

Dreikomponentige Schallschnellemessung von akustischen Moden mittels Stereo-PIV

Planar measurement of three-component acoustic-particle velocity for acoustics modes using a stereo PIV setup

André Fischer, Friedrich Bake und Lars Enhardt

Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt e.V.

Institut für Antriebstechnik, Abt. Triebwerksakustik, Müller-Breslau-Str. 8, 10623 Berlin

Email: andre.fischer@dlr.de

Schallschnellemessungen, PIV, höhere Moden, Akustik, Rechteckkanal
acoustic-particle velocity measurements, PIV, higher order modes, acoustic, rectangular duct

Zusammenfassung

Für einen akustisch beschallten Quader werden mittels eines Stereo-PIV Aufbaus erstmals dreikomponentige Schallschnellemessungen von akustischen höheren Moden gezeigt. Das Schallfeld wird mit einer Frequenz angeregt, bei der neben der Grundmode auch höhere Moden entstehen. So besitzt der Schnellevektor mehrere Komponenten, die in einer Ebene für eine Periode phasensynchronisiert gemessen werden. Eine Verifizierung der gemessenen Schnellekomponenten wird anhand von parallel durchgeführten Mikrofonmessungen vorgenommen, da für das Druckfeld in einem Quader ein physikalisch beschreibbares Modell existiert. Durch den Zusammenhang zwischen Druck und Schnelle, gegeben durch die linearisierten Eulergleichungen, wird ein direkter Vergleich zwischen der theoretischen und gemessenen Schallschnelle hergestellt, um die Messungen zu validieren.

Einleitung

Die Schallschnelle entspricht der Wechselgeschwindigkeit der Partikel um ihre Ruhelage aufgrund einer akustischen Welle, die durch das Medium läuft. Sie ist im Gegensatz zum Schalldruck, der eine skalare Feldgröße ist, eine vektorielle Feldgröße des Schallfeldes. Der Quotient zwischen der komplexwertigen Schalldruckamplitude und der komplexwertigen Schallschnelle ist als spezifische Schallimpedanz definiert. Bei der Wechselwirkung von Schallfeldern mit einer Berandung wird auch von der Wandimpedanz gesprochen. Diese ist eine wichtige Kenngröße für die Berechnung und Auslegung von akustischen Absorbern. Akustische Absorber werden zur Lärmreduktion in fast allen strömungsmechanischen Maschinen verbaut, z.B. in Schalldämpfern von Autos oder als Wandauskleidung in Flugzeugtriebwerken. Die Wandimpedanz ist eine frequenzabhängige Größe, die zudem auch von dem sich überlagernden Strömungsfeld beeinflusst wird. Für die Bestimmung wird zumeist auf Druckmessungen mit Mikrofonen zurückgegriffen, um dann mit einem bekannten vereinfachten physikalischen Modell die Schnelle und damit die Impedanz zu bestimmen. Werden die Umgebungsbedingungen komplizierter, ist eine direkte Schnellemessung von Vorteil, um einerseits messtechnisch die Impedanz direkt bestimmen zu können, aber auch um erweiterte physikalische Modelle validieren zu können. Eine sondenbasierte Schnellemessung hat dabei immer den Nachteil das akustische Feld sowie das Strömungsfeld zu beeinflussen, weshalb ein nichtinvasives Messsystem bevorzugt wird. Dies wird durch optische Messtechniken gewährleistet. In der Literatur finden sich Schallschnellemessungen mittels optischer Messtechnik durch LDV [1, 2, 3, 4], PIV [5, 6, 7, 8] und DGV [9], die zumeist die Akustik im Bereich der ebenen Wellenausbreitung untersuchen. Eine Erweiterung des PIV-Messverfahren für die Schnellemessung

höherer Moden soll in diesem Beitrag gezeigt werden.

Theorie höherer Moden in einem Rechteckkanal

Der Zusammenhang zwischen Schallschnelle und Schalldruck ist über die Euler-Gleichung [10] gegeben. In linearisierter Form ergibt sich

$$\rho_0 \frac{\partial u'}{\partial t} = -\text{grad } p'. \quad (1)$$

Die akustische Ausbreitung in einem Rechteckkanal kann durch eine Überlagerung verschiedener Moden beschrieben werden. Für einen Kanal mit der Höhe H und der Breite B , mit schallharten Wänden wird der Schalldruck durch

$$p'(x, y, z, t) = \Re \left(e^{i\omega t} \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} (A_{mn}^+ e^{-i\alpha_{mn}x} + A_{mn}^- e^{i\alpha_{mn}x}) \cos\left(\frac{m\pi y}{B}\right) \cos\left(\frac{n\pi z}{H}\right) \right) \quad (2)$$

beschrieben. Darin entsprechen m und n der Modenzahl in y -Richtung bzw. z -Richtung. A_{mn}^+ und A_{mn}^- sind die komplexen Modenamplituden der axial positiv bzw. negativ laufenden Mode(m, n). Der Term α_{mn} entspricht der Wellenzahl in axialer Kanalrichtung, der durch die Terme $\beta_m = \frac{m\pi}{B}$ und $\sigma_n = \frac{n\pi}{H}$ über

$$\alpha_{mn} = \sqrt{\left(\frac{\omega}{c}\right)^2 - \beta^2 - \sigma^2} \quad (3)$$

zusammenhängt. Diese Wellenzahl beschreibt die Ausbreitung des Schallfeldes ohne Strömung. Da es in der Realität schwer ist, gezielt einzelne Moden anzuregen, besteht ein gemessenes Schallfeld meist aus der Summe vieler Einzelmoden. Dieses Modell beschreibt die allgemeine Lösung solcher Moden, die durch einen Rechteckkanal laufen, ohne festgelegte Randbedingungen in axialer Richtung. Der Term $\partial u'/\partial t$ lässt sich mit Hilfe eines harmonischen Ansatzes für $u' = \hat{u}' e^{i\omega t}$, mit \hat{u}' als Amplitude umschreiben, da $\partial u'/\partial t = i\omega \hat{u}' e^{i\omega t}$ entspricht. Für die drei Schnellekomponenten kann die Gl. 1 in

$$\hat{u}'_j = \frac{1}{-i\omega\rho_0} \frac{\partial \hat{p}'}{\partial x_j} \quad \text{mit } j = 1, 2, 3 \quad (4)$$

umgeformt werden. Für einen Quader, also einem Kanal mit endlicher Ausdehnung L in axialer Richtung und zwei bekannten Randbedingungen an den Rändern (schallharte Wand), kann die Beschreibung der harmonischen Lösung für Druck und Schnelle durch die Annahme von stehenden Schallfeldern wie folgt beschrieben werden:

$$p'(x, y, z, t) = \Re \left(\sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \left(B_{lmn} \cos\left(\frac{l\pi x}{L}\right) \cos\left(\frac{m\pi y}{B}\right) \cos\left(\frac{n\pi z}{H}\right) e^{i\omega_{lmn}t} \right) \right), \quad (5)$$

wobei die Schnellekomponenten sich auch über Gl. 4 bestimmen lassen. Die Frequenz der Resonanzmoden berechnet sich durch

$$\omega_{lmn} = c\sqrt{\alpha^2 + \beta^2 + \sigma^2}. \quad (6)$$

Versuchsaufbau

Für einen akustisch beschallten Quader (siehe Abb. 1, links) werden für eine axiale Position (grün markiert) zeitlich phasensynchronisierte Stereo-PIV-Messungen in einer Querschnittsfläche (y - z -Ebene) vorgenommen. Der beobachtete Bildbereich (60 mm x 80 mm) deckt dabei die gesamte Rechteckquerschnittsfläche des Quaders ab, der eine Länge von 759 mm besitzt. Der Quader besteht grundsätzlich aus zwei Teilen, einem Anregungssegment aus Aluminium mit

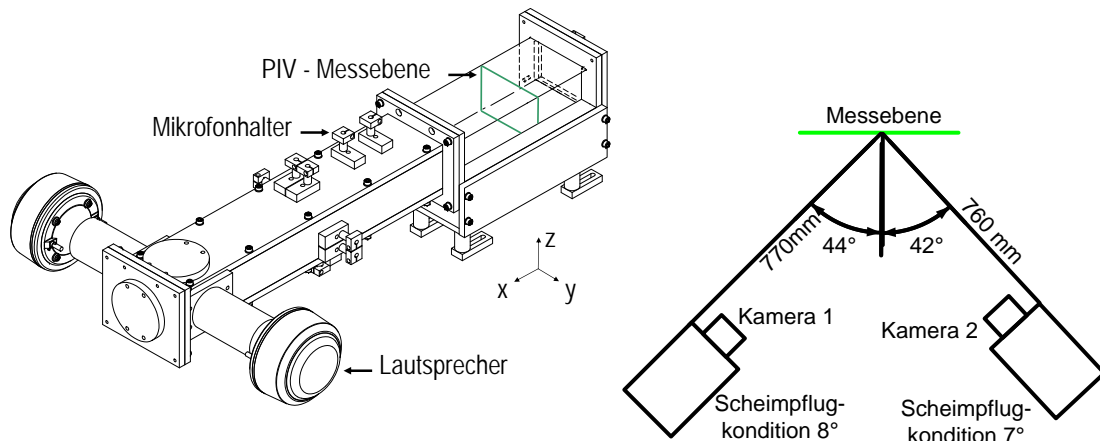


Abbildung 1: Versuchsaufbau für Messungen höherer Moden, links: Konstruktionszeichnung des Quaders, rechts: Kameraanordnung des PIV-Aufbaus.

Lautsprecheranschlüssen und Mikrofonhalterungen, sowie einem optisch zugänglichen Messsegment mit drei Quarzglasfenstern. Beide Kanalen sind mit schallharten Platten verschlossen. Verwendet wird ein Stereo-PIV-Aufbau (siehe Abb. 1, rechts), bestehend aus zwei *PCO-1600* Kameras mit jeweils einem *Canon EF 85/1,8* Objektiv. Der Vergrößerungsfaktor der Bilder beträgt 14 px/mm , die mit einer Frequenz von 2 Hz aufgenommen werden. Die Residuen für die Bildrekonstruktion, unter Verwendung des Tsai-Modells, sind für Kamera A $0,85 \pm 0,49 \text{ px}$ und für Kamera B $0,80 \pm 0,43 \text{ px}$. Als Strahlquelle dient ein *Quantel Big Sky 200 mJ* Doppelpuls laser bei 532 nm Wellenlänge. Die Korrelation erfolgt auf quadratischen Abfragefenstern mit einer Kantenlänge von 32 px und 50% Überlappung mit der Software *PIVview*, Version 3.5. Die Schallschnelle wird durch phasensynchrone Abtastung an 18 Punkten einer gesamten Periode der jeweiligen Anregungsfrequenz bestimmt. Beschallt wird der Quader durch zwei gegenphasig betriebene Lautsprecher. Als Anregungsfrequenzen werden 2146 Hz und 3586 Hz gewählt. Diese Frequenzen liegen knapp über den berechneten Resonanzfrequenzen für Moden höherer Ordnung nach G1.6 und entsprechen der ersten Mode in y -Richtung (1,0) sowie der ersten Mode in y und z -Richtung (1,1). Die Grundmode der ebenen Welle in x -Richtung wird dabei immer mitangeregt. Die Synchronisation des PIV-System erfolgt an der jeweiligen Anregungsfrequenz, welche als Einzelton mit einem *Agilent* Frequenzgenerator erzeugt wird. Die Pulsabstände zwischen den Einzelbildern sind $230 \mu\text{s}$ und $138 \mu\text{s}$, was knapp der halben Periodenlänge der jeweiligen Frequenz entspricht. Die Messungen erfolgen mit 400 Doppelbildpaaren pro Kamera von 0°

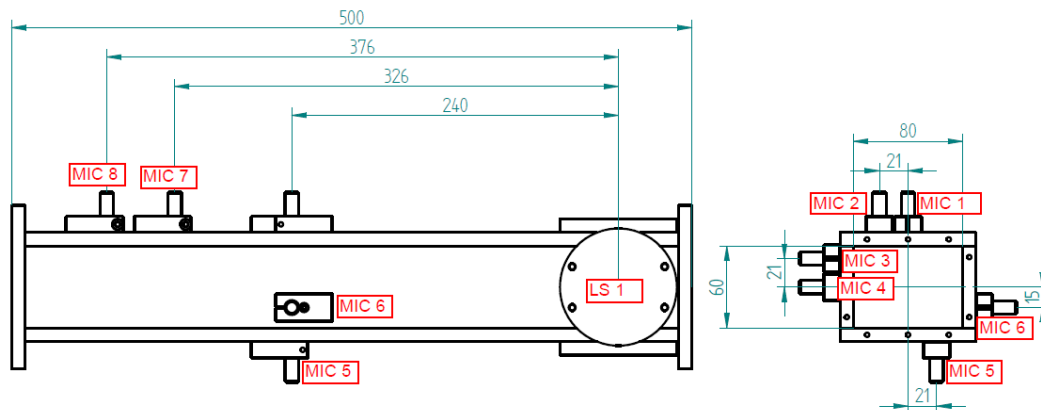


Abbildung 2: Mikrofon und Lautsprecheranordnung des Anregungssegments (Längen in [mm]).

bis 180° Phasenlage in 20° -Schritten. Dabei erfolgt die Aufnahme zweier aufeinander folgender Doppelbildpaare immer im direktem 180° -Wechsel. Durch diese Aufnahmestrategie ergibt sich nach der Mittelwertbildung von allen Bildern pro Phasenlage ein ähnlicher mittlerer Geschwindigkeitsvektor für die zwei entgegengesetzten Phasenlagen. In diesem Aufbau entspricht dieser Mittelwert einer langsamen Konvektionsströmung. Parallel zu den PIV-Messungen wird der Schalldruck im Quader durch 8 wandbündige Mikrofone (*Brüel & Kjaer*) aufgezeichnet (siehe Abb. 2). Dies ermöglicht die Rekonstruktion des Druckfeldes im Quader durch eine Modenzersetzung. Durch die vorhandene Anordnung der Mikrofone in Umfangsrichtung kann maximal die Mode (1,1) aufgelöst werden, da für weitere Moden mit Ordnungszahlen $m,n = 2$ zusätzliche Mikrofonpositionen benötigt werden. Da ein komplexwertiger Zusammenhang zwischen Schalldruck und Schallschnelle im Frequenzbereich gegeben ist (Gl. 4), kann mit dem gemessenen Druckfeld wiederum ein komplexwertiges Schallschnellefeld aus den Mikrofondaten bestimmt werden und mit den PIV-gemessenen Schallschnellefeld verglichen werden.

Datenauswertung

Durch eine Nachbearbeitung der Geschwindigkeitsvektorbilder wird der mittlere Geschwindigkeitsvektor, in diesem Fall hervorgerufen durch eine Konvektionsströmung, sowie der stochastische Turbulenzterm in den Messdaten eliminiert. Angenommen wird, dass sich das gemessene Geschwindigkeitsfeld für jede Phasenlage im Mittel in drei Anteile zerlegen lässt:

$$u = \bar{u} + u_t + u' \quad (7)$$

In einem nächsten Schritt werden gemittelte Geschwindigkeitsvektorbilder die einen 180° -Versatz besitzen voneinander abgezogen. Da die Aufnahmen zweier um 180° versetzten Phasenlagen im direktem Wechsel erfolgten, kann davon ausgegangen werden, dass der Mittelwert ungefähr gleich ist, weshalb dieser sich eliminiert. Wird des Weiteren angenommen, dass der turbulente Anteil in den Daten zeitlich stochastisch verteilt ist, geht dieser bei einer Grenzwertbetrachtung gegen Null, so dass die Schnelle durch

$$\lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{N} \left[\sum_{i=1}^{2N} u_{0_{2i}} - u_{180_{2i-1}} \right] = 2u' \quad (8)$$

gegeben ist. Da nur eine begrenzte Anzahl von Bildern aufgenommen wird, ist der turbulente Anteil in der Zerlegung nicht exakt Null. Er kann aber, aufgrund der Mittelung mehrerer Bilder, als um mehrere Größenordnungen kleiner bezogen auf die Schallschnelle angenommen werden und ist somit vernachlässigbar. Im letzten Schritt werden die Messwertabweichung die durch die diskrete Abtastung des PIV-Verfahrens hervorgerufen werden berücksichtigt und korrigiert [11]. Da durch das PIV-Verfahren immer ein linearer Geschwindigkeitsverlauf zwischen den beiden Doppelbildern berechnet wird ($v [\text{px/s}] = \Delta\text{Pixel}/\text{Pulsabstand}$), die Schnelle aber einen sinusförmigen Auslenkungs- und Geschwindigkeitsverlauf besitzt, kann abhängig von der Frequenz, dem Pulsabstand und der Abtastung eine Abweichung im gemessenen Geschwindigkeitsvektor auftreten, die korrigiert wird.

Die Mikrofondaten werden in den Frequenzbereich transformiert und dabei auf die Phase des Lautsprecheranregungssignals referenziert. Die resultierenden komplexen Fourierkoeffizienten werden in komplexe Amplituden umgewandelt. Danach werden die gemessenen komplexen Amplituden in Gl. 2 oder Gl. 5 eingesetzt, um die Modenamplituden (A_{mn}^+ und A_{mn}^- oder B_{mn}) des jeweiligen Schallfeldmodells zu bestimmen. Dies erfolgt über eine Ausgleichsrechnung nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate. Über Gl. 4 und den angepassten Modenamplituden werden die Schnellekomponenten für alle drei kartesischen Raumrichtungen berechnet. Zu bemerken ist, dass die beste Übereinstimmung der Schnellekomponenten von Messung und Rekonstruktion für beide Frequenzen mit unterschiedlichen Schallfeldmodellen erreicht wurde. Für die (1,0)-Mode bei 2146 Hz zeigt das Modell für stehende Wellen (Gl. 5) die beste Übereinstimmung und für die

(1,1)-Mode bei 3586 Hz das Modell für laufende Wellen (Gl. 2). Da beide Modelle die gleichen Ergebnisse liefern müssten ist die genaue Ursache noch nicht geklärt. Vermutlich sind kleine Unterschiede in der Anpassungsrechnung verantwortlich, die sich zusätzlich durch die Berechnung der Ableitung verstärken.

Ergebnisse

Bei den PIV-Messungen werden alle drei Geschwindigkeitskomponenten (u_x, u_y, u_z) zu unterschiedlichen relativen Phasenlagen in einer y-z-Ebene gemessen. Diese Phasenlage ist auf das Anregungssignal bezogen und entspricht daher nicht der eigentlichen Phasenlage des Messsignals. Für eine bessere Visualisierung wird diese relative Phasenlage als dritte Koordinate für die Darstellung gewählt, um dreidimensionale Daten zu erhalten. Die zeitliche Schwankung der gemessenen Schallschnelle ist in den Abbildungen 3 und 4 jeweils in der oberen Zeile dargestellt. Zusätzlich sind die Isoflächen für zwei entgegengesetzte Geschwindigkeitskomponenten mit identischem Absolutwert eingefärbt. Die zweite Zeile in beiden Abbildungen zeigt die rekonstruierte Schallschnelle aus den Mikrofondaten, berechnet mit dem jeweiligen Modenmodell. Wichtig zu erwähnen ist, dass die abgebildete Struktur nicht der räumlichen Struktur im Quader entspricht, sondern eine zeitliche Struktur in der Messebene darstellt. Diese unterscheidet sich von der räumlichen Struktur, da für unterschiedliche axiale Positionen eine andere Überlagerung des akustischen Feldes vorliegt.

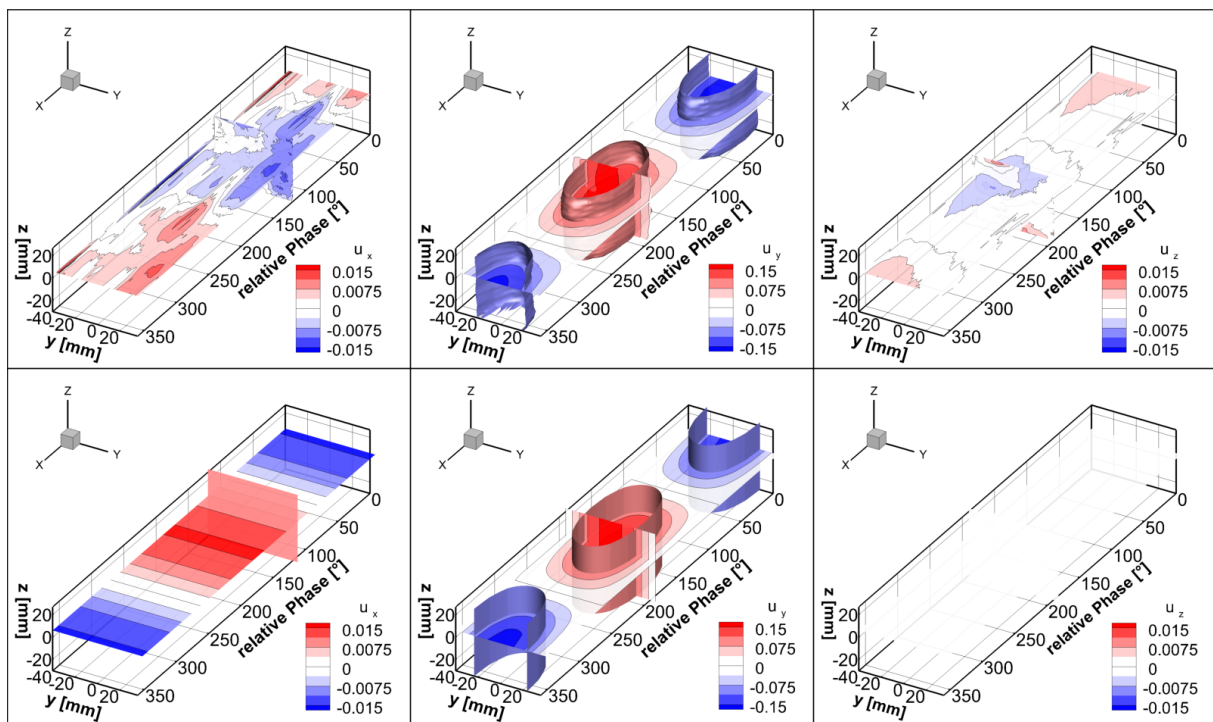


Abbildung 3: Vergleich der zeitlich und damit phasen aufgelösten Schnellestrukturen einer Periode der Frequenz von 2146 Hz in der Messebene, aufgetragen über der relativen Phasenlage. Oben für die mit PIV gemessenen Schallschnellekomponenten (u_x, u_y, u_z in [m/s]) und unten für das rekonstruierte Schnellefeld aus den gemessenen Schalldrücken der Mikrofone.

Für die Messung in Abb. 3 sollte die erste höhere Mode in der y-Richtung angeregt werden, die laut Theorie durch einen Cosinusterm in y-Richtung beschrieben wird. Die Messung kann den von der Theorie vorgegeben Schnelleverlauf der u_y -Komponente (Abb. 3, mittlere Spalte) sehr gut wiedergeben. Für die x-Komponente der Schnelle (Abb. 3, linke Spalte) ist die Übereinstimmung nicht so gut. Da die ebene Welle automatisch mit angeregt wird, wird für die axiale

Schnellekomponente ein über der Querschnittsfläche konstanter Verlauf erwartet, wie dem Verlauf in den rekonstruierten Daten (siehe Abb. 3, unten links). Für diesen Anregungsfall ist die Amplitude sehr gering - ca. eine Größenordnung kleiner. Zusätzlich ist die x -Komponente in diesem Stereo-Aufbau die Größe, die am stärksten fehlerbehaftet ist, da sie aus den anderen beiden Geschwindigkeiten berechnet wird. Daher lässt sich vermuten, dass für diese Größenordnung der Geschwindigkeit gerade die Auflösungsgrenze erreicht sein könnte, oder das Signal zu Rausch-Verhältnis nicht mehr ausreichend ist, obwohl sich in den PIV-Messungen periodische Strukturen wiederfinden lassen. Des Weiteren findet sich in der gemessenen z -Komponente auch eine periodische Struktur (Abb. 3, rechte Spalte), die ebenfalls eine Größenordnung kleiner ist. Da für diese Mode (1,0) keine Schnellekomponente im physikalischen Modell vorgesehen ist, kann keine Rekonstruktion für diese Komponente durch Mikrofondaten erfolgen.

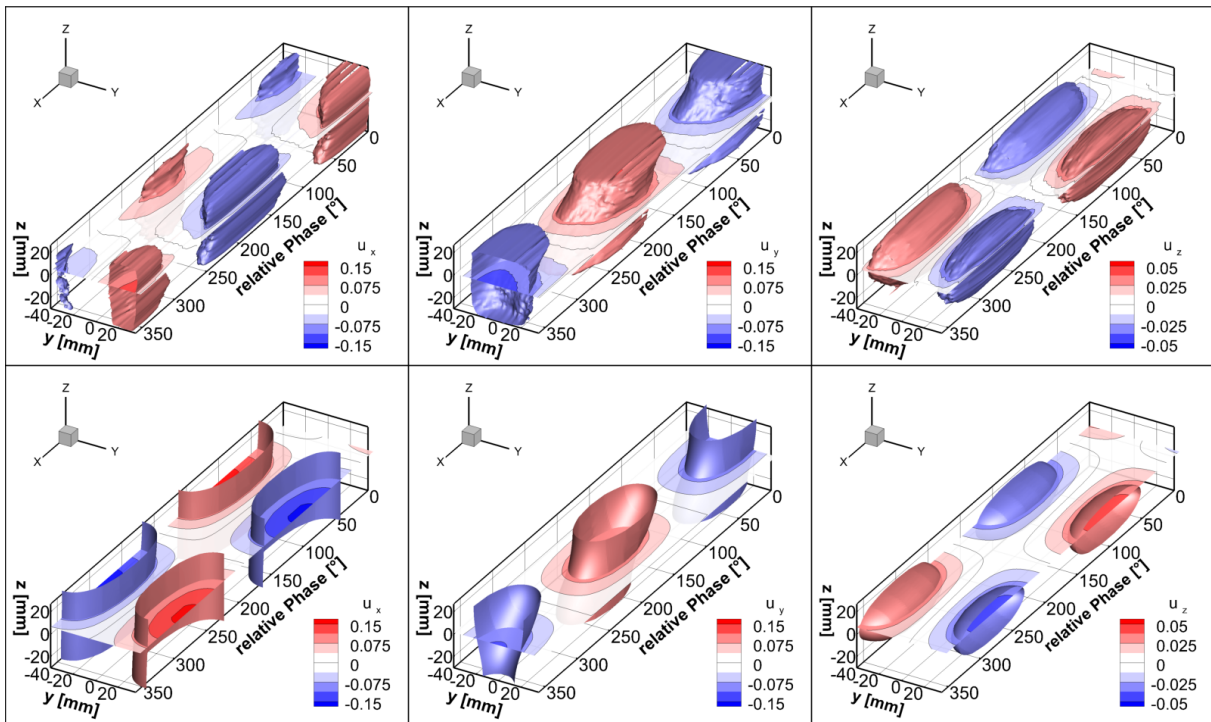


Abbildung 4: Vergleich der zeitlich und damit phasenaufgelösten Schnellestrukturen einer Periode der Frequenz von 3586 Hz in der Messebene, aufgetragen über der relativen Phasenlage. Oben für die mit PIV gemessenen Schallschnellekomponenten (u_x, u_y, u_z in [m/s]) und unten für das rekonstruierte Schnellefeld aus den gemessenen Schalldrücken der Mikrofone.

Für die Messung in Abb. 4 wurde gezielt eine Mode angeregt, die Schnellekomponenten in alle drei Raumrichtungen besitzt. Die Messwerte sind in ihrer Größenordnung gleich der rekonstruierten Schallschnelle. Ein Unterschied zwischen Messung und Rekonstruktion ist, dass sich für jede Komponente in der Rekonstruktion die Isoflächen an den Rändern nicht schließen. Dies liegt daran, dass das Modell nur eine Slipwall-Randbedingung besitzt und die Schallschnelle somit an der Wand nicht gegen Null geht. In den PIV-Daten müssen die Geschwindigkeiten an der Wand Null sein, weshalb sich hier die Isoflächen schließen. Für alle Komponenten können übereinstimmende Strukturen in den Isoflächen gefunden werden, was einem Vergleich der Absolutwerte entspricht. Die Phasenlagen der Schnellekomponenten u_y und u_z zueinander zeigen eine gute Übereinstimmung zwischen Messung und Rekonstruktion. Nur die Phasenlage der x -Komponente weicht mit einem konstanten Phasenversatz zu der rekonstruierten Phasenlage ab. Der Absolutwert der Schnelle in x -Richtung zeigt aber die gleichen Strukturen wie in der Rekonstruktion. Da sich die Phaseninformation der rekonstruierten Schnellefelder aus dem Imaginärteil der angepassten Modenamplituden bestimmt, könnte dies ein mögliche Ursache für die Abweichung sein. Da der

Imaginärteil sehr klein ist, ist dieser durch die Anpassungsrechnung auch sehr fehleranfällig, so dass kleine Abweichungen große Auswirkung auf das Ergebnis der Zerlegung haben. Wichtiger als die Phasenbeziehung ist, dass sich das akustische Feld in seinen Absolutwerten für alle Komponenten bestimmen lässt.

Zusammenfassung und Ausblick

Die Vermessung akustischer Schallschnellefelder bei höheren Schwingungsmoden mittels optischer Messtechnik konnte erstmalig gezeigt werden. Es ist möglich, mit einem Stereo-PIV-Aufbau und 2 Hz Aufnahme rate nichtinvasiv alle drei Komponenten der Schallschnelle für Frequenzen weit über der Aufnahme frequenz zu vermessen. Eine Validierung der Schnellemessungen erfolgte durch parallele Mikrofonmessungen und einer Rekonstruktion des Schnellefeldes. Auftretende Unterschiede in Phase oder Amplitude wurden diskutiert und erklärt. Dieses Messverfahren bietet somit die Möglichkeit, die akustische Schallschnelle bei bekannter Frequenz, flächig und für drei Komponenten zu vermessen. Messdaten können so auch an Stellen erfasst werden, an denen ein Mikrofoneinbau nicht möglich ist; auch für Geometrien ohne existierendes analytisches physikalisches Modell, welches einen Transfer der gemessenen Druckinformation zum Zielort ermöglichen würde. In naher Zukunft soll dieses Messverfahren für Messungen über akustischen Absorbern eingesetzt werden, um so mehr Information über die Ausbildung höherer Schwingungsmoden über solchen Dämpfungselementen zu erfahren. Zusätzlich soll das Messverfahren für akustische Felder mit Strömungsüberlagerung in weiteren Schritten getestet werden.

Literatur

- [1] M. R. Davis and K. J. Hews-Taylor, Laser-Doppler measurement of complex acoustic impedance, *Journal of Sound and Vibration* Vol.107, 451-470, 1986
- [2] J.C. Valière and P. Herzog and V. Valeau and G. Tournois, Acoustic velocity measurements in the air by means of Laser Doppler velocimetry: dynamic and frequency range limitations and signal processing improvements, *Journal of Sound and Vibration* Vol.229, 607-626, 2000
- [3] Bruno Gazengel and Sylvain Poggi and Jean-Christophe Valière, Evaluation of the performance of two acquisition and signal processing systems for measuring acoustic particle velocities in air by means of laser Doppler velocimetry, *Measurement Science and Technology* Vol. 14, 2047-2064, 2003
- [4] Germain Boyer and Estelle Piot and Jean-Philippe Brazier, Theoretical investigation of hydrodynamic surface mode in a lined duct with sheared flow and comparison with experiment, *Journal of Sound and Vibration* Vol.330, 1793 - 1809, 2011
- [5] D. B. Hann and C. A. Greated, Particle image velocimetry for the measurement of mean and acoustic particle velocities *Measurement Science and Technology* Vol.8, 656-660
- [6] D. B. Hann and C. A. Greated, The measurement of flow velocity and acoustic particle velocity using particle-image velocimetry, *Measurement Science and Technology* Vol.8, 1517-1522,1997
- [7] Majid Nabavi and M H Kamran Siddiqui and Javad Dargahi, Measurement of the acoustic velocity field of nonlinear standing waves using the synchronized PIV technique, *Experimental Thermal and Fluid Science* Vol. 33, 123-131,2008
- [8] David Marx and Yves Auregan and Helene Bailliet and Jean-ChristopheValiere, PIV and LDV evidence of hydrodynamic instability over a liner in a duct with flow, *Journal of Sound and Vibration* Vol. 329,3798-3812,2010
- [9] Daniel Haufe and Raimund Schlüßler and Andreas Fischer and Lars Büttner and Jürgen Czarske, Optical multi-point measurement of the acoustic particle velocity in a superposed flow using a spectroscopic laser technique, *Measurement Science and Technology* Vol.23, 085306 (8pp), 2012
- [10] K.Ehrenfried,Strömungsakustik,Mensch und Buch Verlag,2004
- [11] A. Fischer, F. Bake, L. Enghardt, I. Röhle und S. Busse, Acoustic Plane Wave Decomposition by Means of Synchronised PIV, 15th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference (30th AIAA Aeroacoustics Conference, 2009