzeugt werden. Erhöht man die Rippen auf $h/s = 0,7$, ist für Amplituden $a/s = 0,5$ und $0,7$ eine Tendenz hin zu geringfügig kleinerer Schubspannung zu beobachten, die Differenzen der minimalen Wandschubspannung zwischen Zickzack- und geraden Rillen sind dabei aber kleiner als die Messgenauigkeit. Für weiter vergröß-

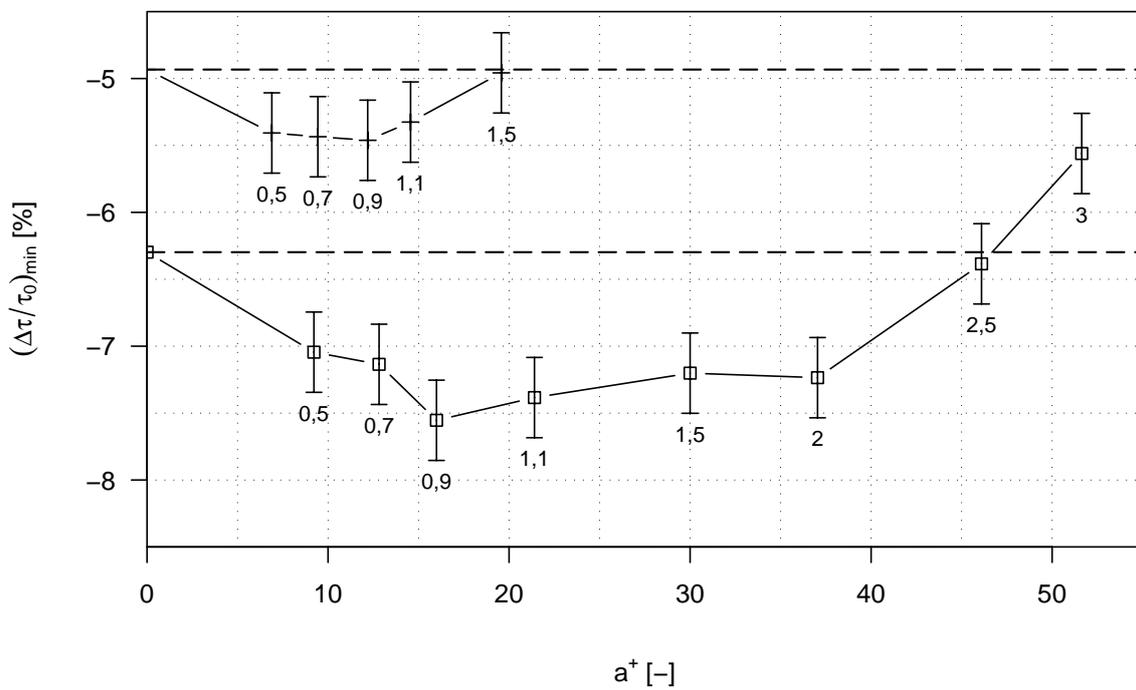
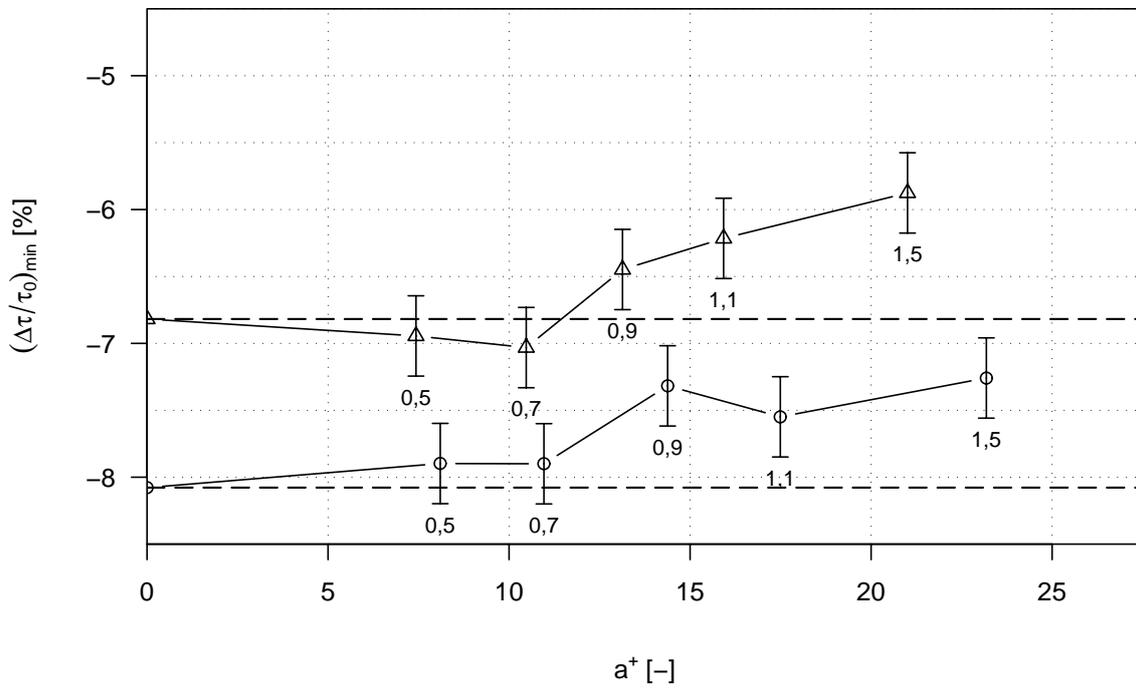


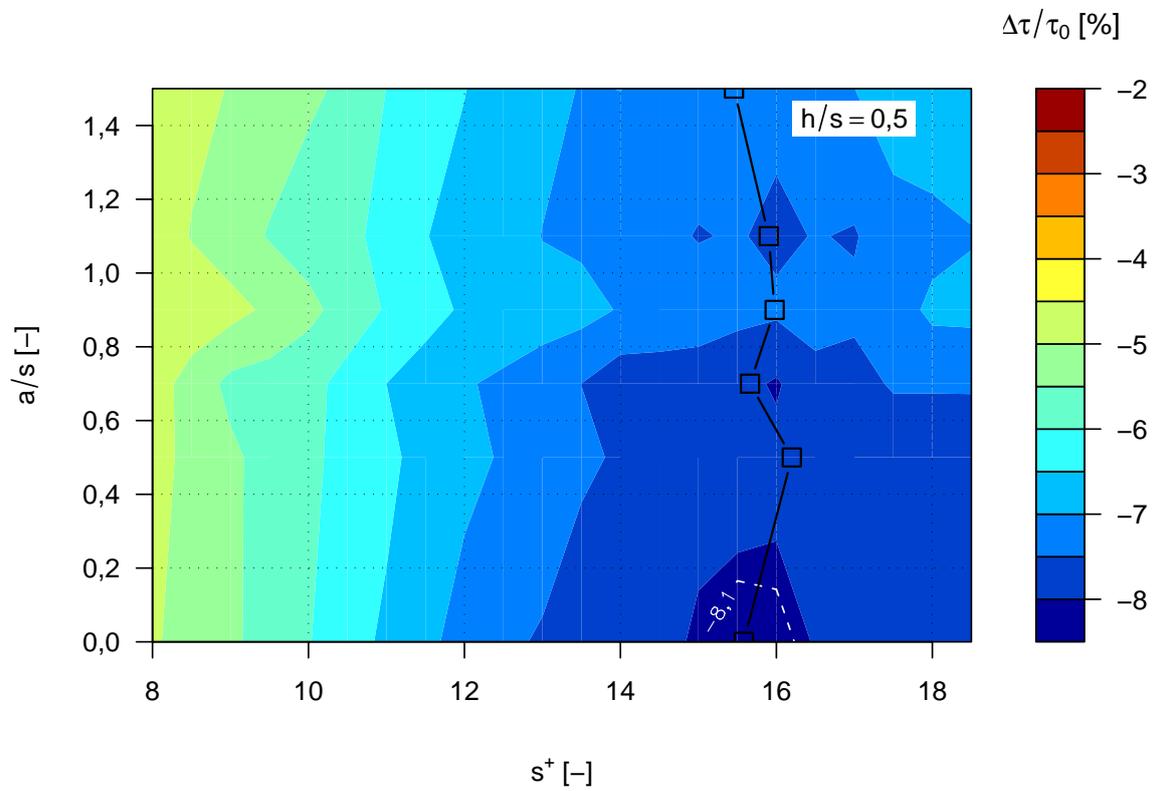
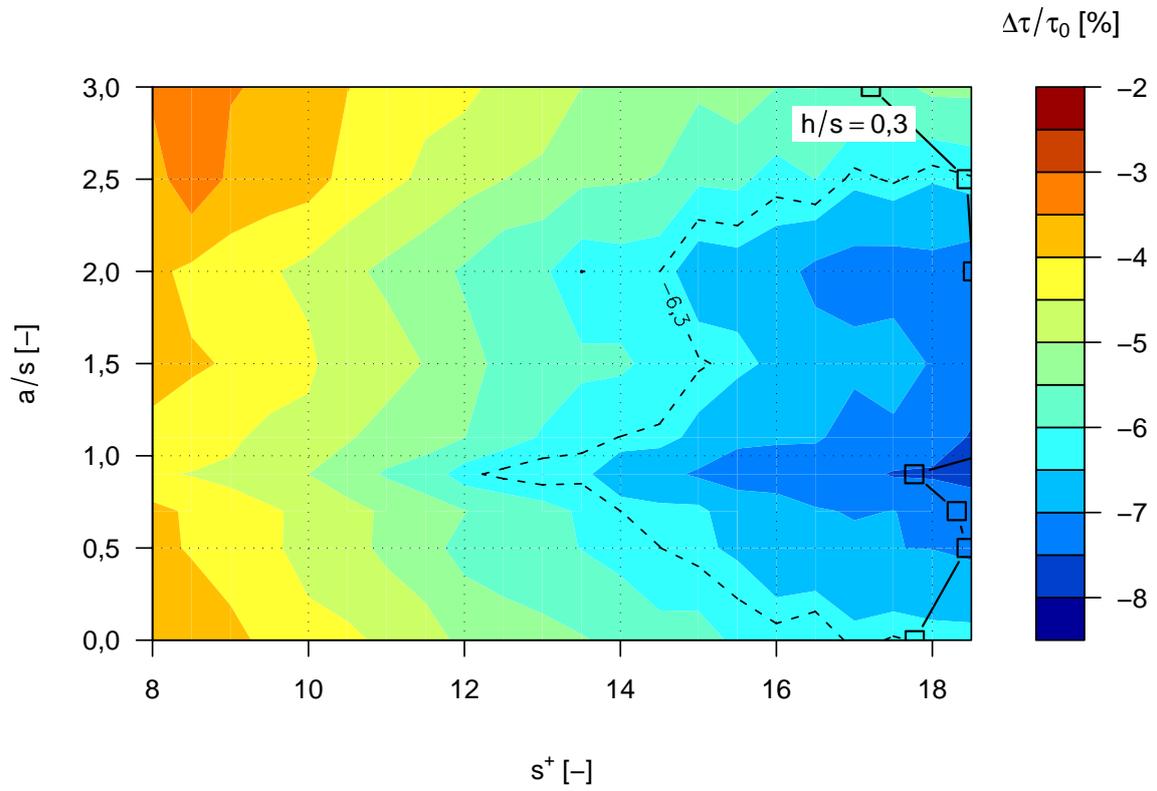
Abbildung 5.13: maximale Widerstandsverminderung zickzackförmiger Trapezriblets mit $\lambda/s = 37,5$ als Funktion von a^+ ; $\square h/s = 0,3$, $\circ h/s = 0,5$, $\triangle h/s = 0,7$, $+ h/s = 0,9$ --- $(\Delta\tau/\tau_0)_{\min}$ gerader Trapezriblets, Datenbeschriftung gibt a/s an

berte Ribblethöhen $h/s = 0,9$ wurde ein günstiger Einfluss der Rillenauslenkung auf die relative Schubspannungsänderung für Amplituden a/s zwischen 0,5 und 1,1 gefunden. Im günstigsten Fall ($a/s = 0,9$) kann die Widerstandsverminderung gegenüber geraden Rillen mit gleichem Querschnitt von 4,9% auf 5,5% gesteigert werden, eine Änderung von 0,6% und etwa doppelt so groß wie die Messunsicherheit. An Rillen mit der kleinsten Ribblethöhe $h/s = 0,3$ schließlich wurde über den größten Amplitudenbereich von $a/s = 0,5$ bis 2,5 ein günstiger Einfluss der Rillenauslenkung gefunden und mit 1,3% die betragsmäßig größte Verbesserung des Widerstandsverhalten gemessen. Für $a/s = 0,9$ konnte die Widerstandsreduktion von 6,3% für gerade Rillen auf 7,6% erhöht werden.

Die Verringerung der Ribblethöhe verändert für lateral ausgelenkte Rillen offenbar das in Abschnitt 5.2.2 beschriebene Gleichgewicht zwischen Zunahme des Druck- und Abnahme des Reibungswiderstandes. Mit $h/s = 0,3$ ragen die Rippen weniger stark in Bereiche höherer Stromabgeschwindigkeit hinein, der Anstieg des Druckwiderstandes aufgrund der vergrößerten Stirnfläche der Rippen fällt dadurch vermutlich geringer aus. Leider sind hierzu in [28] und [20] keine *DNS*-Daten zur Verifikation verfügbar.

Neben der Steigerung des Maximalwertes der Widerstandsreduktion ist im Anwendungsfall auch die Ausdehnung des Bereichs von s^+ von Interesse, innerhalb dem näherungsweise eine optimale Widerstandsbeeinflussung durch die Riblets erfolgt. In Abbildung 5.14 ist die gemessene relative Schubspannungsänderung $\Delta\tau/\tau_0$ für gerade und zickzackförmige Rillen in Abhängigkeit von s^+ und a/s farbkodiert dargestellt, wobei für alle Diagramme die gleiche Farbskala verwendet wurde. In den Diagrammen sind die Grenzen der Bereiche, innerhalb derer eine Schubspannungsänderung gleich oder betragsmäßig größer als mit geraden Rillen gleichen h/s erreicht wird, gestrichelt eingetragen. Die Datenpunkte (\square) markieren die Lage des jeweiligen Minimums von $\Delta\tau/\tau_0$.

Dieses Minimum liegt für Riblets mit $h/s = 0,3$ am äußersten Rand des Messbereiches bei $s^+ \approx 18$. Um die Vergleichbarkeit zu den bereits erfolgten Messungen zu wahren, wurde von einer Erhöhung des geometrischen Ribletabstandes zum Erreichen größerer s^+ abgesehen. Man erkennt, dass für Amplituden ab $a/s = 0,5$ bis einschließlich $a/s = 2,5$ gleiche oder größere Schubspannungsänderungen als mit geraden Rillen erreicht werden. Der Bereich minimaler Wandschubspannung ist an geraden Rillen um $s^+ \approx 18$ eng begrenzt. Dieser Wert wird für zickzackförmig ausgelenkte Rillen mit $a/s = 0,9$ bereits ab $s^+ \approx 13$ erreicht.



Fortsetzung siehe S. 125

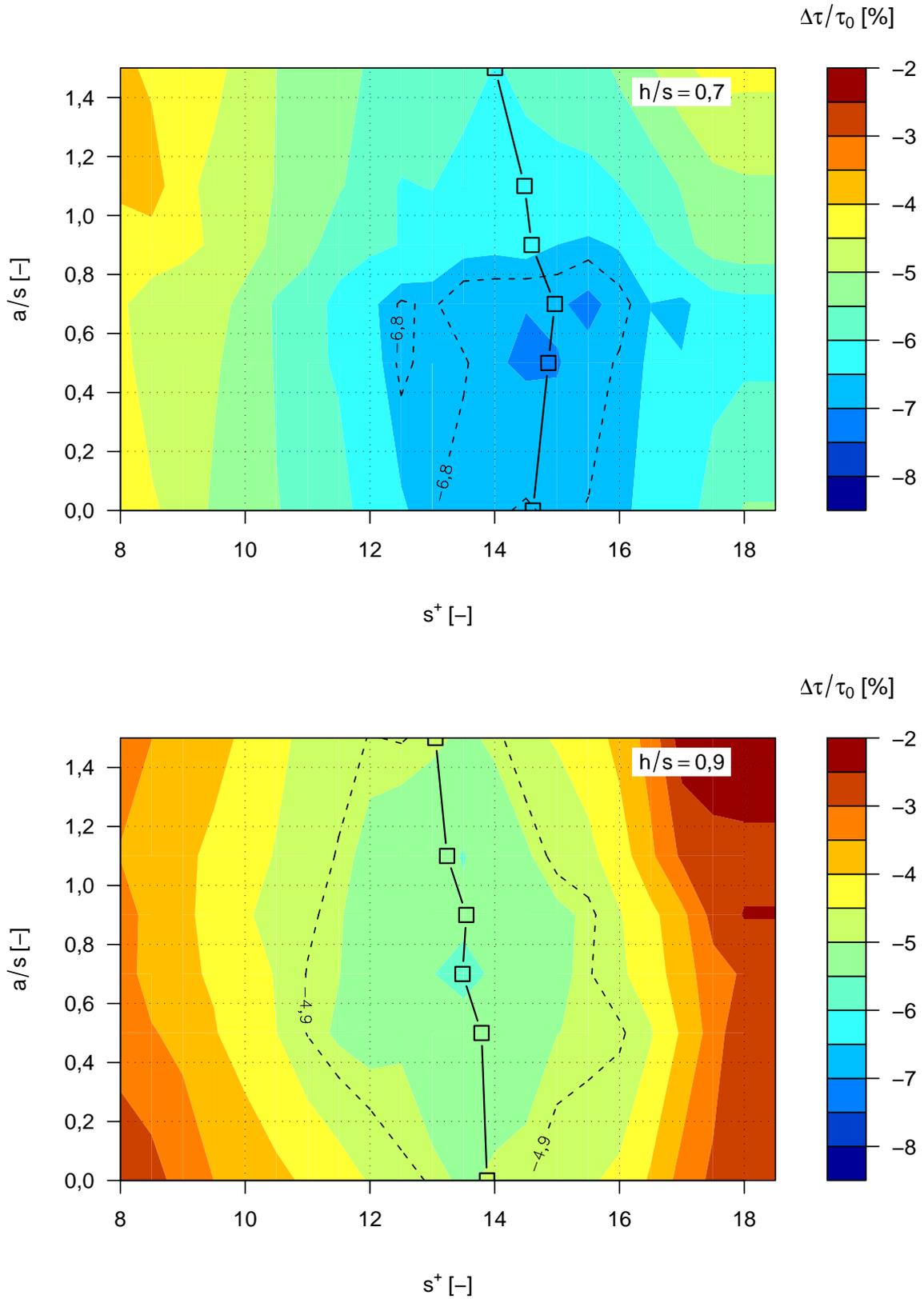


Abbildung 5.14: relative Schubspannungsänderung $\Delta\tau/\tau_0$ für Zickzackriblets; $\square s^+_{opt}$,
 ---Grenze $\Delta\tau/\tau_0 = (\Delta\tau/\tau_0)_{\min,gerade}$

Für zickzackförmige Rillen mit $h/s = 0,5$ kann keine Verbesserung des Widerstandsverhaltens beobachtet werden. Diese Rillenquerschnitte erreichen mit geradem Rillenverlauf die maximale Widerstandsverminderung von 8,1% bei $s^+ \approx 16$, jede -auch geringe- laterale Auslenkung reduziert diesen Wert. Erhöht man die Rippen auf $h/s = 0,7$, entspricht bis zu $a/s = 0,8$ das Widerstandsverhalten und die Ausdehnung des optimalen Wirkungsbereiches in etwa dem gerader Rillentäler gleichen Querschnitts.

Für die mit $h/s = 0,9$ höchsten Riblets vergrößert sich der Bereich, innerhalb dem die minimale Wandschubspannung gerader Rillen erreicht oder unterschritten wird, auf $11 \leq s^+ \leq 16$ für Amplituden $a/s = 0,5$. Die wirksamste Widerstandsbeeinflussung erfolgt mit Amplituden $a/s = 0,7$.

Somit kann mit von $h/s = 0,5$ verschiedenen Rippenhöhen die gewünschte Modifikation des Widerstandsverhaltens gerader Riblets demonstriert werden. Sowohl für Rippen kleiner als auch größer als $h/s = 0,5$ können durch laterale Auslenkung der Rillen und Erzeugung einer zusätzlichen Quergeschwindigkeitskomponente die erreichbare Widerstandsverminderung relativ zu geraden Rillen gleichen Querschnittes erhöht werden. Die Maximalwerte der Widerstandsverminderung verbessern sich für Rillen mit $h/s = 0,9$ um 0,6% und für $h/s = 0,3$ um bis zu 1,3%. Die Änderungen der Wandschubspannung genügen aber nicht, um die durch das ungünstigere Verhältnis h/s verursachte Abnahme der Widerstandsverminderung zu kompensieren, die höchste Widerstandsreduktion wird stets mit geraden Rillen von $h/s = 0,5$ erhalten.

Zur genaueren Analyse der durch Oszillation verursachten Widerstandsänderung für Rillen mit $h/s = 0,3$ und $0,9$ wird im Folgenden die relative Schubspannungsänderung in einen auf der Wirkweise konventioneller gerader Riblets $(\Delta\tau/\tau_0)_{\text{gerade}}$ und einen durch Querbewegung erzeugten Anteil DC zerlegt:

$$\frac{\Delta\tau}{\tau_0} = \left(\frac{\Delta\tau}{\tau_0} \right)_{\text{gerade}} + DC \quad (5.3)$$

Die Funktionen $\Delta\tau/\tau_0 = f(s^+)$ für gerade und Zickzackriblets sind aus dem Experiment nur an diskreten Stellen s^+ bekannt, die im allgemeinen für zwei Messungen nicht exakt übereinstimmen. Zur Bestimmung von DC sind daher äquidistante Zwischenwerte basierend auf linearer Interpolation zwischen den einzelnen Messpunkten verwendet worden. In den Diagrammen in Abbildung 5.15 sind die Werte DC als Funktion der jeweiligen Amplituden a/s und s^+ als Konturplot mit gemeinsamer Farbskala dargestellt. Neben s^+ ist als zweite Ordinate die dimensionslose Ribletthöhe

h^+ angegeben. Die gestrichelten Linien markieren die Lage des Vorzeichenwechsels von DC und damit den Bereich, innerhalb dessen die gewünschte zusätzliche Senkung des Reibungswiderstandes durch laterale Oszillation auftritt. Die eingetragenen Punkte (\square) kennzeichnen die Lage des Minimums von $\Delta\tau/\tau_0$.

Für die flachen Riblets $h/s = 0,3$ treten im Bereich $0,5 \leq a/s \leq 2,5$ negative Werte für DC auf, die eine zusätzliche Widerstandsverminderung durch laterale Oszillation bedeuten. Besonders deutliche Änderungen des Widerstandsverhaltens von bis zu 1,3% erfolgen für Ribletthöhen h^+ größer als ca. 4 Wandeinheiten. Diese großen Werte DC treten dabei näherungsweise bei Werten von h^+ bzw. s^+ auf, bei denen gerade Rillen gleichen Querschnitts ihre optimale Wirksamkeit entfalten. Dadurch ist für $h/s = 0,3$ die größere Steigerung der maximalen Widerstandsverminderung durch laterale Oszillation möglich. Aufgrund der geringen Ribletthöhe von max. 5,5 Wandeinheiten innerhalb des untersuchten Bereiches von s^+ bleiben die schrägstehenden Rippen von der viskosen Unterschicht bedeckt. Die Rillentäler können so mit einer vergleichsweise großen Amplitude unter einem großen Winkel β von bis zu 12° angeordnet werden, wobei der zusätzliche Druckwiderstand vernachlässigbar klein bleibt (vgl. Kramer [28], Abb. 12) und die positiven Effekte der Auslenkung überwiegen.

Aus dem Diagramm für $h/s = 0,9$ geht hervor, dass auch für diesen Rillenquerschnitt eine Steigerung der Widerstandsverminderung um bis zu 1% möglich ist. Diese Werte DC entsprechen größenordnungsmäßig den mit Rillen von $h/s = 0,3$ zu realisierenden Änderungen des Widerstandsverhaltens, sie treten bei einer Amplitude $a/s = 1,1$ und $h^+ \approx 8$ auf. Das Minimum in $\Delta\tau/\tau_0$ erreichen diese hohen Rippen aber erst bei $s^+ \approx 13,5$ bzw. $h^+ \approx 12$, wenn sie bereits deutlich aus der viskosen Unterschicht herausragen und der aus der lateralen Auslenkung resultierende Druckwiderstand einen Großteil der zusätzlichen Widerstandsänderung aufzehrt. Damit kann für Zickzackriblets mit $h/s = 0,9$ die maximale Widerstandsreduktion nur um 0,6% erhöht werden.

Die beobachteten Wandreibungseigenschaften wellenförmiger Riblets werden von der bekannten Widerstandscharakteristik gerader Rillen dominiert. Bei Abweichung vom optimalen Verhältnis h/s kann der auf Dämpfung lateraler Geschwindigkeitsfluktuationen beruhenden Ribletwirkung eine geringe zusätzliche Widerstandssenkung durch eine periodische laterale Auslenkung der Rillentäler und Erzeugung einer großskaligen Geschwindigkeitskomponente in Querrichtung überlagert werden. Die Höhe dieser zusätzlichen Widerstandssenkung ist limitiert durch die Wechselbeziehung

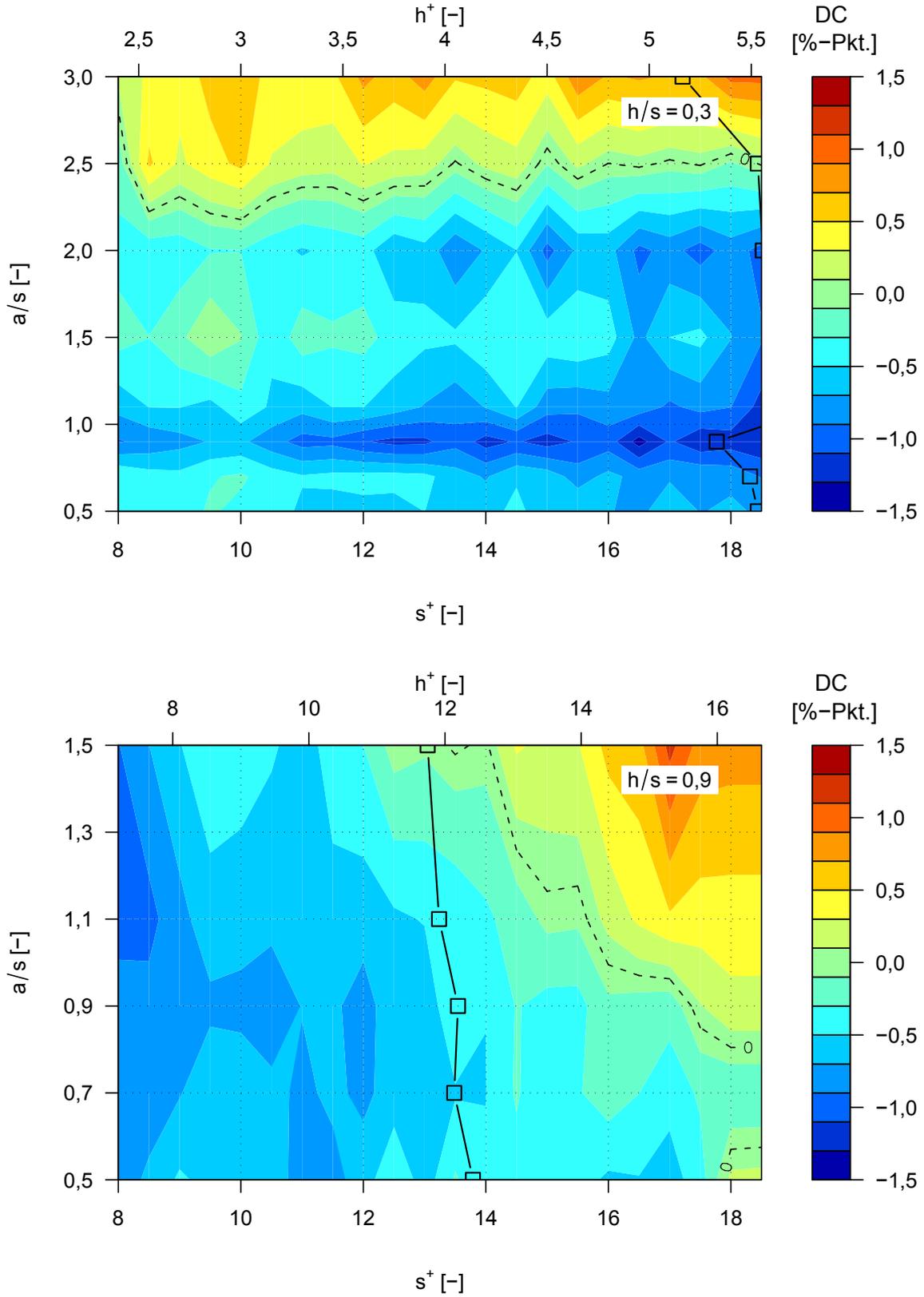


Abbildung 5.15: zusätzliche Schubspannungsänderung DC durch laterale Auslenkung; $\square s^+_{opt}$ für $(\Delta\tau/\tau_0)_{min}$, ---Grenze $DC = 0$

zwischen dem benötigten großen Betrag der lateralen Auslenkung und dem dadurch verursachten zusätzlichen Druckwiderstand der Rippen. Um diesen zusätzlichen Widerstandsanteil klein zu halten, ist die Verwendung von Rippen mit geringerer dimensionsloser Höhe nötig. Dadurch wird der dominierende Anteil der Widerstandsreduktion basierend auf der Wirkungsweise konventioneller gerader Rillen ungünstig beeinflusst. Dieser negative Effekt konnte innerhalb des untersuchten Parameterraumes nicht durch die zusätzliche Widerstandsreduktion infolge lateraler Oszillation kompensiert werden.

Schlussbemerkungen

In der vorliegenden Arbeit wurde experimentell untersucht, ob die bekannten widerstandsvermindernden Eigenschaften von Riblets verbessert und eine weitere Senkung des turbulenten Reibungswiderstandes erreicht werden kann, indem man auf geeignete Weise in Wandnähe eine zusätzliche Geschwindigkeitskomponente in lateraler Richtung induziert und so die Wirkung einer lateral oszillierenden Wand auf die Längswirbelstrukturen im *buffer layer* nachahmt. Für die Experimente stand ein ölgefüllter Strömungskanal zur Verfügung, in dem gleichzeitig die Widerstandskräfte von glatten und gerillten Oberflächen gemessen und Änderungen der Wandschubspannung mit einer Genauigkeit von $\pm 0,003\tau_0$ bestimmt werden können.

Im ersten Schritt erfolgte die Erzeugung der Quergeschwindigkeit in Wandnähe durch aktive Strömungsbeeinflussung. Es wurde eine Ribletoberfläche bestehend aus 58 Lamellen mit je 6 mm Abstand und dadurch gebildeten Rechteckrillen konstruiert und hergestellt. Die Lamellen oszillierten um ihren Aufstandspunkt an der Wand um $\pm 27^\circ$ mit Frequenzen von bis zu 4 Hz in lateraler Richtung. Mit Lamellen von 4,8 mm Höhe traten bei einem ausgewählten dimensionslosen Lamellenabstand $s^+ = 17$ systematische Abhängigkeiten zwischen der dimensionslosen Periodendauer der Oszillation und der erzielten Widerstandsänderung auf. Der geringste Reibungswiderstand wurde bei $T^+ = 100$ gemessen und betrug das 0,973-fache der Wandschubspannung einer glatten Oberfläche, was einer Widerstandsverminderung von 2,7% entspricht. Mit stillstehenden Lamellen wurden unter identischen Strömungsbedingungen nur 1,4% Schubspannungsreduktion erhalten. Der dabei beobachtete Zusammenhang zwischen Wandschubspannungsänderung im Vergleich zu stillstehenden Lamellen und Periodendauer der Oszillation wird qualitativ von *DNS*-Simulationen an einer vergleichbaren Konfiguration gestützt.

Die durch Oszillation hervorgerufenen Änderungen waren verglichen mit der maximal möglichen Widerstandsreduzierung konventioneller unbewegter Riblets klein

und traten nur bei für starre Lamellen nicht optimaler Gestaltung der Rillentäler auf. Als Konsequenz konnte die mit bekannten starren Riblets maximal mögliche Reduktion des turbulenten Reibungswiderstandes durch aktive Erzeugung einer wandnahen Quergeschwindigkeitskomponente nicht erhöht werden.

Im zweiten Teil der Arbeit geschah die Generierung der oszillierenden Geschwindigkeitskomponente passiv durch eine in der Wandebene sinus- oder zickzackförmige Anordnung von trapezförmigen Rillentälern mit 3,2 mm Rillenweite. In einer Parameterstudie wurde die Riblethöhe ebenso wie die Amplitude und Wellenlänge der lateralen Auslenkung der Rillentäler variiert. Die Werte für Amplitude und Wellenlänge orientierten sich zunächst an verfügbaren Daten von Peet et al. [39], mit denen die Widerstandsverminderung von Riblets mit Dreieckrillen erhöht wurde. In den eigenen Experimenten mit sinusförmigen Trapezrillen und einem Rillenquerschnitt $h/s = 0,5$ konnte dieses Ergebnis nicht bestätigt werden. Erst nach Anpassung der Riblethöhe gelang es, für zickzackförmige Rillen bei geringen Amplituden von etwa ein- bis zweifachem Ribletabstand geringere Wandschubspannungen als mit geraden Rillen gleichen Querschnittes zu erzeugen. Während für Riblets mit $h/s = 0,7$ nur sehr geringe zusätzliche Wandschubspannungsminderungen gemessen wurden, traten bei Querschnitten von $h/s = 0,3$ und $0,9$ an jeweils mehreren Testplatten und bei verschiedenen Amplituden sicher messbare Wirkungen der lateralen Rillenauslenkung auf, die die Widerstandseigenschaften im Vergleich zu geraden Rillen der gleichen Höhe günstig veränderten. Die maximale Widerstandsreduktion gerader Rillen mit $h/s = 0,9$ konnte um 0,6%-Punkte von 4,9% auf 5,5% gesteigert werden, für Riblets mit $h/s = 0,3$ betrug die Änderung 1,3%-Punkte von 6,3% auf 7,6%.

Eine detaillierte Analyse der Differenz der Wandschubspannungen gerader und zickzackförmiger Rillen im gesamten gemessenen Bereich der dimensionslosen Riblethöhe ergab, dass die Veränderungen durch Oszillationen bis zu 1,5%-Punkte betragen können und bei Riblethöhen von etwa fünf bis acht Wandeinheiten auftreten. Da insgesamt die Widerstandseigenschaften gerader Riblets auch bei zickzackförmigen Rillenstrukturen dominieren, ist eine Überlagerung beider Widerstandseffekte besonders wirksam für Rillenquerschnitte, die mit geraden Rillen von $h^+ = 5 \dots 8$ ihre maximale Widerstandsverminderung erreichen. Somit sind Rippenquerschnitte, deren Verhältnis h/s kleiner ist als 0,5, besser zur Beeinflussung durch wandnahe Quergeschwindigkeitskomponenten geeignet.

Im Falle $h/s = 0,3$ ist dieses Ergebnis anwendungsrelevant. Riblets mit Höhen

kleiner als $h/s = 0,5$ sind mechanisch stabiler und damit widerstandsfähiger und einfacher herstellbar. Durch die geringere Querschnittsfläche der Rippen lassen sich bei identischem Werkstoff Oberflächenbeschichtungen mit geringerer Masse realisieren. Verglichen mit Riblets von optimaler Höhe $h/s = 0,5$ ändert sich ihre Widerstandsverminderung in einem größeren Bereich von s^+ nur wenig, was insbesondere bei Einsatz in Strömungen mit variabler Strömungsgeschwindigkeit bzw. Reynoldszahl vorteilhaft ist. Durch Modifikation dieser zweidimensionalen Rillengeometrie mit einer lateralen Amplitude konnte der Nachteil der geringeren Widerstandsverminderung gegenüber dem optimalen Rillenquerschnitt mehr als halbiert werden.

Das sehr viel größere Potential der oszillierenden Wand von bis zu 45% Schubspannungsverminderung relativ zur glatten Wand lässt sich nicht konstruktiv mit der maximal möglichen Strömungsbeeinflussung durch Riblets überlagern. Entsprechende Vorschläge, z.B. in der Patentanmeldung von Quadrio und Luchini [42], können mit den vorliegenden experimentellen Daten nicht bestätigt werden. Die Ursache dafür liegt im Wirkmechanismus der Ribletstrukturen selbst begründet. Riblets verschieben die mittlere Lage der Längswirbelstrukturen in Wandnähe um einen Betrag von der Größenordnung ihrer Höhe zu größeren Wandabständen. Damit entfernt sich die zu beeinflussende Strömungsstruktur vom Riblet als Aktuator und es werden große Amplituden in lateraler Richtung benötigt, um eine entsprechende Reichweite des Eingriffs in die wandnahe Strömung zu realisieren. Diese Amplituden sind mit oszillierenden Lamellen aus mechanischen Gründen nicht und mit wellenförmigen Riblets nur unter Inkaufnahme eines großen zusätzlichen Druckwiderstandes zu erzeugen. Die Experimente ergaben, dass innerhalb des untersuchten Parameterraumes die Gesamtbilanz des Widerstandes dabei meist negativ ist. Die ausgangs aufgestellte These, dass die Einbringung einer Quergeschwindigkeit mit oszillierenden oder dreidimensionalen Ribletstrukturen durch ihren geringeren Abstand zu den Längswirbeln besonders effizient möglich ist und bei gleicher Wirkung kleinere Amplituden als eine lateral oszillierende Wand benötigt, ist dadurch widerlegt.

Die Genauigkeit der Aussagen zum Betrag der durch Erzeugen einer Quergeschwindigkeitskomponente zu erwartenden Widerstandsänderung gegenüber geraden Rillen ist durch die endliche Länge der Versuchsoberflächen im Strömungskanal begrenzt. Anhand von *RANS*-Simulationen der Strömung über Riblets von Mockett in [49] konnte die benötigte Lauflänge in Strömungsrichtung zur Ausbildung eines voll beeinflussten Strömungszustandes bestimmt und die Auswirkung der endlichen

Testplattenlänge auf den Mittelwert der Wandschubspannung abgeschätzt werden. Demnach ist für die Untersuchung gerader Riblets, deren Widerstandsänderung auf der Dämpfung wandnaher Geschwindigkeitsfluktuationen beruht, die Testplattenlänge ausreichend. Für die gezielte Beeinflussung der Längswirbel im *buffer layer* durch eine zusätzlich generierte oszillierende Quergeschwindigkeit gilt das nicht. Laut *DNS*-Simulationen einer lateral oszillierenden Wand von Jung [25] wären für oszillierende Lamellen mit 6 mm Ribletweite für die besonders wirksame Agitation mit $T^+ = 100$ Messplattenlängen von 3,5 m nötig, um anhand der über die gesamte Lauflänge gemittelten Wandschubspannung korrekte Werte zur voll beeinflussten Strömung ableiten zu können. Auch für wellenförmige Riblets mit 3,2 mm Ribletweite wäre ein Mehrfaches der derzeitigen Testplattenlänge zur exakten Bestimmung der Änderung des Widerstandsverhaltens notwendig. Ein entsprechender Strömungskanal zur Untersuchung von Ribletstrukturen steht derzeit nicht zur Verfügung. Die mit dem vorhandenen Aufbau gewonnenen Erkenntnisse sind trotz allem zur Abschätzung der Größenordnung der zusätzlich zur Widerstandsverminderung durch Dämpfung von Geschwindigkeitsfluktuationen zu erwartenden Schubspannungsbeflussung wertvoll. Sie zeigen, dass unter allen Umständen nur Änderungen des Widerstandsverhaltens von Riblets im niedrigen einstelligen Prozentpunkt-Bereich möglich sind.

Ausblick Bevor eine abschließende Aussage über das Potential wellenförmiger Rillen zur Senkung der Wandschubspannung getroffen werden kann, ist es notwendig, weitere Messungen bei in Wandeinheiten deutlich größerer Testplattenlänge durchzuführen. Die Testoberfläche soll dabei in Strömungsrichtung in einen Übergangsbereich, in dem die Strömung beeinflusst wird, der aber nicht in die Messung eingeht, und einen stromab gelegenen Abschnitt, in dem die Bestimmung der mittleren Wandschubspannung ausgeführt wird, aufgeteilt sein. Erst dadurch sind zuverlässige Messungen zur Bestimmung der absoluten Wandschubspannungsänderung infolge der dreidimensionalen Rillengestaltung zu erwarten. Ein solcher Aufbau muss nicht notwendig Weißöl als Fluid verwenden. Da die Unterschiede zwischen sinus- und zickzackförmigen Rillen gering sind, könnte eine Testoberfläche mit Ribletweiten im Bereich von Zehntelmillimetern durch zickzackförmig schräg zusammengesetzte Streifen von Ribletfolie hergestellt werden. Die Beurteilung durch Erfassung des Druckverlustes Δp in einem geschlossenen Kanal mit rechteckigem Querschnitt und

Wasser als Fluid wäre dann technisch einfach möglich.

Mit einem solchen Aufbau wird die Untersuchung des Einflusses der Wellenlänge erst möglich. Die Variation dieses Parameters war im Ölkanal stark eingeschränkt; für Zickzackriblets wurde ganz darauf verzichtet und ein konstanter Wert $\lambda/s = 37,5$ gewählt, mit dem zumindest vier Oszillationsperioden auf der Testoberfläche Platz fanden. Die Wellenlänge λ^+ betrug so 640 Wandeinheiten bei $s^+ = 17$, ein, verglichen mit Literaturwerten für die oszillierende Wand von $\lambda^+ > 1.000$, für eine effektive Beeinflussung zu geringer Wert.

Für mögliche Anwendungen ist darüber hinaus eine Untersuchung des Einflusses von Schräganströmung auf die Widerstandsreduktion der wellenförmigen Riblets von großer Bedeutung. Gerade Rillen gestatten nach Hage [21] eine Fehlausrichtung von 10° bei um 1% geringerer Widerstandsverminderung und wirken ab einem Schiebewinkel von etwa 25 bis 30° widerstandserhöhend. Eine Vergrößerung dieses Toleranzbereiches durch wellenförmige Riblets wäre von großem Interesse. Erste Messungen hierzu werden momentan durchgeführt.

Nomenklatur

Variablen

| Symbol | Einheit | Bezeichnung |
|-------------|-------------------|--|
| a | [m] | Amplitude der Rillen bei sinusförmigen Riblets |
| b | [m] | Rippenspitzenbreite |
| f | [Hz] | Frequenz |
| h | [m] | Riblethöhe |
| l | [m] | Kanalbreite |
| m | [g] | Masse |
| n | [1/min] | Drehzahl |
| p | [Pa] | Druck |
| s | [m] | Ribletweite (Ribletabstand) |
| t | [s] | Zeit |
| u,v,w | [m/s] | Geschwindigkeitskomponenten in x,y,z -Richtung |
| x,y,z | [m] | Koordinaten in stromab-, wandnormaler und lateraler Richtung |
| u_τ | [m/s] | Wandschubspannungsgeschwindigkeit |
| \bar{u}_b | [m/s] | mittlere Strömungsgeschwindigkeit, <i>bulk velocity</i> |
| A | [m ²] | Flächeninhalt |
| B | [m] | Breite der Testplatte |
| C | [-] | Koeffizient |
| D | [m] | laterale Auslenkung, $D = 2a$ |
| DC | [%-Punkt] | relative Widerstandsänderung infolge lateraler Oszillation |
| E | [V] | elektrische Spannung |
| F | [N, g] | Kraft |
| L | [m] | Länge der Testplatte |
| Re | [-] | Reynoldszahl gebildet mit \bar{u}_b und l |
| Re_τ | [-] | Reynoldszahl gebildet mit u_τ und $l/2$ |

| | | |
|---------------|---------------------|--|
| T | [s] | Periodendauer |
| TKE | [J] | turbulente kinetische Energie |
| α | [°] | Auslenkungswinkel bei oszillierenden Riblets |
| β | [°] | Schiebewinkel |
| γ | [°] | Spitzenwinkel bei wellenförmigen Riblets |
| δ_{99} | [m] | 99%-Grenzschichtdicke |
| η | [Pa·s] | dynamische Viskosität |
| ϑ | [°C] | Temperatur |
| λ | [m] | Wellenlänge der Rillen bei sinusförmigen Riblets |
| ν | [m ² /s] | kinematische Viskosität |
| ϱ | [g/m ³] | Stoffdichte |
| τ | [Pa] | Wandschubspannung |

Exponenten

| Symbol | Bezeichnung |
|-----------------|---|
| $()^+$ | mit u_τ und ν entdimensionalisierte Größe $()$ |
| $\overline{()}$ | zeitlicher Mittelwert von $()$ |
| $\widehat{()}$ | Amplitude von $()$ |
| $()'$ | Schwankungsanteil von $()$ |

Indizes

| Symbol | Bezeichnung |
|-----------------------|---|
| $()_0$ | auf glatte Oberfläche bezogen |
| $()_{\text{eff}}$ | Effektivwert |
| $()_{\text{ges}}$ | Gesamtwert |
| $()_{\text{Ref}}$ | auf Referenzseite der Schubspannungswaage bezogen |
| $()_{\text{Test}}$ | auf Testseite der Schubspannungswaage bezogen |
| $()_{\text{unkorr.}}$ | unkorrigierter Wert |
| $()_{\text{korr.}}$ | korrigierter Wert |
| $()_{\text{min}}$ | Minimalwert |
| $()_{\text{max}}$ | Maximalwert |
| $()_{\text{opt}}$ | Optimum |

sonstiges

| Symbol | Bezeichnung |
|------------|--|
| $\Delta()$ | Fehler von () |
| $\Delta()$ | Differenz von() |
| $\Sigma()$ | Summe von() |
| $RMS()$ | root-mean-square (Standardabweichung) von () |
| $S()$ | Schiefe von () |

Abkürzungen

| Abkürzung | Bedeutung |
|-----------|--|
| DNS | Direkte Numerische Simulation |
| LES | Large-Eddy Simulation |
| RANS | Reynolds-averaged-Navier-Stokes Simulation |
| LDA | Laser-Doppler-Anemometer |
| CAD | Computer-aided design |
| CNC | Computerised numerical control |

Abbildungsverzeichnis

| | | |
|------|---|----|
| E.1 | Betriebskostenanteile von Delta Airlines 1995-2010 | 11 |
| E.2 | Pipelineprojekt „Nord Stream“ | 13 |
| 1.1 | Widerstandscharakteristik von Riblets | 19 |
| 1.2 | übliche Rillenquerschnittsformen | 19 |
| 1.3 | <i>DNS</i> -Simulation einer oszill. Wand, Daten von Quadrio & Ricco [41] | 22 |
| 1.4 | <i>Stokes</i> -Profil der Quergeschwindigkeitsamplitude \widehat{w}^+ | 25 |
| 1.5 | \widehat{w}^+ bei $y^+ = 20$, osz. Lamellen mit $\widehat{\alpha} = 30^\circ$ | 25 |
| 1.6 | Beeinflussung von Längswirbeln mit osz. Lamellen | 25 |
| 1.7 | w^+ bei $y^+ = 20$ über oszillierenden Lamellen bzw. sinusförmigen Rechteckrillen mit $h/s = 0,5$ | 29 |
| 1.8 | laterale Anordnung der wellenförmigen Riblets | 29 |
| 2.1 | Aufbau des Ölkanals | 34 |
| 2.2 | Querschnitt durch die Messstrecke | 35 |
| 2.3 | Schubspannungswaage | 35 |
| 2.4 | Stereo-PIV Aufbau | 37 |
| 2.5 | Struktogramm der Messwertverarbeitung | 40 |
| 2.6 | $\Delta\tau/\tau_0$ der Nullmessungen von 2007 bis 2010 | 43 |
| 2.7 | Wandschubspannungsdifferenz der Nullmessungen von 2007 bis 2010 | 44 |
| 2.8 | Kalibriergeraden für die Widerstandsmessung | 48 |
| 2.9 | Waagenkräfte als Funktion von Re | 50 |
| 2.10 | absoluter Fehler $\Delta\left(\frac{\Delta\tau}{\tau_0}\right)$ der Widerstandsverminderung | 50 |
| 2.11 | Summenhäufigkeiten für korrigierte Daten aus Abbildung 2.6 | 52 |
| 2.12 | Vergleich der Stoffwerte nach Bruse mit aktueller Messung | 53 |
| 2.13 | Abhängigkeit der Viskosität von ϑ und τ | 55 |
| 2.14 | relative Viskositätsänderung des Weißöles als Funktion von ϑ und τ | 56 |

| | | |
|------|---|-----|
| 2.15 | τ_0 für zehn ausgewählte Messreihen | 57 |
| 2.16 | λ_0 für zehn ausgewählte Messreihen | 57 |
| 2.17 | Grenzschichtprofile von \bar{u} | 61 |
| 2.18 | \bar{u}^+ , RMS(u^+) und TKE über glatter Kanalwand | 62 |
| 3.1 | Rillenquerschnitt der Testplatte mit oszillierenden Lamellen | 67 |
| 3.2 | Prinzip der Lamellenlagerung in Schneiden | 67 |
| 3.3 | Explosionszeichnung der Testplatte mit angetriebenen Lamellen | 69 |
| 3.4 | Testplatte mit angetriebenen Lamellen | 70 |
| 3.5 | Abweichung des Auslenkungswinkel α der Lamellen | 70 |
| 3.6 | Rillenquerschnitt der wellenförmigen Riblets | 71 |
| 3.7 | Querschnitt des Testplattenrandes | 72 |
| 3.8 | Testplatte mit sinusförmigen Riblets | 74 |
| 4.1 | Widerstandsänderung für unbewegte Lamellen | 77 |
| 4.2 | Widerstandsänderung für glatte Oberfläche mit umlaufendem Rahmen | 78 |
| 4.3 | Widerstandsänderung für unbewegte, geneigte Lamellen | 78 |
| 4.4 | Widerstandsänderung oszillierender Lamellen, $h/s = 0,5$ | 81 |
| 4.5 | Widerstandsänderung oszillierender Lamellen, $h/s = 0,8$ | 82 |
| 4.6 | \hat{w}^+ als Funktion des Wandabstandes | 85 |
| 4.7 | Strömungsfeld über oszillierenden Lamellen, Sichtbarmachung | 85 |
| 4.8 | Widerstandsänderung gerader Riblets mit trapezförmigen Rillen | 87 |
| 4.9 | Widerstandsänderung sinusförmiger Trapezriblets bei verschied. a/s | 90 |
| 4.10 | Widerstandsänderung sinusförmiger Trapezriblets bei verschied. λ/s | 92 |
| 4.11 | Vergleich sinusförmiger und zickzackförmiger Riblets | 94 |
| 4.12 | Widerstandsänderung zickzackförmiger Trapezriblets, $h/s = 0,3$ | 96 |
| 4.13 | Widerstandsänderung zickzackförmiger Trapezriblets, $h/s = 0,5$ | 97 |
| 4.14 | Widerstandsänderung zickzackförmiger Trapezriblets, $h/s = 0,7$ | 98 |
| 4.15 | Widerstandsänderung zickzackförmiger Trapezriblets, $h/s = 0,9$ | 99 |
| 5.1 | maximale Widerstandsverminderung oszillierender Lamellen | 102 |
| 5.2 | $\Delta\tau/\tau_0$ für oszillierende Lamellen mit $h/s = 0,8$ bei $s^+ = 17$ | 104 |
| 5.3 | zusätzliche Änderung der Wandschubspannung durch Oszillation | 104 |
| 5.4 | Vergleich von \hat{w}^+ oszillierender Lamellen mit DNS und Theorie | 106 |
| 5.5 | Wandschubspannung der oszillierenden Wand, Daten nach Quadrio | 109 |
| 5.6 | räumliche Entwicklung der Wandschubspannung an Riblets | 111 |

| | | |
|------|--|---------------|
| 5.7 | Widerstandsänderung der oszillierenden Wand, Daten von Jung [25] | . 113 |
| 5.8 | maximale Widerstandsverminderung gerader Rillen i. Abh. von h/s | . 115 |
| 5.9 | Amplitudenvariation sinusförmiger Riblets mit $h/s = 0,5$, $\lambda/s = 50$ | . . . 116 |
| 5.10 | Widerstandsanteile sinusförmiger Riblets mit $h/s = 0,5$, $\lambda/s = 64$, DNS von Kramer [20] | 118 |
| 5.11 | Wellenlängenvariation sinusförmiger Riblets mit $h/s = 0,5$, $a/s = 0,7$ | . 118 |
| 5.12 | Vergleich sinus- und zickzackförmiger Riblets | 120 |
| 5.13 | maximale Widerstandsreduktion zickzackförmiger Riblets | 122 |
| 5.14 | rel. Schubspannungsänderung $\Delta\tau/\tau_0$ für Zickzackriblets | 125 |
| 5.15 | zusätzliche Schubspannungsänderung DC durch laterale Auslenkung | . 128 |

Tabellenverzeichnis

| | | |
|-----|---|-----|
| E.1 | Reibungsanteil am Gesamtwiderstand | 8 |
| 1.1 | <i>LES</i> -Simulationen sinusförmiger Riblets von Peet et al. [39] | 30 |
| 2.1 | Messwerte zur Dichtebestimmung des Weißöles | 52 |
| 2.2 | Übersicht PIV-Messungen an glatten Oberflächen | 59 |
| 3.1 | Formparameter der untersuchten Rillenquerschnitte | 71 |
| 4.1 | $(\Delta\tau/\tau_0)_{\min}$ und optimale Ribletweite s^+ für oszillierende Lamellen | 83 |
| 4.2 | $(\Delta\tau/\tau_0)_{\min}$ gerader Trapezriblets | 87 |
| 4.3 | $(\Delta\tau/\tau_0)_{\min}$ sinusförmiger Trapezriblets mit $h/s = 0,5$, $\lambda/s = 50$ | 90 |
| 4.4 | $(\Delta\tau/\tau_0)_{\min}$ sinusförmiger Trapezriblets mit $h/s = 0,5$, $a/s = 0,7$ | 93 |
| 4.5 | $(\Delta\tau/\tau_0)_{\min}$ sinus- und zickzackförmiger Trapezriblets gleicher Form | 93 |
| 4.6 | $(\Delta\tau/\tau_0)_{\min}$ zickzackförmiger Trapezriblets bei verschiedenen h/s | 100 |
| 5.1 | \widehat{w}^+ für oszillierende Lamellen, $h/s = 0,8$, $s^+ = 17$ | 108 |

Literaturverzeichnis

- [1] Massachusetts Institute of Technology, Aviation Data Project, <http://web.mit.edu/airlinedata/www/default.html>
- [2] Baron, A., Quadrio, M., Turbulent boundary layer over riblets: Conditional analysis of ejection-like events, *Int. J. Heat and Fluid Flow*, vol. 18, pp. 188-196 (1997)
- [3] Bechert, D.W., Bartenwerfer, M., The viscous flow on surfaces with longitudinal ribs, *J. Fluid Mech.*, vol. 206, pp. 105-129 (1989)
- [4] Bechert, D.W., Hoppe, G., van der Hoeven, J.G.T., Makris, R., The Berlin oil channel for drag reduction research, *Exp. Fluids*, vol. 12, pp. 251-260 (1992)
- [5] Bechert, D.W., Bruse, M., Hage, W., van der Hoeven, J.G.T., Hoppe, G., Experiments on drag-reducing surfaces and their optimization with an adjustable geometry, *J. Fluid Mech.*, vol. 338, pp. 59-87 (1997)
- [6] Bechert, D.W., Surface for a wall subject to a turbulent flow showing a main direction of flow, United States Patent No. 5.971.326 (1999)
- [7] Boese, M., Einfluß widerstandsreduzierender Oberflächenstrukturen auf das Strömungsverhalten eines hochbelasteten Verdichtergitters, Dissertation Universität der Bundeswehr München, VDI-Verlag, ISBN 3-18-345707-5 (2004)
- [8] Böswirth, L., Technische Strömungslehre, 7. Auflage, Friedr. Vieweg&Sohn Verlag, Wiesbaden (2007)
- [9] Bruse, M., Bechert, D.W., Hage, W.: Experimentelle Untersuchungen zum Widerstandsverhalten von riblet-Oberflächen: Schubspannungs- und Geschwindigkeitsmessungen am Berliner Ölkanal, DLR Interner Bericht no. IB 92517-98/B4 (1998)

- [10] Bruse, M., Zur Strömungsmechanik wandreibungsvermindernder riblet-Oberflächen, Dissertation Technische Universität Berlin, VDI-Verlag, ISBN 3-18-335407-1 (1999)
- [11] Burdak, V.D., Function of the ctenoid apparatus of fish in the presence of a turbulent boundary layer, *Zoologicheskii Zhurnal*, vol. 48, pp. 1053-1055 (in Russisch) (1969)
- [12] Cerbe, G. (Hrsg.), Grundlagen der Gastechnik, 7. Auflage, Hanser Fachbuchverlag, ISBN 3-446-41352-9 (2008)
- [13] Chernyshov, O.B., Zayets, V.A., Some peculiarities of the structure of the skin of sharks, in: *Hydrodynamic Problem of Bionics, Bionica* vol. 4, pp. 77-83 (in Russisch) (1970)
- [14] Choi, K.-S., Near-wall structure of a turbulent boundary layer with riblets, *J. Fluid Mech.*, vol. 208, pp. 417-458 (1989)
- [15] Choi, H., Moin, P., Kim, J., Direct numerical simulation of turbulent flow over riblets, *J. Fluid Mech.*, vol. 255, pp. 503-539 (1993)
- [16] Choi, J.-I., Xu, C.-X., Sung, H.-J., Drag Reduction by Spanwise Wall Oscillation in Wall-Bounded Turbulent Flows, *AIAA-Journal*, vol. 40, no. 5 (2002)
- [17] Denkena, B., Leon, L., Wang, B., Burr Formation and Removal at Profile Grinding of Riblet Structures, in: *Burrs – Analysis, Control and Removal* (eds. Aurich, J.C. & Dornfeld, D.), Springer Verlag, ISBN 978-3-642-00568-8 (2010)
- [18] Grüneberger, R., Kramer, F., Hage, W., Meyer, R., Thiele, F., Wassen, E., Experimental Investigation of Oscillating Riblets for Turbulent Drag Reduction, 17. DGLR Fach-Symposium der STAB, Berlin, 09.-10.11.2010, accepted for publication in *NNFM* (2010)
- [19] Grüneberger, R., Hage, W., Drag characteristics of longitudinal and transverse riblets at low dimensionless spacings, *Exp. Fluids*, vol. 50, no. 2, pp. 363-373 (2011)
- [20] Grüneberger, R., Kramer, F., Wassen, E., Hage, W., Meyer, R., Thiele, F., Influence of wave-like riblets on turbulent friction drag, in: C. Tropea und H.

- Bleckmann (Hrsg.), Nature-Inspired Fluid Mechanics, NNFM 119, pp. 311-329 (2012)
- [21] Hage, W., Bechert, D.W., Bruse, M., Yaw angle effects on optimized riblets, in: Proceedings of the CEAS/DragNet European Drag Reduction Conference (ed. P. Thiede), pp. 278-285 (2000)
- [22] Hage, W., Zur Widerstandsverminderung von dreidimensionalen Riblet-Strukturen und anderen Oberflächen, Dissertation Technische Universität Berlin, Mensch&Buch Verlag, ISBN 3-89820-823-0 (2005)
- [23] Hucho, W.-H. (Hrsg.), Aerodynamik des Automobils, 5. Auflage, Friedr. Vieweg&Sohn Verlag, ISBN 3-528-03959-0 (2005)
- [24] Jiménez, J. Turbulent Flow over Rough Walls, *Annu. Rev. Fluid Mech.*, vol. 36, pp. 173-196 (2004)
- [25] Jung, W.J., Mangiavacchi, N., Akhavan, R., Suppression of turbulence in wall-bounded flows by high-frequency spanwise oscillations, *Phys. Fluids A*, vol. 4, no. 8, pp. 1605-1607 (1992)
- [26] Kim, J. Moin, P., Moser, R., Turbulence statistics in fully developed channel flow at low Reynolds number, *J. Fluid Mech.*, vol. 177, pp. 133-166 (1987)
- [27] Kim, J., Hussain, F., Propagation velocity of perturbations in turbulent channel flow, *Phys. Fluids A*, vol. 5, no. 3, pp. 695-703 (1993)
- [28] Kramer, F., Grüneberger, R., Thiele, F., Wassen, E., Hage, W., Meyer, R., Wavy riblets for turbulent drag reduction, AIAA-paper 10-4583 (2010)
- [29] Kramer, Felix, Wiss. Mitarbeiter, TU Berlin, private Kommunikation (2009-2012)
- [30] Kunz, O., Klimeck, R., Wagner, W., Jaeschke, M., The GERG-2004 wide-range equation of state for natural gases and other mixtures, GERG Technical Monograph 15 (2007)
- [31] Luchini, P., Manzo, F., Pozzi, A., Resistance of a grooved surface to parallel flow and crossflow, *J. Fluid Mech.*, vol. 228, pp. 87-109 (1991)

- [32] Makris, R., Messungen und Optimierungsarbeiten an einem turbulenten Strömungskanal, Diplomarbeit, TFH Berlin (1990)
- [33] McLean, J.D., George-Falvy, D., Sullivan, P.P., Turbulent drag reduction by passive means, in: Proceedings of the International Conference, London, England, 15-17. 09. 1987, pp. 408-424 (1987)
- [34] Milgram, J.H., Fluid Mechanics for Sailing Vessel Design, Annu. Rev. Fluid Mech., vol. 30, pp. 613-653 (1998)
- [35] Mockett, Charles, Wiss. Mitarbeiter, TU Berlin, private Kommunikation (2010)
- [36] Moser, R., Kim, J., Mansour, N.N., Direct numerical simulation of turbulent channel flow up to $Re_\tau = 590$, Phys. Fluids, vol. 11, no. 4, pp. 943-945 (1999)
- [37] Nikuradse, J., Gesetzmäßigkeiten der turbulenten Strömung in glatten Röhren, Forschungsheft 356, Beilage zu Forschung auf dem Gebiete des Ingenieurwesens, Ausgabe B Band 3, VDI-Verlag, Berlin (1932)
- [38] Oehlert, K., Seume, J.R., Exploratory Experiments on Machined Riblets on Compressor Blades, ASME Conference Proceedings, vol. 2006, pp. 415-424 (2006)
- [39] Peet, Y., Sagaut, P., Charron, Y., Turbulent Drag Reduction using Sinusoidal Riblets with Triangular Cross-Section, AIAA-paper 2008-3745 (2008)
- [40] Petersohn, E., Untersuchung der Strömung in Röhren, inwendig mit Haihaut ausgekleidet, Flugtechnische Versuchsanstalt FFA, Auftrag AE-I-444 (in Schwedisch) (1959)
- [41] Quadrio, M. Ricco, P., Critical assessment of turbulent drag reduction trough spanwise wall oscillations, J. Fluid Mech., vol. 521, pp. 251-271 (2004)
- [42] Quadrio, M., Luchini, P., Method for reducing the viscous friction between a fluid and an object, Internationale Patentanmeldung PCT/EP2008/057622 (2008)
- [43] Reif, W.-E., Dinkelacker A., Hydrodynamics of the squamation in fast swimming sharks, Neues Jahrb. Geol. Paläontol., Abhandlungen, vol. 164, pp. 184-187 (1982)

- [44] Ricco, P., Wu, S., On the effects of lateral wall oscillation on a turbulent boundary layer, *Exp. Therm. Fluid Sci.*, vol. 29, pp. 41-52 (2004)
- [45] Robinson, S.K., Coherent motions in the turbulent boundary layer, *Annu. Rev. Fluid Mech.*, vol. 23, pp. 601-639 (1991)
- [46] Schetz, J.A., Aerodynamics of High-Speed Trains, *Annu. Rev. Fluid Mech.*, vol. 33, pp. 371-414 (2001)
- [47] Schultz, M.P., Frictional Resistance of Antifouling Coating Systems, *J. Fluid Eng.*, vol. 126, pp. 1039-1047 (2004)
- [48] Sha, T., Itoh, M., Tamano, S., Yokota, K., Akino, N., Experimental Study on Drag Reduction in Turbulent Flow on Zigzag Riblet Surface, *Nihon Kikai Gakkai Ryutai Kogaku Bumon Koenkai Koen Ronbunshu (Journal Code: L0394B)*, vol. 83, pp. 207-209 (in Japanese) (2005)
- [49] Spalart, P.R., McLean, J.D., Drag reduction: enticing turbulence, and then an industry, *Phil. Trans. R. Soc. A*, vol. 369, no. 1940, pp. 1556-1569 (2011)
- [50] Stenzel, V., Hage, W., Strömungsgünstige Beschichtung für die Senkung des Treibstoffverbrauchs, in: *Nanomaterialien in der Oberflächentechnik - Chancen und Grenzen - Teil 2*, Proc. 31. Ulmer Gespräch, Fachzeitschrift Galvanotechnik Heft 07/2009, Eugen G. Leuze Verlag, Bad Saulgau, Germany (2009)
- [51] Stenzel, V., Wilke, Y., Hage, W., Drag-reducing paints for the reduction of fuel consumption in aviation and shipping, *Progress in Organic Coatings*, vol. 70, no. 4, pp. 224-229 (2011)
- [52] Suzuki, Y., Kasagi, N. Turbulent Drag Reduction Mechanism above a Riblet Surface, *AIAA-Journal*, vol. 32, no. 9 (1994)
- [53] Szodruch, J., Viscous drag reduction on transport aircraft, *AIAA-paper 91-0685* (1991)
- [54] Tardu, S.F., Coherent Structures and Riblets, *Applied Scientific Research*, vol. 54, no. 4, pp. 349-385 (1995)

- [55] Walsh, M.J., Drag characteristics of V-groove and transverse curvature riblets, in: G.R. Hough (Hrsg.), *Viscous Flow Drag Reduction, Progress in Astronautics and Aeronautics*, vol. 72, pp. 168-184 (1980)
- [56] Walsh, M.J., Turbulent boundary layer drag reduction using riblets, AIAA-paper 82-0169 (1982)
- [57] Walsh, M.J., Sellers, W.L., McGinley, C.B., Riblet drag reduction at flight conditions, AIAA-paper 88-2554 (1989)
- [58] Warsop, C., Current status and prospects for turbulent flow control, in: P. Thiede (Hrsg.), *Proceedings of the CEAS/DragNet European Drag Reduction Conference*, pp. 269-277 (2000)
- [59] Wassen, E., Kramer, F., Thiele, F., Grüneberger, R. Hage, W., Meyer, R., Turbulent Drag Reduction by Oscillating Riblets, AIAA-paper 2008-4204 (2008)