

Zeitaufgelöste PIV-Untersuchung wandnaher Oszillationen von Volumenkräften mit AC-DBD Plasmaaktuatoren

Investigation of near-wall volume-force oscillations by AC-DBD plasma actuators with time-resolved PIV

Marc T. Hehner, Sebastian Banz, Jochen Kriegseis

Karlsruhe Institut für Technologie (KIT), Institut für Strömungsmechanik (ISTM), Kaiserstr. 10 (Gbd. 10.23), 76131 Karlsruhe

Stokes layer, AC-DBD Plasma-Aktuator, turbulente Strömungskontrolle, Oszillation

Zusammenfassung

In diesem Projekt werden AC-DBD Plasmaaktuatoren in einer neuen Konfiguration unter ruhenden Luftbedingungen charakterisiert und getestet, mit der Zielsetzung einen echten „Stokes layer“ durch einen oszillierenden Impuls zu generieren. Zu diesem Zweck wird die durch das Plasma induzierte zwei-dimensionale Geschwindigkeitsverteilung mit Hochgeschwindigkeits-„particle image velocimetry“ (PIV) aufgezeichnet. Die zeitlich von $0 < T < \pi$ und $\pi < T < 2\pi$ gemittelten Geschwindigkeitsfelder einer Oszillation werden für Oszillationsfrequenzen $f_{osc} = 50$ und 200Hz ausgewertet. Darüber hinaus werden phasenaufgelöste Geschwindigkeitsprofile $u_x(y)$ analysiert, um den erzeugten Stokes-layer abzubilden. Der Vergleich der Geschwindigkeitsprofile mit den von Jukes et al., 2006 und Choi et al., 2011 durchgeführten Experimenten weist eine starke Ähnlichkeit auf. Dieses neue Konzept erreicht jedoch im Unterschied dazu signifikant geringere Abstände zwischen aufeinanderfolgenden Plasma-Impulsen auf und ist deshalb einer gleichmäßigen Beaufschlagung der Strömung mit dem überlagerten Stokes layer sehr vielversprechend.

Einleitung

Seit Beginn des 21. Jahrhunderts wird die Klimaerwärmung durch Abgas-Emissionen zu einem immer größer werdenden Diskussionspunkt in der Politik. Auch der Flugverkehr nimmt aufgrund sinkender Ticketpreise stark zu und trägt durch hohe pro-Kopf Emissionen wesentlich zur Umweltbelastung bei. Bei kommerziellen Flugzeugen weisen die Flügel besonders im Reiseflug ausgedehnte Bereiche turbulenter Strömung auf, die verglichen zur laminaren Strömung zu einem signifikant erhöhten Reibungswiderstand führen (Joslin, 1998). In turbulenten Strömungen tragen die Reynoldsspannungen, wandnahe Wirbelstrukturen, die einen Austausch von Fluid unterschiedlichen Impulses bewirken, beträchtlich zum Reibungswiderstand bei. Dabei wurde gezeigt, dass ein „Stokes layer“ diesen schädlichen Impulsaustausch sowohl in einer wachsenden Grenzschicht als auch in einer voll entwickelten Kanalströmung minimiert und damit die Reibung reduzieren kann (Choi et al., 1998, Quadrio und Ricco, 2004, Gatti und Quadrio, 2016), wenn dieser durch eine oszillierende Wand erzeugt und aufrechterhalten wird (Gatti et al., 2015). Numerische Untersuchungen haben gezeigt, dass besonders der Transport von Fluid mit hohem Impuls in Richtung Wand zur Reibungsminde rung beiträgt (Yakeno et al., 2014). Im Unterschied zu einer Kanalströmung tragen besonders mit zunehmender Reynoldszahl sich räumlich ausbildende Strukturen zusätzlich zum Reibungswiderstand in einer Grenzschicht bei (Stroh et al., 2015).

Aktuell wird der Einsatz von „alternate current dielectric barrier discharge“ (AC-DBD) Plasmaaktuatoren, die annähernd wandparallele Volumenkräfte induzieren, zur aktiven Strömungskontrolle vorangetrieben (Kriegseis et al., 2016). Der typische AC-DBD Plasmaaktua-

tor besteht aus zwei Elektroden, die asymmetrisch angeordnet durch ein Dielektrikum getrennt sind (Kotsonis, 2015). Eine der Elektroden wird mit Hochspannung beaufschlagt während die andere geerdet ist. Auf der Luftseite des Dielektrikums ionisiert die Luft und die Teilchen folgen dem elektrischen Feld, wobei eine Strömung induziert wird. Bis heute konnte eine oszillierende Wand mit AC-DBD Plasmaaktuatoren noch nicht erzeugt werden. In den Experimenten von Jukes et al., 2006, Choi et al., 2011 wurden bereits Plasmaaktuatoren eingesetzt, um das Konzept des Stokes layers anzunähern. Es wurde gezeigt, dass gegeneinander rotierende Wirbel (mit der Rotationsachse in Strömungsrichtung) Turbulenz aktiv verringern. Diese Wirbel wurden so erzeugt, dass Plasma abwechselnd mit einer bestimmten Oszillationsfrequenz in entgegengesetzte Richtungen und quer zur Strömung eingebracht wird. Darüber hinaus ist es von Vorteil, wenn der Abstand zwischen den durch das Plasma eingebrachten Impulsen möglichst klein wird (Choi et al., 2011). Die Schwierigkeit diese Anforderung zu erfüllen liegt darin, dass einerseits ein zu geringer Abstand zwischen sich auf der Oberseite des Dielektrikums gegenüberliegenden Elektroden zu einer Entladung führt und andererseits, dass direkt aneinandergereihte Elektroden auf der Ober- und Unterseite des Dielektrikums zu einer parasitären Ionisation entgegengesetzt zur gewünschten Plasmaströmung führen können (Forte et al., 2007).

In dieser Arbeit wird gezeigt, dass ein AC-DBD Plasmaaktor so konzipiert werden kann, dass eine wesentliche Verringerung der Zwischenabstände aufeinanderfolgender Impulse erreicht wird, ohne dass parasitäres Plasma generiert wird. Einen Überblick über Plasmaaktuatoren und deren Anwendung zur aktiven Strömungskontrolle kann aus Kotsonis (2015) und Kriegseis et al. (2016) entnommen werden.

AC-DBD Plasmaaktuatoren

Der getestete AC-DBD Plasmaaktor wurde für diese Studie aus $35\mu\text{m}$ dünnen Kupferelektroden und aus Kapton als Dielektrikum, mit einer vertikalen Ausdehnung von $125\mu\text{m}$, von Hand gefertigt. Der Aufbau des Plasmaaktuators ist in Abbildung 1 dargestellt. Die Breite der oberen und unteren Elektroden beträgt $w_E=1\text{mm}$ bzw. $w_C=3\text{mm}$. Für das Dielektrikum wurden drei Schichten Kapton mit einer Gesamtdicke von $75\mu\text{m}$ verwendet. Dabei wurde der gesamte Plasmaaktor auf einem Träger aus schwarzem Plexiglas klebend fixiert. Die Länge des generierten Plasmas ergab $l_{ac}=50\text{mm}$.

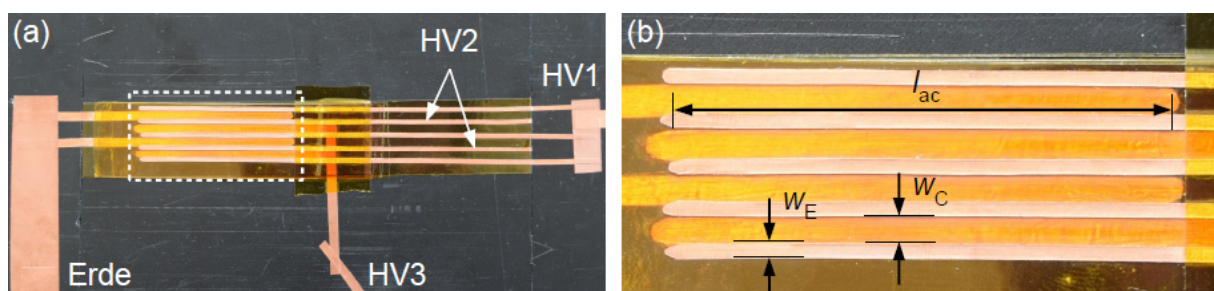


Abbildung 1: (a) Aufbau des AC-DBD Plasmaaktuators und (b) vergrößerter Ausschnitt (weiß gestricheltes Kästchen in (a)) mit Kennzeichnung der relevanten geometrischen Parameter.

Der Aktuator ist so konzipiert, dass Plasma periodisch bei einer bestimmten Oszillationsfrequenz in entgegengesetzte Richtungen erzeugt werden kann. Das komplexe Grundgerüst dieser neuen Konfiguration erfordert zwei separate Hochspannungen HV1 und HV2 für die oberen Elektroden, so dass jede zweite obere Elektrode jeweils an der gleichen Spannungsquelle angeschlossen ist (Abbildung 1 (a)). Gleichzeitig werden die unteren Elektroden nach dem gleichen Schema, abwechselnd an eine dritte Hochspannung HV3 angeschlossen bzw.

geerdet. In Abbildung 2 ist das Aktuationsprinzip und die Signalgebung an die Elektroden skizziert. Die Hochspannungen HV1 und HV2 werden so angesteuert, dass sie für 50% eines gesamten Zyklus und um 180 Grad phasenverschoben aktiv sind. Dabei ist die Richtung des durch das Plasma induzierten Impulseintrags in Abbildung 2 (a) und (b) für $0 < t/T < \pi$ (HV1 aktiv) bzw. $\pi < t/T < 2\pi$ (HV2 aktiv) mit der Magnitude U hervorgehoben. Die an HV3 angeschlossenen Elektroden werden kontinuierlich, über die gesamte Oszillation mit Hochspannung beaufschlagt. Der Plasmaaktuator wurde mit einer Wechselstrom-(AC-) Frequenz von $f_{ac}=16\text{kHz}$ betrieben. Um eine kontrollierte Reibungsminderung in turbulenter Strömung bei Reynoldszahlen bis 15000, sind Oszillationsfrequenzen von mindestens 65Hz notwendig (Gatti et al., 2015). Darüber hinaus steigt die erforderliche Oszillationsfrequenz mit ansteigender Reynoldszahl an. Experimente mit oszillierenden Wänden haben gezeigt, dass für eine erfolgreiche Reibungsminderung wandparallele Geschwindigkeiten von mehr als $0,8\text{ms}^{-1}$ erreicht werden müssen (Gatti et al., 2015). Entsprechend dieser Anforderungen wurde der Plasmaaktuator in dieser Studie für zwei Oszillationsfrequenzen, $f_{osc}=50\text{Hz}$ und $f_{osc}=200\text{Hz}$, getestet und charakterisiert.

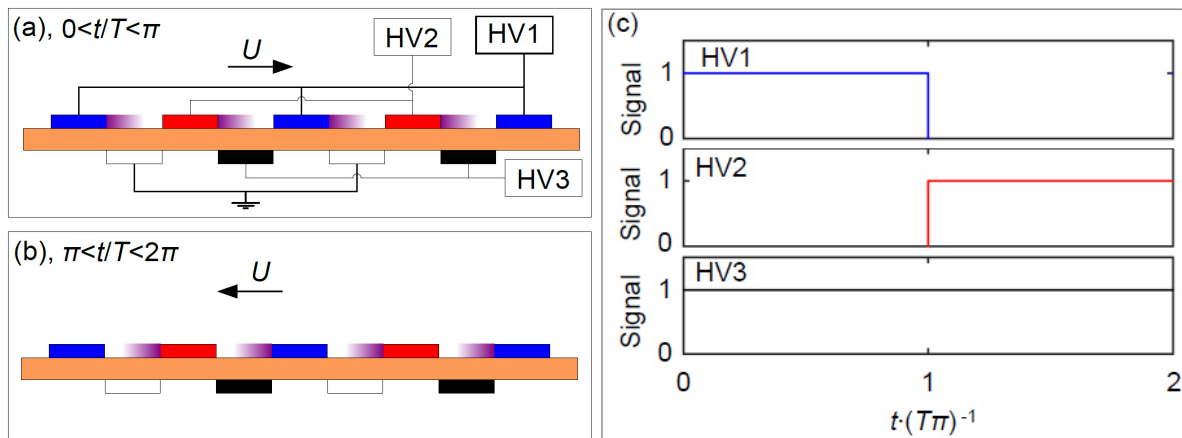


Abbildung 2: Funktionsprinzip AC-DBD Plasmaaktuators zu Erzeugung oszillierender Volumenkräfte. (a) HV1 (blau) und HV3 (schwarz) aktiv. (b) HV2 (rot) und HV3 (schwarz) aktiv. Die geerdeten Elektroden sind weiß gekennzeichnet. (c) Signalverläufe der drei Hochspannungsquellen HV1, HV2 und HV3 in den Farben der entsprechenden Elektroden.

Experimenteller Aufbau und Messtechnik

Bei der Charakterisierung der AC-DBD Plasmaaktuatoren, wurde ein Hochgeschwindigkeits-PIV System der Firma ILA verwendet (Nd:YLF Laser der Darwin-Duo Serie von Quantronix und eine Photron FASTCAM-SA4 Kamera). Der Testaufbau ist in Abbildung 3 (a) dargestellt. Während der Messungen wurde der Plasmaaktuator durch eine Box aus transparentem Plexiglas von der Umgebung isoliert, um ruhende Luftbedingungen zu simulieren. Ein Aerosolgenerator von Palas wurde verwendet um diese Testkammer mit kleinen Öl-Tröpfchen zu füllen. Für die Einstellung der Lichtquelle des Lasers zu einem dünnen, ebenen Lichtschnitt von 1mm Dicke wurden sphärische und zylindrische Linsen verwendet. Der Lichtschnitt des Lasers (siehe Abbildung 3 (b), grün transparente Fläche) spannt, in Bezug auf den Plasmaaktuator, eine wandnormale Ebene längs des eingebrachten Impulses auf. Im gewählten Koordinatensystem ist deshalb die x-Achse entlang der Wirkungsrichtungen des Plasmas, die y-Achse ist senkrecht zur Wand und die z-Achse verläuft längs zu den Elektroden. Der Träger aus schwarzem Plexiglas, der zur Vermeidung von Reflexionen dient, wurde mit einer Platte aus transparentem Plexiglas verschraubt.

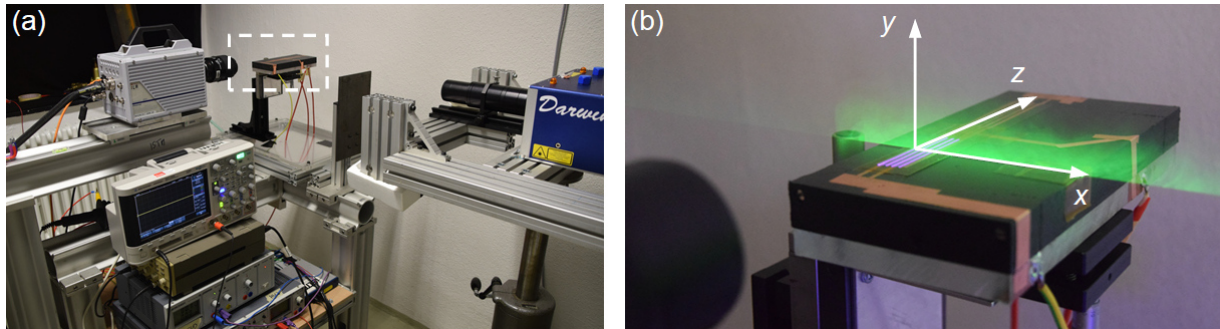


Abbildung 3: Experimenteller Aufbau für Hochgeschwindigkeits-PIV. (a) Ausrichtung von Kamera und Laser gegenüber dem Plasmaaktuator. (b) Verwendetes Koordinatensystem (gestricheltes Rechteck in (a)).

Die Kamera besitzt eine Sensorgröße von $1024 \times 1024 \text{ px}^2$ und wurde mit einem Nikon Nikkor 105mm f/2.8D Mikro-Objektiv ausgestattet. Mit einem Synchronizer von ILA GmbH wurden Kamera und Laser aufeinander abgestimmt. Drei Minipuls 1 von GBS Elektronik GmbH lieferten die erforderliche (AC) Hochspannung zur Erzeugung des Plasmas. Diese können jeweils Amplituden von 10kV in einem Frequenzband von 5-20kHz generieren. Die Versorgungsspannung wurde dem Minipuls 1 separat von drei einzelnen Spannungsquellen zugeführt. In den Testläufen wurden Bilder im „double-frame single-exposure“-Modus bei einer Aufzeichnungsrate $f_s=10 \text{ kHz}$ aufgenommen. Die elektrischen Spannungsdaten wurden mit 100 kHz aufgezeichnet und der Laser pulste mit 5 kHz bei einem Strom von 22 A. Sowohl die Kamera als auch die Plasmageneratoren wurden über LabView gesteuert. Die Kamera wurde mit einer Verzögerung von 8 Sekunden gegenüber dem Plasma ausgelöst, um ein möglichst quasi-stationäres Verhalten des Plasmas festzuhalten. Es wurden jeweils 20 Oszillationszyklen gespeichert. Die reduzierte Sensorgröße, das „field of view“ (FOV), die Auflösung und die Blendeneinstellung sind in Tabelle 1 abgebildet. Im Testfall Zoom wurden Zwischenringe für eine bessere Auflösung verwendet, um auch die Geschwindigkeitsprofile analysieren zu können.

Tabelle 1: Verwendete Kameraeinstellungen für die PIV-Aufnahmen.

Testfall	Reduzierte Sensorgröße [px ²]	„Field of view“ (FOV) [mm ²]	Auflösung [pxmm ⁻¹]	Einstellung der Blende
Global	768 x 512	18,4 x 12,3	41,7	5,6
Zoom	768 x 512	10,0 x 6,6	77,0	5,6

Zeitlich gemittelte Geschwindigkeitsfelder der Oszillationen

Die aufgezeichneten Geschwindigkeitsfelder für den Fall Global bei $f_{osc}=50\text{Hz}$ (Tabelle 1) sind in Abbildung 4 (a) und (b) dargestellt. Diese sind jeweils zeitlich über 20 Halbzyklen gemittelt. Wird die Kraft entlang +x eingebracht, ist zu sehen, dass die induzierte Strömung niedrigere Maximalgeschwindigkeiten aufweist und schwächer ausgedehnt ist als in Richtung -x. Die Wirkungsrichtung ist in beiden Fällen jedoch eindeutig zu erkennen. Diese Abweichung ist dadurch zu erklären, dass einerseits zwei separate Spannungsquellen individuell aufeinander abgestimmt werden müssen und andererseits die Plasmaaktuatoren wegen der Fertigung von Hand keine perfekt gleichmäßige Geometrie aufweisen. Die zu den Geschwindigkeitsfeldern gehörenden Momentaufnahmen aus den beiden Halbzyklen sind in Abbildung 4 (c) und (d) gezeigt. Wegen der ruhenden Luftbedingungen und aufgrund der kurzen Aktivierungszeit (bei 50Hz) sind auch nach der Mittelung die erzeugten Anfangswirbel noch zu erkennen. Jedoch scheinen diese, wenn der Impuls entlang -x eingebracht wird be-

reits einigermaßen abgeklungen zu sein. Das Ansaugen von Masse durch den Plasmaaktuator wird in beiden Geschwindigkeitsfeldern deutlich. Um die Geschwindigkeitsfelder weiter analysieren zu können, wurden zusätzlich Aufnahmen mit einem verkleinerten FOV durchgeführt (siehe gestrichelte Rechtecke, Abbildung 4 (a) und (b)).

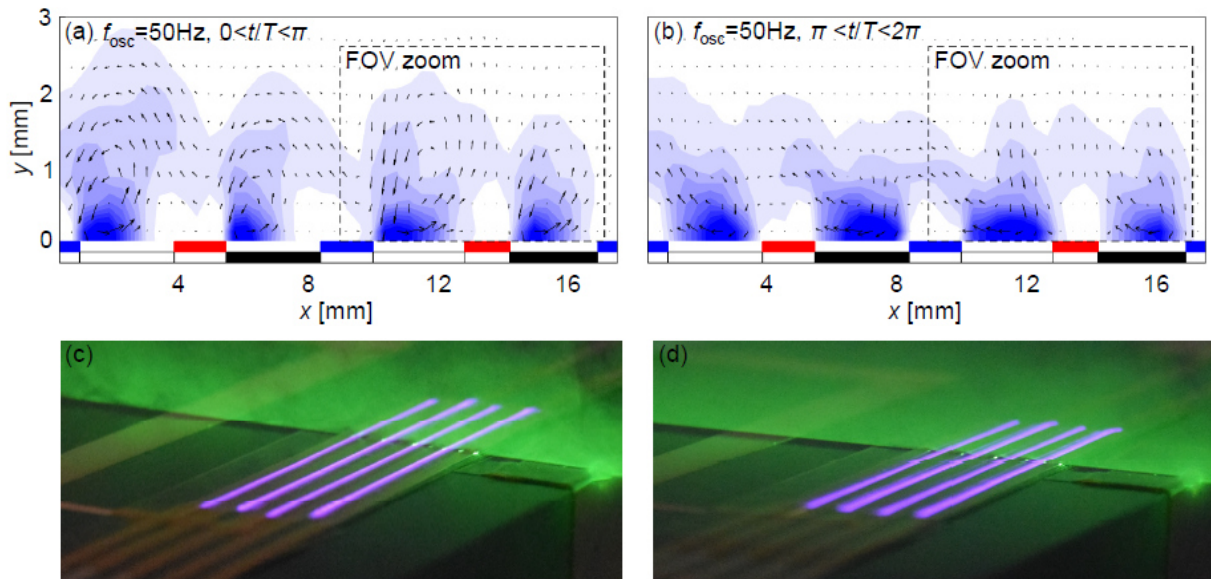


Abbildung 4: (a), (b) Zeitlich gemittelte Geschwindigkeitsfelder U (0 bis 1ms^{-1} (blau), 11 Stufen) für beide Halbzyklen $0 < t/T < \pi$ und $\pi < t/T < 2\pi$ bei $f_{osc}=50\text{Hz}$. Die Position der Elektroden ist farblich gemäß Abbildung 2 gekennzeichnet. (c), (d) Zu den Geschwindigkeitsfeldern korrespondierende Momentaufnahmen während der beiden Halbzyklen.

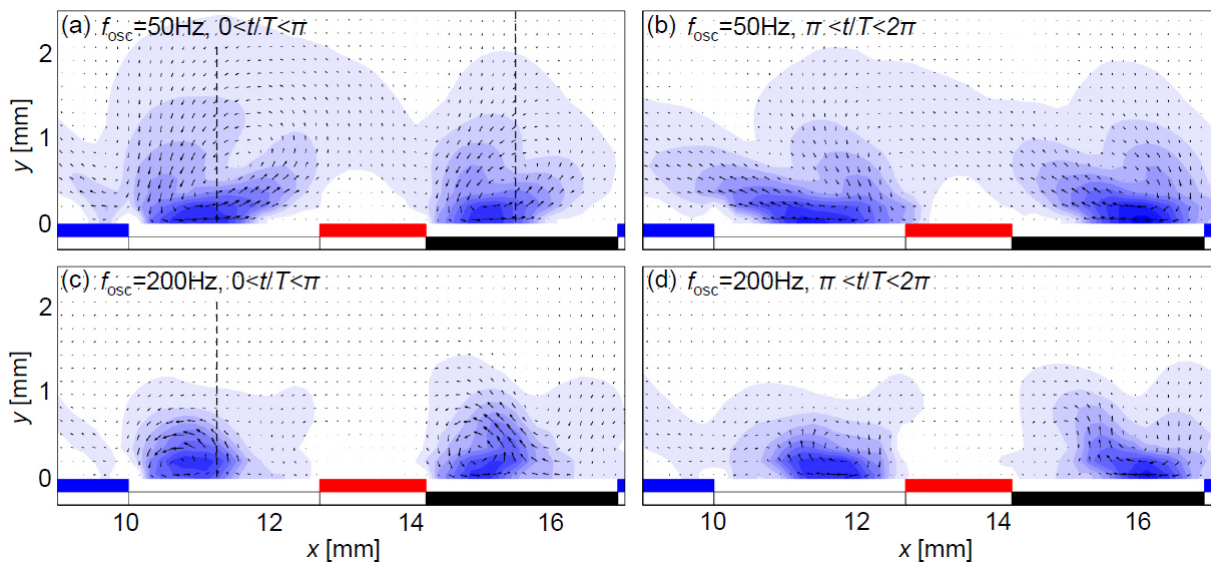


Abbildung 5: Zeitlich gemittelte Geschwindigkeitsfelder U (0 bis 1ms^{-1} (blau), 11 Stufen) für den Fall Zoom (gestrichelte Rechtecke, Abbildung 4). (a), (b) Halbzyklen bei $f_{osc}=50\text{Hz}$. (c), (d) Halbzyklen bei $f_{osc}=200\text{Hz}$. Die Position der Elektroden ist farblich gemäß Abbildung 2 gekennzeichnet.

Die Geschwindigkeitsfelder für den Fall Zoom bei $f_{osc}=50\text{Hz}$ (Tabelle 1) sind in Abbildung 5 (a) und (b) dargestellt. Charakteristisch ist die, wie im vorherigen Abschnitt beschriebene Inhomogenität der ausgebildeten Strömungen und darauf aufbauend, ein unterschiedlich starkes Abklingen der Anfangswirbel. Zusätzlich zeigt Abbildung 5 (c) und (d) die Geschwindigkeitsfelder bei $f_{osc}=200\text{Hz}$. Im Vergleich zu den Geschwindigkeitsfeldern bei 50Hz , sinken erwartungsgemäß die auftretenden Maximalgeschwindigkeiten, während gleichzeitig auch

die horizontale Ausdehnung, entlang x , der Strömung reduziert ist. Die in diesem Abschnitt präsentierte Charakteristik ist auch den Momentaufnahmen von Jukes et al., 2006 und Choi et al., 2011 zu entnehmen. Jedoch sind die Wirbel in Abbildung 4 und 5 weniger stark ausgeprägt, da hier die gemittelten Geschwindigkeitsfelder gezeigt werden. Das in dieser Arbeit bereitgestellte Aktuationskonzept erreicht Abstände in der Größenordnung aus der Summe der Breiten der oberen und unteren Elektrode. Dieser Abstand beträgt hier 4mm und ist damit um 50% geringer als bei Choi et al., 2011.

Phasenaufgelöste Geschwindigkeitsprofile

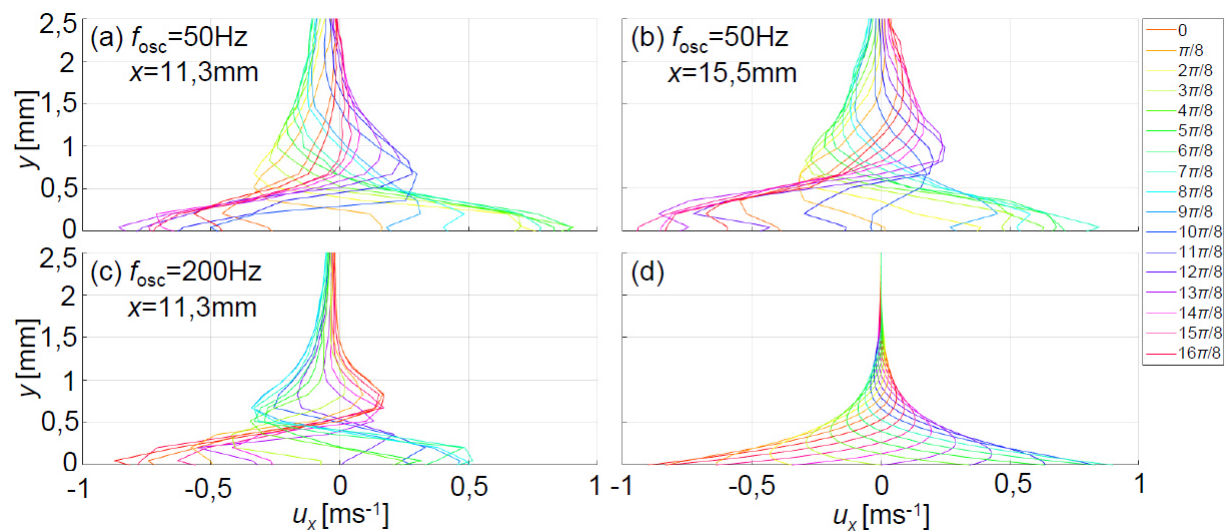


Abbildung 6: Phasenaufgelöste Geschwindigkeitsprofile mittig, oberhalb der verdeckten Elektrode. (a) $f_{osc}=50\text{Hz}$, $x=11,3\text{mm}$. (b) $f_{osc}=50\text{Hz}$, $x=15,5\text{mm}$. (c) $f_{osc}=200\text{Hz}$, $x=11,3\text{mm}$. (d) Idealer Stokes-layer (Spurk, 1997). Es sind jeweils 16 Phasen dargestellt.

Für die im vorigen Abschnitt resultierenden Geschwindigkeitsfelder im Fall Zoom (Tabelle 1) wurden die Geschwindigkeitsprofile $u_x(y)$ bei einer Oszillationsfrequenz von 50Hz aus Abbildung 5 (a) und (b) (schwarz gestrichelte Linie) mittig, oberhalb der verdeckten Elektrode extrahiert und sind in Abbildung 6 (a) und (b) dargestellt. Entgegen der beobachteten Inhomogenität der Geschwindigkeitsfelder (Abbildungen 4 und 5) zeigen die Geschwindigkeitsprofile einen symmetrisch ausgebildeten Stokes-layer mit einer Maximalgeschwindigkeit von $u_{x,max} \approx \pm 0,9\text{ms}^{-1}$. Es ist wichtig zu erwähnen, dass hier eine Phasenmittelung durchgeführt wurde und nicht wie in Abbildung 4 und 5 über eine halbe Periode gemittelt wurde. So ist es zu erklären, dass die instantanen Maximalgeschwindigkeiten dennoch die gleiche Magnitude erreichen. Im Vergleich zur analytischen Lösung des Stokes-layers bei $u_{x,max} = \pm 0,9\text{ms}^{-1}$ (siehe Abbildung 6 (d)) treten die Maximalgeschwindigkeiten in einer Distanz von $y=0,25$ bis $0,5\text{mm}$ von der Wand auf, da für den idealen Stokes-layer eine Beschleunigung des Fluids durch Oszillation der Wand, unter Berücksichtigung der Haftbedingung $u_x(y=0)=u_{Wand}$, angenommen wird. Das resultierende Geschwindigkeitsprofil bei $f_{osc}=200\text{Hz}$ in Abbildung 6 (c) weist eine Asymmetrie auf, so dass $u_{x,max}$ in Richtung $+x$ auf $0,5\text{ms}^{-1}$ sinkt. Dennoch bestätigen die sich ergebenden Geschwindigkeitsprofile die Funktionalität des Aktuationskonzepts und sind wie in Choi et al., 2011.

Frequenzspektrum der Geschwindigkeitsfluktuationen

Die Standardabweichung U' der instantan aufgenommenen Geschwindigkeitsfelder U ist in Abbildung 7 (a) und (b) dargestellt und zeigt die Verteilung der Geschwindigkeitsfluktuationen. Es ist zu erkennen, dass die Maxima der Fluktuationen bei ein und zwei Drittel oberhalb

der verdeckten Elektrode liegen, und diese repräsentieren die Positionen der eingebrachten Volumenkräfte. Die Fluktuationen sind dabei nahe an der Wand am stärksten ausgeprägt. Die spektralen Leistungsdichten in den in Abbildung 7 (a) und (b) markierten Punkten (schwarzes und rotes Kreuz) zeigen, dass die gewählten Oszillationsfrequenzen jeweils exakt getroffen wurden. Während für $f_{osc}=200\text{Hz}$ eine markante Spitze zu sehen ist, wurden für $f_{osc}=50\text{Hz}$ zusätzlich kleinere Energiespitzen in den Vielfachen der Oszillationsfrequenz detektiert.

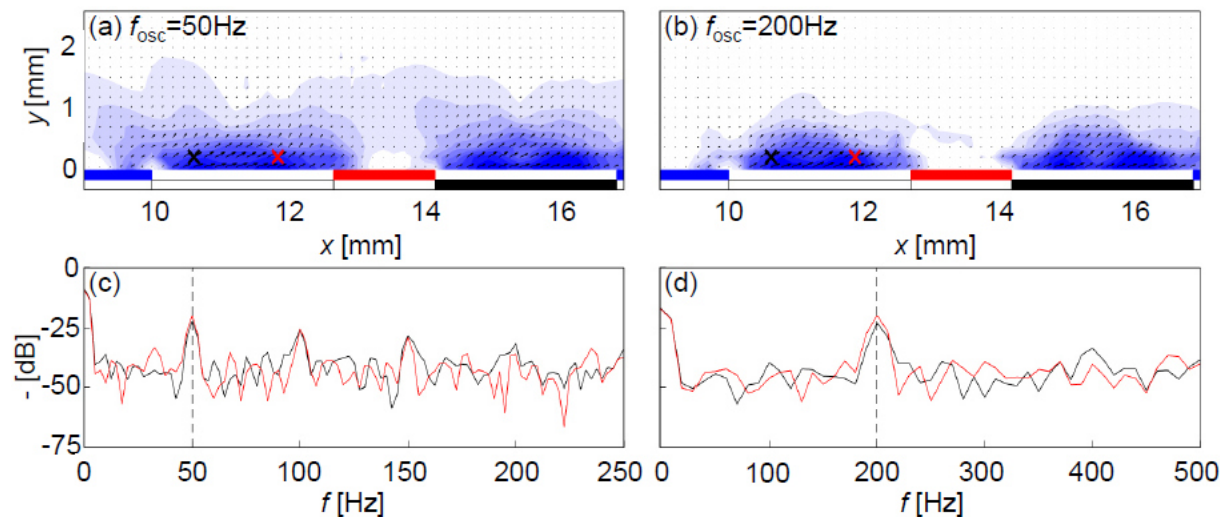


Abbildung 7: Geschwindigkeitsfluktuationen U' (0 bis $0,5\text{ms}^{-1}$ (blau), 11 Stufen) der instantanen Geschwindigkeitsfelder U für den Fall Zoom und spektrale Leistungsdichte. (a) U' bei $f_{osc}=50\text{Hz}$. (b) U' bei $f_{osc}=200\text{Hz}$. (c), (d) Spektrale Leistungsdichte in den farblich entsprechend markierten Punkten (schwarzes und rotes Kreuz) in (a) bzw. (b).

Schlussfolgerung

Die vorliegende Arbeit präsentiert ein neuartiges Aktuationskonzept, welches es ermöglicht, den Abstand zwischen Volumenkräften in die gleiche Richtung entscheidend auf die Breite der verdeckten und der oberen Elektrode zu reduzieren. Im Vergleich zu Choi et al., 2011, die auf diese Anforderung schließen, konnte der Abstand um 50% reduziert werden. Die Elektroden wurden hierfür abwechselnd aneinandergereiht unterhalb und oberhalb des Dielektrikums angebracht. Zur Vermeidung von parasitärer Ionisation (Forte et al., 2007) zweier angrenzender Hochspannungselektroden, aufgrund von ausreichend hoher Potentialunterschiede, wurde eine relativ hohe AC-Frequenz $f_{ac}=16\text{kHz}$ gewählt. Die Hochspannung ist dennoch sehr limitiert und die hier analysierten Resultate der Geschwindigkeitsfelder und -profile stellen nur das zu diesem Zeitpunkt erreichbare Maximum dar, ohne dass schädliches Plasma in die entgegengesetzte Richtung generiert wird. Um die Potentialunterschiede zwischen den angrenzenden Hochspannungselektroden zu verhindern, muss die inaktive obere Elektrode aktiv geerdet werden. Darüber hinaus werden in weiteren Experimenten AC-DBD Plasmaaktuatoren unter Verwendung anderer Elektrodenmaterialien und Dielektrika getestet. In Zukunft sollen die Plasmaaktuatoren nicht mehr von Hand, sondern maschinell bzw. automatisiert produziert werden, um eine möglichst hohe Genauigkeit in der Geometrie zu erreichen. Die durch die hier verwendeten Kupferelektroden ($35\mu\text{m}$) künstlich eingebrachte Rauigkeit spielt für die Anwendung in einer Strömung eine enorm wichtige Rolle, da diese zusätzlichen Reibungswiderstand induzieren kann und es sollen deshalb unter anderem Plasmaaktuatoren mit wesentlich dünneren Elektroden ($< 10\mu\text{m}$) mit einer speziellen Aufsprühtechnik hergestellt werden (Yadala et al., 2018). Darüber hinaus ist es das weitere Ziel in fortlaufenden Untersuchungen, wie bei der oszillierenden Wand (Gatti und Quadrio, 2016), eine zusammenhängende Fluidschicht zu generieren und den Effekt auf das Plasma in einer Querströmung zu studieren.

Dankesworte

Die Autoren danken dem Fachgebiet Strömungslehre und Aerodynamik (SLA) der TU Darmstadt für die Leihgabe der Minipuls Transformatoren.

Literatur

- Choi, K.-S., De Bisschop, J.-R. & Clayton, B. R., 1998:** Turbulent boundary-layer control by means of spanwise-wall oscillation. *AIAA Journal* **36** (7), 1157-1163
- Choi, K.-S., Jukes, T. & Whalley, R., 2011:** Turbulent boundary-layer control with plasma actuators. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, **369** (1940), 1443-1458
- Forte, M., Jolibois, J., Pons, J., Moreau, E., Touchard, G. & Cazalens, M., 2007:** Optimization of a dielectric barrier discharge actuator by stationary and non-stationary measurements of the induced flow velocity: application to airflow control. *Experiments in fluids* **43** (6), 917-928
- Gatti, D., Güttler, A., Frohnappel, B., Tropea, C., 2015:** Experimental assessment of spanwise-oscillating dielectric electroactive surfaces for turbulent drag reduction in an air channel flow. *Experiments in Fluids* **56** (5), 110
- Gatti, D. & Quadrio, M., 2016:** Reynolds-number dependence of turbulent skin-friction drag reduction induced by spanwise forcing. *Journal of Fluid Mechanics* **802**, 553-582
- Joslin, R. D., 1998:** Aircraft laminar flow control. *Annual Review of Fluid Mechanics* **30** (1), 1-29
- Jukes, T., Choi, K.-S., Johnson, G. & Scott, S., 2006:** Turbulent drag reduction by surface plasma through spanwise flow oscillation. In *3rd AIAA Flow Control Conference*, p. 3693
- Kotsonis, M., 2015:** Diagnostics for characterization of plasma actuators. *Measurement Science and Technology*, **26**(9), 092001
- Kriegseis, J., Simon, B. & Grundmann, S., 2016:** Towards in-flight applications? A review on dielectric barrier discharge-based boundary-layer control. *Applied Mechanics Reviews* **68** (2), 020802
- Quadrio, M., Ricco, P., 2004:** Critical assessment of turbulent drag reduction through spanwise wall oscillations. *Journal of Fluid Mechanics* **521**, 251-271.
- Spurk, J. H., 1997:** Fluid mechanics. Problems and solutions. *Berlin: Springer, 1997.*
- Stroh, A., Frohnappel, B., Schlatter, P., & Hasegawa, Y., 2015:** A comparison of opposition control in turbulent boundary layer and turbulent channel flow. *Physics of fluids* **27** (7), 075101.
- Yadala, S., Hehner, M. T., Serpieri, J., Benard, N., Dörr, P. C., Kloker, M. J., Kotsonis, M., 2018:** Experimental control of swept-wing transition through base-flow modification by plasma actuators. *Journal of Fluid Mechanics* **844**, R2