

ENTWICKLUNG EINER METHODE ZUR PHASENGEMITTELTEN MESSUNG VON GRENZSCHICHTSTRÖMUNGEN MIT PARTICLE IMAGE VELOCIMETRY

A. Widmann,
Technische Universität Darmstadt,
Fachgebiet Strömungslehre und Aerodynamik,
Petersenstraße 30, 64287 Darmstadt, Deutschland

Zusammenfassung

In diesem Artikel wird eine phasengemittelte Messmethode zur Erfassung extern angeregter Wellen in der Grenzschicht einer von Luft umströmten ebenen Platte vorgestellt. Dazu werden in Wandnähe der ebenen Platte zweidimensionale Geschwindigkeitsfelder mit Hilfe eines konventionellen PIV-Systems aufgenommen. Die Wiederholungsrate des Systems liegt bei 15 Hz, seine Wellenlänge bei 532 nm. Die Anregung der Wellen wird durch eine Störquelle realisiert. Diese Störquelle besteht aus einem kupfernen Hohlprofil, das von einer Reihe Lautsprecher sinusförmig in vertikaler Richtung in und aus der Luftströmung bewegt wird. Ein Funktionsgenerator dient der Steuerung der Lautsprecher. Die vorgestellten Versuche wurden bei Freistromgeschwindigkeiten von 16 m/s und Anregungsfrequenzen von 250 Hz durchgeführt. Um die Aufnahmen des PIV-Systems bei festgelegten Phasen der angeregten Wellen auszulösen, wurde ein Delay-Generator verwendet. Algorithmen wurden entwickelt, um eine Phasenmittelung der Rohdaten in der Nachbereitung durchzuführen und die Geschwindigkeitsfluktuationen in der Grenzschicht als Resultat der angeregten Wellen zu erhalten. Es werden hierbei die Geschwindigkeitsfluktuationen sowohl in Hauptströmungsrichtung als auch in wandnormaler Richtung aufgelöst. Nach quantitativer Ermittlung der Welleneigenschaften konnten die angeregten Wellen als Tollmien-Schlichting-Wellen klassifiziert werden. Darüber hinaus konnte der Einfluss eines kontinuierlich betriebenen Plasma-Aktuators auf die angeregten Tollmien-Schlichting-Wellen quantifiziert werden.

1. EINLEITUNG

Die Transition von laminarer zu turbulenter Grenzschicht tritt bei Erfüllung bestimmter Strömungsbedingungen ein. Nach *Schlichting* [5] zählen zu diesen Bedingungen die lokale Reynolds-Zahl Re_x , die Wandbeschaffenheit, die Druckverteilung und der Turbulenzgrad in der Strömung. Sobald unter gegebenen Bedingungen Re_x die Indifferenz-Reynoldszahl Re_{ind} erreicht, wird die Grenzschicht instabil. Das erste Strömungsmuster, welches diese Instabilität repräsentiert, ist gekennzeichnet durch periodische, zweidimensionale Geschwindigkeitsfluktuationen innerhalb der Grenzschicht. Diese anfänglichen Störungen werden stromabwärts so lange weiter verstärkt, bis eine vollturbulente Grenzschicht erreicht ist. Die Wellen, welche die Transition auslösen, werden Tollmien-Schlichting-Wellen (kurz TS-Wellen) genannt.

Turbulente Grenzschichten weisen einen höheren Luftwiderstand auf als laminare. Der Luftwiderstand lässt sich reduzieren, indem die Transition von laminar nach turbulent verzögert wird. Die Verzögerung kann erreicht werden, wenn die Amplituden der TS-Wellen reduziert werden. Eine solche gezielte Manipulation der Grenzschicht wird Transitionskontrolle genannt. Obwohl verschiedene Techniken zur Reduzierung von TS-Wellen angewendet werden, tritt in diesem Artikel lediglich der Plasma-Aktuator als Kontrollelement auf. Die transitionverzögernde Wirkung von Plasma-Aktuatoren lässt sich nur feststellen, wenn die Grenzschicht nach

ihrer Anregung tatsächlich instabiles Verhalten zeigt (TS-Wellen) oder ob lediglich Geschwindigkeitsfluktuationen in der Grenzschicht durch die Störquelle erzwungen werden. Für eine Unterscheidung beider Fälle müssen die angeregten Geschwindigkeitsfluktuationen charakterisiert werden.

Um den Einfluss von Plasma-Aktuatoren auf die angeregten Wellen experimentell zu quantifizieren, müssen Geschwindigkeitsfelder mit und ohne Einfluss des Plasma-Aktuators verglichen werden. Hitzdrähte eignen sich für diese Aufgabe nicht, weil sie durch die Aktuator-Hochspannung beschädigt werden. Damit ist das Ziel dieser Studie, eine Messmethode zu entwickeln, die es erlaubt beide Komponenten von TS-Wellen in unmittelbarer Nachbarschaft zu Plasma-Aktuatoren aufzulösen. Mit PIV existiert eine geeignete Messtechnik. Die existierende Messtechnik wird durch eine neue Messmethode erweitert, weil dennoch Herausforderungen für die Erfassung von TS-Wellen existieren: Die Amplituden von TS-Wellen liegen üblicherweise im Bereich von 1 % der Freistromgeschwindigkeit und sind damit klein im Vergleich mit der umgebenden Strömung. Darüber hinaus verfälschen stochastische Geschwindigkeitsfluktuationen ähnlicher Größenordnung die aufgenommenen Wellen. Ausserdem übersteigt die Frequenz der angeregten Wellen der Wiederholrate des PIV-System um eine Größenordnung. Nach Beachtung dessen benötigt die quantitative Messung von TS Wellen eine Triggerung auf definierte Phasenlagen. Die Anzahl der aufgenommenen Geschwindigkeitsfelder muss hoch genug gewählt werden, damit nach Mittelung einzelner

Ensembles die stochastischen Geschwindigkeitsfluktuationen verschwinden. Darüber hinaus erschweren Überstrahlungen und Reflektionen sowie elektromagnetische Einstreuungen die Messung.

2. VERSUCHSAUFBAU

2.1. Überblick

Alle Experimente wurden am Eiffel-Windkanal der TU Darmstadt durchgeführt. Die Teststrecke hatte einen Querschnitt von 0,45 m x 0,45 m, die Düse ein Kontraktionsverhältnis von 24:1. Der Versuchsaufbau ist in Bild 1 dargestellt. Zu sehen ist die Teststrecke, in der sich die ebene Platte (1) befindet, ihre Wände gewährleisten optische Zugänglichkeit. Der Laser samt Lichtschnittoptik (2) sitzt auf der Teststrecke, der Lichtschnitt (3) erscheint als grüne Fläche und ist in Hauptströmungsrichtung und in wandnormaler Richtung aufgespannt, die Blickrichtung Kamera (4) ist senkrecht dazu. Die Kamera befindet sich stromabwärts des Plasma-Aktuators (5) und der Störquelle (6). Die Luft strömt in Bild 1 von rechts nach links. Eine detailliertere Beschreibung des Aufbaus geben Grundmann 2008 [3] und Grundmann 2009 [4].

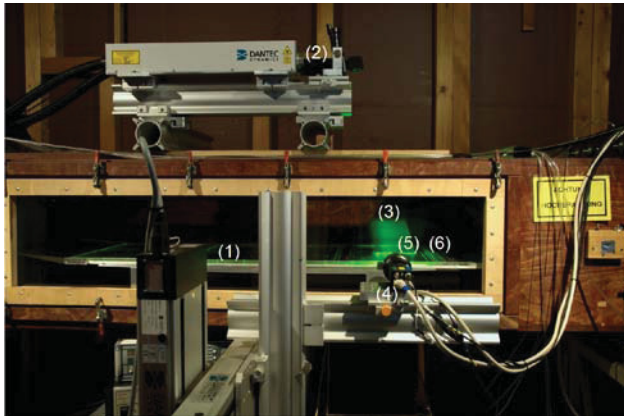


BILD 1. Versuchsaufbau

Die ebene Platte des oben beschriebenen Versuchsaufbaus wird schematisch in Bild 2 dargestellt. Ihre Gesamtlänge L_{total} beträgt 1600 mm, die Entfernung der Vorderkante zur Störquelle beträgt $L_{\text{sd}} = 230$ mm, die Entfernung des Plasma-Aktuators zur Störquelle $L_{\text{sd-pa}} = 120$ mm. Die Hinterkante weist einen Winkel von 4° auf, um den Staupunkt auf der Oberseite der Platte zu halten. Alle Experimente wurden bei Freistromgeschwindigkeiten von $U_\infty = 16$ m/s und Anregungsfrequenzen von $f_{\text{sd}} = 250$ Hz durchgeführt.

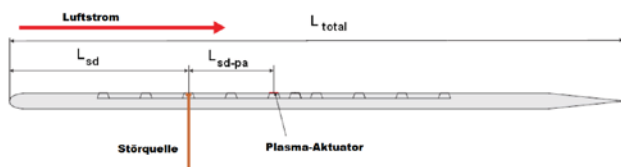


BILD 2. Schematischer Aufbau der ebenen Platte

2.2. Phasenkopplung

Zur Kopplung der Aufnahmezeitpunkte an die Phasen der angeregten Wellen werden zwei Möglichkeiten vorgestellt. Das erste Konzept nimmt die Zuordnung der Phasen der angeregten Welle während des Versuchs mit Hilfe eines Delay-Generators vor, das zweite Konzept nimmt die Zuordnung im Post-Processing vor.

2.2.1. Konzept 1: Delay-Generator

Anhand Bild 3 wird die Kopplung der Aufnahmezeitpunkte an die Anregung erläutert. Die Störquelle wird sinusförmig angeregt und bewegt sich wiederum sinusförmig in und aus dem Luftstrom. Das sinusförmige Anregungssignal wird einem Delay-Generator zugeführt. Dieser Baustein im Versuchsaufbau registriert, wenn die Spannung des Anregesignals einen Schwellwert erreicht.

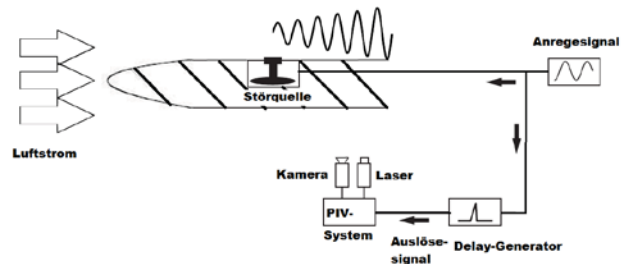


BILD 3. Phasenkopplung in Konzept 1

Das Registrieren des Schwellwerts dient als Referenzzeitpunkt und kann einer festen Phasenlage des Anregesignals zugewiesen werden. Ausgehend von diesem Referenzzeitpunkt löst der Delay-Generator die PIV-Aufnahme aus. Da sich TS-Wellen einerseits mit konstanter Geschwindigkeit durch die Grenzschicht bewegen und andererseits in Phase mit dem Anregesignal fluktuieren, besteht eine Verbindung zwischen dem Erreichen des Schwellwerts und der Phase der angeregten Welle. Duchmnn et al. [2] berechnen die Beziehung von Konvektivgeschwindigkeit der TS-Wellen U_{TS} zur Freistromgeschwindigkeit U_∞ in Gleichung (1) für die gegebenen Strömungsparameter zu:

$$(1) \quad U_{\text{TS}} = 0,36 U_\infty$$

Zusammen mit der Entfernung der Kamera zur Störquelle resultiert die Konvektivgeschwindigkeit der TS-Welle in einem festen Phasenversatz zwischen Aufnahmezeitpunkt und Referenzzeitpunkt. Dieser Phasenversatz kann durch das Einstellen verschiedener Totzeiten am Delay-Generator angepasst werden. Mit Bezug zum Referenzzeitpunkt werden Ensembles der Phasenlagen $0^\circ, 30^\circ, 60^\circ, 90^\circ, \dots, 330^\circ$ aufgenommen, wobei jedes Ensemble rund 1700 Geschwindigkeitsfelder enthält.

2.2.2. Konzept 2: Diode

Das zweite Konzept kommt ohne Steuerung der Aufnahme aus, die Zuordnung der Aufnahmezeitpunkte zu den Anregungsphasen erfolgt im Post-Processing. Das PIV-System erzeugt solange Aufnahmen der Strömung zu zufälligen Zeitpunkten, bis 12.000 Geschwindigkeitsfelder erfasst wurden. Leuchtet der Laser auf, wird sein Licht von einer Photodiode eingefangen und die Spannung des Anregesignals

aufgezeichnet. Das zweite Konzept ist schematisch in Bild 4 dargestellt.

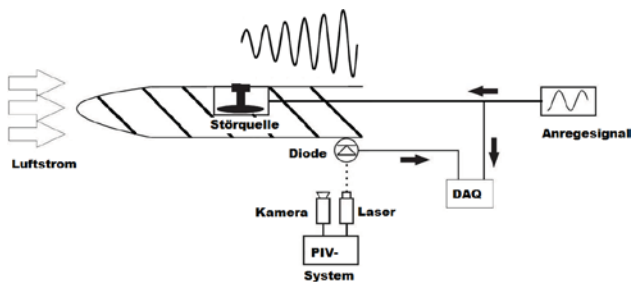


BILD 4. Phasenzuordnung in Konzept 2

Mit Hilfe eines *Matlab*-Algorithmus werden die 0°-Phasen der Anregespannung und ihre Phasenverschiebung gegenüber der Aufnahme (Aufleuchten des Lasers) ermittelt. Die Geschwindigkeitsfelder werden anschließend anhand ihrer Phasenverschiebung zu 0° in verschieden große Ensembles sortiert. Dabei werden so viele Ensembles der definierten Phasenbreite von 4,5° erzeugt, bis eine 360°-Periode abgedeckt ist. Demnach entstehen 80 Ensembles (oder Bins), die jeweils einen Teil der angeregten Welle repräsentieren. Die Geschwindigkeitsfelder eines Bins weisen untereinander Phasendifferenzen von bis zu 4,5° auf.

2.3. PIV Einstellungen

Das benutzte PIV-System besteht aus einem *Litron LP4550* Laser, einer *Dantec FlowSense 2M* Kamera mit 1200 x 1600 Pixeln und einer *Dantec 80X70* Lichtschnittoptik. Das Objektiv der Kamera ist vom Typ *AF Nikkor 105 mm* der Firma *Nikon* und hat eine Brennweite von 105 mm. Als Seeding kommt DEHS zum Einsatz. Um TS-Wellen messen zu können, muss das System widersprüchliche Anforderungen erfüllen. Einerseits wird eine hohe räumliche Auflösung gefordert, um die kleinen Amplituden erfassen zu können. Andererseits soll mindestens eine komplette Wellenlänge von der Kamera erfasst werden, um die Welleneigenschaften ermitteln zu können. Als Kompromiss wird die minimale Interrogation Area von 16 x 16 Pixeln mit einem Overlap von 50% gewählt und der Bildbereich zu 33,60 mm x 11,92 mm gesetzt. Das PIV-System arbeitet im *double frame* Modus. Die Ausdehnung des Bildbereichs in Hauptströmungsrichtung entspricht dabei 133% einer theoretisch errechneten Wellenlänge von $\lambda_{TS} = 22,15$ mm nach Gleichung (2).

$$(2) \lambda_{TS} = U_{TS}/f_{sd}$$

Die Zeit zwischen zwei frames T_{frames} wird so gewählt, dass sich ein optimaler Versatz für jene Partikel im Sichtbereich der Kamera ergibt, die sich mit der Konvektivgeschwindigkeit der Wellen bewegen. Aus der Konvektivgeschwindigkeit der TS-Wellen U_{TS} und einer Interrogation Area von 16 x 16 Pixeln wird T_{frames} zu 25 μ s errechnet. Um dem Geschwindigkeitsgradienten über der Grenzschicht bei der Korrelation Rechnung zu tragen, werden sukzessive die Interrogation Areas verkleinert: Der erste Rechenschritt erfolgt bei einer Größe von 64 x 64 Pixel, der letzte bei 16 x 16 Pixel.

Neben der Einstellung des PIV-Systems müssen Fehler während der Aufnahme der Rohdaten beachtet und reduziert werden. Die wichtigsten dieser Fehler, ihre Auswirkungen und Gegenmaßnahmen werden nachstehend erläutert:

- Irreguläres Seeding: In Eiffel-Windkanälen können Böen den Zustrom der Luft beeinflussen. Dadurch wird Seeding aus dem bildbereich heraus getragen. Bei fehlendem Seeding werden offensichtlich falsche Geschwindigkeitsvektoren errechnet. Eine *range validation* eliminiert Strömungsgeschwindigkeiten, deren Komponenten in Hauptströmungsrichtung größer als 16 m/s und in wandnormaler Richtung größer 1 m/s sind.
- Fluktuationen in der Freistromgeschwindigkeit: Ein weiterer Nachteil eines Eiffel-Windkanals besteht darin, dass sich die Strömungsgeschwindigkeiten in seinem Inneren durch äußere Einflüsse ändern kann. Treten Geschwindigkeitsfluktuationen durch äußere Einflüsse auf, wird einerseits die Konvektionsgeschwindigkeit der angeregten Wellen verfälscht und andererseits sind die erfassten Geschwindigkeitsfluktuationen nicht mehr nur auf die angeregten Wellen allein zurückzuführen. Eine zusätzliche Validierung in *Matlab* entfernt daher alle Geschwindigkeitsfelder, deren Freistromgeschwindigkeit um mehr als 0,2 m von der durchschnittlichen Freistromgeschwindigkeit aller Geschwindigkeitsfelder eines Experiments abweicht.
- Reflektionen und Überstrahlungen: Der Laserlichtschnitt wird von Ecken und Kanten der ebenen Platte, aber auch von Tropfen auf deren Oberfläche, reflektiert. Die Korrelation missdeutet solche Reflektionen als Geschwindigkeitsvektoren. Mit Hilfe einer Traverse wurde die Kamera so ausgerichtet, dass ihre optische Achse mit der Oberfläche der ebenen Platte zusammenfällt. Überstrahlungen kommen dadurch zustande, dass Teile des Bildbereichs überbelichtet sind. Die Laserleistung kann dahingehend angepasst werden, dass Überstrahlungen minimiert werden. Da beide Effekte in Wandnähe am stärksten sichtbar sind, wird ab 0,22 mm Wandabstand der Bildbereich beschnitten, um die Auswirkungen von Reflektionen und Überstrahlungen auf die Messergebnisse zu eliminieren.
- Fehlerhafte Auslösersignale: Die Hochspannung von Laser und Plasma-Aktuator kann elektromagnetische Einstreuungen in den elektrischen Kreisen verursachen. Diese Einstreuungen verursachen ein fehlerhaftes Erreichen des Spannungsschwellwerts des Delay-Generators. Aus dem sinusförmigen Anregesignal von 250 Hz werden die hochfrequenten Einstreuungen mit einem Bandpass für 100 Hz bis 400 Hz herausgefiltert.

3. AUSWERTUNG DER GESCHWINDIGKEITSFELDER

Nach der Aufnahme und der Korrelation der Rohdaten liegen die Geschwindigkeitsfelder sortiert vor. Für das Konzept mit Delay-Generator liegen zwölf Ensembles mit rund 1700 Geschwindigkeitsfeldern für diskrete Phasenlagen vor. Für das Konzept mit Diode liegen 80 Ensembles unterschiedlicher Größe mit untereinander leicht abweichenden Phasenlagen vor. Jedem Ensemble

wird eine Phasenlage Φ zugewiesen. Je mehr Geschwindigkeitsfelder ein Ensemble enthält, desto kleiner wird der Effekt stochastischer Geschwindigkeitsfluktuationen. Nachfolgend wird im Text ein Richtwert für eine ausreichende Anzahl Geschwindigkeitsfelder gegeben. Um die phasenlagenabhängigen Fluktuationen, welche die angeregte Welle repräsentieren, aus den Geschwindigkeitsfeldern zu extrahieren, wird eine zweistufige Mittelung der Geschwindigkeitsfelder durchgeführt. Dargestellt wird diese Mittelung in Bild 5 für das Konzept mit Delay-Generator. Die gemittelten Geschwindigkeitsfelder einer Phasenlage werden mit $\bar{U}_\Phi$ gekennzeichnet. Nach einer Mittelung aller dieser Geschwindigkeitsfelder liegt ein zusätzliches Geschwindigkeitsfeld $\bar{U}$ vor. $\bar{U}$ dient als Referenz zur Bestimmung der Geschwindigkeitsfluktuationen U'_Φ . Durch die zweite Mittelung der gleichmäßig über die Anregungsphase verteilten Ensembles wird der Effekt der Anregung entfernt, weil die erfassten Phasenlagen Φ gleichmäßig über die Anregung verteilt sind.

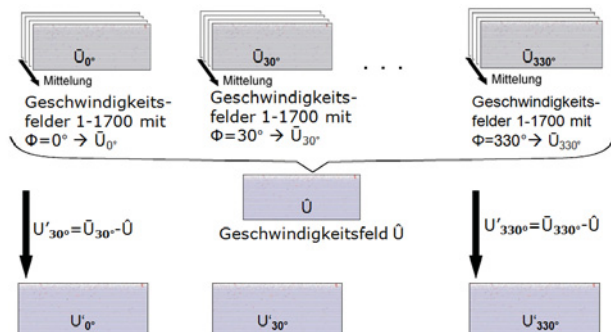


BILD 5. Vorgehensweise zur Ermittlung der Geschwindigkeitsfluktuationen mit einer zweistufigen Mittelung

Die Fluktuationen für jede Phasenlage U'_Φ werden durch Gleichung (3) bestimmt.

$$(3) \quad U'_\Phi = \bar{U}_\Phi - \bar{U}$$

Das Vorgehen für die Geschwindigkeitsfluktuationen in Hauptströmungsrichtung U'_Φ entspricht dem Vorgehen für die Geschwindigkeitsfluktuationen in wandnormaler Richtung V'_Φ . Um Ausreißer zu eliminieren wird am Ende der Rechnung ein zweidimensionaler 3×3 Median-Filter auf die Geschwindigkeitsfelder angewendet.

3.1. Bestimmung der Eigenschaften von U'_Φ

Schlichting [5] gibt an, dass die größten Amplituden der wandparallelen Geschwindigkeitsfluktuationen von TS-Wellen in Wandabständen y_{TS} von 39% der Grenzschichtdicke δ_{99} erwartet werden können. Eine kleinere wandparallele Fluktuation tritt außerhalb der Grenzschicht auf. Beide Komponenten weisen einen 180° -Phasenversatz zueinander auf. In Bild 6 sind die Messwerte der Geschwindigkeitsfluktuation U' für einen festen Wandabstand entlang der Hauptströmungsrichtung für eine Phasenlage von 180° aufgetragen. Die Koordinate x hat ihren Nullpunkt beim Plasma-Aktuator. Um Eigenschaften wie Wellenlänge und Amplitude aus der Kurve U' zu ermitteln sind einige signifikante Punkte nötig. Diese signifikanten Punkte sind die Nulldurchgänge x_{zc} , die Positionen der Minima und Maxima x_{Min} und x_{Max} ,

sowie die Extremwerte U'_{Min} und U'_{Max} . Diese Punkte werden durch Anwendung finiter Differenzen Verfahren auf die Kurve U' erhalten. Die Amplitude A wird als halbe Differenz zwischen Minimum und Maximum von U' berechnet. Die Wellenlänge λ kann auf drei verschiedene Arten berechnet werden, je nachdem wie viele Nulldurchgänge in $U'(x_i)$ gefunden werden:

- Erste Möglichkeit, drei Nulldurchgänge:
 $\lambda = |x_{zc,3} - x_{zc,1}|$
- Zweite Möglichkeit, zwei Nulldurchgänge:
 $\lambda = 2 * |x_{zc,2} - x_{zc,1}|$
- Dritte Möglichkeit, zwei Nulldurchgänge:
 $\lambda = 2 * |x_{Max} - x_{Min}|$

Die Wahl der Größe des Bildbereichs stellt sicher, dass mindestens zwei Nulldurchgänge für U' gefunden werden.

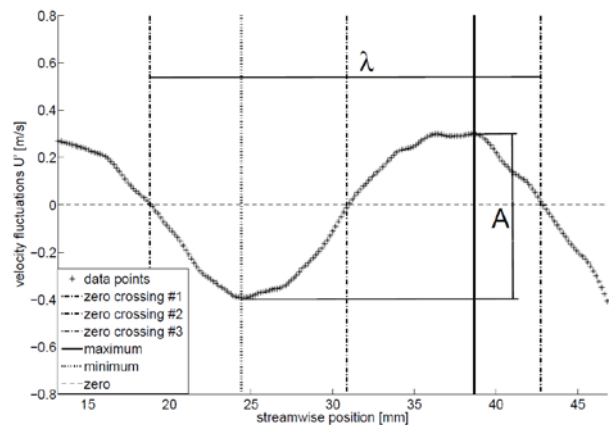


BILD 6. Ausschnitt von U'_{180} bei Wandabstand $y = 0,9$ mm entlang Hauptströmungsrichtung x

Aus Bild 6 geht klar hervor, dass sich für U' eine sinusförmige Kurve entwickelt. Alle signifikanten Punkte sowie Amplitude A_{180} und Wellenlänge λ_{180} sind in Bild 6 beispielhaft aufgeführt. Die endgültigen Werte für A und λ werden aus der Mittelung aller A_Φ und λ_Φ errechnet:

3.2. Fehlerabschätzung

Das PIV-System weist bedingt durch die Korrelation eine Unsicherheit bezüglich der berechneten Geschwindigkeiten auf. Der fehlerhafte Teil der berechneten Geschwindigkeit wird mit ΔU_{err} bezeichnet und setzt sich zusammen aus der systemgegebenen Genauigkeit Ac , einem geometrischen Faktor f_{geo} , der von der Wahl der Größe des Bildbereichs bestimmt wird, und der Zeit zwischen zwei frames T_{frames} ab. Gleichung (4) verdeutlicht diesen Zusammenhang:

$$(4) \quad \Delta U_{err} = Ac * f_{geo} / T_{frames}$$

Der Hersteller beziffert die Genauigkeit auf $Ac=0,1$ Pixel. Für die gegebene Konfiguration stellt sich eine Unsicherheit bezüglich der Geschwindigkeit von $\Delta U_{err}=0.084$ m/s ein. Diese Unsicherheit liegt in der gleichen Größenordnung wie die erwarteten Geschwindigkeitsfluktuationen. Der Einfluss der Unsicherheit kann dadurch reduziert werden, dass jedem Ensemble der oben beschriebenen Mittelung eine genügend große Anzahl N_{suff} Geschwindigkeitsfelder zugrunde liegen. Um einen konkreten Anhaltswert für N_{suff} zu erhalten wird die Standardabweichung σ für eine

unterschiedliche Anzahl N der Statistik zugrunde liegender Geschwindigkeitsfelder berechnet. Dabei wurde die Standardabweichung sowohl für den Freistrom σ_{fs} als auch in der Grenzschicht σ_{bl} ermittelt. Bild 7 zeigt die normalisierten Standardabweichungen für Grenzschicht und Freistrom in Prozent der Freistromgeschwindigkeit über zunehmender Anzahl zugrunde liegender Geschwindigkeitsfelder. Es lässt sich feststellen, dass sowohl σ_{bl} (gepunktete Linie) als auch σ_{fs} (durchgezogene Linie) mit steigendem N abnehmen. Für $N > 1700$ ist allerdings keine erkennbare Reduktion der Standardabweichung mehr erkennbar. Die Erhöhung von σ_{fs} im Bereich $2000 < N < 4000$ ist auf Böen zurück zu führen, die während des Versuchs auftraten. Mit $N > 6000$ wird σ_{fs} allerdings wie erwartet weiter reduziert. Daraus folgt, dass der Richtwert für die Anzahl Geschwindigkeitsfelder pro Ensemble $N^*=1700$ beträgt.

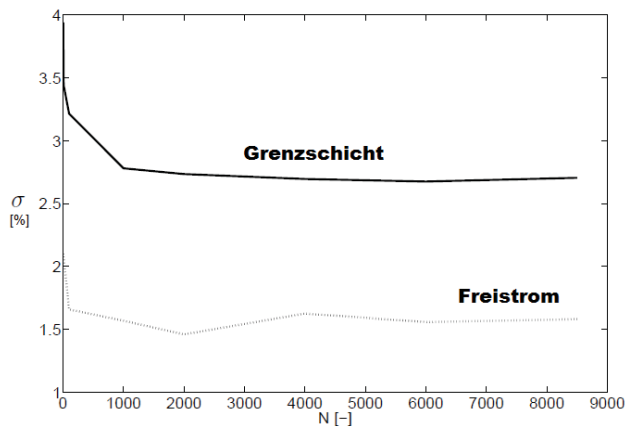


BILD 7. Standardabweichung als Funktion der Anzahl zugrunde liegender Geschwindigkeitsfelder

4. ERGEBNISSE

4.1. Konzept mit Diode

Es werden nachfolgend die Ergebnisse des Konzepts mit Diode vorgestellt. Die Versuche wurden bei $U_\infty=16$ m/s und $f_{sd}=250$ Hz bei abgeschaltetem Plasma-Aktuator durchgeführt. Bild 8 zeigt die Geschwindigkeitsfluktuationen in Hauptströmungsrichtung U' für vier verschiedene Phasenlagen als Funktion der Position stromab des Plasma-Aktuators und des Wandabstands.

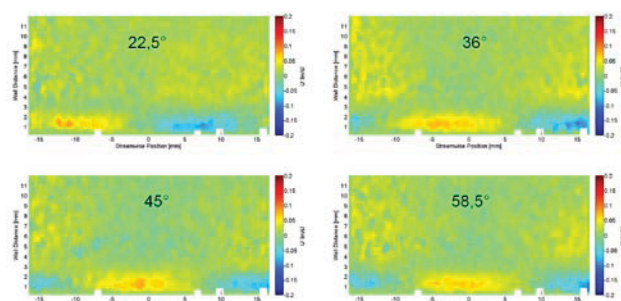


BILD 8. Geschwindigkeitsfluktuationen U' als Funktion von Wandabstand y und Position stromabwärts des Plasma-Aktuators x

Bereiche erhöhter Geschwindigkeit erscheinen rot, Bereiche erniedrigter Geschwindigkeit blau. Es lassen sich beschleunigte und verzögerte Flecken erkennen, die sich mit zunehmender Phasenlage in Hauptströmungsrichtung durch die Grenzschicht bewegen. Der 180° -Phasenversatz für Flecken innerhalb und außerhalb der Grenzschicht lässt sich kaum erkennen. Die Geschwindigkeitsfelder erscheinen verschwommen, daher findet keine quantitative Bewertung der Geschwindigkeitsfluktuationen statt.

4.2. Konzept mit Delay-Generator

Die Versuche wurden wiederum bei $U_\infty=16$ m/s und $f_{sd}=250$ Hz bei abgeschaltetem Plasma-Aktuator durchgeführt. Bild 9 zeigt analog zum vorigen Abschnitt die Geschwindigkeitsfluktuationen U' .

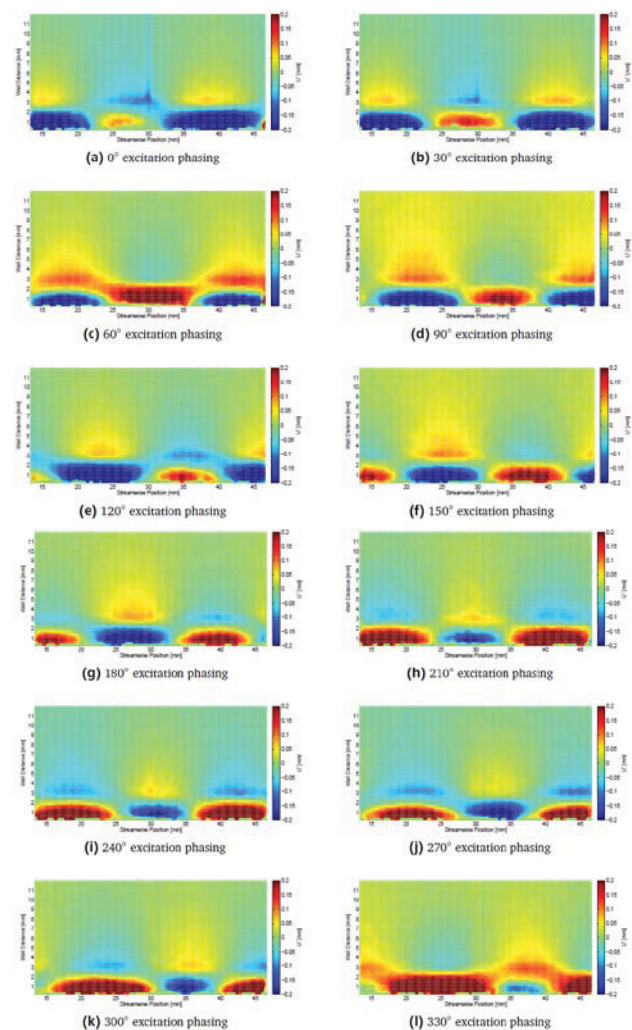


BILD 9. Geschwindigkeitsfluktuationen U' als Funktion von Wandabstand y und Position stromabwärts des Plasma-Aktuators x bei verschiedenen Phasenlagen ϕ

Im Unterschied zu Abschnitt 4.1. sind die Schritte von Phasenlage zu Phasenlage größer und jedem Teilbild liegt nur eine diskrete Phasenlage zugrunde. Die Wanderung beschleunigter und verzögerter Flecken für $y_{TS} = 0,9$ mm ist deutlich zu erkennen. Die Fluktuationskomponenten außerhalb der Grenzschicht bei

$y = 3,2$ mm sind im Gegensatz zu den Ergebnissen aus Abschnitt 4.1. gut erkennbar, der 180° -Phasensprung wird deutlich. Die Grenzschichtdicke beträgt $\delta_{99} = 2,4$ mm, die Verdrängungsdicke $\delta_1 = 1,16$ mm. Für $y > 3,2$ mm nimmt die Amplitude der Fluktuationen immer weiter ab. In einem Wandabstand von $y_{\text{Min}} = 2,2$ oder einem dimensionslosen Wandabstand von $y_{\text{Min}} / \delta_1 = 1,9$ tritt ein Minimum der Geschwindigkeitsfluktuationen auf. Ein Vergleich der Wandabstände der verschiedenen charakteristischen Punkte der Fluktuationen mit entdimensionalisierten Werten der Literatur zeigt Übereinstimmungen der angeregten Wellen mit TS-Wellen. *Schlichting* [5] gibt für das Verhältnis $y_{\text{TS}} / \delta_{99} |_{\text{theo}} = 0,39$ für maximale Geschwindigkeitsfluktuationen an. Gemessen wird $y_{\text{TS}} / \delta_{99} |_{\text{meas}} = 0,375$. Das Minimum der Geschwindigkeitsfluktuationen findet sich in Übereinstimmung mit *Duchmann et al.* [2] bei $y_{\text{Min}} / \delta_1 = 1,9$. Das Profil der Geschwindigkeitsfluktuationen in Hauptströmungsrichtung als Funktion von y wird in Bild 10 dargestellt. Form und Amplituden sind charakteristisch für TS-Wellen.

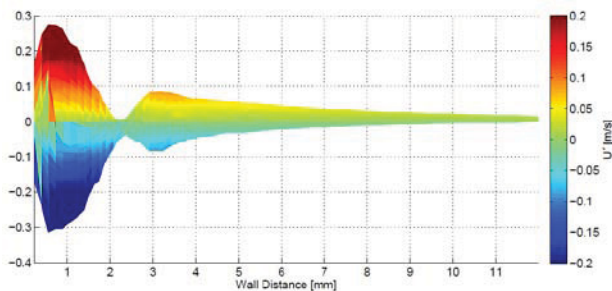


BILD 10. Profil von U' als Funktion des Wandabstands y bei $\Phi = 180^\circ$

Bild 11 zeigt die wandnormale Geschwindigkeitskomponente V' der angeregten Wellen. Unterschiede zwischen U' und V' sind auffällig. Die Amplitude von V' ist wesentlich geringer als die Amplitude von U' . Kein Nebenmaximum außerhalb der Grenzschicht ist erkennbar. Positive Komponenten von V' weisen von der Wand weg und werden rot dargestellt, negative Komponenten werden blau dargestellt.

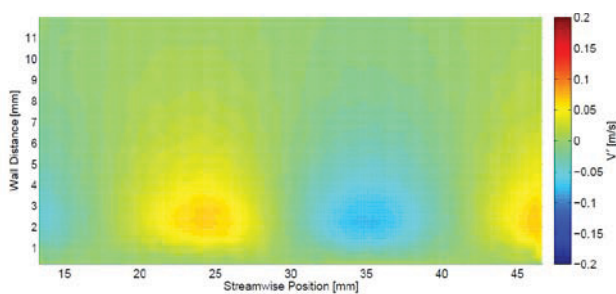


BILD 11. Wandnormale Geschwindigkeitskomponente V' als Funktion des Wandabstands y und der Position stromab des Plasma-Aktuators bei $\Phi = 210^\circ$

Werden die beiden Komponenten U' und V' übereinander gelegt, kann ihre relative Position zueinander sichtbar gemacht werden. In Bild 12 werden Isolinien von U' und V' im selben Bereich simultan dargestellt. Wie zu erwarten zeigen die Extrema von U' und V' einen 90° -Phasenversatz zueinander. Beide Komponenten sind periodisch entlang x .

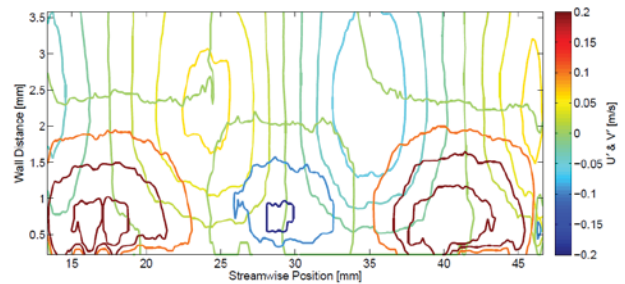


BILD 12. Übereinander gelegte Isolinien von U' und V' bei $\Phi = 210^\circ$

Werden die Stromlinien beider Komponenten U' und V' der angeregten Wellen berechnet ergibt sich ein Muster. In Bild 13 sind die Stromlinien für U' und V' mit den Geschwindigkeitsfluktuationen U' im Hintergrund dargestellt.

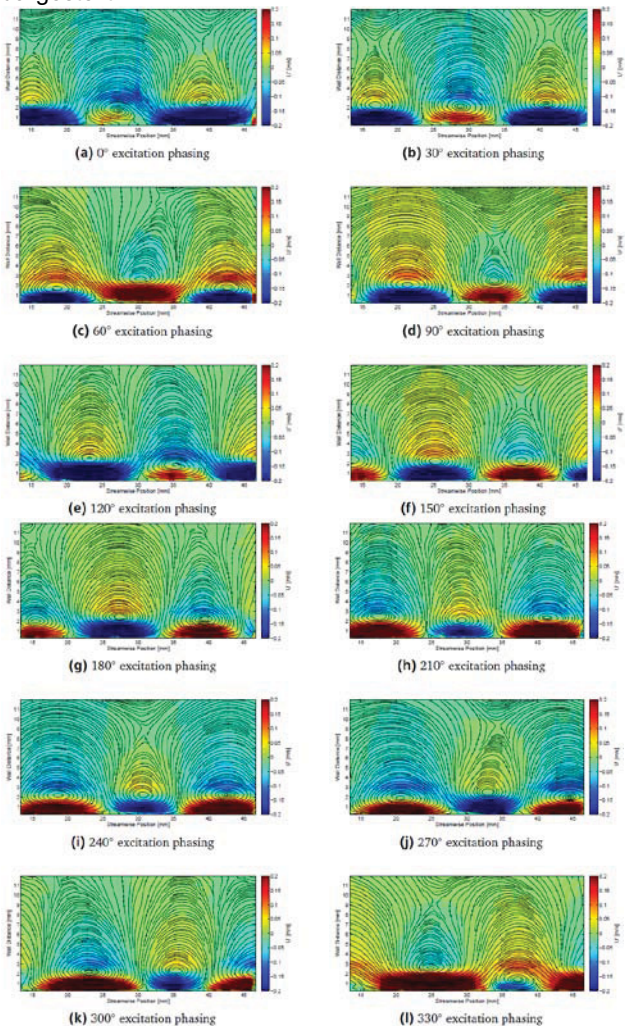


BILD 13. Stromlinien von U' und V' als Funktion von Wandabstand y und Position stromabwärts des Plasma-Aktuators x bei verschiedenen Phasenlagen Φ

Die Stromlinien der Geschwindigkeitsfluktuationen in wandnormaler und Hauptströmungsrichtung sind geschlossen und benachbarte Paare zeigen entgegengesetzte Rotation. Durch die in Abschnitt 3 beschriebene Vorgehensweise zur Visualisierung der Geschwindigkeitsfluktuationen wird ein Bezugssystem

gewählt, das sich mit der Konvektionsgeschwindigkeit der TS-Wellen mitbewegt. Die Zentren der geschlossenen Stromlinien bewegen sich mit der selben Geschwindigkeit, da dort $U' = 0$. Unter Verwendung der Definition für Wirbel nach *Carmer et al.* [1] lässt sich feststellen, dass TS-Wellen als Wirbel interpretiert werden können, die durch die Grenzschicht transportiert werden. Auf die Darstellung der angeregten Wellen bei kontinuierlich betriebem Plasma-Aktuator wird verzichtet, weil sich dadurch qualitativ keine neuen Erkenntnisse gewinnen lassen. Quantitative Messungen der Welleneigenschaften für die Fälle mit kontinuierlich betriebem Plasma-Aktuator und abgeschaltetem Plasma-Aktuator sind in Tabelle 1 zusammengefasst. Die Amplituden der angeregten Wellen liegen in der erwarteten Größenordnung für TS-Wellen mit 1% Freistromgeschwindigkeit. Die Amplituden der Geschwindigkeitsfluktuationen in Hauptströmungsrichtung innerhalb der Grenzschicht $\bar{A}(U'_{GS})$ sind mit einer Amplitude von $\bar{A}(U'_{GS}) = 0,35$ m/s am größten. Die Amplituden der Geschwindigkeitsfluktuationen in Hauptströmungsrichtung außerhalb der Grenzschicht $\bar{A}(U'_{FS})$ und die Geschwindigkeitsfluktuationen in wandnormaler Richtung $\bar{A}(V')$ sind mit Amplituden von $\bar{A}(U'_{FS}) = 0,067$ m/s und $\bar{A}(V') = 0,073$ m/s rund fünf mal kleiner. Für den Fall des kontinuierlich betriebenen Plasma-Aktuators werden alle Fluktuationskomponenten reduziert. Die gemessene Wellenlängen λ_{meas} werden mit den theoretisch vorhergesagten Wellenlängen für TS-Wellen λ_{theo} verglichen. Der Wert λ_{theo} wird durch Gleichung (5) gewonnen, die leicht unterschiedlich Werte der Freistromgeschwindigkeit $U_{fs,\phi}$ in den verschiedenen zwölf Phasenlagen ϕ berücksichtigt.

$$(5) \lambda_{theo} = 1/(12 \cdot f_{sd}) \cdot \sum 0,36 \cdot U_{fs,\phi}$$

Die mittlere theoretische Wellenlänge λ_{theo} wird anschließend mit der mittleren gemessenen Wellenlänge λ_{meas} verglichen. Die Definition von λ_{meas} ist in Gleichung (6) gegeben:

$$(6) \lambda_{meas} = 1/12 \cdot \sum \lambda_{\phi}$$

Für das durchgeführte Experiment wird eine Wellenlänge von $\lambda_{theo} = 24,00$ mm theoretisch ermittelt, im Fall des abgeschalteten Plasma-Aktuators eine Wellenlänge von $\lambda_{meas,PAus} = 23,51$ mm gemessen und im Fall des kontinuierlich betriebenen Plasma-Aktuators eine Wellenlänge von $\lambda_{meas,PAkont} = 25,96$ mm gemessen. Die gemessenen Wellenlängen stimmen mit den theoretisch vorhergesagten Werten überein.

	$\bar{A}(U'_{GS})$ [m/s]	$\bar{A}(U'_{FS})$ [m/s]	$\bar{A}(V')$ [m/s]	λ_{meas} [mm]
Plasma-Aktuator aus	0,35	0,067	0,073	23,51
Plasma-Aktuator kontinuierlich	0,26	0,055	0,051	25,96

TAB 1. Messergebnisse der Wellenlängen und Amplituden der angeregten Wellen für abgeschalteten und kontinuierlich betriebenen Plasma-Aktuator

Aus der Tabelle wird ersichtlich, dass sich die Amplituden der angeregten Wellen um 26% für den Fall des kontinuierlich betriebenen Plasma-Aktuators gegenüber dem

Fall des abgeschalteten Plasma-Aktuators reduzieren lassen. Die Reduktion stimmt mit der von *Duchmann et al.* [2] aus der linearen Stabilitätstheorie berechneten Amplitudenreduktion für TS-Wellen überein.

5. DISKUSSION

Die Ursache der stark abweichenden Qualität der Ergebnisse für die Konzepte mit Diode oder Delay-Generator liegen zum einen in der Anzahl der einem Ensemble zugrunde liegenden Geschwindigkeitsfelder. Für das Konzept mit Delay-Generator kann die Anzahl Geschwindigkeitsfelder auf den optimalen Wert gesetzt werden. Zum anderen lassen sich für das Konzept mit Delay-Generator die Aufnahmezeitpunkte auf diskrete Phasenlagen statt auf einen Phasenbereich legen. Als Resultat werden die mittleren Geschwindigkeitsfelder desto stärker verwischt je breiter die Phasenbereiche gewählt werden. Darüber hinaus ist die Standardabweichung für eine zu geringe Anzahl zugrunde liegender Geschwindigkeitsfelder hoch und stochastische Geschwindigkeitsfluktuationen werden durch die Mittelung nicht entfernt, weil die Anzahl der Bilder pro Bin in diesem Fall unterhalb N_{suff} liegt. Um die vorliegenden Probleme zu lösen kann die Phasenbreite der Bins reduziert und die Anzahl der aufgenommenen Geschwindigkeitsfelder erhöht werden, bis auch für das Konzept mit Diode einem Ensemble 1700 Geschwindigkeitsfelder zur Mittelung zur Verfügung stehen. Um diese Forderungen zu erfüllen muss ein erheblicher Mehraufwand getrieben werden und sehr große Datenmengen erzeugt, gespeichert und weiterverarbeitet werden. Das Konzept mit Delay-Generator ist daher vorzuziehen.

6. FAZIT

Zwei Methoden wurden vorgestellt um künstlich angeregte Wellen innerhalb einer Grenzschicht mit Hilfe von PIV zu messen und zu quantifizieren. Zu diesem Zweck wurde im ersten Konzept die Aufnahme des PIV-Systems an das Anregesignal der Störquelle gekoppelt, ein Delay-Generator steuerte dabei die Aufnahmezeitpunkte auf diskrete Phasenlagen. Die Anzahl Geschwindigkeitsfelder für ein Ensemble war fest einstellbar. Im zweiten Konzept waren Aufnahmezeitpunkte und Anregung entkoppelt, die Phasenzuordnung erfolgte während des Post-Processings in Phasenbereiche (Bins). Nur die Gesamtanzahl der aufgenommenen Geschwindigkeitsfelder konnte gesteuert werden, nicht die Ensemblegröße. Das Konzept mit Delay-Generator stellte sich als das praktikablere heraus. Die so gesammelten Daten wurden phasengemittelt und die Geschwindigkeitsfluktuationen der angeregten Wellen berechnet. Mit diesem Vorgehen konnten die Fluktuationen trotz ihrer geringen Amplituden in Hauptströmungsrichtung und wandnormaler Richtung aufgelöst werden. Alle von der Theorie vorhergesagten Eigenschaften von TS-Wellen konnten in den angeregten Geschwindigkeitsfluktuationen nachgewiesen werden. Amplituden und Wellenlängen der aufgenommenen Wellen konnten quantifiziert werden, Übereinstimmung mit der Theorie zeigt, dass es sich bei den von der benutzten Störquelle angeregten Wellen tatsächlich um TS –Wellen handelt. Aus dem Muster der Stromlinien beider Komponenten der Geschwindigkeitsfluktuationen geht hervor, dass TS-Wellen als transportierte Wirbel interpretiert werden können. Darüber hinaus konnte der stabilisierende Einfluss eines kontinuierlich betriebenen

Plasma-Aktuators auf die Grenzschicht nachgewiesen werden, indem eine Amplitudenreduktion der TS-Wellen gezeigt wurde.

REFERENZEN

- [1] CARMER, W. S.; KONRATH, R.; SCHROEDER, A.; MONNIER, J.-C.: Identification of vortex pairs in aircraft wakes from sectional velocity data. *Experiments in Fluids* (2008)
- [2] DUCHMANN, A.; REEH, A.; QUADROS, R.; KRIEGSEIS, J.; TROPEA, C.: Linear Stability Analysis for Manipulated Boundary-Layer Flows using Plasma Actuators. Seventh IUTAM Symposium on Laminar_Turbulent Transition (2009)
- [3] GRUNDMANN, S.; TROPEA, C.: Active Cancellation of artificially introduced Tollmien-Schlichting waves using plasma actuators. *Experiments in Fluids* (2008)
- [4] GRUNDMANN, S.; TROPEA, C.: Experimental damping of boundary-layer oscillations using DBD plasma. *International journal of Heat and Fluid Flow* (2009)
- [5] SCHLICHTING, H.; GERSTEN, K.: Boundary Layer Theory. 8. Springer, 2006