

Validierung eines numerischen Modells für die zeitabhängige Dichteverteilung in einem Druckraum

Validation of a numerical model for the time-dependent density-distribution in a pressure-volume

Frieder Reichenzer, Mike Schneider, Stefan Dörr

TRUMPF Laser- und Systemtechnik GmbH, Johann-Maus-Straße 2, 71254 Ditzingen

CFD, Validierung, OpenFOAM, instationär, kompressibel, RANS, Schlieren-Fotografie
CFD, validation, OpenFOAM, unsteady, compressible, RANS, Schlieren-photography

Zusammenfassung

In diesem Beitrag wird ein kompressibles URANS (Unsteady Reynolds Averaged Navier Stokes) CFD-Modell eines Druckraums vorgestellt, dessen Ergebnisse in weiteren Untersuchungen für eine Simulation der Laserpropagation durch diesen Druckraum verwendet werden sollen. Zur Validierung des numerischen Modells wird experimentell der Einfluss der Innenkontur des Druckraums auf das zeitliche Verhalten der Dichteverteilung in zwei Dimensionen mit zwei entgegen gerichteten Gaseinlässen untersucht. Experimentell wird der Gradient des Dichte-Feldes im Druckraum mittels klassischer Schlieren-Fotografie gemessen. Für die numerische Rechnung wird der transiente kompressible Solver *rhoCentralFoam* aus der OpenFOAM-Bibliothek verwendet. Die betrachtete zeitliche Auflösung liegt für Experiment und Simulation bei 10 kHz. In Experiment und Simulation wird beobachtet wie sich in Abhängigkeit von der Geometrieform stabile oder oszillierende Zustände mit Frequenzen bis zu 300 Hz ausbilden. Um aus den Schlieren-Bildern und Simulationsdaten die Frequenz zu extrahieren wurde ein Auswerteverfahren erarbeitet, welches in diesem Beitrag vorgestellt wird. Es wird gezeigt, dass die Oszillationsfrequenzen der Simulation proportional zu den experimentell bestimmten Frequenzen sind. Auch der Übergang zwischen stationärem und oszillierendem Zustand, in Abhängigkeit der Geometrieform, wird mit der Simulation korrekt vorhergesagt. Zwar sind Einschränkungen bei der Vorhersage der absoluten Werte der Oszillations-Frequenzen zu berücksichtigen, jedoch werden durch das erarbeitete Simulationsmodell das Strömungsbild und das qualitative Verhalten korrekt beschrieben.

Einleitung

Der Einfluss von Dichteänderungen auf die Propagation von Licht ist ein bekanntes Phänomen und kann auch im Alltag als Hitzeflimmern wahrgenommen werden. In der Forschung wird dieser Einfluss unter dem Aspekt der Störung oder Manipulation der Lichtpropagation untersucht. Für die gezielte Manipulation des Lichts wird die Dichteverteilung in einem Volumen über hohe Druck- oder Temperaturgradienten eingestellt, so dass eine Leitung (Bogdanoff 1985) oder Fokussierung des Lichts erreicht wird (Mafusire und Forbes 2012). Beispielhaft für die Störung der Lichtpropagation sind die Untersuchung des Einflusses statistischer Schwankungen über lange Strecken (Chernov 1960, Tatarski 1961) und der Einfluss der Turbulenzen an Grenzschichten durch welche das Licht propagiert (Wang et al. 2012). Ein weiterer Bereich, in welchem sich die Dynamik eines Gases als Störung bemerkbar machen kann, ist die Lasermaterialbearbeitung. Besonders im Laserschneidprozess wird ein Prozessgas sowohl zum

Schutz der Optiken als auch als Werkzeug selbst verwendet. Dies führt dazu, dass Licht auf dem Weg zum Werkstück durch einen Bereich propagiert, in welchen Gas unter hohem und zeitlich variablem Druck einströmt. Die so entstehenden Turbulenzen und transienten Strömungsphänomene führen wiederum zu einer Änderung der Strahleigenschaften des Laserlichts. Da sich diese Strömungsphänomene auf Zeitskalen im Bereich 10^{-3} s, in einem gekapselten Volumenraum abspielen und turbulent sind, ist eine *one-shot* 3D-Orts- und Dichte-aufgelöste Messung des Dichtefeldes nach heutigem Stand nicht möglich. Integrative Messmethoden, wie eine Vermessung der Strahlkaustik nach Propagation durch den Volumenraum bieten ebenfalls keine Möglichkeit, eine qualitative Aussage über das Strömungsbild im durchleuchteten Volumen zu machen. Hier kann eine Fluidik-Simulation gekoppelt mit einer optischen Simulation helfen den Prozess besser zu verstehen. Jedoch fehlen für eine Validierung des Strömungsbildes wiederum 3D-orts aufgelöste Messungen des Strömungsverhaltens. Ein Ausweg bietet die Erarbeitung und qualitative sowie quantitative Validierung eines CFD-Simulationsmodells in 2D, welches dann auf den 3D-Fall übertragen und wiederum quantitativ validiert werden kann. In diesem Beitrag werden die Ergebnisse einer CFD-Simulationen und den dazu korrespondierenden Schlieren-Messungen des Dichtegradienten vor- und gegenüber gestellt, um die Simulationsergebnisse experimentell zu validieren. Dabei wird in beiden Fällen ein periodisches Verhalten des Strömungsbildes in der Zeit beobachtet. Die Frequenz dieser Oszillation ist abhängig von der untersuchten Geometrie und wird im Weiteren zur Charakterisierung und quantitativen Beschreibung des Strömungsverhaltens verwendet. Die betrachtete Geometrie [Abb. 1] ist dabei einem Volumenraum aus der Lasermaterialbearbeitung nachempfunden und wird im anschließenden Abschnitt vorgestellt.

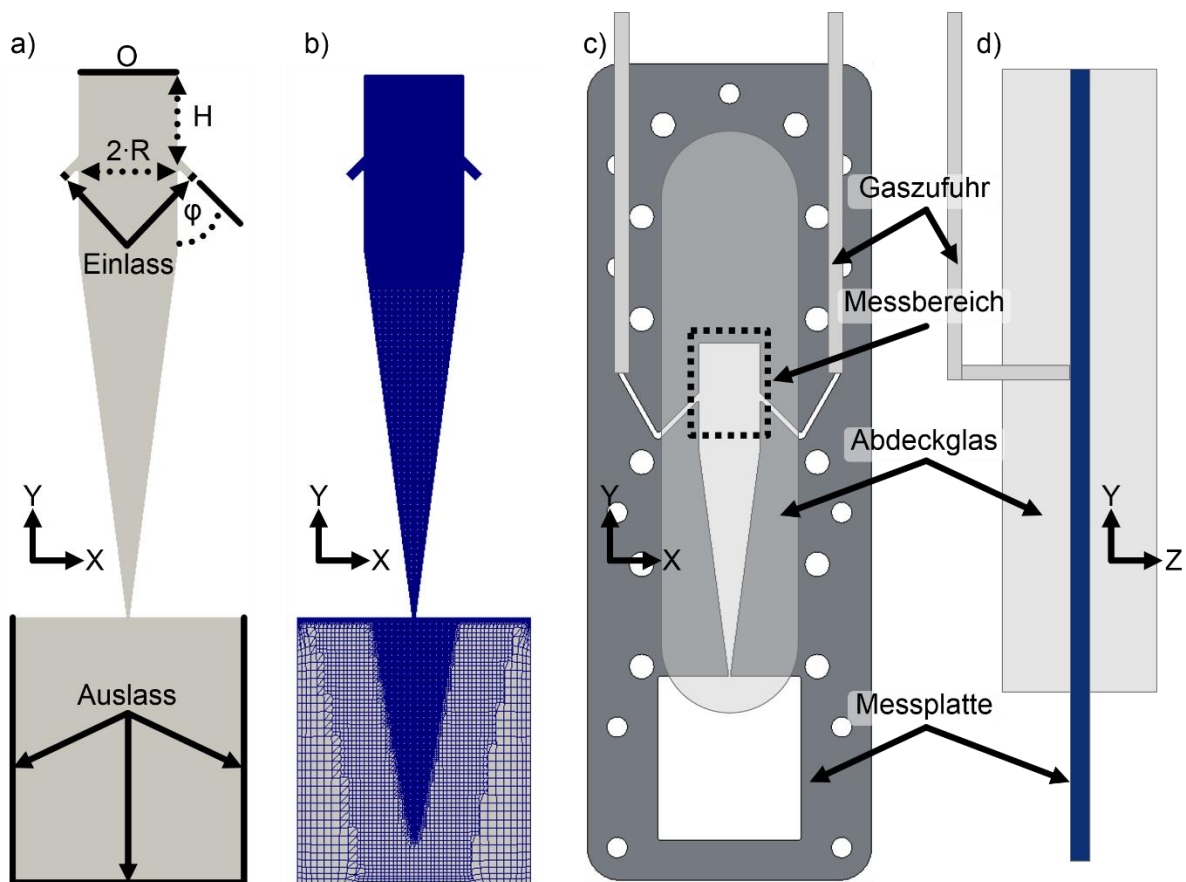


Abb. 1: Darstellung des Geometriemodells mit $H/R = 1.75$. **a)** Simulationsmodell mit eingezeichnetem Ein- und Auslass. **b)** Netz des Simulationsmodells. **c)** Frontalansicht Messplatte, Abdeckglas und Gaszufuhr. **d)** Seitenansicht.

Geometrie

Für die in diesem Beitrag vorgestellten Ergebnisse der Simulation und Experimente wird eine in 2D abstrahierte Innenkontur des Volumenraums mit einem Auslassbereich verwendet [Abb. 1]. Die Innenkontur ist definiert über zwei Gas-Einlassarme, die in die Innenkontur münden. Deren Abstand relativ zueinander beträgt $2 \cdot R$ in Richtung der x-Achse. In Richtung der y-Achse beträgt der Abstand beider Einlässe zur Oberkante 0 der Innenkontur den Wert H . Der Einfluss einer Variation des Verhältnisses $H \setminus R$ auf die Strömungseigenschaften in der Innenkontur wird im Weiteren untersucht und für einen Vergleich von Simulation und Experiment herangezogen. Der Winkel der Einlassarme zur y-Achse ist $\varphi = 45^\circ$. Der Wandabstand der Innenkontur an der schmalsten Stelle steht zu R im Verhältnis 1:15.

Messung

Messverfahren

Die Messungen erfolgen an einem Schlierenmessstand in Z-Konfiguration [Abb. 2]. Bei dem verwendeten Verfahren wird der zu untersuchende Messbereich mit einem homogenen und kollimierten Lichtstrahl ausgeleuchtet. Der Lichtstrahl wird anschließend fokussiert und mit einer *knife-edge*-Blende, welche orthogonal zur Ausbreitungsrichtung des Strahls ist, abgeschnitten. Mit einer Linse wird dann der Messbereich auf einen Kamerachip abgebildet. Befindet sich an einem Punkt P im Messbereich ein Dichtegradient führt dies zu einer Ablenkung des Lichtstrahls und einem größeren oder kleineren Helligkeitswert am Bildpunkt P' . Die Änderung der Helligkeit im Bildpunkt P' ist proportional zum Anteil des Dichtegradienten orthogonal zur Schnittkante der Blende. Mit dieser Methode wird nur der Anteil des Dichtegradienten orthogonal zur Schnittkante der Blende aufgelöst. Auf den im Beitrag vorgestellten Schlieren-Bildern ist der Dichtegradient in Richtung der y-Achse [Abb. 1] aufgelöst.

Messaufbau

Die Messgeometrie besteht aus einem Laserzuschchnitt aus einem Stahlblech. Diese Messplatte wird auf beiden Seiten mit einer Dichtung und einer Abdeckglas-Platte abgedichtet und in einer Halterung verschraubt [Abb. 1c]. Die Gaszufuhr erfolgt über zwei Zuleitungen, die jeweils an die Enden der Einlassarme gepresst werden [Abb. 1d]. Die Gaszufuhr kann dabei für jeden der beiden Arme individuell eingestellt werden. Die Aufnahme der Schlieren-Bilder erfolgt durch eine Hochgeschwindigkeitskamera mit einer Bildrate von 10 kHz und einer Belichtungszeit von $99.8 \mu\text{s}$. Für die Messungen werden insgesamt 11 Messplatten mit den Verhältnissen $H \setminus R = 1.0, 1.25, 1.33, 1.5, 1.75, 2.0, 2.5, 3.0, 3.5$ untersucht. Dabei werden für jede Messplatte mehrere Aufnahmen mit unterschiedlichen Drücken von $3.039 \cdot 10^5 \text{ Pa}$ bis $19.247 \cdot 10^5 \text{ Pa}$ in $1.013 \cdot 10^5 \text{ Pa}$ Schritten durchgeführt.

Simulation

Netz

Die Vernetzung der Geometrie wird mit der Anwendung *cartesian2D Mesh* aus der Open Source Library *cfMesh* der Firma Creative Fields ausgeführt. Mit dieser Anwendung wird für die Fluid-Simulationen ein unstrukturiertes Netz bestehend aus Hexaedern erzeugt. Die Wände, Engstellen, und der Bereich um die Gas-Einlässe werden noch weiter verfeinert. Insgesamt ergibt sich so ein Netz mit einer Anzahl an Zellen von $\sim 150\,000$ bis $\sim 220\,000$ in Abhängigkeit des Verhältnisses $H \setminus R$. Die simulativ untersuchten Verhältnisse sind $H \setminus R = 1.0, 1.25, 1.33, 1.75, 3.0, 3.5$.

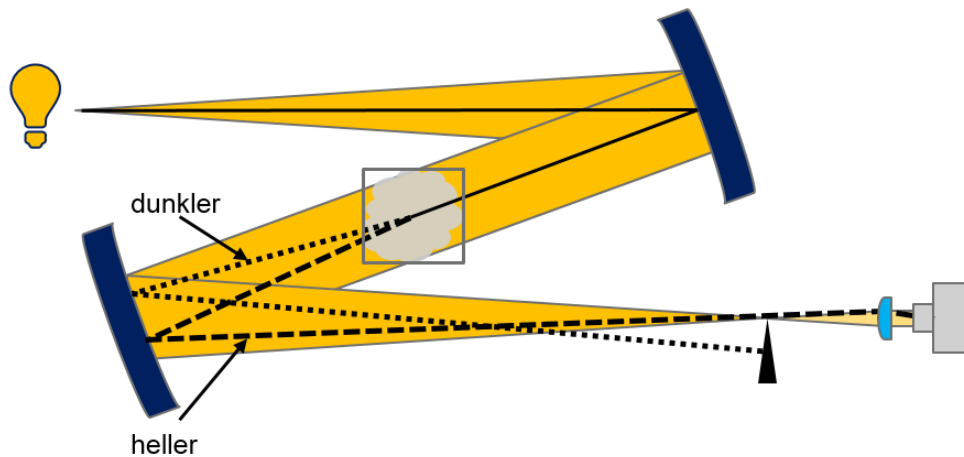


Abb. 2: Schematische Zeichnung des verwendeten Schlieren-Aufbaus. Gepunktet: Durch Dichtegradient zur Blende hin abgelenkt und damit kleinerem Helligkeitswert. Gestrichelt: Durch Dichtegradient von der Blende weg abgelenkt und damit größerer Helligkeitswert.

Solver

Für die Simulation des Strömungsverhaltens wird das Open Source Softwarepaket OpenFOAM eingesetzt. Zur Lösung der Impuls- und Energiegleichungen wird der kompressible und transiente Solver *rhoCentralFoam* eingesetzt. Die Lösung der Gleichungen erfolgt über einen *time-splitting*-Algorithmus. Dabei wird über die explizite Lösung der nicht viskosen Gleichungen der Wert einer Variablen bestimmt. Dieser Wert wird dann über die Diffusions-Terme korrigiert, welche implizit bestimmt werden. Die Diskretisierung erfolgt für alle Gleichungen über ein *upwind*-Schema zweiter Ordnung. Turbulenzen werden mit dem RANS *k- ω -SST*-Modell modelliert. In diesem Modell wird die Turbulenz in dem Grenzschicht-Bereich mit dem *k- ω* -Modell und im Freistrom-Bereich mit *k-e* berechnet (Menter 1993). Dies deckt somit die in den verwendeten Geometrien vorkommenden Strömungsdomänen ab.

Randbedingungen

Die Simulation wird über das Druckgefälle zwischen Einlass- und Auslass angetrieben. Beide Öffnungen der Geometrie werden über den totalen Druck p_{tot} definiert wobei der Einlass mit $p_{tot}^{ein} = 8 \cdot 10^5$ Pa und der Auslass mit $p_{tot}^{aus} = 1.013 \cdot 10^5$ Pa (Umgebungsdruck) modelliert werden. Die Temperatur wird über die totale Temperatur $T_{tot} = 300$ K am Ein- und Auslass modelliert. Die Geschwindigkeit an Ein- und Auslass wird über die Funktion *pressureInletOutletVelocity* berechnet. Diese Randbedingung modelliert einströmende Flüsse über die Dirichlet-Randbedingung und ausströmende Flüsse über die Neumann-Randbedingung. Die Wände werden als *no-slip* modelliert, das bedeutet für die Geschwindigkeit an den Wänden gilt $|\vec{u}| = 0$ m/s. Die Turbulenzparameter α_t, ν_t, k und ω werden an den Wänden mit den in der OpenFOAM Bibliothek hinterlegten *wallfunctions* modelliert.

Zeitliches Verhalten

Aufgrund der teilweise expliziten Berechnung der Strömung muss die CFL-Bedingung $Co = \frac{\Delta t \cdot u_x}{\Delta s_x} + \frac{\Delta t \cdot u_y}{\Delta s_y} < 1$ mit Zeitschritt Δt , Geschwindigkeit $u_{x/y}$ und Ausdehnung der Zelle $\Delta s_{x/y}$ in Richtung der *x/y*-Achse eingehalten werden (Leveque 2002). Dies führt bei dem verwendeten Netz und den vorliegenden Strömungsverhältnissen zu Zeitschritten in der Größenordnung 10^{-9} s. Das verwendete Speicherintervall liegt, angepasst an die zeitlich Auflösung der Messungen, bei 10^{-4} s.

Auswertung von Simulation und Experiment

Qualitative Beschreibung

Um eine gleiche Darstellung der experimentellen und simulativen Ergebnisse zu erzielen, wird aus dem in der Simulation berechneten Dichtefeld der Gradient in Richtung der y-Achse $\vec{y} \cdot \nabla \rho / |\vec{y}|$ berechnet [Abb. 3, Reihe 1]. Sowohl für Ergebnisse aus Experiment wie Simulation ergeben sich an den Einlässen zur Innenkontur eine Düsencharakteristik mit Wirbelbildung tangential zum einströmenden Gasstrom.

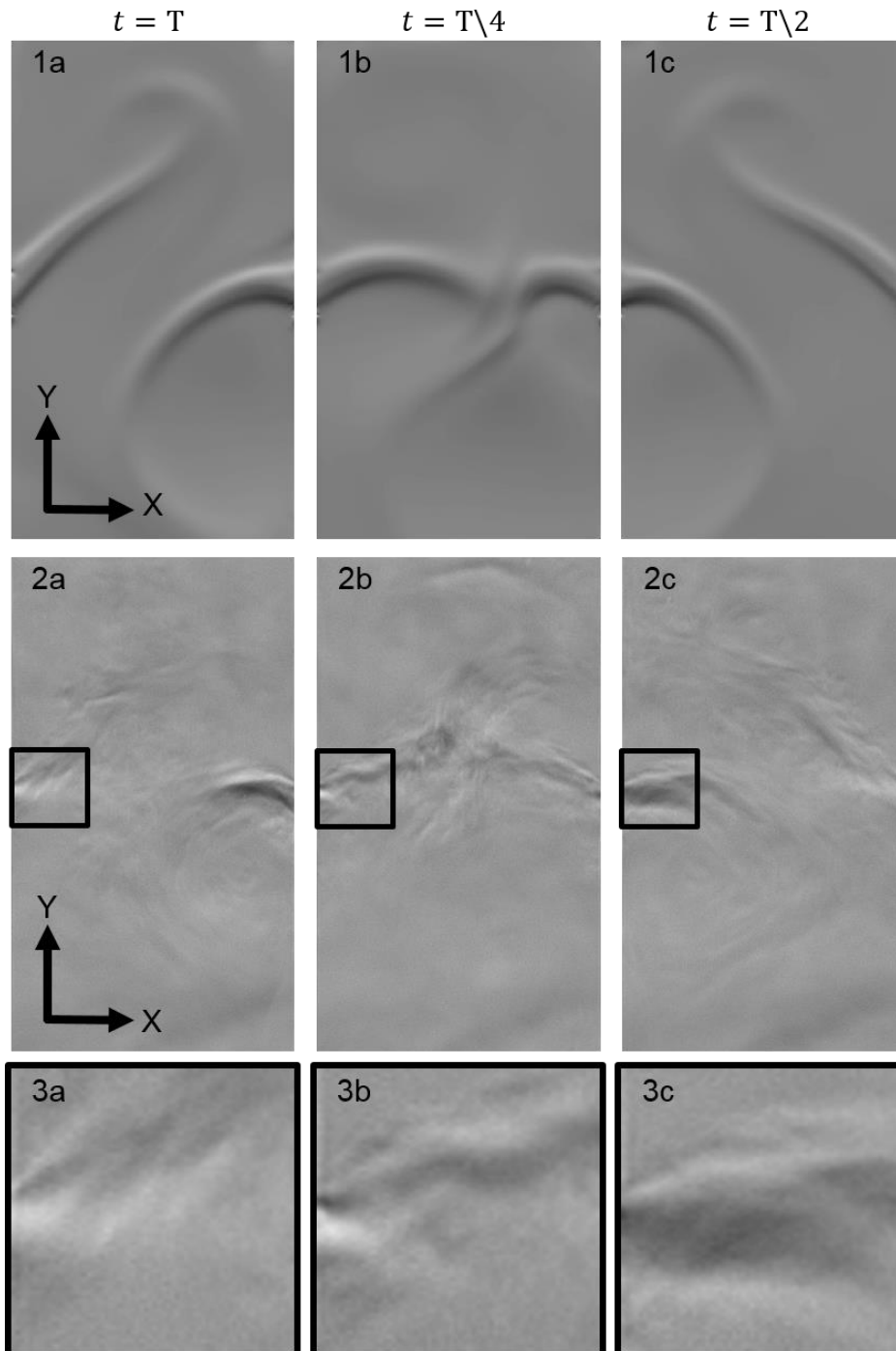


Abb. 3: Dichtegradient in Richtung der y-Achse der Strömung für $H \setminus R = 1.75$ bei $p_{tot}^{ein} = 8.1 \cdot 10^5$ Pa. **Zeile 1:** Simulation, **Zeile 2:** Schlieren-Aufnahme, **Zeile 3:** Vergrößerung linke Einströmung von Zeile 2. **Spalte a:** Oszillation zu $t = 0$, **Spalte b:** Oszillation zu $t = T \setminus 4$, **Spalte c:** Oszillation zu $t = T \setminus 2$. T entspricht einer Periodendauer.

Bei den Verhältnissen $H \setminus R \leq 1$ bildet sich ein stabiles Strömungsbild mit einem Stagnationspunkt an der Mittelachse der Innenkontur aus. Für Verhältnisse $H \setminus R > 1.0$ ist dagegen ein periodisches Verhalten zu beobachten. Dabei dominiert abwechselnd eine Einlassströmung die Wirbelbildung oberhalb beziehungsweise unterhalb des Einlassbereichs. Dies führt dazu, dass die Strömung aus einem Einlass in Richtung der, die Innenkontur nach oben hin abschließenden, Kante O und aus dem anderen Einlass in Richtung des Auslassbereichs verläuft.

Quantitative Auswertung

Aufgrund der großen Anzahl an Messpunkten wird eine in Python und mit OpenCV geschriebene Auswerterroutine verwendet, mit welcher die Oszillationsfrequenz aus den Schlieren-Bildern extrahiert werden kann. Dazu wird ausgenutzt, dass die Helligkeit an den Gas-Einlässen in der Innenkontur davon abhängt, ob die Einlassströmung in Richtung der Kante O oder entgegengesetzt dazu in Richtung des Auslassbereichs verläuft [Abb. 3, Reihe 3 a,b,c]. Die Schlieren-Aufnahmen werden Bild für Bild eingelesen und der mittlere Helligkeitswert im Bereich um die Einstromungspunkte als Amplitude gespeichert [Abb. 4, 1a]. Die Anwendung einer *Fast-Fourier-Transformation* (FFT) auf die zeitabhängige Amplitude des gemittelten Helligkeitswerts ergibt das Frequenz-Spektrum der jeweiligen Messung. Zur Verbesserung der *signal-to-noise-ratio* wird das Frequenz-Spektrum beider Seiten miteinander multipliziert [Abb. 4, 1b, 2a].

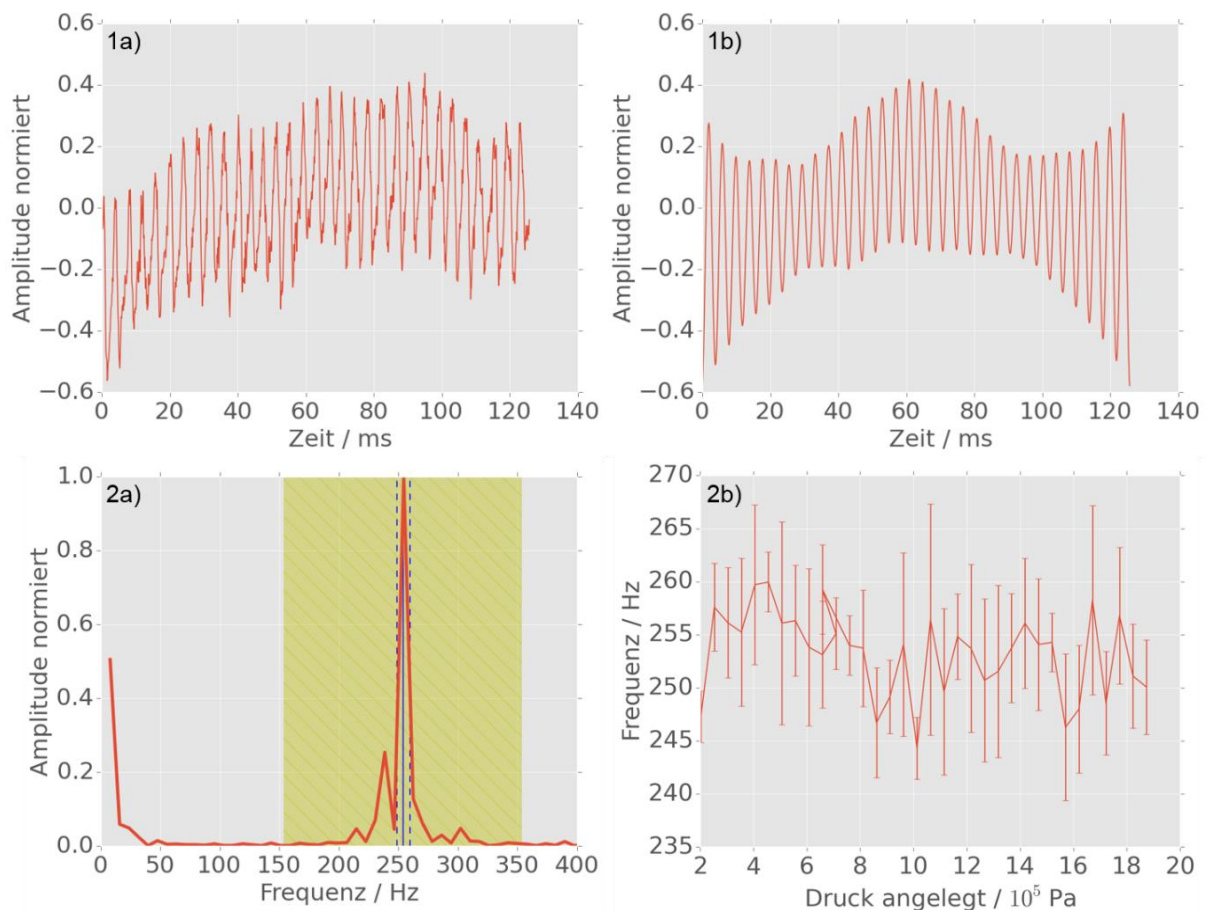


Abb. 4: Messergebnisse für $H \setminus R = 1.75$ bei $p_{tot}^{ein} = 8.1 \cdot 10^5$ Pa. **1a)** Gemittelte Helligkeitswerte von Reihe 3 aus Abb. 3 über die Zeit. **1b)** Kombiniertes Signal aus den gemittelten Helligkeitswerten von rechter und linker Einlass-Seite. **2a)** Frequenzverteilung der Oszillationen der Kurve aus 1b). Unterlegter Bereich: Auswertebereich für den gewichteten Mittelwert, durchgezogene Linie: gewichteter Mittelwert, gestrichelte Linie: Standardabweichung vom gewichteten Mittelwert. **2b)** Frequenz in Abhängigkeit von p_{tot}^{ein} .

Die Verteilung des Frequenz-Spektrums reicht bis zu Frequenzen von 10 kHz und zeigt ein Rauschen bei kleinen Frequenzen, weswegen die Bestimmung der Frequenz über eine einfache Berechnung des gewichteten Mittelwertes nicht funktioniert. Eine Bestimmung der Oszillationsfrequenz über das Maximum der Verteilung versagt bei Messungen mit einem unsauberen Frequenzspektrum. Aufgrund dessen wird die Frequenz der Schwingung über den gewichteten Mittelwert in einem Bereich um das Maximum des Frequenz-Spektrums bestimmt [Abb. 4, 2a unterlegter Bereich]. Stichproben zeigen Übereinstimmung zwischen den mit diesem Auswerteverfahren ermittelten und abgezählten Oszillationsfrequenzen.

Vergleich der Ergebnisse

Das im vorherigen Abschnitt beschriebene Auswerteverfahren wird auf alle Geometrie- und Druckverhältnisse angewendet. Bei einer Veränderung des Drucks an den Einlässen kann keine systematische Abhängigkeit zwischen Druck und Oszillationsfrequenz beobachtet werden [Abb. 4, 2b]. Dagegen zeigt die Oszillationsfrequenz eine starke Abhängigkeit zum Geometrieverhältnis $H \setminus R$ [Abb. 5]. Für $H \setminus R \leq 1.0$ werden keine Oszillationen beobachtet, und es stellt sich ein Gleichgewichtszustand ähnlich dem Übergangszustand bei den Oszillationen ein [Abb. 4, Spalte b]. Im Bereich $1.0 < H \setminus R \leq 2.0$ zeigt die Oszillationsfrequenz eine große Steigung in Abhängigkeit von $H \setminus R$ auf. Für $H \setminus R > 2.0$ wird die Steigung kleiner und die Oszillationsfrequenz konvergiert für große $H \setminus R$ gegen einen konstanten Wert. Obwohl die Absolutwerte von Experiment und Simulation unterschiedlich sind, zeigen die auf den maximalen Wert der Oszillationsfrequenz normierten Kurven von Simulation und Experiment den gleichen Verlauf. Die Unterschiede in den Absolut-Werten könnten durch die unterschiedliche Ausdehnung der Innenkontur von Experiment und Simulation in Richtung der z-Achse zu erklären sein. Während die Innenkontur im Experiment durch die Abdeckglas-Scheiben in Richtung der z-Achse begrenzt ist, wird in der Simulation mit einer in Richtung der z-Achse unendlich ausgedehnten Innenkontur gerechnet. Experimente mit unterschiedlichen Dicken der Messplatten in Richtung der z-Achse sind geplant und sollen Aufschluss darüber geben, ob diese Annahme korrekt ist.

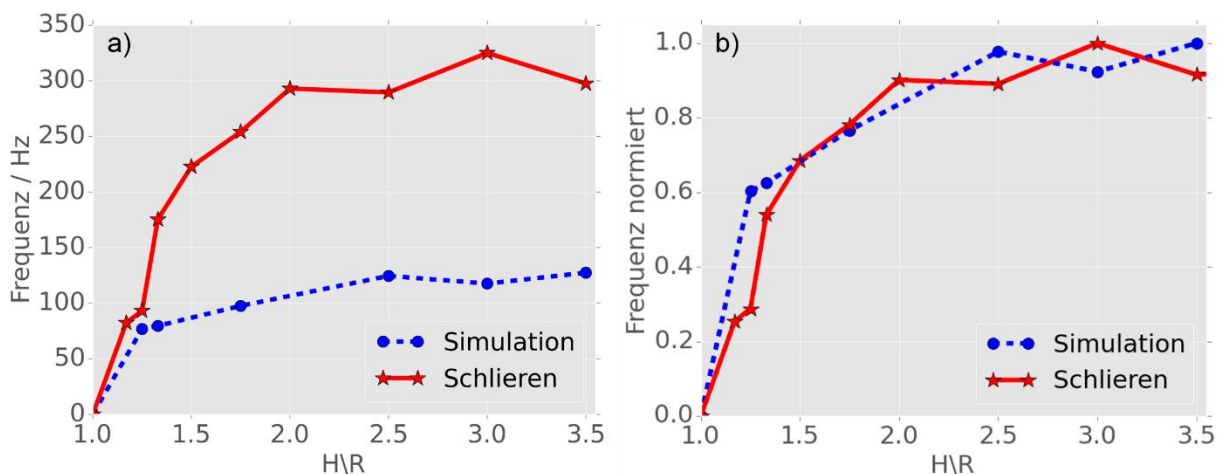


Abb. 5: Frequenz in Abhängigkeit von $H \setminus R$. **a)** Frequenz absolut. **b)** Frequenz normiert auf Maximalwert der Frequenz

Fazit

In diesem Beitrag konnte gezeigt werden, dass das gewählte Simulationsmodell geeignet ist, um das qualitative Verhalten der Strömung in den betrachteten Geometrien zu beschreiben. Das oszillierende Verhalten der Strömung wird durch die Simulation aufgelöst und auch die Abhängigkeit der Frequenz vom Verhältnis H/R wird von der Simulation wiedergegeben. Die absoluten Werte der Simulation dagegen sind nicht in Übereinstimmung mit denen der Experimente. Es ist anzunehmen, dass diesem Verhalten die unterschiedliche Ausdehnung in Richtung der z-Achse von Experiment und Simulation zu Grunde liegt. Mit einer folgenden Studie soll gezeigt werden, dass die in den Experimenten gemessenen Frequenzen mit größer werdender Dicke der Messplatte kleiner werden. Kann dieser Zusammenhang gezeigt werden, würde dies die Aussagefähigkeit des Simulationsmodells nochmals erweitern. Basierend auf den vorliegenden Ergebnissen soll das Simulationsmodell auf den 3D-Fall übertragen werden.

Literatur

- Bogdanoff, D. W. 1985:** "Gasdynamic lightguide with high optical quality", APPLIED OPTICS, 24(13/1)
- Chernov LA., 1960:** "Wave Propagation in a Random Medium", New York: McGraw-Hill, pp. 168
- Leveque, R. J. 2002,** "Finite Volume Methods for Hyperbolic Problems", 1st Edition, Cambridge University Press, Cambridge, 2002.
- Mafusire, C., Forbes, A. 2012:** "Aero-optics: Controlling light with air", Fluid Dynamics, Computational Modeling and Applications, InTech.
- Menter, F., 1993:** "Zonal two equation kw turbulence models for aerodynamic flows", 23rd fluid dynamics, plasmadynamics, and lasers conference, pp. 2906
- Tatarski VI., 1961:** "Wave Propagation in a Turbulent Medium", New York: McGraw-Hill, pp. 285
- Wang, M., Mani, A., Gordeyev, S., 2012:** "Physics and computation of aero-optics", Annual Review of Fluid Mechanics, Vol. 44, pp. 299-321